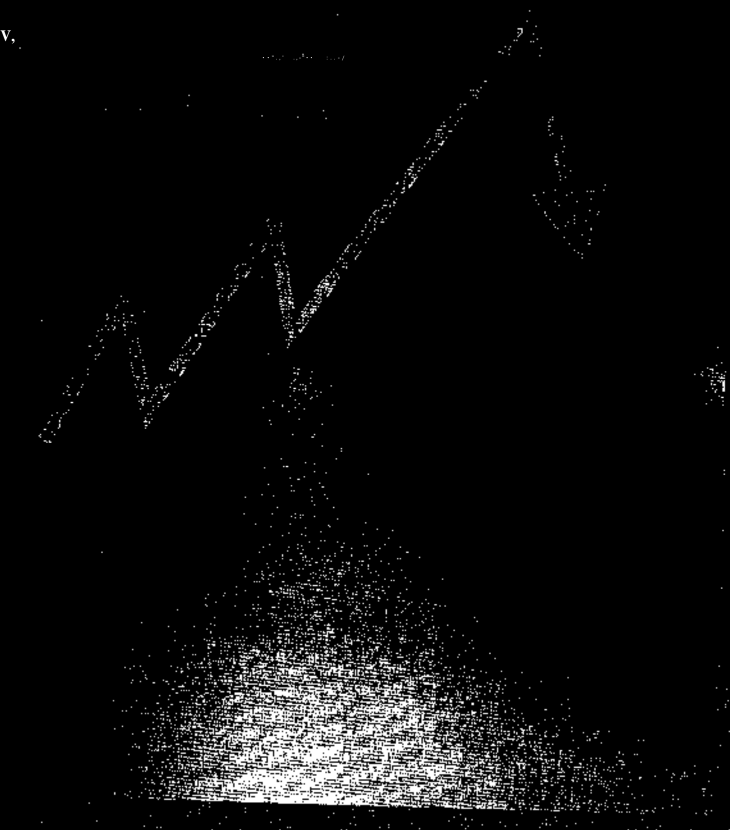
TMMOB ELEKTRİK MÜHENDİSLERİ ODASI



Elektrik - Elektronik Bilgisayar Mühendisliği 8. Ulusal Kongresi

6 -12 Eylül 1999

Gaziantep

TMMOB Elektrik Mühendisleri Odası
Gaziantep Şubesi

Gaziantep Üniversitesi
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü

25. YIL

TÜBİTAK

Yaytmtayantar:

Gaziantep"linlver«tte&i
M&hendUrtlkFakūfteei
Bektrik-Elektron*Möhendtettği Bölümü
27310/GAZİAfcTEP

Elektrik Mühendisleri (Masıı
Çartarttep Şubesi

TÜBİTAK

1$BN §75 - 737S - 2fr* *İ ÇĞQ* - İ t - 7 (1C)

1. Basım : Eylül 1999
Uğur Ofset tarafından basılmıştır.
Telefax : (0 342) 220 34 02
GAZİANTEP

ÖNSÖZ

TMMOB Elektrik Mühendisleri Odası, Gaziantep Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Elektiik-Elektronik Mühendisliği Bölümü ve TÜBiTAK'ın işbirliği ile düzenlenen Elektrik-Elektronik Bilgisayar Mühendisliği 8. Ulusal Kongresini bu yıl, ilk defa Güneydoğu Anadolu Bölgesinde; Gaziantep'te yapmaktan gurur ve mutluluk duyuyoruz. Kongre; 6-10 Eylül 1999 talihleri arasında Gaziantep Büyükşehir Belediyesinin Belediye Sarayı'nda tarafımıza tahsis ettiği salonlarda 4 eş zamanlı oturum halinde gerçekleştirilecektir.

Kongreye gösterilen yoğun ilginin sonucu çok sayıda bildiri gönderilmesine karşın teknik programda yeterli sayıda zaman aralığı bulunmaması nedeniyle, hakemlerden gelen değerlendirmelerin ışığında, programa toplam 212 bildiri alınabilmiştir. Her ne kadar ön duyurumuzda kongrede sunumları kabul edilmiş ancak katılım ücreti ödenmemiş bildirilerin Kongre Kitabı'nda yer almayacağını belirtmiş idiysek de Yürütme Kurulumuz bilimsel hedeflere öncelik tanıyarak, kongrede tartışılamayacak olsalar bile, kabul edilen tüm bildirilerin Kongre Kitabı'nda yer almasını uygun bulmuştur. Kabul edilen bu 212 bildiri 2 cilt halinde sizlere sunulmaktadır. Kongrede tartışılacak, ilginizi çekeceğine inandığımız, bu bildirileri doyurucu nitelikte bulacağınıza eminiz.

Kongre sırasında geniş bir katılımcı kitlesinin ilgisini çekeceğini umduğumuz iki konuda panel düzenlenmiş ve kongre içersinde çağrılı bildirilere de yer verilmiştir. Ayrıca kongre salonlarının hemen yakınında, 2000m^2 kapalı alanda düzenlenen ve sektördeki firmaların katıldığı "Elektrobil'99" Fuarının da kongremize ayrı bir renk katacağı inancını taşıyoruz.

Kongremizin sponsor kuruluşlarına, Elektrobil'99 Fuan'na katılarak kongremizi destekleyen özel ve kamu kuruluşlarının yetkililerine, panelistlere, kongreye çağrılı bildiri ile katılan değerli bilim adamlarımıza destek ve katkılarından dolayı teşekkür etmeyi borç biliyoruz

Kongreler, yapılan bilimsel çalışmaların ve üretilen teknolojik yeniliklerin daha geniş bilimsel kitlelerin hizmetine sunulduğu, tartışıldığı ve karşılıklı bilgi alışverişi yapıldığı ortamlardır. Bu yönüyle anılarınızda özel bir yer almasını dilediğimiz 8. Ulusal Kongre'nin, siz katılımcılar için başarılı ve doyurucu olmasını; ayrıca ülkemizin bilimsel ve teknolojik ilerlemesine yön vererek ve ivme kazandırarak amacına ulaşmasını diliyor, Yürütme Kumlumuz adına hepinize saygılarımızı sunuyorum.

'Tuncay Ege
Yürütme Kurulu Başkanı

Elektrik-Elektronik-Bilgisayar Mühendisliği 8.Ulusal Kongresi (6-12 Eylül 1999)

Kongre Yürütme Kurulu

Tuncay EGE	Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl
Muhammet KOKSAL	İnönü Üniversitesi EE Müh. Böl.
M. Sadettin ÖZYAZICI	Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl.
Hamit SERBEST	Çukurova Üniversitesi EE Müh. Böl.
Eyüp AKPINAR	Dokuz Eylül Ünivetsitesi EE Müh. Böl.
Cemil ARIKAN	TÜBİTAK
ArifNACAROĞLU	Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl.
Gülay TOHUMOĞLU	Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl.
Savaş UÇKUN	Gaziantep Üniversitesi EE Müh. Böl.
M. Hacim KAMOY	ASELSAN A.Ş. Genel Müdürü
Serdar BOZKURT	SİMKO A.Ş.
H. Ali YİĞİT	E.M.O. Yönetim Kurulu Başkanı
M. Sıtkı ÇİĞDEM	E.M.O. Yönetim Kurulu Yazman Üyesi
Erol KARABAY	E.M.O. Gaziantep Şb. Yön. Kur. Bşk.
Doğan EYİKOÇAK	E.M.O. Gaziantep Şb. Yön. Kurulu Bşk. Yrd.
Mustafa KURT	E.M.O. Gaziantep Şb. Yön. Kurulu Yazman Üyesi
Alaadin COŞKUN	E.M.O. Gaziantep Şb. Yön. Kurulu Üyesi

Konular

* Bilgisayar Ağları ve Donanımı
* Devreler ve Sistemler
* Elektrik Makinaları
* Elektromagnetik Alanlar ve Mikrodalga tekniği
* Elektronik
* Enerji Üretim, İletim ve Dağıtım
* Güç Eletroniği
* Haberleşme Tekniği
* Mekatronik ve Robotbilim
* Optoelektronik
* Otomatik Kontrol
* Örüntü Tanıma, Sinyal İşleme, Görüntü Kodlama
* Tıp Elektroniği
* Tapay Sinir Ağları, Bulanık Mantık
* Yüksek Gelirim Tekniği
* Ölçme Tekniği
* Mühendislik Eğitimi

8.Ulusal Kongre 8/1-5 sayfa (204-246)

YÜKSEK GRADYENTLİ MANYETİK ALANDA TUTULAN PARÇACIKLARIN MANYETİK ALINGANLIĞININ BELİRLENMESİ

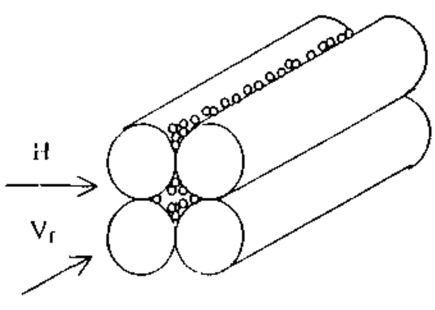
Teymuraz ABBASOV, Saadetdin HERDEM, Arif MEMMEDOV
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü
İnönü Üniversitesi 44069 Malatya
E-mail: sherdem@inonu.edu.tr, tabbasov@inonu.edu.tr, amemmedov@inonu.edu.tr

ABSTRACT

The average value of the magnetic susceptibility of the particles which are included in the real technological suspensions and captured by magnetic filters and separators is not known at the beginning. Therefore, the relationship between the filter performance of the magnetic filter and the intensity of the magnetic field in the filtration eguation can not be assumed as correct. This problem can be solved by ısing the average expression for field gradient in the pores. The obtained results provide the determination of the technological parameters of the magnetic filtration and separation system.

1. GİRİŞ

Teknolojik sıvı ve gazların düşük konsantrasyonlu manyetik parçacıklardan temizlenmesi için kullanılan yeni ve etktin metotlardan biri de manyetik filtrasyon metodudur [1,2]. Manyetik filtrelerde süzme elemanı olarak dış homojen manyetik alanda mıknatıslanmış ferromanyetik cisimler (küre, çubuk, talaşlar, çelik ipler vs.) kullanılır. Mıknatıslanmış bu cisimler etrafında oluşan yüksek gradyentli alan bölgeleri (aktif bölgeler) manyetik parçacıkların kolaylıkla tutulmasına imkan sağlar. Eğer mıknatıslanmış cisimler birbirleriyle teğet durumundalarsa, o zaman aktif bölgeler teğet noktaları (veya çizgileri) etrafında oluşurlar. Manyetik filtre ve seperatörlerin süzme elemanları temel olarak ferromanyetik küre ve silindirik çubuklardan oluşturulurlar. Bu elemanların mıknatıslanmış çubuklardan oluşturulması durumu için sıvının taşıdığı parçacıkların gözeneklerde (aktif bölgelerde) tutularak toplanması olayının prensip şeması Şekil 1 'de verilmiştir.



Şekil 1. Mıknatıslanmış ferromanyetik çubuklardan oluşan gözeneklerde parçacıkların tutulması.

Bu tip manyetik filtrelerin performansı aşağıdaki bağıntıyla belirlenir [1,3]:

$$\frac{\psi}{\lambda} = 1 - \exp\left[-\alpha\chi H^f \delta^2 L / \left(\eta V_f d^2\right)\right]$$

Burada y filtre performansı, X sıvının taşıdığı karışımın içerdiği manyetik özellikli parçacıkların orantısını gösteren katsayı, a sabit katsayı, x parçacıkların ortalama manyetik alınganlığı (susceptibility), H homojen dış alan şiddeti, 5 parçacıkların boyutu (çapı), L filtrenin uzunluğu, r| sıvının dinamik vizkozitesi, V_f sıvının filtrelenme hızı, d silindirik çubukların çapı, f0.5+1.5 değerinde bir sabit katsayıdır.

Pratik açıdan Dk. 1' in kullanılması çok avantajlıdır. Çünkü bu denklem hem filtre performansının filtreleme sisteminin bütün parametrelerine (manyetik, hidrodinamik, geometrik) bağımlılığını ifade eder, hem de bu parametrelerin değerlerinin nasıl seçildiği durumunda daha yüksek performans elde edileceğinin incelenmesine imkan verir.

Dk. T in pratik uygulamalarında oluşabilecek dezavantaj, bu denklemin belirlenmesi çok kolay olmayan parametreleri, parçacığın boyutunu (S), ve manyetik alınganlığını (x) içermesidir. Bu dezavantajın x&~ değerlerinin örnek-deney yöntemi uygulanarak ortadan kaldırılması mümkündür. Fakat bu durumda da elde edilen sonuçlar pek anlamlı olmaz. Çünkü teknolojik sıvıların içerdikleri parçacıkların boyutları geniş bir spektrumda değişir, manyetik alınganlıkları (/) ise manyetik alanın lokal değerlerine (h) bağımlıdır.

Manyetik filtreler ve seperatörlerde alanın lokal değeri çok büyük gradyente sahiptir. Yani değişkendir. Öte yandan x, manyetik filtrenin performansına etkiyen en önemli parametrelerden birisidir. Dolayısıyla bunun ortalama değerinin belirlenmesi manyetik filtrasyon-separasyon teorisi ve pratiğinin aktüel problemlerinden birisidir.

Bu bildiride mıknatıslanmış ferromanyetik çubuklardan oluşturulmuş gözeneklerde tutulan parçacıkların ortalama manyetik alınganlığı belirlenmeye çalışılmıştır. Bu amaçla gözeneklerde oluşan \üksek gradyentli man;>etık alan şiddetinin ortalama değerinden yararlanılmıştır. Elde edilen sonuçlara göre manyetik filtrasyon denkleminin ifadesi daha da kesinleştirilmiştir.

2. YÜKSEK GRADYENTLİ MANYETİK ALANDA PARÇACIĞIN ALINGANLIĞININ BELİRLENMESİ

Manyetik filtrasyon ve sepasyon işlemlerinde reel çalışma durumunda temizlenen sıvı ve gazların içerdikleri karışımların manyetik alınganlığının ortalama değerinin belirlenmesi çok basit değildir. Çünkü gözeneklerde parçacığın yerleştiği bölgelerdeki lokal manyetik alan şiddeti (h), Dk. l'deki ifadede yer alan dış homojen alan şiddetinden (H) çok farklıdır (h»H). Gerçekte h'm değerleri direkt olarak dış homojen alan şiddetine bağımlıdır, fakat bu bağıntı nonüneerdir. Dolayısıyla parçacıkların manyetik alınganlığının belirlenebilmesi için öncelikle bu parçacıkların gözeneklerde yerleştikleri bölgelerdeki manyetik alan şiddetinin ortalama değeri <h>'ın belirlelenmesi gerekir.

Gözenekli ortamlarda manyetik alan şiddetinin ifadesinin belirlenmesi matematiksel açıdan bazı zorluklar oluşturmaktadır. Çünkü bu alan şiddeti, genelde manyetik filtrasyon ve separasyon işlemleri için yaygın olarak kullanılanılan bir [4], iki [5] ve üç veya dört [6] silindirden oluşan ferromanyetik çubukların oluşturduğu alan şiddetinden farklıdır. Yazarlar tarafından gözenekli ortam sürekli bir manyetik devreymiş gibi göz önüne alınarak yapılan inceleme sonucunda, bu ortamlardaki silindirlerin teğet çizgilerine göre alan şiddetinin

$$h = \frac{\mu H}{\left[1 + r_*^2(\mu - 1)\right]^{0.5}} \qquad (2)$$

şeklinde olduğu sonucu elde edilmiştir. Burada r=r/a, r teğet çizgilerinden parçacığa kadar olan uzaklık (polar koordinat), |I silindirin manyetik geçirgenliği, a silindirin yarıçapıdır. Aktif bölgedeki manyetik alan şiddetinin ortalama değeri

$$<h> = \frac{\mu H}{\sqrt{\mu - 1}} \ln\left(\sqrt{\mu - 1} + \sqrt{\mu}\right) = <h> \, H \qquad (3)$$

olarak belirlenir. Tek bir kat için ortalama manyetik geçirgenlik

$$<\mu> = \frac{\mu}{\sqrt{\mu - 1}} \ln\left(\sqrt{\mu - 1} + \sqrt{\mu}\right) \qquad (4)$$

şeklinde ve elemanlar tarafından zincir oluşturulmuş bir manyetik devre için

$$<\mu> = \frac{1.5\mu}{\sqrt{\mu - 1}} \ln\left(\sqrt{\mu - 1} + \sqrt{\mu}\right) = \frac{<h>}{H}$$

şeklinde olur [1].

Dk. 4'de yer alan H ve u değerleri birbiriyle bağıntılıdırlar. Bu bağıntı mıknatıslanma eğrisine göre belirlenebilir. Manyetik filtre ve separatörlerde H'm geniş bir aralığı için (5-K300 kA'm) bu parametreler arasındaki yaklaşık bağıntılar

$$\mu = 5.6\times10^5/\bar{H}^{0.9}, \qquad \mu - 1 = 10.5\times10^5/\bar{H}^{0.96} \qquad (5)$$

şeklindedir [1]. Burada $\bar{H}$=H/(1 A/m) boyutsuz manyetik alan şiddetidir. Bu bağıntılar Dk. 4'te göz önüne'alınırak gözeneklerdeki ortalama alan şiddeti için

$$<h> = 546.34\bar{H}^{0.58} \ln[748\bar{H}^{-0.5}(1 + 1.37\bar{H}^{0.01})] \qquad (6)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadeden yararlanarak manyetik filtrasyon için önemli olan H=(30+100) kA/m aralığında gözeneklerdeki ortalama manyetik alan şiddetinin değerleri hesaplanacak olursa, bu değerlerin <h>=570^-920 kA/m civarlarında olduğu görülür. Parçacığın ortalama manyetik alınganlığı ise aşağıdaki gibi belirlenebilir [1]:

$$\chi = \chi' <h>^{-0.8}. \qquad (7)$$

Burada x' alınganlık katsayısı olup, magnetit (Fe^.Oj) parçacıkları için x'=-'.6xlO⁴ 'dür. O halde parçacığın manyetik alınganlığı

$$\chi = \frac{1}{<h>_2 - <h>_1} \int_{<h>_1}^{<h>_2} \frac{\chi'}{<h>^{0.8}} d<h>$$

$$= \frac{5\chi'}{<h>_2 - <h>_1}\left[<h>_2^{0.2} - <h>_1^{0.2}\right] \qquad (8)$$

ifadesiyle hesaplanır.

Yukarıdaki değerler göz önüne alınarak, yapılan hesaplama sonucu x=0.33 olarak belirlenir. Bu değer <h>=720 kA/m değerine karşılık gelir. Dolayısıyla Dk. I 'de manyetik alınganlığın yaklaşık sabit değeri olarak alan şiddetinin 700H-720 kA'm değerlerini karşılık gelen değerin alınması mümkündür.

Dk.Tin pratik açıdan kullanışlılığım artırmak amacı ile manyetik alınganlığının (x) değişken olduğu da varsayılabilir. Gerçekte de manyetik alınganlık zaten değişkendir. Bu durumda uygun bağıntıyı elde etmek için Dk. 7'deıı yararlanılabilir. Fakat o zaman da orta>a başka zorluklar çıkmaktadır. Bunlardan birin»-isi. Dk. I 'de H'm derecesinin değişmesi (belirsiz olur), ikincisi ise denkleme önceden belirtmeyen <h> parametresinin dahil olmasıdır Problemin çözümü yaklaşık yöntemle elde edildiğinden - h • ve H arasındaki yaklaşık analitik bağıntı elde edilerek İm zorluklar ortadan kaldırılabilir. H'ın 30-HIOO k.A.m aralığındaki değerleri için bu bağıntı

$$<h> = 930\bar{H}^{0.14} \qquad (9)$$

şeklinde olur. O halde Dk. 7'deki bağıntıdan

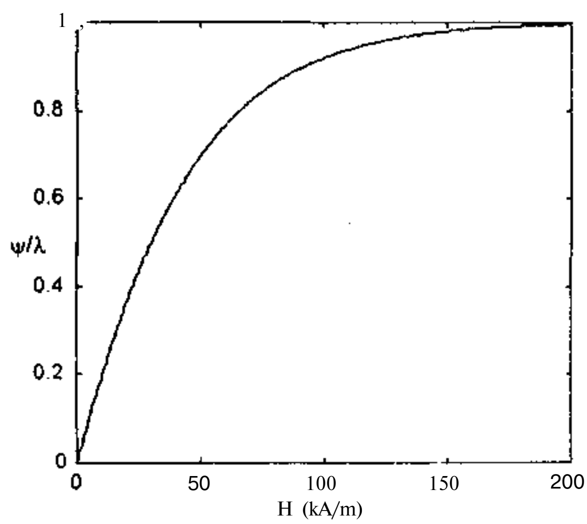
$$X=\frac{X'}{(1496H^{\circ\prime\prime}j} \qquad (10)$$

parçacığın ortalama manyetik alınganlığını elde edilebilir. Bu dönüşümün sonucu olarak Dk. l'de H'in derecesinin değişimi problemi de çözülmüş olur. Başka bir deyişle, eğer Dk. 1 'de parçacığın manyetik alınganlığı değişken olursa o zaman alan şiddetinin üssü de f=(0.5÷rl.5)+0.32 =0.82-^1.82 olur. Dolayısıyla yalnız bu durumda manyetik temizleme katsayısının alan şiddetine bağımlılığı daha doğru olur ve yalnız bu bağıntı \/=cp(H) bağıntısının gerçek değişimini elde edilmesine imkan verir. Sonuçta manyetik filtrasyon denklemi

$$\frac{\psi}{\lambda}=1-\exp\left[-\alpha_1\chi' H^{f+0.32} 8' L/(T,V_f d^2)\right] \qquad \mathbf{(11)}$$

şeklini alır. Burada a, katsayısı tabii ki Dk. 1 'deki a katsayısından farklıdır.

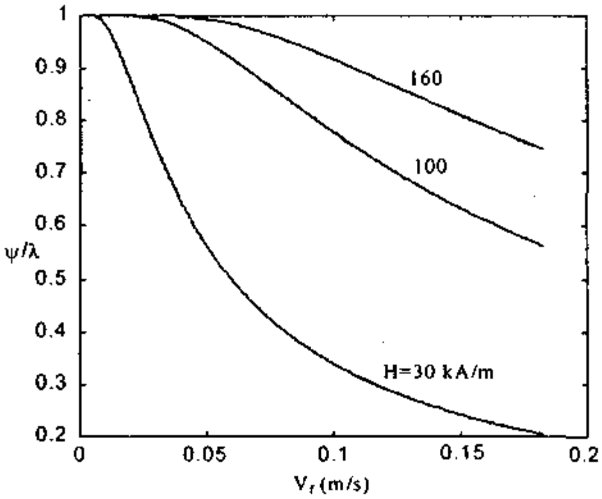
Manyetik filtrenin performansının alan şiddetine bağımlılığı d=5.7 mm, Vf=0.056 m/s, 5=4 um için Şekil 2'de gösterilmiştir. Burada alan şiddetinin değişik değerleri için parçacığın manyetik alınganlığının sabit kaldığı kabul edilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi H'ın yaklaşık olarak 70 kA/m'den büyük değerleri için manyetik filtrenin performansı yeteri kadar yüksektir (≥0.8). Bu durum çok sayıda deney ile de kanıtlanmıştır [1-4].



Şekil 2 Manyetik alan şiddetinin filtre performansına etkisi

Filtre performansının parçacıkları taşıyan sıvının akış hızına bağımlılığı Şekil 3'de verilmiştir Şekilden görüldüğü gibi alan şiddetinin artırılması daha yüksek filtreleme hızlarına ulaşılmasına imkan sağlamaktadır.

Dk. 11 parçacığın alınganlığının değişimini de göz önüne alarak filtre performansının belirlenmesine imkan verir. Bu durumda parçacığın alınganlığının önceden belirlenmesi gerekmez ve sadece homojen dış alan şiddetinin ölçülmesi yeterli olur. Teknik açıdan bu çok önemli bir sonuçtur.



Şekil 3 Manyetik filtrenin performansının parçacığı taşıyan sıvının akış hızına bağımlılığı.

3. SONUÇLAR

Manyetik filtrasyon ve separasyon işlemlerinde tutulan parçacıkların manyetik alınganlığının değişesi ile filtrasyon denkleminde manyetik alan şiddetinin etkisinin belirlenmesi zorlaşıyor. Bu zorlukları gözeneklerde alan şiddetinin ortalama değerinin hesaplanması ve tutulan parçacıkların bu alanda ortalama alınganlığının belirlenmesi ile aradan kaldırmak mümkün olur. Sonuçta elde edilen Dk. 11 filtrenin temizleme katsayısının manyetik alan şiddetine bağımlılığını daha hassasiyetle göstermektedir. Diğer taraftan bu yöntem tutulan parçacıkların manytik alınganlığının önceden deneysel olarak belirlenmesi gibi yorucu hassasiyetli bir işlemin ortadan kaldırılmasına imkan vermektedir.

4. KAYNAKÇA

[1] Sandulyak, AV., *Magneticfiltration ofthe liquids and gases*. Ximiya, Moscovv. 1988.

[2] Abbasov, T., Herdem, S., and Köksal, M., "Performance of High Gradient Magnetic Filters with Granular Matrix", *Separation Science and Technology,* vol. 34, no. 2, pp. 263-276, 1999.

[3] Abbasov, T, Ceylan, K., "Estimation of the optimum fluid velocity in high gradient magnetic Filtration", *Separation Science and Technology* vol. 33. no. 7, pp. 975-989. 1998.

[4] Watson, J.H.P.. "Magnetic filtration". *J. Appl. Phys.* vol. 44, pp. 4209-4213. 1973.

[5]. Chuhrov, A.Y., "On the motion ofthe particles around two parallel cylinders in the HGMS" (in Russian). *Magnitnaya Gidrodinamika.* vol. 4, pp. 43-47. 1984.

[6] Simons, W.H., Treat, R.P., "Partide trajectories in a lattice of parallel magnetized fibers". *J. Appl. Phys* vol, ^Upp. 578-588. 1980.

MANYETİK ÖLÇÜMLERDE REFERANS NOKTALARI

Rauf MIRZABABAYEV ve Hüseyin KÖSE
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü
Gaziantep Üniversitesi
27310 Gaziantep
E-mail: mirza@gantep.edu.tr

ABSTRACT.
it has been shown that the Curie points usedfor the calibration processes in magnetic measurements are not uniquely defined, but are related to the time scale of the measuring method.

1.GİRİŞ

Herhangi bir ölçüm yapmadan önce ölçüm aletlerinin kalibrasyonu yapılmalıdır. Sıcaklık ölçümlerinde kesin iki ve üç faz değişimi sıcaklık noktaları kullanılır. Örneğin, buzun erime noktası ve suyun kaynama noktası genellikle çeşitli sıcaklık derecelerini oluşturmak için referans noktaları olarak kullanılır.

Maddelerin manyetik özelliklerinin ölçümlerinde manyetik faz değişim sıcaklıkları (Curie noktaları) kullanılır, ve genellikle faz değişimleri maddenin fiziksel özellikleri ile doğrudan bağlantılı fakat uygulanan ölçüm metoduna bağlı olmadığı farz edilir. Çeşitli metotlarla yapılan ölçümlerdeki Curie noktalarındaki farklılıklar elde edilen ölçümlerin istatistik ve sistematik hatalardan kaynaklandığı varsayılır. Bundan dolayı farklılıklar çok büyük olduğunda bu konuda ilgi çekici açıklamalar yapılmamıştır, ve bu durum pek araştırılmamıştır [1,2].

Çok hassas spektroskopik metotların uygulamaları ölçüm metotlarını bütün bu uygulamalara yeni bir bakış getirmeyi mümkün kılmıştır.

Bu çalışmanın amacı ölçüm metotlarından ölçeklendirme (scaling) teorisi ve Mossbauer spectroktopik oluşumuna bazı yeni yaklaşımlar uygulamaktır.

2.KRİTİK OLAYLAR

Ferromanyetik sistemler faz değişimini ve kritik olayları genellikle göstermekte kullanılan yardımcı olağanüstü sistemlerin klasik örnekleridir, basit ferromagnetler lattislerin köşelerine yerleşen ve bunların komşuluklarında sabit bir şekilde durmaya eğilimli sistemler olduğu varsayılır. Dışarıdan manyetik etki olmayan yüksek sıcaklıklarda, termal iniş-çıkışlar spinleri sabit şekilde sıralanmak için eğilim gösterirler.ve manyetik bir sıralamaya sahip değildir. Ancak Curie sıcaklığının altıda spinler arasında tüm sistem çapında büyük oranda dizilim oluşur.

2.1.Kritik Sistem Olarak Ferromagnetler

Ferromagnetlerin termodinamik özellikleri, magnetizasyon ve özel ısı olarak, Curie sıcaklığından ötede iyi davranışlıdır ve dışarıdan manyetik alan uygulandığında bütün sıcaklıklarda da durum böyledir. Ancak kritik noktada sonsuza yaklaşan değerde davranışı sabittir. Bundan dolayı kritik noktalar matematiksel olarak analitik olmayan noktalar, analitik sistemler dışında karakterize edilebilir.

Ölçeklendirme (scaling) teorisinden dolayı, kritik noktalarına yakın noktalarda sistemin davranışları sadece küçük sayıda genel karakteristiğine bağlı olmalıdır. Eğer düzenli benzer özellikleri ve parametreleri çeşitli sistemlerin kritik noktalarına yakın noktalarda sistemin davranışları sadece küçük sayıda genel karakteristiğine bağlı olmalıdır. Eğer düzenli benzer özellikleri ve parametreleri çeşitli sistemlerin kritik sistemlerin noktalarında bulunabilirse, aynı form her birine uygulanabilir, ve bir tanesi ile ilgili sonuçlar diğerleri genel bir bilgi verebilir.

Sabitleşmiş basit bir ferromagnet eşdeğer manyetik momentlerinin koleksiyonundan oluşur. Özel bir pozisvonda, fakat düzenli bir lattis oluşturma şartı yoktur. Her bir spin kendi etrafında serbest şekilde herhangi bir yöne döner fakat sıralı bir şekilde dizilim için komşu spinler arası değişimler vardır. Bu gibi bir sistemin önemli dış etkenleri sıcaklık (T) ve dış manyetik alan (H)'dır.

2.2 Ölçeklendirme Teorisi

Hiçbir dış etki olmayan ideal bir ferromagnette spinler kendi etrafında, T=0K de, aynı yönde dönerler. Sistemdeki bu dizilimin derecesi dizilim parametresi olarak karakterize edilebilir <a>. Burada a indirgenmiş manyetik momenttir. (|CT|≤ 1).

Ferromagnet termal enerjiye (kT) kadar ısıtıldığı zaman, bu enerji spin dalgasını ve spini döndürmeye ve <a> da düşüşe yol açmaya yeterlidir. Eğer sıcaklık yeteri kadar yüksek değilse spin dalgası ihmal edilebilir etkileşimlere sahiptir ve serbest ekzitasyonlar olarak ele alınabilir. Bu durum $T^{3/2}$ ye bağlı olduğu durumlarda, böyle sistemlerin magnetizasyonu için görülür. Sıcaklık arttığında ekzitasyonlar artar ve magnetin derecesinde hızlı bir düşüşe yol açar.

Kritik sıcaklık uygulandığında spin dalgaları yeteri kadar güçlü olur ki ekzitasyonlar artan bir oranda korelasyona (correlation) uğrar ve bu korelasyon uzunluğu olarak karakterize edilir, ve sıcaklığa bağlıdır;

$$\xi(T) = \xi_0 \; [(T-T_c)/T_c]^{-v} \qquad (1)$$

burada, Ço - korelasyon uzunluğunun genliği, v - kritik üs' tür.

Korelasyon uzunluğu ekzitasyonlar için sonsuz olduğunda dizilim parametresi (a) kritik sıcaklık noktasında sıfır olur. [3]

Sıcaklık daha fazla arttırıldığında, termal korelasyon yeniden oluşur ve bu korelasyon uzunluğunda düşüşe sebep olur. Ancak < a > sıfır olarak kalırsa kritik sıcaklığın üzerinde makroskobik bir düzen olmaz.

Korelasyon uzunluğu oluştuğunda bütün atomların manyetik momentleri düzenli bir şekilde pozisyonları değişir. Davranışları bir bölgedeki manyetik mikrokristallerindeki gibidir.

3. MANYETİK ANİZOTROPİ

Dış bir manyetik etki olmadan, büyük oranda manyetik olarak düzenlenmiş magnetizasyonun yönü basit yöndedir. Basit yön, spin sisteminin düşük enerji yönleri olarak tanımlanmıştır ve enerji duvarı tarafından ayrılmıştır.

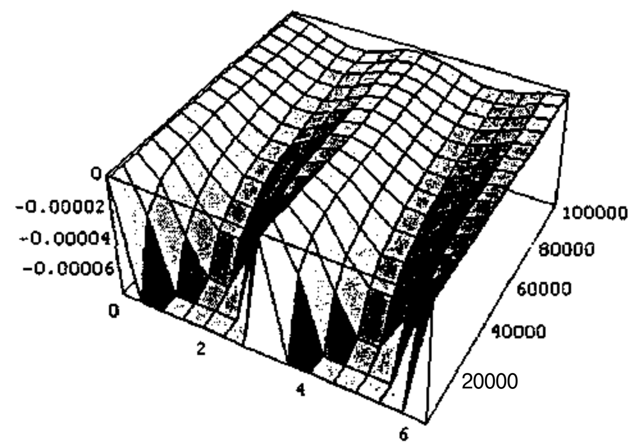
3.1 Küçük Manyetik Parçacıkların Enerji Duvarı

Magnetin büyüklüğü düşürüldüğü zaman termal enerji anizotropi enerjisiyle karşılaştırılabilir bir duruma gelir. Sonuç olarak manyetik olarak düzenlenmiş materyalin küçük parçacıklarında atomik spinin kendi etrafında dönüş yönleri bellidir fakat tüm spin sisteminin enerjisi değişmeden boşlukta kendi etrafında döner. Manyetik anizotropi enerjisi aşağıdaki formülle verilmiştir. [4]

$$E(0) = KVsin^2 8 , \qquad (2)$$

Burada, K - anizotropi enerji sabiti, V - parçacığın hacmi, 8 - magnetizasyonun yönü ve basit yön arasındaki açı, olarak ifade edilmiştir.

Yukarıdaki formüle bağlı olarak 9 = 0 ve 0 = *n* de KV ye eşit olan enerji duvarı ile ayrılmış iki enerji minimasi oluşur (Şekil 1).



Şekil 1. Manyetik parçacığın enerjisinin hacmine ve 9 ya göre değişimini gösteren Mathematica 2.2 yardımıyla çizilmiş 3-Boyutlu grafik.

Dışarıdan simetri ekseni boyunca manyetik (H) bir etki olduğu zaman, ferromanyetik parçacığın enerjisi aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$E(9) = KVsin^2 9 - HM_s Vcos8 \qquad (3)$$

H < $2K/M_S$ için iki enerji minima, 9 = 0 ve 0 = *n,* fakat dışarıdan uygulanan daha büyük bir manyetik alan için 9 = *n* deki minimum yok olur.

Küçük parçacıkların magnetizasyon vektörü ve basit yön ile arasında 9 ve d0 kadar bir açı oluşur, bu açının oluşma olasılığı aşağıdaki formül ile tanımlanmıştır;

$$f(8)d9 = \frac{exp[-E(0) / kT)sin9d9}{\int_0 exp[-E(9)/kT|sin9d0} \qquad (4)$$

Burada, k - Boltzman sabiti, T - Sıcaklık, olarak tanımlanmıştır.

KV, kT ile karşılaştırıldığında çok büyük olduğu zaman enerji minima dışında f(9) « 0 dır. Bundan dolayı magnetizasyonun sabit yönlü olduğu düşünülebilir. KV / kT in daha küçük değerlerinde f(0) minima noktalarına yakın değerler alır. KV /kT ≤ 1 için magnetizasyon hafifleme işleminin altında minimayı ayıran enerii duvarını yenen önemli bir olasılığa sahiptir.

Süperparamanyetik dinlenme (relaxation) zamanının sıcaklıkla değişimi aşağıdaki formülle ifade edilmiştir,

$$T=\tau_0 \exp(KV/kT) \qquad (5)$$

T, 10^{10} s seviyesindedir.

3.2 Ölçülen Magnetizasyon

Ferromanyetik mikrokristalin magnetizasyonu, iniş-çıkış karakteristik zamanından uzun olan belli bir zaman etrafında ortalanan değeri formül (4)' ü kullanarak bulunur.

$$\langle M\rangle = M_s \frac{\int_0^{\pi} \exp(-E(\theta)/kT)\sin\theta d\theta}{\int_0^{\pi} \exp[-E(\theta)/kT]\sin\theta d\theta} \qquad (6)$$

Uygulanan manyetik alanın etkisinin yanında, anizotropinin etkisi ihmal edildiği zaman, formül (6) aşağıdaki formüle indirgenir;

$$\langle M\rangle = M_s L(\mu H/kT) \qquad (7)$$

burada $\mu = M_s V$: parçacığın manyetik momenti ve

$$L(\mu H/kT) = \coth(\mu H/kT) - kT/\mu H \qquad (8)$$

klasik Langevin fonksiyonudur. Yüksek ve düşük manyetik alan limitinde L(μH / kT) aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$L(\mu H/kT) = \mu H/3kT, \qquad \mu H/kT \ll 1$$
$$L(\mu H/kT) = 1 - (kT/\mu H), \qquad \mu H/kT \gg 1 \qquad (9)$$

Dinlenme işleminin çalışmasını yaparken artma-azalma olayının zaman ölçeği, deneysel tekniğin zaman ölçeğine bağlı olduğu, ölçümün sonucunu gerçekleştirmek için önemlidir. Örnek olarak eğer dışarıdan uygulanan hiçbir manyetik alan yoksa, formül (6) ya bağlı olarak ortalama manyetik alan sıfırdır. Ancak, eğer süperparamanyetik dinlenme zamanı gözlemleme zamanı ile karşılaştırıldığında uzun ise, belli bir magnetizasyon değeri ölçülür. Eğer manyetik ekzitasyonun korelasyon zamanı gözlemleme zamanı ile karşılaştırıldığında kısa ise, ölçülen magnetizasyon aşağıdaki formül ile bulunur;

$$M(V,T) = M_s(T)\langle\cos\theta\rangle_T \qquad (10)$$

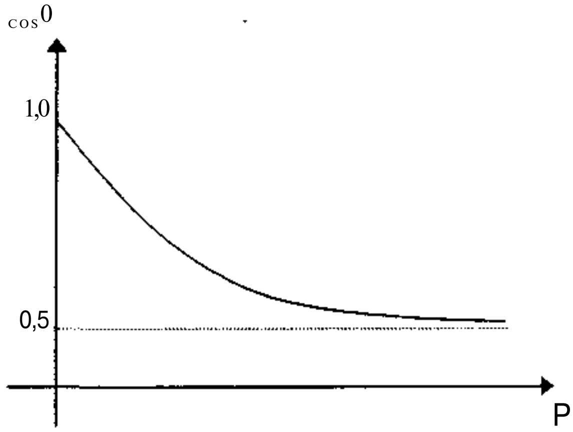
Burada $\langle\cos\theta\rangle_T$ minimumlarından birinin yakınındaki cosθ nın termal ortalamasıdır. kT/KV = P şeklinde ilişkilendirirsek,

$$\langle\cos\theta\rangle_T = \frac{\int_0^{\pi/2} \exp[(1/P)\sin^2\theta]\cos\theta\sin\theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \exp[(1/P)\sin^2\theta]\cos\theta\sin\theta d\theta} = \frac{(3^{-1/2}\exp(1/(3)-1}{2\int_0^{P^{-1/2}} \exp(x^2)dx} \qquad (11)$$

düşük sıcaklık limitinde (KV/kT » 1)

$$\langle\cos\theta\rangle_T \cong 1 - kT/2KV \qquad (12)$$

şeklinde olduğu **bulunmuştur. Şekil** 2 ölçülen magnetizasyonun değerinin düşüşünü gösteriyor.



Şekil 2. Ölçülen metodun zaman ölçeğinin ölçülen magnetizayonun normalize edilmiş değerinin Microsoft Excel 8.0 yardımıyla çizilmiş grafiği,

Her ölçüm metodu kendisine has özel zaman ölçeği karakterize edilir ve ölçümün fiziksel kuralları tarafından tanımlanır. Manyetik olarak bölünmüş Mossbauer spektranın gözlemi için zaman ölçeği yaklaşık olarak nükleer manyetik momentin Larmor dalgalanma zamanı T_L ile verilmiştir (10^{-7} - 10^{-8}). Manyetik ölçümler için yaygın olarak kullanılan susceptibility metodunda zaman ölçeği, saniye seviyesindedir,

Bu yüzden, Curie sıcaklığı tek başına tanımlanamaz fakat manyetik maddenin özelliklerinin çalışmalarında, deneysel tekniğin zaman ölçeğine bağlıdır. Bu ilk kez [5] de gözlemlenmiştir.

4- SONUÇ

Manyetik faz geçiş sıcaklıkları, maddelerin yalnızca gerçek özelliklerine bağlı değildir ayrıca dinlenme zamanı ve uygulanan ölçüm metodunun karakteristik zamanları arasındaki ilişkiyede bağlıdır. Manyetik materyal, iki farklı metot ile ölçüldüğünde , genel olarak kabul edilmiş görüşten faklı olarak, gözlemlenen kritik noktalar birbirinden farklı olur.

5. KAYNAKÇA

[1]. Long J.R., Mattozzi R.W., Journal of Applied Physics, 1984, v.55, N 6, p.2359.
[2J. Kamzin A.S., Grigor'ev L.A., JETP Lett. ,vol. 57, N 9.
[3J. Fisher M.E., Journal of Vacuum Science Technology, 1973, N5, p.665.
[4]. M0rup S., Dumesic J.A., Topsoe H., Application of Mossbauer Spectroscopy, 1980, N.Y., Acad. Press., pp.l-53.
[5]. Mirzababayev R.M., McGrath R.D., Walker J.C., Journal de Physique, 1979, v.40, N3,p.C2-216

MANYETİK ALAN ÖLÇÜMÜ İÇİN BİR YAKIN-ALAN PROBU TASARIMI

Özge ŞAHİN* **Haldun KARACA"**
Elektrik ve Elektronik Bölümü
Dokuz Eylül Üniversitesi
35160 İzmir
E-maü*:ozge.sahin@eee.deu.edu.tr
E-mail**:haIdun.karaca@eee.deu.edu.tr

ABSTRACT
in this paper, a near-field probe for magnetic field measurements is designed and implemented The basic property of this probe is that its response över the frequency range ofinterest is flat and it does not require any probe performance factor correction. Basic equations related to the loop probe are derived The equivalent circuit of the probe is analyzed and related values of the loop probe are calculated for further analysis.

l.GİRİŞ

Elektronik cihazların her alanda yaygın olarak kullanılması nedeniyle Elektromanyetik uyumluluk(EMU) kavramı gün geçtikçe daha çok önem kazanmaktadır. Günümüzde tasarımcılar, cihazın sadece laboratuar koşullarında değil, aynı zamanda dış dünyada da diğer cihazlarla uyum halinde çalışabileceğinden emin olmak zorundadır. EMU ile ilgili bir takım uluslararası standartlar geliştirilmiştir. Bu standartların belirlediği sınırların aşılmaması için tasarım sırasında bazı ölçümlerin yapılması gerekir. Yakın alan probları bu aşamada cihazın uyumluluğu hakkında fikir vermesi açısından büyük önem taşır.

Bir elektromanyetik kaynağın çevresindeki alan iki temel bölgeye ayrılır. Yakın-alan ve uzak-alan. Kaynağın maksimum boyutu (D), dalga boyu *(X)* ile karşılaştırıldığında çok küçük kalıyorsa yakın-alan ve uzak-alan arasındaki sınır A. / *2n* kadardır[l].

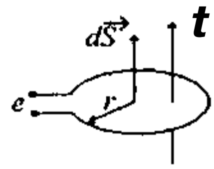
Bu iki bölge farklı ölçüm yöntemleri gerektirir. Uzak-alanda elektrik ve manyetik alan şiddetlerinin birbirine oranı sabittir ve yaklaşık olarak Z = | Eİ /| Hİ =377Q'a eşittir. Bu değer serbest uzay empedansı olarak bilinir. Yakın-alanda ise empedans, alanın karakteristiğine bağlı olarak değişir. Elektrik alan baskınsa empedans 377Q'dan büyük, manyetik alan baskınsa empedans 377f2'dan küçüktür. Bu nedenle, yakın-alanda elektrik ve manyetik alanların iki farklı prob kullanılarak ayrı ayrı ölçülmesi gerekir[2,3].

2. MANYETİK ALAN PROBU:

Prob, ilgili elektromanyetik büyüklüğü, terminal uçları arasında bir gerilim ya da akıma dönüştüren bir çeşit antendir. Yakın-alanda doğru ölçüm yapılabilmesi için probun kendisinin ortamdaki alanı bozmaması, alanı yerinde ölçebilmesi için yeterince küçük olması ve doğru ölçüm için yeterince büyük seviyede sinyal oluşturması gerekir. Manyetik alan ölçümünde genellikle küçük loop anten kullanılır[4,5].

Çeşitli manyetik alan probları bulunmakla birlikte bunların büyük bir çoğunluğu için frekansa göre değişen Prob Performans Faktörü(PF) söz konusudur. Performans Faktörü, prob yüzeyinde varolan alanın, probun uçları arasındaki gerilime oranı olarak tanımlanır[6]. Prob performans faktörü, ölçüm yapılan her frekans için hesaba katılmak zorundadır.

EMU testlerinde yaygın olarak kullanılan manyetik alan probları, Faraday endüksiyon kuralına göre çalışır: Tek çevrimli bir loop probun çıkış gerilimi, looptan geçen manyetik akının zamana göre değişimi ile orantılıdır[7].



Şekil 1. Temel loop prob yapısı

O toplam manyetik akı olmak üzere N sarımlı bir loop anten uçlarındaki gerilim;

$$e = -Af\text{-}\frac{d\Phi}{Ut} \qquad \text{(D}$$

olarak yazılabilir. Toplam manyetik akı;

$$\Phi = \int_S \bar{B}.d\vec{S} \qquad (2)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik (2), eşitlik (1)'de yerleştirilirse;

$$e = -N\frac{d}{dt}\int_S \vec{B}.d\vec{S} \qquad (3)$$

Manyetik akı yoğunluğu S yüzeyi Özerinde eş dağılım gösteriyorsa;

$$e = -N.S.\frac{dB}{dt} \qquad (4)$$

ifadesi elde edilir. Manyetik akı yoğunluğu;

$$B = B_i.\cos(\omega t) \qquad (5)$$

şeklinde yazılabilir. Bu durumda çıkış genliği;

$$e = -N.S.\omega.B_i \qquad (6)$$

olarak elde edilir. Manyetik akı yoğunluğu;

$$B = \mu_0\mu_r.H \qquad (7)$$

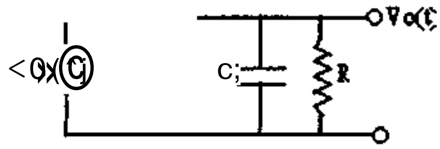
eşitliğinden çıkış gerilimi;

$$e = -N.S.\omega.\mu_0\mu_r.H_i \qquad (8)$$

olarak elde edilir. Eşitlik (8)'de görüldüğü gibi, loop antenin frekans cevabı frekansla doğrudan orantılıdır. Bu çalışmada loop antenin frekans cevabını, çalışılan frekans aralığında sabit tutmak için yeni bir yöntem tanıtılmış ve özgün olarak gerçeklenmiştir[8].

3. MANYETİK ALAN ÖLÇÜM PROBU

Loop antenin frekans cevabını istenen frekans aralığında sabit duruma getirmek için düşük değerli bir direnç yük olarak kullanılmıştır. Loop antenin eşdeğer devresi Şekil 2'de gösterilmiştir.



Şekil 2. Loop antenin eşdeğer devresi

Bu devrede e(t) endüklenen gerilim, L loop endüktansı, C loop kapasitesi, R yük direnci, $V_0(t)$ yük direnci üzerindeki gerilimi belirtir. Devrenin s-domeninde analizi aşağıdaki şekilde gerçekleştirilmiştir:

$$V_0(s) = E(s).\frac{\frac{1}{LC}}{s^2+\frac{1}{RC}s+\frac{1}{LC}} \qquad (10)$$

$$s_1 = -\frac{1}{2RC}+\sqrt{\left(\frac{1}{2RC}\right)^2-\frac{1}{LC}} \qquad (11\text{-a})$$

$$s_2 = -\frac{1}{2RC}-\sqrt{\left(\frac{1}{2RC}\right)^2-\frac{1}{LC}} \qquad (12\text{-a})$$

$x \ll 1$ değerleri için;

$$\sqrt{1-x} \cong 1-\frac{x}{2}$$

$$s_1 \cong -\frac{R}{L} \qquad (11\text{-b})$$

R direncinin yeterince küçük değerleri için;

$$s_2 \cong -\frac{1}{RC} \qquad (12\text{-b})$$

yazılabilir. Bu durumda (10) no'lu eşitlik;

$$V_0(s) = E(s).\frac{\frac{1}{LC}}{\left(s+\frac{1}{RC}\right).\left(s+\frac{R}{L}\right)} \qquad (13)$$

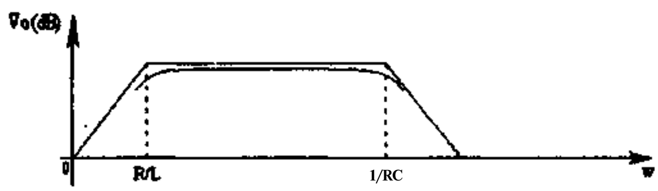
haline gelir. (6) no'lu eşitlik aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$E(s) = -N.S.B(s).s \qquad (14)$$

(14) no'lu eşitliği, (13) no'lu eşitlikte yerine koyarsak;

$$V_0(s) = -\frac{N.S.B(s)}{LC}.\frac{s}{\left(s+\frac{1}{RC}\right)\left(s+\frac{R}{L}\right)} \qquad (15)$$

elde edilir.

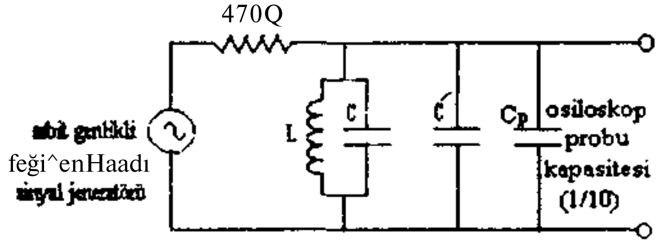


Şekil 3. Çıkış geriliminin frekansa bağlı değişimi

$R/L < \omega < 1/RC$ değerleri için çıkış gerilimi sabittir ve manyetik akı yoğunluğu, buna bağlı olarak da manyetik alan şiddeti ile orantılıdır,

Çalışmamızda gerçeklenen loop prob 15 sarımlı, 6.5cm çaplıdır ve 1.08mm çaplı telden sarılmıştır.

Loop probun endüktans ve kapasite değerlerini hesaplamak için Şekil 4'teki devre kullanılmıştır.



Şekil 4. L ve C hesaplamaları içim ölçüm düzeneği

Sinyal jeneratöründen değişken frekanslı, sabit genlikli bir işaret loop probun uçları arasına seri bir direnç üzerinden uygulanmıştır. Cp ile gösterilen osiloskop probu kapasitesi katalogdan 1/10 kademesi için 15pF olarak bulunmuştur. Daha sonra **22pF değerinde C' kapasitesi devreye bağlanmış ve rezonans frekansı 4.7MHz olarak kaydedilmiştir.**

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \qquad (16)$$

Yukarıdaki eşitlik kullanılarak loop probun endüktans ve kapasite değerleri;

$$L \cong 20\mu H$$

$$C \cong 3pF$$

olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan değerlerin doğruluğunu kontrol etmek amacıyla Şekil 4'teki C kapasitesinin değeri lOOpF olarak değiştirilmiş ve rezonans frekansı 3.3MHz olarak ölçülmüştür.

$$/o = \frac{1}{2/r.V20xl0^{-6}.118;cl0^{-12}} \cong 3.3 MHz$$

Rezonans frekansı için ölçülen ve hesaplanan değerler birbiriyle uyumludur. Bu da, hesaplanan endüktans ve kapasite değerlerinin doğru olduğunu gösterir.

Şekil 2'deki devreye 12fi'luk yük direnci bağlandığında eşitlik (1 l-b)'den alt-kesim frekansı;

$$/. = \frac{R}{2\pi L} \simeq 95kHz$$

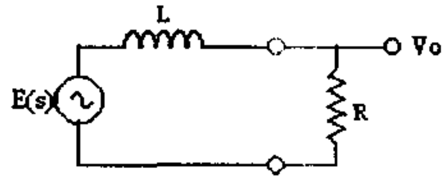
Eşitlik (12-b)'den üst-kesim frekansı;

$$/. = \frac{1}{ITCRC} \simeq AAGHz$$

olarak hesaplanır. Üst kesim frekans çok yüksek görünebilir. Fakat frekans arttıkça dalgaboyu azalır ve loop probun toplam tel uzunluğu dalgaboyu ile karşılaştırılabilir duruma geldiğinde endüktans değeri artarak üst kesim frekansının düşmesine neden olur..

Bizim ilgilendiğimiz çalışma frekansı 200KHz ile 30MHz aralığındadır. Bu durumda üst kesim frekansı, ölçümler için önemli bir kısıtlama getirmeyecektir. Buradaki önemli nokta, çalışma frekans aralığımızda V_o-o) karakteristiğinin sabit ve ölçmek istediğimiz manyetik alan değerleri ile doğrudan orantılı olmasıdır.

Loop probun kapasitesi, ancak çok yüksek frekanslarda etkili olduğundan çalışma frekans aralığımız için ihmal edilebilir. Bu durumda yük direnci bağlı iken probun eşdeğer dey/esi Şekii-5 de görüldüğü gibi olur.



Şekil 5. C ihmal edildiğinde, loop probun eşdeğer devresi

Çıkış gerilimi için daha önce yazılan eşitlikler basitleşerek;

$$V(s) - E(s)\frac{R}{sL + R} \qquad (17)$$

şekline gelir. Eşitlik (14), eşitlik (1/t'J e yerine koyulursa;

$$V_0(s) = -N.S.B.s\frac{\frac{R}{L}}{s+\frac{R}{L}} \qquad (18)$$

elde edilir. Frekansın R/L **den** çok büyük değerleri için ;

$$V_0=-N.S.B.\frac{R}{j} \qquad (19)$$

$$\frac{|B|}{|V_0|} = \frac{L}{N.S.R} \qquad (20)$$

Eşitlik (7), eşitlik (20)'de yerleştiril'!.se,

$$\left|\frac{H}{V_0}\right| = \frac{L}{\mu_0.N.S.R} \qquad (21)$$

bağıntısı elde edilir. Görüldüğü gibi manyetik alan ile çıkış gerilimi arasındaki ilişki, frek^ ıstan bağımsız hale gelmiştir. Bu da, ilgili frekans aralığında herhangi bir prob performans faktörü hesabına .>; .-k duyulmayacağını gösterir. Bu çalışmada gerçek'**r-cn** prob için manyetik alan ile çıkış gerilimi arasındaki <r•'•' :

$$\left|\frac{H}{V_0}\right| = \frac{20.10^{-6}}{4/r.l0^{-7}.15[(6,5/2).10 " \cdot r.12} = 26,6$$

olarak hesaplanmıştır.

4. SONUÇLAR

Yukarıda bahsedilen açıkla!ı.alar, eşitlikler ve hesaplamalar, gerçeklenen loop :**rob** ile manyetik alan şiddeti veya manyetik akı yut u:: uğunun sıradan bir osiloskop ile gözlenebileceğini : : ;.a koymaktadır. Bu yöntem ile bilinen loop problara ıckansa bağlı olarak değişen prob performans faktörü . ian kalkmış ve ilgili frekans aralığında sabit bir çıkış *ye.* ilimi elde edilmiştir. Çıkış gerilimi ile manyetik alan ., 'i arasındaki ilişki de türetilmiştir. Bu tür problar > -naliyeti düşük ve uygulaması kolaydır. İstenen freia..;, aralığı için farklı yük direnci kullanılabilir veya loop probun yapısı değiştirilebilir.

5. KAYNAKÇA

[1] Balanis, C. A. *Antenna Theory Analysis and Design.* John Wiley &Sons. 1997.

[2]. Ott, H. W. *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems.* John Wiley& Sons. 1988.

[3] *Model 7405 Near-Filed Probe Set User's Manual.* EMCO, 1991.

[4] Yordanov, B.& Doughty, K. "Near Filed Probes for EMC Applications ", *EMC Test & Design ,* May 1994, p 18-26.

[5] Carsten, B. "Sniffer Probe Locates Sources of EMİ", *EDN Access ,* June 1998.

[6] Paul, C. R. *Introduction to Electromagnetic Compatibility.* John Wiley&Sons. 1992.

[7] Kraus, J. D. *Electromagnetics* . McGraw-Hill. 1991.

[8] Kanda, M.,"Standard Probes for Electromagnetic Filed Measurements", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation,* vol. 41, no. 10, pp.1349-1364, Oct. 1993.

GENİŞ BANDLI DÜZLEMSEL ANTEN TASARIMI

Ahmet Serdar TÜRK(1,2), Demet Sevil ARMAĞAN, Veysi ÖZTÜRK(1)
1)TÜBİTAK Marmara Araştırma Merkezi (MAM)
Bilişim Teknolojileri Araştırma Enstitüsü 41470 Gebze/KOCAELİ
e-mail: ahmet@mam.gov.tr, demet@mam.gov.tr
2)Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü (GYTE)
Elektronik Müh. Böl. Çayırova Yolu, PK141 41400 Gebze/KOCAELİ
e-mail: ahmet@penta.gyte.edu.tr

ABSTRACT

in this paper, it was studied on designing of planar antenna for GPR(Ground Penetrating Radar) that is especially used to detect buried objects under ground. This antenna can be designed as different types considering some electrical andphysical limitations andportability. AH antenna types and their prototypes, which ar e designed on basis of some theoretical approaches, have been physically established and measured with HP85301B antenna measurement system. Typical characteristics such as freçuency, banaSvidth, gain, polarization and radiation patternfor air and soil medium have been obtained and analyzed.

1. GİRİŞ

Yeraltını incelemek için kullanılan GPR sistemi, kullanılacak anten tipinin tasarımına önemli derecede sınırlamalar getirir. İnceleme ortamın kayıplı olması ve çoğu kez izotropik karakteristik göstermemesi frekansa bağlı bir zayıflatma etkisi yapmasına neden olur ve ortam alçak geçiren filtre gibi davranır. Bu yüzden çok yüksek frekanslarda yapılan tasarım toprak zayıflatması dolayısıyla verimli çalışmaz. GPR sistemi için yüksek çözünürlük istenmesi sebebiyle antenin frekans bandı çok geniş, faz cevabı ise doğrusal olmalıdır. Dolayısıyla uygulamalarda menzile ve çözünürlüğe bağlı olarak 10MHz-5GHz arasında bir band alınır. Bandın çok geniş olması ve özellikle alçak frekanslara yakın olması durumunda anten tasarımı zorlaştığından ve fiziksel boyutu büyüdüğünden bazen elektriksel boyu küçük antenler (Hertz dipolü vs.) tercih edilir. Ancak bu tip antenlerin kazançları düşük, huzmeleri geniştir[4].

Anten tipinin seçiminde dikkat edilmesi gereken ana hususlar şunlardır:

- Geniş frekans band cevabı
- Düşük yan lob seviyesi
- Alıcı ve verici anten arasında düşük kuplaj
- Yüksek anten kazancı ve uygun polarizasyon
- Band boyunca sabit ışıma gecikmesi (darbeli sistemler)

Bu çalışmada Bölüm 2'de sisteme uygun anten tiplerinden bahsedilecek ve genel davranışları anlatılacaktır. Bölüm 3'de tasarlanan anten konfigürasyonlarının geometrileri boyutları ile verilecek, bölüm 4'de ise ölçüm düzeneği blok şeması çizilerek kısaca anlatılacaktır. Son bölümde de elde edilen grafiklerden bazıları verilmek suretiyle genel bir değerlendirme yapılacaktır.

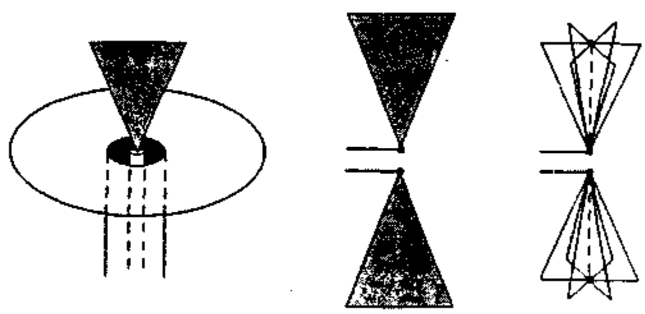
2. UYGUN ANTEN TİPLERİ

GPR sistemi için yapılan incelemelerde özellikle iki tür düzlemsel antenin frekans ve boyut bakımından elverişli olduğu görülmüştür. Bunlar bow-tie ve spiral antenlerdir. Aşağıda bu antenlere ilişkin ayrıntılı bilgi verilmektedir.

2.1 Bow-tie Anten

Darbe iletiminde önerilen geniş bandlı bir anten türüdür[1]. Şekil l'deki gibi üçgen, daire vs. şeklinde kesilmiş metalik tabaka veya (benzer karakteristik veren) bükülmüş tel şeklindedir. Yapılan araştırmalar, bow-tie antenin silindirik dipole nazaran geniş ancak konik antene göre dar bandlı olduğunu göstermiştir.

Konik antenler (özellikle bikonikal) geniş bandda VHF+UHF bölgesinde yıllardır kullanılan standart bir çeşittir. Buna karşın bu antenler kaba ve ağır yapısı dolayısıyla pratik değildirler. Bu yüzden geometrik açıdan benzer yapıda olan ve iyi bir yaklaşıklık olarak kabul edilebilen Bow-tie anteni tercih edilebilir [3].



Şekil 1. (a)Üçgen tabaka (b)Bou-tie (c)Bikonikal antenin tel simülasyonu.

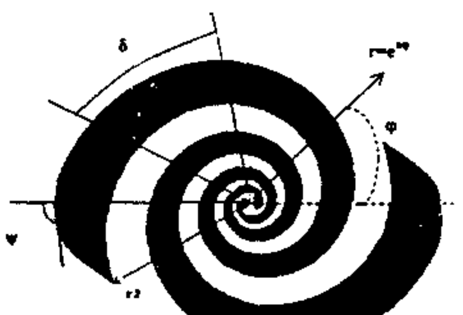
Moment metodu gibi sayısal hesaplamalar neticesinde çizilen grafiklere göre empedans değişimi açısından Bow-tie anteni geniş band karakteristiği göstermemektedir [2], Çünkü empedans band boyunca oldukça dalgalı bir karakteristik çizmektedir. Değişik bükülü tel yapılarıyla Bow-tie anteni özellikle bikonikal antene benzetmek mümkün olabilmektedir. İncelemeler Bovv-tie antenin tabaka yerine onu çevreleyen tel şeklinde tasarlanmasının karakteristiğini fazla etkilemeyeceğini göstermiştir. Bikonikal antene benzetmek (Şekil 1 .c) karakteristiği biraz daha iyileştirmesine karşın fiziksel dayanıklılığı ve boyutu olumsuz etkiler.

Bow-tie anten genellikle metalik tabaka olarak yapılır. Ancak bu yapının kenar süreksizliğinin fazla olması sebebiyle verimliliği düşük, yansıması yüksektir. Dolayısıyla darbe düzgün olarak iletilemez. Bu yüzden rezistif yükleme veya geometrik yapının (özellikle kenarlarda) düzgünleştirilmesi gibi birtakım iyileştirmeler yapılır. Bu şekilde zaman domeninde antenden yansıma en aza indirilmeye çalışılır. Yapılan bazı incelemeler rezistif yüklemenin bu sorunu azalttığı ve özellikle yüzeyin normali yönünde darbe iletiminin düzgünleştiğini göstermektedir [1]. Ayrıca koaksiyel kablo girişinde kapasitif bir etkinin eklenmesi yansımanın azalmasını sağlamaktadır. Bu iyileştirme verimliliği %47'den %59'a çıkarabilmektedir. Yapılan araştırmalar Bow-tie antenin ışıma karakteristiğinin genel olarak dipole (özellikle silindirik dipole) benzer olduğunu göstermektedir. Bu yapı pratikte GPR sistemlerinde de sıklıkla kullanılır. Örneğin 35cm-60°'lik bir Bow-tie anten 0.5-lGHz civarında 10-sT likbanddaiyi bir performansa sahiptir. Birtakım rezistif yüklemeler ve iyileştirmelerle başarıyı arttırmak mümkündür Bandı arttırmak için dielektrik kaplama yapılabilir. Ancak bir miktar iletkenliği olan kayıplı malzeme kullanılırsa verim belli ölçüde düşer.

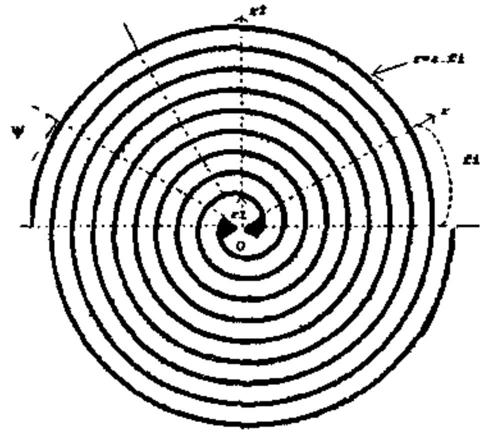
3.2. Spiral Antenler

Frekanstan bağımsız (pratikte çok geniş bandlı) anten tasarımında temel ilke açısal düşünce tarzıdır. Çünkü bandı sınırlayan elken, frekansa karşılık gelen dalga boyu mertebesinde boyutu olan bir antene ihtiyaç duyulmasıdır. özellikle düşük frekanslarda çok büyük uzunlukta antenler gerekebilir. Aksi takdirde verim oldukça düşer (örneğin Hertz dipolü) ve anten karakteristiklerinin frekansa bağımlılığı artar.

Spiral türü antenlerde uzun kollar açısal kıvrımlarla bükülmek suretiyle daha dar bir alana sığdınlabilir ve küçük boyutta daha yüksek band genişliği elde edilebilir. Kıvrımlar ne kadar dar aralıklarla yerleştirilirse, o derece boyut kazancı sağlanır. Bu sayede silindirik, konikal veya bow-tie türü antenlere göre fiziksel avantaj söz konusu olabilmektedir. Spiral antenler düzlemsel, konik, slot, boşluk rezonatörlü, tek-çok kollu vs. şekilde tasarlanabilir.



Şekil 2.a Çift kollu logspiral ve parametrizasyonu



Şekil 2.b Çift kollu Arşimet spirali ve parametrizasyonu

Düzlemsel spiral antende alt sınır frekansını belirleyen etken toplam kol uzunluğunun dalga boyu mertebesinde olmasıdır. Üst kesim frekansını ise merkez dairesinin yarıçapı belirler. Kolları metalik tabaka olarak ele alınırsa anten tamamen bir spiral plaka veya slot yapıya dönüşür. Antenin iki kolu varsa sistem dengeli olur. Dengeli yapı sayesinde eksenel yönde düzgün bir ışıma elde edilir. Dengeli slot, plakaya nazaran daha kolay besleme ve uyumluluk yapabilme avantajlarına sahiptir [2].

Düzgün bir radyasyon paterni için spiral kol sargısı 0.5-3 tur arası olabilir. Yine toplam kol uzunluğu en büyük dalga boyu mertebesinde olmalıdır. Işıma diyagramı çift yönlü, tek loblu ve düzleme diktir. Ana lob civarında dairesel polarizasyonludur. Huzme genişliği genelde 60° civarında olup frekansa ve yapıya göre 10° seviyelerine düşebilmektedir. Simetrik yapılarda patem de simetriktir. Dengesiz besleme varsa simetriyi sağlamak için araya balun (dengeli-dengesiz dönüştürücü) konur. Balun tasarlanırken, empedans uyumluğu da sağlanmalıdır.

Spiral anten boyunun dalga boyundan çok küçük olduğu düşük frekanslarda dipol gibi lineer polarizasyon karakteristiği gösterir. Frekans arttıkça kol boyu dalga boyu mertebesine yaklaşır ve dalga dairesel polarizasyona doğru yönelir. 10-4-1' lik bandda dairesele çok yakın bir eliptik polarizasyon elde etmek mümkündür. Kol sayısı arttıkça da eliptik polarizasyon dairesele doğru yaklaşır.

Dengeli spiral slot antenin giriş empedansı frekans arttıkça hızla değişir. Kol uzunluğu dalga boyu mertebelerine ulaşınca değişim azalır ve sabit bir değere yaklaşır. Işıma verimi de %98"lere kadar çıkabilmektedir. Ancak anten boyu küçüldüğünde verim hızla düşer. Besleme noktasının boyutları üst kesim frekansiyla birlikte empedansı da etkilemektedir. Anten empedansı genelde koaksiyel kablo karakteristik empedansından daha büyüktür. Deneysel çalışmalar kol kalınlığının çok küçük olması durumunda empedansın da düşeceğini göstermiştir.

Düzlemsel spiraller genelde Arşimed ve logperiyodik (veya eşaçılı) olmak üzere iki türdür (Şekil 2). Bu iki antenin band genişlikleri benzerdir. Arşimed spiralinin logspiralden farkı kollarının arasında sabit bir boşluk olmasıdır. Logspiralde ise bu boşluk sabit değil açıya bağlıdır. Dolayısıyla teorik açıdan frekanstan bağımsı^

olarak değerlendirilemez. Ancak pratikte böyle birşey sözkonusu değildir. Arşimed spiralinde alt kesim frekansı civarında ısınan sinyalin daireselliği daha iyi kontrol edilebilir. Alt kesim frekansını düşürmek için kollár arasında rezistif yükleme yapılabilir.

3. TASARLANAN ANTEN ÇEŞİTLERİ

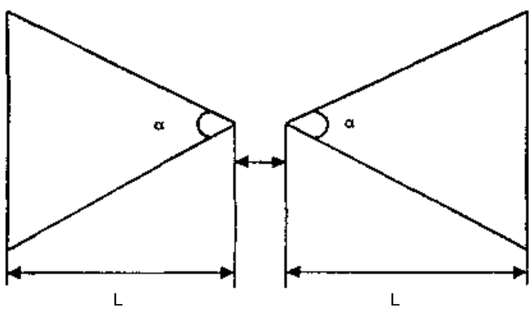
Tablo 1 ve 2'de GPR sistemi için tasarlanan antenlere ait fiziksel boyutlar verilmektedir. Bu çalışmada iki temel anten çeşiti olan bow-tie ve spiral antenler 6 ayrı konfigürasyonda incelenmiştir.

Tablo 1. Tasarlanan bow-tie anten konfigurasyonları.

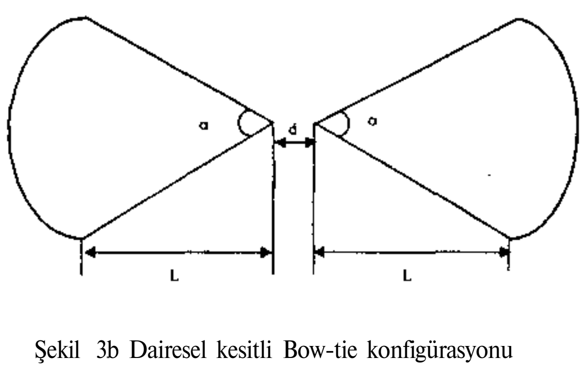
Şekil	Model	Fiziksel Boyutlar
3.a	BT2	a=90°, d=0.5cm,L=5.5cm
3.b	BT7	α=90°,d=0.5cm,L=5. 5cm, w=0.5cm
3.c	BTD	a=90°, d=0.5cm, L= 5.5cm
3.d	BWD	a=90°, d=0.5cm. L=3 cm,w=0.5cm

Tablo 2. Tasarlanan spiral anten konfigurasyonları

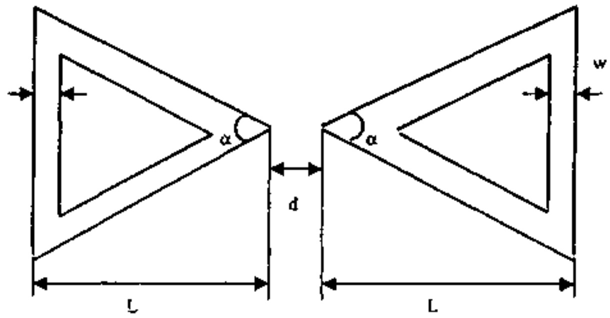
Şekil	Model	Fiziksel boyutlar
2.b	**A2**	r_1=0.5cm, r_2=8cm, N=5 sarım
2.b	**A3**	r_1=0.5cm, r_2=8cm, N=5.5 sarım
2.a	**L2**	r_1=0.5cm,r_{2y}= cm(r_{2d}= cm),N= sarım



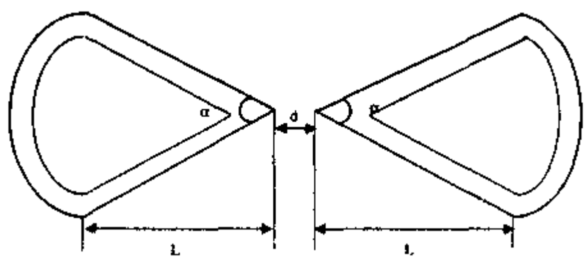
Şekil 3.a Üçgen kesitli Bow-tie konfigürasyonu



Şekil 3b Dairesel kesitli Bow-tie konfigürasyonu



Şekil 3.c Ortası kesilmiş üçgen kesitli Bow-tie konfigürasyonu

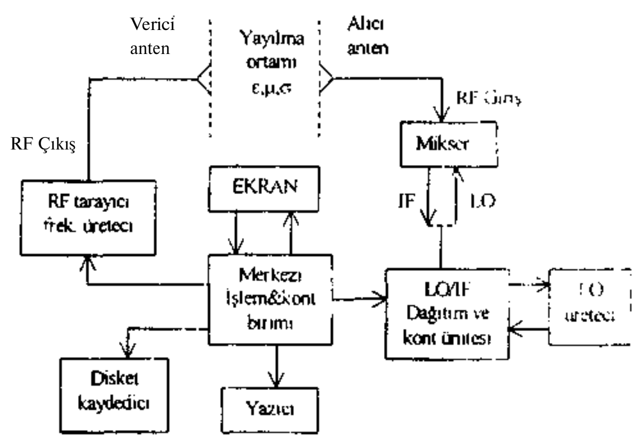


Şekil 3.d Ortası kesilmiş dairesel kesitli Bow-tie konfigürasyonu

Spiral anten konfigurasyonları Şekil 2'de verilmiştir.

4. ÖLÇÜM DÜZENEĞİ

Gerçekleştirilen antenlerin HP85301B sistemiyle ölçümleri yapılmıştır. Şekil 4'te ölçüm düzeneği verilmektedir. Yayılma ortamı hava ve kuru toprak olmak üzere iki şekilde ölçümler tekrarlanmıştır. Antenler arasındaki mesafe ise kullanılacakları GPR uygulamasına yönelik 60cm olarak belirlenmiştir. Elde edilen sonuçlardan bazıları Şekil 6'da verilmiştir.



Şeki! 4.Anten Ölçüm Düzeneği

5. SONUÇLAR

Yapılan ölçümler neticesinde teorik yaklaşımlar da baz alınarak anten fiziksel özellikleri ile elektromagnetik davranışı arasındaki ilişkiler tespit edilmiştir. Buna göre özetle şunlar söylenebilir:

1. Antenin metrik boyutları ile sistemin frekans bandı yakından ilişkilidir. Görülmüştür ki, anten boyutunun dalga boyu mertebelerinden çok küçük olması durumunda ışımada yüksek kazanç ve verim sağlanamaz. Bu durum herhangi sonlu uzunluktaki bir antenin geniş bandlı bir sinyal uygulanması durumunda boyutundan çok küçük dalga boyuna karşılık gelen frekans bileşenlerini zayıf iletebileceğim dolayısıyla yüksek geçiren filtre gibi davranacağını gösterir. Anten boyutunun sınırlı olması gerektiği düşünülürse, GPR verici sinyalinin alt kesim frekansı yüksek seçilmelidir. Pratikte kabaca 15-20cm'lik antenlerle çalışılmış ve ışımanın ağırlıklı olarak hava ortamında 700-4000MHz, toprak ortamında ise 200-2500MHz civarında oluştuğu görülmüştür.

2. Anten çalışma frekans bandına etkiyen en önemli etkenlerden biri yayılım ortamıdır. Ortamın toprak olması durumunda bünye parametreleri E>1 ve a>0'dir. Yani dielektrik sabiti havadan büyük ve iletken bir yayılım ortamı mevcuttur. İletkenlik elektromagnetik dalganın genliğinde frekansa bağlı zayıflatma etkisi yaptığından bir üst kesim frekansı sınırlaması oluşmaktadır. Buna karşın 4-30 arasında değişen dielektrik sabiti elektromagnetik dalga boyunu düşüreceğinden alt kesim frekansının aşağı çekilmesi gibi bir üstünlük getirmektedir. öOcmlik kuru toprak ortamında yapılan deneylerde kullanılan antenler için ortalama alt kesim frekansının 700MHz seviyelerinden (havada) 200MHz seviyelerine (toprakta) düştüğü görülmüştür. Bununla birlikte 5-6GHz'den sonra ciddi bir kayıp söz konusudur. Toprak nemliliği arttıkça iletkenlik artacağından bu sınır düşmekte, ortam kalınlığı düştükçe bu değer artmaktadır.

3. Ölçümler sonucu elde edilen grafiklerden bow-tie anten ve düzlemsel spiral antenlerin kazançları ve huzme diyagramları birbirine yakın olduğu tespit edilmiştir. Aralarındaki en önemli fark ise ısınan elektromagnetik daiganın polarizasyonudur. Bo\v-tie türü antenler lineer eğilimli eliptik polarizasyona sahip iken, spiral türü antenler dairesel eğilimlidir. Buna karşın Bovv-ıie anteni ters polarizasyona çok fazla duyarlı değildir A\nca benzer boyutlardaki logaritmik spiral anten ı!e br.u-tıe antenin kazançlarının Arşimed spiraline nazaran alçak frekanslarda daha iyi, yüksek frekanslarda daha üüşük olduğu gözlenmiştir. Bow-tie antenlerde boyut büyüdükçe frekans bandı aşağı doğru açılmak suretiyle genişlemekte, buna karşın üst frekanslarda kazançta bir mikmr düşme gerçekleşmektedir.

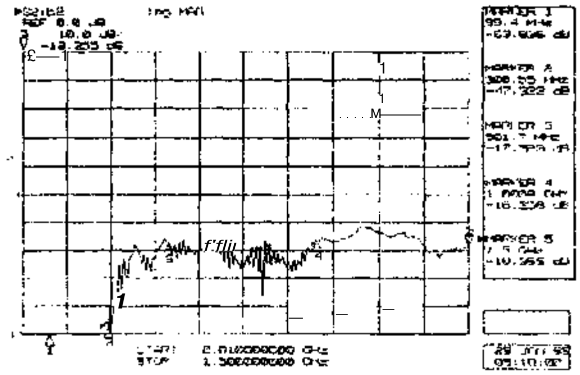
6. KAYNAKÇA

[1] K.L.Shlager, G.S.Smith,"Optimiz:ıtıon ol Iknv-tıe Antcnnas for Pulse *RadiaX\on",/EFi: 7>.m.s Amenna Propagation,wo\.42,no* 7^^75-982.Jul i 094

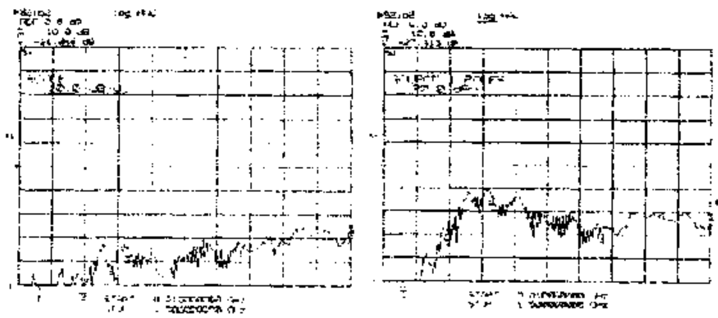
[2] C.Balanis, Antenna Theory

[3] VHF and UHF Antennas

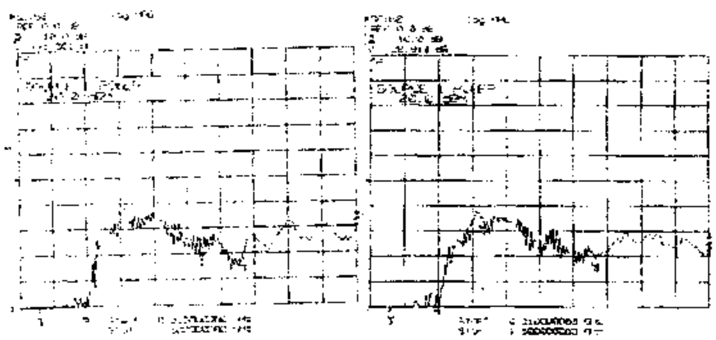
[4] Daniels, D.J.,Surface Penetrating Radar. İR: Radar. Sonar, Navıgation and Avionics Serice 6. I.ondon. 1996



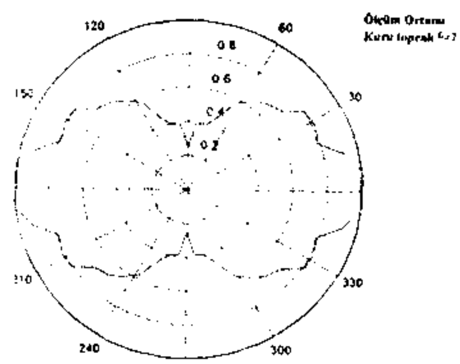
Şekil 5. L2 Spiral anteninin frekans domeni davranışı



Şekil 6. BT1 anteninin frekans domeni davranışı
(a) Düşey polarizasyon (b)Yatay polarizasyon



Şekil 7. BT7 ve BT2 antenlerin frekans domeni davranışları



Şekil 8 BT2 anteninin toprak ortamında ışıma diyagramı, f=1.25GHz

YANSITICI ANTENLERDE KİRİŞLERİN ETKİSİ

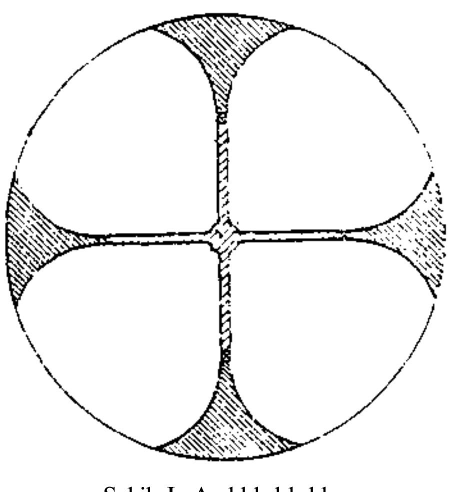
Nursel AKÇAM, Cem NAKİBOĞLU
Gazi Üniversitesi, Mühendislik ve Mimarlık Fakültesi,
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü 06570 Maltepe/Ankara
E-mail: aknursel@mikasa.mmf.gazi.edu.tr, cemnak@mikasa.mmf.gazi.edu.tr

ABSTRACT
in a reflector antenna thefeed system and its supporl struts block the aperture and thereby deteriorete the radiation characteristics. The E-field integral equalion is applied to the ratationally symmetric reflector antennas with struts. Current is allowed to flow on ali the reflector sufaces and continutiy is enforced at the conductor junctions. in this paper the strut scattering is the primary topic, rather than the aperture blocking effects. The effects of the struts are clearly identified.

I.GİRİŞ

Bu çalışmada, parabolik yansıtıcı antenlerde besleme destek kirişlerinin anten açıklığında meydana getirdiği açıklık bloklaması incelenmektedir.

Besleme ve besleme destek kirişlerinin anten açıklığında neden oldukları bloklama, antenin kazancını düşürür ve antenin maksimum yan-hüzme (side-lobe) seviyelerinin artırır (şekil 1). Bioklamanın ışıma örüntüsü (radiation pattern) üzerindeki bu etkisinin anten tasarımında hesaba katılması gerekir. İstenmeyen bu etkilerin hızlı ve kolay tahmini için bir çok teknik kullanılmıştır. Eşdeğer akımlar (eqivalent currents) ve gölge izdüşüm (projected shadow) ilk ve sık kullanılan metotlardır. GTD (Geometric Difracted Theory) de genellikle geniş açı (wide angle) yan huzme tahminleri için kullanılır. Bütün bu metotlar yüksek frekans yaklaşımlardır. Sadece açısal bölgeler (angular regions) de geçerlidirler. Ayrıca iki >UA y. tındaki etkileşim (iki iletkenin ve bağlantı noktası: LK -im akışı gibi) ihmal edilir.



Şekil I. Açıklık bloklama

Her hangi iletkene uygulanabilen EFIE (Electric Field integral Equation) metod ile bütün yasıtıcı problemi çözülebilir. EFIE Max\vell eşitlikleri ve sınır şartlarından bulunur. Mükemmel iletken yüzeylere uygulanabilen bu basit metot bütün açılar ve frekanslar için geçerlidir. MOM (Method of Moment) metodu ile EFIE denkleminin çözümü yapılır (yüzey akımları bulunarak yayılan alanlar bulunur) ve ışıma örüntüsü bulunur. Metod herhangi bir geometriye uygulanabilmesine rağmen çözümün karmaşıklığından kurtulmak için bazı limitlemeler gerekmektedir.

Bu çalışmada besleme açıklık bloklaması ihmal edilip kiriş bloklama etkisi incelenmiştir. Ayrıca kiriş kesit alanın yeterince küçük oldğu farzedilip ince tel yaklaşımı yapılmıştır. Böylece eklem bölgesinde BOR (Bodies of Revolution) yüzeyine yaklaşılır. Polar koordinat sistemi disk üzerinde tanımlanır. Yansıtıcı anten yüze>inin de eksenel olarak simetrik olması gerekmektedir.

2. TEORİ

EFIE Maxwell eşitliklerinde ve sınır şartlarından türetilir ve herhangi gelişigüzel bir sonsuz, ince mükemmel iletken yüzeye uygulanabilir.

S yüzeyi üzerinde toplam teğetsel elektrik alan sıfırdır. Sınır şartlarından

-E,Vn = E,7n (D

Burada, E^s S yüzeyinde elektrik yüzey akımından oluşan elektrik alanı, E^i gelen elektrik alanı, n boşluğun empedansı, t teğetsel alan olduğunu gösterir.

MOM metoduna göre;

J= Z (I 'J ' + I * J *) (2)
^-njv'^ -nj *nj -nj /

yazmak mümkündür. Burada; I_{nj}' ve I_{nj}* katsayılar. $J_{n)}$' ve J,,* yayılma (expansion) fonksiyonlarıdır. Aşağıdaki gibi ifade edilirler.

$$J_{nj}^{t} = u_t f_j(t) e^{jn\phi}$$
$$J_{nj}^{\phi} = u_\phi f_j(t) e^{jn\phi} \quad (3)$$

Ağırlık (vveighting) fonksiyonları ise;

$$W_{mi}'=u,f,(t)e^{jm}* \qquad (4)$$

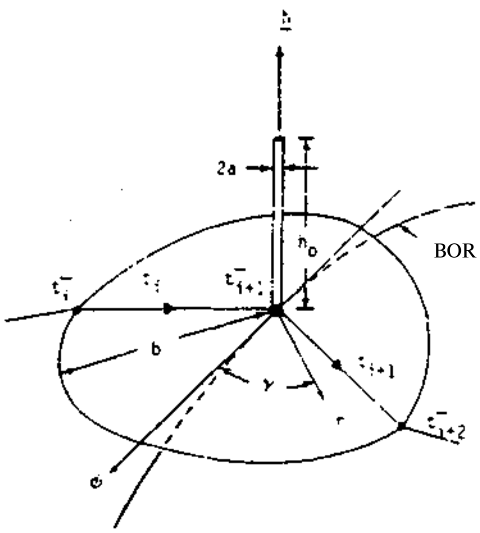
$$W_{m}>=u,f,(t)e>*$$

olarak Galerkin metoduna göre seçilmişlerdir.

Ayrıca BOR için kirişler segmentlere bölünür ve üçgensel çoğalma (triangular expansion) fonksiyonlar tanımlanır.

$$J_j^w=h_jT_j(h)/(27ra) \qquad (5)$$

Bütün kiriş temel fonksiyonları j indeksi ile gözden geçirilir. Kiriş ekseni boyunca değişen en büyük uzunluk h'dir. Kiriş yarıçapı a ise kirişin fiziksel boyutundan ve dalga boyundan oldukça küçüktür (şekil 2).



Şekil 2. Eklem bölgesi

Matris formunda yazılabilecek lineer eşitlikler için;

$$[Z]\ [1] = [V] \qquad (6)$$

yazlılabilir. Akım vektörü I çoğalan bilinmeyen sabitleri gösterir. Eşitlik (6) sonsuz bir settir, faka; n bazı yakınsama kriterleri üzerine temellenmesi için bir maksimum değerin seçilmesi i!e sonlu bir sete indirgenebilir.

V '=Z(fZ "11 '+[Z *1 1 *)

v *=T(\z *'i i '+rz **i i *) (7)

Z'lerkare matrislerdir. Elemanlarının tesbiti aşağıdaki ifade ile bulunur.

$(Z_{mn}^{?<1}),=(l/n)!l_sW_{mi}^{1>}$ (jwA (J_n^q)+V<t) (J_m*)) ds (X)

Eşitlik (8) de p, t veya ϕ olabilir, q'da t veya ϕ olabilir.

$(\mu/E)^{1/2}=n$, V_m' ve V_m* kolon vektörlerdir ve i.elemanı için şöyle ifade edilir.

$$V_{roi}>=(l/n)n_sW_{mi}>E^i ds \qquad (9)$$

E^i koordinat sisteminin orjininden kaynaklanan özel besleme alanıdır. Besleme açıklık tarafından yapılan bloklama etkilerinin ihmal edileceği daha önce söylenmişti.

Eşitlik (6), matris formunda yazılabilecek lineer eşitlikleri EFIE indirmek için kullanılır.

$$\begin{bmatrix} 7'' & Z''\bullet \\ Z\bullet' & Z^{**} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i; \\ i.* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_n^t \\ V_n^\phi \end{bmatrix} \qquad (10)$$

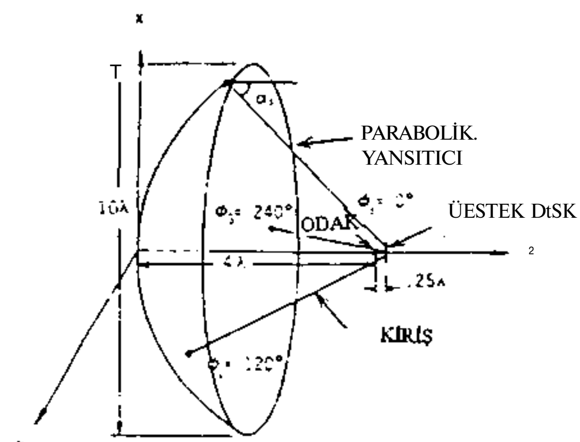
Yukarıdaki ifade geneldir. Bu durumda sırasıyla s yüzey, w tel (burada kiriş), j eklem olmak üzere eşitlik (10) yeniden yazılırsa aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\begin{bmatrix} Z^{ss} & Z^{sw} & Z^{sj} \\ Z^{ws} & Z^{ww} & Z^{wj} \\ Z^{js} & Z^{jw} & Z^{jj} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I^s \\ I^w \\ I^j \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V^s \\ V^w \\ V^j \end{bmatrix} \qquad (11)$$

Eşitlik (11)'de empedans blokları birçok alt matrislerden oluşur.

3. SONUÇLAR

Grafikler ve tablolar 10λ çapındaki parabolik yansıtıcı anten (şekil 3) için verilmiştir. Burada 3 kiriş 120° açı ile kullanılmıştır. Kiriş ekseni ile Z ekseni arasındaki açı a_s=50.2° dir. Reflektör kenar açısı 64° ve kenar eğimi yaklaşık olarak 7dB'dir.



Şekil 3. Üç kirişli parabolik yansıtıcı

Tablo l'de EFIE metodu ile kirişsiz ve farklı kiriş yarıçaplarına sahip yukarıda bahsedilen antenin kazancındaki kayıplar görülmektedir. Burada kirişsiz durum kayıpsız (referans) olarak alınmıştır. Kiriş yarıçapı amıkça anten kazancının azaldığı görülmektedir.

Tablo 1. Kiriş yarıçapına bağlı olarak kazanç kaybı

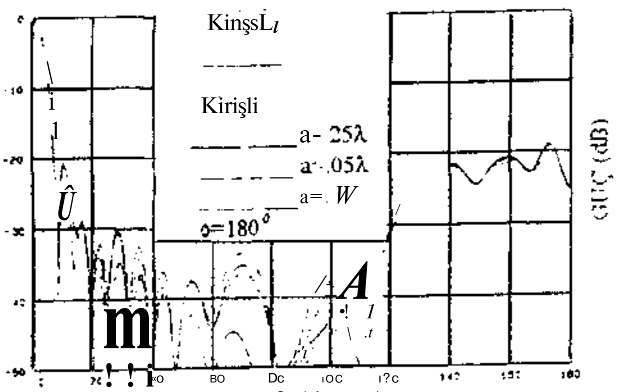
Kiriş yarıçapı	Kayıp (dB)
kiriş yok	referans
a=0.025X	0.096
a=0.050A.	0.278
a=0.10(R	0.392

Yansıtıcının kiriş sayısına göre kazancı ise tablo 2'de verilmiştir. Yarıçapı 0.0025^. olan yansıtıcı antenin kiriş sayısı arttıkça kazancı azalmaktadır.

Tablo 2. Kiriş sayısına bağlı olarak kazaçtaki değişimi.

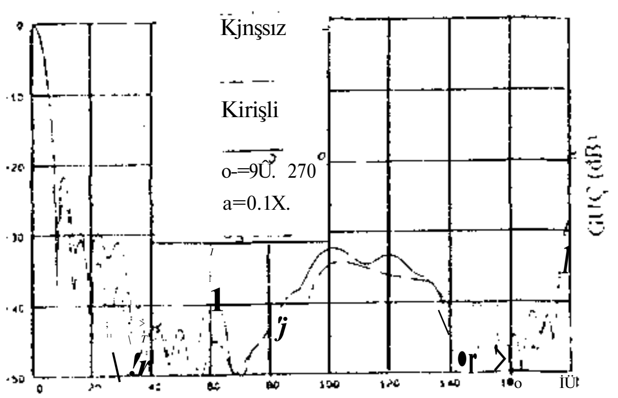
Durum	Adet	Kazanç (dB)
Yansıtıcı	1	29.197
Yansıtıcı +disk	1	29.190
Yansıtıcı +kiriş	1	29.138
Yansıtıcı +kiriş	2	29.093
Yansıtıcı +kiriş	3	29.092

Şekil 4'de kirişsiz ve farklı kiriş yarıçaplarına sahip 10A çapındaki antenden yayılan alanlar görülmektedir. Aynı anten için H-düzlemindeki yayılım şekil 5'de görülmektedir.



9 (derece)

Şekil 4. Yansıtıcıdan yayılan alanlar (kirişli ve kirişsiz durumlar için).



9 (derece.ı

Şekil 5. H-düzleminde yayılım (kirişli ve kirişsiz durumlar için).

4. KAYNAKÇA

[1] J. R. Mautzand R. F. Harrington, "H-field. E-field and combined field solutions for bodies of revolution"', Syracuse Univ. Syracuse, NY, Tech. Rep. TR-77-2, Feb 1977.

[2] J. Ruze, "Feed support blockage loss in parabolle antennas", Microvvave J., Vol.1 1,No. 12, Dec.1968.

[3] L. C. Gray," Estimation of the effect of feed support member blocking on antenna gain and sidelobe level" Microvvave J., Vol. 7, No. 3, Mar.1964.

[4] J. R. Shaeffer and L. N. Medgyesi-Mitschang, '" Radiation from wire antennas attached to bodies of revolution: The junction problem", IEEE Trans. Ant. Propagate, Vol.Ap-29, No.3, May. 1981.

[5] E. H. Newman and D. M. Pozar, "Electromagnetic modeling of composite wire and surface geometries" IEEE Trans. Ant. Propagate, Vol.Ap-26, No.6. Nov. 1978.

[6] N. C. Albertsen, J. E. Hansen and N. E. Jensen, " Computation of radiation from vvire antennas on condueting bodies", IEEE Trans. Ant. Propagate, Vol.Ap-22, No.2. Mar. 1974.

[7] VVail. Ko, Raj Mittra and S. W. Lee,"' Aperture blockage in reflector antennas", IEEE Trans. Ant. Propagate, Vol.Ap-32, No. 3, Mar. 1984.

[8] W. V. T. Rusch, " The current state of the reflector antenna art" IEEE Trans. Ant. Propagate, Vol.Ap-32. No.4, April 1984.

Nursel AKÇAM
Gazi Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünden BSc, MSc,derecelerini 1986 ve 1993 yıllarında aldı. 1987 yılından beri Gazi Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde Araştırma Görevlisi ve doktora öğrencisidir.

K. Cem N A Kİ BOĞ LU
İTÜ Elektrik Fakültesinden BSc. .KTÜ Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünden MSc, Derecelerini 1980 ve 1984 yıllarında,,aldı. 1981-1984 yılları arasında KTÜ.Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde Araştırma Görevlisi, 1986-1988 yılları arasında Gazi Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde Öğretim Görevlisi olarak çalıştı. 1993 yılında doktora derecesini University of London, King's College ·den aldı 1994'den beri Gazi Üniversitesi Elektrik-rllektronik Mühendisliği Bölümünde Yardımcı Doçent oLrak görev yapmaktadır.

İNCE, KAYIPLI BİR ŞERİTİN YÜZEY EMPEDANSININ İNCELENMESİ

Nursel AKÇAM, Cem NAKİBOĞLU
Gazi Üniversitesi, Mühendislik ve Mimarlık Fakültesi,
Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü 06570 Maltepe/Ankara
E-mail: aknursel@mikasa.mmf.gazi.edu.tr, cemnak@mikasa.mmf.gazi.edu.tr

ABSTRACT
Surface impedance can be used as a gauge of the surface itself and is a parameter which is dependent on the frequency of the incident field, the thickness of the strip and the conductivity. Imperfectly conducting (or lossy) strip of finite but small thickness can be considered. The functional dependence of the surface impedance on the three strip facıors (frequency, thickness and conductivity) have been calculated.

1. GİRİŞ

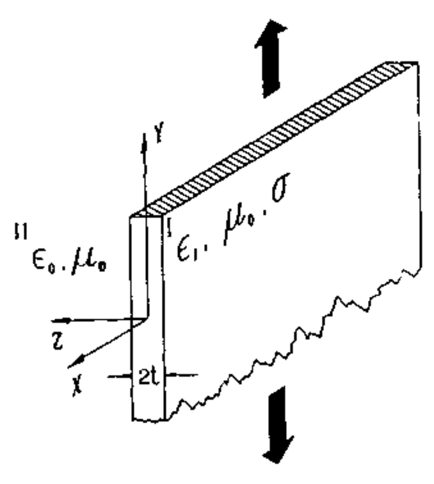
Bu çalışmada, sonlu uzunlukta (finite), ince, kayıplı şeritin (lossy strip) yüzey empedansı frekans, iletkenlik ve kalınlık parametrelerine bağlı olarak incelenmiştir. Yüzey empedansı gelen alanın frekansına, şeritin kalınlığına ve iletkenliğine fonksiyonel olarak bağımlıdır. Şeritin yüzey empedensmı katatagorize etmek için, yüzeyi kendi kendisinin bir ölçüsü olarak kullanabilmekteyiz.

2. YÜZEY EMPEDANSI

Sonlu iletken bir düzlemsel yüzeyin, (şekil 1) normalize olmuş yüzey empedansı

$$Z_s = R_s + jX_s \quad \text{(D}$$

tarafından karakterize edilebilir.



Şekil 1. İki boyutlu şeritin kesiti

Farzedelim yüzey TM formunda bir dalgaya sahip olsun. Bu durumda rnağnetik alanın H_y bileşeni (Z>t için) yüzey üzerindedir.

$$H_y'' = A e^{-hz} e^{-fx} \quad (2)$$

Burada; h,:+f² = -w²ue = -k<f dır. Maxwell eşitliklerinden yüzey üzerindeki elektrik alan bileşenleri;

$$E_z^{II} = 1/(j\omega\varepsilon_0)\,(\partial H_y/\partial x) \quad (3)$$

$$E_x^{II} = -1/(j\omega\varepsilon_0)\,(\partial H_y/\partial z) \quad (4)$$

olarak elde edilir. Dalga empedansı;

$$Z_t = E_x / H_y = jh_2/(\omega\varepsilon_0)$$

$$Z_t = jh_2 Z_0 / \hat{\ } _0 \quad (5)$$

olarak tanımlanır (Zo serbest uzayın karakteristik empedansıdır). z=t de sınır şartlarının sağlanması için Z^ZsZo olması gerekir. Bu durumda;

$$h_2 = -jk_0 Z_s = k_0 X_s - jk_0 R_s \quad (6)$$

elde edilir. Böylece yüzey empedansının reaktif kısmının endüktif olması gerekir. Yüzey empedansı ne kadar çok endüktif olursa, yüzey dalgasının sınırlardan o kadar çok sızmasını önler.

Benzer uygulama yüzey dalgasının TE formu için yapılabilir. Yüzey dalgasının elektrik alan bileşeni aşağıdaki formda olsun.

$$E_y = B e^{-h2} e^{\cdot\cdot} \quad (7)$$

Bu durumda rnağnetik alan bileşenleri ,

H_x = l/(jü)ụ.,) (<5E$_v$dz) (8)

H^ -[.'tiıaụ») ,<cLJöx) (9)

olur. Dalaa admıtansı:

$$Y_{,} = H_x/E_v = jh_2Y_0/k_0 \qquad (10)$$

Burada $Y_o = Z_o^{-1}$ dir. Doğal olarak oluşan yüzeylerin, yüzey empedanslarında bir endüktif reaktif terim olacaktır.

Kayıplı metal bir yüzey için Tablo 1 frekans lOGHz, kalınlık 0.000075 metre için, Tablo 2 frekans lOGHz, kalınlık 0.00075 metre için verilmiştir. Kullanılan çözümlerde Metot 1 yan sonsuz kalın bir levha için Richmond (2) kullanılmıştır. Metot 2 (h_2 için) eşitliğin çözümü için Nevvton-Raphson metotda (1) sonlu kalın levha üzerindeki elektrik ve mağnetik alan dağılımları üzerine oturtulmuştur. Tablo 1 daha ince malzemeler için oluşturulmuştur. Tablolarda da görüldüğü üzere düşük kayıplı bir çok materyal için (iletkenlik 100 ilelO^7 mhos/metre) Metot 1 ile daha iyi sonuçlar elde ediliyor. Yüzey empedanslarının değerleri (kalınlik/cidarkalınlığı) azaldıkça Metot 1 'deki değerleri Metot 2' den büyük olmaktadır. Dikkat edilirse yüzey empedansı değerleri her iki metot içinde cidar kalınlığının dört katı ve yukarısı için birbirine eşittir. Bu değerin altında empedas değerleri metotlara göre farklılık gösteriyor. Tablolarda da görüldüğü gibi bu tip yapılarda baskın (dominant) modlar oluşur ve endüktif reaktif reaktansları bulunmaz. Bireysel (individual) moda bağımlıdırlar ki buda hem TE hemde TM modlarını sağlar. Ancak bu çalışmada, kayıplı iletken tarafından sağlanan baskın (dominant) mod aranıyor. Çünkü bu mod en az zayıflayan moddur. Bundan dolayı dikkatimiz TM yüzey dalgasında ($H=H_y$) odaklanacaktır.

3.SONUÇLAR

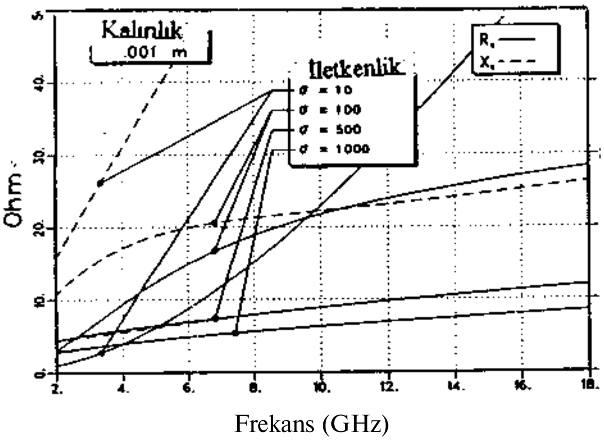
Şekil 2'de yüzey empedansı frekansın bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 2.a farklı iletkenlikler, şekil 2.b ise farklı kalınlıklar için verilmiştir. Kalınlık değeri arttıkça empedansın da arttığı görülmektedir. Şekil 3 'de 0.00075metre kalınlık ve farklı iletkenlik için 2-18GHz frekans aralığında yüzey empedans değerleri görülüyor. İletkenlik arttıkça empedasin azaldığı gözlenmektedir. 10 GHz 'de farklı iletkenlikler için kalınlığa göre yüzey empdansında ki değişimi şekil 4'de verilmiştir. Bu grafikte de iletkenlik arttıkça empedans azalmaktadır. Aynı zamanda şekil 3 ve şekil 4 yüksek iletken özellikli (örneğin bakır) materyallerin yüzey empedanslarını göstermektedir. Şekil 5 lOGHz'de farklı kalınlıklar için iletkenlik değişimine göre empedans değişimi vermektedir. Görüldüğü gibi düşük iletkenlikte kalınlık arttıkça yüzey empedansıda artmaktadır.

Tablo 1. Yüzey empedansmın iletkenliğe göre değişimi (frekansı lOGHz ve kalınlık 0.000075metre).

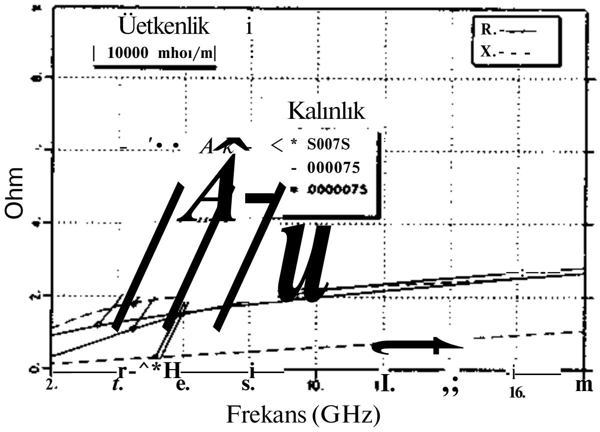
iletkenlik (mhos/meter)	Kalınlık Cidarkalınlığı	yüzey Empedansı			
		Metot 1		Metot 2	
		D	Y	R_s	X_s
10^7	42.12	0.0628	0.0628	0.0628	0.0628
10^6	14.90	0.1987	0.1987	0.1987	0.1987
10^s	4.71	0.6283	0.6283	0.6284	0.6284
10^4	1.49	1.826	1.771	2.161	2.233
10^5	0.47	12.95	2.039	0.8528	5.771
100	0.14	98.54	2.623	0.1206	5.920
10	0.04	293.8	4.710	0.3371	5.902
1	0.01	366.4	5.757	2.515	4.521

Tablo 2. Yüzey empedansının iletkenliğe göre değişimi (frekansı lOGHz ve kalınlık 0.00075metre).

iletkenlik (mhos meter)	kalınlık cidarkalınlığı	yüzey empedansı			
		Metot 1		Metot 2	
		R_s	X_s	R_s	X_s
10^7	421.23	0.0628	0.0628	----------	----------
10*	149.02	0.1987	0.1987	----------	----------
10^5	47.12	0.6283	0.6283	0.6283	0.6283
10'	14.91	1.987	1.987	1.987	1.987
10'	4.71	6.282	6.282	6.288	6.281
100	1.48	18.22	18.04	21.75	22.21
10	047	99.86	26.14	11.70	57.02
1	0.15	294.3	47.10	25.82	44.71

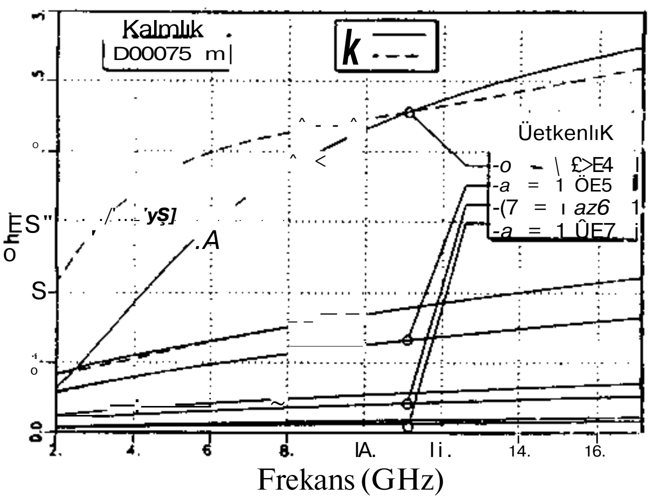


(a) Sabit kalınlık, farklı iletkenlik için

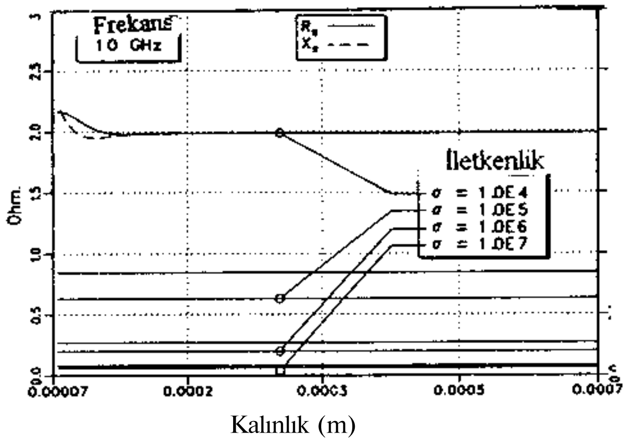


(b) Sabit iletkenlik, farklı kalınlık için.

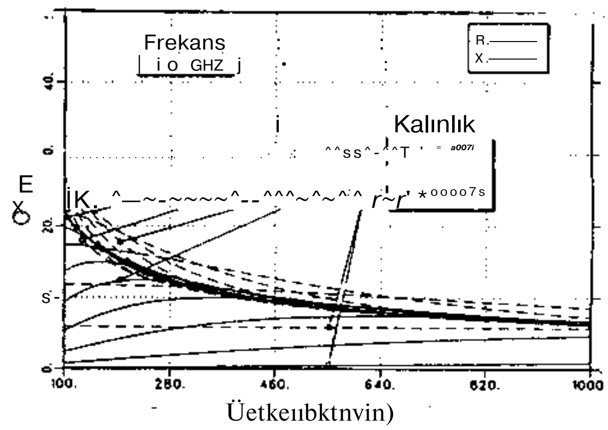
Şekil 2. Yüzey empedansının frekansa göre değişimi



Şekil 3. Yüzey empedansının frekansa göre değişimi (yüksek iletkenlik için)



Şekil 4. Yüzey empedansının kalınlığa göre değişimi (yüksek iletkenlik için)



Şekil 5. Yüzey empedansının iletkenliğe göre değişimi

4. KAYNAKÇA

[1] Richmond, Jack H,, ' Propagation of surface vvaves on a thin resistive sheetor a coated substrate', Radio Science, vol.22, No.5, pp.825-831, Sep.-Oct. 1987.

[2] **Richmond,** Jack H., 'An integral equation solution for TE radiation and scattering from conducting cylinders', Technica! repon 2902-7 NGL 36-008-138. Oct. 1972.

[3] **Richmond,** Jack H., 'Scanering by thin dielectric strips. IEEE Trans. A.nt. Propagate, Vol.Ap-33,pp.64-68. Jan. 1985.

[4] **Kraus,** John **D.** and Carver, Keith R., Electromagnetics, Second Edıtion. Mc-Graw **Mili.** New York, 1973.

[5] **Collin,** Robert E.. Field Theory of Guided Waves Mc-Gravv Hili, New York, 1960.

Nursel AKÇAM
Gazi Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünden BSc, MSc,derecelerini 1986 ve 1993 yıllarında aldı. 1987 yılından beri Gazi Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde Araştırma Görevlisi ve doktora öğrencisidir.

K. Cem NAKİBOĞLU
İTÜ Elektrik Fakültesinden BSc, ,KTÜ Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünden MSc, Derecelerini 1980 ve 1984 yıllarında,,aldı. 1981-1984 yılları arasında KTÜ,Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde Araştırma Görevlisi, 1986-1988 yılları arasında Gazi Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde Öğretim Görevlisi olarak çalıştı. 1993 yılında doktora derecesini University of London, King's College 'den aldı. 1994'den beri Gazi Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümünde Yardımcı Doçent olarak görev yapmaktadır.

BAKIŞIMSIZLIK PARAMETRESİ a VE GEÇİRGENLİĞİ ξ ARASINDAKİ UYUMSUZLUK

Savaş UÇKUN ve Tuncay EGE

Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü
Gaziantep Üniversitesi, 27310 GAZİANTEP
savas@gantep.edu.tr vesavas@gantep.edu.tr

ABSTRACT

Different sets of empirical constitutive relations for biisotropic media have been proposed and discussed in literatüre for a long time. in this study, incompatibility of chirality parameter a of Drude-Bom-Fedeorov representation and chirality adnüttance £ of Post^Jaggard representation for reciprocal and lossless medium is discussed through the use of wa\>e numbers.

1.GİRİŞ

İkili-yön-bağımsız (bianisotropic) ortamlar mikrodalgadan optik uygulamalara kadar uzanan birçok potansiyel uygulama alanına sahiptir. Bilim adamları 19. yüzyılın başından bu yana elektromanyetik dalgaların bu tür ortamlardaki hareketleri ile ilgilenmektedirler[1]. Son zamanlarda (chiral) bakışımsız ortamın özellikleri yoğun ilgi görmektedir, çünkü yapay bakışımsız ortamların yaratılmasındaki gelişmeler karma malzeme etkin ortam özelliklerinin tahmini ile ilgili teorik çalışmalara yeni bir ivme kazandırmıştır. Bu tür karma malzemelerin özel etkileri elektrik ve manyetik alanlar arasındaki eşleşmeden oluşur, ve elektrik ve manyetik nicelikleri eşleştiren deneysel yapı denklemleri ile tanımlanır. Son yıllarda bu tür ortamlar için birkaç yapı denklem takımı önerilmiş ve literatürde tartışılmıştır [2]-[5]. Sihvola ve Lindell [2] Tellegen' in yapısal ilişkiler parametreleri ile bundan başka üç farklı denklem takımları arasında ki ilişkileri tespit etmiş ve bunları Post-Jaggard, Condon-Tellegcn ve Drude-Born-Fedeorov (DBF) olarak adlandırmışlardır. Böylece bu yapısal ilişkilerin Telegen' in bazı uyarlamalar geçirmiş gösterim parametrelerine eşit olduğunu göstermişlerdir Bu bildiride ise DBF gösteriminin[6] yapısal ilişkiler parametreleri ile iki taraflı (reciprocal) ve kajıpsız ortamlar için geliştirilmiş Post-Jaggard gösteriminin [5] yapısal ilişkileri *dalga sayıları* açısından karşılaştırılıp DBF gösteriminin bakışımsızlık parametresi ve Post-Jagard gösteriminin bakışımsızlık geçirgenliğinin (admittance) uyumsuzluğu tespit edilmiştir

2. YAPISAL DENKLEMLER

Genel bir ikili-yön-bağımsız ortam

$$\mathbf{D} = \underline{\underline{\varepsilon}} \cdot \mathbf{E} + \underline{\underline{\alpha}} \cdot \mathbf{B} \qquad \text{(la)}$$

$$\mathbf{H} = \underline{\underline{\delta}} \cdot \mathbf{E} + \underline{\underline{\beta}} \cdot \mathbf{B} \qquad (\backslash b)$$

yapısal bağıntıları ile tanımlanır[5], [7]. Burada $\underline{\underline{S}}, \underline{\underline{/?}}, \underline{\underline{a}}$ ve $\underline{\underline{8}}$ 3x3 boyutlarında matrisler olup tam bir malzeme tanımlama için 36 parametre gerekir. $\underline{£}, \underline{\underline{/?}}, \underline{\underline{\hat{u}r}}$ ve $\underline{\underline{S}}$ matrislerinin sayıl (scalar) nicelikler olmaları durumunda ikili-yön-bağımsız ortam ikili-yön-bağımlı (bi-isotropic) ortam haline dönüşür ve buna da Tellegen ortam denir. Böylelikle ikili-yön-bağımsız ortam örneği, yani yaygın isimle bakışımsız ortam

$$\mathbf{D} = eE + j\xi\mathbf{B} \qquad (la)$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} - j\mu\xi\mathbf{E} \qquad (2b)$$

yapısal bağıntıları ile tanımlanır. Burada e ve |I sırasıyla ortamın yalıtkanlık sabiti (perrrüttivity) ve manyetik geçirgenliğini (permeability) gösterir, ve % bakışımsızlık geçirgenliğinin simgesidir. Bu çalışmada e^"^^ zaman bağımlılığı varsayılmakladır.

Literatürde bu tür yapısal bağıntılara alternatif olarak DBF. diğer adıyla Lakhıakia-Varadan-Varadan, yapısal denklemler vardır [6], [8J. Bu durumda manyetik-elektrik eşleştirme

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\mathbf{E} + \alpha\nabla \times \mathbf{E}) \qquad (3a)$$

$$\mathbf{B} = //(\mathbf{H\text{-}r/?VxH}) \qquad (3b)$$

şekliyle ifade edilir. Bir kez daha ı; ve \x sırası\la ortamın permittivity ve permeability sini temsil eder. *a* ve p ortamın uzunluk açısından bakışımsızlık parameirelendır

3. DALGA SAYILARININ ELDE EDİLMESİ

Max\vell' in yön bağımsız (isotropic), tek türel (homogeneous), doğrusal (linear) ortam için zaman uyumlu (time-harmonic) denklemleri aşağıdaki gibidir.

$\nabla \times \mathbf{E} = jw\mathbf{B}$ (4a)

V xH = *-jwD* *(4b)*

V · D = 0 (4c)

V · Ft = 0 *(4d)*

Denklem (3b) Denklem (4a) da kullanılırsa

V x E = *jû)[M + jcop/N* x H (5)

Aynı şekilde Denklem (3a) Denklem (4b) de kullanılırsa

V x H = *-JCOEE - jcoeaV* x E (6)

Denklem (4c) ve (3a) dan elde edilen V-(eE+aeVxE)=O, V-E=O olduğunu gösterir, çünkü bir vektörün dolamının (curl) ıraksaklığı (divergence) sıfırdır. Aynı şekilde Denklem (4d) ve (3b) ye bakıldığında VH=0 olduğu görülür. Denklem (5) ve Denklem (6) dan VxH terimlerini eşitlersek manyetik alan vektörü H, elektrik alan vektörü E cinsinden

H = $\frac{j}{CO/J}$ *[k²BE-{\-k²ap)V xE]* (7)

şeklinde elde edilecektir. VxE terimlerinin eşitlenmesinden ise elektrik alan vektörü E, manyetik alan vektörü H cinsinden

E = $\frac{-j}{CûS}$ *[k²aH-(\- k²αβ)*∇ × H] (8)

şeklinde olup burada *kr²=a>~[IE.*

Denklem (7) 'nin dolamı alındığında ve Denklem (6) da VxH yerine konduğunda *E* için aşağıdaki bakışımsızlık Helmholtz denklemi elde edilecektir.

(l-£a/?)VxVxE-£²(cr+-/)ʳ)VxE--£E = O (9)

Sol dairesel polarize (LC'P) alan dalgasının bakışımsız ortamda elektrik alanı

E = *EJx-jy)e^{#011}* ('0)

:;•‹•'ünde olacaktır.

Eğer E nin değeri Denklem (9) da yerine konulursa dalga sayısı (3L;

$$\beta_L = \frac{k\left\{\sqrt{4+k^2(\alpha-\beta)^2} + k(a+\beta)\right\}}{2(1-k^2\alpha\beta)} \qquad (11a)$$

şeklinde bulunur. Aynı şekilde sağa polarize dairesel (RCP) alan dalgası için dalga sayısı pR;

$$\beta_R = \frac{k\left\{\sqrt{4+k^2(\alpha-\beta)^2} - k(a+\beta)\right\}}{2(1-k^2\alpha\beta)} \qquad (11b)$$

şeklinde elde edilebilir. Bu sonuçlar kaynak [8] deki sonuçlarla aynıdır.

Benzer şekilde, Post-Jaggard'ın yapısal denklemlerini(2) ve Max\vell denklemlerini (4) kullanarak sola ve sağa polarize dalga sayılan aşağıdaki gibi bulunabilir

$$\beta_L = \omega\mu\xi + \sqrt{\omega^2\mu\varepsilon + (\omega\mu\xi)^2} \qquad (12a)$$

$$\beta_R = -\omega\mu\xi + \sqrt{\omega^2\mu\varepsilon + (\omega\mu\xi)^2} \qquad (126)$$

4.KARŞILAŞTIRMA

Bu dalga sayılarının, Denklem (11) ve (12), sağlaması için ilk olarak materyallerin bakışımlı olduğunu varsayalım. Bu durumda Denklem (11) de a=p=0 ve Denklem (12) de ç=0 konursa her iki takım yapısal bağıntı içinde çok iyi bilinen

$$\beta_L = \beta_R = k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon} \qquad (13)$$

dalga sayılan elde edilecektir.

Literatürde bu sola ve sağa dairesel polarize yayımın sabitleri daha çok kayıpsız ortamlar için hesaplanmakta ve kullanılmaktadır. Tellegen'in ortamının varlığına itiraz eden \Veiglıofcr ve Lakhtakia [3] "İki taraflı olmayan ikılı-yön-bağımsız ortamların var olmadıkları bilinir" demişlerdir Bu durumda ikili-yön-bağınsız iki taraflı ortamda a ve p birbirine eşit ve sayıl olacaktır. Bu da Denklem (İla) ve (llb) nin sırasıyla

β_L = $\frac{}{1 - ac\hat{u}yfj\imath e}$ (14a)

ve

β_R = $\frac{(Oj/J£}{1 + acoJ/JS}$ *(\4b)* şekline indirgenmesine neden olacaktır. Eğer her iki yapısal bağıntı aynı bakışımsız ortamı tanımlıyor ve e ve (i de bilinen anlamlara salüpse bu dalga denklemleri, Denklem (12) ve (14), birbirine eşit olmalıdır. Eğer Denklem (12a) ve (14a) birbirine eşitlenirse, a nın değeri

$$a = \frac{1}{\omega\sqrt{\mu\varepsilon}} - \frac{1}{\omega\left[\mu\xi + \sqrt{\mu\varepsilon + (\mu\xi)^2}\right]} \qquad 05)$$

şeklinde elde edilecektir. Benzer şekilde Denklem (12b) ve Denklem (14b) eşitlenirse a için

$$a = \frac{1}{\omega\sqrt{\mu\varepsilon}} - \frac{1}{\omega\left[\mu\xi - \sqrt{\mu\varepsilon + (\mu\xi)^2}\right]} \qquad (16)$$

bulunacaktır. Denklem (15) ve (16) da ki a değerleri \ sıfır olmadığı sürece birbirine eşit değildir. Ç nın sıfır olması bakışımsızlığın ortadan kalkması demektir. Bu durumda iki taraflı, yön-bağımsız ve kayıpsız ortam için bakışımsızlık parametresi a bakışımsızlık geçirgenliği Ç ile uyuşmamaktadır.

Bu uyumsuzluk doğrudan yapı bağıntılarını karşılaştırarak ta görülebilir. Denklem (2a) ve (3a) dan aeVxE=j*B olduğu görülür. VxE nin değerini Maxwell Denklemi (4a) dan yerine koyarsak

$$a = -\frac{\xi}{coe} \qquad (17)$$

kolayca bulunur. Denklem (17) yi kontrol etmek için Denklem (2b) ve (3b) yi a=p olduğunu anımsayarak karşılaştıralım. Denklem (8) den VxH nin değeri Denklem (3b) de yerine konursa, vektör B, H ve E cinsinden aşağıdaki gibi bulunur

$$B = \frac{\mu}{1 - co^2/\iota sa^2} n + j\frac{\omega\mu\varepsilon\alpha}{1 - co^2/\iota sa^2} E \qquad (18)$$

Yine e ve n nün genel anlamlanna sahip olduklan varsayılarak Denklem (2b) ve (18) karşılaştınlarak Denklem (17) deki a ancak ve ancak *l-of $\mu\varepsilon\alpha^2$=* ya da *a>²/j£or=0* ise bulunabilir.

5.SONUÇ

Literatürde her iki modelde yoğun biçimde kullanılmakladır. Her ne kadar her iki modelde elde edilen dalga denkleminin çözümü sağ ve sol polarize olmuş dalgalan vermekteyse de bu daJgalann dalga sayılan yukarıda açıklandığı gibi birbirine eşit değildir. Bu nedenle bu modelleri kullanırken ihtiyatlı yaklaşılmalıdır.

6.KAYNAKÇA

[1] D.L.Jaggard, A.R.Mickelson, ve C.H.Papas "On eleetromagnetic waves in chiral media," Appl. Phys., 18, pp. 211-216, 1979

[2] A.H. Sihvola ve I.V. Lindell, "Bi-isotropic constituüve relations," Microwave and Optical Technology Letters, Vol. 4, No. 8, pp. 295-297,1991

[3] W.S.Weiglhofer ve A.Lakhtakia,"A brief review of a new development for constitutive relations of linear bi-anisotropic media, "IEEE Antennas and Propag. Magazine,Vol.37,No. 3, pp. 32-35,1995

[4] AR Sihvola, "Are nonreciprccal bi-isotropic media forbidden indeedT' IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech. Vol. 43, No. 9, 2160-2162, 1995

[5] N.Engheta ve D.L. Jaggard, "Eleetromagnetic chirality and its applications," IEEE Antennas and Propag. Newsletter, pp. 6-12, 1988

[6] A. Lakhtakia, V.K. Varadan ve V.V. Varadan, Time-Harmonic Eleetromagnetic Fields in Chiral Media, Springer-Verlag, Berlin, 1989

[7] E.J. Post, Formal Structure of Electromagnetics, North-Holland, Amsterdam,1962.

[8] A. Lakhtakia, V.V. Varadan ve V.K. Varadan, "A parametric study of microwave refleetion characteristics of a planar achiral-clüral interface," IEEE Trans. On Eleetromagnetic Compatibility Vol. EMC-28, No. 2, pp. 90-95, 1986

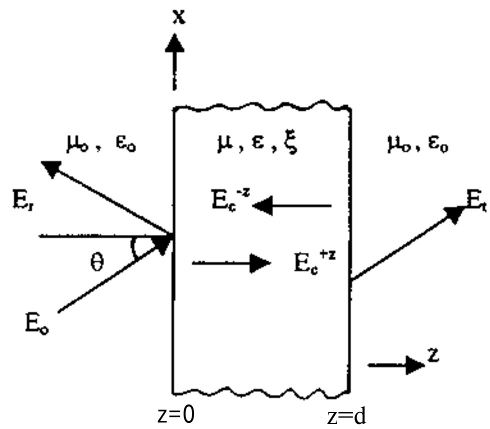
Bakışımsız Levhadan Yansıma ve İletim Güç Katsayılarının Bulunması

K. DELİHACİOĞLU ve S. UÇKUN
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü
Gaziantep Üniversitesi, 27310 GAZİANTEP
kemal@gantep.edu.tr ve savas@gantep.edu.tr

ABSTRACT
The power reflection and transmission coefficients have been analyzed analytically far TE and TM plane waves incident on a lossless, isotropic and homogeneous chiral slab. in the analysis of the chiral slab, the electric and magnetic fields are written in ternıs of the modal fields far a linearly polarized field and circularly polarized fields in air and chiral regions, respectively. in the chiral region, the electric and magnetic fields are expressed as the sum of left circularly polarized (LCP) and right circularly polarized (RCP) plane vaves v/hereas in the air region a linearly polarized TE or TM plane wave is assumed and incident on a chiral slab. The derivation of power reflection and transmission coefficients are realized in a straightfonvard manner after matching the tangential components of the electric and magnetic fields at the boundaries where tangential components of the electric and magnetic fields are continuous. As a re su it, the ejfects of the chirality admittance, slab thickness and relative permittivity of the chiral medium on power reflection and transmission coefficients are presented.

1. GİRİŞ

Bakışımsızlık (chirality) geometrik bir fikirdir. Bakışımsız (chiral) nesne ile aynadaki görüntüsü arasında geometrik simetri yoktur. Bakışımsız nesne ile aynadaki görüntüsü çakıştmlamaz. Bu olay optiksel aktivite olarak bilinir. Bu tür nesne ya sol ya da sağ el polarizasyonlu olarak bilinir. Bakışımsız olmayan nesnelere bakışımlı (achiral) nesne denir. Bakışımsız levha üzerine gelen doğrusal polarizasyonlu dalga bakış:insiz levha içinde faz hızlan, farklı, sol ve sağ el dairesel polarizasyonlu iki dalgaya ayrılır. Bakışımsız levhanın arkasında bu iki dalga birleşerek, polarizasyon düzlemi gelen dalganın polarizasyon düzlemine göre dönmüş doğrusal polarizasyonlu bir dalga oluşturur. Dönme miktarı dalganın ortamda ne kadar luıreket eniğine bağlıdır. Elektromanyetik ve mikrodalga alanlarındaki potansiyel uygulamalarından dolayı son yıllarda bakışımsız ortamlar üzerinde çalışmalar yoğunlaşmıştır. Bassiri ve arkadaşları [1] Fresnel denklemlerim paralel ve dik (nıodîar) kipler cinsinden elde ederek yan sonsuz bakışımsız ortamdaki yansıma ve iletim katsayılarının analizini yapmışlardır. Çalışmalarında, elektromanyetik dalganın yan sonsuz bakışımsız ortama hcrlıangi bir açıyla gelişinin nümerik çözüm için formüllerini elde



Şekil 1. Bakışımsız Levhanın Geometrik Yapısı

etmişler ve normal açıyla gelen dalgalar için de analitik olarak çözmüşlerdir. Daha önce bakışmışız bir levhaya herhangi bir açıyla gelen TM ve TE düzlemsel dalgalarının, yansıma ve iletim güç katsayıları elde edilip ortamın parametrelerinin frekansa göre değişimi yalnızca TE kipi için sunulmuştur[2]. Aynca bakışımsız bir levha üzerine yerleştirilen meanderline şeritlerinin yansıma ve iletim güç katsayılarını nasıl etkilediği yazarlar tarafından çalışılmıştır [3]. Bu çalışmada ise, bakışımsız bir levhaya herhangi bir açıyla gelen düzlemsel dalganın yansıma ve iletim güç katsayıları analitik olarak elde edilip, gelme açısına göre ortamın değişik parametreleri için TM kipinde incelenmiştir.

2. TEORİ

Yön bağımsız (isotropic), kayıpsız, kaynaksız ve bakışımsız ortamda genel yapı denklemleri [4],

$$\bar{D} = c\bar{E} - j\xi\bar{B} \qquad 0)$$

$$\bar{H} = K\bar{E} + \frac{1}{\mu}\bar{B} \qquad (2)$$

şeklinde olup, burada, e, μ. ve % , sırasıyla bakışımsız ortamın, elektriksel geçirgenliği, manyetik geçirgenliği ve bakışımsızlık admitansıdır. (1) ve (2) nolu eşitlikler Maxuell denklemleri ile birlikte çözüldüğünde, Hclmlıoltz denklemi aşağıdaki gibi elde edilebilir. ($e^{)ü)1}$ gi/Ji tutulmuştur.)

$$\nabla\times\nabla\times\begin{pmatrix}E\\H\end{pmatrix} - 2\omega\mu\xi\nabla\times\begin{pmatrix}E\\H\end{pmatrix} - \omega^2\mu\varepsilon\begin{pmatrix}E\\H\end{pmatrix} = 0 \tag{3}$$

Bu denklem kullanılarak bakışımsız ortamdaki sol ve sağ dairesel polarizasyonlu dalgalar için karakteristik dalga sayıları,

$$k = \frac{2\pi}{\;} = + \ldots)^{\frac{1}{2}} \tag{4}$$

olarak bulunur, burada + ve - alt simgeler sırasıyla, sağ ve sol dairesel polarizasyonlu dalgalann dalga sayılanın göstennektedir. Dolayısıyla bakışımsız ortamda hem sol hem de sağ dairesel polarizasyonlu dalgalar farklı faz hızlanyla, $v_+ = a / k_+$ ve $v\_ = co/k\_$, yayınım yapmaktadırlar.

Bu çalışmada Şekil 1.'de görüldüğü gibi, TM düzlemsel dalganın z = 0 dan z = d ye uzanan, d kalınlığındaki bakışımsız levha boyunca yayınımı incelenmiştir. TM düzlemsel dalgası bakışımsız levhaya havadan gelmekte olup z = 0 da bakışımsız levha ile 9 açısı yapmaktadır. Amaç yansıyan ve iletilen elektrik ve manyetik alanlardan başlayarak yansıyan ve iletilen güç katsayılannı hesaplamaktır. Gelen ve yansıyan elektrik alanlar hava ortamında aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$\bar{E}_i = E_0 \hat{a}_x e^{-j\bar{k}_T\cdot\bar{r}} e^{-j\gamma z} \tag{5}$$

$$\bar{E}_r = \sum_{m=1}^{2} (j)^{m-1} E_r^{(m)} \cdot \bar{\Psi}_m e^{j\gamma z} \tag{6}$$

burada, E_o ve $E_r^{(m)}$ sırasıyla gelen ve yansıyan dalgaların büyüklüğünü, m = 1 TM kipini ve m = 2 de TE kipini göstermektedir. (5) ve (6) nolu denklemlerde

$\bar{k}_T = \hat{a}_x k_o \sin 9 \cos<t> + \hat{a}_y k_o \sin 9 \sin<t>$, $\bar{r} = x\hat{a}_x + y\hat{a}_y$

$$\gamma = \sqrt{k_o^2 - |k_T|^2}\,, \quad k_o = \omega\sqrt{\mu_o\varepsilon_o}\,,$$

$$\bar{u}_1 = \frac{\bar{k}_T}{|\bar{k}_T|}\,, \quad \bar{u}_2 = \hat{a}_z \times \bar{u}_2\,, \qquad \bar{\Psi}_m = e^{-j\bar{k}_T\cdot\bar{r}}\,\bar{u}_m$$

olarak tanımlanmıştır. Şekil 1. den görüleceği gibi bakışımsız levha içerisinde dört tane dalga olduğu varsayılmıştır. Bunların ikisi z =d ye doğru +z yönünde ve diğer ikisi de z =0 a doğru -z yönünde yayınım yapan sağa ve sola polarize dalgalardır. Bakışımsız levha içerisinde +z ve -z yönünde giden dalgalar için elektrik alan denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$\bar{E}_c^{+z} = \sum_{m=1}^{2} (j)^{m-1}\left(A_-^{(m)} e^{-j\gamma_- z} + (-1)^{m-1} A_+^{(m)} e^{-j\gamma_+ z}\right)\bar{\Psi}_m \tag{7}$$

$$\bar{E}_c^{-z} = \sum_{m=1}^{2} (-j)^{(m-1)}\left(B_-^{(m)} e^{j\gamma_- z} + (-1)^{(m-1)} B_+^{(m)} e^{j\gamma_+ z}\right)\bar{\Psi}_m \tag{8}$$

burada, $A_\pm^{(m)}$ ve $B_\pm^{(m)}$ kompleks katsayıları göstermekte olup $\gamma_\pm = \sqrt{k_\pm^2 - |\bar{k}_T|^2}$ dir.

Bakışımsız levhanın dışında iletilen elektrik alan denklemi,

$$\bar{E}_t = \sum_{m=1}^{2} (j)^{m-1} E_t^{(m)} \bar{\Psi}_m e^{-j\gamma(z-d)} \tag{9}$$

şeklinde olup burada E^ iletilen dalganın büyüklüğünü göstermektedir. Gelen, yansıyan ve iletilen dalgalarla ilgili manyetik alanlar ise aşağıdaki denklem yardımıyla bulunabilir.

$$\bar{H} = \frac{-1}{j\omega\mu}\left(\nabla\times\bar{E} - \omega\mu\xi\bar{E}\right) \tag{10}$$

Yansıyan ve iletilen dalgalar Snell yansıma ve kınlına kanunlarına uyar. Yüzeye teğet olan elektrik ve manyetik alanların z = 0 ve z = d de sınır şartlarım sağlamasından sonra sekiz bilinmeyenli sekiz denklem elde edilir. Bu sekiz denklem ortak çözüldüğünde, yansıyan ve iletilen güç katsayıları analitik olarak gelen dalganın büyüklüğü ve modal (kipsel) admitanslar cinsinden bulunur. Aynı yöntemle benzer sonuçlar TE düzlemsel dalgası için de elde edilebilir.

3. NÜMERİK SONUÇLAR

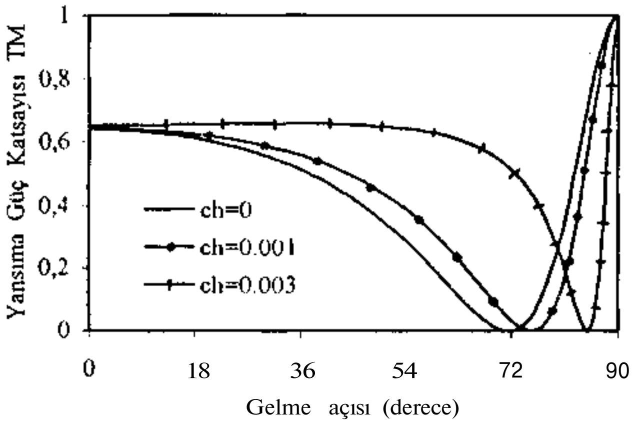
Bu bölümde, yansıma ve iletim güç katsayılarının değişik parametrelere bağlı olarak gelme açısı 9' ya göre grafikleri çizilmiştir. Bütün şekillerde n = Ho ve f = 12 Ghz olarak kabul edilmiştir. Bakışımsızlık admitansırun sıfır değerinde hem TE hem de TM düzlemsel dalgalan için, çapraz-kutupsal (cross-polarized) yansıma ve iletim güç katsayıları sıfırdır. Bu çalışmada çapraz-kutupsal yansıma güç katsayısı (TE) sıfıra çok yakın olduğu için grafiği çizilmemiştir. Bütün şekillerde yansıma ve iletim güç katsayıları gelen dalgaya göre normalize edilmiştir. Sonuçlar enerjinin korunumu kanunu ile uyumludur. Yani ortak(co)- ve çapraz-kutupsal yansıma ve iletim güç katsayılarının toplamı bire eşittir. Enerjinin korunumu kanununu TM düzlemsel dalgası için yazacak olursak,

$$\left(E_r^{(1)}\right)^2 + \left(E_r^{(2)}\cos 9\right)^2 + \left(E_t^{(1)}\right)^2 + \left(E_t^{(2)}\cos\theta\right)^2 = 1 \tag{11}$$

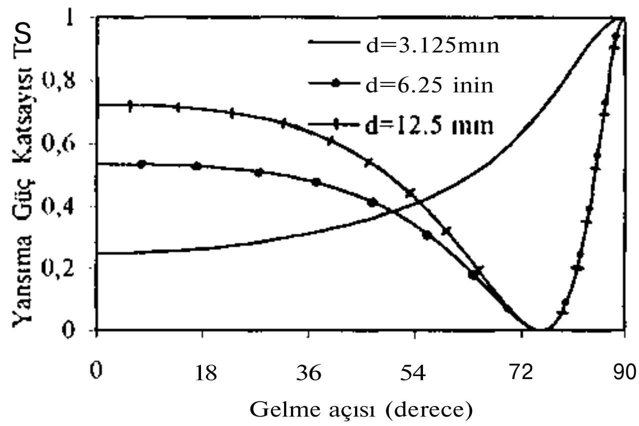
olup burada, $E_r^{(1)}$ ve E^ *ortak-kutupsal (TM),* $E_r^{(2)}$ ve $E_t^{(2)}$ *çapraz-kutupsal (TE)* elektrik al ani an göstermektedir.

Şekil 2. de bakışımsızlık admitansırun farklı değerleri için yansıma ve iletim güç katsayılannın gelme açısına göre grafikleri çizilmiştir. Bakışımsızlık admitansı yansıma ve iletim güç katsayıları üzerinde etkili bir parametredir. Şekil 2.a'dan görüleceği üzere, £ arttıkça Brevvster açısı daralan bant genişliği ile 90° ye doğru kaymaktadır. Brevvster açısından sonra yansıma güç katsayısı (TM), hızlı bir şekilde artarak bir değerine ulaşmaktadır. Yine Ç arttıkça ortak-kutupsal iletim güç katsayısının (TM) büyüklüğü azalmakta ve bant genişliği daralarak sağa doğru kaymaktadır. Ortak-kutupsal iletim güç katsayısının tepe değeri Ç=0 için 9=69° de birdir. Çapraz-kutupsal iletim güç katsayısının (TE) büyüklüğü ise Ç arttıkça artmaktadır.

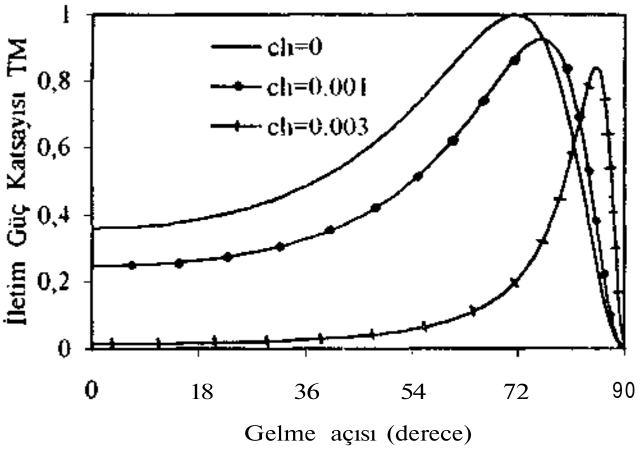
Şekil 3. de levha kalınlığının farklı değerleri için yansıma ve iletim güç katsayılarının gelme açısına göre grafikleri çizilmiştir. Levha kalınlığının X/8 (d=3.125 mm)



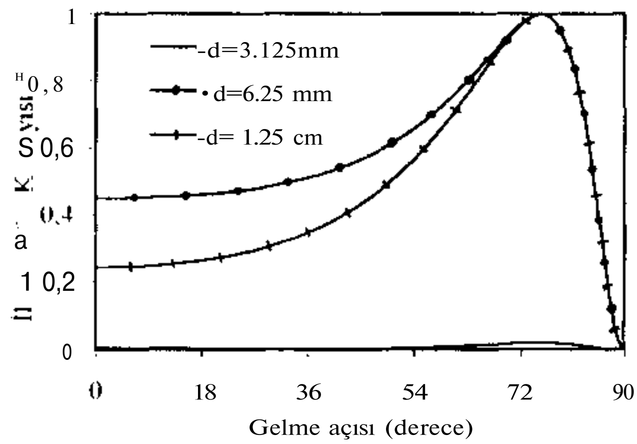
(a)



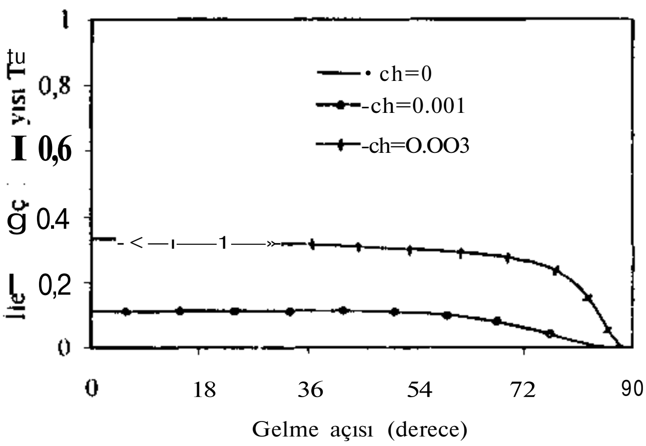
(a)



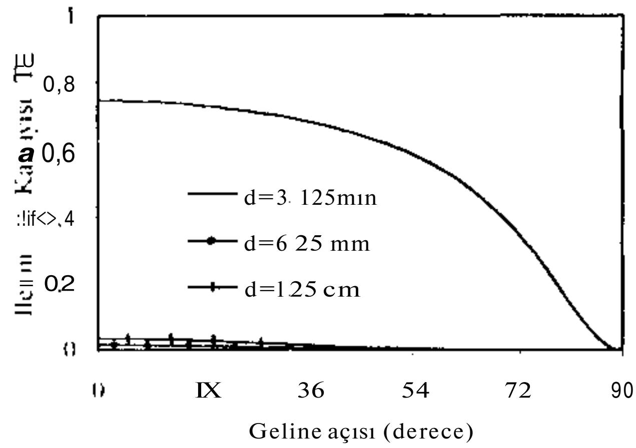
(b)



(b)



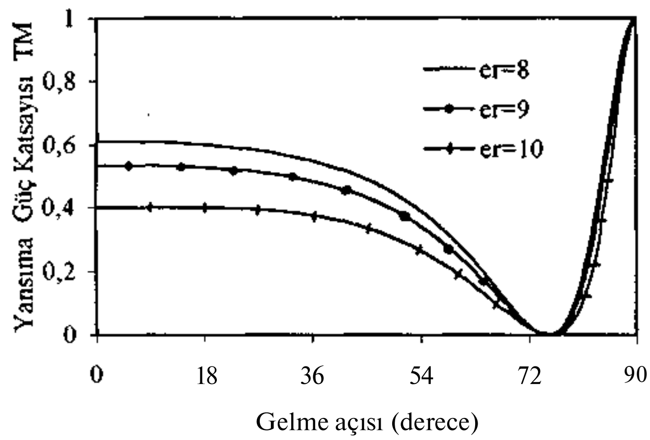
(c)



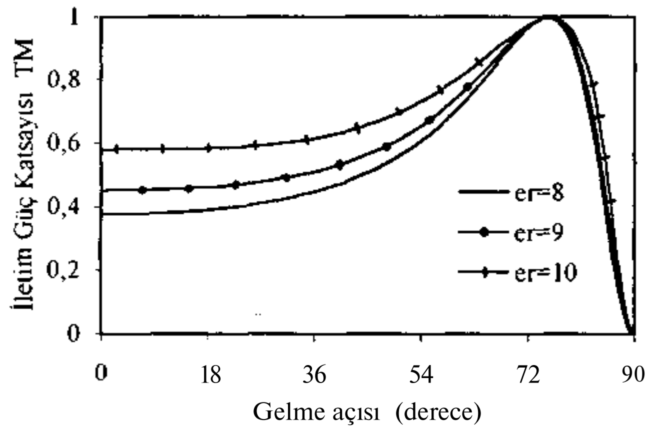
(c)

Şekil 2. Bakışımsızlık acliuiuiîisiiın farklı değerlen için yansıma ve iletim güç katsayılarının gelme açısına ume grafikleri (^=9 ve d=6.25 mm.) (a) - Yansıma Gnç Katsayısı, TM (b) - İletim Güç Katsayısı TM, (c) İlenin Güç Katsayısı TE.

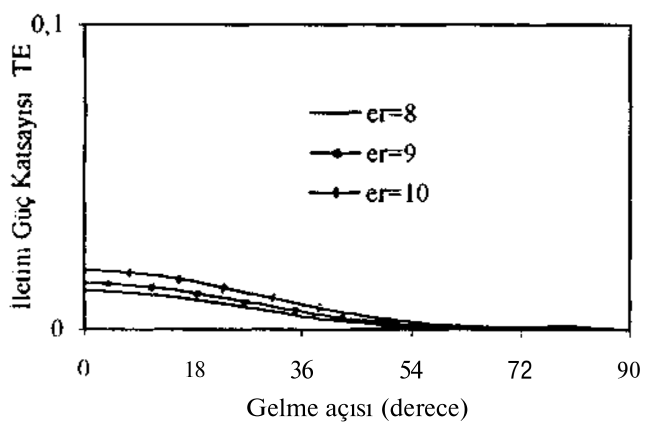
Şekil i Levha kalınlığının farklı değerleri için yansıma -,c **iletim** SMIÇ kaisayılannın gelme açısnuı göre gnıHklcri (;=n 005 S and c,=9) (a) - Yansıma Güç K;usa>ıs:TM. (b) - İletim Güç Katsayısı TM, (c) - llcıım Güç Kaısa>ısı Tl£



(a)



(b)



(c)

Şekil 4. Dielektrik sabitinin farklı değerleri için yansıma ve iletim güç katsayılarının gelme açısına göre grafikleri. ξ=0.005 S and d=6.25 mm. (a) - Yansıma Güç Katsayısı TM, (b) - İletim Güç Katsayısı TM, (c) - **Hetiin** Güç Katsayısı TE.

değeri için Brewster açısı olmayıp ortak-kutupsal iletim güç katsayısı sıfıra yakınken, çapraz-kutupsal iletim güç katsayısı daha yüksektir. Levha kalınlığının ?J4 (d=6.25 mm) ve 7́72 (d=12.5 mm) değerleri için Brevvster açısı 0=75° de olup, her iki değer için de çapraz-kutupsal iletim güç katsayısı sıfıra yakındır.

Şekil 4. de dielektrik sabitinin farklı değerleri için yansıma ve iletim güç katsayılarının gelme açısına göre grafikleri çizilmiştir. Dielektrik sabitindeki değişmelerden Brewster açısının değişmediği gözlenmiştir. Dielektrik sabiti arttıkça, ortak-kutupsal yansıma güç katsayısı Brevvster açısına kadar azalmakta ve bu değerden sonra hızlı bir şekilde artarak 90° de bire ulaşmaktadır. Ortak-kutupsal iletim güç katsayısı ise Brewster açısına kadar artmakta ve bu değerden sonra hızlı bir şekilde azalarak 90° de sıfır olmaktadır. Çapraz-kutupsal iletim güç katsayısındaki değişimler sıfıra yakın olduğu için ölçü küçültülerek çizilmiştir.

1. SONUÇ

Çeyrek dalga boyu kalınlıktaki bakışımsız paralel bir levhanın düzlemsel bir dalgayı bir miktar döndürdüğü, böyle iki levha kullanılarak istenilen polarizasyondaki bir dalganın istenilen polarizasyondaki başka bir dalgaya dönüştürülebileceği [5] bilinmektedir. Bu tür dönüştürücülerde bakışımsız levhanın yansıma ve iletim güç katsayılarını bilmek büyük avantajlar sağlayacaktır. Yine bu çalışmanın sonucu elektromanyetik alanlar, anten ve mikrodalga konularında değişik uygulama alanları bulabilir.

2. KAYNAKÇA

[1] S. Bassiri, C. H. Papas ve N. Engheta, "Electromagnetic wave propagation througlı a dielectric - clüral interface and Üırough a chiral slab " , *J. Opt. Soc. Anı. A* , vol. 5, pp.1450- 1459, SepL 1988.

[2] K. Delilıacioğlu ve S. Uçkun, " Galculation of tlıe Reflecüon and Transmission Powers of Ghiral Slab for TE and TM Wave Excitation", *Procedings of 8"' International Crimean Microwave Conference, Crimico'98,* 14-17 September 1998, Sevastopol, Crimea.Ukraine.

[3] K. Delilıacioğlu, *Power refleetion and transmission coejjicients for a chiral slab and meander line polarizer with chiral siab.* A Master Thesis in Electrical and Electronics Engineering University of Gaziantep, Nov. 1998.

[4] N. Englıeta ve D. L. Jaggard " Electromagnetic ClüraJity and its Applications ", *IEEE Antennas and Propagation Society Newsletter,* vol. 30 pp. 6-12, Oct.1988.

[5] A.J. Viitanen ve I.V. Lindell, " Uniaxial chiral quarter-\vave polarisatin transformer," *Electron. Lett.* Vol. 29, no. 12, pp. 1074-1075, 1993.

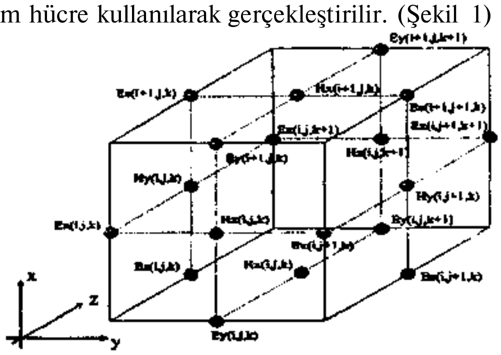
ZAMAN DÜZLEMİNDE SONLU FARKLAR YÖNTEMİ İLE MİKROŞERİT HAT ANALİZİ

Gonca SINMAZÇELİK, Doğan DÎBEKÇİ, S. Cumhur BAŞARAN
Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü
Kocaeli Üniversitesi 41300-Kocaeli
E-mail: sgonca@artemis.efes.net.tr

ABSTRACT
Finite Difference Time Domain Method (FDTD) is widely used in todays researckssfor sclving the scaterring problems, near tofarfield iransfornvüiöns, resanators, dielectric wave guides, radars, mobibe phones. M'crostrip lines are preferably choosen because oftheirstruçturalproperties in microwave integrated circuit technohgy. in this study, the time analysis of microstrip lines vı-sre *dom and the results, which are calculated with using MUR and DISPERSIVE absorbing boundary conditions are observed.*

1. GİRİŞ
Modern bilgisayarların hafıza ve güç kapasitesinin her geçen gün artması sebebiyle araştırmacılar elektromanyetik alan problemlerini frekans düzlemi yerine zaman düzelminde çözmeyi tercih etmektedirler. Benzetim tekniklerinde diğer bir değişim kullanılan denklemlere sürekli değil ayrık yaklaşımın kullanılmasıdır. Çünkü ayrık yaklaşım bilgisayar yardımıyla denklemlerin çözümünde büyük kolaylıklar sağlamaktadır. Buna güzel bir örnek ayrık denklemler kullanılarak zaman düzleminde benzetim yapmamızı sağlayan üç boyutlu, zaman düzleminde sonlu farklar yöntemidir. Zaman Düzleminde Sonlu Farklar (ZDSF) yönteminin temelleri ,1966 yılında Kane S. Yee tarafından atılmış ve günümüzde en yaygın elektromanyetik modelleme tekniklerinden biri haline gelmiştir. [1] Sözü edilen yöntem ve mikroşerit hatlara uygulanması, takip edilen bölümlerde verilmektedir.

2. Z.D.S.F YÖNTEMİ
Zaman düzleminde sonlu farklar yönteminde, üç boyutlu problemlerde uzaydaki ayrıklaştırma, Yee tarafından önerilen birim hücre kullanılarak gerçekleştirilir. (Şekil 1)



Şekil 1. Yee Hücresi

ZDSF yönteminin formülasyonu için başlangıç noktası Maxwell'in rotasyonel denklemleridir. Bu denklemler, üç boyutlu ZDSF yönteminin uygulanabilmesi için , Yee birim hücresi gözönüne alınarak şu şekilde ayrıklaştırılmalıdır [2]:

$$E_x^{n+1}(i,j,k) = E_x^{n}(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon}\left[\frac{H_z^{n+1/2}(i,j+1,k) - H_z^{n+1/2}(i,j,k)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}(i,j,k+1) - H_y^{n+1/2}(i,j,k)}{\Delta z}\right] \quad (1)$$

$$E_y^{n+1}(i,j,k) = E_y^{n}(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon}\left[\frac{H_x^{n+1/2}(i,j,k+1) - H_x^{n+1/2}(i,j,k)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+1/2}(i+1,j,k) - H_z^{n+1/2}(i,j,k)}{\Delta x}\right] \quad (2)$$

$$E_z^{n+1}(i,j,k) = E_z^{n}(i,j,k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon}\left[\frac{H_y^{n+1/2}(i+1,j,k) - H_y^{n+1/2}(i,j,k)}{\Delta x} - \frac{H_x^{n+1/2}(i,j+1,k) - H_x^{n+1/2}(i,j,k)}{\Delta y}\right] \quad (3)$$

$$H_x^{n+1/2}(i,j,k) = H_x^{n-1/2}(i,j,k) - \frac{\Delta t}{\mu}\left[\frac{E_z^{n}(i,j,k) - E_z^{n}(i,j-1,k)}{\Delta y} - \frac{E_y^{n}(i,j,k) - E_y^{n}(i,j,k-1)}{\Delta z}\right] \quad (4)$$

$$H_y^{n+1/2}(i,j,k) = H_y^{n-1/2}(i,j,k) - \frac{\Delta t}{\mu}\left[\frac{E_x^{n}(i,j,k) - E_x^{n}(i,j,k-1)}{\Delta z} - \frac{E_z^{n}(i,j,k) - E_z^{n}(i-1,j,k)}{\Delta x}\right] \quad (5)$$

$$H_z^{n+1/2}(i,j,k) = H_z^{n-1/2}(i,j,k) - \frac{\Delta t}{\mu}\left[\frac{E_y^{n}(i,j,k) - E_y^{n}(i-1,j,k)}{\Delta x} - \frac{E_x^{n}(i,j,k) - E_x^{n}(i,j-1,k)}{\Delta y}\right] \quad (6)$$

Ax, Ay ve Az. problem uzayını aynklaştırmak için kullanılan birim hücrenin sırası} la x, y ve z yönlerindeki boşoıtlarıdır. At ise zaman adımını ifade etmekledir. Zaman adımının tespitinde kullanılması gereken kararlılık koşulu;

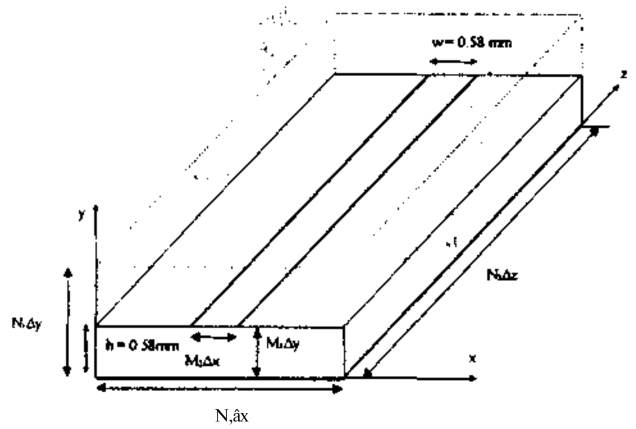
$$c.\Delta t \le \left[\frac{1}{(\Delta x)^2}+\frac{1}{(\Delta y)^2}+\frac{1}{(\Delta z)^2}\right]^{-\frac{1}{2}} \qquad (7)$$

şeklinde ifade edilen " Courant Kararlılık Koşulu" dur [3]. Bu çalışmada Ax=Ay=Az alındığı için (7) numaralı denklem aşağıdaki gibi yazılabilir:

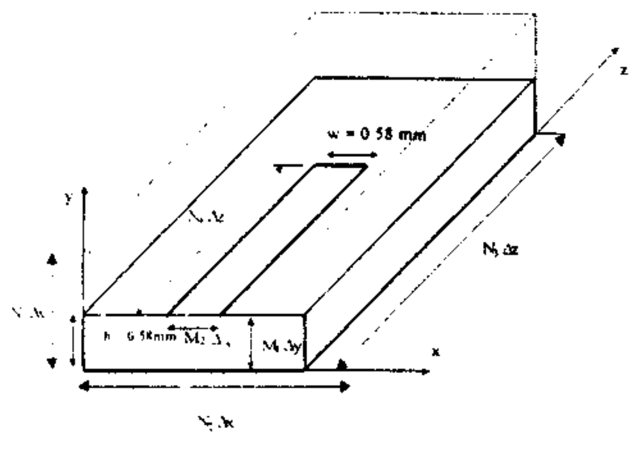
$$v_{max}.v\Delta t \le \frac{1}{\sqrt{3}}.\Delta h \qquad (8)$$

2. ZDSF YÖNTEMİNİN MİKROŞERİT HATLARA UYGULANMASI

ZDSF yönteminin uygulandığı mikroşerit hat üç boyutlu olarak tanımlanmıştır. Hattın tabanının sıfır kalınlıklı mükemmel iletkön 'tabaka ile'kaplı , üst kısmında ise w genişliğinde sıfır kalınlıktı mükemmel iletken şerit bulunduğu kabul edilmiş, mikr^şerit hattı oluşturan hücrelerin kenarları Ax=Ay=Az=0.058 mm' alınmıştır. Analizi yapılan hatların yapısı şekil 2 ve şekil 3'de görüldüğü gibidir. Programda kaynak olarak GauSs' fonksiyonu kullanılmıştır. Gauss fonksiyonu, programda $e^{-a(t-\beta\Delta t)^2}$,a=(4/(JAt)^2 şeklinde tanımlanmıştır.



Şekil 2. Mikroşerit Hat



Şekil 3 Sonu açık mikroşerit hat

2.1. Sınır Koşulları

Sınır koşulunun tanımlanması herzaman gerekli değildir. Eğer ZDSF problem uzayı sonlu fark denklemleri ile doğrudan tanımlanabilen koşullarla sonlandırılmışsa, sınır koşulu tanımına gerek kalmaz. Örneğin, dalga kılavuzu içindeki elektromanyetik olay modellenecek ise, teğet elektrik alan duvarlar üzerinde sıfırdır, ve bu durumda ayrıca sınır koşulu tanımına gerek duyulmaz. Ancak mikroşerit devre elemanlarının ZDSF yöntemi ile analizinde sınır koşulu tanımlaması yapılmadığı takdirde, gerçekte olmayan ancak bizim sınırlandırmamız ile oluşan yapay sınırlardan yansımalar meydana gelir. Bu çalışmada mikroşerit hattın sınırlarında birinci derece yaklaşıkla Mur tipi ve dağıtıcı sınır koşullan kullanılmıştır . Gerrit Mur tarafından tanımlanan 1. derece MUR tipi sınır koşulu denklemi x=0 düzlemi için,

$$(\partial x + c;'.\partial t)E = 0 \qquad (9)$$

şeklinde yazılabilir [4], x=0 düzleminde teğet elektrik alan bileşeni olan E, için birinci derece Mur sınır koşulu ,

$$E_r'(0,j,k+1/2) = E_r(1,j,k+1/2) + \frac{c_0\Delta t - \Delta y}{c\Delta t + \Delta y}.E_r^{n+1}(1,j,k+1/2) - E_r^n(0,j,k+1/2) \qquad (10)$$

şeklinde sayısailaştırılabilir.

a faktörü ile düzeltilmiş dağıtıcı sınır koşulu tanımlaması,

$$(\partial z + v_T'.\partial t + a,)(\partial z + v,'''\partial t)E = 0 \qquad (11)$$

şeklinde yapılmıştır [5]. Düzeltme katsayısı $cc \approx \frac{0.1}{\Delta z}$ olarak verilmektedir. (10) eşitliği sayısallaştırılırsa

$$Y_1 = \frac{J-p.}{1+p_i(1+a,.\Delta z)},\ \mu_i = \frac{v,\Delta t}{\Delta z},\ p = \frac{1+p,}{1+f D,(1+a,\Delta z)},\ u_2 = 0$$

$$E_u = (\beta+1)Ev.', - PE;,-', + (y,+y,)(E_M-', - E;,-',) - (pY,+y,)(E,-E,J,-Y.y^EL-'-2E1-.', + Ei.,) \qquad (12)$$

olacaktır.

3.SAYISAL SONUÇLAR

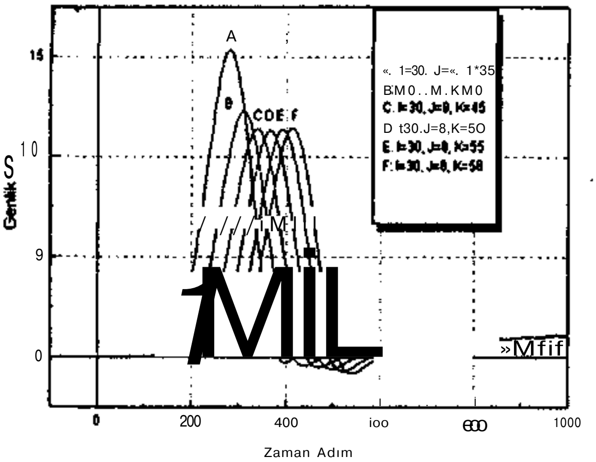
Bu çalışmada, şekil 2ve şekil 3' de verilen sonsuz uzun ve sonu açık mikroşerit hatların ZDSF yöntemi ile analizleri yapılmıştır. Hatlarda kullanılan parametreler aşağıda verilmiştir.

Dielektrik tabakanın kalınlığı	:h=0.58 mm
Metal şeritin genişliği	:w=0.58 mm
Metal şeritin kalınlığı	:t=0
Hücre boyutu	:Ax=Ay=Az=0.058 mm

$N_1=20$, N_2-60, $N_3=140$, $N_4=90$.

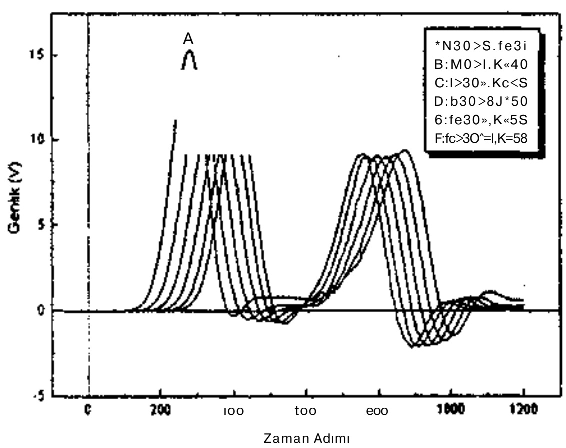
Sonsuz uzun mikroşerit hat üzerinde birinci derece MUR tipi sınır koşulu uygulanması durumunda elektrik alsı bileşeni

Ey'nin zamana göre değişimi şekil 4 'de verilmiştir.



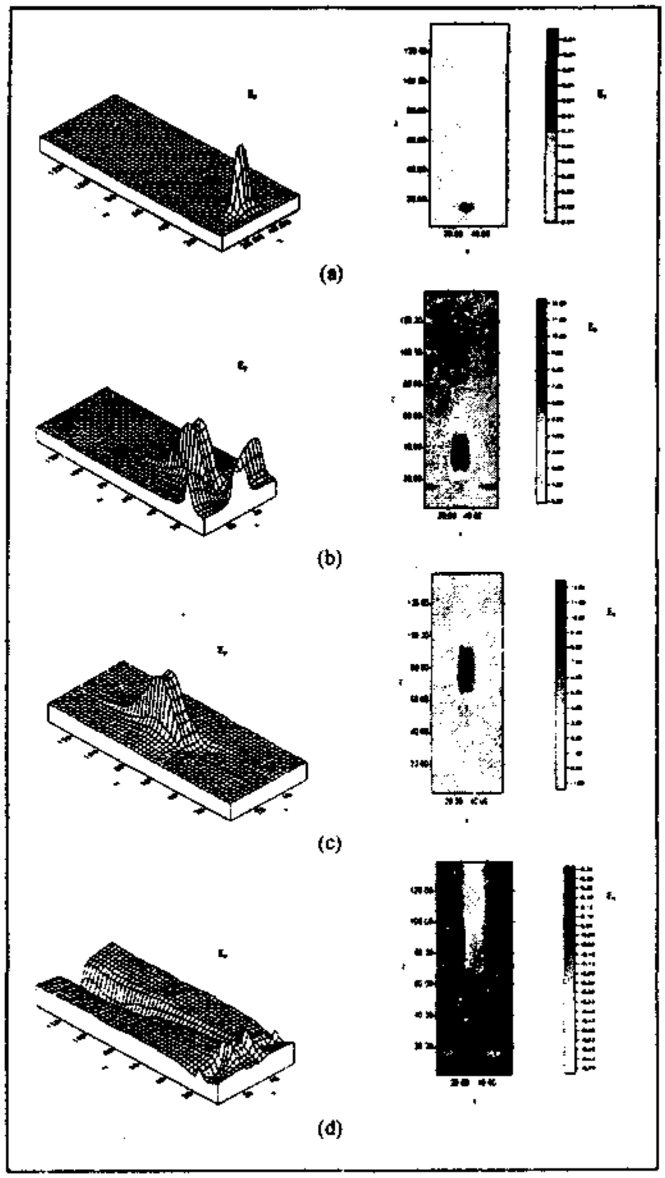
Şekil 4. Sonsuz uzun mikroşerit hat üzerinde elektrik alan bileşeni Ey'nin zamana göre değişimi

Şekil 4 'de verilen zaman analizi I ve J'nin sabit değerleri için K değiştirilerek yapılmıştır. Şekilden de görüldüğü gibi Ey alan bileşeni mikroşerit hat boyunca (z ekseni yönünde) ilerlemektedir. Kaynağa yakın bölgede darbe genliği yüksektir, ancak birkaç zaman adımı sonrasında genlikte ani bir düşme meydana gelmekte ve yayılım kararlı bir hal almaktadır. Hat sonundan gözardı edilebilecek derecede az yansıma olmakta alan bileşeni sonsuz uzun bir hat boyunca yayılıyormuş gibi davranmaktadır.



Şekil 5. Sonu açık mikroşerit hat üzerinde elektrik alan bileşeni E_y'nin zamana göre değişimi

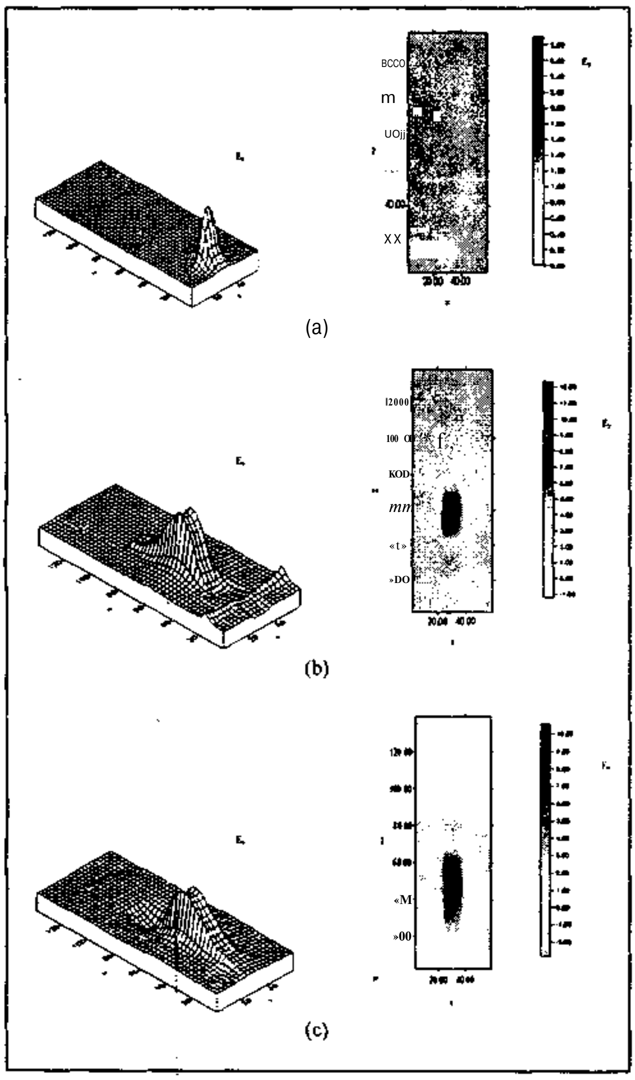
Şekil 5'te sonu açık mikroşerit hat üzerinde Ey'nin zamana göre değişimi verilmiştir. Grafikten de görüldüğü gibi belli bir zaman adımından sonra (hattın açık ucundan) yansıma meydana gelmektedir. Aşağıda sınırlarında MUR tipi sınır koşuh» kullanılmış sonsuz uzun (şekil 6) ve sonu açık (şekil 7) mikroşerit hat üzerinde elektrik alan bileşeni Ey'nin davranışı verilmiştir. Benzer şekilde diğer elektrik ve manyetik alan bileşenlerini de göstermek mümkündür.



Şekil 6. E_y alan bileşeninin sonsuz uzun mikroşerit hat boyunca farklı zaman adımlarındaki davranışı . grafiklerin çizildiği zaman adımları şöylcdir:(a) 200At (b) 400At (c) 600At(d) HOOAt

Şekil 6'da görüldüğü gibi enerjinin büyük bir kısmı seritin altında, z- doğrultusu boyunca iletilmektedir. 1100. Zaman adımında dalganın çok az bir kısmının geri yansıdığı ve ilerleyişini problem uzayının devamında sürdürüyormuş izlenimini verdiği görülmektedir. Bu da istenen bir durumdur çünkü mikroşerit hattın sonsuz uzun olduğu kabul edilmiştir, dolayısıyla yansımalar olmamalıdır. Günümüzde bu yansımaları minimuma indirebilmek için sınır koşulları ile ilgili çalışmalar devam etmektedir.

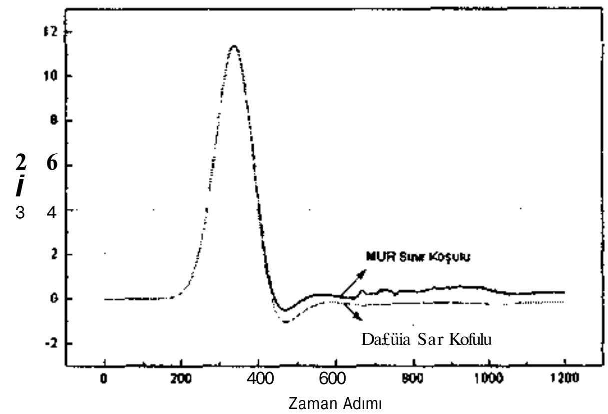
Şekii 7'de verilen grafikler sonu açık mikroşerit hatta elektrik alanı Ey'nin davranışını vermektedir.



Şekil 7. Ey alan bileşeninin sonu açık devre olan mikroşerit hat boyunca farklı zaman adımlarındaki davranışı . grafiklerin çizildiği zaman adımları şöyledir: (a) 200At (b) 500At (c) 900At

Şekil 7 'de görüldüğü gibi, sonu açık mikroşerit hatta ilerleyen dalga açık uçtan geriye yansımaktadır. Bu da uygulanan ZDSF yönteminin doğru sonuç verdiğinin bir göstergesidir.

1. derece MUR tipi sınır koşulu, mikroşerit hatlara uygulanabilirliğinin oldukça kolay olması ve gerçeğe yakın sonuçlar elde edilebilmesi sebebiyle yaygın olarak kullanılmaktadır Ancak, sınır bölgelerinde radyasyon koşulunu tam olarak sağlayamaması ve sadece tek bir frekanstaki dalgalan yutabilmesi gibi olumsuzluklarından dolayı alternatif sınır koşullan üzerinde çalışmalar devam etmektedir. Son yıllarda literatürde sıkça rastlanılan dağıtıcı sınır koşulu olarak tanımlanan (Dispersive Boundary Condition) DBC, daha geniş bir frekans bandı üzerinde etkili olmaktadır. Şekil 8'de her iki sınır koşulu kullanılarak mikroşerit hat üzerinde elektrik alan bileşeni E_y 'nin zamana göre değişimi incelenmiştir.



Şekil 8. Sonsuz uzunluklu mikroşerit hat üzerinde E_y alan bileşeninin farklı sınır koşullarında zamana göre değişimi

Şekil 8'den de görüldüğü gibi dağıtıcı sınır koşulu uygulanması durumunda sınırdan yansımalar MUR tipi sınır koşuluna göre daha az olmaktadır.

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada üç boyutlu ZDSF yöntemi sonsuz uzun ve sonu açık mikroşerit hatlara uygulanmış, yapay sınırlardan meydana gelen yansımaları engellemek amacıyla uygulanan MUR tipi ve dağıtıcı sınır koşullan incelenmiştir. Analizler neticesinde ZDSF yönteminin mikroşerit hatlarda iyi sonuçlar verdiği ve dağıtıcı sınır koşullarının MUR tipi sınır koşuluna kıyasla yansımaları daha çok engellediği gözlenmiştir.

5. KAYNAKÇA

[1] K. S. Yee, " Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. " *IEEE Trans. Antennas and Propagat.,* AP-14, pp.302- 307, 1966.

[2] David M. Sheen, Sami M. Ali, " Application of the three-dimensional finite-difference time-domain method to the analysis of planar microstrip circuits." *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.,* vol. 38, no.7, pp.849-857, July 1990

[3] Kunz Kari S.,Lıiebbers Raymond J.'Tinite difference time domain method for electromagnetics" *CRC Press, Ine,*1993.

[4] G. Mur " Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain eleetremagnetic field equations." *IEEE Trans. Electromag. Compat.,* EMC-23, pp.377-382, Nov.1981.

[5] Z. Bi. K. Wu C. Wu, J. Litva, " A dispersive boundary condition for microstrip component analysis using the fd-td method. " *IEEE Trans. Microwave Theory* 7ec/2.,MTT-40, pp.774-777, 1992.

İKİ BOYUTLU TM PROBLEMİNDE PML EMİCİ SINIR ŞARTININ UYGULANMASI

Gölge ÖĞÜCÜ, Tuncay EGE
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü
Gaziantep Üniversitesi
27310 Gaziantep
E-mail: ogucu@gantep.edu.tr
ege@ gantep.edu.tr

ABSTRACT

Perfectfy matched layer (PML) is a new technique developed to sotve the unbotmded electromagnetic problems in finite-difference time-domain (FDTD) method This layer absorbs electromagnetic waves incident upon it at ali angles vvithout any reflection. in this letter, the problem in two dimensions with a source located at the center of the computational domain terminated by PML is solvedfor TM case and the reflections from the boundaries are computed. The results are also presented

1. GİRİŞ

Son yıllarda, açık-alan elektromanyetik problemlerinin modellenmesinde Maxwell denklemlerinin sonlu-farklar zaman-domeyni (FDTD) metodu ile çözümleri kullanılmaktadır. Sonsuz bir alan üzerinde hesaplama yapılamayacağından, bu modellerde öncelikli çalışmalar, hesaplamaların yapılacağı sınırsız alanı sonlandıracak emici sınır şartlan (absorbing boundary conditions - ABC) üzerine olmuştur. Berenger'nin [1] tanıttığı tam benzeşimli tabaka (PML) metodu bu tür problemlerin çözümünde çok etkili bir yöntemdir. Bu teknik, elektrik ve manyetik alan elemanlarının farklı ortam parametreleri ile çarpılmış iki alt parçaya bölünmesine dayanır. Böylelikle Maxwell denklemleri modifiye edilerek, herhangi bir frekanstaki ve geliş açısındaki elektromanyetik dalganın PML'den yansıma katsayısının teorik olarak sıfır olması sağlanır. Bu özelliğinden dolayı ortam tam benzeşimli tabaka olarak adlandırılır.

Berenger'nin ilk çalışmasından sonra alternatif PML teknikleri geliştirilmiş [2],[3] ve orijinal tekniğe değişik modifikasyonlar yapılmıştır [4]-[7].

Berenger, PML'i orta noktasına dik elektrik (transverse electric - TE) dalgalar yayan bir kaynağın yerleştirildiği iki-boyutlu bir bölgeyi sonlandırmak için kullanılmıştır. Bu çalışmada, önce dik manyetik (transverse magnetic - TM) durumu için Maxwell denklemleri çıkarılmıştır. Daha sonra, orta noktasında silindirik TM dalgaları yayan bir kaynağın bulunduğu iki-boyutlu bir alanı sınırlandırmak için emici şart olarak PML kullanılmıştır. PML'den yansıyan dalgalara ait yansıma katsayıları nümerik olarak hesaplanmıştır ve bunlar grafiklerde gösterilmiştir.

2. İKİ-BOYUTLU TM DURUMU

Alan elemanları E_n H_x ve H_y olan TM hali için iki-boyutlu Maxwell denklemlerini düşünelim. Eğer dış sınır tabakasındaki elektriksel iletkenliği *a* ve manyetik kaybı a^* ile ifade edersek, açık hava ile dış sınır tabakası arasındaki arayüze norma! bir açıyla gelen düzlemsel bir dalganın yansımadan geçebilmesi için

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_o} = \frac{\sigma^*}{\mu_o} \qquad (D$$

koşulu sağlanmalıdır.

PML tekniğinde de bu koşula uyulur. Buna ek olarak elektrik alanı E_z iki alt bileşene, E_a ve £$_o$'a bölünür. Maxwell denklemleri böylelikle

$$\varepsilon_o \frac{\partial E_{zx}}{dt} + \sigma_x E_{zx} = \frac{dH_y}{dx} \qquad (2.a)$$

$$\varepsilon_o \frac{\partial E_{zy}}{dt} + \sigma_y E_{zy} = -\frac{dH_x}{dy} \qquad (2\text{-}b)$$

$$\mu_o \frac{\partial H_x}{\partial t} + \sigma_y^* H_x = -\frac{\partial (E_{zx} + E_{zy})}{dy} \qquad (2.c)$$

$$\mu_o \frac{dH_y}{dt} + \sigma_x^* H_y = \frac{\partial (E_{zx} + E_{zy})}{dx} \qquad (2.d)$$

şeklinde yazılabilir.

PML ortamında propagasyon yapan herhangi bir alan bileşenini *t//* ve dalga empedansını da Z ile gösterelim. Berenger'nin de belirttiği gibi [1], her bir (a_r,a') ve (a_y,cr'_y) çifti denklem (1)'deki şartı sağlarsa, *y/* ve Z aşağıdaki gibi olur:

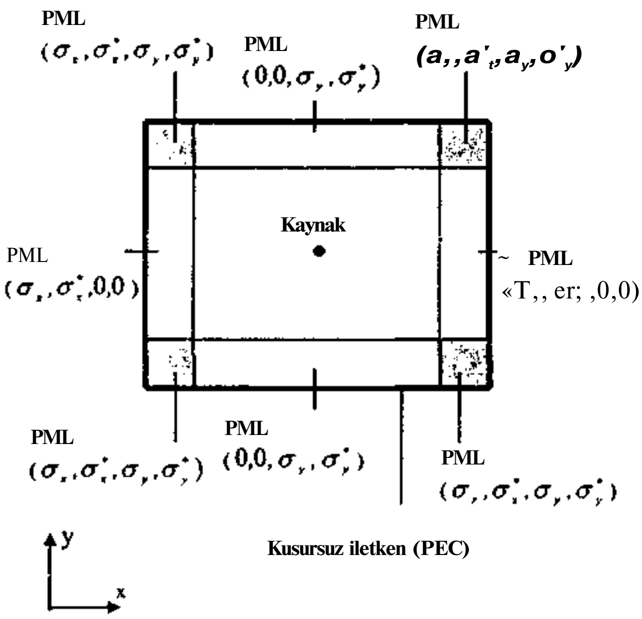
$$\psi = \psi_o e^{j\omega\left(t - \frac{x\cos\phi + y\sin\phi}{c}\right)} e^{-\frac{\sigma_x^* \cos\phi}{\mu_o c} x} e^{-\frac{\sigma_y^* \sin\phi}{\mu_o c} y} \qquad (3.a)$$

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} \qquad (3.b)$$

Denklem (3)'de % dalga genliğini, c ışık hızını, ^ elektrik alan vektörünün *y* ekseni ile yaptığı açıyı göstermektedir. Bu denklemlerden anlaşılacağı gibi, PML ortamındaki bir dalga, ışığın boşluktaki hızına eşit şekilde yayılır, fakat *x* ve *y* yönünde zayıflar. Buna ek olarak, PML ortamının dalga empedansı ve yayılım frekansı veya açısı ne olursa olsun, boşluğunkine tam olarak eşittir.

3. FDTD HESAPLAMA ALANI VE PML

Denklem (3)'deki sonuçlar, herhangi bir dalganın PML'den yansıma katsayısının teorik olarak sıfir olduğunu göstermek için yeterlidir.



Şekil 1. PML tekniği

Şekil l'de PML tekniğinin iki boyutlu bir problem içiii genel bir uygulaması görülmektedir. FDTD hesaplama alanı PML ile çevrilmiş ve PML de kusursuz iletkenle (perfect electric conductor - PEC) kapatılmıştır. Sağ ve sol PML'de, (I)'deki şartı sağlayan *(a_x,a'_y)* çifti bulunmaktadır ve yansımasız bir yüzey için *a_y vecr'$_y$* sıfır seçilmiştir. Aynı şekilde, üst ve alt PML'de (l)'deki şartı sağlayan *(a_y,a'_y)* çifti sıfırdan farklı alınırken *a_t vta]* sıfır alınmıştır. Dört köşede her iki çift de mevcuttur ve bunlar komşu PML'lerinkine eşitlenmiştir. Berenger ortamdaki kaybın, ortamın derinliği, *p,* ile artması gerektiğini saptamıştır. Eğer *SPML* ortamının kalınlığını gösterirse, iletkenlik

$$\sigma(\rho) = \sigma_{max}\left(s\right) \qquad (4)$$

olarak ifade edilebilir. (4)'de CT, hem ov'ı hem de a'_y\ temsil etmektedir, *n,* ortam iletkenliğinin derinliğe göre nasıl değiştiğini gösteren bir parametredir ve tamsayı değerleri alır. Böylelikle PML yansıma faktörü olarak

$$R(\theta) = e^{-2\sigma_{max}\delta\cos\theta/(n+1)\varepsilon_o c} \qquad (5)$$

bulunur [8]. *0 = 0* olduğu durum normal geliş açışım göstermektedir.

FDTD algoritmasında standart Yee [9] zaman-adımı yerine üstel zaman-farkı kullanılmıştır. Buna göre sağ PML'deki alan elemanları

$$E_{zx}^{n+1}(i,j) = e^{\sigma_x(i)\Delta t/\varepsilon_o} E_{zx}^{n}(i,j) + \frac{\left(1-e^{\sigma_x(i)\Delta t/\varepsilon_o}\right)}{<7,(i)Ax}[H_y^{n+1/2}(i + \backslash nj) - H_y^{n+1/2}(i-1/2,j)] \qquad (6.a)$$

$$E_{zy}^{n+1}(i,j) = E_{zy}^{n}(i,j) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_o \Delta y} \times [H_x^{n+1/2}(i,j+1/2) - H_x^{n+1/2}(i,j-1/2)] \qquad (6.b)$$

$$H_x^{n+1/2}(i,j+1/2) = H_x^{n-1/2}(i,j+1/2) - \frac{At}{\mu_o \Delta y}[E_{zx}^{n}(i,j+1) + E_{zy}^{n}(i,j+1) - E_{zx}^{n}(i,j) - E_{zy}^{n}(i,j)] \qquad (6.c)$$

$$H_y^{n+in}(/ +1/2,/) = e^{-\sigma_x^*(i+1/2)\Delta t/\mu_o} H_y^{\ldots n}(i +1/2 J) + \frac{\left(1-e^{-\sigma_x^*(i+1/2)\Delta t/\mu_o}\right)}{a_x(i+l/2)Ax}(i^n + \backslash J) + E\%(1+1,j) - El(i,j) - E'_v(i,j)] \qquad (6.d)$$

şeklinde kesikli hale getirilir. Yukarıdaki denklemde */ vej,* sırayla hücrenin *x* ve *y* yönündeki endeks sayılandır, *n* zaman adımını göstermektedir. Diğer PML'ler için de benzer şekilde FDTD denklemleri yazılabilir.

4. NÜMERİK SONUÇLAR

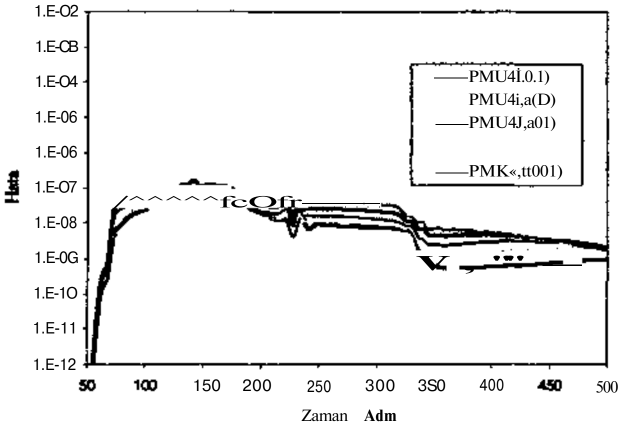
Buradaki problemin çözüm metodu [l]'dekine benzemektedir. Test alanı olarak 100 X 50 FDTD hücresi kullanılmış ve bu alan değişik kalınlıklardaki PML'Ierle çevrilmiştir. Referans alanı olarak da 400 X 400 hücreli sonlandırümamış bir FDTD alanı seçilmiştir. Hücre kenarı 1,5 cm ve zaman artımları 25 ps alınmış, her iki alanın da tam orta noktasına [lj'dekinden farklı olarak elektrik kaynağı yerleştirilmiştir.

Nümerik çözümden kaynaklanan yansımaları hesaplamak için her zaman adımında test ve referans alanındaki elektrik ve manyetik alanların farkını hesaplanıp global bir hata elde etmek için bunların kareleri alınıp toplanmıştır. Şöyle ki

$$Hata = \sum_{i=1}^{100}\sum_{j=1}^{50}[E_z(i,J) - E_{zr}(i,j)Y \qquad (7)$$

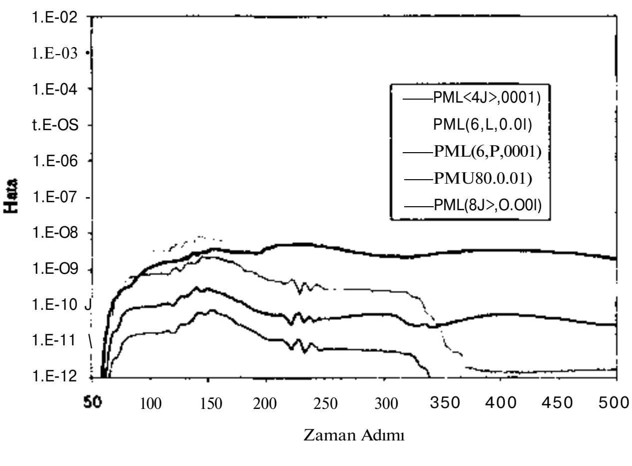
Burada alt-indis *r* referans bölgesindeki elektrik alanını temsil etmek için kullanılmıştır.

Şekil 2'de dört hücrelik PML'lerle sınırlandırılmış alan için yansımadan doğan hatalar, değişik normal yansıma faktörleri için gösterilmiştir. *R(Q)* düşürüldükçe hatanın arttığı görülmektedir. Bu da her kalınlık için optimum bir *R(0)* değeri olduğunu gösterir.



Şekil 2. Değişik *R(0)* değerleri için elektrik alanındaki yansımalar

Şekil 3'de farklı PML ortamlarıyla elde edilen optimum sonuçlar karşılaştınlmıştır, Lineer ve ikinci dereceden değişimli kayıpları olan dört, altı ve sekiz hücrelik PML'ler kullanılmıştır. Beklenildiği gibi kaybı lineer olarak değil ikinci dereceden değişen PML'lerde yansıma daha azdır. PML'in kalınlığı artırıldığında, hatada daha büyük bir düşme sağlanmaktadır.



Şekil 3. Dört-sekiz hücreli PML'lerden yansıma

H_x ve H_y için de benzer yansımadan doğan hatalar hesaplanıp grafikleri çizilebilir [8].

5. SONUÇLAR

Burada, Berenger'nin tanıttığı emici sınır şartı PML, TM dalgalarının propagasyon yaptığı alanı sonlandırmak için kullanılmıştır. Bû sınırlamadan doğan yansımalar <"-afik!er-de gösterilmiştir ve bu hataların oldukça düşük olduğu görülmüştür. PML çok etkili emici bir ortam karakteristiği gösterdiğinden birçok elektromanyetik alan probleminde kullanılabilir.

6. KAYNAKÇA

[1] Berenger, J. P., "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *J. Comput. Phys.,* vol. 114, no. 2, pp. 185-200,1994.

[2] Gedney, S. D., "An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices," *IEEE Trans. Antennas Propag.,* vol. 44, no. 12, pp. 1630-1639, 1996.

[3] Sacks, Z. S., Kingsland, D. M., Lee, R. ve Lee, J.-F., "A perfectly matched anisotropic absorber for use as an absorbing boundary condition," *IEEE Trans. Antennas Propag.,* vol. 43, no. 12, pp. 1460-1463, 1995.

[4] Chew, W. C. ve Weedon, W. H., "A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equation with stretched coordinates," *Microwave Opt. Tech. Lett.,* vol. 7, no. 13, pp. 599-604, 1994.

[5] Rappaport, C. M.,"Perfectly matched absorbing boundary conditions based on anisotropic lossy mapping of space," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.,* vol. 5. no. 3, pp. 90-92, 1995.

[6] Fang, J. ve Wu, Z., "Generalized perfectly matched layer - An extension of Berenger's perfectly matched layer boundary condition," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.,* vol. 5, no. 12, pp. 451-453, 1995.

[7] Uno, T., He, Y. ve Adachi, S., "Perfectly matched layer absorbing boundary condition for dispersive medium," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.,* vol. 7, no. 9, pp. 264-266, 1997.

[8] öğücü, G., *PML concept for the reflectionless absorption of electromagnetic waves,* Gaziantep On. Elek. Elekt. Müh., Yüksek Lisans Tezi, Gaziantep, 1998.

[9] Yee, K. S., "Numerical solution of initial boundary value problems involving MaxwelFs equations in isotropic media," *IEEE Antennas Propag.,* vol. 14, no. 3, pp. 302-307, 1966.

ZAMAN UZAMINDA BOŞLUK DİADİK GREEN FONKSİYONUNUN KÜRESEL DALGA FONKSİYONLARI İLE AÇILIMI İÇİN BİR İFADE

S. **Alp AZİZOĞLU**
ASELSAN A.Ş.
HC Elektronik Tasarım Müdürtüğü
06172 Ankara
e-mail: SAzizoglu@hc.aselsan.com.tr

S. Sencer **KOÇ**
Orta Doğu Teknik Üniversitesi
Elektrik ve Elektronik Müh. Bölümü
06531 Ankara
e-mail: skoc@ed.eee.metu.edu.tr

O. Merih BÜYÜKDURA
Orta Doğu Teknik Üniversitesi
Elektrik ve Elektronik Müh. Bölümü
06531 Ankara
e-mail: bdura@ed.eee.metu.edu.tr

ABSTRACT

The importance of acpanding Green's functions in terms of orthogonal wave functions is practically self-evident when frequency doma in scattering problems are ofinterest. Sim Har acpansions are expected to be useful in time domain problems as well. in this paper, an expression, expanded in terms of orthogonal spherical vector wave functions, for the free-space time domain dyadic Green' sfunction is presented.

1. GİRİŞ

Bu makalede, zaman uzamı boşluk diadik Green fonksiyonunun, küresel bir yüzey üzerinde ortogonal olan vektörel dalga fonksiyonları cinsinden açılımı için bir ifade verilmektedir. Bu ifadede fonksiyonun 9, 9'. ⊲, ⊲' bağımlılığının yanı sıra R ve R' bağımlılığı da "ayrılmış" biçimdedir. Burada "ayrılmış"dan kasıt, açılımın her bir teriminin R nin bir fonksiyonu ile R' nün bir fonksiyonunun *katlanması* (convolution) halinde olmasıdır.

Problem, formel olarak 2. bölümde verilmiş, 3. bölümde ifade bulunmuştur. Nümerik bir örnek olarak da 4. bölümde mükemmel iletken bir küreden saçılım incelenmiştir.

2. PROBLEM

İlgilendiğimiz problem

$$\nabla\times\nabla\times\bar{\bar{\gamma}}_o(\bar{R},\bar{R}';t)+\frac{\partial^2}{c^2\partial t^2}\bar{\bar{\gamma}}_o(\bar{R},\bar{R}';t)=-\bar{\bar{I}}\delta(\bar{R}-\bar{R}')\delta(t) \qquad (1)$$

kısmi diferansiyel denklemi ile birlikte radyasyon koşulunu sağlayan Green fonksiyonunu bulmaktır. Burada $\bar{R}$ ve /?', sırasıyla gözlem noktası ve kaynak noktasını gösteren pozisyon vektörleri, $\bar{\bar{I}}$ birim diaddır. Bu Green toııksiyonu. $\bar{f}(\bar{R},t)$ kaynağının boşlukta yarattığı $\bar{H}'(\bar{R},t)$alanını bulmakta kullanılır. Başka bir de\ işie.

$$\text{VxVx4TO+-\^r "K\&O=?(£')} \qquad (2)$$
$$\text{ör}$$

inhomojen kısmi diferansiyel denkleminin çözümü

$$\bar{\Psi}(\bar{R},t)=-\int_{V}\int_{\tau=-\infty}^{\infty}\bar{\bar{\gamma}}_o(\bar{R},\bar{R}',t-\tau).\bar{f}(\bar{R}',\tau)\,d\tau dv' \qquad (3)$$

ifadesiyle verilir. Burada V kaynağın içinde kaldığı bölgedir. Görüldüğü gibi, dalgaların boşluktaki yayılma hızı olarak c=l aldık ki bu, frekans uzamı ifadelerimizin tümünde dalga numarası k ile açısal frekans co'nın aynı olduğu anlamına gelir. (3) denkleminden de görülmektedir ki, $\bar{\bar{\gamma}}_o$, uzay bağımlılığı olarak göz önüne alındığında bir süperpozisyon entegrali içinde yer aldığı için gerçekten bir Green fonksiyonu, ancak zaman bağımlılığı incelendiğinde bir katlanma (convolution) entegrali içinde gözüktüğü için bir darbe tepkesi (impulse response) olarak yorumlanabilir.

3. FORMÜLASYON ve ÇÖZÜM

(1) denkleminin frekans uzamındaki kapalı ifade çözümü şöyledir:

$$\bar{\bar{\Gamma}}_o(\bar{R},\bar{R}';k_o)=-\left[\bar{\bar{I}}+\frac{\nabla\nabla}{k_o^2}\right]G_o(\bar{R},\bar{R}';k_o) \qquad (4)$$

Burada $G_o(\bar{R},\bar{R}';k_o)=\dfrac{e^{-jk_o|\bar{R}-\bar{R}'|}}{4\pi|\bar{R}-\bar{R}'|}$, skalar frekans uzamı Green fonksiyonudur.

Ayni denklemin, yine frekans uzamındaki çözümünün, küresel bir yüzey üzerinde ortogonal olan vektörel dalga fonksiyonları cinsinden açılımı denklem (5) de verildiği siibidir:

$$\bar{\bar{\Gamma}}_o(\bar{R},\bar{R}':k_o)=\frac{jk_o}{4\pi}\sum_{q}\frac{\varepsilon_m(2n+1)(n-m)!}{n(n+1)(n+m)!}$$
$$\begin{cases}\bar{M}_q^{(4)}(k_o\bar{R})\bar{M}_q^{(1)}(k_o\bar{R}')+\bar{N}_q^{(4)}(k_o\bar{R})\bar{N}_q^{(1)}(k_o\bar{R}'), & |\bar{R}|>|\bar{R}'|\\ \bar{M}_q^{(1)}(k_o\bar{R})\bar{M}_q^{(4)}(k_o\bar{R}')+\bar{N}_q^{(1)}(k_o\bar{R})\bar{N}_q^{(4)}(k_o\bar{R}'), & |\bar{R}|<|\bar{R}'|\end{cases}$$

(5)

Bu- ifadenin kaynak bölgesinde de geçerli olması için eklenmesi gereken terim gösterilmemiştir. Buradaki q endeksi pnm endeksinin yerini tutmaktadır ve q endeksi üzerindeki toplam aşalda verildiği gibidir:

$$\sum = \sum \sum^{\infty} \sum^{n} \tag{6}$$

V /> «=0»,=0

Endeks p, simetrik (e) **ve antisimetrik (o) "değerlerini" alabilir,** f_o **= 1 ve m sıfırdan farklı ikenf,,, = 2 dir.**

***M, N,m,n,l,* vektörel dalga fonksiyonlarının ve *t//*skalar dalga fonksiyonunun birbirleriyle olan ilişkileri aşağıda verilmiştir.**

$$\overline{M}_q^{(1),(4)}(k\overline{R}) = \nabla \times \left(\overline{R}\psi_q^{(1),(4)}(k\overline{R})\right) = z_n^{(1),(4)}(kR)\overline{m}_q(\theta,\phi) \tag{7}$$

$$\overline{N}_q^{(1),(4)}(k\overline{R}) = \frac{1}{k}\nabla \times \overline{M}_q^{(1),(4)}(k\overline{R}) = \frac{z_n^{(1),(4)}(kR)}{kR}\overline{l}_q(\theta,\phi) + \frac{\frac{d}{dR}\left[Rz_n^{(1),(4)}(kR)\right]}{kR}\overline{n}_q(\theta,\phi) \tag{8}$$

$$\psi_{e\,nm}^{(1),(4)} = z_n^{(1),(4)}P_n^m(\cos\theta)\begin{matrix}\cos m\phi\\ \sin m\phi\end{matrix} \tag{9}$$

$$z_n^{(1)}(kR) = j_n(kR) \tag{0°)}$$

$$z_n^{(4)}(kR) = h_n^{(2)}(kR) \tag{O1)}$$

$$\overline{m}_{e\,nm}(\theta,\phi) = - \frac{P'''\{cosO) \; sinnup}{sın \; t? \quad cosmç} -$$

$$-\; - \frac{P:\backslash COS6)}{a\ddot{o}} \quad \sin m\phi \tag{12}$$

$$\overline{n}_q(\theta,\phi) = \hat{R}\times \overline{m}_q(\theta,\phi) \tag{13}$$

$$\overline{l}_{e\,nm}(\theta,\phi) = n(n+1)P_n^m(\cos\theta)\begin{matrix}\cos m\phi\\ \sin m\phi\end{matrix}\hat{R} \tag{14}$$

/'," Associated Legendre fonksiyonlarını, j_n ve $h_n^{(2)}$. sırasıyla küresel Bessel ve ikinci türden küresel Hankel fonksiyonlarını göstermektedir.

R \e R' bağımlılığını R nin bir fonksiyonu ile R' nün bir fonksiyonunun katlanması olarak yazmak istediğimiz zaman uzamı Green fonksivonunu bulmak için (5) denkleminin ters l'ourier dönüşümünü almamız gerekir. Bunun için (5) denkleminde $\overline{M}, \overline{N}$ fonksiyonlarının yerine (7) ve (8) denklemleri kullanılarak $\overline{m},\overline{n},\overline{l}$ cinsinden ifadeleri yazılır ve düzenlemelerden sonra $|\overline{R}| > |\overline{R'}|$ için aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\overline{\overline{G}}(\overline{R},\overline{R'};k_o) = \frac{1}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)}{n(n+1)}\Bigg\{\Bigg[jk_oh_n^{(2)}(k_oR)j_n(k_oR') \sum\sum^{n} \varepsilon_m \frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{m}_q(\theta,\phi)\overline{m}_q(\theta',\phi')\Bigg] + \Bigg[\frac{yft,,}{k_o^2RR'} h_n^{(2)}(k_oR)j_n(k_oR')\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{l}_q(\theta,\phi)\overline{l}_q(\theta',\phi')\Bigg]$$

$$+\Bigg[\frac{A}{k_o^2RR'}h_n^{(2)}(k_oR)\frac{d}{dR'}\left[R'j_n(k_oR')\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m \frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{l}_q(\theta,\phi)\overline{n}_q(\theta',\phi')\Bigg] + \Bigg[\frac{A}{k_o^2RR'}\frac{d}{dR}\left[Rh_n^{(2)}(k_oR)\right] j_n(k_oR')\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{n}_q(\theta,\phi)\overline{l}_q(\theta',\phi')\Bigg] + \Bigg[\frac{}{k_o^2RR'}$$

$$\frac{d}{dR}\left[Rh_n^{(2)}(k_oR)\right]\frac{d}{dR'}\left[R'j_n(k_oR')\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{n}_q(\theta,\phi)\overline{n}_q(\theta',\phi')\Bigg]\Bigg\} \tag{15}$$

Aşağıdaki dönüşüm **bilinmektedir [1],[2]** :

$$F^{-1}\left\{jkh_n^{(2)}(kR)j_n(kR')\right\} = \frac{-(-1)^n}{2RR'}U_n(R,t-R)\left[P_n\left(\frac{t}{R'}\right)p\left(\frac{t}{R'}\right)\right] \tag{16}$$

Buradaki **p(.),** (-1,1) **aralığında bire, dışarıda** sıfıra eşittir; ®, katlanma operasyonunu gösterir **ve** U_n dışa doğru yayılan dalgalan temsil eder:

$$U_n(R,t-R) = \delta(t-R)$$

$$\backslash'\text{-}1$$

$$tt2'i\backslash(n\text{-}i)lR' \qquad (/\text{-}!)! \tag{17}$$

Ancak,

$$F^{-1}\left\{\frac{jk}{k^2}h_n^{(2)}(kR)_j\right\}$$

dönüşümü bilinmemektedir. Burada, pa\dadaki ^"teriminden kurtulmamız gerekiyor. Bu nedenle yeni bir diadik Green fonksiyonu tanımlarız ve bunu çözmeye çalışırız.

$$\overline{\overline{K}}\text{^}\overline{R}\text{^}ık,,) = -k_o^2\overline{\overline{f}},,(\overline{R},\overline{R'};k_o) \tag{18}$$

Bu tanıma göre örneğin. (2) denkleminin elektrik alan için boşluktaki çözümü şöyledir:

$$\overline{E}(\overline{R},t)=\mu_o\int_{v'}\int_{T=-\infty}^{\infty}\overline{\overline{K}}_o(\overline{R},\overline{R}';t-T).\overline{p}(\overline{R}',T)\,dT\,dv' \qquad (19)$$

Burada

$$\overline{p}(\overline{R},t)=\frac{1}{2}\operatorname{sgn}(t)\otimes\overline{J}(\overline{R},t) \qquad (20)$$

olarak tanımlanmıştır, ve $\overline{J}$ elektrik akım kaynağıdır.

(15) denklemini ($-k_{(>}^{2}$) ile çarpıp ters Fourier dönüşümünü aldığımızda $|\overline{R}|>|\overline{R}'|$ için zaman uzamı diadik Green fonksiyonu ifadesini buluruz:

$$\overline{\overline{K}}_o(\overline{R},\overline{R}';t)=\frac{1}{8\pi RR'}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)}{n(n+1)}(-1)^n\Bigg\{\Bigg[-\frac{d^2}{dt^2}$$

$$U_n(R,t-R)\otimes\left[P_n\left(\frac{t}{R'}\right)p\left(\frac{t}{R'}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}$$

$$\overline{m}_q(\theta,\phi)\overline{m}_q(\theta',\phi')\Bigg]+\Bigg[\frac{1}{RR'}U_n(R,t-R)\otimes$$

$$\left[P_n\left(\frac{t}{R'}\right)p\left(\frac{t}{R'}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{l}_q(\theta,\phi)$$

$$\overline{l}_q(\theta',\phi')\Bigg]+\Bigg[\frac{1}{R}U_n(R,t-R)\otimes\frac{d}{dR'}$$

$$\left[P_n\left(\frac{t}{R'}\right)p\left(\frac{t}{R'}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{l}_q(\theta,\phi)$$

$$\overline{n}_q(\theta',\phi')\Bigg]+\Bigg[\frac{1}{R'R}\frac{d}{dR}\big(U_n(R,t-R)\big)\otimes$$

$$\left[P_n\left(\frac{t}{R'}\right)p\left(\frac{t}{R'}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{n}_q(\theta,\phi)$$

$$\overline{l}_q(\theta',\phi')\Bigg]+\Bigg[\frac{d}{dR}\big(U_n(R,t-R)\big)\otimes$$

$$\frac{d}{dR'}\left[P_n\left(\frac{t}{R'}\right)p\left(\frac{t}{R'}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{n}_q(\theta,\phi)$$

$$\overline{n}_q(\theta',\phi')\Bigg]\Bigg\} \qquad (21)$$

Benzer işlemler sonucunda $|\overline{R}|<|\overline{R}'|$ için de zaman uzamı diadik Green fonksiyonu ifadesini buluruz:

$$\overline{\overline{K}}_o(\overline{R},\overline{R}';t)=\frac{1}{8\pi RR'}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(2n+1)}{n(n+1)}(-1)^n\Bigg\{\Bigg[-\frac{d^2}{dt^2}$$

$$U_n(R',t-R')\otimes\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}$$

$$\overline{m}_q(\theta,\phi)\overline{m}_q(\theta',\phi')\Bigg]+\Bigg[\frac{1}{RR'}U_n(R',t-R')\otimes$$

$$\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{l}_q(\theta,\phi)$$

$$\overline{l}_q(\theta',\phi')\Bigg]+\Bigg[\frac{1}{RdR'}\frac{d}{}\big(U_n(R',t-R')\big)\otimes$$

$$\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{l}_q(\theta,\phi)$$

$$\overline{n}_q(\theta',\phi')\Bigg]+\Bigg[\frac{1}{R'}U_n(R',t-R')\otimes\frac{d}{dR}$$

$$\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{n}_q(\theta,\phi)$$

$$\overline{l}_q(\theta',\phi')\Bigg]+\Bigg[\frac{d}{dR'}\big(U_n(R',t-R')\big)\otimes$$

$$\frac{d}{dR}\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\overline{n}_q(\theta,\phi)$$

$$\overline{n}_q(\theta',\phi')\Bigg]\Bigg\} \qquad (22)$$

4. MÜKEMMEL İLETKEN BİR KÜREDEN SAÇILIM

Bu bölümde, yukarıda verilen ifadelerin bir uygulaması ve testi olarak, mükemmel iletken bir küreden saçılım ele alınacaktır. (22) denkleminin formundan esinlenerek a yançaplı mükemmel iletken bir küreye gelen vektörel dalgayı,

$$\overline{E}^i(\overline{R},t)=\sum_{n,m,q}\Bigg[a_q(t)\otimes\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]$$

$$\overline{m}_q(\theta,\phi)-\frac{1}{R^2}b_q(t)\otimes\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\overline{l}_q(\theta,\phi)$$

$$-\frac{1}{R}b_q(t)\otimes\frac{d}{dR}\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\overline{n}_q(\theta,\phi) \qquad (23)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada

$$j_{nm}=\frac{(-1)^n(2n+1)(n-m)!}{4\pi n(n+1)(n+m)!}\varepsilon_m \qquad (24)$$

dır Bilmen bir gelen yhın $\overline{E}^i$ için U_q ve b_q bilinmektedir. Özel olarak pozitif r ekseninden gelen polarizasyonu x önünde olan bir darbe Jüzlem dalga için

$$\overline{E}^i(\overline{R},t) = \hat{a}_x\delta(t+z)$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} a_{on1}(t)\otimes\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\overline{m}_{on1}(\theta,\phi)$$

$$+\frac{1}{R}b_{en1}(t)\otimes\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\overline{l}_{en1}(\theta,\phi)$$

$$+b_{en1}(t)\otimes\frac{d}{dR}\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]\overline{n}_{en1}(\theta,\phi) \quad (25)$$

$$a_{on1}(t) = -(-1)^n\frac{1}{2R}\frac{2n+1}{n(n+1)}\delta(t) \quad (26)$$

$$b_{en1}(t) = -(-1)^n\frac{1}{4R}\frac{2n+1}{n(n+1)}\text{sgn}(t) \quad (27)$$

yazabiliriz.Bu gelen dalga için, (21)'deki ifadeden esinlenerek, saçılan alanı da

$$\overline{E}^s(\overline{R},t) = -\text{Ivr.} \frac{}{2Rtt} \sum (-1)^n \frac{2n+\backslash}{«(«+1)}\Bigg\{ c_{on1}(t)\otimes$$

$$\left[P_n\left(\frac{t}{a}\right)p\left(\frac{t}{a}\right)\right]\otimes U_n(R,t-R)\overline{m}_{on1}(\theta,\phi)+\frac{1}{2R}d_{en1}(t)$$

$$\otimes\text{sgn}(0®\left[P_n\left(\frac{t}{a}\right)p\left(\frac{t}{a}\right)\right]\otimes U_n(R,t-R)\overline{l}_{en1}(\theta,\phi)$$

$$+\frac{1}{2}</_{,,,} (0®\text{sgn}(0®\left[\frac{d}{dR'}\left[P_n\left(\frac{t}{R'}\right)p\left(\frac{t}{R'}\right)\right]\right]_{H«'=</} ®$$

$$\frac{d}{dR}\left(U_n(R,t-R)\right)\overline{n}_{en1}(\theta,\phi)\Bigg\} \quad (28)$$

yazarız. $c''_{\text{il((l}}$ (/) ve d_{mX} *(t)* 'i bulmak için kürenin yüzeyinde sınır koşulunu, yani

$$\left(\overline{E}_t^i + \overline{E}_t^s\right)\Big| = 0 \quad (29)$$

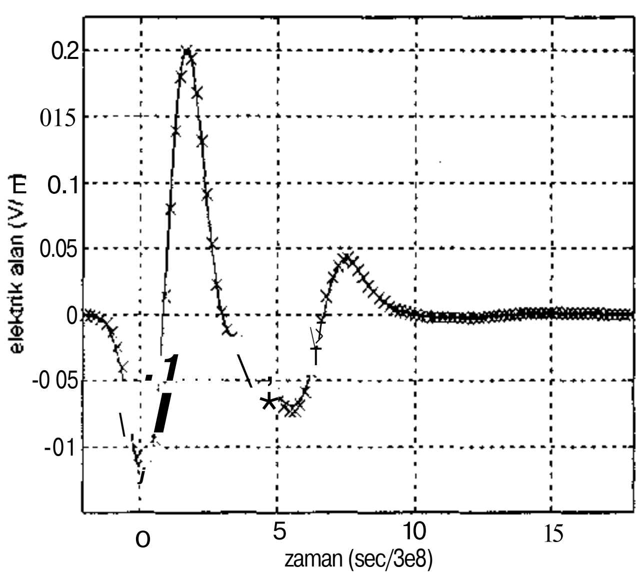
uygu larız. Burada t endeksi küreye teğet bileşenler anlamındadır.Çözmemiz gereken denklemler

$$c_{..,}(t)\otimes l'_{,,}(a,t-a) = -\delta(t) \quad (30)$$

$$d_{,,,}(t>?\left[\frac{d}{dR} \quad — \{l'jR.t\text{-}R))\right]_{R=6l} = -6(t) \quad (31)$$

dır. (iömldüğü gibi (21) ve (22)'deki açılımların ortogonal lunksiv onl ir cinsinden olması, (29)'daki iki toplamın eşitlıjını lerım-terim eşitlik halinde yazmamıza elverdi. (30) ve (.îlı'dcki denklemler doğrudan ters katlanma uiecoiiMilı.uoıı) yöntemiyle ya da sistem tanımlama \ò;iiv-mkTi\le çözülebilir. C_{mX}(O $^{\text{vec}}$A-»ı(O bulunduktan Miıira da ı^Sl'de yerine konarak saçılan alan bulunur.

.\uınenk bu örnek olarak a=l yarıçaplı mükemmel iletken bir kürenin :elen bir düzlem dalgayı nasıl saçtığına bakalım. (.ielen JaİLa •/ ekseni yönünden gelsin ve sinyal biçimi (dalganın zamana bağımlılığı, vvaveform) $e^{-8t^2/9}$ ile veriler Gaussian bir dalganın zamana göre türevi yani, 16/9 *te* olsun. Bu dalganın süresi yaklaşık 6'dır. Fiziksel olarak saçıcı küre İm yançapındadır ve gelen dalganın süresi yaklaşık olarak 20 nanosaniyedir. Gelen dalga, eğer yayılma hızı boşluktaki ışık hızına eşitse, t=0 anında xy düzleminin etrafında antisimetrik olarak 6 metrelik bir bölgeyi işgal etmektedir. Saçılan alanı bulmak için yapmamız gereken yalnızca (28) ifadesini Gaussian sinyalin türevi ile katlamaktan ibarettir. Şekilde x=0, y=0 ve z=+3 noktasındaki saçılan alan (sadece x bileşeni vardır) zamana karşı verilmiştir. Kesiksiz çizgi, yukarıda belirtilen doğrudan ters katlanma yöntemiyle, X işaretleri ise iyi bilinen frekans uzamı çözümünün ters Fourier dönüşümünün FFT yöntemiyle alınmasıyla bulunmuştur. Her iki çözümde de açılımlardan sadece 4 terim kullanarak bulunmuştur. Nümerik deneylerimizde gördük ki, skalar durumda olduğu gibi, [1],[2], saçıcı kürenin boyutu, gelen dalganın sinyal biçimindeki en yüksek frekans bileşenindeki dalga boyuna göre küçük olduğunda, çözüm hızlıca yakınsamaktadır.



Şekil: Gaussian sinyalin türevi biçimli bir düzlem dalganın yarattığı, geri-saçılım (backseatter) yönünde, R=3 uzaklığında saçılan alan - zamana karşı. Saçan küre a=l yarıçaplı. Düz çizgi zaman uzamı, X frekans uzamı.

5. KAYNAKÇA

[1] Büyükdura. O. M. ve Koç, S. S. , "Zaman Uzamında Boşluk Green Fonksiyonunun Küresel Dalga Fonksiyonları İle Açılımı İçin İki İfade", *TMMOB Elektrik Mühendisleri Odası Elektrik-Elektronik Bilgisayar Mühendisliği 7. Ulusal Konçı-usi,* Cilt 1. Sayfa 276-279, Ankara. 1997.

[2] Büyükdura. O. M. and Koç, S. S. . "Two altemative expres:>ions for the spherical wave expansion of the time donıain scalar free-space Green's funetion and an application: scattering by a soft sphere", *Jour. Acoust. Soc.Amer.,* Vol. 101, pp 87-91. 1997.

[3] Abramowitz, M. and Stegun, 1. E. , *Handhook of Mathematical Functions,* Dover. New York, 1972.

SONLU FARKLAR YÖNTEMİ İLE STATİK ELEKTRİK ALAN PROBLEMLERİNİN İNCELENMESİ

Arif DOLMA - N. Erol ÖZGÜNER
Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü
Kocaeli Üniversitesi
41100 Kocaeli
E-mail: adolma.fialkou.edu.tr
erolozg*/ikou.edu. tr

ABSTRACT

in this study, we examined electrical field with fmite difference method. When we studies Electrical field , various boundary conditions can be considered. İn high voltage technics and designing antenna we need to solve lots of electrical fields' problem .To design device both economical and trustable depends on electrical fields' scattehng to be known completelv correct. A lot of problems about field can solve finite difference method. İn this method, ali ofsolution zone divide rectangle grate and is written fmite difference equation for each nodes and then this equation systems can solve direct or indirect.

l.GİRİŞ

Günümüz tasarını tekniklerini etkileyen önemli bir etken sayısal bilgisayarların ortaya çıkışıyla başlayan geniş ölçüdeki hesap kolaylıklarıdır. Bu sayede Fizik ve Mühendislikte sınır değer ve ilk değer problemlerinde ortaya çıkan kısmi diferansiyel denklemlerinin yaklaşık çözümleri için çeşitli sayısal yöntemler geliştirilmiştir. Bu yöntemlerin başlıcalan şunlardır:

a. Moment Yöntemi (Method of moment)
b. Varyasyonel (Variotional) Yöntem
c. Sınır Elemanları (Boundary Elemeni) Yöntemi
d. Sonlu Elemanlar (Fi nite Element) Yöntemi
e. Sonlu Farklar (Fimle Difference) Yöntemi

Bu Yöntemlerin bazı ortak noktaları olduğu gibi. bazı özel duitınılarda da birbirine dönüşebilmektedir. Adı geçen yöntemlerin çoğunda, problemi karakıeri/.e eden diferansiyel /integral denklemi bir matııks denklemine dönüştürülebilmekle ve hu ınatnks denklemin çözümü bilgisayarda Gauss Llmıııa.svonu \ s gibi direkt yöntemlerle \ada ıieranı ' leknıkler-k- \apılmaktadır lw koşullu (\\cll-condilioned) hır matriks denklemi elde edildiği anda çözülmüş kabul edilebilmektedir Bu yöntemlerden en fazla kullanılanı Sonlu Farklar ve Sonlu Elemanlar Yöntemidir (4).

Sonlu Farklar yöntemi, alan hesapları için bilgisayardan önce geliştirilmiş ve kullanılmıştır. Yöntemin esası çözüm bölgesinin tamamını dikdörtgen ızgaralara bölmek ve her düğüm için sonlu fark denklemini kurarak bu işlem sonucunda oluşan denklem sistemlerini iteratif ya da doğrudan yöntemlerle çözerek düğüm potansiyellerini bulmaktır. Bu yöntemde denklem takımlarının iteratif çözümü gibi hesapların bilgisayar kullanılmadan yapılmasının zor olmasına rağmen küçük modeller ilk zamanlar bilgisayarlarda da yapılabilmiştir.

Sonlu Farklar Yönteminin iki temel dezavantajı vardır. Birincisi potansiyel fonksiyonunun yüksek dereceden terimlerinin ihmal edilmesiyle ortaya çıkan kesme hatasıdır. Diğeri ise yüksek gerilimlerde karşılaşılan eğrisel sınırların şiiksek bir doğrulukla ifade edilememesidir

Sonlu Farklar Yönteminde sonsuz geniş bir açık uza\ probleminin incelenmesi mümkün değildir Çözüm bölgesinin uzayda değeri bilinen sınır koşullan ile sınırlanmış sonlu bir bölge olması gerekir. Bu \iizden çözüm bölgesi açık olan bazı problemlerde ancak kısmi bir bölgenin belirli koşullan sağlayacak biçimde sınırlanmış bölge olması gerekir. Bu yüzden çözüm bölgesi açık olan bazı problemlerde ancak kısmi bir bölgenin belirli koşulları sağlayacak biçimde sınırlanmasıyla sınırlanmış bu bölge içinde alan hesabı yapılabilir.

2. SINIR KOŞULU TİPLERİ

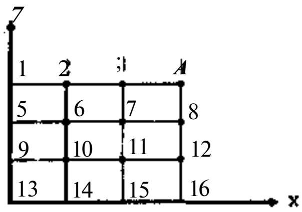
İkinci mertebeden bir kısmi diferansiyel denklemde. Laplacc denklemi;

$$V_{xx} + V_{yy} = 0 \quad (1)$$

şeklinde olur. Laplacc denklemi bir tanım bölgesinin sınırlarında geçerli değildir. Laplace denkleminde üç tıp sınır koşulu tanımlanmıştır. Bunlar;

1) V potansiyelinin tüm değerlerinin sınırlar üzerinde serildiği durumdur. Bu sınır tipi koşuluna Dırıclılei sınır koşulu denir.

2) Sınır üzerinde V'nin türev değerlerinin belirtildiği durumdur. Bu tür sınır koşuluna Neumann sınır koşulu denir.
3) Vnin sınırlar üzerinde ve türev değerlerinin belirtildiği durumların ikisininde aynı anda bulunduğu durumdur. Bu sınır koşuluna da Robbins Sınır Koşulu denir.
Şimdi bu koşullardan Dirichlet sınır koşuluna örnek verelim. Laplace Denklemi basit bir kare bölge üzerinde gösterilsin (Şekil -1)



Şekil 1. Yazılını için örnek ızgara

Bölgenin sınırlarında Dirichlet sınır koşullarının verilmesi durumu ele alınacaktır. İzgara üzerinde V,,. V?, V|(, ve V,ı değerleri biliniyor. Bunlar dışındaki düğümlere ilişkin potansiyeller ise sınır koşullan ile verildiği için biliniyor. Bilinmeyen düğümlere:

$$V_{ij} = \frac{1}{4}(V_{w\cdot 1} + V_{,\cdot,\cdot J} + V_{,\cdot J+1} + V_{i,j\cdot 1}) \qquad (2)$$

uygulandığında;

$$4V_6 = V_S + V: + V; + V_{10}$$
$$4 V, = V_6 + V_s + V_3 + V,,$$
$$4 V_{10} = V_9 + V_{11} + V_6 + V_{14}$$
$$4 V_{11} = V_{,0} + V_{12} + V- + V_{15} \qquad (3)$$

olur. Bu denklem sisteminde bilinen değerler bir tarafa ve bilinmeyen değerler diğer tarafta olacak şekilde düzenlenirse;

$$4 V_6 - V- - V_{,,} = V, -r V;$$
$$4V_7 - V_n - V,, = V,-.-V_3$$
$$4V_{,0} - V,, - V_h = V, r V_{14}$$
$$4 V_n - V_{|(1} - V- = V_{;;} - V_{,5} \qquad (4)$$

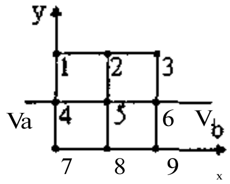
şeklini alır. Bu denklem sistemi;

[A] . fV] = [b] ö.

şeklinde matris yazılım ile gösterilebilir Hu dununda

$$[A] = \begin{bmatrix} 4 & -1 & -1 & 0 \\ -1 & 4 & 0 & -1 \\ 3 & -1 & -1 & 4 \end{bmatrix}, [V] = \begin{bmatrix} V_6 \\ V_7 \\ V_{10} \\ V_{11} \end{bmatrix}, [b] = \begin{bmatrix} \cdots \\ 7 + 7 \\ \cdots \\ \cdots \end{bmatrix}$$

şeklini alır. Burada b matrisi yalnız bilinen Yi değerlerini içerir. Böylece denklem sistemi yukarıda gösterilen yöntemlerle çözülebilecek duruma gelir. Bu seferde sınırlar için Neumann Sınır Koşullan verilmiş olsun.



Şekil 2. Neumann sınır koşulu örnek ızgarası

Potansiyel değeri bilinmeyen düğüme ilişkin sonlu fark bağıntısı yazıldığında çözüme ulaşılabilmesi içm ızgara dışında oluşturulan ve türev sınır koşulunu kullanarak fark denkleminin yazıldığı V_a ve V_b noktalarından yararlanılır Bu.

$$4 V_, = V_4 + V_{,,} + V_{:} + V_8$$
$$4 V_4 = V_a + V, + V, + V, \qquad ((.)$$
$$4 V_h = V_5 + V_h + V, + V_9$$

anlamına gelir. Bu denklemlerde V, ve Y serine lüres koşulu kullanılarak, bu noktalara ilişkin fark denklemleri yazılırsa, sonuçta bu denklemlerden;

$$V_a = V_5 \qquad (7)$$
$$V_b = V_5 \qquad (X)$$

bulunur. Bu denklemler yerine konulup düzenlenirse.

$$4 V_, - V_4 - V_{(1} = V_{:} * V_s$$
$$4V, - 2V, = V, + Y7 \qquad (9)$$
$$4V_{(,} - 2V, = V, + Ve$$

Bu da çeşitli yöntemlerle elde edilir.

2.1. Düzensiz Bölgelerde **Sonlu Fark** Yazılımı
Buraya kadar ızgara aralıklarının eşit olına>ı durumu ele alındı. Izgara aralıklarının farklı olduğu fark bağıntısını incelerken her bir uzunluk birim uzunluk olan h ile oıantılı M/lcrlc gösterilir.

Sınır noktalan ızgara üzerine denk gelmediği /.aman sınır noktalarına komşu noktalar ve dikdörtgen gözlerden oluşan ızgara noktaları için kullanılır. Bu işlemlerde bazı zorluklara neden olursa da hatanın küçük olması için ço/unıe ancak bu şekilde ulaşılır. Düzensiz bölgelerdeki ı/gara noktalarına ilişkin sınır koşulları Neumann sınır koşulu olursa işlemler daha da karmaşık duruma gelebilir.

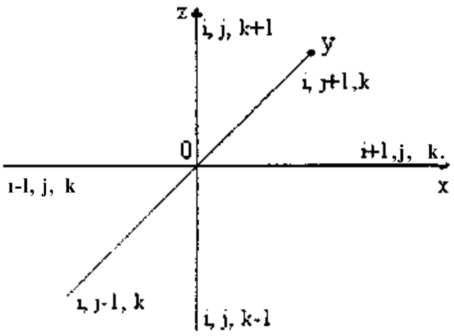
2.2. **Laplacr Denkleminin** Üç Boyutlu Sonlu Fark Ya/ılımı
Sonlu Fark Yöntemi yıllardır başarılı bir şekilde iki boyutlu clcktrosiatık alan problemlerine uygulanmaktadır. Bununla birlikte üç boyıtlu uygulamalarda ha/: zorluklarla karşılaşılmaktadır Üç boyutlu u\gulamalarda

50.50.50. = 125000 düğüm kullanmak uygun olur. Kartezyen koordinatlarda üç boyutlu Laplace Denklemi

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \qquad (10)$$

şeklinde yazılabilir.

Şekildeki \. y. z yönlerine ilişkin indisler sırasıyla i, j, k ile gösterilebilir.



Şekil *3.* Üç boyutlu durumda düğüm gösterimi

Laplace denkleminin fark denklemi şeklinde yazılması iki boyutlu dıımımdakine benzer şekilde yapılır, tki düğüm arasındaki uzaklığın h olarak alınması durumunda gerekli düzenlemeler yapılırsa;

$$V_{i,j,k}=\frac{1}{6}\left[V_{i-1,j,k}+V_{i+1,j,k}+V_{i,j+1,k}+V_{i,j-1,k}+V_{i,j,k-1}+V_{i,j,k+1}\right] \qquad (11)$$

şeklini alır. Bu denklemlerden de görüldüğü üzere üç boııtlu Sonlu Fark Yazılımında bir noktaya ilişkin potansiyel . komşusu olan altı noktanın potansiyellerinin aritmetik ortalaması ile bulunabilir.

3. SONUÇ

Sonlu Farklar Yöntemi (SFY) ile elektrik alan dağılımının bulunması üzerine yapılanbu çalışmalardan elde edilen sonuçlar şu şekilde sıralanabilir :

1) Sonlu Farklar Yöntemi kullanılarak çözülen alan hesaplamalarında yapılan ilk iş problemin çözüleceği bölgeye uygun biçimde bir ızgara oluşturulmasıdır. Dolayısıyla çözümün doğruluğu kullanılan ızgaranın gö/ boyutlarına. ızgara düzenine (düzgün yada düzgün olmayan ızgara olmasına) ve ızgara dış düğüm noktalanılın sınıra uyumuna bağlıdır.

2) Sonlu Farklar Yöntemi ile alan dağılımı bulunmasında hesaplamanın yapıldığı bölgeye ilişkin sınır koşullarının verilmesi gereklidir. Aksı dununda elde edilen denklem sistemindeki bilinmeyen sayısı denklem sayısından fazla olur ve çözüme ulaşılması mümkün olmaz. Bu dunun \öntcıninin kapalı bölgeler için çözüm vermesi ilkesini zorladığından özellikle açık bölgeli problemlerin incelenmesinde problemin çözüm bölgesini etkilemeyecek şekilde hayali ve sınır koşulu verilen sınırlarla kapatılmasını gerektirmektedir.

3) Sonlu Farklar Yöntemi'nin uygulanmasında orla\a çıkan büyük boyutlu denklem sisteminin çıkması bilgisayar ile çözümde büyük çözüm zamanına gereksinim duyulmasına neden olur. Ancak kullanılan ızgaranın sınırlara u\unuı ve incelenen problemin simetrisi hem programlamayı kolaylaştırmakta hem de giriş velilerinin a/almasını sağlamaktadır.

4. KAYNAKÇA

[1] DİBEKÇİ. D.. " Elektromagnctık Alan Teorisi Ders Notları " Kocaeli Üniversítesi Müh. Fak. I9')7

[2] CONTE. S.D.. "Elementary Nıımerical Analysıs"

[3] DERVİŞOĞLU, A." Mühendislikte Bilgisayarla Analiz Yöntemleri Ders Notlan". 1984.

[4] GÜNALP. N.. "Elektromagnetıkte Kullanılan Sayısal Yöntemler" Çukurova Üniversitesi Yaz Okulu Ders Notu. s. 1-2. 1988.