

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ФЕРРИТАХ

© 2016 г. В.В. СОКОЛОВ, М.И. ОСИПОВ

Московский технологический университет (МИРЭА)
e-mail: v_sokolov@mirea.ru, m_osipov@mirea.ru

Ферриты — это комплексные металлические окислы, обладающие магнитными свойствами. Ферриты широко используются в современной радиотехнической аппаратуре, в автоматике, телемеханике, в частности, ферриты используются в линиях задержки [1]. В настоящее время ферриты используются в качестве дисперсной фазы магнитных наножидкостей [2].

Акустические свойства ферритов достаточно хорошо изучены в гиперзвуковом диапазоне частот [3], но мало исследованы в ультразвуковом диапазоне частот.

Целью работы является теоретическое описание влияния намагничивающего поля на скорость распространения ультразвука в ферритах.

Среди известных методов измерения относительного изменения скорости ультразвука наиболее высокую точность имеет фазово-импульсный метод переменной частоты, обеспечивающий измерение относительного изменения скорости ультразвука порядка 10^{-5} [4]. Этот метод был использован в работе [5] для изучения влияния магнитного поля на измерение скорости ультразвука в двух цилиндрических образцах ферритов одинаковой длины ($L=45$ мм), но разных диаметров М400НН ($d=10$ мм) и М30ВЧ2 ($d=8$ мм). Радиоимпульс поступал на пьезопреобразователь и трансформировался в акустический импульс, который после прохождения через образец преобразовывался на приемном преобразователе в радиоимпульс, усиливался и поступал на вход осциллографа. На второй вход осциллографа поступал опорный сигнал от генератора синусоидальных колебаний, который предварительно проходил через аттенюатор. Варьируя степень ослабления и частоту опорного сигнала, добивались его сложения с зондирующим радиоимпульсом в противофазе, результатом чего являлось появление нулевой линии на экране осциллографа.

Относительное изменение скорости распространения ультразвука определялось по формуле:

$$\Delta = \frac{C_1 - C_0}{C_0} = \frac{f - f_0}{f_0} \quad (1)$$

Здесь C_0 и f_0 - скорость ультразвука и частота, соответственно, при отсутствии магнитного поля, C_1 и f - при вариации величины внешнего магнитного поля. Все измерения проводились при комнатной температуре и при параллельной ориентации вектора магнитной индукции и волнового вектора. Частота ультразвука была 2,8 МГц. Экспериментальные данные [5] приведены на рис. 1, где кружками обозначены данные для образца М400НН, а треугольниками - для образца М30ВЧ2. Образец М30ВЧ2 практически не имеет петли гистерезиса (магнитомягкий феррит) и предназначен для применения на частотах выше 5 МГц, образец М400НН предназначен для применения на низких частотах.

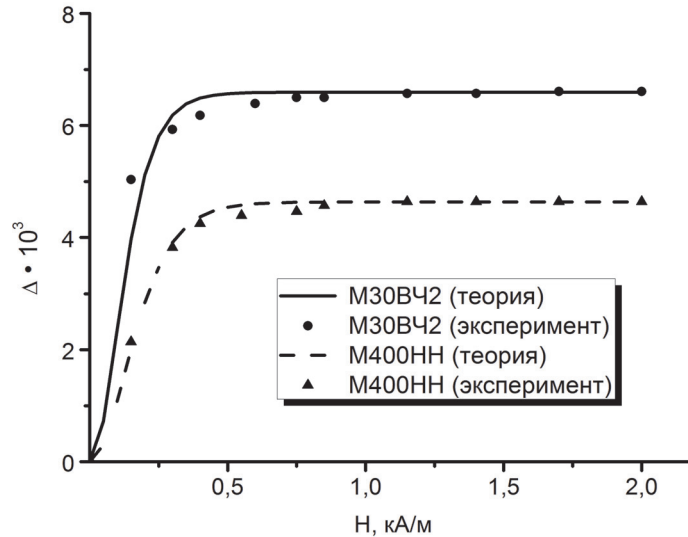


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов.

Для описания этих экспериментальных результатов используем теорию распространения упругих волн в непроводящем твердом теле плотностью ρ с замороженной намагниченностью $M = \rho m$ [6]. В отсутствии диссипативных эффектов система уравнений магнитоупругости твердого тела имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial q_i}{\partial x_i} \right) &= 0; \\ \frac{dm_i}{dt} &= m_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial q_i}{\partial t} \right); \\ \rho \frac{d^2 q_i}{dt^2} &= \frac{\partial}{\partial x_n} \left(\rho \frac{\partial u}{\partial q_{k,n}} \left(\delta_{ki} - \frac{\partial q_k}{\partial x_i} \right) + \rho m_n \left(\frac{\partial u}{\partial m_i} \right) \right) - H_i \frac{\partial (\rho m_j)}{\partial x_j}; \\ \nabla^2 \Psi &= 4\pi \frac{\partial (\rho m_j)}{\partial x_j}; \quad H_i = -\frac{\partial \Psi}{\partial x_i}. \quad (i, j, k=1, 2, 3). \end{aligned} \quad (2)$$

Последние два уравнения системы (2) являются магнитоэлектростатическими уравнениями Максвелла. Здесь введены обозначения: Ψ - скалярный потенциал магнитного поля H_i - компонента напряженности магнитного поля.

Система уравнений замыкается заданием конкретного вида удельной плотности внутренней энергии [7]:

$$\begin{aligned} u &= \frac{\lambda}{2} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz})^2 + \mu (\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2 + \varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2) \\ &+ \beta_1 (m_x^2 \varepsilon_{xx} + m_y^2 \varepsilon_{yy} + m_z^2 \varepsilon_{zz}) + 2\beta_2 (m_x m_y \varepsilon_{xy} + m_y m_z \varepsilon_{yz} + m_z m_x \varepsilon_{zx}) \\ &+ K (m_x^2 m_y^2 + m_z^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2), \end{aligned} \quad (3)$$

где λ, μ - коэффициенты Ламе, $\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial q_i}{\partial x_j} + \frac{\partial q_j}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{2} (q_{ij} + q_{ji})$ - тензор напряжений;

q_i - компонента вектора смещений индивидуальных точек твердого тела, β_1, β_2 - адиабатические константы магнитоупругой связи, K - константа анизотропии.

Экспериментальные результаты были получены только для параллельной ориентации напряженности магнитного поля и волнового вектора ультразвуковой волны. Для этого случая существенно упрощаются линеаризованные около невозмущенного состояния уравнения системы (2) и выражение (3). В результате стандартных вычислений получим следующую зависимость скорости распространения продольной волны малой амплитуды C_l от удельной намагниченности:

$$C_l^2 = C_{0l}^2 + 2\beta_1 m^2$$

Для сравнения с экспериментальными данными преобразуем эту формулу к виду (1)

$$\Delta = \frac{C_l - C_{0l}}{C_{0l}} = \frac{\beta_1 m^2}{C_{0l}^2}$$

Зависимость удельной намагниченности от напряженности магнитного поля определялась помощью эмпирической формулы:

$$m = m_s \cdot th\left(\frac{H}{H_*}\right),$$

где m_s - удельная намагниченность насыщения, H_* - эмпирический параметр.

Таблица 1

Физические свойства образцов				
	$\rho, \text{г} / \text{см}^3$	$C_{0l} \cdot 10^{-5}, \text{см} / \text{с}$	$m_s, \text{Гс} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{г}^{-1}$	$H_*, \text{э}$
M400НН	5	7.05	80	190
M30ВЧ2	4.2	5.14	57	145

Величина адиабатической константы магнитоупругой связи подбиралась таким образом, чтобы расхождение экспериментальных и теоретических результатов было минимальным. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов (сплошные линии) показано на рис. 1. Для низкочастотного феррита (М400НН) адиабатическая константа β_1 равна $9 \cdot 10^5 \text{ г} \cdot \text{с} \cdot \text{Гс}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, а для высокочастотного феррита (М30ВЧ2) β_1 равна $11.3 \cdot 10^5 \text{ г} \cdot \text{с} \cdot \text{Гс}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Как видно из рис. 1 для создания линии задержки на основе феррита М400НН оптимальным является диапазон напряженности магнитного поля 0.25 - 0.5 кА/м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goldman A. Modern ferrite technology. – Springer, 2006. 438 p.
2. Nabeel Rashin M., Hemalatha J. Magnetic and ultrasonic investigations on magnetite nanofluids // Ultrasonics. – 2012, v. 52, № 8, p. 1024-1029.
3. Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). – Л.: Наука, 1991. 148 с.
4. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. – М.: Мир, 1972. 307 с.
5. Евстигнеев М.А. Влияние магнитного поля на скорость распространения ультразвуковых волн в ферритах: диплом. работа. МГАПИ, Москва. 2001.
6. Sokolov V.V., Tomachev V.V. Ultrasonic wave propagation in a solid with frozen - in magnetization // Acoustical Physics. – 2000, v. 46, № 4, p. 474-478.
7. Такер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. – М. Мир, 1975. 453 с.