

**PENENTUAN KURVA DISPERSI TEORITIS POLARITON  
MAGNETIK PERMUKAAN DALAM BAHAN  
MAGNETOELEKTRIK**  
(Determination of Theoretical Dispersion Curves of the Surface Magnetic  
Polaritons on Magnetoelectric Materials)

Malahayati<sup>1</sup> dan Kamsul Abraha<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Lab. Fisika Zat Padat, FMIPA, UGM

**ABSTRAK**

Telah ditentukan secara teoritis kurva dispersi polariton magnetik permukaan bahan magnetoelektrik *uniaxial* dua subkekisi BaMnF<sub>4</sub> dalam daerah frekuensi 0-50 cm<sup>-1</sup>, dengan perambatan gelombang tegak lurus pada sumbu mudah tanpa medan luar. Relasi dispersi tersebut diperoleh melalui persamaan-persamaan Maxwell untuk medium magnetoelektrik dengan penerapan syarat batas bagi komponen medan listrik dan magnetnya. Suseptibilitas listrik, magnetik dan magnetoelektrik bahan adalah besaran-besaran yang mengatur dinamika internal sistem magnetik tersebut. Telah ditunjukkan bahwa polariton magnetik permukaan tidak merambat dalam TM (*Transverse Magnetic*) tapi hanya merambat dalam ragam TE (*Transverse Electric*) yang bersifat nonresiprokal dengan perubahan arah vektor gelombang menyebabkan perubahan frekuensi atau  $w(\vec{q}) \neq w(-\vec{q})$ . Ditemukan dua jenis polariton magnetik permukaan, yaitu yang memiliki frekuensi batas magnetostatik (*real mode*) dan yang tidak memiliki batas magnetoelektrik (*virtual mode*). Kedua jenis polariton tersebut tidak terpengaruh oleh efek magnetoelektrik. Sebagai tambahan ditemukan polariton limbak dalam ragam TM yang dapat terpengaruh oleh adanya interaksi magnetoelektrik dalam bentuk munculnya ragam *magnon polariton* dan *phonon polariton* pada frekuensi tertentu. Untuk menunjukkan keberadaan polariton permukaan dilakukan pula perhitungan reflektivitas ATR (*attenuated total reflection*) yang ternyata dapat terdeteksi pada saat jarak antara prisma dan cuplikan mencapai nilai optimum sebesar 0,2 cm. Reflektivitas ATR dari *virtual mode* dapat diperoleh dengan menggunakan prisma Si (dengan tetapan dielektrik  $\epsilon_p = 11.56$ ), sedangkan untuk *real mode* diperoleh dengan  $\epsilon_p$  lebih besar ( $\epsilon_p > 17$ ) yang tentu saja belum dapat dilakukan karena belum ditemukan prisma dengan nilai  $\epsilon_p$  sebesar itu.

**Kata kunci:** Polariton Magnetik, Bahan Magnetoelektrik.

**ABSTRACT**

The theoretical surface polariton dispersion curves of the two-sublattice, uniaxial magnetoelectric material BaMnF<sub>4</sub> have been calculated in the frequency range of 0-50 cm<sup>-1</sup>. The wave propagation is perpendicular to the easy axis without external field. The dispersion relation is obtained by applying Maxwell equations for the magnetoelectric media and then imposing the boundary conditions on the components of electric and magnetic fields. Dynamics of the internal system is governed by its electric, magnetic and magnetoelectric susceptibilities. It has been shown that the surface magnetic polaritons do not propagate in TM (*Transverse Magnetic*) modes but propagate in TE (*Transverse Electric*) modes which are nonreciprocal in the sense that the change of wave vector

direction cause the change of frequency or  $w(\bar{q}) \neq w(-\bar{q})$ . There are two kinds of surface polaritions: one that has magnetostatic limit frequency (real mode), and the aother that does not have magnetostatic limit frequency (virtual mode). Those two kinds of surface polaritions were not influenced by the magnetolectric effect. In addition, the influence of magnetolectric effect on bult polaritions can be seen from magnon ang phonon polaritions formed at certain frequencies. The computation of ATR (Attenuated Total reflection) reflectivity shows that the surface polaritions can be detected when the distance between the prism and the sample reaches an optimum value of 0.2 cm. The ATR reflectivity of virtual mode can be probed using Si prism ( $\epsilon_p = 11.56$ ), while the real mode ATR is probed using the prism of greater refractive index ( $\epsilon_p > 17$ ). The ATR experiment on real mode may not be able to perform because the prism with greater refractive index is not available so far.

**Keywords:** Magnetic Polaritions, Magnetolectric Materials

Makalah diterima 6 Mei 2006

## 1. PENDAHULUAN

Gelombang elektromagnetik yang merambat dalam zat padat dengan frekuensi sama dengan frekuensi eksitasi ragam kolektif bahan (fonon, eksiton, magnon atau plasmon) dapat terganggu secara linear dengan eksitasi ini sehingga menghasilkan polariton (Barnas, 1986). Telaah terhadap ragam dispersi polariton tersebut akan memberikan informasi berguna tentang kuantitas karakteristik bahan.

Efek magnetoelektrik dicirikan oleh munculnya polarisasi listrik karena medan magnet atau munculnya magnetisasi karena meda listrik (Wiegelmann dkk, 1995), yang dalam suku-suku linearnya ditulis sebagai

$$\vec{P} = \epsilon_0 \vec{c}^e \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{c}^{em} \vec{H}, \quad (1)$$

$$\vec{M} = \epsilon_0 c \vec{c}^m \vec{H} + \vec{c}^{me} \vec{E} \quad (2)$$

Sifat mendasar kristal yang dapat memiliki efek magnetoelektrik adalah adanya respon magneolektrik linear  $\vec{c}^{em} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial \vec{H}}$  dan

$$\vec{c}^{me} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial \vec{E}} \quad (\text{Figotin dan vitebsky, 2001}).$$

Dalam kebanyakan kasus berlaku kaitan  $\vec{c}_{ab}^{me} = \vec{c}_{ba}^{em}$ .

Efek magnetoelektrik hanya dapat dijumpai dalam kristal tanpa simetri inversi ruang,  $I$  (*space-inversion*) dan simetri pembalikan waktu,  $T$  (*time reserval*). Hal ini dapat dipahami dengan mengingat bahwa

$\vec{D} = -I\vec{D}, \vec{E} = -I\vec{E}, H = I\vec{H}, \vec{B} = I\vec{B}$  dan  $\vec{D} = T\vec{D}, \vec{E} = T\vec{E}, \vec{H} = -T\vec{H}, \vec{B} = -T\vec{B}$  (Figotin dan Vitebsky, 2001). Bila kaitan-kaitan tersebut dimasukkan dalam kaitan suseptibilitas magnetoelektriknya, maka diperoleh  $I\vec{c}^{me} = -\vec{c}^{me}$  dan  $T\vec{c}^{me} = -\vec{c}^{me}$ . Artinya, inversi ruang  $I$  dan pembalikan waktu  $T$  mengubah tanda  $\vec{c}^{me}$ , sehingga efek magnetoelektrik tidak memenuhi simetri pembalikan ruang dan waktu.

Grup titik kristal  $\text{BaMnF}_4$  yang secara khusus akan ditelaah disini memiliki identitas  $E$  dan element  $2'$ , yaitu rotasi  $180^\circ$  disekitar sumbu  $a$  diikuti oleh pembalikan arus (Fox dkk, 1980). Disisni, elemen  $R$  muncul dalam kombinasi dengan rotasi  $180^\circ$  di arus sekitar sumbu  $a$ , sehingga efek magnetoelektrik dapat muncul dalam bahan tersebut. Untuk memudahkan pemahaman, telaah ini akan disajikan dalam beberapa bagian. Bagian II menguraikan teori-teori yang mendasarkan kajian ini. Metode kajian disajikan pada Bagian III. Selanjutnya relasi dan kurva dispersi akan dibahas pada Bagian IV dan telaah spektrum ATR (*Attenuated Total Reflection*) akan diberikan pada Bagian V. Akhirnya kesimpulan dan saran ini akan disajikan pada Bagian VI.

## 2. DASAR TEORI

Perambatan gelombang elektromagnet dalam bahan diperoleh melalui penggunaan

persamaan-persamaan Maxwell, yaitu (dalam satuan SI)

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{D} &= 0 & (1) \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 & (2) \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & (3) \\ \nabla \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. & (4)\end{aligned}$$

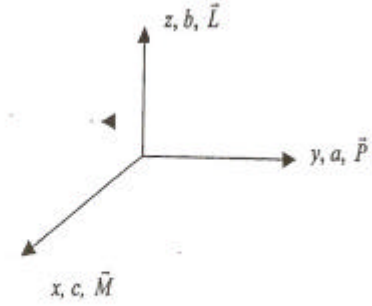
Persamaan – persamaan Maxwell di atas berlaku untuk medium tanpa rapat arus bebas ( $\vec{j}_f = 0$ ) dan tanpa muatan bebas ( $\rho = 0$ ). Dalam bahasan ini berlaku  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$  dan  $\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}$ . Jika persamaan (1) dan (2) disubstitusikan dalam ungkapan untuk  $\vec{B}$  dan  $\vec{D}$ , maka akan diperoleh persamaan gelombang dalam bahan dengan efek magnetoelektronik linier, yaitu

$$\nabla \times \vec{E} = i\omega \mu_0 (\vec{m} \cdot \vec{H} + (\mu_0 c)^{-1} \vec{c}^{me} \cdot \vec{E}), \quad (7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -i\omega \epsilon_0 (\vec{e} \cdot \vec{E} + (\epsilon_0 c)^{-1} \vec{c}^{em} \cdot \vec{H}), \quad (8)$$

dengan anggapan medan listrik dan magnetnya harmonik. Ungkapan  $\vec{m} = \vec{1} + \vec{c}^m$  dan  $\vec{e} = \vec{1} + \vec{c}^e$  berturut-turut adalah permeabilitas magnetik dan permitivitas listrik. Tensor  $\vec{c}^e$  dan  $\vec{c}^m$  merupakan tensor suseptibilitas listrik dan magnetik, sementara  $\vec{c}^{me} = \vec{c}^{em}$  adalah tensor suseptibilitas magnetoelektrik sebagai tensor sumbu orde dua dan memiliki sembilan komponen. Jumlah komponen  $\vec{c}^{me}$  atau  $\vec{c}^{em}$  yang tidak nol dibatasi oleh syarat invarian terhadap operasi simetri grup titik bahan magnetik.

Persamaan (7) dan (8) akan mendasari kajian kurva dispersi bahan dengan efek magnetoelektrik, yaitu bahan antiferromagnet uniaksial dengan dua subkecisi BaMnF<sub>4</sub>, dengan arah relatif sumbu-sumbu kristal seperti terlihat pada Gambar 1.



**Gambar 1.** Arah relative sumbu-sumbu kristal pada BaMnF<sub>4</sub>

Ungkapan untuk komponen tensor suseptibilitas listrik, magnetik dan magnetoelektrik dengan arah sumbu-sumbu relatif seperti Gambar 1 dan medan luar nol adalah (Barnas, 1986),

$$c_{xx}^m(\omega) = \frac{B^{-1}\Omega_L^2 - S_m^2}{\tilde{w}_{af}^2 - \omega^2} + \frac{S_m^2}{\tilde{w}_T^{a^2} - \omega^2}, \quad (9)$$

$$c_{yy}^m(\omega) = \frac{1}{B} \frac{\omega_{af}^2}{\omega_{af}^2 - \omega^2}, \quad (10)$$

$$c_{zz}^m(\omega) = B \frac{\Omega_M^2}{\omega_{af}^2 - \omega^2}, \quad (11)$$

$$c_{yz}^m(\omega) = -c_{zy}^m(\omega) = -i \frac{\Omega_M \omega}{\omega_{af}^2 - \omega^2} \quad (12)$$

$$c_{yx}^{em}(\omega) = c_{xy}^{me} = -\frac{S_{me}^2}{\tilde{w}_{wf}^2 - \omega^2} + \frac{S_{me}^2}{\tilde{w}_T^{a^2} - \omega^2}, \quad (13)$$

$$c_{xx}^e(\omega) = \epsilon_c^0 - 1, \quad (14)$$

$$c_{yy}^e(\omega) = \epsilon_b^> \frac{\tilde{w}_L^{a^2} - \omega^2}{\tilde{w}_T^{a^2} - \omega^2} + \frac{S_e^2}{\omega_{wf}^2 - \omega^2} - 1, \quad (15)$$

$$c_{zz}^e(\omega) = \epsilon_b^> \frac{\omega_L^{b^2} - \omega^2}{\omega_T^{b^2} - \omega^2} - 1. \quad (16)$$

Komponen-komponen suseptibilitas dinamik di atas berlaku untuk  $\omega < 50\text{cm}^{-1}$ . Dalam persamaan (9) – (16)  $\omega_{af}$  dan  $\omega_T^b$  berturut-turut adalah frekuensi ragam antiferromagnet dan fonon optis transversal yang terpolarisasi pada arah sumbu  $b$ . Sementara  $\tilde{w}_{wf}$  dan  $\tilde{w}_T^{a^2}$  adalah frekuensi ragam ferromagnet lemah dan fonon optis transversal yang terpolarisasi sepanjang sumbu  $a$ , dengan koreksi interaksi magnetoelektrik dan dinyatakan sebagai  $\tilde{w}_T^{a^2} = \omega_T^{a^2} - \mathbf{1} \mathbf{b}_0 \mathbf{b}_2 + \mathbf{d} \mathbf{b}_1^2$  dan  $\tilde{w}_{wf}^2 = \omega_{wf}^2 - \mathbf{d} \mathbf{b}_1^2 \cdot \omega_{wf}$  dan  $\omega_T^a$  adalah frekuensi dari ragam yang tidak memiliki interaksi magnetoelektrik.

$b_0, b_1$ , dan  $b_2$  berturut-turut menggambarkan pertukaran antisimetri (*antisymmetric exchange*), interaksi magnetoelektrik linear dan orde dua. Parameter  $\gamma$ ,  $d$ ,  $S_m$ ,  $S_{me}$ , dan  $S_e$  didefinisikan sebagai,  $\mathbf{l} = \frac{m_0 L_0^2}{Bm}$ ,  $\mathbf{d} = \frac{m_0^3 g^2 L_0^4 a}{m\Delta}$ ,  $S_e^2 = \frac{d\mathbf{b}_1^2}{e_0 m \Delta}$ ,  $S_m^2 = \frac{d^2 \mathbf{b}_1^2 m}{m_0 L_0^2}$ ,  $S_{me}^2 = \frac{d\mathbf{b}_1 c}{L_0}$ , dengan  $L_0$  merupakan momen antiferromagnet dan  $\mu$  adalah parameter yang diperkenalkan dalam rapat energi bebas (Tilley dan Scott, 1982). Sementara  $\Delta = w_T^{a^2} - w_{wf}^2$ , dan  $B$  adalah parameter fenomenologis yang diperkenalkan oleh Tilley dan Scott (1982).

Parameter  $\gamma_M$  dan  $\gamma_L$  didefinisikan sebagai  $\Omega_M = g m_0 M_0$ ;  $\Omega_L^2 = (g m_0 M_0)^2 (Ba + b_0^2)$ , dengan  $M_0$  adalah momen ferromagnet lemah dan  $\gamma$  rasio giromagnet. Selanjutnya,  $e_c^0$  adalah konstanta dielektrik sumbu c dengan frekuensi nol pada temperatur rendah,

sementara  $e_a^>$  dan  $e_b^>$  adalah konstanta dielektrik temperatur rendah pada sumbu a dan c dengan frekuensi berturut-turut di atas  $w_T^a$  dan  $w_T^b$ . Disini  $w_L^b$  menyatakan frekuensi fonon optis longitudinal yang terpolarisasi sepanjang sumbu b, dan  $\tilde{w}_L^a$  adalah frekuensi fonon longitudinal yang terpolarisasi sepanjang sumbu a dan dipengaruhi oleh interaksi magnetoelektrik,

$$\tilde{w}_L^{a^2} = w_L^{a^2} + d\mathbf{b}_1^2 \left( 1 - \frac{1}{e_0 e_a^> (w_T^{a^2} - w_{wf}^2) m} \right) - l b_0 b_2.$$

Sementara  $w_L^a$  tidak dipengaruhi oleh efek

$$\text{magnetoelektrik, } w_L^{a^2} = w_T^{a^2} + \frac{1}{e_0 e_a^> m}.$$

Nilai parameter-parameter yang digunakan pada perhitungan kurva dispersi diberikan dalam Tabel 1. Nilai-nilai tersebut diperoleh secara langsung atau tidak langsung dari data-data eksperimental yang ada.

**Tabel 1. Parameter BaMnF<sub>4</sub> yang digunakan dalam perhitungan kurva dispersi (Barnas, 1986)**

Parameter	Nilai dari parameter (satuan SI)	Parameter	Nilai dari parameter (satuan SI)
$w_{af}$	0,565 THz (3 cm <sup>-1</sup> )		
$w_{wf}$	0,565 THz (3 cm <sup>-1</sup> )	$b_0$	-0,49
$w_T^a$	7,53 THz (40 cm <sup>-1</sup> )	$b_1$	0,5X10 <sup>3</sup> m <sup>2</sup> /As
$w_L^a$	7,72 THz (41 cm <sup>-1</sup> )	$b_2$	3,0X10 <sup>7</sup> m <sup>4</sup> /A <sup>2</sup> s <sup>2</sup>
$w_T^b$	6,35 THz (33,7 cm <sup>-1</sup> )	$l$	5,6x10 <sup>17</sup> A <sup>2</sup> /m <sup>4</sup>
$w_L^b$	6,57 THz (34,9 cm <sup>-1</sup> )	$d$	2,9X10 <sup>15</sup> A <sup>2</sup> /m <sup>4</sup>
$e_a^>$	11,6	$S_m$	1,5 GHz (0,008 cm <sup>-1</sup> )
$e_b^>$	20,5	$S_{me}$	28 Ghz (0,15 cm <sup>-1</sup> )
$e_c^0$	9,75	$S_e$	19 GHz (0,1 cm <sup>-1</sup> )
$B$	167	$\Omega_L$	0,565 THz 93 cm <sup>-1</sup> )
$\mu$	3,33X10 <sup>-15</sup> kg m <sup>3</sup> /A <sup>2</sup> s <sup>2</sup>	$\Omega_M$	3,2 GHz (0,017 cm <sup>-1</sup> )

### 3. METODE PERHITUNGAN

Telaah polariton permukaan dilakukan melalui kurva dispersinya, yang ditinjau pada antar muka  $z = 0$ , antara vakum ( $z < 0$ ) dan medium magnetoelektrik ( $z > 0$ ) tanpa medan luar. Gelombang merambat pada arah y dan

meluruh secara eksponensial ke arah sumbu z dengan konstanta peluruhan a.

Persamaan dispersi polariton permukaan diturunkan melalui persamaan Maxwell untuk medium magnetoelektrik yaitu persamaan (7) dan (8). Medan polariton permukaannya dapat ditulis sebagai,

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp(iqy + \mathbf{a}_0 z) \exp(-i\omega t) \quad (17)$$

untuk vakum, dan

$$\vec{H} = \vec{H}_1 \exp(iqy - az) \exp(-i\omega t) \quad (18)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_1 \exp(iqy - az) \exp(i\omega t) \quad (19)$$

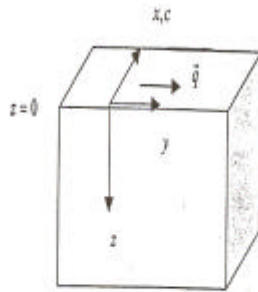
untuk medium, dengan  $q$  merupakan besar vektor gelombang polariton permukaan, dan  $a_0$  dan  $a$  berturut-turut adalah konstanta peluruhan dalam vakum dan dalam medium. Persamaan dispersi akan diperoleh dengan melakukan substitusi persamaan (18) dan (19) ke dalam persamaan (7) dan (8), dan kemudian menerapkan syarat batas bagi komponen-komponen medan listrik dan magnetnya.

Kurva dispersi polariton permukaan hanya dapat ditentukan dengan persyaratan nilai  $a_0$  dan  $a$  yang riil positif. Kurva dispersi polariton limbak dalam bahan dapat diperoleh dengan syarat  $a = 0$ .

Selanjutnya dilakukan perhitungan reflektivitas ATR (*Attenuated Total Reflection*) untuk menunjukkan keberadaan polariton permukaan secara komputasi.

#### 4. RELASI DISPERSI POLARITON

Gambar 2 memperlihatkan geometri yang digunakan dalam menurunkan relasi dispersi polariton.



**Gambar 1. Geometri yang digunakan dalam perambatan polariton permukaan dengan vektor gelombang  $\vec{q}$  sepanjang sumbu  $y$  dan tegak lurus sumbu  $c$ . Material magnetoelektrik menempati daerah  $z > 0$**

Relasi dispersi polariton permukaan untuk ragam TE (*Transverse Electric*) atau gelombang terpolarisasi  $s$  adalah

$$\mathbf{a} + \mathbf{a}_0 \left( \mathbf{m}_{yy} + \frac{(\mathbf{c}_{zy}^m)^2}{\mathbf{m}_{zz}} \right) + iq \frac{\mathbf{c}_{zy}^m}{\mathbf{m}_{zz}} = 0 \quad (20)$$

dengan

$$\mathbf{a}_0^2 = q^2 - \left( \frac{\omega}{c} \right)^2, \quad (21)$$

$$\mathbf{a}^2 = q^2 \frac{\mathbf{m}_{yy}}{\mathbf{m}_{zz}} - \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{e}_{xx} \left( \mathbf{m}_{yy} + \frac{(\mathbf{c}_{zy}^m)^2}{\mathbf{m}_{zz}} \right) \quad (22)$$

polariton limbak diperoleh dengan  $a = 0$ , sehingga persamaan (22) memberikan

$$q^2 = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \left( \mathbf{e}_{xx} \mathbf{m}_{zz} + \frac{\mathbf{e}_{xx}}{\mathbf{m}_{yy}} (\mathbf{c}_{zy}^m)^2 \right). \quad (23)$$

Dari relasi dispersi dapat diketahui bahwa, baik polariton permukaan maupun limbak untuk ragam TE, tidak dipengaruhi oleh efek magnetoelektrik, karena pada persamaan (20) dan (23) tidak ditemukan susceptibilitas magnetoelektriknya. Munculnya suku linear  $q$  dalam relasi dispersi (20) menunjukkan bahwa polariton permukaan memiliki sifat non resiprokal,  $\mathbf{w}(\vec{q}) \neq \mathbf{w}(-\vec{q})$ .

Melalui pendekatan magnetostatik, yaitu  $q \gg \frac{\omega}{c}$ , dapat diperoleh ungkapan untuk

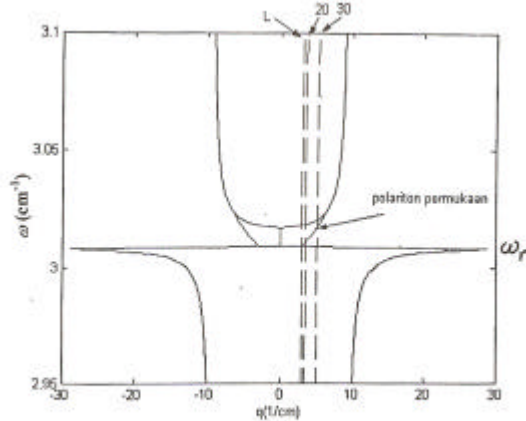
frekuensi batas magnetostatik, yaitu

$$\omega_s = \frac{1}{4} \frac{(-\Omega_m B) \pm (9B^2 \Omega_m^2 + 16B^2 \omega_{af}^2 + 8B \omega_{af}^2 + 16B^2 \Omega_m^2)^{1/2}}{B} \quad (24)$$

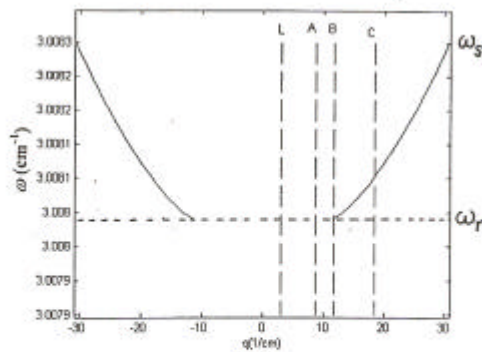
Apabila nilai-nilai konstantanya disubstitusikan akan diperoleh  $\omega_s = 3,0083 \text{ cm}^{-1}$ . Penyelesaian persamaan (20) memberikan dua daerah penyelesaian  $q$  dan  $q$ , seperti terlihat pada gambar 3 dan 4. Gambar 3 memperlihatkan polariton permukaan yang tidak memiliki frekuensi batas magnetostatik (*virtual mode*), yang dimulai di atas frekuensi resonansi,  $\omega_r = 3.008 \text{ cm}^{-1}$ , dan berakhir pada polariton limbak (daerah yang diarsir). Garis ATR pada Gambar 3 diplot dengan menggunakan prisma Si dengan  $\epsilon_p = 11,56$  dengan sudut datang  $20^\circ$  dan  $30^\circ$ . Garis L adalah garis cahaya untuk vakum.

Gambar 4 memberikan kurva dispersi untuk polariton permukaan yang memiliki frekuensi batas magnetostatik (*real mode*), yang berada pada  $\omega_s = 3,0083 \text{ cm}^{-1}$ . garis ATR yang ditunjukkan oleh A digambar dengan menggunakan  $\epsilon_p = 11,56$ . garis ini tidak memotong kurva dispersi polariton permukaan. Sementara garis B dan C digambar berturut-turut dengan menggunakan  $\epsilon_p = 20$  dan  $\epsilon_p = 50$ . Keduanya memotong polariton permukaan pada

frekuensi masing-masing sekitar  $\omega = 3,008 \text{ cm}^{-1}$   
 dan  $\omega = 3,0081 \text{ cm}^{-1}$



**Gambar 3.** Kurva dispersi untuk ragam limbak (persamaan (23)) dan polariton permukaan yang tidak memiliki frekuensi magnetostatik (persamaan (20))



**Gambar 4.** kurva dispersi untuk polariton permukaan yang memiliki batas magnetostik. L adalah garis cahaya, sedangkan A, B dan C merupakan garis ATR yang digambar berturut-turut dengan  $\epsilon_p = 11,56, 20$  dan  $50$ . Ketiga kurva digambar dengan sudut datang  $60^\circ$ . Frekuensi batas magnetostatiknya berada pada  $\omega_s = 3,0083 \text{ cm}^{-1}$

Gelombang dengan ragam TM (*Transverse Magnetic*) memiliki konstanta peluruhan yang berbentuk kuadratis, yaitu

$$a^2 - 2i \frac{w}{c} a c_{xy}^{me} - \frac{w^2}{c^2} \left\{ (c_{xy}^{me})^2 - e_{yy} m_{xx} \right\} - q^2 \frac{e_{yy}}{e_{zz}} = 0 \quad (25)$$

sehingga memiliki dua buah penyelesaian untuk nilai a, yaitu

$$a^{(1)} = i \frac{w}{c} c_{xy}^{me} + \sqrt{q^2 \frac{e_{yy}}{e_{zz}} - \left( \frac{w}{c} \right)^2 e_{yy} m_{xx}}, \quad (26)$$

$$a^{(1)} = i \frac{w}{c} c_{xy}^{me} - \sqrt{q^2 \frac{e_{yy}}{e_{zz}} - \left( \frac{w}{c} \right)^2 e_{yy} m_{xx}}, \quad (27)$$

Terlihat bahwa bagian real kedua nilai a yang diperoleh hanya ada bila nilai di bawah tanda akar lebih besar dari nol. Tetapi kedua bagian real ini tidak bernilai positif, sehingga tidak terdapat ragam permukaan dengan ragam TM.

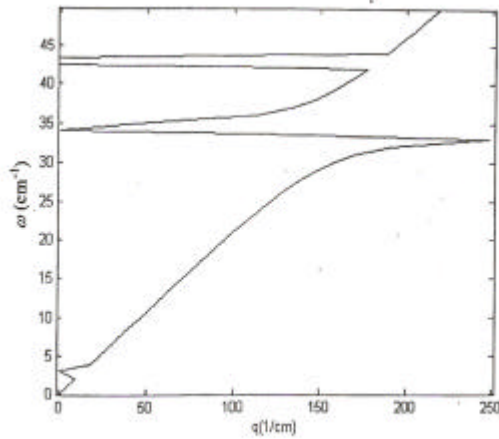
Jika konstanta peluruhannya nol, maka persamaan (25) menjadi

$$q^2 = \left( \frac{w}{c} \right)^2 \left( e_{zz} m_{xx} - \frac{e_{zz}}{e_{yy}} (c_{xy}^{me})^2 \right), \quad (28)$$

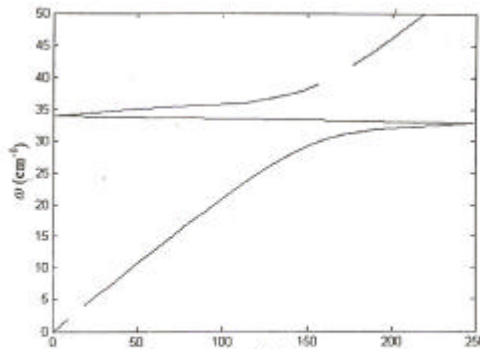
yang merupakan relasi dispersi ragam TM untuk polariton limbak yang merambat sepanjang sumbu y, yang dipengaruhi oleh interaksi magnetoelektrik dengan munculnya susceptibilitas magnetoelektrik  $c_{xy}^{me}$  dalam persamaan tersebut. Kurva dispersi ragam limbak untuk ragam TM dapat dilihat pada Gambar 5. Selanjutnya Gambar 6 memperlihatkan kurva dispersi ragam TM tanpa interaksi magnetoelektrik.

Gambar 5 memperlihatkan beberapa ragam terdangeng atau polariton pada frekuensi antara  $0 - 50 \text{ cm}^{-1}$ . Di sekitar frekuensi  $\tilde{\omega}_{wf} = 2,997 \text{ cm}^{-1}$  (ferromagnet lemah) terdapat ragam terdangeng antara foton dan magnon, yang disebut *magnon polariton*. Berikutnya di sekitar frekuensi  $\omega_T^b = 33,7 \text{ cm}^{-1}$  (fonon optis transversal yang terpolarisasi sepanjang sumbu b) terjadi ragam terdangeng antara foton dan fonon optis, yang disebut *phonon polariton*.

*Phonon polariton* lainnya dapat dilihat di sekitar frekuensi fonon optis longitudinal terpolarisasi sepanjang sumbu a ( $\tilde{\omega}_L^a = 43,7 \text{ cm}^{-1}$ ). Bila kedua gambar Gambar 5 dan 6 dibandingkan, terlihat bahwa interaksi magnetoelektrik tidak berpengaruh pada frekuensi  $\omega_T^b$ , namun ia berpengaruh terhadap  $\tilde{\omega}_{wf}$ ,  $\tilde{\omega}_T^a$  dan  $\tilde{\omega}_L^a$ .



Gambar 5. Kurva disperse polariton limbak ragam TM dengan melibatkan interaksi magnetoelektrik



Gambar 6. Kurva disperse polariton limbak ragam TM yang mengabaikan interaksi magnetoelektrik

### 3. PERHITUNGAN ATR (*Attenuated Total Reflektion*)

Jika gelombang elektromagnetik datang dari suatu medium yang secara optis lebih rapat ke medium kurang rapat, dengan sudut datang lebih besar dari suatu sudut kritis tertentu, maka gelombang itu akan mengalami pantulan total dengan reflektivitasnya sama dengan 1. Jika sudut datang lebih besar dari sudut kritis, sudut bias menjadi imajiner sehingga tidak ada aliran energi yang melintas batas medium. Gelombang kemudian terikat pada permukaan dan meluruh secara eksponensial dari permukaan, yang disebut dengan gelombang fana (*evanescent wave*) (Guenther, 1990). Deteksi gelombang fana ini dalam suatu bahan

dapat dilakukan dengan menggunakan medium berindeks bias tinggi yang diletakkan pada jarak  $d$  dari bahan, sehingga tidak terjadi pantulan total. Metode ini dikenal sebagai *Attenuated Total Reflektion* (ATR). Konfigurasi ATR yang sering digunakan adalah konfigurasi Otto, yang disebut juga sistem PAM (*prism-air-medium*) (Aers dan Broadman, 1980). Metode ini telah berhasil mendeteksi keberadaan polariton magnetik permukaan dalam bahan antiferromagnet  $\text{FeF}_2$  (Abraha dan Tilley, 1996; Jensen dkk, 1995; Abraha dkk, 1994).

Perhitungan reflektivitas ATR hanya dilakukan untuk ragam TE, karena polariton permukaan tidak terdapat dalam ragam TM. Prisma yang digunakan memiliki indeks bias yang cukup tinggi. Gelombang fana terjadi pada antar muka prisma-udara, yang merambat mencapai antarmuka udara-sampel diharapkan dapat tergendeng dengan ragam polariton permukaan sampel.

Reflektivitas ATR diberikan oleh (Abraha dan Tilley, 1996)

$$R = \frac{\left| k_{\perp} (1 + f \exp(-2a_0 d)) - ia_0 (1 - f \exp(-2a_0 d)) \right|^2}{\left| k_{\perp} (1 + f \exp(-2a_0 d)) + ia_0 (1 - f \exp(-2a_0 d)) \right|^2} \quad (29)$$

dengan  $k_{\perp} = k_z^p = \frac{w}{c} \mathbf{e}_p^{1/2} \cos f$  adalah komponen vektor gelombang dalam bahan ke arah sumbu  $z$ ,  $ia_0$  terkait dengan gelombang fana yang merambat dalam udara menuju permukaan bahan, yang dirumuskan sebagai

$$k_z^s = i \frac{w}{c} (\mathbf{e}_p \sin^2 f - \mathbf{e}_0)^{1/2} = ia_0 \quad (30)$$

Selanjutnya  $f = \frac{ia_0 - A}{ia_0 + A}$ , dengan

$$A = \frac{\mathbf{m}_{zz} k_z^s - \mathbf{c}_{zy}^m k_y^s}{\mathbf{m}_{xx} \mathbf{m}_{yy} + (\mathbf{c}_{zy}^m)^2}, \quad k_z^s \text{ dan } k_y^s \text{ berturut-turut}$$

dengan komponen vektor gelombang ke arah  $z$  dan  $y$  di dalam bahan, yang dirumuskan sebagai

$$k_z^s = i \frac{w}{c} (\mathbf{e}_p \sin^2 f - \mathbf{I})^{1/2} \quad \text{dan} \quad k_y^s = \mathbf{e}_p^{1/2} \frac{w}{c} \sin f,$$

sementara ? diberikan oleh

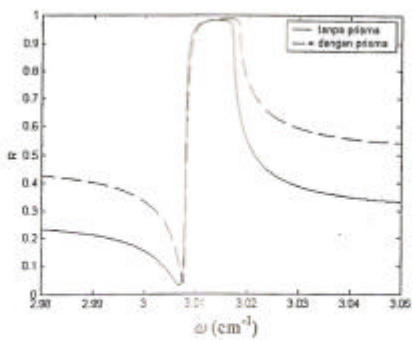
$$\mathbf{I} = \frac{\mathbf{e}_{xx}}{\mathbf{m}_{zz}} (\mathbf{c}_{zy}^m)^2 + \mathbf{e}_p \sin^2 f \left( 1 - \frac{\mathbf{m}_{yy}}{\mathbf{m}_{zz}} \right) + \mathbf{m}_{yy} \mathbf{e}_{xx}.$$

Faktor redaman dimasukkan dalam frekuensi melalui substitusi  $\mathbf{w} = \mathbf{w} + i\Gamma$ , dengan  $\Gamma$  adalah besarnya redaman.

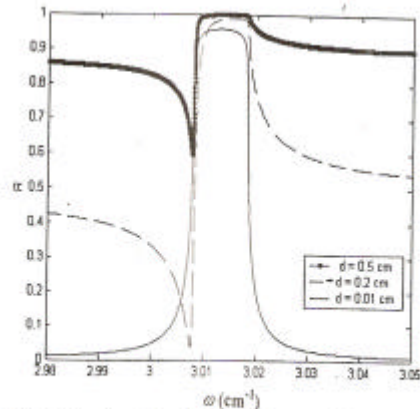
Keberadaan polariton dapat ditunjukkan dengan mengamati perbedaan frekuensi untuk reflektifitas ATR dengan mempergunakan prisma ( $\epsilon_p = 11,56$ ) dan tanpa prisma ( $\epsilon_p = 1$ ), seperti ditunjukkan pada Gambar 7. Dari gambar tersebut terlihat bahwa frekuensi ragam permukaan yang menggunakan prisma lebih besar daripada frekuensi ragam permukaan yang tidak menggunakan prisma.

Jarak antara prisma-sampel sangat mempengaruhi terbentuknya polariton pada permukaan sampel. Hal ini secara jelas ditunjukkan oleh Gambar 8. Dengan memberikan nilai  $d$  yang berbeda, maka akan terlihat hubungan yang berbeda antara frekuensi dan reflektivitas ATR, meskipun dengan redaman, sudut datang dan indeks bias prisma yang sama. Besarnya jarak antara prisma-sampel tidak boleh terlalu besar atau terlalu kecil. Untuk medium ini, keberadaan polariton permukaan akan terdeteksi pada saat jarak antara prisma dan sampel mencapai nilai optimum sebesar 0,2cm.

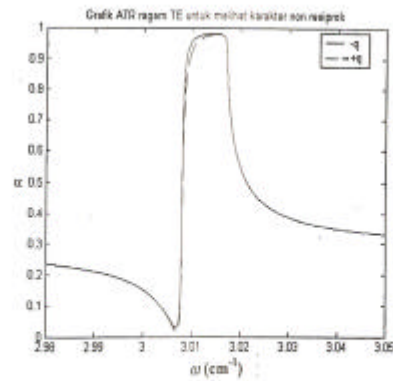
Karakteristik non resiprokal dari polariton permukaan dapat juga ditunjukkan melalui hubungan frekuensi dan reflektivitas ATR, seperti terlihat pada Gambar 9. Dari gambar terlihat bahwa hubungan frekuensi dan reflektivitas ATR berbeda untuk  $\bar{q}$  dan  $-\bar{q}$ . Dalam eksperimen, arah vektor perambatan yang negatif dapat diperoleh dengan mengambil sudut datang negatif, atau membalik arah gelombang datang.



Gambar 7. reflektivitas sebagai fungsi frekuensi yang diberikan oleh persamaan (29), dengan menggunakan prisma Si,  $\epsilon_p = 11,56$  (ditunjukkan oleh garis terputus) dan tanpa prisma  $\epsilon_p = 1$  (ditunjukkan oleh garis tak terputus). Keduanya digambar dengan  $d = 0,2\text{cm}$ , redaman  $= 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ , dan sudut datang  $20^\circ$ .



Gambar 8. Reflektivitas sebagai fungsi frekuensi dengan variasi jarak antara prisma dan sampel. Ketiganya digambar dengan menggunakan prisma Si ( $\epsilon_p = 11,56$ ), redaman  $= 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ , dan sudut datang  $20^\circ$

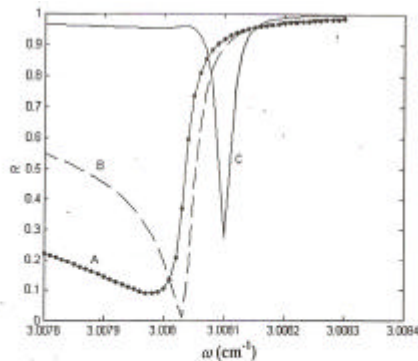


Gambar 9. Reflektivitas sebagai fungsi frekuensi yang menunjukkan karakter non resiprok dari polariton permukaan. Kurva digambar dengan menggunakan prisma Si ( $\epsilon_p = 11,56$ ), redaman  $= 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ , dan sudut datang  $20^\circ$  (garis terputus) dan  $-20^\circ$  (garis tak terputus)

Untuk polariton permukaan yang memiliki batas magnetie lektrik (*real mode*), dimana kurva dispersinya ditunjukkan oleh Gambar 4, hubungan reflektivitas dan frekuensi dapat dilihat pada Gambar 10. Kurva A yang digambar dengan  $\epsilon_p = 11,56$  tidak memotong polariton permukaan, tetapi hanya memotong polariton limbak. Sementara kurva B dan C memotong kurva polariton permukaan pada frekuensi masing-masingdi sekitar  $3.008 \text{ cm}^{-1}$ . Ini sesuai dengan yang ditunjukkan pada kurva dispersi untuk polariton yang memiliki



frekuensi batas magnetostatik yang terdapat pada Gambar 4.



**Gambar 10.** Reflektivitas sebagai fungsi untuk polariton yang memiliki batas magnetoelektrik, dengankurva dispersinya seperti terlihat pada gambar 4.3. Kurva A digambar dengan  $\epsilon_p = 11,56$ , kurva B dengan  $\epsilon_p = 20$  dan kurva C dengan  $\epsilon_p = 50$ . ketiga kurva digambar dengan sudut datang  $60^\circ$ , redaman =  $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  dan  $d = 0,2 \text{ cm}$

## 6. KESIMPULAN DAN SARAN

Berdasarkan hasil pembahasan, dapat disimpulkan hal-hal sebagai berikut :

1. Interaksi magnetoelektrik hanya terdapat pada bahan yang tidak memiliki simetri inverse ruang dan waktu, atau elemen simetri pembalikan arus muncul dalam kombinasi dengan elemen simetri lainnya.
2. terdapat dua ragam gelombang yang merambat dalam bahan  $\text{BaMnF}_4$  dengan arah penjalaran tegak lurus terhadap sumbu mudah, yaitu ragam TE (*Transverse Electric*) dan ragam TM (*Transverse Magnetic*).
3. Polariton permukaan bahan  $\text{BaMnF}_4$  dengan arah penjalaran tegak lurus pada sumbu mudah hanya diperoleh dalam ragam TE dan bersifat non resiprokal atau perubahan arah vektor perambatan mengubah nilai frekuensi,  $w(\vec{q}) \neq w(-\vec{q})$ .
4. Terdapat dua jenis polariton permukaan, yaitu yang memiliki frekuensi batas magnetostatik (*real mode*) dan yang tidak memiliki batas frekuensi magnetostatik (*virtual mode*). Reflektivitas ATR *virtual mode* dapat diperoleh dengan menggunakan

prisma Si ( $\epsilon_p = 11,56$ ), sedangkan reflektivitas ATR untuk *real mode* dapat diperoleh dengan menggunakan prisma berindeks bias lebih besar ( $\epsilon_p > 17$ ). Eksperimen ATR untuk *real mode* belum dapat dilakukan karena belum ditemukan prisma dengan indek bias cukup besar. Kedua jenis polariton permukaan tidak dipengaruhi oleh interaksi magnetoelektrik.

5. Polariton permukaan tidak diperoleh dalam ragam TM, hanya polariton limbak yang merambat dalam ragam ini. Interaksi magnetoelektrik mempengaruhi polariton limbak dengan terbentuknya *magnon polariton* dan *phonon polariton* pada frekuensi tertentu.
6. Dari perhitungan reflektivitas ATR ditunjukkan bahwa gelombang elektromagnetik dapat terdang dengan ragam permukaan bahan  $\text{BaMnF}_4$  dengan arah perambatan tegak lurus pada sumbu mudah bila jarak antara prisma dan sampel mencapai nilai optimum sebesar  $0,2 \text{ cm}$ .

Pengembangan lebih lanjut atas hasil kajian ini dapat dilakukan dengan :

1. Mencari polariton permukaan pada bahan yang sama, dalam hal ini  $\text{BaMnF}_4$  dengan arah perambatan gelombang sejajar sumbu mudah. Diharapkan pada arah ini akan teramati pengaruh efek magnetoelektrik terhadap polariton permukaan.
2. Memberikan medan luar pada sampel.

## DAFTAR PUSTAKA

- Abraha, K. Dan D.R. Tilley, 1996. Theory of far infrared of magnetic surfaces, film and superlattices. *Surf.Sci. Rep.* 24, 125-222.
- Abraha, K. D.E. Brown, T. Dumelow, T.J. Parker and D.R. Tilley, 1994. Oblique-incidence far-infrared reflectivity study of the uniaxial antiferromagnet  $\text{FeF}_2$ , *Phys. Rev. B* 50, 6808-6816.
- Aers, G.C., dan A.D. Boardman, 1980. *Attenuated Total Reflection Analysis of Surface Polaritons*, dalam *Physics Programs*, editor:A.D. Boardman, John Wiley and Sons.
- Barnas, J., 1986. *Electromagnetic Modes in magnetic system with Linear Magneto-*

- Electric Interactions, *J. of Magnetism and Magnetic Material* 62, hal. 381-391.
- Fogitin, A., dan I. Vitebsky, 2001. *Nonreciprocal Magnetic Photonic Crystals*, *Physical review E* 63.
- Fox, David L., Tilley, D.R., Scott, J.F., dan Guggenheim, H.J., 1980. Magneto-elektrik phenomena in  $\text{BaMnF}_4$  and  $\text{BaMn}_{0.99}\text{Co}_{0.01}\text{F}_4$ , *Phys. Rev. B* 21, hal. 2926-2936.
- Guenther, R.d., 1990. *Modern Optics*, John Willey and Sons.
- Jensen, M.R.F., T.J. Parker, Kamsul Abraha dan D.R. Tilley, 1995. Experimental observation of surface magnetic polaritons in  $\text{FeF}_2$  by attenuated-total-reflection (ATR), *Phys.Rev. Lett.* 75, 3756-3759.
- Tilley, D.R. dan J.F. Scott, 1982. Frequency dependence of Magneto-elektrik Phenomena in  $\text{BaMnF}_4$ , *Physical review B*, vol. 25, no. 5, hal. 3251-3260.
- Wiegelmann, H., Jansen, A.G.M., Rivera, J.P., Schmid, H., Stepanov, A.A., dan Vitebsky, I.M., 1995, Magneto-elektrik studies of antiferromagnetic Crystals in Strong Magnetic Fields, *Physical B* 204, hal. 292-297.