

## **Relasi Dispersi Polariton Magnetik dalam 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 derive the dispersion relation for magnetic polaritons in metallic antiferromagnetic materials. Semi-infinite geometry is used. By fabricating grooved structure, the screening effect is significantly reduced so that the polaritons can be excited. Without external magnetic field, the dispersion relations of surface polariton modes are reciprocal,  $\omega(k_x) = \omega(-k_x)$ . If an external magnetic field is then introduced to the system, the dispersion relations will be nonreciprocal with  $\omega(k_x) \neq \omega(-k_x)$ . The conductivity of metallic antiferromagnetic materials leads to the existence of damping in the polariton modes.*

### **Intisari**

*Telah dilakukan penelitian untuk menurunkan relasi dispersi polariton magnetik dalam bahan logam antiferromagnet dengan geometri semi tak-hingga. Bahan dibuat beralur (berlapis) dengan bahan isolator nonmagnet agar efek penyekatan berkurang sehingga ragam polariton dapat dibangkitkan. Diperoleh hasil relasi dispersi ragam polariton permukaan yang bersifat berbalik,  $\omega(k_x) = \omega(-k_x)$  tanpa keberadaan medan magnet luar. Bila medan magnet luar diterapkan, ragam polariton permukaan menunjukkan sifat tak-berbalik,  $\omega(k_x) \neq \omega(-k_x)$ . Daya hantar bahan magnet menyebabkan timbulnya redaman dalam ragam polariton.*

### **Pendahuluan**

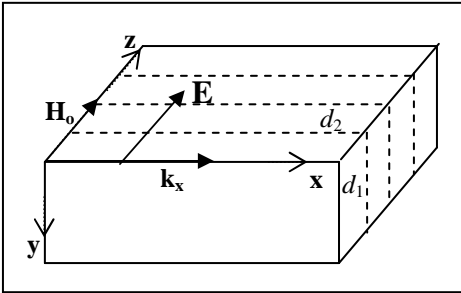
Polariton magnetik merupakan suatu keadaan kopling yang terjadi antara gelombang elektromagnet dengan magnon. Karena gelombang spin yang menyusun magnon mengandung parameter-parameter fisis bahan magnet (medan anisotrop, medan tukar, magnetisasi kisi, dll.) sehingga analisis ragam polariton magnetik merupakan piranti yang penting dalam mengkarakterisasi sifat magnetik bahan.

Analisis terhadap polariton magnetik bahan antiferromagnet menarik, karena bahan ini dapat memiliki eksitasi spin dengan panjang gelombang yang berada dalam daerah infra-merah sehingga penerapannya akan sangat berguna dalam pemrosesan sinyal pada frekuensi yang sangat tinggi (dalam kisaran beberapa ratus GHz hingga beberapa THz).

Telaah teoretis maupun eksperimen yang telah dilakukan [1-6] dan sebagian besar hasilnya terangkum dalam artikel tinjauan yang disajikan dalam ref.[7], ditujukan terutama untuk menganalisis ragam polariton magnetik dalam bahan antiferromagnet tak hantar (*insulating antiferromagnet*), sementara kajian terhadap ragam polariton magnetik dalam bahan logam antiferromagnet yang secara eksplisit melibatkan konduktivitas bahan belum dilakukan.

Pada bahan logam antiferromagnet, gelombang elektromagnet yang diarahkan ke bahan akan menginduksi gerak elektron bebas sehingga menghalangi interior bahan untuk berinteraksi dengan gelombang tersebut. Efek penyekatan ini akan menyebabkan polariton magnet sulit dibangkitkan. Efek penyekatan tersebut dapat dikurangi dengan merencanakan

struktur makroskopik bahan [8]. Struktur bahan logam antiferromagnet dibuat berlapis dengan bahan non-hantar (*striped structure*) 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 beralur yang digunakan pada penelitian. Medan magnet luar  $\mathbf{H}_0$  dan komponen gelombang medan  $\mathbf{E}$  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  $\mathbf{H}_0$  (konfigurasi Voigt)

Pada makalah ini dikaji secara teoretis ragam polariton magnetik bahan logam antiferromagnet dengan menurunkan relasi dispersinya secara numerik. Perhitungan dilakukan menggunakan pendekatan teori medium efektif (*effective medium theory*) terhadap struktur berlapis dengan memilih Cr (chromium) sebagai sampel bahan logam antiferromagnetik. Dengan pendekatan tersebut, bahan berlapis dapat digantikan oleh suatu medium efektif dengan tensor dielektrik dan tensor permeabilitas yang tergantung oleh fraksi volume bahan logam antiferromagnet [9].

**Teori**

Kaidah-kaidah yang berlaku dalam elektromagnetika secara

keseluruhan terangkum dalam empat persamaan-persamaan pokok yang disebut sebagai persamaan Maxwell, berbentuk

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (\text{Hukum Gauss}) \quad (1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{Hukum Faraday}) \quad (1d)$$

dan

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{Hukum Ampere}) \quad (1e)$$

yang berlaku dalam medium tanpa keberadaan muatan bebas ( $\rho_f = 0$ ) dan rapat arus bebas ( $\mathbf{J}_f = 0$ ). Dalam medium yang bersifat linear, medan  $\mathbf{D}$  dan medan  $\mathbf{H}$  di atas dikaitkan dengan medan  $\mathbf{E}$  dan medan  $\mathbf{B}$  dalam bentuk

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2a)$$

dan

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}, \quad (2b)$$

dengan  $\epsilon$  dan  $\mu$  menyatakan permitivitas dan permeabilitas medium.

Selanjutnya, menggunakan keenam persamaan diatas, dapat diturunkan suatu persamaan gelombang dalam medium yang secara umum berbentuk

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0. \quad (3)$$

Penyelesaian persamaan gelombang di atas menggunakan bentuk-bentuk persamaan gelombang yang sesuai akan menghasilkan suatu bentuk relasi dispersi yang menyatakan sifat-sifat perambatan gelombang elektromagnet dalam medium tersebut.

Pada bahan logam antiferromagnet, tensor dielektrik bahan secara umum berbentuk diagonal dalam bentuk

$$\epsilon_m = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix} \quad (4)$$

dengan  $\epsilon_1 = \epsilon_0 + i\frac{\sigma}{\omega}$ . Parameter  $\omega$  menyatakan frekuensi gelombang elektromagnet, sementara  $\sigma$  menyatakan konduktivitas bahan. Tensor dielektrik untuk bahan nonmagnet berbentuk

$$\epsilon_{nm} = \begin{pmatrix} \epsilon_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Menggunakan argumentasi kontinuitas medan gelombang elektromagnetik, dapat diperoleh tensor dielektrik untuk medium efektif suatu struktur berlapis yang tersusun dari bahan logam antiferromagnet dan bahan isolator nonmagnet (lihat Gb.1) dalam bentuk [9]

$$\epsilon_{eff} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 f_1 + \epsilon_2 f_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 f_1 + \epsilon_2 f_2 & 0 \\ 0 & 0 & \left(\frac{f_1 + f_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}\right)^{-1} \end{pmatrix} \quad (6)$$

dengan  $f_1 = \frac{d_1}{d_1 + d_2}$  menyatakan fraksi volume logam antiferromagnet, sementara  $f_2 = \frac{d_2}{d_1 + d_2}$  menyatakan fraksi volume bahan nonmagnet.

Tensor permeabilitas magnet untuk bahan logam antiferromagnet

secara umum dinyatakan dalam bentuk matriks

$$\mu_m = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \quad (7)$$

dengan  $\mu_0$  menyatakan permeabilitas ruang hampa, serta

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_0 [1 + \mu_0^2 \gamma^2 H_A M_s (Y^+ + Y^-)] \quad (8a)$$

$$\mu_{xy} = -\mu_{yx} = i\mu_0^3 \gamma^2 H_A M_s (Y^+ - Y^-) \quad (8b)$$

dan

$$Y^\pm = [\omega_r^2 - (\omega \pm \mu_0 \gamma H_0)^2]^{-1}. \quad (9)$$

$H_A$  menyatakan medan anisotrop,  $M_s$  menyatakan magnetisasi subkisi dan  $\gamma$  menyatakan rasio gyromagnet. Parameter  $\omega_r = \gamma(2H_A H_E + H_A^2)^{1/2}$  menyatakan frekuensi resonansi dengan medan tukar  $H_E$ . Tensor permeabilitas bahan nonmagnet berbentuk

$$\mu_{nm} = \begin{pmatrix} \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

Tensor permeabilitas untuk medium efektif selanjutnya dapat diturunkan dengan cara yang sama seperti dalam penurunan tensor dielektrik medium efektif, diperoleh

$$\mu_{eff} = \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_2 & 0 \\ -i\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \mu_1^{xx} f_1 + \mu_2^{xx} f_2 & \mu_1^{xy} f_1 & 0 \\ \mu_1^{yx} f_1 & \mu_1^{yy} f_1 + \mu_2^{yy} f_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

Bila digunakan konfigurasi di atas, persamaan gelombang dalam medium efektif akan berbentuk

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \varepsilon_{zz} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0. \quad (12)$$

### Metode Penelitian

Kajian terhadap relasi dispersi polariton magnetik dilakukan dengan menurunkan secara analitik persamaan relasi dispersi yang mengkaitkan frekuensi gelombang terhadap vector gelombang. Pada penelitian ini analisis dilakukan terhadap geometri semi-tak hingga dalam lingkungan ruang vakum.

Penurunan relasi dispersi polariton *bulk* dilakukan dengan terlebih dahulu memilih bentuk persamaan gelombang medan  $\mathbf{E}$  yang sesuai dengan geometri yang dianalisis. Selanjutnya bentuk medan  $\mathbf{B}$  dan medan  $\mathbf{H}$  dapat diturunkan menggunakan perumusan rotasi medan  $\mathbf{E}$  persamaan Maxwell yang berbentuk

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (13)$$

Relasi dispersi polariton *bulk* dapat diperoleh dengan mensubstitusikan bentuk medan  $\mathbf{B}$  dan  $\mathbf{H}$  tersebut ke dalam persamaan gelombang yang tersaji dalam pers.(3).

Pada prosedur penurunan relasi dispersi untuk polariton permukaan, dibutuhkan dua bentuk gelombang  $\mathbf{E}$ . Bentuk yang pertama berada di lingkungan vakum (di luar material), sementara bentuk yang kedua berada di dalam material. Selanjutnya, dengan

menggunakan perumusan rotasi medan  $\mathbf{E}$  persamaan Maxwell, dapat diturunkan bentuk medan  $\mathbf{B}$  dan  $\mathbf{H}$  di tiap ruang yang terlibat.

Substitusi yang dilakukan ke dalam persamaan gelombang di ruang vakum dengan menggunakan bentuk medan  $\mathbf{B}$  dan  $\mathbf{H}$  menghasilkan bentuk perumusan tetapan atenuasi ruang gelombang elektromagnet dalam vakum yang dinotasikan dengan  $\alpha_0$ .

Proses yang sama bila diterapkan terhadap persamaan gelombang dalam medium akan menghasilkan bentuk perumusan tetapan atenuasi ruang gelombang elektromagnet dalam medium yang dinotasikan dengan  $\alpha$ .

Syarat batas yang berupa kontinuitas komponen normal medan  $\mathbf{B}$  dan komponen tangensial medan  $\mathbf{H}$  bila diterapkan di bidang batas medium-vakum akan diperoleh relasi dispersi untuk polariton permukaan.

Selanjutnya, penyelesaian dilakukan secara numerik untuk menghasilkan grafik relasi dispersi dengan mengambil chromium (Cr) sebagai sampel bahan logam antiferromagnet. Bahan chromium ini memiliki medan tukar  $H_E = 43,4$  T, medan anisotrop  $H_A = 14,9$  T, magnetisasi subkisi  $M_S = 0,06$  T dan konduktivitas sebesar  $\sigma = 0,78 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ .

### Hasil dan Pembahasan

Relasi dispersi untuk polariton *bulk* diturunkan dengan mengambil medan  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  dan  $\mathbf{H}$  yang berbentuk

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{a}}_z A \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)], \quad (14a)$$

$$\mathbf{B} = \frac{A}{\omega} (\hat{\mathbf{a}}_x k_y - \hat{\mathbf{a}}_y k_x) \times \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)] \quad (14b)$$

dan

$$\mathbf{H} = \frac{A}{i\omega(\mu_1^2 - \mu_2^2)} \times [\hat{\mathbf{a}}_x(i\mu_1 k_y - \mu_2 k_x) - \hat{\mathbf{a}}_y(i\mu_1 k_x + \mu_2 k_y)] \times \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)] \quad (14c)$$

dengan  $\hat{\mathbf{a}}_x$ ,  $\hat{\mathbf{a}}_y$  dan  $\hat{\mathbf{a}}_z$  menyatakan vektor satuan dalam arah sumbu  $x$ ,  $y$  dan  $z$ , serta  $A$  menyatakan amplitudo gelombang.

Bila bentuk-bentuk medan di atas disubstitusikan ke dalam persamaan gelombang pers.(12), diperoleh relasi dispersi untuk polariton bulk dalam bentuk

$$k_x^2 + k_y^2 = \varepsilon_{zz} \mu_v \omega^2 \quad (15)$$

dengan  $\mu_v = \frac{\mu_1^2 - \mu_2^2}{\mu_1}$  dikenal

sebagai permeabilitas Voigt.

Relasi dispersi untuk polariton permukaan dapat diperoleh dengan mengambil medan  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  dan  $\mathbf{H}$  dalam bentuk

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{a}}_z C_m e^{-\alpha y} \exp[i(k_x x - \omega t)], \quad (16a)$$

$$\mathbf{B} = \frac{C_m}{\omega} e^{-\alpha y} (\hat{\mathbf{a}}_x i \alpha - \hat{\mathbf{a}}_y k_x) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (16b)$$

dan

$$\mathbf{H} = \frac{C_m}{\omega(\mu_1^2 - \mu_2^2)} e^{-\alpha y} \times [\hat{\mathbf{a}}_x(\mu_1 \alpha + \mu_2 k_x) - \hat{\mathbf{a}}_y(\mu_1 k_x + \mu_2 \alpha)] \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (16c)$$

di daerah medium efektif  $y > 0$  dengan tetapan atenuasi ruang yang berbentuk

$$\alpha = (k_x^2 - \varepsilon_{zz} \mu_v \omega^2)^{1/2}. \quad (17a)$$

Sementara, di daerah vakum  $y < 0$  dengan tetapan atenuasi berbentuk

$$\alpha_o^2 = k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (17b)$$

medan  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  dan  $\mathbf{H}$  berbentuk

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{a}}_z C_o e^{\alpha_o y} \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (18a)$$

$$\mathbf{B} = -\frac{C_o}{\omega} e^{\alpha_o y} (\hat{\mathbf{a}}_x i \alpha_o + \hat{\mathbf{a}}_y k_x) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (18b)$$

dan

$$\mathbf{H} = -\frac{C_o}{\mu_o \omega} e^{\alpha_o y} (\hat{\mathbf{a}}_x i \alpha_o + \hat{\mathbf{a}}_y k_x) \times \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (18c)$$

dengan  $C_m$  dan  $C_o$  menyatakan amplitudo gelombang.

Syarat batas di permukaan  $y = 0$  yang mensyaratkan kontinuitas komponen tangensial medan  $\mathbf{H}$  dan komponen normal medan  $\mathbf{B}$  bila diterapkan pada kedua kelompok persamaan medan di atas, akan diperoleh relasi dispersi untuk polariton permukaan dalam bentuk

$$\alpha + \frac{\mu_v}{\mu_o} \alpha_o + \frac{\mu_2}{\mu_1} k_x = 0 \quad (19)$$

Konduktivitas bahan logam antiferromagnet yang muncul dalam suku imajiner pada permitivitas  $\varepsilon_2$  mengakibatkan nilai tetapan atenuasi ruang bersifat kompleks. Hal ini selanjutnya akan menyebabkan relasi dispersi pers.(19) tidak lagi memiliki penyelesaian vektor gelombang yang bersifat real murni. Relasi dispersi pers.(19) tersebut dapat dipenuhi untuk nilai frekuensi real dengan nilai vektor gelombang kompleks. Dengan nilai

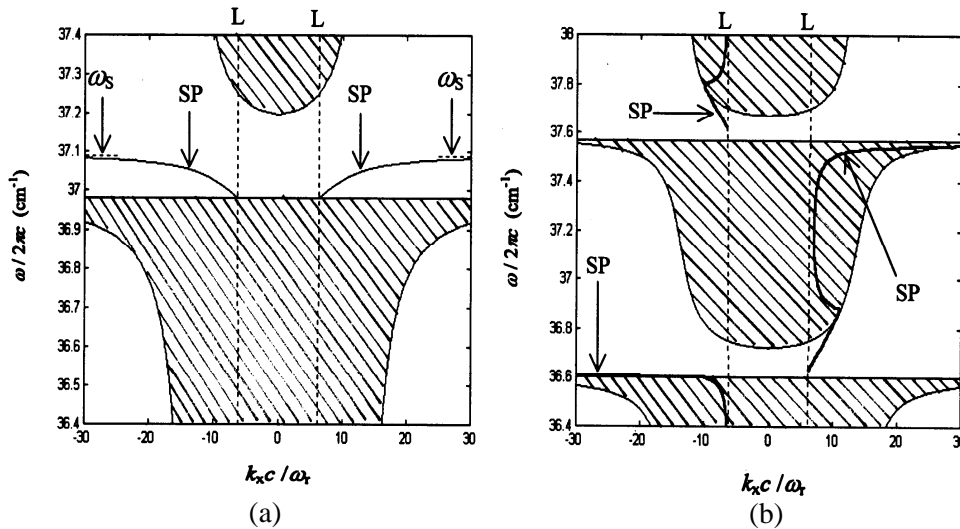
tetapan atenuasi  $\alpha$  dan vector gelombang  $k_x$  yang kompleks, akan menimbulkan keberadaan redaman pada polariton permukaan yang merepresentasikan gelombang teredam yang memiliki panjang lintasan tertentu (*finite path length*).

Hasil penyelesaian numerik relasi dispersi ditampilkan di Gb.(2). Terlebih dahulu ditinjau penyelesaian untuk kasus tanpa medan magnet luar ( $\mathbf{H}_0 = 0$ ) yang tersaji di Gb.(2a). Tampak dua daerah frekuensi yang mewakili eksitasi bulk. Diantara kedua pita bulk, dapat terlihat ragam polariton

permukaan yang bersifat berbalik (*reciprocal*),  $\omega(k_x) = \omega(-k_x)$ . Kurva polariton permukaan dimulai pada titik perpotongan antara batas atas pita polariton bulk bawah dan garis cahaya vakum (*vacuum light line*), dan pada daerah nilai dengan  $|k_x| \rightarrow \infty$  kurva mendekati daerah frekuensi magnetostatik dengan nilai

$$\omega_s = (\omega_r^2 + f_1 \mu_0^2 \gamma^2 H_A M_s)^{1/2} \quad (20)$$

yang bernilai di sekitar  $37,09 \text{ cm}^{-1}$ .



Gambar 2. Relasi dispersi medium efektif semi-taktingga. (a) Tanpa medan magnet luar. (b) Medan magnet luar  $H_0=0,5 \text{ T}$ . Notasi *L* menyatakan garis cahaya. Daerah bersisir merupakan daerah ragam polariton bulk, sementara ‘SP’ merujuk ke ragam polariton permukaan

Bentuk kurva relasi dispersi yang jauh berbeda diperoleh bila medan magnet luar  $\mathbf{H}_0 = 0,5 \text{ T}$  diterapkan (lihat Gb.2b). Diperoleh tiga pita polariton bulk. Tampak bahwa polariton permukaan bersifat tak-berbalik (*nonreciprocal*) dengan  $\omega(k_x) \neq \omega(-k_x)$ , dengan satu cabang pada daerah  $+k_x$  dan dua cabang pada daerah  $-k_x$ . Pada daerah magnetostatik dengan  $|k_x| \rightarrow \infty$  frekuensi polariton permukaan mendekati nilai

$$\omega_s^\pm = (\omega_r^2 + f_1 \mu_0^2 \gamma^2 H_A M_s)^{1/2} \pm \mu_0 \gamma H_0 \quad (21)$$

dengan nilai  $\omega_s^+$  di sekitar  $37,56 \text{ cm}^{-1}$  untuk cabang polariton permukaan dengan  $+k_x$  dan  $\omega_s^-$  dengan nilai di sekitar  $36,61 \text{ cm}^{-1}$  untuk cabang bagian bawah polariton permukaan dengan  $-k_x$ .

Pada ketiga cabang polariton tersebut tampak adanya bagian kurva

yang masuk ke dalam pita polariton bulk. Hal ini disebabkan karena bagian imajiner vektor gelombang  $k_x$  yang bernilai lebih besar dibandingkan bagian realnya, sehingga lintasan polariton permukaannya sangat pendek. Bila dibandingkan dengan hasil penelitian yang menggunakan bahan antiferromagnet non-logam [1-6], maka dapat disimpulkan bahwa ragam tercampur ini disebabkan sumbangan konduktivitas bahan ke dalam sistem.

### Kesimpulan

Merujuk pada penelitian yang dilakukan, penerapan medium efektif terbukti mampu mengurangi efek penyekatan secara signifikan sehingga polariton permukaan bahan logam antiferromagnet dapat dibangkitkan. Relasi dispersi yang diperoleh menunjukkan sifat berbalik dengan  $\omega(k_x) = \omega(-k_x)$  untuk keadaan tanpa medan magnet luar, sementara sifat tak berbalik dengan  $\omega(k_x) \neq \omega(-k_x)$  muncul bila medan magnet luar diterapkan. Konduktivitas bahan menyebabkan munculnya efek redaman terhadap ragam polariton yang dibangkitkan.

### Daftar Pustaka

- [1]. Remer, L., Luthi, B., Sauer, H., Geick, R., and Camley, R.E., 1986. *Nonreciprocal Optical Reflection of the Uniaxial Antiferromagnet MnF<sub>2</sub>*. 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 FeF<sub>2</sub> : 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 FeF<sub>2</sub>*. 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 FeF<sub>2</sub> 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 FeF<sub>2</sub>*. 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 FeF<sub>2</sub>*. 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]. 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.
- [9]. 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.

