



**МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
РСФСР**

**Уральский ордена Трудового Красного Знамени политехнический
институт имени С.М. Кирова**

Ижевский государственный медицинский институт

ШИРОНОВ ВАЛЕНТИН ГЕОРГИЕВИЧ

На правах рукописи

**ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА ФЕРРОМАГНЕТИКИ В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА
(01.04.11–физика магнитных явлений)**

**Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико–математических наук**

**Научный руководитель
доктор физ.-мат.наук, профессор А.К. Чирков**

Ижевск – 1982

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
ВВЕДЕНИЕ.	4
ГЛАВА I. Обзор литературы	8
§ 1.1. Работы П.Н. Лебедева по пондеромоторному действию волн на резонаторы	8
§ 1.2. Пондеромоторное действие электромагнитного поля .	13
§ 1.3. Некоторые особенности нелинейного ферромагнитного резонанса	19
Постановка задачи	22
ГЛАВА II. Пондеромоторные эффекты при наблюдении нелинейного ферромагнитного резонанса	24
§ 2.1. Условия эксперимента	25
§ 2.2. Пространственные перемещения образцов	30
§ 2.3. Особенности НФМР на незакреплённых образцах . .	38
§ 2.4. К интерпретации замеченных особенностей	44
Выводы	52
ГЛАВА III. Пондеромоторное действие резонансного электромаг- нитного поля на ферромагнетики	53
§ 3.1. О новых компонентах силы, действующей на ферро - магнетик при резонансе	53
§ 3.2. Электромагнитное резонансное давление	61
§ 3.3. О моменте сил для изотропного и анизотропного ферромагнетика	65
§ 3.4. Пример, иллюстрирующий влияние резонансного элек- тромагнитного поля на устойчивость движения спи - новых частиц	72
Выводы	86

ГЛАВА IV. Возможные области применения пондеромоторного действия резонансного электромагнитного поля на ферромагнетики	87
§ 4.1. Новые методы регистрации ферромагнитного резонанса	87
§ 4.2. Увеличение чувствительности пондеромоторных датчиков электромагнитного поля	91
§ 4.3. Экспериментальная проверка корректности различных выражений для пондеромоторных сил	94
Выводы	96
ОБЩИЕ ВЫВОДЫ	97
ЛИТЕРАТУРА	100

Светлой памяти П.Н. Лебедева
посвящаю

ВВЕДЕНИЕ

Явление резонанса в физике известно давно. В резонансном случае, когда частота вынуждающей силы со стороны поля близка к собственной частоте резонатора, происходит резкое усиление передачи энергии, импульса, момента импульса возбуждаемой системе. Следствием этого является действие на резонатор колоссальных по величине пондеромоторных сил и моментов сил, резонансно зависящих от частоты и пропорциональных по величине его добротности [1].

Традиционными пондеромоторными резонансными задачами считают: проблему резонансов и малых знаменателей в небесной механике [2-5], радиационные пояса планет и ряд аналогичных задач о движении заряженных частиц в резонансных полях [6-9], проблему межмолекулярных сил [1, 10, 11].

По-видимому, впервые пондеромоторное резонансное действие привлекло к себе внимание в XVIII веке в связи с проблемой резонансов и малых знаменателей в небесной механике [4]. Было замечено множество соизмеримых "резонансных" соотношений между орбитальными периодами планет и спутников солнечной системы, между их вращательными (вокруг своих осей) и орбитальными движениями [4, 5]. Основная сложность решения данной задачи заключается в появлении малых знаменателей в решениях уравнений движения небесных тел. Их возникновение, практически, приводит к невозможности предсказания эволюции солнечной системы [5]. Не всё ещё ясно и с выбором исходной физической модели для её решения. По мнению некоторых авторов существенную роль в стабилизации резонансной структуры солнечной системы играют моменты количества движения

взаимодействующих тел [5]. А.К. Гулаку частично удалось упростить решение данной задачи на основе уравнения полидинамического равновесия [2, 12-14]. Само уравнение [14] фактически получено им из специфического интеграла движения для центрально - симметричного поля (см. [15, с.53]).

Позднее внимание исследователей привлекли задачи движения заряженных частиц в резонансных полях. Зачастую их решение связывают с проведением сложных трудоёмких расчётов на ЭВМ [7-9].

В последнее время появились новые горячие "резонансные" точки в физике. Они возникли на стыке оптики и магнитного резонанса с механикой. Появление одной (фокусировка и самофокусировка атомных и световых пучков, резонансное световое давление [16-19]) обусловлено созданием и применением лазеров. Возникновение другой (ряда разрозненных работ по пондеромоторному действию электромагнитного поля в условиях магнитного резонанса [20-29]) обусловлено развитием техники магнитного резонанса.

Наиболее общие выводы и формулы по пондеромоторному действию волн на резонаторы были получены ещё П.Н. Лебедевым в его докторской диссертации [1, с.84-150]. "Несмотря на всё различие, - писал Лебедев, - которое представляют собой, по своей физической природе, колебания электромагнитные, гидродинамические, акустические, законы пондеромоторного действия их на соответствующие резонаторы тождественны; это указывает нам на вероятность, что законы, нами найденные, общи для всех возможных (и ещё не исследованных нами) колебаний, и их обоснование надо искать в причинах, не зависящих от особенностей действующего колебания и возбуждаемого им резонатора " [1, с.89-90].

Накопленные материалы по пондеромоторному действию волн на соответствующие резонаторы в различных областях физики - небесной механике, оптике, плазме, подтвердили гениальное предвидение

Лебедева об общности найденных законов.

Более поздние работы в области магнитного резонанса (ЯМР, ЭПР, ФМР) [20-29] наметили дальнейший путь в решении данной проблемы. Поэтому автору настоящей диссертации осталось лишь пройти по намеченному пути и исследовать пондеромоторное действие электромагнитного поля на ферромагнетики в условиях магнитного резонанса. Стараясь при этом не потерять леса из-за деревьев и увидеть новое мы пытались, по возможности, не углубляться слишком далеко в дебри нелинейного ферромагнитного резонанса и математических выкладок.

В первой главе диссертации приведён обзор работ, рассматривающих пондеромоторное действие электромагнитного поля на резонаторы в низкочастотном, оптическом, ВЧ и СВЧ диапазонах длин волн. Отмечены неясные, противоречивые и нерешённые вопросы, поставлены конкретные задачи диссертации.

Вторая глава посвящена экспериментальному исследованию нелинейного ферромагнитного резонанса и магнитоакустического резонанса (МАР) на незакреплённых образцах. Описана схема собранной установки. Приведены результаты эксперимента. Дана интерпретация особенностей НФМР и МАР на основе учёта пондеромоторных сил, моментов сил и тепловых явлений.

В третьей главе получены и проанализированы выражения для пондеромоторных сил и моментов сил, действующих на ферромагнетики при резонансе. Формулы для силы получены на основе тензора энергии-импульса Абрагама. Рассмотрены случаи однородных и слабонеоднородных магнитных полей. Вычислены моменты сил для изотропных и анизотропных ферромагнитных образцов, исходя из выражения для свободной энергии.

В четвёртой главе исследованы возможности использования

сил и моментов сил, действующих на ферромагнетик при резонансе, - для измерения параметров электромагнитного поля; новых методов регистрации ФМР и для апробации различных форм тензоров энергии-импульса в макроскопической электродинамике.

В конце приведены общие выводы по работе и намечен план дальнейших исследований по пондеромоторному действию волн на резонаторы.

Г Л А В А I

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Классические исследования пондеромоторного действия электромагнитных колебаний на резонаторы П.Н. Лебедевым [1] по своим результатам намного опередили время. Последующие исследования [16-27], как и предвидел Лебедев, подтвердили тождественность вновь найденных законов зависимости пондеромоторных сил от резонанса, независимо от их природы. Это даёт нам основание надеяться, что и в условиях ферромагнитного резонанса возникнут силы, подчиняющиеся аналогичным закономерностям.

§ I.I. РАБОТЫ П.Н. ЛЕБЕДЕВА ПО ПОНДЕРОМОТОРНОМУ ДЕЙСТВИЮ ВОЛН НА РЕЗОНАТОРЫ

Почти столетие назад (4 января 1891 года) Лебедев на трёх страницах дневника изложил программу своих будущих работ по сущности молекулярных сил [1, с.19]. В центре программы стоял вопрос о механическом действии волн на резонаторы. " Мы должны утверждать - писал он, - что между двумя лучеиспускающими молекулами, как между двумя вибраторами, в которых возбуждены электромагнитные колебания, существуют пондеромоторные силы " [1, с.85].

Законы этих сил описаны П.Н. Лебедевым в его докторской диссертации " Экспериментальное исследование пондеромоторного действия волн на резонаторы " [1, с.84-150]. Перенося исследования на колебания, отличные по своей физической природе (электромагнитные, гидродинамические, акустические), Лебедев нашёл полную тождественность их действия на соответствующие резонаторы.

" Главный интерес исследования, - отмечал он, - лежит в принципиальной возможности распространить найденные законы ... на

межмолекулярные силы " [I,с.I50]. В качестве электромагнитных резонаторов Лебедев использовал контуры, подвешенные на торсионных весах. Источником электромагнитных волн служил излучатель Герца.

Исследования, проведённые им, привели к выводу, что в общем случае на резонатор действуют два типа сил, независимых друг от друга. С одной стороны - это вращательные силы, а с другой - силы давления, стремящиеся переместить резонатор в направлении распространения волны.

Результаты наблюдений по вращению можно выразить следующим образом [I,с.I44]: " ... 1. Плоская волна вращает резонатор таким образом, чтобы отверстие его совпало с плоскостью волны и, следовательно, возбуждение его увеличивалось, если резонатор настроен выше, и вращает его в обратную сторону, если он настроен ниже . 2. Максимумы этих противоположных действий лежат вблизи резонанса." Далее на основании расчетов Лебедев получил формулу для момента сил, действующего на резонатор с собственной частотой ω_0 и с затуханием ω_z :

$$N = - \frac{\omega}{\omega_z} W \frac{\omega_z (\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + \omega_z^2}, \quad (I.1)$$

$$N_{\text{max}} = \frac{1}{2} \frac{\omega_0}{\omega_z} W, \quad (I.2)$$

где ω - частота волны, W - энергия, запасённая резонатором [I,с.I10,I31]. На рис. I представлена зависимость момента сил от расстройки $\Delta \omega = \omega - \omega_0$ [I,рис.I8-20].

Результаты наблюдений по отталкиванию можно выразить таким образом [I,с.I46]: " ... 1. Плоская волна, падающая на резонатор, стремится увести его в направлении движения, т. е. источник звука производит отталкивание резонатора. 2. Это давление плоской волны на резонатор достигает максимума при полном резонансе и

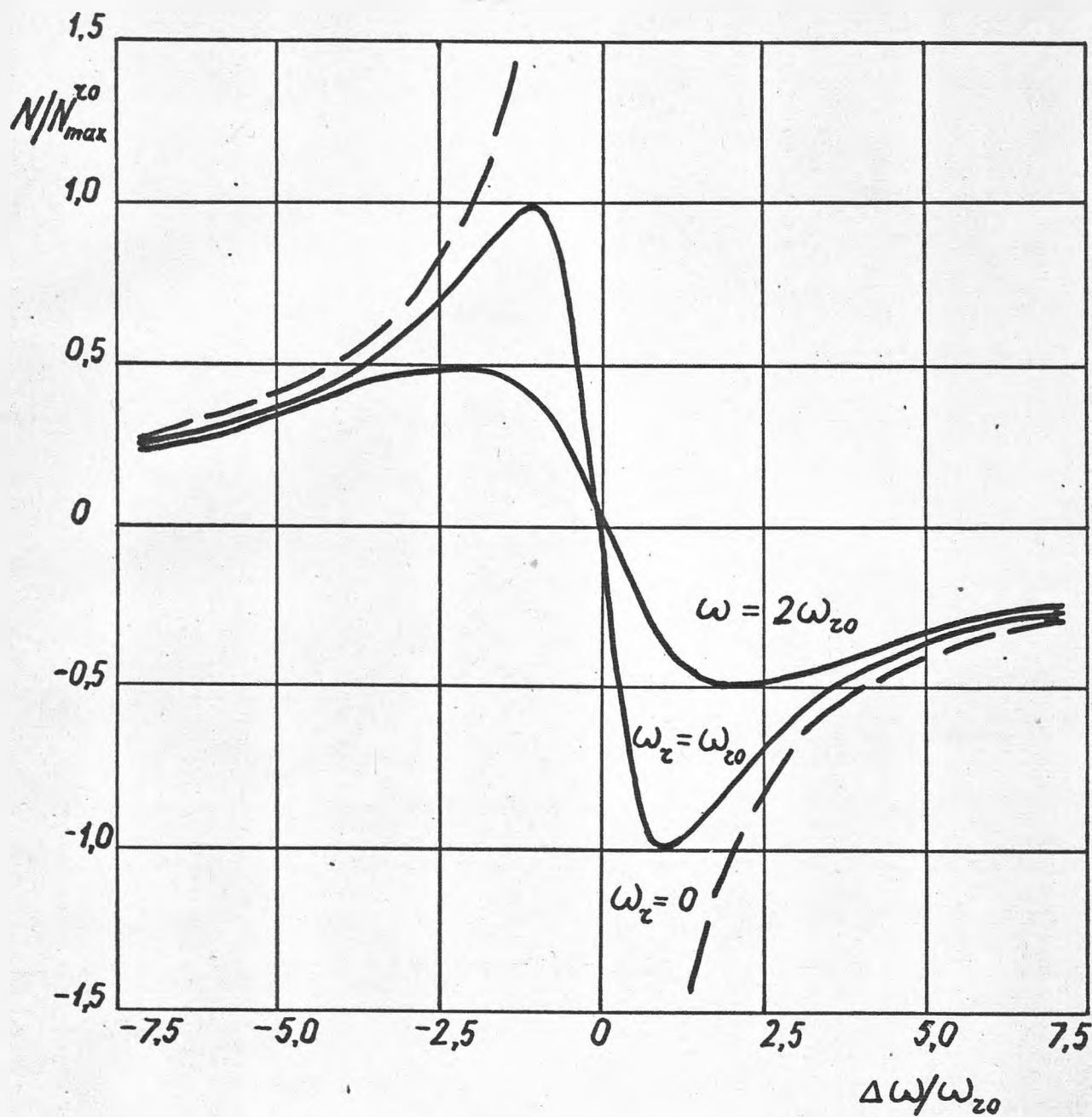


Рис. I. Частотная зависимость "вращательных сил" $[I]$ для резонаторов с различными временами затухания ω_z - I .

при переходе через него не меняет знака. " Вычисленная Лебедевым сила давления, действующая на резонатор, равняется :

$$F_g \approx N' = \frac{\omega}{\omega_r} W' \frac{\omega^2 \omega_r^2}{(\omega_0^2 + \omega_r^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \omega_r^2}, \quad (I.3)$$

$$F_{g \max} \approx \frac{1}{4} \frac{\omega_0}{\omega_r} W', \quad (I.4)$$

где W' - пропорциональна падающей в единицу времени на резонатор энергии. На рис. 2 представлена зависимость силы давления от $\Delta \omega$ [I, рис.38-39].

В заключении, он подчеркнул, что " ... силы давления могут быть выведены из рассмотрения пространственного распределения поля сил вокруг резонатора и соответствующего возбуждения резонатора для каждого данного момента," а силы вращения " ... подчиняются одним законам, как в непосредственной близости с источником колебаний," так и на большом расстоянии [I, с.147].

Опыты по световому давлению на твёрдые тела и газы, магнитометрические исследования причин образования магнитных полей вокруг вращающихся тел всё ближе подводили Лебедева к разгадке природы межмолекулярных сил. Однако его преждевременная кончина и возникновение мощного аппарата квантовой механики, позволившего многое объяснить без привлечения концепции пондеромоторных сил, приостановили дальнейшее развитие работ П.Н. Лебедева и других исследователей [I, IO, II] по пондеромоторному действию волн на резонаторы (в частности, на молекулы).

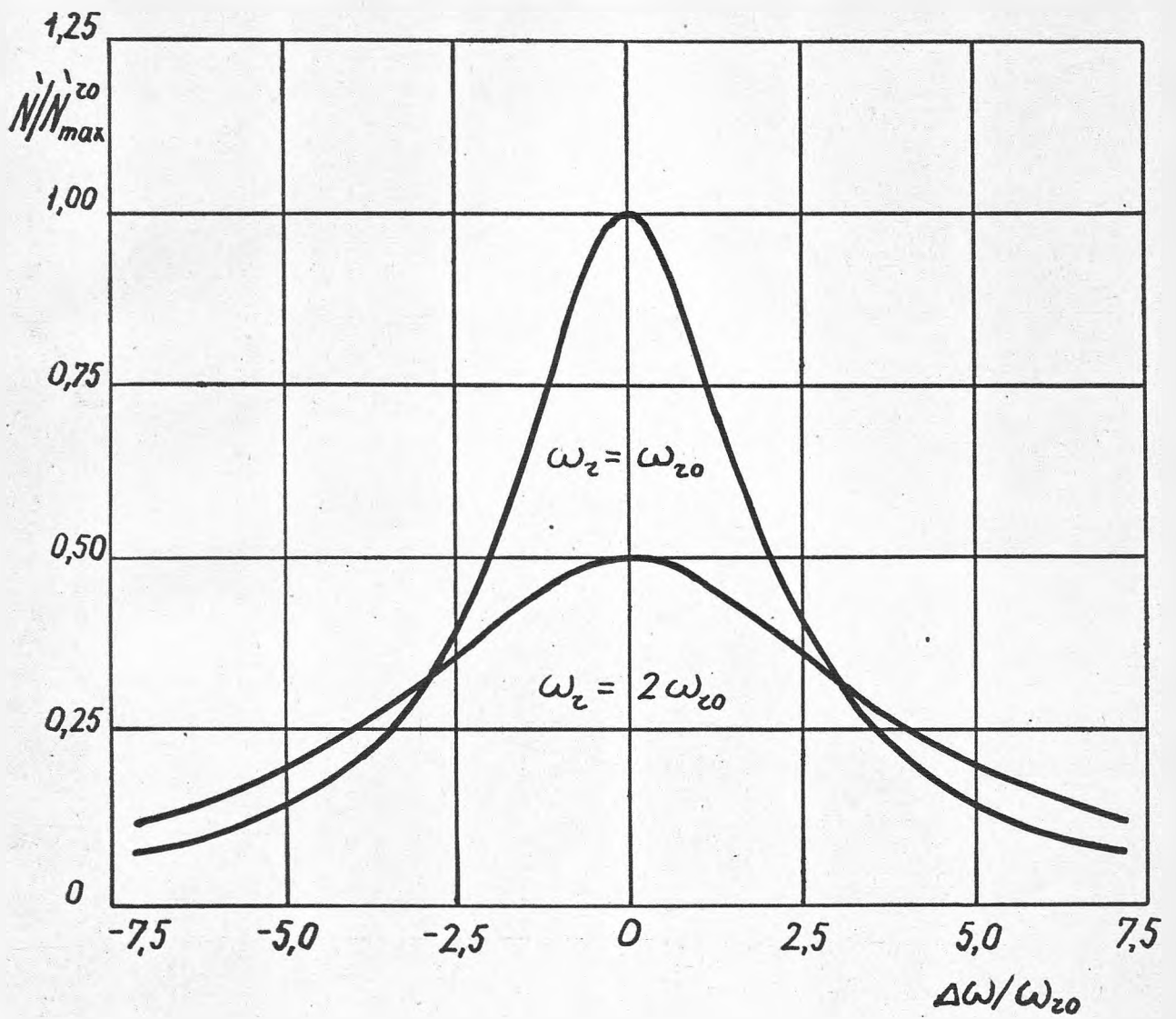


Рис. 2. Графики зависимости сил давления $[I]$ от расстройки по частоте при различных временах затухания ω_z^{-1} .

§ 1.2. ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Работы П.Н. Лебедева вновь привлекли к себе внимание в связи с появлением лазеров и изучением резонансного светового давления [17]. Резонансное световое давление возникает при действии монохроматического излучения лазера на разряженный газ резонансных атомов. В поле стоячей волны величина силы, действующей на резонансный атом, порядка 10^3 эв/см, в поле бегущей волны 10^{-3} эв/см [17].

Обычно при расчёте сил светового давления пренебрегают изменением величины индуцированного дипольного момента атома $\mathcal{P}$, при его перемещениях в поле, и поэтому величина силы определяется по формуле :

$$F_i \approx \mathcal{P}_k \frac{\partial E_i}{\partial x_k}. \quad (1.5)$$

В поле бегущей волны [17] :

$$F \approx 2 \frac{\omega}{\omega_z} \frac{\hbar \omega_z^2}{c} \frac{\omega_1^2}{(\omega_0 - \omega - \omega \frac{v}{c})^2 + \omega_z^2 + 2\omega_1^2}, \quad (1.6)$$

где $\omega_1 = \mathcal{P}E/\hbar$ - частота вынужденных переходов, ω_z - естественная ширина линии, v - скорость атома. В поле стоячей волны сила является градиентной :

$$F_i \approx - \frac{\partial U}{\partial x_i} \quad (1.7)$$

зависит от фазы волны и осциллирует с периодом $\lambda/2$ [17].

Впервые возможность фокусировки (обжатия) атомного пучка с помощью поперечно-неоднородного резонансного светового поля, соосного с пучком лазерного луча, теоретически показал Аскарьян [16]. Экспериментально её наблюдали авторы [30]. Соответствующие формулы для силы, действующей на атомы, после установления равновесного состояния системы поле-атомы за время релаксации $\sim \omega_z^{-1}$,

имеют вид [16,18]

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2, \quad (1.8)$$

где,
$$\vec{F}_1 = -\frac{\omega}{\omega_z} \left(\frac{\mathcal{P}^2 |E|^2}{\hbar c} \mathcal{D}_0 \right) \frac{\omega_z^2 \cdot \vec{n}}{(\omega_0 - \omega + \hbar \vec{v})^2 + \omega_z^2 + \alpha |E|^2 \omega_z^2}, \quad (1.9)$$

$$\vec{F}_2 = -\frac{\omega}{\omega_z} \left(\frac{\mathcal{P}^2 \text{grad}_n |E|^2}{2 \hbar \omega} \mathcal{D}_0 \right) \frac{\omega_0 - \omega + \hbar \vec{v}}{(\omega_0 - \omega + \hbar \vec{v})^2 + \omega_z^2 + \alpha |E|^2 \omega_z^2} \quad (1.10)$$

и $|\vec{n}|=1$, $\vec{n} \parallel \vec{k}$, $\vec{k}$ - волновой вектор, $\mathcal{D}_0$ - разность населённости в нулевом поле, α - параметр насыщения, (сравним с формулами (1.1, 1.3) [1]). Позднее Климонтович и Лузгин [18] показали возможность совместной самофокусировки атомного и светового пучков.

Резонансное световое давление нашло весьма широкое практическое применение : охлаждение и ускорение атомов, разделение изотопов и т.д. [17].

В дальнейшем появился целый ряд разрозненных работ по нетрадиционным методам регистрации магнитного резонанса [20-26]. Все эти методы следует отнести к прямым. Как правило, они основаны на регистрации энергии, импульса и момента импульса, передаваемых образцу электромагнитным полем. Изменение энергии образца, в результате диссипации спиновой энергии, приводит к увеличению его температуры [31-34]. Передача же импульса и момента импульса веществу со стороны поля при резонансе приводит к возникновению пондеромоторных сил [20,26,27] и моментов сил [21-25]. В прямых методах сам образец служит детектором, и поэтому они не испытывают тех ограничений в чувствительности, которые присущи обычным радиоэлектрическим.

Впервые возникновение силы в условиях ядерного магнитного резонанса учёл Я.Г. Дорфман в 1947 году [20]. Им был предложен новый, оригинальный метод регистрации магнитного резонанса.

Суть метода заключается в следующем. Изучаемое вещество помещается на чашечки крутильных весов, находящихся в одинаково неоднородном магнитном поле $\vec{H}_0$ ($H_{0z} \gg H_{0x, 0y}$). В силу симметрии поля весы будут находиться в равновесии. Если же на одном конце коромысла весов создать резонансные условия, то ядерные моменты начнут прецессировать вокруг $\vec{H}_0$ и выпадут из суммарной намагниченности $\vec{M}$. В результате на весы будет действовать сила:

$$\Delta F_i^D \approx (M_{0y} - M_{zy}) V dH_0/dx_i, \quad (I.II)$$

где V - объём вещества, находящегося в условиях резонанса, M_{0y} - намагниченность насыщения. Её максимальное значение $\Delta F_{max}^D \approx M_{0y} V dH_0/dx_i$. Метод Дорфмана позволяет измерять не только гиромагнитное отношение γ , ширину линии $2\Delta H$, как в обычных методах, но и абсолютное значение магнитного момента $\vec{\mu}$. Экспериментально метод Дорфмана не был проверен в виду малости величины M_{0y} .

Позднее Ф.Р. Моргенталлер [26] на основе тензора энергии-импульса [35] предсказал существование новых компонент пондеромоторной силы, действующей на ферромагнетик при резонансе:

$$\Delta F_i^m \approx K_1 (\delta P / \gamma H_0 \Delta H) dH_0/dx_i, \quad (I.I2)$$

где $K_1 = K_1(\Delta H, V, dH_0/dx_i) \sim 1$ - некоторый коэффициент, δP - мощность, поглощаемая спин-системой. Довольно просто показать, что $\delta P \approx (M_0 - M_z) V \gamma H_0 \Delta H$ и, следовательно, $\Delta F_i^m \approx \Delta F_i^D$ (I.II, I.I2).

Обмен угловым моментом между электромагнитным полем и веществом приводит к появлению пондеромоторного момента сил, действующего на образец. Впервые в условиях магнитного резонанса момент сил наблюдали Альзетта и Гозини [21,22]. Величина момента

сил в непрерывном режиме накачки определяется по формуле [24] :

$$N = \frac{\delta \Pi}{\omega} = \left(\frac{M_0 V}{\gamma T_1} \right) \left(\frac{\gamma^2 T_1 T_2 H_1^2}{1 + (\Delta \omega T_2)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \right), \quad (I.13)$$

где $T_{1,2}$ - времена поперечной и продольной релаксации, H_1 - амплитуда поля накачки.

Существуют различные модификации данного метода на основе торсионных весов [24,25]. В одном случае (статическом) измеряется угол поворота образца, как целого, при адиабатическом прохождении линии магнитного резонанса по полю,

$$\theta = N/A, \quad (I.14)$$

здесь A - константа кручения нити подвеса.

Во втором добавляется модуляция H_1 прямоугольными импульсами с частотой равной частоте крутильного маятника для создания режима вынужденных колебаний, при котором :

$$\theta = - \frac{4 Q_c N}{A \gamma \omega_c} \cos \Omega_0 t, \quad Q_c = \sqrt{\frac{AI}{\omega_{2c}}}, \quad (I.15)$$

где I - момент инерции, Q_c - механическая добротность системы, ω_{2c} - затухание маятника.

В третьем случае к линейной развёртке по полю H_0 добавляется малая амплитудная модуляция δH_0 с частотой Ω_0 , $\gamma \delta H_0 \ll (T_1 T_2)^{-1/2}$. Соответственно :

$$\theta = - \frac{Q_c}{A} \frac{dN(H_0)}{dH_0} \delta H_0 \cos \Omega_0 t. \quad (I.16)$$

Отношение сигнал/шум, при использовании фазового детектора с шириной $\Delta \Omega_0$, на частоте крутильного маятника Ω_0 , для второго и третьего случаев составляет [24] :

$$R = \frac{4N}{(KTA)^{1/2}} \left(\frac{Q_c}{2\pi} \frac{\Omega_0}{\Delta \Omega_0} \right)^{1/2}. \quad (I.17)$$

Отношение сигнал/шум для первого случая можно улучшить до величины

$$R = \frac{N}{(KTA)^{1/2}} \left(\frac{\pi Q_c}{2} \cdot \frac{\Omega_0}{\Delta\Omega} \right)^{1/2}, \quad (1.18)$$

где $\Delta\Omega$ - полоса пропускания низкочастотного фильтра преобразователя постоянного напряжения в переменное и далее вновь в постоянное.

Метод регистрации по угловому моменту по своей чувствительности при н.у. не уступает обычным, а в области низких частот ($\omega \lesssim 2\pi \cdot 10^6$ гц) существенно превосходит [24].

Изучение пондеромоторного действия электромагнитного поля на резонаторы, особенно для магнитного резонанса, существенно осложнено существующей неоднозначностью в выборе выражения для пондеромоторных сил и моментов сил. Вопросы пондеромоторных сил и пондеромоторных эффектов до сих пор остаются в фокусе пристального внимания [35-47] для макроскопической электродинамики. Многочисленные дискуссии по этим вопросам вызваны отсутствием возможности однозначного определения плотности пондеромоторной силы и связанных с ней соотношением

$$f_i = - \nabla_k T_{ik}^{эм} - \frac{\partial g_i^{эм}}{\partial t}, \quad (1.19)$$

тензора энергии-импульса и плотности импульса электромагнитного поля [36, 45 с.499].

Предлагались самые различные подходы для решения данной проблемы [37, 43-54]. Высказывались сомнения, и в то же время уверенность, в её решении чисто классическими методами без привлечения квантовой механики [44, 50]. Выдвигались и обсуждались самые различные формы тензора энергии-импульса и плотности пондеромоторной силы :

Минковского

$$f_i^M = \rho E_i + \frac{1}{c} [\vec{J} \times \vec{B}]_i + \frac{1}{8\pi} (B_k \nabla_i H_k - H_k \nabla_i B_k + \partial_k \nabla_i E_k - E_k \nabla_i \partial_k) - \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{\mathcal{D}} \times \vec{B}]_i \quad (I.20)$$

Абрагама

$$f_i^A = f_i^M - \frac{1}{8\pi} [\vec{\nabla} \times (\vec{B} \times \vec{H} + \vec{\mathcal{D}} \times \vec{E})]_i + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{\mathcal{D}} \times \vec{B} - \vec{E} \times \vec{H}]_i, \quad (I.21)$$

Эйнштейна-Лаубэ

$$f_i^{ЭЛ} = f_i^M + \frac{1}{2} \nabla_i (\vec{E} \cdot \vec{P} + \vec{H} \cdot \vec{M}) + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{\mathcal{D}} \times \vec{B} - \vec{E} \times \vec{H}]_i, \quad (I.22)$$

и т.д.

$$f_i^* = \rho^* E_i + \frac{1}{c} [\vec{J}^* \times \vec{B}]_i - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{M} \times \vec{E} + \vec{P} \times \vec{H}]_i, \quad (I.23)$$

$$\text{где } \rho^* = \rho - \vec{\nabla} \cdot \vec{P}, \quad \vec{J}^* = \vec{J} + \dot{\vec{P}} + c \vec{\nabla} \times \vec{M}, \quad \vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M}, \\ \vec{\mathcal{D}} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}, \quad (I.20 - I.22) \text{ см. } [36, 38, 39, 43-45, 55], \quad (I.23)$$

см. [44, 49, 50]. Предельный переход от формул (I.20 - I.23) к формуле для силы в случае точечного электрического или магнитного диполя [45, 50, 52, 56]:

$$\vec{F} = \vec{\nabla} (\vec{\mu} \cdot \vec{H}) - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{\mu} \times \vec{E}], \quad (I.24)$$

доказывают с помощью введения стрикционных членов [43, 44], молекулярных токов [45, 50], гидростатических давлений окружающей среды [36, 45] и т.д.

Наиболее верным, непротиворечащим теоретическим и экспериментальным результатам, в последнее время считают выражение для силы (I.21), полученное на основе тензора энергии-импульса Абрагама [38, 41, 43, 57-59]. Выражение же (I.20) для силы в форме Минковского, полагают, весьма мало отличается от (I.21) [38-44, 55, 57-59], а (I.22, I.23) противоречат как эксперименту, так и теории [43, 44, 50].

§1.3. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Пондеромоторное действие резонансного электромагнитного поля особенно велико для ферромагнитных образцов за счёт большой величины спонтанной намагниченности [26-28]. И на первый взгляд нет ничего проще, как исследовать законы этого действия именно в условиях ФМР, а не ЭПР или ЯМР. Однако большое значение величины спонтанной намагниченности приводит не только к усилению пондеромоторных сил и моментов сил при ФМР, но и к появлению нелинейных эффектов. Некоторые из этих эффектов, в свою очередь, сами обусловлены пондеромоторными силами [27, 29, 60]. Особенно всё усложняется при наблюдении НФМР на незакреплённых образцах [61-65]. Рассмотрим поэтому несколько подробнее те из "аномалий", на появление которых может наиболее сильно повлиять действие пондеромоторных сил и моментов сил.

Обычно исследователи НФМР занимаются изучением свойств ферритов в сильных сверхвысокочастотных полях, когда связь между компонентами намагниченности и полем становится существенно нелинейной [65]. Нелинейный процесс приводит к сложным превращениям с возникновением "частиц" различного сорта, например, магнонов и фононов. В результате, из опыта удаётся определить основные характеристики их взаимодействий, в частности, магнитоупругие константы при возбуждении невырожденных магнитоупругих колебаний на частоте механического резонанса образца кристалла.

Такой эффект наблюдался в опытах Спенсера и Ле-Кроу [61, 62] в 1958 году и был назван магнитоакустическим резонансом. В их опытах использовалась полированная сфера монокристалла $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, диаметром 0,36 мм, которая свободно лежала на дне кварцевой пробирки резонатора с частотой $\omega_0 = 2\pi \cdot 9.330$ Мгц. Образец

помещался в пучность магнитного поля и намагничивался в направлении, поперечном силовым линиям поля. Ширина линии ФМР кристалла составляла 0,5 э, добротность резонатора $Q_0 = 500$. Когда мощность волны СВЧ, поступавшей в резонатор, превышала 4 мВт, на выходе резонатора возникали интенсивные колебания с частотой $\omega_a = 2\pi \cdot 8,966$ МГц.

Эта частота соответствовала упругому резонансу образца кристалла с точностью до нескольких процентов. При увеличении уровня мощности накачки выбор величины поля подмагничивания становился менее критичным. Так, при мощности 80 мВт, описанный 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 ω_a от объема образца кристалла, пороговой мощности от механической нагрузки образца и др.) вполне убедительно показано, что колебания, возбужденные на частоте ω_a , действительно были упругими. Механическая добротность образца при этом составляла порядка 10^5 .

Позднее Бурков, Вашковский, Кильдышев [63,64] наблюдали сильный гистерезис возбуждения МАР по полю в сферических образцах монокристаллов Y и Gd - гранатов, которые свободно помещались в короткозамкнутый волновод на расстоянии половины длины волны от поршня. Ширина линии ФМР и диаметр образцов соответственно равнялись $2\omega_z/|\gamma| = 1,2 ; 0,5$ э и $d = 2,7 = 0,68 ; 1,34$ мм. Возбуждение колебаний МАР происходило только в том случае, если при заданной (достаточной для возбуждения) мощности накачки перестройка по полю велась в сторону увеличения его величины. При уменьшении подмагничивающего поля возбуждения колебаний, как правило, не происходило, лишь иногда наблюдался короткий по

времени всплеск колебаний. Изменение уровня мощности накачки при постоянной величине подмагничивающего поля не вызывало появления магнитоупругих колебаний.

Иногда возникали медленные пульсации внутри областей МАР. Частота пульсаций обычно падала с ростом мощности накачки от 2 - 3 гц до десятых долей герца. В момент возбуждения МАР происходил сдвиг резонансной кривой в сторону меньших частот. Такой сдвиг объяснялся тем, что возникающие упругие колебания (вследствие явления магнитострикции) приводят к появлению некоторого эффективного магнитного поля. Это, в свою очередь, вызывает изменение резонансной частоты $\omega_{res} = \gamma(H_0 - \delta H_{эфф})$, где $\delta H_{эфф} < 0$.

В экспериментальных и теоретических работах было установлено, что характер МАР и неустойчивостей при НФМР сильно зависит от подмагничивающего поля, амплитуды СВЧ поля и температуры. Были предложены различные модели для объяснения таких особенностей НФМР, как гистерезис и низкочастотные пульсации спектра МАР, линии поглощения по полю. В частности, некоторые авторы трактуют особенности НФМР на основе учёта компонент пондеромоторной силы типа $F_i = \mu_k \partial H_k / \partial x_i$ [26-29,60], не рассматривая при этом другие слагаемые в полном выражении для пондеромоторной силы, момент сил, а так же трансляционные и вращательные степени свободы незакрепленных анизотропных образцов.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Авторы предыдущих работ [1-9, 16-18, 20-30, 60] :

- 1) теоретически и экспериментально рассмотрели пондеромоторное действие волн на резонаторы в низкочастотном, оптическом, ВЧ и СВЧ диапазонах длин волн;
- 2) получили формулы [1, 6, 16-18, 20-30] и установили общие закономерности для сил и моментов сил, возникающих в условиях резонанса;
- 3) выявили, что при резонансе происходит резкое усиление пондеромоторного действия волн на резонаторы в Q_z раз ($Q_z = \omega_0 / \omega_z$ - добротность образца-резонатора);
- 4) предполагали неизменность параметров резонатора - $\omega_0, \omega_z, \vec{\mu}, \vec{\Phi}$, при его перемещениях и поворотах, как целого;
- 5) недостаточно полно изучили пондеромоторное действие электромагнитного поля на ферромагнетики при резонансе [26-29, 60], появление некоторых особенностей НФМР на незакрепленных образцах - низкочастотных пульсаций спектра возбуждения магнито - акустического резонанса и амплитуды отраженной волны, гистерезиса МАР и линии поглощения по полю [61-65, 66-69].

В данной диссертации ставится задача рассмотреть пондеромоторное действие электромагнитного поля на ферромагнетики в условиях магнитного резонанса :

- 1) выявить его влияние на результаты экспериментов по наблюдению НФМР и МАР на незакрепленных сферических образцах железо - иттриевого граната (ЖИГ) - глава вторая;
- 2) получить и проанализировать формулы для пондеромоторных сил и моментов сил, действующих на ферромагнетик при резонансе, в случае слабо-неоднородных магнитных полей, изотропных и анизотропных образцов, за счёт зависимости $\mu_i \{ \omega_0 [\vec{H}_0, (\vec{r}), \vec{H}_0, \vec{H}_0] \}$,

где $\vec{H}_a$ - поле анизотропии - глава третья;

- 3) выяснить возможные области применения пондеромоторного действия волн в условиях ФМР - глава четвёртая.

Г Л А В А II

ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НАБЛЮДЕНИИ НЕЛИНЕЙНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Многочисленные экспериментальные исследования, выполненные в области НФМР, выявили тонкую структуру магнитоакустических колебаний и гистерезисных явлений МАР [61-69]. Некоторые особенности этой структуры уже получили вполне удовлетворительное объяснение [65,68-71]. Причины появления других (медленные пульсации сигнала НФМР, самопроизвольные перескоки с одной акустической моды на другую и т.д.) ещё выяснены не полностью [63-66].

Их выяснение затруднено наличием при ФМР большого количества факторов, влияющих на результаты эксперимента (температурные эффекты, паразитные амплитудные и частотные модуляции, неоднородности магнитных полей и т.д.). Обычно особенности НФМР и МАР трактуют на основе модели возбуждения магнитоупругих колебаний за счёт модуляции обменного и дипольного взаимодействий со стороны решётки. К колебаниям решётки, в свою очередь, приводят упругие силы, вызванные магнитострикцией [61,62,64,65,68]. Низкочастотные пульсации (НЧ-пульсации) МАР с частотой 3 гц и менее, гистерезис магнитоупругих колебаний и линии поглощения по полю, также объясняют магнитострикцией [64,68].

Однако, в рамках такой модели и при проведении опытов не учитывают пондеромоторное действие резонансного электромагнитного поля на незакрепленные образцы. К причинам его появления следует отнести резонансную зависимость намагниченности от поля и существующие в экспериментах по НФМР пространственные неоднородности постоянных и переменных магнитных полей.

§ 2.1. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для выяснения причин особенностей НФМР на незакреплённых образцах была собрана установка [72,73] (см. рис. 3). Измерения по НФМР и МАР, с целью облегчения сравнимости результатов данной работы с работами [61,62,64,66] и их совместной интерпретации на основе учёта пондеромоторных сил и моментов сил, проводились в аналогичных режимах.

Установка для проведения опытов в режиме непрерывной поперечной накачки включала в себя системы: магнитного поля, СВЧ - тракта, регистрации магнитоакустического резонанса, записи формы линии поглощения, наблюдения пространственных перемещений образцов (см. рис. 3,4). В качестве образцов использовались монокристаллы $Y_3Fe_5O_{12}$ в виде сфер, аттестованные в Ленинграде. Исследовались четыре образца с диаметром $d = 1,34; 0,97; 0,775; 0,41$ мм, шириной линии $2\Delta H = 0,23; 0,49; 0,55; 0,56$ э, полем анизотропии $H_a = -40$ э, намагниченностью насыщения $4\pi M_s = 1750$ гс, плотностью $\rho = 5,17$ г/см³, классом обработки - I4, отклонением от сферичности - 0,5, температурой Кюри - 283° С. Все характеристики приведены для нормальных условий.

Образцы при измерениях помещались в центр резонатора H_{102} , где отсутствовал нагрев образца, обусловленный электрическими компонентами СВЧ поля, вследствие равенства их нулю. Наблюдение за пространственными перемещениями образца в ходе эксперимента велось через заградительные защитные волноводы и коррелировалось по времени с моментом возникновения искажений формы линии НФМР и спектра возбуждения МАР (см. рис. 4).

Настройка резонатора, с добротностью $Q = 10^3$, проводилась изменением величины связи лопаточкой - 1 и длины волны резонатора винтом настройки - 2 (рис. 4). Заградительные волноводы - 3, с

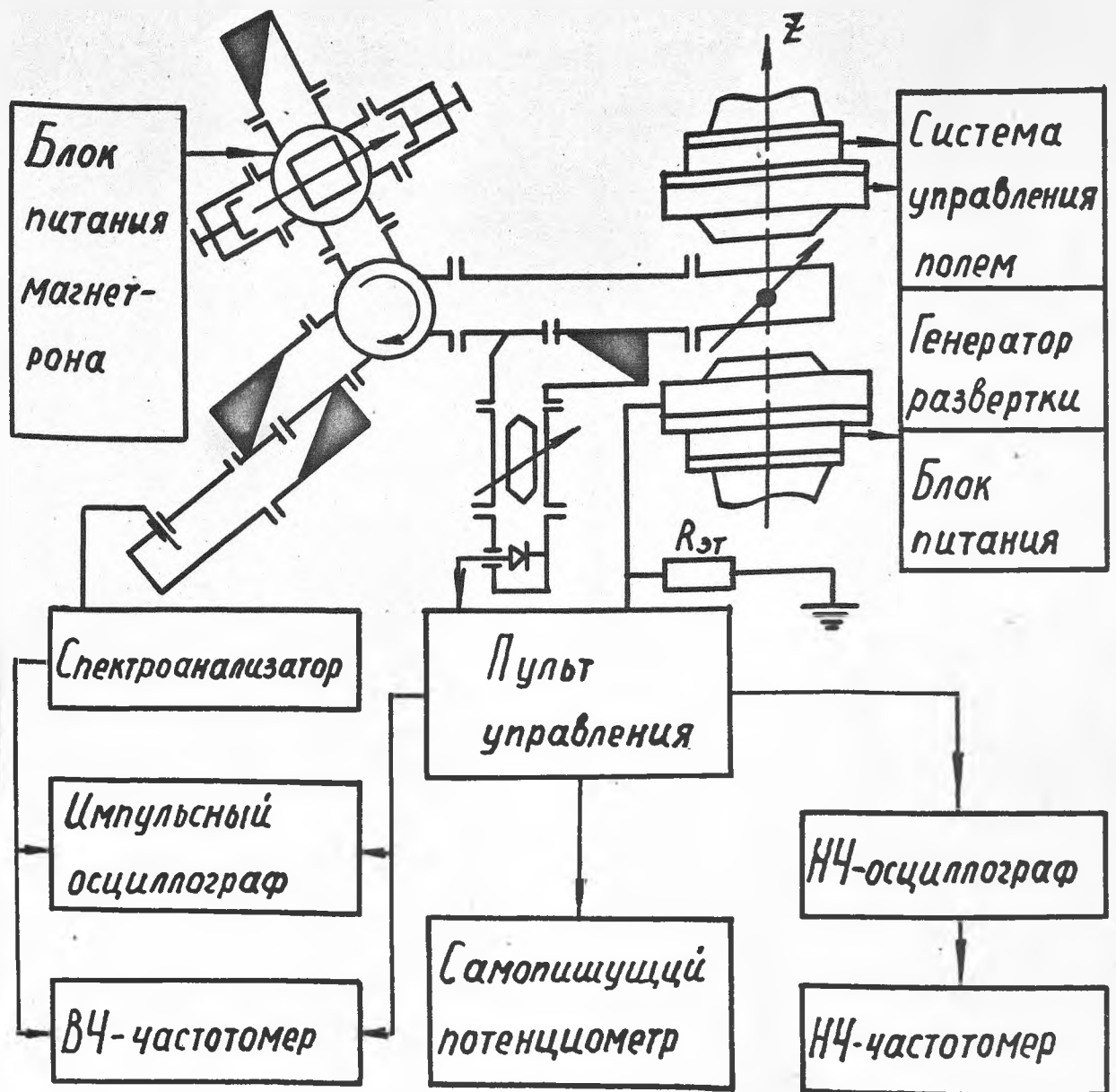


Рис. 3. Блок - схема экспериментальной установки.

$f = 9420 \text{ МГц}$

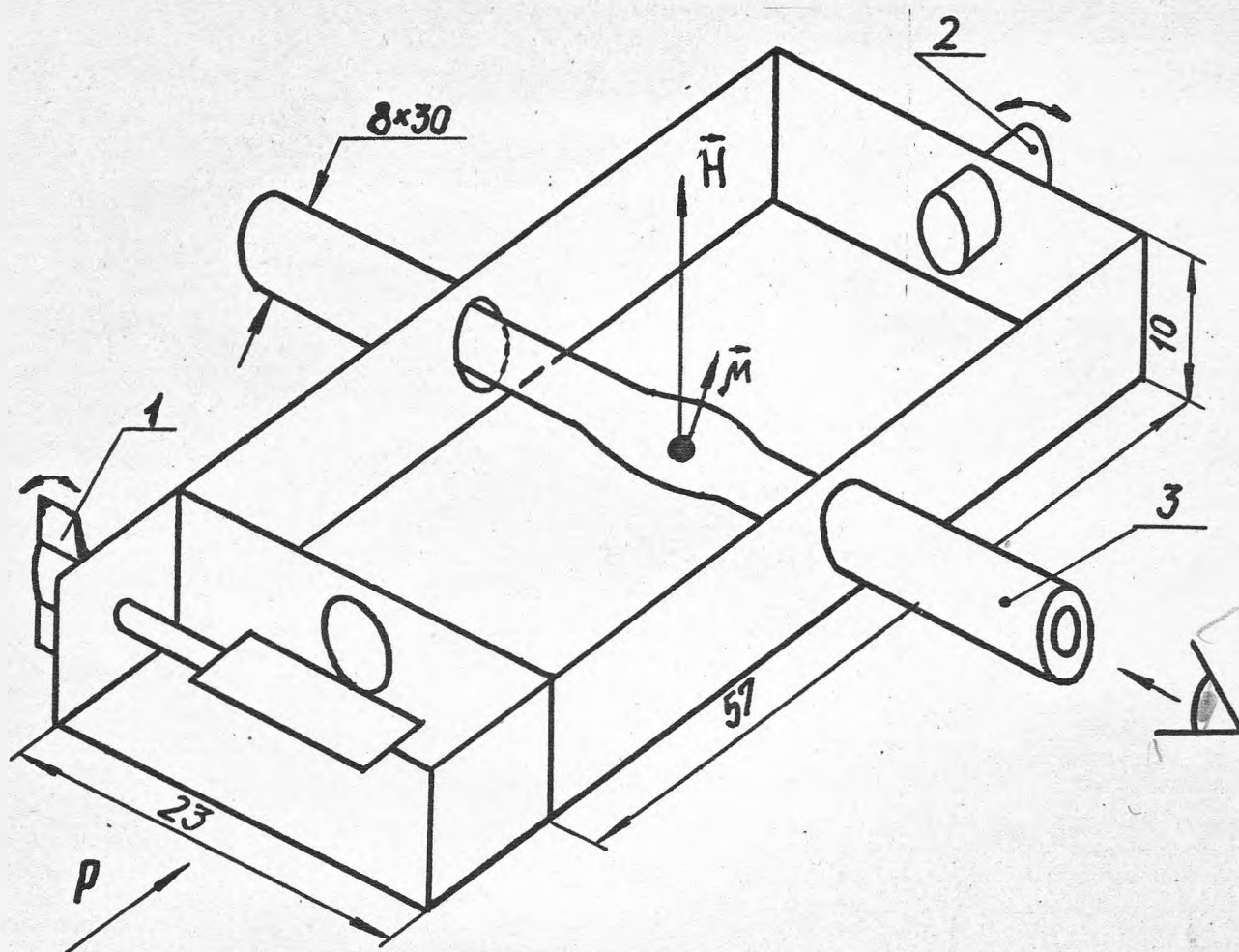


Рис. 4. Рабочий резонатор H_{102} .

1, 2 - узлы настройки резонатора
(связи и частоты),

3 - запредельные волноводы.

ослаблением 90 дБ, служили для смены образцов и предохранения сетчатки глаз от воздействия СВЧ излучения при визуальном наблюдении за поведением образцов. При регистрации НФМР образцы свободно помещались в кварцевую пробирку, вертикально или горизонтально расположенную относительно направления силы тяжести, либо закреплялись в полистирол или фторопласт.

Необходимая величина магнитного поля обеспечивалась постоянным магнитом и двумя парами модуляционных катушек. Одни из них служили для сдвига резонансного значения магнитного поля, другие для развёртки.

Расчёты необходимых величин постоянного магнитного поля и динамического диапазона катушек проводились с учётом частоты используемого магнетронного генератора - 9.420 МГц и зависимости

$H_{рез}(\vec{H}_a, \vec{H}_o, \vec{H}_i)$ [74]. После соответствующей обработки и шлифовки полюсных наконечников величина магнитного поля постоянного магнита в центральной области равнялась $H_m = 3.280$ э, с градиентом менее 2 э/см. Диаметр полюсных наконечников и зазор между ними соответственно равнялись 105 мм и 14 мм. Модуляционные катушки позволяли варьировать величину поля в диапазоне от $H_{o,min} = 3.110$ э до $H_{o,max} = 3.450$ э с учётом возможного изменения $H_{рез}(\vec{H}_a, \vec{H}_o, \vec{H}_i)$ при пространственных перемещениях образцов ЖИГ.

Калибровка модуляционных катушек велась по ФМР на малых уровнях мощности, менее 1 мВт. При калибровке использовался генератор стандартных сигналов ГСС - 43И. Измерение протекающего через катушки тока осуществлялось цифровым вольтметром Ф 30, подключённым параллельно эталонному сопротивлению $R_{эт} = 0,9966$ ом. Абсолютная погрешность измерения магнитного поля не превышала 0,5 э. Величина развёртки по полю регулировалась плавно в пределах 0 - 150 э. Прохождение динамического диапазона по полю

обеспечивалось автоматически, подачей линейно-изменяющегося напряжения - "треугольник", "пила" на систему управления полем от генератора НГПК - 3М и от генератора [75] с временем развёртки 0,01 сек и более, а также вручную.

Питание магнетрона и системы развёртки по полю осуществлялось от стабилизированных источников, разработанных на базе стандартных: УИП - 1, ВС - 29, П - 7ИМ, БП591 - 126. В целях уменьшения влияния паразитных амплитудных и частотных модуляций на регистрацию НМР была получена стабильность $10^{-4} - 10^{-5}$.

Мощность СВЧ колебаний регулировалась плавно поляризационным аттенуатором в пределах $P = 0 - 5$ Вт. Калибровка мощности производилась с помощью генератора стандартных сигналов ГСС - 43И. Погрешность измерения мощности составляла 5 %. Предотвращение эффекта затягивания частоты магнетрона отражённой волной достигалось использованием ферритового циркулятора типа ЗЦ - 108.

Линия поглощения записывалась на двухкоординатном самопишущем потенциометре ПДС - 02ИМ в условиях адиабатического медленного прохождения по полю. Для усреднения линия прописывалась три раза в одинаковых условиях. При времени развёртки менее 1 сек запись линии поглощения корректировалась с помощью наблюдения её формы по запоминающему осциллографу С8 - 9А.

Исследование характера возбуждения МАР велось по спектроанализатору 3-х сантиметрового диапазона ИВ - 66, высокочастотным осциллографу СИ - 54 и частотомеру ЧЗ - 35А. Запись низкочастотных пульсаций амплитуды отражённой волны от резонатора и амплитуды магнитоупругих колебаний корректировалась по низкочастотным осциллографу СИ - 4, частотомеру Ф599 и спектроанализатору ИВ-66.

§ 2.2. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

При записи формы линии поглощения были обнаружены пространственные перемещения образцов по дну полусферы полости трубки (рис.5) в условиях магнитного резонанса [72,73]. Одновременно с возникновением перемещений образцов наблюдались аномалии формы линии поглощения и спектра возбуждения магнитоакустического резонанса (низкочастотные пульсации амплитуды отраженной волны и интенсивности спектральных линий, их срыв, перескоки с одной акустической моды на другую (см. рис. 6,7)).

Медленные пространственные перемещения - "шевеления" образца становились заметными с уровня мощности накачки $P \sim 0,04$ Вт. Увеличение величины мощности до $P = 0,15$ Вт и выше приводило к замысловатому "танцу" образца, низкочастотным осцилляциям, по внутренней поверхности полости трубки (рис. 5). При $P \geq 2$ Вт интенсивность его движений резко возрастала, появлялись своеобразные "подскоки", и в конечном итоге он выталкивался из кварцевой трубки за пределы резонатора. Иногда наблюдалась кратковременная левитация образца (2 - 3 сек). Затем образец раскачивался и падал вниз.

Сложные траектории движения возникали при помещении образца на дно резонатора ($P \geq 0,08$ Вт). Образец "петлял" перемещался по всей широкой стенке резонатора, не прекращая своего движения при изменениях значения $H_{\text{рез}}$ на величину порядка поля анизотропии $\sim H_a$. Увеличение мощности до 2 Вт приводило к замыканию траектории движения в окружность диаметром ~ 8 мм вокруг центра резонатора.

Дополнительное исследование, описанное ниже, показало, что магнитоупругие колебания и самонагрев образца при резонансе не являются причинами его пространственных перемещений. Демпфирование возбуждения MAP и уменьшение влияния самонагрева достигалось

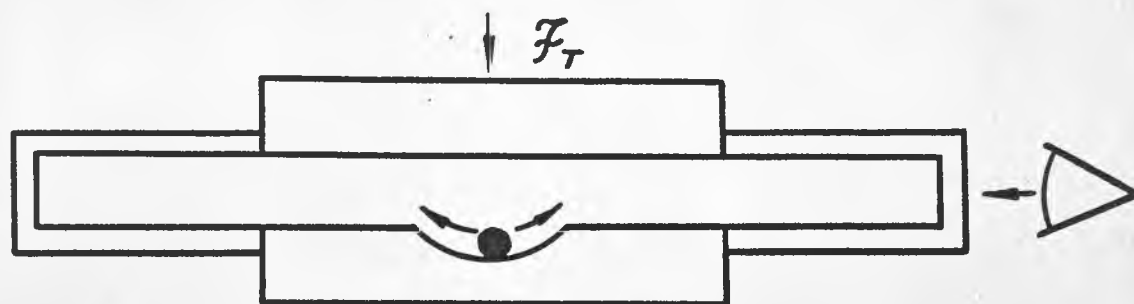


Рис. 5. Поперечный разрез резонатора H_{102} .
Схематическое изображение низкочас-
тотных пространственных перемещений
образца в условиях магнитного резо-
нанса.

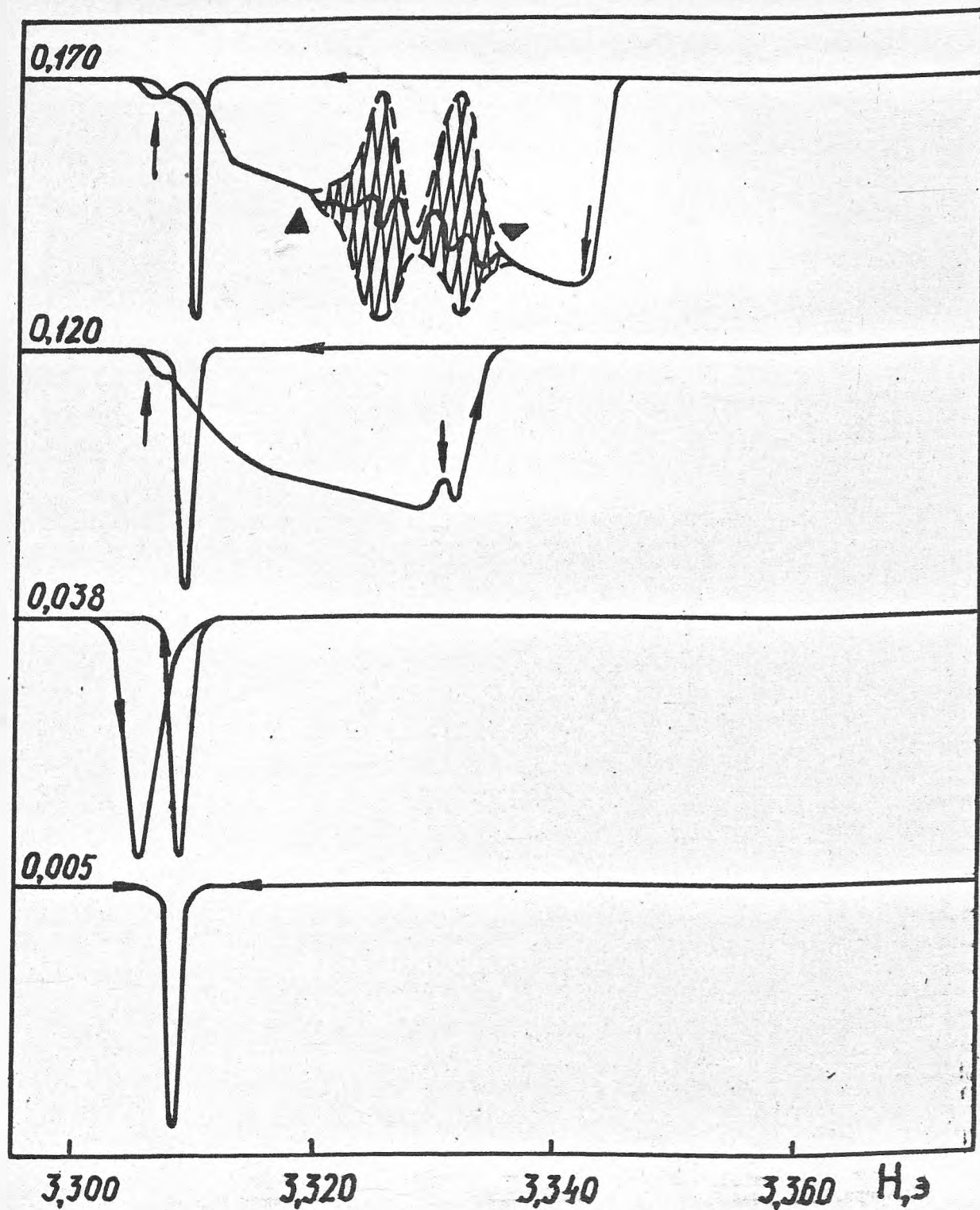


Рис. 6. Зависимость амплитуды отражённой волны от H_0 при различных уровнях мощности накачки в Вт, $d = 0,775$ мм, $2 \Delta H = 0,55$ э, скорость развёртки 8 э/сек, $\uparrow$ — области возбуждения МАР и $\nabla \Delta$ — НЧ-пульсаций линии поглощения и МАР с $\nu_{\text{НЧ}} = 9-20$ гц, $\rightleftarrows$ направления развёртки по полю.

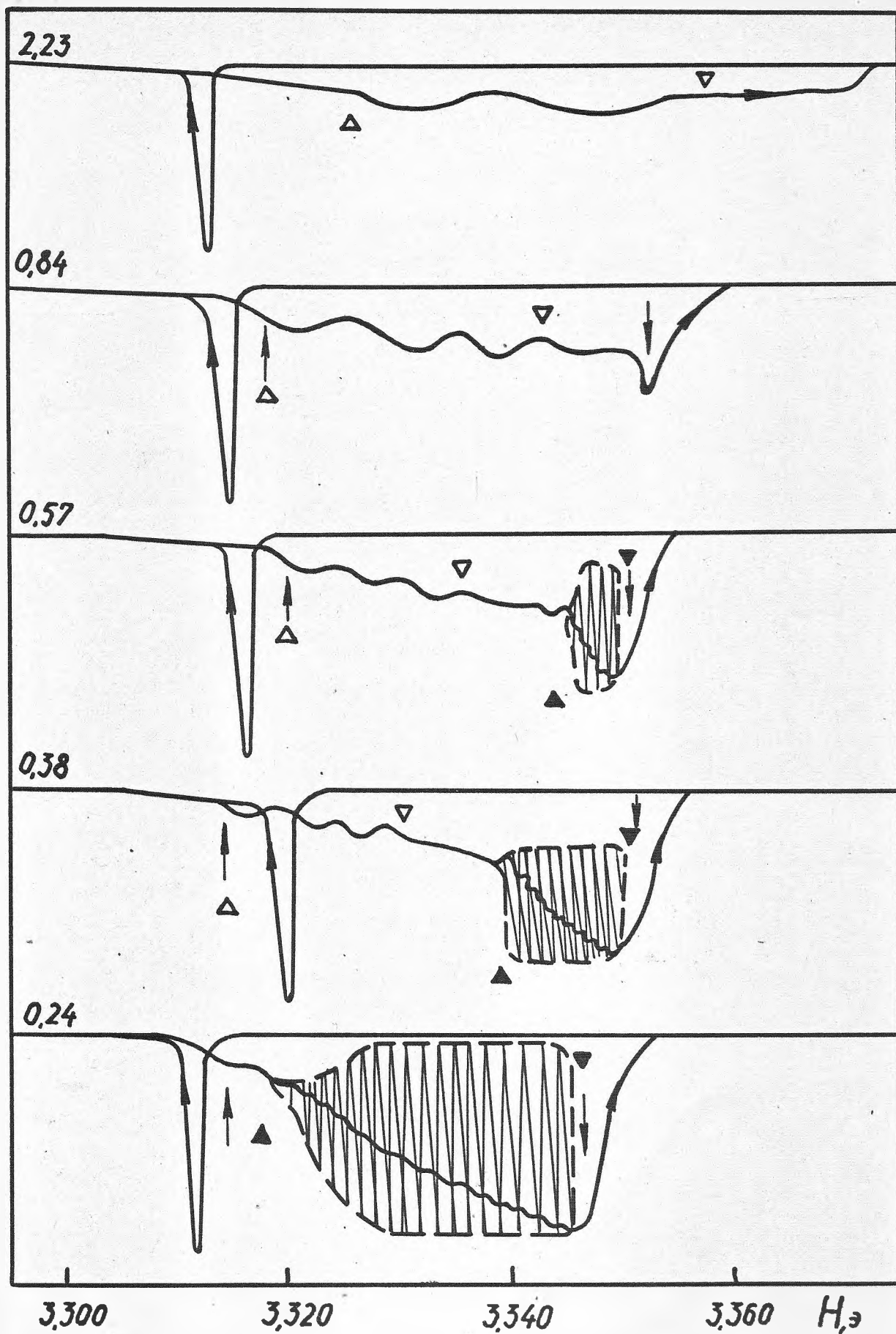


Рис.6. (Продолжение) $\Delta \nabla$ -области НЧ-пульсаций $\nu_{\text{нч}} = 3 - 0,7$ гц.

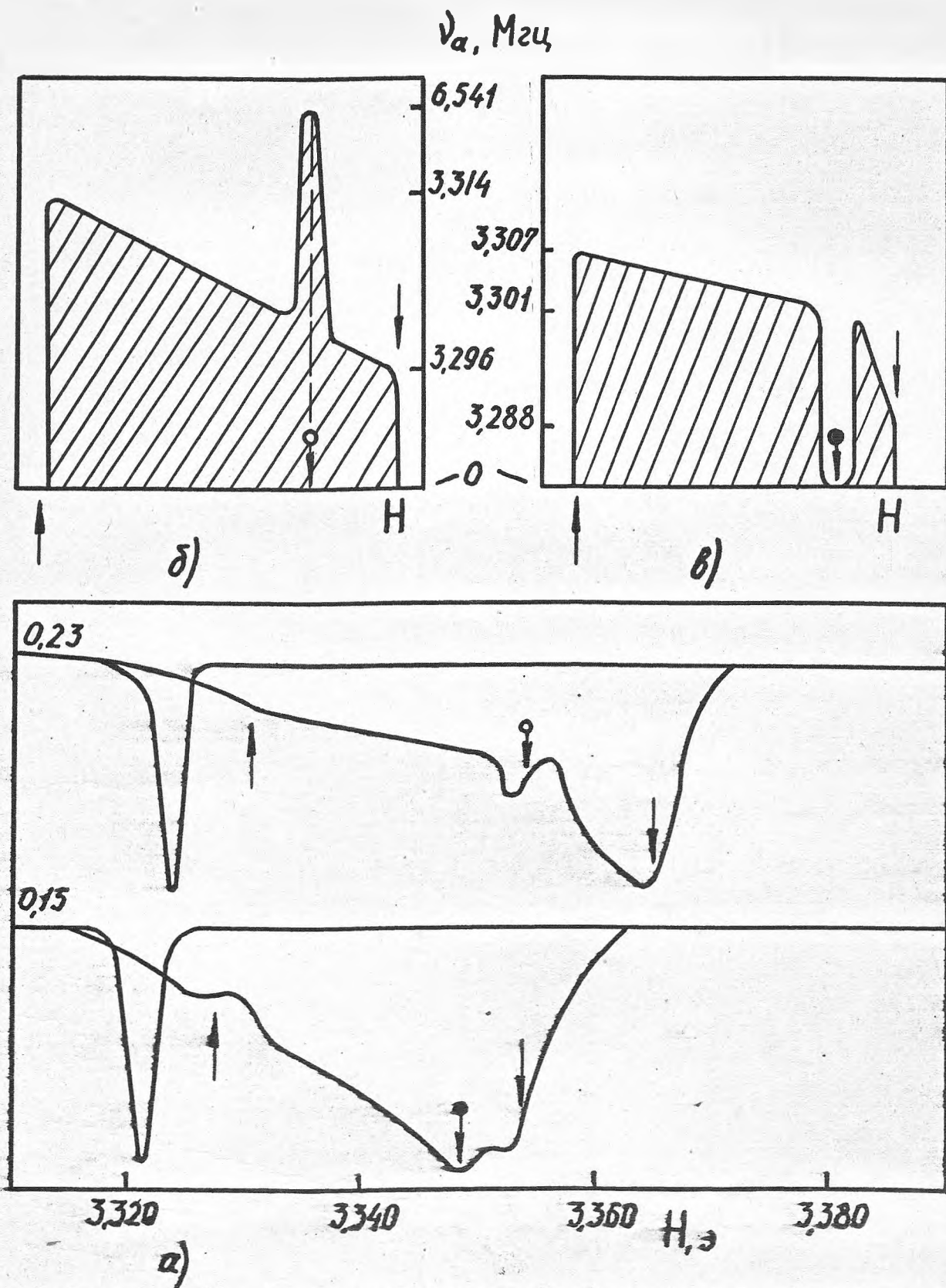


Рис.7. Графики а) линии поглощения и б), в) зависимостей частоты упругих колебаний МАР от H_0 при различных уровнях мощности (Вт), $d = 0,775$ мм, скорость разв. $0,3\text{э/сек}$, $\rightarrow$ направление развёртки по полю, $\updownarrow$ области возбуждения МАР.

помещением образца ЖИГ в вертикальный капилляр, наполненный дистиллированной водой (см. рис. 8). Магнитный диполь $\vec{\mu}_2$ (образец ЖИГ с диаметром $d = 1,34$ мм, расположенный вне резонатора) использовался для создания градиента поля в месте расположения диполя $\vec{\mu}_1$ (диаметром $0,97$ мм). В момент прохождения резонанса образец $\vec{\mu}_1$ срывался с места и притягивался к диполю $\vec{\mu}_2$ (в диапазоне мощностей $P = 0,08 - 4$ Вт). При отсутствии градиентного диполя описанный эффект не наблюдался. Изменение направления развёртки по полю (в сторону уменьшения) приводило к обратному эффекту - отрыву диполей. В ходе опыта возбуждения МАР не происходило.

Величина пондеромоторной силы, возникающей при резонансе, оценивалась по отрыву двух сферических образцов ЖИГ друг от друга. Образцы помещались в центр резонатора (см. рис. 9). Под действием силы диполь-дипольного притяжения они размещались вертикально один над другим. В момент резонанса, при $P = 0,5$ Вт, образцы отталкивались и разлетались в разные стороны кварцевой трубки, за пределы резонатора. Исходя из этого опыта можно предположить, что величина возникающей силы больше величины силы диполь - дипольного притяжения между образцами, т.е.:

$$F_{\text{нр}} \geq |F_{\text{дип-дип}}| \approx 96 \frac{\mu_1 \mu_2}{(d_1 + d_2)^4} \quad (2.1)$$

По сравнению с величиной силы тяжести, являющейся естественным эталоном для экспериментов с незакрепленными образцами,

$$F_{\text{нр}} \geq 120 F_T, \quad (2.2)$$

при $d_{1,2} \approx d = 1$ мм.

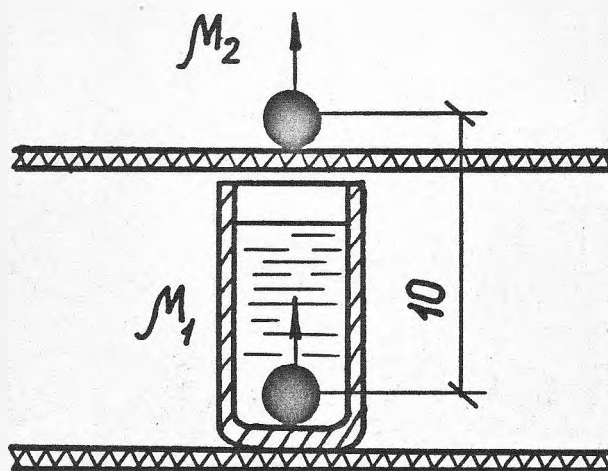


Рис. 8. Контрольный опыт с притяжением и отталкиванием демпфированного образца μ_1 (расположенного в резонаторе) за счёт пондеромоторного действия поля при ФМР.

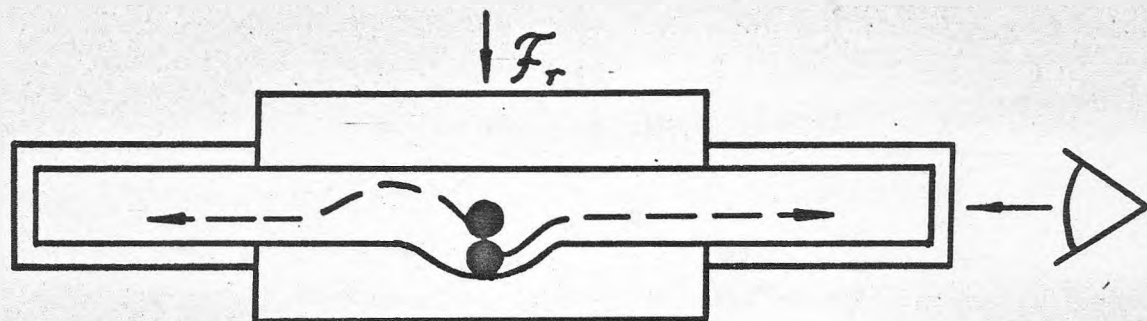


Рис. 9. Опыт по оценке величины силы,
возникающей при резонансе .

§ 2.3. ОСОБЕННОСТИ НФМР НА НЕЗАКРЕПЛЕННЫХ ОБРАЗЦАХ

Сложность тонкой структуры НФМР и МАР обусловлена не только нелинейностью явлений, возбуждением магнитоупругих колебаний, но и сильным влиянием двух высокочастотных систем, резонатор - образец, друг на друга. В свою очередь, наличие ponderomotorного действия электромагнитного поля для образцов, обладающих трансляционными и вращательными степенями свободы, ещё более усложняет характер наблюдаемых явлений при НФМР.

Обнаружение пространственных перемещений образцов ЖИГ позволило по новому взглянуть на некоторые особенности НФМР и МАР на незакрепленных образцах [72,73]. В частности, это дало возможность выделить два типа низкочастотных пульсаций амплитуды отраженной волны и спектра возбуждения магнитоакустического резонанса (интенсивности спектральных линий) [73] (см. рис. 6).

Частота первых пульсаций росла с увеличением мощности накачки от 9 до 20 гц. Одновременно наблюдались квазиопериодические перемещения образца по полусфере полости трубки (рис. 5). На рис. 10 приведена запись низкочастотных пульсаций амплитуды отраженной волны при постоянных H и P , вызванных квазиопериодическими перемещениями образца. Изменения H в пределах 3.325 - 3350 э не вызывали срыва замысловатого "танца" образца.

Второй тип низкочастотных пульсаций был обнаружен при мощности $P = 0,3$ Вт. Частота их, в отличие от первых, с ростом мощности накачки уменьшалась от 3 гц до десятых долей герца (см. рис. 6), как и в работе авторов [64]. Увеличение мощности накачки приводило к уменьшению области возбуждения НЧ - пульсаций 1 - го типа и увеличению области возбуждения НЧ - пульсаций 2 - го типа (рис.6). Возбуждение НЧ - пульсаций 2 - го типа не сопровождалось появлением

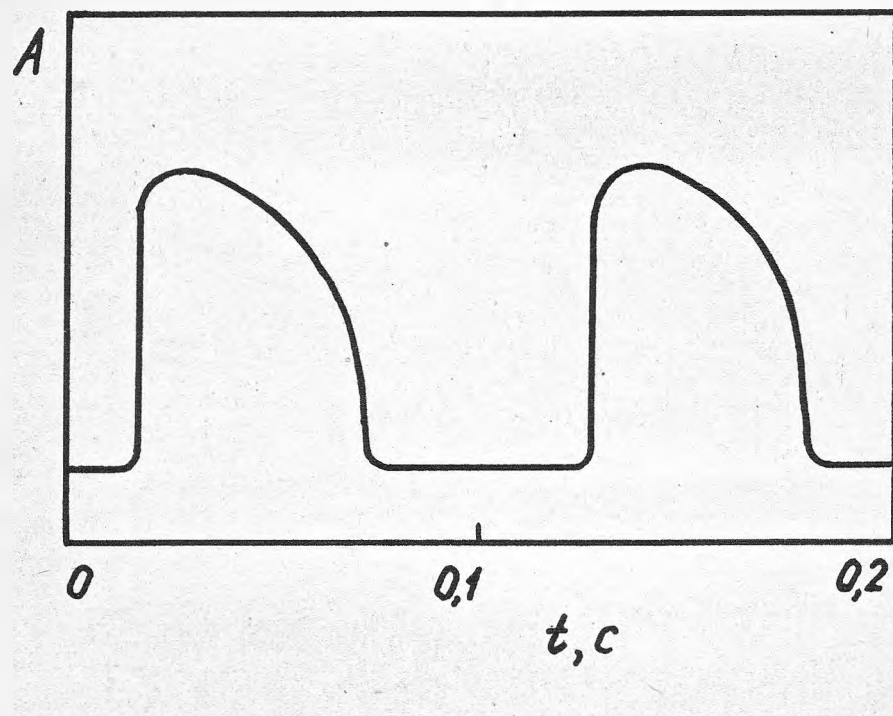


Рис. 10. Низкочастотные пульсации амплитуды отражённой волны при постоянных значениях $H_0 = 3.330$ э , $P = 0,25$ Вт. Образец ($d = 0,775$ мм) не закреплён.

заметных глазом пространственных перемещений образца. Увеличение или уменьшение скорости развёртки приводило к исчезновению возбуждения НЧ - пульсаций и изменению формы резонансной кривой поглощения (рис. 7, II). Увеличение градиента магнитного поля в месте расположения образца до 9 э/см приводило к возбуждению НЧ - пульсаций I - го типа и МАР при меньших уровнях мощности.

Закрепление образца в полистироле и фторопласте вызывало срыв возбуждения МАР, уменьшение величины гистерезиса, изменение направления и величины гистерезиса в зависимости от ориентации образца относительно внешнего магнитного поля (рис. I2, I3).

Далее было обнаружено, что традиционные способы жёсткого крепления образца не являются надёжными. При нагреве и пондеромоторном действии электромагнитного поля плёнка клея лопается, а в полистироловом и фторопластовом креплениях образуется полость, в которой образец оказывается фактически "свободным" [72] (рис. I3).

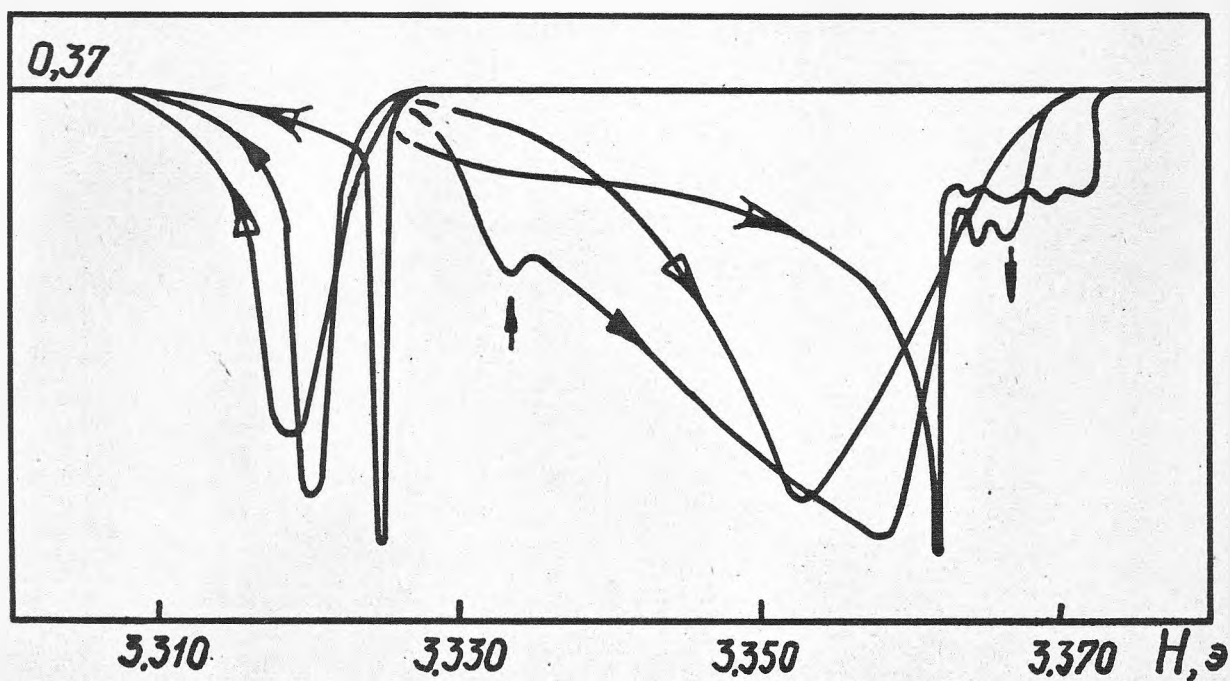


Рис. II. Резонансные кривые НМР при различных скоростях развёртки по полю:

▷ - 0,4 э/сек; ► - 6 э/сек; ➤ - 20 э/сек.

◄ - направление развёртки.

Образец с $d = 1,34$ мм, $2 \Delta H = 0,23$ э не закреплён. Мощность накачки $P = 0,37$ Вт.

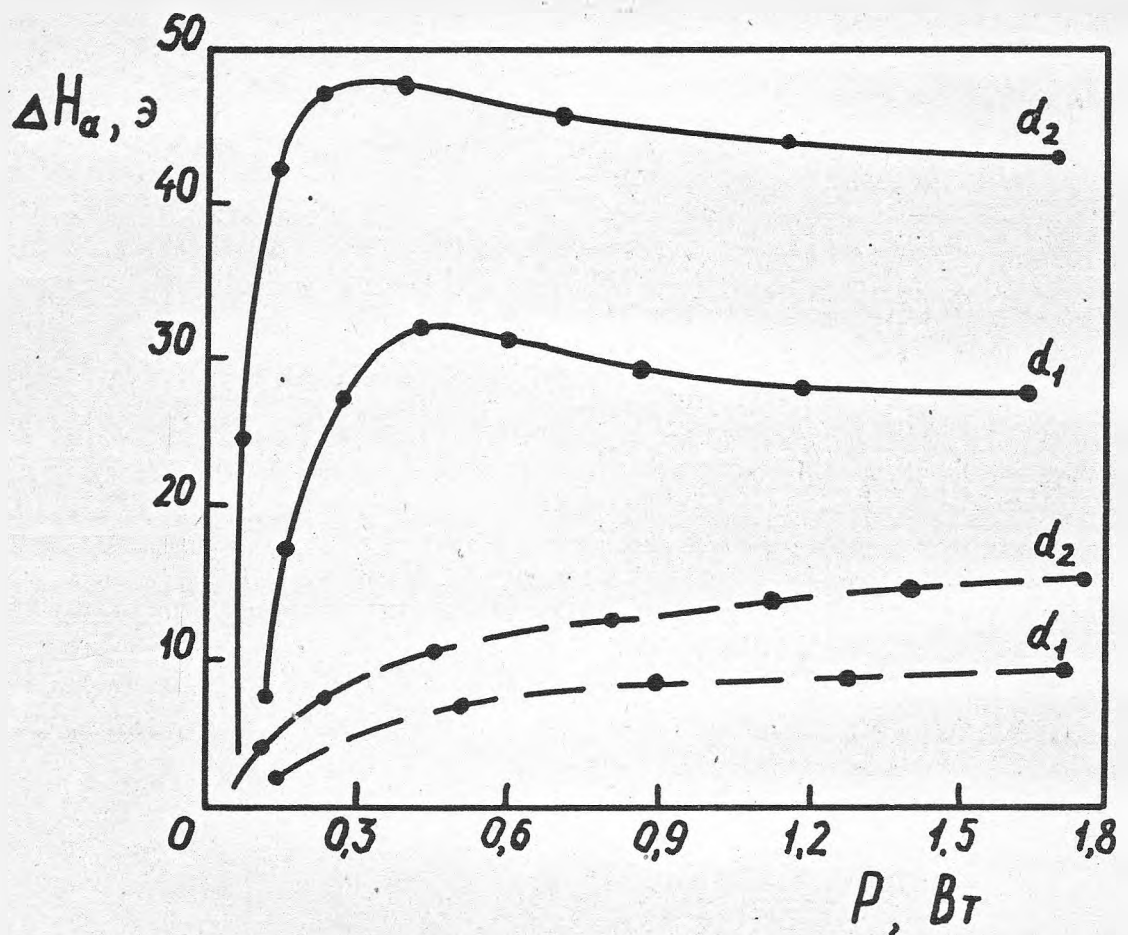


Рис. 12. Зависимость величины гистерезиса линии поглощения НОМР от уровня мощности накачки.

— образец свободен, — — закреплён в поле

клеем, $d_1 = 1,34$ мм, $2 \Delta H_1 = 0,23$ э, $d_2 = 0,97$ мм, $2 \Delta H_2 = 0,49$ э.

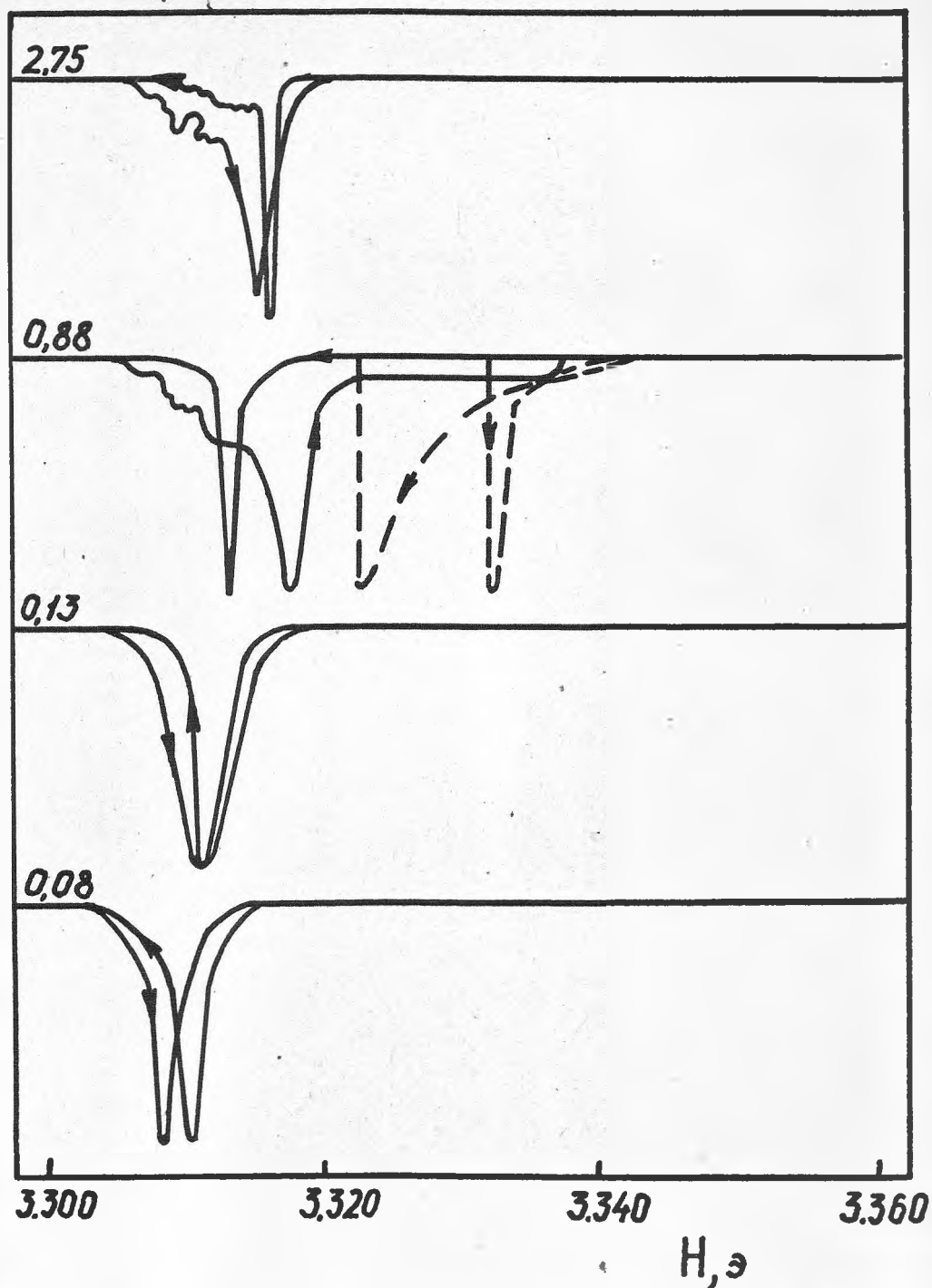


Рис. I3. Зависимость амплитуды отражённой волны от H_0 при различных уровнях мощности накачки в ВТ.

Образец с $d = 0,775$ мм, $2 \Delta H = 0,55$ э закреплён в поле клеём. $\rightleftarrows$ направление развёртки по полю, скорость развёртки 8 э/сек. - - - образец повернут на пробный угол $\sim \pi/3$.

§ 2.4. К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЗАМЕЧЕННЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ

Опыты, обнаружившие пондеромоторное действие электромагнитного поля на незакреплённые образцы в условиях магнитного резонанса (§§ 2.2, 2.3, [72,73]), выявили необходимость учёта трансляционных и вращательных степеней свободы при интерпретации особенностей НФМР и МАР [76-79]. Наряду с ранее известными причинами [26-29, 60-69] они дают свой вклад в появление данных особенностей.

Практически, исключить все факторы, приводящие к неоднородности магнитного поля и анизотропии образца, трудно, особенно для монокристаллов ЖИГ при наблюдении НФМР. В результате, возникает зависимость намагниченности от координат и ориентации образца относительно внешнего поля. Это, в свою очередь, приводит к возникновению пондеромоторных сил и моментов сил. Они выталкивают образец ЖИГ [72,73] со дна ампулы (рис. 5) на её боковую стенку, где условия резонанса нарушаются либо из-за неоднородности подмагничивающего поля при перемещениях образца, либо из-за его анизотропии при поворотах. Выход из области ФМР приводит к исчезновению сил и моментов сил. Под действием силы тяжести сфера ЖИГ скатывается обратно на дно ампулы, где попадает в резонансную область и снова выталкивается на боковую стенку. В дальнейшем весь процесс повторяется.

Это довольно неожиданное объяснение медленных вариаций сигнала НФМР, НЧ-пульсаций I-го типа, подтверждается оценками величин действующих сил и моментов сил, а также серией контрольных опытов, описанных выше (§§ 2.2, 2.3), [72,73,76,77].

В области ФМР измерение пондеромоторных сил само по себе представляет сложную экспериментальную и теоретическую задачу. Сложность обусловлена наличием при ФМР ряда нелинейных явлений,

порог возникновения которых мал [65]. Поэтому оценка действующей силы проводилась по отрыву двух сферических образцов ЖИГ друг от друга в момент прохождения резонанса (§ 2.2 диссертации, [72,73]). Расчёты и результаты наблюдений [72,73,77] показывают, что для ЖИГ в выражении пондеромоторной силы (I.20 - I.24) доминирует второе слагаемое в круглых скобках (I.20):

$$f_{2,i} \sim H_k \partial M_k / \partial x_i, \quad (2.3)$$

а не первое:

$$f_{1,i} \sim M_k \partial H_k / \partial x_i, \quad (2.4)$$

на которое обращалось внимание авторов [26-29,80] (см. полемику в работах [73,77,79-81]).

Величина и направление $\vec{f}_2$ резонансно зависят от поля. При умеренном насыщении (поле накачки равно ширине $2\Delta H$ линии ФМР)

$\vec{f}_2$ по порядку величины составляет [72]:

$$F^{(2)} \approx H_0 M_0 V / \ell, \quad (2.5)$$

где V - объём образца, ℓ - характерный размер пространственной области, на границах которой подмагничивающее поле изменяется на величину порядка $2\Delta H$.

Подстановка в (2.5) соответствующих численных значений для ЖИГ ($4\pi M_0 = 1750$ гс, $2\Delta H = 0,5$ э, при градиенте $0,5$ э/см это даёт $\ell \approx 1$ см) в поле $H_0 = 3.300$ э, приводит к следующей оценке величины второго слагаемого $F^{(2)} = 90 F_T$. Ясно, что столь значительные силы нельзя игнорировать при интерпретации результатов экспериментальных исследований - неустойчивостей и гистерезисных явлений ФМР и МАР.

Величина и характер зависимости направления первого слагаемого $\vec{f}_1$ от расстройки $\Delta\omega = (\omega - \gamma H_0)$ существенно иные, чем у $\vec{f}_2$. Так величина f_1 в Q раз меньше величины f_2 ,

где $Q = H_0 / \Delta H \approx 10^4$ [72,77], а её направление не меняется при смене знака $\Delta \omega$ на противоположное. Учёт только первого слагаемого (2.4) [80] при интерпретации пондеромоторных эффектов [72,73] не позволяет объяснить ни отрыва образцов ЖИГ друг от друга, ни их притяжения, как количественно, так и качественно (§ 2.2 диссертации, [73,79,81]).

Кроме пондеромоторных сил при изучении НФМР на незакреплённых образцах необходимо учитывать действие и момента сил [76]. Расчёты, аналогичные приведённым выше, дают возможность оценить величину слагаемых момента сил с учётом анизотропии [76]:

$$K^{(2)} \simeq \mu_0 H_0 / \Phi_a \quad (2.6)$$

и

$$K^{(1)} \simeq Q^{-1} K^{(2)} = \mu_0 |H_a|, \quad (2.7)$$

где Φ_a - характерный угол поворота образца как целого, при котором подмагничивающее поле изменяется на величину порядка $2 \Delta H$. Подстановка в (2.6-2.7) численных значений для ЖИГ (см. [74, с.95], § 2.1 диссертации - $\Phi_a = 0,2 \Delta H / |H_a| = 10^{-3}$ рад) позволяет оценить величину момента сил $K^{(2)} = 10^5 K_T$, где $K_T \simeq F_T \gamma$ и $K^{(2)} \gg K^{(1)}$, т.к. $Q \approx 10^4$.

Как и в опытах П.Н. Лебедева [1], пондеромоторное действие волн на резонаторы-образцы в условиях уже ФМР ($F^{(2)}, K^{(2)}$) в Q раз более нерезонансного ($F^{(1)}, K^{(1)}$). Это достигается за счёт высокой добротности образца-резонатора, т.е. за счёт длительного накопления энергии за время релаксации $\tau_r = 2\pi / \gamma |\Delta H| \gg T = 2\pi / \gamma |H_0|$ и τ_r много меньшего τ_u , где τ_u - время характеризующее инертность перемещения образца. При этом энергия образца ЖИГ, в результате существующих в экспериментах по НФМР неоднородностей магнитных полей $\vec{H}_{0,1}(\vec{r})$, существенно зависит от пространственных координат. Возникает область с мощным резонансным действием,

что, в свою очередь, приводит к резонансному устойчивому захвату образцов ЖИГ на круговую орбиту в аксиально-симметричном магнитном поле полюсных наконечников [73]. Величину действующей при этом силы $F^{(2)}$ можно оценить из величины центробежной силы $F_4 = m\omega_z^2 R$, где R - радиус траектории движения, ω_z - частота вращения по орбите. Подставляя экспериментальные значения $R = 4$ мм, $\omega_z \approx 2\pi \cdot 12$ гц, получаем $F^{(2)}/F_T \approx F_4/F_T \approx 2$, в то время как значение $F^{(1)}$ не превышает $0,06 F_T$ (при градиенте поля H порядка 2 э/см).

Частоту пространственных осцилляций образца по дну ампулы (рис. 5) [72,73] можно достаточно просто оценить на основании модели математического маятника с длиной подвеса порядка радиуса

R полусферы полости трубки. Используя в первом приближении формулу для частоты математического маятника $\omega_m [a/(R-z)]^{1/2}$, где a - ускорение вынуждающей силы ($a \sim g$) и $z \ll R \approx 4$ мм, получим $\nu_m = 8$ гц, что согласуется с частотой наблюдаемых НЧ-пульсаций I-го типа [73]. Рост $\nu_{нч1}$ с увеличением мощности до 20 гц объясняется добавочным вкладом к g в a от вынуждающей силы (2.3), пропорциональной по величине R .

Механизм возбуждения НЧ-пульсаций 2-го типа возможно вызван другими причинами, т.к. они не сопровождались заметными осцилляциями образца и $\nu_{нч2} (1/P) \ll \nu_{нч1} (\sim P)$ [63,64,73,82].

К таким причинам следует отнести нагрев образца за счёт СВЧ мощности при резонансе, что приводит к изменению его параметров - $H_a(T)$, $\Delta H(T)$, $M(T)$ и к появлению условно - нелинейных явлений [32,33]. Характер нелинейности последних зависит от скорости развёртки по полю. Время установления стационарного режима условно-нелинейных явлений определяется тепловой инерцией феррита [33]

$\tau_T = \chi^2 \rho C_T / K_T$, где C_T - теплоёмкость, K_T - коэффициент

теплопроводности. Для монокристаллов ЖИГ с $2\tau = 1$ мм, $\tau_T = 0,3$ сек ($C_T = 0,65$ дж/г·град, $K_T = 3 \cdot 10^{-2}$ дж/см·сек·град [83]) и возрастает с увеличением температуры. Экспериментально же наблюдались пульсации с периодом $\tau_{нч2} \approx 0,3$ сек и более (величина $\tau_{нч2}$ росла с увеличением мощности накачки [63,64,73]).

Таким образом, можно предположить, что нагрев образца приводил к периодическому "входу" и "выходу" (нагревание-остывание) в условия резонанса за счёт зависимости $H_{рез}(H_a(T))$ при развёртке по полю. Возбуждение НЧ-пульсаций I-го и 2-го типов наиболее просто происходило при "синхронных" скоростях развёртки порядка $2\Delta H/\tau_{нч}$.

Причиной гистерезиса возбуждения МАР и линии поглощения НФМР по полю (рис. 6,7,II-13), в общем случае, является анизотропия образца [33,65,83-86]. Ранее [84,85] были выявлены два механизма возникновения гистерезиса НФМР по полю. Первый был выявлен М. Вейсом [84]. Он обнаружил наклон резонансной кривой (рис. 14) в сторону меньших полей для дисков из монокристаллов иттриевого граната, находящихся в резонаторе. Наклон резонансной кривой объяснялся анизотропией формы, а именно:

$$\omega_{рез} = \gamma [H_0 - 4\pi M_z(H_1)] \quad (2.8)$$

Второй был обнаружен на сферах из марганцевого феррита при более высоких уровнях мощности (порядка киловатт) [85]. Для сфер наклон резонансной кривой связан не с наличием членов, учитывающих размагничивание в уравнении, выражающем зависимость $\omega_{рез}$ от H_0 (2.8) [84], а с наличием ангармонических членов в выражении, связывающем энергию кристаллографической анизотропии с намагниченностью M_z , $\omega_{рез}(H_a(M_z(H_1)))$ [85].

В случае незакреплённого образца монокристалла ЖИГ, помимо двух перечисленных механизмов гистерезиса НФМР и гистерезиса за счёт самонагрева образца ($\omega_{рез}(H_a(T))$), необходимо

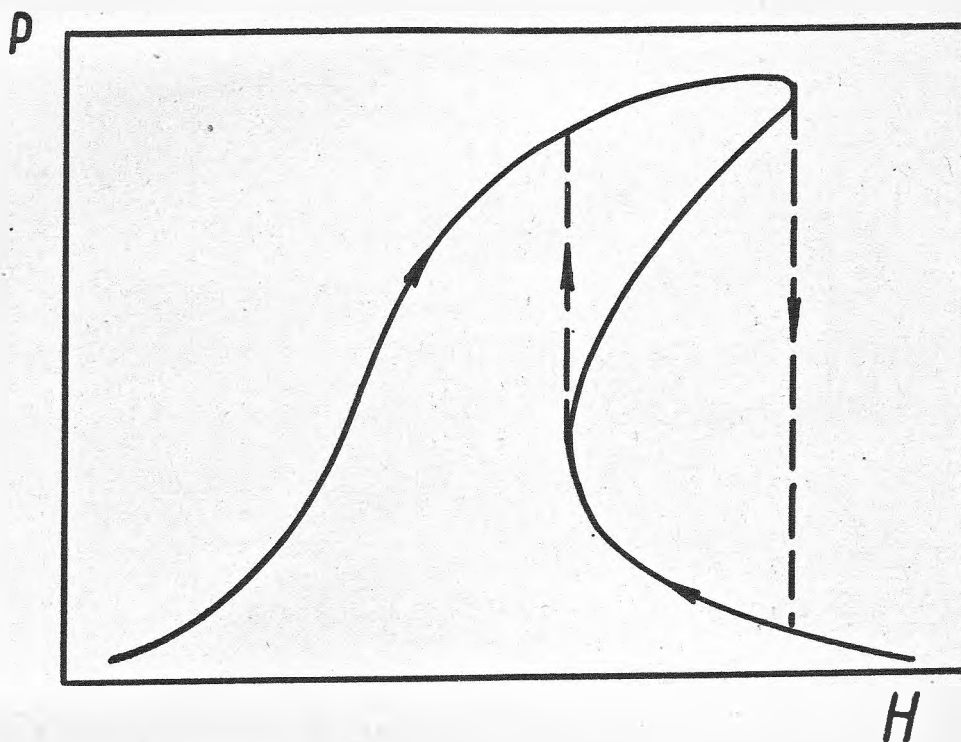


Рис. 14. Гистерезис резонансной кривой
для дисков из монокристаллов
иттриевого граната [84] .

учитывать влияние сил и моментов сил на анизотропный образец, помещенный свободно в пробирку [72,73,76]. Вне резонансных условий образец под действием момента сил $K^{(1)}$ (2.7) соориентируется осью лёгкого намагничивания по полю, при этом величина резонансного поля [74] :

$$H_{рез} = \frac{\omega}{|\gamma|} - \frac{4}{3} |H_a|, \quad (2.9)$$

и магнитной энергии минимальны. В условиях магнитного резонанса появляется дополнительный момент сил $K^{(2)}$ (2.6) [76] и сила $F^{(2)}$ [72,73,77], изменяющие ориентацию образца, что приводит к нарушению резонансных условий (вследствие зависимости резонансного значения поля от ориентации кристаллографических осей ЖИГ относительно внешнего магнитного поля). В результате наблюдается эффект "убегания" линии поглощения ФМР при развёртке по полю в сторону большего поля и срыв при развёртке в сторону меньшего (рис. 6,7). Такой уход, в принципе, возможен вплоть до значений $H_{рез}$ равного $(\omega/|\gamma| + 2|H_a|)$ при ориентации осью трудного намагничивания по полю, т.е. на величину порядка $3 H_a \approx 120$ э. Влияние же теплового насыщения, возбуждение МАР и сложная зависимость $K^{(2)}$ от $(\vec{H}_a, \vec{H}_0, \vec{H}_i)$ [76], ограничивают величину гистерезиса до 50 - 60 э [63,64,73].

Проанализируем несколько подробнее возможные причины гистерезисных явлений при НФМР на незакрепленных сферических образцах ЖИГ [61-64,72,73], (рис. 6). Появление "обратного" гистерезиса в сторону уменьшения значения $H_{рез}$ (рис. 6) при малых уровнях мощности вероятно вызвано неидеальностью формы сфер ЖИГ, используемых в экспериментах [72,73] (отклонения от сферичности 0,5). Его величину можно оценить по формуле (2.8) $\Delta H_a^{(f)} = 4\pi M \cdot 0,5/100 = 9$ э. Дальнейшее изменение направления гистерезиса в сторону

больших полей и увеличение его величины, по-видимому, вызвано двумя конкурирующими между собой механизмами - нагревом и пондеромоторным действием поля (рис. 6, I2, I3). Нагрев образца приводит к уменьшению H_a ($\Delta H^*/\Delta T \sim 0,5$ э/град, [83, с. 211]) и к увеличению $H_{рез}$ (2.9) ($\Delta H_a^T/\Delta T \sim 0,7$ э/град). Из-за теплового насыщения [33] максимальное увеличение температуры при резонансном СВЧ-нагреве не превышает 20°C для образцов ЖИГ с диаметром менее 2-х мм [33, с. 112]. Соответственно величина теплового гистерезиса для закреплённых образцов составит 15-20 э (рис. I2, I3). Более подробные расчёты величины теплового гистерезиса следует вести на основе динамики тепловых процессов, протекающих в сфере ЖИГ при резонансе [87].

Последующее возрастание ΔH_a до 50-60 э (рис. 6, 7, I2) [61-64, 73] можно объяснить выше рассмотренным механизмом гистерезиса за счёт пондеромоторного действия электромагнитного поля на незакреплённые анизотропные образцы [72, 73, 77, 79].

Данные проведённых исследований [72, 73] позволяют предположить, что к колебаниям решётки, возбуждающих МАР, приводит появление упругих сил не только из-за магнитострикции [65, 83], но и в результате пондеромоторного действия резонансного электромагнитного поля [72, 73, 76, 77]. За счёт неустойчивости ряда параметров (к примеру H , H_I), либо при исследовании НФМР в импульсных режимах или при больших скоростях развёртки; изменение величины пондеромоторной силы и момента сил, возникающих при ФМР, будет неустойчивым (рис. 7, II). Такое импульсное воздействие, как хорошо известно из теории [55], возбуждает магнитоупругие колебания.

ВЫВОДЫ

1. Обнаружены пондеромоторные эффекты при наблюдении НФМР на незакреплённых образцах железо-иттриевого граната.
2. Рассмотрено влияние обнаруженных квазипериодических перемещений образцов на свойства НФМР и МАР.
3. Проанализированы возможные причины возбуждения магнитоупругих колебаний, появления гистерезисных явлений и низкочастотных пульсаций магнитоакустического резонанса и линии поглощения по полю при НФМР.

Г Л А В А III

ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ РЕЗОНАНСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФЕРРОМАГНЕТИКИ

Явление магнитного резонанса, как показывают опыты ([72,73], § 2.2 диссертации), вносит принципиально новый момент в рассмотрение проблемы пондеромоторного действия волн на резонаторы [I-II, I6-I9]. Он заключается в изменении собственной частоты анизотропного образца-резонатора при его перемещениях и поворотах как целого (в частности, монокристаллов ЖИГ [72,73] с $\omega_0(\vec{H}_{01}(\vec{r}), \vec{H}_0)$). Такая зависимость ω_0 от координат и углов приводит к возникновению пространственно-ориентационных барьеров с резким резонансным изменением энергии $U \approx -\vec{\mu}(\omega - \omega_0(\vec{r}, \Phi_i)) \cdot \vec{H}(\vec{r})$ по $\vec{r}$ и Φ_i . Столь значительные градиентные изменения $U_{\vec{r}, \Phi_i}$ (2.3, 2.5, 2.6) и ответственны за появление сил, моментов сил и пондеромоторных эффектов при НЭМР [72,73,76,77].

Величина силы и момента сил в резонансной области возрастает в Q раз ($\sim 10^4$) [72,76]. При этом величина совершаемой работы по перемещению образцов не превышает значения $\Delta U_{\max} \approx \mu_0 H_0$, вследствие незначительности размеров такой области, порядка $2 \Delta H / |g \text{ grad } H|$ по $\vec{r}$ и $0,2 \Delta H / |H_0|$ (рад) по Φ_i (2.5, 2.6).

§ 3.1. О НОВЫХ КОМПОНЕНТАХ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩЕЙ НА ФЕРРОМАГНЕТИК ПРИ РЕЗОНАНСЕ

В общем случае, выражения для пондеромоторной силы и момента сил получают на основе введения тензоров энергии-импульса, момента импульса электромагнитного поля [35,55]. Справедливо полагая при этом, что они удовлетворяют условиям [88]:

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = \nabla_\mu (T_{\text{мех}}^{\mu\nu} + T_{\text{эм}}^{\mu\nu}) = 0, \quad (3.1)$$

получают описание макроскопического поведения системы, обладающей как механическими, так и электромагнитными свойствами, [89].

Уравнение (3.1) можно рассматривать как запись законов сохранения энергии, импульса и момента импульса [55]. Следовательно, при рассмотрении взаимодействий между электромагнитным полем и веществом, наряду с передачей энергии от поля к веществу, необходимо учитывать передачу количества движения и момента количества движения. В результате возникают пондеромоторные силы и моменты сил, соответственно равные [55]:

$$\int \frac{\partial}{\partial t} (\vec{g}_{\text{мех}} + \vec{g}_{\text{эм}}) dV = \int (\vec{f}_{\text{мех}} + \vec{f}_{\text{эм}}) dV, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int ([\vec{r} \times \vec{g}]_{\text{мех}} + [\vec{r} \times \vec{g}]_{\text{эм}}) dV = \int (\vec{N}_{\text{мех}} + \vec{N}_{\text{эм}}) dV, \quad (3.3)$$

$$\vec{f}^{\mu} = -\nabla_{\nu} T^{\mu\nu}, \quad \vec{N}^{\mu} = [\vec{r} \times \vec{f}]^{\mu}. \quad (3.4)$$

Из различных теорий вытекают различные выражения для плотности пондеромоторной силы (3.4), действующей на магнетики (I.20-I.23). В начале рассмотрим выражения (I.20-I.21), следующие из теорий Абрагама и Минковского:

$$\vec{f}^{\mu} = \vec{f}^{\Lambda} + \frac{1}{2} (M_{\alpha} \vec{\nabla} H_{\alpha} - H_{\alpha} \vec{\nabla} M_{\alpha}) - \frac{\partial \vec{g}^{\mu}}{\partial t}, \quad (3.5)$$

$$\vec{f}^{\Lambda} = \vec{f}^{\mu} - \frac{1}{2} [\vec{\nabla} \times [\vec{M} \times \vec{H}]] - \frac{\partial}{\partial t} (\vec{g}^{\Lambda} - \vec{g}^{\mu}), \quad (3.6)$$

где $\vec{f}^{\Lambda}$ - плотность силы Лоренца, действующая на свободные заряды и электрические токи. Эти выражения являются наименее спорными (см. § I.2), и, как отмечалось в монографиях [43,45,48,55], они справедливы при любых законах Ома, намагниченности, но не учитывают стрикционных членов и термодинамики процессов.

Первые два члена формулы (3.5), в случае изотропной среды, приводят к возникновению силы $f_i \approx M_{\alpha} \nabla_i H_{\alpha}$ [45], обычно учитываемой при резонансе [20,26-28]. Вторые члены формул (3.5-3.6) отличны от нуля в анизотропных средах, а (3.5) и в изотропных,

когда восприимчивость χ функция параметров, зависящих от координат [45,55,90-91]. Подобная ситуация наблюдается в условиях магнитного резонанса для пространственно неоднородного магнитного поля [73]. В экспериментах неоднородность обусловлена либо неоднородностью подмагничивающего поля, либо градиентом поля накачки, либо возникает из-за влияния фиктивных зеркальных отражений в полюсных наконечниках магнита.

Итак, рассмотрим следующую задачу [72,77] - в слабо неоднородном внешнем магнитном поле $\vec{H}_{0,1}(\vec{r})$ находится малая сфера из изотропного непроводящего намагниченного до насыщения ферромагнетика. Критериями малости, приближений будем считать:

- а) диаметр образца много меньше длины электромагнитной волны, приближение магнитостатики [74]; $d \ll \lambda$ (13/мм).
- б) неоднородность магнитных полей $\partial H_{0x,1} / \partial x_i \ll 2\Delta H/d$, $H_{0z} \gg H_{0x,1} \approx 0$;
- в) $H_0 \gg H_1, 2\Delta H$, где $\vec{H}_1 = (H_1 \cos \omega t, H_1 \sin \omega t, 0)$;
- г) условие насыщения (отсутствие доменной структуры) $H_0 > 4\pi M_0/3$ [74];
- д) незначительное изменение температуры образца, обусловленное его нагревом при поглощении высокочастотной мощности [33];
- е) отсутствие магнитоупругих, нелинейных обменных взаимодействий [65,74,83];
- ж) T_u (см. § 2.4) $\gg T_z$ - времени релаксации, условие медленности перемещений образца.

За основу примем модифицированное уравнение движения намагниченности в форме Блоха [74]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma [\vec{M} \times \vec{H}] - \omega_z (\vec{M} - \chi_0 \vec{H}), \quad (3.7)$$

где $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_1 - \frac{4\pi}{3} \vec{M}$, $\chi_0 = M_0/H_0$ - статическая магнитная восприимчивость по отношению к эффективному полю, $\omega_z = |\gamma| \Delta H$ - частота

T_u - время релаксации образца

релаксации. Переход во вращающуюся систему координат с частотой $\vec{\omega}$ приводит уравнение (3.7) к виду:

$$\frac{\partial \vec{M}^b}{\partial t} = [\vec{M}^b \times (\vec{\omega} + \gamma \vec{H}^b)] - \omega_z (\vec{M}^b - \chi_0 \vec{H}^b). \quad (3.8)$$

Оно имеет простое решение в случае установившегося стационарного режима:

$$M_x^b = \frac{\chi_0 H_1 (\omega_z^2 + \omega_1^2 - \Delta \omega \omega_0)}{\omega_z^2 + \omega_1^2 + \Delta \omega^2}, \quad (3.9)$$

$$M_y^b = \frac{\chi_0 H_1 \omega_z (\Delta \omega + \omega_0)}{\omega_z^2 + \omega_1^2 + \Delta \omega^2}, \quad (3.10)$$

$$M_z^b = \frac{\chi_0 H_1 (\omega_z^2 + \Delta \omega^2 - \Delta \omega \omega_1^2 / \omega_0)}{\omega_z^2 + \omega_1^2 + \Delta \omega^2}, \quad (3.11)$$

где $\Delta \omega = (\omega - \omega_0)$, $\omega_0 = |\gamma| H_{0z} \approx |\gamma| H_0$, $\omega_1 = |\gamma| H_1$.

Ограничивая область изменения $\Delta \omega$ диапазоном частот $[\omega_0 (\omega_z / \omega_1)^2 > |\Delta \omega| > \omega_z (\omega_z / \omega_0)]$ и заменяя $\chi_0 H_{0z}$ на M_0 , получим:

$$M_x^b \approx - \frac{\Delta \omega \cdot \omega_1}{\omega_z^2 + \omega_1^2 + \Delta \omega^2} M_0, \quad (3.12)$$

$$M_y^b \approx - \frac{\omega_z \omega_1}{\omega_z^2 + \omega_1^2 + \Delta \omega^2} \cdot M_0, \quad (3.13)$$

$$M_z^b \approx \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_z^2 + \omega_1^2 + \Delta \omega^2}\right) M_0 = M_z. \quad (3.14)$$

После соответствующей подстановки выражений (3.12-3.14) в формулы (3.5-3.6) и последующего усреднения медленно меняющихся переменных $f_i(t)$ по быстрым H_1 , $M_{x,y}(\omega t)$ [15,27] находим:

$$f_i^{MN} = \overline{(f_i^M - f_i^N)} \Big|_{t=2\pi/\omega} = \frac{1}{2} (M_x^b \nabla_i H_1 \cdot M_z \nabla_i H_{0z} - H_1 \nabla_i M_x^b - H_{0z} \nabla_i M_z^b), \quad (3.15)$$

$$f_i^{AM} = \overline{(f_i^A - f_i^M)} \Big|_{t=2\pi/\omega} \approx \frac{1}{2} [\vec{\nabla} \times (M_y^b H_1 \vec{L}_z)]_i, \quad (3.16)$$

где $\vec{L}_z$ - единичный орт в направлении оси Oz .

$$\Delta \omega = \omega - \omega_0$$

$$\omega_0 = 1.24$$

- 57 -

$$L_{\text{т}} M_0 = 1750 \text{ Гс}$$

$$M_0 = 140 \text{ Гс}$$

$$\rho = 5,17 \text{ 2/см}^3$$

Рассмотрим последовательно каждый из членов (3.15). Возникновение первых двух обусловлено градиентами магнитных полей $\vec{H}_0$ и $\vec{H}_I$, а появление двух оставшихся – зависимостью намагниченности от $\vec{H}_{0,I}$ и ряда других параметров, в свою очередь зависящих от $\vec{z}$ (к примеру – температуры, концентрации $[^{90,91}\text{I}]$). Если теперь учесть приближения, введённые ранее ($H_0 \gg H_I$, $M_0, 2\Delta H$), то для f^{ml} вблизи резонанса получим:

$$f_i^{ml} \approx -\frac{1}{2} H_{0z} \nabla_i M_z = K_0 M_0 \nabla_i H_{0z} + K_1 M_0 \nabla_i H_I, \quad (3.17)$$

$$\text{где } K_0 = -\frac{1}{2} \frac{H_{0z}}{M_0} \frac{\partial M_z}{\partial H_{0z}} = -\left(\frac{\omega_0}{\omega_z}\right) \frac{\omega_1^2 \omega_z \Delta \omega}{(\omega_1^2 + \omega_z^2 + \Delta \omega^2)^2}, \quad (3.18)$$

$$\text{и } K_1 = -\frac{1}{2} \frac{H_{0z}}{M_0} \frac{\partial M_z}{\partial H_I} = \left(\frac{\omega_0}{\omega_z}\right) \frac{\omega_1 \omega_z (\omega_z^2 + \Delta \omega^2)}{(\omega_1^2 + \omega_z^2 + \Delta \omega^2)^2}. \quad (3.19)$$

Как и в ранее рассмотренных случаях [1, 16-19] (см. формулы (1.1-1.3, 1.6, 1.9, 1.10)), поперечное действие поля на резонаторы (в данном случае ферромагнитные образцы (3.17-3.19)) значительно за счёт высокой добротности резонансной системы (ω_0 / ω_z). Коэффициент K_0 (3.18) имеет экстремумы при $\omega_1 = \sqrt{2} \omega_z$, $\Delta \omega = \pm \omega_z$:

$$K_0^{\pm} = \pm \frac{1}{8} \frac{\omega_0}{\omega_z}, \quad (3.20)$$

а K_1 максимум при $\Delta \omega = 0$, $\omega_1 = \omega_z / 2$:

$$K_1^{\text{max}} = \frac{8}{25} \frac{\omega_0}{\omega_z}, \quad (3.21)$$

(сравним с формулами (1.2, 1.4)). На рис. 15, 16 представлены графики зависимостей $K_{0,I}$ от $\Delta \omega$ ($H_0(\vec{z})$) при различных уровнях мощности.

Таким образом, на образец, расположенный в неоднородном электромагнитном резонансном поле $H_{0I}(\vec{z})$, будут действовать силы (3.17-3.19), стремящиеся его увлечь в резонансную область с наименьшим значением $|\Delta \omega|$ и с наибольшей амплитудой H_I .

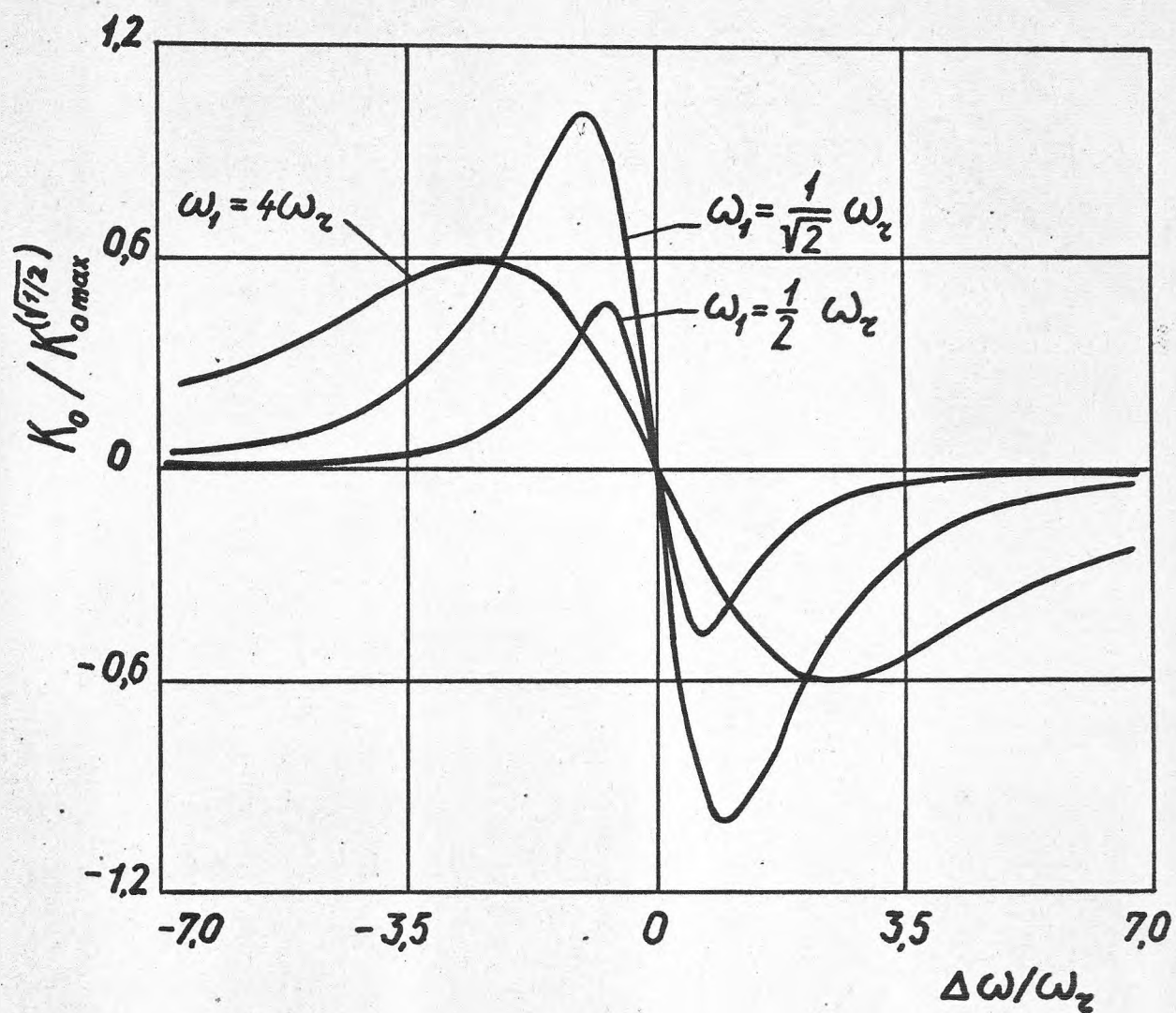


Рис. 15. Зависимость коэффициента пропорциональности K_0 в выражении для ponderomotorной силы (3.17) от $\Delta\omega$ ($H_0(\vec{r})$) при различных амплитудах поля накачки ($H_I = \omega_1 / |\gamma|$).

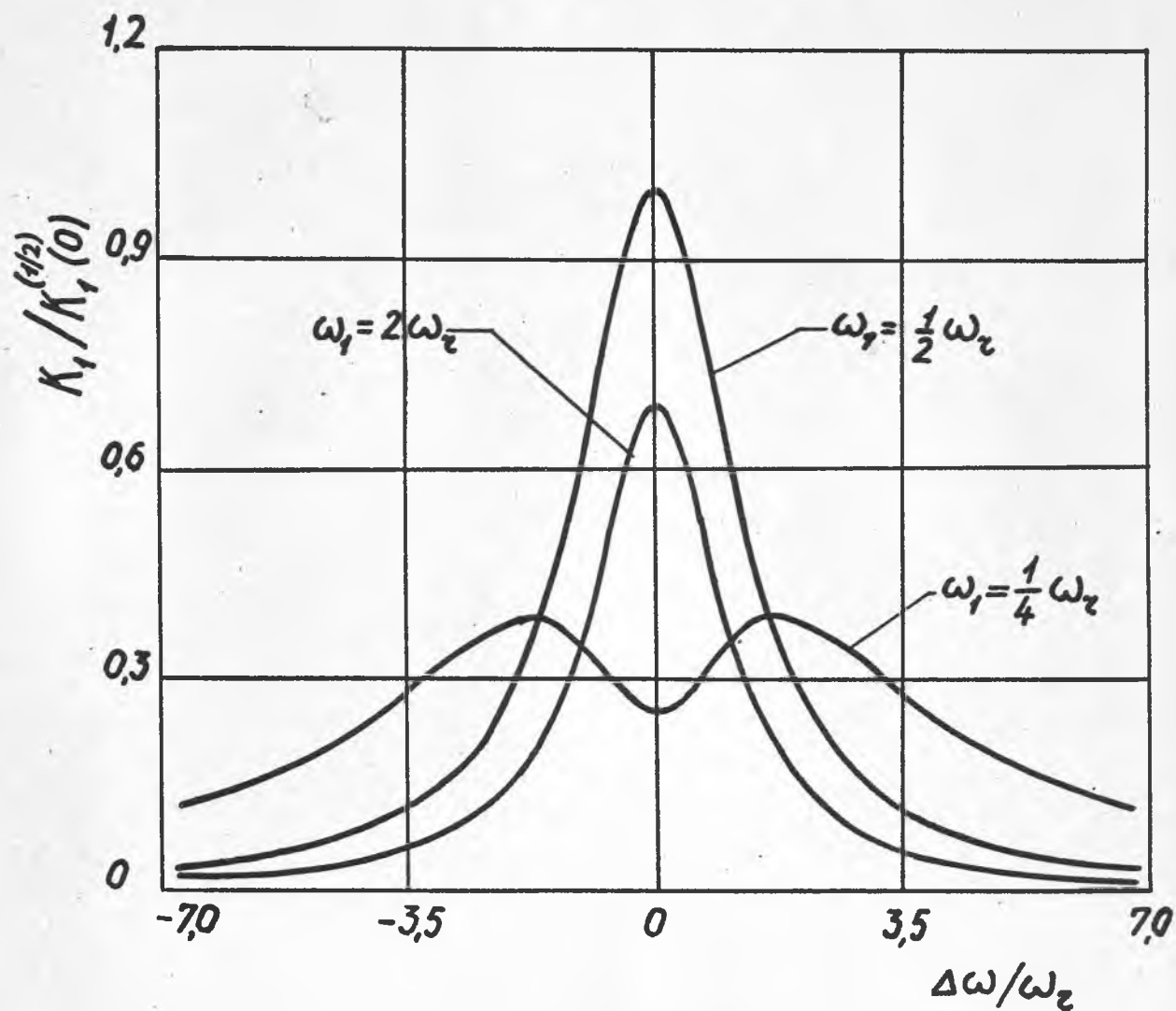


Рис. 16. Частотная зависимость коэффициента K_I (3.17, 3.19) при различных значениях ω_1 .

Для монокристаллов ЖИГ, использовавшихся при постановке экспериментов [72,73] (с параметрами $2\Delta H = 0,5$ э, $H_0 = 3 \cdot 10^3$ э, $M_0 = 10^2$ гс, $\rho = 5$ г/см³ и $\nabla_i H_{02,1} \approx 1$ э/см) $K_{0,1}^3 \approx 10^3$ и $F_s^{(1)} \approx 10 F_T$, где F_T - сила тяжести, что объясняет величину и характер (рис. 15) обнаруженных пондеромоторных эффектов при НОМР [72,73].

§ 3.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ДАВЛЕНИЕ

Рассмотрим оставшееся выражение f^{AM} (3.16), которое в общем случае (1.20-1.21) вызывает острые дискуссии и привлекает внимание экспериментальных исследований [36-44]. В отсутствии поляризации $\vec{P}$ и намагниченности $\vec{M}$ среды, но при наличии токов и зарядов, выражение для пондеромоторной силы, как в теории Абрагама, так и в теории Минковского даёт просто силу Лоренца. В этом случае $f^{AM} \equiv 0$. Для случаев, когда $\vec{P}$ и $\vec{M}$ не равны нулю, выражения (1.20, 1.21) различны и

$$\Delta \vec{f} = \vec{f}^A - \vec{f}^M = -\frac{1}{2} \text{rot } \vec{N} - \frac{\partial}{\partial t} (\vec{g}^A - \vec{g}^M), \quad (3.22)$$

[78], где $\vec{N} = [\vec{M} \times \vec{H}] + [\vec{P} \times \vec{E}]$ - плотность пондеромоторного момента сил; $\vec{g}^A = [\vec{E} \times \vec{H}] / 4\pi c$, $\vec{g}^M = [\vec{D} \times \vec{B}] / 4\pi c$ - плотности количества движения электромагнитного поля в рамках теорий Минковского и Абрагама. Несмотря на то, что эта сила чрезвычайно мала, как отмечалось в работах [36,38], тем не менее её существование заметным образом сказалось бы на основных принципах теории электромагнетизма. Таким образом, измерение "силы" Абрагама (3.22) отнюдь не является излишним.

Обычно в дискуссионных работах [36-44] основное внимание уделяется последнему члену в формуле (3.22) и не рассматривается первый. Считается, что в области высокочастотных процессов намагниченность не успевает следить за изменением H_I [45]. В результате, среднее значение от $(-\text{rot } \vec{N} / 2)$ должно равняться нулю. Однако в условиях магнитного резонанса, как будет показано ниже, возникает возможность регистрации данного члена и другого (3.22) благодаря прецессии вектора $\vec{M}$ в фазе с переменными составляющими полей $\vec{H}$ и $\vec{E}$ [77].

Рассмотрим случай изотропного однодоменного образца феррита

в виде сферы. Поместим его в слабо неоднородное внешнее магнитное поле $\vec{H}_2 = (H_1 \cos \omega t + H_{0x}, H_1 \sin \omega t + H_{0y}, H_{0z})$; $H_{0z} \gg H_{0x,y} \approx 0$, $\partial H_{0z} / \partial x_i \ll 2\Delta H/d$. Поле внутри образца в приближении магнитостатики и без учёта обменного нелинейного взаимодействия равно $\vec{H} = \vec{H}_2 - 4\pi \vec{M} / 3$ [74]. Для простоты будем считать $\vec{P} = \vec{0}$, тогда:

$$\Delta \vec{f} = -\frac{1}{2} \text{rot} [\vec{M} \times \vec{H}] + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{E} \times \vec{M}]. \quad (3.23)$$

Располагая образец в пучности магнитного поля резонатора ($E = 0$) и учитывая решение модифицированного уравнения Блоха (3.7) для намагниченности (3.I2-3.I4) получим:

$$\langle \vec{N} \rangle \Big|_{t=2\pi/\omega} = \frac{1}{\gamma} \left\langle \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right\rangle + \frac{\omega_2}{\gamma} \langle \vec{M} - \vec{M}_0 \rangle = \frac{\omega_2}{\gamma} (M_2 - M_0). \quad (3.24)$$

Соответственно для плотности пондеромоторной силы (3.23), с учётом зависимости $\vec{M} \{ \vec{H}(\vec{r}) \}$, имеем

$$\langle \Delta \vec{f} \rangle = -\frac{1}{2} \text{rot} \langle \vec{N} \rangle = \frac{1}{2} [\text{grad} (M_2 \Delta H) \times \vec{L}_2]. \quad (3.25)$$

Подставляя решение (3.I4) в формулу (3.25) окончательно нахо-

дим

$$\langle \Delta f_i \rangle = \varepsilon_{ikl} \delta_{kz} \left(\frac{\omega_2}{\omega_0} K_0 M_0 \frac{\partial H_{0z}}{\partial x_l} + \frac{\omega_2}{\omega_0} K_1 M_0 \frac{\partial H_1}{\partial x_l} \right). \quad (3.26)$$

Оценка максимального резонансного значения пондеромоторной силы, в рамках данной модели, даёт величину :

$$\langle \Delta f \rangle_{\max} \simeq M_0 \nabla_i H_{0z,1}. \quad (3.27)$$

Для железиттриевого граната с $M_0 = 10^2$ гс, $\Delta H = 1$ э, $\nabla_i H_{0z,1} = 0,2 \Delta H/d = 2$ э/см имеем $\langle \Delta f \rangle_{\max} = 10^2$ дин/см³ = $10^{-1} (F_T / V)$

Таким образом, разница между пондеромоторными силами в рамках теорий Абрагама и Минковского отнюдь не мала, как считалось ранее [36,55], и может быть обнаружена в условиях магнитного резонанса. Для случая испускания (поглощения) фотонов "сила" Абрагама

(3.23) имеет простой смысл количества движения получаемого средой в единицу времени [45,92], т.е. является электромагнитным резонансным давлением при ФМР. Особенно наглядно это можно показать на основе квантовых представлений, что и было сделано в своё время для резонансного светового давления в работе [17]. Поглотив квант фотона при резонансе спин получает энергию $\hbar\omega$, угловой момент $\hbar$ и импульс $\hbar k$. В процессе тепловой релаксации осуществляется передача поглощённой энергии, углового момента и импульса решётке. Диссипация спиновой энергии приведёт к увеличению температуры образца [33, 34] и как следствие законов сохранения углового момента и импульса на образец будет действовать момент сил [24,25] и сила [20,26].

Величина этих эффектов определится числом релаксационных переходов в единицу времени, т.е. количеством фотонов, поглощаемых в единицу времени - N_ϕ . Следовательно, для плотностей момента сил, поглощаемой мощности и силы получим соответствующие выражения:

$$\vec{N} = n_\phi \cdot \hbar \cdot \vec{l}_n, \quad (3.28)$$

$$P = n_\phi \cdot \hbar \cdot \omega, \quad (3.29)$$

$$\vec{f} = n_\phi \cdot \hbar \cdot k \cdot \vec{l}_k, \quad (3.30)$$

где $\vec{l}_n$, $\vec{l}_k$ - единичные векторы, а $n_\phi = dN_\phi/dV$ резонансно зависит от поля в условиях магнитного резонанса. Учитывая решение (3.24-3.27) в однородном поле H_0 для (3.30) и Δf (3.26 - 3.27), получим:

$$\Delta f_{\max} \Big|_{H_1 = \Delta H} \approx M_0 H_1 / \lambda \approx M_0 \Delta H / \lambda, \quad (3.31)$$

$$f_{\max} \approx N \cdot k \approx \Delta H M_0 / \lambda, \quad (3.32)$$

т.е. "сила" Абрагама в данном случае ($\Delta f_{\max} \approx f_{\max}$) и есть

сила электромагнитного давления.

В изотропной среде (для плоских волн) $\Delta \vec{f} \parallel \vec{k}$ (3.22) [93]. Анизотропия среды, имеющая место при магнитном резонансе за счёт выделенности направления магнитного поля, в общем случае, приводит к непараллельности вектора $\Delta \vec{f}$ с направлением распространения волны.

Даже в резонаторе СВЧ, в режиме стоячих волн, резонансное электромагнитное давление (3.25-3.26) будет отлично от нуля. Хотя на первый взгляд, в силу симметрии (образец поместим в центр резонатора H_{102}), это не является очевидным. Сказанное легко понять, если учесть, что стоячая волна образуется в результате суперпозиции бегущей и отражённой волны, имеющих различную поляризацию. В условиях резонанса вклад даёт поляризация по правому кругу. Следовательно, на образец находящийся в резонаторе будет действовать либо бегущая волна, либо отражённая, в зависимости от его местоположения. Соответственно $\Delta \vec{f}_{\text{бег}} \uparrow \Delta \vec{f}_{\text{отр}}$. Аналогичная ситуация возникает при резонансном световом давлении [17]

§ 3.3.0 МОМЕНТЕ СИЛ ДЛЯ ИЗОТРОПНОГО И АНИЗОТРОПНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

В процессах взаимодействия резонансного электромагнитного поля с веществом передача углового момента приводит к возникновению момента сил, действующего на образец. Ранее считалось [36,38,45,55⁹²], что в области макроскопических явлений измерение электромагнитного количества движения и его момента представляет очень трудную задачу, ввиду ничтожной величины связанных с ними эффектов (к примеру, опыты П.Н. Лебедева по световому давлению [1] и гироманитный эффект Эйнштейна - Де Гааза [94]). Однако отмечалось [17,45], что в области атомарных явлений обмен количеством движения и моментом количества имеет весьма существенное значение.

Явление возникновения момента сил при резонансе (3.28) является аналогом классического эксперимента Эйнштейна - Де Гааза по гироманитному эффекту. Впервые его наблюдали в условиях электронного парамагнитного резонанса Альзетта и Гозини [21,22]. Режим непрерывной накачки при ЭПР приводит к резкому усилению величины гироманитного эффекта на 4-5 порядков [24]. В свою очередь, величина момента сил при ФМР превышает величину $\mathcal{M}_u$ парамагнетиков, в эквивалентных резонансных условиях - H_0 , ω_z , H_I , на 4-5 порядков за счёт большой величины спонтанной намагниченности M_0 [74,95].

Выражение для момента сил в случае изотропного образца, помещённого в однородное магнитное поле $\vec{H}_0$, определяется из тензора моментов и имеет вид [55]:

$$\vec{\mathcal{M}}_u = [\vec{M} \times \vec{H}] \quad (3.33)$$

Из уравнения Блоха (3.7) и его решений (3.12-3.14) для $\mathcal{M}_u$ имеем (см. формулу (3.24))

$$\langle \vec{\mathcal{M}}_u \rangle = \frac{\omega_z}{\gamma} (M_z - M_0) \vec{e}_z = \frac{\omega_z^2}{\omega_1^2 + \omega_z^2 + \Delta \omega^2} (M_0 \Delta H) \vec{e}_z \quad (3.34)$$

Полученное выражение для $\langle \vec{N}_u \rangle$ по своей форме совпадает с выражением для момента сил в случае ЭПР при $T_{I,2} = 2\pi/\omega_z$ (I.I3) [24]. Его же величина, $N_{u\max} = 10^2$ дин·см/см³ при $\omega_z/|\gamma| = 2$ э, $M_0 = 10^2$ гс, намного превышает величину N_u (I.I3) ЭПР. Графики зависимости N_u от $\Delta\omega$ и ω_z представлены на рис. I7.

В случае анизотропных сред определение момента сил на основе тензора моментов $\hat{T}_M$, как и силы (I.I9), осложнено неоднозначностью выбора $\hat{T}_M$ [36,42,55]. Поэтому для оценок воспользуемся определением момента сил из энергии [45]. В результате получим

$$N_i^a = - \frac{\partial U}{\partial \Phi_i}, \quad (3.35)$$

где Φ_i , в нашем случае, углы определяющие ориентацию анизотропного образца относительно внешнего магнитного поля. Весьма часто такое определение оказывается несравненно более простым [45,96], чем непосредственное определение по формулам [55]. В общем случае анизотропия среды может быть обусловлена либо анизотропией формы, либо анизотропией внутренних свойств (к примеру - кристаллографическая анизотропия).

Рассмотрим кристаллографически анизотропный, непроводящий, намагниченный до насыщения, сферический образец с намагниченностью $\vec{M}$. Поместим его в однородное внешнее магнитное поле $\vec{H} = \vec{H}(H_I \cos \omega t, H_I \sin \omega t, H_0)$. Тогда в приближении магнитостатики эффективное поле внутри образца без учёта обменного взаимодействия находится по формуле [74]

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + \vec{H}_a + \vec{H}_p, \quad (3.36)$$

где $\vec{H}_p = -4\pi \vec{M}/3$ - размагничивающее поле. Выражение для энергии соответственно запишется в виде [74]

$$U = -\vec{\mu} \vec{H} - \frac{1}{2} \vec{\mu} \vec{H}_a - \frac{1}{2} \vec{\mu} \vec{H}_p, \quad (3.37)$$

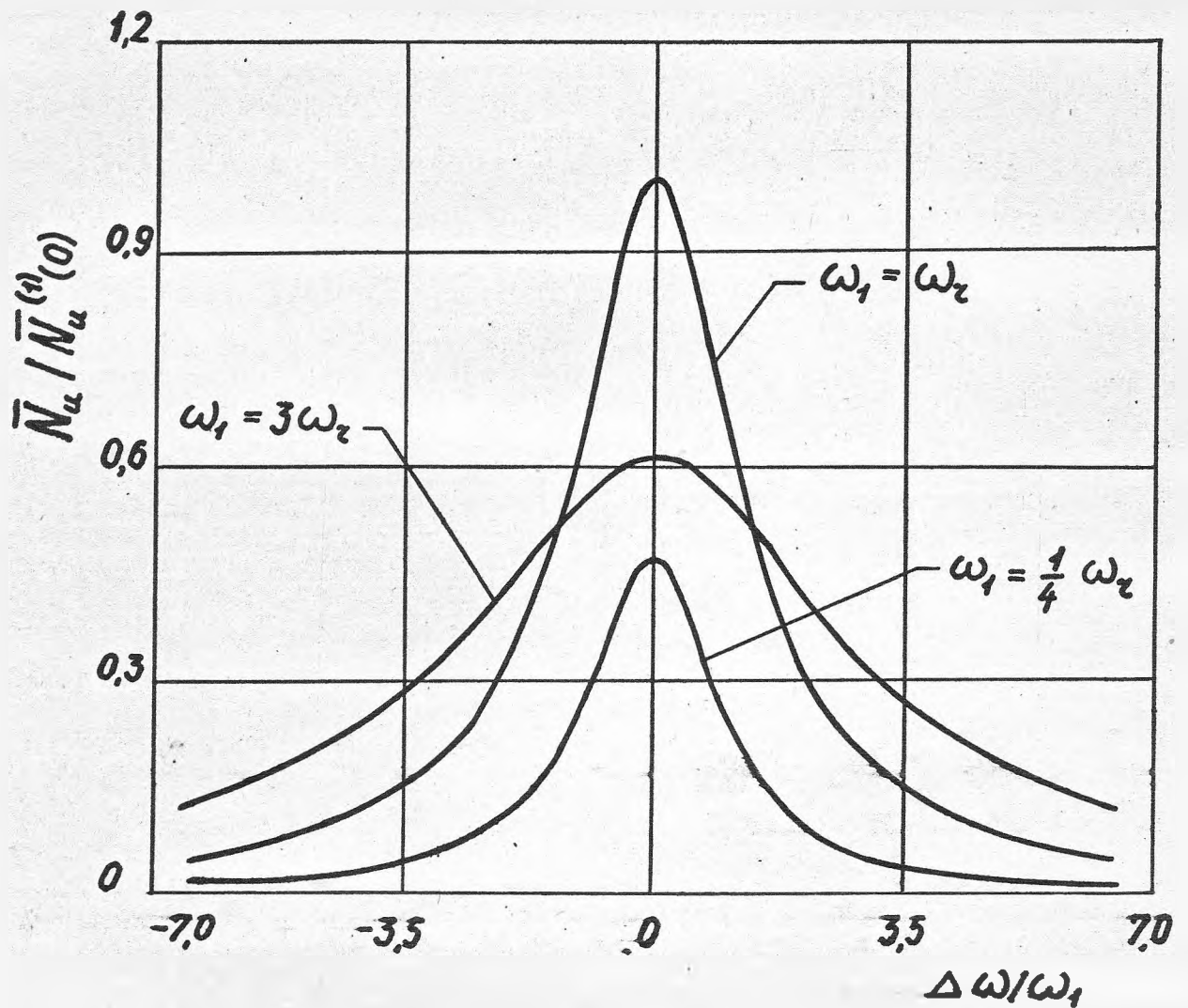


Рис. 17. Графики зависимости момента сил, действующего на изотропный ферромагнетик при ФМР, от $\Delta \omega$ при различных частотах релаксации - ω_2
 $\omega_2 / \omega_1 = 1, 1/3, 4, \omega_1 = const$.

Её минимум является условием равновесия ферромагнетика при заданном поле [74].

В общем случае задача о нахождении зависимости $U(\Phi_i)$ с учётом $\mu(H_{\text{рез}}(\Phi_i) - \omega/|\gamma|)$ является весьма сложной, т.к. уравнения движения для намагниченности становятся существенно нелинейными [65, 74]. Поэтому для оценки N_i^a целесообразно упростить её, полагая $H_0 \gg |H_a|$, $M_0 \gg H_I$. Тогда получим:

$$N_i^a \approx \frac{1}{2} \mu_k \frac{\partial H_{\text{ок}}}{\partial \Phi_i} + H_0 \frac{\partial \mu_z}{\partial \Phi_i} = N_i^{a1} + N_i^{a2} \quad (3.38)$$

Второй член (3.38)

$$N_i^{a2} = H_0 \frac{\partial \mu_z}{\partial \Phi_i} = K_{oi}^a (\mu_0 H_0), \quad (3.39)$$

где

$$K_{oi}^a = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \mu_z}{\partial (H_{\text{рез}} - \frac{\omega}{|\gamma|})} \cdot \frac{\partial (H_{\text{рез}} - \frac{\omega}{|\gamma|})}{\partial \Phi_i}, \quad (3.40)$$

резонансно зависит от поля.

Рассмотрим решения для K_0^a в случае монокристалла кубической сингонии. Этот случай представляет наибольший интерес для практики, т.к. к кубической сингонии относится, в частности, ЖИГ. В качестве линейного приближения используем решение уравнения Блоха для M_z без учёта анизотропии (3.14), учтя анизотропию косвенно через зависимость $H_{\text{рез}}(\theta, \varphi, H_a)$ [74]:

$$H_{\text{рез}} = H_0 + H_a \left[2 - \frac{5}{2} (\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi) \right], \quad (3.41)$$

где $\angle \theta = \angle(\vec{l}_z, [001])$, $\angle \varphi = \angle([100], (yoz))$. Отбрасывая члены второго порядка малости по ΔM_z ($\Delta M_z < \omega_z / |\gamma|$), из формул (3.14, 3.18, 3.39-3.41) имеем

$$N_0^{a2} = -10 \frac{\omega_i^2 \Delta \omega \cdot \omega_a}{(\omega_i^2 + \omega_z^2 + \Delta \omega^2)^2} \sin 2\theta (2 \cos 2\theta + \sin^2 \theta \sin^2 2\varphi) (\mu_0 H_0), \quad (3.42)$$

$$N_{\varphi}^{a2} = -10 \frac{\omega_1^2 \Delta \omega \omega_a}{(\omega_1^2 + \omega_2^2 + \Delta \omega^2)^2} \sin^2 \theta \sin 4\varphi (\mu_0 H_0), \quad (3.43)$$

где $\omega_a = |\gamma H_a|$.

При экспериментальных исследованиях ферромагнитного резонанса сферические образцы монокристаллов ЖИГ обычно ориентируются так, чтобы ось вращения была перпендикулярна магнитному полю и совпадала с осью $[110]$. Тогда $\vec{H}_0$ будет лежать в плоскости (110) и при вращении образца (или магнита) совпадёт поочерёдно со всеми осями симметрии кристалла ($\varphi = \pi/4$). Формула момента сил (3.42-3.43) для этого случая примет вид

$$N_{\theta}^{a2} = -10 \frac{\omega_1^2 \Delta \omega \omega_a}{(\omega_1^2 + \omega_2^2 + \Delta \omega^2)^2} \sin 2\theta (\cos^2 \theta + \cos 2\theta) (\mu_0 H_0), \quad (3.44)$$

$$N_{\varphi}^{a2} = 0. \quad (3.45)$$

Соответствующие графики зависимости N_{θ}^{a2} от $\omega_1, \Delta \omega$ по своему виду аналогичны графикам зависимости $K_0(\omega_1, \Delta \omega)$ (рис. 15, (3.18)).

Введём коэффициент

$$k = -\left(\frac{\omega_0}{\omega_2}\right) \frac{10 \omega_1^2 \omega_2 \Delta \omega}{(\omega_1^2 + \omega_2^2 + \Delta \omega^2)^2} \sin 2\theta (\cos^2 \theta + \cos 2\theta), \quad (3.46)$$

характеризующий возрастание величины пондеромоторного действия электромагнитного поля $N^{a1} \approx \mu H_a$ в условиях магнитного резонанса

$$N_{\theta}^{a2} = k (\mu H_a) = k N^{a1}. \quad (3.47)$$

Коэффициент k имеет экстремумы по $\Delta \omega$ и ω_1 ($\omega_1 = \sqrt{2} \omega_2, \Delta \omega = \pm \omega_2$):

$$k_{\pm}^{(1)} \approx \mp \frac{5}{4} \left(\frac{\omega_0}{\omega_2}\right) \sin 2\theta (\cos^2 \theta + \cos 2\theta), \quad (3.48)$$

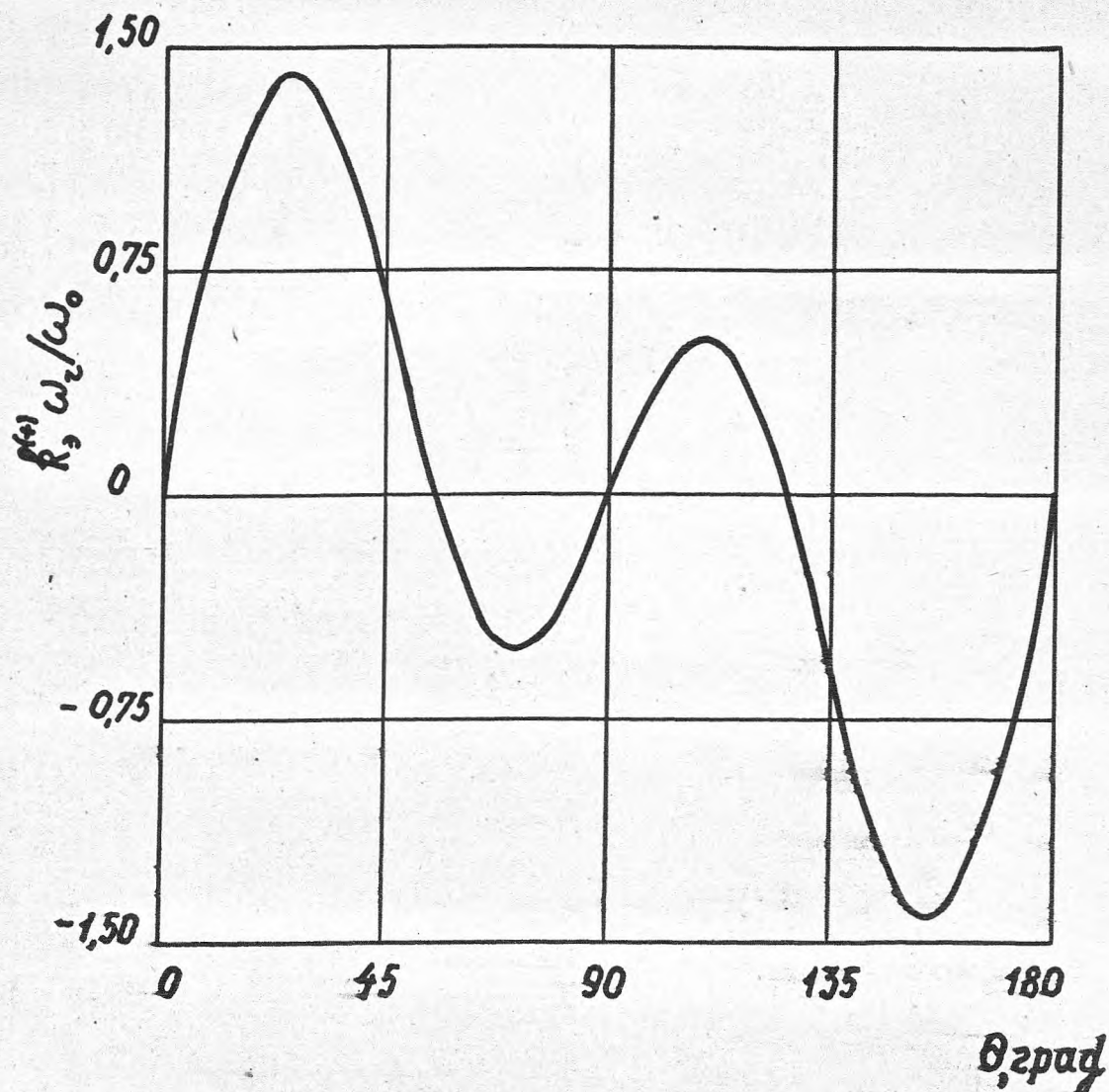


Рис. 18. Зависимость экстремального значения коэффициента пропорциональности $k^{(+)}$ в выражении момента сил (3.47), действующего на анизотропный образец ЖИГ при ФМР, от угла между $\vec{H}_0$ и осью $[100]$ в плоскости (110) кристалла.

и по θ ($\theta \approx 27, 153; 72, 108$) (рис. 18) :

$$k_2 \approx 1,4; 0,5 \left(\frac{\omega_0}{\omega_2} \right). \quad (3.49)$$

Подстановка численных значений для ЖИГ [⁷³]($H_a = -40$ э, $4 \pi M_0 = 1750$ гс, $\Delta H = 0,2$ э, $d' = 0,1$ см) в формулу (3.44) даёт оценку величины момента сил при резонансе $N^a = N^{a2} = 10^5 N_T$, где $N_T = F_T \cdot d / 2$, и

$$N^{a2} / N^{a1} \approx k \approx H_0 / \Delta H \approx 10^4. \quad (3.50)$$

Соответственно $N^{a2} \gg N_u$ (3.33-3.34), ранее учитываемого в условиях магнитного резонанса [21-25],

$$N^{a2} / N_u \approx k |H_a| / \Delta H \approx 10^6. \quad (3.51)$$

Вне резонанса на незакреплённый образец ЖИГ будет действовать момент сил

$$\vec{N}^{a1} = [\vec{\mu} \times \vec{H}_{eff}], \quad (3.52)$$

ориентируя его осью лёгкого намагничивания [III] по полю. При подходе к резонансу со стороны меньших полей ($\Delta \omega > 0$) $N_\theta^{a2} \neq 0$ (3.44) и, следовательно, произойдёт поворот образца и затягивание резонансной кривой в сторону больших полей (см. § 2.4). В противном случае ($\Delta \omega < 0$) возникнет срыв резонансных условий.

§ 3.4. ПРИМЕР, ИЛЛЮСТРИРУЮЩИЙ ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ СПИНОВЫХ ЧАСТИЦ

Большое внимание в последнее время уделяется задачам движения спиновых частиц в электромагнитных полях [56,97-104]. Их решение основано на совместном рассмотрении спинового уравнения

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{\mu}{\hbar} [\vec{S} \times \vec{H}] \quad (3.53)$$

и уравнения силы, действующей на частицу с собственным магнитным моментом $\vec{\mu} = \mu \vec{S}$

$$\vec{F} = \mu \vec{\nabla} (\vec{S} \cdot \vec{H}) + \vec{F}_0, \quad (3.54)$$

где первый член в этой формуле обусловлен потенциальной энергией $U = -(\vec{\mu} \cdot \vec{H})$, а $\vec{F}_0$ другими членами [56,97,98].

Наличие магнитных моментов существенно влияет на характер движения частиц [56,97,101-104]. В частности, Козорез [101] показал, что учёт магнитных моментов выше дипольного приводит к устойчивости орбитального движения одной частицы вокруг другой (рис.19)

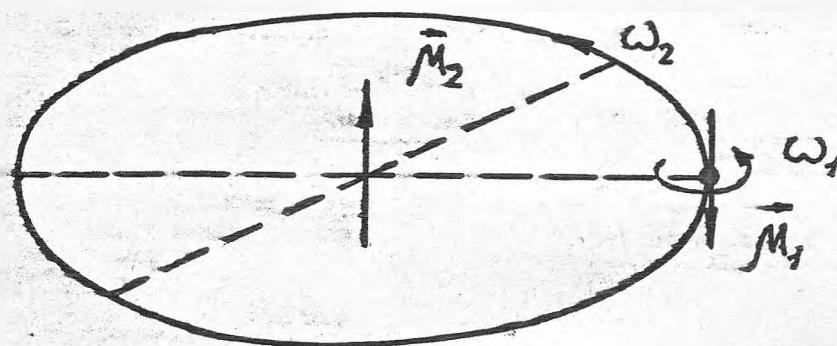


Рис. 19. Устойчивость в системе двух магнитов по Козорезу [101].

Ранее обнаруженное орбитальное устойчивое движение сферического образца ЖИГ (см. § 2.2, [73]) в условиях ферромагнитного резонанса является частным случаем рассматриваемых задач, т.к. в первом приближении сферу ЖИГ можно считать точечным магнитным диполем. Это наводит на мысль о возможности устойчивого движения дипольных частиц в резонансных электромагнитных полях. Оценим возможность такого движения.

Строгое решение задачи о движении анизотропного образца (сферы ЖИГ) в условиях резонанса с учётом неоднородностей магнитного поля весьма затруднено. Сложность обусловлена нелинейностью как уравнений движения намагниченности, так и нелинейностью уравнений движения самого образца в частных производных. Поэтому ограничимся здесь дипольным приближением. Это приближение справедливо для размеров образца много меньших длины волны и радиуса его круговой орбиты, что выполняется в нашем случае ($d/\lambda \sim 10^{-2}$ [72,73]).

Поместим диполь с магнитным моментом $\vec{\mu}_1 = \vec{M}_1 V$ в неоднородное электромагнитное поле с $\vec{H} = (H_I \cos \omega t, H_I \sin \omega t, H_0(z))$, где $z = (x^2 + y^2)^{1/2}$ и $\vec{H}$ - поле в месте расположения образца ЖИГ [73] между полюсными наконечниками магнита. Используя (3.53-3.54) и дополняя их диссипативным членом из модифицированного уравнения Блоха (3.7) получим:

$$\frac{d\vec{\mu}_1}{dt} \approx \gamma [\vec{\mu}_1 \times \vec{H}] - \omega_z (\vec{\mu}_1 - \vec{\mu}_{10}), \quad (3.55)$$

$$\vec{F} \approx \vec{\nabla} (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{H}). \quad (3.56)$$

Будем рассматривать нерелятивистское приближение; $v \ll c$ и $\omega_g \ll \omega_z \ll \omega$, где ω_g - частота орбитального движения диполя. В этом случае можно воспользоваться методом разделения переменных (быстрых - ω и медленных - $\omega_{g,z}$) [15,105,106]. Считая медленные переменные x, y "замороженными", из уравнения (3.55) и его решений

(3.12-3.14), для среднего значения (3.56) получим

$$\langle \vec{F} \rangle \Big|_{t=2\pi/\omega} \simeq \vec{F}_0 = \vec{\nabla} (\mu_{12} H_0). \quad (3.57)$$

Данная задача фактически свелась к задаче о движении точечной частицы в поле потенциальной энергии

$$U_{\Pi} = -\mu_{12} H_0 = -\mu_1 H_0 \left(1 - \frac{\omega_1^2}{\Delta \omega^2 + \omega_1^2 + \omega_2^2} \right). \quad (3.58)$$

Задавая неоднородность поля - полем диполя $H_0 \sim \mu_2 / r^3$ для U_{Π} имеем

$$U = - \frac{\mu_1 \mu_2}{r^3} \left(1 - \frac{\omega_1^2}{(\Delta \omega(r))^2 + \omega_1^2 + \omega_2^2} \right). \quad (3.59)$$

Из приведённых графиков зависимости $U_{\Sigma}(r) = U_{\Pi} + U_{\psi}$ (рис. 20) следует возможность наличия устойчивых состояний движения (рис. 21), замеченных ранее при НФМР [72,73], при $r_1 < r \leq r_2$, где U_{ψ} - центробежный вклад, а r_1 удовлетворяет уравнению $\omega = |k| \mu_2 r_1^{-3}$.

Таким образом, неустойчивую систему с потенциальной энергией типа $1/r^3$ [15] можно стабилизировать магнитным резонансным взаимодействием. Данная ситуация является частным случаем задач стабилизации неустойчивости с помощью диссипативных и неконсервативных сил [106, с.200]. В принципе, возможен резонансный захват и на кратных частотах - гармониках 2ω , 3ω и т.д., если учесть нелинейные члены взаимодействий в уравнениях (3.55-3.56). Это приведёт к набору дискретных орбит (рис. 22).

Наибольший интерес представляет случай влияния резонансного электромагнитного поля на устойчивость системы двух магнитных диполей. Обычно такая система считается неустойчивой и приводит к коллапсу диполей [15, 101-104]. Экспериментальное же наблюдение факта отрыва двух сферических образцов ЖИГ друг от друга при ФМР (§ 2.2, [72,73]) указывает на возможность её устойчивости.

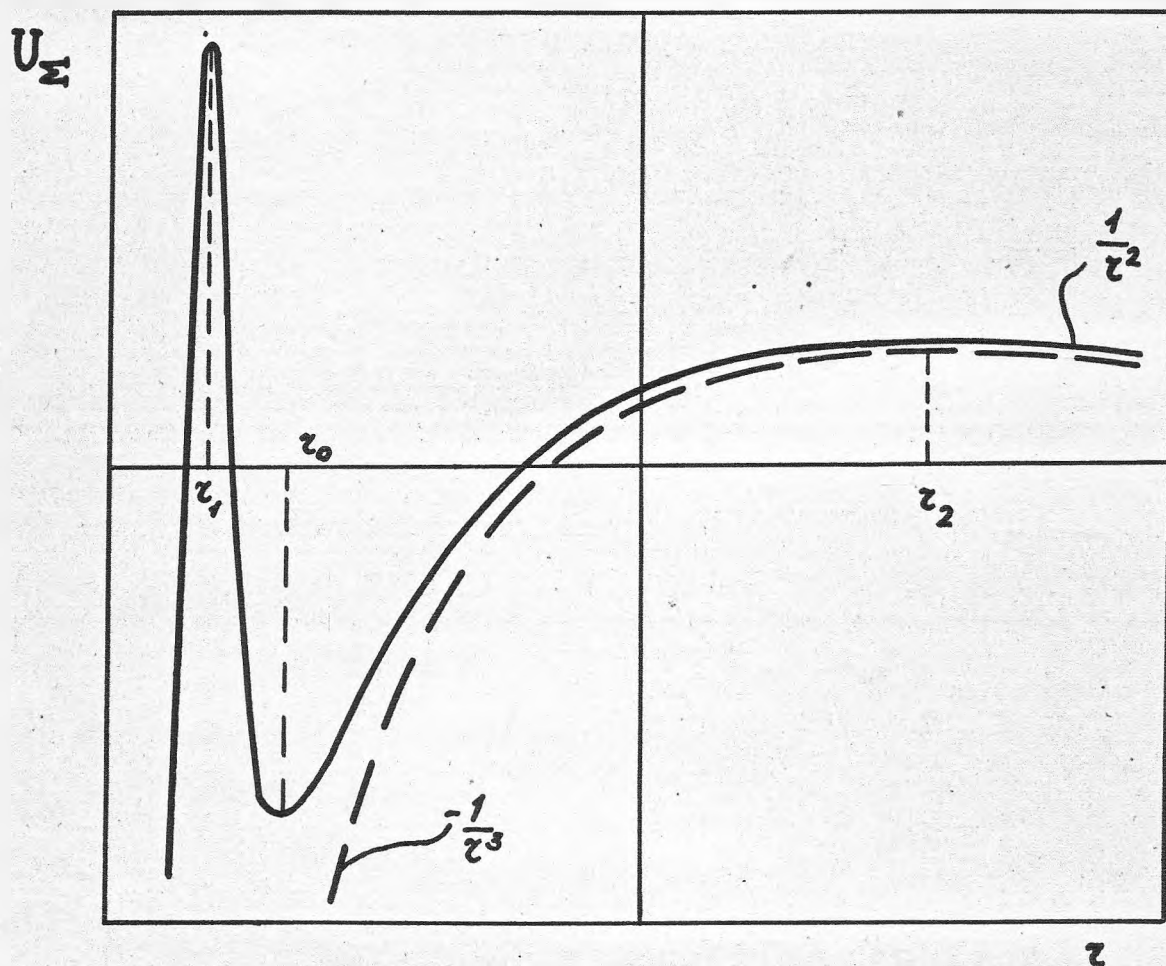


Рис. 20. Усреднённая эффективная энергия макроскопической спиновой частицы, находящейся в неоднородном магнитном поле ($\sim \mu_2 \vec{L}_z / z^3$) и ВЧ - резонансном поле (частота $\omega = \gamma \mu_2 / z_1^3$), с учётом диссипации.

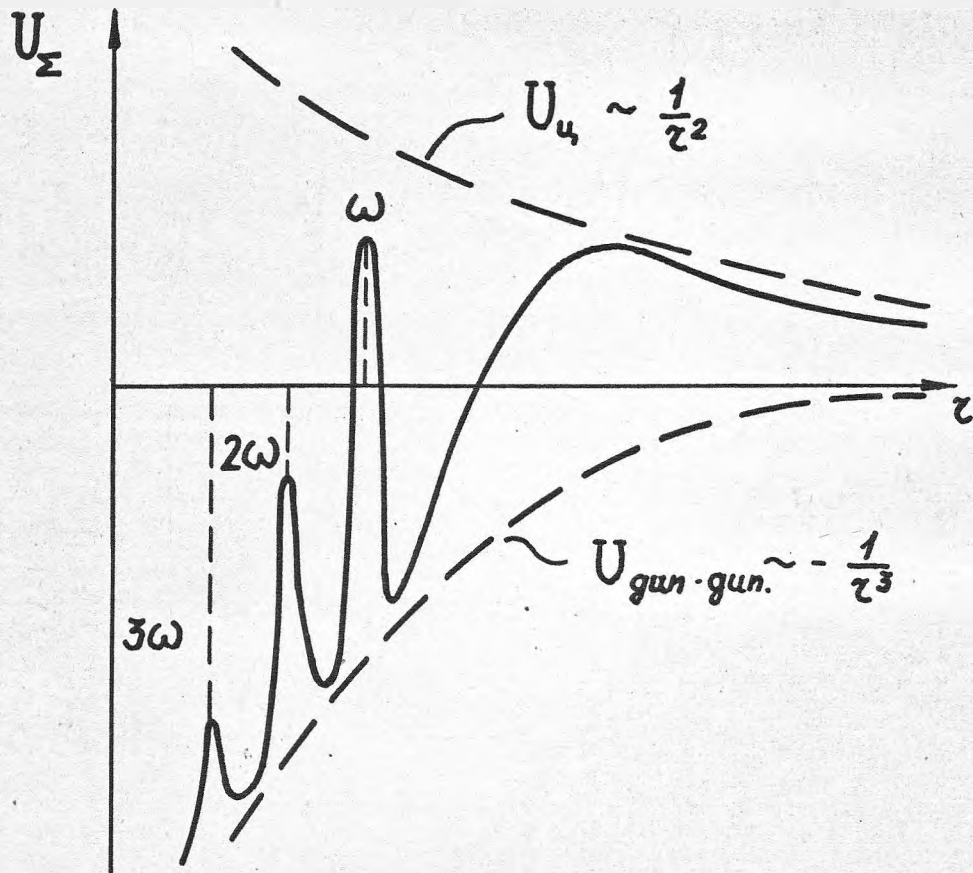


Рис. 22. То же, что на рис. 20, но с учётом нелинейных членов взаимодействия на гармониках частоты ω .

Рассматривая взаимодействие двух диполей авторы, как правило, считают их точечными. Это автоматически приводит к выбрасыванию членов в лагранжиане ответственных за появление спинового уравнения (3.53) и уравнения движения намагниченности (3.7). В результате исключается возможность появления устойчивости за счёт резонансного захвата. Проведём оценки, показывающие принципиальную возможность такой устойчивости.

В начале, по аналогии с работами Козореца ([101-104], рис.19), рассмотрим систему двух диполей без диссипации. Ограничимся случаем движения магнитного диполя $\vec{\mu}_1$ в поле диполя $\vec{\mu}_2$, закреплённого по трансляционным степеням свободы и помещённого в начало координат. Тогда уравнения движения (3.55-3.56) примут вид:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{\mu}_1}{dt} = \gamma_1 [\vec{\mu}_1 \times \vec{H}_{12}], \end{cases} \quad (3.60)$$

$$\begin{cases} \frac{d\vec{\mu}_2}{dt} = \gamma_2 [\vec{\mu}_2 \times \vec{H}_{21}], \end{cases} \quad (3.61)$$

$$\begin{cases} \frac{d^2}{dt^2} (m \vec{r}_{12}) = \vec{\nabla} (\vec{\mu}_1 \vec{H}_{12}), \end{cases} \quad (3.62)$$

где $\vec{H}_{ij} = (3 \vec{n} (\vec{\mu}_j \cdot \vec{n}) - \vec{\mu}_j) / r^3$ поле диполя $\vec{\mu}_j$ в месте расположения диполя $\vec{\mu}_i$; $i, j = 1, 2$; $i \neq j$; $\vec{n} = \vec{r} / r$.

Система уравнений (3.60-3.62) является самосогласованной, нелинейной, в частных производных. Будем искать её частное решение, заранее предполагая существование периодического решения с частотой ω . Переходя во вращающуюся систему координат $(\vec{\omega} \parallel Oz)$ для (3.60-3.61) получим:

$$\dot{\vec{\mu}}_i^* = \gamma_i [\vec{\mu}_i^* \times \vec{H}_{ij}^*] + [\vec{\mu}_i^* \times \vec{\omega}]. \quad (3.63)$$

Предполагая режим установившихся колебаний и условие $\dot{\vec{\mu}}_i^* = 0$ из (3.63) имеем:

$$\begin{pmatrix} 0 & \alpha_1 & 0 & 1 \\ -\alpha_1 & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \alpha_2 \\ 2 & 0 & -\alpha_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_{ix}^b \\ \mu_{iy}^b \\ \mu_{2x}^b \\ \mu_{2y}^b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.64)$$

где $\alpha_i = [(\omega - \omega_{ij}) / \omega_{ij}] (g_i / g_j)$, $\omega_{ij} = g_i \mu_{jz}^b / \hbar^2$ — частоты ларморовой прецессии i -го диполя в поле j -го. Ось x вращающейся системы координат выбрана параллельной вектору $\vec{\tau}$. Уравнения (3.64) имеют решения при

$$\alpha_1 \alpha_2 = (\omega - \omega_{12})(\omega - \omega_{21}) = 4; 1; \quad (3.65)$$

$$\mu_{iy}^b = -\alpha_i^{-1} \mu_{jy}^b = -\alpha_j \mu_{jy}^b; \quad (3.66)$$

$$\mu_{ix}^b = 2 \alpha_i^{-1} \mu_{jx}^b = \frac{1}{2} \alpha_j \mu_{jx}^b; \quad (3.67)$$

$$\mu_{iz}^b = \mu_{iz} \quad (3.68)$$

Результаты решения (3.65–3.68) для частных случаев частиц с одинаковыми спинами и одинаковыми значениями гиромагнитных чисел ($|g_1| = |g_2|$, $\mu_1 = \mu_2$) представлены в таблице I. Из неё следует, что резонансный захват, в принципе, возможен без учёта диссипации только на гармониках частоты ларморовой прецессии первого диполя в поле второго. Появление решения $\omega = -\omega_{12}$ обусловлено отсутствием диссипации (за счёт переворота спина и его прецессии в противоположном направлении). Такая ситуация типична при рассмотрении движения вектора намагниченности в условиях магнитного резонанса без диссипации [107].

В системе трёх спиновых частиц, две из которых одинаковы, на основании таблицы I (№№ 1,5; 2,6; 4,8) можно сделать вывод о

наличии не более двух разрешённых состояний с противоположной ориентацией спинов ($\uparrow\downarrow$ - I-8) на каждом уровне - ω_{12} , $2\omega_{12}$, $3\omega_{12}$.

Таблица I

Рассчитанные значения параметров двух взаимодействующих магнитных диполей с учётом спинов

№/№	J_{12}	$\mu_{1,2z}$	ω	$\mu_{1,2x}^b$	$\mu_{1,2y}^b$	α_1	α_2	$U_{gg} = \langle \vec{\mu}_1 \cdot \vec{H}_{12} \rangle _{t=2\pi\omega}$
1.	$J_1 = J_2 \uparrow\uparrow$	$\uparrow\uparrow$	$3 \cdot \omega_{12}$	$\uparrow\uparrow$	0	2	2	$(2\mu_z^2 - \mu_o^2)/r^3$
2.			$2 \cdot \omega_{12}$	0	$\uparrow\uparrow$	I	I	$(3\mu_z^2 - \mu_o^2)/r^3 \cdot 2$
3.			$0 \cdot \omega_{12}$	-н-	-н-	-I	-I	-н-н-н-н-н-н-
4.			$-\omega_{12}$	$\uparrow\downarrow$	0	-2	-2	μ_o^2/r^3
5.	$J_1 = -J_2 \uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$3 \cdot \omega_{12}$	$\uparrow\downarrow$	0	-2	-2	$-(2\mu_z^2 - \mu_o^2)/r^3$
6.			$2 \cdot \omega_{12}$	0	$\uparrow\uparrow$	-I	-I	$-(3\mu_z^2 - \mu_o^2)/r^3 \cdot 2$
7.			$0 \cdot \omega_{12}$	-н-	-н-	I	I	-н-н-н-н-н-н-
8.			$-\omega_{12}$	$\uparrow\uparrow$	0	2	2	$-\mu_o^2/r^3$
9.	$J_1 = J_2 \uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$0 \cdot \omega_{12}$	-н-	-н-	I	I	-н-н-н-н-н-н-
10.			$i\sqrt{3}\omega_{12}$	-н-	-н-	I_m	I_m^*	мнимое решение
11.			$-i\sqrt{3}\omega_{12}$	-н-	-н-	I_m	I_m^*	мнимое решение
12.	$J_1 = -J_2 \uparrow\uparrow$	$\uparrow\uparrow$	$0 \cdot \omega_{12}$	-н-	-н-	-I	-I	-н-н-н-н-н-н-
13.			$i\sqrt{3}\omega_{12}$	-н-	-н-	I_m	I_m^*	мнимое решение
14.			$i\sqrt{3}\omega_{12}$	-н-	-н-	I_m	I_m^*	мнимое решение

Конкретную зависимость эффективной энергии взаимодействия U_{gg} от r можно найти из закона сохранения момента количества

движения замкнутой системы: поле - диполи,

$$\vec{S}_1 + \vec{S}_2 + [\vec{r}, m\vec{v}] + \vec{S}_n = \vec{\ell} = \text{const}, \quad (3.69)$$

где $\vec{S}_i = \vec{\mu}_i / \gamma_i$, в общем случае, механический момент диполей (спин - для элементарных частиц, момент вращения - для намагниченных гироскопов). Приближённо можно считать, пренебрегая потерями и излучением, для случая (3.65-3.68):

$$\frac{\mu_{12}}{\gamma_1} + \frac{\mu_{22}}{\gamma_2} + m\gamma^2\omega \simeq \ell_z. \quad (3.70)$$

Результаты, вытекающие из уравнения (3.70), сведены в таблицу 2 (для оценок принято значение ℓ_z порядка $2\mu_0/\sqrt{3}|\gamma|$ и введено обозначение $\gamma_0 = \gamma^2 m$, соответственно $\omega_0 = |\gamma|\mu_0/(\gamma_0\gamma^2)$, $|\omega| = |\gamma|\mu_0/\gamma^3$).

Таблица 2

Значения параметров системы взаимодействующих диполей без учёта диссипации

№	$\gamma_{1,2}$	$\mu_{1,22}$	ω	$\sim (\mu_z/\mu_0)$	$U_{g.g.}$
1.	$\gamma_1 = \gamma_2 \quad \uparrow \uparrow$		$3\omega_{12}$	$\omega_0/(\omega_0 + \omega)$	$(\mu_0^2/\gamma^3) \left[\frac{2}{3(1 + \frac{3\gamma_0}{2\gamma})^2} - 1 \right]$
2.			$2\omega_{12}$	$\omega_0/(\omega_0 + \omega)$	$(\mu_0^2/2\gamma^3) \left[\frac{1}{(1 + \frac{\gamma_0}{\gamma})^2} - 1 \right]$
3.			$-\omega_{12}$	$\omega_0/(\omega_0 - \omega)$	(μ_0^2/γ^3)
4.	$\gamma_1 = -\gamma_2 \quad \uparrow \downarrow$		$3\omega_{12}$	$\omega_0/(\omega_0 - \omega)$	$-(\mu_0^2/\gamma^3) \left[\frac{2}{3(1 - \frac{3\gamma_0}{2\gamma})^2} - 1 \right]$
5.			$2\omega_{12}$	$\omega_0/(\omega_0 - \omega)$	$-(\mu_0^2/2\gamma^3) \left[\frac{1}{(1 - \frac{\gamma_0}{\gamma})^2} - 1 \right]$
6.			$-\omega_{12}$	$\omega_0/(\omega_0 + \omega)$	$-(\mu_0^2/\gamma^3)$

Появление "сингулярности" в точке $r \sim r_0 (|\omega| \sim \omega_0)$ следовало ожидать при решении резонансной задачи, т.к. были отброшены члены типа $\vec{S}_n$ (3.69), ответственные за диссипацию - потери в системе. Обычно диссипативные члены накладывают ограничения на изменения угла прецессии θ ($\mu_z = \mu_0 \cos \theta$) до величины $\Delta \theta_{\max} \approx \omega_z / \omega_1$ (см. (3.14)). Соответствующий график зависимости и схематический рисунок возможных устойчивых движений приведены на рис. 23, 24. При сближении диполей угол прецессии θ увеличивается, что и следовало ожидать за счёт увеличения амплитуды поля "накачки" $H_I = H_{\text{д.д.}}^{X,Y}$, а в точке r_0 уменьшается в результате синхронизма двух частот - "механической" $\omega_0(m) = |\mu| \mu_0 / r^3$ и "магнитной" $|\omega| = |\mu| \mu_0 / r^3$.

Резонансный захват в системах одного или двух магнитных диполей (рис. 20-24) относится к задачам синхронизации объектов с близкими резонансными частотами [105]. Полный анализ устойчивости решений таких задач необходимо проводить на основе привлечения методов функций Ляпунова, Четаева [106], путём выбора конкретных моделей диполей [101-104] и построения соответствующих лагранжианов замкнутых систем вещество - поле.

Оставшиеся случаи резонансного захвата (1-3 таблицы 2) тоже могут привести к устойчивости и существенному влиянию на характер движения спиновых частиц, если учесть дополнительные слагаемые из (3.54) типа кулоновских или гравитационных I / r^2 .

Проведём оценки параметров движения диполей для систем 4-5 таблицы 2 (рис. 23, 24): радиуса орбиты r_0 , частоты вращения и прецессии диполя $\vec{\mu}_1$, времени "жизни" - диссипации τ_r . В качестве макродиполей возьмём два сферических образца ЖИГ с параметрами: $4\pi M_0 = 1750$ гс, $\rho = 5$ г/см³, $d/2 = 0,1$ см и частотой собственного вращения $\omega_c = 2\pi \cdot 10$ гц. Соответственно

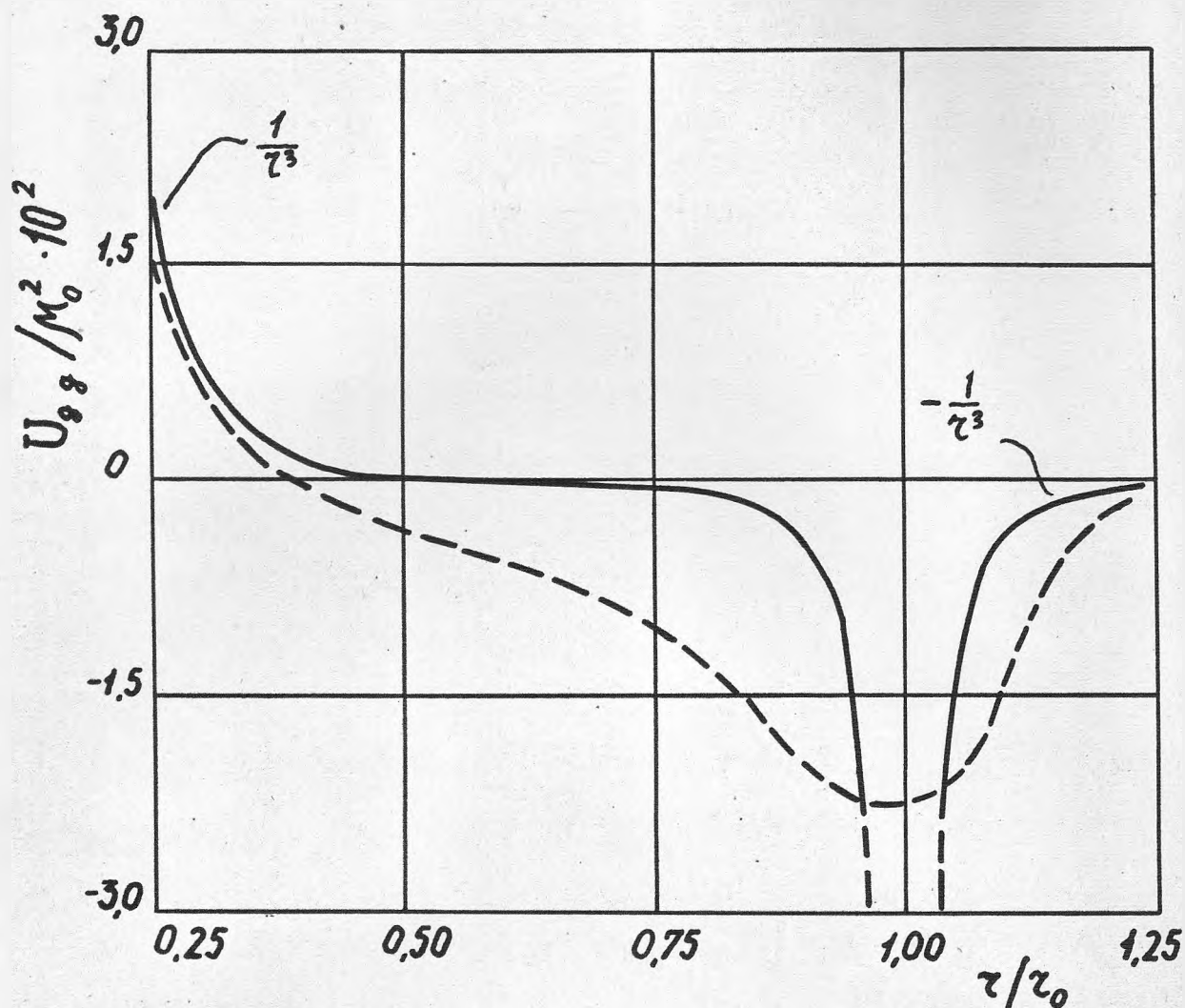


Рис. 23. Графики усреднённой потенциальной энергии двух спиновых частиц $\vec{\mu}_1$ и $\vec{\mu}_2$:

— без диссипации,

--- с учётом диссипации,

$$\tau_0 = \mu^2 m \cdot \mu_1 = -\mu_2 = \mu, \uparrow\downarrow, \omega = 2 \omega_{12}$$

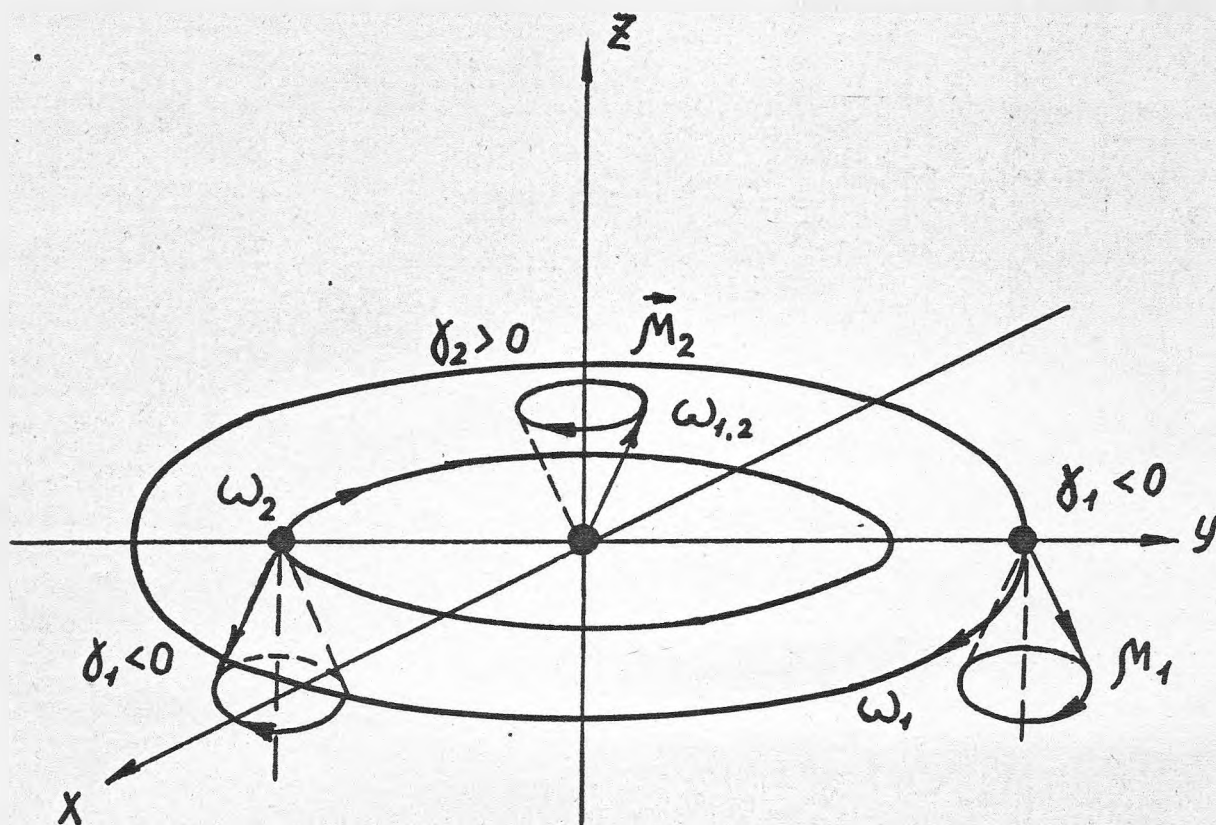


Рис. 24. Возможные устойчивые движения спиновых частиц,

$$\omega_1 = 2 \omega_{12} \text{ (таблица I, №6),}$$

$$\omega_2 = 3 \omega_{12} \text{ (таблица I, №5).}$$

получим

$$r_0 / (d/2) = (4\pi M_0)^2 / (3\pi \rho \omega_c^2 d^2) \approx 10^3, \quad (3.71)$$

$$\omega \approx 2\pi \cdot 10^{24}, |\mu| = (r_0/m)^{1/2} \approx 2\pi \cdot 10^{24/3}, \quad (3.72)$$

$$\tau_z^{(4)} \approx (c/r_0 \omega)^3 (1/\omega) \approx 10^{45} \text{ сек}, \quad (3.73)$$

$$\tau_z^{(5)} \approx (c/r_0 \omega)^2 \tau_z^{(4)} \approx 10^{71} \text{ сек}, \quad (3.74)$$

где $\tau_z^{(4)}$ и $\tau_z^{(5)}$ времена диссипации [45] в системе излучающих диполей (рис. 24). В случае микродиполей, к примеру электрон-позитрон, радиус орбиты в точности равен классическому радиусу электрона $r_0 = \mu_e^2 m_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см и дальнейшее рассмотрение на основе данной приближённой модели теряет смысл.

ВЫВОДЫ

1. Показано, на примере тензора энергии - импульса Абрагама, возникновение больших по величине ponderomotorных сил в условиях ферромагнитного резонанса и неоднородных полей за счёт резонансной зависимости $\vec{M}(\vec{H}(\vec{r}))$.
2. Рассмотрена возможность решения спора о тензорах энергии - импульса Абрагама и Минковского при ФМР.
3. Получены формулы для ponderomotorного момента сил из выражения энергии в условиях ферромагнитного резонанса. Проанализированы случаи изотропных и анизотропных образцов.
4. Рассмотрен пример, объясняющий возникновение при ФМР устойчивых орбитальных движений образца и иллюстрирующий возможность появления устойчивости в системах взаимодействующих спиновых частиц.

Г Л А В А IV

ВОЗМОЖНЫЕ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПОНДЕРОМОТОРНОГО ДЕЙСТВИЯ РЕЗОНАНСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФЕРРОМАГНЕТИКИ

Обычно явление механического резонанса считают вредным и от него стараются избавиться либо путём изменения собственной частоты резонатора, либо ухудшением его добротности. Иначе обстоит дело в области электромагнитных явлений. В оптической области применение лазерной техники позволило использовать механическое действие волн на различные резонансные системы в качестве избирательного [16-19].

Радио и СВЧ диапазоны, в случае магнитного резонанса, уже давно используются для исследования физико-химических свойств веществ. Прямое же действие магнитного резонанса – тепловое и механическое, ещё только начинает осваиваться. В связи с этим остановимся вкратце на перспективах использования обнаруженного пондеромоторного действия электромагнитного поля при ФМР [72,73,78,95].

§ 4.1. НОВЫЕ МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Существующие методы регистрации ферромагнитного резонанса весьма разнообразны. В их основе лежат измерения частоты, изменений интенсивности и поляризации электромагнитного поля при резонансе. Обычно исследуемые образцы помещают в полые электродинамические системы и фиксируют ферромагнитный резонанс по изменению параметров этих систем [83]. В качестве полых электродинамических систем используют резонаторы и волноводы. В одном случае намагниченный образец помещают в волновод и рассматривают его как колебательную систему, возбуждающую в волноводе поле излучения. При резонансе измеряют коэффициенты отражения или прохождения волноводной системы, определяемой типом волновода, (согласованной,

закороченной, скрещенной, запредельной). В другом случае регистрируют коэффициенты отражения или прохождения при резонансе, которые определённым образом связаны с параметрами резонатора и образца.

К недостаткам перечисленных методов следует отнести невысокую точность (5-10 %) и чувствительность (10^{10} спин), невозможность одновременного измерения абсолютного значения магнитной восприимчивости (статической и динамической). Теоретическое отношение сигнал/шум для таких методов в первом приближении определяется по формуле

$$R = \left(\frac{2\pi (\delta P)^2}{P K T \Delta \Omega} \right)^{1/2}, \quad (4.1)$$

при шум факторе детектирующего тракта равном единице, здесь δP - мощность поглощаемая спин-системой, P - мощность высокочастотной накачки, $\Delta \Omega$ - полоса пропускания регистрирующего тракта.

Оптимальная величина отношения R достигается в случае полунасыщения, когда амплитуда ВЧ поля накачки равняется полуширине линии магнитного резонанса, т.к.

$$\delta P = (M_0 - M_z) H_0 \omega_z = M_0 H_0 \frac{\omega_1^2 \omega_z}{\omega_1^2 + \Delta \omega^2 + \omega_z^2}. \quad (4.2)$$

С увеличением уровня мощности накачки и уменьшением поля чувствительность обычных методов быстро падает $\sim H_0/H_I$. С другой стороны не всегда удаётся реализовать требуемое для чувствительности спектрометра значение произведения добротности Q_0 датчика спектрометра на коэффициент его заполнения веществом η .

В отличие от косвенных, прямые методы регистрации магнитного резонанса (см. § 1.2) позволяют получать высокую точность (0,1 - 1 %) и измерять одновременно абсолютные значения магнитных восприимчивостей. Они обладают неплохой чувствительностью (в

отдельных случаях превышающих чувствительность обычных-косвенных методов [24,34]). Магнитный резонанс в прямых методах регистрируется непосредственно по образцу как детектору и поэтому они свободны от тех недостатков, которые присущи радиотехническим методам и приводят к уменьшению их чувствительности.

В области ферромагнитного резонанса прямые методы ещё только начинают осваиваться (по температуре [32,33,108], по силе [26-28]), в то время как для ЭПР и ЯМР они известны давно (по температуре [31,34], по моменту сил [21-25] и силе [20]). Методика регистрации ЭПР по моменту сил [21-25] может найти своё применение и для регистрации ФМР. В случае изотропных образцов ЖИГ (поликристаллов) на основании формул (1.17-1.18, 3.28, 3.34) можно получить выражение для минимально регистрируемого числа спинов [24]:

$$N_{min} = \frac{4(KT)^{3/2}}{\hbar^2 \gamma^2 H_0 \Delta H} \left(\frac{\pi \Delta \Omega_0 \omega_{tc}}{2} \right)^{1/2} \quad (4.3)$$

Его оценки, для значений $\Delta \Omega_0 = 10^{-2}$ гц, $\omega_{tc} = 10^4$ ед. СГС [24], $|\gamma| \Delta H = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^8$ гц, $|\gamma| H_0 = 2\pi \cdot 10^{10}$ гц, $T = 300^\circ \text{ К}$, дают величину $N_{min} \approx 2 \cdot 10^{11}$ спинов.

Чувствительность регистрации по моменту сил можно значительно повысить при использовании монокристаллических анизотропных образцов. Величина момента сил при этом, а значит и чувствительность, возрастёт в k_0 раз (см. формулу (3.51))

$$k_0 \approx \left(\frac{H_0}{\Delta H} \right) \left(\frac{|H_a|}{\Delta H} \right) \quad (4.4)$$

Учитывая уменьшение ΔH в монокристаллах ЖИГ, соответственно, получим величину минимального числа регистрируемых спинов $N_{min}^a = 10^7$ (при $H_a = -40$ э, $\Delta H = 0,2$ э). Предложенный способ можно реализовать по схеме обычного спектрометра ЭПР, дополненного устройством для измерения момента сил типа крутильных торсионных весов

(по аналогии с измерением момента сил в случае ЭПР [24,25])..

Метод регистрации магнитного резонанса по моменту сил, в сравнении с обычными, даёт большую чувствительность для низких полей H_0 и сильных H_I (см. [24], (1.18, 4.1, 4.3)). Его использование в области ФМР позволит проводить регистрацию магнитного резонанса на тонких ферромагнитных плёнках, однодоменных образцах в области нелинейных явлений и слабых сигналов с одновременным измерением абсолютных значений магнитных восприимчивостей (статической и динамической).

Для ферромагнитного резонанса может найти своё применение и ранее предложенный в 1947 году метод регистрации ЯМР по силе Я.Г. Дорфманом (§ 1.2, [20]). Его чувствительность возрастет в $K_{0,I}$ раз (3.18-3.21), если регистрацию производить по составляющей силы $F^{(2)}$, а не $F^{(1)}$ (2.3-2.4, 3.17).

§ 4.2. УВЕЛИЧЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ ДАТЧИКОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Приборы, основанные на пондеромоторном действии электромагнитного поля, в диапазоне СВЧ обладают рядом существенных преимуществ по сравнению с обычными [109]. Им присуща высокая точность и прямое измерение параметров, но малая чувствительность. Увеличить чувствительность данных методов можно используя ранее обнаруженное явление "аномальной" пондеромоторной силы для СВЧ резонаторов авторами работы [110] (исследованное ещё П.Н. Лебедевым [1] для магнитных, электрических и других вибраторов в ВЧ, НЧ областях).

Прямое действие электромагнитного поля на образцы при ФМР, а именно их нагрев, уже давно нашло широкое применение в технике измерений и контроля для СВЧ диапазона [32,33,108]. На основе тепловых явлений созданы резонансные измерители импульсной и непрерывной мощности, волномеры, магнитометры и т.д..

Существенно увеличить чувствительность прямых методов можно используя явление возникновения сил и моментов сил в условиях ФМР [72,73,76-78,95]. Это, в свою очередь, позволит расширить динамический рабочий диапазон и повысить точность прямых измерительных устройств при малых уровнях мощности.

Учитывая зависимость возникающих при ФМР сил и моментов сил от $\vec{H}_0$ и $\vec{H}_I$ и их значительную величину (3.17-3.19, 3.34, 3.42-3.43), [72,73] становится ясной возможность измерения целого ряда параметров электромагнитного поля $\vec{H}_{0,I}(\vec{r})$: частоты - ω , амплитуды - H_I , поляризации - $\vec{H}_I$, зависимости $\vec{H}_I(\vec{r})$, величины постоянного магнитного поля H_0 и его неоднородности $H_0(\vec{r})$.

В частности, можно увеличить чувствительность пондеромоторных ваттметров, основанных на измерении момента сил [109], если

в качестве регистрирующего датчика использовать образец ферромагнетика и выполнить условия резонанса. Предложенный метод^[95] заключается в том, что изотропный ферромагнитный образец помещают в исследуемое переменное электромагнитное поле и в условиях магнитного резонанса измеряют момент сил, действующий на него. Затем, по величине момента сил (3.34) $\mathcal{M}_u = \mathcal{M}_u(\omega, \vec{H}_1(\vec{r}))$ судят о величине параметров переменного электромагнитного поля $\omega, \vec{H}_1(\vec{r})$. Величину мощности P определяют по известной формуле $P(\vec{H}_I)$ ^[III]. Поляризацию поля $\vec{H}_I$ находят путём измерения величины момента сил $\mathcal{M}_u$ при различных ориентациях $\vec{H}_0$ относительно поля $\vec{H}_I$.

Данный метод по своему конструктивному воплощению напоминает метод зеркального гальванометра и является его продолжением на область СВЧ полей.

Величину минимально регистрируемой мощности и напряжённости переменного магнитного поля этим методом можно оценить по известным формулам для устройств реализующих способ регистрации ЭПР по моменту сил (^[24], (I.I7)). Сам момент $\mathcal{M}_u$ при этом регистрируется в условиях адиабатического прохождения линии магнитного резонанса по полю с амплитудной модуляцией на частоте Ω_0 . Для значений $V = 10^{-3} \text{ см}^3$, $T = 300 \text{ }^\circ\text{К}$, $M_0 = 100 \text{ гс}$, $\omega_z = 2\pi \cdot 10^6 \text{ гц}$, $\Delta\omega = 0$, $A = 10^{-6} \text{ эрг}$, $(8 Q_c \Omega_0 / \pi \Delta\Omega_0)^{1/2} = 10^2$, на основании формул (I.I7, 3.34), получаем

$$H_{1min} \approx \left(\frac{\omega_z}{\gamma M_0 V} \right)^{1/2} \left(\frac{K T A \pi \Delta\Omega_0}{8 Q_c \Omega_0} \right)^{1/4} \approx 10^{-6} \text{ э.} \quad (4.5)$$

Соответственно для $P_{[10]} = 10^2 H_I^2 (\text{э}) \text{ Вт}$ ^[III], где [10] тип волны Н в волноводе, имеем $P_{[10]} = 10^{-10} \text{ Вт}$.

Чувствительность предложенного метода можно увеличить ещё на несколько порядков, как это следует из формул (3.17-3.21, 3.34, 4.5), используя регистрацию по силе и образцы с большим значением

параметров M_0 , ω_z^{-1} , V и применяя системы накопления и обработки информации.

Существенным достоинством пондеромоторных детекторов на основе ферромагнитного резонанса является сильное подавление тепловых шумов при малых уровнях мощности. Учитывая спектральное распределение теплового шума, узкополостность детектора - ферромагнетика ($Q = \omega_0 / \omega_z \approx 10^4$) и асимметрию сигнала относительно $\Delta \omega$ (рис. 15) можно получить оценку величины мощности теплового шума $P_T = (\omega_z^2 / \omega_0) K \cdot T = 10^{-19}$ Вт.

Технические и общественно полезные преимущества предложенного метода [95] состоят в том, что повышается чувствительность измерений прямых методов на несколько порядков. Это позволит увеличить точность измерений при малых уровнях мощности ниже 10^{-12} Вт за счёт повышения чувствительности пондеромоторных методов регистрации и резонансных тепловых ($P_{min} = 10^{-3}$ Вт), дающих точность 0,1-1 % [32,33,108,109].

На основе пондеромоторных эффектов при ФМР могут быть разработаны высокочувствительные, избирательные, поляризационные, легко перестраиваемые, компактные, с большой помехоустойчивостью по тепловым шумам датчики мощности, частоты, напряженности, поляризации переменного электромагнитного поля, панорамные волномеры, магнитометры и т.д..

§ 4.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА КОРРЕКТНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ ВЫРАЖЕНИЙ ДЛЯ ПОНДЕРОМОТОРНЫХ СИЛ

Многочисленные дискуссии по пондеромоторным силам выявили необходимость поисков приемливых для их решения экспериментов [41, 43, 57-59]. Однако в обычных условиях отличие одних выражений от других весьма мало и с трудом может быть обнаружено [43, 57-59]. В условиях же магнитного резонанса пондеромоторное взаимодействие между полем и веществом резко возрастает $\sim Q = \omega_0 / \omega_z$. Поэтому существует возможность экспериментального решения дискуссионных вопросов в его условиях (см. §§ 1.3, 3.2 диссертации).

Ранее (§ 1.2) уже отмечалось, что большинство исследователей полагают наиболее верным выражение для плотности силы в форме Абрагама (1.21), а выражение для силы в форме Минковского (1.20) считают весьма мало отличающимся от него. Для случая неполяризующихся сред обе эти формулы, как впрочем и другие (1.22, 1.23) [43], приводят к силе Лоренца. Другое дело, когда векторы $\vec{P}$ и $\vec{M}$ отличны от нуля. В этом случае выражения (1.20-1.23) резко отличаются друг от друга:

$$f_i^M = f_i^N - f_i^A = \frac{1}{2} \left(M_k \frac{\partial H_k}{\partial x_i} - H_k \frac{\partial M_k}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{E} \times \vec{B}]_i, \quad (4.6)$$

$$f_i^{AM} = f_i^A - f_i^M = -\frac{1}{2} \text{rot}_i [\vec{M} \times \vec{H}] + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{E} \times \vec{M}]_i, \quad (4.7)$$

$$f_i^{EA-A} = f_i^{EA} - f_i^A = \frac{1}{2} \text{grad}_i [\vec{M} \times \vec{H}] + \frac{1}{2} \text{rot}_i [\vec{M} \times \vec{H}], \quad (4.8)$$

$$f_i^{PA} = f_i^P - f_i^A = -[\vec{B} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{M})]_i + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{E} \times \vec{M}]_i, \quad (4.9)$$

и отнюдь не малы (§§ 3.1, 3.2) по сравнению с $f_{ik} = M_k \partial H_k / \partial x_i$ (для простоты принято $\vec{P} = \vec{0}$). Выражение для силы f_{ik} получается из силы Лоренца в предположении постоянства $\vec{M}$ и слабой неоднородности $\vec{H}(\vec{r})$ [45].

Обычно первое слагаемое в выражении (4.6) не вызывает

сомнений [43,45,90,91] и споры в основном ведутся вокруг второго (4.7)

$$f_i^{A_3-M_3} = -\frac{\partial}{\partial t} (g_i^A - g_i^M) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} [\vec{E} \times \vec{M}]_i. \quad (4.10)$$

При резонансе $f^{A_3-M_3} \approx H_1(M_z - M_0)/\lambda$ осциллирует с частотой ω_0 , поэтому его измерение целесообразней проводить в малых полях H_0 либо для переходных процессов.

Первый член (4.7), который как правило не учитывают [45], в условиях магнитного резонанса отличен от нуля за счёт прецессии $\vec{M}$ в фазе с $\vec{H}_I$. Он даёт вклад в электромагнитное резонансное давление (§ 3.2) в результате передачи количества движения от поля к веществу. Его наблюдение наиболее целесообразно проводить в малых полях H_0 и для широких линий, т.к. вклад при этом от компонента $F^{(2)}$ уменьшается, а от f^{AM} увеличивается (см. (3.17,3.25)),

$$\bar{f}^{M1} / \bar{f}^{AM} \approx \omega_0 / \omega_L. \quad (4.11)$$

Вычисление $\vec{f}^{AM} = -\text{rot } \vec{N}_u / 2$ в области нелинейных явлений (малых величин H_0 и больших H_I , ΔH) можно провести на основе вычислений проделанных ранее для $\vec{N}_u$ в работе [24].

Выражения для плотности силы (1.22, 1.23, 4.8,4.9) не выдерживают экспериментальной проверки [41,43] и будут значительно отличаться от $\vec{f}^A$ и в условиях ФМР [72,77].

ВЫВОДЫ

Пондеромоторное действие резонансного электромагнитного поля на ферромагнетики может быть использовано для решения ряда как технических, так и фундаментальных задач. В частности: построение абсолютных высокочувствительных детекторов СВЧ поля ($P_{min} \leq 10^{-10}$ Вт), магнитометров, разработка прямых методов регистрации магнитного резонанса с чувствительностью $\sim 10^7$ спин, выбор правильного выражения для тензора энергии-импульса, моментов в макроскопической электродинамике, основываясь на результатах экспериментов по силам и моментам сил в условиях ФМР.

О Б Щ И Е В Ы В О Д Ы

- 1 Проведён анализ теоретических и экспериментальных работ по пондеромоторному действию волн на резонаторы в низкочастотном, оптическом, ВЧ и СВЧ диапазонах, доказывающий справедливость генерального высказывания П.Н. Лебедева об общности найденных законов независимо от их физической природы - воздействующего поля и соответствующего резонатора-вещества.
- 2 Обнаружено аналогичное пондеромоторное действие электромагнитного поля на ферромагнетики в условиях магнитного резонанса:
 - пространственные перемещения сфер ЖИГ и их низкочастотные пульсации по полусфере дна полости ампулы
 - отрыв двух образцов друг от друга при резонансе
 - устойчивые орбитальные движения сферы ЖИГ внутри резонатора.
- 3 Выявленные при этом аномалии сигналов НФМР и МАР
 - низкочастотные пульсации амплитуды отражённой волны и интенсивностей спектральных линий МАР с частотой 3 гц и менее, одного типа, 9 гц и более, другого
 - гистерезис возбуждения магнитоупругих колебаний и линии поглощения по полю
 - зависимость формы линии поглощения от времени развёртки в условиях адиабатического медленного прохождения по полюобъяснены на основе учёта возникающих при ФМР
 - пондеромоторных сил и моментов сил для изотропных и анизотропных образцов в неоднородных магнитных полях
 - тепловых явлений при самонагреве ферромагнетиков за счёт поглощаемой СВЧ мощностии предложена соответствующая модель возбуждения магнитоупругих колебаний.

4

- Получены и проанализированы выражения для пондеромоторных сил и моментов сил, действующих на ферромагнетик при резонансе,
- формулы для силы получены на основе тензора энергии-импульса Абрагама в случае слабонеоднородных полей
 - моменты сил вычислены для изотропных и анизотропных ферромагнитных образцов, исходя из выражения для свободной энергии
 - значительность их величин обусловлена высокой добротностью резонансной системы образца ЖИГ ($Q = \omega_0 / \omega_2 \approx 10^4$).

Рассмотрены

- аналог резонансного светового давления - резонансное электромагнитное давление при ФМР
- пример, иллюстрирующий влияние резонансного электромагнитного поля на устойчивость движения спиновых частиц и объясняющий обнаруженное движение макроскопической спиновой частицы - сферического образца ЖИГ по орбите.

5

Показаны возможности использования пондеромоторного резонансного действия электромагнитного поля на ферромагнетики для решения ряда технических

- построение абсолютных высокочувствительных детекторов СВЧ поля ($P_{min} \lesssim 10^{-10}$ Вт), магнитометров
 - разработка прямых методов регистрации ферромагнитного резонанса с чувствительностью $\sim 10^7$ спин
- и фундаментальных задач макроскопической электродинамики:
- измерение "силы" Абрагама
 - экспериментальная проверка корректности различных выражений для пондеромоторных сил.

Дальнейшему ходу исследования пондеромоторного действия волн на резонаторы представляются следующие пути:

I

" ... оставаясь на почве электромагнитной теории, ... пользуясь

для опытов электромагнитными волнами, исследовать законы совместных колебаний двух, а затем и нескольких сопряжённых систем, имеющих собственные периоды колебаний" [I, с.87] - T_0 , но уже с учётом зависимости T_0 от вращательных и трансляционных степеней свободы ($\vec{r}$, Φ_i) [72,76,77];

(II) " ... перенося исследования на колебания, отличные по своей физической природе, и находя связь между законами их пондеромоторного действия на резонаторы, - распространить, - ... на разного рода колебания " [I, с.88] с учётом $\omega_0(\vec{r}, \Phi_i)$;

(III) рассмотреть другие возможности практического использования избирательного действия на физико-химические и биологические объекты в условиях магнитного и других резонансов, помимо известных [I, 6, 16-27, 30, 32-34, 78, 95, 108].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Лебедев П.Н. Избранные сочинения / Под ред. А.К. Тимирязева. - М.-Л.: Гостехиздат, 1949.-244 с.
2. Гулак Ю.К. О соизмеримостях (резонансах) в солнечной системе.- Астроном. журнал, 1980, т. 57, вып. I, с. 142-153.
3. Линьков Р.В. Медленные движения проводящего волчка при резонансном взаимодействии с переменным магнитным полем. - ЖТФ, 1980, т. 50, № 6, с. 1152-1159.
4. Гребников Е.А., Рябов Ю.А. Резонансы и малые знаменатели в небесной механике. - М.: Наука, 1978.--128 с.
5. Альвен Х., Аррениус Г. Эволюция солнечной системы. - М.: Наука, 1979.-512 с.
6. Вшивцев А.С., Павленко Ю.Г. Резонансное ускорение ионов в переменном магнитном поле. - Изв. вузов, Физика, 1978, № 10, с. 75-78.
7. Crescentini A., Airolidi, Pozzdi R. Resonant and Nonresonant energy gain of charged particle in modulated electromagnetic field. _ Phys. Lett., 1971, v. A. 34, N 5, p. 258-259.
8. Contopoulos G., Vlahos L. Integrals of motion and resonance in a dipole magnetic field. - J. Math. Phys., 1975, v. 16, N 7, p. 1469 - 1474.
9. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. - М.: Наука, 1978.-224 с.
10. Леонас В.Б. Межмолекулярные взаимодействия и столкновение атомов и молекул: Итоги науки и техники. - М.: ВИНТИ, 1980, т. I.-206 с.
11. Дерягин Б.В. Идеи П.Н. Лебедева о природе молекулярных сил. - УФН, 1967, т. 91, вып. 2, с. 341-346.
12. Гулак Ю.К. III. Спектр энергий и элементы стационарных орбит в

- центральных гравитационных полях. - Изв. вузов, Физика, 1972, № 8, с. 36-44.
13. Гулак Ю.К. К теории поля II. О минимальном кинетическом моменте при движении в естественном центральном поле. - Изв. вузов, Физика, 1971, № 10, с. 52-56.
14. Гулак Ю.К. К теории поля I. Полединамическое равновесие. - Изв. вузов, Физика, 1971, № 10, с. 46-52.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. I, Механика. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Наука, 1965.-204 с.
16. Аскарьян Г.А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы. - ЖЭТФ, 1962, т. 42, № 6, с. 1567-1570.
17. Казанцев А.П. Резонансное световое давление. - УФН, 1978, т. 124, вып. I, с. 113-145.
18. Климонтович Ю.Л., Лузгин С.Н. О возможности совместной самофокусировки атомного и светового пучков. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, № 10, с. 645-647.
19. Басов Н.Г., Беленов Э.М., Исаков В.А., Маркин Е.П., Ораевский А.И., Романенко В.И. Новые методы разделения изотопов. - УФН, 1978, т. 121, вып. 3, с. 427-452.
20. Дорфман Я.Г. Новый резонансный метод измерения ядерных магнитных моментов. - ДАН СССР, 1947, т. 57, с. 769-770.
21. Gozzini A. La polarimetrie et les effets polarimetriques dans la resonance magnetique. - Proc. XII Colloque Ampere, Amsterdam, 1964, p. 82-108.
22. Alzetta G., Gozzini A. Un effect mecanique lie a la resonance paramagnetique. - Proc. XII Colloque Ampere, Amsterdam, 1964, p. 209 - 212.
23. Gozzini A. Effetti meccanici della risonanza magnetica. -

- Rapp.Lab.fis.Ist. super. sanita, 1966, N 50, 57 - 96.
24. Arimondo Ennio, Angular momentum detection of non - linear phenomena in paramagnetic resonanse. - Annales de Phys, 1968, v. 3, N 6, p. 425-448.
 25. Ginlietti D., Lucchesi M., Zambon B. Mechanical detection of EPR dispersion signals.-Nuovo cim.,1979, v.B 49, N1, p. 1-8.
 26. Morgenthaler F.R. Predicted new components of magnetic force on a ferromagnet under going resonanse.-Magn.and Magn.Mater-1975,21 st.,A.C.,Philadelphia, Pa, 1975,New York, 1976.
 27. Шапиро В.Е. Пондеромоторные и магнитоупругие эффекты в резонансных электромагнитных системах.: Автореф. Дис. на соиск. учёной степени канд. физ.-мат. наук. - Красноярск, 1968. - 14 с.
 28. Шапиро В.Е. О пондеромоторных эффектах электромагнитного излучения. - ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 2(8), с. 577-583.
 29. Шапиро В.Е., Шанцев И.П. К теории параметрического возбуждения звука в ферромагнетике. - ЖЭТФ, 1971, т. 60, вып. 5, с. 1853-1866.
 30. Bjorkholm J.E.,Freeman R.R.,Ashkin A.,Pearson D. Observation of focusing of neutral atomse by the dipole forces of resonance-radiation pressure,Phys.Rev.Lett.,1978,v.41,N20,p.1361-1364.
 31. Gorter C.I. Negative result of an attend to detect nuclear magnetic spins.-Physica, 1936, v. 3, N9, p. 995-998.
 32. Богданов Г.Б., Бохринская А.А. Ферритовые термисторы. - Киев: Гостехиздат УССР, 1964.-192.
 33. Богданов Г.Б. Основы теории и применение ферритов в технике измерений и контроля. - М.: Сов. радио, 1967.-400 с.
 34. Schmidt J., Solomon J. High - sensitivity magnetic resonanse by bolometer detection. - Journ. Appl. Physica, 1966, v.37,

N 10, p. 3719 - 3724.

35. Morgenthaler F.R. Linear momentum in the rest frame of a ferromagnet and electrodynamic consequence. - AIP Conference Proceedings, N 18, Magnetism and Mag. Materials.-1973, p.720-724.
36. Павлов В.И. К дискуссиям по проблеме пондеромоторных сил. - УФН, 1978, т. 124, вып. 2, с. 345-349.
37. Павлов В.И. Развитие представлений о пондеромоторных силах и напряжениях электрического и магнитного полей (статический и квазистатический случаи).: Автореф. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. - Баку, 1979, 19 с.
38. Гинзбург В.Л., Угаров В.А. Несколько замечаний о силах и тензоре энергии-импульса в макроскопической электродинамике. - УФН, 1976, т. 118, вып. 1, с. 175-188.
39. Скобельцин Д.Ф. К вопросу о тензоре импульс-энергии электро - магнитного поля / В сборнике "Вопросы математической физики". - Л.: Наука, 1976, с. 21-35.
40. Brevik J. Electromagnetic energy-momentum tensor within material media. 1. Minkovski's tensor.-Mat.-fys.medd.Kgl.dan.vid.selsk, 1970, v. 37, N 11, p. 1-54.
41. Brevik J. 1. Electromagnetic energy-momentum tensor within material media. 2. Discussion of various tensor form's.-Mat. - fys.medd.Kgl.dan.vid.selsk, 1970, v. 37, N 13, p. 1-79.
42. Brevik J. Electromagnetic energy-momentum within material media. - Physics Letters, 1970, v. 31 A, N 2, p. 50-51.
43. Brevik J. Experiments in phenomenological electrodynamics and the electromagnetic energy - momentum tensor.-Physics Reports (Review section of Phys.Lett.), 1979, v. 52, N 3, p.133-201.
44. Robinson F.N. Electromagnetic stress and momentum in mater.- Phys. Repts, 1975, v. 16C, N 6, p. 314-354.

45. Тамм И.Е. Основы теории электричества. - 9-е изд., исправ. - М.: Наука, 1976.-616 с.
46. Власов К.Б. Некоторые вопросы теории динамических и квазистатических свойств магнито-упругих сред.: Автореф. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. - Харьков, 1965.-27 с.
47. Скобелыцын Д.В. Два парадоксальных эпизода из истории физики / В кн.: Проблемы современной физики. - Л.: Наука, 1980 , с. 339-356.
48. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. - М.: Наука, 1967.-368 с.
49. Casimir H.B. On electromagnetic momentum and ponderomotive forces. - Proc. Kon. ned. akad. wetensch, 1972, v. B75, N 1, p. 6-11.
50. Березин В.Т. Об электромагнитных силах в магнетиках. - УФЖ , 1974, т. 19, № 6, с. 917-925.
51. Wolf Peter A. Force field inside a magnet. - Amer. J. Phys., 1978, v. 46, N 4, p. 416-417.
52. Hrasko P. Forces acting on magnetic dipoles. - Nuovo cim., 1971, v. B3, N 2, p. 213-224.
53. Yasuyoshi H. Electrodynamics of moving media. - Z. Naturforsch, 1977, v. A32, N 8, p. 823-828.
54. Coombes Charles A. Work done on charged particles in magnetic fields.-Amer.J.Phys., 1979, v. 47, N 10, p. 915-917.
55. Седов Л.И. Механика сплошной среды. - 2-е изд., исправ. и доп. - М.: Наука, 1973.- т. I и 2, с. 536, с. 584.
56. Бордовицин В.А., Бызов Н.И. Классические уравнения движения магнитного монополя, обладающего собственным электрическим дипольным моментом. - Изв. вузов, Физика, 1979, № 3, с.107-109.
57. Walker G.B., Lahoz D.G. Experimental observation of Abraham

- force in a dielectric.-Nature,1975, v.253, 5490, p.339-340.
58. Walker G.B., Walker G. Mechanical forces in a dielectric due to electromagnetic fields.-Can.J.Phys.,1977,v.55,N23,p.2121-2127.
59. Walker G.B., Lahoz D.G. Measurement of the Abraham force in barium titanate specimen.-Can.J.Phys.,1975,v.53,N23,p.2577-2586.
60. Morgenthaler F.R. Bound magnetostatic waves controlled by field gradients in YIG single.-IEEE Tr.Magn.,1978,v.14,N5,p.806-810.
61. Spenser E.G., Le Craw R.C. Magnetoacoustic resonance in yttrium iron garnet.- Phys. Rev. Lett., 1958,v.1, N 7, p. 241-243.
62. Spenser E.G., Le Craw R.C. Magnetoacoustic resonance in yttrium iron garnet.-J.Appl.Phys.,Suppl.to V, 30, N 4, p. 149-150,1959.
63. Бурков В.А., Вашковский А.В., Кильдышев В.Н. Параметрическое взаимодействие ультразвуковых и магнитных колебаний в ферромагнетике. - ФТТ, 1968, т. 10, № 2, с. 605-610.
64. Бурков В.А., Вашковский А.В., Кильдышев В.Н. Об особенностях магнитоакустического резонанса в ферритах. - ФТТ, 1968, т.10, № 12, с. 3735-3737.
65. Моносов Я.А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. - М.: Наука, 1971. - 376 с.
66. Вашковский А.В., Зубков В.И., Кочарян Р.Г. Экспериментальное исследование тонкой структуры неустойчивости нелинейного ферромагнитного резонанса. - ЖЭТФ, 1974, т.66, № 1, с. 274-282.
67. Гранкин В.Л., Мелков Г.А., Рябченко С.М. Нелинейные свойства ферритов при низких температурах. - ЖЭТФ, 1974, т. 67, № 6, с. 2227-2234.
68. Захаров В.Е., Львов В.С., Старобинец С.С. Турбулентность спиновых волн за порогом их возбуждения. - УФН, 1974, т. 114, вып. 4, с. 609-654.
69. Такер Дж., Рэмптон В. Гиперзвук в физике твёрдого тела. - М.:

Мир, 1975, -453 с.

70. Голенищев-Кутузов В.А., Самарцев В.В., Соловаров Н.К., Хабибулин Б.М. Магнитная квантовая акустика. - М.: Наука, 1977.- 200 с.
71. Мирсаев И.Ф., Талуц Г.Г. К теории нелинейных явлений в магнитоупругих средах. III. Уравнения движения в случае малых статических деформаций и магнитных неоднородностей. - ФММ, 1978, т. 46, № 5, с. 931-935.
72. Филатов А.И., Широносков В.Г. О необходимости учёта магниторезонансных сил при экспериментальном изучении нелинейного ферромагнитного резонанса в незакреплённых образцах. - Изв. вузов, Физика, 1977, № 1, с. 138-139.
73. Широносков В.Г. Пондеромоторные эффекты при наблюдении нелинейного ферромагнитного резонанса. - Томск, 1979. - 13 с. - Рукопись представлена редакцией журнала Изв. вузов, Физика, Деп. в ВИНТИ 28 мая, 1979, № 2035-79.
74. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. - М.: Наука, 1973.-592 с.
75. Широносков В.Г. Генератор медленной развёртки. - ПТЭ, 1979, № 5, с. 151-152.
76. Широносков В.Г. О необходимости учёта пондеромоторного момента сил при изучении нелинейного ферромагнитного резонанса в анизотропных образцах. - ЖТФ, 1981, т. 51, № 1, с. 192-193.
77. Широносков В.Г. О новых компонентах силы, действующей на ферромагнетик при резонансе. - В кн. Тезисы Всесоюз. конф. по физ. магнитных явлений, 26-29 сентября 1979, Харьков, 1979, П9-7, с. 259.
78. Широносков В.Г. Электромагнитное резонансное давление и момент сил. - УФЖ, 1980, т. 25, № 10, с. 1742-1744.

79. Филатов А.И., Широносков В.Г. Ответ авторов В.Е. Шапиро. - Изв. вузов, Физика, 1978, № 8, с. 154.
80. Шапиро В.Е. О "магниторезонансных силах". - Изв. вузов, Физика, 1978, № 8, с. 152-153.
81. Широносков В.Г. Несколько замечаний относительно возражений В.Е. Шапиро о "магниторезонансных силах". - Томск, 1979. - 5 с. - Рукопись представлена Редакцией журнала Изв. вузов, Физика, Деп. в ВИНТИ 3 октября 1979, № 3596-79.
82. Тейтельбаум Г.Б., Харахашьян Э.Г., Хлебников С.Я. Сверхнизкочастотные осцилляции магнитной восприимчивости при перпендикулярной накачке. - В кн.: Тезисы Всес. конф. по физ. магнитных явлений, 26-29 сентября 1979, Харьков, 1979, СТ2-30, с.91.
83. Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. - М.: Сов. радио, 1975.-360 с.
84. Weiss M.T. Microwaves lower frequency oscilations delivered by the resonance instabilities in ferrite's. - Phys. Rev. Lett., v. 1, N 7, p. 239-241, 1958.
85. Anderson P.W., Suhl H. Instability in the Motion of Ferromagnets at High Microwave Power Levels, Phys. Rev., 100, 1788-1789, 1955.
86. Шапиро В.Е. Анггармонизм низкочастотного ферромагнитного резонанса в намагниченной перпендикулярной плёнке. - ФТТ, 1968, т. 10, вып. 5, с. 1265-1267.
87. Кондратьев Е.Ф., Пец А.В. Об одном механизме асимметрии кривой ферромагнитного резонанса. - ФММ, 1978, т. 46, № 3, с. 666-668.
88. Толмен Р. Относительность, термодинамика и космология. - М.: Наука, 1974.-521 с.
89. Угаров В.А. Специальная теория относительности. - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Наука, 1977. - 383 с.

90. Щукин Е.Р. О движении аэрозольных частиц с неоднородным распределением тепловых источников в поле внешних градиентов температуры и концентрации. - ЖТФ, 1980, т.50, № 6, с. 1332-1335.
91. Иоффе И.В., Эйдельман Е.Д. Возбуждения периодических неоднородностей в растворе He^3 - во внешнем магнитном поле, параллельном градиенту температуры. - ЖТФ, 1979, т. 49, № 10, с. 2293-2294.
92. Гинзбург В.Л. О законах сохранения энергии-импульса. - УФН, 1973, т. 110, вып. 2, с. 309-319.
93. Скобельцын Д.В. К вопросу о тензоре импульс-энергии электромагнитного поля (II). - Препринт № 51, Физ. ин-т АН СССР, М., 1975, с. 1 - 30.
94. Френкель Б.Я. К истории эффекта Эйнштейна - Де Гааза. - УФН, 1979, т. 128, вып. 3, с. 545-558.
95. Широносков В.Г. Увеличение чувствительности пндеромоторных ваттметров с помощью ферромагнитного резонанса.-Радиотехника, 1980, т. 35, № 5, с. 64.
96. Бараш С.С. О моменте ван-дер-ваальсовых сил между анизотропными телами. - Радиофизика, 1978, т. 21, № 11, с. 1637-1643.
97. Тернов И.М., Бордовицын В.А. О современной интерпретации классической теории спина Я.И. Френкеля. - УФН, 1980, т. 132, вып. 2, с. 345-352.
98. Багров В.Г., Бордовицын В.А. Классическая теория спина. - Изв. вузов; Физика, 1980, № 2, с. 67-76.
99. Бордовицын В.А., Бызов Н.Н., Разина Г.К. О прямолинейном движении заряженного магнетона в электромагнитных полях. - Изв. вузов, Физика, 1980, № 4, с. 62-68.
100. Тернов И.М., Бордовицын В.А., Разина Г.К. Динамика спина в ортогональных полях. - Изв. вузов, Физика, 1981, № 1, с.44-48.

- I01. Козорез В.В. О задаче двух магнитов. - Изв. АН СССР, сер. МТТ, 1974, № 4, с. 29-34.
- I02. Козорез В.В., Колодаев И.Д., Крюков М.И., Ляшенко А.М., Рашкован В.М., Чеборин О.Г. О потенциальной яме магнитного взаимодействия идеальных токовых контуров. - ДАН УССР, 1976, сер. А, № 3, с. 247-248.
- I03. Козорез В.В. Об устойчивости движения в задаче двух свободных магнитов. - Изв. АН СССР, сер. МТТ, 1976, № 1, с. 8-13.
- I04. Козорез В.В. Об устойчивости орбитального движения свободно-го магнитного диполя в поле эллипсоида. - ДАН СССР, 1977, т. 232, № 5, с. 1055-1057.
- I05. Блехман И.И. Синхронизация в природе и технике. - М.: Наука, 1981.-352 с.
- I06. Меркин Д.Р. Введение в теорию устойчивости движения. - М.: Наука, 1971.-312 с.
- I07. Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримагнетики. - М.: Мир, 1965.-675 с.
- I08. Балаков В.Ф., Карцев В.А., Китайцев А.А., Крацкин Л.Н., Михайловский Л.К., Пучков В.С., Радченко В.Ф., Савченко Н.И. Измерители параметров СВЧ сигналов на монокристаллах ферритов. - "Тр. Моск. энерг. ин-та", 1980, № 464, с. 44-53.
- I09. Валитов Р.А., Хижняк Н.А., Жилков В.С., Валитов Р.Р. Пондеромоторное действие электромагнитного поля (теория и приложения). - М.: Сов. радио, 1975.-232 с.
- II0. Тучкин Ю.А., Шестопалов В.П. Явление аномальной пондеромоторной силы.-Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, вып. 6, с. 329-333.
- III. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн.- М.: Наука, 1978.-544 с.