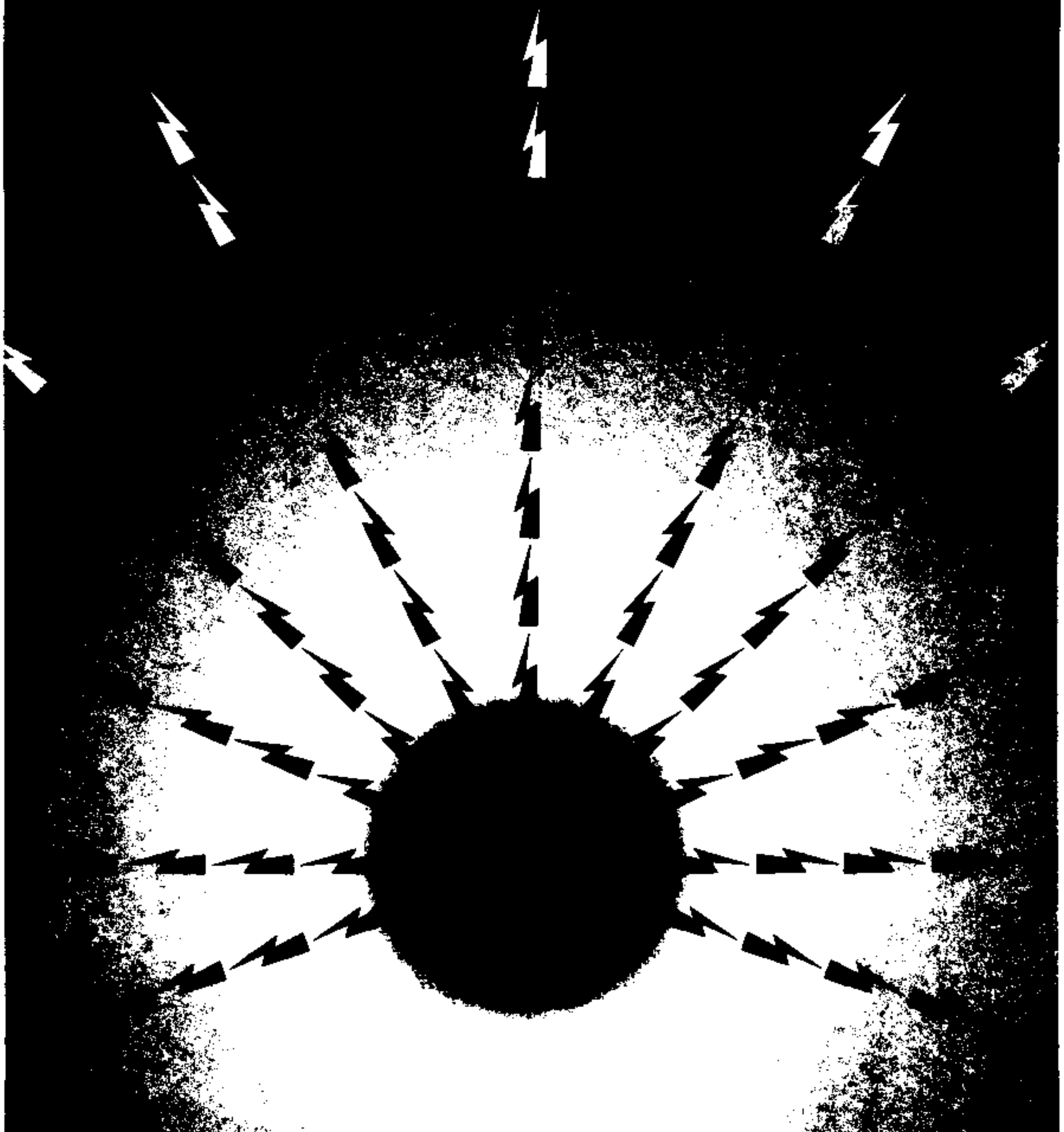
TMMOB ELEKTRİK MÜHENDİSLERİ ODASI

ELEKTRİK - ELEKTRONİK BİLGİSAYAR MÜHENDİSLİĞİ 7. ULUSAL KONGRESİ



TMMOB
ELEKTRİK MÜHENDİSLERİ ODASI
ANKARA ŞUBESİ

ODTÜ
ELEKTRİK -ELEKTRONİK
MÜHENDİSLİĞİ BÖLÜMÜ

TÜBİTAK

ÖNSÖZ

TBMMO Elektrik Mühendisleri Odası Elektrik-Elektronik-Bügisayar Mühendisliği 7. Ulusal Kongresini ve Sergisini Orta Doğu Teknik Üniversitesinde gerçekleştirmiş olmaktan onur ve sevinç duymaktayız. Üniversite olarak kongreye ikinci kez evsahipliği yapmamız bizi fazlasıyla mutlu etmiştir, ama mutluluğumuz asıl geçen süre içinde Odamızın, meslek yaşamımızın ve Üniversitemizin ne kadar gelişmiş olduğunu gözlemekten kaynaklanmaktadır.

Gerçekten de ilgi alanlarımızın çeşitlenmesi, bu alanlarda belli bir beceriye ulaşılmış olması, eskiden güçlü olduğumuz dallarda da gücümüzün sürmesi Elektrik-Elektronik ve Bilgisayar Mühendislerimizin ülke genelinde giderek daha fazla söz sahibi olmaları olgusunu yaratmaktadır. Bireysel başarılarımızın kuramlarımızı da ülke ekonomisi ve gelişmesi bakımdan güçlendirmekte olduğu açıktır. Nitekim bu sektörlerde faaliyet gösteren kuruluş sayısı hızla artmaktadır. Bu sayısal gelişmenin nitelik bakımından da aynı hızla sürdüğünü görmek sevindiricidir. Kongremiz ve sergimiz bunun en somut kanıtını oluşturmaktadır.

2000Mİ yılların Türkiye'sinin ihtiyaçlarını yakahyabilmek için daha çok şeyler yapılması gerekmektedir. Endüstri-Eğitim Kurumları ve Meslek Odaları arasındaki iletişim ve karşılıklı etkileşimi güçlendirmek gerekmektedir. Bu geçmişe oranla daha sevindirici bir düzeyde sürüyor da olsa henüz gelişmiş ülkelerdeki başarılı örneklerin uzağındadır. Önümüzdeki yıllarda bu konuda daha fazla çabaya ihtiyaç vardır.

Tüm katılımcılara Kongre ve Sergimize vermiş oldukları güç için teşekkür ediyorum. Sizleri Üniversitemizde görmenin krvancıyla selamlıyor saygılarımı sunuyorum.

Prof. Dr. Fatik Canatan
Yürütme Kurulu Başkam

ELEKTRİK-ELEKTRONİK-BİLGİSAYAR MÜHENDİSLİĞİ
7. ULUSAL KONGRESİ

EDİTÖRLER

Fatih CANATAN   Mehmet Mete BULUT

DÜZLEMSEL İLETKEN CİSİMLERDEN ELEKTROMANYETİK SAÇILMA PROBLEMİNİN KARAKTERİSTİK AKIMLARLA ANALİZİ

Dicle CENGİZ , Adnan KÖKSAL
Hacettepe Üniversitesi
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü
06532 Beytepe, Ankara

ABSTRACT

İn this work, scattering from planar conducting bodies is analyzed using characteristic currents (modes). Characteristic currents form a vveighted orthogonal set över the body and the characteristic fields, produced by characteristic currents, form an orthogonal set över the sphere at infinity. Because of their orthogonality. characteristic currents can be used to expand surface unknovvns to reduce the cost of repetitive calculations for many incidence angles. Characteristic modes depends only on the geometry of the conducting body, and are independent of any specific excitation. So, önce these currents are found. scattering for any arbitrary incident wave can be found easily. Because of these properties. characteristic currents are useful in analysis and synthesis of antenna and scattering problems. Characteristic currents of electrically small, conducting wire structures and bodies of revolution are found by a method given by Harrington [1], İn this work. this theory is applied to planar conducting surfaces and it is shown that, electromagnetic behavior of small to resonant size plates can be characterized by a few modes.

1. GİRİŞ

Karakteristik akımların bulunması için, çeşitli yöntemler öne sürülmüştür [1], [3]. Garbacz, karakteristik akımları, saçılım matrisini, Harrington ise cismin üzerindeki teğetsel elektrik alan ile akımı bağlayan operatörü köşegenleştirerek bulmuştur. Bu çalışmalarda doğrusal ve hacimsel simetrisi olan yapılar incelenmiştir, işlemleri daha kolay hale getirdiği ve daha genel olduğu için, bu çalışmada, düzlemsel iletken cisimlerden saçılma incelenirken, Harrington'ın [2], önerdiği yöntem kullanılmıştır. Karakteristik akımlar bulunduktan sonra, uzak alanlar hesaplanmıştır. Bulunan uzak alan örüntüleri, Moment yöntemi kullanılarak bulunan uzak alanlarla karşılaştırılarak, cismin elektromanyetik davranışını belirlemeye yetecek karakteristik akım sayısı ve bu sayının parça boyutu ile ilgisi araştırılmıştır.

Bu çalışmanın sonuçları kullanılarak, elektriksel olarak büyük iletken cisimlerden saçılma probleminin analizi de karakteristik akımlar ile yapılabilir. Bu konudaki çalışmalarımız sürmektedir.

2. KARAKTERİSTİK AKIMLAR

Karakteristik akımlar, bir özdeğer denkleminin özişlevleridir. Bu akımların ve oluşturdukları karakteristik alanların özellikleri örüntü sentezinde ve yüzey akımının hesaplanmasında, işlem sayısını azaltmaktadır. Bu özellikler şöyle sıralanabilir.

- Karakteristik akımlar, bulundukları yüzey üzerinde gerçel ve eşfazlıdırlar, ve bu yüzey üzerinde dikgen bir küme oluştururlar.
- Karakteristik alanlar ise yayılım küresinde dikgen bir küme oluştururlar.
- Karakteristik akımlar cismin empedans matrisini köşegenleştirirler.
- Karakteristik alanlar ise cismin saçılım matrisini köşegenleştirirler.

Saçılım ve empedans matrisleri köşegen olduğu için yüzey akımının hesaplanmasında ve örüntü sentezinde matrislerin tersini bulmak gerekmez.

iletken plaka yüzeyindeki akım, J, karakteristik akımların (J_n) doğrusal toplamı olarak ifade edilebilir.

$$J = \sum_{n} \alpha_n J_n \tag{1}$$

iletken cisim veya cisimler E, elektrik alanı etkisindeyse. yüzey akımı J için aşağıdaki operatör denklemi yazılabilir [4].

$$[L(J)-E^i]_{,3n}=0 \tag{2}$$

Özdeğer denklemi ise,

$$Z(J_n)=v_h M(J_n) \tag{3}$$

şeklinde ifade edilir. Z gerçel ve simetrik bir operatördür. R ve X operatörleri de gerçel olmak üzere. Z=R+jX yazılabilir. Karmaşık özdeğerler,

$$v_n = 1 + j\lambda_n \tag{4}$$

şeklinde ifade edilirse, özdeğer denklemi

$$X(J_n)= \lambda_n R(J_n) \tag{5}$$

şeklini alır. Karakteristik akımlar gerçel olmalı ve dikgenlik özelliklerini de sağlamalıdırlar.

$$<J_m,RJ_m> =<J_n^*,RJ_n> =\delta_{mn}$$

$$<J_m,ZJ_n> =<J_n',ZJ_n> =(1+j\lambda_n)\,\delta_{mn} \tag{6}$$

Eş.(6)'da δ_{mn} sembolü, Kronecker delta olarak adlandırılır, m=n olduğunda 1'e eşit olur, diğer hallerde (m^n), 0'a eşit olur.

Özdeğer denklemini, matris denklemi haline getirmek için, moment yöntemi kullanılmıştır. Karakteristik akımların açılım işlevleri Wj için, parçalı sinüs işlevleri seçilirse,

$$J_n = I.I_j W_j \qquad (7)$$

ve moment yöntemi uygulanırsa, matris denklemi

$$[X][I]_n = \lambda_n [R][I]_n \qquad (8)$$

haline gelir.

[R] teorik olarak yarı kesin artı matristir. Pratikte ise birkaç küçük negatif özdeğer nedeniyle kesin değildir. Bu yüzden [I] vektörünün bulunması, önemsiz özdeğerlerin çıkarılmasını içeren bazı lineer cebir tekniklerinin kullanılmasını gerektirir [2].

Operatör denklemi (Eş.2) ve karakteristik akımların dikgenlik özellikleri (Eş.6) kullanılarak [1], α_n'ler bulunur. Böylece yüzey akımının, karakteristik akımlara bağlı olarak modal çözümü elde edilir. Karakteristik akımlar ise [I] vektörü eş.(7)'de kullanılarak bulunur.

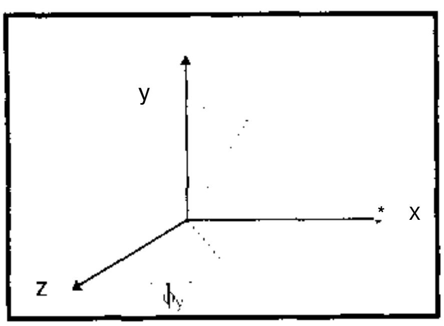
3. UYGULAMALAR

Sonuçları kontrol etmek için yüzey akımı, Moment yöntemi kullanılarak elde edilen yüzey akımı ile karşılaştırıldı ve yakın oldukları gözlendi. Daha sonra cisme gelen çeşitli elektrik alanlar, E, için uzak alanlar hesaplatıldı.

$$E^i = a_i.\exp[-jk(x\sin\theta_y.\sin c|y y\cos\theta_y + z\sin i l, \cos.K]$$

$$a_i = a_x E_x + a_y E_y + a_z E_z \qquad (9)$$

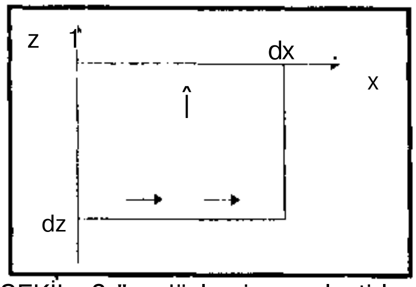
Burada θ_y, y ekseninden ölçülen açıyı, ϕ_y ise xz düzleminde, z ekseninden ölçülen açıyı göstermektedir (Şekil 1).



ŞEKİL: 1 "Gelen elektrik alan için tanımlanan açılar"

iletken dörtgen plaka. xz düzleminde eksi z bölgesine yerleştirilmiştir (Şekil 2). Şekil 2 de örnek olarak verilen iletken dörtgen plaka üzerinde x ve z yönlerinde olmak üzere toplam 12 karakteristik akım tanımlanmıştır.

Yüzey akımını ve uzak alan örüntülerini bulmak için Matlab ortamında yazılımlar geliştirilmiştir. Plakanın



ŞEKİL: 2 "xz düzlemine yerleştirlen dörtgen plaka"

moment yöntemi ile analizini yapmak için SEYA (Sabit Eğilimli Yarık Anten) için geliştirilmiş bir moment yöntemi [5] iletken dörtgen plakaya uyarlanmıştır, iletken yüzey, işlemleri en basit hale getirdiği ve işlem süresini kısalttığı için dikdörtgenlere bölünerek modellenmiştir. Açılım işlevleri olarak örtüşen sinüs işlevi seçilmiştir. Akım i. parçada başlayıp bir sonraki parçada devam etmektedir. Her parçadaki akımın x ve z yönlerinde olmak üzere iki bileşeni vardır (Şekil 2). Test işlevleri, açılım işlevleri ile aynı seçilmiştir (Galerkin yöntemi). Bu seçimle iletken yüzey üzerindeki etkileşim, monopol akımlar arasındaki karşılıklı empedans hesaplanarak bulunabilir [6].

Moment yönteminin sonuçları, karakteristik akımlar ile elde edilen yüzey akımının yakınsaklığını kontrol etmek için kullanıldı. Her iki yöntem ile elde edilen sonuçlar Şekil 3 de görülebilir. Bu şekilde boyutları 0.5λ'ya 0.5λ (dx=dz=0.5λ) olan ve üzerinde 40 karakteristik akım (n=40) tanımlanan bir dörtgen plakanın yüzey akım grafikleri yer almaktadır, ilk şekil (Şekil 3a) Moment yöntemi ile elde edilen yüzey akım grafiğidir. Diğer grafikler ise değişik sayıda karakteristik akım kullanılarak bulunan yüzey akımlarının grafikleridir. Bu grafikler incelendiğinde 8 karakteristik akım kullanılarak elde edilen sonucun, Moment yöntemi ile elde edilen sonuca yakınsadığı görülür. Burada (Şekil 3c), hata oranı %10 civarındadır.

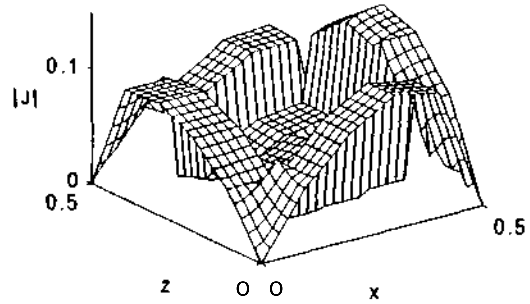
Uzak alanlar hesaplanırken, vektör potansiyel formülasyonundan yola çıkılarak bulunan formüller kullanılmıştır. Monopol akımlarının uzak alanları bulunduktan sonra, besleme katsayıları (α_n) ile çarpılarak karakteristik alanlar elde edilir. Çeşitli örnekler kullanarak. Moment yöntemi ile elde edilen sonuçlar ve karakteristik akımlar ile elde edilen sonuçlar karşılaştırıldı. Boyutları 0.5λ'ya 0.5λ (dx=0.5λ, dz=0.5λ) olan ve üzerinde 40 karakteristik akım (n=40) tanımlanan plakayı ele alalım. Cismin bölündüğü parça sayısı p olarak tanımlanırsa, bu örnek için p=25 olur. Şekil 4-a da n=90 düzleminde sadece 1 karakteristik akım ile elde edilen uzak alan örüntüsü yer almaktadır. Görüldüğü gibi burada hata oldukça yüksektir. Hata oranı, moment yönteminin sonuçları ile bulunan elektrik alan vektörüyle, karakteristik akımlar ile bulunan elektrik alan vektörünün farkının normu alınarak bulunur. Şekil 4-b deki uzak alan örüntüsü ise 5 karakteristik akım kullanılarak elde edilmiştir (hata oranı:%3). Görüldüğü gibi 5 karakteristik akım kullanıldığında elde edilen uzak alan grafiği moment yöntemi ile elde edilen sonuca yaklaşmaktadır. Diğer bir deyişle, elektriksel olarak küçük veya rezonant boyuttaki düzlemsel iletken cismin elektromanyetik davranışını belirlemek için 5 karakteristik akım yetmektedir. Şekil 5 de ise boyutları, dx=0.3k, dz=0.3/., n=12, p=9 olan bir iletken plakanın uzak alanları görülmektedir. Şekil 5-b deki grafikte görüldüğü gibi, 3 karakteristik akım, uzak alanı bulmak için yeterli olmaktadır. Bu iki örneğin sonucunda görüldüğü gibi, $\sqrt{p}$ düzeyinde karakteristik akım, cismin elektromanyetik davranışını belirlemeye yetmektedir.

Bir cisimden saçılım incelenirken, birden fazla geliş açısı için radar kesitinin hesaplanması gerekir. Radar kesitinin her geliş açısı için bulunması da yoğun hesaplamaların tekrarlanmasını gerektirir. Örneğin, moment yöntemi kullanılırsa, her geliş açısı için önce voltaj vektörü (V) ve akım vektörü (I) bulunur, daha sonra uzak alanlar hesaplanır. Karakteristik akımlar kullanılırsa, cisim için sabit olduğuklarından, akımların bir kere bulunmaları yeterli olur. Dolayısıyla işlem sayısında azalma olur. Moment yöntemi ile yüzey akımlarının bulunması p^3 düzeyinde işlem gerektirir, m tane farklı geliş açısı için işlem sayısı mp^3 olur. Karakteristik akımlar kullanıldığında ise, özdeğerler ve akımlar bir kere bulunduktan sonra, işlem sayısı $m\sqrt{p}$ düzeyinde olur.

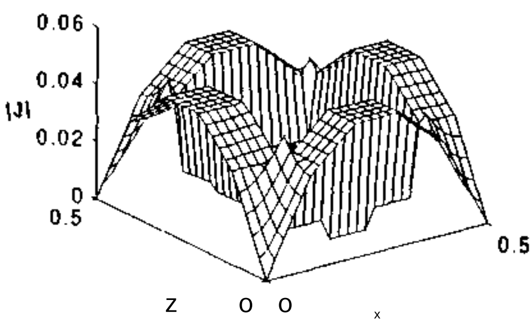
4. SONUÇLAR

Elektriksel olarak küçük veya rezonant boyutlarda, iletken dörtgen plakalardan saçılma probleminin analizinde karakteristik akımların kullanılması, işlem sayısını azaltmakta ve radar kesitinin hesaplanması gibi yoğun işlemlerin tekrarlanmasını önlemektedir. Bu yüzden saçılım problemlerinin analizinde karakteristik akımları kullanmak oldukça yararlıdır.

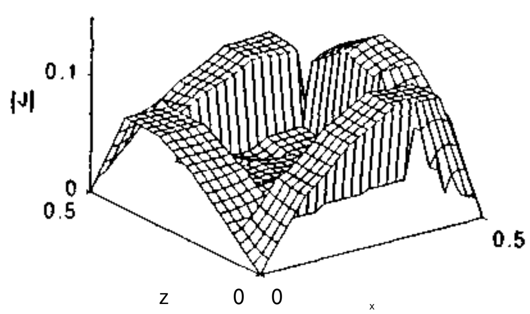
Moment yönteminin açılım fonksiyonları olarak karakteristik akımlar seçilerek, elektriksel olarak büyük plakalardan saçılma incelenebilir. Bu yöntemin analizde kolaylık sağlayacağı düşünülmektedir. Elektriksel olarak büyük plakalar incelenirken, plakaların küçük, özdeş ve birbiriyle örtüşen parçalara bölünmesi düşünüldü [7]. Küçük parçalardaki yüzey akımının açılım fonksiyonları olarak ise, o parçanın karakteristik akımları seçildi. Parçalar özdeş olduğundan bir parça için bulunan sonuçları kullanarak büyük plakanın analizinin yapılması amaçlandı. Burada parçaların özdeş seçilmesi işlemleri kolaylaştıracaktır. Bu konudaki çalışmalarımız devam etmektedir.



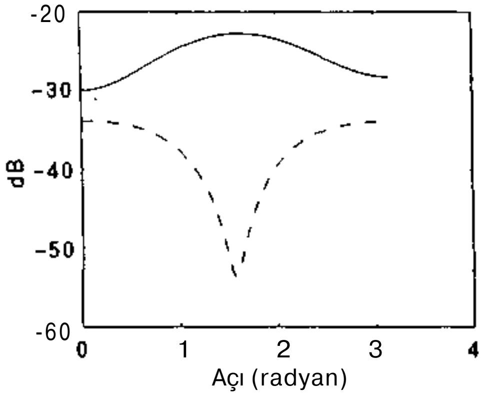
ŞEKİL:3-a "Moment yöntemi ile elde edilen yüzey akımı"



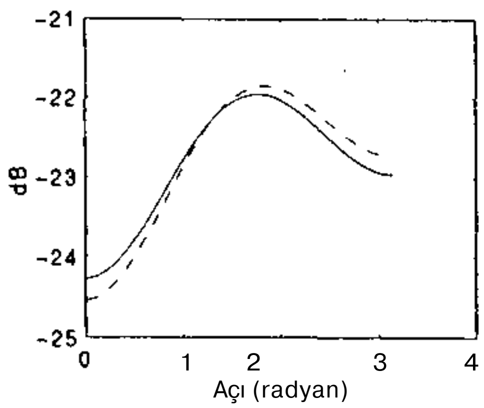
ŞEKİL:3-b. "1 Karakteristik akım ile elde edilen yüzey akımı"



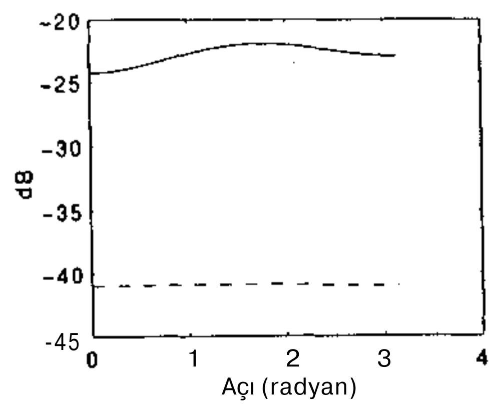
ŞEKİL:3-c " 8 Karakteristik akım ile elde edilen yüzey akımı"



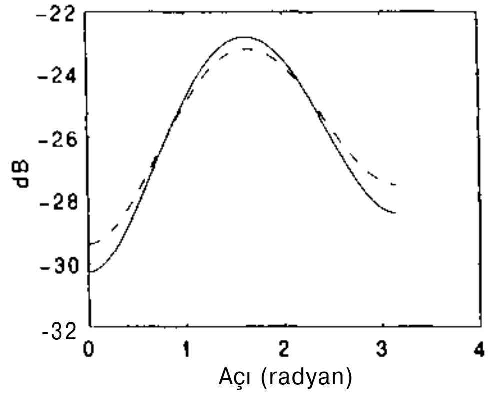
ŞEKİL:4-a "1 Karakteristik akım ile bulunan uzak alan grafikleri (düz çizgi moment yöntemi, kesikli çizgi karakteristik akım sonucu), dx=dz=0.5A., n=40"



ŞEKİL:4-b "5 Karakteristik akım ile bulunan uzak alan grafikleri (düz çizgi moment yöntemi, kesikli çizgi karakteristik akım sonucu), dx=dz=0.5^, n=40"



ŞEKİL:5-a. 1 Karakteristik akım ile bulunan uzak alan grafikleri (düz çizgi moment yöntemi, kesikli çizgi karakteristik akım sonucu),dx=dz=0.3X, n=12



ŞEKİL:5-b "3 Karakteristik akım ile bulunan uzak alan grafikleri (düz çizgi moment yöntemi, kesikli çizgi karakteristik akım sonucu), dx=dz=0.3A., n=12"

Teşekkür: Bu araştırma, Hacettepe Üniversitesi Araştırma Fonu tarafından desteklenmiştir (Proje no:HÜ9401010015)

KAYNAKLAR

I.R.F.Harrington and J.R.Mautz, "Theory of characteristic modes for conducting bodies", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol Ap-19, Sept 1971, pp.622-628

2R.F.Harrington and J.R.Mautz, "Computation of characteristic modes for conducting bodies", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol Ap-19, Sept 1971, pp.629-639

3.R.J.Garbacz and R.H.Turpin "A generalized expansion for radiated and scattered fields", IEEE Trans. Ant. Propagat., vol Ap-19, May 1971, pp.348-358

4R.F.Harrington, Field Computation by Moment Methods, New York Macmillan 1968

5. A. Koksal and J.F.Kauffman, "Moment method analysis of linearly tapered slot antennas," International Journal of Microwave and millimeterwave Computer Aided Eng., vol.4, 1994, pp.76-87

6. A.Köksal and J.F.Kauffman, "Mutual impedance of parallel and perpendicular coplanar surface monopoles," IEEE Trans. Ant. Propagat., vol Ap-39, Sept 1991, pp.1251-1256

7.K.R Umashankar, S.Nimmagadda, A.Taflove, "Numerical analysis of electromagnetic scattening by electrically large objects using spatial decomposition technique," IEEE Trans. Ant. Propagat., vol Ap-40, August 1992, pp.867-877

Yansıtıcı Antenlerde Gabor Transform ile Gaussian Huzme Analizi

B. SAKA, U. TEKKESİN, A. ER ve E. YAZGAN
Hacettepe Üniversitesi
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü,
06532, Beytepe, Ankara

ABSTRACT

Gaussian beams provide a very convenient representation for deschbing the scattering and propagation of high freçuency fields since it is possible to express most electromagnetic fields as a sum of Gaussian beams. İn this paper, we represent the radiation pattern calculations of parabolle refleetor with Gaussian illumination. We also give the Gabor transform analysis to express the electromagnetic fields as a sum of Gaussian beams.

ÖZET

Elektromanyetik alanların Gaussian huzmelerin toplamı biçiminde ifade edilebilmesi, Gaussian huzmelerin yüksek frekans alanlarının yayılma ve saçılmalarını tanımlamada çok uygun bir gösterim olmasını sağlamaktadır Bu makalede, Gaussian aydınlatma ile parabolik yansıtıcı antenin yayılma örüntüsünün hesaplanması verilmiştir. Aynı zamanda Elektromanyetik alanların Gaussian huzmeler toplamı biçiminde Gabor transform ile ifade edilmesi üzerinde de durulmuştur.

GİRİŞ

Son yıllarda, özellikle milimetrik dalgaboylarında artan istemler ve anten tasarımındaki farklı gereksinimler nedeniyle, yayılan yada bir açıklık üzerindeki elektromanyetik alanların Gaussian işlevi kullanılarak ifade edilmesi üzerine çalışmalar yoğunlaşmıştır [1-4].

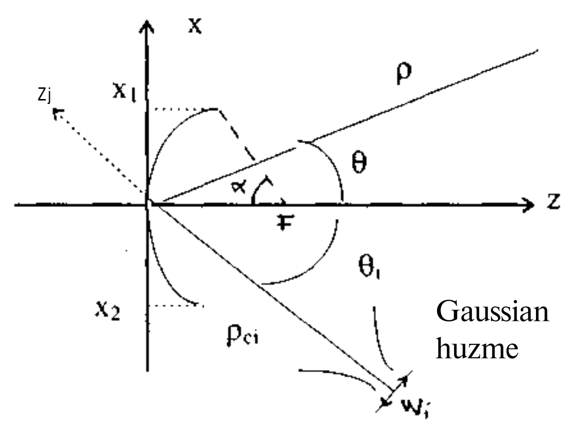
Gaussian huzme ile anten analizi üzerinde yapılan çalışmaların önemli bir kısmı, özellikle Gabor transformu kullanılarak gerçek elektromanyetik alanların Gaussian huzmelerin toplamı biçiminde ifade edilmesidir [2, 6-7]. Son bir kaç yıldır ise geniş bir kullanım alanı olan yansıtıcı antenlerden özellikle parabol yansıtıcıların Gaussian huzmeler yardımı ile analizi üzerine çalışmalar yoğunlaşmıştır [1, 7-8].

Yansıtıcı antenlerin Gaussian huzme analizinde iki önemli problem karşımıza çıkmaktadır. Bunlardan ilki, tek bir Gaussian huzmenin yansıtıcı antenin beslemesi olarak seçildiğinde anten üzerinden saçılan alanın ve dolayısıyla yayılma örüntüsünün elde edilmesidir. İkinci problem ise gerçek besleme kaynaklarının yada anten açıklığı üzerinde oluşan alanın Gaussian huzmeler biçiminde ifade edilmesidir.

Bu makalede, yansıtıcı antenlerin Gaussian huzme ile beslenmesi ve gerçek kaynakların Gabor transformu yardımı ile Gaussian huzmelerin toplamı biçiminde ifade edilmesi üzerine yapmış olduğumuz çalışmalar kısaca özetlenerek, parabol antenin yayılma örüntüsünün elde edilmesi yolunda elde edilen ara sonuçlar verilmiştir.

GAUSSİAN HUZMENİN PARABOL ANTENDEN SAÇILMASI

Şekil 1'de Gaussian huzme ile beslenen parabol anten geometrisi verilmiştir.



Şekil 1: Parabol anten geometrisi

Şekil 1'de verilen, 2 boyutlu parabol anten geometrisinde, parabolün yüzey denklemi

$$z = \frac{-x^2}{2R_{rc}} \tag{1}$$

Bu çalışma TÜBİTAK. EHEAG-I64'nolu proje kapsamında desteklenmektedir.

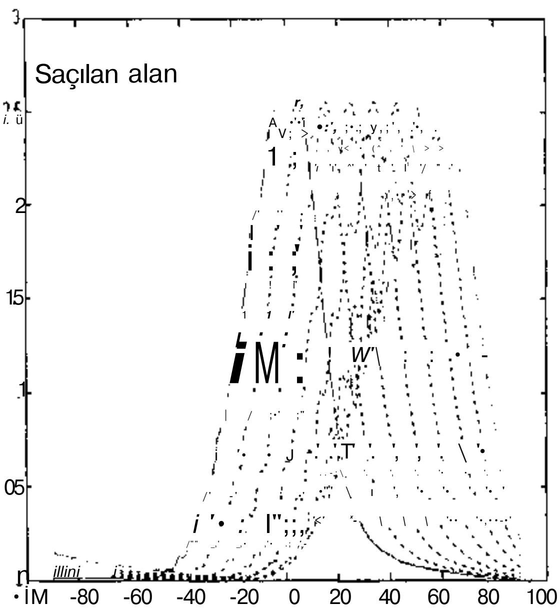
olarak verilirse, R_c parabolün eğrilik yarıçapıdır.

Parabol anteni aydınlatan Gaussian hüzme y-yönünde seçilirse, manyetik alan ifadesi ise engenel biçimde

$$\overline{H}' = \hat{x}H_{x0}\sqrt{\frac{\rho_{ci} + jb'}{z_i + \rho_{ci} + jb'}}\,e^{-jkz_i}\,e^{j\frac{\ }{2(z_i+\rho_{ci}+jb')}} \qquad (2)$$

olarak ifade edilebilir, burada $b_i = \frac{kw_i}{2}$ ve W_j huzme 'waist'tidir. Eşitlik 2'de geçen diğer parametreler ise Şekil 1 üzerinde gösterilmiştir.

Parabol anten yüzeyinden yansıyan ve kenarlardan kırman alan ifadeleri, yüzey üzerinde oluşan akımın fiziksel optik yaklaşım kullanılarak elde edilmesi ve yayılma tümlevinin asimptotik yaklaşıklıkla çözülmesi ile tek bir Gaussian huzme için paraksial yaklaşıklıkla kapalı formda ifade edilebilir [8J.



Şekil 2: Ana huzmesi taratılan parabol antenin yayılma örüntüsü (R_c=50k, x_1=50^, x_2=-5X, W;=1.78A., p_{ci}=F=30>t, p=50X ve f= 9GHz)

Şekil 2'de parabol anten üzerinden yansıyan ve kenarlardan kırman alanların toplamı ile elde edilen yayılan alan örüntüleri verilmiştir. Parabol anten üzerinden yansıyan alan yine Gaussian huzme biçimlidir ve kırman alanların etkisi ise Gaussian huzme üzerinde oluşan salınımlar biçiminde ortaya çıkmaktadir.

Şekil 2, besleme huzmesinin geliş açısı 0,'nin değiştirilmesi yardımıyla, parabol antenden yayılan alanın ana huzmesinin 0 ila 70° arasında taratılmasını göstermektedir ve Gaussian huzme biçimli besleme ile parabol antenin ana huzmesini geniş bir açı aralığında taratılmasının sağlanabileceği sonucunu vermektedir.

ELEKTROMANYETİK KAYNAKLARIN GABOR TRANSFORM YARDIMI İLE GAUSSİAN HUZMELERLE İFADE EDİLMESİ

Yansıtıcı antenin Gaussian huzmelerle beslenmesi konusunda ikinci önemli nokta ise gerçek kaynakların Gaussian huzmeler toplamı ile ifade edilmesidir. Daha önceden de değinildiği gibi bu amaçla Gabor transform kullanmak, Gabor transformun temel fonksiyonun Gaussian olması nedeniyle çok uygundur.

Gabor transform yada Gabor açılım kullanılarak 9'nın fonksiyonu olan herhangi bir elektromanyetik kaynak ifadesi *s(6)'y*

$$s(\theta) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{mn} g_m(\theta) \exp(in\Omega\theta) \qquad (3)$$

biçiminde ifade edebiliriz.

Burada A_{mn} Gabor katsayısı, $g_m(9)$ Gaussian taban fonksiyonudur [9-10].

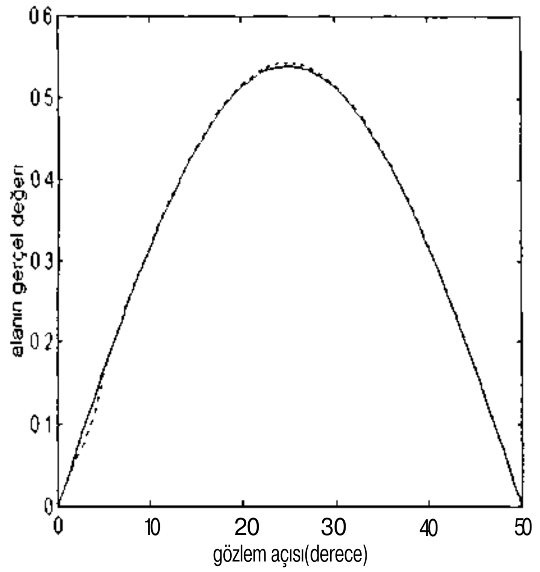
Örnek olarak 6'ya göre faz ve genlik değişimi

$$.v(0) = \sin(3.60)e^{\cdot\cdot:(\theta)} \qquad 0 \le 0 < 50^\circ \qquad (4)$$

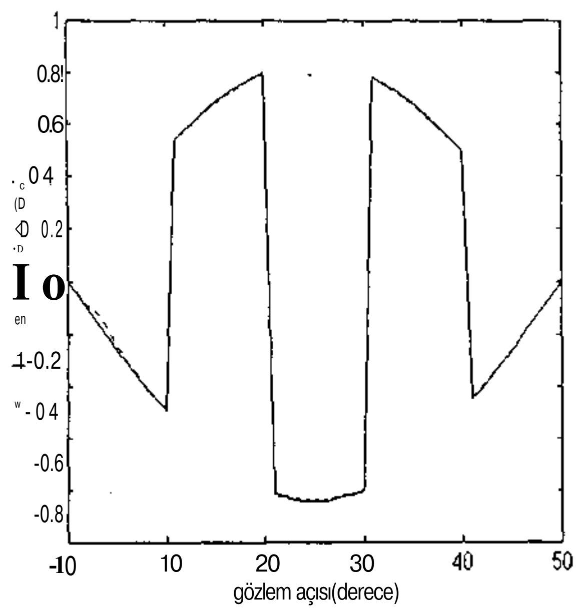
olarak verilen bir elektromanyetik alan ifadesini ele alalım. Eşitlik 4'de verilen ifadede kaynağın faz değişimi *z(B)* ise +1 ve -1 arasında 10° aralıkla değiştirilmiştir.

Eşitlik 4'de verilen elektromanyetik alan ifadesinin Gabor transform ile elde edilen kaynak benzetişimi Şekil 3 ve 4'de verilmiştir. Benzetişim için 1° aralıklarla yerleştirilmiş 50 adet Gaussian huzme kullanılmıştır.

Şekil 3'de sürekli çizgi Eşitlik 4'ile verilen gerçek kaynağın gerçel değerini, kesikli çizgi ise Gabor transformla Gaussian huzmeler toplamı ile elde edilen benzetişimini göstermektedir. Aynı biçimde alanın sanal değerini ise Şekil 4'deki grafikten izlenebilir. Her iki grafik incelendiğinde Gabor transformunun, karmaşık değerli bir işlevi çok başarılı olarak ifade edebildiği görülmektedir.



Şekil 3: Eşitlik 4'deki kaynak ifadesinin gerçel kısmının değişimi (sürekli çizgi: Eşitlik4'ün gerçel kısmı, kesikli çizgi: 25 adet Gaussian hüzme toplamının gerçel kısmı)

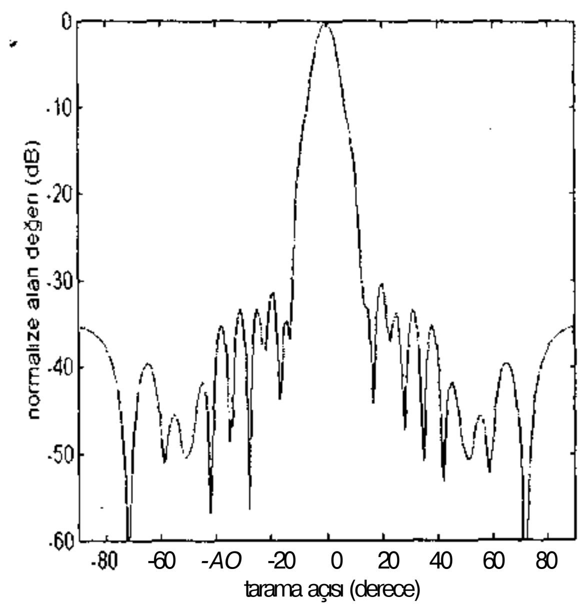


Şekil 4: Eşitlik 4'deki kaynak ifadesinin sanal kısmının değişimi (sürekli çizgi: Eşitlik4'ün sanal kısmı, kesikli çizgi: 25 adet Gaussian huzme toplamının sanal kısmı)

PARABOL ANTEN ÖRÜNTÜSÜ

Bu çalışmanın esas amacı gerçek kaynakların parabol antenden saçılmasının Gaussian huzmeler yardımıyla elde edilmesidir ve bu amaçla Şekil 5'de cos9 besleme için elde edilen parabol anten örüntüsü verilmiştir. Hesaplamalarda parabol anten çapı D=50X ve parabolün destek açısı a=12° olarak seçilmiştir. Besleme anteninin yayılma örüntüsü cosG parabol antenin kenarlarında sıfırlanacak biçimde seçilmiş ve bir önceki bölümde ayrıntıları verilen Gabor transform yardımı ile 5 adet Gaussian hüzmenin toplamı biçiminde ifade edilmiştir.

Şekil 5'deki parabol anten yayılma örüntüsü, 5 adet Gaussian huzmenin tek tek oluşturduğu alanların toplamından elde edilmiştir. Elde edilen sonuç örüntünün genel biçimi açısından başarılı gözükmektedir, fakat Gaussian huzme sayısının artırılması ve yine seçilen Gaussian huzmelerin huzme 'vvaist'lerinin ayarlanması gibi parametreler yardımıyla örüntünün iyileştirilmesi üzerine çalışmalar devam etmektedir.



Şekil 5: Cos9 besleme için parabol anten örüntüsü

(x_1=25λ, X_2=-25A., oc=12°, w,=4.37X)

SONUÇLARIN İRDELENMESİ

Sonuç olarak Gaussian huzme ile yansıtıcı anten analizi öncelikle yansıtıcı antenin tarama açı aralığının artırılması nedeniyle iyi bir seçenek olarak karşımıza çıkmaktadır.

Gabor Transform ile gerçek kaynakların Gaussian huzmelerle ifade edilip, her Gaussian huzmenin parabol anten üzerinden saçılan alanların toplamından elde edilen ilk örüntü sonuçları başarılı olarak gözükmektedir. Bu konudaki çalışmalar devam etmektedir.

KAYNAKLAR

[1] G. A. Suedan and E. V. Jull, "Beam Diffraction by Planar and Parabolic Reflectors", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 39, pp. 521-526, Apr. 1991.

[2] J. J. Maciel and L. B. Felsen, "Systematic Study of Fields Due to Extended Apertures by Gaussian Beam Discretization", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 37, pp. 884-892, July 1989.

[3] J. Touvinen, "Accuracy of a Gaussian Beam", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 40, pp. 391-398, Apr. 1992.

[4] A.T. Friberg, T. Jaakkola and J. Tuovinen, "Electromagnetic Gaussian Beam Beyond the Paraxial Regime", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 40, pp. 984-989, Aug. 1992.

[5] P. D. Einziger, S. Raz and M. Shapira, "Gabor Representation and Aperture Theory", J. Opt. Soc. Am. A, vol. 3, pp. 508-522, Apr. 1986.

[6] P. G. Mantica, I. Montrosset, R. Tascone and R. Zich,"Source field representation in terms of Gaussian beams", J. Opt. Soc. Am. A, vol.3, pp.497-507, April 1986.

[7] A. Dendene and J. M. Arnold, "Scattered field analysis of a focused reflector using the Gabor series", IEE Proc. Microw. Antennas Propag., vol.141,pp. 216-222, June 1994.

[8] G. C. Zogbi, Reflection and Diffraction of General Astigmatic Gaussian Beams from Curved Surfaces and Edges, Ph. D. Thesis, The Ohio State University, 1994.

[9] M. J. Bastiaas, "The expansion of an optical signal in to a discrete set of Gaussian beams", Optik, vol.57, pp.95-102, 1980.

[10] S. OJan, "Discrete Gabor Transform", IEEE Trans. Signal Processing, vol. 41, pp.2429-2438, July 1993.

Milimetre Dalgaboyunda Tomografik Görüntüleme

Armağan D.S., Vertiy A.[*], Gavrilov S.[*]
TÜBİTAK, Marmara Araştırma Merkezi, Uzay Teknolojileri Bölümü,
PK:21. 41470, Gebze, KOCAELİ.

Abstract

An *electrodynamical system for tomographic imaging operating in millimeter-wave band has been created. The tomographic process is directly appiied for creating the images of the weakly-scattering objects. The results can be used for the development and evaluation of millimeter wave tomography systems.*

1. Giriş

Daha çok tıbbi uygulamalardaki kullanımı bilinen tomografik görüntülemenin radyo astronomi, jeofizik, elektron mikroskopi ve son zamanlarda mikrodalga görüntüleme alanlarında önemli uygulamaları vardır. Günümüzde oldukça yaygınlaşan "bir cisme dokunmaksızın iç yapısı hakkında bilgi edinme" uygulamaları da mikrodalga tomografi ile çözümlenebilmektedir [1-4J.

Tomografi, cismin çevresinde yapılan ölçümlerden yararlanarak cisme ait çeşitli (fiziksel ve geometrik) özelliklerin belirlenmesidir. Bu özellikler arasında cismin dielektrik sabiti, cismin konumu, cismin geometrisi sayılabilir. Cisim etrafında yapılan ölçümlerle cismin izdüşümü elde edilir. Bu izdüşümler, bakış açısının düzenli olarak cismi tarayacak şekilde arttırılmasıyla oluşturulur. Herbir izdüşümü cismin dağılımının bir çizgisel integralidir [5J.

Cismin menzil ve menzile dik kesitteki yansıması izdüşümü olarak yorumlanırsa, tomografik sinyal işleme teknikleri mikrodalga tomografi çalışmalarında da doğrudan uygulanabilir. Böylece tomografik teknik, iki boyutlu görüntü oluşturma yöntemi olarak kullanılır.

Milimetre dalgaboyu frekanslarında yapılan ölçümlerden görüntünün yeniden yapılandırılması için uygulanan tomografi yöntemlerinde bazı güçlüklerle karşılaşılmaktadır. Bu güçlükler arasında, ortam sınır yüzeylerindeki yansıma, kırılma ile homojen boyutlar dalgaboyuyla kıyaslanabilir büyüklükte olduğu zaman ortaya çıkan difraksiyon etkileri sayılabilir, incelenen cismin "zayıf saçıcı" olduğu durumda birinci derece difraksiyon tomografi yöntemi kullanılabilir [3-4].

Bu makalede Af ~ 33-38 GHz frekans bandında çalışan, TÜBİTAK-MAM, Uzay Teknolojileri Bölümü, Radyofizik ve Anten Laboratuvarında kurulan bir tomografi sistemi tanımlanmaktadır. Bu sistemden elde edilen verilerden yararlanarak, farklı dielektrik örneklerin kesitlerine ait "cisim fonksiyonu"nun yeniden yapılandırma sonuçları sunulmuştur. Görüntüler, cisimden saçılan elektromanyetik dalga için birinci derece Rytov yaklaşımı ve Fourier difraksiyon izdüşüm teoremine dayanan [5-6], birinci derece yeniden yapılandırma algoritması kullanılarak elde edilmiştir.

2. Fourier Yeniden Yapılandırma Yöntemi

Tomografik görüntülemeyi gerçekleştirmek için uygulanan birkaç yöntem vardır. Fourier yeniden yapılandırma yöntemi tomografik görüntülemede uygulanan temel bir yöntemdir. Bu yöntem mükemmel ve eksiksiz bir matematiksel yaklaşım olan Fourier dönüşüm teorisine dayanır.

Bu yöntem için anahtar terim, izdüşüm teoremidir, izdüşüm teoremine göre, cismin uzaysal dağılımda bir izdüşümün tek-boyutlu Fourier dönüşümü, cismin dağılımının iki-boyutlu Fourier

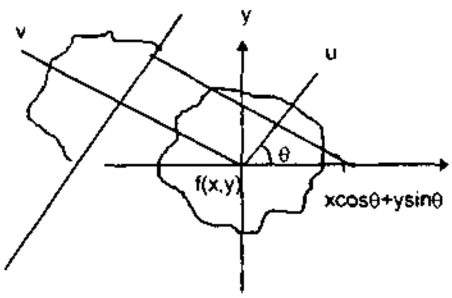
(*) 1. STATE Research Center, FONON, 37, Pobedy Ave. 252056, Kiev, UKRAINE 'den izinli,
2. İRE, National Academy of Science of Ukraine, 12 Acad., Proskura St., Kharkov, UKRAINE 'den izinli.

dönüşümünün merkezdeki değeri ile ilişkilidir. Teorem Şekil 1'de gösterilen veri toplama geometrisi düşünülerek ifade edilmiştir. *u, v* sistem koordinatlarında bir bölgeyi tanımlayan *f(x,y)* fonksiyonunu düşünelim. Rotasyonel dönüşüm kullanılarak,

f(x,y)= f[(ucos8-vsin0),(usine+vcos8)] (1)

yazabiliriz. *8* açısına bağlı *u* eksenindeki f(x,yj'nin izdüşümü, ı/ya bağlı tek boyutlu bir fonksiyondur:

$$p(u;B)=\int_{-\infty}^{+\infty} f(ucosö-vsin8,usinG +vcos9)dv \qquad (2)$$



Şekil 1. Tomografik görüntüleme için veri toplama geometrisi.

u değişkeniyle ilişkili *p(u;0)'n\r* tek-boyutlu Fourier dönüşümü,

$$P((Ü;8)= \int_{-\infty}^{+\infty} p(u;8)exp(-iuo))du \qquad (3)$$

ile verilir. *f(x,y)* fonksiyonun iki boyutlu Fourier dönüşümü kutupsal koordinatlarda,

$$F(w,8)= \iint f(x,y)exp\{-i(\omega xcos8 + o)ysin9)\}dxdy \qquad (4)$$

olarak yazılır. Burada *co* ve *0* uzamsal frekans düzleminde radyal ve açısal koordinatlardır. Denklem (4)'ü rotasyonel sistem koordinatlarında yazarsak,

P((o,0) = F((o,e) (5)

olduğunu görebiliriz. Böylece *f(x,y)* fonksiyonu,

$$f(x,y) = \frac{1}{4n}T \iint P(\omega,\theta)\exp\{i(\omega x\cos\theta + \omega y\sin\theta)\}d\omega_x d\omega_y . \qquad (6)$$

olarak yazılabilir. Saçısına bağlı değilse, *f(x,y)* fonksiyonu Fourier-Bessel dönüşümü formuna sahiptir:

$$f(\sqrt{x^2+y^2}) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty}\omega J_0(\omega\sqrt{x^2+y^2})\times \left\{ 2\int_0^{\infty} P(u)\cos(\omega u)du \right\} d\omega \qquad (7)$$

Burada J_o, m=0'ıncı dereceden Bessel fonksiyonudur. Hesaplarda a yarıçaplı dielektrik silindirin soğurmadan dolayı elektromanyetik enerji kayıplarının olduğu kabul edilmiştir. Bu soğurma *6* 'ya bağlı olmayan ve a yarıçaplı daire içinde sabit olan *f(x,y)* fonksiyonu ile karakterize edilir. Aynı zamanda verici antenden alıcı antene doğru örnek üzerinden geçen elektromanyetik dalga yoğunluğunun ölçülebildiği kabul edilmiştir.

(u,v) sistem koordinatlarında iletim sabiti T,

$$T(u) = \exp(-2\int k''(u,v)dv) \qquad (8)$$

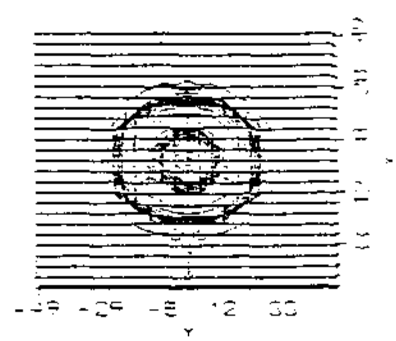
olarak verilir. Burada k", k karmaşık dalga sayısının sanal kısmının gösterir. (8) denkleminden,

$$-\frac{1}{2}\ln T = \int_{-\infty}^{\infty} k''(u,v)dv=p(u). \qquad (9)$$

Böylece *u* ekseninde *ff* ya bağlı olmayan k"(x,y) izdüşümü elde edilir.

k", a yarıçaplı daire içinde sabit iken,

$$p(u) = 2\sqrt{a^2-u^2}\,\frac{\omega'}{c}\sqrt{\varepsilon'}\,\frac{tg\Delta}{2} \qquad (10)$$



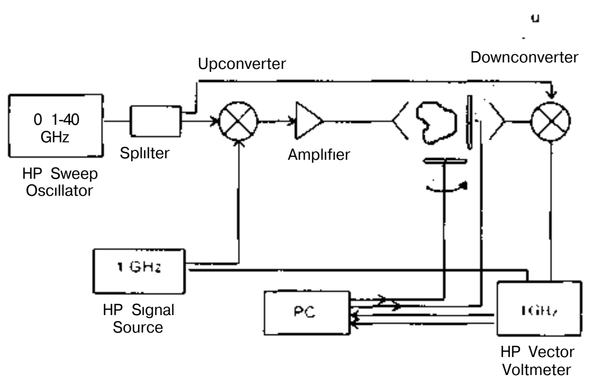
Şekil 2. Fourier-Bessel dönüşümü kullanılarak incelenen boru şeklindeki dielektrik silindirin yeniden yapılandırılması.

elde edilir. Burada «' elektromanyetik yayılım frekansını, c ışık hızını, e' dielektrik sabitini ve tgA tanjant kayıplarını gösterir.

Şekil 2'de iç yarıçapı b, dış yarıçapı a olan boru şeklindeki dielektrik silindir örnek için (7) denklemindeki hesaplamaların sonuçları gösterilmiştir. Hesaplarda a=25mm; b=10mm; u'= 2nx33GHz; $\sqrt{\varepsilon'}$ = 1.5; tgA=1.0x10^{-3} olarak alınmıştır.

3. Deney Düzeneği

Bu çalışmada Şekil 3'te şematik olarak gösterilen mikrodalga tomografi sistemi kullanılmıştır. Sistem 33-38 GHz'te çalışmaktadır ve analog/sayısal, sayısal/analog ve sayısal/sayısal çıkışlara sahip bir laboratuvar kartı yardımıyla bilgisayar tarafından kontrol edilmektedir. Cismi döndürmek ve *u* ekseni boyunca hareket ettirmek için iki ayrı step-motor kullanılmıştır. Her iki motor da bilgisayar tarafından kontrol edilmektedir.



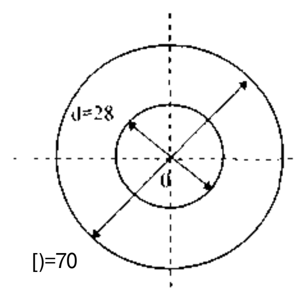
Şekil 3. Mikrodalga tomografi sisteminin şematik gösterilimi.

Bu deney düzeneğinde kullanılan osilatör 32-37 GHz'te sinyal üretmektedir. Bu sinyal bölücü (splitter) tarafından ikiye bölünür. Bunlardan birisi, 1 GHz'te sinyal üreten osilatörden gelen işaretle üst-çevirici (upconverter) yardımıyla çarpılır, kuvvetlendirilir ve verici anten yardımıyla hedef cisme gönderilir. Hedeften geçerek alıcı antene ulaşan sinyal, bölücü (splitter)'de bölünen sinyalle çarpılarak alt-çevirici (downconverter) yardımıyla 1 GHz'e indirilir. Bu işaret ve 1 GHz'lik kaynaktan gelen analog işaret, vektör voltmetreye gönderilir. Vektör voltmetrede ölçülen değerler laboratuvar kartı yardımıyla sayısallaştırılarak bilgisayara kaydedilir. Bu işlem cismin taranması sona erene kadar tekrarlanır

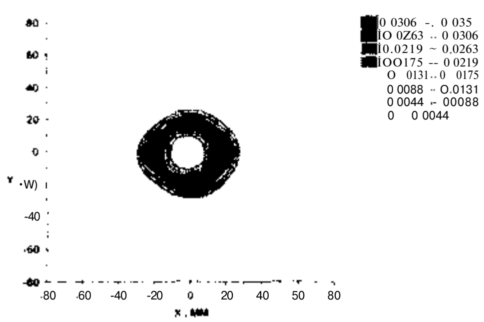
Deneysel veriler ve Difraksiyon Tomografinin temelleri kullanılarak, frekans domeninde cisim fonksiyonunun Fourier dönüşümü bulunabilir [6]. Ters Fourier dönüşümü uygulanarak incelenen cismin kesit görüntüsü elde edilir.

4. Yeniden Yapılandırma Örnekleri

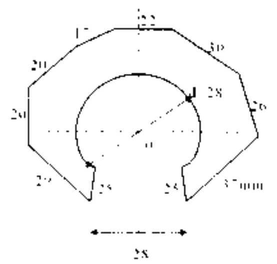
Şekil 4b ve 5b'de dielektrik silindir örneklerinin yeniden yapılandırılmış kesit görüntüleri verilmiştir.



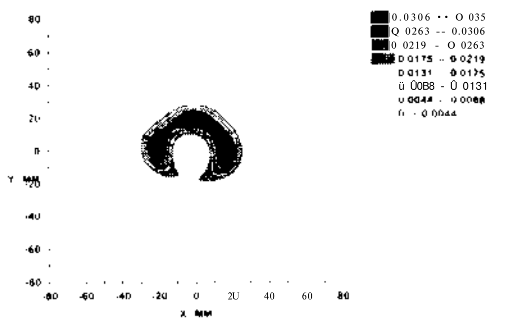
Şekil 4a. Silindir şeklindeki dielektrik örneğin kesit görüntüsü.



Şekil 4b. Silindir şeklindeki dielektrik örneğin yeniden yapılandırılmış kesit görüntüsü.



Şekil 5a. Yarım ay şeklindeki dielektrik örneğin kesit görüntüsü.



Şekil 5b. Yarım ay şeklindeki dielektrik örneğin yeniden yapılandırılmış kesit görüntüsü.

Şekil 4b ve 5b ise bu silindirlere ait kesit ölçülerini vermektedir.

Görüntüler, Difraksiyon Tomografisinin temel denklemi için yüksek frekans yaklaşımı kullanılarak oluşturulmuştur. Deneysel veriler, iki dielektrik anten kullanılarak, f = 33.5 GHz çalışma frekansında elde edilmiştir.

5. Sonuç

TÜBİTAK-MAM Uzay Teknolojileri Bölümü, Radyofizık ve Anten Laboratuvarında, dielektrik cisimleri ve cisimlerin içindeki homojen olmayan yapıları belirlemek için milimetre dalgaboyunda çalışan tomografi sisteminin ilk sonuçları elde edilmiştir.

Yapılan incelemeler, Difraksiyon Tomografisinin temel denkleminin milimetre dalgaboylarında da kullanılabileceğini göstermiştir. Ancak, karmaşık cisimlerin (cisim içinde birbirine çok yakın olan süreksizliklerin bulunması durumunda) iç yapılarına ait görüntülerin oluşturulmasında bazı güçlükler beklenmektedir.

Elde edilen sonuçlar, milimetre dalgaboyunda çalışan tomografi sistemlerinin endüstri, tıp ve bilimsel uygulamalarda başarıyla kullanılabileceğini göstermektedir

Kaynakça

[1] L. Garhero, A. Franchois, J. Hugonin, C. Pichot, and N. Joachimowiez, "Mıcrowave Imaging- Complex Permittivity Reconstruction by Simulated Annealing", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.,* vol. MTT-39, pp1801-1807, 1991.

[2] D. Lesselier and B. Duchene, "Wave-Field Inversion of Objects in Stratified Enviroments: From Back-Propagation Schemes to Full Solutions", URSI, The Review of Radio Science 1993-1996/Edited by W. Ross Stone, Oxford University Press, p.p. 235-268, 1996.

[3] J. Ch. Bolomey, L. Joffre, and G. Peronnet, "On the possible use of microwave active imaging for remote thermal sensing," *IEEE Trans. Mıcrowave Theory Tech.,* vol. MTT-31, pp. 777-781, 1983.

[4] Ch. Pichot, L. Jofre, and G. Peronnet, "Active microwave imaging of inhomogeneous bodies," *IEEE Trans. Antennas Propagat.,* vol. AP-33, pp. 416-425, 1985.

[5] D. L. Mensa, *High Resolution Radar Cross-Section İmaging,* Norwood, MA, Artech House, 1991.

[6] F.Natterer, *The Mathematics of Computerized Tomography,* B.G. Teubner, Stuttgart, John Wİley&SonsLtd., 1986.

ZAMAN UZAMINDA BOŞLUK GREEN FONKSİYONUNUN KÜRESEL DALGA FONKSİYONLARI İLE AÇILIMI İÇİN İKİ ALTERNATİF İFADE

S. Sencer KOÇ O. Merih BÜYÜKDURA
Orta Doğu Teknik Üniversitesi
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü
06531 - Ankara

ABSTRACT

The importance of expanding Green's functions in terms of orthogonal wave functions is practically self-evident when frequency dornain sacattering problems are of interest. Similar expansions are expected to be useful in time domain problems as well. In this paper, two alternatife expressions, expanded in terms of orthogonal spherical wave functions, for the free-space time domain scalar Green's function are presented. Although the two expressions are equivalent, one of them is more convenient for the calculation of the scattered field when the source density is known, whereas the second is more suitable for setting up an integral equation for unknown equivalent source density.

1. GİRİŞ

Bu makalede, zaman uzamı Green fonksiyonunun, küresel bir yüzey üzeinde ortogonal olan dalga fonksiyonları cinsinden açılımı için iki ayrı ifade verilmektedir. Her iki ifadede de fonksiyonun θ, θ', ϕ, ϕ' bağımlılığı ayrılmış biçimdedir. Ancak, ifadelerin birinde R ve R' bağımlılığı daha "kompakt" iken, diğerinde "ayrılmış" haldedir. Burada "ayrılmış"dan kasıt, açılımın her bir teriminin R nin bir fonksiyonu ile R' nün bir fonksiyonun *katlanması* (convolution) halinde olmasıdır.

Problem, formel olarak 2. bölümde verilmiş, 3. bölümde "kompakt" ifade, 4. bölümde ise "ayrılmış" ifade verilmiştir. Nümerik bir örnek olarak da 5. bölümde yumuşak bir küreden saçınım bulunmuştur.

2. PROBLEM

İlgilendiğimiz problem,

$$\left[\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right] g_0(\vec{R},\vec{R}',t) = -\delta\left(\vec{R} - \vec{R}'\right)\delta(t) \qquad (1)$$

kısmi diferansiyel denklemi ile birlikte radyasyon koşulunu sağlayan Green fonksiyonunu bulmaktır. Burada $\vec{R}$ ve $\vec{R}'$ sırasıyla gözlem noktası ve kaynak noktasını gösteren pozisyon vektörleridir. Bu Green fonksiyonu, $f(\vec{R},t)$ kaynağının boşlukta yarattığı $\Psi(\vec{R},t)$ alanını bulmakta kullanılır. Başka bir deyişle,

$$\left[\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right]\Psi(\vec{R},t) = f(\vec{R},t) \qquad (2)$$

inhomojen kısmi diferansiyel denkleminin çözümü

$$\Psi(\vec{R},t) = -\int_{V'}\int_{\tau=-\infty}^{\infty} f(\vec{R}',\tau)\, g_0(\vec{R},\vec{R}',t-\tau)\, d\tau\, dv' \qquad (3)$$

ifadesiyle verilir. Burada V, kaynağın içinde kaldığı bölgedir. Görüldüğü gibi, dalgaların boşluktaki yayılma hızı olarak c=1 aldık ki bu, frekans uzamı ifadelerimizin tümünde dalga numarası k ile açısal frekans w'nın aynı olduğu anlamına gelir. (3) denkleminden de görülmektedir ki, g_0, uzay bağımlılığı olarak göz önüne alındığında bir süperpozisyon entegrali içinde yer aldığı için gerçekten bir Green fonksiyonu, ancak zaman bağımlılığı incelendiğinde bir katlanma (convolutiion) entegrali içinde gözüktüğü için bir darbe tepkesi (impulse response) olarak yorumlanabilir.

3. "AYRILMIŞ OLMAYAN" AÇILIM

(1) denkleminin çözümü kapalı iafade olarak iyi bilinmektedir[1]:

$$g_0(\vec{R},\vec{R}',t) = \frac{\delta\left(t - |\vec{R}-\vec{R}'|\right)}{4\pi|\vec{R} - \vec{R}'|} \qquad (4)$$

(4), gene iyi bilinen frekans uzamı Green fonksiyonu ifadesinin, yani

$$G_u(\bar R,\bar R'\backslash k) = \frac{e^{-jk|\bar R-\bar R'|}}{4\pi|\bar R-\bar R'|} \qquad (5)$$

ters Fourier dönüşümüdür.

Şimdi (4) ifadesini küresel yüzeyler üzerinde ortogonal olan dalga fonksiyonlarıyla açmak istiyoruz. Bu amaçla, geçici olarak, kaynak noktasının z ekseni üzerinde olduğunu düşünelim ve g_o'ı Tesseral Harmonikler cinsinden açalım:

$$g_o(R,\theta,\phi;z';t) = \sum_{p=e,o}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{n} a_{pnm}(R,z',t)Y_{pnm}(\theta,\phi) \qquad (6)$$

Burada, p endeksi, simetrik (e) ve antisimetrik (o) "değerlerini" alabilir. a_{pnm} henüz bilinmeyor. Tesseral Harmonikler

$$Y_{pnm}(\theta,\phi) = P_n^m(\cos\theta)\begin{Bmatrix}\cos m\phi\\ \sin m\phi\end{Bmatrix}$$

ifadesiyle verilir ki, burada P_n^m Associated Legendre fonksiyonlarını gösterir; cos mφ, p=e endeksiyle ve sin mφ, p=o endeksiyle kullanılır. Bilinmeyen a_{pnm}'leri bulmak için kullanılan yöntem standarttır: (6) denkleminin sol tarafına (4) konur, her iki taraf da başka endeksli bir Tesseral Harmonikle çarpılır ve küresel bir yizey üzerinde entegre edilir. Daha sonra, Legendre fonksiyonlarının koordinat dönmesi altındaki dönüşümleri (addition theorem) [2] de kullanılarak kaynak noktasının z ekseni üzerinde olması sınırlaması kaldırılır, istenen sonuç

$$g_0(R,\theta,\phi;R',\theta',\phi';t) = \frac{1}{8\pi RR'}\sum_{n=0}^{\infty}\Big\{(2n+1) P_n\left(\frac{R^2+R'^2-t^2}{2RR'}\right)p\left(\frac{t-R_>}{R_<}\right)\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!} Y_{pnm}(\theta,\phi)Y_{pnm}(\theta',\phi')\Big\} \qquad (8)$$

olarak bulunur. Bu ifadede $\varepsilon_0=1$ ve $\varepsilon_m=2$, $m\neq 0$; ve p(.), (-1,1) aralığında bire, dışında sıfıra eşittir. P_n, Legendre polinomlarıdır ve sırasıyla $R_>$ ve $R_<$, R ile R'nün büyük ve küçük olanlarını gösterir.

4. "AYRILMIŞ" AÇILIM

Görüldüğü gibi (8) denkleminde R ve R' bağımlılığı "ayrılmış" değildir. Bazı saçınım problemlerinde R ve R' bağımlılığını R nin bir fonksiyonu ile R' nün bir fonksiyonunun katlanması olarak yazmak isteriz, işte böyle bir ifadeye "ayrılmış" diyoruz. Bu amaçla Green fonksiyonunun frekans uzamında bilinen ifadesinin:

$$G_0(R,\theta,\phi;R',\theta',\phi';k) = -\frac{jk}{4\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\Big\{(2n+1)j_n(kR_<)h_n^{(2)}(kR_>)\sum_{p=e,o}\sum_{m=0}^{n}\varepsilon_m\frac{(n-m)!}{(n+m)!}Y_{pnm}(\theta,\phi)Y_{pnm}(\theta',\phi')\Big\} \qquad (9)$$

ters Fourier dönüşümünü alacağız. Burada j_n ve $h_n^{(2)}$, sırasıyla küresel Bessel ve ikinci türden küresel Hankel fonksiyonlarıdır. Bessel fonksiyonlarının dönüşümü bilinmektedir[3]:

$$F^{-1}\{j_n(kR_>)\} = \frac{j^n}{2R_>}P_n\left(\frac{t}{R_>}\right)p\left(\frac{t}{R_>}\right) \qquad (10)$$

Oysa Hankel fonksiyonlarının dönüşümü disribüsyonel anlamda dahi yoktur. Ancak sadece burada (Green fonksiyon ifadesinde) geçerli olmak üzere formel olarak

$$F^{-1}\{-jkR_>h_n^{(2)}(kR_>)\} = j^n\frac{\partial}{\partial t}\left[P_n\left(\frac{t}{R_>}\right)u(t-R_>)\right] = j^nU_n(R_>,t-R_>) \qquad (11)$$

yazabiliriz (Bkz. [4]). u, birim basamak (unit step) fonksiyonudur. Yukarıda tanımlanan ve dışa doğru yayılan dalgaları temsil eden U_n fonksiyonları

$$U_n(x) = \frac{dP_n(x)}{dx} = -\frac{P_n^1(x)}{\sqrt{1-x^2}} = -C_{n-1}^{(3/2)}(x) \qquad (12)$$

olarak da yazılabilir ki, burada $C_n^{(3/2)}$ Gegenbauer veya Ultraspherical polinomlarıdır[3]. Bu fonksiyonlardan birkaç tanesini vermek gerekirse:

$$U_0(R_>,t-R_>) = \delta(t-R_>) \qquad (13)$$

$$U_1(R_>,t-R_>) = \delta(t-R_>) + \frac{1}{R_>}u(t-R_>) \qquad (14)$$

$$U_2(R_>,t-R_>) = \delta(t-R_>) + \frac{3}{R_>}u(t-R_>) + \frac{3}{R_>^2}(t-R_>)u(t-R_>) \qquad (15)$$

Böylece istenen sonuç

$$g_0(R,\theta,\phi;R',\theta',\phi';t) = \frac{1}{8\pi RR'}\sum_{n=0}^{\infty}\Big\{(-1)^n(2n+1)$$

$$\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right] * \cdot :ulR,\iota-R)Y \quad t, \quad (n \quad m)! \quad 77 \; T \quad$$

),.....[0,0))].....[ir,0')) de)

olarak bulunur. Burada *, katlanma operasyonunu göstermektedir.

(16) ile (8)'in eşit olması

$$P_n\left(\frac{R^2 + R'^2 - r^2}{2RR'}\right)p\left(\frac{t-R}{R}\right) =$$

$$(-1)^n \left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right] * V_n[R..,t-R) \quad (17)$$

anlamına gelir ki, bu eşitliği pek çok n değeri içm nümerik olarak doğruladık.

5. YUMUŞAK BİR KÜREDEN SAÇILIM

Bu bölümde, yukarıda verilen ifadelerin bıı uygulaması ve testi olarak, yumuşak bir küreden saçılım ele alınacaktır, a yarıçaplı yumuşak (Dirichlet sınır koşulu) bir kürenin gelen bir akustik dalgayla aydınlatıldığını düşünelim. (16) denkleminin formundan esinlenerek, gelen basınç dalgasını

$$\Psi^i(\vec{R},t) = \sum \sum \sum \frac{d_{nm}}{R} , ...$$

$$* \left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right] Y_{nm}(\theta,\phi) \quad (18)$$

şeklinde yazabiliriz. Burada

$$d_{nm} = \frac{(-1)^n(2n+1)(n-m)!}{8\pi(n+m)!} \cdots \quad (19)$$

dır. Bilinen bir gelen alan Ψ^i için a_{nm} bilinmektedir. Özel olarak pozitif z ekseninden gelen bir darbe düzlem dalga için ($\Psi^i = \delta(t+z)$)

$$\Psi^i(\vec{R},t) = \sum \frac{4\pi d_{n0}}{R}\left[P_n\left(\frac{t}{R}\right)p\left(\frac{t}{R}\right)\right]P_n(\cos\theta) \quad (20)$$

yazabiliriz. Bu gelen dalga için, gene (16)'dakı ifadeden esinlenerek, saçılan alanı da

$$\Psi^s(\vec{R},t) = \sum_{n=0} \frac{4\pi d_{n0}}{R} P_n(\cos\theta) c_n(t)$$

$$* \left[P_n\left(\frac{t}{a}\right)p\left(\frac{t}{a}\right)\right] * U_n(R,t-R) \quad (21)$$

olarak yazarız, c_n şimdilik bilinmemektedir Kürenin yüzeyindeki sınır koşulu, yanı

$$(\Psi^i + \Psi^s)\big|_{R=a} = 0, \quad (22)$$

$$\left[P_n\left(\frac{t}{a}\right)p\left(\frac{t}{a}\right)\right]$$

$$t <\!\setminus\!.0) * \left[P_n\left(\frac{t}{a}\right)p\left(\frac{t}{a}\right)\right] * l'jcij - </) -- 0 \quad (23)$$

demektir ki, bu da

$$(\cdot J\,t) * t' j\,n\,j \; - a) :-- \; cS(t) \quad (24)$$

anlamına gelir. Görüldüğü gibi, (16)'dakı açılımın ortoganal fonksiyonlar cinsinden olması, (22)'dekı ıkı toplamın eşitliğini turım-terım eşitlik halinde yazmamıza elverdi. (24)'dekı denklem direkt ters katlanma (deconvolutıon) yöntemiyle ya da sistem tanımlama yöntemleriyle |5| çözülebilir. $c_n(t)$ bir kere bulunduktan sonra da (21)'de yerme konarak saçılan alan bulunur.

Numenk bir örnek olarak a = 1 yarıçaplı bir kürenin gelen bir düzlem dalgayı nasıl saçtığına bakalım. Gelen dalga +z ekseni yönünden gelsin ve sinyal biçimi (dalganın zamana bağımlılığı, waveform)

ı' "' ' ile verilen Gaussıan bir dalga olsun Bu dalganın suresi yaklaşık ö'dır Fiziksel olarak, saçıcı küre 1ın yarıçapındadır ve gelen dalganın suresi yaklaşık olarak 20 nanosanıyedır. Gelen dalga, eğer yayılma hızı boşluktaki ışık hızına eşitse, t=0 anında xy düzleminin etıafında simetrik olarak 6 metrelik bir bölgeyi işgal etmektedir. Saçılan alanı bulmak için yapmamız gereken yalnızca (21) ifadesini Gaussıan sinyal biçimi ile katlamaktan ibarettir. Şekilde x=0, y=0 ve z=+3 noktasındaki saçılan alan zamana karşı verilmiştir. Kesiksiz çı/gi, buarada belirtilen yöntemle, X işaretleri ise iyi bilinen frekans uzamı çözümünün ters Fourıer dönüşümünün FFT yöntemiyle alınmasıyla bulunmuştur.

Yukarıdaki çözüm, açılımlardan sadece 4 tenm kullanarak bulunmuştur. Nümerik deneylerimizde gördük ki, saçıcı kürenin boyutu, gelen dalganın sinyal biçimindeki en yüksek frekans bıleşemndekı dalga boyuna göre kuçuk olduğunda, çözüm hızlıca yakınsamaktadır.

KAYNAKÇA

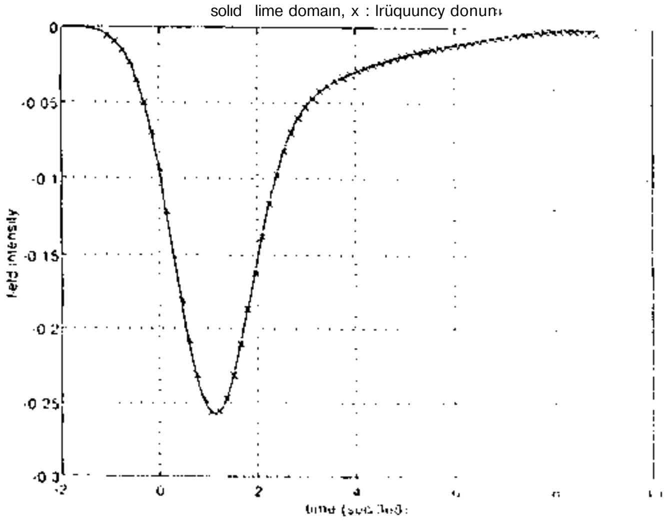
|11 Chew, W.C, *Waves and Ficlds in Inhomogencous Modıa,* Van Nostrand Roınhold. New York, 1990.

[2| Gradshteyn, IS. and Ry^hıK, L. M., *Tablo of Intograls, Sdrıes and Products,* Academic, Oılando, 1980.

|3| Abramowitz, M. and Stegun, I E , *Handbook of Mathematical Functıons,* Dover, New York, 1972.

|4] Buyukdura, O.M. and Koc, "Two Alternative expressions for the Spherical Wave expansıon of the Time Domain Scalar Free-Space Green's Functıon and an Application: Scattorıng by a Soft Sphere", Jour. Acoust. Soc. Amer., Vol. 101, pp 87-91, 1997.

|5| Goodwin, G.C. and Sın, K.S., *Aüaplıve Filtering Prodıctıon and Control,* Prentıce-Hall, Englewood Clıffs, New Jorsey, 1984.



Şekil: Gaussian biçimli bir düzlem dalganın yarattığı, yeıı-baçınım (backscatter) yönünde, R 3 u/aklıgında saçman alan - zamana karşı. Saçan (yumuşak) küre a=1 yarıçaplı.

ÇOK KATMANLI ŞİLİNDİRİK YAPILARDAKİ GENEL AKIM KAYNAKLARI İÇİN GERÇEK UZAYDA KAPALI FORMDA GREEN FONKSİYONLARININ ÇIKARILMASI

Çağatay TOKGÖZ, Gülbin DURAL
Orta Doğu Teknik Üniversitesi
Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü
06531 -Ankara

ABSTRACT

A two-level approximation technique is employed to obtain the closed-form spatial domain Green's functions of the electhc and magnetic fields due to electhc and magnetic sources of z and <f>-oriented dipoles located in an arbitrary layer of a cylindrical, stratified medium. First, the electric and magnetic field components representing the coupled TM and TE modes are derived recursively in the spectral domain for an arbitrary observation layer. Then, the fieid expressions are decoupled between the TM and TE waves for the purpose of obtaining the spectral domain Green's functions which are approximated by complex exponentials in two consecutive steps by using the Generalized Pencil of Function (GPOF) Method. For the Green's functions approximated in the first step, the large argument behaviour of zero order Hankel functions is used for the transformation into the spatial domain by the Sommerfeld identity. İn the second step, the remaining portion of the Green's functions are approximated and transformed into the spatial domain, analytically.

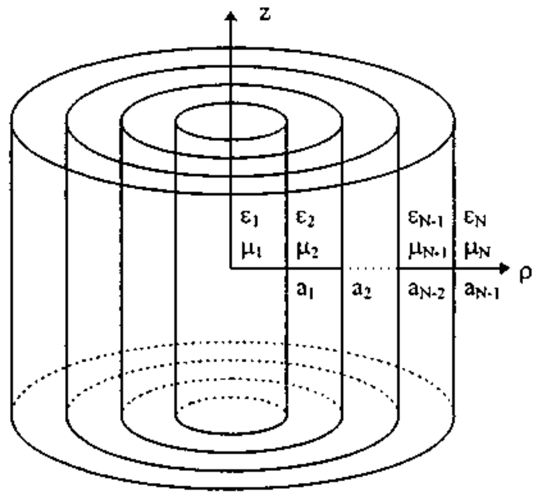
1. GİRİŞ

Elektromagnetik teorinin birçok uygulamasında, enerji çeşitli kompozisyonlara sahip katmanlı yapıların içinde yönlendirilmektedir. Bu nedenle, çok katmanlı bir yapı içerisine yerleştirilmiş noktasal bir akım kaynağına ait çözümler geniş uygulama alanlarına sahiptir. Bu tür uygulamaların bazılarında çok katmanlı yapı veya baskı devre, katmanlar arasından geçirilen bir akımla beslenmekte, bazılarında ise yapı, katmanların dışında bulunan bir kaynağın oluşturduğu yayılımdan etkilenmektedir. Çok katmanlı yapıların bilhassa savunma elektroniğinde ve optikte geniş kullanım alanları vardır.

Çok katmanlı düzlemsel yapılar için gerçek uzayda kapalı formda elde edilen ifadeler daha önce yayınlanmıştır [1], [2]. Ancak, çok katmanlı silindirik ve küresel yapılar için henüz böyle bir çalışma yayınlanmamıştır. Bu çalışmada, çok katmanlı silindirik yapılara ait Green fonksiyonlarının gerçek uzayda ve kapalı formda çıkarılması için geliştirilen iki aşamalı bir yöntem anlatılmaktadır.

2. FORMÜLASYON

Bu çalışmada, içice silindirik katmanlardan oluşan bir yapının herhangi bir katmanında ve (p',<J>',z') koordinatlarında bulunan z ya da φ yönündeki elektrik ya da magnetik noktasal bir akım kaynağının, herhangi bir katmanda bulunan ve (p,(j),z) koordinatlarına sahip olan bir gözlem noktasında oluşturduğu elektrik ve magnetik alanların Green fonksiyonları, gerçek uzayda ve kapalı formda elde edilmiştir. Bu katmanların sayısında herhangi bir sınırlama olmayıp, herbir katmanın ayrı bir elektrik veya magnetik özelliği olabileceği gibi, katmanlar mükemmel elektrik veya magnetik iletkenlerden de oluşabilmektedir. Formülasyonda e^{jwt} zaman bağımlılığı kabul edilmiştir. Silindirik ve çok katmanlı genel bir yapı Şekil 1'de gösterilmiştir.



ŞEKİL1 N katmanlı silindirik yapı modeli

2.1. Green Fonksiyonlarının Spektral Uzayda Hesaplanması:

Düz ve küresel çok katmanlı yapılardan farklı olarak ve φ veya z bağımlılığının olmadığı durumlar hariç, silindirik yapılarda TM ve TE modlardan herhangi biri tek başına katmanlar arasındaki sınır koşullarını sağlayamadığı için, bu modlar kaynak katmanında aynı anda çözülerek bu katmandaki elektrik ve magnetik alan ifadeleri bulunur. Gözlem noktası, kaynak katmanından farklı bir katmanda bulunduğu zaman, kaynak ve gözlem katmanlarındaki dalgalar arasındaki genlik faktörü iteratif bir yöntemle bulunmalı [3] ve kaynak katmanındaki alan ifadeleri bu faktör ile çarpılarak gözlem katmanına ait alan ifadeleri şekline dönüştürülmelidir. TM ve TE modların aynı anda çözülmesinden dolayı katmanlar arasındaki yansıma ve iletimi temsil eden terimler 2x2 matrisler olarak elde edilmektedir. Bulunan ifadelerdeki TM ve TE modlara ait terimler birbirinden ayrılarak gözlem katmanına ait Green fonksiyonları kolaylıkla hesaplanabilir. Spektral uzayda, z ve ϕ yönündeki noktasal elektrik akım kaynaklarının gözlem katmanında oluşturduğu Green fonksiyonları aşağıda verilmiştir:

$$\tilde{G}^{E}_{zz} = -\frac{1}{4w}\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn(\phi-\phi')}\frac{k^2_{\rho_j}}{\varepsilon_j} f_{11}$$

$$\tilde{G}^{H}_{zz} = -\frac{1}{4w}\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn(\phi-\phi')}\frac{k^2_{\rho_j}}{\varepsilon_j} f_{21}$$

$$\tilde{G}^{E}_{\phi z} = -\frac{1}{4w}\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn(\phi-\phi')}\frac{k^2_{\rho_j}}{\varepsilon_j}\left[\frac{nk_z}{k^2_{\rho_j}\rho} f_{11} - \frac{jw\mu_j}{k_{\rho_j}}\frac{df_{21}}{d(k_{\rho_j}\rho)}\right]$$

$$\tilde{G}^{H}_{\phi z} = -\frac{1}{4w}\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn(\phi-\phi')}\frac{k^2_{\rho_j}}{\varepsilon_j}\left[-\frac{jw\varepsilon_j}{k_{\rho_j}}\frac{df_{11}}{d(k_{\rho_j}\rho)} + \frac{nk_z}{k^2_{\rho_j}\rho} f_{21}\right]$$

$$\tilde{G}^{E}_{z\phi} = -\frac{1}{4w}\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn(\phi-\phi')}\left[\frac{nk_z}{\varepsilon_j\rho'} f_{11} - jwk_{\rho_j}\frac{df_{12}}{d(k_{\rho_j}\rho')}\right]$$

$$\tilde{G}^{H}_{z\phi} = -\frac{1}{4w}\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn(\phi-\phi')}\left[\frac{nk_z}{\varepsilon_j\rho'} f_{21} - jwk_{\rho_j}\frac{df_{22}}{d(k_{\rho_j}\rho')}\right]$$

$$\tilde{G}^{E}_{\phi\phi} = -\frac{1}{4w}\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn(\phi-\phi')}\left\{\frac{nk_z}{\varepsilon_j\rho'}\left[\frac{nk_z}{k^2_{\rho_j}\rho} f_{11} + \frac{jw\mu_j}{k_{\rho_j}}\frac{df_{21}}{d(k_{\rho_j}\rho)}\right]\right.$$
$$\left. - jwk_{\rho_j}\frac{df_{22}}{d(k_{\rho_j}\rho')}\left[\frac{nk_z}{k^2_{\rho_j}\rho} f_{12} + \frac{jw\mu_j}{k_{\rho_j}}\frac{df_{22}}{d(k_{\rho_j}\rho)}\right]\right\}$$

$$\tilde{G}^{H}_{\phi\phi} = -\frac{1}{4w}\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn(\phi-\phi')}\left\{\frac{nk_z}{\varepsilon_j\rho'}\left[-\frac{jw\varepsilon_j}{k_{\rho_j}}\frac{df_{11}}{d(k_{\rho_j}\rho)} + \frac{nk_z}{k^2_{\rho_j}\rho} f_{21}\right]\right.$$
$$\left. - jwk_{\rho_j}\frac{df_{22}}{d(k_{\rho_j}\rho')}\left[-\frac{jw\varepsilon_j}{k_{\rho_j}}\frac{df_{12}}{d(k_{\rho_j}\rho)} + \frac{nk_z}{k^2_{\rho_j}\rho} f_{22}\right]\right\} \tag{1}$$

Yukarıdaki ifadelerde,

$$\bar{F}_n(\rho,\rho') = \begin{bmatrix} f_{11} & f_{12} \\ f_{21} & f_{22} \end{bmatrix}$$
$$= \begin{cases} \left[J_n(k_{\rho_i}\rho)\bar{I} + H^{(2)}_n(k_{\rho_i}\rho)\tilde{\bar{R}}_{i,i-1}\right]\cdot\bar{A}_{n_i}, & \rho < \rho', \\ \left[H^{(2)}_n(k_{\rho_i}\rho)\bar{I} + J_n(k_{\rho_i}\rho)\tilde{\bar{R}}_{i,i+1}\right]\cdot\bar{A}_{n_i}, & \rho > \rho', \end{cases} \tag{2}$$

matrisinin elemanları kullanılmıştır. Burada, birinci tür Bessel ve ikinci tür Hankel fonksiyonları, gözlem katmanında sırasıyla silindirin içine ve dışına doğru ilerleyen dalgaları temsil etmektedir. Yukarıdaki ifadelerde kaynak ve gözlem katmanlarına ait olan terimlerin belirtilmesinde sırasıyla j ve i alt indeksleri kullanılmış olup, k_j ve k_i, sırasıyla, kaynak ve gözlem katmanlarındaki yayılma katsayıları olmak üzere $k_j^2 = k_{\rho_j}^2 + k_z^2$ ve $k_i^2 = k_{\rho_i}^2 + k_z^2$ bağıntıları geçerlidir. Bütün katmanlar için k_z sabit olup, k_ρ değişkendir. Ayrıca, $\tilde{\bar{R}}_{i,i-1}$ ve $\tilde{\bar{R}}_{i,i+1}$ gözlem katmanından, sırasıyla, alt ve üst katmanlara doğru ilerleyen dalgalara ait genelleştirilmiş yansıma matrisleridir. $\bar{A}_{n_i}$ ise yine bu katmandaki dalgaların genliklerini temsil eden, kaynak ile gözlem katmanları arasındaki genelleştirilmiş iletim matrisini ve kaynak katmanına ait bilgileri içeren bir matristir.

2.2. Green Fonksiyonlarının Gerçek Uzayda Kapalı Formda İfade Edilmesi:

Gerçek uzaydaki Green fonksiyonları, spektral uzaydaki Green fonksiyonları cinsinden aşağıdaki integral dönüşümü ile ifade edilmektedir:

$$G(z) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{-jk_z(z-z')}\tilde{G}(k_z) \tag{3}$$

Bu ifadede G ve $\tilde{G}$, sırasıyla, gerçek ve spektral uzaydaki Green fonksiyonlarını temsil etmektedirler.

Yukarıdaki integralde k_z değişkeninin izlediği yolun eksi sonsuzdan artı sonsuza kadar gitmesi, integralin hesaplanmasını güçleştirmektedir [4]. Bunun yanında, k_z değişkeninin bu yol üzerinde herhangi bir katmanın yayılma katsayısına eşit olduğu noktalarda, o katmana ait k_ρ değişkeni ve dolayısıyla o katmandaki dalgaları temsil eden Hankel fonksiyonlarının argümanları sıfıra gitmektedir. Bu durumda, argümanı sıfır olan Hankel fonksiyonlarının değerleri sonsuza gitmekte ve integralin bu yol üzerinde alınması mümkün olmamaktadır. İntegralin izlediği yolun bu noktalardan geçmeyecek ve aynı zamanda da hataya yolaçmayacak şekilde deforme edilmesi, integralin kolayca alınmasını sağlayacaktır.

Bu çalışmada, integralin sayısal olarak hesaplanmasını kolaylaştırmak amacıyla iki aşamalı bir yöntem önerilmektedir. Her iki aşamada da, spektral uzaydan gerçek uzaya dönüşümü analitik olarak yapabilmek ve gerçek uzayda kapalı formda ifadeler bulabilmek amacıyla, spektral uzaydaki Green fonksiyonları Generalized Pencil of Function (GPOF) yöntemi kullanılarak [5] kompleks üstel terimlerle yaklaştırılmıştır. Bu aşamalar şu şekilde açıklanabilir:

İlk aşamada, spektral uzayda k_z değişkeninin büyük değerlerine karşılık gelen Green fonksiyonlarının k_{ρ_j} değişkeninin fonksiyonu olan kompleks üstellerle yaklaştırılması amacıyla, Green fonksiyonları bu değişkenin izlediği yol üzerinde eşit aralıklarla aşağıdaki gibi örneklenir;

$$k_{\rho_j} = -jk_j t \qquad T_2 \le t < T_3 \tag{4}$$

Green fonksiyonlarının örneklenen herbir değeri, k_{ρ_j} değişkeninin o örnekleme noktasındaki değerinin karekökü ile çarpılarak aşağıda gösterildiği gibi $7V_3$ tane kompleks üstel terimle yaklaştırılır;

$$\sqrt{k_{\rho_j}}\,\tilde{G}_{k_\rho} \cong \sum_{k=1}^{N_3} a_k e^{k_{\rho_j} b_k} \tag{5}$$

Burada, $\tilde{G}_{k_\rho}$ spektral uzaydaki Green fonksiyonlarının yukarıda verilen yol üzerinde örneklenen bölümünü temsil etmektedir.

Bilindiği gibi, argümanlarının genliği büyük olduğu zaman Hankel fonksiyonları kompleks üstel fonksiyonlar gibi davranmaktadırlar;

$$\lim_{x\to\infty} H_0^{(2)}(x) \cong \sqrt{\frac{j2}{\pi}}\,\frac{e^{-jx}}{\sqrt{x}} \tag{6}$$

Yukarıda tanımlanan örnekleme yolundaki k_ρ değerlerine karşılık gelen Hankel fonksiyonu argümanlarının genlikleri yeterince büyük olacak şekilde T_2 değeri seçilmelidir. Bu sayede, yukarıda kompleks üstel terimlerle yaklaştırılmış olan Green fonksiyonları Hankel fonksiyonları cinsinden de ifade edilebilmektedir:

$$\tilde{G}_{k_\rho} \cong \sum_{k=1}^{N_3} a_k \frac{e^{k_{\rho_j} b_k}}{\sqrt{k_{\rho_j}}} \cong \sum_{k=1}^{N_3} c_k H_0^{(2)}(k_{\rho_j} d_k) \tag{7}$$

Bu şekilde yaklaştırılan spektral uzaydaki Green fonksiyonlarının analitik olarak gerçek uzaya taşınabilmesi için aşağıdaki eşitliğin integral dönüşümüne benzerliğinden yararlanılmaktadır.

$$\frac{e^{-jk_j|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \frac{-j}{2}\int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{-jk_z(z-z')} H_0^{(2)}(k_\rho|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|) \tag{8}$$

Yukarıdaki integral eşitliği kullanıldığında, spektral uzayda Hankel fonksiyonları ile yaklaştırılan Green fonksiyonları kapalı formda gerçek uzaya aktarılabilirler.

Spektral uzayda, yukarıda tanımlanan yolda yaklaştırılan Green fonksiyonları spektral uzayın tümünde tanımlanan Green fonksiyonlarından çıkarılarak bu yolun dışında kalan bölge ile sınırlanmış Green fonksiyonları elde edilir.

$$\tilde{G}_{k_z} = \tilde{G} - \tilde{G}_{k_\rho} \tag{9}$$

Bu aşamada dikkat edilmesi gereken, k_z değişkeninin yukarıda tanımlanan yol üzerinde bütün katmanların yayılma katsayılarından büyük olmasını sağlayacak bir T_2 değerinin seçilmesidir.

Bu aşamada, k_z değişkeni reel değerlere sahip olacak şekilde örnekleme yapılması durumunda, izlenen yol daha önce bahsedilen ve integralin tanımsız olduğu noktalar üzerinden geçecektir. Bu durumu engellemek ve aynı zamanda k_z değişkenini eşit aralıklarla örnekleyebilmek amacıyla, bu değişkenin izlediği yol deforme edilerek iki kışıma bölünmüştür. İlk aşamada Hankel fonksiyonları ile yaklaştırılan Green fonksiyonlarının orijinallerinden çıkarılması ile elde edilen Green fonksiyonları, $\tilde{G}_{k_z}$, her iki kısımda sırasıyla aşağıdaki gibi örneklenir:

$$k_z = k_j\left[jt + \frac{t}{T_1}\right] \qquad 0 \le t < T_1 \tag{10}$$

$$k_z = k_j\left[\sqrt{1+T_2^2} + (1 + jT_1 - \sqrt{1+T_2^2})\left(\frac{T_2 - t}{T_2 - T_1}\right)\right] \qquad T_1 \le t < T_2 \tag{11}$$

örneklenen Green fonksiyonları, her iki bölümde k_z değişkeninin fonksiyonu olan, sırasıyla, İV, ve yV$_2$ tane kompleks üstel terimle yaklaştırabilirler;

$$\tilde{G}_{k_z} \cong \sum_{l=1}^{N_1} a_l e^{k_z b_l} + \sum_{m=1}^{N_2} a_m e^{k_z b_m} \tag{12}$$

Bu şekilde yaklaştırılan spektral uzaydaki Green fonksiyonları dönüşüm integraline konulduğunda, bu integral kompleks üstel fonksiyonların sınırlı integrali halini alır ve gerçek uzaydaki Green fonksiyonları analitik olarak kolayca hesaplanabilir. Son olarak, her iki aşamada hesaplanan gerçek uzaydaki Green fonksiyonları toplanarak kapalı formda Green fonksiyonları elde edilmiş olur.

3. UYGULAMALAR

Gerçek uzayda kapalı formda elde edilen yaklaşık sonuçlar, dönüşüm integralinin sayısal hesaplanması ile bulunan kesin sonuçlarla karşılaştırılmış ve sonuçların uyum içinde oldukları gözlenmiştir.

örnek olarak, mükemmel elektrik iletkenliğine sahip, yarıçapı 20 mm. olan, dış yüzeyinde 1 mm. kalınlığında dielektrik bir katman (s$_r$ =2.3) bulunan ve hava boşluğu içerisine yerleştirilmiş bir yapı 4.7 GHz'te incelenmiştir. Hava ile dielektrik arasındaki arayüze yerleştirilmiş (p' = 21 mnı.,(j>' = 0,z' = 0) z ve ϕ yönündeki noktasal elektrik akım kaynaklarının, hava boşluğundaki bir gözlem noktasında (p = 40 mm.,<j> = 30°,*z)* oluşturdukları elektrik alanlara ait Green fonksiyonları gerçek uzayda kapalı formda bulunmuş ve genlik grafikleri Şekil 2 ve 3'te gösterilmiştir.

4. SONUÇ

Bu çalışmada, çok katmanlı silindirik bir yapının herhangi bir katmanına yerleştirilen elektrik ya da magnetik noktasal akım kaynaklarının oluşturduğu elektrik ve magnetik alanlara ait Green fonksiyonları gerçek uzayda ve kapalı formda elde edilmiştir, önerilen yöntem dönüşüm integralinin sayısal olarak hesaplanması güçlüğünü ortadan kaldırmakta ve hesaplama süresini önemli ölçüde azaltmaktadır.

KAYNAKÇA

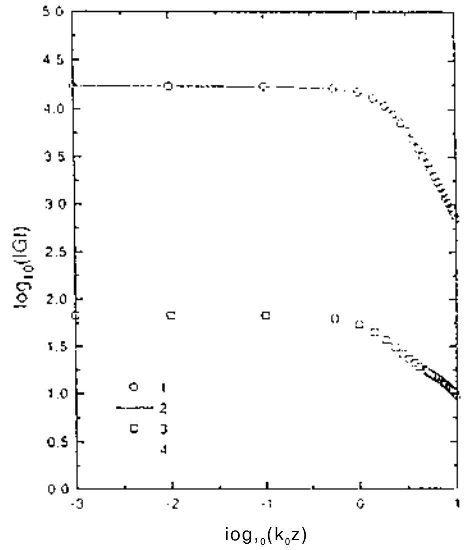
[1] Gülbin Dural ve M. I. Aksun, "Closed-form Green's functions for general sources and stratified media", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* Vol. MTT-43, No.7, pp. 1545-1552, Temmuz 1995

[2] M. I. Aksun, "A robust approach for the derivation of closed-form Green's functions", *IEEE Trans. Microv/ave Theory and Tech.* Vol. MTT-44, No.5, pp. 651-658, Mayıs 1996

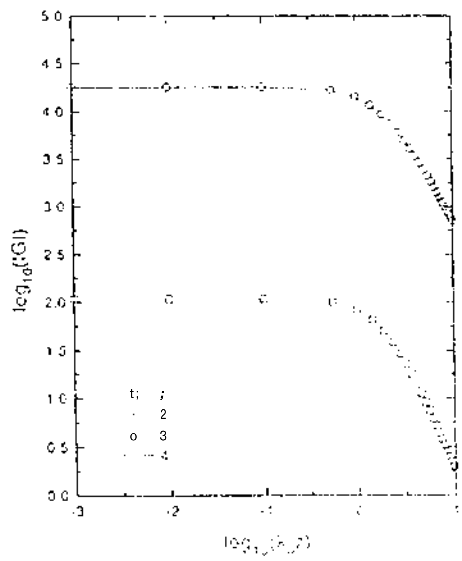
[3] W. C. Chew, *IVaves and Fields in Inhomogeneous Mcdia.* Pıscatavvay, NJ: IEEE Press, 1995

[4] W. C. Chevv, "The singularities of a Fourier-type integral in a multicyiindrical layer problem", *IEEE Trans. Antennas and Prop.* Vol. AP-31, No.4, pp. 653-655, Temmuz 1983

[5] Y. Hua ve T. K. Sarkar, "Generalized pencil-of-funetion method for extracting poles of an EM system from its transient response", *-IEEE Trans. Antennas and Prop.* Vol. AP-37, No.2, pp. 239-234, Şubat 1989



ŞEKİL:2 G sembolü, z yönündeki noktasal bir elektrik akım kaynağının oluşturduğu *Gl'* ve $\int$ G$_0$ *dz* Green fonsiyonlarının, 1 ve 3 nolu grafiklerde kesin, 2 ve 4 nolu grafiklerde ise yaklaşık değerlerini temsil etmektedir. Katman-0: toprak, katman-1: e$_r$=2.3, katman-2: boşluk, a, = 20 mm., a_2 = p' = 21 mm., p = 40 mm.. ϕ - 30° ,$' = :' = 0, f=4.7 GHz.



ŞEKİL3 G sembolü, ϕ yönündeki noktasal bir elektrik akım kaynağının oluşturduğu $\int$ (/., *ciz* ve G^ Green fonsiyonlarımn, 1 ve 3 nolu grafiklerde kesin, 2 ve 4 nolu grafiklerde ise yaklaşık değerlerini temsil etmektedir. Katman-0: toprak, katman-1: 8$_r$=2.3, katman-2: boşluk, a_1 = 20 mm., a_z = p' = 21 mm.. p = 40mm., ϕ = 30°, <{,'= r'= 0. f=4.7 GHz.

TDFD YÖNTEMİNDE YAKIN ALAN - UZAK ALAN DÖNÜŞÜMLERİ

Selçuk PAKER Erdem BAŞEĞMEZ Levent SEVGİ

İ1i Elektrik Elektronik Fakültesi
Elektronik ve Haberleşme Bölümü. 80026 Maslak. İstanbul

Abstract

Tnıe-domain fiııılı -dıf]< it nce (TDFD) nıthod ha bfd) ıısfri m (lectromeıgın tıcs scatia-mg and anlnınei synlhests problem.* .sına /irşi nüroduı t d iıı I9HI İ. İn TDFD ınethod. Marutlls ujiııılıous an solred nuıııtr-ıceılly in a jiıııle folunu and luar field ralııes can bt obianud. Far field valııes ıııısl bt oblaıned na rtar-lo-far field imıt or freque m . ıj doınaın innısforms in or-dtr t o do ficetttt rtnij and/ov anlenna aıalusıs. in thı.s .şlııdy, ttnu-doıııaın ntar-to-jar juid lıansjorınulıon ıs ıntroduıul and tts1(d aga/ıısl be n elim ark solılions. F.r-ceİleni eıgncııu nl. oblaıned for varıoııs eramples. an preseni t d.*

I.GİRİŞ

TDFD yöntemi, diferansiyel formdaki Maxwell denklemlerinin doğrudan zamanda ve konumda, merkezi farklar yöntemine göre ayrıkla.ştırılıp ıteratif olarak adını adım çözülmesine dayanır, ilk kez 1966 yılında ortaya atılmasından bu yanafl] TDFD yöntemi hemen her türlü elektromagnet ik problem çö/ııınlerinde kullanılan bir yöntem olmuştur.

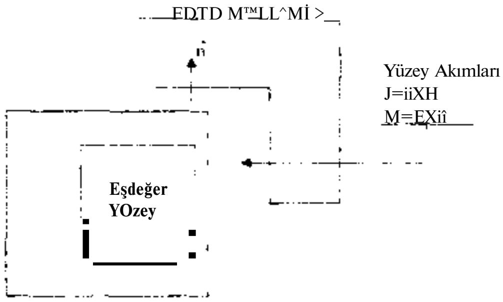
Yöntemin ilk uygulamaları, çeşitli orı anılarda darbe iletimi ve geniş, bandlı analizler ile özellikle biyonıedikal alanında doku analizleri üzerine olmuştur. Bu uygulamalarda TDFD yöntemi ele alınan ortam içersinde ilgilenilen cisimlerin yakın civarındaki alanların hesabında kullanılmıştır. Alan teorisi - devre teorisi eşdeğerliliği kullanılarak akım. gerilim ve empedans gibi büyüklüklerin hesabında da yine yakın alan değerlerinin bilinmesi yeterli olmaktadır. Ancak TDFD yöntemi, son yıllarda gerek anten ışıma karakteristiklerinin elde edilmesinde, g. rekse cisimlerin sarılma özelliklerinin ve radar yansıtma yiizevlerinin (H('S) çıkarılmasında kullanılmaya başlanmıştır. Bu problemlerin doğası gereği uzak alan değerlerine gerek duyulduğundan, sonuçların elde edilmesinde TDFD algoritması kadar önemli olan yakın alan - uzak alan dönüşümlerine ihtiyaç duyulur. Bu çalışmada. TDFD ile elde edilen değerlerden yararlanarak yakın alan - uzak alan dönüşümlerini zaman domeninde gerçekleyen bir yöntem açıklanmış ve bu yönteme c.it örnek problemler verilmiştir. Yöntem hakkında ayrıntılı bilgi kaynak [1] - [2]'de bulunabilir.

(Çalışmanın İkinci Bölüm'ünde zaman domeninde üç boyutlu yakın - uzak dönüşüm denklemleri ilgili teoremlerle birlikte anlatılmıştır. Üçüncü Bölüm'de bu teoremler ve denklemler kullanılarak hazırlanan yakın alan - uzak alan dönüşüm algoritması üzerinde durulmuştur. Konu ile ilgili örneklere ait uygulamalar Bölüm dörtte sunulmuştur. Sonuçlar ve yorumlan ise son bölümde yeralmaktadır.

II.TDFD VE YAKIN ALAN - UZAK ALAN DÖNÜŞÜMLERİ

l'DFD yöntemi, ilgilenilen uzayın, problemin duyarlılığının gerektirdiği büyüklükte birim hücrelere ayrılmasına dayanır. Bu hücrelerde belirlenen noktalarda ve zaman adımlarında Maxwell denklemleri iteratif olarak çözülerek dalga olayı, gerekli sınır koşullarıyla birlikte simüle edilir. Kartezyen koordinatlarda A/ zaman adımları ve A.r. Ay, Ar konum uzunlukları olmak üzere istenen T = .VA/ süresince Xj..Ax. X_y.Ay, .V- ,Ar boyutlu hacim içerisinde incelenecek yapıya ait elektromagnetik alandeğişimleri elde edilebilir.

TDFD yönteminin sonuçlarını kullanarak gerçekleştirilen yakın alan - uzak alan dönüşümleri Schelkunoff un elektromagnetik problemler için ortaya attığı **eşdeğerlilik** ilkesine dayanmakiadır[3].



Şekil 1: TDFD hesap hacmi, kapalı eşdeğer yüzey ve eşdeğer akımlar

Eşdeğerlilik ilkesi, *uzayı iki farklı bölgeye ayıran kapalı bir S yüzeyi üzerinde bir bölgedeki flektromagneiik kaynakların yarattığı ulanlar kullanılarak problemin sadece diğer bölge re S yüzeyine indirgenebileceğim* söyler. Örneğin, iç bölgedeki kaynaklar yerine bu yüzey üzerinde elektrik ve magııetik alanların teğetsel bileşenleri ele alınarak söz konusu kaynakların dış ortamdaki etkileri tamamen belirlenebilir. Bu durumda iç ortamdaki kaynaklar kaldırılarak Iumun yerine *S* yüzeyi üzerinde

$$\vec{J}_s = \vec{n} \times \vec{H} \qquad \text{(la)}$$

$$\vec{M}_s = -\vec{n} \times \vec{E} \qquad \text{(İh)}$$

ile ifade edilen eşdeğer kaynaklar kullanılabilir. Burada sırasıyla, $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ elektrik ve magnetik alanları, $\vec{J}$, ve $\vec{M}$j yüzey elektrik ve magnetik akım kaynaklarını ve $\vec{n}$ ise yüzeyin söz konusu noktadaki (dışa doğru) birim normal vektörünü göstermektedir. Toplanı elektrik ve magnetik alanların

$$\vec{H} = \vec{H}^i + \vec{H}^s \qquad \text{(2a)}$$

$$\vec{E} = \vec{E}^i + \vec{E}^s \qquad \text{(2b)}$$

şeklinde gelen ve saçılan alanların toplamı olarak yazılması ile hem TDFD algoritması hem de uzak alan dönüşümleri istenirse sadece saçılan alanlar cinsinden de yazılabilir.

Şekil l'den görüleceği gibi, küp şeklindeki TDFD hesap hacmi içersinde incelenecek cisim yada kaynakları içeren daha küçük ikinci küp, yakın alan - uzak alan dönüşümlerinin yapılacağı eşdeğer yüzeydir. Eşdeğer yüzey üzerindeki bu eşdeğer kaynakların dış ortamdaki etkileri, tamamen iç ortamdaki (kaldırılan) kaynakların oluşturacağı alanlar olacaktır. Ancak eşdeğerlik prensibi gereği iç ortamdaki alanlar özdeş olarak sıfır olacaktır. Dış ortamda uzak alan etkileri ile ilgilenildiğinden eşdeğerlilik sonucu iç ortamdaki alanların sıfır olması ilgilenilen analizi etkilemeyecektir.

Yukarıda (1) denklemlerindeki elektrik ve magnetik alanlar seçilen kapalı bir eşdeğer yüzey üzerindedir. Bu eşdeğer yüzey, kaynakları yada ilgilenilen saçıcı cisimleri tamamen içeren bir yüzey olmalıdır. Eşdeğer yüzey üzerinde sadece saçılan alanlar cinsinden elde edilen eşdeğer kaynakların değerleri kullanılarak uzaktaki saçılan alan değerleri aşağıdaki gibi elde edilebilir. TDFD hesap uzayının merkezi, koordinat ekseni olarak seçilir. Bu merkezden uzak alan gözlem noktasına ve eşdeğer yüzey üzerindeki ilgilenilen noktaya uzaklıklar sırasıyla $\vec{r}$ ve $\vec{r}'$ değişkenleri ile gösterilir. Uzak alan gözlem doğrultusundaki birim vektör $\vec{e}_r$ ve eşdeğer yüzey üzerinde ilgili noktadaki alanların gözlem noktasına ulaşması için geçen süre $\tau = |\vec{r}|/c - (\vec{e}_r \cdot \vec{r}')/c$ olacaktır. Ortam parametreleri ε ve μ, ışık hızı da c olmak üzere saçılan elektrik ve magnetik alanların zaman domeninde uzak alan değerleri Stratton-Chu gösterilimleri[4] ile

$$\vec{E}^s(\vec{r},t) = -\frac{\mu}{4\pi r}\int_S \vec{e}_r \times \left(\frac{\partial}{\partial t}\vec{J}(t-\tau)\times\vec{e}_r\right)dS' - \frac{1}{4\pi c}\int_S\left(\frac{\partial}{\partial t}\vec{M}(t-\tau)\times\vec{e}_r\right)dS' \qquad \text{(3a)}$$

$$\vec{H}^s(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi r c}\int_S\left(\frac{\partial}{\partial t}\vec{J}(t-\tau)\times\vec{e}_r\right)dS' - \frac{\varepsilon}{4\pi r}\int_S \vec{e}_r \times \left(\frac{\partial}{\partial t}\vec{M}(t-\tau)\times\vec{e}_r\right)dS' \qquad \text{(3b)}$$

şeklinde elde edilebilir.

III.Yakın Alan - Uzak Alan Algoritması

Bölüm il'de (3) denklemleri ile verilen yakın alan - uzak alan dönüşümleri TDFD algoritmasına bir alt program ile eklenmiştir. TDFD algoritması seçilen uygun ayrık zaman adımlarında kartezyen koordinatlarda her birim hücrede ilgili noktalarda saçılan elektrik ve magnetik alan değerlerini hesaplamaktadır. Şekil l'de gösterilen eşdeğer kapalı yüzey, içteki kiibiin altı yüzeyinden oluşmaktadır. Her yüzeyde yüzey birim normal vektörü ile alanların vektörel çarpımından elde edilen eşdeğer akımların dört bileşeni olacaktır. Bu nedenle alt program içersinde her TDFD zaman adımında altı yüzey ve her yüzeyde dört bileşen için toplanı yırını >löıı' \ıı/'> integrasyoiıı. ili' uzak alaıı-ların

$$\bar{w}(t) - T \hat{} U * - " ds' \qquad (1a)$$

$$\bar{u}(t) = \frac{1}{4\pi} \left\{ \int \bar{M}(l) \; r)(IS \right\} \qquad (1b)$$

şeklinde $\bar{w}(t)$ ve $\bar{u}(l)$ fonksiyonlarında biriktirilmesi gerekir. 11)1 I) hesaplaması sonucu hiriki inlen bu değerler emsinden küresel koordinat la, daki uzak alan davranışları (// boşluk dalga empedansı olmak üzere, örneğin saçılan elektrik alan için)

$$mi) = -'/««(/)- ti.AH \qquad (-")a)$$

$$E^s_\phi(t) = -\eta w_\phi(t) + u_\theta(t) \qquad (5b)$$

dönüşümleri ile elde edilir.

Bu amaçla kullanılabilecek hesaplama yönteminde şu adımlar izlenir.

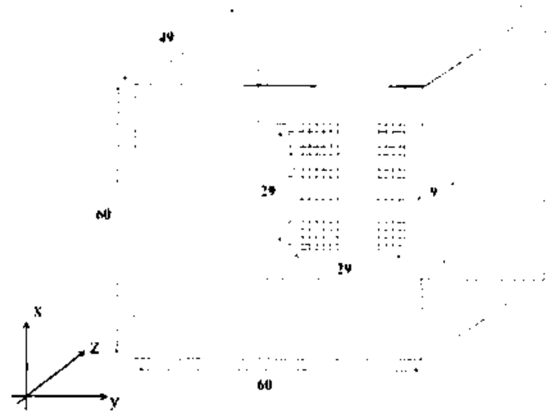
- (iiriş verilerini oku. parametreler! hesapla ve zaman döngüsünü başlat.
- Yapıda sınırlar hariç iç noktalarda elektrik alanı hesapla.
- (ierekli koşullardan sınırlarda elektrik alan bileşenini hesapla.
- Zamanı A//2 arttır ve magııeiik alan bileşenlerini hesapla.
- Yakın alan - uzak alan dönüşümlerini yap.
- Zamanı A//2 arttır ve başa dön.

IV. UYGULAMALAR

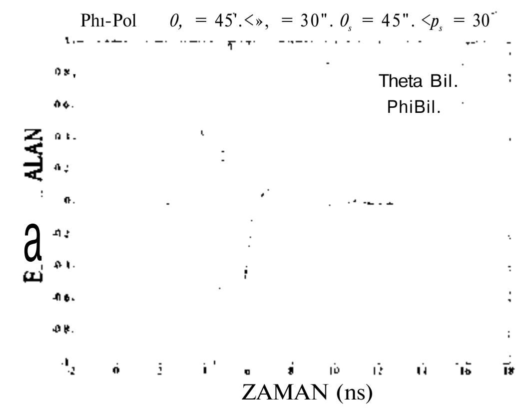
Hazırlanan ve yakın alan - uzak alan dönüşümlerini de içeren. TDI· I) algortmıası çeşitli cisimlerden saçılan alanların doğrudan zaman doıııeniıde incelenmesi problemlerine uygulaıımakladır[-j].

Bu çalışma yapılan uygulamalarda cisim küresel koordinatlarda (#,.o,) doğrultusundan gelen zaman domeniıde (îaııss yapısına sahip bir dıizlem dalga ile aydınlatılır. TDİ'O hacmindeki iter itil' denklemler adını adım çözülerek elektrik ve inağın lik alanlar elde edilir. Yakın alan uzak alan dönüşümü ile de saçılan alanlar hılımtır(ö).

Hazırlanan algoritma ile ilk örnek hesaplama. TDFL) hesap uzayında ; eksenine dik (.//// düzlemind<\l yerleştirilıııiş kare metal, bir levhanın saçılan alan davranırına ailtir. .Şekil 2'de sözkonusu yapı jîösierilıııiştir. Hu örnekte. 11)1"D uzayı her biri \cın olan ((}().()(). 1!)) hücreden olıışıııı.şl ur. İçersinde ; doğrult usunda V hücre ötede W x 29 x 1 boyutlarında metal levha yerleştirilmiştir. Zamanda (iauss tipi ve yaklaşık 'MIH: band genişliğine sahi]) düzlem dalga 0i = -lö" \e o, = :}(.)" yönünden uygulanmıştır. Şekil .î de . aynı doğrultuda ve geriye doğru saçılmaya ait uzak alan davranışları gösterilmiştir.



Şekil 't. Kare şeklindeki metal levhanın TDFD uzayındaki konumu



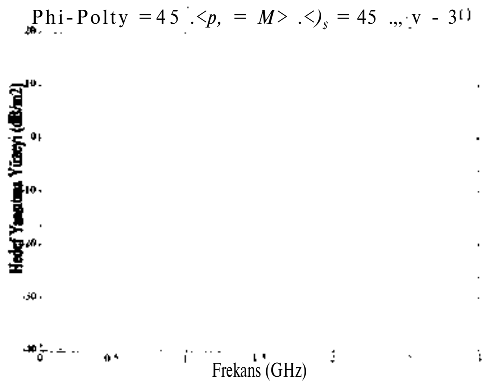
Şekil Ü: Kare şeklindeki ııı^tal bir levhadan geriye doğru saçılan uzak elektrik alanların 0 ve o bileşenlerinin zamana göre değişimleri

Bu şekilde elde edilen geriye doğru saçılan alan ve giden alan kullanılarak cismin radar yansıtma yüzeyi (RC'S).

$$a = \lim_{r \to \infty} \left(4\pi r^2 \frac{|E_s|^2}{|E_i|^2} \right) \qquad (6)$$

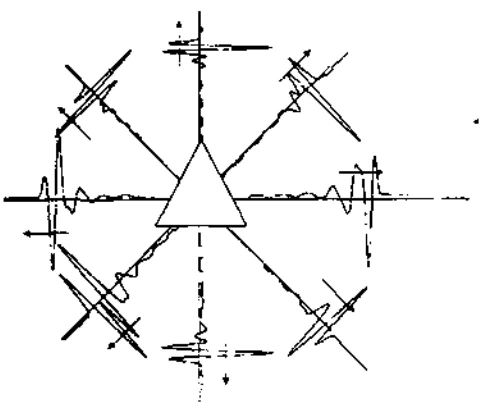
denkleminden elde edilir.

Şekil 2'deki karı' metal plaka için belirtilen doğrultuda verilen zaman davranırından (Şekil 3} (i) denklemi ile elde edilen R('S-frekaıis demirimi Şekil l'ie v*'rilmiştir.



Şekil 4: Kan' metal plakadan 0, = lö. O; = :{l) derece için geri saçılma durumuna ait K('S - ırekaıis demişimi

Hazırlanan programın etkinliğini tesi • ı inek aıır"iyla kare plaka üçgen plaka ile yer değişti iltıiş ve hedefi çevreleyen değişik yönlerde elde ed.len uzak alan değişimleri Şekil 5'de gösterilmiştir. İslenirse bu değişimler kullanılarak lıedeli çevreley. n :>(ii) derecede hedefin RCS hesapları cismi uyaran kaynağın i/in verdiği frekanslarda kolayca lıesaplana 'dir.



Şekil 5: Î'çgen şeklindeki melal levhanın değişik yöılerdeki saçılmaları

V.SONUÇLAR

Bu çalışmada Zamanda Sonlu Farklar \'önlemi (TDFD) kısaca incelenmiş ve bundaı yuh çıkılarak zaman donıeninde yakın alan - uzak al m d-müşı'inıleri üzerinde durulmuştur.

TDFD işlem uzayına yerleştirilen küresel \· liçneiı melal plakaların zamanda (iauss davranışlı gelen alanlar ile uyarıldığı durumda uzak alan davranışları elde edilerek grafiksel olarak sunulmuştur, Bu grafiklerden cisimlerin değişik yöılerdekı' davranışlarının incelenmesi de mümkün olmuştur.

Böylece her türlü elekt ronıagnet ik probleme uygulanabilecek bir yöntem olan TDFD yönteminin üç boyutlu cisimlerin zaman ve frekans domenindeki uzak alan davranışlarının elde edilmesinde kullanılın açık bir şekilde ifade edilmiştir.

KAYNAKLAR

[1] K.S. **Yec.** Nunıerical Solution of lnitial Boıind-ary Yalne Pıoblems Involving Max\vell's Kqııatioııs in Isotropik Media. **IEEE Tı-aııs. Aııteıııas and Propagat.** AP-1 1. No 1. pp. :{()2-3()7. 1900

[2] **R.J.Luebers. K.S.Kıınz.** The I-inite-difference L'ime-Domain Method for Elertromagnetics. CRC Press. Boca Ratoıı. FL. 199:5

[3] **S.A. Sc.lıelkıuıoff.** Some Kqııivalenre T'lıeorems ol Flect ronıagnet ics and İheir Applications to Kadia-lion Pıoblems. **Bell System Techıiical Journal.** 92. 1934

[4] J.A. Strattoıı. p||ect ronıagnet ic Theory. **Mc.Gıaww-Hill. Now York.** 1941

[5] **E.Başeğnıez.** TDFD ^'öntemiiHİe 'Śakın Alan - l'/ak Alan l)öniişüml(>ri. **Bitirme Ödevi İ.T.Ü. Elektrik v(? Elektronik Fakültesi.** Haziran 1997

TDFD YÖNTEMİ İLE ANALİTİK SONUÇLARIN KANONİK YAPILARDA KARŞILAŞTIRMASI

Selçuk PAKER **Levent SEVGİ**

istanbul Teknik Ï ıiiversitesi. Elektrik-Elektıonik Fakültesi
8(Kİ2(İ Maslak. İSTANBUL

ABSTRACT

Almosl ali of lh(eltciroınagnelic applical'iom un coınpler problems. it ıs erinnuit/ hurd iv jinrl analyiical etact soiulions io tlıest problems. I'lıenjore. Ih.e maın approach is io do anulyiıcal appinı-ıınılions or io apply dinci nunıe rical U chniques. Aıııılylıı ul solutions ar-e very importanl lxcau.se thty m-ıallı/ yive reference soluliovs as well as good ınsıghi İo th< />hysics of the problems. Since Ihty a re reslrıchd io nhalized problems. numerıcal technıquıs hart lHCOıiK nıportanl tools m nal uorld applıcaiıons. Otu ofilıt(lechniquts is Ilıt tniK-doıııaıı finıtt-dıfft n ncı ııdhod. which is based ov the dinci solvtion of Marwı. //'s equaiions when partıal dtrivaiıvts an rtplııad ırllı Iheır central dıffcrence apprornnaıtons. in Ihı* slıdy. ıımedomaın finiie-difference mtthod ıs applinl io cııonical problems when rtfe rence aııalyiical soiulions irisi. A thrte dimensıonal ıınu-donıaın jinıtf-dtl)ı r< m < algoriihm is built. Thıs algorithı» is ltsl(d mı d calıbrated agaınst refennce soiulions.*

I. Giriş

Hızlı ve yetenekli bilgisayarların gelişimine bağlı olarak mühendislik problemlerinin çnziıııleri için doğrudan sayısal çözümler aramak giderek daha fazla önem kazanmaya başlamıştır. Özellikli· elıklromagnetik problemlerde hemen her türlü problem ıakımına uygulanabilen TDFD (Time Domain l'inile Difference), MOM (Method of Moments). FK (l'iııite Element) yada TLM (Transınission Line Matrix) gibi sayısal yöntemler giderek daha fazla ilgi çekmekte ve kullanım alanı bulmaktadır. Bilgisayar ortamında hesap yapacak algoritmaların ele alındığı bütün bu yöntemlerde, her giriş ṭakımı için bir çö/iııı elde *edilmesi* (algoritmalarda .sıfıra bölme IZ i I > i durumlar oluşmamış ise) mümkündür. Bu ise mühendislik açısından son derece sakınca yaratabilecek bir durumdur. Ele alınan problemin çözümlerinin kestirilebilmesi ve ulaşılan sonuçların fiziksel yorumlarının gerçekçi olarak yapılabilmesi son derece önemlidir.

Bu çalışmada, son yıllarda elektromagnetik problemlerin çözümünde hızla kullanımı yaygınlaşan TDFD yönteminin analitik çözümleri bilinen kanonik yapılar için denenmesi ve elde edilen sonuçları ile yöntemin kalibrasyonu üzerinde durulmuştur. ingilizce'de **Time Domain Finite difference** sözcüklerinin baş harflerinden oluşan TDFD sözcüğü, yöntemle özdeşleştiğinden bu çalışmada da aynı kısaltma ile anılacaktır. TDFD yöntemi ilk defa 1966 yılında Yee [1] tarafından ortaya atılmıştır ve Maxwell denklemlerinde görülen türevlerin sonlu farklar yöntemine göre doğrudan zaman ve konum uzayında aynklaştırılarak çözülmesine dayanır. Bu çalışmada amaç TDFD yönteminin bilinen referans çözümlerle karşılaştırılıp, hazırlanan algoritmaların güvenirliğinin gösterilmesi olduğundan yöntem hakkında ayrıca ayrıntılı olarak bilgi verilmemiştir[2].

Çalışmanın Üçüncü Bölüm'ünde ele alınan örnek kanonik problem anlatılmış ve analitik çözümleri verilmiştir. Bu bölümde ayrıca, TDFD yöntemine uygun zaman domeni çözümlerinin, monokromatik hale ilişkin verilen çözümlerden elde edilmesine ait ilginç bir yöntem de açıklanmıştır. Analitik referans çözümlerle TDFD çözümleri ayrıntılı olarak karşılaştırılması da yine bu bölümde verilmiştir. Yapılmakta olan yoğun hesaplamalar ve karşılaştırmalara ait ilk tipik sonuçlar ve süren çalışmalarla ilgili bilgiler ise Dördüncü Bölüm'de sunulmuştur.

II. TDFD Yöntemi

Adından da anlaşılacağı üzere. ,'DFI) \ Şiirini Max\ve|| denklemlerinin doğrudan za,nan domeninde çözümüne dayanır. Homojen. izotn>[\k w k.-ıyıplı nr-tamlarda kaynakların sonsuzda oldu ;u varsayımı ile \laxwell denklemleri

$$it,— = - \nabla \times A - \tau A \qquad (1)$$

$$d£ \_ \quad H \qquad (2)$$

şeklinde yazılır. Bu denklemlerd • görülen alan büyüklüklcriııin ayrık n zaman ve (/. . L-1 konum noktalarında

$$E_x(x, y, z, t) = E_x^n(i, j, k) \qquad (3)$$

.v = i x A.c. $y = j$ x A,(/. : = k > A : . ; .- n \ A/

.şeklinde ifade "dilmesi mümküııd ir. Tüm alan bilecenlerinin benzer şekilde ayn!:la>t ırılması ve sayısal türev ifadelerinin kullanılması ile

$$H_x^{\hat{n}}(i,j,k) = H_x^{\hat{n}-1}(i,j,k) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z}\left[E_y^n(i,j,k) - E_y^n(i,j,k-1)\right] - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y}\left[E_z^n(i,j,k) - E_z^n(i,j-1,k)\right] \qquad (4)$$

$$H_y^{\hat{n}}(i,j,k) = H_y^{\hat{n}-1}(i,j,k) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x}\left[E_z^n(i,j,k) - E_z^n(i-1,j,k)\right] - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z}\left[E_x^n(i,j,k) - E_x^n(i,j,k-1)\right] \qquad (5)$$

$$H_z^{\hat{n}}(i,j,k) = H_z^{\hat{n}-1}(i,j,k) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta y}\left[E_x^n(i,j,k) - E_x^n(i,j-1,k)\right] - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x}\left[E_y^n(i,j,k) - E_y^n(i-1,j,k)\right] \qquad (6)$$

$$E_x^n(i,j,k) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t}E_x^{n-1}(i,j,k) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z}\left[H_y^{\hat{n}}(i,j,k) - H_y^{\hat{n}}(i,j,k-1)\right] - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta y}\left[H_z^{\hat{n}}(i,j,k) - H_z^{\hat{n}}(i,j-1,k)\right] \qquad (7)$$

$$E_y^n(i,j,k) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t}E_y^{n-1}(i,j,k) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta x}\left[H_z^{\hat{n}}(i,j,k) - H_z^{\hat{n}}(i-1,j,k)\right] - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z}\left[H_x^{\hat{n}}(i,j,k) - H_x^{\hat{n}}(i,j,k-1)\right] \qquad (8)$$

$$E_z^n(i,j,k) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t}E_z^{n-1}(i,j,k) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta y}\left[H_x^{\hat{n}}(i,j,k) - H_x^{\hat{n}}(i,j-1,k)\right] - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta x}\left[H_y^{\hat{n}}(i,j,k) - H_y^{\hat{n}}(i-1,j,k)\right] \qquad (9)$$

şeklindeki iteratif TDFD algoritması elde edilir. Burada $\hat{n} = n + 1/2$ dir. Verilen (Tı-(U) denklemleri, magnetik olmayan ortamlarda ($\mu = \mu_0$). ortam parametreleri ε ve σ ile. her t iiiiii geometrik yapı ve kaynak uyarması için kullanılabilir.

TDFD yönteminde iki önemli noktaya dikkat edilmelidir. Birincisi, denklemlerin iteratif yapısı nedeniyle ortaya çıkan kararlılık sorunudur. TDFD yönteminde

$$\Delta t \leq \frac{1}{c\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \qquad (10)$$

şeklinde verilen denklem (Courant kararlılık kriteri) çözümlerin kararlılığını garantiler[1]. ikincisi ise. konumda ayrıklaştırmanın neden olduğu fnumerical dis-|)ersion) sayısal bozulmadır. Konumda, uyarılan kaynağın içerdiği en büyük frekans (yani en küçük dalga boyu) göz önüne alınarak yapılan ayrıklaştırma ile bu sorun da giderilir.

III. Analitik Çözümler ve TDFD ile Karşılaştırması

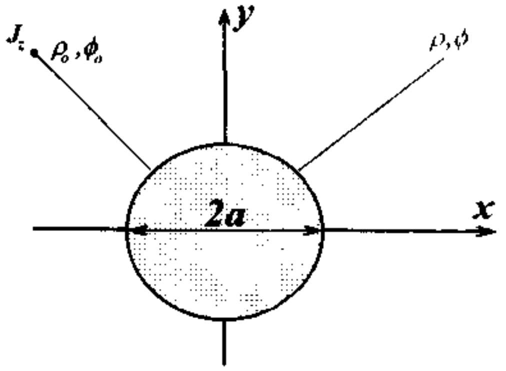
TDFD yönteminin .sonuçlarının karşılaştırılacağı kanonik yapı olarak dairesel kesite sahip ve sonsuz uzunluklu mükemmel iletken bir silindir ele alınmıştır. Örnek olarak seçilen problemin kesit geometrisi Şekil. 1 de verilmiştir. Silindirik koordinatlarda simetri ekseni z ekseni boyunca yerleştirilen silindir, yine z boyunca yerleştirilmiş monokromatik çizgisel bir akım kaynağı (J_z) ile uyarıldığında, problem $\partial/\partial z \equiv 0$ olacağından alan büyüklüklerinin değişiminin iki boyuta incelenmesi yeterli olacaktır. Bu durumda silindirik koordinatlarda

$$\rho = \rho(x, y) = \sqrt{x^2 + y^2} \qquad (11a)$$

$$\phi = \phi(x, y) = \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right) \qquad (11b)$$

olmak üzere saçılan elektrik alanın z bileşeni için analitik olarak

$$E_z^s(\rho, \phi) = \frac{2\pi f \mu_0}{4}\sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn(\phi-\phi_0)} \frac{J_n(ka)}{H_n^{(2)}(ka)} H_n^{(2)}(k\rho)H_n^{(2)}(k\rho_0) \qquad (12)$$



Şekil 1: Örnek seçilen problemin geometrisi

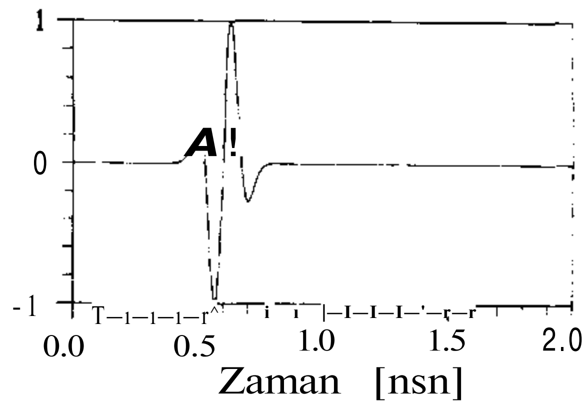
çözümü elde edilebilir[3]. Burada çizgisrl kaynak noktası $(p_o.0_o)$, gözlem noktası $(p,<p)$. çalınma frekansı / ve ışık hızı c cinsinden dalga sayısı k = '2nf/c ve iletken silindirin kesit yarıçapı a olarak kıll tnılmıştır. Verilen (12) denklemi ile kaynak ve gö/lem noktası belirli, kesit yarıçapı o olan mükemmel iletken bir silindirden saçılan alan kolayca elde edilebilir.

Gözlem uzayının bir noktası için frekans domeninde elde edilen bu saçılan alan. zaman dümeninde dürtü kaynağının oluşturduğu saçılan alanın frekans doıneni dönüşümüdür dolayısıyla bütün frekans bölgesinde ifade bulmaktadır. Oysa uygulamada zaman ve frekans domeninde sınırlı işaretlerin kullanılması mümkündür. Örneğin şekil.3'de tipik bir band sınırlı işaretin zaman darbesi ((/(/)) gösterilmiştir. Bu darbe, Gauss darbesinin üçüncü türevi olup frekans domeninde (seçilen parametrelerle yaklaşık 2— \7GHz) band geçiren yapıdadır.

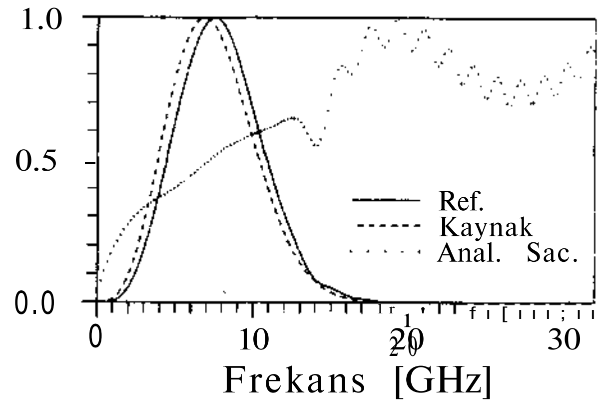
Monokromatik hal için verilen (12) denkleminden yararlanarak şekil.3'deki gibi zaman ve frekans domeninde sınırlı uyarına işaretlerinin saçılan alanı aşağıdaki adımlarda izlenerek kolayca elde edilebilir:

- Monokromatik hale ait (12) denkleminden saçılan alan $E_z(f)$ bir /ı frekansından /•. frekansına kadar Af aralıkları ile hesaplanır.
- Şekil.2'de verilen (</(')) kaynağının 1'ourier dönüşümü (FFT) ile normalize gür spektrumu |6'(/W^2 elde edilir öyleki

$$\int_{-\infty}^{\infty} | G(f) |^2 df = 1 \qquad (13)$$



Şekil 2: Uygulanan $(y(t))$ örnek kaynağın zaman domenindeki değişimi (Gausss darbesinin üçüncü türevi)



Şekil 3: Frekans domeninde kaynak spektrumu, monokromatik saçılan alan spektrumu ve ikisini çarpımı

olsun.

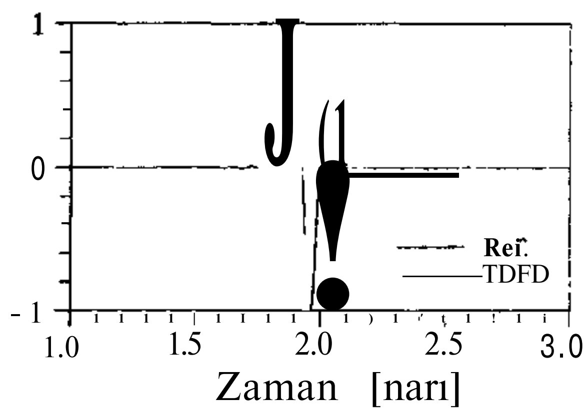
- Frekans domeninde $E'_{zk}(f) = G(f) \cdot E_z(f)$ çarpımı ile uyarılan kaynağa ait saçılan alan (E'_{zk}) bulunur.
- Ters Fourier dönüşümü (IFFT) ile uyarılan kaynağın neden olduğu saçılan alanın zaman domeni davranışı $(E'_{zk}(t))$ elde edilir.

IV. Örnek Uygulama

Şekil.3'de frekans domeninde kaynak spektrumu, denklem (12) den hesaplanan ve dürtü kaynak için verilen ve silindirden saçılan alan spektrumu ve bunların çarpımları gösterilmiştir.

Bu çalışmadaki ilk sonuçlara ait son örnek şekil.4'te sunulmuştur. Bu şekilde, zaman domeninde TDFD algoritması ile elde edilen saçılan alanın, yukarıdaki adımlarla sıralanan yöntemde analiıik olarak elde edilen saçılan alanla karşılaştırılması görülmektedir. Yukarıda (12) denklemleri ile analitik olarak verilen saçılan alana ait sonsuz terimli ser den i(iO terim) sonlu sayıda terim ile hesap yapılına*!. TDFD algortimasındaki doğruluk ve diğer sayısal modüllerin yaklaşıklığı, elde edilen çözümlerde küçükle olsa fark yaratmaktadır. Ancak, şekil.4"teıı de görüleceği gibi, zaman domeninde işaretler arasında oldukça iyi uyum mevcutdur.

Bu sayısal sonuçlar için TDFD algoritmasında hesaplama uzayı 200.r200 hücrelik bir kare uzay alınmıştır ve hücreler arası mesafe As = 3.(i 10~^{3} *l/ıu* dir. TDFD algoritması A/ = *dpsn* zaman aralıkları ile 3nsî) süresince çalıştırılmıştır. Saçın silindirin yarıçapı *a* — 10.8c»n alınmıştır. Kaynak ve gözlem noktaları cisim merkezinden / = *20.beni* ötede ve zıt yönlerdedir. TDFD ve analitik sonuçlarda zaman ve frekans domenindeki uyum eldeki verilere sıfır ekleyerek 2^{14} uzunluklu FFT kullanılarak sağlanmıştır. Böylece frekans domeninde A/ = 10.7.U//: duyarlılık ile çalışılmıştır.



Şekil 4: Zaman domeninde TDFD ve analitik denklemlerden elde edilen saçılan alanların karşılaştırması

V. Sonuçlar

Elektromagnetik problemlere uygula:ıan analitik çözüm yöntemleri ve kullanımda olan sayısal yöntemlerin çoğu frekans domeııindedir. Bu ise özellikle sayısal iletimin önem kazandığı günümüzde, gerçek uzay ve gerçek zaman problemlerin modellenmesinde sorunlar yaratmaktadır. Bu nedenle, bu çalışmada sunulan TDFD yöntemi, zaman doıııeni çözümleri vermesi yanında, gerektiğinde II. Bölümde verilen adımlarla, oldukça geniş frekans handındaki frekans davranışlarını da oluşturabilmektedir.

Bu çalışmada, sonuçlan verilen bu karşılaştırmalar değişik kaynaklar için ve değişik frekans bölgelerinde ayrıntılı irdelenmiştir. Bu çalışma yaygın olarak kullanılan sayısal yöntemlerdeki önemli sorunlardan biri olan, sayısal algoritmaların referans çözümlerle kalibrasyonu açısından, önemli bir sağlama adımıdır.

KAYNAKLAR

[1] K.S. Yee, Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropik Media, **IEEE Trans. Antennas and Propagat,** AP-14. No 4. pp. 302-307, 1966

[2] S. Paker, E. Başeğmez, L. Sevgi, TDFD Yönteminde Yanı Alan -Uzak Alan Dönüşümleri, **Elektrik - Elektronik - Bilgisayar Müh. 7. Ulusal Kongresi,** Eylül 1997, Ankara (sunuldu)

[3] D.G. Dudley, Mathematical Foundations for Electromagnetic Theory, **IEEE Press Series, NJ,** 1992

ATMOSFERİK GÜRÜLTÜ ÖLÇÜMLERİ VE DEĞERLENDİRME

Cevdet IŞIK

İTÜ Elektrik-Elektronik Fakültesi
Elektronik ve Haberleşmesi Bölümü
80626 Maslak, İstanbul
Tel: (212) 285 36 31, Fax: (212) 285 36 79

ABSTRACT

In order to evaluating the noise figüre, for the westem Tun\ey, an estimation of the atmospheric noise levels and statistical information on the accuracy of the estimates are given in. The data used were obtained from the measurements made on discrete, 12 freçuency values in the HF band every hour for 8 weeks using Rohde & Schwarz EMİ test receiver (ESPC-B2) and an active short monopole rod antenna. The values obtained from the measurements give an average power of atmospheric noise about 8-15 dB higher than the CCIR values.

1. GİRİŞ

Haberleşme sistemlerinin tesisinde, bir alıcının performansı değerlendirilirken, bilindiği gibi, dış gürültü de işlemlere girmektedir. HF bandı haberleşme sistemlerinde dış gürültü kaynağı olarak, atmosferik gürültü çoğu kez başlıca rolü oynamaktadır. Zira HF bandındaki diğer dış gürültü kaynakları lokal olduğundan (man-made noise) etkileri, alıcı istasyonun yeri uygun seçilerek azaltılabilir. Bu durumda, alıcı performans hesaplan için. atmosferik gürültünün karekteristik değerlerinin bilinmesi gerekir.

Bunun için CCIR Atmosferik Radyo Gürültü Datası [1] kullanılmaktadır. Bu CCIR datasının elde edildiği istasyonlardan yakın bölgemizde bulunanlan, Doğu Karadenizde Tiflis, Kuzey Karadeniz'de Simferopol, Hazar Denizi'nin doğusunda Aşkabat ve Fas'da Rabat istasyonlarıdır. Bölgemize ilişkin CCIR atmosferik gürültü datası, bu istasyonlarda 1957-1966 döneminde yapılmış ölçümlerden elde edilen değerlerin enterpolasyonu ile bulunmuştur.

Burada, bir atmosferik gürültü ölçmesi için bir ölçü düzeninin kurulması, yaklaşık 1 ay süre ile CCIR standartlarında data toplanması ve elde edilen datadan atmosferik gürültünün istatistiksel karekteristik değerlerinin bulunması konularında yapılan çalışmalar verilmektedir. Bugüne kadar bu konularda Türkiye için yapılmış başka bir çalışma da, bilindiği kadarı ile, yoktur.

2. ÖLÇÜ DÜZENİ

Atmosferik gürültü datasının elde edildiği ölçü düzeni Şekil 1 'de verilmiştir. Ölçü düzeninde Rohde & Schwarz EMİ alıcısı (ESPC-B2) ve aktif kısa çubuk anten ile yapılan ölçmeler bir PC (kişisel bilgisayar) ile kontrollü olarak gerçekleştirilmektedir. Ölçü düzeninin elektrik ihtiyacı, bir UPS (Kesintisiz Güç Kaynağı) üzerinden elektrik şebekesinden karşılanmaktadır. Bu şekilde ölçü düzeninin çalışmasında süreklilik sağlanmıştır. Ölçü düzeninin kurulduğu mevkii, Ege bölgemizde meskun alanlardan ortalama 10 km kadar uzaktadır. Yaklaşık 8 hafta boyunca sürekli olarak çalışır durumda tutulan ölçü düzeninin, topraklama tesisatı ve yıldırım koruması bulunan bir bina içinde fiziki olarak emniyeti sağlanmıştır. Anten binanın dışında etrafı açık bir alana, binadan yaklaşık 20 m uzaklığa konmuştur.

3. GÜRÜLTÜ DATASININ ELDE EDİLMESİ

Ölçü düzeninde, atmosferik gürültüyü ölçmeye başlamadan önce, ölçü düzeninin kendi gürültüsünü ve mücavir alanda bulunan diğer cihazların enterferans etkilerini belirlemek üzere test ölçmeleri yapılmalıdır. Bu amaçla ölçü düzeninde, önce cihazın RF girişine sonra antenin olduğu yerde RF kablosu 50 ohm ile uygun sonlandınlarak bir dizi HF bandı test ölçmeleri yapılmıştır. Bu ölçmeler sırasında, anten RF koaksiyal kablosundan bazı HF frekanslannda enterferans işaretlerinin geldiği tesbit edilmiş ve antenden EMİ alıcısına gelen kablolarda ilave ekranlama ve topraklama önlemleri alınarak bu işaretlerin seviyesi azaltılmıştır. Ayrıca bu test ölçmelerinde, ölçü düzeninin kendi gürültüsünün dış ortam gürültüsünden en az 20 dB daha az olduğu belirlenmiştir.

CCIR Rep. 322-3 'e göre, atmosferik gürültü HF bandında 8 ayrı frekansta her saat başı ölçülmektedir. Bir frekansta yapılan ölçmede, 100 sn boyunca quasi-peak deteksiyonu ile ölçülen etkin alan şiddeti değerlerinin ortalaması bir ölçü değeri olarak bulunmaktadır. Buna göre HF bandında (3-30MHz) bandında bir ölçme, 15 dakikada tamamlanır. Her saat başı yapılan ölçüler bir gün içinde 4 'er saatlik zaman dilimleri halinde kümelenerek değerlendirilmektedir. Bir mevsim için yapılacak gürültü ölçmesinde, bu şekilde 90 günlük data elde edilmelidir.

Atmosferik gürültü için, alan şiddetinin ölçüleceği frekansların tesbitinde aranılan özellikler, belirlenen frekanslann HF bandının tamamını kapsayacak şekilde enterpolasyon yapmaya uygun aralıklarda olması ve ayrıca bu frekansların en az IF ölçme bandı kadar yakın bir civarında bir radyo yayın işareti bulunmamasıdır. Ölçmeler günün her saatinde yapılacağı için, HF bandındaki radyo yayınlarının frekansları gün boyunca HF EMİ (Electromagnetic Interference) ölçmeleri yapılarak belirlenmelidir. Bu EMİ ölçmeleri için [2] genel olarak bir günün 00:00-06:00, 06:00-12:00, 12:00-18:00 ve 18:00-24:00 zaman dilimlerinde birer ölçme yapmak uygun olmaktadır. Ancak bununla beraber gece HF bandı radyo yayınlarının sayısının ve alan şiddetinin artması göz önüne alınırsa gece yapılan EMİ ölçmelerini bu amaçla kullanmak yeterli olabilir.

Ege Bölgesi'nde, atmosferik gürültü ölçümlerinin yapılacağı frekansları belirlemek üzere yapılan EMİ ölçümlerine göre bu frekans değerleri MHz olarak:

0.320, 0.420, 2.040, 3.100, 4.132, 8.910, 11.464, 13.350, 15.352, 21.360, 22.300, 27.460.

Bu frekansların sayısının fazla tutulmasında, enterferans işareti ölçüldüğü data değerlendirme aşamasında belirlenirse değerlendirme dışı bırakılabileceğinden, gürültü ölçmelerine bir anlamda esneklik sağlar. Ancak buna karşın elde edilen değerlerin aynı bir saat dilimine ilişkin olarak data değerlendirme işlemine gireceği de unutulmamalıdır.

Ölçmeler, bilgisayar (PC) ile IEEE 488-2 arayüz kartları üzerinden EMİ alıcısı kontrol edilerek tam otomatik olarak gerçekleştirilmiştir. Bu durumda, PC 'de uygun programlar yazılarak, gürültünün ölçüleceği frekanslar ön ölçmelerle otomatik olarak belirlenebilir ve sonra belirlenen frekansda gürültü ölçmesi yapılabilir. Bunun için önce, HF bandının 1-2 MHz genişliğinde bir alt bandında, 10kHz ara frekans ölçme band genişliği (IF BW) ile 50 ms ölçme süreli olarak EMİ ölçmeleri yapılır. Buradan elde edilen değerlerin 30 kHz band genişliği içinde en geniş minimum değer veren frekansı bulunarak, bu frekansın +/- 5 kHz civarını kapsayan band içensınde. tekrar bir minimum bulma için ön ölçme yapılır. Ancak bu sefer IF BW 200 Hz alınmalıdır. Bu algoritma ile PC tarafından tam otomatik olarak yapılan ön EMİ ölçmeleri ile gürültü ölçmesi yapılacak frekans değeri, seçilen 1-2 MHz genişliğindeki bir alt band için belirlenmiş olur. Sonra bu frekansda gürültü ölçmesi yapılabilir. Gürültü ölçmesinde datanın, bu algoritma ile toplanması enterferans işaretlerinin ölçülmesini büyük ölçüde azaltacağı için, elde edilecek datadaki gürültü datası oranını arttıracakdır. Diğer taraftan bir frekansda yapılacak gürültü ölçmesi için gereken ölçme süresii yapılan ön ölçme ve uygulanan algoritmalar nedeni ile artmaktadır. Kullanılan ölçme sisteminde, bu algoritma ile HF bandının seçilen 10 HF alt bandı için bir kez taranması yaklaşık olarak 50 dakika sürmektedir. Bu çalışmada kullanılan data değerleri, yukarıda belirtildiği gibi yapılan ön ölçmelerle önceden belirlenmiş sabit frekanslarda yapılan gürültü ölçmeleri ile elde edilmiştir.

Buna göre belirlenen frekanslarda alan şiddeti değerleri quasi-peak ve peak değer olarak ölçülmüştür. Burada quasi-peak yerine average değerde ölçülebilirdi. Ölçülen peak değeri, data değerlendirme aşamasında, ölçülen işaretin gürültü olup olmadığı konusunda bir ayırım yapılmasına imkan verir. Bu durumda peak değerlerden en az 10 dB daha aşağıda olan quasi-peak değerleri veren ölçmeler, gürültü ölçmesi olarak alınmıştır. Bu sayı, radyo yayınlarının peak ve quasi-peak ölçmelerine bakılarak deneysel bir şekilde belirlenmiştir. Gürültü ölçmelerinde, gürültü işaretlerine daha duyarlı olması nedeni ile quasi-peak deteksiyonu modunun kullanılması

uygun olmaktadır. Ancak bu durumda quasi-peak değerlerden ortalama değerlere geçilebilmesi için EMİ test alıcısının detektör moduna göre çıkış değerlerini veren eğrilerinden yararlanılır. Buna göre gürültü işaretleri için ortalama değerler, peak ve quasi-peak arasındaki farka göre değişen bir düzeltme faktörü ile bölünerek bulunur. Bu düzeltme faktörü dB olarak, -14 ile -20 arasında değişmektedir.

4. DATA DEĞERLENDİRME

Elde edilen datadan atmosferik gürültü sayısı değerlerini hesaplamaya geçmeden önce data kümesi içinde bulunan radyo yayını ölçmeleri yanında, ölçme yeri yakın civarında olan yıldırım ve şimşek olayları sırasında yapılmış ölçmelerinde ayıklanması gerekmektedir. Bunun için yıldırım ve şimşek olaylarının sınırlı bir zaman dilimi içinde bulunduğu ve gürültü niteliğinde yüksek seviyeli alan şiddetleri olduğu göz önüne alınabilir. Bu ayıklama işlemi. 8

hafta boyunca elde edilmiş data değerleri kayıt sırasında bulunuyorken, manuel olarak yapılabilir.

5. ATMOSFERİK GÜRÜLTÜ SAYISI

Atmosferik gürültü sayısı, ölçülen alan şiddeti değerlerinden, CCIR Rep. 322-3 'de verilen aşağıdaki bağıntıya göre hesaplanmıştır:

$$F_a = 20 \log E^{TM} - 20 \log f - 10 \log b_n + 95.5 \text{ (dBm)}$$

$[E^{TM}]$ = mV/m, [f]= MHz, $[b_n]$= Hz,

E_{nv} : Etkin değer olarak EMİ test alıcısında ölçülen ve antenin bulunduğu ortamdaki elektriksel alanın düşey bileşenin ortalama değeri,

f : E_{TO} datasının ait olduğu frekans,

b_n: E_{TO} datasının elde edilmesinde kullanılan IF filtresi band genişliği (B_r), (Alıcının etkin gürültü band genişliği).

Atmosferik gürültü, rastlantısal karakterde olduğundan, tanımlanması olasılık yoğunluk fonksiyonu (PDF) veya olasılık dağılım fonksiyonu ile yapılabilir. Bu fonksiyonlar bir mevsim (90 gün) boyunca, 4 'er saatlik zaman dilimleri halinde bir gün için 6 zaman diliminde her saat başı yapılan ölçmelerde elde edilen datadan yararlanarak çizilmektedir. Bu durumda bir günün her bir zaman dilimi için ayrı bir F_a olasılık dağılım fonksiyonu oluşturulur. Bu F, (dB) olarak çizilen olasılık dağılım fonksiyonlarından yararlanarak, bir mevsim için günün her bir zaman dilimine ait olmak üzere aşağıda belirtilen istatistiksel parametreler hesaplanır (CCIR Rep. 322-3):

F_{am} : F_a 'nin median değeri (ölçme süresinin (T) 50 % 'u kadar bir zaman diliminde aşılan F_a sınır değeri), (dB) (Şekil 2).

D_u : F_a - F_{am} farkı için, ölçme süresinin (T) 10 % 'a. kadar bir zaman diliminde aşılan, sınır değer (F_{am} 'den büyük değerlere doğru), (dB) (Şekil 3).

Di : F_{am} - F_a farkı için, ölçme süresinin (T) 90 % 'u kadar bir zaman diliminde aşılan sınır değer ($F_{,m}$ 'den küçük değerlere doğru), (dB) (Şekil 3).

HF bandında F_{am} gürültü sayısının frekansa göre değişimini belirlemek üzere, gürültü ölçmelerinin yapıldığı frekansların her birinde elde edilen F_a değerlerinden F_{am}, D_u, D| istatistiksel parametreleri hesaplanabilir. Bu noktalardan, en küçük karesel hata yöntemi ile bir eğri geçirilebilir. Bu eğri üzerindeki noktalar iie deneysel olarak elde edilen $F_{anı}$, D_u veya Di noktaları arasındaki farklardan $a_{Fm}a$, σ_{Du}, σ_{Di} sapma değerleri hesaplanmaktadır:

tfFam : F_{am} 'nin frekansla değişimini gösteren ve deneysel olarak belirlenen (F_{am} ,0 noktalarından minimum karesel hata ile geçen eğri üzerindeki noktaların, data noktalarından sapma miktarı (dB) (Şekil 4).

σ_{Du} : D_u 'nin frekansla değişimini gösteren ve deneysel olarak belirlenen (D_u ,f) noktalarından minimum karesel hata ile geçen eğri üzerindeki noktaların, data noktalarından sapma miktarı (dB) (Şekil 4).

cra : D| 'nin frekansla değişimini gösteren ve deneysel olarak belirlenen (D| ,f) noktalarından minimum karesel hata ile geçen eğri üzerindeki noktaların, data noktalarından sapma miktarı (dB).

Bu parametreler bilindiği zaman, en küçük karesel hata ile data noktalarını birleştiren eğri üzerinden okunan bir F_{am} değerine göre, günün bir zaman diliminde (bir ölçme süresi içinde) verilen bir olasılıkla karşılaşılacak F_a değeri, veya bir F, değeri ile karşılaşma olasılığı bulunabilir.

6. SONUÇLAR

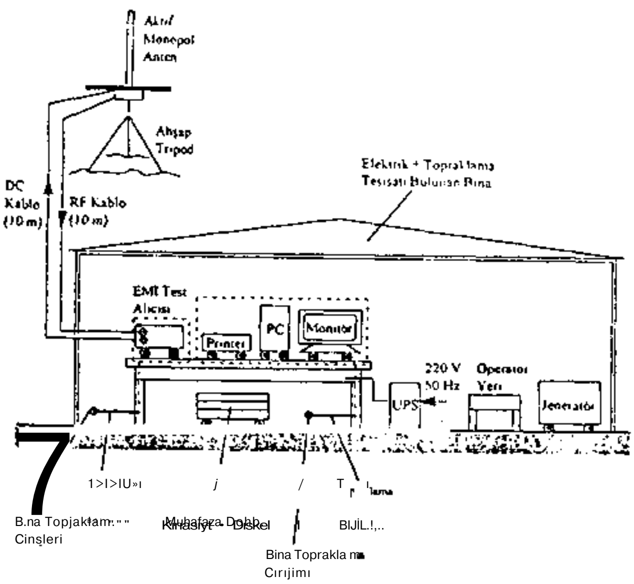
Ege Bölgesi'nde yaklaşık 8 hafta süre ile 1996 yılı eylül-ekim ayları içinde yapılmış ölçmelerden elde edilen atmosferik gürültü datasının değerlendirilmesi sonucunda bulunmuş atmosferik gürültü eğrileri Şekil 2 'de gösterilmiştir. Şekil 3 ve Şekil 4 'de ise Du, Dİ ve aFam, aDu eğrileri gösterilmektedir. Bulunan sonuçlar, CCIR atmoferik gürültü sayısı değerlerinden 8-15 dB daha büyüktür.

Buna göre elde edilen data, ölçme yapılan zaman dilimi için CCIR datasının verilmeyen 10 % iık dilimlerinde bulunuyor olabilir. Veya data işleme sırasında ölçülen data değerleri arasındaki bütün enterferans kaynakları tam olarak ayıklanamamıştır. Bu farklılığa yol açabilecek diğer bir etkende, ölçme yapılan bölgede zamana bağlı olarak lokal gürültü kaynaklarının ortaya çıkmasıdır.

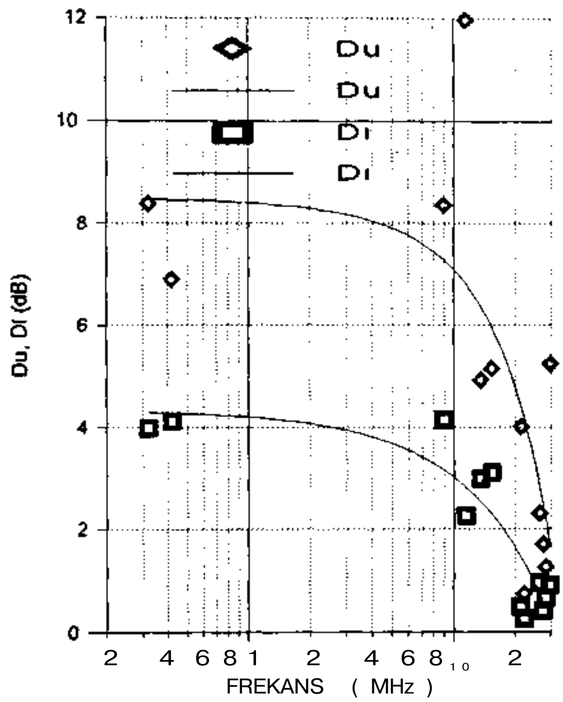
KAYNAKLAR

1. CCIR Report 322-3, *Characteristics and Applications of Atmospheric Radio Noise Data,* ITU, Genêve, 1988.

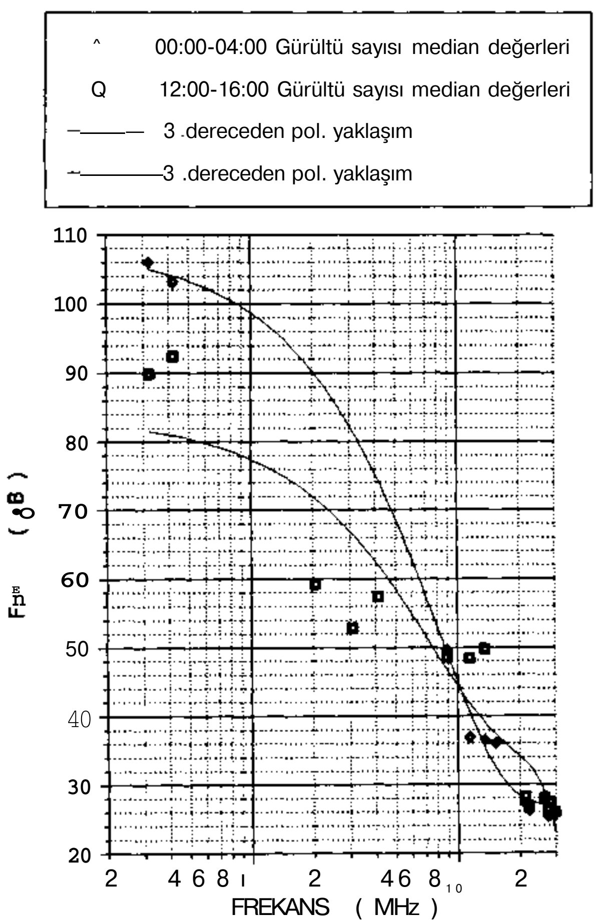
2. G.F. Gott, S.K. Chan,...: "Recent Work on The Measurement and Analysis of Spectral Occupancy at HF", HF Radio Systems and Techniques, 4-7 July 1994, Conf. Pub. No. 392, pp. 144-149, IEE, 1994. değerleri



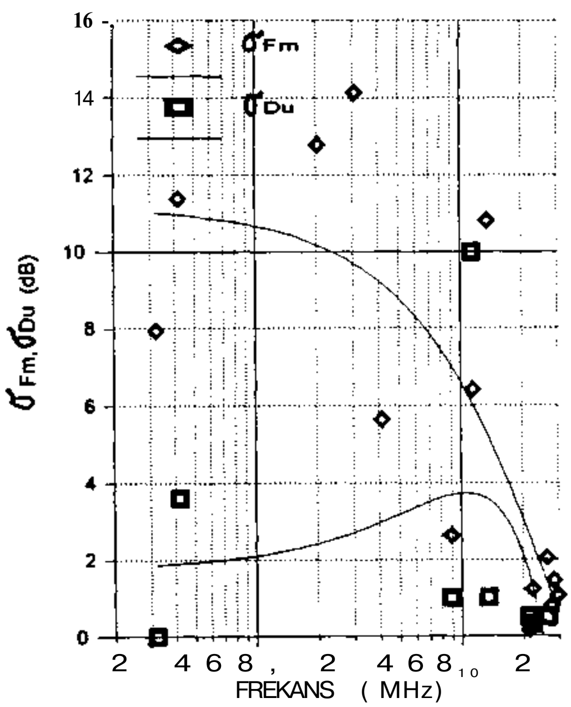
Şekil 1. Gürültü Ölçme düzeni.



Şekil 3. Atmosferik Gürültü Sayısının D_u ve Di değerleri.



Şekil 2. Atmosferik Gürültü Sayısı medyan değerleri (Fam).



Şekil 4. Atmosferik Gürültü Sayısının σ_{Fm} ve σ_{Du} değerleri.