



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 katılmak 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'nun oluşturulması ve bu Kurul'un temel ilkel 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 dileğindedir.

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 DINCER (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 (ITU)
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 TANDOĞAN (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 (Bi I.U) Duran LEBLEBİCİ (ITU)
Fuat ANDAY (ITU) Kevork MARDİKİYAN (ITU)
Fahrettin ARSLAN (IU) A.Faik MERGEN (ITU)
Murat ASKAR (ODTÜ) Avni MORGUL (Boğaziçi U)
Abdullah ATALAR (BiI.U) Güven ÖNBİLGİN (KTU)
Selim AY (YTU) Bülent ÖRENCİK (ITU)
Umit AYGÖLÜ (ITU) Bülent ÖZGUC (BiI.U)
Atalay BARKANA (Anadolu U) A.Bülent ÖZGÜLER (BiI.U)
Mehmet BAYRAK (Selçuk U) Yiİmaz 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 SEVAİOĞLU (ODTÜ)
Selçuk GEÇİM (Hacettepe U) A.Oğuz SOYSAL (IU)
Cem GÖKNAR (ITU) Taner SENGÖR (YTU)
Remzi GULGÜN (YTU) Emin TACER (ITU)
Filiz GÜNEŞ (YTU) Nesrin TARKAN (ITU)
İrfan GÜNEY (Marmara U) Mehmet TOLUN (ODTÜ)
Fikret GÜRGEN (Boğaziçi U) Osman TONYALI (KTU)
Fuat GURLEYEN (ITU) Ersin TULUNAY (ODTÜ)
Cemil GURUNLÜ (KTU) Nejat TUNCAY (ITU)
Nurdan GUZELBEYOĞLU (ITU) Atıf URAL (Kocaeli U)
Emre HARMANCI (ITU) Alper URAZ (Hacettepe U)
Altuğ İFTAR (Anadolu U) Gökhan UZGÖREN (IU)
Kemal İNAN (ODTÜ) Yıldırım UCTUG (ODTÜ)
Asım KASAPOĞLU (YTU) Asaf VAROL (Fırat U)
Adnan KAYPMAN (ITU) Sıddık B. YARMAN (IU)
Ahmet H. KAYRAN (ITU) Mümtaz YILMAZ (KTU)
Mehmet KESİM (Anadolu U) Melek YÜCEL (ODTÜ)
Erol KOCAOĞLAN (ODTÜ) Nusret YUKSELER (ITU)
Muhammet KOKSAL (İnönü U) Selma YUNCU (Gazi U)

DALGA İLETİMİNDE KRİTİK GEÇİŞ BÖLGELERİ

Levent Sevgi

Elektrik-Elektronik Fakültesi
İstanbul Teknik Üniversitesi, 80626 Maslak, İstanbul

Özet

Günümüz dünyasında haberleşme gerek sivil gerek askeri, hırlılı uygulamaları için alıcı noktası durumuna gelmiştir. Özellikle doğal ortamlarda yapılan haberleşme için ortam özelliklerinin çok iyi bilinmesi haberleşme ortamının kontrolü ve doğabilecek aksaklıkların önceden saptanması ve kolayca giderilmesi açılarından son derece önemlidir. Bu amaçla elektromanyetik dalgaların atmosferin değişik tabakalarında (örneğin troposfer, iyonosfer) yada akustik dalgaların su, cam gibi ortamlarda iletim özelliklerinin en ince ayrıntılara kadar bilinmesi için uzun yıllardan bu yana gerek akademik gerekse endüstriyel araştırmalar yapılmaktadır. Troposfer tabakasını kullanarak iletilen yer dalgaları, iyonosfer tabakasını kullanarak iletilen gök dalgaları yada derinlikle yoğunluğu değişen sualtı ortamlarında iletilen akustik dalgaları kritik bölgeler içeren zor problemler sınıfına girdiklerinden en çok ilgiyi çeken problemler olmaktadır. Bu kritik bölgelerde hemen uygulanabilecek klasik, bilinen yöntemler olmadığından, analitik yada sayısal yaklaşım çözüm yöntemleri üzerinde yoğunlaşmaktadır. İşle bu çalışmada karakteristik kritik geçiş bölgeleri ve bu bölgelerde dalga iletimi problemlerinde kullanılan çözüm yöntemleri üzerinde durulmuştur.

1) Giriş

İyonosfer yada troposfer tabakalarında elektromanyetik yada sualtında akustik dalga iletimi problemleri genelde, ortam parametreleri hem boyuna hem de enine değişim gösterdiğinden, referans çözümleri olmayan karmaşık problemler sınıfına girerler. Bu tip problemler kılavuzlama katsı (guiding-loss of T), kılavuzlama katsı (guiding-loss) ve kılavuzlama katsı (guiding-loss) gibi alanların karakteristik özellikler gösterdiği kritik geçiş bölgelerine sahiptirler. Böyle ortamlarda dalga iletimi analitik, analitik-sayısal yada salt sayısal çeşli yöntemlerle yaklaşık olarak çözülmektedir. Cide edilen sonuçların güvenilirliği ancak birbirleriyle karşılaştırılmalarına ve basit kanonik yapılarla uygulanmalarına göre test edilebilmektedir. Günümüzde çeşitli araştırmaları gurupları bu tip problemleri Yerel Mod[1] (YM) ve ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

Öz Mod[2] (ÖM) gibi analitik yaklaşım, Parabolik Dcüklem[3] (PD), Sonlu Farklar (SF) yada Küple Mod[1] (KM) gibi sayısal yaklaşımlarla çözmeye uğraşmaktadırlar.

Bu çalışmada enine ve boyuna değişimlerin olduğu ortamlarda dalga iletimi çeşitli yöntemlerle çözülmüş, kritik geçiş bölgesinde dalga davranışları gösterilmiş ve fiziksel yorumu yapılmıştır. Problemler, ilgilenilen ortamlarda kılavuzlanarak iletilen modların ortam parametrelerinin ve/veya enine sınırların tipik değişimi sonucu nasıl kesime girip tam yansımaya uğradıklarını yada ışımaya başladıklarını göstermesi açısından oldukça ilginçtir ve halen güncel olarak çeşitli yönleriyle araştırılmaktadır.

2) Tost Problem : Enine ve Boyuna Dilineer Değişimi

Ortam parametrelerinin hem enine hem de boyuna değiştiği iki boyutlu yarı açık sonsuz örnek bir bölge Şekil 1'de gösterilmiştir. Burada x enine L ise boyuna koordinatları göstermektedir. Ortam $x = U$ da tam yansıtıcı bir düzlemle x koordinatında $(0,0)$, z koordinatında ise $(co,-foo)$ arasında kalmaktadır. Bu hem troposfer tabakasında elektromagnetik dalga iletimini hem de derin sularda (deniz dibinin sonsuza uzandığı varsayımı ile) sualtı akustik dalga iletimini modelleyen genel bir problemdir. Burada enerji (dolayısıyla dalgalar) r te enine uzaklanmakla, z te ise iletilmektedir. Tuzaklanmanın fiziksel bir sinir ($x = 0$) ile ortam parametrelerinin tuzaklayıcı etkisinden dolayı oluşan kostikler arasında olması problemi daha ilginç yapmaktadır.

Zamana bağlılık $rjp(iu)l$ alındığında, troposfer için elektrik (TM modları) yada magnetik (TE modları) vektör alanlarının z -bileşeni, yada akustikte basıncı gösteren skaler $W(x,z)$ dalga fonksiyonu

$$\left[\mathcal{L}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x,z) \right] W(x,z) = 0 \quad (2.2a)$$

dalga denklemi ve

$$W(x,z) = 0 \quad x = 0 \quad (2.2a)$$

$$W_1(x, z) = W_2(x, z) \quad x = X_p \quad (2.2b)$$

$$\frac{d}{dx} W_1(x, z) = \frac{d}{dx} W_2(x, z) \quad x = A, \quad (2.2c)$$

$$M_1(x, z) = 0 \quad x \rightarrow \infty \quad (2.2(1))$$

$$H_1(x, z) = 0 \quad x \rightarrow \pm \infty \quad (2.2e)$$

sınır koşulları ile verilebilir. Burada W_1, W_2, I ($r < A$) ve II ($x > X_p$), bölgelerindeki çözümlere karşı gelmektedir.

Dalga denkleminde görülen kırılma indisi en genel halde hem enine hem de boyuna değişimleri içerebilir. Buna bağlı olarak iletim ortamında karakteristik tipik kritik geçiş bölgeleri olacaktır. Önce problemin yapısını kolayca görebilmek amacıyla kırılma indisinin sadece enine kesitle iki bölge ortamda bilineer değiştiği kanonik yapı ele alınsın.

2.1) Kılavuz İletim-Sıvı Geçiş

Sadece enine (x) koordinatta bilineer değişen tipik bir kırılma indisi profili

$$n^2(x) = \begin{cases} 1 - a_0 x & x \leq X_p \\ 1 - a_0 (2X_p - x) & x > X_p \end{cases} \quad (2.3)$$

(«o kanal yüksekliğini belirleyen pozitif bir sabit) olarak verilebilir. Bu profil gerek sualtı gerekse suüstü çeşitli bölgelerde ölçülen kırılma indisi değişimlerinin iyi bir modelini oluşturmaktadır. Yüzeyle kanal yüksekliği X_p arasındaki bölge tuzaklayıcı diğer bölge ise yayıcı özellik gösterecektir. Modal çözümler ele alındığında, düşük frekanslı modlar ortam kırılma indisinin tuzaklayıcı özelliğinden ötürü yüzeyle modal kostikler arasında kalacaklardır. Modal kostikler düşük frekanslı modlar için kanal yüksekliği X_p den çok küçük olacaktır. Bu modlara tuzaklanmış (trapped) yada kılavuzlanmış (guided) modlar denmektedir. Oysa yüksek frekanslı modlar için kustik yükseklikleri kanal yüksekliğine yaklaşacak dolayısıyla modlar yüzeyle kostikleri arasında tuzaklanmaya fırsat bulamadan yayıcı bölgeye taşacaklardır. Bu modlara sızıntı modları (leaky modes) adı verilmektedir. Problem bu haliyle iletim sızıntı (trapped-to-leaky) geçişini modellemesi açısından ilginçtir.

Kırılma indisi iletim doğrultusu boyunca sahil kaldığından z 'e bağımlılık $r_j(-if)$ şeklindeki alınıp dışarıya çıkarılırsa $W(r, z) = W(J, r, z) > (-i/h)$ olmak üzere bir boyutlu

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + (A x + B) \right] W(x) = 0 \quad (2.1)$$

enine dalga denklemi elde edilir. Burada

$$A = \begin{cases} -a_0 k_0^2 x & x \leq X_p \\ +a_0 k_0^2 x & x > X_p \end{cases} \quad (2.5a)$$

$$B = \begin{cases} k_0^2 - \beta^2 & x \leq X_p \\ k_0^2 - \beta^2 - a_0 k_0^2 x & x > X_p \end{cases} \quad (2.5b)$$

şekindedir. Enine koordinat olarak yeni ξ tanımı yapılırsa

$$\xi = -A^2 x - (A z - D) \quad (2.6)$$

yukarıda (2.4) ile verilen 1 boyutlu dalga denklemi

$$\left[\frac{d^2}{d\xi^2} - C \right] W(\xi) = 0 \quad (2.7)$$

olarak düzenlenebilir. Bu ise Airy denkleminin başka birşey değildir. Böylece I ve II bölgelerinde çözümler

$$\begin{aligned} W_1(\xi) &= Ai(\xi) + R(x_D, \sigma_q) Bi(\xi) \quad x \leq X_p \\ W_2(\xi) &= T(x_D, \sigma_q) W_1(\xi) \quad x > X_p \end{aligned} \quad (2.8)$$

olarak yazılabilir. Burada $z = X_p$ daki yansıma ve geçiş katsayıları

$$\begin{aligned} R(x_D, \sigma_q) &= \frac{Ai'(\xi_D) W_1(\xi_D) + Ai(\xi_D) W_1'(\xi_D)}{Bi'(\xi_D) W_1(\xi_D) + Bi(\xi_D) W_1'(\xi_D)} \\ T(x_D, \sigma_q) &= \frac{Ai(\xi_D) + R(x_D, \sigma_q) Bi(\xi_D)}{W_1(\xi_D)} \end{aligned} \quad (2.10)$$

olarak bulunabilir. (2.6) denkleminde $\xi = 0$ olduğu kolayca görülebilir ve $x = 0$ daki sınır koşulundan elde edilen er^{\pm} özdeğerleri ise

$$Ai(-\langle r, \rangle) + r(X_p, \langle T, \rangle) Bi(-\langle T, \rangle) = 0 \quad (2.11)$$

şeklindeki özdeğer denklemini sağlarlar. Her bir özdeğere karşı düşen modlar ise alt düzlem ile

$$\int_a^b k_1 dx - \langle \sigma \rangle - 2 = 2\pi q \quad (2.12)$$

şeklinde yazılabilen enine rezonans koşulundan elde edilebilen

$$\frac{V_c}{C} = \frac{1}{C} \quad (2.13)$$

modal kostikler arasında tuzaklanmaktadırlar. Bu ise boyuna iletim dalga sayısı q yi

$$\beta = \pm \left[k_0^2 - \sigma_q (a_0 k_0^2)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.14)$$

şeklinde verecektir. Böylece (2.3) denkleminin verilen kırılma indisi değişimi (2.11) ile verilen özdeğer denkleminin özdeğerlerine bağlı olarak hem kılavuzlanmış modları hem de sızıntı modlarını verecektir. Analitik sonuçlara bağlı olarak yapılan sayısal sonuçlar Şekil 2 ve Şekil 3'te verilmiştir. Burada gerek kılavuzlanmış gerekse sızıntı modlarının enine ve boyuna değişimleri tipik bölgelerde gösterilmiştir.

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

2.2) Kılavuzlanma-kesim geçişi

Hem enine hemde boyuna değişimler gözönüne alan tipik bir kırılma indisi profili

$$n^2(x, z) = \begin{cases} 1 - f_1(z) & z < 0 \\ 1 - f_2(z) & z > 0 \end{cases} \quad (2.1G)$$

olarak verilebilir. Bu şekildeki bir kırılma indisi değişimi başlangıç bölgesi $z = 0$ noktasının uzağında negatif z bölgesi alındığında iletim doğrultusuna bağlı olarak değişik olaylara neden olacaktır. İletim $z \rightarrow -\infty$ boyunca düşünülürse $-z$ bölgesinde tuzaklama özelliği artacak ve kılavuzlama-kesim geçişi (guiding-to-cut-off transition) iletimi sınırlandıracaktır. Böylece yüzey ile kestikleri arasında tuzaklanarak ilerleyen modlar tuzaklama-kesim bölgesinde tam yansımaya uğrayıp geri döneceklerinden giden ve gelen modlar arasında bir girişim olacaktır.

Bu durumda bölüm 2.1 de olduğu gibi problemi değişkenlerine ayırıp bilinen koordinat sistemlerinden birinde analitik olarak çözmek olası olmadığından analitik yaklaşık yada salt sayısal yöntemlerle çözümler bulunabilir. Bunlardan Özmodlar Yöntemi hem kılavuzlanma, hem kesim hem de kılavuzlama-kesim geçiş bölgelerinde birbiriyle uyumlu olarak geçerli spektral bir int.egral gösterilmiştir[5, 6]. Yukarıda (2.1) ile verilen dalga denkleminin çözümü OM yönteminde

$$W(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} W(r, i(\beta)) a(\beta) e^{i\beta x} e^{i\beta z} d\beta \quad (2.1G)$$

olarak verilebilir. Burada kılavuzlama-kesim geçişi üzerinde durulduğundan enine kesitte sadece yüzey ile kanal yüksekliği arasında tuzaklanma lineer bölge (I bölgesi) ele alınmış, dolayısıyla $H^+(x, z)$ fonksiyonundaki bölge indisi kaldırılmıştır. Yukarıda $V(x, z/3)$ enine mod profil fonksiyonunu, $u(\beta)$ ve $il(\beta)$ dalga denklemini ikinci mertebeye kadar sağlayacak keyfi genlik ve faz fonksiyonlarını, $z(13)$ ise iletim doğrultusu ile değişen boyuna dalga sayısı $f(\beta)$ fonksiyonunun kompleks β düzleminde genelleştirilmiş ters fonksiyonunu göstermektedir. Kompleks düzlemdeki integrasyon çizgisi ise bu fonksiyonlarla belirlenen int.egralin yakınsaklık koşulunu sağlayacak şekilde belirlenecektir. OM tekniği uygulandığında

$$\Omega(\beta) = \int_0^{\beta} f(\beta) d\beta \quad (2.17)$$

$$W = \left[\frac{1}{\beta} \frac{d\Omega(\beta)}{d\beta} \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

şeklinde elde edilebilir. Bu şekilde $f(\beta)$ ve genlik fonksiyonları hesaplamak için $f(\beta)$ için

dolayısıyla $f(\beta)$ ise (2.12) denklemindeki enine rezonans prensibinden bulunabilecektir. Böylece belirlenen bölün argümanları ile OM çözümleri (2.1G) denklemindeki int.egral hesabından elde edilecektir. İlgilenilen iletim doğrultusunda kılavuzlama-kesim geçişi nedeniyle modlar uzaklıkla azalan kesitlerde tuzaklanacaklardır. Dolayısıyla bu yönde daralan kanal iletimi söz konusudur. Şekil 4 ve Şekil 5'te tuzaklanma modların enine ve boyuna değişimleri görülmektedir. Şekil 5'te verilen boyuna değişim kesim berisinde giden ve yansıyan bileşenlerin girişimlerini, kesim ötesinde ise modların üstel olarak sönümlerini açıkça göstermektedir.

2.3) Kılavuzlanma-Antikılavuzlama geçişi

Denklem (2.15) ile verilen kırılma indisi profili için iletim doğrultusu $z \rightarrow +\infty$ alındığında uzaklığa bağlı olarak (2.13) denklemindekine benzer biçimde elde edilebilecek olan modal koşuller uzaklıkla genişleyeceklerdir. Dolayısıyla bu kez genişleyen kanal iletimi söz konusudur ve $z < 0$ bölgesi tuzaklama, $z > 0$ bölgesi ışın, $z = 0$ bölgesi ise geçiş bölgesi olacaktır. Bu yönde yüzey ile kestikleri arasında tuzaklanarak ilerleyen modlar kılavuzlama-ışın geçişinde yüzeyden ayrılıp yukarı doğru ışın demeti şeklinde ışımaya başlayacaklardır.

Bu problemin her bölgede geçerli analitik çözümü henüz bulunmadığından uygulanan yaklaşık yada salt sayısal yöntemler arasında en iyi sonucu Parabolik Dalga denklemi yöntemi vermiştir. Bu yöntem boyuna değişimlerin yavaş olması varsayımı altında Helmholtz dalga denkleminin

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \epsilon - \gamma^2 \right] W(x, z) = 0 \quad (2.19)$$

şeklindeki sayısal hesaplamaya çok uygun parabolik biçime sokulmasına dayanmaktadır. Kılavuzlanma-antikılavuzlama geçişi problemi (2.19) denkleminin SF yöntemiyle çözülmüştür[7, 8]. Burada ise aynı (2.19) denklemi

$$W(r, z + A) = e^{ik_0(A-z)} \mathcal{F}^{-1} \left\{ e^{-i\beta A} \sqrt{k_0^2 - \beta^2} \mathcal{F} \{ W(r, z) \} \right\} \quad (2.20)$$

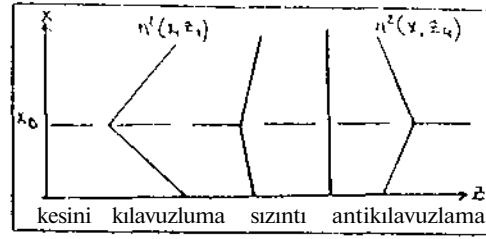
yardımıyla sadece ayrık Fourier dönüşümleri alabilen bir algoritma ile adım adım ilerleyerek bulunmuştur. (Özidmek islenen iki boyutlu sınır değer problemine karşın kullanılan (2.20) denklemi bir ilk değer problemidir. Denklemden de görüleceği gibi herhangi bir (x, z) noktasında alan değeri bilmiyorsa $(r, z + A)$ noktasındaki değeri kolayca hesaplanabilmektedir. Bu şekilde yapılan hesaba adım adım PD adı verilmektedir. Şekil 6 ve Şekil 7'de kılavuzlanma bölgesinde tuzaklanarak iletilen çeşitli modların ışın bölgesinde ışın demeti şeklinde yüzeyden konmaları görülmektedir.

3) Sonuç

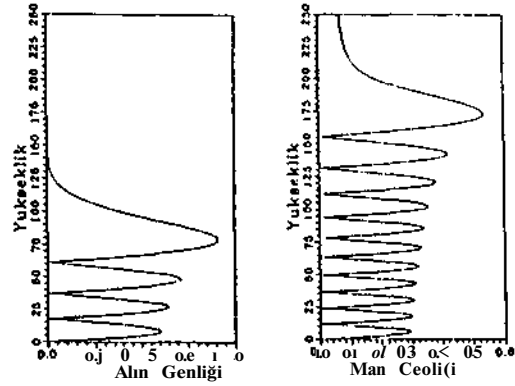
Bu çalışmada gerek elektromanyetik gerekse akustik dalgaların hem enine hemde boyuna değişimler içeren karmaşık ortamlarıyla kritik geçiş bölgelerindeki davranışları incelenmiş ve basit olarak çözülemeyen bu problemler için uygulanan çeşitli analitik ve sayısal yaklaşık yöntemlerden güncel ve kullanışlı olanları üzerinde durulmuştur. Elde edilen sonuçlar ve verilen şekiller dalga iletimi problemlerindeki tipik davranışlarla ve zorluklara referans olacak niteliktedir.

Kaynaklar :

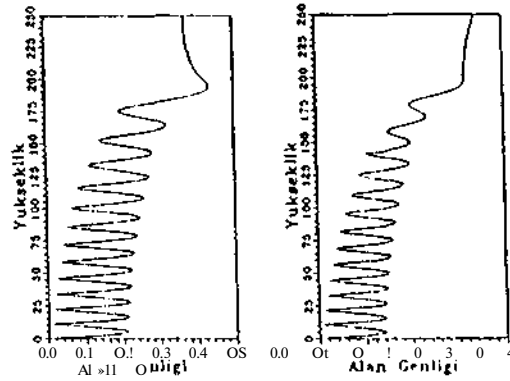
- [1] A. D. Pierce Extention of the method of normal modes to sound propagation in an anisotropic medium. *J. Acoust. Soc. Am.*, 72, 1965.
- [2] J. M. Arnold and L. B. Felsen. Spectral reconstruction of uniformized wavelenks from nonuniform ray or adiabatic mode forms for acoustic propagation and diffraction. *J. Acoust. Soc. Am.*, 87, 1990.
- [3] F. B. Jensen and H. Schmidt. Review of numerical models in underwater acoustics, including recently developed fast-field program. *SACLANTCEN Report SR-83*, December 15, 1984.
- [4] R. B. Evans. A coupled mode solution for acoustic propagation in a waveguide with stepwise depth variation of a penetrable bottom. *J. Acoust. Soc. Am.*, 7-1, 1983.
- [5] L. B. Felsen and L. Sevgi. Adiabatic and intrinsic modes for wave propagation in grating environments with longitudinal and transverse variation: Formulation and canonical test *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, M. Hill I
- [6] J. B. Felsen and L. Sevgi. Adiabatic and intrinsic modes for wave propagation in grating environments with longitudinal and transverse variation: Continuously refracting media *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 19, 1991
- [7] T. Ishihara and L. B. Felsen. Hybrid ray-mode parametrization of high frequency propagation in an open waveguide with inhomogeneous transverse refractive index: Formulation and application to bilinear scattering *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, M-H, 1991
- [8] T. Ishihara and L. B. Felsen. Hybrid ray-mode parametrization of high frequency propagation in an open waveguide with inhomogeneous transverse refractive index: Numerical results and quality assessment. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 39-8, 1991



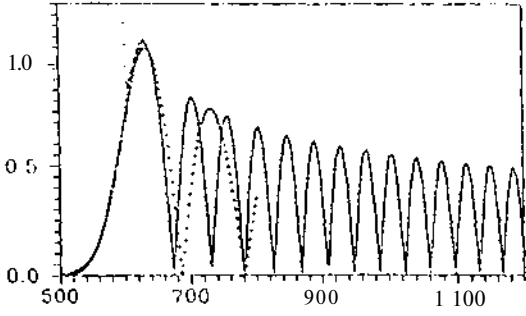
Şakil 1 : Test problemi için seçilen iki boyutlu ortam ve kırılma indisi profilleri



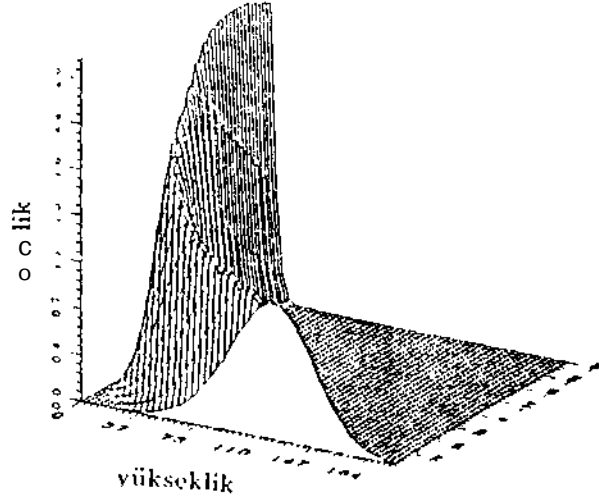
Şakil 2 : İletim doğrultusunda sabit kanalda iletilen kılavuzlanmış modlar ($a_0 = .001, f = 30A-f Hz$)



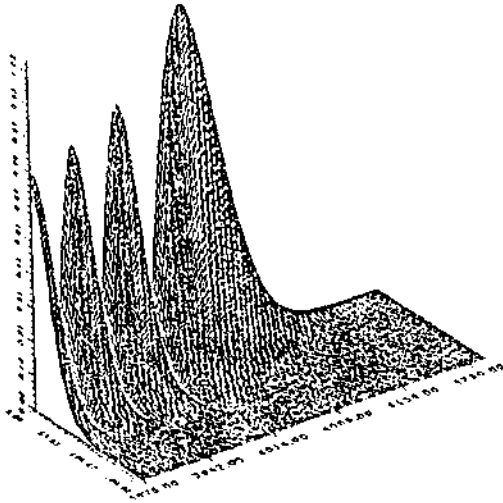
Şakil 3 : İletim doğrultusunda sabit kanalda uza-ya ışyan sızıntı modları ($a_0 = .001, f = 20 MI iz$)



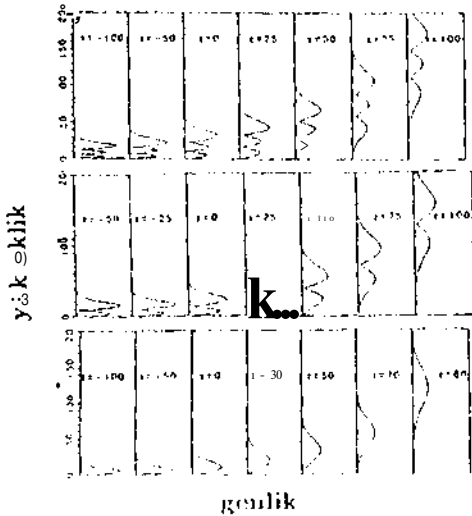
Şekil 4 : iletim doğrultusunda daralan kanalda iletilen kılavuzlanmış modlar ($\alpha_0 = .001, / = 30Af //r$)



Şekil 7 : iletim doğrultusunda genişleyen kanalda kılavuzlama-antikılavuzlama geçişinin 3 boyutta değişimi (dominant mod, $\alpha_0 = .001, / = 30A//r$)



Şekil 5 : iletim doğrultusunda daralan kanalda kılavuzlama-kesim geçişinin 3 boyutta değişimi (dominant mod, $\alpha_0 = .001, / = 3ÜAf//r$)



Şekil 6 : iletim doğrultusunda genişleyen kanalda kılavuzlama-antikılavuzlama geçişinin 3 boyutta değişimi (ilk dominant mod, $\alpha_0 = .001, / = 30A//r$)

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

Lovcu SEVGİ



1958 yılında Manisa-Akhisar da doğdu. Lisans, yüksek lisans ve doktora öğrenimlerini 1982, 1981 ve 1990 yıllarında İstanbul Teknik Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Fakültesi, Elektrik-Elektronik ve Haberleşme Bölümü'nde tamamladı. Aynı Fakültede 1982de

Aratırma görevlisi, 1991 de yardımcı doçent oldu. 1998 - 2000 yılları arasında "New York Polytechnic University, Department of Electrical Engineering/Research Institute" le Prof.Dr. Leopold H. FELSI'N'in araştırma asistanlığını yaptı. Halen İTÜ Elektrik-Elektronik Fakültesi, Elektronik ve Haberleşme Bölümü'nde yardımcı doçent, olarak görev yapmaktadır. Evli ve 1 çocuk babasıdır.

PARABOLİK DENKLEM YÖNTEMİ İLE KARMAŞIK ORTAMLARDA DALGA PROBLEMİNİN ÇÖZÜLMESİ

Özlem Ercan - Levent Sevgi

İstanbul Teknik Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Fakültesi
80626 Maslak, İstanbul

Özet

Enine ve boyuna değişimlerin olduğu doğal ortamlarda dalga iletimi problemleri her zaman güncel olan önemli araştırma konuları içerisindedir. Böyle ortamlarda haber iletiminin sağlıklı yapılabilmesi için alan davranışlarının çok iyi bilinmesi gerekir. Problemler basit analitik biçimlerde ortaya konmadığından analitik yaklaşık ya da salt sayısal yöntemlerle çözülmeye çalışılmaktadır. Bunlardan, önemli ve yaygın kullanılan Parabolik Denklem (PD) yöntemi bu çalışmada incelenmiş ve referans olabilecek karşılaştırmalı çözümler elde edilmiştir.

1) Giriş

Ortam parametrelerinin konuma bağlı olduğu dalga problemleri fiziksel dünyada sık karşılaşılan, çözümü zor hatta bulunamayan problemlerdir. Örneğin atmosferde, troposfer ya da iyonosfer tabakalarında elektromagnetik dalga iletimi bunlardan bazılarıdır. Gerek sınırların seçilen koordinat sistemindeki durumundan gerekse ortam parametrelerinin koordinatlara bağlı değişiminden dolayı bu problemler tam çözümü bulunamayan dolayısıyla analitik ya da sayısal çözümler gerektiren araştırmaya konularındır. Yaklaşık çözümlerde analitik - sayısal karma yöntemler en uygun olanıdır. Parabolik Denklem (PD) Yöntemi bunlardan en yaygın olarak kullanılanlardan biridir. Bu çalışmada kırılma indisinin enine boyutta değiştiği durumlarda dalga iletimi incelenmiştir. Problem tam çözümü bilinen karmaşık bir problemdir. Öncelikle bu problem ortaya konmuş ve tam çözümleri verilmiştir. Daha sonra Parabolik Denklem Yöntemi ortaya konmuş ve çözüm metodları incelenmiştir. Son olarakta bir yaklaşık çözüm olan PD'nin doğru olarak çözüm verdiği bölgeler, diğer yöntemlere göre üstünlüklerini çözümlerle karşılaştırılarak ayrıntılı bir biçimde incelenmiştir.

2) Parabolik Denklem Ortaya Konması

Burada kırılma indisinin enine boyutla Şekil 1'deki gibi değiştiği ortamlarda dalga iletimi ele alınmıştır. Şekil 1'de (I) bölgesinde kırılma indisi yükseklikle lineer azalmaktadır, dolayısıyla bu bölgede kırılma indisi değişimi alanları tuzaklayıcı özellik gösterir.

Oysa (II) bölgesinde kırılma indisi yükseklikle lineer artmakta ve alanları yayıcı özellik göstermektedir. İlgilenilen ortamda $n^2(x)$ (O. kırılma indisinin değişimi

$$n^2(x) = \begin{cases} 1 - \alpha_0 x & x < x_D \\ 1 - f_0(2x_D - x) & x > x_D \end{cases} \quad (1)$$

şeklinde bilineerdir (α_0 kanal yüksekliğini belirleyen pozitif bir sabittir). Homojen olmayan ortamlarda iki boyutlu skaler $\psi(x, z)$ dalga fonksiyonu, $e^{-i\omega t}$ zaman değişimi altında kartezyen koordinatlarda

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x) \right] \psi(x, z) = 0 \quad (2)$$

dalga denklemini ve

$$\psi(x, z)|_{z=0} = 0 \quad (3a)$$

$$\psi_1(x, z) = \psi_2(x, z) \quad x = x_D \quad (3b)$$

$$\frac{d}{dx} \psi_2(x, z) \quad x = x_D \quad (3c)$$

$$0. (x, 0, -i\omega) = 0 \quad (3d)$$

$$\psi_1(x, 0, -i\omega) = 0 \quad (3e)$$

sınır koşullarını sağlarlar. Burada x enine (yükseklikle), z boyuna (uzaklıkla) değişimleri ve $A_D = w/c$ serbest uzay dalga sayısını, $T_1 - iHr. \leq \epsilon_0$ ve $H(x > x_D)$ bölgelerindeki çözümleri göstermektedir. Zamana göre değişim $e^{-i\omega t}$ olduğunda dalgalar $+$; yönünde $e^{-i\omega t}$ şeklimle değişeceklerdir. Bu durumda enine alan bileşenlerini veren tek boyutlu dalga denklemi

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + Ax + B \right] \psi(x) = 0 \quad (4)$$

$$Ax + B = k_0^2 n^2(x) - \beta^2$$

olacaktır (β : enine propagasyon sabiti - $2\pi/\lambda$, $\psi(x)$ tek boyutlu dalga fonksiyonu). Burada; $p = -A^2/(4x + B)$ değişken dönüşümleri ile dalga denklemi

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} - p \right] \psi(x) = 0 \quad (5)$$

formuna gelir ki, bu denklem Airy denklemidir ve çözümleri Airy fonksiyonlarıdır. Bu durumda I ve II ortamlarındaki çözümleri aşağıdaki gibi

$$\dot{\psi}_1(\rho) = A_1(\rho) + R(x_D, \sigma_q) B_1(\rho) \quad (\diamond)$$

$$\bar{W}P = T(Z_D, T) W_1(P) \quad (T)$$

yazmak olası olacaktır. $R(J_{-01} < T)$; I ve II ortamları arasındaki yansıma katsayısı, $T(x \neq >, < 7)$; II ve I ortamları arasındaki geçiş katsayısıdır. sınır koşulları altında

$$R(x_D, \sigma_q) = - \frac{A'_1(\rho_d) W_1(\rho_d) + A_1(\rho_d) W'_1(\rho_d)}{B'_1(\rho_d) W_1(\rho_d) + B_1(\rho_d) W'_1(\rho_d)} \quad (8)$$

$$J'(D, T) = \frac{A_1(\rho_d) + R(x_D, \sigma_q) B_1(\rho_d)}{W_1(\rho_d)} \quad (9)$$

olarak elde edilir. $x = 0$ 'daki sınır koşulundan elde edilen

$$iM - ff, + K(*D, ff,) \ddot{o}i(-* \ll) = 0 \quad (10)$$

özdeğer denkleminin kökleri (q mod sayısı olmak üzere) ir, özdeğerleridir. Burada

$$\begin{aligned} \rho_{1d} &= \rho_{2d} = \rho_d \\ &= -\sigma_q \left[1 - \frac{x_D}{x_{c,q}} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

olduğu kolayca gösterilebilir. $x_{c,q}$ modal kostiklerdir ve geometrik optik ışın denklemi yardımı ile yazılmış enine rezonans koşulu ise

$$2 \int_0^f J t_1 dx + \Phi_1 + \Phi_2 = 2\pi q \quad (12)$$

şekindedir. $\diamond, = 0$ ($i = 0$ daki faz kayması), $\diamond_2 = T/2(X = J_{cv}$ daki faz kayması) ve $k_0 + \frac{2\pi}{\lambda} = t$ olarak tanımlanmıştır. Enine rezonans koşulu iki tuzaklayıcı sınır arasında yol alan ışınların enine bir tam tur gitmeleri sonucu $2T$ 'nin katları kadar faz farkına uğradıklarını söyler. Böylece bilinmesi gereken tüm değerler elde edildiğinden Airy fonksiyonları yardımı ile tam çözüm elde edilmiş olur.

3) Parabolik Denklem \ 'öntümü

Eğer ortam parametreleri yükseklik \diamond mesafe il- değişirse, iki boyutlu skalar dalga denklemi ayrıştırmaz. Bu iki boyutlu skalar dalga denklemi,

$$\nabla^2 \Phi + k^2 \Phi = 0 \quad (13)$$

($t^j = kW(x, z)$ dalgası, n, k, r, l ma indisi, boşluk dalga sayısı) sayısal çözümlere uygun düşen dalga denklemi formuna getirmeye çalışılır. Bunun için alan fonksiyonu;

$$\langle \nabla^2 - \sqrt{\lambda} J, x \rangle S'(z) \quad (14)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $S(z)$ mesafe ile hızlı değişimleri, $\langle \nabla^2, x \rangle$ ise mesafe ile yavaş değişimleri içermektedir. $V(\epsilon, *)$ 'i'iesafe ile yavaş değişimleri içerdiği düşüncesi ile aşağıdaki yaklaşıklık yapılırsa;

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \ll 2k_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (15)$$

(i) denkleminin düzenlenmiş hali Parabolik DeukİHii formurula olacaktır.

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + 2k_0 \frac{\partial \psi}{\partial x} + J \text{tg}(\epsilon^2 - 1) \psi = 0 \quad (16)$$

Bu denklem z'e göre yalnızca I. dereceden türevleri içeren Parabolik Denklemdir[1].

PD bir ilk * & r Problemidir. İlk alan dağılımı,

$V^*(0, X) = \text{bi}^{\text{langı}} \text{c} \text{ sınırlı} \text{ hoyunca} \text{ U m m l a n ı r ı}$ ($A^*, *$) noktasındaki alan dağılımı $V^*(\bar{u}, z)$ 'in fonksiyonu olarak ifade edilebilir. Dikkat edilirse sağdaki sınır koşullarını hesaplamaya gerek yoktur. $\text{Bi}^{\text{>}}$ lark PD ile kesin bir tahmin yapılacağını açıklar; z mesafedeki alan z'ten daha büyük mesafelerdeki yapının etkisi altında değildir.

Burada Parabolik Denklem yönteminin uygulamasında kullanılan Adım - Adını PD yöntemi üzerinde durulacaktır. Kırılma indisinin değişimi ($\epsilon = n_0 = \text{sbt.}$) sabit olması durumunda (16) denklemi Fourier domeninde kolaylıkla çözülebilir.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(z, x) e^{-i s x} dx \quad (17)$$

(13) denklemi ile beraber

$$-s^2 \psi + 2i k_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} + k_0^2 (n^2 - 1) \psi = 0 \quad (18)$$

elde edilir. (18) denklemi I. dereceden sabit kat- diferansiyel denklemdir ve çözümü [2]

$$\psi(z, s) = \psi(z_0, s) e^{-\frac{k_0^2 (n^2 - 1) \Delta z}{s}} \quad (19)$$

şekindedir. Burada ;Q 'daki başlangıç durumu tanımlanmış olmalıdır. Ters Fourier dönüşümü alınacak olursa

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(z_0, s) e^{i \frac{k_0^2 (n^2 - 1) \Delta z}{s}} e^{-i s x} ds \quad (20)$$

Fourier Dönüşümü $\rightarrow = k_r, f_{r, \dots, r, \text{Fourier}} \text{ Dönüşümü}$ \leftarrow Ters Fourier Dönüşümü' nü modellerse

$$\psi(z + \Delta z, x) = e^{i \frac{k_0^2 (n^2 - 1) \Delta z}{x}} \mathcal{F}^{-1} \left[e^{-i s \Delta z} \mathcal{F} \{ \psi(z, x) \} \right] \quad (21.a)$$

herhangi bir (x, z) noktasında $\langle \psi^*(r) \rangle$ alan değeri biliniyorsa, Δz kadar ötede $\psi^*(z + \Delta z, r)$ alan değerinin sadece Fourier ve ters Fourier dönüşümü ile bulunabileceğini gösteren (1f) yaklaşıklığı nedeniyle dar açı çözümdür. Daha geniş açılarda geçerli olan[3]

$$\psi(z + \Delta z, x) = e^{i k_0 (n^2 - 1) \Delta z} \mathcal{F}^{-1} \left[e^{i \Delta z \sqrt{k_0^2 - k^2}} \mathcal{F} \{ \psi(z, x) \} \right] \quad (21.b)$$

denklemleri de Parabolik Denklemin adım-adım ilerleyen çözümüdür. Fourier dönüştürme HFD (Fast Fourier Transform - Hızlı Fourier Dönüşümü) kullanılarak uygulanır. Bu u sabit durumdaki çözümdür, fakat n'in mesafe ve yükseklikle değiştiği durumda, HFD dizisinin boyut büyüklüğü artırılarak ve mesafe adımlarının büyüklüğü azaltılarak oldukça doğru sonuçlar elde edilebilir.[4, 5]

4) Yöntemin Uygulanması

PD yöntemi ile dalga probleminin çözümü 3. bölümde, ayrıntılı olarak gösterildiği üzere (21) denklemi ile elde edilebilmektedir. Bu denklemden görüldüğü üzere PD yöntemi bir ilk değer problemidir. Bu yüzden problemin herhangi bir $z = z_0$ noktasında enine alan dağılımının ilk değerleri bilinen bir yöntem ile tam ya da yaklaşık hesaplanmak zorundadır. Bu uygulamada 2. kısımda ortaya konan kanonik problem ele alınmış ve tam çözümleri elde edilmiştir[6]. başlangıç çözümleri olarak bunlar kullanılmaktadır.

Önce (6,7) 'de Airy fonksiyonları cinsinden verilen modal çözümler (10) özdeğer denkleminin kökleri bulunarak elde edilmiştir. Şekil.2'de düşük ve yüksek indisli modları yükseklikle değişimleri görülmektedir. Kanal yüksekliği r/j' 'den önce kostikler arasında kalan düşük indisli modlara "tuzaklanmış modlar", z_p 'den taşan modlara ise "sızıntı modlar" denmektedir. Tablo.1'de tuzaklanmış ve sızıntı modlar için (10) özdeğer denkleminin özdeğerleri gösterilmiştir. Görüldüğü gibi (10) denkleminin kökleri tuzaklanmış modlar için $I_4(-Tq) = 0$ denkleminin kökleri ile çakışmaktadır.

Şekil.3 'te enine profil çeşitli sayıdaki mod toplantiyla verilmiştir. Açıkça ki kullanılan parametreler ile 12 mod toplani alan profili için yeterlidir. Bunun üzerindeki modlar (üst sızıntı mod I arı) uzaklıkla üstel söndüğü için katkıları yok elenecek kadar azdır.

Bu şekilde analitik referans çözümler elde edildikten sonra (21) denklemi ile verilen adım - adım PD algoritması yardımı ile alanın uzaklıkla değişimi elde edilmiştir. Denklem (21)'den görüleceği gibi PD algoritması HFD örnekleme sayısına ve Az adım uzaklığına bağlıdır. Şekil.4a 'da adım - adım PD sonuçları değişik örnekleme sayısı için çizilmiştir. Seçilen parametrelerde 256 örnek adımı yeterlidir. Ayrıca yüzeydeki sınır koşulunu sağlamada» aşremdan sinüs HFD gerektiğinden alan profili $x = 0$ sınırına göre göre tek simetrik ötelenmiş ve oluşan 512 adımlık değerler hesaplarda kullanılmıştır. Şekil.4b'de sin-HFD ve HFD sonuçları gösterilmiştir. Sınır koşullarını sin - HFD daha iyi sağladığı açıkça görülmektedir.

Bu sayısal testlerden sonra, adım - adım PD algoritmasının güvenilirliği ortaya konmuş ve çeşitli uzaklıklarda

PD yöntemi ile Hile edilen sonuçlar, analitik referans çözümlerle karşılaştırılmıştır.Şekil.5 'te değişik uzaklıklardaki bu karşılaştırma gösterilmiştir.

5) Sonuç

Bu çalışmada kırılma indisinin $n(x,z)$ gibi iki boyutlu değiştiği ortamlarda dalga denkleminin çözümü için sayısal - analitik karma bir yaklaşım yöntem olan Parabolik Denklem Yöntemi incelenmiştir.

PD yöntemi 3. kısımda ayrıntılı olarak açıklandığı üzere (21) denklemi yardımı ile uygulanır ve bir ilk değer problemidir. Başlangıç çözümleri verildiği durumda belirli bir mesafe ötede dalga denkleminin çözümü yaklaşık olarak verilebilmektedir. Bu yaklaşıklıkla, yükseklik ve mesafedeki örnekleme sayısı arasında sıkı bir ilişki vardır.

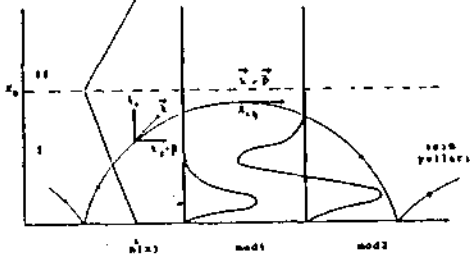
Yapılan bu çalışmada, PD'nin eldesi ve çözüm metodlarının antatılması ve örnek problemle tüm dikkat edilmesi gereken koşulların ayrıntılı incelenmesini içermesi nedeni ile bu konuyla ilgilenenlere bir kaynak teşkil edecek niteliktedir. PD yöntemini etkin bir şekilde uygulayan bilgisayar programı oldukça genel yazılmıştır. Çözümü bulunmak istenen her türlü ortam için kırılma indisi profili ve yaklaşık başlangıç çözümleri verildiği zaman istenilen mesafede istenilen kadar modun toplamı şeklinde alan profilini elde etme olanağı vermektedir.

Kaynaklar

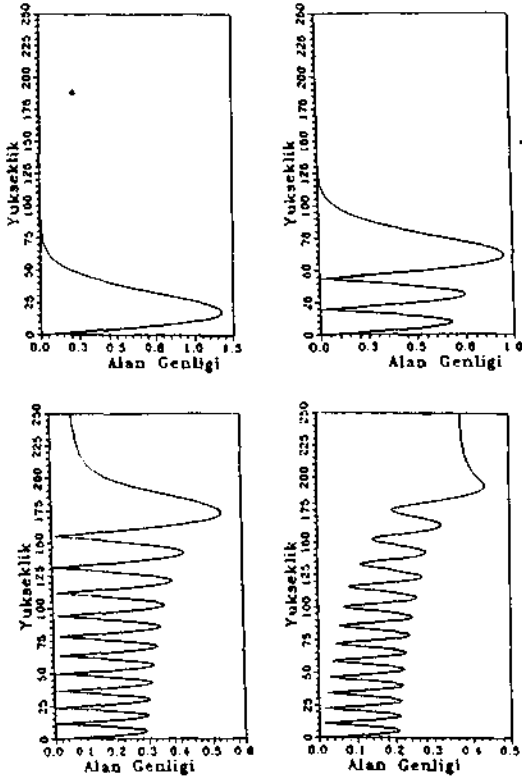
- [1] F. D. Tappert. *The Parabolic Approximation of Meihoi in Wave Propagation and Underwater Acoustics*. N. Y. Springer - Verlag, 1977, s.224-285.
- [2] F. B. Jensen and El. Schmidt. Review of numerical models in underwater acoustics, including recently developed fast-field program. *SACLANTCEH Report SR-81*, December 15, 1984.
- [3] D. J. Thomson and N. R. Chapman. A wide-angle split-step algorithm for the parabolic equation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 74-6, December, 1983.
- [4] K. H. Craig and M. F. Levy. Parabolic equation modelling of the effects of multipath and ducting on radar systems. *IEE Proceedings F.*, 138, 1991.

[5] (I.D. Dockery. Modeling electromagnetic wave propagation in the troposphere using the parabolic equation. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 36, 1988.

[3] L. D. Felsen and L. Sevgi. Adiabatic and intrinsic modes for wave propagation in guiding environments with longitudinal and transverse variation: Continuously refracting media. *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, 39, 1991.



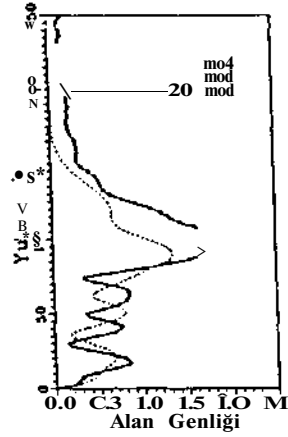
Şekil 1: Ele alınan iki boyutlu yapı



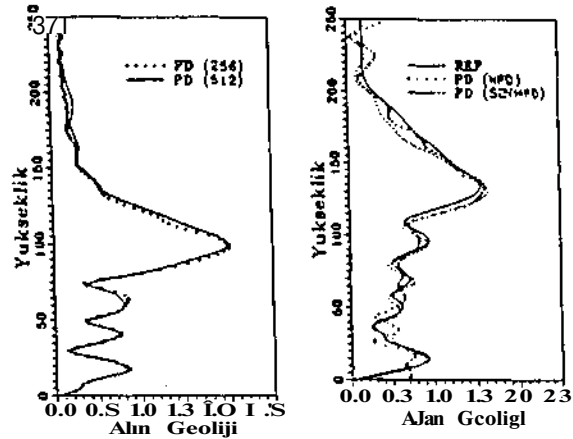
Şekil 2: Tızzaklanmış, ve sızıntı modlarının uzaklıkla değişimi ($a_0 = 10^{-3}$, $f = 201 \text{ MHz}$)

	$A_i = \alpha_i i + B_i(r_0, r_i) B_i - r_i i = 0$	$A_i(-r_i) = 0$
1	(1.328107+4, 1.31175440E-010)	3.82610741
2	(4.08795051, -8.70958736E-008)	4.88794944
3	(1.31034371, 1.03344443E-008)	3.33034403
4	110350, 8.8670094E-009)	4.78870409
5	(7.48434921, 5.94304328E-009)	7.94411359
6	(9.0429376, -1.80281475E-008)	9.02241081
7	(10.06058944, -5.80191871E-009)	10.04817434
8	(11.03814477, -6.19384481E-009)	11.00010114
9	(11.98488037, -4.86311478E-007)	11.11011111
10	(13.04054828, -1.03073103E-004)	13.03877612

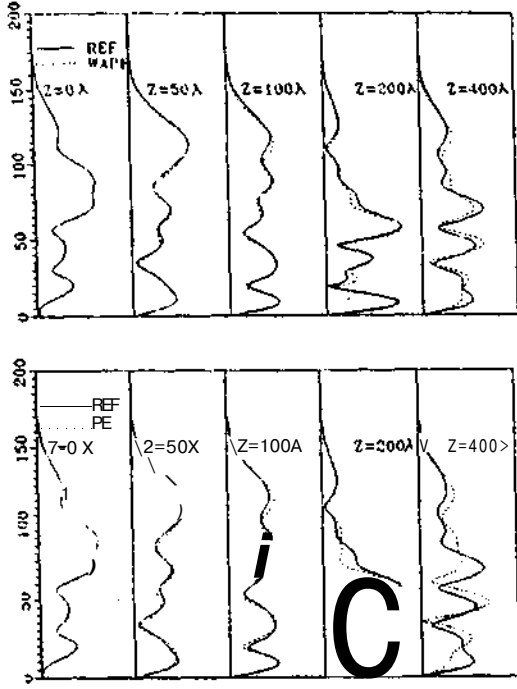
Tablo 1: Özdeğer denkleminin çözümleri



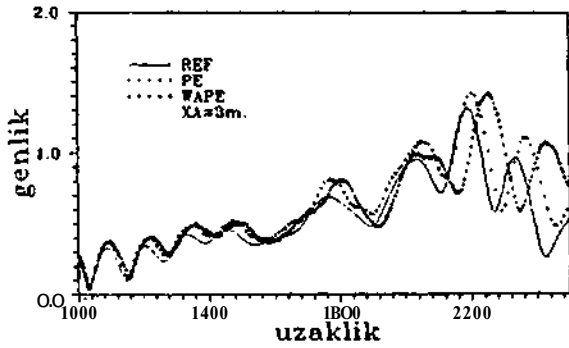
Şekil 3: Değişik sayıda mod toplatılmasıyla elde edilen alanın yükseklikle değişimi



Şekil 4: Örnekleme sayısı, HFD ve SIN-HFD sonuçlarının karşılaştırması



Şekil 5: Değişik uzaklıklarda alanın yükseklikle değişimi



Şekil 6: Yüzeyden 3m. yükseklikte alanın uzaklıkla değişimi

ÖZLEM EKCAN



28.06.1972 tarihinde İzmir'de doğdu. İlk öğrenimini Ankara İletişim ilkokulunda, orta öğrenimini Tokat Plevne Orta okulunda ve Ankara Fen lisesi'nde tamamladı. 1993 • Haziran döneminde İstanbul Teknik Üniversitesi Elektronik - Haberleşme

Mühendisliği Bölümü'nden İ. olarak mezun oldu. Yüksek lisans eğitimini ilgili duyduğu Elektronik Haberleşme konularında yapacaktır.

Levent Sevgi için bakınız. bildirisi "Dalga iletiminde kritik geçiş bölgeleri"

BARITT DIODLU KARIŞTIRICININ PERFORMANS ANALİZİ

Aktül Kavas

Yıldız Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Fakültesi
Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü 80670 Maslak-
İstanbul.

Özet

Osilasyon yapan karıştırıcı olarak kullanılan BARITT diodların dedeksiyon kalitesinin diğer düzenlerle örneğin IMPATT diodlar ve GUNN elemanlarıyla karşılaştırıldığında çok üstün olduğu bilinmektedir. BARITT diodlarının X ve Ka bantlarında yüksek karıştırma duyarlılığı ve FM gürültüsüne karşı davranışı mükemmel olup, bu özellikleri ve basit sistem düzenlemesi gerektirdiklerinden özellikle Doppler radar uygulamalarında önemli rol oynamaktadırlar. Ayrıca düşük değerli de kutuplama gerilimi ve küçük paketleme boyutları ile BARITT diodlar Doppler sistemlerinin en vazgeçilmez elemanı olmaktadır.

Bu çalışmada BARITT diodlu osilasyon yapan karıştırıcının dönüştürme matrisi aktif düzenin dinamik akım gerilim karakteristiği de gözönüne alınarak aktif elemanın genlik ve frekansa bağımlı admitans ilişkisinden elde edilmiştir. Sonuç olarak osilasyon yapan karıştırıcının dönüştürme Kazancı BARITT diodunun genlik ve frekansına bağımlı admitans tarafından hesaplanmış ve dönüştürme kazancının hem PQ çıkış gücüne ve hem de Kutuplama direnci Rg'ye göre değişimleri elde edilerek bilgisayar simülasyonu gerçekleştirilmiştir.

GİRİŞ

BARITT diodlarla gerçekleştirilen mikrodalga ve milimetre dalga devreleri, hem yerel osilatör hem de lineer olmayan özellikleri dolayısıyla karıştırıcı olarak çalışabilmeleri sayesinde Doppler radar ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

uygulamalarında veya alıcı ön katlarında geniş uygulama alanı bulmuşlardır. IMPATT ve GUNN düzenleriyle karşılaştırıldıklarında bu iki düzene göre daha iyi karıştırma özelliğine ve daha düşük dedekte edilebilen sinyal seviyesine sahip oldukları bilinmektedir. /I//E/. Bu nedenle BARITT diodlu düzenler osilasyon yapan karıştırıcı devrelerinde diğer düzenlere göre daha sıklıkla kullanılmaktadır.

Bu çalışmada BARITT dioduyla osilasyon yapan karıştırıcının dönüştürme matrisi aktif düzenin frekansa bağımlı admitansı ile birlikte dinamik I-V karakteristiğinden imaj frekans bileşenleri de hesaba katılarak elde edilmiştir.

DÖNÜŞTÜRME MATRİSİ ve DÖNÜŞTÜRME KAZANCI:

Osilasyon yapan aktif düzenin osilasyon frekansı w 'da Kompleks akım genliği $I_j(t)$ ve gerilim genliği $U_j(t)$ arasındaki admitans ilişkisi

$$I_j(t) = Y(U_0, |U_j|, w)U_j(t) \quad (1)$$

kutuplama gerilimi U_0 , osilasyon geriliminin mutlak değeri $|U_j|$ ve osilasyon frekansının fonksiyonu olarak ifade edilebilir. $I_j.U_j$ ve U_0 in zamanla değişiminin osilasyona göre zamanla yavaş değişen admitans kullanımını mümkün kılacak kadar yavaş olduğu varsayılmaktadır. Diğer yandan kutuplama akımı I_0 , aktif elemanın dinamik I-V karakteristiğinden dolayı, kutuplama gerilimi U_0 , osilasyon geriliminin mutlak değeri $|U_j|$ ve osilasyon frekansının reel kısmının fonksiyonudur.

$$I_0(t) = I_0(U_0, |üi|, W_r) \quad (2)$$

(1) ve (2) denklemlerindeki bütün zamana bağlı büyüklükler stasyonere değerleri ve bu değerler civarındaki zamanla değişen uyarımların toplamı şeklinde ifade edilebilirler.

$$i(t) = I_{10} + I_{11}(t) \quad (3. a)$$

$$U_j(t) = U_{j0} + U_j(t) \quad (3. b)$$

$$I^U(t) = I_{Uj0} + I_{Uj}(t) \quad (3. c)$$

$$I_0(t) = I_{00} + \delta I_0(t) \quad (3. d)$$

$$u_0(t) = u_{00} + a u_0(t) \quad (3. e)$$

$$W(t) = W_0 + \ll W(t) \quad (3. f)$$

$$W_e(t) = WQ + 5W_e(t) \quad (3. g)$$

Osilasyon yapan karıştırıcı durumunda zamana bağlı uyarımlar, stasyonere değerleri yanında çok küçük olduğunda i ve 2 ifadeleri Taylor serisine açılıp lineer terimler gözönüne alınarak dönüştürme matrisi için gerekli temel denklemler elde edilir. Diğer taraftan işaret $w_s = w_0 + w_1$ ve imaj $w_i = w_0 - w_d$ frekansındaki yan bantları oluşturan osilatör genliklerindeki uyarımlar $5I_j$ ve su_i ve AF karıştırma ürünü akım ve gerilimini oluşturan kutuplama akım ve gerilim uyarımları δI_0 ve suQ da gözönüne alınıp "Harmonik Dengeleme" tekniği uygulanarak dönüştürme matrisinin bütün elemanları bulunur. /3/

$$\begin{pmatrix} I_s \\ I_i \\ I_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{ss} & Y_{sd} & Y_{si} \\ Y_{ds} & Y_{dd} & Y_{di} \\ Y_{is} & Y_{id} & Y_{id} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_s \\ U_d \\ U_i \end{pmatrix}$$

Böylece dönüştürme matrisi- işaret açısal frekansı w imaj açısal frekansı $w_i = 2w_0 - \sqrt{\dots}$ ve alçak açısal frekansı $|w_d|$, $w_s = w_0 - wQ$ gibi-değişik frekanslardaki devre admitanslarının fonksiyonu olarak elde edilir.

Karıştırıcı devresini oluşturan bütün elemanların devre özellikleri gözönüne alındığında karıştırıcı devresinin dönüştürme davranışı dönüştürme matrisinden kolaylıkla tayin edilebilir. Bu sebeple dönüştürme kazancı: g_{AM} , osilasyon yapan karıştırıcının giriş işaretine bağlı olarak genlik modülasyon cevabı ; ve g_{dem} : aktif düzenin iç doğrultma özelliği dolayısıyla demodülasyonu temsil eden iki bileşenin fonksiyonu olarak ifade edilmiştir.

$$g_c = g_{AM} g_{dem} \quad (5)$$

$$g_{AM} = \frac{(\delta |U_i|_{max})^2 g_L}{2 P_S} \quad (6)$$

$\ll |U_i|_{max} = I U_s \cdot u_i$ maksimum genlik sapması,

$$P_S = \frac{I g_L}{8 G_L} \text{ işaret çıkış gücü}$$

ve G_L de sinyal frekansında RF devresindeki yük iletkenliği-dir.

$$\frac{|U_d|^2 G_B/2}{(\ll |U_i|_{max})^2 G_L/2}$$

burada G_B kutuplama devresinin reel iletkenliğidir.

*AM ve dem Kazanç ifadelerini hesaplayabilmek için

$$I_s = -Y_s U_s + I_g \quad (8. a)$$

$$i_i = -Y_i U_i \quad (8. b)$$

$$I_d = -Y_d U_d \quad (8. c)$$

sonlandırma denklemlerini kullanarak (4) ifadesiyle verilen 3 kapılının dönüştürme matrisi iki kapılı terimleri cinsinden

$$\begin{matrix} I & I & I \\ \hline I & I & I \\ \hline I & I & I \end{matrix} \begin{matrix} |Y'_{ss} \\ |Y'_{is} \\ |Y'_{il} \end{matrix} \begin{matrix} |U_s| \\ |U_1| \\ |U_1| \end{matrix} \quad (9)$$

olarak elde edilir. Matris elemanlarının değerleri /3/ de verilmiştir. Bu durumda genişletilmiş matris elemanları ve devre parametreleri cinsinden dönüştürme faktörleri

$$\begin{aligned} \epsilon_{AM} &= \frac{4G_L^2 |Y'_{11} + Y'_{11} - Y'_{1s}|^2}{|Y_s + Y'_{ss}| (Y'_{11} - Y'_{1s}) - Y'_{s1} Y'_{1s}} \\ \epsilon_{dem} &= \frac{(\partial I_0 / \partial |U_1|)^2}{G_L} \\ &= \frac{G_B}{(Q_B + a I_0 / \partial U_0)^2} \end{aligned} \quad (11)$$

olarak bulunur ve toplam kazanç

$$\epsilon_c = \frac{|U_0|^2 G_B / 2}{P_s} = \epsilon_{AM} \epsilon_{dem} \quad (12)$$

olarak ifade edilir.

UYGULAMA:

BARITT diodlu karıştırıcının performans analizi için basitleştirilmiş negatif RF iletkenliği $-G_b$ ve dinamik kutuplama I-V karakteristiği ile bir BARITT diod incelenmiştir.

$$-G_b - G' \frac{\partial I_0}{\partial U_0} - A (AU_0)^2 - B |U_1|^2 - G \quad (13)$$

$$I_0 = G_0 (\Delta U_0 + C) \quad (14)$$

Burada U_0 eşik geriliminin üstündeki kutuplama gerilimi G_j diod RF kayıplarını temsil eden parametre ve $G', G_0 > A, B,$ ve C sabitlerdir. Bu parametreler Tablo 1-de verilmiştir.

(13) ve (14) ifadeleri kullanılarak karıştırıcının dönüştürme kazancı

$$\epsilon_c = \frac{2G_L^2 G_0 C^2 (G_B / G_0)}{P_0 G'^2 B'^2 [(G_B / G_0) + 1]^2} \quad (15)$$

olarak elde edilir. Dönüştürme kazancının karıştırıcı çıkış gücüne göre değişimi $P_Q = 10W$. lmW aralığında kutuplama direnci $R_B = 100\Omega$ alınarak Şekil-1 de verilmiştir. Düşük güç seviyeleri için admitans ve I-V karakteristiğinin genliğe karesel olarak bağımlılığı dolayısıyla

$$\epsilon_{AM} \propto \frac{1}{P_0} \text{ ile ve } g_{aem} \text{ çıkış}$$

gücü P_0 ile doğru orantılı olur. Eğriden de görülebileceği gibi bu durumda toplam dönüştürme kazancı düşük çıkış güç seviyelerinde artar. Yüksek çıkış güç seviyelerinde ise dönüştürme kazancının güce bağlı olarak değişimi azalır. Buna neden de kutuplama geriliminin maksimum çıkış gücü alınacak seviyeye gelmesi durumunda kutuplama devresi ile olan geri beslemenin azalmasıdır. Bir diğer önemli konu da karıştırıcı düzenin maksimum çıkış gücü elde edecek şekilde ayduruşması durumunda, düşük seviyeli çıkış gücü için optimum dönüştürme kazancının elde edilmesidir. Bu şartlar da (15) ifadesine göre yük iletkenliği G_L nin büyük ve B' ifadesinin küçük olması gereklidir. Bu durum da kutuplama geriliminin maksimum güç elde edecek şekilde ayarlanmasıyla sağlanır. Bu takdirde en yüksek değerli küçük işaret iletkenliği elde edilir ve $B=B'$ yani geri besleme olmaz.

Seki 1-2 de dönüştürme kazancının kutuplama direncine bağlı olarak değişimi verilmiştir. Eğriden de görülebileceği gibi maksimum dönüştürme gücü kutuplama direncinin 50-80 Ω değerleri arasında oluşur. Elde edilen bu değer zaten I-V karakteristik eğimi olan

$1/GQ=125$ Q değerine yakın beklenen bir değerdir. Kutuplama direnç değerleri arasında oluşan bu fark da demodüle edilmiş işaretin RF devresiyle olan geri beslemesinden kaynaklı anmaktadır.

SONUÇ

Osilasyon yapan karıştırıcıların dönüştürme matrisi aktif elemanın dinamik akım gerilim karakteristlikleri de gözönüne alınarak genlik ve frekansa bağımlı admitans ilişkisinden imaj frekans bileşenleri de hesaba katılarak elde edilmiştir. Böylece aktif düzenin analitik empedans modelinden hareketle imaj frekans bileşenleri ihmal edilerek bulunmuş olan dönüştürme kazancına göre daha gerçekçi ve pratik uyulan sonuçlar elde edilmiştir.

REFERANSLAR:

/1/ M. Classen, "Güttich" Conversion Matrix of Self Oscillating Mixers" IEEE Trans. on Microwave Theory and Tec., Vol. 39, No. 1, Jan. 1991 pp25-30.

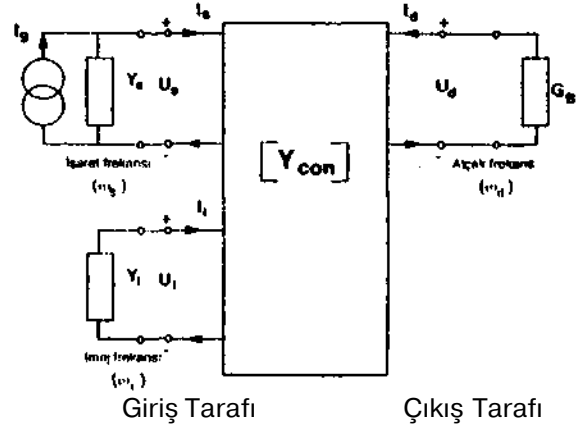
/2/ U. Guttich, "60 GHz BARITT Diodes as Self-oscillating Mixers" Electron. Lett. Vol. 22, pp. 629-630, 1986.

/3/ F. Güneş, A. Kavas, "Pertübeli Osilatör Teorisiyle Osilasyon Yapan Karıştırıcı Analizi" Elektrik Mühendisliği 5. Ulusal Kongresi Trabzon.

XXXX



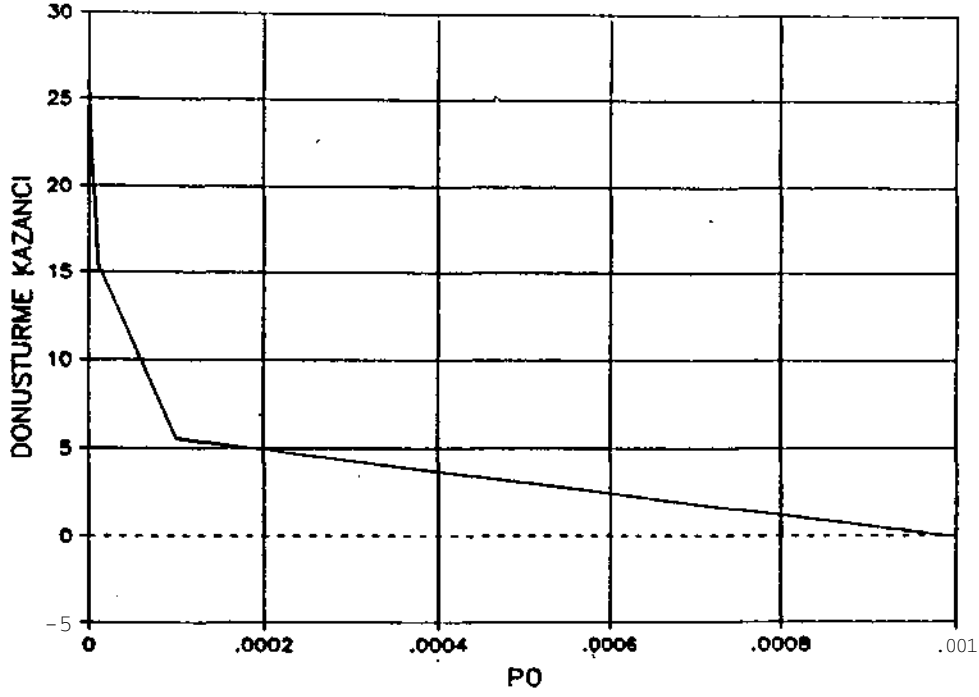
Akttil Kavas
1955 Elazığ doğumlu. 1979 İTÜ Zayıf akım bölümünden, 1984 İTÜ HEE mezun oldu. 1991 yılında Yıldız üniversitesinde doktorasını bitirdi halen aynı üniversitede Y. Doç. Dr. olarak görev yapmaktadır



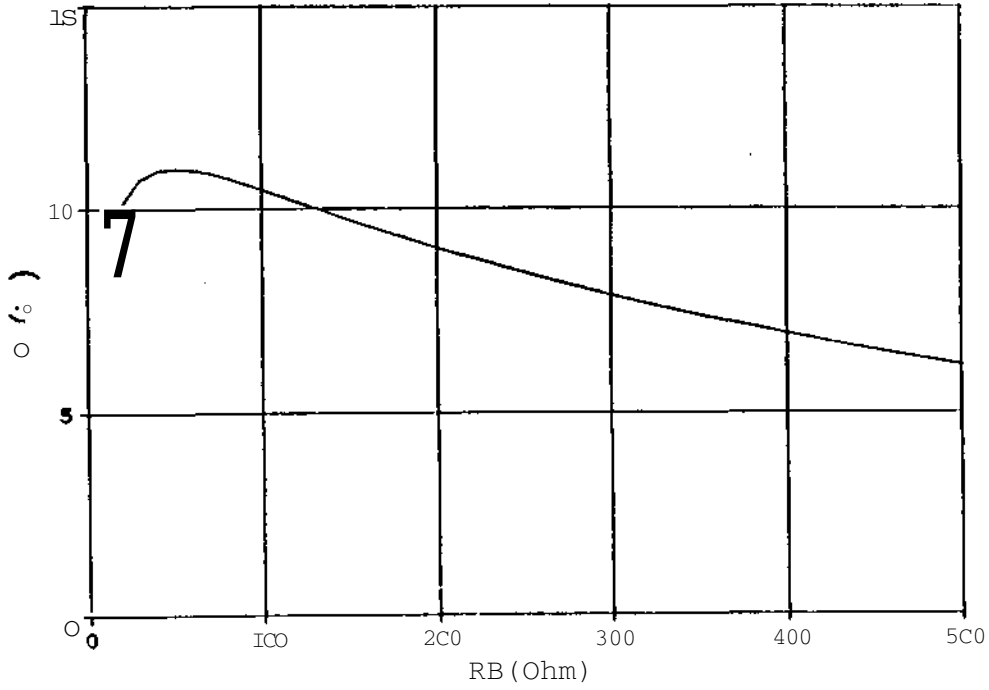
Şekil 1 - Karıştırıcının Üç-Kapılı Temsili

TABLO 1

Parametre	İfade	Değer
G_1	$\frac{U_{00}^2}{2 U_{CO}}$	0.31V
G_2	$\frac{U_{00}^2}{2 U_{CO}}$	0.1V
A	$\frac{1}{2} \frac{U_{00}^2}{U_{CO}}$	0.4V ⁻¹
$B: U_1^2$	$\frac{1}{2} \frac{U_{00}^2}{U_{CO}}$	0.16V
$C: U_1^2$	$\frac{1}{2} \frac{U_{00}^2}{U_{CO}}$	0.5V
$P_0(U_0)$	$\frac{U_0^2 - U_{CO}^2 - A(U_0^2 - U_{CO}^2)}{2 U_{CO}}$	0...1mW



Şekil 1 - 1. Dönüştürme Kazancının ÇıUış Gücüne Göre Değişimi



Şekil 1. 2. Dönüştürme Kazancının Kutuplama Direncine Göre Değişimi

PERTÜRBELİ OSİLATÖR TEORİSİYLE OSİLASYON YAPAN KARIŞTIRICI ANALİZİ

Filiz Güneş

Aktül Kavas

Yıldız Teknik Üniversitesi Elektrik-Elektronik Fakültesi
Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü Maslak-İstanbul.

ÖZET

Bu çalışmada, osilasyon yapan bir karıştırıcı dönüştürme performansı, klasik karıştırıcı teorisinin belkemiği "Zamanla değişen admitans"la değil, "Pertürbeli Osilatör" teorisi kullanılarak ve en önemli üç karıştırma ω_h ün frekansı-ışaret (ω_s), imaj (ω_{\pm}) ve alçak ω_0 -ele alınarak analiz edilmiştir.

Pertürbeli osilatör teorisi gereğince, karıştırma ürünü işaretleri, osilatör açısıl frekansı ω , bu frekansdaki osilasyon akımı I_j ve gerilimi V_j , ve kutuplama akımı I_0 ve gerilimi V_0 in stasyonere değerleri civarındaki pertürbasyonları olarak ele alınmıştır ve aralarındaki bağıntı, V_0 , I_j ve ω nın nonlinear bir fonksiyonu olan aktif eleman RF admitansı ve dinamik V-I karakteristiginin lineerleştirilmiş Taylor serilerine açılımı kullanılarak elde edilmiştir. Sonuçta bulunan "Dönüştürme Matrisi" Karıştırıcının bütün sonlandırmalarıyla birlikte dönüştürme davranışını vermektedir. Dönüştürme mekanizmasını daha iyi kavrayıp modelliyebilmek amacıyla dönüştürme kazancı

$8c$, $gc \ll \ll AM$ «dem şeklinde faktörize edilmiştir. Burada *AM ve $8 < 3em$ bileşenleri, sırasıyla osilatörün enjekte edilen küçük-ışarete genlik modülasyon cevabını ve elemanın iç doğrultması nedeniyle demodülasyonu karakterize etmektedir. Sonuçta Pertürbeli osilatör teorisiyle osilasyon yapan karıştırıcı analizi, devrenin frekans dönüştürme mekanizmasına yarıiletken eleman karakteristik terimleri cinsinden fiziksel bir boyut getirmiş ve daha gerçekçi kazanç değerleri

elde edilmiştir.

GİRİŞ:

Günümüz mikrodalga yarıiletken teknolojisiyle iyi karıştırma özelliklerine sahip eleman yapımı, önemi ölçüde iyi sayılabilecek dönüştürme kazancı ve çok düşük seviyeli işaret dedeksiyonu için basit devrelerin gerçekleştirilmesini olanaklı kılmıştır, özellikle IMPATT, GUNN, BARITT diodları ya da yeni bir eleman olan geçiş zamanlı tünel dioduyla gerçekleştirilen mikrodalga ve milimetredalga devrelerinin hem yerel osilatör hem de karıştırıcı olarak çalışabilmeleri ve ucuz Doppler radar dedektörleri ve alıcı ön katında kullanılmalarıyla sonuçlanmıştır.

Çalışmada hem yerel osilatör ve hem de karıştırıcı olarak kullanılan devrelerin "Pertürbeli Osilatör" teorisi kullanılarak analizi yapılmıştır.

DÖNÜŞTÜRME MATRİSİ:

Aktif elemanın, osilasyon frekansı ω da kompleks akım genliğini $I_j(t)$ ve gerilim genliğini $V_j(t)$ ile gösterelim. $V_j(t)$ ile $I_j(t)$ arasındaki ilişki eleman admitansı tarafından oluşturulur.

$$I_1(t) = Y(U_0, |U_1|, \omega) U_1(t) \quad (i)$$

ki genel olarak kutuplama gerilimi U_0 'a, osilasyon geriliminin şiddetine $|U_1|$ 'a ve osilasyon frekansı ω ya bağlıdır. Burada I_j , U_1 ve U_0 in zamanla değişimi osilasyona göre zamanla yavaş değişen admitans kullanımını mümkün kılacak kadar yavaş varsayılmaktadır. Diğer taraftan I_0 kutuplama akımı da aktif

ELEKTRİK MÜHENDİSLİĞİ 5. ULUSAL KONGRESİ

elemanın dinamik akım gerilim karakteristiği nedeniyle U_0 , $|U_j|$ ve osilasyon frekansının reel kısmına bağlıdır.

$$I_0(t) = I_0(U_0, |U_1|, w_r) \quad (2)$$

Pertürbell osilatör teorisine göre, zamana bağlı bütün büyüklükler stasyoner değerleri ve civarındaki pertürbasyonların toplamı olarak ifade edilebilir,

$$I_j(t) = I_{j0} + \delta I_j(t) \quad (3. a)$$

$$U_0(t) = U_{00} + \delta U_0(t) \quad (3. b)$$

$$|U_1| I(t) = |U_{10}| + 5 |U_j| (t) \quad (3. c)$$

$$I_0(t) = I_{00} + \delta I_0(t) \quad (3. d)$$

$$U_0(t) = U_{00} + \delta U_0(t) \quad (3. e)$$

$$w(t) = w_0 + 5w(t) \quad (3. f)$$

$$w_r(t) = w_{r0} + 5w_r(t) \quad (3. g)$$

Pertürbasyon stasyoner değerine kıyasla çok küçük olduğundan $\langle n_1 \rangle$ ve S_{10} sırasıyla (1) ve (2) stasyoner değerleri civarında Taylor serisine açılımından aşağıdaki şekilde tayin edilebilir:

$$\delta I_1 = U_{10} \left[\left(\frac{\partial Y}{\partial U_0} \right) \delta U_0 + \left(\frac{\partial Y}{\partial |U_1|} \right) \delta |U_1| + \left(\frac{\partial Y}{\partial w} \right) \delta w + Y_0 \delta U_1 \right] \quad (4)$$

$$\langle i_0 \rangle = \left(\frac{\partial i_0}{\partial U_0} \right) \delta U_0 + \left(\frac{\partial I_{10}}{\partial |U_1|} \right) \delta |U_1| + \left(\frac{\partial I_{10}}{\partial w_r} \right) \delta w_r \quad (5)$$

(4) de $Y_0 = Y(U_{00}, |U_{10}|, w_0)$ dır ve eleman admitansının osilasyon frekansında pertürbesiz değeridir. (4) ve (5) denklemleri dönüştürme matrisi elde etmek için temel denklemlerdir. Bu denklemlerde $Y(U_0, |U_1|, w)$ admitans fonksiyonu ve dinamik $I_0(U_0, |U_1|, w_r)$ akım-gerilim karakteristiği osilasyon yapan karıştırma elemanını modeller ve bilinirler. Pertürbasyon terimlerinin bulunabilmesi için şu iki varsayım yapılır:

(i) Osilasyon genlik pertürbasyonları $5I_j(t)$ ve $\delta U_0(t)$ w_0 osilatör frekansının yanband frekansları işaret $w_s = w_0 + w_d$ ve imaj $w = w_0 - w_d$ frekansları

oluştururlar.

$$\delta I_1(t) = i_s e^{j\omega_d t} + I_A e^{-j\omega_d t} \quad (6. a)$$

$$\langle U_j(t) \rangle = U_s e^{j\omega_d t} + U_i e^{-j\omega_d t} \quad (6. b)$$

(ii) Kutuplama akım ve gerilim pertürbasyonları $\langle 5I_0(t) \rangle$ ve $\langle 5U_0(t) \rangle$ alçak frekans AF karıştırma ürünü akım ve gerilimini oluştururlar:

$$\langle 5I_0(t) \rangle = (I_d e^{j\omega_d t} + I_d^* e^{-j\omega_d t}) / 2 \quad (7. a)$$

$$\langle U_0(t) \rangle = (U_d e^{j\omega_d t} + U_d^* e^{-j\omega_d t}) / 2 \quad (7. b)$$

(6. b) den $\langle 5w \rangle$ frekans sapması aşağıdaki şekilde elde edilebilir. (EKİ)

$$\langle w \rangle = -j \left(\frac{1}{U_{10}} \right) \left(\frac{dU_j}{dt} \right) = w_d (U_s e^{j\omega_d t} - U_i e^{-j\omega_d t}) \quad (8)$$

(8) in reel kısmı ise

$$\langle S_w \rangle = w_d \left[\left(\frac{U_s}{U_{10}} - \frac{U_i}{U_{10}} \right) e^{j\omega_d t} + \left(\frac{U_s^*}{U_{10}} - \frac{U_i^*}{U_{10}} \right) e^{-j\omega_d t} \right] / 2 \quad (9)$$

Osilasyon genlik şiddetinin sapması $\delta |U_j|$ (EK-2).

$$\delta |U_1| = \frac{1}{2} \left[(U_s + U_i) e^{j\omega_d t} + (U_s^* + U_i^*) e^{-j\omega_d t} \right] \quad (10)$$

(6), (7), (8), (9) ve (10) u(4) ve (5) de yerine koyarak ve "harmonik dengeleme" yaparak karıştırıcının dönüştürme matrisi elde edilir. önce karıştırıcı dönüştürme denklemlerini ifade edelim:

$$\begin{bmatrix} I_s \\ i_d \\ i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{ss} & Y_{sd} & Y_{si} \\ Y_{ds} & Y_{dd} & Y_{di} \\ Y_{is}^* & Y_{id}^* & Y_{ii}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_s \\ U_d \\ U_i \end{bmatrix} \quad (11. a)$$

Burada dönüştürme matrisi $T_{Yc.onJ}$ elemanları aşağıdaki

şekilde bulunur.

$$Y_{ss}' - Y_0' \frac{U_{10}}{2} \frac{dY}{\hat{a}U_{j1}} \frac{\hat{a}Y}{\hat{a}w} \quad (11. b)$$

$$Y_{sd}' = \frac{U_{10}}{2} \frac{*Y}{\hat{a}U_0} \quad (M. c)$$

$$Y_{si}' = \frac{U_{10}}{2} \frac{dY}{a_{u,1}} \quad (11. d)$$

$$Y_{ds} = \frac{a_{i_0}}{a_{u_{j1}}} + \frac{w_d}{u_{10}} \frac{e_{i_0}}{e_{w_r}} \quad (il. e)$$

$$Y_{dd}' = \frac{e_{i_0}}{\dots} \quad (11. f)$$

$$Y_{di}' = \frac{a_{i_0}}{a_{u,1}} \frac{w_d}{u_{10}} \frac{a_{i_0}}{a_{w_r}} \quad di \ll$$

$$Y_{ls} = \frac{a_{i_0}}{2} \frac{a_{i_0}}{a_{u_{j1}}} \quad (11. h)$$

$$Y_{id} = \frac{U_{10}}{2} \frac{a_{i_0}}{a_{u_0}} \quad f^{11} - I)$$

$$Y_{II} - Y_0' \frac{U_{10}}{2} \frac{a_{i_0}}{a_{u_{j1}}} \frac{\hat{a}Y}{e w} \quad di. J)$$

Bu bağıntılar, admitans ve dinamik akım-gerilim karakteristiği (1) ve (2) biçiminde verilebilen bütün osilasyon yapan karıştırıcı elemanlar için geçerlidir.

DÖNÜŞTÜRME KAZANCI:

G_c dönüştürme kazancı, (AF) yükü (G_g) γ_e aktarılan demodüle gücün, w_s frekansında mümkün maksimum güce oranı olarak 430

tanımlanır ve aşağıdaki şekilde faktörize edilerek hesaplanmıştır:

$$G_c = G_{AM} G_{dem} = \frac{1/2 (\delta U_{1max})^2 G_s}{H_{g1}^2 / \delta G_s}$$

$$\frac{(1/2) |U_d|^2 Q_B}{(1/2) \langle |U|_{1max} \rangle G_s} \quad (12)$$

Burada $G_s = \text{Re} \{ Y_s \}$ karıştırıcının w_s frekansında yük iletkenliğidir (Şekil 1). $\hat{g}^{\vee e}$ S_{dem} Kazanç faktörlerini hesaplayabilmek için,

$$I_s = -Y_s U_s + I_g \quad ; \quad I_{1s}^* = -Y_{1s}^* U_{1s}^* \quad \text{ve}$$

$d^r \sim d^v$ sonlandırma denklemleri kullanılarak, genişletilmiş iki-kapılı denklemleri elde edilir:

$$I_g = (Y'_{ss} + Y_s) U_s + Y'_{s1} U_1^* \quad (13. a)$$

$$0 = Y'_{1s} U_s + (Y'_{11} + Y_1) U_1^* \quad (13. b)$$

Burada $Y'_{ss}, Y'_{s1}, Y'_{1s}$ ve Y'_{11} genişletilmiş matris elemanları

$$Y'_{ss} = Y_{ss} \frac{Y_{sd} Y_{ds}}{Y_{dd} + Y_d} \quad (14. a)$$

$$Y'_{si} = Y_{si} \frac{Y_{sd} Y_{di}}{Y_{dd} + Y_d} \quad (14. b)$$

$$Y'_{1s} = Y_{1s} \frac{\sum_K I_d Y_{ds}}{Y_{dd} + Y_d} \quad (14. c)$$

$$Y'_{11} = Y_{11} \frac{\sum_{1 < l < II} Y_{dl} Y_{ld}}{Y_{dd} + Y_d} \quad (14. d)$$

(13) ve (14) denklemlerinden, genlik modülasyon kazancı G_{AM} ,

$$G_{AM} = \frac{4G_L^2 |Y_{1s}^* + Y'_{11} - Y'_{1s}|^2}{|Y_s + Y_{ss} + Y'_{1s} + Y'_{11} - Y'_{1s}|^2} \quad (15)$$

olarak bulunur. w_s ve w^{\wedge} frekans 1 arında son 1 andırma 1 ar Y_s ve Y_{\pm} sırasıyla w_0 a akordlu seri ya da paralel rezonans devresinin w_s ve w^{\wedge} frekanslarındaki empedanslarıdır.

$$Y_s = -Y_0 + w_d \frac{dY_c}{dw} \Big|_{w_0}$$

$$\frac{dY_c}{dw} \Big|_{w_0}$$

(16. a)

Burada Y_c rezonans devresinin WQ daki admitansdır ve pertürbesiz aktif eleman admitansın negatif işaretine eşittir, $[-Y_c = -Y(U_0, |U_1|, w_0)]$ Y_s ve Y_1 admitansları aşağıdaki eşitliği sağlarlar:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}\{Y(w_0 + \Delta w)\} &= 0 \\ \operatorname{Re}\{Y(w_0) * Y_c(w_0)\} &= 0 \\ \operatorname{Re}\{Y(w_0) 4Y_c(w_0)\} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{İT})$$

Du koşul osilatörün maksimum çıkış gücü elde edilme koşuludur. Bununla birlikte (7) nln gerçekleşmesi gerekli değildir, aksi takdirde daha karmaşık ifadeler net içelenmesine karşılık satürasyon faktörü S kalite faktörü Q_L i^ln çok farklı değerler bulunmayacaktır S ve Q_L aşağıda tanımlanmıştır:

$$S = \frac{U_1 \operatorname{Re}\{\partial Y / \partial |U_1|\}}{G_s}$$

$$Q_L = \frac{w_0 \operatorname{Im}\{\partial Y / \partial w\} < 3Y_c / dw\}}{205 L} \quad (\text{IH. a})$$

Burada

$$\frac{\partial Y}{\partial |U_1|} \quad \frac{\partial Y}{\partial |U_A|}$$

$$\frac{(aY/au_0) (0i_0/aiu_{11})}{G_B > ai_0 / au_0} \quad (18. b)$$

dır ve g_{AH} , (18. a), (18.b) deki terimleri cinsinden

$$g_{AH} = \frac{1}{(s/2)^2 + t(w_d/w_0) Q_L} \quad (18. c)$$

olarak ifade edilebilir, burada frekans demodülasyon terimi

$$w_d \frac{\partial I_0}{\partial w} \text{ ihmal edilmiştir}$$

$U_{10} \frac{dv_p}{dt}$ ki bütün pratik uygulamalarda genlik demodülasyon teriminden küçüktür. Benzer şekilde demodülasyon faktörü g_{dem}

$$G_B (\partial I_0 / \partial |U_1|)^2$$

$$*deirr = \frac{r <^{19}}{G_s (G_B + ai_0 / au_0)^c}$$

olarak bulunur, burada $\partial I_0 / \partial w_r$ terimi ihmal edilmiştir, ve G_B dır. Toplam dönüştürme kazancı (12) den, genlik modülasyon kazancıyla (g_{AM}) demodülasyon faktörünün g_{dem} çarpımına eşittir.

UYGULAMA:

Yukardaki teoriyi uyguluyabilmek için basitleştirilmiş negatif RF İletkenliği, $-G_B$ ve dinamik kutuplama I-V karakteristiği ile bir BARITT diodu ele alalım:

$$-G_B : G' f / > U_0 - A(AU_0)^2 - B|U_1|^2 - C I_1 \quad (20. a)$$

$$I_0 = G_0 [\Delta U_0 + C |U_1|^2] \quad (20. b)$$

Burada U_0 , eşik geriliminin üstündeki kutuplama gerilimi, G_x diod RF kayıplarını temsil eder, G , A , B ve C diod parametreleri olup, Tablo-1 de verilmişlerdir. Bu parametreler ölçme sonucu tesbit edilmişlerdir:-: [1], [2], [3]

TABLO 1

Parametre	ifade	Değer
g_1	$2 \frac{U_{00}^2}{U_{00} U_{00max}}$	0.3IV
g'	$\frac{U_{0max}}{2}$	
g_L	$1 \frac{U_{0max}}{g_1}$	0.16V
G'	$2 \frac{1}{2} G'$	
A	$\frac{1}{2} U_{0max}^2$	0.4V~'
$B' U_i P_{max}$	$2 \frac{U_{0max}^2}{2 G'}$	0.16V
$C U_j ^2_{max}$	$U_{0sd} \frac{U_0 - U_{00}}{U_0^2 - U_{00}^2}$	0.5V
$P_0 (U_0)$	$\frac{P_{max}}{B' U_{11} max}$	0. . . . lmW

dönüştürme kazancı g_c

$$g_c I = \frac{2 G_L G_0 C^2 Gg/Go}{P_0 G' B' [(G_B/G_0)+1]} \quad (21)$$

olarak elde edilir. Burada

$$B' = B + C \frac{1 - 2A A U Q}{1 + (G_B/G_0)} \quad (22)$$

[3]de g_c nin (dB) olarak osilatör çıkış gücü PQ a göre değişimi verilmektedir. Düşük güç seviyelerinde g_c nin tesbit edilmiş uydurma için (1/PQ) ile arttığı görülmektedir. [3] de $P_0 = -15dBm$ bir çıkış gücü için g_c nin (AF) yüküyle değişimi verilmektedir.

SONUÇ:
Osilasyon yapan karıştırıcı frekans dönüştürmesi, aktif elemanın admitansının zamanla değişiminden değil, fakat osilasyon genliğe ve kutuplama gerilimine bağımlılığını dinamik akım gerilim karakteristigi ile birleştirerek ve imaj frekansı dahil edilerek

formülize edilmiştir. Pertübeli osilatör teorisi terimleriyle dönüştürme kazancı mekanizması-
na dsLha fazla bir fiziksel görüş getirilmiştir. Formülasyon basitleştirilmiş admitans modeli ile BARITT diod osilasyon yapan karıştırıcılara uygulanmış ve pratikle iyi uyuşan sonuçlar elde edilmiştir.

REFERANSLAR:
[1]H. Claassen , U.Güttlich "Conversion Matrix of Self-Oscillating Mixers", IEEE Transac. on Hicrowave Theory and Techniques, Vol. 39, No.1, Jan. 1991 pp. 25-30
[2]U. Güttlich, "60 GHz BARITT diodes as self-oscillating Mixers" , Electron. Lett. Vol. 22, pp. 629-630, 1986.
[3]A. KAVAS, "BARITT Diodlu Karıştırıcının Performans Analizi"Elektrik Mühendisliği 5. Ulusal Kongresi Trabzon,

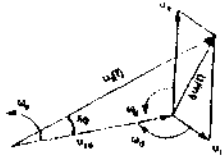
EK-1:
 $<5w, 8v/i$ ve $<5w_i$ nin çıkarılması:

$$U_j(t) = -U_{10} + <U_j(t) \quad (İ.a)$$

$\langle U_j(t) \rangle = U_s e^{j\omega t} + U_i e^{-j\omega t}$ (i. ...
 verilmektedir, fazör diagramı
 aşağıdadır.
 Pertürlü osilatör t-domeni
 gerilimi $U_j(t)$,

$$U_j(t) = \text{Re} \{ U_j(t) e^{j\omega t} \}$$

$$= U_{1r} \cos \omega_0 t - U_{1i} \sin \omega_0 t \quad (2-a)$$



Fazör Diyagramı

Burada U_{jr} ve U_j^{\wedge} sırasıyla
 $U_j(t)$ nin reel ve imajiner
 kısımlarıdır, (1.b)yi (1.a)
 yerine koyarak ve $U_s = U_{sr} + jU_{si}$
 $U_i = U_{ir} + jU_{ii}$ olmak üzere

$$U_{1r} = U_{10} + (U_{sr} + U_{ir}) \cos \omega_d t - (U_{si} - U_{ii}) \sin \omega_d t \quad (3.a)$$

$$U_{1i} = (U_{si} + U_{ii}) \cos \omega_d t + (U_{sr} - U_{ir}) \sin \omega_d t \quad (3.b)$$

Kompleks ani frekans $\omega(t)$,

$$U_j(t) = u_{10} e^{j \int \omega(t) dt} \quad (4.a)$$

ile tanımlanabilir, (4.a) dan

$$\langle \omega(t) \rangle = -j \frac{1}{U_j(t)} \frac{dU_j(t)}{dt} = \frac{\omega_d}{U_{10}} (U_s e^{j\omega_d t} - U_i e^{-j\omega_d t}) \quad (4.b)$$

$6\omega_r$, fazör diagramdaki faz
 değişimi $\delta\phi$ ye karşı düşer:

$$\langle \delta\omega_r(t) \rangle = \frac{d\delta\phi}{dt}, \text{ ve}$$

$$\delta\phi = \arctg \frac{\delta U_{1i}}{\delta U_{1r}} = \arctg \frac{\delta U_{1i}}{U_{10}}$$

$$\langle \delta\omega_r(t) \rangle = \frac{\omega_d}{U_{10}} [(U_{sr} - U_{ir}) \cos \omega_d t + (U_{si} + U_{ii}) (-\sin \omega_d t)] \quad (4.c)$$

$\langle \delta\omega^{\wedge} \rangle$ nisbi genlik değişimine
 karşı düşer:

$$\delta\omega_1(t) = \frac{1}{U_{10}} \frac{dS}{dt} = \frac{1}{U_{10}} \frac{dS}{dt} + (U_{sr} + U_{ir}) \sin \omega_d t \quad (4.d)$$

Syt- $5\omega_r + j\omega_z$ ve (4. b) yi verir.

EK-E

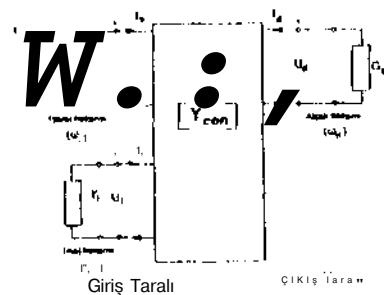
(3. b) den

$|U_j(t)| = U_{10} + \langle |U_j(t)| \rangle$ olarak

verilmiştir, fazör diagramından

$$\langle |U_j(t)| \rangle = \langle U_{1r} \rangle = \text{Re} \{ \langle U_j(t) \rangle \} = [(u_{s+} + u_{i-}) e^{j\omega_d t} + (u_{s-}^* + u_{i+}) e^{-j\omega_d t}]$$

dir.

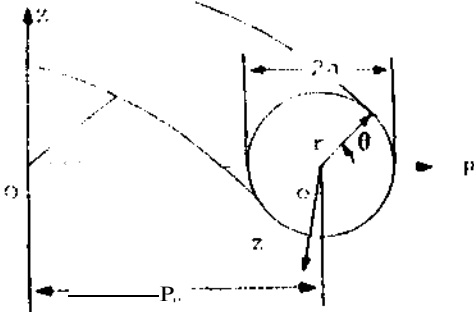


Şekil 1 - Karıştırıcının Uç-Kapılı Temsili

sonuçları (değişik kırılma indisine sahip ortam veya dielektrik malzeme için) uyumlu olduğunu göstermektedir.

2. Tünel Etkisi (Uçlu) : İki ortamın birleştiği yerde, elektrik alanının bir kısmının diğer ortama geçmesiyle oluşur.

İçerik : İçerik boş düzgün bir silindirik hülülün, bir dalga kılavuzu aşağıda verilen koşullarda çalışır. R, yarıçap, a, "a" ile kılavuzun yarıçapıdır. M, P, in T, n, l, e, n, t, e, k, t, o, d, u, r,



Şekil-1: Düzgün bükülmüş, içi boş silindirik dalga kılavuzu.

Herhangi bir koordinat sisteminde, vektörel alanları, skalar bir fonksiyonun türevi cinsinde yazılabilir. İçin aşağıdaki şartlar sağlanmalıdır.

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h_2}{h_3} \right) = 0, \quad h_1 = 1 \quad (n)$$

Yukarıda, h, propagasyon yönündeki (z), h, ve h, ise propagasyon yönüne dik yönlere metrik katsayılarıdır. Toroidal koordinat sistemi için

$$h_1 = 1, \quad h_2 = R \cos \theta, \quad h_3 = r \quad (2)$$

Yarıçapı "R", dalga kılavuzunun yarıçapından "a" çok büyük ise (a < R), (1) den görüldüğü gibi, propagasyon yönündeki metrik katsayı (h₂) birine yaklaşacak ve böylece (1) sağlanacaktır.

TM modları için, Maxwell denklemleri kullanılarak, elektrik ve manyetik alan bileşenleri, skalar dalga fonksiyonu T cinsinden toroidal koordinat sisteminde aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$H_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (h\psi), \quad H_\theta = -\frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial r} (h\psi) \quad (3)$$

$$E_r = \frac{1}{r} \left(k^2 - \frac{1}{h^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi \quad (4)$$

$$E_z = -\frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial z} (h\psi), \quad E_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (h\psi) \quad (5)$$

TE modları için ise

$$H_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (h\psi), \quad H_\theta = \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial z} (h\psi) \quad (6)$$

$$H_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (h\psi), \quad H_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (h\psi) \quad (7)$$

Yukarıdaki denklemlerde h, yerine h kullanılmıştır.

Keskinlik ve manyetik alan şiddetlerinin teğetsel bileşenleri, bir otlomun birleştiği yüzey üzerinde sürekli olması gerektiğinden, bu bileşenlerin yüzeyde (r=a) birbirine eşitlenmesi gerekir. Burada, dalga kılavuzunun yarıçapı, serbest ortamın dalga boyundan (λ) çok büyük ve propagasyon katsayısı (P), serbest ortamın propagasyon katsayısına (k₀) eşit olan modlar kullanılacaktır. Kılavuzun iç otlomun kırılma indisi n₁ ve dış otlomun kırılma indisi ise n₂ dir. Yukarıdaki şartlar sağlandığı zaman, dalga fonksiyonu kılavuz içerisinde (r-a), TU ve TE alanları için

$$T_{lm} = A_m T_n(k_n r) F_l(\theta) \quad (8)$$

$$\Psi_{lm}^{(TE)} = n_n T_j(k_n r) f_2(\theta) \quad (10)$$

olarak tanımlanmıştır, burada A, n, salmet katsayılarıdır ve

$$F_l(\theta) = \cos(l\theta + \theta_0) \quad (11)$$

$$f_2(\theta) = \sin(l\theta + \theta_0) \quad (12)$$

Bessel fonksiyonunun aradığımız olan k_n,

$$k_n = (k_0^2 - \beta_n^2)^{1/2} \quad (M)$$

olduğundan, toroidal köşür düğümlerinin özdeşliğini tanımaktadır. P yerine k, yazılarak (2) kullanılarak, ninin sorunu açılımı yardımıyla (13) aşağıda yazılabilir:

$$k_n = k_1 \left[1 + \left(\frac{k_o^2}{k_1^2} \right) \frac{r}{R_o} \cos \theta - \left(\frac{3}{k_f k} \right) \frac{r^2}{2R_1^2} \cos^2 \theta + \dots \right] \quad (14)$$

Kılavuzun dış ortamında ($r > a$) ise, TM ve TE alanlar için dalga fonksiyonu,

$$\Psi_{nm}^{(TM)} = C_n H_n^{(2)}(k_{n0} r) f_1(\theta) \quad (15)$$

$$\Psi_{nm}^{(TE)} = D_n H_n^{(2)}(k_{n0} r) f_3(\theta) \quad (16)$$

olarak tanımlanmıştır, burada C_n , D_n sınır şartlarından belirlenecek olan sabitlerdir. Hankel fonksiyonunun argümanı olan k_{n0} , (14)'de k , yerine k , yazılırsa,

$$k_{n0} = k_o \left[1 + \left(\frac{k_o^2}{k_o^2} \right) \frac{r}{R_o} \cos \theta - \left(\frac{3k_o^2}{k_o^2} + \frac{k_o^4}{k_o^2} \right) \frac{r^2}{2R_o^2} \cos^2 \theta + \dots \right] \quad (17)$$

olarak bulunur.

Verilen şartlar kullanıldığında propagasyon yönündeki elektrik ve manyetik alan şiddetleri kılavuzun içinde ($r < a$), (4) ve (7) yardımıyla

$$E_z = \frac{k_h^2}{j\omega\epsilon_o\epsilon_1} A_n J_n(k_h r) f_1(\theta) \quad (18)$$

$$H_z = \frac{k_h^2}{j\omega\mu_o} B_n J_n(k_h r) f_2(\theta) \quad (19)$$

olarak elde edilir. Aynı şekilde elektrik ve manyetik alan şiddetlerinin dik bileşenleri TM alanlar için (3), (5) ve TE alanlar için ise (6), (8) yardımıyla bulunabilir. Kayıp katsayısının değişimi Bessel fonksiyonunun argümanına yansıdığı için, $J_n(x-6x)$ argümana göre açıldığında aşağıdaki ifade elde edilir /8/.

$$J_n(x-dx) = J_n(x) + dx [J_{n+1}(x) - \frac{n}{x} J_n(x)] + \frac{(dx)^2}{2} \left[\frac{1}{x} J_{n+1}(x) + \frac{1}{x^2} (1-n^2) J_n(x) \right] \quad (20)$$

(14) ve (20)'i, (18,19)'de yerine yazarak, kavisli kısımdaki elektrik ve manyetik alanların propagasyon yönündeki bileşenleri elde edilir. Bu denklemler çok uzun olduflu için burada

açık olarak gösterilmemiştir. Elektrik ve manyetik alan bileşenleri $r > a$ için ise, aynı metot yardımıyla ve sınır şartları kullanılarak hesaplanabilir.

Yukarıdaki ifadeler $(1/R_o)$ ' oranında hata içermektedir, fakat bu hataların sonuca etkisi çok küçüktür.

3. KAYIP KATSAYISININ HESABI

Kayıp katsayısı, transmision hatları için geçerli kayıp katsayısı denklemleri kullanılarak bulunabilir /I,9/;

$$\alpha_{nm} = 2 P_r \quad (21)$$

P_r , yarıçap yönündeki dış ortama doğru olan güç akışını, P , ise dalga kılavuzu içerisinde propagasyon yönünde giden güç akışını göstermektedir. P_r 'i hesaplamak için dış ortamdaki ($r > a$) alanlar (22)'de kullanılacaktır /I,8/.

$$P_r = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \text{Re} \{ E_\theta H_z^* - E_z H_\theta^* \} \cdot \left(1 + \frac{a}{R} \cos \theta \right) a d\theta \quad (22)$$

P_r 'i hesaplamak için ise, iç ortamdaki ($r < a$) alanların aşağıdaki denklemlerle kullanılması gerekmektedir.

$$P_r = \int_0^a \int_0^{2\pi} \text{Re} \{ E_r H_\theta^* - E_\theta H_r^* \} \frac{r}{2} \dots \quad (23)$$

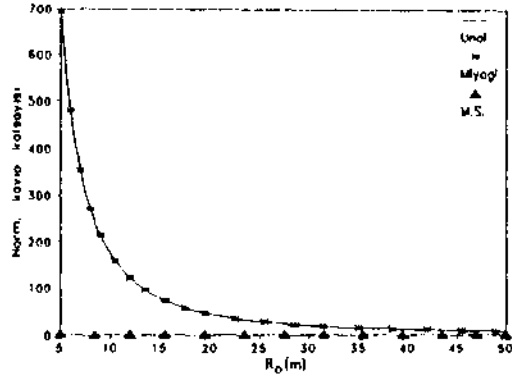
4. SONUÇLAR

Bükülme neticesi kayıp katsayısında meydana gelen değişim, değişik modlar için kavis yarıçapının fonksiyonu olarak $\epsilon_o = 0$ için hesaplandı ve ilgili modun $R_o \gg a$ deki kayıp katsayısı (α_o) değeri ile normalize edilerek, Miyagi /4/, ve Marcatili, Sehmeltzer (M.S.) /I/'in sonuçları ile aynı grafikte karşılaştırmak amacıyla birlikte çizildi. Burada bir noktayı işaret etmeliyiz ki: TE_{on} ve TM_{or} modları 0_o ' dan bağımsızdır, yalnızca HE_n ve EH_n modları a/R_o bağımlıdır.

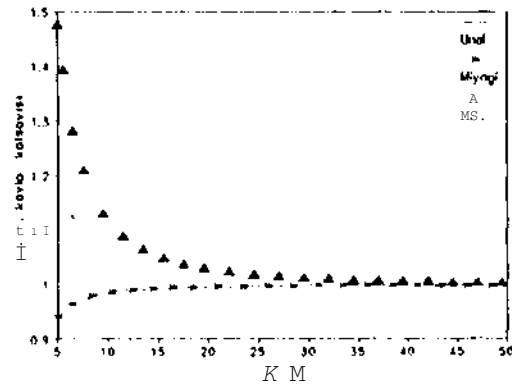
TE_o , TM_o , HE_o ve EH_o modları için kayıp katsayısı Şekil-(2, 5)'de alüminyum dalga kılavuzu için görülmektedir. Alüminyum'un kırılma indisi $n_1 = 20.5$ -J58.6 dir ve kılavuz yarıçapı $a = 500 \mu m$, $A = 10.6 \mu m$ olarak alındı.

Şekil-2 de görüldüğü gibi TE_o modu için kavisten dolayı oluşan güç kaybı kızılötesi frekanslarda, metal dalga kılavuzları için çok yüksektir. Bu sonuç deneysel olarak doğrulanmıştır /10/. Bizim sonuçlarımız ile Miyagi

/4/'nin sonuçları tam bir uyum göstermektedir; fakat Marcatili, Schmeltzer /1/'in sonuçları, Miyagi'nin /2/'de bahsettiği gibi formülasyon hatası yüzünden kavis yarıçapı azaldıkça bizim sonuçlarımızdan uzaklaşmaktadır. Özellikle TE_{0n} modları için sonuçlar arasındaki fark daha çok belirgindir.

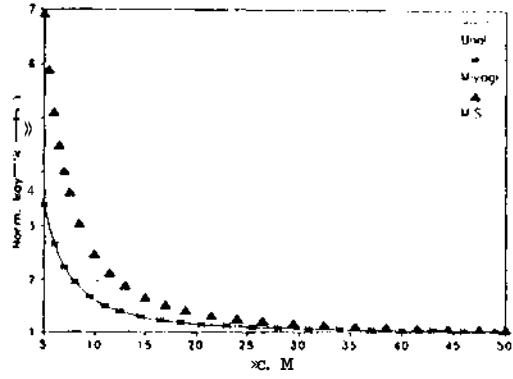


Şekil 2: • TE_{0n} modu için kayıp katsayısının R_0 ile değişimi.

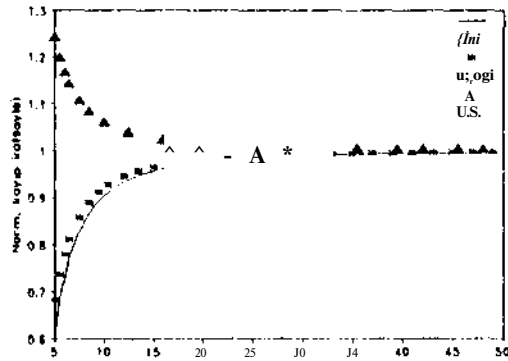


Şekil 3: • TM_{0n} modu için kayıp katsayısının $R,$ ile değişimi.

Bu yöntem yardımıyla kayıp katsayısının hesaplanması şimdiye kadar önerilen yöntemlere oranla daha kısa ve basittir. Çünkü Kavisli kısımlar için elektrik ve manyetik alan şiddetleri diğer yöntemlere göre daha basit olarak ifade edilebilir ve elde etmesi daha kolaydır. Ayrıca formülasyonun geçerliliği dalga kılavuzu yarıçapı haricinde herhangi bir şarta bağlı değildir.



Şekil 4: HE_{1n} modu için kayıp katsayısının, kavis yarıçapına bağlı olarak değişimi ($\theta_0=0$).



Şekil 5: $EH_{,n}$ modu için kayıp katsayısının, kavis yarıçapına bağlı olarak değişimi ($\theta_0=0$).

REFERANSLAR

/1/ E.A.J. Marcatili and R.A. Schmeltzer, " Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers, " Bell Syst. Tech. J., vo.1.43, pp.1783-1809, July 1961.

121 M. Miyagi " Bending losses in hollow and dielectric tube leaky waveguides," Appl. Opt., vol.20, pp.1271-1229, Apr. 1981.

/3/ M.E. Marhic, "Mode-coupling analysis of bending losses in IR metallic waveguides," Appl. Opt., vol.20,pp.3436-3441, Oct. 1901.

/7/ M. Miyacii, K. H-rjil; and S. Kawa karni., " Wave prop.Tiat ion and it t'Miuat ion iti gen... r ol circular h-allow wave... wi.U un i l ^r m ... M... JYBY, T1-Mr.. Mif'on-iv'! Th'y^iy Tech., vol.. Mi't-32, pp. >i'<1, t-ly l'<<l.

/8/ M. Mi.yayi, " (Co-imp!ex p: opagat Aon "'Mistnnt of bent. holiew waveguides wi Hı ntbitrny cross sect ion, " IEKE 'rrnvs. Micron.r.: Theory Tf-ch., vol. ıırrrı, pp. ııı'ı, j,ın. i<*r-..

/9/ E. V. Polın, Lritio'hıct ion t'ı Klekt. roiaagıet io Kield-ı and Waves Addison-Wesley, pp.2R2-2R5, 1968.

İlt XA-Slieng F-ııg, Zony Qi Lin "ni reC rinjcnce in curved r-ıngl^-ınode opt.ıca! flbers due to viavegtici* gnerıty eff>:ct-pe r:turbatıon analysis, " J. Iııhtv/nve Technol., vol.LT-3, pp.789-793, June 1985.

/8/ H.G. UNGFH, " Circular eJect.ric wave transıııııon in dielect.ric-coated wayeguide, " Bell Syst. Tech. J., vol.36, pp.12'J3-1278, Sept. 1957.

/9/ P.F. Harrington, Time Harmonic F.lectromagnetic Fields, New York: McGraw-Hill, 1961.

/10/ M.E. Marhic and E. Garmıre, "Low-^rder TE,, operation of a co., lasçt for transıııııon through circular motallic wayeguides, " Appl. fphys. Lett., vol. 38, pp.713-715, May 1981.

Prof.Dt. j'-uncay EGF: K... do'jın.lM. !?') v'ınd.H OD'ıJ E kv? Elekt.ronı k... M6 l üP... n... 71 yj.liü-ıH... Uımden... Vı... Cıılı"i! dı 'loıit"la yaptı. I*... V. L-y... j" M/... yıla Mı... İf-VHt... İoff yıla... Proj.c;^; oldu. Anten ve İ.L-T! r>opa-}ıf;ıyenıı kon... ulla çalıç)ı.Hııı. yaptı. İJJU-ıı Garııııııı On Lvpr.'ı'<ı; İ'ektör yarı'ııı] nı ve İııı. Fak. İskanı.



BminOnal: 1°50 Konya-Ero^li doğumlu. 1905 yılında OMTÜ Gaziantep E.leklrik ve EL.ekl.roni k Müh. Pöl . mezunu. Orak 1^88 tarihinde aym böHlındon Master derecesi aldı. 1990 y ı l ı n d a G « T I a n t O p Üniversitesi .Elekt.. ve Elektronik Müh. BrlUmOndf? r>okt:ıı:ıyn başladı ve halen.devam ediyor. Doktora tez konusu: Silindirik, içi boş dalça kılavuzlarında bükülme neticesi meydana gelen kayıpların sınır değer problemi olarak elde edilmesi. Halen G:ıTı cıfı -ep Üniversitesi Elektrik ve F:ıe!;trc-nık Mllı. FıöJımUnde Öğretim Görevlisi.