

Badanie cienkich warstw magnetycznych granatów metodą FMR

WSTĘP

W teorii domen cylindrycznych wprowadza się współczynnik jakości q (quality factor). Definiowany jest on następująco:

$$q = \frac{2 K}{\gamma_0 M^2}$$

Podstawowym warunkiem powstawania w magnetycznej warstwie cylindrycznych domen jest spełnienie zależności $q > 1,1$ [1].

Stałe anizotropii cienkich warstw magnetycznych mierzy się na ogół trzema metodami: metodą FMR, metodami magnetoptycznymi oraz przez pomiar momentu obrotowego.

W niniejszej pracy zajmujemy się wyznaczaniem stałych anizotropii metodą rezonansu ferromagnetycznego (PMR).

Przedmiotem badań były warstwy $(YLn)_{1-x}Fe_xGa_{1-z}O_2$ gdzie Ln-Eu lub Sm. Warstwy otrzymywane metodą epitaksji z fazy ciekłej na podkładkach z $GdGaO_3$ orientacji $111 \pm 1^\circ$. Zbadano również wpływ na poszczególne stałe anizotropii celowej dezorientacji podkładek od kierunku 111 .

1. ANIZOTROPIA MAGNETYCZNA W GRANATACH

Granaty posiadają strukturę kubiczną, co implikuje w nich naturalną anizotropię kubiczną. W procesie wzrostu warstwy lub w wyniku mechanicznego jej naprężenia może w warstwie powstawać anizotropia indukowana.

Istnieje kilka modeli wyjaśniających mechanizm powstawania jednoosiowej anizotropii:

1. Model uporządkowanych par
2. Model preferencyjnego obsadzenia
3. Opis fenomenologiczny

W podejściu fenomenologicznym energię anizotropii rozpatruje się niezależnie od fizycznych mechanizmów wpływających na jej powstanie.

Jako punktem wyjścia do obliczeń stałych anizotropii posłużymy się metodą rozwiązywania równiań ruchu magnetyzacji z uwzględnieniem anizotropii przeprowadzoną przez J. Smifa, H. Beljers'a [2] i H. Suhl'a [3].

Całkowita energia swobodna układu składa się z energii anizotropii E_j^\wedge , energii oddziaływania z polem E_j^\wedge i energii odmagnesowania E_j^\wedge .

$$E^\wedge = E_K + E_H + E_M \quad (1)$$

gdzie:

$$E^\wedge = K \sin^2 \theta - M K$$

$$E^\wedge = - \int_0^M H^\wedge \cos \theta \, dM$$

$$E_M = - \int_0^M H^\wedge M \, dM$$

W doświadczeniu rezonansu ferromagnetycznego badana próbka umieszczona jest w jednorodnym polu magnetycznym o natężeniu dostatecznie dużym, aby namagnesować ją do stanu nasycenia. Prostopadle do stałego pola magnetycznego przyłożone jest zmienne pole mikrofalowe, które oddziałuje z poruszającą się ruchem precesyjnym magnetyzacją.

Z warunku na rezonans mamy: $\omega = \gamma H^\wedge_{eff}$ (2)

H^\wedge_{eff} związane jest z E_j^\wedge , E^\wedge oraz E_j^\wedge i określa je wzór (3)

$$H^\wedge_{eff} = \frac{1}{\gamma M \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial F}{\partial \varphi^2} - \frac{(\partial F / \partial \theta)^2}{\gamma M \sin \theta} \right]^{1/2} \quad (3)$$

Zagadnienie sprowadza się do ułożenia wyrażenia na całkowitą energię swobodną F . Podstawiając F do (2) i (3) oraz uwzględniając warunki równowagi możemy obliczyć szukane stałe.

Rozpatrzymy ogólny przypadek tzw. symetrii ortorombowej. Z symetrią taką związany jest układ, w którym występują dwie osie łatwe.

Oś K_p w płaszczyźnie próbki i oś K^\wedge w płaszczyźnie prostopadłej do osi K^\wedge . Sytuacja ta jest przedstawiona na rysunku 1. K^\wedge i K_p oznaczają odpowiednie stałe anizotropii.

W takiej sytuacji energia anizotropii składa się z członu odpowiedzialnego za oś K_u oraz oś K_p .

$$E_j^\wedge = K_p \sin^2 \theta - K_p M + K^\wedge \sin^2 \theta - K^\wedge M \quad (4)$$

$$\text{Analogicznie } E_j^\wedge = 1/2 \gamma u^\wedge M \cos^2 \theta - K^\wedge M + \cos^2 \theta K_u M \quad (5)$$

•gdzie $H^{\wedge} = 2(Kj yu^{\wedge}M - 1/2M)$ i $H^{\wedge} = \dots / \wedge^{\wedge}M - 1/2M$ (10)

Dla symetrii osiowej stosuje si^ wzory (?), (8),-(9) i (10) uwzględniając, że $iA- O$ i $H_P = O$.

W przypadku symetrii kubicznej wyrażenie na energię anizotropii kubicznej w układzie $\langle 111 \rangle$ ma postać (4):

$$P = 1/12 K^{\wedge}(3 - 6\cos^{\wedge}\langle + T\cos^{\wedge}\langle + \dots \sin^{\wedge}S\cos S) \quad (11)$$

Odpowiednio dla pomiaru I: $H = \dots H^{\wedge}/2$ (12)

gdzie $H^{\wedge} = K^{\wedge}/ yu^{\wedge}M$ oraz dla pomiaru II

$$H = \dots H^{\wedge}/12(\cos^2\langle + 7\cos^4\langle + 11^{\wedge}\cos^3\langle \sin^2\langle - 4\sqrt{2}^{\wedge}\cos^3\langle \sin^4\langle) \quad (13)$$

Otrzymane wyniki są zgodne z pracą Maryśki [4], w której rozważano symetrię osiową i kubiczną oraz z naszą uprzednią pracą, gdzie uwzględniano błąd mocowania próbki, a zagadnienie rozwiązywano metodą efektywnych tensorów rozmagnesowania [s].

2. POMIARY

Pomiary rezonansu PMR warstw magnetycznych granatów przeprowadzono, korzystając ze spektrometru EPR w paśmie X.

Wyniki pomiarów opracowanych według wyżej przedstawionych wzorów zawarte są w tablicy 1.

Tablica 1

Nr	$h [n]$	$u_0 [MfT]$	$H^{\wedge} [kA/ml]$	$K_u [j/m^3 \cdot 10^3]$	$K_p [j/m^{\wedge} 10^{\wedge}]$	q
1	10,8	0,0240	16,24	1,98	0,49	8,6
2	10,0	0,0230	14,65	1,64	0,46	7,8
3	3,6	0,0206	7,88	1,52	0,43	8,9
4	5,1	0,0294	15,20	1,06		3,1
5	5,5	0,0314	17,28	1,36		3,5
6	6,4	0,0323	19,51	1,75		4,2
7	11,0	0,0300	19,11	1,46		4,0

Warstwy od 1 do 3 mają skład $Y^{\wedge} gSm^{\wedge} / x \langle 51,1/$, natomiast

pozostałe - $2,4 \cdot 0,0 \cdot 5-x \cdot x \cdot 12 \cdot 0,9/$

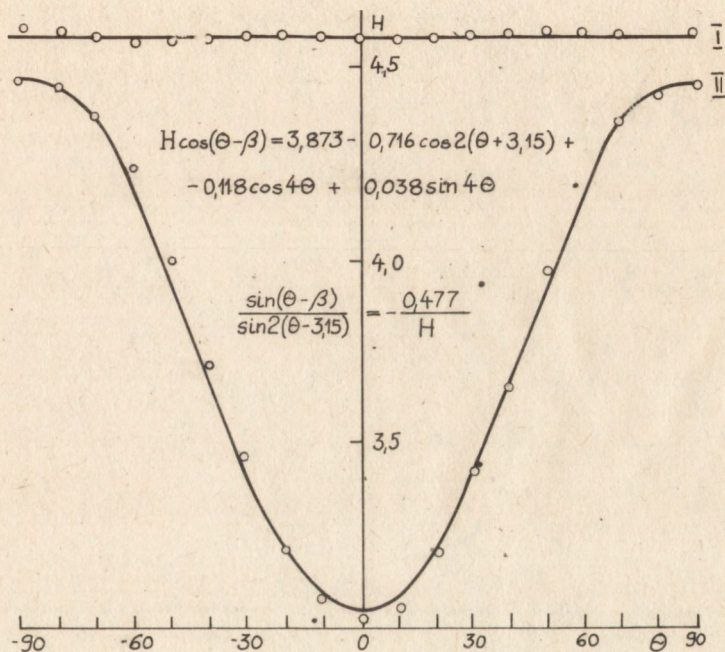
h - grubość warstw

H_0 - pole kolapsu

W warstwach pd 1 do 3 zamierzona dezorientacja podłoża, czyli odchylenie osi $\langle 111 \rangle$ od normalnej do powierzchni weu-stwy zawierało się w granicach od 3° do 5°, co przyczyniało się w efekcie do powstawania anizotropii ortorombo-

wej przejawiającej się istnieniem atalej I^*p . W warstwach od 4 do 7 dezorientacja była mniejsza niż 1° , w związku z czym nie zaobserwowano składowej K_p . Dla warstwy 7 można było określić stałą K^{\wedge} anizotropii kubicznej i wynosiła ona 480 j/m^{\wedge} .

Wyprowadzone wzory dosyć dobrze zgadzają się z eksperymentem, co ilustrują rysunki 2 i 3.

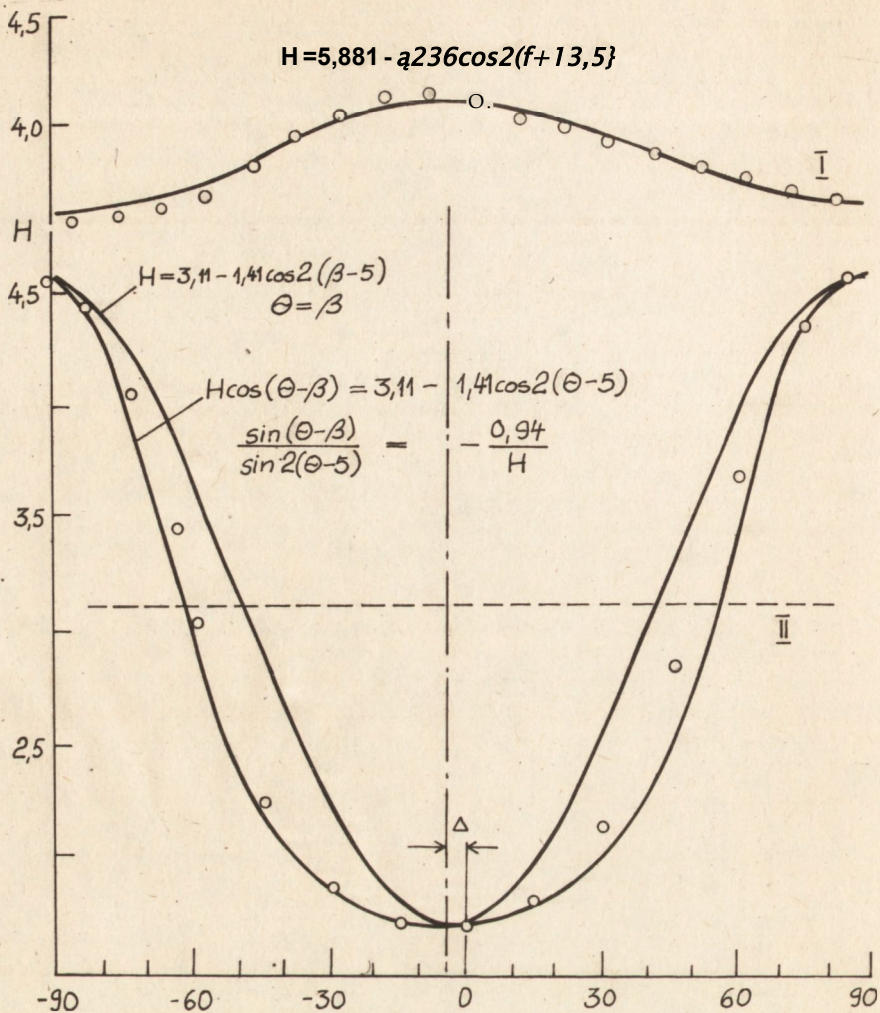


Rys. 2: Zależność pola przy rezonansie w' funkcji kąta
 I. Pomiar w płaszczyźnie warstwy
 II. Pomiar w płaszczyźnie której normalną jest oś K_p

3. PODSUMOWANIE

Dodatkowa oś łatwa w płaszczyźnie warstwy występuje w warstwach, których podłoże było odchylone w stosunku do kierunku 111° . Więcej niż 3° . Oś łatwa w płaszczyźnie warstwy związana jest z anizotropią ortorombową.

Stała anizotropii ortorombowej K_p rośnie w miarę zwiększania się kąta dezorientacji. Miarą anizotropii w płaszczyźnie jest amplituda krzywej rezonansowej dla pomiaru I (rys. 3).



Rys. 3. Zależność pola przy rezonansie w funkcji kąta
 I. Pomiar w płaszczyźnie warstwy
 II. Pomiar w płaszczyźnie której normalną jest oś X

Anizotropia w płaszczyźnie warstwy przyczynia się do zmiany własności dynamicznych domen cylindrycznych i może okazać się dla niektórych składów warstw cechą korzystną.

Stęże anizotropii jednoposiowej K^{\wedge} rosną ze zwiększaniem się warstw. Decydującym czynnikiem jest prędkość wzrostu warstw. Warstwy otrzymane z większymi prędkościami wzrostu cechują również większe wartości K^{\wedge} i $\mu_0 M$.
 2 wyjątkiem warstwy nr 7, która była otrzymana z innego składu wyjściowego niż pozostałe warstwy $Y_{2f}^{\wedge} Eu \quad Fe \quad Ga_x O_{12}$.

(Tekst dostarczono 10.IX,1981)

LITERATURA

1. A.A.Thiele, Bell Syst.TechJ., 48, 3281, 1969
2. J.Smit, H.G.Beljers, Philips Resjelep., 10, 113, 1955
3. H.Suhl, Phys.Rev., 97, 555, 1955
4. M.Čyško, K.Mitch, CzechJ.Phyr., B2E, 343, 1978
5. K.Jablonski, M.Pelczarska, J.Sarnacki, Proc. of 4-th Intern.Conf. on Microwave Ferrilts; Jablorna, 298, 1978