

# ÇOK KATMANLI BAKIŞIMSIZ ORTAMDA YANSIMA VE GEÇME GÜÇ KATSAYILARI

Cumali SABAH

Savaş UÇKUN

Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü

Gaziantep Üniversitesi, 27310, Gaziantep

e-posta:sabah@gantep.edu.tr

e-posta:savas@gantep.edu.tr

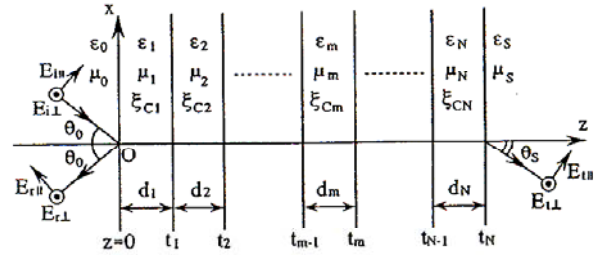
*Anahtar sözcükler: Bakışsız levhalar, polarizasyon dönüşümü, çapraz-kutupsal güç, ortak-kutupsal güç.*

## ÖZET

Bu çalışmada, elektromanyetik dalganın farklı materyal özelliklerine sahip ve farklı kalınlıklardaki çok katmanlı bakışsız (chiral) ortamda yayılması incelenmiştir. Amaç yansımaya ve geçme güç katsayılarını elde etmeye çalışmaktır. Gelen dalga herhangi bir polarizasyonlu düzlemsel monokromatik dalga olarak kabul edilmiştir. Bakışsız ortam içinde farklı faz hızlarında sol (LCP) ve sağ (RCP) el dairesel polarizasyonlu iki dalga vardır. Dolayısıyla, m'inci bakışsız katmanda iki tane sağ ara yüzeye, iki tane de sol ara yüzeye ilerleyen toplam dört dalga bulunur. Birbirine bitişik iki bakışsız katmanın yüzeyinde sınır şartları kullanılarak (m+1)'inci ara yüzeyde bulunan dört elektrik alanının büyüklüğü, 4x4 matris şeklinde m'inci ara yüzeyde bulunan elektrik alanların büyüklüğü cinsinden yazılabilir [1]. Bu matrislerle yansımaya ve geçme güç katsayıları bulunabilir.

sağ el dairesel polarizasyonlu iki dalganın toplamı şeklinde ilerler [5]. Böylece m'inci bakışsız katmanda; iki tane sağ ara yüzeye doğru ilerleyen, iki tane de sol ara yüzeye doğru ilerleyen toplam dört dalga bulunur. Birbirine bitişik iki bakışsız katmanın yüzeyinde sınır şartlarını kullanarak, (m+1)'inci ara yüzeyde bulunan dört elektrik alanının büyüklüğü, 4x4 matris şeklinde m'inci ara yüzeyde bulunan elektrik alanların büyüklüğü cinsinden yazılabilir [1]. Bu matrislerle yansımaya ve geçme güç katsayıları bulunabilir.

## 2. TEORİ



Şekil 1. Çok katmanlı bakışsız ortam

Boşluktan çok katmanlı bakışsız ortama gelen herhangi bir polarizasyonlu düzlemsel monokromatik dalga düşünelim. Burada çok katmanlı ortam, N tane farklı materyal özelliklerine sahip ve farklı kalınlıktaki dielektrik bakışsız katmanlar olarak kabul edilmiştir. Şekil 1'de problemin geometrisi gösterilmiştir.  $\exp(-j\omega t)$  gizli tutulmak koşulu ile  $d_n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, m, \dots, N$ ) kalınlığında olan m'inci bakışsız katmandaki genel yapı denklemleri [7]

$$\mathbf{D}_m = \epsilon_m \mathbf{E}_m + j\zeta_{cm} \mathbf{B}_m \quad (1a)$$

$$\mathbf{H}_m = j\zeta_{cm} \mathbf{E}_m + (1/\mu_m) \mathbf{B}_m \quad (1b)$$

şeklinde olup, burada  $\epsilon_m$ ,  $\mu_m$ , ve  $\zeta_{cm}$  sırasıyla, bakışsız ortamın elektriksel geçirgenliği, manyetik geçirgenliği ve bakışsızlık admitansıdır. Bakışsızlık admitansı bakışsızlık derecesini göstermekte olup değeri  $|\zeta_{cm}| \leq \sqrt{\epsilon_m/\mu_m}$  aralığında sınırlıdır [11].

Kaynaksız ortamda (1a) ve (1b) nolu denklemler Maxwell denklemleri ile birlikte çözüldüğünde m'inci katman için Helmholtz denklemi,

$$\nabla^2 \mathbf{C}_m + 2\omega\mu_m \zeta_{cm} (\nabla \times \mathbf{C}_m) + k_m^2 \mathbf{C}_m = 0 \quad (2)$$

## 1. GİRİŞ

Optik etkinlik (optical activity) olarak bilinen elektromanyetik bakışsızlık (chirality) kavramı optik, mikrodalga ve milimetredalga frekanslarında aktif olan özelliklerinden dolayı araştırmacıların sürekli olarak ilgisini çekmiştir [1-5]. Bakışsızlık geometrik bir fikir olup bakışsız nesne ile aynadaki görüntüsü arasında bir simetri yoktur [6]. Birçok araştırmacı elektromanyetik dalganın bakışsız ortam ile etkileşimini incelemiştir [6-12]. Potansiyel uygulama alanlarının geniş olması nedeniyle bu konudaki çalışmalar devam etmektedir. 1988 yılında elektromanyetik dalganın tek katmanlı bakışsız ortamdaki yayılması Bassiri ve arkadaşlarınca incelenmiş olup, değişken polarizasyonlu gelen dalga için yansımaya ve geçme katsayıları bulunmuştur [7]. 1993 yılında ise Tanaka ve Kusunoki [1] çok katmanlı bakışsız ortamdaki yansımaya ve geçme güç katsayılarını incelemiş, dik polarizasyonlu gelen dalga için nümerik sonuçlar sunmuştur.

Bu çalışmada ise farklı olarak, elektromanyetik dalganın farklı materyal özelliklerine sahip ve farklı kalınlıklardaki çok katmanlı bakışsız ortamda yayılması incelenerek ve nümerik sonuçlar paralel polarizasyonlu dalga için sunulmuştur. Herhangi bir polarizasyonla gelen düzlemsel monokromatik dalga bakışsız ortam içinde, farklı faz hızlarında sol ve

şeklinde ve burada  $C_m = E_m \cdot H_m \cdot D_m \cdot B_m$ ,

$k_m = \omega \sqrt{\epsilon_m \mu_m}$ ,  $\nabla^2$  Laplace operatörü ve  $\omega$  açısal frekanstır.

Bu denklemin çözümü farklı faz hızlarında sol ve sağ el dairesel polarizasyonlu iki dalganın toplamı şeklindedir. Bu dalgaların karakteristik dalga sayıları, sol ve sağ el dairesel polarizasyonlu dalgalar için,

$$k_{mL} = -\omega \mu_m \zeta_{cm} + \sqrt{\omega^2 \mu_m^2 \zeta_{cm}^2 + k_m^2} \quad (3a)$$

$$k_{mR} = +\omega \mu_m \zeta_{cm} + \sqrt{\omega^2 \mu_m^2 \zeta_{cm}^2 + k_m^2} \quad (3b)$$

şeklinde. Burada L ve R alt simgeleri, sırasıyla, sol ve sağ el dairesel polarizasyonlu düzlemsel dalgayı göstermektedir. Dolayısıyla bakışimsız ortamda hem sol hem de sağ el dairesel polarizasyonlu dalgalar farklı faz hızlarıyla yayınımlarını yapmaktadırlar.

Gelen, yansıyan ve geçen açıları arasındaki bağıntı ise Snell kanunu ile açıklanır:

$$k_o \sin(\theta_o) = k_{mL} \sin(\theta_{mL}) \\ = k_{mR} \sin(\theta_{mR}) = k_s \sin(\theta_s) \quad (4)$$

Burada  $k_o$  ve  $k_s$  boşluk ve dielektrik ortamın karakteristik dalga sayıları;  $\theta_o$ ,  $\theta_{mL}$ ,  $\theta_{mR}$  ve  $\theta_s$  sırasıyla gelen açı, sol ve sağ el polarizasyonlu düzlemsel dalgaların yansıma açıları ve geçme açısını göstermektedir.

Herhangi bir polarizasyonla gelen bir elektrik alan aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

$$E_i = [E_{i//}(\cos \theta_o \mathbf{a}_x + \sin \theta_o \mathbf{a}_z) + E_{i\perp} \mathbf{a}_y] \\ \cdot \exp[jk_o(z \cos \theta_o - x \sin \theta_o)] \quad (5)$$

Burada  $\mathbf{a}_\alpha$  ( $\alpha = x, y, z$ ) birim kartezyen vektörlerdir.

Ayrıca  $\perp$  ve  $//$  alt simgeleri elektrik alan vektörünün dik ve paralel bileşenlerini göstermektedir. Gelen gücü bir değerine normalize edersek aşağıdaki denklem elde edilir.

$$|E_{i\perp}|^2 + |E_{i//}|^2 = 1 \quad (6)$$

Geçen ve yansıyan elektrik alanları  $E_t$  ve  $E_r$  şeklinde ifade edelim.  $E_t$  ve  $E_r$ ;  $E_{t\perp}$ ,  $E_{t//}$ ,  $E_{r\perp}$  ve  $E_{r//}$  olan bileşenleri cinsinden aşağıdaki şekilde yazılır.

$$E_t = [E_{t//}(\cos \theta_s \mathbf{a}_x + \sin \theta_s \mathbf{a}_z) + E_{t\perp} \mathbf{a}_y] \\ \cdot \exp[jk_s(z \cos \theta_s - x \sin \theta_s)] \quad (7)$$

$$E_r = [E_{r//}(\cos \theta_o \mathbf{a}_x - \sin \theta_o \mathbf{a}_z) + E_{r\perp} \mathbf{a}_y] \\ \cdot \exp[-jk_o(z \cos \theta_o + x \sin \theta_o)] \quad (8)$$

m'inci bakışimsız katmandaki elektrik alan denklemi sağ ara yüzeye ve sol ara yüzeye ilerleyen elektrik alanların toplamı şeklinde aşağıdaki gibi yazılır.

$$E_m = E_m^+ + E_m^- \quad (9)$$

Burada

$$E_m^+ = E_{mL}^+ \exp[jk_{mL}(z \cos \theta_{mL} - x \sin \theta_{mL})] \\ + E_{mR}^+ \exp[jk_{mR}(z \cos \theta_{mR} - x \sin \theta_{mR})] \quad (10a)$$

$$E_m^- = E_{mL}^- \exp[-jk_{mL}(z \cos \theta_{mL} + x \sin \theta_{mL})] \\ + E_{mR}^- \exp[-jk_{mR}(z \cos \theta_{mR} + x \sin \theta_{mR})] \quad (10b)$$

ve

$$E_{mL}^+ = E_{mL}^+(\cos \theta_{mL} \mathbf{a}_x + \sin \theta_{mL} \mathbf{a}_z - j \mathbf{a}_y) \quad (11a)$$

$$E_{mR}^+ = E_{mR}^+(\cos \theta_{mR} \mathbf{a}_x + \sin \theta_{mR} \mathbf{a}_z + j \mathbf{a}_y) \quad (11b)$$

$$E_{mL}^- = E_{mL}^-(\cos \theta_{mL} \mathbf{a}_x + \sin \theta_{mL} \mathbf{a}_z - j \mathbf{a}_y) \quad (11c)$$

$$E_{mR}^- = E_{mR}^-(\cos \theta_{mR} \mathbf{a}_x + \sin \theta_{mR} \mathbf{a}_z + j \mathbf{a}_y) \quad (11d)$$

olup, (9) no'lu denklemden itibaren + ve - üst simgeler sırasıyla m'inci katmanda sağa ve sola doğru ilerleyen dalgaları ifade etmektedir. Çok katmalı bakışimsız ortam içinde ve dışındaki manyetik alanlar da Maxwell denklemleri kullanılarak kolayca elde edilir.  $z = 0$  ara yüzeyinde, boşluk ile birinci katman arasında, sınır şartları kullanılarak elektrik ve manyetik alanların x- ve y-bileşenlerinden sırasıyla aşağıdaki eşitlikler elde edilebilir.

$$E_{i//} \cos \theta_o + E_{r//} \cos \theta_o = E_{1L}^+ \cos \theta_{1L} \quad (12a)$$

$$+ E_{1R}^+ \cos \theta_{1R} - E_{1L}^- \cos \theta_{1L} - E_{1R}^- \cos \theta_{1R}$$

$$- Y_o(E_{i\perp} \cos \theta_o + E_{r\perp} \cos \theta_o) = jY_{c1}(E_{1L}^+ \cos \theta_{1L} \\ - E_{1R}^+ \cos \theta_{1R} - E_{1L}^- \cos \theta_{1L} + E_{1R}^- \cos \theta_{1R}) \quad (12b)$$

$$E_{i\perp} + E_{r\perp} = -jE_{1L}^+ + jE_{1R}^+ - jE_{1L}^- + jE_{1R}^- \quad (12c)$$

$$Y_o(E_{i\perp} + E_{r\perp}) = Y_{c1}(E_{1L}^+ + E_{1R}^+ + E_{1L}^- + E_{1R}^-) \quad (12d)$$

Burada  $Y_o$  ve  $Y_{c1}$  boşluğun ve birinci katmanın admitansı,  $\theta_{1L}$  ve  $\theta_{1R}$  sağ ve sol polarizasyonlu dalgaların birinci katmandaki yansıma açılarıdır. Bu eşitlikler matris şeklinde aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\begin{bmatrix} E_{i\perp} \\ E_{r\perp} \\ E_{i//} \\ E_{r//} \end{bmatrix} = [A] \begin{bmatrix} E_{1L}^+ \\ E_{1R}^+ \\ E_{1L}^- \\ E_{1R}^- \end{bmatrix} \quad (13a)$$

$z = t_m$  ( $m = 1, 2, \dots, N-1$ ) ve  $z = t_N$  ara yüzeylerinde de sınır şartlarını kullanarak (13a)'ya benzer matris eşitlikleri elde edilebilir.

$$\begin{bmatrix} E_{mL}^+ \\ E_{mR}^+ \\ E_{mL}^- \\ E_{mR}^- \end{bmatrix} = [B_m] \begin{bmatrix} E_{m+1L}^+ \\ E_{m+1R}^+ \\ E_{m+1L}^- \\ E_{m+1R}^- \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_{NL}^+ \\ E_{NR}^+ \\ E_{NL}^- \\ E_{NR}^- \end{bmatrix} = [C] \begin{bmatrix} E_{t\perp} \\ E_{t//} \end{bmatrix} \quad (13b), (13c)$$

Burada  $[A]$  ve  $[B_m]$  4x4 kare matrisler olup,  $[C]$  ise 4x2'lik bir matristir. Bu matrislerle çok katmanlı bakışsız ortam ayrıntılı olarak kolaylıkla analiz edilebilir.  $[A]$ ,  $[B_m]$  ve  $[C]$  matrislerinin elemanları, gelen açı, bakışsız ortamın materyal özellikleri ve her bir bakışsız katmanının kalınlığının fonksiyonu şeklindedir. Yansıyan ve geçen elektrik alanların dik ve paralel bileşenleri, gelen elektrik alan cinsinden, denklem (13)'deki matrisler kullanılarak elde edilebilir.

$$E_{t\perp} = \frac{f_{32}E_{i\perp} - f_{12}E_{i//}}{M_1} \quad (14a)$$

$$E_{t//} = -\frac{f_{31}E_{i\perp} - f_{11}E_{i//}}{M_1} \quad (14b)$$

$$E_{r\perp} = \frac{M_2E_{i\perp} + M_3E_{i//}}{M_1} \quad (14c)$$

$$E_{r//} = \frac{M_4E_{i\perp} + M_5E_{i//}}{M_1} \quad (14d)$$

Burada  $f_{\gamma\beta}$  ( $\gamma = 1,2,3,4; \beta = 1,2$ ) 4x2'lik  $[F] = [A][B_1][B_2][B_3] \dots [B_{N-1}][C]$  matrisinin elemanlarıdır ve  $M_v$  ( $v = 1,2,3,4,5$ ) aşağıda verilmiştir.

$$M_1 = f_{11}f_{32} - f_{12}f_{31}, \quad M_2 = f_{21}f_{32} - f_{22}f_{31}$$

$$M_3 = f_{11}f_{22} - f_{12}f_{21}, \quad M_4 = f_{32}f_{41} - f_{31}f_{42}$$

$$M_5 = f_{11}f_{42} - f_{12}f_{41}$$

Yansıyan ve geçen güçler ise:

$$P_r = P_{r\perp} + P_{r//}, \quad P_t = P_{t\perp} + P_{t//}$$

$$P_{r\perp} = |E_{r\perp}|^2, \quad P_{r//} = |E_{r//}|^2$$

$$P_{t\perp} = \frac{\eta_o \cos\theta_s}{\eta_s \cos\theta_o} |E_{t\perp}|^2, \quad P_{t//} = \frac{\eta_o \cos\theta_s}{\eta_s \cos\theta_o} |E_{t//}|^2$$

şeklindedir. Burada  $\eta_o = \sqrt{\mu_o/\epsilon_o}$  ve  $\eta_s = \sqrt{\mu_s/\epsilon_s}$  sırasıyla, boşluğun ve dielektrik ortamın empedanslarıdır. Ayrıca  $P_{t\perp}$ ,  $P_{t//}$ ,  $P_{r\perp}$  ve  $P_{r//}$ ; geçen ve yansıyan güçlerin dik ve paralel bileşenlerini göstermektedir. Eğer çok katmanlı bakışsız ortam  $\xi_{cm} = 0$  ( $m = 1,2,3, \dots, N$ ) seçilerek çok katmanlı sıradan dielektrik ortam şeklinde düzenlenirse, çapraz-kutupsal (cross-polarized) güçler,  $P_{t//}$  ve  $P_{r//}$  ( $P_{t\perp}$  ve  $P_{r\perp}$ ), dik (paralel) polarizasyonlu gelen dalga için sıfır olur.

### 3. NÜMERİK SONUÇLAR

Nümerik sonuçlar paralel polarizasyonlu ( $E_{i\perp} = 0$ ) ve yüzeye dik gelen ( $\cos\theta_o = 0$ ) dalga için

verilmiştir. Dielektrik ortam için kırılma indeksi  $n_s = \sqrt{\epsilon_s/\epsilon_o} = 1.60$  olan polyester seçilmiştir.  $N=15$  katmanlı bakışsız bir yapı için,

$$n_o = 1.0 \quad |KLMLKKLMLK| \quad n_s = 1.60,$$

ortamın materyal özellikleri ile kalınlıkları:

$$n_K = \sqrt{\epsilon_K/\epsilon_o} = 2.32, \quad n_L = \sqrt{\epsilon_L/\epsilon_o} = 1.46,$$

$$n_M = \sqrt{\epsilon_M/\epsilon_o} = 4.20, \quad \xi_{cL} = -1.1 \times 10^{-3} S,$$

$$\xi_{cK} = \xi_{cM} = 1.1 \times 10^{-3} S, \quad n_L d_L = \lambda_c/4,$$

$n_K d_K = n_M d_M = \lambda_c/2$  şeklinde seçilmiştir. Burada  $\lambda_c$  boşluğun orta (center) frekanstaki ( $f_c$ ) dalga

boyudur. Kırılma indeksleri  $n_K$ ,  $n_L$  ve  $n_M$  şeklinde verilen materyaller sırasıyla çinko-sülfat ( $ZnS$ ), silikon-dioksit ( $SiO_2$ ) ve germanyum ( $Ge$ )'dur. Şekil 2 ortak-kutupsal (co-polarized) ve çapraz-kutupsal güçlerin frekansa göre değişimini göstermektedir.

Çapraz-kutupsal yansıyan güç ( $P_{r\perp}$ ), yansıyan dalganın polarizasyonu gelen dalganın polarizasyonu ile aynı olduğu için sıfır olmaktadır [8]. Ayrıca çapraz-kutupsal geçen güç ( $P_{t\perp}$ ) orta frekans yakınlarında bir değerine yaklaşmaktadır. Bu frekans yakınlarında geçen dalga için paralel polarizasyon dik polarizasyona dönüşmektedir. Şekil 3 ise ortak-kutupsal ve çapraz-kutupsal güçlerin orta frekans değerinde gelen açığa göre değişimini göstermektedir.

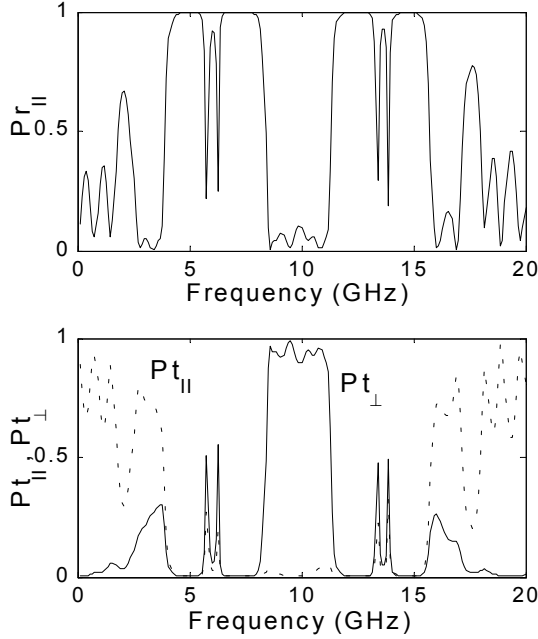
Gelen açının  $70^\circ$ 'den küçük olduğu durumlarda yansıyan güçlerin değeri küçük olmaktadır.  $90^\circ$ 'ye yaklaştıkça paralel polarizasyonlu gelen dalga için tüm güç bileşenleri ortak-kutupsal güce dönüşmektedir. Ayrıca gelen açının  $50^\circ$ 'den küçük olduğu durumlarda çok katmanlı bakışsız ortam sadece çapraz-kutupsal gücü geçirmektedir. Dik polarizasyonlu gelen dalga ( $E_{i//} = 0$ ) için de benzer sonuçlara ulaşıldığı görülmüştür.

Burada elde edilen nümerik sonuçlar incelendiğinde; çok katmanlı bakışsız ortamın bazı frekans ve açı aralığında geçen dalganın sadece çapraz-kutupsal polarizasyonlu bileşenini geçirdiğinden dolayı, polarizasyon dönüştürücü filtre olarak davrandığı sonucuna varılabilir. Ayrıca bu yapı yansıyan dalganın ortak- ve çapraz-kutupsal bileşenleri için anti-yansıma filtresi olarak da kullanılabilir.

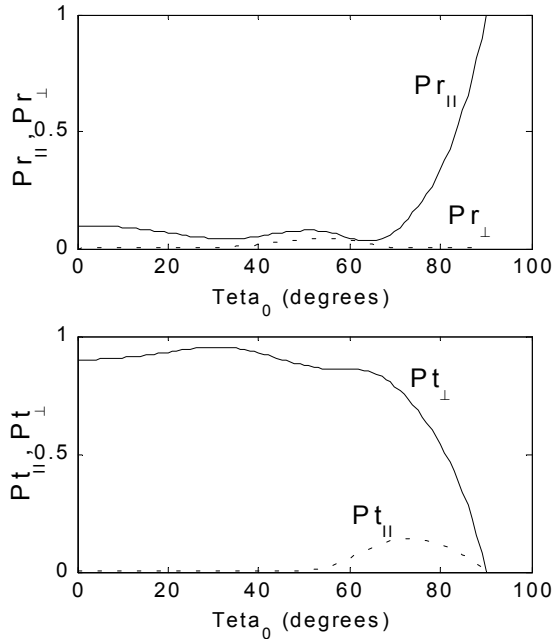
### 4. SONUÇ

Bu çalışmada, elektromanyetik dalganın çok katmanlı bakışsız ortamdaki yansıma ve geçme güç katsayıları incelenmiştir. Dik ya da paralel polarizasyonlu gelen dalga için, geçen ve yansıyan dalgaların ortak- ve çapraz-kutupsal güç katsayıları hesaplanmış ve bakışsızlık parametresinin etkileri incelenmiştir. Çok katmanlı bakışsız ortamın bazı

frekans ve açı aralığında geçen dalganın sadece çapraz-kutupsal polarizasyonlu bileşenini geçirdiğinden dolayı polarizasyon dönüştürücü filtre olarak davrandığı ve bu yapının yansıyan dalganın ortak- ve çapraz-kutupsal bileşenleri için anti-yansıma filtresi olarak da kullanılabilceği nümerik sonuçlar yardımıyla görülmüştür. Bu sonuçlar göz önünde tutularak yüksek verimli polarizasyon dönüştürücü ve anti-yansıma filtresi tasarımı için çalışmalar yapılabilir.



Şekil 2. Yansıyan ve geçen dalganın ortak- ve çapraz-kutupsal güçlerinin frekansa göre değişimi



Şekil 3. Yansıyan ve geçen dalganın ortak- ve çapraz-kutupsal güçlerinin orta frekansta gelen açığa göre değişimi.

## KAYNAKLAR

- [1] Tanaka M., and Kusunoki A., "Scattering characteristic of stratified chiral slab," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E76-C, no. 10, ss. 1443-1448, Ekim, 1993.
- [2] Delihacıoğlu K. and Uçkun S., "Power reflection and transmission coefficients for meander-line polarizers with chiral slab," *ETRI Journal*, vol. 25, no. 1, ss. 41-48, Şubat, 2003.
- [3] Guire T., Varadan V. V. and Varadan V. K., "Influence of chirality on reflection of EM waves by planar dielectric slabs," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 32, no. 4, ss. 300-303, Kasım, 1990.
- [4] G. Ögücü ve S. Uçkun, "A uniaxial chiral slab backed by soft and hard surfaces used as a polarization transformer", *BIANISOTROPIC 2000, 8<sup>th</sup> International Conference on Electromagnetics of Complex Media*, Lisbon, Portugal, ss. 261-264, 27-29 Eylül, 2000.
- [5] Jaggard D. L., Mickelson A. R., and Papas C. H., "On electromagnetic waves in chiral media," *Applied Physics*, vol. 18, ss.211-216, 1979.
- [6] Engheta N., and Jaggard D. L., "Electromagnetic chirality and its applications," *IEEE AP-S Newslett.*, vol. 30, no. 5, ss. 6-12, 1988.
- [7] Bassiri S., Papas C. H., and Engheta N., "Electromagnetic wave propagation through a dielectric-chiral interface and through a chiral slab," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 5, no. 9, ss. 1450-1459, Eylül, 1988.
- [8] Bassiri S., Papas C. H., and Engheta N., "Electromagnetic wave propagation through a dielectric-chiral interface and through a chiral slab: Erreta," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 7, no. 11, ss. 2154-2155, Kasım, 1990.
- [9] Eftimiu C., and Pearson L. W., "Guided electromagnetic waves in chiral media," *Radio Sci.*, vol. 24, no. 3, ss. 351-359, Mayıs-Haziran, 1989.
- [10] Jaggard D. L., Engheta N., Kowarz M. W., Pelet P., Liu J. C., and Kim Y., "Periodic chiral structures," *IEEE Trans. Antennas & Prop.*, vol. 37, no. 11, ss. 1447-1452, Kasım, 1989.
- [11] Lindell I. V., Sihlova A. H., Tretyakov S. A., Viitanen A. J., *Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media*, Boston-London, Artech House, 1994.
- [12] Engheta N., and Bassiri S., "One- and two-dimensional dyadic Green's functions in chiral media," *IEEE Trans. Antennas & Prop.*, vol. 37, no. 4, ss. 512-515, Nisan, 1989.