

05.2; 08; 09

© 1992

## ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ ДЛЯ РЕЛЕЕВСКИХ МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

М.Ф. Г а н и е в, Ю.А. К у з а в к о

Известно, что по мере приближения к точке ориентационного фазового перехода (ОФП) магнитоупругое (МУ) взаимодействие в магнитоупорядоченных веществах эффективно возрастает, обуславливая существенные изменения спектра как объемных, так и поверхностных магнитоакустических волн (ОМАВ и ПМАВ) [1, 2].

В частности, скорость ОМАВ и ПМАВ может значительно уменьшиться (в длинноволновом пределе стремится к нулю), а их затухание увеличится.

Такие особенности МАВ в магнетиках не могут не сказаться и на других акустических эффектах, например, на исследуемом в данной работе акустическом эффекте Фарадея (ЭФ) [3]. Для ОМАВ ЭФ впервые был обнаружен [4] в гематите – антиферромагнетике типа „легкая плоскость” (АФЛП), находящемся вблизи ОФП по внешнему магнитному полю  $H$ , приложенному в базисной плоскости кристалла. В нашей работе изучались рэлеевские волны (РВ) в образце гематита  $11 \times 2 \times 2$  мм<sup>3</sup>, вырезанном таким образом (см. вставку на рис. 1), что его поверхность не содержала симметричных направлений. Тогда вдоль его поверхности будет распространяться обобщенная РВ (ОРВ), в которой парциальными колебаниями являются связанные между собой две поперечные и продольная упругие компоненты.

Измерения проводились по обычной методике линии задержки на частоте 35 МГц. ОРВ возбуждались и регистрировались двумя встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) методом мостика. Отличительной особенностью установки являлось сопряжение регистрирующей части с мини-ЭВМ ДЗ-28, что позволяло добиваться разрешающей способности до 200 точек/нс и наблюдения относительного изменения фазовой скорости по ВЧ-заполнению отдельного импульса ОРВ. Геометрия эксперимента представлена на вставке рис. 1. Длительность импульсов составляла 0.1–0.2 мкс с частотой их следования 1–10 КГц. Для исключения влияния возможных переотражений волн неиспользуемые грани образца покрывались акустическим демпфером.

На рис. 1 представлены полевые зависимости фазовой  $v_{\varphi}$  и групповой  $v_{gr}$  скоростей импульса ОРВ, а также амплитуды  $A$  принятого сигнала в относительных единицах. Откуда видно, что только для амплитуды  $A$  и скорости  $v_{gr}$  имеют место полевые

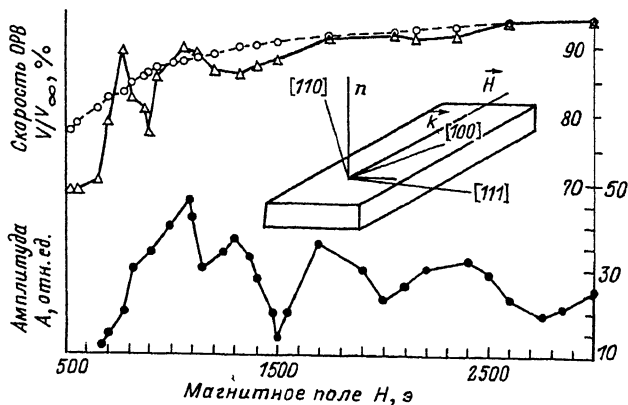


Рис. 1. Экспериментальные зависимости фазовой (○), групповой (Δ) скоростей ОРВ (% к  $H = \infty$ ) и амплитуды (●) ОРВ (отн. ед.) от величины внешнего постоянного поля  $H$ . На вкладке изображена геометрия эксперимента, углы между осями кристалла и осями системы координат, связанной с образцом, составили: для  $[100]$  –  $8^\circ$ ,  $[110]$  –  $9^\circ$ ,  $[111]$  –  $12^\circ$ .

осцилляции с периодами, убывающими при уменьшении поля и с соотношением между ними, равным двум. Скорость  $v_{\varphi}$  изменяется идентично классическим результатам [5]. На рис. 2 приведены кривые зависимости амплитуды  $A$  и фазовой скорости  $v_{\varphi}$  от направления магнитного поля  $H=1500$  Э. При ориентации поля  $\vec{H}$  близкой к направлению волнового вектора  $\vec{k}$  возникали более частые осцилляции амплитуды  $A$ , чем при приближении  $\vec{k}$  к положению  $\vec{H} \perp \vec{k}$ . Для отмеченных ориентаций  $H$  наблюдались максимумы фазовой скорости  $v_{\varphi}$ .

Для объяснения полученных экспериментальных результатов по распространению ОРВ в образце гематита рассмотрим следующую теоретическую модель. Предполагаем для простоты рассуждений кристалл АФЛП изотропным по упругим и МУ свойствам. Тогда, решая стандартную систему уравнений теории упругости Ландау-Лифшица и Максвелла в магнитостатическом приближении с учетом граничных условий [6], получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned}
 & [(\omega^2 - \omega_1^2 + \omega_2^2 \alpha^2)(\omega^2 - \omega_2^2 + \omega_1^2 \alpha^2) + (\omega_1^2 - \omega_2^2) \omega_2^2 \alpha^2 + \zeta_2 \omega_2^2 (\alpha^2 - 1) \omega^2 - \\
 & - 4\alpha^2 \omega_2^2 + \omega_2^2 (\alpha^2 + 1)^2] [\omega^2 - \omega_2^2 (1 - \alpha^2 - \zeta_1)] = \zeta_3 [(\omega^2 - \omega_1^2 + \omega_2^2 \alpha^2) \times \\
 & \times (\omega^2 - \omega_2^2 + \omega_1^2 \alpha^2) + (\omega_1^2 - \omega_2^2) \alpha^2 \omega_2^2] [\omega^2 - \omega_2^2 (1 - \alpha^2 - \zeta_1)],
 \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\omega$  – частота,  $\omega_{\pm} = S_{\pm} k$ ,  $\omega_1 = S_1 k$ ;  $S_{\pm} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$  и  $S_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$  – скорости объемного поперечного и продольного звука, неподверженного МУ взаимодействию;  $\lambda$ ,  $\mu$  – коэффициенты Ламе,  $\rho$  –

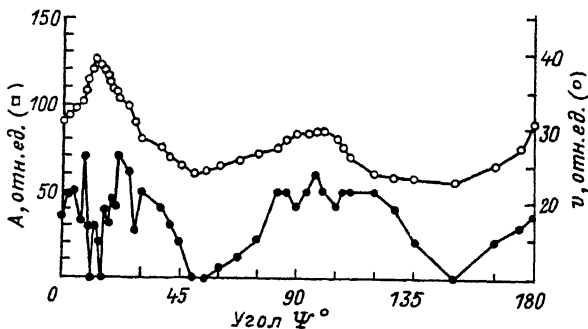


Рис. 2. Угловая зависимость амплитуды (●) и фазовой скорости (○) ОРВ, при  $H=1500$  эрстед. Угол  $\varphi$  между волновым вектором  $\vec{k}$  и полем  $\vec{H}$  менялся в плоскости поверхности образца.

плотность;  $\xi_1, \xi_2, \xi_3$  - параметры МУ связи;  $\xi_1 = \omega_{me}^2 / \omega_{1s}^2 \leq 1$ ,  $\xi_2 = \omega_{me}^2 / \omega_{2s}^2$ ,  $\xi_3 = \omega^2 \omega_{me}^2 / \omega_{1s}^2 \omega_{2s}^2$ ,  $\omega_{1s}^2 = g^2 [2H_E H_{me} + H(H+H_D)]$  и  $\omega_{2s}^2 = g^2 H_A [2H_E + H_{me} 4\pi L_0]$  - законы дисперсии нижней и верхней ветвей спиновых волн (СВ), неподверженных МУ взаимодействию;  $H_E, H_D, H_{me}$  - эффективные поля обмена Дзялошинского, магнито-стрикции;  $L_0$  - модуль вектора антиферромагнетика;  $\omega_{me} = g \sqrt{2H_E H_{me}}$  - МУ щель в спектра СВ,  $g$  - гиромангнитное отношение;  $\alpha$  - параметр, характеризующий глубину проникновения волны в материал.

Компоненты упругих смещений  $u_i$  в ОРВ между собой связаны следующим образом:

$$u_y = \frac{(\omega_l^2 + \omega_t^2)\alpha^2 - \omega^2 + \omega_l^2 - \omega_t^2 \alpha^2}{\alpha(\omega_l^2 - \omega_t^2) + (\omega^2 + \omega_l^2 \alpha^2 - \omega_t^2)} u_x, \quad (2)$$

$$u_z = \frac{\omega \omega_{me} \omega_t^2 (2(\omega_l^2 - \omega_t^2)\alpha^2 + \alpha^2(\omega^2 + \omega_l^2 \alpha^2 - \omega_t^2) - (\omega^2 - \omega_l^2 + \omega_t^2 \alpha^2))}{\alpha((\omega_l^2 - \omega_t^2) + (\omega^2 + \omega_l^2 \alpha^2 - \omega_t^2))((\omega^2 - \omega_{1s}^2)(\omega^2 - \omega_t^2(1 - \alpha^2)) + \xi_1 \omega_t^2 \omega_{me}^2)} u_x \quad (3)$$

Анализ уравнения (1) при  $\omega \ll \omega_{me}$  дает нам значения трех корней  $\alpha$  (величина  $\Lambda = (\alpha k)^{-1}$  определяет глубину проникновения ОРВ в материал). В пренебрежении магнито-стрикцией  $\alpha_1 =$

$$= \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_t^2}}, \quad \alpha_2 = \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_l^2}} \quad \text{и} \quad \alpha_3 = 0, \quad \text{в противном случае } \alpha_1 \approx$$

$$\approx \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_t^2(1 - \xi_2)}}, \quad \alpha_2 \approx \sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_l^2}} \quad \text{и} \quad \alpha_3 \approx \sqrt{\omega_t^2 / [\omega_t^2(1 - \xi_1) - \omega^2]}, \quad \text{т.е.}$$

изменяются при подходе к точке ОФП. Далее (1) определяет два корня  $v_{\pm} = \omega / k_{\pm}$  - соответственно для право- и левополяризованных ОРВ $_{\pm}$ . Выражения (2), (3) показывают, что в ОРВ взаимосвязаны все три упругих смещения  $u_x, u_y$  и  $u_z$ , и можно говорить о сложной эллиптической поляризации ОРВ $_{\pm}$ , вызываемой МУ взаимодействием. С „включением“ магнито-стрикции эллипс

поляризации ОРВ, расположенный в сагитальной плоскости ХУ, преобразуется в два эллипса поляризации  $ОРВ_{\pm}$ , расположенные под некоторыми углами к такой плоскости. При этом, естественно, проекции этих эллипсов на плоскости ХУ и УZ также являются эллипсами.

По мере приближения к точке ОФП разность скоростей  $v_{+} - v_{-}$  увеличивается, что эквивалентно росту разности фаз  $ОРВ_{\pm}$ . Так как приемный ВШП по различному регистрирует все три компоненты  $u_i$ , то следствием чего является возникновение на эксперименте осцилляций скорости  $v_{гр}$  и амплитуды А. В два раза меньший период А по сравнению с периодом  $v_{гр}$  объясняется квадратичной зависимостью А от разности скоростей  $v_{+} - v_{-}$  для  $ОРВ_{\pm}$ . Таким образом, в силу теоретического анализа и полученных экспериментальных результатов можно говорить о наблюдении акустического ЭФ для ОРВ в АФЛП.

В отличие от рассмотренной теоретической модели реальный образец был анизотропным по упругим и МУ свойствам. В анизотропном образце, даже в отсутствие магнитострикции, эллипс поляризации ОРВ не расположен в сагитальной плоскости ХУ, а в плоскости под некоторым углом к ней, определяемым степенью анизотропности кристалла. При „включении“ магнитострикции расщепление этого эллипса ОРВ на два эллипса  $ОРВ_{\pm}$  происходит в противоположные направления от этой уже плоскости. Для угловой зависимости амплитуды А в поле  $H=1.5$  кЭ (согласно рис. 1 при таком поле наблюдался минимум А) наблюдается множество осцилляций, которые объясняются сильной анизотропией МУ свойств кристалла вдоль определенных направлений.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [ 1 ] Туров Е.А., Шавров В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. С. 429-462.
- [ 2 ] Ожогин В.И., Преображенский В.А. // УФН. 1988. Т. 155. С. 593-621.
- [ 3 ] Власов К.Б., Ишмухаметов Б.Х. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 201.
- [ 4 ] Маматова Т.А., Прокошев В.Г. // Вестн. МГУ. Сер. 3. 1985. Т. 26. № 5. С. 59-64.
- [ 5 ] Seavey M.H. // Solid State Commun. 1972. V. 10. N 2. P. 219-223.
- [ 6 ] Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. Тезисы XI Всес. акуст. конф. Москва, 1991. С. 97-98.

Поступило в Редакцию  
20 марта 1992 г.