



УДК 537.622:537.326

© *Е. А. Жуков, А. В. Каминский, В. В. Корчевский, Ю. И. Щербаков, В. И. Жукова*

ИЗМЕРЕНИЕ УПРУГИХ И МАГНИТОУПРУГИХ КОНСТАНТ МАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Жуков Е. А. – д-р физ.-мат. наук, проф. кафедры «Электротехника и электроника», e-mail: e_a_zhukov@mail.ru; *Каминский А. В.* – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры «Электротехника и электроника», e-mail: Ak13636@mail.ru; *Корчевский В. В.* – д-р физ.-мат. наук, зав. кафедрой «Электротехника и электроника», e-mail: kvv@ele.khstu.ru; *Щербаков Ю. И.* – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры «Физика» (ТОГУ); *Жукова В. И.* – канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры «Высшая математика» (ДВГУПС).

Предложен метод измерения магнитных, упругих и магнитоупругих констант магнитных кристаллов, основанный на измерениях зависимостей резонансных частот изгибных колебаний от магнитного поля. Метод экспериментально апробирован на пластинах слабых ферромагнетиков.

The method for measuring of magnetic, elastic and magnetoelastic constants of magnetic crystals based on measurements of the dependence of the resonant frequencies of flexural vibrations on the magnetic field is proposed. The method was tested experimentally on the plates of weak ferromagnets.

Ключевые слова: изгибные колебания, волны Лэмба, слабые ферромагнетики, резонансная частота, борат железа, гематит.

Развитие информационно-телекоммуникационных систем в последние десятилетия характеризуется процессом миниатюризации электронной компонентной базы вплоть до нанометрового диапазона, ростом частоты переключения до единиц терагерц. При этом основой многих из устройств стали пластины и стержни магнитных кристаллов [1, 2]. Для достижения заданных свойств элементы создаются из слоев различных кристаллов [3–5] или из кристаллов с частично замещенными ионами (например, редкоземельный ион в ортоферритах частично заменяется ионом висмута [6]). Скорость срабатывания этих устройств определяется динамикой магнитной подсистемы, которая взаимодействует с акустической подсистемой. Для учета этого взаимодействия необходим контроль за магнитными, упругими и магнитоупругими константами гетероструктур.

В настоящей работе предложен метод измерения магнитных, упругих и магнитоупругих констант магнитных кристаллов. Метод основан на измерениях зависимостей резонансных частот изгибных колебаний пластин от магнитного поля.

Согласно [7] закону дисперсии изгибных колебаний ферро- и антиферромагнитных пластин, ограниченных вдоль оси кристаллографической оси C при направлении магнитного поля, магнитного момента и волнового вектора вдоль кристаллографической оси A , выглядит следующим образом:

$$(2\pi f)^2 = \frac{D}{\rho} k^2 + \frac{D_1}{12\rho} \left(\frac{dc_3}{c_2} \right)^2 k^4, \quad (1)$$

где: f – частота, ρ – плотность, k – волновое число, d – толщина пластины. Рассмотрим легкоплоскостные антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом и малой анизотропией в плоскости базиса. В этом случае [7]:

$$\begin{aligned} D &= c_1 - c_3^2/c_2; \quad D_1 = c_{11} - c_{13}^2/c_{33}; \\ c_1 &= c_{44} - \frac{K}{4} - b_{44} - \left(b_{44} - \frac{K}{2} \right)^2 \frac{1}{M(2mH + H_a)}; \\ c_2 &= c_{44} + \frac{K}{4} + b_{44} - \left(b_{44} - \frac{K}{2} \right)^2 \frac{1}{M(2mH + H_a)}; \\ c_3 &= c_{44} - \frac{K}{4} - \left(b_{44}^2 - \frac{K^2}{4} \right) \frac{1}{M(2mH + H_a)}, \end{aligned}$$

где: c_{ik} , b_{ik} – упругие и магнитоупругие константы, m – единичный вектор намагниченности, M – магнитный момент подрешеток; $K = MH_a$ – константа анизотропии, H_a – поле анизотропии.

В отсутствии внешнего магнитного поля ($H = 0$) закон дисперсии квадратичный, ($f \sim k^2$, $D = 0$), как и для немагнитных кристаллических пластин. Согласно [7], магнитное поле придает дополнительную поперечную жесткость, в законе дисперсии появляется слагаемое, соответствующее объемному звуку. В результате дисперсия изгибных колебаний становится промежуточной между квадратичной и линейной зависимостью.

Упругие константы по порядку величины $c_{ik} \sim 10^{11}$ эрг/см³, магнитоупругие константы b_{ik} и константа анизотропии K значительно меньше (для гематита и бората железа, например, $\sim 10^6$ эрг/см³). Малость констант b_{ik} и K по отношению к c_{ik} позволяет представить зависимость (1) в линеаризованной форме:

$$Y = f_\infty^2 + (f_0^2 - f_\infty^2)X, \quad (2)$$

где:



$$Y = f^2, X = \left(1 + \frac{2mH}{H_a}\right)^{-1},$$

f_0, f_∞ – предельные частоты при $H = 0$ и $H \rightarrow \infty$, соответственно:

$$f_0^2 = \frac{(c_{11} - c_{13}^2/c_{33})}{12\rho} d^2 k^4; \quad f_\infty^2 = \frac{K}{\rho} k^2 + f_0^2 \left[1 - \frac{2(b_{44} + K/2)}{(c_{44} - b_{44}^2/K)}\right],$$

что позволяет, используя метод наименьших квадратов, определить комбинации магнитных, упругих и магнитоупругих параметров $m/H_a, f_0$ и f_∞ .

Метод экспериментально апробирован на пластинах гематита и бората железа, ряд уникальных свойств которых, в частности, магнитооптических [8], делают их перспективными для применения в быстродействующих устройствах обработки информации. Эти кристаллы характеризуются сильной магнитоакустической связью [8], приводящей к нелинейности динамики доменных границ [8–11] и нелинейности акустических волн [12–14], а также сверхбыстрой динамикой магнитной подсистемы [15].

Экспериментальная методика аналогична описанной в [14]. Исследуемый образец закреплялся на поверхности пьезокерамической пластины. Создание магнитного поля осуществлялось постоянным магнитом, измерение величины поля – датчиком Холла. Луч He-Ne лазера ЛГН – 223 – 1 ($\lambda = 0,63$ мкм) был сфокусирован на поверхности свободной части образца, а отраженный от поверхности образца луч был направлен на фотодиод. Мостовая измерительная схема была реализована на базе двух секций четырехсекционного фотодиода ФДК-142.

Для возбуждения изгибных колебаний к пьезокерамической пластине прикладывалось синусоидальное напряжение от генератора сигналов звуковой частоты ГЗ – 112 ($U_m = 15$ В). Этот сигнал, а также сигнал с фотодиодной измерительной схемы подавались на входы запоминающего цифрового осциллографа Tektronix TDS5054B, позволяющего получать осциллограммы, усредненные за несколько десятков проходов.

На определенных частотах подаваемого на пьезокерамику напряжения наблюдалось резкое увеличение амплитуды изгибных колебаний пластины образца, что фиксировалось по сигналу фотодиода. Снимались зависимость амплитуды сигнала фотодиода от частоты и зависимость фазового сдвига между подаваемым на пьезокерамику напряжением и сигналом фотодиода. Они позволили определить зависимость резонансной частоты изгибных колебаний от величины магнитного поля.

На рис. 1, 2 приведены линеаризованные зависимости $Y(X)$ по данным измерений, и прямые, построенные по методу наименьших квадратов для пластин гематита (рис. 1) с толщинами 120 мкм (а) и 85 мкм (б). На и для пластин бората железа (рис. 2) с толщинами 80 мкм (а) и 37,5 мкм (б).

По этим данным с хорошей точностью можно определить комбинацию магнитных параметров m/H_a , и измерить константы f_0 , f_∞ . Так, по данным для двух разных кристаллов гематита (рис. 1), с дисперсией $< 0,005$, интегралом перекрытия $> 0,99999$, комбинация m/H_a оказывается равной $1,9 \cdot 10^{-3} \text{ Э}^{-1}$, что согласуется с известными параметрами $m = 0,0013$, $H_a = 0,7 \text{ Э}$ из [16]. Аналогичные расчеты для двух образцов бората железа (рис. 2) дают $m/H_a = 7,96 \cdot 10^{-3} \text{ Э}^{-1}$, что согласуется параметрами $m = 0,0082$, $H_a \sim 1 \text{ Э}$, из [16]. При этом параметры f_0 [кГц] равны 38,394, 18,159, 86,699, 30,401, а f_∞ [кГц] – 41,076, 19,068, 87,508, 30,887, соответственно.

Используя образцы пластин, вырезанные в разных кристаллографических плоскостях, и возбуждая изгибные колебания с различными направлениями волнового вектора, можно получить систему уравнения для соответствующих комбинаций f_0 , из которых можно определить упругие константы. Используя эти константы, можно из системы уравнений для f_∞ определить магнитоупругие константы.

Таким образом, предложенная методика позволяет определять упругие, магнитоупругие и магнитные константы. При этом результаты измерений являются чувствительными к качеству обработки только двух поверхностей, ограничивающих пластину (в нашем случае вдоль оси С), и не зависят от размеров и формы образцов по другим координатам, что выгодно отличает его от традиционной методики, в котором измерения проводятся на образцах, грани которых обработаны со всех сторон [16]. Последнее свойство может стать незаменимым при измерении констант наноразмерных гетероструктур.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках аналитической ведомственной целевой программы «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект № 2.1.1/11383).

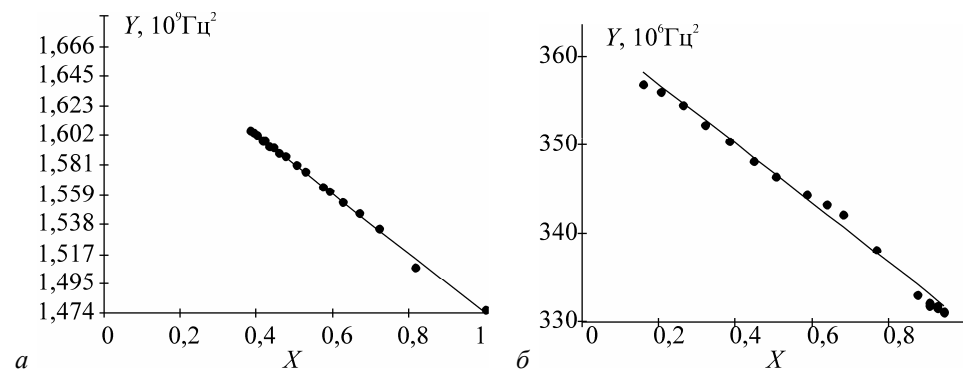


Рис. 1. Линеаризованная зависимость $Y(X)$ для пластины гематита с толщинами 120 мкм (а) и 85 мкм (б)

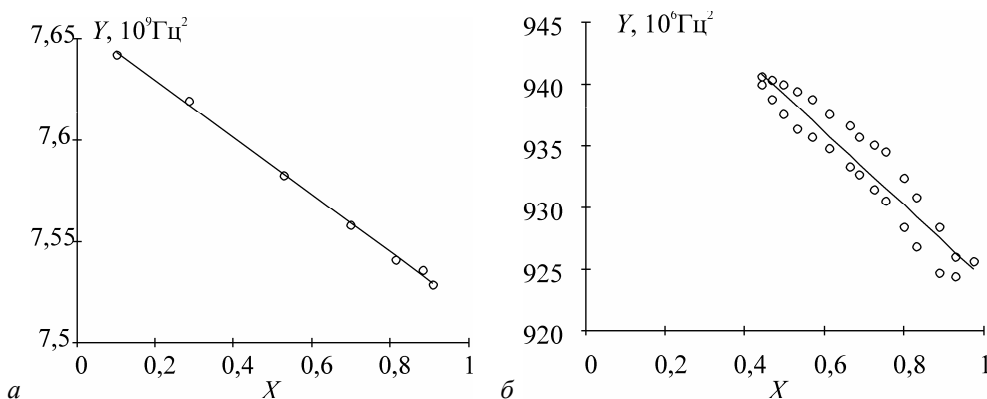


Рис. 2. Линеаризованная зависимость $Y(X)$ для пластин бората железа с толщинами 80 мкм (а) и 37,5 мкм (б)

Библиографические ссылки

1. Голенищев-Кутузов А. В., Голенищев-Кутузов В. А., Калимуллин Р. И. Индуцированные доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах. – М.: Физматлит, 2003.
2. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III* / Edited by B. Hillebrands and A. Thiaville. – Berlin: Springer-Verlag, Topics in Applied Physics. – 2006. – V. 101.
3. Mostovoy M. Multiferroics go high- T_c / Nature materials. – 2008. – V. 7.
4. Rijnders G., Blank Dave H. A. An atomic force pencil and eraser // Ibidem.
5. Cen C., Thiel S., Hammerl G., Schneider C. W., Andersen K. E., Hellberg C. S., Mannhart J., Levy J. Nanoscale control of an interfacial metal-insulator transition at room temperature // Ibidem.
6. Palkar V. R., Prashanthi K. Observation of magnetoelectric coupling in Bi_{0.7}Dy_{0.3}FeO₃ thin films at room temperature // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 93.
7. Гуляев Ю. В., Дикунтейн И. Е., Шавров В. Г. Поверхностные магнитоакустические волны в магнитных кристаллах в области ориентационных фазовых переходов // УФН. – 1997. – № 7. – Т. 167.
8. Bar'yakhtar V. G., Chetkin M. V, Ivanov B. A., Gadetskii S. N. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory. – Berlin: Springer-Verlag, Springer Tracts in Modern Physics, 1994. – V. 129.
9. Ким П. Д., Хван Д. Ч. Вынужденные колебания доменной стенки на высоких частотах // ФТТ. – Т. 24. – Вып. 8. – 1982.
10. Жуков Е. А., Кузьменко А. П., Щербаков Ю. И. Торможение движущейся доменной границы в слабых ферромагнетиках // ФТТ. – Т. 50. – В. 6. – 2008.
11. Кузьменко А. П., Жуков Е. А., Ли Ц. Резонансное возбуждение магнитоупругих колебаний в ортоферритах одиночной доменной границей // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – № 1. – 2005.
12. Ожогин В. И., Преображенский В. Л. Ангармонизм смешанных мод и гигантская акустическая нелинейность антиферромагнетиков // УФН. – Т. 155. – Вып. 4. – 1988.



13. Жуков Е. А., Жукова В. И., Кузьменко А. П., Щербаков Ю. И. Нелинейные магнитоакустические взаимодействия в слабых ферромагнетиках // Известия РАН. – № 10. – Т. 74. – 2010.

14. Жуков Е. А., Каминский А. В., Щербаков Ю. И. Изгибные колебания пластин бората железа в магнитном поле // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – № 2. – 2010.

15. Kalashnikova A. M., Kimel A. V., Pisarev R. V., Gridnev V. N., Kirilyuk A., Rasing Th. Impulsive Generation of Coherent Magnons by Linearly Polarized Light in the Easy-Plane Antiferromagnet FeBO₃ // Phys. Rev. Lett. – 2007 – V. 99. – № 16. –

16. Burzo E. Magnetic Properties of Non-Metallic Inorganic Compounds Based on Transition // Landolt-Börnstein. Elements Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology / Edited by K.-H. Hellwege. – Berlin: Springer-Verlag, New Series, Group III: Solid State Physics. – 1993. – V. 27h.