

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 14. ULUSAL KONGRESİ

16 - 22 EVRİL 1991 • DEÜ • İZMİR

2

EMO • TÜBİTAK • DEÜ

Ö N S Ö Z

Dokuz Eylül Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği Bölümü, TMMOB Elektrik Mühendisleri Odası ve Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu'nun işbirliği ile 16-22 Eylül 1991 tarihleri arasında düzenlenen Elektrik Mühendisliği 4. Ulusal Kongresine hoşgeldiniz.

Üç paralel oturum halinde D.E.Ü. Rektörlük binası anfilerinde gerçekleşecek Kongremizde 54'ü poster olmak üzere toplam 213 bildiri sunulacaktır.

İki ayrı ciltte toplanan bildirilerin, Elektrik Makinaları ve Güç Elektroniği. Kontrol ve Sistemler ile Enerji Sistemleri konuları birinci ciltte, Bilgisayar, Elektronik, Haberleşme, İşaret işleme, Biomedikal ve Enstrümantasyon, Elektromafn&t.jk Alanlar, Mikrodalga ve Antenler ile Eğitim konuları ise ikinci ciltte yer almıştır.

İlk duyurularını bir yıl önce yaptığımız kongremize 299 adet bildiri özeti gönderilmiş, Bilim Kurulu bunlardan 277'sini kabul etmiş, 22 adet bildiri özetini it;... iade etmiştir. 64 adet bildiri basıma verildiği tarihe kadar elimize ulaşmadığı için Kongre Bildirileri kitabında yer almamıştır.

Üniversite-sanayi işbirliğinin geliştirilmesi ve Kongremize yansımalarının sağlanmadı amacı ile ilk kez oluşturulan Kongre Danışma Kurulunda, EMO ve üniversitelerin temsilcilerinin yanısıra kamu ve özel sektör temsilcileri de yer almıştır.

Güperile.tkenlerin Elektrik Mühendisliğinde Uygulamaları, 2000'li Yıllarda Ülkemi?.in Haberleşme Sistemleri ve ülkemiz Elektrik Enerjisi Sistemleri konularında sunulacak çağrılı bildirilerle Kongremizin yalnız izleyicilere değil tüm kamuoyuna önemli mesajlar vereceği inancındayız.

Kongremizde Elektrik Mühendisliği Eğitimi ve Elektronik Teknolojisi konularında sorunların tartışılacağı, çözüm ve önerilerin geliştirileceği, ilgili kurum v :- kuruluşlara önemli yararlar sağlayacağını umduğumuz bir ortam yaratacak panellerimi I: olacaktır.

Çağrılı Bildiri ve panellerimize katılacak değerli bilim adamları ile özəl ve kamu kuruluş yetkilisi meslektaşlarıma çok teşekkür ediyorum.

Sunulacak tüm bildirilerin özverili çalışmalarla ortaya çıktığını hepimizin biliyoruz. Yürütme Kurulumuz bu çabaları desteklemek ve genç araştırmacıları teşvik etmek amacı ile kongrede sunulan en iyi üç bildiri sunucusunu ödüllendirmeyi kararlaştırmıştır. Beş kişilik jüri tarafından yapılacak değerlendirme sonucu üç sunucuya ödülleri kapanışta verilecektir.

Kongremizin, izleyiciler ve delegeler için başarılı olmasını, ülkemizin bilimsel ve teknolojik çalışmalarına yön ve ivme vermesini diliyor, hazırlık çalışmalarınız:-ı öznl-:. katkı koyar, değerli Bilim Kurulu, Danışma Kurulu, Yürütme Kurulu ve Sosyal Kurul üyeleri ile emeği seçen tür. arkadaşlarıma destek ve katkıları için teşekkür ediyorum.

Prof. Dr. Kemal ÖZMEHMET
Yürütme Kurulu Başkanı

E L E K T R İ K M Ü H E N D İ S L İ Ğ İ
4 . U L U S A L K O N G R E S İ
1G-22 EYLÜL 1991
LEO REKTÖRLÜK BİNASI - İZMİR

DÜZENLEYEN KURULUŞLAR

- . TMMOB ELEKTRİK HOİEJEJELERİ ODACI
- . DOKUZ EYLÜL ÜNİVERSİTESİ ELEKTRİK ve ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ BOLÜMÜ
- . TÜBİTAK

YÜRÜTME KURULU

Kv=raal ÖZMESİMET	(Prof. Dr. - Başkan)
Nihat ÖZGÜL	(EMO - Koordinatör)
Teoman ALPTÜRK	(TMMOB - EMO Başkanı)
Canan TOKER	(Prof. Dr. - ODTÜ - TÜBİTAK)
Süha BAYINDIR	(Doç. Dr. - DEÜ)
Hacit MUTAF	(EMO izmir Şubesi)
Gedat GÜLSEN	(EMO izmir Şubesi)
Mohm^t KUKTALF	(Araş. Gür. - DEÜ)

DANIŞMA KURULU

Uğur ATAŞ	(EKO)	Atilla OKYAR	(EKO-ADANA)
İbrahim ATALI	(EMO-ADANA)	Vujlat CZTÖPÇÜ	(EMO-ADANA)
Emir EİR^;L	(EMO-ADANA)	Serhat ÖZ YAR	(EMO-ADANA)
Yurdakul CEYHUN	(TELETAŞ)	İbrahim ERER, SAYIN	(EMO-ADANA)
Ötici ÇİCDEM	(EMÜ-İÖTANBUL)	İbrahim S. ŞARŞ^KCA;L	(EMÜ-İÖTANBUL)
Orhan ERYOL	(FİT)	Mecini UYAR	(EMÜ-İÖTANBUL)
Aykut GİSAF.	(SİNKO)	Canf;12 ÜMDEYOÖLÜV	(EMÜ-İÖTANBUL)
Cih;:: iLKEK	(ASELSAN)	Turhan TUKALI	(EMÜ-İÖTANBUL)
Ayjil; KAYACIK	(ALPET)		

BİLİM KURULU

Abdullah AT AL, AR	(Prof. Dr. - BTLKENT)	İbrahim KOCAOĞLU	(Prof. Dr. - BTLKENT)
Güha, L\'. 'IN;IR	(Doç. Dr. - BTLKENT)	Tarık OBAÇ	(Doç. Dr. - BTLKENT)
A 'i' la P^R	(Prof. Dr. - BTLKENT)	Er, ah ; 'RHON	(Doç. Dr. - BTLKENT)
Yıl\~cakıl CEYIU'N	(TELETAŞ)	Kadri OZÇALDIRAN	(Doç. Dr. - BTLKENT)
Tih;,,i CETİN	(Prof. Dr. - İTÜ)	Kem;» i OZMEÜİ^ET	(Doç. Dr. - İTÜ)
Muammer FERMİ?	(Doç. Dr. - ODTÜ)	Osman SEVAİ ^ 0 LV	(Doç. Dr. - ODTÜ)
BH;?..'.. F^7AN	(Prof. Dr. - ODTÜ)	Mete SF.VER'JAN	(Doç. Dr. - ODTÜ)
'Av;.. tafa • 'UN'DJ ZAL	(Y. Doç. Dr. - DEÜ)	Ügur SOYCAL	(Doç. Dr. - DEÜ)
A^T;I Gİ^P;JZ	(EMO)	Neon, L TANYGLAÇ	(EMO)
Hocci:-: GÜRAN	(Prof. Dr. - ODTÜ)	Tarhan TUNALI	(EMO)
Ginför GURSF'L	(EMO)	Erginer UNGAH	(EMO)
Kemal MALICI	(Prof. Dr. - YÜ)	Yıldırım ÜCTUO	(Doç. Dr. - YÜ)
Erar-i HARMANCI	(Prof. Dr. - İTÜ)	Zafer ÜNVER	(Prof. Dr. - İTÜ)
Aitmk.-1;. il;AL	(Prof. Dr. - ODTÜ)	Birfcüi YA7.GAN	(Prof. Dr. - ODTÜ)
Mithat. ;DE?S!	(Prof. Dr. - TÜBİTAK)	Ei'doin YAZGAN	(Prof. Dr. - TÜBİTAK)
Ö:caii KALENDERI.1	(Y. Doç. Dr. - İTÜ)	Meiok YÜCEL	(Doç. Dr. - İTÜ)
İ; iio; i; KARACA	(Y. Doç. Dr. - DEÜ)	Kusret. YÜKSELER	(Doç. Dr. - DEÜ)

SOSYAL KURUL

Macit KUTAF	(EMO)	Birsen MALKOÇ	(EMO)
Re:oi KOLAY	(DEÜ)	Gülderen YARIM	(DEÜ)

Not: Danışma Kurulu ve Bilim ?Curulu alfabetik olarak dizilmiştir.

OCAK-DIŞI BESLEME LİİK REFLEKTÖR PERİODLU ARSİKDA ÜNİLİ

E. Yazgan, Ü. Saka

... J. elektrik ve iloktrenik luuhundisliji Bölürü, Ankara

Özet

... ujuu ilatigim sistemleri-nüe kul-
... parabolik reflektör anten besleyicisi-
... vo/vrj; -u Lenr.py.U odak ılı;ına kay-
... anten veri&lilik 62.el-
... etkinli incfle/L-ni.jtir.

... çözümlene teknikleri,
... besleyici yön-
... uygulanmıştır.

1. GİRİŞ

... hızlı geli.;r.olar ve
... amaçlı bir çok
... nedeniyle,
... her geçen gün
... bulunmaktadır. ...
... birisi.e elekt-
... ve/veya ...
... parabolik; refle-
... Terinde,
... radarlarda ...
... Parabolik ref2.jk:er-
... odak ac...-sin-
... Beslemenin noittaal bi-
... fiziksel olarak
... Terinde,
... problemi
... bu araştırılmamızda b?aleyici
... anten ışıma ör'ntiisii ve kutup^m, ama
... etkileri incelonisş-
... tir.

Ant... u. ulucia kolaylımı açöin-
... frekans asireptetik
... Keller'in üemci-rik
... dayanır /1/ , /2/ .
... Daa LOi. "i ... rubu GKK'ni dn-ia siat-
... Lewic and
... tiri.ig-
... itru ile
... eli^tirragler-
... sek
... fiziksel üptik
... Asimptotik ...
... atılmışlardır /3/ ,
/4/.

Özet ...

bir grup 8rn.jtir:aucilfirda bunları değişik tip-
teki yansıtıcılr.ra ışımā ör'nt'ilerinin bulunir.a-
31, odak noktanır.daki alanın heanplniücn% ve
çapraz kutuplm.ia vericiliiijinin li.ulun.tnsi at.p-
cı ile uygulamıştır. /10/ , /M1/ , /1?/ ,
/13/ . Yukarıucki uy^rulajajalsr goijunljkla cāak-
tan beslennāç ideal parabolik anten için yapıl-
mışlardır. Zcr\ yıllarda cdsk üşir.r. kny.ng ;Fr?-
bolik antenlere ilişkin bu kenulfirda üa ye'lıç-
raalara rastlanmaktadır /14/ , /15/ .

Parabolik er.tenin ön eksen civarındrki e>'r.i
fiziksel Opti'-. Ir.tegi-ali ile bulun:bilin:ine
karşın bölgenin dışındaki Mc-ktal-ınir. febir.rcti k
yöntemler iyi zenuç vermektedir.

Bu çalışmada önceki çalış:ria".Trn bij- kr.;bi.ras.vcn
olarak ön eksen yönir.ae egde.jnr bea^e./ici yar-
dımı ile /16/ , j'ü iritegraii çö^ür.L^i-erok uijer
noktalarda L^R parabol kenar:dsn elan -rını.i;
elkileride yi;sek frekan; r,zir.pi; "l: /r.-r-
leri ile ça;ü;..leiii, sKlenpfie:tir. 'j/f):r. v.r.r.:t
kenara di; ve yrtny kutuplnni:ay -"-l.rlarir. u:Sk
alandaki eCilHlari, çapri: kutu; l a d:z veri. ...
leri ve açıklık veri;li?i kleri Uirli. ... KII".

2. ATCALIZ

Odak dışındaki herhangi bir ü' nckta:ire kenr-u;
ve maksinuni ivi^a yönü porobol'in ts; e re/.tanı
A ya do^ru elan bir besleyici için alan ifadesi-
ni genel bir biçimde şöyle yazabiliriz:

$$E_g(r', \theta', \phi') = A \frac{e^{-jkr'}}{r'} \left[D_{\theta'}(\theta', \phi') \hat{\theta}' + D_{\phi'}(\theta', \phi') \hat{\phi}' \right] \quad (1)$$

ve

$$\hat{n}_g = \frac{1}{r'} \hat{a}_{r'} \times \hat{E}_g \quad (2)$$

jekil 1 de simetri eksenini izerir:ie bulunan .-
cdagi dışındaki bir 0' nckteunünn bejl ...
rabolik antenin ,secr.etrioi ve koordinat ;i;teir-
leri görölmektedir.

Burada (x', y', z') besleyicinin keertfü-
st sir-
ter.d olup en b'iyük ışımā do;ruim.IU z'. A lepe
noktam yönündedir bunun için x,y,z ek'e."i ...
yunca x₀, y₀, z₀ kadar kaydırılır .cr.rn;

$\bar{a}_y(r) = \text{i.r.siyen alcını}$

$\bar{a}_k(i) = \text{ilei'lektüi* kenarlarından kırman elanı tanımlamaktadır.}$

Buna ilişkin ferr;ülseycnun detayı literatürde vardır.

Parabol a_Lız açıklımı verimliliğini hesaplamak istersek

$$\eta_A = \eta_I \eta_P \eta_V \quad (21)$$

biçiminde verils.; taniüü kullanabiliriz,

buraca

$\eta_I = \text{ij>-itlatma verimliliğini}$

$\eta_P = \text{ışz yanılıfi verimliliğini}$

$\eta_V = \text{çapra? polarizasyon verimliliğini}$

tar.ınlarlar. Literatürde bunlar içinde derişik ferr.Jl: çj'c:: ve tonırılar mevcuttur> iaygın clarsk kul] :.L.II nılcrdi.rn biriai

$$\eta_k = \frac{4r^2}{u^2} \frac{\left| \int_0^c (v_{\omega} r_{\omega}) \text{tune}/2 \text{ de} \right|^2}{\int_0^c (|D_{\theta}|^2 + |D_{\phi}|^2) \sin\theta \, d\theta} \quad (22)$$

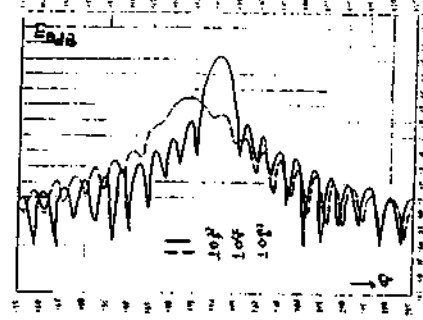
biçiminde yazılır. η_I , η_P ve η_V içinde ayrı ayrı IU tiir ifadele.;' n.evcuttur. Gerekli durumlarda jr.iferrc Aoimptotik Kuramı, fiziksel Optik Intecralı ve üşde^er besleyici yöntemlerini birleştirerek parabolün tüm ışıma örüntüjü ve veritlili.,i Uzeri.e aşağıda görülen sonuçlar elde edilmiştir.

3.SC;UÇLAR

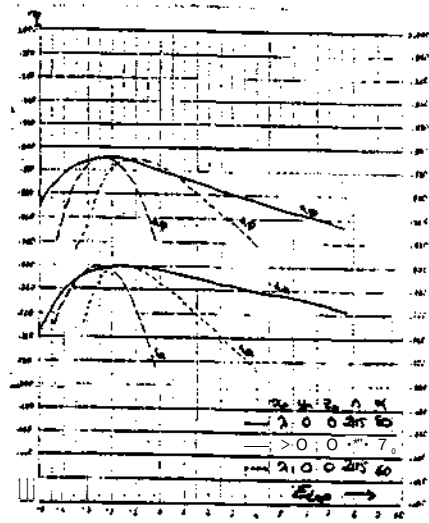
Şekil 2 de besleyicinin odak noktasından (-^, -^, -^) i:edar kt.yir.nsi ile parabolik anten ışına örüntüsünde meydana gelen değışiklikleri şöyle öiraliyabiliriz.

Ana kulckçık seviyesi 13dB düşmüş ve maksimum seviye sit:etri eksenı yerine 173° derecede görülr.e.tcdir. buda 7' lik bir hüzme şaşılığı demektir, Şekil 3 de i^e (x_n<1 λ olan bir kayma için veri:ılılık. ije^işiu.i gözlenmektedir.

Veri:ılıli: açıklıca vo kenar ışınmasına direkt bi- biçim.e bcyılı olduğu için "v açısına göre şizii:A.tir. jvenbr r;ür.esi azaldıkça verimli 11-tiin de; a r'asla clüü;u ^özlenmektedir. Verimlilik besleyicinin yiisıtıcıya göre uzeklıla şıy!a ters crn^tilur.



Şekil-2. Odak dışından beslenmiş parabolik anten ışına örüntüsü



Şekil-3. x eksenindeki kaymanın o ya etkisi

4.KAYNAKLAR

- /1/ Keller, J.B., Diffraction by an aperture, Journal of Applied Physics, Vol.28, Kc.4, pp.426-44, April 1957.
- /2/ Keller, J.B., Geometrical Theory of Diffraction, J.Cpt. Soc. AIII, 7Cİ.52, pp.116-130, 1962.

- /3/ Keller, J.B., Lewis, R.L., Seckler, U.D., Asymptotic Solution of Some Diffraction Problems, *Conj.*, on Pure and Appl. Math. Vol.11, pp.207-265, 1956.
- /4/ Бессера, J., *hce*, *...*, High Frequency Diffraction of a Line Source Field by a Half-Plane: Solutions by Ray Techniques, *IJ3* *fraris*. Ar-25, ;\c.2, pp.171-179, March 1977.
- /5/ Бюер3на, Ф., Lee, F.V., An Exact Solution for Diffraction of a Line Source Field by a Half-Plane, *U. of Calif. Phys.*, Vol.18, i.o.2, 1977.
- /6/ Иттра, R., Halunat-Samii.Y., and Ke, W.L., Spectral Theory of Diffraction, *Appl. Math.* Vol.10, pp.1-13, 1976.
- /7/ Литтл, H., Rehnat-Samii.Y., A Spectral Domain Analysis of High Frequency Diffraction Problems, in *Electromagnetic Scattering*, Ed. by F.L.G. Uslenghi, pp.121-221, Academic Press, 1978.
- /8/ Инп, C.I., An Extension of Ruach's Asymptotic Physical Optics Diffraction Theory of a Paraboloid Antenna, *IS'1* *Irana*. AP-23, pp.741-743, September 1973.
- /9/ Инп, C.L., Ostertag, B.L., A Note on the Asymptotic Physical Optics Solutions to the Scattering Fields from a Paraboloidal Reflector, *IS'1* *Trana*. AF-25, Ho.4, pp.231-535, July 1972.
- /10/ Афак, L., Calculation of Uniform Asymptotic Theory of Diffraction, *Proc. I.E.E.*, *Intr. Conf. on Antennas and Prop.* London 1970.
- /11/ Валенти, A.K., Теллис, P.P., Fields in the Local Region of Offset Paraboloid Antennas, *IJIE Trans.* IS. AP-24, pp.053-266, 1976.
- /12/ Клисто, F.C., The Plane Wave Spectrum Representation of Electromagnetic Fields, *London England*, Pergamon Press, 1966.
- /13/ Бик, Ф., Biepenbeek, C.T.K., Laanders, J., *...*, The Polarization Properties of Offset Antennas, *Tech. Report* 73-1-39, *the Indiana Univ. of the Netherlands*, 1973.
- /14/ Вазили, E., *...* Besleyici ile Odak-Dışı Beslenmiş Parabolik yansıtıcı Çözümlerini, *11. Ulusal Kongresi*, ODIU, pp.269-272, Ankara, Eylül 1977.
- /15/ Язган, B., Ичк, Y., Çapraz Polarizasyon Yel-Ulusal Kongresi, *...* Besleyici ile İncelenmesi, *3. Ulusal Elek. KUh. Conf.* S.3U2-386, İJ, İstanbul, 1989.
- /16/ Rusch, V.V.T., An Equivalent Focused Reflector Feed in Place of Any Feed, *Rev.M7*.fd Defocused or Extended Feed, *...* Lett. Vol.14, «o.1, pp.1-6, 1977».

Sonlu Elemanlar Yöntemi Yardımıyla
Kompleks Elektrik Alanlarının Hesabı

Mehmet CEBECİ, Sefa AKPINAR*

F. O. Müh. Fak. Elk-Elektronik Müh. Böl. Elazığ
K. T. 0. Müh. Fak. Elk-Elektronik Müh. Böl. Trabzon

Ofçct

2. Temel Teori

ttefon 2jf*22iiti ite Oketim merkezleri arasındaki iletim hatlarının daha büyük (Öçten taşıyacak şekilde teşu edilmesi ihtiyacının sürekli olarak artman, itelim gerilimlerinin de yükselmesine neden olmaktadır. Ancak iletim hatları ile ilgili teçhizatın yalıtım düzeyini yükselen gerilime uygun olarak anırmak, birçok zorlukları beraberinde getirmektedir. Bu sebepte yüksek gerilim teçhizatının tasarımı için öncelikle elektrik alanlarını en iyi yaklaşımlarla hesaplanması gereklidir. Özellikle çevre kofullarının etkisiyle meydana gelen izolasyon kirliliği, uygun yöntemlerle hesaba katılmaktadır.

Bu çalışmada izolasyon kirliliğinin elektrik alan dağılımına etkisi tanımlanan kompleks dielektrik sabii yardımıyla incelenmiştir. Bu anaçla ele alınan sistem, eğrisel ve karmaşık yapıdaki bir yüksek gerilim cihazı (zincir izolatör, çubuk izolatör, buşing vs.) ile onun üzerini kaplayan kir tabakasının basit bir modelidir. Alternatif akım koşullarında dinamik elektrik alanı özelliği gösteren bu sistem, bir kapasite problemidir. Sistem denklemlerinin kurulmasında Sonlu Elemanlar Yöntemi kullanıldı. İki boyutlu olarak elde edilen denklem takımı direk yöntemle çözüldü.

1. Giriş

Yüksek gerilim cihazlarının yalıtımında dikkate alınması gereken en önemli faktör elektrik alanıdır. Enerji iletim sistemlerinin gerilimleri gün geçtikçe yükseldiğinden, yalıtım malzemelerinin de daha büyük elektriksel zorlanmalar altında çalışması gerekmektedir. Sadece daha kalın yalıtım malzemesi kullanarak iyi sonuç almak mümkün değildir. Çünkü bu durumda hem termik empedans büyümekte ve hem de uzayan zincir boyu direk ebatlarının büyümesine ve toplam enerji iletim hatları maliyetinin önemli bir kısmını oluşturan direk masraflarının artmasına neden olmaktadır. Onun için elektrik alanının dağılımı ve yüksek olduğu yatağı alan şiddeti değerleri bilinmelidir.

Doğru akım şarlarında veya çok düşük frekanslarda, elektrik alanının bir yaMasamı olarak statik elektrik alanı veya kuasi-stasyoner elektrik alanı kaUamlırr. Normal olarak yüksek gerilim teçhizatı, potansiyel dağılımı besapktmatanndi sonsuz olarak gözönüne alınabilen çok yüksek dirençli marrrmfır ite yalıtılmışlardır. Elektrodlar arasından küçük bir kapasitif akım akar. Potansiyellerin değerleri kapasite dağılımından yararlanarak belirlenir. Bu yaklaşım, dielektrikler ve metaller gibi yüksek iletkenlikli malzemelerin bulunduğu problemler için oldukça iyi bir çözüm sağlar. Ancak iletkenler ile dielektrikler arasında ona iletkenlikli malzemeler vana. alternatif elektrik alanı statik elektrik alanından farklıdır. İnce yan iletken tabaka ile kaplanmış veya kirlenmiş sınır yüzeylerinin bulunduğu böyle durumlarda statik elektrik alanı yaklaşımını uygulayanlayız. Yüksek gerilimli enerji iletim hatları ve salt tesisleri teçhizatının tasarımında alternatif elektrik alanının büyük önemi vardır. Bu durumda elektrodlar arasındaki akım tam olarak kapasitif değildir ve problem bölgesi içerisinde potansiyeller genlik ve faz bakımından farklıdır. Potansiyellerin ve dielektrik zorlanmaların doğru olarak belirlenmesi için. potansiyellerin kompleks sayılar olarak hesaplanması gereklidir 121- fil

m- m.

Statik elektrik alanına ait klasik hesaplamalarda, malzemenin elektriksel iletkenlik değerinin yalıtkan kısımlar için sıfır, iletken kısımlar için de sonsuz olduğu farzedilir. Böylece Laplace denklemi, dielektriklerde

$$\nabla \cdot (\epsilon \nabla \phi) = 0 \quad (1)$$

ve iletkenlerde

$$\nabla \cdot \sigma \nabla \phi = 0 \quad (2)$$

şeklinde yazılarak, statik elektrik ve akım akış alanlarına ilişkin potansiyel değerleri hesaplanır. Burada ϵ dielektrik sabiti ve σ , malzemenin elektriksel iletkenliğidir.

Eğer bir dielektrik ortamda elektriksel iletkenlik sıfırdan farklı ise, σ zaman statik elektrik alan çözümleri hatalı olabilir. Elektrik alan şiddetinin <7 ya bağımlı olduğu dinamik elektrik alan durumlarında E genellikle bölgenin farklı kısımlarında farklı anlarda pik yapar.

E için diferansiyel eşitlik, süreklilik denklemlerinden türetilebilir:

at

Burada J akım yoğunluğu, p hacimsel yük yoğunluğu ve t zamandır.

Elektrik akı yoğunluğu D yi tanımlayan diğer bir eşitlik ise

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (4)$$

olmak üzere

$$\vec{D} = \epsilon \nabla \phi \quad (5)$$

şeklinde dir. Denk.(4). denk.(3) de yerine konulursa

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\dot{\rho} \quad (6)$$

olur. Böylece

$$\nabla \cdot (\vec{J} + \nabla \phi) = 0 \quad (7)$$

elde edilir. Ohm Kanunu olan

$$\vec{J} = \sigma \nabla \phi \quad (8)$$

ve denk.(5) kullanılarak

$$\nabla \cdot (\sigma + j\omega\epsilon) \vec{E} = 0 \quad (9)$$

yazılır. Açılal frekans $\omega \gg 2\pi f$ olarak. I frekanslı sinüsoidal E durumu için denk.(9)

$$\nabla \cdot (\sigma + j\omega\epsilon) \vec{E} = 0 \quad (10)$$

şekline girer. Faraday Kanunundan.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (11)$$

yazılır. Ayrıca

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (12)$$

dır. Burada B magnetik akı yoğunluğu ve A magnetik vektör potansiyeldir. Böylece denk.(11)

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = 0 \quad (13)$$

olur. Parantez içindeki büyüklük, skalar potansiyel ϕ 'nin gradyanıdır:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = -\nabla^2 \vec{A} \quad (14)$$

Bundan (11)

$$\nabla^2 \vec{A} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (15)$$

elde edilir. Eğer suğ tarafın ikinci terimi, birimi terime göre çok küçükse

$$\nabla^2 \vec{A} = -\vec{V}^* \quad (16)$$

yazılarak bu eşitlik, denk.(10) da yerine koyulacak olursa

$$\nabla \cdot (\sigma + j\omega\epsilon) \vec{E} = 0 \quad (17)$$

ve açık olarak

$$\frac{\partial}{\partial x} (I a^* j\omega\epsilon) \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (\sigma + j\omega\epsilon) \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0 \quad (18)$$

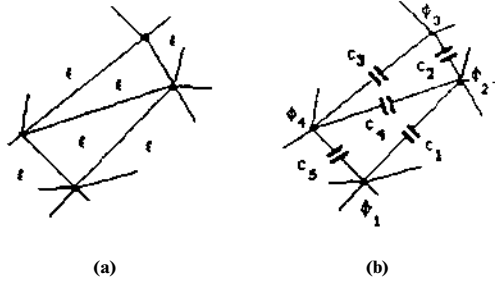
elde edilir. Denk.(17), sinüsoidal elektrik alanları için diferansiyel eşitliktir.

Parantez içindeki $\sigma + j\omega\epsilon$ terimi, $\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$ olarak gösterilen kompleks dielektrik sabitidir ϵ' dir. Eğer $\epsilon'' = 0$ ise, statik elektrik alanları için bilinen denk.(1) elde edilir. Eğer $\epsilon'' \ll \epsilon'$ ise: o zaman denk.(17), iletken malzemelerdeki akım akışı için bilinen denk.(2) ye dönüşür. Şu halde denk.(17), $(dA/dt) \ll V\epsilon'$ olması durumunda elektrik alanları için genel bir denklemdir ve herhangi bir iletken veya dielektrik mal/cmc için sinüsoidal zaman değişkenli E yi hesaplar PI .

3. Dircnç-Kapasitc Eşdeğcr Devresi ve Sonlu Elemanlar Yöntemi

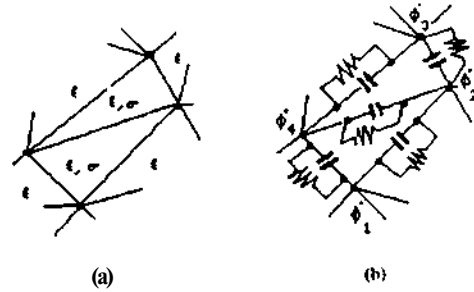
Sonlu Elemanlar Yönteminin alan problemlerine uygulanmasında, problem bölgesi genellikle üçgen elemanlar ile bölmlenir. Çözüm bölgesinin sonsuz sayıdaki noktalarında değerleri birbirinden farklı olan alan değişkeni, her bir üçgen içerisinde bir fonksiyon ile tanımlanmak suretiyle, problem sonlu sayıda bilinmeye indirgenir.

Denk.(1) in çö/ümü, kapasitif ϵ el dağılımını verir. Şekil-1 hu çö/üme ilişkin Sonlu Eleman bölmlenmesini $w \gg \lambda$ ile $\lambda > w$ göstermektedir.



Şekil-1. (a) Üçgen eleman ile bölmeleme. (b) Kapasitif eşdeğer devre.

Yüzeyi kirlı veya ince yarıiletken tabakalı yahtım sistemlerindeki potansiyel dağılımını hesaplamayı sağlayan denk.(17) nin çözümlüne ilişkin Sonlu Eleman bölmlenmesi ve eşdeğer devre de Şekil-2 'de verilmiştir.



Şekil-2. (a) Üçgen eleman ile bölmeleme. (b) Kapasitif eşdeğer devre.

Şekil-2 'deki sistemin Sonlu Eleman çö/ümü için denk.(17) ye ilişkin enerji fonksiyoneli mini/mize etmek gerekir. Bu fonksiyonel

$$F = \frac{1}{2} \int_V \vec{E} \cdot d\vec{D} - \frac{1}{2} \int_V I a^* |E|^2 CV \quad (19)$$

şeklindeir. Burada birinci terim elektrik alanında depolanan enerjiyi, ikinci terim ise omik kayıplar olarak harcanan enerjiyi göstermektedir. Minimizasyon için

$$\frac{\partial F}{\partial \phi} = 0 \quad (20)$$

dan yararlanılır. Bu eşitlik statik ve dinamik alanlar için Sonlu Elemanlar Yönteminin temelidir. Sonuçta çö/üm Ntlgesindeki bütün elemanlara ilişkin yazılan eşitliklerin birleştirilmesiyle

$$[K][\phi] = 0 \quad (21)$$

elde edilir/7/.

K matrisi, bölmlenmenin geometrisinden ve mal/cmc özelliklerinden yararlanılarak belirlenir. Bunun için programa giriş bilgileri olarak

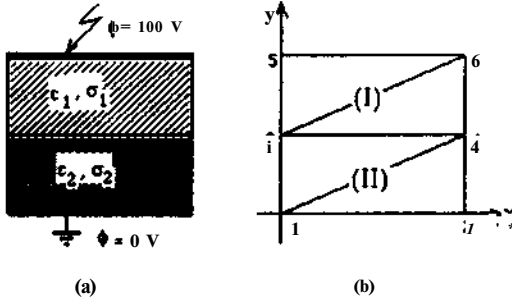
- (a) her bir düğümün koordinatları
- (b) her bir elemanı belirleyen düğüm numaraları

(c) her bir elemanın dielektrik sabiti ve iletkenlik değerleri
(d) sınır şartları

verilir *İM*. Bu bilgiler, az iletkenli uygulamalar için el ile hazırlanabilir. Fakat problemlerin büyük çoğunluğunda, malzeme sınırlarının yapısı ve sonuçların hassasiyeti bakımından çok iletkenli giriş bilgisine ihtiyaç duyulduğundan, bu bilgilerin el ile hazırlanması büyük zorluklara ve yanlışlıklara neden olur. Bu zorluğu ortadan kaldırmak için otomatik veri üretimi gerçekleştirilmiştir. Ş için hesaplanmasından sonra denk.(16) dan E 'ler bulunur.

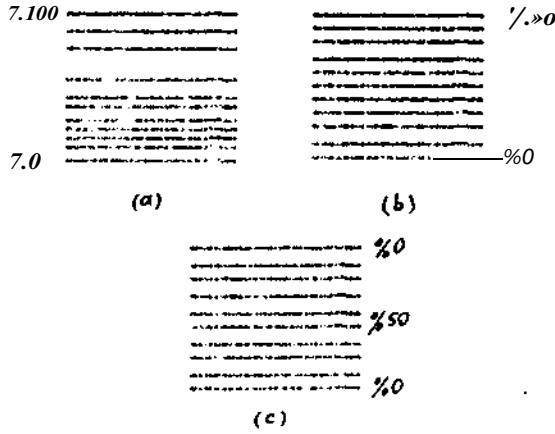
4. Uygulama

Problemin uygulaması olarak iki farklı yalıtkan malzemeden oluşan bir sistem ele alındı. Birinci yalıtkan malzeme için $\epsilon=10$, $\sigma=0$ ve ikinci malzeme için de $\epsilon=0.1$, $\sigma=27.8 \text{ I/G}\epsilon\text{2m dir}$. Şkil-3. seri bağlı bu iki malzemeden oluşan kapasiteyi ve Sonlu Eleman bölünmesini göstermektedir.



Şkil-3. (a) Seri bağlı yalıtkanlar, (b) Üçgen elemanlar ile başlangıç bölünmesi.

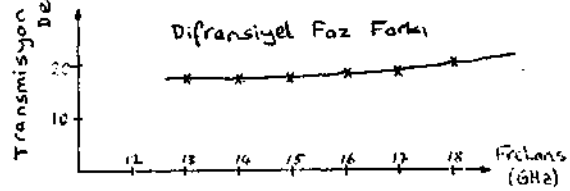
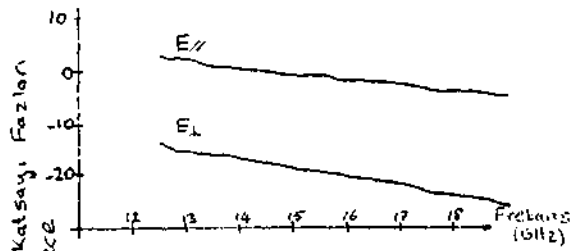
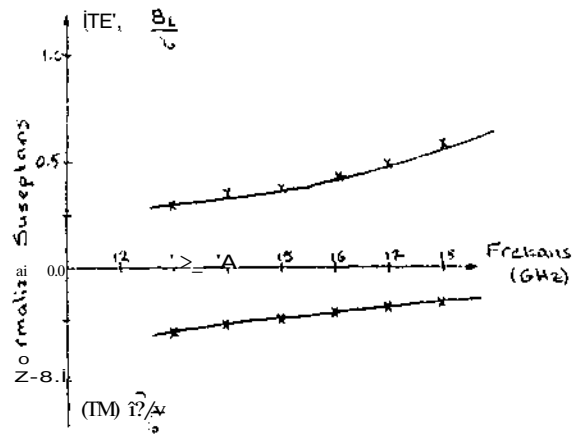
Sistem, başlangıçta dört üçgen eleman ile bilimidendi. Bu başlangıç bölünmesi, geliştirilen bir otomatik veri Ölüm programı yardımıyla bölünerek istenildiği kadar çok sayıda üçgen eleman elde edildi. Kompleks terimli katsayılar matrisi direk yöntemle çözüldü ve her bir düğüm için hesaplanan kompleks potansiyel değerlerinden yararlanarak genlik, reci ve imajiner eşpotansiyel eğrileri çizildi. Şkil-3.



Şkil-3. (a) Genlik (b) Reel (c) imajiner eşpotansiyel eğrileri.

Referanslar

- İM* Flalabö. N., Ricge. H., Automatic Culcation of Electric Fichls. Int. Sym. on High Voltage Eng., 1972.
- P.I* Anderscn. O.W., Finic Element Solution of Complex Polcmial Electric Fichls. IEEE Tr.ms. on Power Appatalus and Systems. Yol. PAS-96. No.4. 1977.
- IV* Kato, S., Kokai.H., Nakajima. Y. and Kouno. T., Finic Elemen Method for the Calculation of Polenini Distribuion to the Porcelain Insulator with Semicomlucing Surface Layer. Int. Sym. on High Voltage Eng., 1979.
- /4/* Sadovic. S.M., Numerical Considerations of the Effect of Resistive Coatings and Surface Pollution on the Potensial Disiribution of High Voltage Insulating Sysicms. Int. Sym. on High Voltage Eng., 1979.
- /5/* Molinari. C Sciuotto. O., Viviani. A., Experimental Resuls and Computer Simulation of Electric Fields arouni Insulating Struclucns under AC and DC Conditlions. İni. Sym. on High Voliuge Eng., 1979.
- 161* Kuffel. E., Zaengl. S., High Voltage Engineering, Pergamon Press, 1984.
- FI* Brauer. J.R., Kalfaian. H., Morcines. H., Dynamic Electric Fields Computed by Finic Elmcmls. IEEE Trans.on Industry Applications. Vol. 25. No.6. 1989.

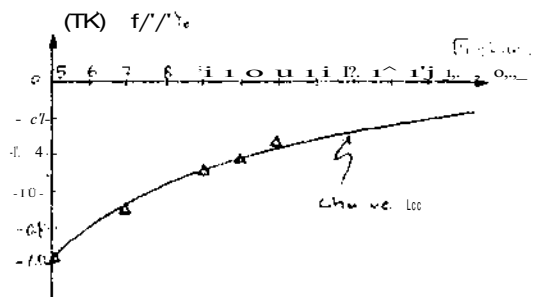


x C. Terret

$D_x = 4.32 \text{ mm}$ $D_y = 10.16 \text{ mm}$
 $s = t = 0.25 \text{ mm}$ $\epsilon_r = 2.2$
 $h = 3.3 \text{ mm}$ $w = 0.254 \text{ mm}$

in'tA- 4

Normaliz. admittans



$l = 0, 0.1, 0.2, \dots$ $D_y = 1.453 \text{ mm}$
 $t = 0.154 \text{ mm}$
 $w = 0.254 \text{ mm}$
 $\epsilon_r = 2.2$

pekil-5

REFERANSLAR

1. R. C. Challa, "A Simple Method for the Design of a Dielectric Loaded Horn Antenna", *IEEE Trans. AP-10*, pp. 100-101, 1962.
2. J. R. Mautz, "A Simple Method for the Design of a Dielectric Loaded Horn Antenna", *IEEE Trans. AP-10*, pp. 100-101, 1962.
3. C. Terret, J. R. Mautz, "A Simple Method for the Design of a Dielectric Loaded Horn Antenna", *IEEE Trans. AP-10*, pp. 100-101, 1962.
4. R. Chu and V. L. Tsai, "A Simple Method for the Design of a Dielectric Loaded Horn Antenna", *IEEE Trans. AP-10*, pp. 100-101, 1962.

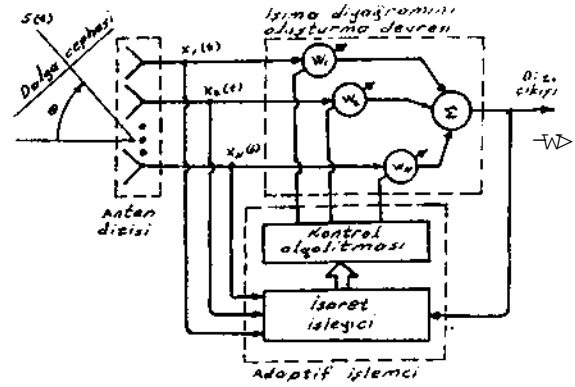
"ÖZET

Yan demet etkisini yok edici sistemler adaptif diziler kullanılarak iki farklı şekilde gerçekleştirilebilmektedir. Bunlardan birincisi diziyi oluşturan elemanlardan yüksek kazançlı olan birini ana anten olarak kullanıp diğerlerini yardımcı elemanlar olarak kullanmak ve yardımcı elemanların ışına diyagramını ana antenin yan demetlerinin aynısı olacak şekilde düzenleyip; ana anten ile yardımcı antenlerden gelen işaretlerin farkını alarak dizi çıkışını oluşturmaktır, tkincisi ise istenen işaretin geliş yönüne göre gerekli ön faz kaydırması yapıldıktan sonra işaret akışını iki ayrı kolda gerçekleştirerek; bunlardan birinde istenen işareti bloke ederek adaptif işlemciye referans işaretler temin edilip bu işaretler ağırlattırılarak yan demet etkisini veren işaret oluşturulurken diğerinde eleman sayısına göre normalize edilip toplanır. Sonra bu iki ana koldaki işaretlerin farkı alınarak sistem gerçeklenir.

1.Giriş

İşaret algılama sistemleri, ışına diyagramlarının ana ve yan demetleri ile sisteme sokulan işaret ortamının gürültüsünün sebep olacağı işaret gürültü oranındaki (SMR) azalmaya karşı çok duyarlıdırlar. Haberleşme ve radar trafiği arttıkça işaret ortamının gürültüsünün bastırılması daha da zorunlu hale gelir. Bu amaçla kullanılan adaptif dizi sistemleri, çalıştırılacakları ortamın yapısı belli sınırlar dahilinde belirlendikten sonra çalışılacak frekans aralığına ve kullanılan optimizasyon ölçülerine bağlı olarak düzenlenirler. Bu tür sistemlerin en genel yapısı şekil-1 de blok diyagram olarak verilmiştir. Şekilden de anlaşılacağı gibi belli optimizasyon ölçülerine ve adaptasyon algoritmalarına bağlı olarak elde edilen kompleks ağırlıklarla dizi elemanlarından gelen işaretler ağırlaştırılarak dizinin ışına diyagramı sistemden beklenen performansı verecek şekilde düzenlenmektedir /1./2/.

İşaret algılayıcı sistemler genelde bir ana demet ve onun iki yanında sıralanan ilkinin genliği ana demetmkininkinden 13 dB kadar daha düşük olan ve elemanlar arası mesafe x/λ vi. geçmediği sürece genlikleri azalarak devam eden yan demetlere sahiptirler /3/. Özellikle



Şekil-1. Adaptif dizi sistemlerinin blok şeması

radarlarda, kullanıcıyı şaşırtmak amacıyla radarın araştırma yaptığı doğrultudan farklı yönden gönderilen daha güçlü dost olmayan işaretler yan demetler vasıtasıyla sisteme sokulmaya çalışılabilir. Ayrıca sistemin bakış açısının elektronik olarak çevrildiği yönden gelen zayıf bir istenen işaret, başka yönden gelen ve sisteme yan demetler vasıtasıyla giren güçlü bir istenmeyen işaret tarafından bastırılabilir. Bu durumları ortadan kaldırmak amacıyla yan demet etkilerini yok edici sistemler kullanılır. Bu tür sistemler adaptif dizi sistemlerinin özel bir şeklini oluşturmaktadırlar.

Herhangi bir dizi için; $s(t)$ istenen işaretinin gücü S ile, seçilen referans elemanına göre istenen işaretin dizinin diğer elemanlarına ulaşmasındaki faz

kayması $\hat{}$ ile, $n(t)$ gürültü işaretinin vektörü $\underline{n}(t)$ ile. w_j kompleks ağırlıklarının oluşturduğu vektör \underline{w} ile ve dizi çıkışı $y(t)$ ile gösterilirse; dizi propagasyon vektörü \underline{y} , dizi gözlem vektörü $\underline{x}(t)$ ve $\underline{y}(t)$ şu şekilde verilir /2/.

$$\underline{y}^T = [1, e^{j\phi_2}, \dots, e^{j\phi_{N-1}}] \quad (1)$$

$$\underline{x}(t) = \underline{V} s e^{j\omega_0 t} + \underline{n}(t) \quad (2)$$

$$y(t) = \sum_{k=1}^N w_k x_k(t) = \underline{w}^T \underline{x}(t) \quad (3)$$

Maksimum SNR na ulaşmak için dizi elemanlarının çıkışında, bütün eleman kanallarındaki gürültü gücünü eşitleyecek ve aralarındaki korelasyonu ortadan kaldıracak şekilde bir matris transformasyonu kullanıldığında optimum ağırlık vektörü şu şekilde verilmektedir /2/, /4/.

$$\underline{w}_{SNR} = \alpha \underline{R}_{nn}^{-1} \underline{y}^* \quad (4)$$

Bu ifadedeki α , V_5 nin w_0 $\hat{}$ $\phi(t) / (w_0^* \underline{R}_{nn} w_{opt})$ skaler değerine bölümü; \underline{R}_{nn} ise gürültünün otokorelasyon matrisidir. İstenen işaretin ve bastırıcı işaretin olmadığı bir ortam için

$$\underline{R}_{nn} = \underline{y} \underline{y}^* \quad (5)$$

ifadesini sağlayacak şekilde bir \underline{t} vektörü tanımlanırsa bu vektöre genelleştirilmiş işaret vektörü denir.

2. Koherent Yan Demet Yok Edici Sistemler

Bu tür sistemler şekil-2 de görüldüğü gibi yüksek kazançlı bir ana antenden ve K tane yardımcı antenden oluşan anten dizisi kullanılır /4/. Yardımcı antenlerin kazancı ana antenin yan demet yapısının ortalama değerine eşit olacak şekilde düzenlenir /5/. Yardımcı antenler tarafından algılanan istenen işaret miktarı ana anten tarafından alınan miktarla karşılaştırıldığında ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Bu durumda K+1 boyutundaki \underline{t} vektörü ana antenden

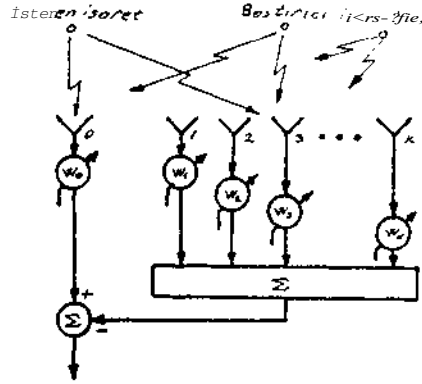
gelen işareti saklayacak şekilde şu formda seçilebilir.

$$\underline{t}^T = [1, 0, 0, 0, \dots, 0] \quad (6)$$

Bu durum için (5) ifadesi aşağıdaki eşitliği sağlamalıdır.

$$\underline{R}_{nn} \underline{w} = \alpha \underline{t} \quad (7)$$

Bu ifadedeki $(K+1) \times (K+1)$ boyutundaki \underline{R}_{nn} matrisi bütün eleman kanalları arasındaki gürültülerin otokovaryans matrisi, \underline{w} ise bütün eleman çıkışlarında kullanılan ağırlıkların $(K+1)$ boyutlu vektörüdür.



Şekil-2. Koherent yan demet yok edici sistemlerin şematik gösterilişi

Yardımcı elemanların kovaryans matrisi \underline{R} ile ve ağırlık vektörü de \underline{w} ile gösterilirse, (7) ifadesi şu şekilde yeniden düzenlenebilir /4/.

$$\begin{bmatrix} P_0 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & P_K \end{bmatrix} \begin{bmatrix} w_0 \\ \vdots \\ w_K \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8)$$

Bu ifadedeki P_0 ana anten kanalındaki gürültü gücünü; \underline{A} vektörü ise ana kanal ile yardımcı kanallardaki işaretler arasındaki çapraz korelasyonların vektörünü ifade etmektedir. (8) ifadesi bir skaler değeri matris eşitliği olmak üzere iki eşitlik olarak düzenlenebilir.

$$P_0 w_0 + (\underline{A}^*)^T \underline{S} = \alpha \quad (9)$$

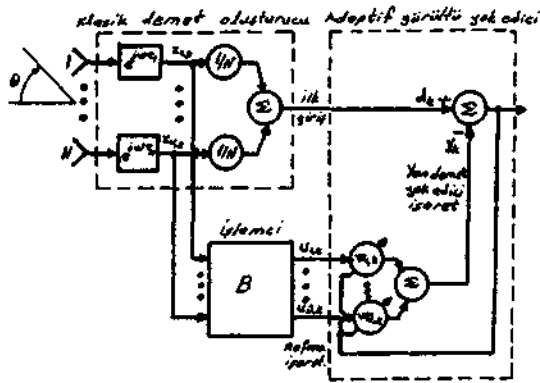
$$\underline{R}_{nn} \underline{w} = \alpha \underline{t} \quad (10)$$

\underline{t} vektörünün (6) ifadesindeki gibi tek değerli olması, K+1 yerine yardımcı eleman çıkışındaki K tane ağırlığın ayarlanmasıyla aynı işaret gürültü oranının elde edilmesini sağlar, $w_0 = 1, w_j$

gibi uygun bir değere sabitleştirerek (7) ifadesiyle verilen kontrol " kurallı (10) ifadesine indirgenecektir. $v_0, v_0 - (w')^T$ şeklinde sabitleştirildiğinde, (10) ifadesi yan demet cevabındaki işaret gürültü oranının «aksimim yapılmasını sağladığından çıkıştaki gürültü gücü alınışu* yapılmış olur.

3.6*nall»ftiriİMİs Dar Bandli Yan Demi Yok Ediciler

Genelleştirilmiş yan demet yok ediciler dizinin bakış yönünde sabit bir kazancın sağlanmasını gerçeklerken, aynı zamanda belli bir referans işarete göre hata karelerinin ortalamasını minimum yaparak adaptasyon sağlarlar /6/. Bu tür bir sistemin blok diyagramı şekil-3 de gösterilmiştir. Bu sistem incelenirken diziyi oluşturan antenlerin yönden bağımsız ve birbirinin aynı olduğu ve istenen işaretin geliş yönünün bilindiği kabul edilmiştir. Dizi elemanlarının çıkışlarına konan faz kaydırıcılarla dizinin ışına diyagramı istenen işaretin geliş yönüne çevrilir. Bunun sonucunda istenen işaret dizi elemanının kanallarında eş fazlı olarak elde edilirken bastırıcı işaret J(t) belli bir faz gecikmesiyle eleman kanallarında oluşacaktır.



Şekil-3. Genelleştirilmiş dar bandli yan demet yok edici sistemlerin blok diyagramı

Şekil-3 de gösterilen sistemde dizinin bakış doğrultusundaki kazancı bir olacak şekilde düzenlenmiştir. İstenecek işaret ile bastırıcı işaretin toplamına dizinin bakış yönünü belirleyen faz kayması eklenmiştir, üstteki işaret akış kolunda bu işaretlere eleman kanallarında oluşan gürültü de eklenmekte ve 1/N ile çarpılarak adaptif gürültü yok edicinin ilk işareti d_{ic} yi oluşturmak üzere toplanmaktadır. Altta ki İşaret akış

kolunda ise adaptif gürültü yok ediciye \hat{N} tane referans işaret temin etmek için, faz kaymasına tabi tutulmuş işaretler istenen işareti bloke edecek şekilde düzenlenmiş işlemciye aktarılırlar. Bu işlemciye, oluşturulacak ışına diyagramının sıfırları üzerindeki sınırlamalara bağlı olarak bitişik elemanların farkları alınmak suretiyle referans işaretler elde edilir /7/. Bu referans işaretler farklı metodlar kullanılarak elde edilen kompleks ağırlıklar ile çarpılıp toplanarak yan demet yok edici işaret y^{\wedge} yi oluşturur.

R_{uu} , referans işaretlerin otokovaryans matrisini ve r_{ud} ise u_k referans işaretleriyle d_k işareti arasındaki çapraz kovaryans vektörünü ifade etmek üzere kompleks ağırlık vektörünün Viner çözümü şu şekilde verilir /7/.

$$y^{\wedge} = -\frac{1}{\sum u u} r_{ud} \quad (11)$$

$a_j - (1/N) \mathbf{1}^T A_j \mathbf{1}$, bastırıcı işaret yönünde normalize edilmiş dizi faktörünü, \gg de her bir kanaldaki işaretlerin güçlerini göstermek üzere; alıcıda oluşan gürültü ile bastırıcı işaretin de bir birlerinden bağımsız oldukları kabulü yapılırsa; R_{uu} , r_{ud} ve y^{\wedge} şu şekilde elde edilir.

$$R_{uu} = \sigma_n^2 \mathbf{B} \mathbf{B}^T + c_j^2 (\mathbf{B} A_j \mathbf{1}) (\mathbf{B} A_j \mathbf{1})^T \quad (12)$$

$$r_{ud} = \sigma_j^2 \alpha_j \mathbf{B} A_j \mathbf{1} \quad (13)$$

$$y^{\wedge} = \frac{\sigma_j^2 \alpha_j}{1 + (\sigma_j^2 / \sigma_n^2) \delta} (\mathbf{B} \mathbf{B}^T)^{-1} \mathbf{B} A_j \mathbf{1} \quad (14)$$

Bu ifadelerdeki A_j matrisi, köşegen üzerindeki elemanları eleman kanallarındaki bastırıcı işaretler arasındaki zaman gecikmesini ifade eden terimler olan ve diğer elemanları sıfır olan bir kare matristir. δ ise istenen işareti bloke eden matrisin faktörü olarak isimlendirilir ve şu şekilde verilir.

$$\delta = ((\mathbf{6}_j \mathbf{1})^*)^T \mathbf{S}^T (5 \mathbf{S}^T) \sim^X \mathbf{S} (\mathbf{A}_j \mathbf{1}) \quad (15)$$

Rank (B) < N olduğundan $\mathbf{B} \mathbf{B}^T$ nin elde edilmesinin birden fazla çözümü olabilir. Bu çözümlerden minimum güce sahip olanı kullanılmalıdır. Bu durumda yan demet yok edici işaret y_k şu şekilde ifade edilebilir /7/.

$$v_k^* = \frac{(\sigma_j^2 / \sigma_n^2) \alpha_j}{1 + (\sigma_j^2 / \sigma_n^2) \alpha_j} [J_k^S + ((A_j \ 1)^* 1^T B^T$$

$$(B \ ?)^{-1} S_k \ 1 \quad (16)$$

v_k^* deki bastırıcı işaret ile ilgili terim ilk terimdir. d_k daki ise $J_k \alpha_j$ ile verilmektedir. Bundan dolayı bu iki terim bir birine ne kadar yakın olursa bastırıcı işaret o kadar iyi yok edilir. S , dizi geometrisinin ve bloke edici matrisin fonksiyonu olduğundan bunlar düzenlenirken dikkat edilmelidir. Ayrıca eleman kanallarındaki gürültü gücü σ_n^2 sıfıra giderken bu iki terim bir birine yaklaşır ve bastırıcı yönünde çok derin bir ışın diyagramı sıfırı oluşturulur.

4. Sonuç

Koherent yan demet yok edici sistemlerde ana antenin kazancının yüksek olması ve yardımcı antenlerin ışın diyagramı, ana antenin ışın diyagramının yan demet seviyelerini tam olarak verecek şekilde düzenlenmesi gerekmektedir. Bunun için genellikle yardımcı anten çıkışlarındaki kompleks ağırlıkların genliği birden küçük tutulmalıdır. Bu şekilde yan demet etkisi önemli ölçüde yok edilebilir.

Genelleştirilmiş yan demet yok edicilerde ise bastırıcı işaretin yok edilmesi, bastırıcı işaretin geliş yönüyle istenen işaretin geliş yönü arasındaki açığa bağlıdır. Eğer bu açı çok küçük ise, sistem ışın diyagramının ana demeti civarında bir sıfır oluşturmaya zorlanacağından başarısız olacaktır.

Referanslar:

- /1/ Monzingo, R.A., Miller, T.W., Introduction to Adaptive Arrays, Wiley-Interscience publication, New-York, 1980
- /2/ Ergün, Ş., Adaptif Antenler. İTÜ Yük. Lisans Tezi, Temmuz 1988
- /3/ Akkaya, t.. Anten Teorisine Giriş, Fatih Yayınevi, 1980
- /4/ Applebaum, S.P., Adaptive Arrays, IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol.AP-24, No 5, September 1976
- /5/ Steinberg, B.D., Principles of Aperture and Array System Design, Wiley-Interscience publication, New-York, 1976

/6/ Shor, S.W.W., Adaptive Technique to Discriminate Against Coherent Noise in a Narrow-Band System. J. Acoust. Soc. Am., Vt, l. 34 No 1

P1 Jablon, N.K., Steady State Analysis of the Generalized Sidelobe Canceller by Adaptive Noise Cancelling Techniques, IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol AP-34, No 3 March 1986

PARAMETRE ÖZDEŞLEMESİ PROBLEMİNİN OPTİMİZASYON YÖNTEMİ İLE ÇÖZÜMÜ

Mustafa Kuzuoğlu, Mehmet Önder*

O.D.T.Ü., Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü, ANKARA

(*) ASELSAN, Mikrodalga ve Sistem Teknolojileri Grubu, ANKARA

ÖZET

Bu çalışmada bir elektromagnetik problemi, parametre özdeşleşmesi problemi olarak ele alınmış ve optimizasyon yöntemleri kullanılarak çözülmüştür. Problem, bir boyutlu homojen olmayan ve kayıplı dielektrik bir dilimin bilinmeyen elektriksel parametrelerinin, dilimin dışından yapılan ölçümlerle bulunmasıdır. Ölçümleri yapabilmek için dilime düzlemsel elektromagnetik dalga uygulanmış, homojen olmayan yapının oluşturduğu dalgalar sınırlarda ölçülerek ortamın bilinmeyen iletkenlik ve permitivite profillerine yaklaşılmıştır. Problemin çözümünde optimizasyon yöntemleri kullanılmış, işlemlerin tamamı zamana bağımlı (time domain) gerçekleştirilmiştir.

GİRİŞ

Materyallerin bilinmeyen özelliklerinin, dışından yapılan ölçümlerle bulunması problemi pek çok bilim kolunda tahripsiz malzeme muayenesi açısından önem taşımaktadır. Bu tür problemler, denklemlerle tanımlı bir sistemin parametre özdeşleşmesi problemi olarak düşünülebilir. Burada bilinmeyenler denklemin katsayılarıdır. Ele alınan parametre özdeşleşmesi problemi, dielektrik dilimin bilinmeyen iletkenlik ve permitivite profillerinin çıkarılmasıdır.

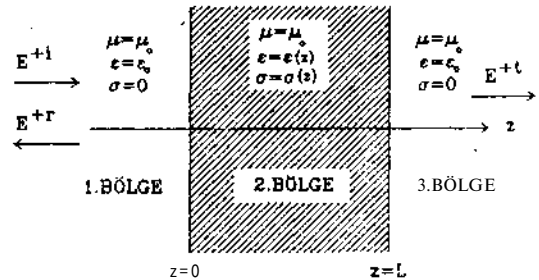
PROBLEMİN TANIMLANMASI

Dielektrik dilimin geometrisi Şekil 1'de görülmektedir. Bütün bölgeler magnetik değildir ($\mu = \mu_0$) - iki yan

uzay bölgesi ($z < 0$ ve $z > L$) kayıpsız ve pennitivi U^M v-ir. Parametreleri bilinmeyen dielektrik dilim L uzunluğundadır. $0 < z < L$ bölgesindedir. $z < 0$ 'da $+$ yönünde ilerleyen bir TE elektromagnetik düzlem dalgası uygulandığında dielektriğin homojen olmayan yapısından dolayı, gelen ve yansıyan dalgalar oluşur. Bütün bölgelerdeki toplam elektrik alanı aşağıdaki dalga denklemini sağlar:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon(z) \frac{d^*}{dt^2} - \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial}{\partial t} \right] E^+(z, t) = 0 \quad (1)$$

Denklemdaki $+$ işareti uygulanan dalganın $+$ yönünde ilerlediğini göstermektedir. 2. bölgedeki bilinmeyenler, $c(z)$ ve $a(z)$, diferansiyel denklemin katsayılarıdır. İki farklı parametre (t ve a) bulunacağı için dielektrik dilime $-z$ yönünde ilerleyen ayrı bir elektromagnetik düzlem dalgası daha uygulanmıştır. Uygulanan dalgaların dilimin sınırlarında ($z = 0$ ve $z = L$) oluşturduğu elektrik alanları ölçülmüştür. Ölçülen elektrik alanları ($+$ yönünde uygulanan dalga için $E^{+0}(Q, t), E^{+L}(L, t)$ ve $-z$ yönünde uygulanan dalga için $E^{-0}(Q, t), E^{-L}(L, t)$) kullanılarak $c(z)$ ve $a(z)$ bulunacaktır.



Şekil 1. Dielektrik Dilim Probleminin Geometrisi

Problem bir optimizasyon problemi olarak ele alınırsa, "ölçülen ve hesaplanan elektrik alanları farkının normunu minimum yapacak (z) ve $\sigma(z)$ değerlerinin bulunması" olarak ifade edilebilir. Ölçüm ve hesaplar sınırlı bir zaman bölgesinde yapılabileceği için maksimum zaman T ile sınırlandırılmıştır. T süresi, uygulanan dalga dilimin diğer yüzünden yansıyıp dönene kadar geçecek süreden uzun seçilerek, yansıyan elektrik alanında dilimin tümüne ait bilginin bulunması sağlanmıştır. Bu durumda problem aşağıdaki şekilde ifade edilebilir:

minimumu bulunacak fonksiyonel

$$J = \int_0^T \left([f^+(0,0) - f^+(0,t)]^2 + [f^+(L,t) - f^+(L,0)]^2 \right) dt + \int_0^T \left([E^-(0,t) - E^-(0,t)]^2 + [E^-(L,t) - E^-(L,t)]^2 \right) dt \quad (2)$$

sağlanacak koşul

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial}{\partial t} \right] \mathcal{E}^*(z,t) = 0 \quad (3)$$

Formüllerde E^* hesaplanan elektrik alanlarını göstermektedir. (2) ve (3) numaralı denklemler bir Lagrange çarpımı ile birleştirilip, problem koşulsuz bir optimizasyon problemine dönüştürülerek çözülebilir. Bu durumda minimumu bulunacak fonksiyonel

$$J_*(\epsilon, \sigma, E^+, E^-, \lambda^+, \lambda^-) = \int_0^T \left([f^+(0,1) - E^+(0,t)]^2 + [E^+(L,t) - E^+(L,t)]^2 \right) dt + \int_0^T \left([f^-(0,0) - E^-(0,t)]^2 + [E^-(L,t) - E^-(L,t)]^2 \right) dt + \int_0^T \int_0^L \lambda^+(z,t) \left[\frac{\partial^2 E^+(z,t)}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon(z) \frac{\partial^2 E^+(z,t)}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial E^+(z,t)}{\partial t} \right] dz dt + \int_0^T \int_0^L \lambda^-(z,t) \left[\frac{\partial^2 E^-(z,t)}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon(z) \frac{\partial^2 E^-(z,t)}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial t} \right] dz dt \quad (4)$$

olur. Varyasyonel matematiğin (calculus of variations) temel teoremine göre bir fonksiyonelin en u_ç (extremum) noktadaki birinci derece türevleri sıfıra eşitleyerek (1) nolu denklemin yönlü türevlerini sıfıra eşitleyerek optimum noktada sağlanması gereken denklemler bulunur. Bu denklemler dört diferansiyel ve iki cebirsel ifadedir. Diferansiyel denklemler $+$ ve $-$ yönünde uygulanan dalgalar için toplam elektrik alanının sağlanması gereken durum (state) denklemleri ve Lagrange çarpanlarının sağlanması gereken ortak durum (adjoint) denklemleridir. Denklemlerin çözümünde kullanılacak sınır koşulları da yönlü türevlerin sıfıra eşitlenmesi sırasında ortaya çıkmaktadır.

Durum Denklemleri:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial}{\partial t} \right] E^+(z,t) = 0 \quad (5)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial}{\partial t} \right] E^-(z,t) = 0 \quad (6)$$

Ortak durum Denklemleri:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial}{\partial t} \right] \lambda^+(z,t) = 0 \quad (7)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \mu_0 \epsilon(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial}{\partial t} \right] \lambda^-(z,t) = 0 \quad (8)$$

Cebirsel denklemler ise fonksiyonelin e ve e^* 'ya göre gradyanıdır.

$$Grad_z(J) = - \int_0^T \lambda^+(z,t) \frac{\partial^2 E^+(z,t)}{\partial z^2} dt - \mu_0 \int_0^T \lambda^-(z,t) \frac{\partial^2 E^-(z,t)}{\partial t^2} dt \quad (9)$$

$$Grad_\sigma(J_*) = - \mu_0 \int_0^T \lambda^+(z,t) \frac{dE^+(z,t)}{dt} dt - \mu_0 \int_0^T \lambda^-(z,t) \frac{dE^-(z,t)}{dt} dt \quad (10)$$

DURUM DENKLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

Diferansiyel denklemlerin çözümü ağırlıklı kalanlar (weighted residuals) yöntemi ile yapılmıştır. Denklem bir ağırlık fonksiyonu, $W(z)$, ile çarpılıp dielektrik dilim boyunca integrali alınırken parçalı integral yöntemi uygulanırsa zayıf formülasyon elde edilir.

$$\left[\frac{\partial E^{\pm}(z,t) W(z)}{dz} \right]_{z=0}^{z=L} - \int_0^L \frac{\partial E^{\pm}(z,t) \partial W(z)}{dz} dz - \int_0^L \mu_0 \epsilon(z) \frac{\partial^2 E^{\pm}(z,t)}{\partial t^2} W(z) dz - \int_0^L \mu_0 \sigma(z) \frac{\partial E^{\pm}(z,t)}{\partial t} W(z) dz = 0 \quad (11)$$

$z = 0$ da $+z$ yönünde ilerleyen uygulanan dalga ve $-z$ yönünde ilerleyen yansıyan dalga vardır ($* = L$ de ise E^- den dolayı $-z$ yönünde ilerleyen uygulanan dalga $+z$ yönünde ilerleyen yansıyan dalga bulunur). E^* ve E^- için $z = 0$ da şu ifadeler sağlanır:

$$\frac{\partial E^*(z,t)}{\partial z} = -2c_0^{-1} \frac{\partial E^*(z,t)}{\partial T} + c_0 \frac{\partial E^*(z,t)}{\partial T} \quad (12)$$

$$\frac{\partial E^-(z,t)}{\partial z} + c_0^{-1} \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial T} \quad (13)$$

$z = L$ de ise aşağıdaki ifadeler elde edilir:

$$\frac{\partial E^+(z,t)}{\partial z} = -c_0^{-1} \frac{\partial E^+(z,t)}{\partial T} \quad (14)$$

$$\frac{\partial E^-(z,t)}{\partial z} = +2c_0^{-1} \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial T} - c_0^{-1} \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial T} \quad (15)$$

Bu ifadeler zayıf formülasyonun sınır değerleridir. Denklem, uzay bölgesi (I) ve zaman dilimi (T) bölgelere ayrılarak, sonlu elemanlar yöntemi (finite element method) ile sayısal olarak çözülür. Bu çözümde Zienkiewicz'in 3 zaman seviyeli 2 parametre yöntemi kullanılmıştır [2/].

Benzer yapıda olan ortak durum denklemi de aynı yöntemle çözülür.

ÇÖZÜM ALGORİTMASI

Permittivite ve iletkenlik profilleri en dik iniş (steepest descent) yöntemi ile optimize edilmiştir. Bu methoda

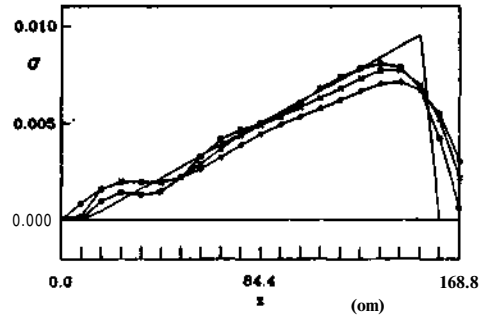
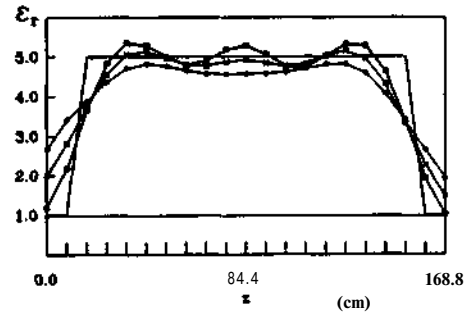
ilerleyen yön, fonksiyonelin negatif gradyan, yönüdür. Minimumu sağlayan adım uzunluğunu bulmak için cı t'k boyutlu araştırma metodu kullanılmıştır.

Çözüm adımları:

- 1) İlk değer olan e ve c 'yi seç,
- 2) E ve A 'yı (5-8) denklemleri kullanarak hesapla,
- 3) Gradyan vektörlerini (9) ve (10)'dan hesapla,
- 4) Minimumu sağlayan adımı bul, yeni c ve a değerlerini hesapla,
- 5) Optimize edilen fonksiyonel istenilen değerden büyükse 2. adama git, küçükse dur.

NÜMERİK SONUÇLAR

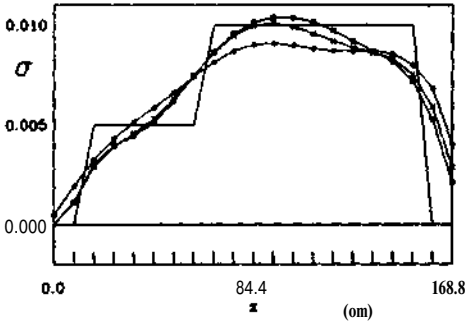
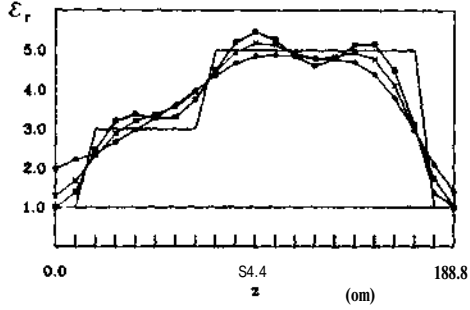
Sisteme elektromagnetik dalga olarak sin üs kare tipinde bir dalga uygulanmış, çeşitli t ve a profilleri için $z = 0$ ve $z = l$ 'deki elektrik alanı hesaplanmıştır. Hesaplanan elektrik alanları, daha sonra ters problemin çözümünde ölçülen elektrik alanı olarak alınmıştır. İlk değer olarak (c) = c_0 ,



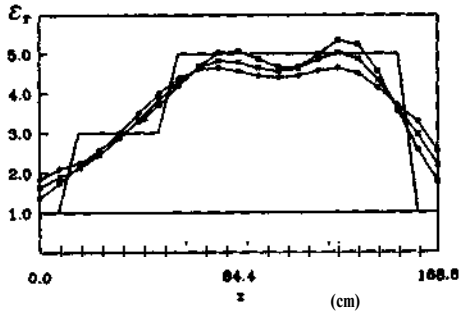
Şekil 2. Optimize edilen permittivite ve iletkenlik profilleri (düz çizgi gerçek profil, o, + ve * ile belirtilen noktalar 10. ve 20. adımlardan sonra bulunan sonuçları göstermektedir).

T_i) = 0 alınmış ve profiller çözüm algoritması kısırında anlatıldığı gibi optimize edilmiştir. Elde edilen sonuçlar şekil 3'de verilmiştir. ϵ_r de profillere y 'deki u adı mi an görülmektedir.

Tek yönde elektrik alanı uygulanarak iletkenliği bilinen dielektriklerin permitivite profillerini çıkarmak da mümkündür. Bu amaçla sadece $+z$ yönünden uygulanan elektrik alanı ile sıfır iletkenliği olan bir dielektriğin bulunan permitivitesi Şekil 4'de görülmektedir.



Şekil 3. Optimize edilen permitivite ve iletkenlik profilleri (kullanılan semboller Şekil 2'dekilerle aynıdır).



Şekil 4. İletkenliği bilinen bir dielektriğin bilinmeyen permitivitesinin tek yönde uygulanan dalga ile bulunması.

SONUÇLAR

Bu yazıda bir dielektrik dilimin bilinmeyen permittivitesi ve iletkenlik profillerinin aynı anda bulunması yöntemi anlatılmıştır. Çözüm için uygulanan yöntem bir optimum kontrol yöntemidir. Kontrol değişkeni, dilimin permittivitesi ve iletkenlik profilleridir. Çözümlerin tamamı zamana bakımlı yapılmıştır. Bu yazıda anlatılan yöntem durum diferansiyel veya integral denklem olan diğer elektromagnetik problemleri için de kullanılabilir.

REFERANSLAR

- /1/ D.E.Kirk, *Optimal Control Theory, An Introduction*, Prentice Hall, Inc., 1970.
- /2/ O.C.Zienkiewicz, K.Morgan, *Finite Elements And Approximation*, John Wiley & Sons, Inc. 1983.

Osman PALAMUTÇUOĞLU, Bülent YAĞCI

t. T. U. Elektrik-Elektronik Fakültesi, Ayazaga-İSTANBUL

ÖZET

Geçirilebilirlik ve yalıtımında bir dielektrik rezonator bulunduran MESFET'li mikrodalga osilatörün (asarımı ele alınmıştır. Geri besleme yolunda Mutlak mikropert hatlı bağlanma devresinin eşdeğeri ve optimum, boyutları ile değişik hat açıklıkları us dielektrik rezonator ve leşimlerine göre geçiş karakteristiklerinin ölçülen değerleri verilmiştir. Bu yapının 10.7-it.7 GHz-z. frekans bandında çalışan ve bu band içinde uçları uyumlaştırılmış bir kuvvetlendiricinin geri besleme yoluna bağlanmasıyla elde edilen osilatör yapısının frekans akort bölgesi ve Atararlılığı incelenmiştir.

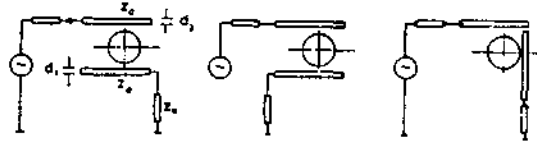
1. GİRİŞ

Dielektrik rezonatör (DR)'lerin mikrodalga osilatörü ve süzgeç tasarımlarına yeni boyutlar getirdiği bilinmektedir. /I.2.3/. Oldukça iyi olan sıcaklık kararlılıkları, yüksek Q'ları küçük boyutları ve düşük maliyetleri bu elemanlarla gerçekleştirilen düşenleri çekici kılmaktadır. Genelde, osilatör yapılarında etkin eleman olarak GİAS MESFET, talt frekanslarda iki kutuplu ve Tranzistor'ler kullanılmaktadır.

Osilatör olarak değişik yapılar denenmiş ve uygulama alanı bulmuştur. DR'in etkin elemanın üç ucundan birine yerleştirilerek gerçekleştirilen yansıtıcı türden osilatör yapıları ilk uygulamalar olmuştur /1,4/. Ancak daha geniş bir frekans akort aralığının, DR'in paralel geri besleme elemanı olarak kullanıldığında elde edilebileceği gösterilmiştir /3.5.6/. Geri beslemeli türden tasarlanan tüm osilatör yapılarında, etkin elemanın giriş ve çıkış empedansları geri besleme yapısı içinde değerlendirilmiştir /3,6/. Etkin elemanın giriş ve çıkış empedanslarının frekansa bağlı olarak değişeceği göz önüne alındığında, bu tür tasarımın dar bantlı olacağı söylenebilir. Bu çalışmada etkin elemanın giriş ve çıkışına belirlenen band boyunca empedans uygunluğu sağlayan devreler yerleştirilerek, geri besleme yapısının akort frekansı boyunca uyumlu empedans göstermesi sağlanmıştır. Böylece kuvvetlendiricinin çalıştığı bandı aralığı kadar akort bölgesinin elde edilebilmesi sağlanmıştır.

2. MIKROŞERİTLİ GERİ BESLİLMELİ YAPISI

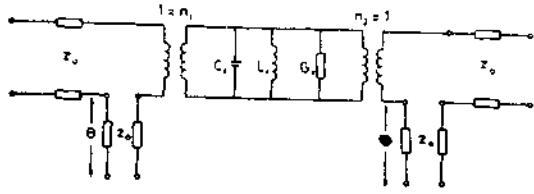
DR'ingeçişel fimmio1ai-1>>di'.... diği değişik mikroşeritli bağlanma V-Å;... önerilmiştir. Bunlar- sekil.1 'le jo-U... maktadır.



Şekil.1. Mikroşerit hatlarla bağlanmada DR'in yerleşim biçimleri.

Burada, mikroşerit hatların sonları açık, kısa veya karakteristik empedansla sonlandırılmış olabilir. Sonuçta devreye hatlar, ideale yakın kısadevrenin, açık devreye göre daha kolay sağlanabilmesi ve ışınım kaybının az olması gibi üstünlükleri yanında, daha uzun fiziksel boyutların kullanılması zorunluluğu ve etkin elemanın giriş ve çıkışına bağlanırken birer bağlanma kondansatörü gereksinmesi gibi sakıncaları vardır. Sonuçta açık devreye göre hariç yukarıda belirtilen sakıncalar bulunmaz. Sonuçta karakteristik empedansla sonlandırılmalı yapı, B açısından bağımsız olan en kararlı çalışmayı sağlar. Ancak fazladan karakteristik empedans sonlandırılması rezonatörün Q'sunu düşürerek etkin osilatör kararlılığı bozulur.

Uygulama açısından paralel devreye DR'ın açık devreli yapısının empedansla sonlandırılması söylenebilir. Örneğin giriş ve çıkış uçları boyunca aynı değeri olan empedanslar kullanılması akort kolaylığı sağlar. Bu yapının elektriksel eşdeğeri, DR'ın giriş ve çıkış uçlarındaki empedansların paralel rezonans devresiyle gösterilebilir. Giriş ve çıkış uçlarındaki empedansların oranları DR ile hat arasındaki empedans (d1.dz), DR'ın tabandan uzaklığına göre taban malzemesinin sabitlerinin oranıdır /8/. Budurumda giriş ve çıkış uçları arasındaki empedansın $\Gamma = n/2$ olur. Uygulama için ortadadır.



Şo-kıl.2. DR bağlaşma devresinin eşdeğeri.

Rezonatörün yüksüz durumdaki değer kat-sayısı ($6 = \frac{\pi}{\omega L}$ için).

$$Q_u = \frac{1}{\omega L G} = \frac{\omega C}{G_r} \quad (1)$$

yazılabilir. Giriş ve çıkıştan rezonans ta yansıyan iletkenlikler ,

$$G_{r1} = \frac{1}{n_1^2 Z_o} = k_1 \cdot G_r, \quad G_{r2} = \frac{1}{n_2^2 Z_o} = k_2 \cdot G_r \quad (2)$$

olarak yazılabilir. Burada k'lar yüklem e faktörleridir. Bağlaşma durumunda DR'ın yüklü durumdaki değer katsayısı.

$$Q_L = \frac{1}{\omega_r L_r (G_{r1} + G_{r2} + G_r)} = \frac{1}{\omega_r L (1 + k_1 + k_2)} \quad (3)$$

$$Q_L = \frac{Q_u}{1 + k_1 + k_2} \quad (4)$$

olacaktır. Rezonans frekansından sapmalar için rezonator eşdeğer paralel admıtansı:

$$Y_p = G_r [1 + j \cdot 2Q_L \Delta \omega] \quad (5)$$

yazılabilir. Burada $6 = \frac{\Delta \omega}{\omega}$ şeklinde gö-rece frekans kayması gösterir. Şekil.2'de ki devreden hesaplar yapıldığında, geçiş S Parametreleri <AA' ve BB' düzlemleri re-ferans alınarak).

$$S_{12} = S_{21} = \frac{2 \sqrt{k_1 k_2}}{1 + k_1 + k_2 + j 2 Q_u \Delta \omega} \quad (6)$$

olarak kalır. $n_1 = n_2 = n$ ($k_1 = k_2 = k$) ve $\Delta \omega = 0$ ise.

$$S_{21} = S_{12} \Big|_{\Delta \omega = 0} = \frac{2 \cdot k}{1 + 2 \cdot k} \quad (7)$$

Benzer hecaplar giriş ve çıkış yansıma katsayıları.

$$S_{11} = \frac{k_1 - k_2 - 1 - j 2 Q_u \Delta \omega}{1 + k_1 + k_2 + j 2 Q_u \Delta \omega} \quad (8)$$

$$S_{22} = \frac{k_2 - k_1 - 1 - j 2 Q_u \Delta \omega}{1 + k_1 + k_2 + j 2 Q_u \Delta \omega} \quad (9)$$

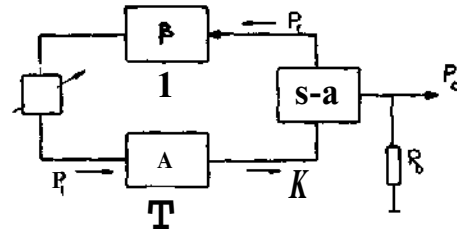
şeklinde kalır, $n_1 = n_2 = n$ ise

$$S_{11} = S_{22} = - \frac{1}{1 + 2k} \quad (10)$$

bulunur. Görüldüğü gibi en genel durum olan $k_1 = k_2 = k$ yerleşimi için rezonans'a yapılan S-Parametreleri ölçmeleri (7' veya (10) bağıntılarından k ve (6) bağıntısı yardımıyla da Q_u ve (4) bağıntısı yardımıyla Q_L bulunabilir.

Yukarıda çıkartılan bağıntılar ince-lendiğinde k'nın arttırılması durumunda düzenin dönüştürme kaybı azalır ve uç yan-sıma katsayıları düşer. Ancak bunun sonu-cunda rezonatorün yüklü durumdaki Q 'su dü-şer ki. bu düzenin osilatör devresinde kullanılması sonucunda frekans karalılığı azalır.

Geri beslemeli türden osilatörün ilke şeması şekil.3'de gösterilmiştir.



Şekil.3. Geri beslemeli osilatörün ilk.-?sol yapısı.

Devrenin osilasyon yapabilmesi için.

$$|A\beta| \geq 1$$

$$\phi_{\beta A} = 2 \cdot m \cdot \pi \quad (11)$$

Yani çevrim kazancı bir veya daha yüksele ve çevrim evre döngüsü sıfır olmalıdır. Kuvvetlendirici kazancının belli olduğu durumda devrenin osilasyon yapması için gerekli ft devresi kaybı bulunabilir.

Çıkışta kuvvetlendirici, çıkış gücü bir güç bölücü ile (90° hibrit bağlayıcı) ft ve çıkışa dağıtıldığı durumda 3.5dB'lik kaybı olduğu varsayımı altında C' devresinin kaybı;

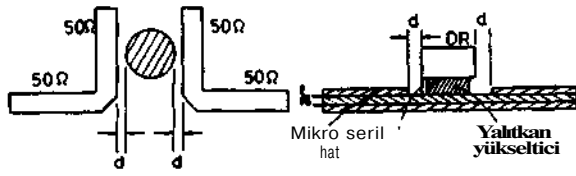
$$L_{\beta} = 10 \log \frac{1}{|S_{21}|^2} - G - 3.5 \text{ dB} \quad (12)$$

olmalıdır. Örneğin osilasyon bandı boyunca kazancı $GA > 6 \text{ dB}$ olan bir kuvvetlendirici için $L_{\beta} \leq 2.5 \text{ dB}$ olmalıdır.

Geri besleme yolunda şekil 1.b türü bir bağlaşma devresi kullanıldığında, k bağlaşma katsayısının uygun seçilmesi ile devrenin osilasyonu sağlanmaktadır. p devresi çevrimin evre döngüsünü ayarlamak için gereklidir ve bu işlem mikroserit hat boyunu ayarlamak suretiyle kolaylıkla sağlanabilir.

3. UYGULAMA SONUÇLARI

DR'ın mikroserit hatla bağlaşmasını ölçmek üzere şekil.4'de gösterilen bağlaşma devresi DUROID 5880 $t=0.4 \text{ mm}$ $r=f.2$ üzerine gerçekleştirilmiş ve 11.7GHZ civarında rezonansa gelen bir DR (MURATA) ile ölçmeler yapılmıştır. DR'ın hatlarla açıklığı d ve tabandan yüksekliği (1) değiştirilerek yapılan ölçmeler sonunda osilatör için en uygun kayıp ve Q değerlerini veren konumlar belirlenmiştir.



Şekil.4. Ölçmede kullanılan DR-Mikroserit bağlaşma düzeni.

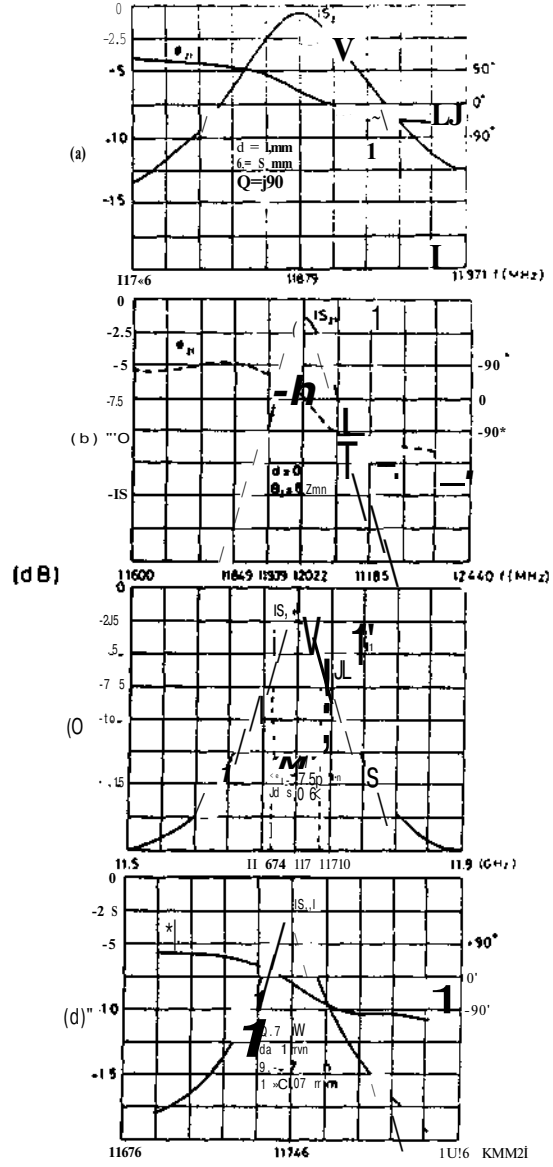
Bu ölçme sonuçlarına göre (10) bağıntısı kullanılarak hesaplanan k ve ölçülen Q değerleri Tablo-1'de gösterilmiştir.

Tablo-1

Sekil -	(a)	(b)	(c)	(d)
d (mm)	1	0	0.6	1
1 (mm)	0	0.08	0.16	0.08
S ₁₁ (dB)	-0.6	-1.25	-2.5	-3
Q _L (oran)	0.93	0.865	0.75	0.7
k	0.87	0.762	0.6	0.546
Q _L	290	145	254	700

DR'ın yüklü durumu için Q değerlerinin (d) aralığı ile birlikte artacağı ortadadır. Ancak ölçmeler sonucunda Q değerinin DR'ın tabandan olan (1) yüksekliğine

de büyük ölçüde bağlı olduğu gözlemlenmiştir. Dört ayrı durum için ölçülen (S₁₁) ve Q_{L} değerleri şekil.5. a,b,c,d'de gösterilmiştir.



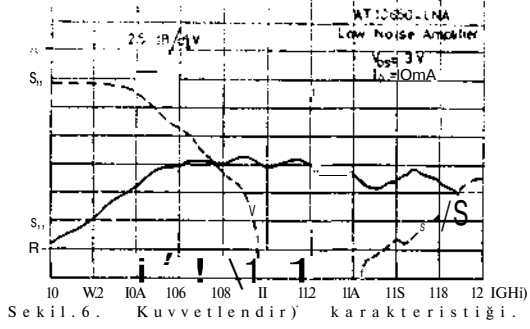
Şekil.5. (a,b,c,d). Değişik DR yükseklikleri için |S₂₁| ve Q_{L} değerlerinin değişimleri.

Osilatör devresinde kullanılan 1.5 W -vetlendirici olarak daha önce başka bir çalışmaya konu olan MESFET'li kuvvetlendirici devresi kullanılmıştır. %100 kuvvetlendiricinin ölçülen GT VC girişi, geri-dönüş karakteristikleri şekil.6'da gösterilmiştir. Görüldüğü gibi kuvvetlendirici 10.3-11.7GH= bandında OTSÖ. 5dB

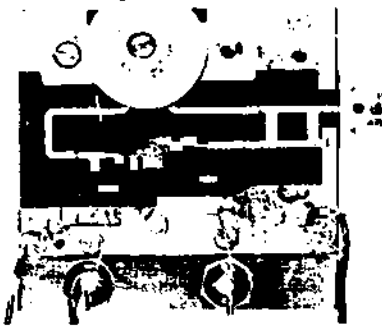
4. SONUÇLAR

Geçirilmiş bir telden milimetreler... DR Osilatörün tasarımı... gerçeklenen osilatörle gösterilmiştir.

İçerdiği DVI İhtur *JC uka: ana s.çj l a ma K tad; r. i j' -ii. 5. < d- - JQS* - < r ilt 2 n " R kci: jnv a hu devre ; n: n o" : y q M r o l a t u d g i s o y l e v * h r i i i)

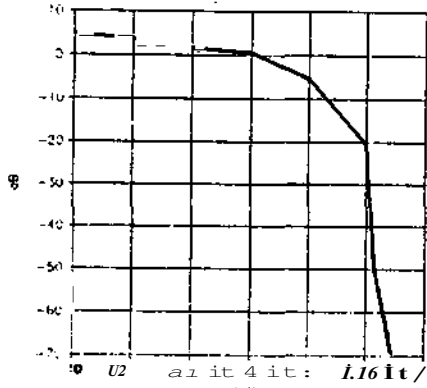


G-vrceklenen osilatör devresinin bir resmi iekil.T'de gösterilmiştir. DR üzerine vt-rle; tirilen ekran üzerindeki akort vidası yardımıyla osilatör rezonans frekansideğiştiril*? bilmekte dir.



Sekil.7. DR Osilatör.

Osilatörün ölçülen faz gürültüsü karakteristiği sekil.8de gösterilmiştir. Osilatörün frekans kararlılığı $20 \pm 5^\circ C$ 'de ± 1 MHz olarak ölçülmüştür. Bu da 100 ppm'e karşılık düşer. Bu değer evresi kilitlenmemiş serbest salınımlı DE'li osilatörler için normaldir.



Sekil.3.Faz gürültüsü karakteristiği.

KAYNAKLAR:

- /1/ POSPIESZALSKI M. W., Cylindrical dielectrical Reconator and Their Appl. TEIM Line Microwave Circuits, IEEE Trans. MTT-a7 pp.233-238. 3.March 1Q79.
- /2/ ABE. H., TAKAYAMA, Y., HIGOSHISAKA, A., TAKAMIZAWA, H. A Higly Stabilized Low Noise GaAs FET Integrated Oscillator With a Dielectric Resonator in the C Band. IEEE Trans. MTT. MTT-26.
- /3/ ISHIHARA, O., MORI, T., SAWANO, H., NAKATANI, M., A Highly Stabilized GaAs FET Oscillator, IEEE Trans. MTT, MTT-26, pp.817-824. 5.August 1980.
- /4/ PODCAMENI, A., BERMUDEZ, L. A., Large Signal Design of GaAs FET Oscillators. Using Input Dielectric Resonator. IEEE Trans. MTT. MTT-31, pp.358-361, Apr. 19CÜ.
- /5/ KHANNA, A., Parellel Feedback FET DRO Design Using S-Parameters. IEEE MIT Symposium Digest pp.181-183. 1984.
- /6/ MÜRPHY, A. C., MURPHY, P. J., Computer Program Aids Dielectric Resonator Feedback Design. Microwave Journal, September, 1988.
- /7/ SLAWITSCKA, W. L., Analyse der AnKopplung Dielektrischer Resonatoren an Microstrip Leitungen, Frequenz, 41, 1987.
- /8/ GUILLON, P., BYZERY, B., CHAUBET, M., Coupling Parameters Between a Dielectric Resonator and Microstripline. IEEE Trans. MTT, MTT-33.3, pp. 233-236. March, 1985.
- /9/ MİLLİ, M., PALAMUTCUOĞULLARI, O., 8-MBITT 11 GHz. Radyo Ara-Bağlantı Röle Sistemi TÜBİTAK MAE Elektronik Araştırma Bol. Bölüm içi RAPor No: UI-G9'01, Mart 1981.

Levent Sevgi

İ.T.Ü. Elektrik-elektronik Fakültesi
Alanlar ve Mikrodalga Anabilim Dalı
80626 MASLAK / İSTANBUL

ÖZET

Enine ve boyuna değişimlerin var olduğu dalga *ki lavuzlayıcı* ortamlar doğal ve yapay birçok uygulamada karşımıza çıkmaktadır. Böyle ortamlarda kesit içi yapılarını *ışınım doğrutusu* boyunca koruyan ve diğer modlara küple olmadan iletilen modların analitik olarak bulunabilmesi *ışınım* olayının bu yapı taşları üzerine kurulabilmesi ve problemin kolayca çözülmesi açısından çok önemlidir. "Doğal modlar" denen bu yapı taşlarının tanımlanabilmesi dalga denkleminin söz konusu iletim ortamında değişkenlerine ayrıştırılabilir olmasına bağlıdır. Eğer dalga denkleminin değişkenlerine ayrıştırılabildiği bir koordinat sistemi bulunamazsa mod kavramı sağlıklı tanımlanamaz. Ancak boyuna değişimlerin yavaş olduğu ortamlarda dalga denklemini yerel olarak değişkenlerine ayrıştırılıp yaklaşık modlar /!/ tanımlanabilir, "yerel modlar" (AM.'Adiabatic modes) denen bu yapı taşları kendilerini - diğer modlara küple olmaksızın - *ışınım doğrutusu* boyunca yavaş değişen kesit koşullarına uyarlayabilmektedirler. Ancak *M*, kesim (cut-off) bölgesi, dönüm noktası (turning point), ısıma-sızıntı geçiş (propagation - leaky transition) bölgesi gibi kritik bölgelerde geçersiz kalmaktadır. Son yıllarda AM nin bu yetersizliğini ortadan kaldıran ve kritik bölgelerde de geçerli olan "öz modlar" (İM : Intrinsic modes) /2/-/A/ yöntemi geliştirilmiştir. Bu çalışmada yöntem AM parametrisasyonu üzerine kurulmuş ve kanonik bir yapıda sonuçlar analitik ve sayısal karşılaştırılmıştır.

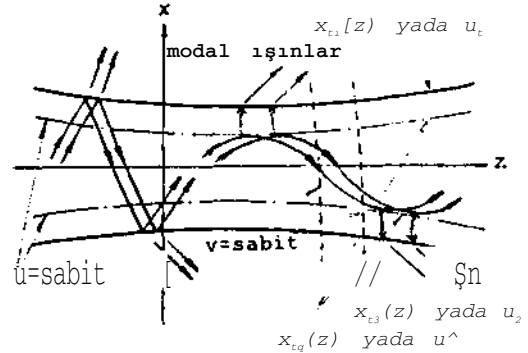
1. GİRİŞ

Şeki 1-1. deki 2-boyutlu *ki lavuzlayıcı* ortamda (x, z) skaler dalga fonksiyonu, kılavuzlayıcı özellikleri $n(x, z)$ kırılma indisi ile belirli ve

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2(x, z) - \beta^2 \right] \phi(x, z) = 0 \quad (D)$$

şeklinde verilen dalga denkleminin uygun sınır koşulları altında çözümlüdür. Burada $k-k^{\wedge}n(x, z)$ dalga vektörünü, $k_0 = \omega/v_0$ referans dalga sayısını, ω açılal frekansını, v_0 dalga iletim hızını, q indisi ise olası bütün modları göstermektedir. Zamanla göre değişim $\textcircled{>xp(-io>t)$ şeklinde alınmıştır. Seki1-1. de kılavuzlanma z boyunca.

modal tuzaklanma ise x boyunca (enine kesitte) olmaktadır. Enine kesitte modal tuzaklanma z boyunca varolan fiziksel sınırlardan yada ortam kırılma indisinin tuzaklayıcı özellikte olmasından olabilmektedir. Şekilde fiziksel sınırlar/kostikler $x_{i1}(z)$ ve $x_{i2}(z)$ ($i=1,2$) olarak gösterilmiştir.



Şeki1-1. İletim ortamı ve sınırlar-kostikler

Enine ve boyuna sınır koşulları modların şeklini ve iletim özelliklerini belirleyecektir. Fiziksel sınırların yada kostiklerin iletim doğrutusu boyunca değişimleri (1) bağıntısındaki dalga denkleminin değişkenlerine ayrıştırılmasını dolayısıyla doğal modların tanımlanmasını olanaksız kılar. Ancak z boyunca değişimler dalga boyuna göre yavaş olduğunda (1) bağıntısı her bir z -noktasında yerel olarak ayrıştırılıp

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2(x, z) - \beta^2 \right] \psi, (x, z; P(z)) \gg 0 \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2(z) \right] A_q(z) = 0 \quad (3)$$

şekline indirgenebilir. Burada $\psi(x, z)$ dalga fonksiyonu,

$$\psi_q(x, z) = A_q(z) \cdot \psi_{1q}(x, z; \beta(z)) \quad (4)$$

şeklinde ele alınmıştır. ψ fonksiyonu üzerindeki

(*) ayrıştırmanın yerel olduğunu ve elde edilecek çözümlerin yaklaşık çözümler olduğunu göstermektedir. Bu çözümlere yerel modlar (»4) denmektedir. Enine kesitte uygun sınır koşullarıyla birlikte (2) bağıntısı yerel mod fonksiyonu $U_q(x, z; fJ(z))$ 'yu z boyunca yavaş değişen $\lambda_q(z)$ özdeğerine bağlı olarak belirler. (3) bağıntısı ise z'le hızlı değişimleri içeren iletim fonksiyonunu belirler. Mi herbir z noktasında q. modun taşıdığı toplam gücün karekökü şeklinde tanımlı bir normalizasyon katsayısı ile normalize edilebilirler. Bu normalizasyon katsayısı $c_q(fi)$, (2) bağıntısında U_q fonksiyonunun içinde tanımlanmıştır. U_q fonksiyonu (2) bağıntısında $z=z$ (herhangi bir iletim) noktasında enine sınır koşullarının bütün z'ler için sabit olduğu varsayılarak çözümlenmektedir. İletim fonksiyonu Aç ise bilinen MKB yöntemiyle /5s.337/

$$A_q^*(z) = \frac{A_q^*}{\sqrt{\beta_q(z)}} e^{i\psi_q(z)} ; \psi_q(z) = \int_{z_0}^z \beta_q(z) dz \quad (5)$$

şeklinde elde edilir. Burada (*) işaretleri $\pm z$ yönlerinde iletimi, A_q ise modal sabiti göstermektedir. (4) ve (5) bağıntılarıyla verilen M4 yaklaşık çözümleri $P^*(z)=0$ olduğu kesim geçiş bölgelerinde geçerliliğini yitirirler. Bunu düzelterek ve her yerde geçerli bärbiçim çözümler HM nin nokta spektrumu p_q 'dan analitik öteleme ile P kompleks spektm geçiş özmodlar (İM) integral gösterilimi ile elde edilebilir /6/.

$$\Phi_q(x, z) = \int_{C_q} CT_q(x; z(p); P) a_q(p) \langle \dots \rangle dp \quad (6a)$$

$$f_q(\beta) = \int [Q_q(\beta) + \beta(z - \bar{z}(\beta))] \quad (6b)$$

$$\bar{z}_q(\beta) \langle \dots \rangle - z ; *, (p) = \left(\frac{1}{\beta} \frac{d\bar{z}_q(\beta)}{d\beta} \right)^{1/2} \quad (6c)$$

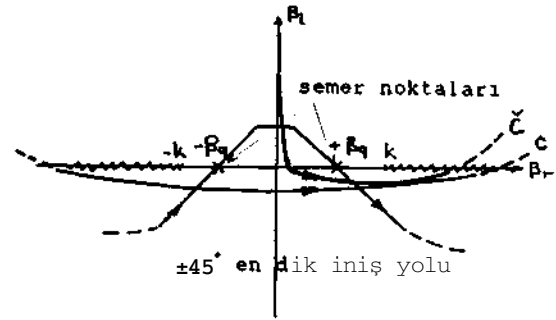
$$Q_q(\beta) = \int_0^{\beta} \beta' \frac{d\bar{z}_q(\beta')}{d\beta'} dp' - \int_0^{\beta} \beta' \beta_{(q)}(z') dz' \quad (6d)$$

Burada $F_q(P)$ ters fonksiyonu, $a_q(P)$ ve $\hat{u}_q(P)$ ise $A_q(z)$ nin spektral gösterilimi olan $A_q(P)$ nin

$$\bar{A}_q(\beta) = A_q \bar{z}_q(\beta) \frac{d\bar{z}_q(\beta)}{d\beta} = *, (P) e^{iQ_q(\beta)} \quad (6e)$$

şeklindeki genlik ve faz fonksiyonlarıdır. (6a) bağıntısındaki q indisi q. modu $P_q(z)$ eteki (q) indisi ise M4 çözümlerindeki P, özdeğerinden P kompleks spektruma geçildiğini göstermektedir. (6) bağıntılarıyla verilen İM çözünü kompleks düzlemde uygun tanımlanmış C_q integral yolu (şekil 2.) ile hem normal bölgelerde hemde kritik kesim geçiş böl-

gelerinde geçerli birbiçim çözümdür, m integrali normal bölgelerde ayrık ve reel iki semer noktası içermektedir. İntegral yolu C_q bu semer noktalarının birinden yada her ikisinden geçirilerek ilgilenilen yapıya bağlı olarak tek yönde yada her- iki ($\pm z$) yönünde iletücü -yıl... -ed-Uebi! . \1 bölgelerde integral ayrık saner no... alarında durağan faz yöntemiyle AM çözümlerine indirgermektedir/6/. Semer noktaları da f1M çözümlerinin (2) bağıntılarıyla belirli özdeğerlerine karşı düşmektedir. İletim doğrultusu boyunca kritik kesim geçiş bölgelerine yaklaşıldığında semer noktaları birbirine yaklaşmakta ve tam z_k kesim noktasında kompleks düzlemde P=0 noktasında üst üste kısık iki katlı semer noktası oluşturmaktadırlar. Kritik kesim geçiş bölgelerinde İM integrali Airy fonksiyonları cinsinden değerlendirildiğinde /5 s.410/ normal bölgelerden iletilerek gelen modların kesime girip sönüğü görülür. İM çözümlerinin en önemli özelliği tek bir integral gösteriliminden hem iletimdeki nemde sönümdeki modların elde edilmesidir.



Şekil-2. p kompleks düzlemi ve integral yolları

2. ÖZ MODLARIN OLUŞTURULMASI

Kartezyen koordinatlarda z-boyunca ortam parametrelerinin ve/veya sınırların yavaş değiştiği varsayımı altında oluşturulan Mi sınırların/ kostiklerin koordinatlardan biriyle daha iyi çakışacağı bir başka yerel (u,v) koordinat sisteminde (1) dalga denklemini ve sınır koşullarını daha iyi bir yaklaşıklıkla sağlayabilmektedirler. Bu durumda ilgilenilen yapıya uygun koordinat sisteminin bulunması problemin çözünü kadar önem kazanmaktadır, örneğin tam yansıtıcı sınırlara sahip homojen kama içinde silindirik kutupsal koordinatlarda normal modların tanımlanabilmesine karşın, kartezyen koordinatı arda ancak yaklaşık yerel modlar fH-kama açısının küçük değerleri için- tanımlanabilmektedir.

Yapıya uygun koordinat sisteminin bulunması İM çözümlerinin oluşturulmasının bir parçasıdır. Doğal sınırların olduğu yapılarda bu sınırların iletim doğrultusu boyunca değişimleri seçilecek koordinat sistemi hakkında bilgi verebilmektedir. Sınırların olmadığı ancak ortam parametrelerinin modal tuzaklanmayı sağladığı durumlarda ise modal kostiklerin değişimleri koordinat seçiminde kullanılır. Kostik eğrileri (2) bağıntısında z'le değişen dönüm noktaları (turning points) $ic^{\wedge}JCj^{\wedge}z$, $z1-Pj(z)$ şeklinde izlenerek uygun (u,v) seçiminde kullanılır. Genelde (u,v) uygun koordinatlarında yerel olarak ayrıştırılmış (2) ve (3) bağıntıları

$$\left\{ \frac{1}{h_u h_v} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{h_u}{h_v} \right) \right\} H^2 \left\{ \frac{\partial}{\partial v} + \beta_v^2(v) \right\} U_q(i, v; P, (v)) \gg 0 \quad (7a)$$

$$\left\{ \frac{1}{h_u h_v} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{h_v}{h_u} \right) \frac{\partial}{\partial v} + \beta_v^2(v) \right\} A_q(v) = 0 \quad (7b)$$

şeklinde yazılabilir. Burada h_u , h_v metrik katsayılarıdır. (7) bağıntıları çözülerek $\beta_v(v)$ özdeşeri 1 eri ve $\hat{U}A_u.v$ m modal alanları

$$JfNu.v = \beta^2(v) * Viu.v \quad (7c)$$

dağılım bağıntısı (dispersion equation) sağlanacak şekilde bulunmalıdır. (7c) deki spektral $S'(v) \gg C^2(u, v)$ parametreleri kendi metrik katsayılarını da içeren u ve v doneni erindeki dalga sayılarıdır. Yerel $\beta''(v)$ özdeğerleri enine rezonans koşulu denilen /S s.593/

$$1 - \hat{r}^+(u_0, \beta_0) \hat{r}^-(u_0, \beta_0) |_{v=const.} = 0 \quad (8)$$

bağıntısından elde edilirler. Burada r^+ ve r^- , u_0 referans düzleminde iletim doğrultusu boyunca pozitif ve negatif yönlerde bakıldığında görülen yansma katsayılarıdır. $\hat{U}_0(u, v)$ nin tam çözümünün olduğu durumlarda yansma katsayıları bu yerel mod fonksiyonundan elde edilebilir ancak bunun sonucunda elde edilen (7c) bağıntısı genelde $S_q(v)$ için basit analitik çözümler vermez. Dolayısıyla $f_i(v)$ özdeğerleri ya salt sayısal yöntemlerle yada yaklaşık analitik yöntemlerle elde edilir. Sayısal yöntemlerle özdeşerlerin bulunması İM fonksiyonlarının da sayısal elde edilmesini ve uzun hesap zamanlarını gerektirebilecektir. Bu yüzden tam çözümün olmadığı durumlarda, $\hat{U}_0(u, v)$ yerine (5) bağıntısındaki A 'ye benzer NKB (ışın) yaklaşıklığı kullanıldığında v =sabit eğrilerinde enine rezonans koşulu

$$2 \int_{u_0}^{u_1} \xi(u, v) du + i[\ln f_1(\beta_0) + \ln f_2(\beta_0)] = 2\alpha \quad (9)$$

şekline dönüşür. (9) bağıntısının sağ yanı enine kesitte modal ışınların fazlarının sınırlar ve/veya kostikler arasında bir tam tur sonucu (2π) nin tam sayı katları kadar değiştiğini söylemektedir. (9) bağıntısını analitik yada sayısal çözmek $\hat{J}P(M(V)) - V$ ters fonksiyonunu verir. Bu durumda (5) bağıntıları ile İM spektral integrali oluşturulur. İntegral sınırları u^j fiziksel sınırlar $u^{\wedge} - u^{\wedge}$ yada kostikler $u^{\wedge} - u^{\wedge}$ ye eşit olur. Kostik yansma katsayıları $f_{i, \alpha} \ll \exp(-i\pi/2)$ olarak alındığında modal kostikler

$$fil = F_q^2(u_{k, v}) \quad (9a)$$

bağıntısından bulunabilir. (9a) bağıntısı kostik üzerinde modal ışınların kostiğe teğet ilerlediği ve $\hat{r}^+(u^{\wedge}, v) = 0$ olduğu gerçeğine dayanmaktadır. Global (x, z) koordinat sisteminden yapıya uygun (u, v) koordinat sistemine geçiş ise (9) bağıntısını (x, z) de yazıp $x_0(z)$ kostik eğrilerinin elde edilmesiyle olur. Kostikler ve bunlara dik eğriler ref./7/ deki yöntemle (u, v) sistemi olarak bulunur.

3. YÖNTEMİN UYGULATMASI:

Tam yansıtıcı, homojen kana biçimli dalga kılavuzu

Kutupsal koordinatlarda tam çözümü bulunan bu kano-nik problem İM formülasyonunun değişik koordinatlarda oluşturulmasının gösterilmesi ve İM integrallerinin değişik sayısal tekniklerle elde edilen sonuçlarının tam çözümlerle karşılaştırılması bakımından son derece ilginç bir örnektir. Kama açısının α , dalga sayısının k , sınırların $4=0$, a ya yerleştirilmiş düzlemler olduğu homojen kama içinde dalga fonksiyonu (c bir sabit)

$$\psi(r, \rho) = c \sin(\mu \phi) A(k\rho) \quad (10)$$

şeklinde. Burada $\mu = g^{\wedge}/o$ modal sabiti $A(Jcp)$ ise kama içinde daralan yada açılan kesit yönünde iletim olmasına göre $J^{\wedge}(kp)$ Bessel yada $E^{\wedge}(kp)$ Hankel fonksiyonlarını göstermektedir. İM için uygun koordinatların kutupsal koordinatlar olduğu açıktır, anuten $u_x = 0$, $v^{\wedge} = a$, yssaa letaoasam $\hat{I} \setminus, \ll -1$ metrik katsayıların $t^{\wedge} = p$, $Ap \gg 1$ olması (95 daki enine rezonans koşulunu $f_0 = |i/p$ şeklinde verir. Böylece (7) bağıntısından $S_q(v) = \pm [fc^2 - (n/p)]^{1/2}$ (6a) bağıntısından ise kareköklü terimin $|P| \ll Jc$ için pozitif alınmasıyla ters fonksiyon $p^{\wedge}(p) * H(\ln^2 - p^2)^{-1/2}$ olarak bulunur. Ters fonsiyondan (6) bağıntılarındaki diğer fonksiyonlar kolayca elde edilip İH integrali /8/

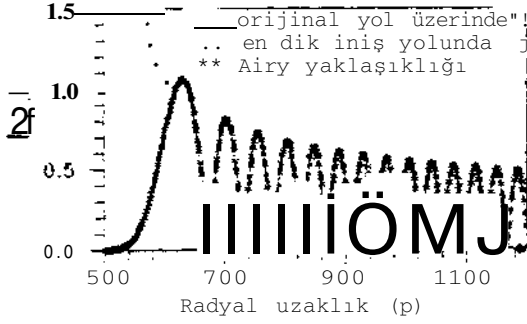
$$\psi(r, \rho) = J | \cdot \ln(u^*) / \frac{e^{i\pi p - i\mu \ln u^2 (\rho/k)}}{\sqrt{k^2 - \beta^2}} d\beta \quad (11)$$

şeklinde verilir. Dal kesimlerinin $\pm k$ dan $\pm \ll a$ seçilmesi, yansma katsayısının $r = \exp(i\pi)$ ve $\sin^{-1}(f_i/k) = -Un(f_i/k + Jk^2 - f_i^2/k)$ eşdeğeri $\ln(0 = \ln| - | + \hat{I}Ary^*)$ üst yaprağında doğal logaritmanın asıl değeri olarak tanımlanması ile integral yolunun şekil 2. te c yada $\ll ?$ olarak seçilmesi (10) daki birinci yada ikinci çözüme karşı düşmektedir. İM integralinde $S = \text{IECOS0}$ dönüşümü ile açılal spektruma geçilip uygun deformasyonlarla (10) bağıntısında verilen tam çözümler elde edilir /8/. Daralan kesit yönünde modlar $p > p$ için iletimde $p < p$ içinse kesindedirler. Modal kostik $p - p^{\wedge} u^*/$ (11) de $P=0$ için elde edilir. Eğer İM yöntemi (x, z) koordinatlarında uygulanırsa $k_z = v/z$, $v = \mu n / \text{tang}$; $P'(z) = k^2 - (v/z)^*$; $\hat{I}P = -v/Jkt - S^*$; $u_q(x, t(t)) = c \sin[v/F^{\wedge} p^{\wedge} x]$, $c_0 \gg (2/z \text{tana})^{1/2}$ olarak elde edilecektir.

4. SAYISAL DEĞERLENDİRME

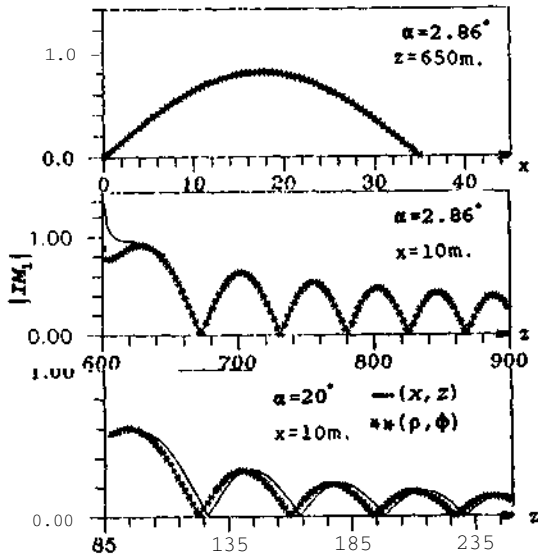
Bölüm 3. te (10) bağıntısıyla verilen tam çözüm geliştirilen bir Bessel Algoritması ile hesaplanmış ve sonuçlar Bessel fonksiyonlarının tablo değerleri

ile (5 haneli keşire kadar) doğrulanıp sayısal referans çözümler elde edilmiştir. İM integrali hem orijinal mtegral yolu üzerinde hem de semer noktalarından geçen yerel en dik iniş yolu üzerinde hesaplanmıştır. Orijinal integral yolu üzerinde ana kafkı semer noktalan civarında olduğundan hesaplanma $|P| < J_c$ reeı eksen için yürütülmüştür. Sonuçlar hesaplama zamanını oldukça azaltan en dik iniş yolu sonuçları iie karşılaştırıldığında (şekil 3.) kesim geçiş bölgesi dışında iki sonucun çakıştığı, kesim bölgesinde ise iki semer noktası artık ayrık olıvıduğundan basit en dik iniş yolu tekniğinin geçersiz kaldığı görülmektedir.



Şekil-3. 1. modun iletim-kesim geçişinin değişik tekniklerle hesaplanan sonuçlarının karşılaştırması

Kesim geçiş bölgesinde Airy yaklaşıklığı kullanılarak /6/ elde edilen sayısal sonuçların tam çözüme çok iyi uyduğu görülmektedir. Değişik iki koordinat sisteminde yazılan İM integralinin en dik iniş yolu üzerindeki sayısal hesaplama sonuçları kama açısına bağlı olarak şekil 4. te verilmiştir.



Şeki 1-4. (x,z) ve (ρ,φ) de hesaplanan 1. modun değişik kama açıları için enine ve boyuna değişimleri

5. SONUÇ

Bu çalışmada, özellikleri enine ve boyuna "eçişim iletim ortamlarında AM - İM kavramları araştırılmış ve emek bir kar.om.ı: yapıda .sonuçla: kaviyi la.t ırılmıştır. Değişkenlerine ayrıştırırlanayou dalına iletimi problemlerinin çözümünde çeşitli yöntemler uygulanıp sonuçlar yayınlanıyor olsa da bu tür çalışmalarda en önemli sıkıntı çözümlerin doğrulu.lv. konusunda bilgi verecek referans çözümlerin eksikliğidir. Bu açıdan bakıldığında bu çalışmada ele alınan kanonik yapı son derece önemli referans çözümleri sağlamaktadır. Burada AM çözümlerinin kritik bölgeler dışında kendilerini yavaş değişen kesit geometrilerine uyarladıkları, İM çözümlerinin ise AM nin spektral eksikliğini gidererek iletim - kesim ve kesim ötesi bölgelerinde geçerli birincim çözümler ürettikleri gösterilmiştir.

KAYNAKLAR

- /1/ Pierce A.D., Extension of the Method of Normal Modes to Sound Propagation in an Almcst Stratified Medium, J.Acoust.Soc.Am. 37, s.19-37, 1965
- 12/ Arnold J.M.,Felsen L.B., Intinsic Modes in a Wedge Shaped Ocean, 76, s.850-860, 1984
- /3/ Topuz E.,Felsen L.B., Intrinsic Modes:Nur»?rical Implcmntation in a Hedge Shaped Ocean, J. Acoust.Soc.Am.,78, s.1735-1745, 1985
- I A/ Arnold J.M.,Felsen L.B.,Spectral Reconstruction of Uniformized Havefields Frctn Nonuniform Ray or Adiabatic Mode Forms For Acoustic Propaoation And Diffraction, J.Acoust.Soc.Am., 87, s.587-699, 1990
- /5/ Felsen L.B.,Marcuvitz N., Radiation And Scattering of Waves, Prentice Hail, Englancod Cliffs, Nen Jersey, 1973
- /6/ Felsen L.B.,Sevgi L., Adiabatic and Intrinsic Modes for Wave Propagation in Guiding Env-ronments with Longitudinal and Transverse Variation:Formulation and Canonical Test, IEEE, Transactions on Antennas and Propagat., Accepted for Publication 1991
- /7/ Lu I.T.,Felsen L.B., Adiabatic Transforms for Spectral Analysis and Synthesis of Heakly Range Dependent Shallow Ocean Green's Functions, J. Acoust.Soc.Am., 81, s.897-911, 1987
- /8/ Felsen L.B.,Sevgi L., Adiabatic and Intrinsic Modes for Wave Propagation in Guiding Environments with Longitudinal and Transverse Variation:Continuously Refracting Media, IEEE, Transactions on Antennas and Propagat., Accepted for Publication, 1991

DİELEKTRİK VE KAPLI SİLİNDİR ÜZERİNDEKİ YARIK VE İLETKEN SERİT YAPILARININ
PROPAGASYON SABİTLERİNİN İNCELENMESİ

Hayrullah YILDIZ * Altunçin HIZAL **

*) ASELSAN ASİHOPI Elektronik Sanayi AŞ .MST Urubu PK 101 ANKARA
(**) ODTÜ Elektrik Elektronik Müh. Bölümü ANKARA

ÖZET :

Yarı iletken kaplı silindirik yapılar için yarı ve şerit yapıları için propagasyon özellikleri 2-boyutta spektral dönüşüm kullanılarak analitik formüle edilmiş, alınan sonuçlar literatürdeki sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

1. GİRİŞ

Dielektrik kaplı metal bir silindirin içindeki yarı ve şerit yapıları 2 boyutta incelenmiştir. Analitik olarak iki yapıda da z-yönündeki propagasyon salinisi için hesaplanmış SI ile yarı ve şerit yapıları için birtakım çözümler sunulmuştur. Fakat bu çözümlerde bir takım optimizasyonlar yapılmıştır. Gelirli bir yöntem diğer yöntemlerle karşılaştırılmış, sonuçlar makalede verilmiştir.

2. DIELEKTRİK KAPLI SİLİNDİR ÜZERİNDEKİ YARIK VE ŞERİT YAPILARI

Bu çalışmada şekil 1(a) ve 1(b) de gösterilen yarı ve iletken şerit yapıları incelenmiştir. Her iki geometri için geliştirilen çözüm birbirine benzerdir. Aşağıda verilen formülasyon; sınır koşullarının uygulanması noktasına kadar her iki geometri için de aynıdır. Burada $a < r < b$ bölgesi dielektrik bölgedir, $b < r$ ise havadır. Bu iki bölgedeki elektrik ve manyetik alanlar hibrid alanlar olup, TM

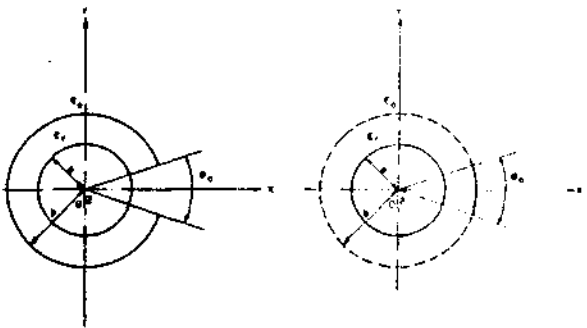
ve TE alanlarının toplamı olarak ifade edilebilirler, H_z ve E_z elektrik ve manyetik vektör potansiyel $K_1 \dots$ ifadesi göstermektedir.

$$H_z = \sum_{k=1}^{\infty} A_k J_0(kr) e^{-kz} \quad (1)$$

$$E_z = \sum_{k=1}^{\infty} B_k J_0(kr) e^{-kz} \quad (2)$$

Fourier Teoremi kullanılarak H_z ve E_z :

$$H_z(r, \phi) = \sum_{k=1}^{\infty} \left[A_k J_0(kr) + B_k Y_0(kr) \right] e^{-kz} \quad (3)$$



Şekil 1 (a) Yarı (b) şerit yapıları. Sıkar potansiyel fonksiyonları J_0 ve Y_0 ile, spektral dönüşümün H_z ve E_z arasında bir Fourier dönüşümü ile kurulduğunda,

$$\tilde{H}_z^k(r, n) = \int_0^{2\pi} H_z^k(r, \phi) h_n^*(\phi) d\phi \quad (4)$$

$k=H, h$ elde edilir. Her bölgedeki çözümün H_z ve E_z bölgedeki çözümünden ;

1. Bölge İçin

$$\vec{\Phi}'(r, n) = A^n J_n(\gamma_1 r) + B^n Y_n(\gamma_1 r) \quad (5)$$

$$\vec{\Phi}_1^h(r, n) = A^h J_n(\gamma_1 r) + B^h Y_n(\gamma_1 r) \quad (6)$$

2- Bölge için

$$\vec{\Phi}_2^*(r, n) = C^* K_n(\gamma_2 r) \quad (7)$$

$$\vec{\Phi}'(r, n) = C^h K_n(\gamma_2 r) \quad (8)$$

$$\gamma_1^2 = k^2 - \beta^2; \gamma_2^2 = \beta^2 - k_0^2; \vec{e}_r = \vec{k} \frac{e}{or}$$

olmak üzere potansiyel fonksiyonları bulunur. Toplam elektromanyetik alan TE ve TM çözümlerinin toplamları olarak hesaplanabilir.

$$\vec{E}^{TOPLAM} = \vec{E}^{TE} + \vec{E}^{TM} \quad (9)$$

$$\vec{H}^{TOPLAM} = \vec{H}^{TE} + \vec{H}^{TM} \quad (10)$$

Burada,

$$\vec{E}^{TOPLAM} = \vec{a}_t \left[-jP \frac{\partial \vec{\Phi}^*}{\partial r} - \frac{\omega \mu n}{r} \vec{\Phi}^* \right] + \vec{a}_\phi \left[-\frac{n\beta}{r} \vec{\Phi}^* + jQ \mu \frac{\partial \vec{\Phi}^h}{\partial r} \right] + \hat{a}_z (k^2 - \beta^2) \vec{\Phi}^* \quad (11)$$

$$\vec{H}^{TOPLAM} = \vec{a}_t \left[\frac{\omega \epsilon n}{r} \vec{\Phi}^* - j\beta \frac{\partial \vec{\Phi}^h}{\partial r} \right] + \vec{a}_\phi \left[-j\omega \epsilon \frac{\partial \vec{\Phi}^*}{\partial r} - \frac{n\beta}{r} \vec{\Phi}^h \right] + \hat{a}_z (k^2 - \beta^2) \vec{\Phi}^h \quad (12)$$

olarak yazılabilir.

Toplam elektrik ve manyetik alan (\vec{E}, \vec{H}) \vec{i}^e ve \vec{i}^h potansiyelleri cinsinden yazıldıktan sonra, aşağıdaki sınır koşulları uygulanır.

$$(i) \quad \vec{E}_{\parallel} = 0 \quad r = a \text{ iken} \quad (13)$$

$$(ii) \quad \vec{H}_{\phi 1} = 0 \quad r \gg a \text{ iken} \quad (U \rightarrow)$$

$$(iü) \quad \vec{E}_{z1} = \vec{E}_{z2} = \vec{e}_z \quad r = b \text{ iken} \quad (15)$$

$$(iv) \quad \vec{E}_{\phi 1} = \vec{E}_{\phi 2} = \vec{e}_\phi \quad r = b \text{ iken} \quad (16)$$

nurad (1) and (2) $\hat{a}_z \cdot \nabla \cdot \vec{E} = M$ ilgilili bölge için $\vec{E} = -\nabla \phi - \dot{\vec{A}}$ ve $\vec{H} = \nabla \times \vec{A}$ olarak yazılabilir. Bu durumda $\nabla^2 \phi = -M$ ve $\nabla^2 \vec{A} = -\vec{J}$ denklemleri elde edilir.

$$(v) \quad \vec{J}_{\phi 1} = \vec{e}_\phi \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r J_{\phi 1}) \right] \quad r = a \text{ iken} \quad (17)$$

$$(vi) \quad \vec{J}_z = \vec{e}_z \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r J_z) \right] \quad r = b \text{ iken} \quad (18)$$

Büroda \vec{e} ve \vec{e} yarık üzerindeki \vec{e} i i m dağılımını \vec{J}_{ϕ} ve \vec{J}_z ise \vec{e} i i m

akım dağılımını göstermektedir, \vec{e} , \vec{e} , \vec{J} ve \vec{J}^z bilinmeyenleri yukarıdaki denklemlerle düzenlendiğinde bir \vec{e} i i m \vec{e} i i m olarak gösterilebilir.

$$\vec{Y}_{\phi} \cdot \vec{e} + \vec{Y}_{\phi z} \cdot \vec{e} = j \omega \mu_0 \vec{J}_{\phi} \quad (iv)$$

$$\vec{Y}_{z < P} \cdot \vec{e} + \vec{Y}_{z z} \cdot \vec{e} = j \omega \mu_0 \vec{J}_z \quad (20)$$

Burada

$$\vec{Y}_{\phi \phi} = \frac{J_n(\gamma_1 b) Y_n(\gamma_1 a) - J_n(\gamma_1 a) Y_n(\gamma_1 b)}{J_n(\gamma_1 b) Y_n(\gamma_1 a) - J_n(\gamma_1 a) Y_n(\gamma_1 b)} + \gamma_2 \frac{K_n(\gamma_2 b)}{K_n(\gamma_2 b)} \quad (21)$$

$$\vec{Y}_{z z} = \frac{-n\beta}{b} \left[\frac{J_n(\gamma_1 b) Y_n(\gamma_1 a) - J_n(\gamma_1 a) Y_n(\gamma_1 b)}{J_n(\gamma_1 b) Y_n(\gamma_1 a) - J_n(\gamma_1 a) Y_n(\gamma_1 b)} - \frac{K_n(\gamma_2 b)}{K_n(\gamma_2 b)} \right] \quad (22)$$

$$\vec{Y}_{z z} = \frac{-\omega^2 \epsilon \mu_0}{\gamma_2^2} \left[\frac{J_n(\gamma_1 b) Y_n(\gamma_1 a) - J_n(\gamma_1 a) Y_n(\gamma_1 b)}{J_n(\gamma_1 b) Y_n(\gamma_1 a) - J_n(\gamma_1 a) Y_n(\gamma_1 b)} + \left(\frac{n\beta}{b \gamma_1} \right)^2 \frac{J_n(\gamma_1 b) Y_n(\gamma_1 a) - J_n(\gamma_1 a) Y_n(\gamma_1 b)}{J_n(\gamma_1 b) Y_n(\gamma_1 a) - J_n(\gamma_1 a) Y_n(\gamma_1 b)} - \frac{\omega^2 \epsilon \mu_0}{\gamma_2^2} \frac{K_n(\gamma_2 b)}{K_n(\gamma_2 b)} + \left(\frac{n\beta}{b \gamma_2} \right)^2 \frac{K_n(\gamma_2 b)}{K_n(\gamma_2 b)} \right] \quad (23)$$

(19) ve (20) numaralı eşitlikler bir diğer şekilde yazıldığımla ,

$$Z_{\phi\phi} \tilde{J}_{\phi} + Z_{\phi z} \tilde{J}_z = (j\omega\mu_0)^{-1} \tilde{e}_{\phi} \quad (24)$$

$$Z_{z\phi} \tilde{J}_{\phi} + Z_{zz} \tilde{J}_z = (j\omega\mu_0)^{-1} \tilde{e}_z \quad (25)$$

formunu alır.

2.1 YARIK PROBLEMİ C Şekil I ta) 3

Bilinmeyen yarık elektrik alanı bileşenleri \tilde{e}_{ϕ} ve \tilde{e}_z aşağıdaki gibi ifade edildiğinde

$$\tilde{e}_{\phi} = \int a_n \tilde{f}_{\phi n}(n) \quad (26)$$

$$\tilde{e}_z = \int b_m \tilde{g}_{zm}(n) \quad (27)$$

Burada a_n ve b_m bilinmeyen katsayıları , $\tilde{f}_{\phi}(n)$ ve $\tilde{g}_z(n)$ ise taban fonksiyonlarını göstermektedir (26) ve (27) numaralı eşitlikler (19) ve (20) numaralı eşitliklere konulduğunda ;

$$Y_{\phi\phi} \int a_n \tilde{f}_{\phi n}(n) + Y_{\phi z} \int b_m \tilde{g}_{zm}(n) = j\omega\mu_0 \tilde{J}_{\phi} \quad (28)$$

$$Y_{z\phi} \int a_n \tilde{f}_{\phi n}(n) + Y_{zz} \int b_m \tilde{g}_{zm}(n) = j\omega\mu_0 \tilde{J}_z \quad (29)$$

Eşitlikleri elde edilir. Burada Galerinin metodu , bilinmeyen katsayıları test etmek için kullanıldığında ,

$$\begin{aligned} &\langle Y_{\phi\phi} \int a_n \tilde{f}_{\phi n}(n) , \tilde{f}_{\phi j}^*(n) \rangle + \\ &\langle Y_{\phi z} \int b_m \tilde{g}_{zm}(n) , \tilde{f}_{\phi j}^*(n) \rangle = \\ &j\omega\mu_0 \langle \tilde{J}_{\phi} , \tilde{f}_{\phi j}^*(n) \rangle ; \quad j=1,2,\dots,M \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\langle Y_{z\phi} \int a_n \tilde{f}_{\phi n}(n) , \tilde{g}_{zj}^*(n) \rangle + \\ &\langle Y_{zz} \int b_m \tilde{g}_{zm}(n) , \tilde{g}_{zj}^*(n) \rangle = \\ &j\omega\mu_0 \langle \tilde{J}_z , \tilde{g}_{zj}^*(n) \rangle ; \quad j=1,2,\dots,N \end{aligned} \quad (31)$$

elde edilir. $\tilde{f}_{\phi j}^*$ ve \tilde{g}_{zj}^* fonksiyonları \tilde{f} ve \tilde{g} fonksiyonlarının eşlenikleridir. iç çarpım ifadesi olarak

$$\langle \tilde{f}_1(n) , \tilde{f}_2(n) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_1(n) \tilde{f}_2^*(n) \quad (32)$$

kullanılıp aşağıda tanımlanan Parseval teoremi yukarıda bulunan eşitliklere ululandığında ,

$$\int_{\phi_0/2}^{\phi_0/2} \tilde{f}_1(\phi) \tilde{f}_2^*(\phi) d\phi = \frac{1}{\phi_0} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_1(n) \tilde{f}_2^*(n) \quad (33)$$

Akım yoğunlukları \tilde{J}_{ϕ} , \tilde{J}_z ve yarı k elektrik alanları \tilde{e}_{ϕ} , \tilde{e}_z birbirleri ile zıt alanlarda bulduklarından. iç çarpımın sağ tarafı sıfıra gidecektir. [su durumda eşitlik (30) ve (31) yeniden düzenlendiğinde :

$$\begin{aligned} &\sum_{n=1}^M 2 \int \tilde{f}_{\phi j}^*(n) Y_{\phi\phi} \tilde{f}_{\phi n}(n) a_n + \\ &\sum_{n=1}^M \int \tilde{f}_{\phi j}^*(n) Y_{\phi z} \tilde{g}_{zm}(n) b_m = 0 \quad (34) \\ &j = 1, 2, 3, \dots, M \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\sum_{n=1}^M \int \tilde{g}_{zj}^*(n) Y_{z\phi} \tilde{f}_{\phi n}(n) a_n + \\ &\sum_{n=1}^N \int \tilde{g}_{zj}^*(n) Y_{zz} \tilde{g}_{zm}(n) b_m = 0 \quad (35) \\ &j = 1, 2, 3, \dots, N \end{aligned}$$

Homojen denklem sistemi elde edilir.

2.2 YARIK PROBLEMİ C Şekil I (b))

Şerit problemi çözümü, yarık problemi ile çok benzerdir. Şerit problemi bilinmeyen değişken şerit üzerindeki akım yoğunluğu \tilde{J} ve \tilde{e} olmak üzere. P_z değişkenler :

$$\vec{J}_v = \sum_{m=1}^M a_m \vec{f}_{0m}(u) \quad (36)$$

$$m=1 \quad (37)$$

ol .a ra k ifade od i l erek; denklem (24) ve (25) de yerine konduğunda (34) ve (35) nunlara U eşitliklerindeki benzer ifadeler elde edilir. Buradaki fark <34> ve <35> nunwralı denklemlerdeki $Y_{\phi\phi}$, $Y_{\phi z}$, Y_{zz} parametrelerinin yerlerine $Z_{\phi\phi}$, $Z_{\phi z}$ ve Z_{zz} parametrelerinin gelmiş olmasıdır.

3. SAYISAL SONUÇLAR

Problanın çözümünden elde edilen verilerin literatürdeki sonuçlar ile karşılaştırılabilmesi için geometrik parametreler aşağıdaki gibi alınmıştır, $a = 1.055 \text{ mm}$, $b = 4.375 \text{ mm}$, $s^{\wedge} = 1.465$ ve $(j_0) \sim 45^\circ$. Çalışma frekansı 250 ve 500 MHz olarak alınmıştır. Sonuçlar Tablo 1 deki gibidir.

$\frac{f}{k}$	Anı atılan Metod	Kaynak [1]	Kaynak [2]
Yarıklı Sorit. Problemi	0.925	0.995	0.997
Sorit. Problemi	0.859	-	-

Tablo 1 . Sayısal bulgular.

4. SONUÇ

Bu çalışmada dielektrik kaplı metalik silindir bir yapı üzerindeki şerit ve yarıklar ve bu yapılardaki propagasyon özellikleri incelenmiştir. Bulunan sonuçlar literatürdeki diğer bilinen sonuçlarla karşılaştırılmış, ve kullanılan yöntemin doğruluğu sınanmıştır.

KAYNAKLAR

1/ E.E HASSAN " Field Holution and propagation Charactoristics of Monofilir Bifilar Modes of Axially SlotLcd Coaxial Cable " , IKEE MIT Vol. 37 Maroh 1909.

SZS P.P DELOGNE , A.A LALOUX " Thoory of Slotted Cable " , I EKE MTT , Vol. 28 October 1980 .