

六方晶 *c* 面の強磁性共鳴 (2) : 異方性磁場 H_a を用いた共鳴式

河本 修, 松島 康*
(レゾナ技研, *岡山大学)

Ferromagnetic Resonance in Hexagonal-Crystal *c*-Plane (2): Resonance Expression using H_a

O. Kohmoto, Y. Matsushima*
(Resona Lab. *Okayama Univ.)

はじめに

強磁性共鳴の Kittel 理論は実効的反磁場係数 N_x^e と N_y^e の導出法が未完成であったが, Kohmoto によって補完された[1,2]. ここでは六方晶 *c* 面について Kittel 法の N_x^e と N_y^e による共鳴式を異方性磁場 H_a を用いて表す.

共鳴式

Kittel 法による共鳴式と *z* 軸方向の N_x^e と N_y^e は次の 3 式である[3].

$$(\omega/\gamma)^2 = (H + N_x^e M_s)(H + N_y^e M_s), \quad N_x^e = (1/M_s^2 \sin^2 \epsilon) [(\partial G / \partial \theta)_{\theta=\epsilon} - (\partial G / \partial \theta)_{\theta=0}]_{\phi=0}$$

$$N_y^e = (1/M_s^2 \sin^2 \epsilon) [(\partial G / \partial \theta)_{\theta=\epsilon} - (\partial G / \partial \theta)_{\theta=0}]_{\phi=\pi/2}$$

c 軸を *x* 軸に揃えた時の結晶磁気異方性エネルギーは K_{u2} まででは次式である.

$$G_k = -K_{u1} \sin^2 \theta \cos^2 \phi + K_{u2} (\sin^4 \theta \cos^4 \phi - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi)$$

そこで, $N_x^e = -2K_{u1}/M_s^2 - 4K_{u2}/M_s^2$, $N_y^e = 0$ となり, 次の共鳴式が得られる.

$$(\omega/\gamma)^2 = H(H - 2K_{u1}/M_s - 4K_{u2}/M_s) \tag{1}$$

一般的に, Kittel 共鳴式を *z* 軸の 2 つの H_a で置き換えると次式となる.

$$(\omega/\gamma)^2 = (H + H_a^{zx})(H + H_a^{zy}) \tag{2}$$

Fig. 1 の *z* 軸方向の異方性磁場 H_a の角度変化は

$$H_a = -[(2K_{u1}/M_s) + (4K_{u2}/M_s) + (6K_{u3}/M_s)] \cos^2 \phi \tag{3}$$

である. Kittel 法は等価磁場を結晶主軸方向に *x* 軸と *y* 軸方向にとっているので, 磁化を *z* 軸からそれらの 2 つの軸方向に傾斜させた時の H_a をとると ($\phi = \pi/2, 0$), 次式となり(1)に一致する.

$$(\omega/\gamma)^2 = (H + H_a^{//c\text{-plane}})(H + H_a^{\perp c\text{-plane}}) \tag{4}$$

$$H_a^{//c\text{-plane}} = 0, \quad H_a^{\perp c\text{-plane}} = -2K_{u1}/M_s - 4K_{u2}/M_s, \tag{5}$$

そこで, 式(4)を文献に見られる式と比較検討する.

まず, Smit-Wijn は(4)と(5)を次式としている[4].

$$(\omega/\gamma)^2 = H(H - H_a^{c\text{-axis}}) \tag{SW18.15}$$

$$H_a^{c\text{-axis}} = 2K_{u1}/M_s \tag{SW11.7}$$

K_{u1} のみを扱うなら $H_a^{c\text{-axis}} = -H_a^{\perp c\text{-plane}}$ なので形式的に同じである. しかし K_{u2} まで扱うと, $H_a^{c\text{-axis}} (=2K_{u1}/M_s) \neq -H_a^{\perp c\text{-plane}} (=2K_{u1}/M_s + 4K_{u2}/M_s)$ であり, (SW18-15) は誤りである. 太田も同じ式を記述している[5]. 更に, Fig. 9.3-3 の *x* 軸方向の H_a の向きは誤りである. また, 近角と山田は“一般に $\omega/\gamma = H + H_a$ で与えられる”としたが[6], 式(2)でなければならない. 高梨は $H_a = 2|K_{u1}|/M_s$ としているが[7], H_a は見かけの磁場なので, 負の値であっても良い. $K_u < 0$ の場合, 式(2)で分かるように H_a は負でなければならない.

- 1) O. Kohmoto: Jpn. J. Appl. Phys. **42** (2003) 6875.
- 2) 河本修: 強磁性共鳴の理論と実験 (ふくろう出版, 2013).
- 3) O. Kohmoto: Jpn. J. Appl. Phys. **42** (2003) 7299.
- 4) J. Smit, H. P. J. Wijn: Ferrites (Philips, 1959) p. 81.
- 5) 太田恵造: 磁気工学の基礎 II (共立出版, 1973) p.354.
- 6) 近角聡信編: 磁気 (共立出版, 1968) p.324.
- 7) 高梨弘毅: 磁気工学入門 (共立出版, 2008) p.66.

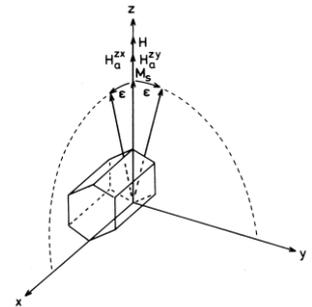


Fig.1 $H_a // H$ arrangement in this study.

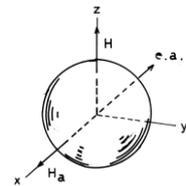


Fig.9.3-3 $H_a \perp H$ arrangement by Ohta [5].