

И. В. Линчевский

## Влияние магнитомеханического резонанса на амплитудно- и фазочастотные зависимости переменных составляющих эффекта Фарадея

(Представлено академиком НАН Украины В. М. Локтевым)

*В рамках модели продольных колебаний тонкого стержня из магнитооптического кристалла в условиях магнитомеханического резонанса показано, что вынужденные колебания могут создавать не только амплитудные, но и фазочастотные зависимости переменных составляющих эффекта Фарадея.*

В работе [1] теоретически обосновано и экспериментально подтверждено, что в магнитооптическом кристалле (МОК), в котором созданы условия магнитомеханического резонанса (ММР), возникают механические напряжения, приводящие к дополнительным изменениям намагниченности и дополнительному частотно-зависимому повороту плоскости поляризации света вследствие эффекта Фарадея.

Опираясь на модель [1] для продольных колебаний тонкого стержня из МОК в условиях магнитомеханического резонанса, покажем, что вынужденные магнитомеханические колебания в МОК могут создавать не только амплитудно-частотные, но и фазочастотные зависимости эффекта Фарадея в области частот ММР.

Рассмотрим МОК в виде тонкого стержня длиной  $2l$ , вдоль которого по оси  $OZ$  распространяется линейно поляризованный свет. Магнитное поле содержит постоянную  $H_0$  и переменную  $h(t)$  составляющие, которые совпадают с осью  $OZ$ . Поле  $H_0$  является подмагничивающим, его значение выбирают из соображений обеспечения максимальной чувствительности намагниченности ферромагнетика к деформациям. Согласно [2], значение  $H_0$  должно обеспечить внутри ферромагнетика величину магнитной индукции на уровне  $0,6B_s$  ( $B_s$  — индукция насыщения). Составляющая  $h(t)$  изменяется по гармоническому закону с заданной частотой  $\omega$ . Амплитуды полей  $H_0$  и  $h(t)$  удовлетворяют требованию  $h(t) \ll H_0$ . Для обеспечения высокочастотных механических колебаний МОК находится в свободном состоянии, т. е. не зажат элементами конструкции.

При указанных условиях за счет магнитострикции в МОК возникают периодические, с частотой  $\omega$  механические напряжения вдоль оси  $OZ$ :

$$\sigma_z(t) = m \left( \frac{\cos \gamma_0 z}{\cos \gamma_0 l} - 1 \right) h(t),$$

где  $\gamma_0 = \omega \sqrt{\rho/Y_0}$ ;  $m$  — пьезомагнитная константа поляризованного магнитострикционного материала;  $\rho$  — плотность;  $Y_0$  — модуль Юнга.

Механические потери в колебательной системе учтем, введя комплексную составляющую в модуль Юнга [3]:  $Y = Y_0(1+i/Q)$  ( $Q$  — добротность). Разбив МОК на слои, в пределах которых намагниченность можно считать неизменной, найдем переменную составляющую суммарного эффекта Фарадея на выходе всего образца в виде

$$\varphi(t, \omega) = (A + B)h(t), \tag{1}$$

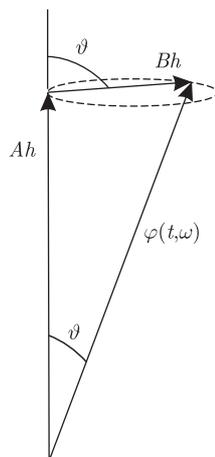


Рис. 1. Векторная диаграмма для угла поворота плоскости поляризации  $\varphi(t, \omega)$  эффекта Фарадея

где  $A \approx 2\alpha l\chi$ ;  $B = 2\alpha\Lambda m((\text{tg}(\gamma l))/\gamma)$ ;  $h(t) = h_0 e^{i\omega t}$ ;  $\gamma = \gamma_0(1 - i/2Q)$ ;  $\Lambda = 0,77\lambda_s M_s / K_1$ ;  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности между углом поворота плоскости поляризации, нормированным на единицу длины МОК, и его намагниченностью;  $\chi$  — магнитная восприимчивость намагниченного МОК,  $M_s$ ;  $\lambda_s$  — намагниченность и магнитострикция насыщения;  $K_1$  — константа анизотропии. Рассматривая  $\varphi(t, \omega) = \varphi_0(\omega) \exp\{i[\omega t + \theta(\omega)]\}$  как вектор на комплексной плоскости, вращающийся с частотой  $\omega$ , получим векторную диаграмму (рис. 1).

При изменении  $\omega$  составляющая  $Ah(t)$  неподвижна и не изменяется по длине. Магнито-механические деформации кристалла определяют составляющую  $Bh(t)$ , и ее направление изменяется по закону  $\text{tg } \vartheta = -\gamma l / Q \sin 2\gamma l$ . В частном случае (в области первого ММР ( $\gamma l = \pi/2$ )) имеем  $\vartheta = -\pi/2$ . При этом  $|Bh(t)|$  отличен от нуля в области частот вблизи ММР. На рис. 1 схематично (штриховая кривая) показано геометрическое место точек конца вектора  $Bh(t)$  при изменении частоты  $\omega$ . За нулевое принято направление вектора  $Ah(t)$ . Вкладом проекции вектора  $Bh(t)$  на направление  $Ah(t)$  в области частот ММР можно пренебречь.

Таким образом, угол поворота плоскости поляризации  $\varphi(t, \omega)$ , являясь вектором, отстает от вектора  $h(t)$  по времени на угол  $\theta(\omega)$ . Значение  $\theta$  при условии  $\gamma_0 l = \pi/2$ , т. е. когда выполняется условие первого ММР, достигает своего максимального значения  $\theta_m$ , для которого справедливо соотношение

$$\text{tg } \theta_m = \frac{8\Lambda m Q}{\chi \pi^2}. \quad (2)$$

С помощью рис. 1 удобно проинтерпретировать и частотную зависимость амплитуды переменной составляющей эффекта Фарадея  $\varphi_0(\omega)$ . При этом за счет поворота вектора  $Bh(t)$  легко пояснить появление частот резонанса и антирезонанса в изменениях  $\varphi_0(\omega)$ . Поскольку эффект Фарадея пропорционален намагниченности, то сказанное выше относительно  $\varphi(t, \omega)$  остается справедливым и для переменной составляющей вектора намагниченности  $M_z(t, \omega)$ .

На рис. 2 приведены результаты расчета по формуле (1) зависимости от линейной частоты  $\nu = \omega/2\pi$  фазового сдвига  $\theta(\nu)$  и амплитудно-частотной зависимости модуля переменной составляющей эффекта Фарадея  $\varphi_0(\nu)$ .

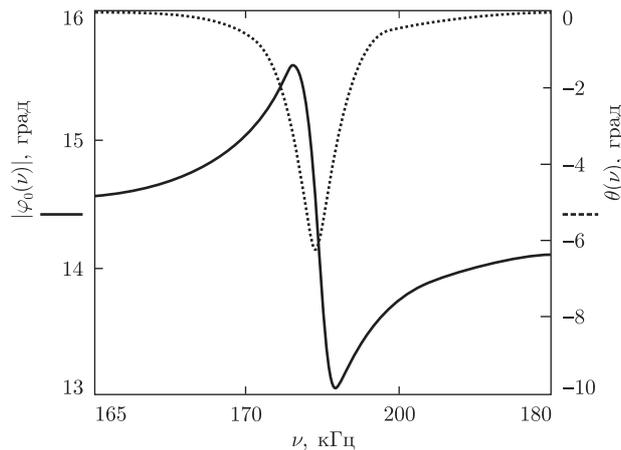


Рис. 2. Амплитудно-частотная ( $\varphi_0(\nu)$ ) и фазочастотная ( $\theta(\nu)$ ) характеристики эффекта Фарадея

При расчетах были использованы следующие параметры МОК ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ):  $2l = 15$  мм,  $Y_0 = 138$  ГПа,  $m = 1060$  Т,  $K_1 = 6,2 \cdot 10^2$  Дж/м<sup>3</sup>,  $M_s = 11,4$  кА/м,  $\lambda_s = -1,4 \cdot 10^{-6}$ ,  $Q = 120$ ,  $\alpha = 1,3$  град/А,  $\chi = 15$ ,  $\rho = 5,7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> и магнитного поля:  $H_0 = 0,5$  кА/м,  $h = 50$  А/м.

Результаты расчета частотной зависимости амплитуды переменной составляющей ЭФ на рис. 2 находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами, приведенными в работе [1]. С помощью установки, описанной там же, был измерен максимальный фазовый сдвиг  $\theta_m$ . Его значение на линейной частоте первого ММР ( $f_0 = 171,2$  кГц) составило  $8^\circ$ .

Учитывая, что график фазы  $\theta(\nu)$  имеет явно выраженный резонансный характер, а измерение  $\varphi$  обычно осуществляют, используя закон Малюса, определение частоты ММР целесообразно осуществлять по максимуму фазового сдвига  $\theta_m$  между интенсивностью света (током фотоприемника) и МП  $h(t)$  (током катушки). Соотношение (2) позволяет решить и обратную задачу. Например, измерив экспериментально фазовый сдвиг  $\theta_m$  между током фотоприемника и током катушки, а также зная остальные параметры МОК, входящие в (2), можно найти значение пьезомагнитной константы  $m$ .

Таким образом, при прохождении поляризованного света через МОК, находящийся в условиях ММР, переменная составляющая эффекта Фарадея в области частот ММР наряду с амплитудно-частотными изменениями угла поворота плоскости поляризации еще испытывает частотно-зависимую задержку по фазе относительно управляющего переменного МП.

1. *Linchevskiy I. V., Petrishchev O. N.* Determination of material constants of magneto-optical crystals using the Faraday effect under magneto-mechanical resonance conditions // Укр. физ. журн. – 2011. – **56**, No 5. – P. 496–502.
2. *Бозорт Р. М.* Ферромагнетизм. – Москва: Изд-во иностр. лит., 1956. – 784 с.
3. *Бондаренко А. А., Куценко Г. В., Улитко А. Ф.* Амплитуды и фазы продольных колебаний пьезокерамических стержней с учетом переменной механической добротности // Прикл. механика. – 1980. – **16**, № 1. – С. 84–88.

**І. В. Лінчевський**

**Вплив магнітомеханічного резонансу на амплітудо- та фазочастотні залежності змінних складових ефекту Фарадея**

*У рамках моделі поздовжніх коливань тонкого стрижня із магнітооптичного кристала в умовах магнітомеханічного резонансу показано, що вимушені коливання можуть створювати не тільки амплітудні, але й фазочастотні залежності змінних складових ефекту Фарадея.*

**I. V. Linchevskyi**

**Effect of the magnetomechanical resonance an amplitude- and phase-frequency dependences of the variable components of the Faraday effect**

*In the framework of a model of longitudinal vibrations of a thin rod fabricated of the magneto-optical crystal under a magnetomechanical resonance, it is shown that the forced oscillations can create not only the amplitude but also phase-frequency dependences of the variable components of the Faraday effect.*