Карпачев С. Н.

ПОРИСТОСТЬ И МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В НИКЕЛЬ-ЦИНКОВОМ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ФЕРРИТЕ

Адрес статьи: www.gramota.net/materials/1/2008/7/27.html

Статья опубликована в авторской редакции и отражает точку зрения автора(ов) по рассматриваемому вопросу.

Источник

Альманах современной науки и образования

Тамбов: Грамота, 2008. № 7 (14). С. 80-81. ISSN 1993-5552.

Адрес журнала: www.gramota.net/editions/1.html

Содержание данного номера журнала: www.gramota.net/materials/1/2008/7/

© Издательство "Грамота"

Информация о возможности публикации статей в журнале размещена на Интернет сайте издательства: www.gramota.net

Вопросы, связанные с публикациями научных материалов, редакция просит направлять на адрес: almanac@gramota.net

ПОРИСТОСТЬ И МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В НИКЕЛЬ-ЦИНКОВОМ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ФЕРРИТЕ

Карпачев С. Н.
МГУ им. М. В. Ломоносова

Как известно [Гуревич 1994, Беляева 1992: 107], магнитоакустический резонанс заключается в синхронном взаимодействии спиновой и упругой волн и интенсивном энергообмене между магнитной и упругой подсистемами магнетика. В области резонанса происходит существенное (на несколько порядков) увеличение эффективной магнитоакустической нелинейности [Беляева 1992: 107]. Это, в свою очередь, приводит к резонансному росту эффективности нелинейных явлений, в частности, взаимодействия встречно распространяющихся волн [Зарембо 1994: 56, Зарембо 1993: 17], приводящего к появлению однородных колебаний намагниченности (спинового отклика) с частотой, равной удвоенной частоте этих волн (при условии равенства частот встречных волн). Следует подчеркнуть, что неоднородность внутреннего поля, возникающая вследствие неэллипсоидальности формы [Зарембо 1994: 56, Зарембо 1992: 1327], наличие дефектов, включений, различной локальной пористости, предоставляют принципиальную возможность локализации области магнитоакустического резонанса, которая может перемещаться по образцу при изменении внешнего поля. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование нелинейного взаимодействия встречных магнитоупругих волн в поликристаллах пористых ферритов в условиях магнитоакустического резонанса.

Исследуемые образцы представляли собой поликристаллы состава $Ni_{0.2}Zn_{0.247}Co_{0.003}Cu_{0.05}Fe_{2.5}O_4$, имевшие форму параллелепипедов одинаковых размеров 3*4*15 mm^3 с пористостью 1.9, 2.7, 3.6, 17 и 30%%.

Возбуждение ультразвуковых волн на частоте 30 MHz осуществлялось с помощью пьезопреобразователей сдвиговых волн из $LiNbO_3$. Акустические импульсы длительностью 1,5 μs распространялись вдоль длинной грани образцов. Внешнее поле было приложено в том же направлении. Преобразователи были включены параллельно, вследствие чего область взаимодействия встречных волн находилась в центре образцов, где неоднородность внутреннего поля, связанная с формой, - минимальна. Размеры области взаимодействия составляли примерно 2 mm. Исследовалась зависимость амплитуды спинового отклика $S_{2\omega}(H_0)$ от внешнего поля (сигнал снимался с катушки, охватывающей образец).

Эксперименты проводились на многофункциональном автоматизированном магнитоакустическом спектрометре, подробное описание которого приведено в [Зарембо 1994: 56].

На Рис. 1 (кривые 1-3) приведены зависимости $S_{2\omega}(H_o)$ - амплитуды спинового отклика (в относительных единицах) от величины внешнего поля H_o для образцов с пористостью 1.9, 17 и 30%%, соответственно.

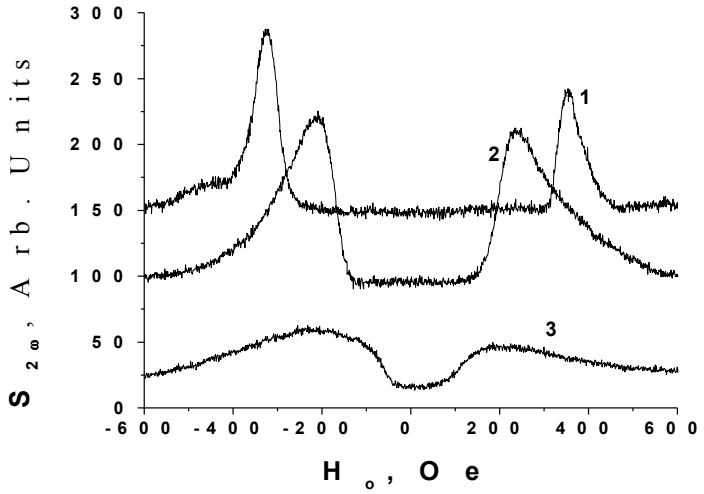

Рис. 1.

С ростом пористости P уменьшаются абсолютные (резонансные) значения H_o^{res} внешнего поля , соответствующего максимуму сигнала спинового отклика (Рис. 2, линия 1), а ширина ΔH_o по внешнему полю линии спинового отклика растет (Рис. 2, линия 2). Первое обстоятельство может быть объяснено уменьшением внутреннего магнитного поля вследствие уменьшения магнитного момента, приходящегося на единицу объема из-за увеличенной пористости образца.

Уширение линии спинового отклика с ростом пористости образцов может быть, по-видимому, объяснено увеличением неоднородности внутреннего магнитного поля вследствие увеличения амплитуды скачков раз-

магничивающего поля на границах пор. Нужно отметить, что несколько похожий эффект имеет место и для ферромагнитного резонанса [Гуревич 1994].

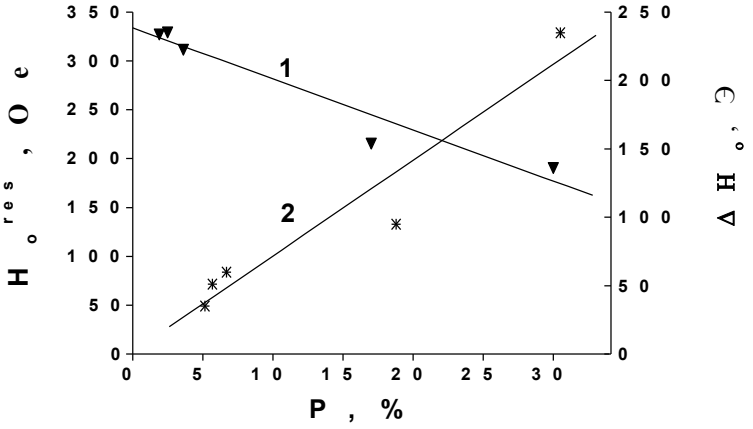

Рис. 2.

В заключение необходимо отметить, что существует возможность измерения пористости в различных областях образца, т.е., *локальной* пористости, посредством перемещения области взаимодействия встречных магнитоупругих волн в образце при изменении относительной временной задержки встречных импульсов. Разумеется, для этого должна быть устранена неоднородность внутреннего магнитного поля, связанная с неэллипсоидальностью формы поликристалла, которая, как уже указывалось, сама по себе уширяет линию магнитоакустического резонанса и может маскировать эффекты, связанные с пористостью.

Список использованной литературы

1. **Беляева О. Ю., Зарембо Л. К., Карпачев С. Н.** УФН. – 1992. - Т. 62. - № 2. - С. 107.
2. **Гуревич Г. А., Мелков Г. А.** Магнитные колебания и волны. – Москва: Физматлит, 1994. - 464 с.
3. **Зарембо Л. К., Карпачев С. Н., Беляева О. Ю.** ФТТ. – 1992. - Т. 34. - № 5. - С. 1327.
4. **Зарембо Л. К., Карпачев С. Н., Польченко В. Н.** Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия. – 1994. - Т. 35. - № 3. - С. 56.
5. **Зарембо Л. К., Карпачев С. Н., Яфасов А. И.** Письма в ЖТФ. – 1993. - Т. 19. - Вып. 19. - С. 17.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

Кирьянов Д. А., Храпов П. В.
Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана

В статье рассматривается вопрос моделирования эволюции пространственных звездных систем с помощью ЭВМ, приводится математическая модель, позволяющая смоделировать линзовые, эллиптические, неправильные звездные системы, а также некоторое приближение спиральных галактик.

Первое приближение пространственной модели легко получить, смоделировав облако частиц-звезд и задав закон гравитационного взаимодействия. Далее весь процесс сведется к численному решению задачи Коши для системы дифференциальных уравнений второго порядка вида:

$$\vec{r}_i'' = \gamma \sum_{i \neq j}^{N} \frac{m_j}{R_{ij}^3}(\vec{r}_j - \vec{r}_i)$$

, начальные условия: $\vec{r}_i = \vec{r}_{oi}, \vec{r}'_i = \vec{r}'_{oi}$ **i=1,…,N.**

Распишем систему уравнений в проекции на координатные оси:

$$x_i'' = \gamma \sum_{i \neq j}^{N} \frac{m_j}{R_{ij}^3}(x_j - x_i)$$

$$y_i'' = \gamma \sum_{i \neq j}^{N} \frac{m_j}{R_{ij}^3}(y_j - y_i)$$

$$z_i'' = \gamma \sum_{i \neq j}^{N} \frac{m_j}{R_{ij}^3}(z_j - z_i)$$

При этом особенно важен выбор численного метода интегрирования системы дифференциальных уравнений, поскольку для моделирования галактики, по форме приближенной к настоящей необходимо рассмотреть как минимум несколько тысяч частиц. Обычно в крупной спиральной галактике около 200 миллиардов звезд, но первое приближение модели можно получить и с меньшим их числом. В практике вычисли-