

# TE MODU İÇİN BAKIŞIMSIZ LEVHADA MENDERES-BİÇİMLİ POLARİZÖRÜN YANSIMA ve GEÇME GÜÇ KATSAYILARI

Kemal DELİHACIOĞLU

Savaş UÇKUN

Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü

Gaziantep Üniversitesi, 27310, Gaziantep

e-posta:kemal@gantep.edu.tr

e-posta:savas@gantep.edu.tr

*Anahtar sözcükler: Menderes-biçimli polarizör, bakışsımsız (chiral)*

## ABSTRACT

*This paper presents the power reflection and transmission coefficients of a TE incident plane wave for a meander-line polarizer with chiral slab. The fields are derived in modal form both in air and chiral regions. Meander-line strip is placed periodically in the x-y plane. It is assumed to be infinitely thin and conducting perfectly. The fields are expanded into Floquet modes in the air and chiral regions due to the periodicity of the problem. Combining the boundary conditions with the orthogonality of the Floquet modes over a single periodic unit cell, lead to an integral equation for the unknown current density, induced on the metallic part of the meander-line by the incident TE plane wave. This integral equation can be solved by using the Galerkin Moment Method by expanding the unknown current density in terms of a set of basis functions and testing with the same basis. The complex matrix inversion program carries out the solution of the resulting matrix equations. The power reflection and transmission coefficients can be found from the electric field equations by using the Poynting vector.*

## 1. GİRİŞ

Optik etkinlik (optical activity) olarak bilinen elektromanyetik bakışsımsızlık (chirality) kavramı son on yıllarda mikrodalga ve milimetredalga alanlarında potansiyel uygulama alanları bulmaktadır[1]. Bakışsımsızlık geometrik bir fikir olup bakışsımsız nesne ile aynadaki görüntüsü arasında bir simetri yoktur[2]. Bakışsımsız levha üzerine gelen doğrusal polarizasyonlu dalga bakışsımsız levha içinde farklı faz hızlarında sol ve sağ el dairesel polarizasyonlu iki dalgaya ayrılır. Bakışsımsız levhanın arkasında bu iki dalga birleşerek, polarizasyon düzlemi gelen dalganın polarizasyon düzlemine göre dönmüş doğrusal polarizasyonlu bir dalga oluşturur. Dalganın dönme miktarı bakışsımsız ortamda ne kadar hareket ettiğine ve dalga sayıları arasındaki farka bağlıdır. Bu optik etkinliğin sadece bakışsımsız levhanın yüzeyinde değil, ortam boyunca olduğunu belirtir[3], [4].

Menderes Biçimli (MB) polarizörün ilk tasarımı deneme yanılma yoluyla 1966 yılında Stanford Araştırma Enstitüsünde gerçekleştirilmiştir. MB

polarizörlerin teorik analizi ve deneysel sonuçların tartışmaları [5]'te yer almaktadır. Sonsuz uzunlukta bir levha üzerine x ve y yönünde periyodik dizi teşkil edecek şekilde yerleştirilmiş MB ince iletkenlerden oluşan bir polarizör yardımı ile doğrusal polarizasyonlu bir dalga geniş bantlı dairesel polarizasyonlu bir dalgaya çevrilebilir. Bu nedenle polarizör üzerine dik gelen düzlemsel dalganın elektrik vektörü birbirine dik iki bileşen gibi düşünülebilir. Bu bileşenlerden MB polarizör iletken eksenine paralel gelen bileşeni indaktif olarak geri kalır, dik bileşen ise kapasitif olarak ileri gider. Polarizör parametreleri uygun seçilerek çıkışta bu iki dik bileşenlerin büyüklüklerinin birbirine eşit olması ve aralarında 90° lik faz farkı sağlanabildiği takdirde dairesel biçimde polarize olmuş bir dalga elde edilir[6], [7]. Elektromanyetik dalgalarla bakışsımsız yapıların etkileşimi birçok bilim adamı tarafından çalışılmıştır. Bakışsımsız levha üzerinde MB şeritler ile ilgili bir çalışmaya literatürde rastlanmamıştır. Bakışsımsız levhanın rotasyon ve MB şeritlerin polarizasyon özellikleri bizi bu konuda çalışmaya motive etmiştir. Bu merakla bakışsımsız levha üzerine yerleştirilen MB polarizörlerden yansıyan ve geçen güç katsayıları hem TM [8], hem de TE düzlemsel dalgaları için teorik olarak çalışılmıştır. Sonuçlar sadece TE düzlemsel dalga için verilmiştir.

## 2. TEORİ

Yön bağımsız (isotropic), homojen, kayıpsız ve bakışsımsız ortamda genel yapı denklemleri ( $e^{j\omega t}$  gizli tutulmuştur) [2],

$$\vec{D} = \epsilon_c \vec{E} - j\xi \vec{B} \quad (1)$$

$$\vec{H} = -j\xi \vec{E} + \frac{1}{\mu_c} \vec{B} \quad (2)$$

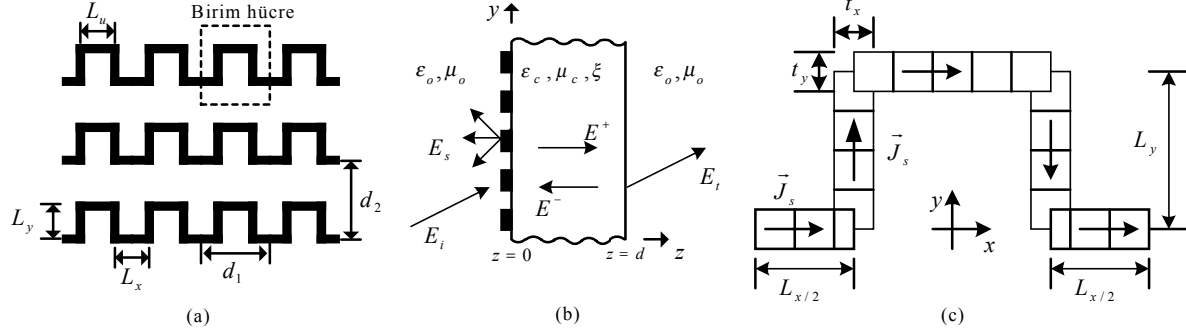
şeklinde olup, burada  $\epsilon_c$ ,  $\mu_c$  ve  $\xi$  sırasıyla, bakışsımsız ortamın elektriksel geçirgenliği, manyetik geçirgenliği ve bakışsımsızlık admitansdır. (1) ve (2) nolu eşitlikler Maxwell denklemleri ile birlikte çözüldüğünde Helmholtz denklemi aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - 2\omega\mu_c\xi\nabla \times \vec{E} - \omega^2\mu_c\epsilon_c\vec{E} = 0 \quad (3)$$

Bu denklem kullanılarak bakışsız ortamdaki sol ve sağ dairesel polarizasyonlu dalgalar için karakteristik dalga sayıları, sol el dairesel polarizasyonlu dalgalar için  $k_L = -\omega\mu_c\xi + \omega\sqrt{\mu_c\varepsilon_c + \mu_c^2\xi^2}$  ve sağ el polarizasyonlu dalgalar için ise,

$$k_R = \omega\mu_c\xi + \omega\sqrt{\mu_c\varepsilon_c + \mu_c^2\xi^2} \quad \text{olarak bulunur.}$$

Dolayısıyla bakışsız ortamda hem sol hemde sağ el dairesel polarizasyonlu dalgalar farklı faz hızlarıyla yayınılmaktadır.



Şekil 1 (a) MB polazörün önden görünüşü, (b) MB polarizörün yandan görünüşü (c) birim hücre

Şekil 1b'de görüldüğü gibi  $z=0$ 'dan  $z=d$ 'ye uzanan d kalınlığındaki bakışsız levha üzerine yerleştirilen MB şeritlerden yansıyan ve geçen güç katsayıları TE düzlemsel dalga için incelenmiştir. TE düzlemsel dalga bakışsız levhaya hava ortamından eğik açıyla gelmektedir. Bu durumda gelen ve yansıyan elektrik alan denkleminin toplamı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\vec{E}_i = E_o^{TE} \vec{\Psi}_1 e^{-j\gamma z} + \sum_{m=1}^2 j^{m-1} E_r^{(m)} \vec{\Psi}_m e^{j\gamma z} \quad (4)$$

burada,  $E_o^{TE}$  ve  $E_r^{(m)}$  sırasıyla, gelen ve yansıyan dalgaların büyüklüğünü,  $m=1$  TE kipini ve  $m=2$  de TM kipini göstermektedir. (4) nolu denklemde,

$$\vec{\Psi}_m = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{-j\vec{k}_T \cdot \vec{r}} \vec{u}_m, \quad \vec{u}_1 = \vec{a}_z \times \vec{u}_2, \quad \vec{u}_2 = \frac{\vec{k}_T}{|\vec{k}_T|},$$

$$\vec{k}_T = k \sin\theta \cos\phi \vec{a}_x + k \sin\theta \sin\phi \vec{a}_y, \quad k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$$

$$\vec{r} = x\vec{a}_x + y\vec{a}_y + z\vec{a}_z, \quad \gamma^2 = k^2 - \vec{k}_T \cdot \vec{k}_T \quad \text{ve}$$

$A = d_1 \times d_2$  birim hücre alanını göstermektedir. MB şeritlerden saçılan elektrik alan denklemi,

$$\vec{E}_s = \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q j^{m-1} E_{rpq}^{(m)} e^{j\gamma_{pq} z} \vec{\Psi}_{mpq} \quad (5)$$

burada,  $E_{rpq}^{(m)}$  saçılan dalgaların büyüklüğünü ve,

$$\vec{\Psi}_{mpq} = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{-j\vec{k}_{Tpq} \cdot \vec{r}} \vec{u}_{mpq}, \quad \vec{u}_{1pq} = \vec{a}_z \times \vec{u}_{2pq},$$

$$\vec{u}_{2pq} = \frac{\vec{k}_{Tpq}}{|\vec{k}_{Tpq}|}, \quad \gamma_{pq}^2 = k^2 - \vec{k}_{Tpq} \cdot \vec{k}_{Tpq}, \quad \vec{k}_{Tpq} = \vec{k}_x + \vec{k}_y,$$

$$\vec{k}_y = (k \sin\theta \sin\phi - \frac{2\pi}{d_1 \tan\alpha} p + \frac{2\pi}{d_2 \sin\alpha} q) \vec{a}_y,$$

$$\vec{k}_x = (k \sin\theta \cos\phi + \frac{2\pi}{d_1} p) \vec{a}_x, \quad p, q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm\infty,$$

ve  $\alpha$   $d_1$  ile  $d_2$  arasındaki açıyı göstermektedir.

Bakışsız ortamda,  $+z$  ve  $-z$  yönünde giden dalgalar için elektrik alan denklemleri sol ve sağ el dairesel polarizasyonlu düzlemsel dalgaların toplamı şeklinde yazılabilir[9]. Bakışsız levhanın dışında geçen (transmitted) elektrik alan denklemi,

$$\vec{E}_t = \sum_{m=1}^2 j^{m-1} (E_t^{(m)} \vec{\Psi}_m e^{-j\gamma(z-d)} + \sum_p \sum_q E_{tpq}^{(m)} e^{-j\gamma_{pq}(z-d)} \vec{\Psi}_{mpq}) \quad (6)$$

burada,  $E_t^{(m)}$  ve  $E_{tpq}^{(m)}$  sırasıyla, geçen (MB şeritler yokken) ve saçılan (MB şeritler varken) dalgaların büyüklüğünü göstermektedir. Gelen, yansıyan ve geçen dalgalarla ilgili manyetik alan denklemleri, (2) ve Maxwell denklemlerinden  $\nabla \times \vec{E} = -j\omega\vec{B}$  kullanılarak elde edilen aşağıdaki denklem yardımıyla bulunabilir.

$$\vec{H} = \frac{-1}{j\omega\mu} (\nabla \times \vec{E} - \omega\mu\xi \vec{E}) \quad (7)$$

Yansıyan ve geçen dalgalar Snell yansıma ve kırılma kanunlarına uyar. Yüzeye teğet olan elektrik ve manyetik alanlar  $z=0$  ve  $z=d$ 'de sınır şartlarını sağlar. Yine  $z=0$ 'da gelen ve saçılan elektrik alanların toplamı MB şeritler üzerinde sifira eşittir.

$$\vec{E}_i(x, y, 0) + \vec{E}_s(x, y, 0) = 0 \quad (8)$$

$$\sum_{m=1}^2 (E_o^{TE} + j^{m-1} E_r^{(m)}) \vec{\Psi}_m = - \sum_{m=1}^2 \sum_p \sum_q j^{m-1} E_{rpq}^{(m)} \vec{\Psi}_{mpq} \quad (9)$$

Bakışimsız levhaya gelen düzlemsel dalga MB şartlar üzerinde akım indükler. İndüklenen akım, tek bir

$$\vec{E}_r = E_r^{(1)} \vec{\Psi}_1 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (r_1 < \vec{f}_n, \vec{\Psi}_{1pq} > + r_2 < \vec{f}_n, \vec{\Psi}_{2pq} >) \vec{\Psi}_{1pq} \left\{ \right. \\ \left. + j \left[ E_r^{(2)} \vec{\Psi}_2 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (r_3 < \vec{f}_n, \vec{\Psi}_{1pq} > + r_4 < \vec{f}_n, \vec{\Psi}_{2pq} >) \vec{\Psi}_{2pq} \right] \right\} \quad (10)$$

$$\vec{E}_t = E_t^{(1)} \vec{\Psi}_1 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (t_1 < \vec{f}_n, \vec{\Psi}_{1pq} > + t_2 < \vec{f}_n, \vec{\Psi}_{2pq} >) \vec{\Psi}_{1pq} \left\{ \right. \\ \left. + j \left[ E_t^{(2)} \vec{\Psi}_2 + \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{n=1}^N \alpha_n \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} (t_3 < \vec{f}_n, \vec{\Psi}_{1pq} > + t_4 < \vec{f}_n, \vec{\Psi}_{2pq} >) \vec{\Psi}_{2pq} \right] \right\} \quad (11)$$

burada,  $\alpha_n$  bilinmeyen akım katsayılarını,  $\vec{f}_n$  temel fonksiyonların kümesini göstermektedir[9]. Yansıyan ve geçen güç katsayıları elektrik alan denklemlerinden Poynting vektör kullanılarak bulunabilir.

### 3. NÜMERİK SONUÇLAR

Bu bölümde TE düzlemsel dalga için yansıma ve geçme güç katsayılarının ortamın bakışimsızlık admitansının farklı değerleri için frekansa göre grafikleri çizilmiştir. Yansıma ve geçme güç katsayıları gelen dalganın gücüne göre normalize edilmiştir. Elde edilen sonuçlar enerjinin korunumu kanunu ile uyumludur. Yani ortak (co-) ve çapraz (cross-) kutupsal yansıma ve geçme güç katsayılarının toplamı bire eşittir. Bu da sonuçları kontrol imkanı sağlar. Bakışimsızlık admitansı, bakışimsızlık derecesini belirtmekte olup değeri  $|\xi| \leq \sqrt{\epsilon_c / \mu_c}$  aralığında sınırlı tutulmuştur[4]. Dalga boyuna göre ince iletkenlerden oluşan sonsuz uzunluktaki MB şartlar bakışimsız levha üzerine x ve y yönünde periyodik dizi teşkil edecek şekilde yerleştirilmiştir. Şekil 1a'da görüleceği gibi MB şartların; birim hücre boyutları  $d_1=5$  mm,  $d_2=10$  mm, yatay uzunluklar,  $L_u=L_x=2.5$  mm, dikey uzunluk  $L_y=5$  mm, ve kalınlığı  $t_x=t_y=0.25$  mm alınmıştır.

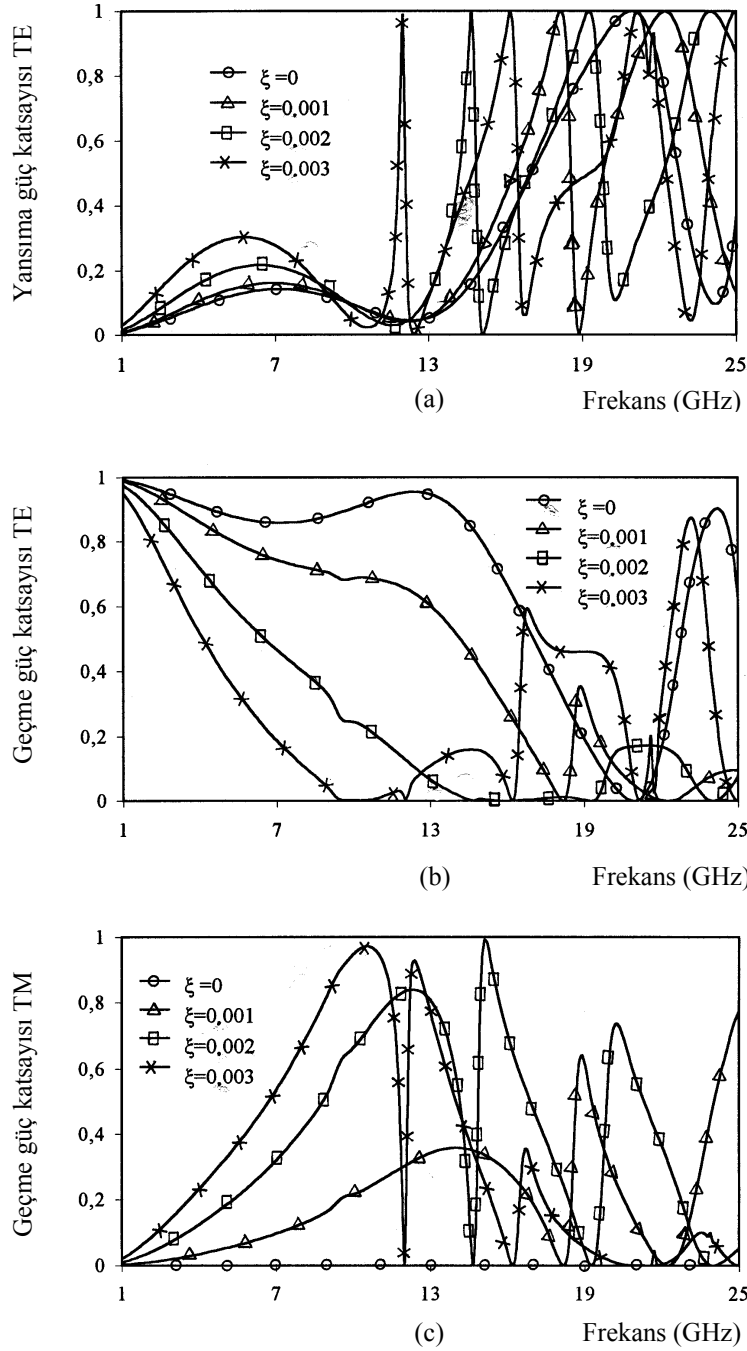
Şekil 2a, 2b ve 2c sırasıyla, yansıma güç katsayısı TE, geçme güç katsayısı TE ve geçme güç katsayısı TM'in bakışimsızlık admitansının farklı değerleri için frekansa göre çizilmiş grafiklerini göstermektedir. Çapraz kutupsal (cross-polarized) yansıma güç katsayısı TM, karşılıklı (reciprocity) ve rotasyonel

birim hücre (Şekil 1a) düşünüldüğünde birinci dereceden Fredholm integral denklemi şeklinde bilinmeyen akım yoğunluğu cinsinden yazılır. Bilinmeyen akım katsayıları temel fonksiyonlar cinsinden yazılıp Moment metodu [10] kullanılarak elde edilen  $N \times N$  matrisin tersinin alınmasıyla bulunur. Bu durumda yansıyan ve geçen elektrik alan denklemleri aşağıdaki gibi yazılır.

(rotational) simetriden dolayı sıfırdır. Şekil 2a'dan görüldüğü gibi ortak kutupsal (co-polarized) yansıma güç katsayısı TE, bakışimsızlık admitansı arttıkça rezonans sayısı artmaktadır. Bakışimsızlık admitansının  $\xi=0.001$  değerinde iki rezonans frekansı varken  $\xi$  arttıkça rezonans sayısı da artmakta ve daha küçük frekans değerlerinde rezonanslar oluşmaktadır. Yine  $\xi$  arttıkça rezonans band aralıkları da daralmaktadır. Şekil 2c'de bakışimsızlık admitansının sıfır değerinde  $\xi=0$ , çapraz kutupsal geçme güç katsayısı TM'in değeri sıfırdır. TE ile TM arasında kavrama (coupling) yoktur. Bakışimsızlık admitansının  $\xi=0.002$  ve  $\xi=0.003$  değerleri için 15.2 ve 10.7 GHz'de ortak kutupsal geçme güç katsayısı TE sıfır olup çapraz kutupsal geçme güç katsayısı TM bir değerini almaktadır. Bu frekans değerlerinde gelen TE düzlemsel dalga TM düzlemsel dalgaya dönüşmüştür.

### 4. SONUÇ

Bu çalışmada, bakışimsız levha üzerine MB şartlar yerleştirilerek, bakışimsızlık admitansının farklı değerleri için ortak ve çapraz kutupsal yansıma ve geçme güç katsayılarının frekans değişimi TE düzlemsel dalga için incelenmiştir. MB polarizörlerde tasarım parametreleri MB şartların boyutları, dielektrik sabiti ve levha kalınlığıdır. Dielektrik levha, bakışimsız levha ile değiştirilirse tasarımda kullanılan parametre sayısı artarak tasarımcıya kolaylık sağlayacaktır. Bakışimsız ortamda ortak ve çapraz kutupsal alanlar (TE ve TM) birbirleriyle bağlantılıdır (coupling). Çapraz kutupsal geçme güç katsayısı ortak kutupsal geçme güç katsayısından daha büyük olabilir.



Şekil 2. Normal açıyla gelen TE düzlemsel dalga için,  $\epsilon_r=2$  ve  $d=6.25$  mm. (a) Yansıma güç katsayısı TE, (b) Geçme güç katsayısı TE, (c) Geçme güç katsayısı TM.

## 5. KAYNAKÇA

- [1] Lindell I. V., Sihvola A. H., Tretyakov S. A., Viitanen A. J., Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-isotropic Media, Boston-London, Artech House, 1994.
- [2] Jaggard D. L., Mickelson A. R., Papas C. H., "On electromagnetic waves in chiral media," APPLIED PHYSICS, 18, pp.211-216, 1979.
- [3] Bassiri S., Papas C., H. Engheta N., "Electromagnetic wave propagation through a dielectric-chiral interface and through a chiral slab," J. OPT. SOC. AM. A, 5, 9, pp.1450-1459, 1988.
- [4] Engheta N., Jaggard D. L., "Electromagnetic chirality and its applications," IEEE AP-S NEWSLETT., 30, Iss 5, pp.6-12, 1988.
- [5] Young L., Robinson L., A. Hacking C. A., "Meander-line polarizer," IEEE TRANS. PROPAGAT., 21, 376, 1973.

- [6] Montgomery J. P., "Scattering by an infinite periodic array of thin conductors on a dielectric sheet," IEEE TRANS. AP, 23, 1, pp.70-75, 1975.
- [7] Uçkun S., Ege T., "Computation of susceptance for thick meanderline polarizer," ELECTRONIC LETTERS, 27, 22, pp.2076-2077, 1991.
- [8] Delihacıoğlu K., Uçkun S., " Bakışimsız levhada menderes biçimli polarizör," URSI-2002, Türkiye Ulusal Kongresi, İstanbul.
- [9] Delihacıoğlu K., Power Reflection and Transmission Coefficient for a Chiral Slab and Meander-line Polarizer with Chiral Slab. Gaziantep Üni., Elektrik-Elektronik Müh. Böl., Yüksek lisans tezi, Gaziantep, 1998.
- [10] Harrington R. F., Field Computation by Moment Methods, New York, MacMillan, 1968.