

# Влияние магнитоупругого взаимодействия обменных спиновых волн на спектр магнитоакустических колебаний в планарных структурах

© А.С. Бугаев, В.Б. Горский

Московский физико-технический институт,  
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 12 июля 2001 г.)

Теоретически рассмотрено влияние взаимодействия обменных спиновых волн с акустическими волнами на спектр магнитоупругих волн в планарных структурах ферритовая пленка–диэлектрическая подложка. Сильное магнитоупругое взаимодействие наблюдалось на узком участке спектра магнитоакустических волн, где имеет место фазовый синхронизм обменных магнитостатических и акустических волн. Дано объяснение ранее полученных авторами работы экспериментальных результатов, состоящих в том, что независимо от степени закрепления поверхностных спинов ферритовой пленки в области спектра, соответствующей резонансному магнитоупругому взаимодействию обменных волн, имеет место линейное возбуждение обменно-акустических волн и дипольно-обменно-акустических волн. Показано, что возможность возбуждения таких волн в пленках со свободными поверхностными спинами является результатом сильной перестройки структуры собственных колебаний вектора намагниченности и упругих смещений в области фазового синхронизма обменных спиновых и акустических волн.

Впервые взаимодействие магнитостатических (спиновых) волн с акустическими волнами было рассмотрено для случая объемных кристаллов. Было показано, что в пространственно-неоднородных магнитных полях в области фазового синхронизма волн имеет место их эффективное преобразование друг в друга [1].

Взаимодействие дипольных магнитостатических волн с быстрыми акустическими модами планарной структуры ферритовая пленка–диэлектрическая подложка было рассмотрено теоретически и экспериментально в работах [2,3]. Следует особо отметить работы [4,5], где было теоретически показано, что дипольные магнитостатические волны могут независимо взаимодействовать с быстрыми акустическими модами и с высшими толщинными (обменными) магнитостатическими модами.

В [6,7] было рассмотрено взаимодействие обменных спиновых волн и дипольно-обменных спиновых волн с акустическими волнами в пленках железо-иттриевого граната с закрепленными поверхностными спинами. Во всех указанных работах [4–7] изучались пленки с закрепленными поверхностными спинами, поскольку в противном случае возбуждение высших толщинных мод невозможно, так как распределение переменной намагниченности по толщине симметрично относительно середины пленки [8,9] и интеграл перекрытия распределения переменной намагниченности с внешним квазиоднородным по толщине пленки магнитным полем или с дипольным полем низшей толщинной (дипольной) моды равен нулю.

В следующих работах [10,11] было показано, что на узком участке спектра магнитоакустических волн, соответствующем области фазового синхронизма обменных спиновых и акустических волн, имеет место эффективное возбуждение обменно-акустических и тройных дипольно-обменно-акустических волн даже в пленках со свободными поверхностными спинами. При этом данный эффект был объяснен сильным искажением пространственного распределения переменной намагниченности

и упругих смещений собственных магнитоакустических мод планарной структуры при сильной магнитоакустической связи. В данной работе детально рассмотрено влияние магнитоупругой связи высших толщинных обменных мод на спектр собственных колебаний магнитной и упругой систем в планарной структуре.

## 1. Основные уравнения, приближения, граничные условия

Цель работы — проведение анализа спектра магнитоакустических волн, который должен наблюдаться в условиях, когда возможен фазовый синхронизм высших толщинных обменных мод и акустических мод. Вначале получим дисперсионные соотношения для магнитоупругих мод в планарной структуре ферритовая пленка–диэлектрическая подложка (рис. 1). Основное внимание будет уделено связи обменных магнитостатических волн (МСВ) с поперечными акустическими волнами, так как в реальных кристаллах связь с ними на порядок величины превосходит связь с продольными волнами. В работе [12] было подробно рассмотрено взаимодействие дипольных МСВ с акустическими волнами, показано, как снимается вырождение двух поперечных акустических мод с различными поляризациями в присутствии магнитоакустической связи, и продемонстрировано, что с магнитостатической волной эффективно связана только одна волна.

Согласно [10], плотность энергии магнитоупругой волны определяется соотношением

$$E(\mathbf{r}, t) = -(\mathbf{H}_e \mathbf{M}) - \frac{1}{2}(\mathbf{H}_m \mathbf{M}) + \frac{1}{2} \alpha \left( \frac{dM_i}{dx_i} \right)^2 + E_{ma}(u_{lm}, \mathbf{M}) + E_a, \quad (1)$$

где первое слагаемое — плотность энергии Зеемана во внешнем поле  $\mathbf{H}_e$ ,  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  — вектор намагниченности,

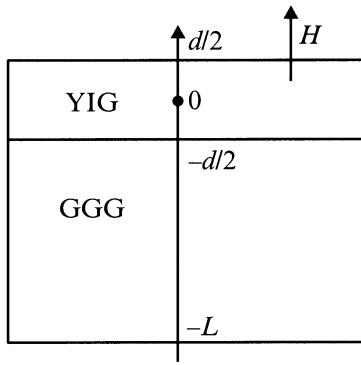


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры.

второе слагаемое — плотность энергии взаимодействия магнитных диполей, причем

$$\mathbf{H}_m = -\nabla\varphi, \quad (2)$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \int d^3\mathbf{r}' \mathbf{M}_i(\mathbf{r}', t) \frac{d}{dx'_i} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}.$$

Третье слагаемое определяет энергию неоднородного обменного взаимодействия. Энергия анизотропии, которая учитывается четвертым слагаемым, как раз и вносит основной вклад в энергию магнитоакустического взаимодействия. В линейном приближении, которое будет использоваться в дальнейшем, она имеет вид

$$E_{ma}(u_{lm}, \mathbf{M}) = E_{ma}^0(\mathbf{M}) + b_{iklm} M_i M_k u_{lm},$$

где  $b_{iklm}$  — тензор магнитоупругих модулей.

Последнее слагаемое в (1) — плотность упругой энергии

$$E_a = \frac{1}{2} \left( \rho \left( \frac{du_i}{dt} \right)^2 + c_{iklm} u_{ik} u_{lm} \right).$$

Здесь  $\rho$  — плотность кристалла,  $c_{iklm}$  — тензор упругих модулей.

Решая совместно уравнения движения вектора намагниченности и упругой среды и отыскивая решения в виде бегущих плоских волн  $m, u \sim \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$ , приходим к следующему дисперсионному уравнению:

$$\begin{aligned} & \omega^2 - \gamma_2 \left( (H_{\text{int}z} + 4\pi M\alpha k^2) + 2b_{44}M^2(-ik_z) \right) \\ & \times \left( -ik_z \frac{2b_{44}M}{c_{44}(k^2 - \omega^2/v^2)} \right) \\ & \times \left( (H_{\text{int}z} + 4\pi M\alpha k^2) + 2b_{44}M^2(-ik_z) \right) \\ & \times \left( -ik_z \frac{2b_{44}M - Mh_{\text{dip}x}/m_x}{c_{44}[k^2(1 + (1 + c_{12}/c_{44})k_r^2/k^2) - \omega^2/v^2]} \right) \\ & - Mh_{\text{dip}x}/m_x \Big) = 0, \quad (5) \end{aligned}$$

где  $H_{\text{int}}$  — внутреннее постоянное магнитное поле (для ферритовой пленки, намагниченной по нормали к по-

верхности,  $H_{\text{int}} = H_e - 4\pi M$ ),  $m$  — высокочастотная составляющая вектора намагниченности,  $v$  — скорость акустической волны,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $h_{\text{dip}}$  — высокочастотная составляющая размагничивающего магнитного поля в ферритовой пленке, определяемая пространственным распределением  $\mathbf{m}(r)$ ,  $k_r$  обозначает проекцию волнового числа в плоскости пленки. В приближении  $k_r \ll k$  получим более простое и знаковое выражение

$$(\omega - \gamma H_{\text{int}z} - \omega_{\text{dip}}(k) - \gamma 4\pi M\alpha k^2)(k^2 - \omega^2/v^2) = \gamma M\eta k^2,$$

где обозначено  $\eta = 4b_{44}^2 M^2 / c_{44}$ ,  $b_{44}$  и  $c_{44}$  — диагональные элементы тензоров магнитострикции и упругих модулей соответственно,  $\omega_{\text{dip}}(k)$  — дисперсионная зависимость дипольных магнитостатических волн, определяемая, например, в [1,5].

Затухание учитывалось введением дополнительных комплексных членов в уравнениях движения векторов намагниченности и упругих смещений. В результате дисперсионное уравнение принимало вид

$$(\omega - \omega_m(k) - i\omega\alpha_m)(\omega - \omega_a(k) - i\omega\alpha_a) = \mu_{ma}, \quad (6)$$

где  $\omega_m(\mathbf{k})$  и  $\omega_a(\mathbf{k})$  представляют собой дисперсионные уравнения для магнитостатических и акустических волн соответственно,  $\alpha_m$  и  $\alpha_a$  определяют затухание магнитостатических и акустических волн,  $\mu_{ma} \approx (1/2)\gamma M\eta v k$  характеризует взаимодействие магнитостатических и акустических волн. Для затухания волны получалось следующее выражение:

$$\omega'' = \frac{\omega\alpha_a(\omega - \omega_a(\mathbf{k})) + \omega\alpha_m(\omega - \omega_m(\mathbf{k}))}{(\omega - \omega_a(\mathbf{k})) + (\omega - \omega_m(\mathbf{k}))}. \quad (7)$$

Дисперсионное выражение наиболее сильно изменяется в области синхронизма обменной и акустической волн, где  $\omega_a(k) \approx \omega_m(k)$ :

$$(\omega - \omega_m(\mathbf{k}))(\omega - \omega_a(\mathbf{k})) = \mu_{ma}''. \quad (8)$$

В этом случае эффективная константа магнитоупругого взаимодействия, учитывающая наличие затухания, определяется следующим выражением:

$$\mu_{ma}''^{-1} = \mu_{ma}^{-1} \left[ 1 + \left( \frac{\omega\alpha_m - \omega\alpha_a}{(\omega - \omega_a(k)) + (\omega - \omega_m(k))} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

В качестве граничных условий использовались стандартные магнитостатические граничные условия, учитывающие непрерывность поперечной и продольной составляющих векторов магнитной индукции и магнитного поля соответственно, обменные граничные условия, определяющие степень закрепления поверхностных спинов, и акустические граничные условия, описывающие отсутствие упругих напряжений на границах структуры с воздухом

и непрерывность упругого смещения и напряжения на границе пленка–подложка.

Особо отметим обменные граничные условия на границах ферритовой пленки

$$\frac{dm}{dz} + bm = 0. \quad (10)$$

При свободных спинах на границе  $b \rightarrow 0$ , а для полностью закрепленных спинов  $b \rightarrow \infty$ . Нас интересовал, прежде всего, случай  $b \rightarrow 0$ . При этом особо рассматривался случай  $b \approx k_r$ , когда связь между дипольной и обменной компонентами строго равна нулю [13].

Для расчета распределения переменной намагниченности и упругих смещений по толщине структуры решение для магнитного потенциала внутри ферритовой пленки искалось в виде комбинации шести волн

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1...6} A_j \exp(i(\omega t - kx)) \exp(-ik_{jz}z). \quad (11)$$

Величины  $k_j$  получались в результате решения дисперсионного уравнения (5), а величины  $A_j$  — из системы граничных условий.

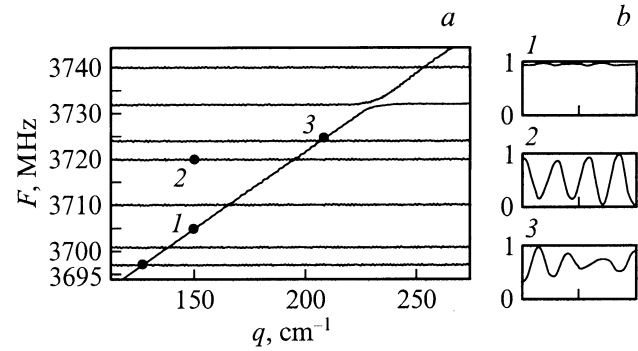
В результате распределение намагниченности по толщине пленки  $m(z)$  для каждого возбуждаемого магнитоакустического колебания можно представить в виде комбинации трех стоячих волн. Эффективность возбуждения магнитоакустического колебания  $I$  определяется интегралом перекрытия функции, описывающей  $m(z)$ , с внешним высокочастотным электромагнитным полем  $h_{em}$ , распределение которого можно считать квазиоднородным в области возбуждения магнитоакустического колебания. В итоге оценить интенсивность магнитоакустического колебания, которое должно наблюдаться в эксперименте, можно с помощью следующей формулы:

$$I \cong \frac{\int_{-d/2}^{d/2} m(z) h_{em} dz}{\sum_{j=1...6} E_j \Delta\omega_j / \omega}, \quad (12)$$

где  $\Delta\omega_i$  определяет потери  $i$ -й компоненты и получается из (7), а  $E_i$  — энергия  $i$ -й компоненты, определяемая выражением (1),  $d$  — толщина ферритовой пленки.

## 2. Результаты численных расчетов

Известно, что в отсутствие магнитоупругой связи в пленках со свободными поверхностными спинами спектр магнитоакустических волн состоит из низшей толщинной дипольной магнитоакустической моды, высших толщинных обменных мод (в пленках с толщинами менее 10–15  $\mu\text{m}$ ) и из поперечных и продольных акустических мод. В настоящей работе рассмотрена только поперечная мода с поляризацией как у магнитоакустических мод, которая наиболее сильно связана с магнитоакустическими волнами.



**Рис. 2.** Спектр магнитоупругих колебаний (а) в структуре пленка ЖИГ толщиной 3.1  $\mu\text{m}$  на подложке ГГГ толщиной 100  $\mu\text{m}$  и распределение переменной намагниченности по толщине пленки (б) для дипольного (1), обменного (2) и гибридного дипольно-обменно-акустического (3) колебаний. Цифрами показаны соответствия колебаний на части а и б рисунка.

На рис. 2, а представлены рассчитанные дисперсионные зависимости для пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной 3.1  $\mu\text{m}$  на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) толщиной 100  $\mu\text{m}$ . Величина  $\eta$  принималась равной 0.001. Магнитное поле считалось равным 1405 Ое. При заданной величине магнитного поля область фазового синхронизма должна находиться вблизи частоты 3725 МГц. Четко наблюдается характерное для взаимодействующих волн расталкивание дисперсионных кривых. Рядом приведены распределения переменной намагниченности по толщине ферритовой пленки для дипольного и обменного колебаний при  $q = 215 \text{ cm}^{-1}$  и для гибридного дипольно-обменно-акустического колебания, возбуждаемого в области пересечения дисперсионных кривых дипольной, обменной и акустической мод. Для идентификации дисперсионных кривых рассчитывались соотношения магнитной и акустической энергий и дипольной и обменной энергий в колебании (по формулам (1–5)), затухание волны (ширина резонансной кривой), относительная интенсивность возбуждения колебаний электромагнитным полем. В таблице приведены рассчитанные значения указанных параметров. При расчете предполагалось, что потери в магнитной системе соответствуют ширине резонансной кривой ферромагнитного резонанса 1.5 МГц, а для акустической системы потери соответствуют ширине кривой поглощения 0.2 МГц. Расчеты приведены для двух значений проекции волнового числа на плоскость пленки:  $q = 150 \text{ cm}^{-1}$ , когда все колебания хорошо отделены друг от друга и легко идентифицируются, и  $q = 212 \text{ cm}^{-1}$ , когда вблизи частоты  $f = 3725 \text{ МГц}$  имеет место одновременное взаимодействие дипольной, обменной и акустической мод.

На рис. 3 приведены расчетные спектры поглощения, которые должны наблюдаться в эксперименте. Согласно расчетам, возбуждение обменно-акустических колебаний очень слабо; в спектре колебаний, изображенном на

Спектр магнитоакустических колебаний, возбуждаемых при магнитном поле 1405 Ое и при волновом числе в плоскости пленки  $q = 150.00 \text{ cm}^{-1}$  (верхняя часть) и  $q = 212.00 \text{ cm}^{-1}$  (нижняя часть)

Тип колебания	$F_{\text{res}}, \text{ MHz}$	$E_{\text{dip}}/E_{\text{exch}}$	$E_{\text{ac}}/E_{\text{mag}}$	$\Delta f, \text{ MHz}$	$I, \text{ rel. units}$
Акустическое	3697.43	0.013	27.0	0.3	0.001
Обменное	3700.63	0.001	0.18	1.3	0.0003
Дипольное	3705.04	300.0	0.02	1.5	0.6603
Акустическое	3710.61	0.02	23.0	0.4	0.003
Обменное	3719.67	0.0001	0.54	1.0	0.0003
Акустическое	3724.39	0.0004	8.2	0.4	0.0003
Акустическое	3733.00	0.0019	4.5	0.5	0.0003
Акустическое	3740.40	0.0008	3.0	0.6	0.00001

Тип колебания	$F_{\text{res}}, \text{ MHz}$	$E_{\text{dip}}/E_{\text{exch}}$	$E_{\text{ac}}/E_{\text{mag}}$	$\Delta f, \text{ MHz}$	$I, \text{ rel. units}$
Акустическое	3697.43	0.02	28.0	0.3	0.001
Обменное	3700.64	0.001	0.17	1.3	0.0003
Акустическое	3710.59	0.05	24.0	0.4	0.005
Обменное	3719.68	0.003	0.54	1.0	0.01
Акустическое	3724.30	0.20	3.1	0.7	0.07
Дипольное (гибридное)	3726.17	88.0	0.07	1.4	0.59
Акустическое	3733.04	0.1	4.4	0.5	0.001
Акустическое	3740.40	0.001	3.0	0.6	0.001

Примечание. Показаны: 1) тип колебания, определенный по соотношению дипольной, обменной и акустической энергии; 2) резонансная частота; 3) соотношение дипольной и обменной энергий; 4) соотношение акустической и магнитной энергий; 5) ширина резонансной кривой; 6) относительная интенсивность возбуждения колебания однородным микроволновым полем.

рис. 3, *a*, эти колебания возбуждаются на частотах 3701 и 3710 МГц. В эксперименте их возбуждение должно наблюдаться только тогда, когда такое колебание находится вблизи какого-либо дипольного колебания, т. е. когда в колебание достаточно большой вклад вносит дипольная компонента: на рис. 3, *b* четко видно возбуждение гибридных дипольно-обменно-акустических мод вблизи частоты  $f = 3725 \text{ MHz}$ .

В эксперименте магнитоупругая связь наиболее ярко проявляется в виде периодических осцилляций резонансных частот и интенсивности магнитоакустических колебаний, находящихся в области фазового синхронизма обменных спиновых и акустических волн, при изменении величины внешнего магнитного поля. Рассмотрим этот эффект более подробно. На рис. 4 представлены спектры магнитоакустических колебаний (зависимость поглощаемой мощности от частоты СВЧ поля  $P(f)$ ) при различных значениях внешнего магнитного поля  $H_e$ . В отсутствие магнитоупругого взаимодействия интенсивности магнитоакустических колебаний (МСК) от  $H_e$  практически не зависят, а резонансные частоты  $f_i$  всех МСК изменяются пропорционально  $H_e$ , причем в начале спектра МСВ при небольших изменениях  $H_e$  зависимость  $f_i(H_e)$  практически линейна. При наличии магнитоупругой связи на указанное синхронное изменение резонансных частот магнитоакустических колебаний при изменении внешнего магнитного поля накладываются периодические изменения резонансных частот и интенсивностей магнитоакустических колебаний, находящихся в области синхронизма спиновых и акустических волн. Период таких изменений определяется частотным расстоя-

нием между соседними модами Лэмба, которое обратно пропорционально толщине планарной структуры.

Осциллирующие изменения спектра вызваны тем, что резонансные частоты акустических колебаний от магнитного поля практически не зависят, тогда как резонансные частоты магнитоакустических колебаний пропорциональны величине внешнего магнитного поля. Легче пояснить это на примере какого-либо  $i$ -го обменного МСК, вол-

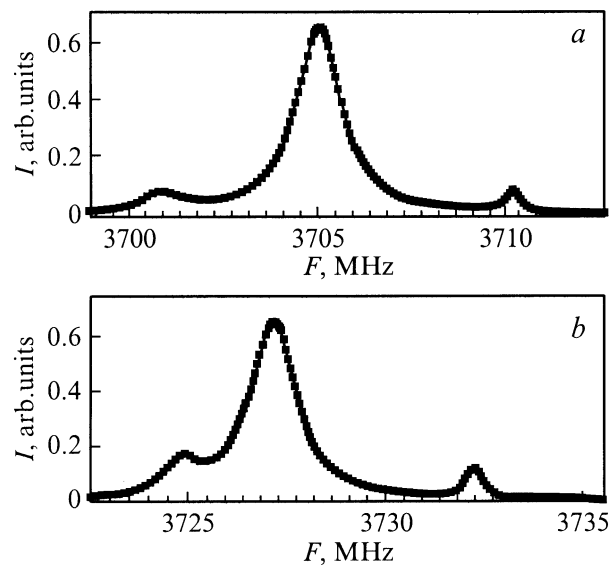
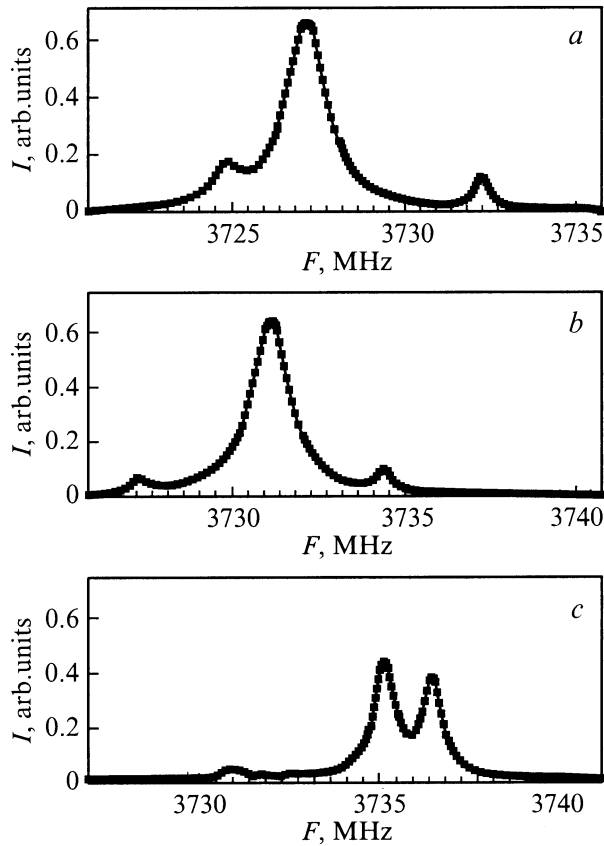


Рис. 3. Расчетные участки спектров колебаний, которые должны наблюдаться в дисковых резонаторах при  $q = 150$  (*a*) и  $212 \text{ cm}^{-1}$  (*b*).



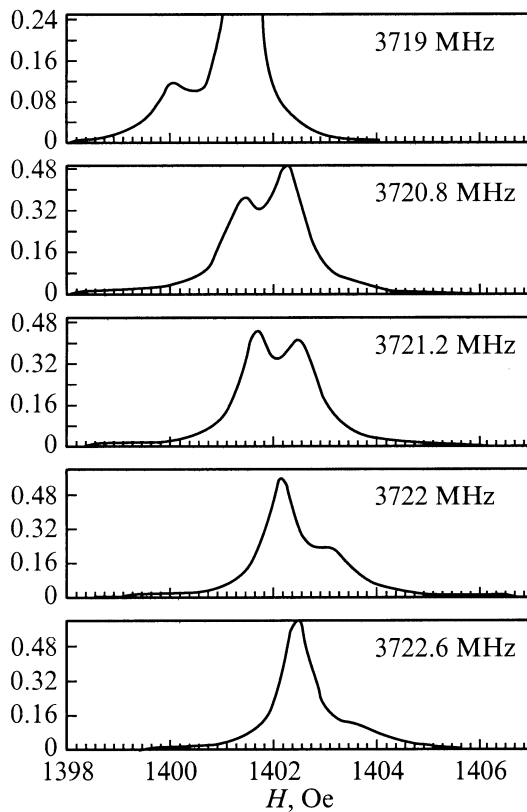
**Рис. 4.** Расчетный участок спектра колебаний, которые должны возбуждаться в дисковом резонаторе при  $q = 240 \text{ cm}^{-1}$ , при трех значениях магнитного поля (Ое): 1405 (a), 1407 (b), 1408.7 (c).

новое число которого в исследуемом диапазоне частот порядка волнового числа акустической волны. Допустим, что в начальный момент его резонансная частота не совпадает ни с одной из собственных частот акустических мод, поэтому его  $m_i(z)$  практически симметрична относительно середины пленки и интенсивность близка к нулю. С ростом величины магнитного поля резонансная частота выбранного нами колебания будет увеличиваться и в какой-то момент времени начнет приближаться к резонансной частоте  $j$ -й акустической моды. В результате обменно-акустическое колебание будет наблюдаться в спектре, так как симметричное распределение  $m_i(z)$  относительно середины пленки нарушается вследствие гибридизации с акустической модой. Таким образом, непосредственное взаимодействие обменных колебаний с акустическими модами является первой причиной осцилляций вида спектра. Следует отметить, что в зависимости от силы магнитострикционной связи при переходе резонансной частоты обменного колебания через резонансную частоту акустического колебания наблюдается либо расталкивание колебаний, либо плавный переход одного колебания через другое.

Второй причиной осцилляций спектра является дипольное взаимодействие обменно-акустических колебаний с дипольными МСК. Действительно, вследствие свя-

зи с акустической модой изменится положение обменного МСК в спектре магнитоакустических колебаний. Если, например, резонансная частота обменно-акустического колебания приблизится к резонансной частоте одного из дипольных колебаний, в распределении  $m(z)$  появится дипольная компонента и будет возбуждаться гибридное дипольно-обменно-акустическое колебание. При достаточно сильном взаимодействии дипольных полей обменно-акустического и дипольного колебаний при переходе резонансной частоты дипольного колебания через резонансную частоту обменно-акустического колебания будет наблюдаться характерное расталкивание колебаний, в противном случае будет происходить изменение интенсивности, формы и ширины резонансной кривой дипольного МСК и обменно-акустического колебания. При дальнейшем росте магнитного поля при совпадении резонансной частоты дипольного МСК с резонансной частотой следующей моды Лэмба картина должна повториться.

Теперь рассмотрим аналогичные эффекты изменений вида спектра, но в более привычной для эксперимента форме: развертка по магнитному полю и наблюдение зависимости резонансных магнитных полей и интенсивностей возбуждаемых колебаний от частоты как от параметра. Считаем, что расстояние между соседними резонансными частотами акустических мод много больше ширины резонансной кривой акустического резонанса. Это справедливо для экспериментов, проводимых в планарных структурах пленка ЖИГ-подложка ГГГ, так как в диапазоне частот 2–8 GHz в галлий-гадолиниевом гранате акустические потери соответствуют  $\Delta f \approx 0.05\text{--}0.15 \text{ MHz}$ , тогда как при толщине планарной структуры  $450 \mu\text{m}$  расстояние между соседними поперечными акустическими резонансами порядка 3.5 MHz. В отличие от предыдущего случая при заданной частоте возбуждения  $f$  наиболее эффективно возбуждается только одна ( $i$ -я) акустическая мода, резонансная частота которой  $f_{\text{res}}^i$  наиболее близка к частоте микроволнового поля  $f$ , так как ширина резонансной кривой акустического резонанса много меньше частотного расстояния между соседними акустическими резонансами. Для обменных мод, связанных с акустической системой, вклад акустической компоненты минимален, когда  $f \approx (f_{\text{res}}^i + f_{\text{res}}^{i+1})/2$ . На этих частотах резонансные магнитные поля магнитоакустических мод близки к значениям, которые имели бы место в отсутствие магнитоакустической связи. При приближении частоты возбуждения к одной из собственных частот акустических мод в колебании увеличивается вклад акустической компоненты и ослабевает зависимость резонансной частоты от магнитного поля, или, что то же самое, усиливается зависимость резонансного магнитного поля от частоты. При совпадении резонансных магнитных полей такого обменно-акустического колебания с резонансным магнитным полем одного из дипольных колебаний имеет место возбуждение дипольно-обменно-акустических колебаний (рис. 5). Взаимодействие между колебаниями осуществляется за счет их дипольных полей. Если это взаимодействие сильно, наблюдается характерное рас-



**Рис. 5.** Видоизменение спектра при развертке по магнитному полю в зависимости от частоты возбуждения.  $q = 220 \text{ cm}^{-1}$ . Обменно-акустическое колебание имеет более сильную зависимость от частоты. При переходе его через дипольное колебание имеет место возбуждение гибридных дипольно-обменно-акустических колебаний ( $f = 3721.2 \text{ MHz}$ ).

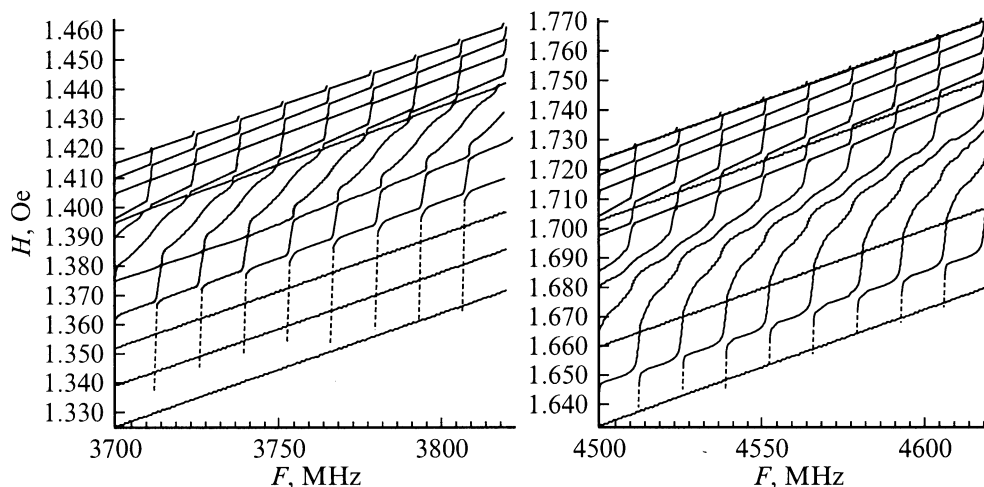
талкивание колебаний. На рис. 6 показаны расчетные частотные зависимости резонансных магнитных полей магнитоупругих колебаний при  $q = 220 \text{ cm}^{-1}$ . Для магнитных колебаний, не связанных с акустической сис-

темой, зависимости  $H_{\text{res}}(f)$  представляют собой линии с наклоном  $\gamma$ . В отсутствие магнитоупругой связи акустические моды были бы представлены вертикальными эквидистантно расположенными прямыми. Сравнение рис. 6, *a* и *b* наглядно показывает, что с увеличением частоты возбуждения область взаимодействия с акустическими модами отдалается от начала спектра МСВ.

Таким образом, в области фазового синхронизма высших толщинных обменных магнитоакустических и акустических волн имеет место сильная перестройка спектра, вызванная кардинальным изменением структуры связанных магнитоакустических колебаний. В результате становится возможным линейное возбуждение обменно-акустических колебаний вне зависимости от степени закрепления поверхностных спинов. При совпадении условий возбуждения обменно-акустических колебаний и дипольных колебаний возбуждаются гибридные дипольно-обменно-акустические колебания.

Связь дипольных колебаний с упругой системой за счет обменной компоненты на много порядков величины превосходит непосредственную связь дипольных колебаний с акустическими модами. На дисперсионных зависимостях наблюдается характерное расталкивание дисперсионных ветвей дипольных, обменных и акустических мод.

Вследствие дискретности спектра упругих возбуждений в планарной структуре и из-за различной зависимости спектров акустических и магнитных волн от магнитного поля наблюдаются частотные осцилляции наблюдаемого спектра при развертке по магнитному полю, и соответственно наоборот имеют место осцилляции вида спектра в развертке по частоте при изменении магнитного поля. Вследствие очень сильной магнитоупругой связи эффективное возбуждение магнитоакустических колебаний может наблюдаться в области частот и магнитных полей, находящейся достаточно далеко от области точного выполнения условий фазового синхронизма обменно-акустических волн.



**Рис. 6.** Зависимость резонансных магнитных полей магнитоакустических колебаний от частоты в двух частотных диапазонах. С увеличением частоты область сильной связи обменных мод с акустическими модами отдалается от начала спектра МСВ.

## Список литературы

- [1] В. Штраусс. В кн.: У. Мэзон. Физическая акустика. Т. IV, часть Б.
- [2] А.С. Бугаев, Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Ю.А. Филимонов. ФТТ **23**, 9, 2647 (1981).
- [3] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Г.Т. Казаков и др. Письма в ЖТФ **39**, 9, 500 (1981).
- [4] Ю.А. Филимонов. Автореф. канд. дис. (1982). 167 с.
- [5] Б.Н. Филиппов, В.Д. Болтачев, Ю.Г. Лебедев. ФММ **49**, 6, 1150 (1980).
- [6] В.Б. Горский, А.В. Помялов. Письма в ЖТФ **15**, 7, 61 (1989).
- [7] А.С. Бугаев, В.Б. Горский. РЭ *I*, 1 (1992).
- [8] M. Sparks. Phys. Rev. **V1**, 9, 3831 (1970).
- [9] Ю.В. Гуляев, А.С. Бугаев, П.Е. Зильберман. Письма в ЖТФ **9**, 600 (1979).
- [10] A.S. Bugaev, V.B. Gorsky. Abstracts of 1997 IEEE International Ultrasonic Symposium. PFF-1 P. 97.
- [11] A.S. Bugaev, V.B. Gorsky. Extended Abstracts of International Conference on Solid State Device and Materials. Yokohama, Japan (1994). P. 823.
- [12] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман. Изв. вузов. Физика **31**, 11, 6 (1988).
- [13] А.В. Луговской, П.Е. Зильберман. ФТТ **24**, 2, 458 (1982).