

01;05.2;08;09

СТАЦИОНАРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТОУПРУГИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

© Л.К.Зарембо, С.Н.Карпачев, В.В.Волков, А.И.Яфасов

Рассмотрены характерные типы стационарных нелинейных магнитоупругих волн в кубическом ферромагнетике в условиях однородных внутренних магнитных полей (т.е., например, в образцах сферической формы). Проведено численное решение уравнений движения для векторов намагниченности и механических смещений в сферических координатах. Показано, что эти типы волн в основном обусловлены кубической нелинейностью.

Как известно (см., например, [1]), магнитоупругие волны в магнитоупорядоченных кристаллах даже при сравнительно малых возмущениях нелинейны. Это явление проявляется особенно сильно в условиях магнитоакустического резонанса, когда синхронизм взаимодействий позволяет обмениваться энергией между магнитной и упругой подсистемой кристалла наиболее эффективно. Экспериментальные и теоретические исследования, проведенные ранее [2,3], касались в основном поведения линейных и нелинейных нестационарных (квазигармонических) волн: в характерных экспериментальных условиях вне резонанса эти волны имели характер, близкий к линейному. Определенный интерес представляет также исследование стационарных нелинейных магнитоупругих волн в монокристаллах ферромагнетиках.

В работе [4] были рассмотрены возможные типы нелинейных магнитоупругих волн в легкоплоскостных магнитных кристаллах на основе уравнений движения магнитного момента \mathbf{M} в сферических координатах z, θ, ϕ (z — ось, вдоль которой распространяются волны; θ — полярный и ϕ — азимутальный углы отклонения \mathbf{M} относительно оси z соответственно). Применяя данный подход к кубическим кристаллам в условиях стационарности волн и сохранения длины вектора \mathbf{M} , мы можем свести уравнения в частных производных, полученных на основе уравнений в декартовой системе координат [2]: к следующей системе нелинейных уравнений:

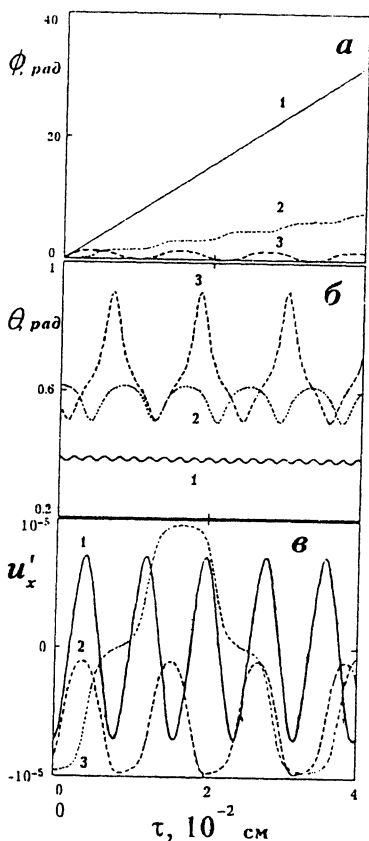
$$v \cdot d\theta/d\tau = \gamma \cdot K_1 / (2M_s) \cdot \sin^3(\theta) \cdot \sin(4\phi),$$

$$\begin{aligned}
& v \cdot d\phi/d\tau = -\gamma \cdot K_1/(2M_s) \times \\
& \times \left\{ 4 \cos(\theta) \cdot \cos(2\theta) + \sin(\theta) \cdot \sin(2\theta) \cdot \sin^2(2\phi) \right\} - \\
& - \gamma \cdot H_0 - \gamma \cdot (B_2)^2 \cdot M_s/(\rho \cdot v^2 - C_{44}) \cdot \cos(\theta) \cdot \cos(2\theta), \\
& du_x/d\tau = B_2 \cdot M_s/(2(\rho \cdot v^2 - C_{44})) \cdot \sin(2\theta) \cdot \cos(\phi), \\
& du_y/d\tau = B_2 \cdot M_s/(2(\rho \cdot v^2 - C_{44})) \cdot \sin(2\theta) \cdot \sin(\phi). \quad (1)
\end{aligned}$$

Здесь $\tau = z - vt$, где t — время, γ — гиромагнитное отношение, K_1 — постоянная анизотропии, M_s — намагниченность насыщения, B_2 — вторая магнитоупругая константа (деленная на M_s), ρ — плотность материала, H_0 — внешнее магнитное поле, C_{44} — поперечный модуль упругости, v — скорость магнитоупругой волны. Данная система уравнений записана в условиях распространения поперечной магнитоупругой волны вдоль оси z , параллельной оси [100] кристалла, вдоль которой также направлено постоянное магнитное поле H_0 . Аналитическое решение системы возможно лишь при малых θ . Легко видеть, что это приводит к гармонической магнитоупругой волне и известному для линейных волн закону дисперсии. При конечных θ нелинейность в основном определяется сложным рельефом поля анизотропии, в котором движется вектор намагниченности и аналитическое решение системы вряд ли возможно. Численное решение системы (1) проводилось методом Рунге–Кутты 4-го порядка [5] (интеграл τ от 0 до $4 \cdot 10^{-2}$ см, число точек интегрирования 2000). На рисунке, a – b представлены зависимости $\theta(\tau)$, $\phi(\tau)$ и $\partial u_x(\tau)/\partial z$ соответственно. Здесь $\partial u_x(\tau)/\partial z$ — компонента тензора деформаций; зависимость $\partial u_y(\tau)/\partial z$ имеет такой же характер. Расчеты проводились с использованием материальных параметров марганец-цинковой шпинели и отношения скоростей магнитоупругой и чисто упругой волн, равного 0.1.

Из приведенных результатов следует, что при значениях $\theta(\tau = 0) = \pi/8$ (кривые 1 на рис. 1) зависимость $\phi(\tau)$ линейна, что соответствует прецессии намагниченности внешнего магнитного поля с частотой $v \cdot d\phi/d\tau$, в то время как зависимость $\theta(\tau)$ описывает нутацию вектора M . При этом $\partial u_x(\tau)/\partial z$ описывает гармоническую волну относительно малой амплитуды (см. кривые 1 на рисунке). Отметим, что данные типы решений для $\theta(\tau)$ и $\phi(\tau)$ сохраняются при величинах начальных значений для θ от 0 вплоть до $\pi/8$.

При увеличении значения $\theta(0)$ от $\pi/8$ до $\pi/5$ (кривые 2 на рисунке) характер решений существенно изменяется: зависимость $\phi(\tau)$ описывает неравномерную прецессию намагниченности, в то время как решение для u_x и u_y предста-



Зависимость азимутального (а), полярного (б) углов отклонения магнитного момента и деформации (в) от расстояния в бегущей системе координат. Решения 1-3 получены при начальных условиях $\phi(0), \theta(0) = (0, \pi/8), (0, \pi/5.1)$ и $(\pi/10, \pi/5.7)$ соответственно; $H_0 = 10$ Э.

включает собой нелинейную стационарную волну с характерным ограниченным пологим участком в местах максимальной амплитуды. Это характерно для уравнений движения с кубической нелинейностью [6].

Обращает на себя внимание зависимость $\partial u_x(\tau)/\partial z$ при ненулевых начальных значениях θ и ϕ (кривая 3 на рисунке, в), имеющая постоянную составляющую. Данная особенность связана с ограниченным движением вектора намагниченности по углу ϕ : колебание намагниченности происходит в пределах от 0 до 57° . Это соответствует отличной от нуля средней намагниченности в плоскости (xOy), что вызывает постоянную составляющую в циркулярно поляризованной упругой компоненте. Из численных оценок

следует, что изменение типа волны (например, деформации) с гармонического (линейный) на существенно нелинейный (ср. кривые 1-3 на рисунке, в) происходит при интенсивности магнитоупругих волн порядка 20 Вт/см^2 .

Основным отличием подхода, реализованного в данной работе от метода, изложенного в [4], является наличие решения, отвечающего линейной магнитоупругой волне малой амплитуды ($\theta(0) \approx 0$) с известным дисперсионным соотношением [2], которое также может быть получено на основе (1). Отметим в заключение, что здесь, в отличие от [4], рост амплитуды волны приводит к существенному изменению типа волны (в [4] при тех же условиях характер волны приближается к волне прецессии намагниченности с постоянным углом θ). Данная особенность, видимо, связана с тем, что в нашем случае система магнитоупругих уравнений записана для кубических кристаллов с учетом постоянного внешнего магнитного поля.

Работа была проведена при поддержке РФФИ.

Список литературы

- [1] *Белыева О.Ю., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.* // УФН. 1992. Т. 162. № 2. С. 107.
- [2] *Тагер Дж., Рэмптон В.* Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975.
- [3] *Зарембо Л.К., Карпачев С.Н.* // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. В. 4 (10). С. 1499.
- [4] *Шаров В.Г., Кабыченков А.Ф.* ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 2. С. 580.
- [5] *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. М.: Наука, 1977. С. 702.
- [6] *Crighton D.G.* // Annual Review of Fluid Mechanics. 1980. V. 11. P. 11-33.

Московский государственный
университет им. М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
12 февраля 1996 г.