

Pantulan Total Teredam untuk Deteksi Magnon Polariton dalam Lapisan Tipis Bahan Logam Antiferromagnet

Vincensius Gunawan S. K.

Laboratorium Fisika Zat Padat, Jurusan Fisika, FMIPA, Universitas Diponegoro, Semarang

Abstract

The purpose of this research is to verify the existence of magnetic polaritons in thin film metallic antiferromagnet materials. The polaritons could be generated in metallic antiferromagnet materials by fabricating layered sample with an isolator non-magnetic materials, so that disturbance from screening effect by free electron could significantly be reduced. The method used to detect the magnetic polaritons is attenuated total reflection (ATR). The existence of magnetic polaritons is indicated by reduction of reflectance in ATR spectroscopy. The result show that the value of reflectivity in a certain direction is same with opposite direction with $R(\mathbf{k}) = R(-\mathbf{k})$, if external magnetic field isn't applied to the system. This property is called reciprocal. If external magnetic field is then introduced to the system, the ATR spectroscopy show that the reflectivity will be nonreciprocal, with $R(\mathbf{k}) \neq R(-\mathbf{k})$

Intisari

Penelitian ini bertujuan untuk membuktikan keberadaan polariton magnetik dalam lapisan tipis bahan logam antiferromagnet. Untuk membangkitkan magnon polariton dalam bahan logam antiferromagnet dilakukan perekayasa dengan membuat sampel yang berlapis-lapis dengan bahan isolator nonmagnet agar efek penyekatan oleh elektron bebas berkurang. Metode yang digunakan untuk mendeteksi keberadaan polariton magnetik adalah pemantulan total teredam (attenuated total reflection, ATR). Keberadaan polariton magnetik ditunjukkan dengan penurunan nilai reflektivitas pada grafik spektroskopi ATR. Hasil yang diperoleh menunjukkan adanya kesesuaian antara spektroskopi ATR dengan grafik relasi dispersi yang diperoleh dalam penelitian sebelumnya. Hasil spektroskopi yang diperoleh juga menunjukkan nilai reflektivitas yang sama pada dua arah gelombang yang berkebalikan, dengan $R(\mathbf{k}) = R(-\mathbf{k})$, bila medan magnet luar tidak diterapkan pada system. Bila diberikan medan magnet luar \mathbf{H}_0 pada system, diperoleh nilai reflektivitas yang berbeda untuk dua arah gelombang yang berkebalikan dengan $R(\mathbf{k}) \neq R(-\mathbf{k})$, meskipun $\omega(\mathbf{k}) = \omega(-\mathbf{k})$. Hal ini menunjukkan kemunculan sifat nonreciprocal (tak-berbalik).

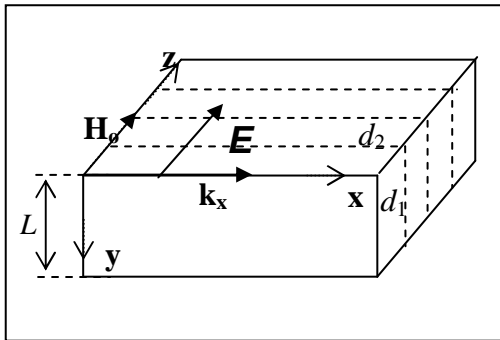
Pendahuluan

Polariton magnet yang disebut juga magnon polariton merupakan keadaan kopling yang tersusun oleh gelombang elektromagnetik dengan magnon. Kajian secara teoretis maupun eksperimen terhadap polariton magnet dalam bahan antiferromagnet tak-hantar telah banyak dilakukan [1-6] yang hasilnya terangkum dalam artikel tinjauan (*review article*) dalam ref. [7]. Telaah terhadap ragam polariton magnetik dalam bahan logam antiferromagnet yang secara eksplisit melibatkan konduktivitas bahan, dengan

menggunakan geometri semi-tak hingga (*semi-infinite*) maupun lapisan tipis (*thin film*) juga telah dilakukan [8-10].

Untuk membangkitkan polariton magnet dalam bahan yang bersifat logam, perlu dilakukan pengurangan efek penyekatan (*screening effect*) yang timbul akibat keberadaan elektron bebas. Efek penyekatan tersebut dapat dikurangi dengan merekayasa struktur makroskopik bahan [11]. Struktur bahan logam antiferromagnet dibuat berlapis-

lapis (*striped structure*) dengan bahan non-hantar dengan batas medium tegak lurus terhadap medan listrik (lihat Gb.1) sehingga gerak elektron bebas akan terbatas dan efek penyekatan berkurang secara signifikan.



Gambar 1. Konfigurasi bahan berlayer yang digunakan pada penelitian [10]. L menyatakan ketebalan sampel. Medan magnet luar H_0 dan komponen gelombang medan E sejajar z , d_1 tebal lapisan bahan magnet dan d_2 tebal lapisan bahan nonmagnet vektor gelombang berarah tegak lurus terhadap arah medan magnet luar H_0 (konfigurasi Voigt)

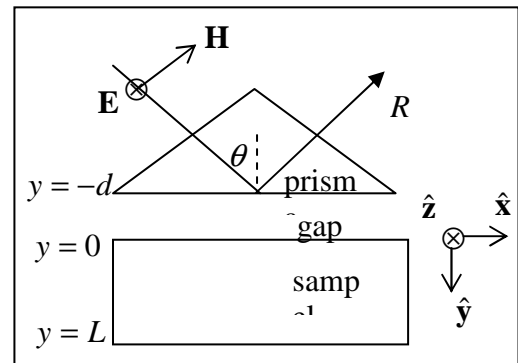
Mengacu pada penelitian yang telah dilakukan dalam pengkajian magnon polariton dalam bahan antiferromagnet tak hantar [1-6] serta magnon polariton dalam lapisan tipis bahan logam antiferromagnet [8-10], metode yang handal untuk verifikasi keberadaan magnon polariton adalah metode pemantulan total teredam (*attenuated total reflection, ATR*). Pada dasarnya, metode ini memanfaatkan fenomena pemantulan total pada bahan.

Bila sudut datang gelombang elektromagnetik yang diarahkan pada bahan melebihi sudut kritis, maka akan terjadi pemantulan total dengan reflektivitas bernilai satu, $R = 1$. Keberadaan magnon polariton yang terkait dengan kopling gelombang elektromagnetik dengan magnon akan menyebabkan terjadinya pengurangan nilai reflektivitas, sehingga $R < 1$.

Verifikasi terhadap keberadaan polariton magnet dalam bahan logam antiferromagnet dengan geometri semi-taktingga telah dilakukan [9], namun untuk lapisan tipis belum dikaji. Penelitian ini

bertujuan untuk membuktikan keberadaan magnon polariton dalam lapisan tipis bahan logam antiferromagnet secara numerik.

Teori



Gambar 2. Konfigurasi ATR untuk thin film pada medium berlayer dengan konfigurasi Voigt. Gelombang elektromagnetik yang digunakan terpolarisasi beragam TE dengan medan E berarah tegak lurus terhadap bidang datang gelombang. Dasar prisma terletak di $y = -d$, permukaan sampel di $y = 0$ dan dasar sampel terletak di $y = L$.

Konsep dasar piranti ATR tersaji dalam gambar (2). Suatu gelombang elektromagnetik diarahkan masuk ke dalam prisma dan mengalami pemantulan di dasar prisma. Pemantulan total terjadi bila sudut datang θ lebih besar dibanding sudut kritisnya, yang dinyatakan dalam bentuk

$$\theta > \theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_p}{n_g} \right) \tag{1}$$

dengan θ_c menyatakan sudut kritis, sementara n_p dan n_g menyatakan indeks bias prisma dan medium celah antara prisma dengan material sampel.

Selanjutnya, pemantulan total ini akan menyebabkan munculnya gelombang fana (*evanescent wave*) yang merambat ke dalam sampel. Gelombang fana ini kemudian dapat terkopling dengan magnon sampel untuk membangkitkan polariton magnetik. Polariton magnetik yang dihasilkan tersebut memiliki vektor gelombang yang nilainya sama dengan komponen vektor gelombang datang yang sejajar permukaan sampel dalam bentuk [12]

$$k_x = n_p \frac{\omega}{c} \sin \theta . \quad (2)$$

Mengacu pada pers.(2) diatas, maka ragam magnon polariton dalam relasi dispersi yang dapat dianalisis menggunakan ATR adalah polariton magnetik yang memiliki bilangan gelombang dalam selang nilai antara

$$k_x = \frac{\omega}{c} \epsilon_g^{1/2} \quad (3a)$$

sampai dengan

$$k_x = \frac{\omega}{c} n_p . \quad (3b)$$

Persamaan (3a) menyatakan garis cahaya (*light line*) dengan ϵ_g menyatakan permitivitas celah (gap) antara dasar prisma dengan permukaan sampel, sementara pers.(3b) merupakan nilai maksimum garis ATR.

Bila ω dan k_x gelombang datang pada pers.(2) memiliki nilai yang sama dengan ω dan k_x yang dibolehkan untuk kemunculan magnon polariton, maka energi gelombang akan terdispersi untuk membangkitkan magnon polariton sehingga reflektansi akan mengalami atenuasi. Jadi pada saat garis ATR memotong kurva magnon polariton dalam relasi dispersi, nilai reflektansi dalam spektroskopi ATR berkurang, $R < 1$.

Mengacu pada penelitian relasi dispersi pada bahan logam antiferromagnet yang telah dilakukan [8,10], sampel yang digunakan berupa bahan berlapis-lapis (*layered structure*) yang tersusun dari bahan logam antiferromagnet dengan bahan isolator non-magnet. Selanjutnya, menggunakan pendekatan teori medium efektif (*effective medium theory*) dapat diturunkan tensor dielektrik efektif dan tensor permeabilitas efektif sampel [13].

Tensor dielektrik efektif sampel berbentuk [13]

$$\epsilon_{eff} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 f_1 + \epsilon_2 f_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 f_1 + \epsilon_2 f_2 & 0 \\ 0 & 0 & \left(\frac{f_1}{\epsilon_1} + \frac{f_2}{\epsilon_2} \right)^{-1} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Parameter $\epsilon_1 = \epsilon_0 + i \frac{\sigma}{\omega}$ menyatakan tensor dielektrik bahan logam antiferromagnet dengan konduktivitas σ , sementara ϵ_0 menyatakan permitivitas ruang hampa. Permitivitas bahan isolator non-magnet ϵ_2 bernilai konstan. Fraksi bahan logam antiferromagnet dinyatakan dalam bentuk

$$f_1 = \frac{d_1}{d_1 + d_2}, \quad (5a)$$

sementara fraksi bahan isolator non-magnet

$$f_2 = \frac{d_2}{d_1 + d_2}, \quad (5b)$$

dengan d_1 menyatakan lebar lapisan-lapisan bahan logam anti-ferromagnet dan d_2 menyatakan lebar lapisan-lapisan bahan isolator non-magnet

Permeabilitas efektif sampel dinyatakan dalam bentuk [13]

$$\mu_{eff} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & i\mu_{xy} & 0 \\ i\mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_1 f_1 + \mu_0 f_2 & \mu_2 f_1 & 0 \\ -\mu_2 f_1 & \mu_1 f_1 + \mu_0 f_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

dengan

$$\mu_1 = \mu_0 [1 + \mu_0^2 \gamma^2 H_A M_s (Y^+ + Y^-)], \quad (7a)$$

$$\mu_2 = \mu_0^3 \gamma^2 H_A M_s (Y^+ - Y^-) \quad (7b)$$

dan

$$Y^\pm = [\omega_r^2 - (\omega \pm \mu_0 \gamma H_0)^2]^{-1}. \quad (8)$$

Medan anisotropy disimbolkan dengan H_A , sementara M_s , γ , ω_r dan H_0 masing-masing menyatakan magnetisasi spontan subkisi, rasio gyromagnet, frekuensi resonansi dan medan magnet eksternal.

Metode Penelitian

Pada Gb.(2) disajikan konsep dasar susunan piranti ATR. Suatu prisma silikon (Si) yang memiliki indeks bias $n_p = 3,4$, permitivitas $\epsilon_p = 11,56$, dan sudut kritis $\theta_c = 17,1^\circ$ diletakkan sejarak $d = 16,5 \mu\text{m}$ di atas sampel. Celah diantara prisma dan

sampel berupa vakum. Sampel berupa bahan berlapis-lapis yang tersusun dari bahan logam antiferromagnet berupa chromium (Cr) dan bahan isolator non-magnet dengan tetapan dielektrik dipilih sebesar $\epsilon_2 = \epsilon_0$. Fraksi bahan logam antiferromagnet sebesar 0,8. Chromium yang digunakan sebagai sampel bahan logam antiferromagnet memiliki medan tukar $H_E = 43,4$ T, medan anisotropy

$H_A = 14,9$ T, magnetisasi subkisi sebesar $M_s = 0,06$ T dan konduktivitas sebesar $\sigma = 0,78 \times 10^7 \Omega^{-1}m^{-1}$.

Penelitian ini pada dasarnya terdiri dari dua bagian utama. Bagian pertama adalah menurunkan secara analitik bentuk perumusan reflektansi sistem ATR dengan sampel berstruktur lapisan tipis tersaji dalam Gb.(1). Selanjutnya dilakukan visualisasi dalam bentuk grafis reflektansi yang diperoleh dari proses analitik terhadap variasi frekuensi sehingga diperoleh spektroskopi ATR.

Untuk menurunkan bentuk reflektansi, langkah awal adalah menentukan bentuk medan \mathbf{E} pada tiap daerah yang terlibat (sampel, celah dan prisma) yang dapat dengan mudah dilakukan karena gelombang elektromagnetik yang digunakan berupa ragam TE. Selanjutnya dengan menggunakan Hukum Faraday dalam persamaan Maxwell,

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (9)$$

dapat diperoleh medan induksi magnet pada tiap daerah yang terlibat. Medan magnet \mathbf{H} dapat diperoleh dengan menggunakan perumusan

$$\mathbf{B} = \bar{\mu} \mathbf{H}, \quad (10)$$

dengan bentuk permeabilitas $\bar{\mu}$ sesuai dengan daerah yang ditinjau.

Reflektansi dapat diperoleh dengan menerapkan syarat batas pada dasar prisma, permukaan dan dasar sampel terhadap komponen tangensial medan \mathbf{H} dan komponen normal medan \mathbf{B} yang sesuai.

Untuk visualisasi grafik spektroskopi reflektansi ATR yang diperoleh dari perumusan proses analitik, digunakan MATLAB[®] versi 5.3. serta menggunakan parameter yang sesuai.

Hasil dan Pembahasan

Pada penurunan reflektivitas sistem digunakan gelombang elektromagnetik pada ragam TE dengan komponen medan \mathbf{E} yang berarah tegak lurus terhadap bidang datang gelombang. Bentuk gelombang medan \mathbf{E} yang digunakan berbentuk

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{k}} E_{ot} e^{-\alpha_o y} \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (11a)$$

untuk $y > L$,

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{k}} (E_{mi} e^{-\alpha y} + E_{mr} e^{\alpha y}) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (11b)$$

untuk $0 < y < L$,

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{k}} (E_{oi} e^{-\alpha_o y} + E_{or} e^{\alpha_o y}) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (11c)$$

untuk $-d < y < 0$,

dan

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{k}} (E_{pi} e^{ik_y y} + E_{pr} e^{-ik_y y}) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (11d)$$

untuk $y < -d$.

Pada persamaan-persamaan di atas, E_{ot} menyatakan amplitudo gelombang yang diteruskan keluar sampel di daerah $y > L$, E_{mi} dan E_{mr} masing-masing menyatakan amplitudo gelombang datang dan gelombang pantul di dalam sampel di daerah $0 < y < L$, E_{oi} dan E_{or} masing-masing menyatakan amplitudo gelombang datang dan gelombang pantul di dalam celah di daerah $-d < y < 0$, serta E_{pi} dan E_{pr} yang masing-masing menyatakan amplitudo gelombang datang dan gelombang pantul di dalam prisma di daerah $y < -d$. Parameter-parameter

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sin \theta \quad (12a)$$

dan

$$k_y = \frac{\omega}{c} \cos \theta \quad (12b)$$

menyatakan komponen vektor gelombang yang merambat sejajar dan tegak lurus terhadap permukaan medium.

Tetapan atenuasi di ruang vakum dinyatakan dalam bentuk [8,10]

$$\alpha_0^2 = k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (13a)$$

sementara tetapan atenuasi di dalam sampel berbentuk

$$\alpha^2 = k_x^2 - \epsilon\mu_v \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (13b)$$

Selanjutnya, rotasi medan **E** digunakan untuk menurunkan komponen normal medan **B**, diperoleh

$$B_y = \frac{-k_x}{\omega} E_{or} e^{-\alpha_0(y-L)} \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (14a)$$

untuk $y > L$,

$$B_y = \frac{-k_x}{\omega} (E_{mi} e^{-\alpha y} + E_{mr} e^{\alpha y}) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (14b)$$

untuk $0 < y < L$,

$$B_y = \frac{-k_x}{\omega} (E_{oi} e^{-\alpha_0 y} + E_{or} e^{\alpha_0 y}) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (14c)$$

untuk $-d < y < 0$,

$$B_y = \frac{-k_x}{\omega} (E_{pi} e^{ik_y y} + E_{pr} e^{-ik_y y}) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (14d)$$

untuk $y < -d$.

Medan **H** dapat diturunkan dengan menggunakan bentuk perumusan pers.(10) menggunakan permeabilitas yang sesuai dengan daerah yang ditinjau, diperoleh

$$H_x = \frac{i\alpha_0}{\mu_o \omega} E_{oi} e^{-\alpha_0 y} \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (15a)$$

untuk $y > L$,

$$H_x = \frac{i}{\mu_v \omega} [(\alpha + \frac{\mu_2}{\mu_1} k_x) E_{mi} e^{-\alpha y} - (\alpha - \frac{\mu_2}{\mu_1} k_x) E_{mr} e^{\alpha y}] \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (15b)$$

untuk $0 < y < L$,

$$H_x = \frac{i\alpha_0}{\mu_o \omega} (E_{oi} e^{-\alpha_0 y} - E_{or} e^{\alpha_0 y}) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (15c)$$

untuk $-d < y < 0$,

$$H_x = \frac{k_y}{\mu_o \omega} (E_{pi} e^{ik_y y} - E_{pr} e^{-ik_y y}) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (15d)$$

untuk $y < -d$.

Pada bidang batas sampel dengan ruang vakum di $y = L$, syarat batas kontinuitas komponen normal medan **B** yang diterapkan pada pers.(14a) dan pers.(14b) menghasilkan kaitan

$$E_{or} e^{-\alpha_0 L} = E_{mi} e^{-\alpha L} + E_{mr} e^{\alpha L}, \quad (16a)$$

sementara kontinuitas komponen tangensial medan **H** yang diterapkan pada pers.(15a) dan pers.(15b) menghasilkan kaitan berbentuk

$$\alpha_o E_{or} e^{-\alpha_0 L} = \beta_+ E_{mi} e^{-\alpha L} - \beta_- E_{mr} e^{\alpha L} \quad (16b)$$

dengan

$$\beta_{\pm} = \frac{\mu_o}{\mu_v} (\alpha \pm \frac{\mu_2}{\mu_1} k_x). \quad (17)$$

Proses substitusi yang dilakukan dari pers.(16a) ke dalam pers.(16b) menghasilkan persamaan daya pantul pada batas $y = L$ dalam bentuk

$$r = \frac{E_{mr}}{E_{mi}} = -\frac{(\alpha_o - \beta_+)}{(\alpha_o + \beta_-)} e^{-2\alpha L} \quad (18)$$

Pada bidang batas sampel dengan ruang vakum di $y = 0$, syarat batas kontinuitas komponen normal medan **B** yang diterapkan pada pers.(14b) dan pers.(14c) menghasilkan kaitan yang berbentuk

$$(E_{oi} + E_{or}) = (E_{mi} + E_{mr}) = (1 + r) E_{mi} \quad (19a)$$

dengan r dinyatakan pada pers.(18). Syarat kontinuitas komponen tangensial medan **H** yang diterapkan pada pers.(15b) dan pers.(15c) menghasilkan kaitan berbentuk

$$\alpha_o (E_{oi} - E_{or}) = (\beta_+ - r\beta_-) E_{mi} \quad (19b)$$

Substitusi yang dilakukan dari pers.(19a) ke dalam pers.(19b) menghasilkan persamaan daya pantul permukaan bahan pada $y = 0$ dalam bentuk

$$r' = \frac{E_{or}}{E_{oi}} = \frac{[\alpha_o (1 + r) - (\beta_+ - r\beta_-)]}{[\alpha_o (1 + r) + (\beta_+ - r\beta_-)]} \quad (20)$$

Pada bidang batas ruang vakum dengan prisma di $y = -d$, syarat batas kontinuitas komponen normal medan **B** yang diterapkan

pada pers.(14c) dan pers.(14d) menghasilkan kaitan yang berbentuk

$$\begin{aligned} E_{pi}e^{-ik_y d} + E_{pr}e^{ik_y d} &= E_{oi}e^{\alpha_o d} + E_{or}e^{-\alpha_o d} \\ &= (1 + r'e^{-2\alpha_o d})E_{oi}e^{\alpha_o d} \end{aligned} \quad (21a)$$

dengan r' dinyatakan oleh pers.(20). Kontinuitas komponen tangensial medan \mathbf{H} yang diterapkan pada pers.(15c) dan pers.(15d) menghasilkan kaitan berbentuk

$$\begin{aligned} k_y(E_{pi}e^{-ik_y d} - E_{pr}e^{ik_y d}) \\ &= i\alpha_o(E_{oi}e^{\alpha_o d} - E_{or}e^{-\alpha_o d}) \\ &= i\alpha_o(1 - r'e^{-2\alpha_o d})E_{oi}e^{\alpha_o d} \end{aligned} \quad (21b)$$

Substitusi yang dilakukan pada pers.(21a) ke pers.(21b) menghasilkan nisbah amplitudo gelombang pantul terhadap gelombang datang pada sistem ATR dalam bentuk

$$\begin{aligned} r'' &= \frac{E_{pr}}{E_{pi}} \\ &= \frac{[k_y(1 + r'e^{-2\alpha_o d}) - i\alpha_o(1 - r'e^{-2\alpha_o d})]}{[k_y(1 + r'e^{-2\alpha_o d}) + i\alpha_o(1 - r'e^{-2\alpha_o d})]} \\ &\quad \times e^{-2ik_y d} \end{aligned} \quad (22)$$

Selanjutnya, perumusan untuk reflektansi memiliki bentuk

$$\begin{aligned} R &= r''(r'')^* \\ &= \left| \frac{[k_y(1 + r'e^{-2\alpha_o d}) - i\alpha_o(1 - r'e^{-2\alpha_o d})]}{[k_y(1 + r'e^{-2\alpha_o d}) + i\alpha_o(1 - r'e^{-2\alpha_o d})]} \right|^2 \end{aligned} \quad (23)$$

Visualisasi spektroskopi ATR untuk lapisan tipis bahan berlapis-lapis yang tersusun dari chromium dengan bahan isolator non-magnet tersaji dalam Gb.(3). Relasi dispersi untuk bahan terkait yang dikutip dari ref.[10] juga disajikan.

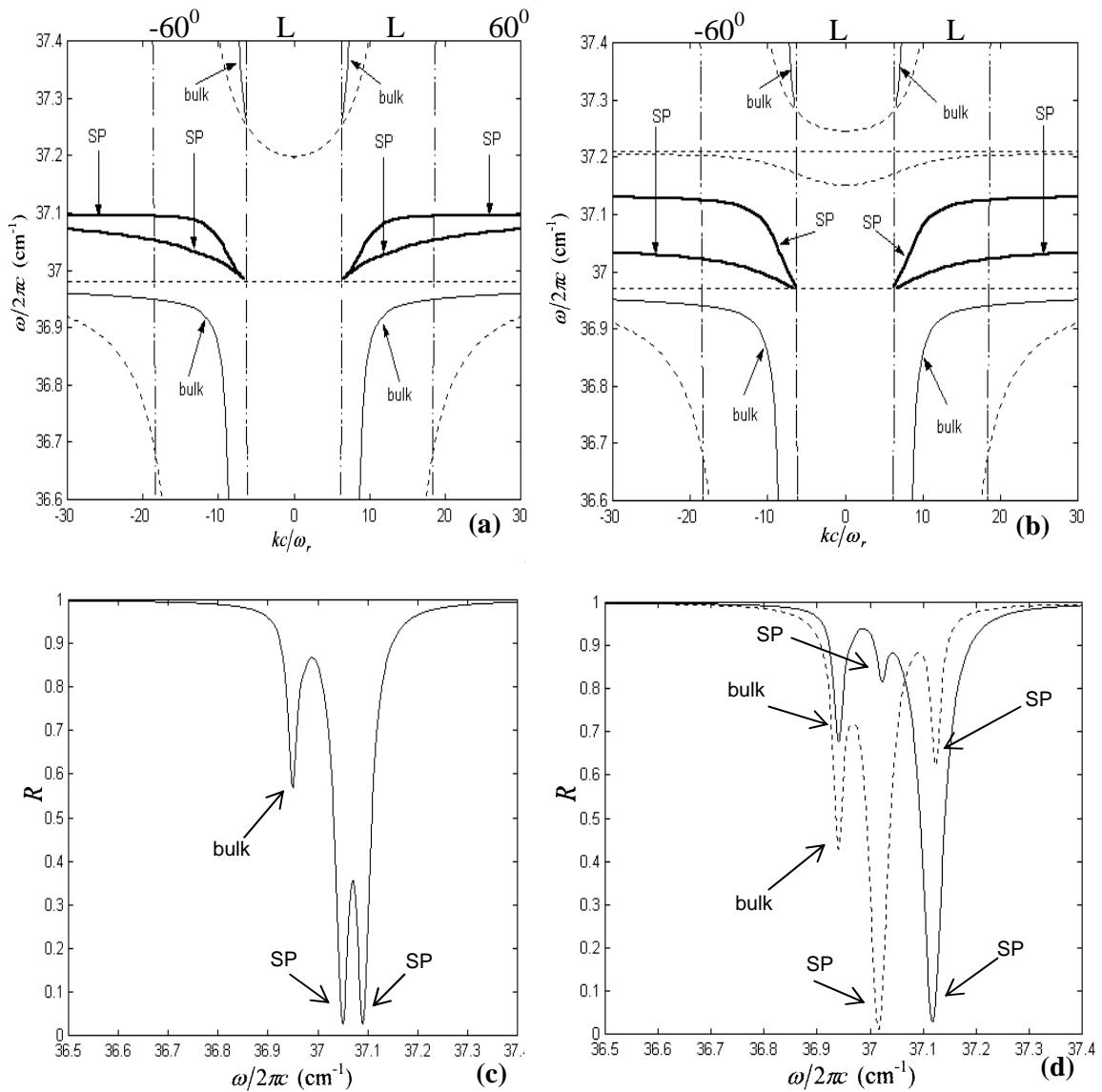
Ditinjau keadaan sampel tanpa medan magnet luar yang relasi dispersinya dinyatakan dalam Gb.(3a). Bentuk spektroskopi ATR-nya tersaji dalam Gb.(3c) dengan sudut datang 60° . Tampak adanya kesesuaian antara spektroskopi ATR yang diperoleh dengan garis ATR pada relasi dispersinya. Pada grafik relasi dispersi, garis ATR memotong kurva polariton *bulk* pada frekuensi ternormalisasi di sekitar nilai $36,96 \text{ cm}^{-1}$, serta memotong kurva polariton permukaan di sekitar nilai $37,05 \text{ cm}^{-1}$ dan $37,09 \text{ cm}^{-1}$. Dalam spektroskopi ATR, pada ketiga nilai frekuensi tersebut

terjadi penurunan tajam nilai reflektansi yang menunjukkan keberadaan ragam magnon polariton. Spektrum ATR untuk gelombang dengan arah rambat $+k_x$ memiliki bentuk kurva yang sama dengan spektrum untuk gelombang yang merambat dalam arah yang berlawanan ($-k_x$). Jadi, tanpa keberadaan medan magnet luar berlaku $\omega(\mathbf{k}) = \omega(-\mathbf{k})$ dan $R(\mathbf{k}) = R(-\mathbf{k})$. Hal ini menunjukkan bahwa ragam polariton bersifat *reciprocal* (berbalik).

Spektrum ATR untuk keadaan dengan sampel dikenai medan magnet sebesar $H_o = 0,05 \text{ T}$ disajikan di Gb.(3d), sementara relasi dispersinya tampak dalam Gb.(3b). Pada kondisi ini, juga terjadi kesesuaian antara grafik relasi dispersi dengan hasil spektrum ATR. Garis ATR dalam relasi dispersinya memotong polariton *bulk* di sekitar nilai frekuensi yang ternormalisasi sebesar $36,95 \text{ cm}^{-1}$, serta memotong ragam polariton permukaan di sekitar nilai $37,02 \text{ cm}^{-1}$ dan $37,13 \text{ cm}^{-1}$. Nilai ini ditunjukkan juga oleh penurunan nilai reflektansi dalam spektrum ATR yang sekaligus menunjukkan keberadaan ragam polariton pada nilai-nilai tersebut.

Spektrum ATR dalam Gb.(3d) juga menunjukkan adanya perbedaan bentuk kurva reflektansi untuk gelombang yang merambat ke arah $+k_x$ terhadap kurva reflektansi gelombang ke arah $-k_x$. Kedua kurva mengalami penurunan yang tajam pada nilai-nilai frekuensi yang sama. Hal ini disebabkan karena polariton permukaan untuk kedua arah tersebut memiliki profil yang berbeda. Pada arah rambat $+k_x$, cabang atas ragam polariton dengan frekuensi di sekitar nilai $37,13 \text{ cm}^{-1}$ bersifat lebih dominan, sementara untuk arah rambat $-k_x$ cabang polariton permukaan bagian bawah dengan frekuensi $37,02 \text{ cm}^{-1}$ yang dominan.

Jadi, bila medan magnet luar diterapkan pada system, meskipun pada konfigurasi lapisan tipis polariton permukaan berlaku $\omega(+k_x) = \omega(-k_x)$, namun polariton permukaan yang merambat ke kedua arah berbeda tersebut memiliki profil yang berbeda, ditunjukkan dengan $R(\mathbf{k}) = R(-\mathbf{k})$. Hal ini menunjukkan sifat *non-reciprocal* (tak berbalik) ragam polariton bila medan magnet eksternal diterapkan pada system.



Gambar 3. Verifikasi spektroskopi ATR terhadap relasi dispersi magnon polariton.

(a) dan (b) yang dikutip dari ref.[10] menyatakan relasi dispersi lapisan tipis medium berlapis-lapis yang tersusun dari chromium dan bahan isolator non magnet, dengan (a) tanpa medan magnet eksternal dan (b) dengan medan magnet luar $H_0=0,05$ T. Kurva titik-titik pada (a) dan (b) menyatakan batas pita polariton bulk pada konfigurasi semi-taktingga. Grafik (c) dan (d) menyatakan visualisasi spektroskopi ATR dengan sudut datang 60° , dengan (c) tanpa medan magnet eksternal dan (d) dengan medan magnet luar $H_0=0,05$ T. Kurva titik-titik pada (d) menyatakan spektroskopi ATR untuk gelombang dengan arah rambat $-k_x$, sementara kurva garis padat untuk gelombang dengan arah rambat $+k_x$.

Kesimpulan

Mengacu pada penelitian yang telah dilakukan, metode pemantulan total teredam mampu membuktikan keberadaan ragam-ragam polariton dalam sampel berlapis-lapis yang tersusun dari chromium sebagai bahan logam antiferromagnet dan bahan isolator non-magnet.

Spektrum yang diperoleh juga menunjukkan adanya profil gelombang polariton permukaan yang berbeda untuk arah rambat yang berlawanan, meskipun polariton permukaan tersebut bersifat reciprocal, dengan $\omega(+k_x) = \omega(-k_x)$.

Daftar Pustaka

- [1]. Remer, L., Luthi, B., Sauer, H., Geick, R., and Camley, R.E., 1986. *Nonreciprocal Optical Reflection of the Uniaxial Antiferromagnet MnF₂*. Phys. Rev. Lett 56, 25, 2752-2754.
- [2]. Brown, D.E., Dumelow, T., Parker, T.J., Abraha, K. and Tilley, D.R., 1994. *Nonreciprocal Reflection by magnons in FeF₂ : A high-resolution study*. Phys. Rev. B 49, 17, 12266-12269.
- [3]. Abraha, K., Brown, D.E., Dumelow, T., Parker, T.J. and Tilley, D.R., 1994. *Oblique incidence far-infrared reflectivity study of the uniaxial antiferromagnet FeF₂*. Phys. Rev. B 50, 10, 6808-6816.
- [4]. Jensen, M.R.F., Parker, T.J., Abraha, K. and Tilley, D.R., 1995. *Experimental Observation of Magnetic Surface Polaritons in FeF₂ by Attenuated Total Reflection*. Phys. Rev. Lett. 75, 20, 3756-3759
- [5]. Jensen, M.R.F., Feiven, S.A., Parker, T.J. and Camley, R.E., 1996. *Experimental determination of magnetic polariton dispersion curve in FeF₂*. Phys. Rev. B 55, 5, 2745-2748.
- [6]. Jensen, M.R.F., Feiven, S.A., Parker, T.J. and Camley, R.E., 1997. *Experimental observation and interpretation of magnetic polariton modes in FeF₂*. J. Phys. Condens. Matter 9, 7223-7247.
- [7]. Abraha, K. and Tilley, D.R., 1996. *Theory of far infrared properties of magnetic surfaces, films and superlattices*. Surf. Sci. Rep. 24, 5/6.
- [8]. Gunawan, V., 2003, *Relasi Dispersi Polariton Magnetik dalam Bahan Logam Antiferromagnet.*, Berkala Fisika, Vol.6, 1, 11-18.
- [9]. Gunawan, V., 2003, *Verifikasi Magnon Polariton Bahan Logam Antiferromagnet dengan Metode Pemantulan Total Teredam*, Berkala Fisika, Vol.6, 2, 31-38.
- [10]. Gunawan, V., 2004, *Polariton Magnetik dalam Lapisan Tipis Bahan Logam Antiferromagnet*, Berkala Fisika, Vol.7,4, 111-118.
- [11]. Camley, R.E., Parker, T.J. and Smith, S.R.P., 1996. *Reflection of electromagnetic radiation from structured metallic magnets*. Phys. Rev. B 53, 9, 5481-5487.
- [12]. Otto, A., *Spectroscopy of Surface Polaritons by Attenuated Total Reflection*, Optical Properties of Solids, North Holland Co. Ltd, Oxford, 679-729.
- [13]. Raj, N. and Tilley, D.R., 1989. *The Electrodynamics of Superlattices*. The Dielectric Function of Condensed Systems., edited by Keldish, L.V., Kirzhnits, D.A. and Maradudin, A.A., Elsevier Science Publisher B.V., 459-507.