



EMO



KTÜ



TÜBİTAK

ÖNSÖZ

Giderek gelenekselleşen Elektrik Mühendisliği Ulusal Kongrelerinin beşincisinde Trabzon'da buluşuyoruz. EMO ile KTÜ Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü'nün işbirliği ve TÜBİTAK'ın katkısıyla gerçekleşmekte olan Kongremizin başarılı ve verimli geçmesi umundayız. Kongre sonuçlarından kıvanç duymak istiyoruz.

Kongre'de, bugüne kadar yapılmış çalışmalar ve yayınlanmış duyurulardan da anlaşılacağı gibi, bilinen yöntemlerin yanı sıra gelecek yıllara deneyim aktarabilecek yeni yaklaşımlar uygulanmaya çalışılmıştır. Bildiri özetlerinin değerlendirilmesine katılan uzman sayısının sistematik olarak artırılması, değerlendirme biçiminin daha da nesnelleştirilmesi, bildiri kitabında yeni yazım ve sunuş biçimlerinin oluşturulması gibi teknik gelişmelerin dışında ilginç olacağı sanılan panellerle güncel sorunların irdelenmesi ve yöresel öğelerle sosyal etkinliklere renk katılması amaçlanmıştır.

Kongrenin hazırlık ve düzenleme çalışmalarında bazı aksaklıklar olmuştur. Öncelikle kongre kararının olması gerekenden daha geç alınabilmiş olması, özet değerlendirme sürecinin posta trafiğinin çok yoğun olduğu bayram dönemlerine rastlaması hem Yürütme Kurulu'nu hem de Kongre'ye katılımcı isteyenleri zor durumda bırakmıştır.

Kongrenin düzenlenmesi sırasında edinilen deneyimler ışığında sorunları çözücü ilkel önerilerin ortaya konması yararlı olacaktır. Bunları kısaca sıralayabiliriz. Örneğin 6. Kongre'nin ya da kısaca EMUK'95'in nerede ve ne zaman yapılacağını şimdiden kararlaştırmak gerekmektedir. Bundan sonra Konferans olarak adlandırılması daha uygun olacak Kongre için sürekli ya da uzun süre görevli bir 'Ulusal Düzenleme Kurulu'¹ nun oluşturulması ve bu Kurul'un temel ilkesel karar ve yöntemleri üretmesi daha elverişli olacaktır. Kongre'nin yapılacağı konumdaki işleri ise 'Yerel Düzenleme Kurulu' üstlenmelidir. 'Bilimsel Değerlendirme Kurulu'nun da ayrıntılı bir sınıflandırma ve nitelik belirlenmesi ile bir kere oluşturulması, yalnızca gelişen koşullara göre güncelleştirilmesi düşünülebilir.

EMUK, böylesi bir yapılaşma ile daha sağlıklı, zaman planlaması daha verimli bir konferansa dönüşecektir kanısındayız. Örneğin bu durumda bildiri tam metinlerinin değerlendirme ve denetim sürecine girmeleri olanaklı kılınacak, şu ana kadar ancak Yürütme Kurulları'nın ayrıntılı olarak bilincine varabildiği teknik sorunlar ortadan kalkacaktır. Konferansda da içerik ve düzey açısından belirli bir iyileştirme sağlanabilecektir. Bunu en yakında, EMUK'95'de gerçekleşmiş olarak görmek dileğindediriz.

Bilindiği gibi Kongremiz Elektrik, Elektronik-Haberleşme, Kontrol ve Bilgisayar Sistemleri alanlarında bilimsel-teknolojik özgün katkıların tartışılıp değerlendirilmesi ile araştırma, geliştirme, uygulama ve eğitim süreçlerindeki kişi ve kuruluşların birbirleriyle doğrudan iletişimini sağlamayı amaçlamaktadır. Ayrıca sosyal yaklaşma ve dayanışmaya da

katkıda bulunmaktadır. Ancak Kongre ve onunla birlikte oluşturulan sergi/ fuarın çok değerli bir 'Mesleki Eğitim ve Geliştirme' aracı olduğu bilincinin kişi ve kurumlarda daha çok yerleşmesi için çaba gösterme gereği de ortaya çıkmaktadır.

Kongrenin gerçekleşmesini sağlayan, hazırlık ve düzenlemeleri üstlenen KTÜ, EMO ve TÜBİTAK'a, oluşturulmuş olan kurulların üyelerine, ayrıca burada adlarını saymakla bitmeyecek kişi ve kamu - özel - akademik nitelikli kuruluşlara, yardım ve katkıları nedeniyle, Kongre'nin yararlı sonuçlarını paylaşacak olan topluluğumuz adına teşekkürlerimizi sunmak isteriz.

Kongremizin başarılı ve verimli bir biçimde gerçekleşmesi, ülkemiz için bilimsel - teknolojik kazanımlar üretmesi dileğiyle Yürütme Kurulu olarak saygılarımızı iletiriz.

Doç. Dr. Güven ÖNBİLGİN
Yürütme Kurulu Başkanı

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

YÜRÜTME KURULU

Güven ÖNBİLGİN (KTU)
Yakup AYDIN (EMO) Sefa AKPINAR (KTU)
Canan TOKER (ODTÜ) Kaya BOZOKLAR (EMO)
Hasan D INCER (KTU) A.Oğuz SOYSAL (IU)
Abdullah SEZGİN (KTU) İrfan SENLİK (EMO)
Kenan SOYKAN (EMO) Y.Nuri SEVGEN (EMO)

DANIŞMA KURULU

Rasim ALDEMİR (BARMEK) Mehmet KESİM (Anadolu U)
Teoman ALPTURK (TMMOB) Macit MUTAF (EMO)
Ahmet ALTINEL (TEK) Erdiñç ÖZKAN (PTT)
İbrahim ATALI (EMO) Kamil SOĞUKPINAR (TETSAN)
Malik AVİRAL (ELİMKO) Sedat SİSBOT (METRONİK)
Emir BİRGÜN (EMO) Atıf URAL (Kocaeli U.)
Sıtkı ÇİĞDEM (EMO) I. Ata YİĞİT (EMO)
R. Can ERKÖK (ABB) Fikret YÜCEL (TELETAS)
Bülent ERTAN (ODTÜ) Hamit SERBEST (CU)
Uğur ERTAN (BARMEK) Canan TOKER (ODTÜ)
İsa GÜNGÖR (EMO) Nusret YUKSELER (İTU)
Ersin KAYA (Kaynak) Kemal ÖZMEHMET (DEU)
Okyay KAYNAK (Boğaziçi U)

SOSYAL ETKİNLİKLER KURULU

Y. Nuri SEVGEN (EMO)
Necla ÇORUH (PTT) Hatice SEZGİN (KTU)
Esen ÖNKİBAR (TEK) Yusuf TANDOGAN (PTT)
Abdullah SEZGİN (KTU) Ömer K. YALCIN (TELSER)

SEKRETERLİK HİZMETLERİ

Necmi İKİNCİ (EMO) Elmas SARI (EMO)

BİLİMSEL DEĞERLENDİRME KURULU

Cevdet ACAR (ITU) Hayrettin KÖYMEN (Bil. U)
İnci AKKAYA (ITU) Hakan KUNTMAN (ITU)
A.Sefa AKPINAR (KTU) Tamer KUTMAN (ITU)
Ayhan ALTINTAŞ (BiI.U) Duran LEBLEBİCİ (ITU)
Fuat ANDAY (ITU) Kevork MARDİKYAN (ITU)
Fahrettin ARSLAN (IU) A.Faik MERGEN (ITU)
Murat ASKAR (ODTÜ) Avni MORGUL (Boğaziçi U)
Abdullah ATALAR (Bil.U) Güven ÖNBİLGİN (KTU)
Selim AY (YTU) Bülent ÖRENCİK (ITU)
Ümit AYGÖLU (ITU) Bülent ÖZGUC (BiI.U)
Atalay BARKANA (Anadolu U) A.Bülent ÖZGÜLER (BiI.U)
Mehmet BAYRAK (Selçuk U) YiImaz ÖZKAN (ITU)
Atilla BİR (ITU) Muzaffer ÖZKAYA (ITU)
Galip CANSEVER (YTU) Kemal ÖZMEHMET (DEU)
Kenan DANIŞMAN (Erciyes U) Osman PALAMUTCUOĞLU (ITU)
Ahmet DERVİSOĞLU (ITU) Erdal PANAYIRCI (ITU)
Hasan DINCER (KTU) Halit PASTACI (YTU)
M.Sezai DINCER (Gazi U) Ahmet RUMELİ (ODTÜ)
Günsel DURUSOY (ITU) Bülent SANKUR (Boğaziçi U)
Nadia ERDOĞAN (ITU) M.Kemal SARIOĞLU (ITU)
Aydan ERKMEN (ODTÜ) Müzeyyen SARTAS (Gazi U)
İsmet ERKMEN (ODTÜ) A.Hamit SERBEST (CU)
H.Bülent ERTAN (ODTÜ) Osman SEVAIOGLU (ODTÜ)
Selçuk GEÇİM (Hacettepe U) A.Oğuz SOYSAL (IU)
Cem GÖKNAR (ITU) Taner SENGÖR (YTU)
Remzi GULGUN (YTU) Emin TACER (ITU)
Filiz GUNES (YTU) Nesrin TARKAN (ITU)
İrfan GÜNEY (Marmara U) Mehmet TOLUN (ODTÜ)
Fikret GÜRGEN (Boğaziçi U) Osman TONYALI (KTU)
Fuat GURLEYEN (ITU) Ersin TULUNAY (ODTÜ)
Cemi I GURUNLU (KTU) Nejat TUNCAY (ITU)
Nurdan GUZELBEYOGLU (ITU) Atıf URAL (Kocaeli U)
Emre HARMANCI (ITU) Alper URAZ (Hacettepe U)
Altuğ İFTAR (Anadolu U) Gökhan UZGÖREN (IU)
Kemal İNAN (ODTÜ) Yıldırım UCTUĞ (ODTÜ)
Asım KASAPOGLU (YTU) Asaf VAROL (Fırat U)
Adnan KAYPMAS (ITU) Siddik B. YARMAN (IU)
Ahmet H. KAYRAN (ITU) Mümtaz YILMAZ (KTU)
Mehmet KESİM (Anadolu U) Melek YÜCEL (ODTÜ)
Erol KOCAOGLAN (ODTÜ) Nusret YUKSELER (ITU)
Muhammet KOKSAL (İnönü U) Selma YUNCU (Gazi U)

KÜPLE OPTİK DALGA KILAVUZLARININ ANALİZİ İÇİN YENİ BİR YÖNTEM

Ercan Topuz ve Levent Sevgi

Elektrik-Elcktronik Fakültesi
İstanbul Teknik Üniversitesi, 8062G Maslak, İstanbul

Özet

Bu çalışmada fiber optik kuplelerin analizinde kullanılacak yeni bir yöntem önerilmektedir. Paralel iki fiberden oluşan bir kupleye uygulandığında yöntem, açıl doğrultuda propagasyon gözönüne alınması ve bu doğrultuda bakıldığında birbiçim olmayan dalga kılavuzunda çözümlerin yerel (adyabatik) modlar yaklaşıklığı altında elde edilmesine indirgenmektedir. Çalışmada, sert geçişli, dairesel kesitli fiberlerden oluşan kupleler için açık analitik ifadeler verilmiş ve indirgenmiş kesit geometrisinin açıl doğrultuda yavaş değiştiği kabulü altında, özdeğer denkleminin yaklaşık ifadesi elde edilmiştir. Klasik yaklaşımlardan farklı olarak, bu durumda özdeğer denklemini bir integral biçimde yazılabilmektedir.

Kuple dalga kılavuzlarındaki propagasyon mekanizmasına farklı bir bakış açısı getirmesi yanında, kesit geometrisi eksen doğrultusunda değişen - birbiçim olmayan - kuple sistemleri de içeren hayli geniş bir problem gurubuna uygulanabilecek nitelikte olması bu çalışmada önerilen yöntemin en önemli avantajını oluşturmaktadır.

1) Giriş

Belli bir bölgede (kuple bölgesi) birbirine yakın ve paralel yerleştirilen optik dalga kılavuzları arasındaki etkileşim genellikle kuple mod teorisi yardımı ile incelenir. Yöntem, kuple optik dalga kılavuzu problemlerine ilk kez 1969 da uygulamış[1] ve o tarihten bu yana optik alanında çok sayıda ve oldukça başarılı uygulamaları olmuştur. Kuple mod Yönteminde son zamanlarda yapılan bazı çalışmalar[2, 3, 4, 5] le kuple resiprositenin ve güç ortogonalliğinin sağlanması, yöntemin yaklaşıklık derecesinin daha iyi belirlenmesi, gibi bazı iyileştirmeler sağlanmıştır. Kuple Mod Yöntemi, temelde (global) "normal mod" kavramına dayanır. Bu nedenle de yöntem birbirine yakın fakat paralel ve/veya birbiçim olmayan dalga kılavuzlarından oluşan düzenlerin analizinde kullanılamaz. Bu çalışmada sunulan yöntem, özellikle yukarıdaki problem gurubu göz önüne alınarak geliştirilmiştir. Bu amaçla "yerel mod" kavramından hareket edilmiştir. Üu nedenle yöntem geometrik ve/veya elektromanyetik

özelliklerin kuple bölgesi içinde yavaş biçimde değişmesi durumunda da geçerliliğini korumaktadır. Bu amaçla, açıl propagasyon gözönüne alınmış ve diğer koordinatlar için yerel mod ayrıştırılmasına gidilmiştir.

Önerilen yöntem burada birbirinin eşi iki paralel, homojen fiberden oluşan klasik kuple örneğine uygulanacaktır. Bu örnek, yalnızca yöntemi olabildiğince basit biçimde açıklamak amacıyla seçilmiştir. Yukarıda da işaret edildiği gibi, yöntem birbiçim olmayan kuple düzenlerinin analizi için de kullanılabilir. Bu sonuncu durumda bazen yerel mod yaklaşımının "öz modlar" denen[6, 7] genelleştirilmiş biçiminden hareket edilmesi mod kavramının modal kesim bölgelerinde ve bunların ötesinde de geçerliliğini korumasını sağlayacaktır.

2.) Yöntem

Önerilen yöntem bu çalışmada klasik kuple-fiber problemine uygulanacaktır. Bu amaçla, sabit $n_2 < n_1$ kırılma indisli ortamda birbirine paralel olarak aralarındaki uzaklık d olacak biçimde yerleştirilmiş daire kesitli iki eş sert geçişli fiberden oluşan bir yapı ele alınacaktır, içerdiği simetri nedeniyle bu yapı Şekil 1a'da görülen biçime indirgenebilir. S simetri düzleminde ideal elektrik (İEİ) ve manyetik (İMİ) iletken koşulları altında elde edilen çözümlere, sırasıyla tek ve çift simetrik modlar olarak adlandırılacaktır. Bu modlara ilişkin özdeğerleri belirlemek üzere aşağıda sıralanan adımlar izlenecektir.

1. Açıl transmisyon[8] kabulü altında yerel modlar $pc[0, b(4)]$ ve $z((-∞, +∞)$ da tanımlanacak ve $b(<j>)$ sınır yüzeyinde İEİ veya İMİ koşulları sağlanacaktır.
2. İlk adımda $1;(<j>)$ açıl propagasyon sabiti için elde edilen enine rezonans bağıntısı yardımıyla $1/3$ eksenel propagasyon sabiti belirlenecektir.
3. $<t>$ propagasyon problemi WKB yaklaşıklığı ile çözülecek ve açıl domendeki sınır koşulları (periyodiklik) yardımı ile $<j>$ elimine edilerek özdeğerler belirlenecektir.

İlk adımda kullanılan yerel mod yaklaşımı nc-

deniyle burada verilen yöntem $l < \langle j \rangle$ nin "yavaş" değiştiği varsayımı altında geçerli olacaktır. Bu varsayım klasik kuple mod teorisinin "gevşek kuplej" varsayma ile benzerlikler taşımakla beraber, ileride görüleceği gibi, hızlı değiştiği bölgenin 6 nin büyük değerine karşı düşmesi nedeniyle, önemli farklılıklar içerir.

Yöntemi basitçe tanıtabilmek amacı ile, ilk olarak Şekil 1b'de görülen kılı/lanmış izole fiber problemi gözönüne alınacaktır. Bu durumda $(p, \langle j \rangle, z)$ silindirik koordinat sisteminde, değişkenlerine ayrılabilen çözümler hemen yazılabilir. C de İEİ (tek modlar) koşulu için;

$$F_m(u, v) = W_m(u) + S_m(v) + T_m(v) \pm \sqrt{[S_m(v) - T_m(v)]^2 + A_m^2} = 0 \quad (1.a)$$

Burada

$$uW_m(u) = \frac{\partial}{\partial u} \ln J_m(u) \quad (1.b)$$

$$vS_m(v)2N = \frac{\partial}{\partial v} \ln [K_m(v) - B_m I_m(v)] \quad (1.c)$$

$$vT_m(v)2N = \frac{\partial}{\partial v} \ln [K_m(v) - C_m I_m(v)] \quad (1.d)$$

$$N = \frac{n_1}{n_2} \quad y = bk_0 \sqrt{\beta^2 - n_2^2} \quad (1.e)$$

$$u = ak_0 \sqrt{n_1^* - P^*} \quad v = qk_0 \sqrt{p - n_2^2} \quad (1.f)$$

$$A = \frac{m\beta(v^2 + u^2)}{k_0 n_1 u^2 v^2} \quad B_m = \frac{K_m(y)}{I_m(y)} \quad C_m = \frac{K'_m(y)}{I'_m(y)} \quad (1.g)$$

olarak tanımlıdır ve J_m, K_m, I_m Bessel fonksiyonlarını, ko boşluk dalga sayısını ve $m = 1, 2, \dots$ açılal mod indisini göstermekte, (1g) bağıntısında (1) argümana göre türevi ifade etmektedir, (1a)daki + ve- işaretleri, sırasıyla $HE_{l, m}$ ve $EJ_{l, m}$ modlarına karşı düşmektedir. Kayıplar ihmal edildiğinde yüzey tipi çözümler $u, v, y > 0$ ile belirlenecektir. (1) bağıntıları C kılıf yüzeyinde İMİ (çift modlar) koşulu içinde aynen kullanılabilir, ancak bu defa (1a) daki S_m ve T_m yerine NS_m ve T_m/N konulmalıdır.

Şimdi yukarıda özetlenen standart çözüm yardımıyla, Şekil 1a'da görülen esas problem gözönüne alınacaktır. Bu durumda, tek ve çift simetrik yerel modlar, yerel olarak yine (1a) ile verilen rezonans bağıntısını sağlayacaklardır. Ancak, bu defa açılal mod indisi m tam sayı değeri civarında değerler alan $l / \langle j \rangle$ gibi bir fonksiyona dönüşecek ve benzer biçimde fiberin Şekil 1a'daki simetri düzlemine uzaklığını belirleyen 6 parametresi de,

$$b = \frac{d}{\cos \langle j \rangle} \ll \nabla \cdot \mathbf{1} \gg \quad (2.a)$$

$$b \rightarrow \infty \quad \phi \epsilon \left(\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \right) \quad (2.b)$$

olarak ifade edilecektir. İkinci adımda yerel rezonans koşulunun v açılal propagasyon sabiti için çözülmesi gereklidir. Bu amaçla, $\leq v - m \leq$ yi minimum yapan m tam sayı değeri civarında seriye açılır ve yalnızca dominant terim tutulursa

$$m - v = \left[\frac{\partial}{\partial v} \ln F_v(u, v, \langle l \rangle) \Big|_{v=m} \right]^{-1} \quad (3)$$

yazılabilir.

Son olarak, WKI3 yaklaşıklığı altında elde edilen $\langle f \rangle$ çözümünün perodiklik koşulu yardımıyla özdeğer denklemi

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\langle f \rangle}{\ln F_v|_{v=m}} = 0 \quad (4)$$

şeklinde belirlenir. Diğer taraftan incelenen problemde (4) bağıntısına giren terimler Bessel fonksiyonlarına indirgenebilir[9]. Özel olarak //En dominant modu gözönüne alınırsa indirgeme bağıntıları aşağıdaki şekli alacaklardır.

$$Z'_v(z) = Z^{\prime}(z) - \frac{v}{z} Z_v(z) \quad (5.a)$$

$$Z_v - \gamma I_v \quad (5.b)$$

$$\frac{\partial}{\partial v} J_v(z) \Big|_{v=1} = \frac{\pi}{2} Y_1(z) + \frac{1}{z} J_0(z) \quad (5.c)$$

$$\frac{\partial}{\partial v} J_v(z) \Big|_{v=0} = \frac{\pi}{2} Y_0(z) \quad (5.d)$$

$$\frac{\partial}{\partial v} I_v(z) \Big|_{v=1} = K_1(z) - \frac{1}{z} I_0(z) \quad (5.e)$$

$$\frac{\partial}{\partial v} I_v(z) \Big|_{v=0} = -K_0(z) \quad (5.f)$$

$$\frac{\partial}{\partial v} K_v(z) \Big|_{v=1} = \frac{1}{z} K_0(z) \quad (5.g)$$

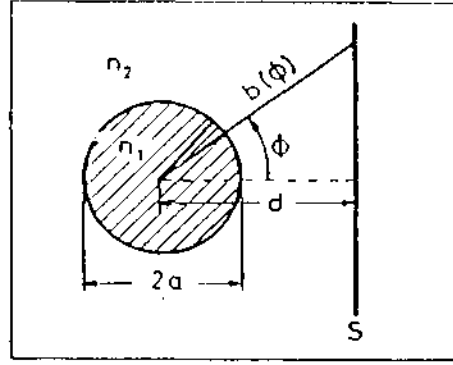
$$\frac{\partial}{\partial v} K_v(z) \Big|_{v=0} = 0 \quad (5.h)$$

Yukarıdaki (5) bağıntıları yardımıyla (1) özdeğer bağıntısında integrandın açık analitik elde edilir ve uygun bir sayısal yöntemle özdeğerler belirlenebilir.

Bu çalışmada gözönüne alınan tek ve çift simetrik mod için küple fibere ilişkin (1a) bağıntısı ile belirlenen f özdeğerlerinden hareket edilen bir arama yöntemi Muller Algoritması kullanılarak sağlanmıştır. Gerek gevşek gerekse kuvvetli kuplej durumlarında sayısal hesaplamalarda bir yakınsama problemi ile karşılaşmamıştır. Elde edilen ilk sayısal sonuçlar literatürde varolan sayısal verilere çok iyi uyum göstermekte ve önerilen yöntemin uygulanabilirliğini kanıtlamaktadır.

3) Sonuç

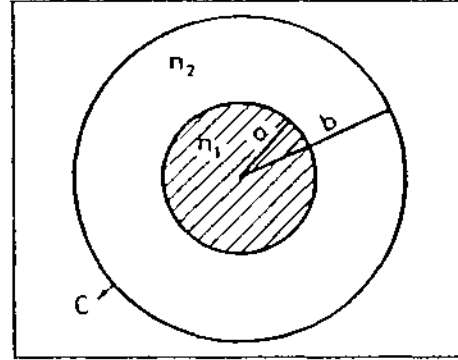
Bu çalışmada küple optik dalga kılavuzlarının analizi amacıyla yerel mod kavramı üzerine temellendirilen yeni bir yöntem sunulmuştur. Biribicim olmayan küple dalga kılavuzu sistemlerinde de uygulanabilecek esnekliğe sahip olan bu yöntem klasik küple mod teorisi yaklaşımının bir genelleştirilmesi olarak düşünülebilir. Önerilen yöntemin küple mod teorisinin geçerli olmadığı tipten problemlere uygulanmasına ilişkin çalışmalar halen devam etmektedir.



Şekil 1a : İndirgenmiş simetrik yapı

Kaynaklar

- [1] E. A. J. Marcalili. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics. *Bell Syst. Tech. J.*, <18, 1969.
- [2] A. Hardy and W. Streifer. Coupled mode theory of parallel waveguides. *J. Light. Technol.*, L1-ii, 1985.
- [3] H. A. Haus et al. Coupled mode theory of optical waveguides. *J. Light. Technol.*, 1, 1-5, 1987.
- [4] S. C. Liang. A coupled mode formulation by reciprocity and a variational principle. *J. Light. Technol.*, U-r., 11, 87.
- [5] E. A. J. Marcalili. Improved coupled mode equations for dielectric waveguides. *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-J2, 15, 8(5).
- [6] L. B. Pelsen and I. Sevgi. Adiabatic and intrinsic modes for wave propagation in guiding environments with longitudinal and transverse variation: continuously refracting media. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 19, 1991.
- [7] E. Topuz and L. H. Tselis. Intrinsic modes: Numerical implementation in a wedge shaped core. *J. Opt. Soc. Am.*, 78, 19S.
- [8] L. B. Pelsen and N. Marcuvitz. *Handbook of Holography*. S.V.C.J., Princeton: Halil. Interscience Publishers NJ, 1971.
- [9] M. Abramowitz and I. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions*. Dover Publications Inc., s. 3G2-37G. 1972.



Şekil 1b : Kılıdılmış izole fiber

Ercan TOPUZ



1940 yılında Adana'da doğdu. İTÜ Elektrik-Elektronik Fakültesinde 1965 te Yük.Müh., 1975 te Dr. Müh. 1981 de Doçent ve 1990 da Profesör unvanlarını aldı. 1978-80 ve 1983-84 yılları arasında Polytechnic University of New York üniversitesinde misafir öğretim üyesi ve

araştırmacı olarak çalıştı. Halen İTÜ Elektrik-Elektronik Fakültesinde öğretim üyesi olarak görev yapmaktadır.

Levent Sevgi için bakuz. bildiri "Dalga iletiminde kritik geçiş bölgeleri"

RIEMANN-HILBERT TEKNİĞİNİN İKİ BOYUTLU YALITKAN KAPLI KUTU RESONATOR SAÇINIM PROBLEMLERİNE UYGULANMASI

Dilek Çolak, Aklanda- I. Nosič, ve Ayhan Altıntaş

Bilkent Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü

06533 ANKARA

f Kumamoto Üniversitesi, EE-CS Bölümü, Kumamoto 8(50, JAPONYA

ÖZET

Bu çalışmada, iki boyutlu ve yüzleri yalıtkan maddeyle kaplı, yani açık iletken silindirden elektromanyetik saçınım problemi, Riemann-Hilbert yöntemiyle incelendi. Radar kesit sonuçları, kovuk duvarlarının içten ya da dışardan kaplanmasına göre, değişik malzemelere göre elde edildi, ve sonuçlar kendi aralarında karşılaştırıldı. Ayrıca, değişik silindir yarıçapları, kaplama malzemesinin kalınlığı, gelen dalganın frekansı gibi parametrelerin sonuca etkileri araştırıldı.

Riemann-Hilbert problemi yöntemi ile, içerisi veya dışarısi malzeme kaplı kovuklu açıklıklardan saçınım probleminin çözümüne literatürde daha önce rastlanmamıştır.

1. GİRİŞ

Kovuklu açıklıklardan saçınım problemlerinin benzetimi için, iki veya üç boyutlu dalga kılavuz modelleri kullanılmaktadır. Literatürde böyle kovuklu boşluklardan saçınım için genellikle değişik asimtotik yaklaşımlar kullanılmıştır. Bunlar arasında GTD, UTD, ışın takibi yöntemi veya bunların karışımı olan hibrid yöntemi sayılabilir, [1-5]. Bütün bu asimtotik yaklaşımlar, hem basit hem de fiziksel olarak kavraması kolay olduklarından cazip olmakla birlikte, yaklaşımlarında yapılan hata konusunda hiç bir fikir verememektedirler. Ayrıca, bu yöntemler düşük frekanslarda iyi çalışmamaktadırlar. Wiener-Hopf yöntemi ise, matematiksel olarak dikdörtgen geometriler için formal bir çözüm olmakla birlikte [6], kovuk duvarları yalıtkan bir malzeme ile kaplanıldığında oldukça karmaşık ve hatta uygulaması imkansız olmaktadır. Halbuki, Riemann-Hilbert Problemi yöntemi, hem analitik formalizmi, hem de değişik geometri ve malzemelerle kaplanmış durumlarda istenilen hassaslıkta sonuç vermesi yönünden oldukça kullanışlıdır.

Dü çalışmada, iki boyutlu, yüzleri içten veya dıştan yalıtkan maddeyle kaplı, yani açık iletken silindirden elektromanyetik saçınım problemi, Riemann-Hilbert yöntemiyle incelendi. Radar kesit sonuçları elde edildi.

2. TEKNİK

Analizi yapılacak geometri, yarıçapı "a" olan ve açıklık genişliği 20 olan tam iletken silindir olup, yüzleri içten veya dıştan kayıplı malzeme ile kaplanmıştır. Malzemenin kalınlığı kaplamanın içten veya dıştan yapılmasına göre, sırasıyla, $a - b$ veya $b - a$ olmaktadır. Bu çalışmada güdülen amaç, bu geometrinin çeşitli frekanslara göre radar kesit sonuçlarını analiz etmektir.

Problem, önce sınır koşullarının uygulanmasıyla ikili seri denklemlere dönüştürüldü. Daha sonra bu denklemler sistemi Riemann-Hilbert Problemi tekniği ile çözüldü. Bu çözüm tekniği hakkında ayrıntılı bilgi [7] de verilmiştir. Bu teknik, değişik geometri ve malzemelerle kaplanmış durumlarda istenilen hassaslıkta sonuç vermesi yönünden oldukça kullanışlıdır.

3. NÜMERİK SONUÇLAR

Bu çalışmada, radar kesit sonuçları değişik geometriler için elde edildi. Radar kesit formülü şu şekilde verilmektedir:

$$\sigma_{bs} = \lim_{r \rightarrow \infty} 2\pi r \frac{|E^{sc}(r, \pi)|^2}{|E^i|^2} \quad (0)$$

yukarıdaki denklemde E^{sc} ve E^i , sırasıyla, geri saçılan ve gelen alanı göstermektedir.

Radar kesit sonuçları, kapalı silindirin geometrik optik değerine göre normalize edilmiştir. Kullanılan malzemeler, silitac, natural XL ($\epsilon_r = 3.45 + 0.25i$, $\mu_r = 1$) [8] ve poly-2.5-dichlorostyrene ($\epsilon_r = 7.3$, $\mu_r = 0.91 + 0.32i$) [2] dir. Kaplama malzemesinin kalınlığı, aksi söylenmedikçe, silindir yarıçapının onda biri, açıklık genişliği 60" olarak alınmıştır.

Şekil 1 ve 2'de, silindirin, sırasıyla, dıştan ve içten kaplanmasına göre, frekansa karşılık radar kesit sonuçları elde edilmiştir. Silindir açılığı gelen alanı doğrudan görmektedir. Dairesel kovuklu rezonatörlerin öz frekanslarına yakın frekanslarda keskin rezonanslar gözlenmektedir. Bu frekanslardaki kayma ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

KAYNAKLAR

Şekil 1 ve 2'de, silindirin, sırasıyla, dıştan ve içten kaplanmasına göre, frekansa karşılık radar kesil sonuçları elde edilmiştir. Silindir açıklığı gelen alanı doğrudan görmektedir. Dairesel kovuldu rezonatörlerin öz frekanslarına yakın frekanslarda keskin rezonanslar gözlenmektedir. Bu frekanslardaki kayma miktarı daha önce literatürde hesaplanmıştır [9]. Şekil 1 de görüldüğü üzere, dıştan kaplamanın içil rezonanslar üzerinde hiç bir etkisi olmamakta, ancak kaplanmamış silindir radar kesidine göre, ortalama radar kesit düzeyi düşmektedir. Öteyandan, içten kaplama, Şekil 2'de görüldüğü gibi, içil rezonansları bastırmaktadır, bunun yanında, ortalama radar kesit düzeyini de düşürmektedir. Her iki şekilden de görüldüğü gibi, kayıplı manyetik malzeme, radar kesit rezonanslarının bastırılmasında kayıplı elektrik malzemeye nazaran daha iyi sonuçlar vermektedir.

Şekil 3 ve 4'te, silindir açıklığının yukarı baktığı durum incelenmiştir. Dışardan kaplama, radar kesidinin ortalama düzeyini düşürme yönünden oldukça etkili olmasına rağmen, içil rezonansların nitelik faktörüne hiç bir etkisi olmamaktadır (Bkz. Şekil 3). Öteyandan, içten kaplama, içil rezonansları bastırma yönünden oldukça etkili olmaktadır. Özellikle frekans arttırıldığında ve kayıplı manyetik malzeme kullanıldığında, rezonans etkisi hemen hemen hiç görülmemektedir ve radar keşi di kapalı silindirin geometrik optik değerine yaklaşmaktadır.

Radar kesidinin kaplama malzemesinin kalınlığına bağımlılığı Şekil 5 ve 6'da, sırasıyla, dıştan ve içten kaplama durumlarına göre araştırılmıştır. Grafiklerden görüldüğü üzere, kaplama kalınlığının ince olması durumlarında radar kesitinde salınım görülmekte, kalınlık arttıkça salınım sönmemektedir. İnce kaplamalarda, silindir açıklığındaki kaplama malzemesinin her iki yüzeyinden yansıyan dalgaların girişimi, kaplamada olan soğurmadan daha fazla olduğu için salınım gözlenmekte, halbuki kalın kaplamalarda soğurma daha etkin olmaktadır. O nedenle, kalınlık arttıkça, salınım giderek sönmemektedir.

SONUÇ VE YORUMLAR

Yüzeyleri yalıtkan maddeyle kaplı, yarı açık lam iletken silindirden elektromanyetik saçınım problemi için radar kesit sonuçları elde edildi. Cide edilen nümerik sonuçlara göre, özellikle içil rezonansın baskın olduğu durumlarda kaplamayı içten yapmak, rezonansları bastırmak açısından oldukça iyi sonuçlar vermektedir. Diğer durumlarda, dıştan kaplama, radar kesidinin ortalama düzeyini düşürme açısından tercih edilebilir. Dir diğer sonuç ise, belirli bir frekansta, kaplama malzemesinin kalınlığını ayarlayarak minimum radar kesitini elde edebilmek mümkündür.

[1] A. Altıntaş, P. H. Patlıak, and M. C. Liang, "A Selective Modal Scheme for the Analysis of EM Coupling Into or from Large Open-Ended Waveguides," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-36, No. 1, pp. 84-96, Jan. 1988.

[2] C. S. Lee and S. W. Lee, "RCS of a Coated Circular Waveguide Terminated by a Perfect Conductor," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, No. 4, p. 391-398, Apr. 1987.

[3] N. H. Myung, "A High Frequency Analysis of Electromagnetic Plane Wave Scattering by Perfectly-Conducting Semi-Infinite Parallel-Plate and Rectangular Waveguides with Absorber Coated Inner Walls," Ph.D. dissertation, Dept. Elect. Eng., Ohio State Univ., Columbus, 1986.

[4] H. Ling, R. C. Chou, and S. W. Lee, "Shooting and Bouncing Rays: Calculating the RCS of an Arbitrarily Shaped Cavity," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-37, No2, pp. 194-205, Feb. 1989.

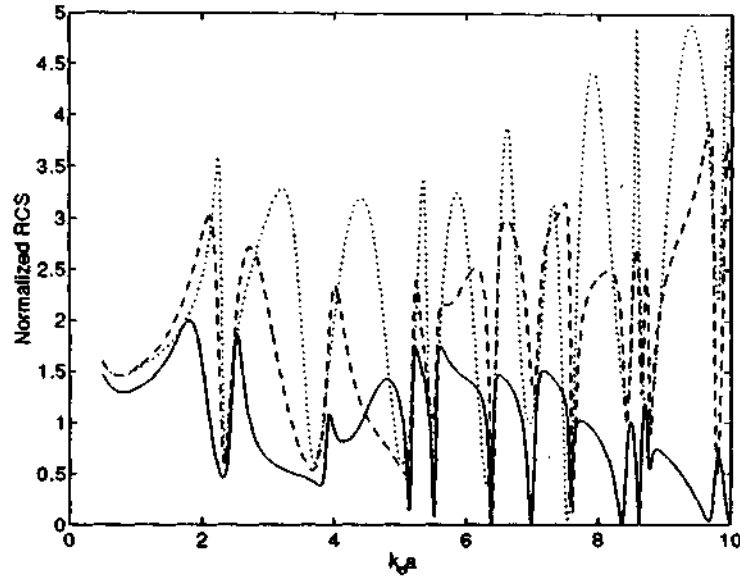
[5] H. Shirai and L. B. Felsen, "Rays, Modes and Beams for Plane Wave Coupling into a Wide Open-ended Parallel-plane Waveguide," *Wave Motion*, vol. 9, pp. 301-317, 1987.

[6] K. Kobayashi, and A. Savvai, "Plane Wave Diffraction by an Open-Ended Parallel-Plate Waveguide Cavity", *J. Electromag. Waves Appl.*, vol. 6, pp. 475-512, 1992.

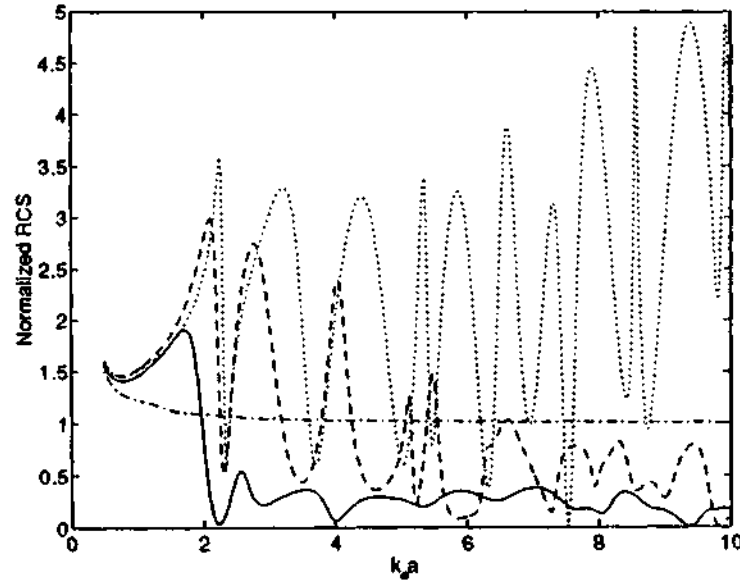
[7] A. I. Nosich, "Green's Function-Dual Series Approach in Wave Scattering by Combined Resonant Scatterers", in M. Hashimoto, M. Idemen and O.A. Tretyakov (eds.), *Analytical and Numerical Methods in EM Wave Theory*, Tokyo, Science House, 1992.

[8] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. New York: McGraw-Hill Book Company, 1961.

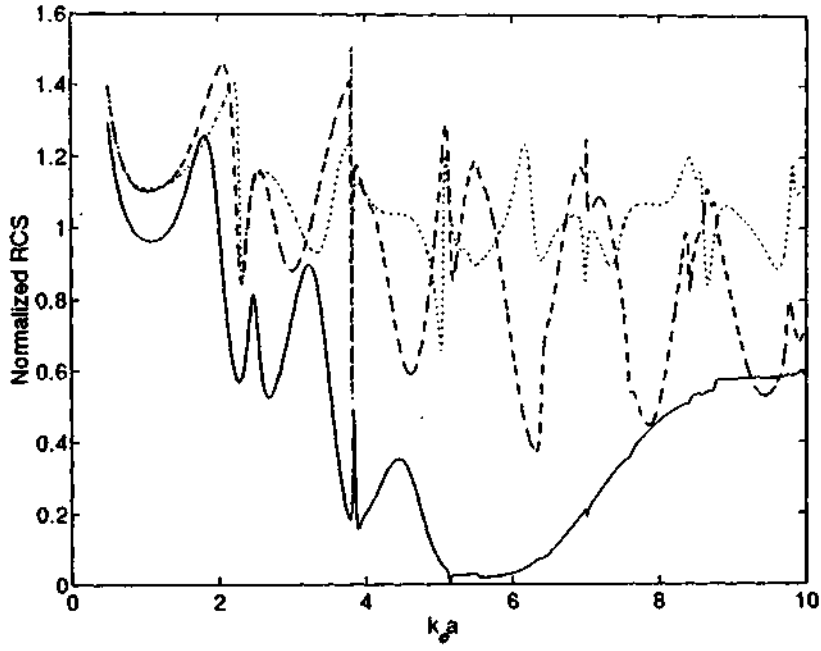
[9] A. I. Nosich, "Electromagnetic Characterization of Unclosed Circular Cylindrical Screens," Ph.D. Dissertation, Kharkov University, 1979 (in Russian).



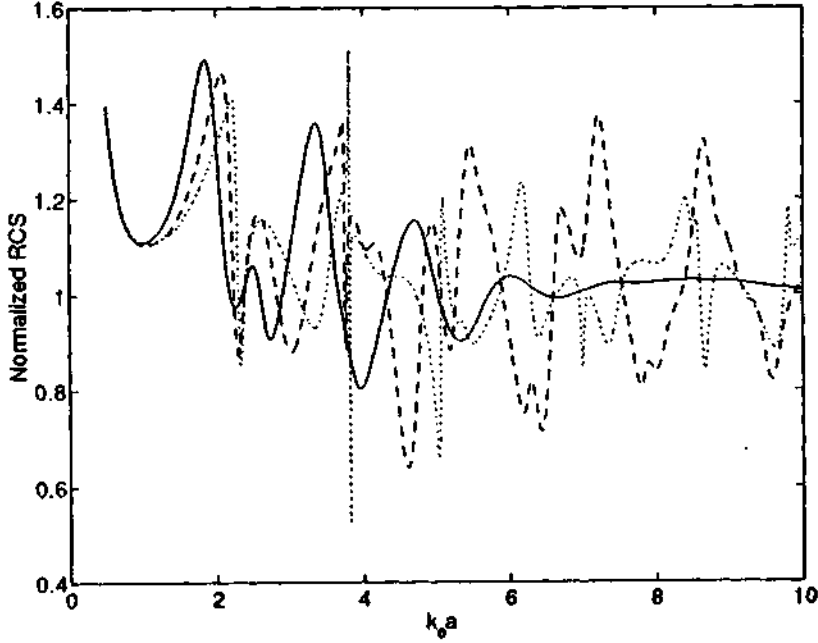
Şekil 1: Duvarları kaplanmamış veya dıştan kaplanmış kovukluklu açıklıklardan saçınım radar kesit sonuçları: kovuk açıklığı: 60° , $\langle p \rangle = 180^\circ$ ve kaplama yarıçapı $b=1.1a$; kesiksiz çizgi: $\epsilon_r = 7.3$, $\mu_r = 0.91 + 0.32i$; kesikli çizgi: $\epsilon_r = 3.45 + 0.25i$, $\mu_r = 1$; noktali çizgi: kaplanmamış silindir, $\epsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$.



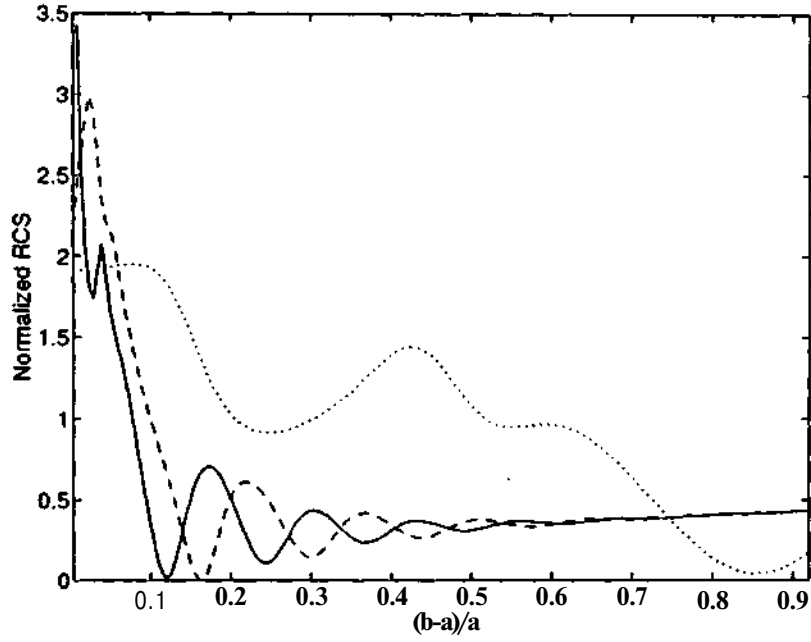
Şekil 2: Kapalı silindirden ve duvarları kaplanmamış veya içten kaplanmış kovukluklu açıklıklardan saçınım radar kesit sonuçları: kovuk açıklığı: 60° , $\langle p \rangle = 180^\circ$ ve kaplama yarıçapı $b=0.9a$; kesiksiz çizgi: $\epsilon_r = 7.3$, $\mu_r = 0.91 + 0.32i$; kesikli çizgi: $\epsilon_r = 3.45 + 0.25i$, $\mu_r = 1$; noktali çizgi: kaplanmamış silindir, $\epsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$; kesikli noktali çizgi: kapalı silindir.



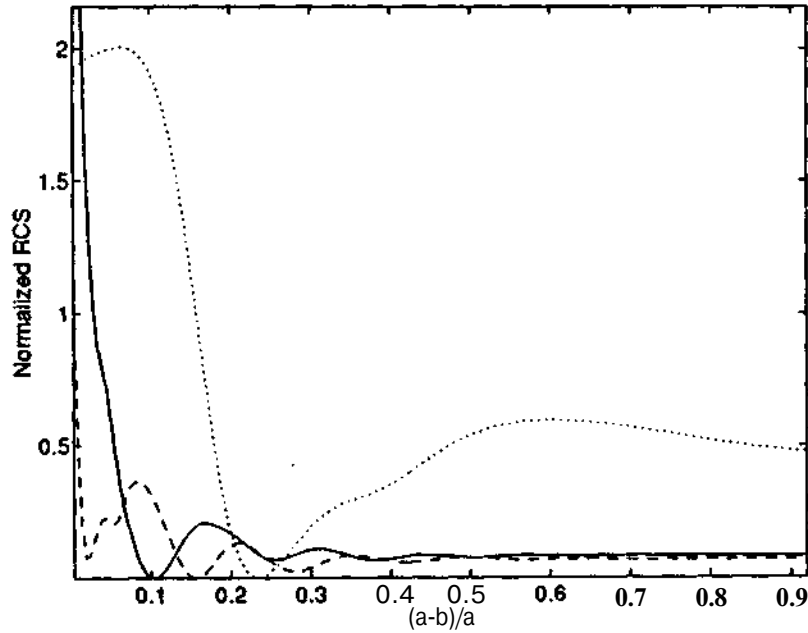
Şekil 3: Duvarları kaplanmamış veya dıştan kaplanmış; kovukluklu açıklıklardan saçımın radar kesit sonuçları: kovuk açıklığı: 60° , $f >_0 = 90^\circ$ ve kaplama yarıçapı $b=1.1a$; kesiksiz çizgi: $t_r = 7.3$, $\gamma_r = 0.91 + 0.32i$; kesikli çizgi: $f_r = 3.45 + 0.25i$, $\gamma_r = 1$; noktalı çizgi: kaplanmamış silindir, $t_r = 1$, $\gamma_r = 1$.



Şekil 4: Duvarları kaplanmamış veya içten kaplanmış kovukluklu açıklıklardan saçımın radar kesit sonuçları: kovuk açıklığı: 00° , $\phi = 180^\circ$ ve kaplama yarıçapı $b=0.9a$; kesiksiz çizgi: $t_r = 7.3$, $\gamma_r = 0.91 + 0.32i$; kesikli çizgi: $f_r = 3.45 + 0.25i$, $\gamma_r = 1$; noktalı çizgi: kaplanmamış silindir, $t_r = 1$, $\gamma_r = 1$ -
ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ



Şekil 5: Radar kesiliminin kaplama malzemesinin kalınlığına bağımlılığı: Dıştan kaplamalı kovuk, $\theta = 30^\circ$, $\langle p_o = 180^\circ$ ve $\epsilon_r = 7.3$, $\mu_r = 0.91 + 0.32i$; kesiksiz çizgi: $k_0a = 9.39$; kesikli çizgi: $k_0a = 8.5$; noktali çizgi: $k_0a = 1.71$.



Şekil C: Radar kesitinin kaplanın malzemesinin kalınlığına bağımlılığı: İçten kaplamalı kovuk, $\theta = 30^\circ$, $\langle p_o = 180^\circ$ ve $\epsilon_r = 7.3$, $\mu_r = 0.91 + 0.32i$; kesiksiz çizgi: $k_0a = 9.39$; kesikli çizgi: $k_0a = 8.5$; noktali çizgi: $k_0a = 1.71$.



Dilçak Çolak, 21 Mayıs 1970'de Akşehir'de doğdu. Lisans ve yüksek lisans derecelerini 1991 ve 1993 yıllarında Hilkoit Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü'nde aldı. 1991'den itibaren aynı bölümde araştırma görevlisi olarak görev yapmaktadır. İlgilendiği konular: elektromanyetik saçınım problemlerinin analitik-numerik tekniklerle çözümü, radar kesit analizleri.

Hayan Çolak, 1991 yılında, International Union of Radio Science (UKSI)'ü Genç Bilim Adamı ödülünü kazanmıştır.



Alexnml (I)* I. Nosich, 1953 yılında Ukrayna'nın Kharkov kentinde doğdu. Kharkov Üniversitesi'nin Radyolizik Bölümünde 1975'te mezun oldu. Aynı üniversitenin aynı bölümünden doktora ve doçentlik derecelerini 1979 ve 1990 yıllarında aldı. Ukrayna Bilimler Akademi-

sinin'e bağlı Radyofizik ve Elektronik Enstitüsünde 1978 yılından itibaren araştırmacı olarak bulunmaktadır. Şubat-Ağustos 1992'de TÜBİTAK desteği ile Hilkoit Üniversitesi Elektrik-Elektronik Bölümünde misafir profesör olarak görev yaptı. Ekim 1992-Mart 1993'de, Matsınnae Bilimler Kurulu bursu ile Japonya'nın Kiyamoto Üniversitesi'nde Elektrik Mühendisliği ve Bilgisayar Bilimleri Bölümünde misafir bilim adamı olarak çalıştı. Şu anda, yine aynı bölümde, ziyaretçi doçent olarak bulunmaktadır. Dr. Nosich'in ilgi alanı dahilindeki konular: elektromanyetik saçınım, radar kesit denetimleri, anten benzetimleri.



Ayhan Altıntaş, 29 Mart 1958'de Yozgat'ta doğdu. Lisans ve yüksek lisans derecelerini 1979 ve 1981 yıllarında Orta Doğu Teknik Üniversitesinden, doktora derecesini ise Fulbright bursiyeri olarak gittiği Amerika Birleşik Devletlerinde Ohio State Üniversitesinden 1985 yılında aldı. 1981-1987 yılları arasında

Ohio State Üniversitesi, ElectroScience Laboratuvarında araştırma görevlisi ve doktora sonrası araştırmacı olarak görev yaptı. Daha sonra bir yıl süreyle Avustralya'nın (Melbourne şehrindeki Australian National University'de doktora sonrası araştırmasında bulundu. 1988-1990 yılları arasında Bilkoit Üniversitesi Elektrik ve Elektronik Mühendisliği bölümünde yardımcı doçent olarak görev yaptı ve halen aynı bölümde doçent olarak çalışmaktadır. Araştırma alanı olarak elektromanyetik saçınım ve saçınım, mikrodalgalar, liber optik ve tümleşik optik ilgisini çekmektedir.

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

Dr. Altıntaş, Sigma Xi ve Phi Kappa Phi dernekleri üyesidir. IEEE Türkiye Şubesi'nin kurucularından ve şu anki başkanıdır. Almış olduğu ödüller arasında ise 1972-1981 yılları arasında Tübitak bursiyerliği, 1981 yılında Ohio State University, ElectroScience Laboratuvarı en iyi doktora tezi ödülü, 1991 IEEE en iyi öğrenci kolu danışmanı ödülü, 1991 ODTÜ Prof. Dr. Mustafa N. Parlar Vakfı Araştırma ve Teşvik ödülü sayılabilir.

EMPEDANSA SAHİP BİR ŞERİT DEN SAÇILAN ALANIN HESABI İÇİN NUMERİK-ANALİTİK METOD

İ. İSLER VELİEV, TURGUT İKİZ

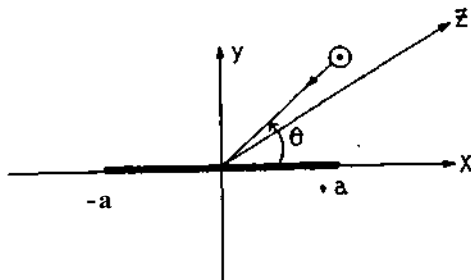
Çukurova Üniversitesi
Mühendislik Fakültesi
Elektrik-Elektronik Bölümü
01330, Balcalı/Adana

Özet - Empedansa sahip düz bir şeritten saçılan alanın hesabı için yeni bir numerik-analitik metod sunulmaktadır. Problem, ortogonal polinomlar kullanılarak, akım yoğunluğu fonksiyonunun bilinmeyen Fourier katsayıları için bir mat.riks denkleğine dönüştürülmektedir. Sonsuz boyutlu bu mat.riks bazı yaklaşımlar kullanılarak sonlu bir mat.riks şeklinde yazılarak, istenen doğrulukta çözüm elde edilmektedir. Şeritin dalgaboyuna göre yeterince kısa olması halinde problem analitik olarak çözümlenmektedir. Bu hal için uzak alan diyagramı ve yüzey akım yoğunluğu hesaplanmıştır.

1. Giriş

Önerilen metod, farklı met.odlarla elde edilen çözümlerin karşılaştırılması için iyi bir model oluşturmaktadır. Düz şerit daha karmaşık yapılar için konanik bir yapı oluşturduğundan, şeritten saçılan alanın hesabında iyi bir algoritma geliştirmek önemlidir. Bir çok araştırmacı problemin özellikle yüksek frekansdaki çözümünü yeterli bir doğrulukla elde etmeyi başarmıştır [1]. Önerilen metod $K = ka$ değerini daha geniş sınırlar içinde değiştirmeyi mümkün kılmaktadır. Burada $k=2\pi/\lambda$ ve $2a$ şeritin genişliğidir.

2. Problemin Formülasyonu



Şekil-1

Şeritin bir empedansa sahip, ihmal edilebilecek kalınlıkta ve z eksenini boyunca sonsuz uzunlukta olduğu kabul edilmiştir (şekil-1). Şerit yüzeyinde

indüklenen akım yoğunluğu için bir integral eşitliği elde etmek amacı ile elektromanyetik alan (1) deki gibi ifade edilmiştir.

$$E_z^i = E_z^e + E_z^s(x, y) \quad (1)$$

$E_z^s = e^{ik(x \cos \theta + y \sqrt{1 - \cos^2 \theta})}$ şerit üzerine gelen E - polarize düzlemsel dalga, $r_0 = c.o.i.O$, we θ , geliş açısıdır.

Zaman bağımlılığı $e^{-i\omega t}$ şeklindedir. Amacımız saçılan alanı $(/s_z^*)$ in ifadesini belirlemektir. Saçılan alan şu koşulları sağlamalıdır. (1) Helmholtz eşitliği, (2) Sommerfeld' in sonsuzdaki radyasyon koşulu, (3) Meixner' in ayrıntı koşulu ve (4) Şerit üzerinde empedans sınır koşulu (2).

$$\frac{\partial}{\partial y} E_z \pm \frac{ik}{Z} E_z = 0, y = \pm a \quad (2)$$

Burada Z şeritin her iki yalınını temsil etmektedir, (green fonksiyonu kullanılarak s.n.ile ifade edilebilir.

$$E_z^s(x, y) = \frac{i}{4} \int_{-a}^a J_E(x') H_0^{(1)}(k \sqrt{(x-x')^2 + y^2}) dx' \quad (3)$$

Burada $H_0^{(1)}$ birinci çeşit M an kel fonksiyonu ve $J_E(x')$ aşağıda ifadesi verilen akını yoğunluğu fonksiyonunu göstermektedir.

$$J_E(x') = \frac{\partial E_z}{\partial y} \Big|_{y=+0} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \Big|_{y=-0} \quad (4)$$

Toplam alanın ifadesini sınır koşulu ifadesinde yerine koyarak aşağıdaki inlegral eşitliği elde edilebilir.

$$-\frac{Z}{k} \cdot \left[\frac{\partial E_z}{\partial y} \Big|_{y=+0} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \Big|_{y=-0} \right] = \int_{-a}^a J_E(x') H_0^{(1)}(k \sqrt{(x-x')^2 + y^2}) dx' \quad (5)$$

3. İntegral eşitliğin çözümü

Hankel fonksiyonunun integral ifadesi şu şekildedir [2],

$$H_0^{(1)}(k|x-x'|) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik\alpha(x-x')} \frac{d\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}} \quad (6)$$

burada $\sqrt{1-\alpha^2}$ mın branşı seçilir, öyleki; $|a| \rightarrow \infty$ iken reel eksen boyunca $\sqrt{1-\alpha^2} > 0$ dir. Şekil dışında akımın olmadığı kabul edilerek aşağıdaki integral eşitliği elde edilebilir.

$$-ZJ_E(\beta) = 4i \frac{\sin\kappa(\beta+\alpha_0)}{\beta+\alpha_0} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J_E(a-p) - J_E(a)}{a-p} da \quad (7)$$

Burada bilinmeyen fonksiyon indüklenen akımın Fourier görüntüsü, $K = kn, \gg; = \frac{k}{k}$ dir.

$$-M'(\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} J_E(\alpha) e^{i\kappa\alpha\eta} d\alpha, J(\alpha) = \int_{-1}^1 J_E(\eta) e^{-i\kappa\alpha\eta} d\eta \quad (8)$$

İntegral eşitliğin (7) çözümü ortogonal polinomları kullanımı ile bulunabilir [3,4]. Bu genel moment metodunun integral eşitliğine uygulanmasıdır. Bu metoda göre $J_E(V)$ şu şekilde ifade edilebilir.

$$J_E(\eta) = (1-\eta^2)^{\nu} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^E C_n^{\nu+\frac{1}{2}}(\eta), \eta \in [-1, 1] \quad (9)$$

Burada J, f bilinmeyen katsayıları, $C_n^{\nu+\frac{1}{2}}(\eta)$ Gegenbauer polinomlarını ve u ayırık koşulu ile ilgili bir sabiti göstermektedir. Örneğin empedansa sahip bir şerit için $u = 0$ ve bir mükemmel iletken şerit için $\nu = \frac{1}{2}$ dir [5]. (9) da görülebileceği gibi;

- a) empedansa sahip bir şerit için $i; \rightarrow \pm 1$ iken $J_i(r) \rightarrow$ sabit
- b) mükemmel iletken bir şerit için $i; \rightarrow \pm 1$ iken $J_i(i)$ $O(\dots)$.

şifidi (9) kullanılarak aşağıdaki ifade bulunabilir.

$$J_E(\alpha) = \sqrt{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n J_n^E \frac{J_{n+1/2}(\kappa\alpha)}{\sqrt{\kappa\alpha}} \quad (10)$$

Burada $J_{n+1/2}(\kappa\alpha)$ Bessel fonksiyonlarıdır.

Şayet (10). eşitlik (7) de yerine koyulur ve Weber-Schafheitlin süresiz integrallerinin aşağıda belirtilen ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

özellikleri [2,4] kullanılırsa bir lineer cebirsel eşitlikler sistemi (13) elde edilebilir.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\beta} J_{k+1/2}(\kappa\beta) J_{n+1/2}(\kappa\beta) d\beta = \frac{2}{2n+1} \delta_{kn} \quad (H)$$

Burada $k=n$ iken $S_{kn} = 1$ ve $k \neq n$ iken $S_{kn} = 0$.

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} J_{k+1/2}(\kappa\beta) \frac{\sin\kappa(\alpha-\beta)}{\alpha-\beta} \frac{d\beta}{\sqrt{\beta}} = \frac{J_{k+1/2}(\kappa\alpha)}{\sqrt{\alpha}} \quad (12)$$

$$-ZJ_k^E = \gamma_k^E + \sum_{n=0}^{\infty} j_n^E / t_n, \quad fc = 0, 1, 2, \dots \quad (13)$$

Burada,

$$A_{kn}^E = [1 + (-1)^{n+k}] (k + \frac{1}{2}) (-i)^{n-k} J_{kn}^E \quad (14)$$

$$7f = -4i\pi\sqrt{2\pi\kappa} (k + \frac{1}{2}) (-i)^k \frac{J_{k+1/2}(\kappa\alpha_0)}{\sqrt{\alpha_0}} \quad (15)$$

ve integraller,

$$J_{kn}^E = \int_0^{\infty} J_{k+1/2}(\kappa\alpha) J_{n+1/2}(\kappa\alpha) \frac{d\alpha}{\alpha\sqrt{1-\alpha^2}} \quad (16)$$

Böylece problem bilinmeyen J, f ler için bir matris eşitlik sistemi (13) çözümüne dönüştürülmüş olur. Görülmelidir ki,

$$\sum_{k=0}^{\infty} |J_k^E|^2 < \infty, \quad \sum_{|l|=0}^{\infty} \sum_{|l|=0}^{\infty} |A_{kn}^E|^2 < \infty \quad (17)$$

Diğer bir deyişle, $(f_n)_{n=0}^{\infty}$ tarafından üretilen A' operatörü süreklidir ve bunun için sonlu boyutta bir yaklaşım uygun olabilir. Bu durumda, matris eşitliğin (13) çözümü kesme metodu ile istenilen doğrulukta bulunabilir [3,4],

(10). eşitliğin hesaplanması için, eşitliğin uygun bir ifadesi mevcuttur. [2,4] de verilen ifadelerin kullanılması ile (16). eşitlikteki integralin, numerik hesaplama için uygun, yakınsak bir seriye eşit olduğu görülebilir. Hesaplamalar sonunda elde edilen formüller aşağıda verilmiştir.

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{\kappa^{k+n+1}}{2} \sum_{p=0}^{\infty} d_{kn}^p \kappa^{2p} \frac{\Gamma(\frac{k+n}{2} + p + \frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{k+n}{2} + p + 1)} \\ &- i \left(- \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\Gamma(-p+m)\Gamma(p+\frac{1}{2})\Gamma(p+1)\kappa^{2p+1}}{\Gamma(p-m+k+\frac{3}{2})\Gamma(p-m+n+\frac{3}{2})\Gamma(p+m+2)} u \right. \\ &\left. + \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\Gamma(p+m+\frac{1}{2})d_{kn}^p \kappa^{2p+k+n+1}}{\Gamma(p+m+1)} \right) \\ &(2/n \ll 0(p+m+\frac{1}{2})) \\ &+ \psi(p + \frac{k+n}{2} + 1) + \psi(p + \frac{k+n}{2} + \frac{3}{2}) - \psi(p+1) \\ &- \psi(p+m+1) - \psi(p+k+\frac{3}{2}) - \psi(p+n+\frac{5}{2}) \\ &- \psi(p+k+n+2) \end{aligned}$$

Duraçla,

$$\begin{aligned} \Delta V &= -(-iv \frac{\Gamma(\frac{k+n}{2} + p + 1)\Gamma(\frac{k+n}{2} + p + \frac{1}{2})}{\Gamma(p+1)\Gamma(k+p+\frac{3}{2})\Gamma(n+p+\frac{3}{2})\Gamma(n+k+p+2)}) \\ \psi(z) &= -0.5778156649 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{z-1}{n(n+z-1)} \end{aligned} \quad (19)$$

tn ≥ 1 iken u=1 ve m=0 iken u=0 dir.

Araştırmalarının göstermiştir ki K < 10. iken sonsuz serinin (18) ilk 4 [K + 1] terimini hesaplamak yeterlidir.

Hankel fonksiyonunun asintotik ifadesi (3). eşi tlikde yerine koy ulursa uzak alanın ifadesi aşağıdaki gibi elde edilebilir.

$$\phi_E^Z(\varphi) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} (-i)^n J_n \frac{J_{n+1/2}(\kappa \cos(\varphi))}{\sqrt{\kappa \cos(\varphi)}} \quad (20)$$

4. Analitik sonuçlar

K = ka = \sqrt{f} < 1 iken (şerit dalgaboyuna göre küçük) problem analitik olarak çözülebilir. Bu durumda uygun yaklaşımlar yapılarak (13) ün çözümü ile, akım yoğunluğu ve radyasyon diyagramı için aşağıdaki eşitlikler bulunmuştur.

$$J_E(\xi) = \frac{\sin(\kappa \cos \theta)}{\kappa \cos \theta} A^E(\kappa, Z) + O(\kappa^2) \quad (21)$$

$$\phi_E^Z(\varphi) = \frac{\sin(\kappa \cos \varphi)}{\kappa \cos \varphi} \frac{\sin(\kappa \cos \theta)}{\kappa \cos \theta} A^E(\kappa, Z) + O(\kappa^2) \quad (22)$$

$$A^E(\kappa, Z) = \frac{A^E(\kappa)}{\frac{Z}{\kappa} + 1 + \frac{1}{\sqrt{\pi}} (\ln \kappa + C - 1.5)} \quad (23)$$

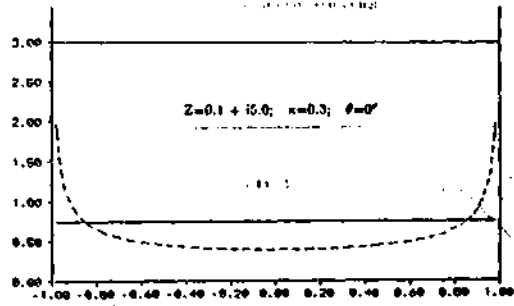
Burada C=0.57721 Etiler sabitidir.

Bilindiği gibi mükemmel ileken seril için [G],

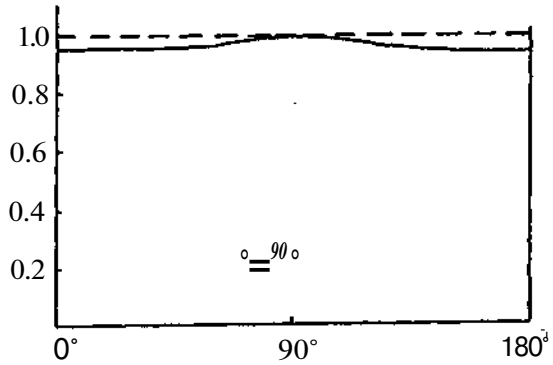
$$J_E(O) |_{z=0} = \frac{A^E(\kappa, 0)}{\sqrt{1-\xi^2}} + O(\kappa^2); \quad \phi_E^Z(\varphi) = A^E(\kappa, 0) \quad (24)$$

$$A^E(\kappa, 0) = \frac{2\kappa}{\pi} \frac{1}{1 + \frac{2i}{\pi} (\ln \frac{\kappa}{4} + C)} \quad (25)$$

İletken ve bir empedansa sahip şeritlerin farklı frekans parametre değerleri (κ), geliş açısı (θ) ve empedansı (Z) için radyasyon diyagramı ve yüzey akım dağılımı, Şekil-2,3 de görülmektedir.



Şekil-2: Akım dağılım fonksiyonu Katı ve kesik çizgiler sırası ile Z = 0 ve Z = 0, hallerini göstermektedir.



Şekil-3: Mükemmel ileten (kesik çizgi) ve bir empedansa sahip (katı çizgi) şeritlerin radyasyon diyagramının karşılaştırılması K=0.3, Z=0.1+i5.0

Referanslar

1. T.B.A. Senior, "Scattering by resistive strips", *Radio Science*, vol.14, pp. 911-924, 1979.

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

2. Baleman, H. and A. Erdelyi, *Higher transcendental functions*, vol.2, McGraw-Hill, New York, 1953-1955.
3. E.I. Veliev, "Numerical-Analytical methods of solution of integral equations on two-dimensional diffraction problems", *Proc. MMET*90*, Gurfuz, USSR, April, 1990, pp.73-80
4. E.I. Veliev and V.V. Vermeey, "Numerical-Analytical approach for the solution of the wave scattering by polygonal cylinders and slot strip structures". Chapter-10. In the book "Analytical and Numerical Methods in Electromagnetic Wave Theory", Srieurc House Co., Ltd., Tokyo, Japan, 1992, pp. 471-514.
5. I.M.Hraver et al. "The Behavior of the Electromagnetic Field Near the Edge of a Kesifti ve Half-Plane", *IEEE AP* vol.36, pp. 1760-1768, 1988.
6. Ilöne, H., A.W. Maucand K. Westpfahl, *Theorie der Beugung*, Springer-Verlag, 1961.

Turgut İKİZ - 1966 yılında Konya/Ereğli' de doğdu. 1989' da ODTÜ, Elektrik-Elektronik Mühendisliğinden mezun oldu. Aynı yıl Çukurova Üniversitesinde yüksek lisans eğitimine başladı. 1992' de yüksek lisansını tamamlayarak, elektromanyetik alanlar konusunda doktorasına başladı. Halen Çukurova Üniversitesinde Araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.

SONLU DİZİ ANTENLERİN İNTEGRAL DENKLEM SİSTEMİ İLE SİSTEMATİK ÇÖZÜMÜ

Hüseyin Yavuz ve O. Merih Büyükdura

Orta Doğu Teknik Üniversitesi

Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümü

06531 Ankara

ÖZ

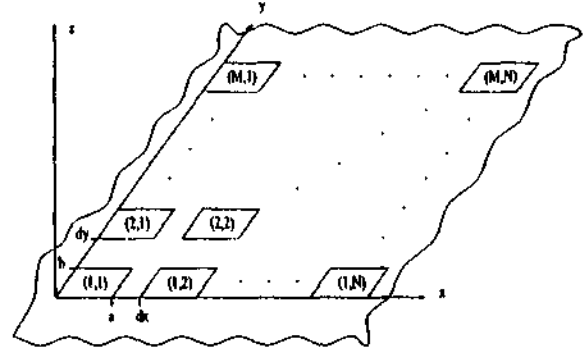
Dikdörtgen dalga kılavuzunun ile beslenen dikdörtgen açıklıklar ışıyan elemanlar olarak mikrodalga dizi antenlerde sıkça kullanılırlar. Anten dizisini oluşturan bu açıklıkların besleme noktalarından görünen admitanslarını ve açıklık üzerindeki alan dağılımlarını bulmak önem taşımaktadır. Sonlu sayıda elemandan oluşan dizi antenlerde açıklık admilan. u açıklığın konumuna göre, elemanların karşılıklı bağlaşımdan dolayı, değişmekte ve sonsuz dizi yaklaşımları geçerli olmamaktadır.

Bu çalışmada sonsuz, mükemmel iletken bir yüzeye açılan sonlu sayıda dikdörtgen dalga kılavuzlarının oluşturduğu dizi anten için sistematik bir çözüm yöntemi verilmiştir. Dalga kılavuzu ağız açıklığındaki empedans süresizliğinden dolayı oluşan azalan kipler ve dizi elemanlarının karşılıklı etkileşimleri hesaplamalarda gözönüne alınmıştır. Bu yöntemle çözülen çeşitli dizi anten sonuçları başka yöntemlerle çözülmüş sonuçlarla karşılaştırılmış ve iyi bir uyum elde edilmiştir.

1. GİRİŞ

Bu çalışmada mükemmel iletken bir toprak yüzeye açılan dikdörtgen dalga kılavuzlarının oluşturduğu sonlu dizi antenler incelenmiştir. Dalga kılavuzları sadece temel kipi (7'ü'10) destekleyen eşit boyutlardadır. Dalga kılavuzları

vuzları toprak yüzey üzerine istenildiği gibi (konum kiplenimli dizi elde edebilmek için) yerleştirilebilir. Şekil 1'de, hesaplamaları kolaylaştırmak için sonsuz yüzey üzerine eşit aralıklarla yerleştirilmiş bir dizi anten gösterilmiştir.



Şekil 1: $M \times N$ dizi anten.

FCııı v.d. [1] Şekil.1'de gösterilen dizi anteni moment inetod tekniği kullanarak ve temel kipe dik olarak oluşan kipleri ihmal ederek küçük dizi eleman boyutları için çözmüştür. Aynı problemi Sharma v.d. [2] birbirlerinden uzak elemanlardan oluşan dizi antenler için sonuçur (asimlotik) yöntemlerle çözmüştür. Bu çalışmada, sonsuz bir yüzeye açılan dikdörtgen dalga kılavuzunun çözümü (II. Yavuz ve O.M. Büyükdura [3],[4]) dizi antenlere uyarlanmıştır.

Dalga kılavuzlarındaki ve yarı-uzaydaki alanlar uygun 'dyadic Green' işlevleri ve açıklıklar üzerindeki bilinmeyen alan dağılımları cinsinden yazılmış ve bütün açıklıklar üzerinde manyetik alanın yatay bileşeninin sürekliliği kullanılarak bir integral denklem sistemi elde edilmiştir. Dalga kılavuzu kiplerinin dikgenlik (orthogonality) özelliği kullanılarak açıklıklar üzerindeki bilinmeyen alan dağılımının katsayıları için bir matris eşitliği elde edilmiştir. Bu hesaplamalarda dizi elemanlarının karşılıklı bağlaşımları da gözönüne alınmıştır.

Elde edilen matrisin en önemli özelliği dizi anten elemanlarının beslemesinden bağımsız olmasıdır. Matris, bir dizi anten için bir kere hesaplanıp tersi alındıktan sonra o dizi anten elemanlarının (ışık açıklıkların) alan dağılımlarını ve besleme noktasından görünen admitanslarını değişik besleme birleşimleri için bulunmasında kullanılabilir. Anten elemanları dikdörtgen ızgara biçiminde yerleştirilirse elde edilen matris blok 'Toeplitz' özelliğine sahip olacak ve matrisin hesaplama zamanı, saklama alanı büyük ölçüde azalacaktır.

2. FORMÜLASYON

Alan eşitlik prensibi kullanılarak Şekil.1'de verilen problem iki bölgeye ayrılmıştır, yani dalga kılavuzlarının ağız açıklıkları mükemmel bir elektriksel iletken ile örtülmüştür. Daha sonra bilinmeyen manyetik akımlar $-M_p$ ve M_p p'inci eleman ağızının sırasıyla yarı-uzay ve dalga kılavuzu tarafına yerleştirilmiştir; bu seçimle elektrik alanının enine bileşeninin p'inci elemanın ağız açıklığı boyunca devamlılığı sağlanmıştır. Bütün elemanlar istenen tarama açısında ışınım yapması için uygun biçimde evrelendirilmiş temel TE₁₀ kipi ile beslenmiştir.

$$\vec{M}_p = \hat{z} \times \vec{E}_p \quad p=1,2,\dots,M \times N \quad (i)$$

burada $M \times N$ dizi anten elemanlarının sayıdır.

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

Yarı-uzaydaki ve p'inci dalga kılavuzundaki elektrik alanları dizi elemanlarının ağız açıklıklarındaki bilinmeyen manyetik akımlar cinsinden yazılabilirler:

$$\vec{E}_p(\vec{R}) = - \sum_{p=1}^{M \times N} \int_{S_p} [\nabla \times \vec{\Gamma}_2^{hu}(\vec{R}, \vec{R}')] \cdot [\hat{i} \times \vec{E}_p(\vec{W})] ds' \quad (2)$$

$$\vec{E}_p(\vec{R}) = \hat{y} A_p \sin \frac{\pi}{a} x (e^{-jk_{z10}z} - e^{jk_{z10}z}) - \int_{S_p} [\nabla \times \vec{\Gamma}_2^{wg}(\vec{R}, \vec{R}')] \cdot [-i \times \vec{E}_p(\vec{R}')W] \quad (3)$$

burada

$$k_{z10} = \sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (4)$$

A_p p'inci dalga kılavuzunun beslemesinin büyüklüğünü ve evresini, S_p p'inci dalga kılavuzunun ağız açıklığını, \vec{R}' S_p üzerindeki bir noktayı, \vec{Y}_2 yarı-uzay 'dyadic Green' işlevini, \vec{T}_2 ağız açıklığı mükemmel bir elektriksel iletken ile örtülmüş yarı-sonsuz dalga kılavuzunun 'dyadic Green' işlevini gösterir. Bu 'dyadic Green' işlevleri aşağıdaki gibi bulunmuştur:

$$\vec{T}_2[\vec{R}, \vec{R}'] = -2(1 - V \cdot \hat{z}) G_0(R, R') \quad (5)$$

$$\vec{\Gamma}_2^{wg}(\vec{R}, \vec{R}') = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2(2-\langle p \rangle)}{abk_{zmn}k_c^2}$$

$$[jA_{\langle \delta \rangle mn}(\hat{I})\hat{A}_{\langle \phi \rangle mn}(\vec{R}') + \vec{N}_{cmn}(\vec{R})\vec{N}_{cmn}(\vec{R}')] \quad (fi)$$

burada

$$G_0(\vec{R}, \vec{R}') = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{|\vec{R} - \vec{R}'|} \quad (7)$$

$$\vec{I} = d\vec{x} + \hat{y}\hat{y} + z\hat{z} \quad (8)$$

7 birin, 'dyad' G_0 serbest-uzay sayıl Green işlevini, \vec{M} ve \vec{N} ise dikdörtgen dalga kılavuzu geometrisine uygun vektöre! İlansen dalga işlevlerini göstermektedir.

Elektrik alanının enine bileşenleri dalga kılavuzlarının ağız açıklıklarında ($z = 0$) bilinmeyen katsayılarla çarpılmış dalga kılavuzu kiplerinin toplamı halinde yazılarak çözüme ulaşılmıştır:

$$\vec{E}_p(\vec{R})_{U>0} = \sum_m \sum_n c_{mn}^p \vec{r}_{omn}(x', y') + df_m \vec{m}_{em}(x, y) \quad (9)$$

burada \vec{m} , \hat{i} dalga kılavuzu kiplerini ve d_{mn} , c_{mn} sırasıyla TE ve TM kiplerinin bilinmeyen katsayılarını göstermektedir. Daha sonra bütün elemanların ağız açıklıkları boyunca manyetik alanın enine bileşeninin sürekliliği uygulanmıştır.

$$\nabla \times S^p(\vec{R}) \Big|_{s_p} \llcorner \llcorner \text{rinde} =$$

$$\nabla \times \vec{E}_p^{wg}(\vec{R}) \Big|_{s_p} \text{ üzerinde } P = 1, 2, \dots, Af \times A(JO)$$

Ekle edilen eşitliklerin test işlevleriyle (dalga kılavuzu kipleri) sayıl çarpımları alınıp (Galerkin yöntemi) bütün elemanların ağız açıklığı boyunca manyetik alanın x ve y bileşenlerinin sürekliliği için iki eşitlik sistemi elde edilmiştir. Bu eşitlikler aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\sum_{fc=1}^N \left(\sum_m \sum_n X_{mn,li}^{pk} a_{mn}^k + Y_{mn,li}^{pk} c_{mn}^k \right) = T_{li}^p \quad (11)$$

354

N

$$\sum_{k=1}^N DE^Z H, iAn + HtnJicD = 0 \quad (12)$$

burada $p = 1, 2, \dots, M \times N$. Eşitlik (11) ve (12) deki A, Y, Z ve W iki boyutlu integrallerdir ve integral sınırları içinde tekil noktalar vardır. İntegrallerdeki tekilliklerle geğebilmek için serbest-uzay sayıl Green işlevi P bir dalgam dalgası izgesi (spektrumu) biçiminde yazılmıştır.

$$G_0(\vec{R}, \vec{R}') = -\frac{j}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty}$$

$$\frac{e^{-j[\vec{R} \cdot (\vec{T}-\vec{r}') + p(y-y') + \sqrt{z-z'}]} d(i_x dft)}{\mu_z} \quad (13)$$

Eornülasyonun bakışmılık (simetri) özellikleri kullanılarak eşitlik (11) ve (12) daki değişkenler aşağıdaki gibi 0 dan oo a iki boyutlu integraller olarak yazılabilir:

$$X_{mn,lp}^{jk} = -\frac{32}{\pi^2} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{d\beta_x d\beta_y}{\beta_z} \Lambda(\beta_x, \beta_y)$$

$$B(\beta_x, \beta_y) \beta_y^2 \left(\frac{l\pi}{a} \right) \left\{ \beta_x^2 \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] - k^2 \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \right\}$$

$$\cos(\hat{i}_x \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)) \cos(\beta_y (y_k - y_j))$$

$$+ k_{zlp} \left(\frac{l\pi}{a} \right) \left(\frac{ab}{4} \right) S_{lp} \delta(l - m, p - n) \delta(k - j) \quad (14)$$

$$Y_{mn,lp}^{jk} = \frac{32}{\pi^2} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{d\beta_x d\beta_y}{\beta_z} \Lambda(\beta_x, \beta_y)$$

$$B(\beta_x, \beta_y) \beta_y^2 \left(\frac{l\pi}{a} \right) \left[-k^2 \left(\frac{m\pi}{a} \right) \left(\frac{n\pi}{b} \right) \right]$$

$$\cos(\hat{i}_x \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)) \cos(\beta_y (y_k - y_j))$$

$$+ \frac{k^2}{k_{zlp}} \varepsilon_{lp} \left(\frac{p\pi}{b} \right) \left(\frac{ab}{4} \right) S_{lp} \delta(l - m, p - n) \delta(k - j) \quad (15)$$

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

$$SL_p = \begin{cases} 0 & l = 0 \\ 1 & l \neq 0 \text{ ve } p = 0 \\ 2 & l \neq 0 \text{ ve } p \neq 0 \end{cases} \quad (21)$$

$$U_{lp} = \begin{cases} 0 & l \geq 0 \\ 1 & p \neq 0 \text{ ve } l = 0 \\ 2 & p \neq 0 \text{ ve } l \neq 0 \end{cases} \quad (22)$$

$$Z_{jt} = 4 \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{d\beta_x d\beta_y}{\beta_z} A(\beta_x, \beta_y)$$

$$B(\beta_x, \beta_y) \beta_z^2 \left(\frac{p\pi}{b} \right) \left\{ \beta_y^2 \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] - k^2 \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right\}$$

$$\cos(\beta_x(x_k - x_j)) \cos(\beta_y(y_k - y_j))$$

$$+ k_{zlp} \left(\frac{p\pi}{b} \right) \left(\frac{ab}{4} \right) U_{lp} \delta(l - m, p - n) \delta(k - j) \quad (16)$$

$$W_{mn,lp}^{jk} = -\frac{4}{\pi^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{d\beta_x d\beta_y}{\beta_z} A(\beta_x, \beta_y)$$

$$B(0, P_j) f_{3l} \left(\frac{p\pi}{b} \right) J_l^2 \left(\frac{m\pi}{a} \right) \left(\frac{n\pi}{b} \right)$$

$$\cos(\beta_x(x_k - x_j)) \cos(\beta_y(y_k - y_j))$$

$$- \frac{k^2}{k_{zlp}} \varepsilon_{lp} \left(\frac{l\pi}{a} \right) \left(\frac{ab}{4} \right) U_{lp} \delta(l - m, p - n) \delta(k - j) \quad (17)$$

$$T_{lp}^j = f_{c,10} \sqrt{v} \bar{v} \bar{2} \bar{0} \bar{M}(-l, p) \quad (18)$$

$$A(\beta_x, \beta_y) = e^{i \left(\frac{\beta_x a + m\pi}{2} \right)} \frac{1}{\beta_x^2 - \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2} e^{j \left(\frac{\beta_y b + n\pi}{2} \right)} \frac{\sin \left(\frac{\beta_y b + n\pi}{2} \right)}{\beta_y^2 - \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2} \quad (19)$$

$$B(\hat{p}_{xil} \hat{y}_j) = e^{-j \left(\frac{\beta_x a + l\pi}{2} \right)} \frac{\sin \left(\frac{\beta_x a + l\pi}{2} \right)}{\beta_x^2 - \left(\frac{l\pi}{a} \right)^2} e^{-j \left(\frac{\beta_y b + p\pi}{2} \right)} \frac{\sin \left(\frac{\beta_y b + p\pi}{2} \right)}{\beta_y^2 - \left(\frac{p\pi}{b} \right)^2} \quad (20)$$

Eşitlik (14) den (17) e kadar görülen integrallerin sayısal hesaplamalarında hızlı ve uyarlanabilir bir alt-yordam, QPack [5], kullanılmıştır.

Eşitlik (11) ve (12) bir matris denklemini olarak yazılabilir.

$$C \sim A \quad (23)$$

burada C bütün dalga kılavuzlarındaki bütün kiplerin katsayılarını birbirleri ile ilişkilendiren bağlaşım matrisini, A besleme vektörü ve 5 eşitlik (9) daki bilinmeyen katsayılardan oluşan, bulunmak istenen vektördür.

3. SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME

Şekil.1 de verilen dikdörtgen ızgara biçimli dizi anten 11 x 11 eleman için E ve 77 düzlemlerindeki taramalar için çözülmüştür. Şekil.1 deki değişkenler, a = dx = .5714A ve b = dy = .254A olarak belirlenmiştir. Şekil.2 ve 3 de merkez elemanın temel kip (TE10) yansıma katsayısı sırasıyla E ve 77 düzlemleri için verilmiştir. Kesik çizgiler dalga kılavuzlarında sadece temel kip 77'io olduğu varsayılarak elde edilmiştir, sürekli çizgiler ise dalga kılavuzlarındaki en baskın 6 kip kullanılarak elde edilmiştir. 1 kip ve G kip kullanılarak elde edilen sonuçların birbirine yakınlıkları yöntemin çözüme ne kadar hızlı yaklaştığını göstermesi açısından önemlidir. Karşılaştırma amacıyla ayın dizi antenin Fenn v.d. [1] tarafından moment metod teknikleri kullanılarak çözümü ve 11 x oo antenin Amitay v.d. [6] tarafından sonsuz dizi yaklaşımları kullanılarak elde edilen çözümü Şekiller üzerinde verilmiştir. Bizim

çözümlerimizin genelde her iki kaynağın çözümleri arasında olması yöntemin iyiliği konusunda bir fikir vermektedir.

Sonsuz dizi yaklaşımlarının geçerli olmadığı dikkörtgen dalga kılavuzlarından oluşan dizi antenler için hesaplama açısından verimli bir yöntem geliştirilmiştir. Dizi elemanları gelişigüzel yerleştirilebilir, yani konum kiplenimli dizi antenler de verilen yöntemle çözülebilir. Bağlaşım matrisi C di/j elemanlarının beslemelerinden bağımsız olduğu için verilen anten geometrisi için bir kez hesaplanıp tersi alınacaktır. Daha sonra herhangi bir besleme için aynı matris dizinin çözümünde kullanılabilir.

Şekil. 1 de verilen dikkörtgen ızgara şeklinde bir dizi için bağlaşım matrisi (.. block-Toeplitz biçimindedir ve (' için her Toeplitz bloğu yine Toeplitz biçimindedir. C nitü bu özellikleri kullanıldığında problemin çözümü için kullanılan bilgisayar zamanı ve saklama alanı azalacaktır.

KAYNAKÇA

[1] A.J.Fenn, v.d., "Moment Method Analysis of Finite Hectangular YVaveguide Plased Arrays", *IEEE 'Dans. Antevvas Propa-//rt/.,vol. AP :>), No. d, July 1982.*

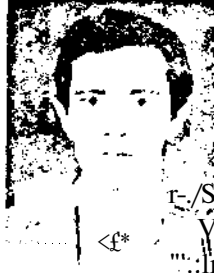
[2] M. C. Sharma v.d., "Admittance Analysis of Nonuniformly Spaced Phased Anays of Waveguide Apertures in a Grounc l'lane", *IEEE Trnns. Al\\>o\.* AP-30, No. 5, pp. 432-437, Mayıs, 1982.

[3] H.Yavuz, Ktill-Mode Analysis of Finite Uectangular Plased Anays, Doktora Tezi (basılacak), Orta Doğu Teknik Üniversitesi Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümü.

[4] O.M. Büyükdura ve H. Yavuz, "Sonlu bir İletken Yüzey Üzerindeki Anten Dizi İle (Mıanlarının Karşılıklı ve Öz Admitansları", *Elektrik Mühendisliği 5. Ulusal Kongresi, İOylül 1993.*

356

[5] W. Piesseus, v.d., (*Juutlpack it Stibrou.line Ptic.kufjr fnr Aulownlic. hulrınıliou,* Berlin: S'pıMger-Yeılag, İ!)80.



Hüseyin Yavuz

1964 yılında. Kınıel'de doğdu. BS ve MS derecelerini sırasıyla 1985 ve 1987 yıllarında ODTÜ'den aldı. Halen ODTÜ İlektrik Klektronik Müh. Bölümünde doktora çalışmasına devam

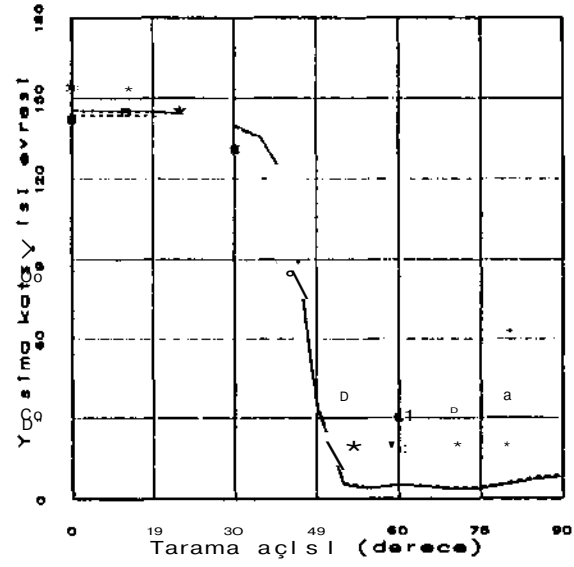
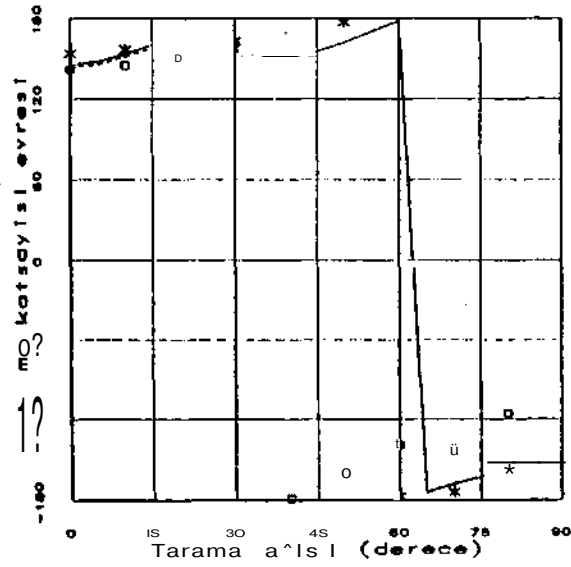
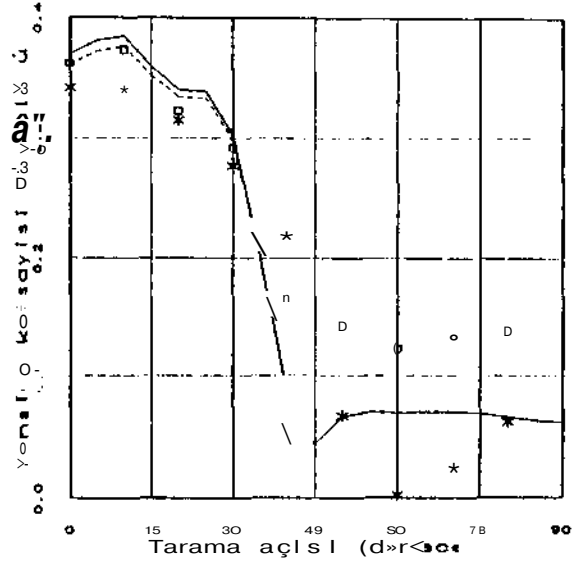
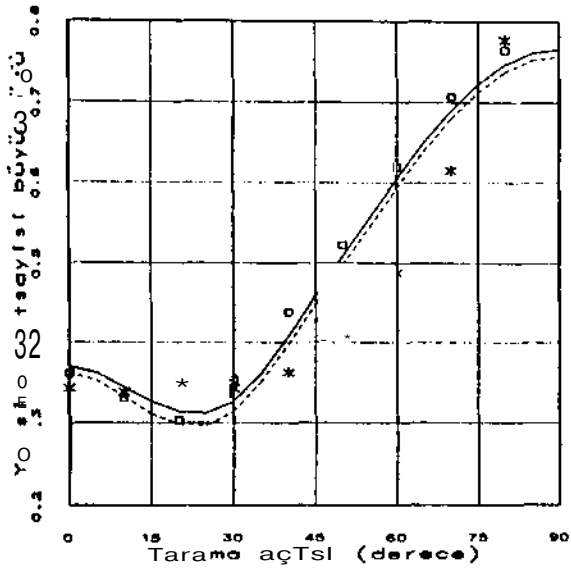
etmekte ve aynı bölümde öğretim görevlisi olarak çalışmaktadır.



O. Merih Büyükdura

1968 yılında. Ankara'da doğdu. BS derecesini 1978 yılında. ODTÜ'den MS ve MSc derecelerini sırasıyla. H)81 ve 1981 yıllarında. The Ohio State University'den aldı. Halen ODTÜ

İlektrik Elektronik Müh. Bölümünde öğretim üyesi olarak çalışmaktadır.



Şekil 2: 11 x U dizi anten merkez elemanı yansıma katsayısının E düzlemi tarama açısına bağlı olarak karşılaştırması. Kesik çizgi : 1 kip, sürekli çizgi : 6 kip, D D • : Fenn ve * * * : Anıtay.

Şekil 3: 11 x 11 dizi anten merkez elemanı yansıma katsayısının // düzlemi tarama açısına bağlı olarak karşılaştırması. Kesik çizgi : 1 kip, sürekli çizgi : 6 kip, D D D : Fenn ve * * * : Anıtay.

* Yıldız Teknik Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Fakültesi, Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü, Maslak, 80670 İSTANBUL.

**Technical Faculty of SEMNAN, Technology Street-GOLSHER, SEMNAN IRAN

ÖZET

Nonlinear mikrodalga devrelerinde genel bir gürültü analizi amacıyla önce kısaca periyodik sürekli hal rejimi çözümü ve deterministik bir küçük-ışaret emikle edildiğinde pertürbasyon analizi anlatılmıştır. Gürültü, nonlinear devrenin sürekli hal rejimini bozmayan bir küçük-ışaret olarak ele alınabileceğinden, pertürbasyon mekanizması olarak deterministik küçük-ışaret kaynağı, rasgele gürültü kaynağı, seliyle yer değiştirildiğinde aynı argümanların sürekli rejimde gürültü analizini yönlendireceği gayet makuldür. Bu durumda kaynaklar sadece istatistiksel anlamda tasvir edilebileceklerinden, problem çok daha karmaşıktır. Birden fazla gürültü kaynağı mevcut olması halinde, istatistiksel bağımlı olabileceklerinden, çıkıştaki toplam gürültü gücünün hesaplanabilmesi için korelasyonları hesaplanmalıdır. Periyodik sürekli rejim ile gürültü yanbandlarının inleruodülasyonu sonucu korelasyonlar da hesaba alınmıştır. Bu çalışmada bütün bu etkiler genel bir gürültü analizinde ele alınmış ve modellenmiştir.

GİRİŞ

Tabiatı nedeniyle gürültü rastgele bir küçük-ışarettir ve nonlinear devrenin büyük-ışaret sürekli-hal rejimini bozmaz. Önce bir mikrodalga devresinin büyük-ışarel sürekli-hal çözümünü bulmakla 'anahtar' yöntem rolü oynayan "Harmonik Dengeleme" (HD) yönteminin temsilciT anlatılacaktır. Daha sonra, gürültü analizinin devrenin büyük-ışaret sürülme koşullarında rastgele pertürbasyonanalizi olarak ele alınabileceği gösterilecek ve genelleştirilmiş gürültü analizi verilecektir. Son kısımda bu analiz karıştırıcılara uygulanacaktır.

HARMONİK DENGELEME (HD) YÖNTEMİ TEMELLERİ

İlk adımda devre, lineer ve non-lineer olmak üzere aynı sayıda kapıya sahip iki çok-kapılı altdevreye ayrılır. Kapı sayısı $2B$, birbirine karşı iki ihtiyacın arasındaki bir uzlaşma sonucu tesbit edilir. Optimum niHincik verimlilik iu'nin mümkün olduğunca küçük olmasını talep ederken, diğer taraftan non-lincer

altdevrcnin daha kolay modellenebilmesi için n_p artırılmalıdır.

Nonlinear altdevre, l-domeninde aşağıdaki paramclrik denklem sistemiyle tasvir edilebilir [1].

$$v(t) = \langle \mathcal{D} \left[x(t), \frac{dx(t)}{dt}, \dots, \frac{d^n x(t)}{dt^n} \right] \rangle$$

$$i(t) = \langle \mathcal{P} \left[x(t), \frac{dx(t)}{dt}, \dots, \frac{d^n x(t)}{dt^n} \right] \rangle^{(1)}$$

Burada v ile i nonlinear ali devrenin, sırasıyla kapı gerilim ve akım vektörleridir, ve x durum değişkeni olarak kullanılan zamana bağlı değişken kümesidir. \mathcal{D} ve \mathcal{P} nonlinear'dir ve analitik yada nümerik olarak bilinmektedir.

Lineer altdevre m -domeninde tasvir edilir, ve maksimum genellik için denklemleri aşağıdaki formda yazılır:

$$A(m)V(G) + B(m)I(<n) + D(o) = 0 \quad (2)$$

Burada A ve B devre matrisleridir, V ve I kapı gerilim ve akım fazöri vektörleridir, ve D kaynak fonksiyonları kümesidir, iyi düzenlenmiş bir devre için (1) ve (2)'deki bütün vektörler aynı n_p boyutunu haizdir.

Sürekli-Halde, durum değişkeni dalgaları için aşağıdaki yaklaşıklık kullanılır:

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x_k e^{jk\omega t}, \quad x_k = x_k \quad (3)$$

Burada ω , periyodik rejimin temci açısıl frekansdır. Böylece sürekli-hal tamamıyla AYların oluşturduğu X vektörüyle belirlenir. Bu koşullarda devre analizi problemi, X durum vektörünü, (3) yoluyla (1)'den elde edilen t -domeni gerilim ve akımlarının spektral bileşenlerinin her $(B=k\omega)$ (O^kiNn)'da (2)'yi sağlayacak biçimde bulmaktan ibarettir.

Hızlı Fourier transformu kullanılarak, aşağıdaki nonlinear çözüm sistemi elde edilir:

$$E(x) = 0 \quad (4)$$

Burada \mathbf{x}'' nın k altvektörü,

$$E(\mathbf{x}) = A(\mathbf{k}\omega_0) \mathbf{a}(\mathbf{x}) + B(\mathbf{k}\omega_0) T(\mathbf{x}) + D(\mathbf{k}\omega_0) \quad (5)$$

\mathbf{x}'' 'de ($0 \leq k \leq N_n$) harmonik dengeleme hala setidir. Böylece (4), $N = nD(2N_n H)$ adet reel bilinmeyenle, aynı adet reel denklem seline eşdeğerdir.

Günümüzde nonlineer devrelerinin (u-domeni) analizi yaygın olarak, Jacobian matris analitik formülasyonunu kullanan Newton-Raphson algoritmasıyla birleştirilmiş harmonik dengeleme yöntemiyle yapılır [2].

KÜÇÜK-İŞARET CEVABI

(3) nonlineer denklem selinin X_0 durum vektörü çözümü ise.

$$K(\mathbf{x}) \mathbf{1} = \mathbf{0} \quad (6)$$

dır. Bu durumda, gürültü ya da işaret olabilecek bir küçük-ışaret kaynak vektörü ($\mathbf{1}$) ilave uyarımı karşılığı yeni durum vektörü

$$\mathbf{x} = X_0 + S\mathbf{x}, \quad E(\mathbf{x}) \mathbf{1} + D_n = \mathbf{0} \quad (7) (8)$$

denklem sisteminin çözümüdür. $E(\mathbf{x})$ nonlineer fonksiyonunu X_0 durumu civarında Taylor serisine açılması ve sadece 1.derece (erim alınması) yaklaşımının sonucu

$$\underbrace{E(\mathbf{x}) \mathbf{1}}_{\mathbf{0}} + \left. \frac{\partial E(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}} \right|_{\mathbf{x}_0} \mathbf{x} + D_n = \mathbf{0} \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial E(\mathbf{x})}{\partial \mathbf{x}} \right|_{\mathbf{x}_0} \mathbf{x} = -D_n$$

(9) nonlineer devrelerin büyük işaret uyarımına ilave edilmiş "pertürbasyon" olarak ele alınabilecek bir küçük işarete cevabını tasvir ederler ve bir lineer denklem seli oluştururlar. Buna göre bir rastgele pertürbasyon olarak modellenilebilecek gürültünün nonlineer devrede analizi, aynı gürültünün (9)'la tayin edilen lineer eşdeğer devrede analizi/nc denktir (Şekil-1). yalnız büyük-ışaret uyarımı zamanla $T_p = 2n/\omega_0$ periyodik bir rejimle neden olduğu için ω_0 frekansıyla modüle olurlar, neticesinde farklı frekanslardaki gürültü bileşenleri korelasyona sahip olacaklardır. Gelecek kısımda gürültü işaretinin nonlineer devrenin zamanla periyodik rejim koşulundaki özellikleri ele alınacaktır.

NONLINEER DEVRE GÜRÜLTÜSÜ ÖZELLİKLERİ

Pratik önemi nedeniyle, teknik literatürde gürültü problemlerine çok miktar emek yoğunlaştırılmıştır. Bir kısım araştırmacılar, temel özellikleri ele alan ileri derecede basitleştirmelerin yapıldığı altdevrelerde gürültü analiz etmişlerdir [3], [4], [5]. En ileri çalışmanın Kerr tarafından [6], [17] diod karıştırıcılarında gürültü analizinde ki pompalanmış diodda gürültü yanbandları korelasyonu hesabında Dragone'un klasik sonuçlarını kullandığı [8] verildiği kabul edilmektedir. Bu bildiriye yaklaşımların genel devre topolojisi ve çok kapılı gürültülü nonlineer elemanları içerecek biçimde Kerr'in çalışmasının genişletilmesi addedilebilir.

$T_0 = 2n/\omega_0$ periyodik kararlı bir sürekli-hal çözümü $\mathbf{x}(t)$ üzerine ilave edilmiş bir rastgele pertürbasyon $\mathbf{x}(t)$ 'nü ele alalım,

$$\mathbf{x}(t) = \bar{\mathbf{x}}(t) + 5c \quad (11a)$$

Burada $5\mathbf{x}(t)$ 'nin Fourier transmisionunun alınabileceğini varsayıyoruz.

$$S(\mathbf{x}(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\mathbf{x}(t)) e^{j\omega t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} F(\mathbf{x}(t)) e^{j(\omega + k\omega_0)t} dt \quad (11b)$$

Burada $F(\mathbf{x}(t))$ $2n$ 'ye bölünmüş Fourier (ransform vektörüdür ve (11b)'deki bütün vektörler in boyulundadır.

Amacımız spot gürültü faktörü hesaplanması olduğundan, gürültü pertürbasyonları spektrumlarını aşağıdaki biçimde sınırlayacağız:

$$S(\mathbf{x}(t)) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k(\omega) e^{j(\omega + k\omega_0)t} \quad (0 < m < r_a) \quad (12)$$

(11) ile karşılaştırma sonucu

$$a_k(\omega) = F_k(\omega + k\omega_0) \quad (11)$$

$\delta \mathbf{x}_k(\omega)$, ω frekanslı kuvazisinüsoidal gürültü bileşenlerinin kompleks genlik vektörü olarak yorumlanabilir. Kullanılan formülasyona göre $5X_k(m)$ i.ele-manı şiddeti (I^2), $5X_k(t)$ gürültüsü $\omega + k\omega_0$ frekansı civarında ω dar bandındaki bileşenlerinin RMS değeridir. *Gjaf*) $5\mathbf{x}_k(t)$ 'nin spektral yoğunluğu ise, buna göre

$$\langle |\delta \mathbf{x}_k(\omega)|^2 \rangle = G_{\mathbf{x}_k}(\omega + k\omega_0) d\omega \quad (14)$$

Gürültü analizini geliştirebilmek için, gürültülü bir nonlineer devrenin Şekil-1'deki eşdeğerini ele alacağız. Burada gürültülü lineer altdevre Norton eşdeğeriyle verilmiştir, 'lineer' gürültü kaynakları $j_c(t)$ vektörüyle

gösterilmektedir. Spot 'korelasyon' matrisi $C(w)$ $n \times n$ boyutludur:

$$X(t) = E \underline{J}_{Lh}(w) e^{j\omega t} \quad (15.a)$$

yanbandlar aras> korelasyon,

$$\langle \underline{J}_{Lh}(w) \underline{J}_{Lh}^*(w) \rangle = \delta_p^q \underline{J}_{Lh}(w + p\omega) \quad (15.b)$$

şeklinde ifade edilebilir, 5 Kronecker sembolüdür.

Şekil-1'deki nonlinear altdevre de benzer şekilde analiz edilebilir. Nonlinear altdevredeki gürültü kaynakları küçük-ışaret eşdeğerinden kapılara transfer edilmiş biçimleridir. Nonlinear gürültü kaynaklarının korelasyon özelliklerini tasvir edebilmek için, nonlinear devrenin de kaşullardaki gürültü davranışını $j_c(l)$ vektörü ve spot korelasyon matrisini $C_c(w)$ ile tasvir edelim, ki $j_c(t)$ istatistiksel özellikleri nonlinear altdevrenin fiziksel özelliklerinden bilinen yoldan çıkarılabilir. Dinamik hal kuvazistatik varsayımıyla çalışabilir. Gürültüyü süreleri T_0 'dan çok daha küçük istatistiksel bağımsız rastgele olaylardan oluştuğunu düşünebiliriz [8]. Buna göre istatistiksel özellikler böyle olayların olasılık dağılımı tarafından tayin edilir, ki bu dağılımın şiddeti A 'nın bir deterministik fonksiyonuyla orantılıdır. Böylece periyodik kararlı hal zaman-bağımlı kutupların noktasi olarak muamele edilebilir:

$$\underline{j}(t) = h(t) j_{dc}(t) \quad (16.a)$$

Burada $h(t)$ n boyutlu negatif olmayan köşegen matrisi olup, T_0 periyodludur:

$$h(t) = \sum_k H_k e^{j\omega_k t} \quad (16.b)$$

Burada $I/p, n \times n$ boyutlu köşegen matrisidir, ve $h(t)$ 'yi hesaplayabilmek için y 'nin i elemanı ($1 \leq i \leq n$) ele alalım, spektral yoğunluğu $G_d(m)$ ile gösterelim. Buna göre normalizc mümkün toplam güç,

$$N_{dc} = \int_a G_{dc}(X_0, \omega) dm \quad (17.a)$$

Burada B gürüllü bandgenişliğidir. Dinamik halde, bu güç (16.a)'ya göre $h_1^*(t)$ periyodik fonksiyonu (ararından modüle edilecektir:

$$N_1(t) = h_1^*(t) N_{dc} = \int_a G_{dc}(\underline{x}(t), \omega) dw \quad (17.b)$$

Burada $x(t)$ sürekli hal çözümüdür. (17.a) ve (17.b)'den $h_1(t)$,

$$h_1(t) = \left[\frac{\int_a G_{dc}(\underline{x}(t), \omega) dw}{\int_a G_{dc}(\underline{x}_0, \omega) dw} \right]^{1/2} \quad 1 \leq i \leq n, \quad (17.c)$$

olarak bulunur.

(15a)'ya benzer açılıma sahip statik ve dinamik gürültü akımı kuvazi-sinüsoidal kompleks genliklerini, sırasıyla $-hekfa$ ve $J_k(ta)$ ile gösterelim. Böyle açılımları kullanarak, (16.b)'yi (16.a)'da yerine koyma aşağıdaki sonucu verir:

$$\underline{J}_p(w) = \sum_k H_{p-k} \underline{J}_{dc}(w) \quad (18)$$

\underline{J}_p 'nin korelasyon özellikleri (15b) gibi ifade edilebilir (O_c , O_c ile yer değiştirilir.) ve (17)'den direkt olarak.

$$\langle \underline{J}_p(w) \underline{J}_q^*(w) \rangle = \sum_k H_{p-k} C_{dc}(w + k\omega) H_{q-k} \quad (19)$$

elde edilir. (19), nonlinear gürültü kaynaklarının farklı yanbandlarının, de gürültünün periyodik sürekli rejimde modüle edilmesi nedeniyle korelasyon bağıntısını vermektedir. Kerr [7] tarafından kullanılan Dragonic tarafından çıkarılan sonuç beyaz gürültünün korelasyonsuz kaynak seli içerir, ki bu hal C 'nin ω 'dan bağımsız, köşegen matris oluşuna karşı düşmektedir [9].

GÜRÜLTÜ ANALİZİ

Bu aşamada gürültü analizini geliştirmek doğrudan olacaktır. İlk olarak, bütün yanbaudlarda rastgele pertürbasyon $h_x(t)$ karşı düşen kuvazisinüsoidal kompleks genlik vektörü $\langle X(H) \rangle$ 'yi tanımlayalım:

$$\underline{ac}(w) = [ac_k(w)] \quad (20)$$

Durum vektörü, nonlinear a I (devren in küçük-ışaret eşdeğeri ve lineer altdevreden oluşan devrede aşağıdaki denklem sellerini gerçeklerler [10]:

$$\begin{aligned} \dot{X}(m) &= \omega X(m) \\ \underline{X}(\omega) &= Q \underline{X}(\omega) \\ \underline{A}_1 \underline{X}(\omega) + \underline{B}_1 \underline{X}_c(\omega) &= 0 \end{aligned} \quad (21.a)$$

Burada $PvcQ$ dönüştürme matrisleridir, nonlinear devre fonksiyonları ve T 'nin x durum vektörü ve zaman türevlerine göre Jacobian matrislerinden elde edilir [1]. Lineer altdevre kapı akımları L alt indisiyle gösterilmiştir. Şekil-1'deki devreden,

KAYNAKLAR:

- [1] S. A. Maas, "Nonlinear Microwave Circuits", *IEEE Trans. Circuits and Systems*, 1988.
- [2] K. Kimuchi and A. Sangiovanni-Vincentelli, "Simulation of nonlinear circuits in the frequency domain", *IEEE Trans. Comput.-Aided Design*, vol. AD-5, pp. 541-545, 1986.
- [3] M. F. Fafne*, "Large-signal noise characteristics and parametric instabilities in IMPATT diodes", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-19, pp. 1511-1518, Dec. 1972.
- [4] R. Knöckel, "Unified large-signal stability and noise analysis of nonlinear oscillators", *Proc. Inst. Elec. Eng., Pt. M*, pp. 177-185, June 1971.
- [5] R. Vilchinskii, "RF spectral properties and frequency stability of a microwave cavity-oscillator", *Vysokofrekv. Elektrodinamika*, vol. 19, pp. 19-26, 1978.
- [6] N. Mord and A. H. Koc, "Conversion loss and noise in microwave and millimeter-wave mixers", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-27, pp. 1055-1065, Dec. 1979.
- [7] A. R. Koc, "Noise and loss in balanced and subharmonic mixers", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-27, pp. 914-918, Dec. 1979.
- [8] C. Hagone, "Analysis of thermal and shot noise in pulsed rectifying diodes", *Reliability Syst. Theory*, vol. 1, pp. 181-192, Nov. 1985.
- [9] F. Çiğdem, M. Maksudi, "Sıcaklık Dindin İletkenlik Karşılaştırılabilirlik Formans Sınırlanmalarının Mikrodalga Devreli Analizi İçin (Plasma) Modeli", *Elektronik Mühendisliği 5. Ulusal Kongresi*, 1995, İstanbul.
- [10] V. Rıdvanlı, A. Naci, "Sıcaklık İletkenlik ve Frekans Özellikleri Nonlineer Mikrodalga (AD Tekniği)", *IEEE, MIT, Vol. V*, pp. 1-5, 1995.

SCHOTTKY DİODLU DENGELENMİŞ KARIŞTIRICILARIN PERFORMANS SINIRLAMALARININ BİLGİSAYAR DESTEKLİ ANALİZİ VE OPTİMİZASYONU

Filiz Güneş •

Mahruk Maksudi •*

* Yıldız Teknik Üniversitesi , MASLAK / İSTANBUL

** Technical Faculty Femnan Technology Street GOLSHER / İRAN

ÖZET : Çalışmada öz performans bileşenleri, Z-,Y-,G-,H- dengelenmiş Schottky karıştırıcılarında , imaj frekansı açık devre yada kısa devre sonlandırılmış 8 ayrı karıştırıcı devresinde analiz edilmiş ve daha sonra genel bir formülasyon çatısı altında birleştirilmiştir. Kayıp ve gürültü optimizasyonu (i)(RF)ve (AF) kapısı sonlandırılmayan (ii) M - genel devre parametrelerini kontrol eden yerel osilatör (Yo) gücü (iii) Devre tipine göre yapılmış ve performans iyilik derecelerine göre devreler sıralanmışlardır.

GİRİŞ : Bir karıştırıcı performansının iki ölçüsü , dönüştürme kaybı ve gürültü faktörüdür ve iki bileşene ayrıştırılabilir:

$$F_c = L_o L_p , F = F_o F_p \quad (1)$$

Burada öz kayıp L_o ve gürültü F_o bileşenleri, sırasıyla nonlinear jonksiyon direncinin kayıp ve gürültüsüdür ve ayrıca radyo frekans (RF) ve alçak frekans (AF) kapılarındaki empedans uygunsuzluğunu da içerir. (L_p, F_p) diod parâzitik elemanlarının neden olduğu ilave kayıp ve gürültü faktörüdür. Çalışmada seri direnç r_s de harcanan (RF) gücünün ve ısı gürültünün performansın kötüleşmesinde ne derece önemli rol oynadığı , eşdeğer devrelere r_s de dahil edilerek simüle edilmiştir. Doğal olarak, (L_o, F_o) öz performans bileşenleri Schottky diod karıştırıcısının performans sınırlamalarını tayin eder. Aynı amaç için devredeki

bütün frekans seçici devreler ideal varsayılmıştır, sonucunda fiziksel kapıyla elektriksel kapı özdeşleştirilmiştir.

İÇ GÜRÜLTÜ KAYNAKLARIYLA DENGELENMİŞ KARIŞTIRICININ HALKA EŞDEĞERİ :

Şekil, I'de dengelenmiş ya da çapraz düit identik Schottky diod karıştırıcısının halka konfigürasyon eşdeğeri verilmiştir.

Diodların w_p frekanslı sinüsoidal bir akımla pompalandıkları, performansı iyileştirici etkisi nedeniyle varsayılmıştır. [1] Nonlinear jonksiyon direnci akım-gerilim karakteristiği , r_s seti direnci de dahil edilerek

$$V_d(t) - i_d(t)r_s + (1/a)\{\ln(1 + i_d(t)/I_g)\} \quad (2)$$

olarak alınmıştır. Burada a, I_s bilinen diod parametreleridir . Buna göre T radyan faz farkı olan paralel ve çapraz diod dinamik dirençleri, ki w_p ana frekanslı Fourier serisine açılabilir-aşağıdadır [1]

$$r'(0 = r(H(2^* /w_p)) = r_s + \frac{r_b}{1+X(t)+X(t)S(t)} \quad (3)$$

$$r'(t) = r(t + (n/w_r)) = r_s + \frac{r_b}{1-X(t)+X(t)S(t)}$$

Burada
$$rb = \frac{dV_D(t)}{di_D(t)} \Big|_{I_n=0},$$

$$X(t) = X \cos \omega_p t, \quad X = \frac{1}{2I_n} \quad (4)$$

dır, ve $S(t)$ ω_p frekansı anahtarlama fonksiyonudur.

GÜRÜLTÜLÜ KARIŞTIRICI DİOD KAREKTERİZASYONU

Şekil. 1 deki karıştırıcı devresinde gürültülü diod Thevenin eşdeğeriyle temsil edilmiştir. Şekil.2 den, $n(t)$ gürültü gerilim kaynağı aşağıdaki gibi tanımlanabilir:

$n(t) = V_n(t)$ Diodun sadece ısı gürültüsü hesaba katıldığında

$n(t) = rj(t)i_D(t)$ Diodun sadece vuru gürültüsü hesaba katıldığında

(5)

Herhangi iki diodun gürültü kaynakları ve bir diodun ısı ve vuru gürültü kaynakları arasında korelasyon mevcut değildir, bu nedenle her bir diodun çıkış gürültü gücüne katkısı ayrı ayrı hesaplanmalıdır. Buna göre bir diodun gürültü davranışı m korelasyonlu (genel anlamda) yan band gürültü akım ve gerilim kaynaklarıyla karakterize edilebilir:

$$W^g = [\dots / r - j / r - 1 W_m / r^* \dots] \gg V_n V_M VM \dots \quad (6)$$

Burada I_{V_n} ve V_n , sırasıyla vuru gürültü akımı ve ısı gürültü gerilim fazörleridir. n alt indisi yan band frekansı $\omega_p + n\omega_p$ sayısını göstermektedir. (6) da gürültü kaynaklarının korelasyon matrisi

$$C^{rf} = \langle W^H W^{d*T} \rangle$$

$$C^d = 2q \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (7)$$

Burada I_n jonksiyon büyük işaret akımının $m\omega_p$ frekanslı kompleks genliğidir. (7) periodik sürekli rejim nedeniyle bir diodun gürültü yanband bileşenleri arasındaki korelasyonu vermektedir. [2]

t - DOMENİ ANALİZİ

[3] verildiği gibi iç gürültü kaynaklarının kapılara transfer edildiği eşdeğer devreyi elde edebilmek için, her karıştırıcı devresi için t-domeni analizi yapmak gereklidir. Şekil. I deki devreden hareketle H-Karıştırıcı devresinin t-domeni denklemleri aşağıda verilmiştir. [4]:

$$F^{v, r, k(t)} \mathbf{1} = \begin{bmatrix} r_{c, \beta(t)} - \frac{r_{n, \beta(t)}^2}{r_{e, \beta(t)}} & -\frac{r_{n, \beta(t)}}{r_{e, \beta(t)}} \\ \frac{1}{r_{e, \beta(t)}} & \frac{1}{r_{e, \beta(t)}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{c, \beta(t)} \\ v_{e, \beta(t)} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} A_n^+ & jO & A_j(f) \\ B_n^+ & jO & B_j(f) \end{bmatrix} \gg 7(0) \mathbf{J}^+ \mathbf{2} \begin{bmatrix} Q(t) & C_j(I) \\ O, (t) & D_j(I) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} K_i(t) \\ t \end{bmatrix} \quad (8)$$

Burada "tek" ve "çift" alt indisleri sadece sırasıyla ω_p frekansının tek ve çift sıralı harmoniklerinin içerildiğini göstermektedir. Ayrıca (+) ve (-) üst indisleri sırasıyla çapraz ve paralel kollara ait olduğunu göstermek içindir.

A, B, C, D transfer fonksiyonları aşağıda verilmiştir [4]:

$$A_n^{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{r_{n, \beta(t)}}{r_{e, \beta(t)}} \right],$$

$$B_n^{\pm}(t) = \frac{1}{2r_{e, \beta(t)}}$$

$$C_n^{\pm}(t) = \left[r_{c, \beta(t)} - \frac{r_{n, \beta(t)}^2}{r_{e, \beta(t)}} - r_s \left(1 \pm \frac{r_{n, \beta(t)}}{r_{e, \beta(t)}} \right) \right]$$

$$D_{H}^{\pm}(t) = \frac{1}{2} \left[1 \pm \frac{r_{ns}(t)}{r_{\phi}(t)} - \frac{r_{\phi}(t)}{r_{\phi}(t)} \right] \quad (9) \quad (11a)$$

(9) dan bütün transfer fonksiyonları w_p ana frekanslı Fourier serisi açılımına sahip, periyodik fonksiyonlar olduğu hemen görülebilir. Beklenildiği gibi, bir gürültülü karıştırıcı t-domeni denklemleri, gürültüsüz küçük-ışaret denklemleri kısmıyla eşdeğer kapı gürültü kaynakları kısmının toplamından oluşmaktadır.

w - DOMENİ DENKLEMLERİ

Karıştırıcı devrelerinde / girişte, tek sıralı frekans bileşenlerinden mevcut işaret (v_{4i}) ve imaj (w_s) ve çıkışta çift frekans bileşenlerinden alçak frekans (w_o) inin performansta çok önemli rol oynadıkları için hesaba alınmaları gereklidir. "Harmonik dengeleme yöntemiyle t-domeni denklemlerini kullanarak, her tip karıştırıcı için w - domeni denklemleri elde ederiz. Örneğin H-karıştırıcısı için

$$\begin{bmatrix} V_{4i} \\ /o \\ /-1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{1,1} & \dots & \dots & \dots \\ -h_{1,2} & \dots & \dots & \dots \\ h_{1,1} & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{11} \\ /o \\ /-1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} V_{ns} \\ /o \\ /-1 \end{bmatrix} \quad (10.a)$$

yazılabilir, ve korelasyon matrisi

$$C'' = \langle U_n'' U_n''^* \rangle \quad (10.b)$$

dır; U_n'' , H - karıştırıcısının kapı gürültü matrisidir. C'' , iç gürültü kaynak korelasyon matrisi cinsinden bulunabilir. [4]

KARIŞTIRICILARIN GENEL FORMÜLASYONU

Karıştırıcı devre matrisleri arasındaki duolite bağıntıları genelleştirilmiş bir formülasyonu teklif eder. M - karıştırıcısı için

$$\begin{bmatrix} W_i \\ U_i^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} '_{11} & '_{12} & '_{1J} \\ '_{21} & '_{22} & '_{21} \\ '_{11} & '_{32} & MIM \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_i \\ V_i^* \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Hn_i \\ \dots \\ /K_i \end{bmatrix}$$

yazılabilir (Şekil.3),

$$C = \langle I_n U_n^M \rangle \quad (10-)$$

korelasyon matrisi. Genel Notasyon anlamları aşağıdaki tabloda verilmiştir:

M	Z	Y	H	G
m_{ij}	z_{ij}	y_{ij}	h_{ij}	g_{ij}
$U_s; u_{ns}$	$V_s; V_{ns}$	$I_s; i_{ns}$	$V_s; v_{ns}$	$I_s; i_{ns}$
V_s	I_s	V_s	I_s	V_s
$U_s; u_{M}$	$V_s; v_{,,}$	$I_s; i_{nn}^Y$	$I_s; i_{J'}$	$V_s; V_m^n$
V_s	I_s	V_s	V_s	I_s
$U_s; u_{ni}$	$V_s; u_{ni}^Z$	$I_s; i_{ni}^Y$	$V_s; v_{ni}^H$	$I_s; i_{ni}^G$
W_s	Z_s	Y_s	Z_s	Y_s
W_s^{gir}	Z_s^{gir}	Y_s^{gir}	Z_s^{gir}	Y_s^{gir}
W_s^f	Z_s^f	Y_s^f	Z_s^f	Y_s^f
W_s	Z_y	Y_y	Z_y	Y_y
W_s	Z_s	Y_s	Z_s	Y_s

TABLO Genel Notasyon Anlamları

İmaj kapısı sonlandırma denklemi:

$$U_i^* = -W_i^* V_i^* \quad (12)$$

(11a) ve (Mb) üç kapılı denklemlerine sokularak, M- karıştırıcısının iki - kapılı denklemleri elde edilir:

$$\begin{bmatrix} U_i \\ V_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} & Hn & T & V_s \\ M_{21} & M_{22} & J & V_j \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} U_{ns} \\ U_{no} \end{bmatrix} \quad (13a)$$

Burada

$$M_{ij} = m_{ij} - \frac{m_{i1} m_{1j}}{m_{11} + W_1^*} \quad ij=1,2 \quad (13.b)$$

$$U_{ns} = u_{ns} - \frac{m_{1s}}{m_{11} + W_1^*}$$

$$u_{no} = u_{no} - \frac{m_{21}}{m_{11} - W_k} u_m^* \quad (13.c)$$

Korelasyon matrisi $C = \langle UU^{*T} \rangle$ dir ve üç kapılı korelasyon matrisi C kullanarak teşkil edilebilir.

PERFORMANS OPTİMİZASYONU DÖNÜŞTÜRME KAYBI

L transdüser güç kayıp fonksiyonu :

$$L = \frac{\text{(Kaynaktan elde edilebilecek maksimum Güç (P}_{mk})}{\text{Yüke aktarılan Güç (P}_y)} \quad (14.a)$$

olarak tanımlanır , M - parametre ve sonlandırmalar cinsinden,

$$L = (4 W_k^r W_y)^{-1} \left| \frac{\Delta_M}{M_{21}} \right|^2 \quad (14.b)$$

olarak elde edilir, Δ_M "Genişletilmiş Devre" determinantıdır :

$$\Delta_M = (M_{11} + W_k)(M_{22} + W_y) - M_{12} M_{21} \quad (14.c)$$

L fonksiyonu :

$$W_k = W_k^r + jW_k^i \text{ ve } W_y = W_y^r + jW_y^i$$

sonlandırmalarına göre optimizasyon sonuç denklemleri aşağıdadır:

$$W_{k,opt} = M_{11}' S - j \left[M_{11}^i - M_{11}^r \left\{ \frac{I_m(M_{12}M_{21})}{2M_{11}'M_{22}'} \right\} \right] \quad (15.a)$$

$$W_{y,opt} = M_{22}' S - j \left[M_{22}^i - M_{22}^r \left\{ \frac{I_m(M_{12}M_{21})}{2M_{11}'M_{22}'} \right\} \right]$$

(15.b)

$$L_{opt} = \frac{Af \sqrt{M_{11}'M_{22}'}}{Ahi \sqrt{f_s Z A f_s}} \left\{ (1+S)^2 + \left\{ \frac{Im(Af_s Z A f_s)}{2M_{11}'M_{22}'} \right\} \right\}$$

Burada $S = \sqrt{\frac{1 - 2A^* A_{12}}{1 - A^* A_{12}}}$ (15.c)

GÜRÜLTÜ OPTİMİZASYONU

SSB gürültü faktörü M-parametreleri ve giriş sonlandırması cinsinden

$$F = \frac{W_k^r + W_k^i \{ (U_{no} U_{no}^*) - M_{21}(M_{11} + W_k)(U_{ms} U_{ms}^*) \}}{4kT_n |M_{12}|^2 Re\{W_k\}} + \frac{-M_{21}^* (M_{11}^* + W_k^*) (U_{ms}^* U_{no}) + |M_{21}|^2 (U_{ms} U_{ms}^*)}{4kT_n |M_{12}|^2 Re\{W_k\}} \quad (16.a)$$

bulunur , [4] gürültüyü optimize eden rezisliif sonlandırma $W_{k,opt}$ da aşağıda verilmiş :

$W_{k,opt} =$

$$\left[\frac{M_{11}^2 \langle U_{no} U_{no}^* \rangle - I_m(M_{12} M_{21}) Re(U_m U_m^*)}{\langle U_{no} U_{no}^* \rangle} \right] IAS / \langle U_{ms} U_{ms}^* \rangle \quad (16.b)$$

Performans analizinde , eşdeğer devre dirençlerden oluştuğu için M - parametreleri reelidir.

SONUÇLAR:

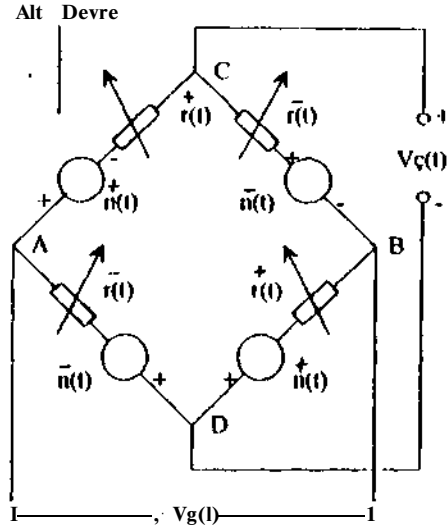
Sonuçlar H - karıştırıcısı için optimum dönüştürme kaybı ve sonlandırmaları Kulesza [1] ve bütün çapraz karıştırıcılar optimum dönüştürme kaybı ve sonlandırmaları Güneş

ve Kavas [5] ile tamamen uyuşmaktadır. Dengelenmiş kanştıcılar performans iyiliği ve sonlandırmaların uygulanabilirliğine göre ilk üç sıra : 1-G-İmaj kısa devre 2- H - İmaj açık devre 3-H-İmaj kısa devre .Diğer devreler nispeten "kötü" performans göstermektedirler. Şekil 4 , 5, 6 G-İmaj kısa devre katıştıcısının kayıp ve gürültü optimizasyonuna göre , sırasıyla kayıp , gürültü ve giriş « , • - , sonlandırmalarının YO gücüne göre değişimleri verilmiştir. Bu değişimlerden optimum YO gücünü tesbit edilebilir ve karşılığı sonlandırmalar bulunur ki $30 \text{ fi} - 1000 \hat{\text{I}}^2$ gibi uygulanabilir değer aralığına düşmektedir.

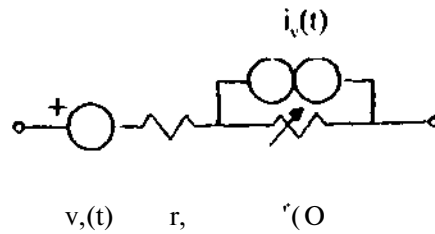
KAYNAKLAR:

1. B.L.J Kulesza , E.korolkievicz : "Fundamental Limilations in Performance of a Resistive Lattice H-Mixer ", IEE Proc. Vol.129.PtH. No.1 ,pp.41,47, Feb.1982.
2. F.Güneş , M.maksudi : "Schottky Karıştırcı Diodların Çapraz Konfigürasyonlarda Vuru ve Isıl Gürültü Sınırlamaları", Elektrik Mühendisleri 4.Ulusal Kongresi, İzmir, 1991
3. F.Güneş , M.Maksudi : "Nonlinear Mikro- dalga Devrelerinin Genelleştirilmiş Gürültü Analizi", Elektrik Mühendisleri 5.Ulusal Kongresi, Trabzon , 1993
4. M.Maksudi : "Çapraz Konfigürasyonda Schotlky Karıştırcı Diodların Performans Sınırlamalarının Bilgisayar Destekli Analizi ve Optimizasyonu ", Doktora tezi ,değerlendirme aşamasında
5. F.Güneş .A.Kavas , "Fundamental ümitations of the Schottky Mixer Diods in the Lattice Configurations ", IEE European Conference on Circuit Theory and Design , pp.609-613,1989, United Kingdom.

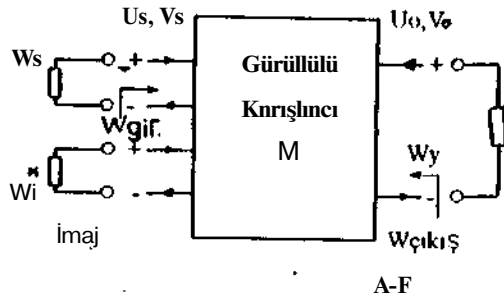
GÖrüllüli Nonlineer



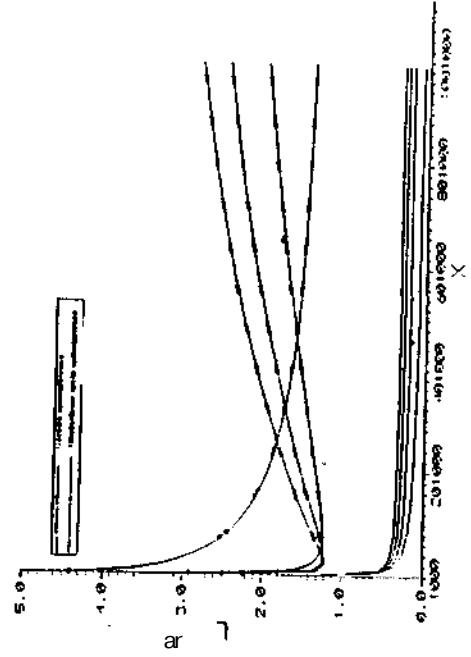
Şekli. İç Gürültü Kaynaklarıyla Halka Konfigürasyonu Eşdeğer Devre



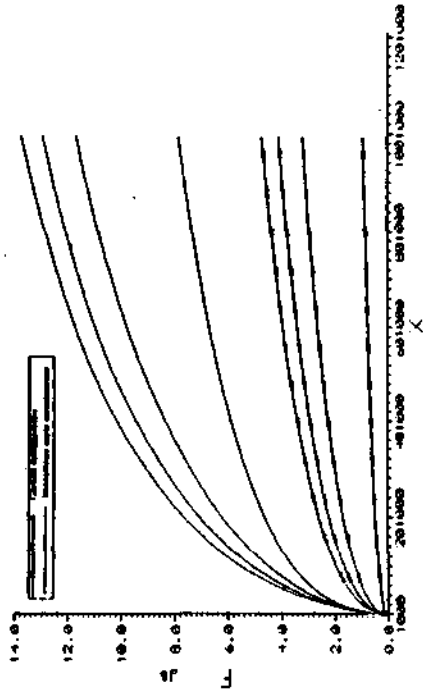
Şekil .2. Karıştırcı Diodun Gürültü Eşdeğer



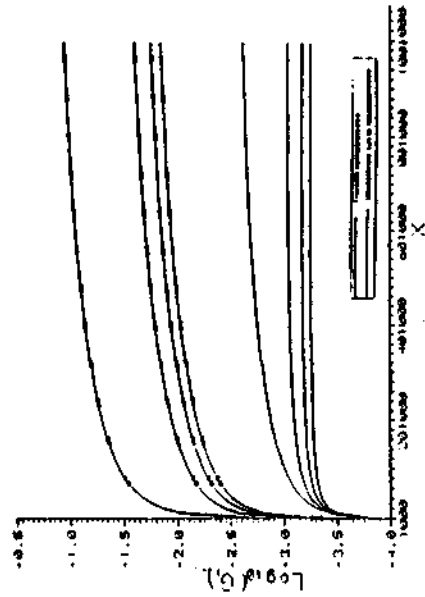
• Şekil.3. Karıştırıcının Genelleştirilmiş Temsili



Şekil.5. G karıştırıcı imaj kısa devre durumunda iki ayrı kritere göre optimize edilmiş dönüştürme gücü kaybının gürültü faktörünün normalize Y_o genliğiyle değişimi



Şekil.4. G karıştırıcı İmaj kısa devre durumunda iki ayrı kritere göre optimize edilmiş gürültü faktörünün normalize Y_o genliğiyle değişimi



Şekil.6. G karıştırıcı İmaj kısa devre durumunda iki ayrı kritere göre optimize edilmiş iletkenliği