

PERHITUNGAN REFLEKTANSI DAN TRANSMITANSI GELOMBANG ELEKTROMAGNET HARMONIK KEDUA TERPOLARISASI-S PADA BAHAN ANTIFEROMAGNET FeF₂ DALAM KONFIGURASI FARADAY

Roniyus M.S.¹, Muslim² dan Kamsul Abraha²

¹Jurusan Fisika FMIPA Universitas Lampung

Jl. Prof. Dr. Soemantri Brojonegoro No. 1, Bandar Lampung 33145

²Jurusan Fisika FMIPA, UGM

Jl. Kaliurang, Bulak Sumur, Yogyakarta 55281

ABSTRAK

PERHITUNGAN REFLEKTANSI DAN TRANSMITANSI GELOMBANG ELEKTRO-MAGNET HARMONIK KEDUA TERPOLARISASI-S PADA BAHAN ANTIFEROMAGNET FeF₂ DALAM KONFIGURASI FARADAY. Telah dilakukan perhitungan reflektansi dan transmittansi gelombang elektromagnet harmonik kedua terpolarisasi-s pada bahan antiferomagnet FeF₂ dalam konfigurasi Faraday. Gelombang elektromagnet harmonik kedua (SHEM) yang terpantul dan terbias ini sangat dipengaruhi oleh gelombang elektromagnet harmonik pertama yang terpantul dan terbias yang dibangkitkan oleh gelombang datang. Persentase dari pemantulan dan pembiasan gelombang SHEM ini lebih kecil daripada gelombang harmonik pertama. Dari perhitungan ini didapatkan informasi bahwa perbandingan antara $R^{(2)}/T_1^{(2)}$ dan $T_2^{(2)}/T_1^{(2)}$ dengan $R^{(2)}$, $T_1^{(2)}$ dan $T_2^{(2)}$ berturut-turut adalah reflektansi gelombang SHEM, transmittansi gelombang SHEM yang terbias pertama dan transmittansi gelombang SHEM yang terbias kedua, memiliki sifat resiprokal terhadap perubahan tanda ϕ (sudut tiba gelombang datang terhadap garis normal) dan H_0 (medan magnet konstan terpasang dari luar).

Kata kunci : Bahan magnet, non linear orde dua, optik

ABSTRACT

CALCULATIONS OF REFLECTANCE AND TRANSMITTANCE OF S-POLARIZED SECOND HARMONIC ELECTROMAGNETIC WAVE ON ANTIFERROMAGNETIC MATERIAL FeF₂ IN FARADAY'S CONFIGURATION Calculations of reflectance and transmittance of s-polarized second order harmonic wave reflection and transmission on antiferromagnetic material FeF₂ in Faraday's Configuration have been carried out. The reflection and transmission of second harmonic electromagnetic (SHEM) wave is strongly influenced by reflection and transmission of first harmonic electromagnetic wave generated by the incoming wave. The percentage of the reflected and transmitted of the SHEM wave is much smaller than those of the first harmonics. From the calculation, it is found that the ratio $R^{(2)}/T_1^{(2)}$ and $T_2^{(2)}/T_1^{(2)}$ (where $R^{(2)}$, $T_1^{(2)}$, and $T_2^{(2)}$ are respectively the reflectance of SHEM wave, first wave transmittance of SHEM wave and second wave transmittance of SHEM wave), successfully have reciprocal behavior when the sign of ϕ (angle of incidence of the incoming wave) and H_0 (constant applied external magnetic field) are reversed.

Key words : Magnetic materials, second orde nonlinear, optic

PENDAHULUAN

Penelitian ini dilakukan untuk mengimbangi pengembangan ilmu optika umumnya dan optika non linear dua pada khususnya yang selama ini hanya dikembangkan dalam tinjauan medan listrik dan sifat listriknya saja, seperti telaah klasik dan kuantum mengenai kerentanan (*susceptibility*) listrik non linear orde dua [1], perhitungan intensitas gelombang elektromagnet harmonik kedua (berfrekuensi sudut 2ω) yang dihasilkan oleh sebuah bahan dielektrik non linear orde dua yang dikenai gelombang elektromagnet dari

luar [1], tinjauan teoretis tentang gejala pemantulan dan pembiasan gelombang elektromagnet harmonik kedua pada bahan listrik [2], hukum-hukum kekekalan yang menyertai gejala optika non linear orde dua [3], percobaan pengukuran intensitas gelombang elektromagnet harmonik kedua pada bahan listrik [1], percobaan pembiasan optika non linear [4] dan penggunaan bahan dielektrik non linear untuk memproses informasi secara digital dengan kelajuan tinggi [5].

Sejauh pengetahuan penulis, telaah serupa belum begitu lengkap dilakukan pada bahan magnetik dan dalam tinjauan sifat magnetiknya. Hingga kini telaah yang telah dilakukan pada bahan magnetik dan dalam tinjauan sifat magnetiknya antara lain adalah telaah klasik mengenai kerentanan magnetik linear dari FeF₂ yang terdiri dari dua sub-kisi (*sub-lattices*) dengan sumbu mudah (*easy axis*) kemagnetannya memiliki sudut sebarang terhadap medan magnet konstan dari luar \vec{H}_0 [6], percobaan pemantulan dan pembiasan gelombang elektromagnet harmonik pertama (berfrekuensi sudut ω) pada bahan antiferomagnet FeF₂ dengan menggunakan Konfigurasi *Voigt* dan *Faraday* [7], dan telaah teoretis rotasi optika non linear pada bahan magnetik semikonduktor Cd_{0,75}Mn_{0,25}Te dengan menggunakan tinjauan medan listrik [8].

Permasalahan yang diselesaikan dalam penelitian ini merupakan kelanjutan dari penelitian yang telah dilakukan oleh Abraha sebelumnya, yaitu mengungkap gejala pemantulan dan pembiasan gelombang elektromagnet harmonik kedua pada bahan antiferomagnet FeF₂ dalam Konfigurasi *Faraday*, dengan gelombang listriknya datangnya terpolarisasi-s. Gelombang harmonik kedua yang dimaksud disini adalah gelombang elektromagnet terpantul dan terbias yang memiliki frekuensi dua kali frekuensi gelombang datangnya.

TEORI

Penelitian ini memanfaatkan hasil penelitian mengenai pemantulan dan pembiasan gelombang elektromagnet harmonik pertama yang telah dilakukan [6] dan perhitungan mengenai bentuk kerentanan magnetik non linear orde dua dari bahan antiferomagnet FeF₂ [9]. Untuk menghitung vektor-vektor amplitudo gelombang listrik dan gelombang magnet di dalam masing-masing medium digunakan persamaan-persamaan *Maxwell* dalam satuan SI untuk medium tanpa rapat muatan dan tanpa rapat arus listrik dengan tetapan permetivitas (ϵ) berbentuk skalar [9], sebagaimana diberikan oleh persamaan (1) dan persamaan (2) berikut ini :

$$(a) \nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0; \quad (c) \nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0;$$

$$(b) \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t}; \quad (d) \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1)$$

$$(a) \vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon \vec{E}(\vec{r}, t); \quad (b)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 (\vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}(\vec{r}, t))$$

$$M_i(\vec{r}, t) = M_i^{(1)}(\vec{r}, t) + M_i^{(2)}(\vec{r}, t)$$

$$(c) = \chi_{ij}^{(1)}(\omega) H_j(\vec{r}, t) + \chi_{ijk}^{(2)}(\omega) H_j(\vec{r}, t) H_k(\vec{r}, t) \quad (2)$$

Selain itu digunakan pula syarat batas antara vektor gelombang datang ($\vec{k}^{(i)}$), terpantul ($\vec{k}^{(r)}$) dan terbias ($\vec{k}^{(t)}$) [2], yaitu

$$(a) 2k_x^{(i)} = k_x^{(r2)} = k_x^{(t2)}, \text{ dan } (b) \phi^{(i)} = \phi^{(r2)} \quad (3)$$

Untuk menghitung koefisien pemantulan dan pembiasannya, digunakan syarat batas untuk kuat medan antar medium di bidang batas, sebagaimana diberikan oleh persamaan (4) berikut ini [10]

$$(a) \vec{E}_{\text{tang}}^{(i)} + \vec{E}_{\text{tang}}^{(r)} = \vec{E}_{\text{tang}}^{(t)}; \quad (b) \vec{H}_{\text{tang}}^{(i)} + \vec{H}_{\text{tang}}^{(r)} = \vec{H}_{\text{tang}}^{(t)} \quad (4)$$

Akhirnya reflektansi dan transmitansinya dihitung menggunakan persamaan (5) berikut ini [10]

$$(a) R^{(2)} = \left| \frac{\langle \vec{S}^{(r2)} \rangle \cdot \hat{y}}{\langle \vec{S}^{(i)} \rangle \cdot \hat{y}} \right| \quad (b) T^{(2)} = \left| \frac{\langle \vec{S}^{(t2)} \rangle \cdot \hat{y}}{\langle \vec{S}^{(i)} \rangle \cdot \hat{y}} \right| \quad (5)$$

HASIL DAN PEMBAHASAN

Berdasarkan Gambar 1 serta dengan menggunakan persamaan (1) dan persamaan (2) untuk ruang vakum, maka didapatkan vektor amplitudo gelombang elektromagnet datang serta vektor *Poynting* rata-ratanya sebagai berikut

$$(a) \vec{E}^{(i)} = E_0 \hat{x}; \quad (b) \vec{H}^{(i)} = \frac{kE_0}{\mu_0 \omega} (\hat{y} \sin \phi + \hat{z} \cos \phi);$$

$$(c) \langle \vec{S}^{(i)} \rangle = \frac{1}{2} \frac{kE_0^2}{\mu_0 \omega} (-\hat{y} \cos \phi + \hat{z} \sin \phi) \quad (6)$$

Kemudian, dari persamaan (1) sampai dengan persamaan (3) didapatkan vektor-vektor amplitudo gelombang elektromagnet harmonik kedua terpantul yang terpolarisasi s dan p serta vektor *Poynting* rata-ratanya sebagaimana diberikan oleh persamaan (7) dan persamaan (8) berikut ini :

$$(a) \vec{E}^{(r2)} = r_{2ss} E_0 \hat{x};$$

$$(b) \vec{H}^{(r2)} = \frac{r_{2ss} k E_0}{\mu_0 \omega} (\hat{y} \sin \phi - \hat{z} \cos \phi);$$

$$(c) \langle \vec{S}^{(r2)} \rangle = \frac{1}{2} \frac{|r_{2ss}|^2 k E_0^2}{\mu_0 \omega} (\hat{y} \cos \phi + \hat{z} \sin \phi) \quad (7)$$

$$(a) \vec{E}^{(t2)} = r_{2sp} E_0 (-\hat{y} \tan \phi + \hat{z}); \quad (b) \vec{H}^{(t1)} = \frac{r_{2sp} k E_0}{\mu_0 \omega \cos \phi} \hat{x};$$

$$(c) \left\langle \vec{S}^{(r_1)} \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{|r_{2sp}|^2 k E_0^2}{\mu_0 \omega \cos^2 \phi} (\hat{y} \cos \phi + \hat{z} \sin \phi) \quad (8)$$

dengan r_{2ss} dan r_{2sp} berturut-turut adalah koefisien pemantulan gelombang listrik terpolarisasi s dan p yang akan dicari kemudian.

Lalu dari persamaan (1) sampai dengan persamaan (3) didapatkan juga dua buah gelombang elektromagnet harmonik kedua terbias dan vektor *Poynting* rata-ratanya, sebagaimana diberikan oleh persamaan (9) sampai dengan persamaan (11).

$$(a) \vec{E}^{(t_{21})} = (\hat{x} + \xi_{1y}^{(t_2)} \hat{y} + \xi_{1z}^{(t_1)} \hat{z})_{21} E_0;$$

$$(b) \vec{H}^{(t_{21})} = (\tau_{1x}^{(t_2)} \hat{x} + \tau_{1y}^{(t_2)} \hat{y} + \tau_{1z}^{(t_2)} \hat{z})_{21} E_0 \quad (9)$$

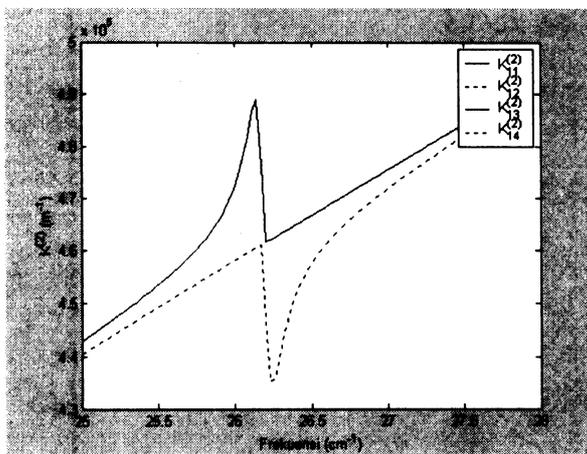
$$(a) \vec{E}^{(t_{22})} = (\hat{x} + \xi_{2y}^{(t_2)} \hat{y} + \xi_{2z}^{(t_1)} \hat{z})_{22} E_0;$$

$$(b) \vec{H}^{(t_{22})} = (\tau_{2x}^{(t_2)} \hat{x} + \tau_{2y}^{(t_2)} \hat{y} + \tau_{2z}^{(t_2)} \hat{z})_{22} E_0 \quad (10)$$

$$(a) \left\langle \vec{S}^{(t_{21})} \right\rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\begin{array}{l} (\xi_{1y}^* \tau_{1z}^* - \xi_{1z}^* \tau_{1y}^*) \hat{x} + \\ (\xi_{1z}^* \tau_{1x}^* - \tau_{1z}^*) \hat{y} + (\tau_{1y}^* - \xi_{1y}^* \tau_{1x}^*) \hat{z} \end{array} \right) |t_{21}|^2 E_0$$

$$(b) \left\langle \vec{S}^{(t_{22})} \right\rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\begin{array}{l} (\xi_{2y}^* \tau_{2z}^* - \xi_{2z}^* \tau_{2y}^*) \hat{x} + \\ (\xi_{2z}^* \tau_{2x}^* - \tau_{2z}^*) \hat{y} + \\ (\tau_{2y}^* - \xi_{2y}^* \tau_{2x}^*) \hat{z} \end{array} \right) |t_{22}|^2 E_0 \quad (11)$$

dengan ξ dan τ adalah besaran-besaran yang didapatkan dari perhitungan [11]. Faktor t_{21} dan t_{22} berturut-turut adalah koefisien-koefisien pembiasan gelombang elektromagnet harmonik kedua untuk gelombang terbias 1 dan terbias 2. Selanjutnya dengan menggunakan persamaan (6) sampai dengan persamaan (11) dan persamaan (4) serta persamaan (5) maka didapatkan nilai-nilai dari $R_{ss}^{(2)}$, $R_{sp}^{(2)}$, $T_{11}^{(2)}$ dan $T_{22}^{(2)}$ [11]. Perhitungannya

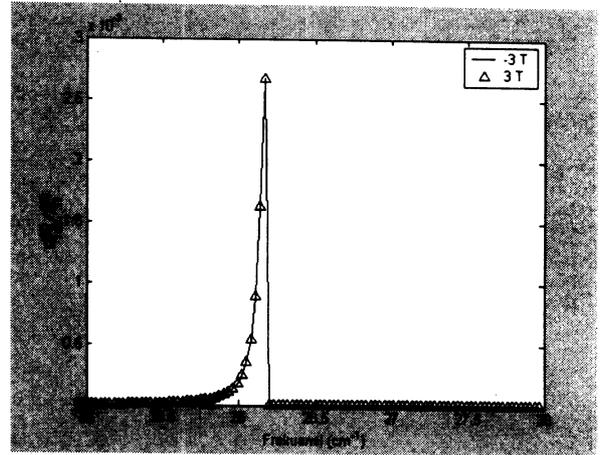


Gambar 2. Grafik $K^{(2)}$ dengan $\phi = 45^\circ$ dan $\vec{H}_0 = 3T$

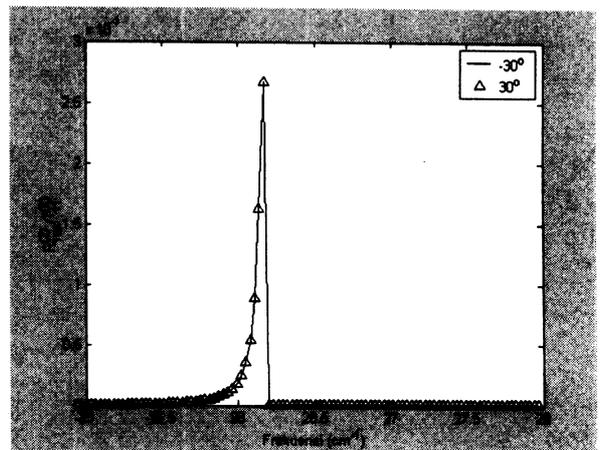
dilakukan di sekitar frekuensi resonansi optika non linear orde dua bahan antiferomagnet FeF₂, yaitu 26,225 cm⁻¹ [9].

Hasil yang diperoleh dari penelitian ini diberikan oleh Gambar 2 sampai dengan Gambar 7. Gambar 2 menyajikan grafik $K^{(2)}$ terhadap frekuensi, dengan

$$K^{(2)} = \left(\left(k^{(t_2)} \right)^2 - 4k^2 \sin^2 \phi \right) \quad (12)$$



Gambar 3. Grafik $R_{iss}^{(2)}/T_{11}^{(2)}$ dengan $\phi = 30^\circ$, garis tebal untuk $\vec{H}_0 = -3T$ dan segitiga untuk $\vec{H}_0 = 3T$

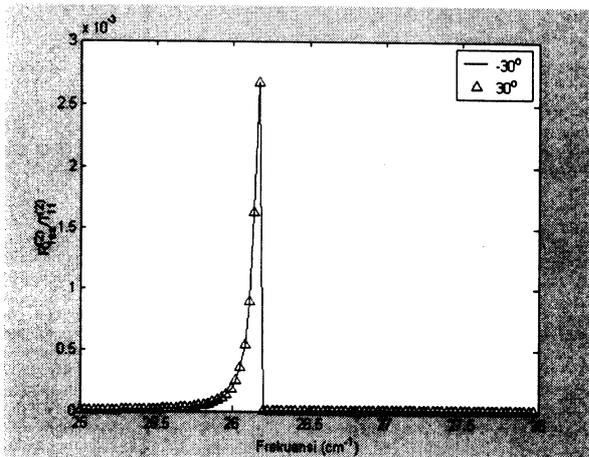


Gambar 4. Grafik $R_{iss}^{(2)}/T_{11}^{(2)}$ dengan $\vec{H}_0 = 3T$, garis tebal untuk $\phi = -30^\circ$ dan segitiga untuk $\phi = 30^\circ$

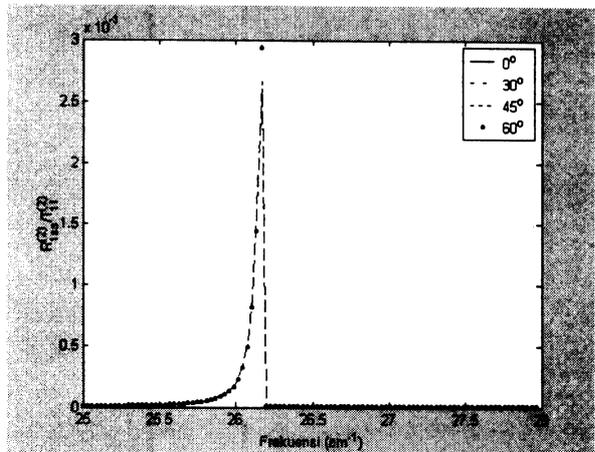
Dari Gambar 2 tampak jelas terlihat bahwa terdapat dua buah gelombang harmonik kedua yang terbias di dalam bahan antiferomagnet FeF₂. Pembangkitan dua buah gelombang harmonik kedua yang terbias tersebut dipengaruhi secara langsung atau tidak langsung oleh gelombang harmonik pertama yang terbias di dalam bahan. Berbeda dengan hasil yang diperoleh pada konfigurasi *Voigt* yang hanya menghasilkan satu gelombang harmonik pertama terbias maka pada konfigurasi ini diperoleh informasi bahwa terdapat dua

buah gelombang harmonik pertama yang terbias di dalam bahan ini [6].

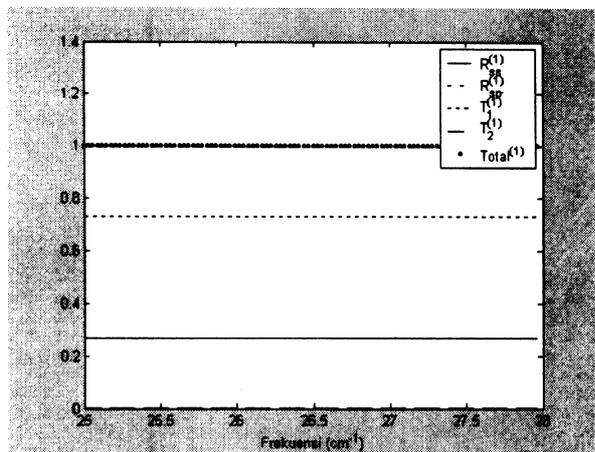
Sama seperti pada konfigurasi *Voigt* [11], nilai reflektansi ($R^{(2)}$) dan transmitansi ($T^{(2)}$) gelombang harmonik kedua ini tidak ditampilkan secara langsung, yang ditampilkan adalah perbandingan semua besaran



Gambar 5. Grafik $R_{iss}^{(2)}/T_{11}^{(2)}$ dengan $\phi=30^\circ$, untuk $\vec{H}_0=0$



Gambar 6. Grafik $R_{iss}^{(2)}/T_{11}^{(2)}$ dengan $\phi=30^\circ$, untuk $\phi=0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ dan 60° .



Gambar 7. Grafik $R_{ss}^{(1)}, R_{sp}^{(1)}, T_1^{(1)}$ dan $Total^{(1)}$ dengan $\phi=45^\circ$ dan $\vec{H}_0 = 3T$

yang ada dengan $T_1^{(2)}$. Hal ini dikarenakan nilai-nilai murni $R^{(2)}$ dan $T^{(2)}$ tersebut merupakan nilai-nilai yang sangat kecil, karena merupakan sisa-sisa dari $R^{(1)}$ dan $T^{(1)}$ (untuk gelombang harmonik pertama). Nilai - nilai reflektansi dan transmitansi tersebut mematuhi kaitan

$$(R^{(1)}+T_1^{(1)}+T_2^{(1)})+(R_1^{(2)}+T_{11}^{(2)}+T_{12}^{(2)})+(R_2^{(2)}+T_{21}^{(2)}+T_{22}^{(2)})=1 \quad (13)$$

Sehingga untuk mengurangi ketidakpastian dari nilai-nilai yang akan ditampilkan maka yang ditampilkan untuk gelombang harmonik kedua ini adalah perbandingan antara seluruh besaran yang ada dengan , sebagaimana diberikan oleh Gambar 3 sampai dengan Gambar 6.

Hasil yang diperoleh pada konfigurasi ini sedikit berbeda dengan konfigurasi *Voigt* [11], ternyata dari Gambar 3 dan Gambar 4 tampak terpenuhinya kaitan $F(-\phi)=F(\phi)$ dan $F(-\vec{H}_0)=F(\vec{H}_0)$ dengan F adalah $R_{ss}^{(2)}/T_1^{(2)}, R_{sp}^{(2)}/T_1^{(2)}$ atau $T_2^{(2)}/T_1^{(2)}$, yang berarti F memiliki sifat resiprokal terhadap perubahan tanda \vec{H}_0 (medan magnet konstan dari luar) dan ϕ (sudut datang). Namun hal ini tidaklah menjamin bahwa nilai-nilai murni dari $R^{(2)}$ dan $T^{(2)}$ tersebut memenuhi kedua sifat tersebut. Dari Gambar 3 dan Gambar 4 didapatkan pula informasi bahwa $R^{(2)}$ memiliki nilai yang lebih kecil daripada $T_1^{(2)}$, hal ini ditunjukkan oleh sumbu vertikal pada Gambar 3 dan Gambar 4 yang memiliki orde 10^{-3} .

Kemudian dari Gambar 5 dan Gambar 6, tampak bahwa nilai-nilai besaran yang dihitung ($R_{iss}^{(2)}, R_{isp}^{(2)}, T_{11}^{(2)}, T_{12}^{(2)}, R_{2ss}^{(2)}, R_{2sp}^{(2)}, T_{21}^{(2)}$ dan $T_{22}^{(2)}$) hampir tidak mengalami perubahan yang signifikan meskipun \vec{H}_0 atau ϕ diperbesar nilainya, sebagaimana hasil yang sama diperoleh juga pada konfigurasi *Voigt*. Selanjutnya, Gambar 7 dapat dijadikan sebagai bukti bahwa nilai $R^{(2)}$, dan $T^{(2)}$ sangat kecil dikarenakan $R^{(1)}+T^{(1)}$ hampir mendekati 1.

KESIMPULAN DAN SARAN

Dari hasil penelitian teoretis yang dilaporkan disini maka dapatlah kiranya ditarik beberapa kesimpulan sebagai berikut:

1. Pada bahan antiferomagnetik FeF_2 yang berada dalam konfigurasi *Faraday* dan dikenai gelombang elektromagnet berfrekuensi sudut ω yang terpolarisasi-s dari luar bahan tersebut maka akan selalu timbul sebuah gelombang harmonik pertama yang terpantul dan dua buah gelombang terbiasnya di dalam bahan. Setiap gelombang harmonik pertama yang terbias di dalam bahan tersebut akan berperan pada munculnya satu buah gelombang harmonik kedua yang terpantul dan dua gelombang yang terbias di dalam bahan.
2. Pemantulan dan pembiasan gelombang harmonik kedua telah terbukti keberadaannya secara teoretis, namun reflektansi dan transmitansinya memiliki

prosentase yang lebih kecil daripada reflektansi dan transmittansi gelombang harmonik pertama.

3. Perbandingan antara $R_2^{(2)}$ dan $T_2^{(2)}$ terhadap $T_1^{(2)}$ memiliki sifat resiprokal terhadap perubahan tanda H_0 (medan magnet konstan dari luar) maupun terhadap perubahan tanda ϕ (sudut datang).

Adapun saran-saran untuk penelitian selanjutnya yaitu perlunya dilakukan eksperimen yang mendukung telaah teoretis ini sehingga telaah teoretis ini dapat diverifikasi kebenarannya secara kuantitatif.

UCAPAN TERIMAKASIH

Penelitian ini memperoleh pembiayaan (sumber dana) dari beasiswa program magister dalam negeri Proyek DUE, berdasarkan Surat Keputusan Pemimpin Proyek DUE No. 21217/P3S-I/FEL-SP/X/99 tanggal 27 Oktober 1999. Penulis mengucapkan terima kasih atas pendanaan tersebut sehingga penelitian ini dapat terlaksana dengan lancar.

DAFTAR ACUAN

- [1]. ARKUNDATO, A, *Aspek Klasik dan Kuantum Optika Non Linear*, Jurusan Fisika FMIPA UGM Yogyakarta Indonesia, (1995), 2, 9–14, 58–60 dan 146.
- [2]. BLOEMBERGEN, N DAN PERSHAN, PS, Light Waves at The Boundary of Nonlinear Media, *Physical Review*, **128**(2), (1962), 606–622
- [3]. BLOEMBERGEN, N, Conservation of Laws in Nonlinear Optics, *Journal of Optical Society America*, **70**(12), (1980), 1429–1436.
- [4]. MATLIN, M.D dan MCGEE, DJ, Photorefractive Nonlinear Optics in The Undergraduate Physics Laboratory, *American Journal Physics*, **65**(7), (1997), 22–634.
- [5]. COTTER, D, MANNING, RJ, BLOW, K J, ELLIS, A D, KELLY, AE, NESSET, D, PHILLIPS, ID, POUSTIE, AJ, ROGERS, DC, Nonlinear Optics for High-Speed Digital Information Processing, *Science*, **286**, (1999)1523–1528.
- [6]. ABRAHA, K, BROW, TE, DUMELOW, T, PARKER, TJDAN TILLEY, DR, Oblique-incidence Far Infrared Reflectivity Study of The Uniaxial antiferromagnet FeF₂, *Physical Review B*, **50**(10), (1994), 6808-6816.
- [7]. ABRAHA, K, Ph. D. Thesis: Theory of Surface Polaritons and Far Infrared Reflectivity of Antiferromagnets, Rare Earth Metals and Ferrimagnets, University Essex, England, (1995), 35–79 dan 236–254.
- [8]. BORISOV, S. B. DAN LYUBCHANSKII, I, Nonlinear Optical Rotation in Magnetic Crystal, *JETP*, **78**(3), (1994), 279-283
- [9]. MARJUNUS, R, *Analisis Teoretis Optika Non Linear Dalam Bahan Magnetik*, Jurusan Fisika FMIPA UGM Yogyakarta Indonesia, (1999), 1–76.
- [10]. WANGSNESS, RK, *Electromagnetic Fields*, John Wiley and Sons, New York, USA, (1979), 457-475
- [11]. MARJUNUS, R, *Analisis Teoretis Pemantulan dan Pembiasan Gelombang Elektromagnet Pada Bahan Magnetik Non Linear Orde Dua*, Program Studi Ilmu Fisika, Jurusan Ilmu-Ilmu MIPA, Program Pasca Sarjana UGM Yogyakarta Indonesia, (2002), 1–167