

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ PROGRAMI

MOMENT YÖNTEMİNİN

ANTEN PROBLEMLERİNE UYGULANMASI

2667

Elektronik Müh. Haydar KAYA

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde,

"Elektronik Yüksek Mühendisi"

Ünvanının Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 8 Ocak 1988

Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 29 Ocak 1988

Tez Danışmanı : Doç. Dr. Hasan DİNÇER

H. Dinçer

Jüri Üyesi : Yrd. Doç. Dr. Kemal ERDOĞDU

K. Erdoğan

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Müntaz YILMAZ

M. Yılmaz

Enstitü Müdürü: Prof. Dr. Doğan TURHAN

Doğan Turhan

Ocak 1988

TRABZON

Y. G.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi

ÖNSÖZ

Elektromagnetizm problemlerini daha sağlıklı ve kolay çözebilmek için son yirmi yıl içerisinde birçok sayısal yöntemler geliştirilmiştir. Bunların içerisinde moment yöntemi özellikle anten problemlerinin çözümünde önemli bir yer tutmuş ve bazı varsayımlardan kaynaklanan hataların düzeltilmesinde etkili olmuştur.

Bu çalışmada moment yönteminin anten problemlerine uygulanması incelenmiş ve genel moment yönteminin özel durumları sayılan Nokta Uydurma ve Parçalı Sinüoidal Galerkin yöntemlerinden yararlanarak çeşitli anten problemlerinin çözümleri yapılmıştır. Elde edilen sonuçlar çeşitli kaynaklardan sağlanan deneysel bilgilerle karşılaştırılmıştır.

Bu çalışmayı yaparken bana her türlü imkan ve yardımı sağlayan hocam Doç.Dr.Hasan DİNÇER'e ve Yrd.Doç.Dr.Kemal ERDOĞDU'ya teşekkürü bir borç bilirim.

Trabzon, Ocak 1988

Haydar KAYA

İÇİNDEKİLER	<u>Sayfa No</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
BÖLÜM 1. GİRİŞ	1
BÖLÜM 2. MOMENT YÖNTEMİNİN ANTEN PROBLEMLERİNE UYGULANMASI	6
2.1. Giriş	6
2.2. İntegral Denklemleri	6
2.2.1. Pocklington İntegral Denklemi	7
2.2.2. Hallen İntegral Denklemi.....	11
2.3. Kirchhoff'un Devre Denklemleri ve Moment Yöntemi	12
2.4. Moment Yöntemleri.....	17
2.4.1. Nokta Uydurma Yöntemi	17
2.4.2. Galerkin Yöntemi	19
2.5. Temel Fonksiyonlar.....	19
2.5.1. Tam-Bölge Temel Fonksiyonları.....	19
2.5.2. Altbölge Temel Fonksiyonları.....	20
2.6. Reaksiyon İntegral Denklemi.....	23
2.7. Parçalı Sinüsoidal Galerkin Yöntemi.....	25
2.7.1. İki Parçalı Çözüm	27
2.7.2. Dört Parçalı Çözüm.....	29
2.7.3. N Parçalı Çözüm	30
BÖLÜM 3. UYGULAMALAR	37
3.1. Giriş	37
3.2. Dipol Antenler	37
3.2.1. Nokta Uydurma Çözümü	37
3.2.2. Parçalı Sinüsoidal Galerkin Çözümü.....	40
3.3. Anten Dizileri.....	42
3.3.1. Doğrusal Dizi	42
3.3.2. Yagi Dizisi	44
3.4. Anten Karakteristiklerinin Hesabı.....	45
3.5. Kaynak Modelleri	47
3.6. Teoplitz Matrisleri	50
BÖLÜM 4. SONUÇLAR	52
KAYNAKLAR	63
EKLER	64
ÖZGEÇMİŞ	101

ÖZET

Elektromanyetik alan konusunun antenleri içeren bölümünde ortaya çıkan problemleri analitik yoldan çözebilmek için bazı varsayımlar yapılır. Örneğin, bir dipol anten problemi için dipolün üzerindeki akım dağılımı, uzunluğuna bağlı olarak ya düzgün biçimli ya da sinüsoidal alınır. Bununla birlikte, her anten problemi için bu varsayımlar doğru sonuçlar vermediği gibi analitik çözüm olanağı da sağlamazlar. Bu yüzden, doğru olmayan bu bazı varsayımlardan kurtulmak ve analitik yoldan çözümü zor olan problemlerin çözümünü kolaylaştırmak için çeşitli sayısal yöntemler geliştirilmiştir. Moment Yöntemi bu sayısal yöntemlerden biridir ve birçok anten probleminin çözümünde başarılı olmuştur.

Moment yöntemi en genel haliyle, ele alınan anten problemi için çıkarılan bir integral denklemini bilgisayar yardımıyla çözülebilecek matris denklemine dönüştürme tekniğidir. Anten problemlerinde varsayımı yapılan büyüklük akım dağılımı olduğu için moment yöntemiyle çözümde akım dağılımı bilinmeyen olarak alınır. Böylece, problem öncelikle akım dağılımının bulunması problemine dönüşür. Akım dağılımı belirlendikten sonra diğer istenenler kolaylıkla hesaplanabilir.

Bu çalışmada genel moment yönteminin iki özel durumu olan Nokta Uydurma Yöntemi ve Parçalı Sinüsoidal Galerkin yönteminin yararlanarak çeşitli boyda dipol antenlerin, doğrusal dizilerin ve Yagi dizilerinin analizi yapılmıştır. Sonuçta, moment yöntemiyle hesaplanan değerlerle deneysel değerlerin birbirleriyle uyduğu gözlenmiştir.

SUMMARY

Application of the Moment Method to the Antenna Problems

To solve the antenna problems by an analytic method, some assumptions are considered. For example, the current distribution on a dipole antenna is generally assumed either uniform or sinusoidal as dependent on its length. However, for all the antenna problems, the accurate results cannot be obtained by such assumptions, and their analytic solutions cannot be easy. Therefore, to remove such assumptions from problem and to simplify analytic solution of the problem, various numerical methods have been developed.

Moment method is one of these numerical methods and is successfully applied a number of antenna problems.

Moment method essentially transforms the derived equation of the considered antenna problem into a matrix equation which can be solved easily on a computer. Since the current distribution is the assumed quantity in the antenna problems, it is the unknown in the moment method solution. Thus, one must primarily obtain the current distribution for the solution of the problem. Once the current distribution is obtained, the others can be computed easily.

For simplicity, considering a dipole antenna problem can be described applying to antenna problems of the moment method. The unknown in the integral equation of the problem is the form of the current distribution on the dipole. The dipole antenna is divided into N segments. The form of the current on each segment can be approximated by a pulse, triangle or sinusoidal function whose coefficient is a constant. Thus, the current on the dipole is approximated by a series of functions with the unknown coefficients must be primarily determined. To accomplish this, N equations with N unknowns are produced. These equations are obtained by applying the derived integral equation of the problem at N segments. Finally, it is obtained a matrix equation shown in the form of $|Z||I| = |V|$. In this equation, $|Z|$ and $|V|$ are called the generalized impedance and voltage matrices. $|I|$ is a current matrix containing the unknown coefficients. But their units need not necessarily be, except the current matrix, ohms and volts, respectively. From this equation, the current distribution can be obtained by using the known standard inverse matrix methods.

The method described above, can be considered as the general moment method. Moment method has two particular methods. These are point matching method is efficient numerical integrations to decrease but, does not rapidly converge the result. Piecewise sinusoidal Galerkin method is efficient numerical integrations to decrease and rapidly converges the result.

In this study, the various antenna problems are solved by using the point matching and piecewise sinusoidal Galerkin methods. The input impedance of a dipole antenna of 0.47λ length is computed by using both the methods. The results are compared with the measured values. The input impedance of a Yagi array of 15-elements is computed by varying the spacing between the reflector element and the driven element. The computed values are compared with the measured values.



BÖLÜM 1

GİRİŞ

Elektromagnetizmde Maxwell denklemlerine çözüm arayışları yüzyıldan fazla bir süre devam etti. Bu sürenin çoğunda yalnızca analitik yöntemlerin kullanılabildiği nisbeten basit birkaç problemle uğraşılabilirdi. Düzlem dalga yayılım problemlerinin çözümünde analitik işlem yalnızca yayılım sınırları ortogonal bir koordinat sisteminin tüm sabit-koordinat yüzeyleriyle uyuşan problemler için mümkündür. Diğer durumlar ve yalnızca belli yaklaşıklıklar ve idealleştirmelerin yapılabilmesi halinde kolay incelenebilir olmaktadır. Son yirmi yılda, dalga boyuna göre büyük olan yayıcı elemanları incelemek için yaklaşık yöntemler geliştirilmiştir. Bu yaklaşımların tümü her bir problem için özel bir bakış ve inceleme çoğunlukla da uygun bir koordinat sistemi gerektirir. Son onbeş ile yirmi yılda yüksek-hızlı sayısal bilgisayarların gelişmesi, sayısal yöntemlerin geliştirilmesi, test edilmesi ve çoğu gelişigüzel geometriksel karmaşıklıkta problemlere uygulanmasına olanak sağlamıştır. Bu yöntemlerin uygulaması her ne kadar yukarıda sözü edilen yollardan kısıtlı değilse de, mevcut bilgisayarların hız ve depolama kapasitesi yüzünden çok büyük olmayan elemanlarla sınırlıdır. Ancak bu sınırlama, bilgisayarların güç ve boyutu geliştikçe etkisini azaltacaktır (Moore ve Pizer, 1983).

Bu çalışmada, elektromagnetizm problemlerini sayısal yoldan çözmek için geliştirilmiş olan "Moment Yöntemi"nin anten problemlerine uygulanması incelenecektir. Çalışmanın bu bölümünde Moment Yöntemi genel hatlarıyla kısaca tanıtılacak, ileriki bölümlerde ise moment yönteminden yararlanarak anten problemlerinin çözümü incelenecektir.

Karşılaşacağımız bütün problemler başlangıçta Maxwell denklemleri ve problemin sınır koşullarından türetilen doğrusal bir integral denklem biçiminde ifade edilebilir.

Moment Yöntemi doğrusal denklemlerin çözümünde genel bir işlemdir. Momentin elektromagnetikte kullanımı ve ilgili matris yöntemler, J.H.richmond ve R.F.Harrington'un çalışmasının bu tür tekniklerin ne kadar güçlü ve çok yönlü olabildiğini göstermesinden beri popüler olmuştur. Moment yönteminin doğuşu ve gelişiminin kişisel bir açıklaması Harrington tarafından verilmiştir.

Temel işlemi en genel formda kısaca özetleyelim. Harrington'ı izleyerek, homojen olmayan

$$L(g) = h \quad (1.1)$$

denklemini gözönüne alalım. Burada L doğrusal bir operatör, h bilinen bir fonksiyon ve g de belirlenecek olan bir fonksiyondur. Biz bu çalışmada, moment yönteminin yalnızca L'nin bir integral ya da integro-diferansiyel operatörü, g'nin elektriksel akım dağılımı ve h'nin da gelen alan ya da gerilim olduğu durumlara uygulanmasıyla ilgileneceğiz. g ve h uzay koordinatlarının ve frekansın fonksiyonlarıdır. Akım dağılımı g belirsiz parametreleri kullanarak, örneğin L operatörü bölgesinde sonlu sayıda temel veya açılım fonksiyonlarının doğrusal bir kombinasyonu olarak, bilinmeyen fonksiyonlar türünden ifade edilebilir. Yani g,

$$g = \sum_j \alpha_j g_j \quad (1.2)$$

olarak yazılabilir. Burada α_j ler sonlu sayıda sabitler ve belirlenecek olan büyüklüklerdir. L doğrusal olduğundan (1.2)'yi (1.1)'de yerleştirirsek

$$\sum_j \alpha_j L(g_j) = h \quad (1.3)$$

bağıntısını elde ederiz.

Şimdi bir S aralığında alınan integral türünden problem için uygun bir $\langle a, b \rangle$ iç çarpımı tanımlayalım. Bu iç çarpım

$$\langle a, b \rangle = \iint_S ab dS \quad (1.4)$$

olsun. Burada S ele alınan elemanın yüzeyini gösterir (Balanis, 1982)

W_i , L operatörü aralığında ağırlık fonksiyonları kümesi olsun. Herbir W_i için (1.3)'deki iç çarpım alınır

$$\sum_j \alpha_j \langle W_i, L(g_j) \rangle = \langle W_i, h \rangle, \text{ tüm } i\text{'ler için} \quad (1.5)$$

elde edilir. bu yolla problem, matris gösteriminde

$$L \underline{\alpha} = \underline{\gamma} \quad (1.6)$$

olarak yazılabilen doğrusal cebrik denklemler kümesi problemlerine dönüştürülmüş olur. Burada L matrisi, α ve γ vektörleri aşağıda verildiği gibidir.

$$L = \begin{bmatrix} \langle W_1, L(g_1) \rangle & \langle W_1, L(g_2) \rangle & \dots \\ \langle W_2, L(g_1) \rangle & \langle W_2, L(g_2) \rangle & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

$$\underline{\alpha} = \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad \underline{\gamma} = \begin{bmatrix} \langle W_1, h \rangle \\ \langle W_2, h \rangle \end{bmatrix} \quad (1.8)$$

(1.6) ile verilen denklemler takımı standart matris yöntemleriyle çözülebilirler. İşlemin doğruluk ve verimi temel fonksiyonlar ϕ_j ve ağırlık fonksiyonlarının seçimi bundan sonraki bölümlerde ele alınacak ve sunulan problemler için değişik alternatifler tartışılacaktır.

Şimdi de elektromagnetizmde benzer problemleri çözmek için son yıllarda geliştirilen diğer yaklaşımlardan kısaca söz edelim.

Bunlardan biri moment yöntemiyle bağlantılı olan karakteristik modlar yöntemidir. Bu yöntemde temel ve ağırlık fonksiyonları olarak L operatörünün özfonksiyonları kullanılır. Özfonksiyonlar ortogonal olduklarından, bu, (1.6) denkleminle tanımlanan L matrisini diagonalleştirme olanağı

sağlar. Böylece (1.5) ile verilen denklemler takımının çözümü için matris tersi alma işlemine gerek kalmamaktadır. Fakat özfonksiyonlar bilinmediğinden, moment yöntemiyle kurulan bir matrisel, özdeğer problemi çözülerek özfonksiyonların elde edilmesi gerekmektedir. Bu teknik moment yönteminde yararlanarak, önceleri yüzeyleri ortogonal eğrisel koordinat sistemleriyle uyuşturulan iletken elemanlarla kısıtlı olan klasik karakteristik mod çözümünü gelişigüzel biçimli genel elemanlara genişletmiştir.

Son on yılda bir başka gelişme Tekil Açılım Yöntemi (Singularity Expansion Method, SEM)'dir. Bu yöntem, maddelerin geçici elektromagnetik özelliklerini karmaşık frekans düzleminde bu maddelerin tepkesindeki tekillikler türünden gösteren ve açıklayan genel bir yöntemdir. SEM moment yöntemi gibi bir hesaplama tekniği değildir fakat sayısal ifadesini bu tür tekniklere dayandıran teorik bir gösterimdir. Tekillikler maddenin serbest osilasyonunun karmaşık doğal frekanslarında oluşur. Bu doğal frekanslar maddenin geometrik ve elektromagnetik özellikleriyle belirlenir. Uyarım biçiminin bu frekanslar üzerinde etkisi yoktur. Bu frekanslar maddenin, uyarım fonksiyonu olmaksızın bir tepkiye sahip olduğu frekanslar(karmaşık) olarak tanımlanırlar ve (1.1) denkleminin sağ yanı (veya, moment yöntemi gösterilimi adapte edilirse, (1.5) denklemlerinin sağ yanları) sifira eşit kılınarak elde edilirler. SEM devre analizindeki karmaşık frekans ve Laplace dönüşümüne benzer (Moore ve Pizer, 1983).

Bir başka yaklaşım transmisyon hattı matris yöntemidir (t.l.m). Bu yöntem bir ortamdaki elektrik ve magnetik alanlar için yazılan Maxwell denklemleri ile sürekli iki-telli transmisyon hatlarından kurulu bir sistem üzerindeki gerilimler ve akımlar için yazılan denklemler arasındaki eşdeğerliğe dayandırılmıştır. Böyle bir sistem bir ortamın elektromagnetik özelliklerini ayırklaştırmak için kullanılabilir. Yöntemden, Maxwell denklemlerini gelişigüzel 3 boyutlu bir ortamda çözmek için yararlanılabilir.

Rezonans bölgesinin yukarısındaki frekanslar için asimtotik bir teori olan Saçınımın Geometrik Teorisi (Geometrical Theory of Diffraction, GTD) kullanılabilir. Bu teori, saçınım olayını içeren geometrik optiğin genişletilmiş şeklidir. Bir elemanın farklı kısımları arasındaki kuplaj yüksek frekanslarda fazla zayıflatılmaktadır. Elemanın yayma özellikleri özel izoleli geometrik yapılarla bastırılır. GTD de bu özellikler ayrı ayrı kanonik problemler olarak incelenir ve saçınım katsayıları biçiminde düzenlenen çözümler biraraya toplanır (Moore ve Pizer, 1983).



BÖLÜM 2

MOMENT YÖNTEMİNİN ANTEN PROBLEMLERİNE UYGULANMASI

2.1. Giriş

Moment yönteminin genel tanıtımı 1.Bölümde yapılmıştı. Bu bölümde moment yönteminin anten problemlerine uygulanmasını inceleyeceğiz. Bu incelemeyi, kavramsal açıdan basit olduğu için, sonlu çaplı silindirik iletken çubuk antenler için yapacağız. Ancak verilecek bilgilerin çoğu daha karmaşık yapılara da uygulanabilir.

Çubuk antenler için akım dağılımını sinüsoidal biçimli olduğu varsayılır. Sonlu çaplı bir çubuk anten için ($2a$ çubuğun çapı olmak üzere genellikle $2a < 0.05\lambda$) sinüsoidal akım dağılımı temsili bir dağılımdır; fakat tam olarak doğru değildir. Silindirik bir çubuk antenin akım dağılımını bulmak için genellikle bir integral denklemi çıkarılır ve çözülür. Bundan sonraki altbölümde bu integral denklemleri tanıtılacak ve çıkarılacaktır.

2.2. İntegral Denklemleri

Sonlu yarıçapa sahip bir çubuk antenin akım dağılımını moment yöntemiyle belirlemek için kullanılan en yaygın integral denklemlerinden ikisi Hallen integral denklemi ile Pocklington integral denklemidir. Hallen denklemi genellikle besleme olarak bir delta-gap (delta-aralıklı) gerilim kaynağı modelinin kullanımıyla sınırlıdır. Pocklington denklemi daha geneldir ve pek çok tipte besleme kaynaklarına uygulanabilir. Bundan başka, Hallen denklemi $(N+1)$ ci mertebeden bir matrisin tersinin alınmasını gerektirmesine rağmen (burada N , silindirik çubuğun bölündüğü parça sayısı ya da bu çubuk üzerinde alınan uydurma noktaları sayısıdır,

bunlar ileri altbölümlerde açıklanacaktır) Pocklington denkleminde N.mertebeden bir matrisin tersinin alınmasına gerek vardır.

Bu çalışmada, incelenecek problemlerin bağıntılarında çoğunlukla Pocklington integral denkleminden yararlanılacaktır.

2.2.1. Pocklington İntegral Denklemi

İletken çubuk antenlerin veya çubuk yayıcıların incelenmesi sırasında ortaya çıkan yaygın integral denklemlerinden biri Pocklington tarafından 1897'de çıkarılan denklemdir. Bu denklem Pocklington'un, ince iletken çubuklar üzerindeki akım dağılımının yaklaşık sinüsoidal olduğunu ve ışık hızına yakın bir hızla propagasyon yaptığını göstermesine olanak sağlamıştır.

Elektriksel ve magnetik kaynakların bulunduğu bölgelerde, Maxwell denklemleri

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} - \vec{K} \quad (2.1)$$

ve

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\epsilon\vec{E} + \vec{J} \quad (2.2)$$

biçiminde verilir. Alan şiddetleri, \vec{J} ve \vec{K} cinsinden

$$\vec{E} = -j\omega\vec{A} - \vec{\nabla}V - \frac{1}{\epsilon}\vec{\nabla}\times\vec{F} \quad (2.3)$$

ve

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu}\vec{\nabla}\times\vec{A} - \vec{\nabla}U - j\omega\vec{F} \quad (2.4)$$

olarak ifade edilebilir. (2.3) ve (2.4) denklemlerindeki \vec{A} ve \vec{F} vektör potansiyelleri, U ve V skaler potansiyelleri gösterirler ve sırasıyla aşağıdaki bağıntılarla verilirler.

$$\vec{A} = \mu \iiint \frac{\vec{J}e^{-j\beta r}}{4\pi r} d\upsilon' \quad (2.5)$$

$$\vec{F} = \epsilon \iiint \frac{\vec{K}e^{-j\beta r}}{4\pi r} d\upsilon' \quad (2.6)$$

$$V = \iiint \frac{m_e e^{-j\beta r}}{4\pi\epsilon r} dV' \quad (2.7)$$

$$U = \iiint \frac{m_m e^{-j\beta r}}{4\pi\mu r} dV' \quad (2.8)$$

(2.5)-(2.8) denklemlerindeki r , gözlem noktası (x, y, z) ile kaynak noktası (x', y', z') arasındaki uzaklıktır ve

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \quad (2.9)$$

ile verilir. m_e ve m_m ise elektrik ve magnetik yüklerin hacimsel yoğunluklarıdır. Verilen bir hacimden geçen akımın hacim içerisindeki yükün azalma hızına eşit olması gerektiğinden, yük yoğunlukları akım yoğunluklarından bağımsızdır. Böylece, V ve U skaler potansiyelleri \vec{A} ve \vec{F} vektör potansiyellerine

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -j\omega\mu\epsilon V \quad (2.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = -j\omega\mu\epsilon U \quad (2.11)$$

Lorentz koşullarını kullanarak bağlanabilir (Thiele, 1973).

Şekil 2.1'deki durumu ele alalım. Burada boşluk (ϵ_0, μ_0) tarafından çevrelenen σ iletkenliğine sahip bir çubuk mevcuttur. böylece $\mu = \mu_0$ ve $m_m = 0$ alınırsa $\vec{K} = 0$ olur. Çubuk iletkenin yarıçapı dalga boyundan çok küçük olduğundan yalnızca z -doğrultusunda akımların mevcut olduğunu varsayabiliriz. (2.10) denkleminde

$$\frac{\partial A_z}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0\mu_0 V \quad (2.12)$$

yazılabilir. Burada A_z magnetik vektör potansiyelin z -bileşenidir. (2.3) denklemini kullanarak Şekil 2.1'deki durum için

$$E_z = -j\omega \cdot A_z - \frac{\partial V}{\partial z} \quad (2.13)$$

skaler denklemini yazabiliriz. (2.12) denkleminin türevini alıp (2.13) denkleminde yerine koyarsak

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0\mu_0} \left(\frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + \beta^2 A_z \right) \quad (2.14)$$

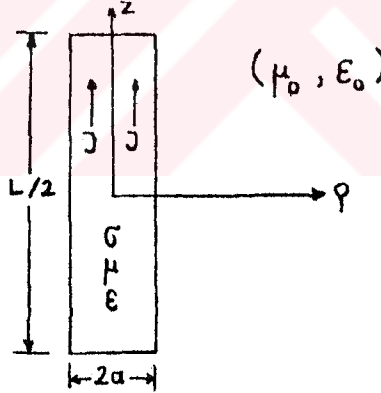
ifadesini elde ederiz. Burada $\beta^2 = \omega^2\mu\epsilon$ dur. Z-doğrultusunda bir Jdv' akım elemanı için

$$dE_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left[\frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z^2} + \beta^2 G(z, z') \right] Jdv' \quad (2.15)$$

yazılabilir. Burada $G(z, z')$ boşluk için Green fonksiyonudur ve

$$G(z, z') = \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} \quad (2.16)$$

ile verilir.



Şekil 2.1. İletkenliği σ olan ve boşluk ortamda bulunan çubuk iletken

Toplam elektrik alanı ifadesi, iletken çubuğun hacmi üzerinden integral alınarak

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \iiint \left[\frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z^2} + \beta^2 G(z, z') \right] Jdv' \quad (2.17)$$

biçiminde bulunabilir. İletkenliğin sonsuz olduğunu varsayarsak akım iletken çubuğun yüzeyine toplanır ve (2.17) ifadesi

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \oint_C \int_{-L/2}^{L/2} \left[\frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z^2} + \beta^2 G(z, z') \right] J_s d z' d\phi' \quad (2.18)$$

biçimine dönüşür. Burda C, Şekil 2.2a.'da görüldüğü gibi, çubuk yüzeyinin çevresidir. İyi iletken maddeden yapılmış çubuklar için yüzey akımı varsayımı yaklaşık olarak doğrudur ve karmaşıklıklara da neden olmaz. Yüzey akımı dağılımını Şekil 2.2b.'deki gibi çubuğun eksenini üzerindeki bir noktadan gözlenirse, bu durumda r uzaklığı

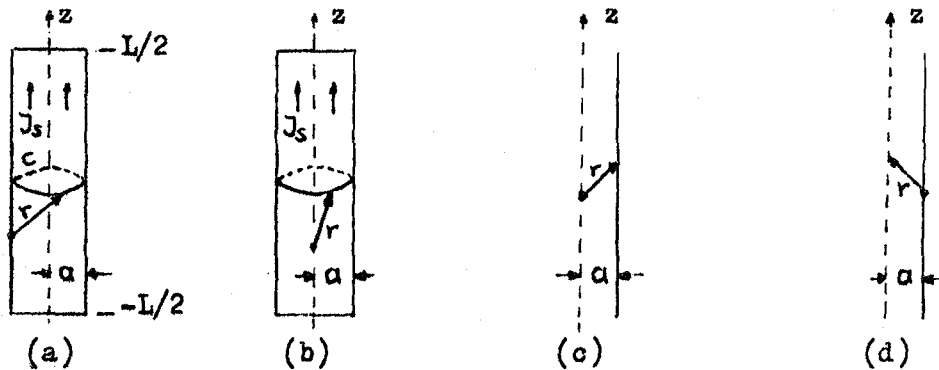
$$r = \sqrt{(z - z')^2 + a^2} \quad (2.19)$$

olur.

$a \ll \lambda$ ve akım dağılımını ϕ' 'ne göre uniform varsaydıgımızdan (2.18) bağıntısını bir çizgisel akım integraline dönüştürebiliriz. Böylece

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} \left[\frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z^2} + \beta^2 G(z, z') \right] I(z') dz' \quad (2.20)$$

ifadesi elde edilir.



Şekil 2.2.(a) Yüzey akım yoğunluğu J_s olan ve gözlem noktası yüzeyi üzerinde alınan iletken çubuk, (b) Yüzey akım yoğunluğu J_s olan ve gözlem noktası eksenini üzerinde alınan iletken çubuk, (c) (b)'deki durumun çizgisel kaynak gösterimi, (d) (c)'nin bir başka gösterimi.

Şekil 2.2c ve Şekil.2.2d'de görüldüğü gibi eşdeğer çizgisel kaynak gözlem noktasından a radyal uzaklığa yerleştirilmiş ve iletken çubuk sonsuz ince alınmamıştır.

Yüzey eşdeğerlik ilkesi gereğince, (2.20) bağıntısındaki E_z büyüklüğünü dağılan alan E_z^s olarak gösterebiliriz. Yani E_z^s , eşdeğer akım $I(z')$ tarafından boşluğa yayınlanan alandır. Diğer mevcut alan gelen alan E_z^i dir. Mükemmel iletken çubuğun yüzeyinde ve içinde, dağılan alan ile gelen alanın toplamı sıfır olmalıdır. Bu da bize

$$E_z^s = - E_z^i \quad (2.21)$$

olduğunu gösterir. Böylece (2.20) bağıntısını (2.21)'den yararlanarak

$$\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} I(z') \left[\frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z^2} + \beta^2 G(z, z') \right] dz' = -E_z^i(z) \quad (2.22)$$

biçiminde yazabiliriz. Bu bağıntı Pocklington tarafından çıkarılan denklem tipindedir.

(2.22) bağıntısının daha uygun bir biçimi aşağıda verilen ifadeyle gösterilebilir(Balanis, 1982).

$$\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} I_z(z') \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r^5} \left[(1+j\beta r)(2r^2-3a^2) + (\beta ar)^2 \right] dz' = -E_z^i(z) \quad (2.23)$$

2.2.2. Hallen İntegral Denklemleri

Şekil 2.1'deki gibi L boyunda ve a yarıçapında bir çubuk anteni gözönüne alalım. Bu antenin bir V_i delta-gap kaynağı tarafından ortadan beslendiğini varsayalım. Antenin uzunluğu yarıçapından çok büyük ($L \gg a$) ve yarıçapı dalga boyundan çok küçükse ($a \ll \lambda$) çubuğun uç yüzeylerinin etkileri ihmal edilebilir. Bu nedenle sonsuz iletkenlikli bir çubuk anten için sınır koşulları, çubuğun yüzeyindeki teğetsel E- alanlarının sıfır ve uçlardaki akımların da sıfır olmasıdır [$I_z(z' = \pm L/2) = 0$].

Silindirik çubuk üzerinden yalnızca elektiriksel bir akım aktığından ve z-ekseni boyunca yönlendiğinden ($\vec{J} = \hat{a}_z J_z$), (2.3) denklemi $\vec{F} = 0$ için aşağıdaki biçime dönüşür.

$$\frac{d^2 A_z}{dz^2} + \beta^2 A_z = 0 \quad (2.24)$$

(2.24) bağıntısının sağ yanı çubuğun yüzeyindeki teğetsel \vec{E} -alanlarının sıfır olduğunu gösterir. Çubuk üzerindeki akım yoğunluğu simetrik olduğundan [$J_z(z') = J_z(-z')$], potansiyel fonksiyonu A_z de simetriktir [$A_z(z') = A_z(-z')$] Böylece (2.24) denkleminin çözümü

$$A_z(z) = -j\sqrt{\mu\epsilon} [A_1 \cos(\beta z) + B_1 \sin(\beta |z|)] \quad (2.25)$$

olarak elde edilir. Burada A_1 ve B_1 sabitlerdir. (2.25) ifadesi aşağıdaki ifadeye dönüştürülebilir.

$$\int_{-L/2}^{L/2} I(z') \frac{e^{-j\beta r}}{4\pi r} dz' = -\frac{j}{\eta} [A_1 \cos(\beta z) + B_1 \sin(\beta |z|)] \quad (2.26)$$

Burada η ortamın karakteristik empedansıdır. Giriş uçlarına uygulanan gerilimin V_1 olması halinde B_1 sabitinin $B_1 = V_1/2$ olduğu gösterilebilir. A_1 sabiti, çubuğun uç noktalarında akımın sıfır olması koşulundan yararlanarak bulunabilir.

(2.26) denklemi mükemmel bir iletken çubuk için Hallen integral denklemi olarak ele alınır (Balanis, 1982).

2.3. Kirchhoff'un Devre Denklemleri ve Moment Yöntemi

Bu altbölümde amaç, moment yöntemiyle kurulacak denklemler takımı ile Kirchhoff'un devre denklemleri arasındaki benzeşimden yararlanarak ele alınacak problemin

$$[Z] [I] = [V] \quad (2.27)$$

matrisel formuna sokulabileceğini göstermektedir. Bundan sonra geriye sadece bilinmeyene göre çözüm yapmak kalır.

Kirchhoff'un devre denklemleri gösterimi

$$\sum_{n=1}^N Z_{mn} I_n = V_m \quad , \quad m= 1, 2, \dots, N \quad (2.28)$$

biçimindedir. Böylece, N gözü veya N düğümlü bir devre problemini çözerken yapıldığı gibi ele alınan problem için de ortaya çıkan integral denkleminin N bilinmeyenli N denklem yazarak sayısal çözümü yapılabilir.

Önce ele alınacak problemin (2.27) formuna nasıl sokulabileceğini araştıralım. Kolaylık açısından silindirik dipol anten problemini gözönüne alalım. Bizden istenen bu dipolün giriş empedansı, ışınma diyagramı veya kazancı olsun. Problemi analitik yoldan dipolün üzerindeki akım dağılımını bildiğimizi (genellikle sinüsoidal olduğunu kabul ederek) varsayarak çözebiliriz. Ancak akım dağılımı varsayımı, burada sadece dipol anteni ele aldığımızdan, her boydaki dipol anten içintam doğru olamayacağı gibi farklı problemlerde analitik çözüm kolay olmayabilir. Moment yöntemi bu noktada devreye girer ve problemi, bilinmeyen olarak akım dağılımının alınacağı (2.27) bağıntısındaki matris denkleminin bilgisayar yardımıyla çözümüne dönüştürür. Böylece, problemde bilinmeyen ve öncelikle bulunması gereken akım dağılımı olur. Akım dağılımı belirlendikten sonra diğer istenenler kolaylıkla hesaplanabilir.

Moment yönteminin esas işlevini böylece birkez daha açıkladıktan sonra yeniden eldeki problemi (2.27) formuna getirme işine dönelim. Hareket noktamız sınır koşullarından yararlanmak olacaktır. Silindirik çubuk antenin yüzeyindeki teğetsel \vec{E} - alanlarının sıfır olduğu koşulundan yola çıkarak elde edilen ve (2.23) ile verilen Pocklington integral denklemini gözönüne alalım. Bu denklemi kolaylık açısından

$$K(z, z') = [(1 + j\beta r)(2r^2 - 3a^2) + (\beta ar)^2] \frac{e^{-j\beta r}}{j\omega\epsilon_0 r^5} \quad (2.29)$$

olmak üzere

$$\int_{-L/2}^{L/2} I(z') K(z, z') dz' = -E_z^i(z) \quad (2.30)$$

biçiminde yeniden yazalım. Silindirik çubuğu Şekil 2.3.'deki gibi Δz uzunluğunda N parçaya bölümleyelim. Çubuk üzerindeki akım dağılımının

$$I(z') = \sum_{n=1}^N I_n F_n(z') \quad (2.31)$$

türünde F_n açılım fonksiyonları serisiyle yaklaştırıldığını varsayalım. Burada I_n 'ler karmaşık açılım katsayılarıdır. $F_n(z')$ yalnız Δz aralığında sıfırdan farklı tanımlanan birim genlikli pals, üçgen, sinüs vb. fonksiyonlar (bunlar 2.5. altbölümünde tanıtılacaktır) olabilir. (2.31) denklemini (2.30) denkleminde yerine yazalım.

$$\int_{-L/2}^{L/2} \sum_{n=1}^N I_n F_n(z') K(z, z') dz' = -E_z^i(z) \quad (2.32)$$

L doğrusal bir operatör olmak üzere (burada integral operatörü) (2.32) denklemini aşağıdaki gibi ifade edebiliriz.

$$\sum_{n=1}^N I_n L(g_n) = h \quad (2.33)$$

Burada g_n ve h , sırasıyla

$$g_n = F_n(z') K(z, z') \quad (2.33a)$$

ve

$$h = -E_z^i(z) \quad (2.33b)$$

olarak yazılabilirler. (2.33) denklemi N bilinmeyenli bir denklemi gösterir. N tane bilinmeyen I_n ($n=1, 2, \dots, N$)

sabitlerinin belirleyebilmek için N tane doğrusal bağımsız denklem gereklidir. Bunun için "Ağırlıklı kalıntılar Yöntemi" olarak adlandırılan bir yaklaşımdan yararlanılır.

Moment yönteminin sayısal bir teknik olduğunu belirtmiştik. Bu tekniğin çözümleri elektromagnetik sınır koşullarını (örneğin, elektriksel bir iletkenin yüzeyindeki teğetsel elektrik alanlarının sıfır olması koşulu) yalnız ayırık noktalarda sağlarlar. Bu noktalar arasında sınır koşulları sağlanamaz ve sapma bir kalıntı olarak (burada çubuk anten için)

$$R = E_z^s + E_z^i \quad (2.34)$$

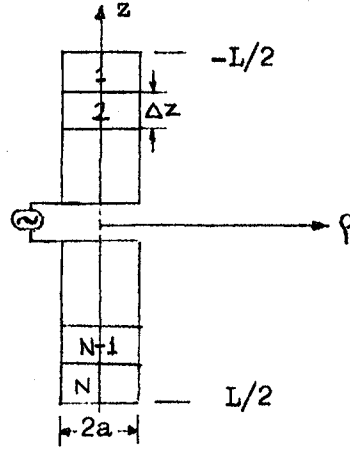
biçiminde tanımlanır. Kalıntıyı en aza indirmek için ağırlıklı kalıntılar yöntemi (1.4) bağıntısındaki iç çarpımla birlikte kullanılır. Bu teknik, iletkenin yüzeyindeki her noktada kalıntının sıfır olduğu bir çözüme varmaz. Bununla birlikte, sınır koşullarını yüzeyin tamamı üzerinde bir anlamda sağlanmaya zorlar. Bu işlemi gerçekleştirmek için L operatörü bölgesinde N ağırlık (veya test) fonksiyonu olan $\{ W_n \} = W_1, W_2, \dots, W_n$ kümesi tanımlanır. Bu fonksiyonların herbiri ile (2.33) denklemi arasında iç çarpım oluşturulur. Bu işlemler sonucunda (2.33) denklemi

$$\sum_{n=1}^N I_n \langle W_m, L(g_n) \rangle = \langle W_m, h \rangle \quad m=1,2,\dots,N \quad (2.35)$$

biçimini alır. Bu denklemi matrisel formda

$$[L_{mn}][I_n] = [h_m] \quad (2.36)$$

olarak yazabiliriz. Burada $[L_{mn}]$, $[I_n]$ ve $[h_m]$, sırasıyla,



Şekil 2.3. N tane eşit Δz aralıklara ($\Delta z_1 = \Delta z_2 = \dots = \Delta z_n$) bölünmüş silindirik dipol anten

$$L_{mn} = \begin{bmatrix} \langle W_1, L(g_1) \rangle & \langle W_1, L(g_2) \rangle & \dots \\ \langle W_2, L(g_1) \rangle & \langle W_2, L(g_2) \rangle & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \quad (2.36a)$$

$$[I_n] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix} \quad (2.36b)$$

ve

$$[h_m] = \begin{bmatrix} \langle W_1, h \rangle \\ \langle W_2, h \rangle \\ \vdots \\ \langle W_N, h \rangle \end{bmatrix} \quad (2.36c)$$

biçimindedirler. (2.35)'le verilen matrisel gösterimde

$$[L_{mn}] = Z_{mn} \quad (2.37a)$$

$$[I_n] = I_n \quad (2.37b)$$

ve

$$[h_m] = V_m \quad (2.37c)$$

olarak alınır (2.28) elde edilir. Daha toplu bir gösterim için

$$[L_{mn}] = [Z] \quad (2.38a)$$

$$[I_n] = [I] \quad (2.38b)$$

$$[h_m] = [V] \quad (2.38c)$$

olarak alınırrsa, problemi (2.27) deki gibi yani

$$[Z] [I] = [V] \quad (2.39)$$

matrisel forma dönüştürme amacımıza erişmiş oluruz. Buradan, bilinmeyen $[I]$ için standart matris tersi alma yöntemlerini kullanarak

$$[I] = [Z]^{-1} [V] \quad (2.40)$$

çözümü elde edilir.

2.4. Moment Yöntemleri

Bu altbölümde (2.3) altbölümünde verilen genel moment yönteminin özel durumları olan iki yöntemden sözedilecektir. İlki Nokta Uydurma Yöntemi, ikincisi ise genel moment yöntemiyle daha bağlaşıklık ve hesapların azaltılmasında etkili olan Galerkin Yöntemidir.

2.4.1. Nokta Uydurma Yöntemi

(2.36a) ifadesine bakıldığında çözülmesi gereken N^2 terimin olduğu görülür. Herbir terim genellikle iki veya daha fazla integrasyonu gerektirebilir. Bu integrasyonlar çoğunlukla sayısal olarak gerçekleştirildiğinden çok büyük miktarda hesap yapılması gerekebilir.

Bununla birlikte, integrasyonların sayısını azaltan tek bir ağırlık fonksiyonları kümesi vardır. Bu küme Dirac delta ağırlık fonksiyonları kümesidir ve aşağıdaki gibi verilir.

$$W_m = \delta(p-p_m) = \delta(p-p_1), \delta(p-p_2), \dots \quad (2.41)$$

Burada p , referans noktasına göre herhangi bir noktanın yerini, p_m de sınır koşulunun uygulandığı bir noktayı gösterir. (2.40) bağıntısını (2.34) bağıntısındaki yerine yazarak ve (1.4) bağıntısıyla verilen iççarpım işleminden yararlanarak (2.34) ifadesi aşağıdaki biçime dönüştürülebilir.

$$\sum_n I_n \langle \delta(p-p_m), L(g_n) \rangle = \langle W_m, h \rangle_{m=1,2,\dots,N}$$

$$\sum_n I_n \iint_S \delta(p-p_m) L(g_n) dS = \iint_S \delta(p-p_m) h dS \quad m=1,2,\dots,N$$

$$\sum_n I_n L(g_n) \Big|_{p=p_m} = h \Big|_{p=p_m} \quad m=1,2,\dots,N \quad (2.42)$$

(2.41) bağıntısında hesaplanması gereken integrasyonlar yalnızca $L(g_n)$ 'le gösterilenlerdir. Bu basitleştirme işlemi, başka ağırlık fonksiyonlarının kullanılması durumunda yapılamayacak bazı çözümleri yapılabilir hale getirir.

Fiziksel olarak, delta ağırlık fonksiyonlarının kullanılması sınır koşullarının gevşemesi olarak görülür. Sınır koşulları bu durumda yalnız elemanın yüzeyindeki ayırık noktalarda uygulanır. Bu yüzden bu yöntem "Nokta Uydurma" olarak adlandırılır.

Nokta uydurma yöntemi kullanılacağı zaman üzerinde durulması gereken, N tane noktanın (p_m 'in) uygun biçimde yerleşimidir. Eşit aralıkla yerleştirilmiş noktalar çoğunlukla iyi sonuçlar verir. Bununla birlikte, iyi sonuçların elde edilmesi daha çok kullanılan temel (açılım) fonksiyonlara bağlıdır. Altbölge temel fonksiyonlarının nokta uydurma yöntemiyle birlikte kullanılması halinde kurulacak denklemler arasında doğrusal bağımsızlığı korumak için her bir parça üzerine bir tane uydurma noktası yerleştirilmelidir. Noktaların, parçaların ortasına yerleştirilmesi genellikle iyi sonuçlar verir. Uydurma noktasının bir üçgenin veya benzer bir süreksiz fonksiyonun tepesiyle uyuşmaması önemlidir. Aksi takdirde böyle durumlar hatalara neden olabilir (Balanis, 1982).

2.4.2. Galerkin Yöntemi

Galerkin yönteminde açılım fonksiyonları ile ağırlık fonksiyonları aynı fonksiyonlar olarak seçilir. Böylece, (2.34) bağıntısında $W_m = F_m$ alınarak bu bağıntı yeniden

$$\sum_{n=1}^N I_n \langle F_m, L(g_n) \rangle = \langle F_m, h \rangle \quad m = 1, 2, \dots, N \quad (2.43)$$

biçiminde yazılabilir. Galerkin yöntemi yapılacak hesaplamaların azaltılmasında etkili olan bir yöntemdir.

2.5. Temel (Açılım) Fonksiyonlar

Moment yöntemi çözümünde önemli bir adım temel fonksiyonların seçimidir. Bilinmeyen fonksiyonun nasıl bir dağılım göstereceği sezilebiliyorsa, bu dağılımı verebilecek küme temel fonksiyonlar olarak seçilebilir.

Teorikte pekçok temel küme bulunmasına rağmen pratikte kullanılan temel kümeler sınırlıdır. Temel fonksiyon kümeleri iki genel sınıfa ayrılabilir. Birinci sınıf, bilinmeyen fonksiyon bölgesinin tamamında sıfırdan farklı tam-bölge temel fonksiyonlarını içerir. İkinci sınıf temel fonksiyonlar ise $F(z')$ fonksiyon bölgesinin yalnız bir bölümü üzerinde sıfırdan farklı altbölge fonksiyonlarıdır.

2.5.1. Tam-Bölge Temel Fonksiyonları

Tam-bölge temel fonksiyonları gözönüne alınan yapının örneğin dipol antenin uç noktaları hariç tüm boyu üzerinde sıfırdan farklı tanımlanırlar.

Dipol tipi çubuk antenler için yaygın bir tam-bölge temel kümesi sinüsoidal fonksiyonlar kümesidir ve aşağıdaki gibi verilir.

$$F_n(z') = \cos(2n-1) \frac{\pi z'}{L} \quad -\frac{L}{2} \leq z' \leq \frac{L}{2} \quad (2.44)$$

Burada L dipolün boyunu, z' ise kaynak noktası koordinatını gösterir. Diğer tam-bölge temel fonksiyonları(Thiele, 1973), Chebyshev:

$$F_n(z') = \sum_{n=1}^N T_{2n-2}(x) = T_0(x) + T_2(x) + \dots \quad (2.45)$$

Maclaurin:

$$F_n(z') = \sum_{n=1}^N x^{2n-2} = 1 + x^2 + x^4 + \dots \quad (2.46)$$

fonksiyonlarıdır. Burada x ,

$$x = 2z'/L \quad (2.47)$$

ile verilir.

(2.44) bağıntısıyla verilen tam-bölge temel fonksiyonu özellikle sinüsoidal bir dağılıma sahip olduğu bilinen ince bir dipol üzerindeki akım dağılımını modellemek için yararlı bir temel fonksiyondur. Tam-bölge temel fonksiyonlarının esas üstünlüğü, bilinmeyen fonksiyonun bilinen bir dağılımı izleyeceği varsayılan problemlere dayanır(Balanis, 1982).

Sonlu sayıda fonksiyonları(veya modlar) kullanmak durumunda olduğumuzdan, tam-bölge temel fonksiyonları kullanarak gelişigüzel bilinmeyen fonksiyonları modellemek genellikle zordur(Balanis, 1982).

2.5.2. Altbölge Temel Fonksiyonları

Moment yönteminde en çok kullanılan temel fonksiyonlar altbölge temel fonksiyonlarıdır. Altbölge temel fonksiyonları tam-bölge temel fonksiyonlarından farklı olarak bilinmeyen fonksiyonun vermesi gereken dağılımı önceden bilmeye gerek kalmadan kullanılabilirler.

Altbölge yaklaşımı, Şekil 2.4a'daki doğru üzerinde gösterildiği gibi yapının birbiriyle çakışmayan N tane parçadan oluşan altbölgelere ayrılmasını içerir. Herhangi bir koşul yok ise de burada gösterilen parçalar aynı doğru üzerinde ve eşit uzunlukta olmalıdır. Altbölge temel fonksiyonları bir veya daha fazla parçanın sınırlarıyla birlikte tanımlanabilirler.



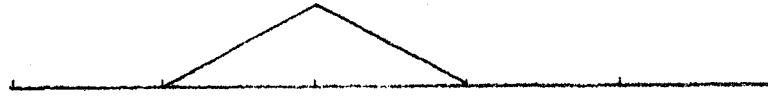
a) N parçaya bölümlenmiş doğru



b) Sabit parça fonksiyonu



c) Pulsarla yaklaşıtırlan dağılım



d) Doğrusal parça fonksiyonu



e) Üçgenlerle yaklaşıtırlan dağılım



f) Sinüsoidal parça ve kesikli Cosinüs fonksiyonları

Şekil.2.4. Tipik altbölge temel fonksiyonları ve gösterdikleri dağılımlar

Altbölge temel fonksiyonlarının en yaygın olanlarından biri Şekil.2.4b'de gösterilen parçalı sabit veya pals fonksiyonudur. Parçalı sabit fonksiyon

$$F_n(z') = \begin{cases} 1 & , z_{n-1}' \leq z' \leq z_n' \\ 0 & , \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (2.48)$$

biçiminde tanımlanır. Bu fonksiyona ilişkin katsayılar belirlendikten sonra bilinmeyen fonksiyon Şekil.2.4c'de gösterildiği gibi merdiven yaklaşımı elde edilir.

Bir başka yaygın altbölge temel fonksiyonlar kümesi Şekil 2.4d'de gösterilen parçalı doğrusal veya üçgen fonksiyonlarıdır. Bu fonksiyonlar

$$F_n(z') = \begin{cases} \frac{z' - z'_{n-1}}{z'_n - z'_{n-1}}, & z'_{n-1} \leq z' \leq z'_n \\ \frac{z'_{n+1} - z'}{z'_{n+1} - z'_n}, & z'_n \leq z' \leq z'_{n+1} \\ 0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (2.49)$$

biçiminde verilirler. Bu fonksiyonların iki parçayı kapladıkları ve komşu fonksiyonların birbirleri üzerine çakıştıkları görülmektedir. Şekil 2.4e'de üçgen fonksiyonlar kullanarak elde edilen dağılımın pals fonksiyonları kullanarak elde edilen dağılımından daha düzgün olduğu görülmektedir. Fakat bunun yanında hesap karmaşıklığı da artmaktadır.

Bunların dışında bazı fonksiyonların çeşitli nedenden ötürü yararlı oldukları durumlar vardır. Örneğin, bazı integral operatörlerinin fonksiyonları bir $\text{Sin}(\beta z')$ veya $\text{Cos}(\beta z')$ fonksiyonuyla (burada z' integral değişkenidir) çarpıldığı zaman sayısal integrasyon yapmadan çözülebilirler. Şekil 2.4f'de gösterilen parçalı sinüs ve kesikli kosinüs fonksiyonlarının kullanılması hesaplama zamanında ve hataların en aza indirilmesinde önemli ölçüde yararlı olmaktadır. Bu fonksiyonlar aşağıdaki gibi tanımlanırlar (Balanis, 1982).

Parçalı sinüs:

$$F_n(z') = \begin{cases} \frac{\text{Sin}\beta(z' - z'_{n-1})}{\text{Sin}\beta(z'_n - z'_{n-1})}, & z'_{n-1} \leq z' \leq z'_n \\ \frac{\text{Sin}\beta(z'_{n+1} - z')}{\text{Sin}\beta(z'_{n+1} - z'_n)}, & z'_n \leq z' \leq z'_{n+1} \\ 0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (2.50)$$

Kesikli cosinüs:

$$F_n(z') = \begin{cases} \text{Cos} \left(z' - \frac{z'_n - z'_{n-1}}{2} \right), & z'_{n-1} \leq z' \leq z'_n \\ 0 & \text{, diğer yerlerde} \end{cases} \quad (2.51)$$

Bunlardan başka iki altbölge temel fonksiyonları daha vardır. Bunlar,

Karesel interpolasyon:

$$F_n(z') = \begin{cases} A_n + B_n(z' - z'_n) + C_n(z' - z'_n)^2, & z'_{n-1} \leq z' \leq z'_n \\ 0 & , \text{ diğ er yerlerde} \end{cases} \quad (2.52)$$

Sinüsoidal interpolasyon:

$$F_n(z') = \begin{cases} A_n + B_n \sin \beta(z' - z'_n) + C_n \cos \beta(z' - z'_n), & z'_{n-1} \leq z' \leq z'_n \\ 0 & , \text{ diğ er yerlerde} \end{cases} \quad (2.53)$$

fonksiyonlarıdır. Bu tüm altbölge temel fonksiyonlarından, nokta uydurma yöntemiyle birlikte en basit biçimde kullanılabilir olanı parçalı sabit veya pals fonksiyonudur (Thiele, 1973).

2.6. Reaksiyon İntegral Denklemi

1954 yılında, Rumsey elektromagnetik teoride sınır değeri problemlerine genel bir yaklaşım olanağı sağlayan ve "reaksiyon" olarak adlandırılan fiziksel bir gözlenebilirliği (örneğin; kütle, uzunluk, yük, vs.) ortaya çıkardı. Onun yaklaşımı reaksiyon integral denkleminin formülasyonu ile sonuçlandı. (2.35) denklemi gerçekte, reaksiyon integral denkleminin iletken çubuk geometrilere uygulanan özel bir biçimidir Reaksiyon integral denklemi yalnızca elektromagnetik teorinin ilkelerini kullanarak çıkarılabilir. Ancak çıkarma işlemlerini izlemek biraz zordur. Bu yüzden reaksiyon integral denklemini burada, 2.4 altbölümünde nisbeten düzgün ağırlıklı yaklaşımıyla çıkarılan (2.35) denklemini alarak, kıyaslama yoluyla elde edeceğiz.

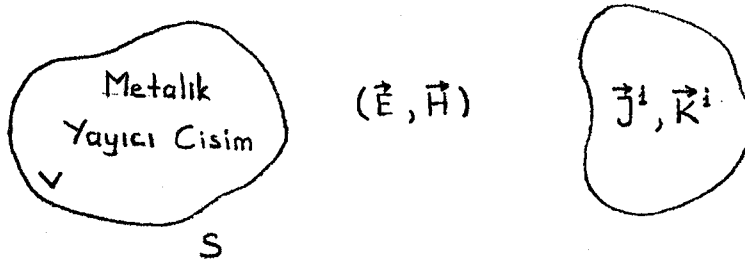
Reaksiyon, temelde, bir kaynak ile diğ er bir kaynak arasında bir kuplaj ölçüsüdür. Böylece, test fonksiyonuna (ağırlık fonksiyonu) bir test kaynağı olarak bakarsak bu durumda (2.38a) bağıntısıyla verilen empedans matrisinin elemanları, m.ci test kaynağı ile n.ci temel fonksiyon ya da gerç ek kaynaktan ileri gelen dağılan alan arasındaki kuplajın

hesabı olarak alınabilir. Benzer şekilde (2.38c) denklemindeki gerilim matrisinin m.ci elemanı m.ci test kaynağı ile gelen alan arasındaki kuplaj olarak yorumlanabilir. Örneğin, (2.38c) ifadesi için, m.ci test kaynağını gelen alanla reaksiyona soktuğumuzu veya (2.38a) ifadesi için, n.ci gerçek kaynaktan doğan elektrik alanını m.ci test kaynağı akımıyla reaksiyona soktuğumuzu söyleyebiliriz.

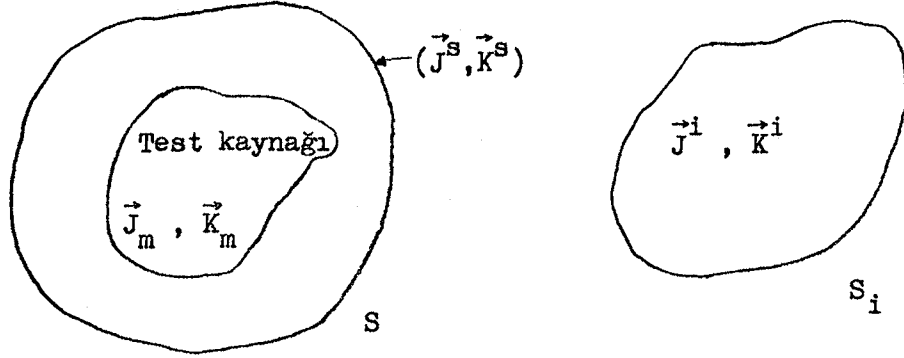
(2.35) denklemini bir çubuk anten için elde etmiştik. Moment yöntemi ya da ağırlıklı kalıntılar yöntemi Şekil.2.5 de gösterildiği gibi çubuk geometrilerden başka geometri-
re de uygulanabilir. Şekil.2.6'daki eşdeğer durumu gözönüne alalım. (\vec{J}_m, \vec{K}_m) bir test kaynağının yüzey akım yoğunlukları olsun. (\vec{E}_m, \vec{H}_m) de test kaynağından doğan alanlar olsun. İletken cisim üzerindeki akımların her ikisi de boşluğa (\vec{E}^s, \vec{H}^s) alanlarını yayan (\vec{J}^s, \vec{K}^s) eşdeğer yüzey akımlarıyla yer değiştirilir. Böylece, (2.35) denklemi

$$\iint_S (\vec{J}_m \vec{E}^s - \vec{K}_m \vec{H}^s) ds + \iint_S (\vec{J}_m \vec{E}^i - \vec{K}_m \vec{H}^i) ds = 0 \quad (2.54)$$

biçiminde genelleştirilebilir.



Şekil.2.5. S yüzeyiyle çevrelenen metalik bir cismin önünde \vec{J}^i ve \vec{K}^i kaynak akımı yoğunlukları s dışında (\vec{E}, \vec{H}) alanlarını yaratırlar.] \vec{K}_m önündeki eksi işareti (Balanis, 1982) kaynakçasından irdelenebilir. (2.54) bağıntısının fiziksel yorumu, test kaynağı ile gelen ve dağılan alanların toplamı arasındaki reaksiyonun sıfır(sıfır kuplaj) olduğu şeklinde yapılabilir.



Şekil.2.6. Boşlukta eşdeğer akımları (\vec{J}^s, \vec{K}^s) olan S yüzeyi içindeki test kaynağı

Gerçek akımın n.ci temel fonksiyonundan kaynaklanan alanları, N tane (\vec{E}^s, \vec{H}^s) alanlarının toplamı olan $(\vec{E}_n^s, \vec{H}_n^s)$ ile gösterirsek bu durumda genelleştirilmiş empedans matrisindeki mn.ci genel eleman için

$$Z_{mn} = \iint_S (\vec{J}_m \vec{E}_n^s - \vec{K}_m \vec{H}_n^s) dS \quad (2.55)$$

yazabiliriz. Benzer şekilde, gerilim matrisindeki m.ci genel eleman için de

$$V_m = - \iint_S (\vec{J}_m \vec{E}^i - \vec{K}_m \vec{H}^i) dS \quad (2.56)$$

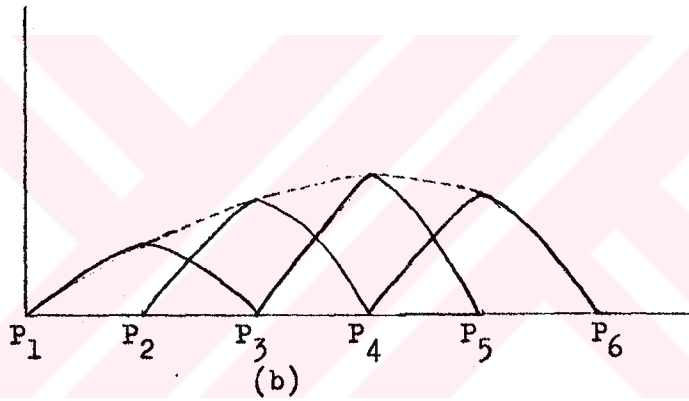
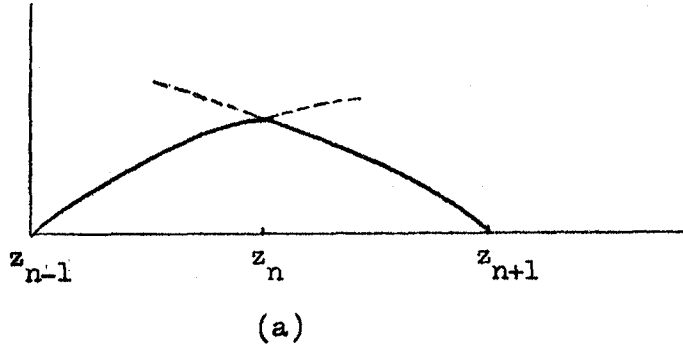
yazabiliriz. Şekil.2.5'deki sıkıştırılmış \vec{J}^i akımlarından kaynaklanan gelen alan (\vec{E}^i, \vec{H}^i) , S üzerine yerleştirilmiş (anten durumu) bir kaynaktan veya S'den uzağa yerleştirilmiş (yayıncı radar durumu) bir kaynaktan doğan alan olabilir.

2.7. Parçalı Sinüsoidal Galerkin Yöntemi

İnce çubuk anten problemlerinin moment yöntemiyle çözümlerinde en yararlı fonksiyonlardan biri, daha önce de sözedildiği gibi, Şekil.2.7a'da gösterilen parçalı sinüstür. bu fonksiyon, z-doğrultusundaki parçalar için matematiksel olarak yeniden aşağıdaki biçimde ifade edilebilir.

$$\vec{F}_n(z) = z \frac{\sin\beta(z-z_{n-1})}{\sin\beta(z_n-z_{n-1})}, \quad z_{n-1} \leq z \leq z_n \quad (2.57a)$$

$$\vec{F}_n(z) = z \frac{\sin\beta(z_{n+1}-z)}{\sin\beta(z_{n+1}-z_n)}, \quad z_n \leq z \leq z_{n+1} \quad (2.57b)$$



Şekil.2.7.(a) Parçalı, sinüsoidal açılım fonksiyonu. (b)Üst-üste getirilmiş parçalı sinüsoidal açılım fonksiyonları kümesi.

Akım dağılımına parçalı sinüsoidal fonksiyonlarla yaklaşım örneği Şekil.2.7b'de verilmiştir. Herbir parçalı sinüsoidal fonksiyon birbiriyle bağlantılı iki parçayı kaplamaktadır. Bir sonraki ya da bir önceki parçayla bağlantısı olmayan uç nokta parçaları (P_1 ve P_6) hariç, diğer herbir parçanın iki parçalı sinüsü içerdikleri görülmektedir.

Deneyimler, parçalı sinüsoidal test(ağırlık) fonksiyonlarının parçalı sinüsoidal temel fonksiyonlarla kullanılmasının sayısal verimliliğin ve yüksek doğruluğun olduğu bir işleme vardığını göstermiştir. Hem temel fonksiyon hem de test fonksiyonu aynı fonksiyonlar olduklarından işlem bir

Galerkin yöntemidir. Hem test fonksiyonu hem de temel fonksiyon için pals fonksiyonu kullanmak ta mümkündür. Bununla birlikte deneyimler, pals-pals Galerkin formülasyonunun pals fonksiyonlu nokta uydurma işlemine göre çözümü iyileştirmede genellikle daha başarısız olduğunu ve fazladan sayısal hesabın bir değer taşımadığını göstermiştir. Öte yandan, parçalı sinüsoidal Galerkin yönteminin hesaplama açısından verimliliği, pals fonksiyonlu Galerkin yöntemine göre çok daha iyidir.

2.7.1. İki Parçalı Çözüm

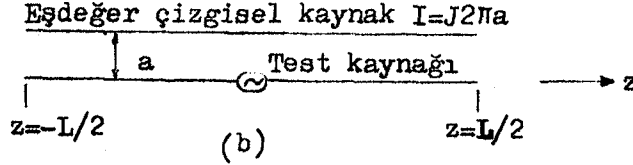
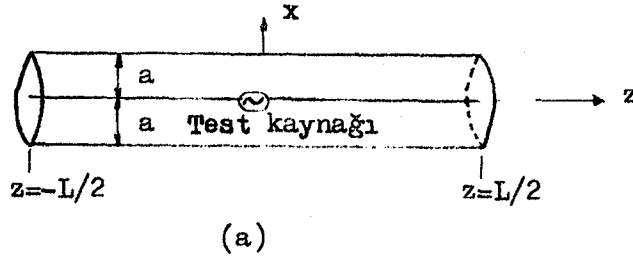
Hem reaksiyon integral denkleminin hem de parçalı sinüsoidal fonksiyonun kullanımını göstermek için; önce iki parçaya bölünmüş bir dipol problemini gözönüne alalım. Burada, Şekil.2.8a'daki J yüzey akım yoğunluğunun açılımında yalnız bir parçalı sinüsoidal fonksiyonun ve

$$I_t(z) = \frac{\text{Sin}(\frac{L}{2} - |z|)}{\text{Sin} \frac{L}{2}} \quad (2.58)$$

ile verilen bir $I_z(z)$ parçalı sinüsoidal akımına sahip yalnız bir test kaynağının var olduğu anlamındadır. (2.58) bağıntısında $L/2$ dipolün yarı boyu ve z 'de merkeze olan uzaklıktır. Şekil.2.8b'de eşdeğer çizgisel kaynak üzerindeki akım

$$I(z) = I_1 \frac{\text{Sin}(\frac{L}{2} - |z|)}{\text{Sin} \frac{L}{2}} \quad (2.59)$$

klasik formülüyle verilir.



Şekil.2.8.(a) Ağırlık fonksiyonu(test kaynağı) çubuk eksenine yerleştirilmiş iki-parça parçalı sinüsoidal problemi. (b) Eşdeğer çizgisel kaynakla yerdeğiştirilen çubuk yüzeyindeki akım.

Yapmak istediğimiz, gerilimi V_1 olan bir kaynakla uyarılan giriş uçlarındaki I_1 uç akımını bulmaktır Bunun için,(2.55) denklemini buradaki problemimiz için

$$Z_{mn} = \int_{-L/2}^{L/2} \vec{W}_m(z) \vec{E}_n^s dz \quad (2.60)$$

biçiminde yazarak kullanabiliriz. $\vec{W}_m = \vec{F}_m$ olduğu için bu denklem

$$Z = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\text{Sin}\beta(L/2 - |z|)}{\text{Sin}\beta L/2} 2\vec{E}_1^s dz \quad (2.61)$$

biçimine dönüşür. Burada \vec{E}_1 , $I(z)$ açılım fonksiyonundan kaynaklanan alandır. Böylece $ZI_1 = V_1$ denklemi yazılabilir ve I_1 için çözülebilir. Buradan da görülebileceği gibi, iki parçalı çözüm endüklenmiş elektomagnetik alan teorisyle uyuşmaktadır.

İki parçalı çözümün yalnızca sınırlı anten boyları için yararlı olduğu açıktır. Bu yüzden önce tek bir doğrusal anten için dört parçalı çözümü gözönüne alacağız. Daha sonra tek bir anten ya da kuplajlı antenler için N parçalı çözüme ulaşmak kolay olacaktır(Thiele, 1973).

2.7.2. Dört Parçalı Çözüm

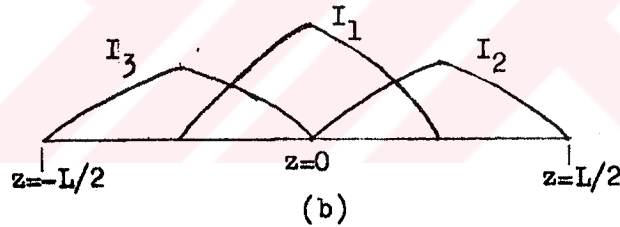
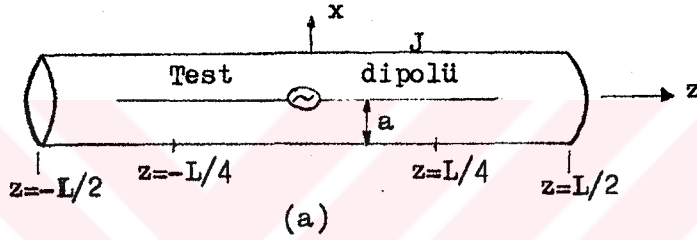
Şekil.2.9a'daki dörtparçaya bölünmüş simetrik dipolü gözönüne alalım. I_1 , I_2 ve I_3 karmaşık katsayıları, $I(z)$ akım fonksiyonunun değişik parçaların eklemlerindeki örnekleri gösterebilirler.

$$I_1 = I(0) \quad (2.62a)$$

$$I_2 = I(L/4) = (I(-L/4)) = I_3 \quad (2.62b)$$

Akımın anten uçlarında sıfır olduğu varsayılmaktadır.

$$I(L/2) = 0 = I(-L/2) \quad (2.63)$$



Şekil.2.9. (a) Ağırlık fonksiyonu (test kaynağı) çubuk eksenine yerleştirilmiş dörtparça parçalı sinüsoidal problemi. (b) Üstüste getirilmiş üç parçalı sinüsler.

Böylece, Şekil.2.9b'de de gösterildiği gibi, eşdeğer çizgisel kaynak üzerindeki akım

$$I(z) = I_1 \frac{\sin \beta(L/4 - z)}{\sin \beta L/4} + I_2 \frac{\sin \beta z}{\sin \beta L/4}, \quad 0 \leq z \leq L/4 \quad (2.64a)$$

$$I(z) = I_2 \frac{\sin \beta(L/2 - z)}{\sin \beta L/4} \quad L/4 \leq z \leq L/2 \quad (2.64b)$$

$$I(z) = I_1 \frac{\text{Sin}\beta(L/4 - |z|)}{\text{Sin}\beta L/4} + I_3 \frac{\text{Sin}\beta |z|}{\text{Sin}\beta L/4}, \quad -L/4 \leq z \leq 0 \quad (2.64c)$$

$$I(z) = I_3 \frac{\text{Sin}\beta(L/2 - |z|)}{\text{Sin}\beta L/4}, \quad -L/2 \leq z \leq -L/4 \quad (2.64d)$$

olarak yazılabilir. Problem I_1 , I_2 ve I_3 katsayılarını belirlemektir. Bu işlem, üç test kaynağının herbirini üç çizgisel kaynakla (2.61) denklemine benzer birtarзда reaksiyona sokarak gerçekleştirilir. Bunun sonucunda üç bilinmeyenli üç denklem ortaya çıkar. $I_2 = I_3$ olduğundan, yalnızca iki bilinmeyen için çözüm yapmak yeterlidir. Böylece

$$Z_{11}I_1 + (Z_{12} + Z_{13})I_2 = V_1 \quad (2.65a)$$

$$Z_{21}I_1 + (Z_{22} + Z_{23})I_3 = 0 \quad (2.65b)$$

denklemleri kurulur. Z_{11} ve Z_{22} , birbirinden a kadar uzakta olan ve aralarında yükseklik farkı olmayan paralel çizgisel dipoller arasındaki ortak empedansı gösterir. Z_{12} ve Z_{21} empedanslarını elde etmek için, dipoller birbirinden a kadar uzakta $L/4$ yükseklik farkıyla yerleştirilmiştir. Z_{13} ve Z_{31} için yükseklik farkı ise $L/2$ 'dir (Thiele, 1973).

2.7.3. N Parçalı Çözüm

Bu altbölümde, herhangi bir sayıda eşit uzunluklu (Δz_n) parçaları gözönüne alalım. Bu parçalar z -eksenine paralel olsunlar Böylece, N parçalı tek bir dipolü ya da paralel dipollerden kurulu bir diziyi gözönüne alabiliriz. (2.57) denklemini kullanarak empedans matrisinin mn .ci elemanı için

$$Z_{mn} = \int_{z_{m-1}}^{z_m} \frac{\text{Sin}\beta(z - z_{m-1})}{\text{Sin}\beta(\Delta z_m)} \vec{z} \vec{E}_n^s dz + \int_{z_m}^{z_{m+1}} \frac{\text{Sin}\beta(z_{m+1} - z)}{\text{Sin}\beta(\Delta z_m)} \vec{z} \vec{E}_n^s dz \quad (2.66)$$

yazabiliriz. Bu denklemi değerlendirmek için, n .ci gerçek

kaynaktan doğan \vec{E}_n alanı için bir ifadeye gereksinim vardır. Önce

$$\frac{\partial G(z, z')}{\partial z} = - \frac{\partial G(z, z')}{\partial z'} \quad (2.67)$$

ve

$$\frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z'^2} \quad (2.68)$$

yazalım. (2.20) bağıntısının ilk terimini (2.68) ifadesini kullanarak iki kez parça parça integre edelim. Bunun için ilk terime T_1 diyerek aşağıdaki işlemleri izleyelim.

$$\begin{aligned} T_1 &= \int_{z_1}^{z_2} I(z') \frac{\partial^2 G(z, z')}{\partial z'^2} dz' \\ &= \int_{z_1}^{z_2} I(z') \frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{\partial G(z, z')}{\partial z'} \right) dz' \\ &= \int_{z_1}^{z_2} I(z') d \left(\frac{\partial G(z, z')}{\partial z'} \right) \end{aligned} \quad (2.69)$$

(2.69) ifadesinin son şeklinde

$$I(z') = u$$

$$d \left(\frac{\partial G(z, z')}{\partial z'} \right) = dv$$

dersek T_1 'i aşağıdaki biçime sokabiliriz.

$$T_1 = \left[I(z') \frac{\partial G(z, z')}{\partial z'} \right]_{z'=z_1}^{z'=z_2} - \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial G(z, z')}{\partial z'} dI(z') \quad (2.70)$$

Bu ifadedeki ikinci terimi alalım ve buna T_{11} diyelim.

$$T_{11} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial G(z, z')}{\partial z'} dI(z') \quad (2.71)$$

(2.71)'de

$$dI(z') = \frac{dI(z')}{dz'} dz'$$

yazabiliriz. Böylece T_{11} ,

$$T_{11} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial G(z, z')}{\partial z'} \cdot \frac{dI(z')}{dz'} dz' = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dI(z')}{dz'} dG(z, z') \quad (2.72)$$

biçimine dönüşür. (2.72)'de

$$\frac{dI(z')}{dz'} = u$$

$$dG(z, z') = dv$$

dersek T_{11} bu kez,

$$T_{11} = \left[\frac{dI(z')}{dz'} G(z, z') \right]_{z'=z_1}^{z'=z_2} - G(z, z') \frac{d^2 I(z')}{dz'^2} dz' \quad (2.73)$$

olarak elde edilir. (2.73) bağıntısını (2.70) bağıntısındaki yerine koyarak

$$\begin{aligned} T_1 = & \left[I(z') \frac{\partial G(z, z')}{\partial z'} - \frac{dI(z')}{dz'} G(z, z') \right]_{z'=z_1}^{z'=z_2} \\ & + \int_{z_1}^{z_2} G(z, z') \frac{d^2 I(z')}{dz'^2} dz' \end{aligned} \quad (2.74)$$

elde edilir. (2.74) ifadesini (2.20)'deki yerine koyarak ve (2.67) bağıntısını kullanarak gerekli düzenlemeler yapılırsa

$$E_z^1 = \frac{j}{\omega \epsilon_0} \left[\frac{dI(z')}{dz'} G(z, z') + I(z') \frac{\partial G(z, z')}{\partial z} \right]_{z'=z_1}^{z'=z_2}$$

$$+ \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} \left[\frac{d^2 I(z')}{dz'^2} + \beta^2 I(z') \right] G(z, z') dz' \quad (2.75)$$

elde edilir. Burada integrasyon sınırları yalnız bir parça içindir.

Gözönüne alınan parça üzerindeki akım parçalı sinüsoidal olduğundan, (2.75) ifadesinde ikinci köşeli parantez terimi sıfır olur. Şekil.27a'da gösterilen parçalı sinüsoidal fonksiyonun yarısını kullandığımızdan, z_1 'den z_2 'ye uzanan parça üzerindeki birim akımdan kaynaklanan alanın z -bileşeni, $E_z^1(\rho, z)$,

$$E_z^1(\rho, z) = \frac{j}{4\pi\epsilon_0\omega} \left[\frac{\beta \cos\beta(z'-z_1)}{\sin\beta(z'-z_1)} + \frac{\sin\beta(z'-z_1)}{\sin\beta(z_2-z_1)} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \right] \frac{e^{-j\beta r}}{r} \Bigg|_{z'=z_1}^{z'=z_2} \quad (2.76)$$

olarak bulunabilir. Burada r ,

$$r = \sqrt{\rho^2 + (z-z')^2} \quad (2.77)$$

ile verilir. Kaynağın z_2 'den z_3 'e kadar olan kısmını gözönüne alıp yukarıdaki işlemlerin aynısını sürdürerek $E_z^2(\rho, z)$ yi elde edebiliriz. Böylece, birim genlikli bir parçalı sinüsün her iki yarısından kaynaklanan toplam alanı

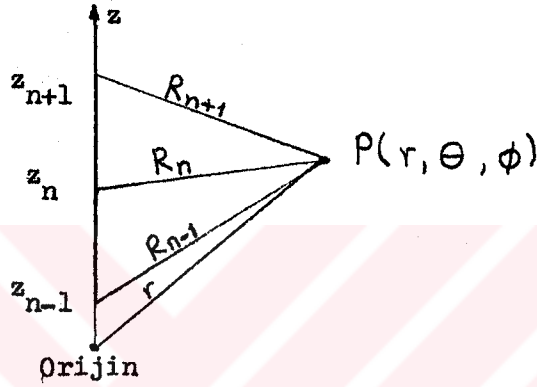
$$E_z = E_z^1(\rho, z) + E_z^2(\rho, z) \quad (2.78)$$

olarak yazabiliriz. Bu sonucu n .ci ve $(n+1)$.ci parçalar için,

$$E_z = -j30 \frac{e^{-j\beta R_{n-1}}}{R_{n-1} \sin\beta(z_n - z_{n-1})} - \frac{e^{-j\beta R_n} \sin\beta(z_{n+1} - z_{n-1})}{R_n \sin\beta(z_n - z_{n-1}) \sin\beta(z_{n+1} - z_n)}$$

$$\frac{e^{-j\beta R_{n+1}}}{R_{n+1} \sin\beta(z_{n+1}-z_n)} \quad (2.79)$$

biçiminde genelleştirebiliriz. R_{n-1} , R_n ve R_{n+1} büyüklükleri Şekil 2.10 da gösterilmiş ve aşağıda tanımlanmışlardır. (2.79) a benzer bir ifade E_p için de elde edilebilir fakat burada tüm parçalar z-doğrultusunda olduklarından gerekli değildir.



Şekil.2.10.z-ekseni doğrultusunda alınmış iletken çubuk parça

Sonuç olarak, genelleştirilmiş empedans matrisinin elemanları z-doğrultusundaki parçalar için,

$$Z_{mn} = \int_{z_{m-1}}^{z_{m+1}} \vec{I}_m \vec{E}_n^s dz$$

$$= - \frac{j30}{\sin(\beta \Delta z_n)} \left[\int_{z_{m-1}}^{z_m} \frac{\sin\beta(z-z_{m-1})}{\sin(\beta \Delta z_m)} + \int_{z_m}^{z_{m+1}} \frac{\sin\beta(z_{m+1}-z)}{\sin(\beta \Delta z_m)} \right]$$

$$\cdot \left[\frac{e^{-j\beta R_{n-1}}}{R_{n-1}} - 2 \cos(\beta \Delta z_n) \frac{e^{-j\beta R_n}}{R_n} + \frac{e^{-j\beta R_{n+1}}}{R_{n+1}} \right] dz \quad (2.80)$$

ile verilir. Burada,

$$R_{n-1} = \sqrt{\rho^2 + (z - z_{n-1})^2} \quad (2.81a)$$

$$R_n = \sqrt{\rho^2 + (z - z_n)^2} \quad (2.81b)$$

$$R_{n+1} = \sqrt{\rho^2 + (z - z_{n+1})^2} \quad (2.81c)$$

$$\Delta z_n = z_n - z_{n-1} = z_{n+1} - z_n \quad (2.82a)$$

$$\Delta z_m = z_m - z_{m-1} = z_{m+1} - z_m \quad (2.82b)$$

(2.80) denklemi sayısal integrasyonla kolayca değerlendirilebilir Bununla birlikte, $\rho = a$ ve a çok küçük olduğunda (çok küçük çaplı çubukların incelenmesi durumunda), integrasyonu sinüs "Si" ve cosinüs "Ci" integralleri biçiminde almak daha uygundur. Bu durumda Z_{mn} 'in elemanları $Z_{mn} = R_{mn} + jX_{mn}$ ile verilir. (2.80) denklemi çözülerek R_{mn} için aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$R_{mn} = \frac{15}{\text{Sin}(\beta \Delta z_m) \text{Sin}(\beta \Delta z_n)}$$

$$\begin{aligned} & [\text{Cos} \beta (z_{n-1} - z_{m-1}) \{ \text{Ci}(v_0) + \text{Ci}(u_0) - \text{Ci}(u_1) - \text{Ci}(v_1) \} \\ & + \text{Sin} \beta (z_{n-1} - z_{m-1}) \{ \text{Si}(v_0) - \text{Si}(u_0) + \text{Si}(u_1) - \text{Si}(v_1) \} \\ & + \text{Cos} \beta (z_{n+1} - z_{m-1}) \{ \text{Ci}(v_4) + \text{Ci}(u_4) - \text{Ci}(u_5) - \text{Ci}(v_5) \} \\ & + \text{Sin} \beta (z_{n+1} - z_{m-1}) \{ \text{Si}(v_4) - \text{Si}(u_4) + \text{Si}(u_5) - \text{Si}(v_5) \} \\ & - 2 \text{Cos}(\beta \Delta z_n) \text{Cos} \beta (z_n - z_{m-1}) \{ \text{Ci}(v_2) + \text{Ci}(u_2) - \text{Ci}(u_3) - \text{Ci}(v_3) \} \\ & - 2 \text{Cos}(\beta \Delta z_n) \text{Sin} \beta (z_n - z_{m-1}) \{ \text{Si}(v_2) - \text{Si}(u_2) + \text{Si}(u_3) - \text{Si}(v_3) \} \\ & + \text{Cos} \beta (z_{n-1} - z_{m+1}) \{ \text{Ci}(v_6) - \text{Ci}(v_1) + \text{Ci}(u_6) - \text{Ci}(u_1) \} \\ & + \text{Sin} \beta (z_{n-1} - z_{m+1}) \{ \text{Si}(v_6) - \text{Si}(u_6) + \text{Si}(u_1) - \text{Si}(v_1) \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +\text{Cos}\beta(z_{n+1}-z_{m+1}) \{ \text{Ci}(v_8) - \text{Ci}(v_5) - \text{Ci}(u_5) + \text{Ci}(u_8) \} \\
 & +\text{Sin}\beta(z_{n+1}-z_{m+1}) \{ \text{Si}(v_8) - \text{Si}(u_8) + \text{Si}(u_5) - \text{Si}(v_5) \} \\
 & -2 \text{Cos}(\beta \Delta z_n) \text{Cos}\beta(z_n - z_{m+1}) \{ \text{Ci}(v_7) - \text{Ci}(v_3) - \text{Ci}(u_3) + \text{Ci}(u_7) \} \\
 & -2 \text{Cos}(\beta \Delta z_m) \text{Sin}\beta(z_n - z_{m+1}) \{ \text{Si}(v_7) - \text{Si}(u_7) + \text{Si}(u_3) - \text{Si}(v_3) \}
 \end{aligned} \tag{2.83}$$

Burada,

$$u_0 = \beta \left[\sqrt{\rho^2 + (z_{n-1} - z_{m-1})^2} + (K)(z_{m-1} - z_{n-1}) \right] \tag{2.84a}$$

$$u_1 = \beta \left[\sqrt{\rho^2 + (z_{n-1} - z_m)^2} + (K)(z_m - z_{n-1}) \right] \tag{2.84b}$$

$$u_2 = \beta \left[\sqrt{\rho^2 + (z_n - z_{m-1})^2} + (K)(z_{m-1} - z_n) \right] \tag{2.84c}$$

$$u_3 = \beta \left[\sqrt{\rho^2 + (z_n - z_m)^2} + (K)(z_m - z_n) \right] \tag{2.84d}$$

$$u_4 = \beta \left[\sqrt{\rho^2 + (z_{n+1} - z_{m-1})^2} + (K)(z_{m-1} - z_{n+1}) \right] \tag{2.74e}$$

$$u_5 = \beta \left[\sqrt{\rho^2 + (z_{n+1} - z_m)^2} + (K)(z_m - z_{n+1}) \right] \tag{2.74f}$$

$$u_6 = \beta \left[\sqrt{\rho^2 + (z_{n-1} - z_{m+1})^2} + (K)(z_{m+1} - z_{n-1}) \right] \tag{2.84g}$$

$$u_7 = \beta \left[\sqrt{\rho^2 + (z_n - z_{m+1})^2} + (K)(z_{m+1} - z_n) \right] \tag{2.84h}$$

$$u_8 = \beta \left[\sqrt{\rho^2 + (z_{n+1} - z_{m+1})^2} + (K)(z_{m+1} - z_{n+1}) \right] \tag{2.84i}$$

ve $K = +1$ 'dir. v_i 'ler $K=-1$ alarak (2.84)'e benzer tarzda bulunabilirler. x_{mn} ise, (2.83)'de verilen $\text{Ci}(x)$ terimini $-\text{Si}(x)$ ile ve $\text{Si}(y)$ terimini $\text{Ci}(y)$ ile yerdeğiştirerek elde edilebilir.

Parçalı sinüsoidal Galerkin yöntemi boşlukta ince çubuk anten ve yayıcı problemleri için bilinen en iyi moment yöntemi işlemi olduğundan burada ayrıntılı biçimde ele alınmıştır. Bu yöntemi kullanarak genel amaçlı bilgisayar programları geliştirilebilir (Strait ve Sarkar, 1973).

BÖLÜM 3

UYGULAMALAR

3.1. Giriş

Bu bölümde nokta uydurma ve parçalı sinüsoidal Galerkin yöntemlerinden yararlanarak çeşitli anten problemlerinin çözümleri ele alınmış ve bunlara ilişkin eklerde verilen bilgisayar programlarının tanıtımı yapılmıştır. Bu programlarla elde edilen sonuçlar ve irdellemeleri bir sonraki bölümde verilecektir. Bu bölüme ayrıca anten karakteristiklerinin (giriş empedansı, ışınma diyagramı, kazanç gibi) hesaplanabilmesi için ve problemlerde kullanılacak kaynak modelleri için gerekli görülen açıklamaların yer aldığı altbölümler de eklenmiştir.

3.2. Dipol Antenler

3.2.1. Nokta Uydurma Çözümü

Şekil 3.1'de gösterildiği gibi, L boyunda ve a yarıçapında ortasından beslenen bir dipol anteni gözönüne alalım. Bu anteni herbiri $\Delta z'_n = \Delta z'$ uzunluğunda N parçaya bölelim. Bu parçaların herbiri üzerindeki akım bilinmeyen bir sabit olsun. Dipolün tamamı üzerindeki akımı (2.47) ile verilen pals açılım fonksiyonları yardımıyla

$$I(z') = \sum_{n=1}^N I_n \quad (3.1)$$

biçiminde yaklaştırabiliriz. Burada I_n 'ler karmaşık sabit katsayılarıdır. (3.1) denklemini (2.29) denklemindeki yerine koyarak

$$\sum_{n=1}^N I_n \int_{\Delta z'_n} K(z_m, z') dz' = -E_z^i(z_m) \quad (3.2)$$

bağıntısını elde edebiliriz. Bu bağıntıda z_m 'deki (m) alt indisi integral denkleminin m.ci parçada uygulandığını gösterir. Kolaylık açısından

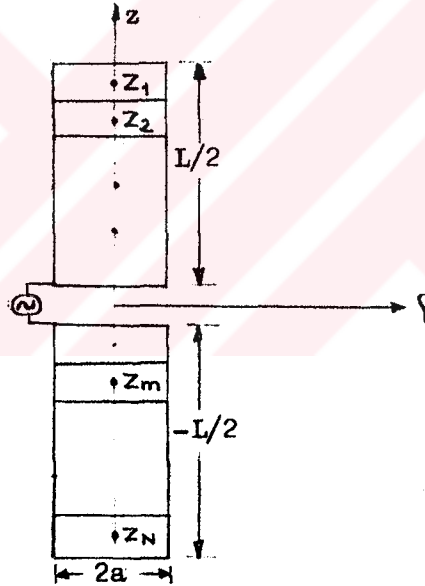
$$f(z_m, z'_n) = \int_{\Delta z'_n} K(z_m, z') dz' \quad (3.3)$$

olarak alalım. Bu durumda (2.29) denklemi

$$\int_{-L/2}^{L/2} I(z') K(z_m, z') dz' = I_1 f(z_m, z'_1) + I_2 f(z_m, z'_2) + \dots$$

$$+ I_n f(z_m, z'_n) + \dots + I_N f(z_m, z'_N) = -E_z^i(z_m) \quad (3.4)$$

sonucunu verir.



Şekil 3.1. N eşit parçaya bölünmüş dipol anten ve bu parçaların ortasında z_m uydurma noktası

(3.4) bağıntısının fiziksel bir açıklaması şöyle yapılabilir. Dipol anten herbiri $\Delta z'_n = \Delta z'$ uzunluğunda N parçaya bölünmüştür ve bu parçaların herbiri üzerindeki akım bilinmeyen bir sabit olarak alınmıştır. Şekil.3.1'de gösterildiği gibi, m.ci parçanın ortasında N parçanın tümünden dağılan alanların toplamı z_m noktasındaki gelen alanın negatifine eşit

alınmaktadır. Gelen alan, ya anten üzerine yerleştirilmiş (verici durumu) bir kaynaktan ya da uzak bir mesafeye yerleştirilmiş (alıcı durumu) bir kaynaktan ileri gelen bilinen bir alandır.

(3.4) bağıntısı N bilinmeyenli tek bir denklemi gösterir. N bilinmeyi çözebilmek için N-1 ek bağımsız denkleme daha gereksinim vardır. Bu ek denklemleri elde etmek için, herbir denklem için farklı bir z_m seçilir. Yani integral denklemi dipol anten üzerindeki N noktada uygulanır. Böylece

$$\begin{aligned} I_1 f(z_1, z'_1) + I_2 f(z_1, z'_2) + \dots + I_N f(z_1, z'_N) &= -E_z^i(z_1) \\ I_1 f(z_2, z'_1) + I_2 f(z_2, z'_2) + \dots + I_N f(z_2, z'_N) &= -E_z^i(z_2) \quad (3.5) \\ \vdots & \\ I_1 f(z_N, z'_1) + I_2 f(z_N, z'_2) + \dots + I_N f(z_N, z'_N) &= -E_z^i(z_N) \end{aligned}$$

denklemler takımı elde edilir. Bu denklemler matris gösterimi için

$$\begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1N} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2N} \\ \vdots & & & \\ Z_{N1} & Z_{N2} & \dots & Z_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_N \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

biçiminde veya daha kısa biçimde

$$[Z_{mn}] [I_n] = [V_m] \quad (3.7)$$

olarak yazılabilir. Burada

$$Z_{mn} = f(z_m, z'_n) \quad (3.8a)$$

ve

$$V_m = -E_z^i(z_m) \quad (3.8b)$$

biçimindedirler. Bu denklemlerde birinci indis (m) m.ci denklemin geçerli olduğu gözlem noktasıyla ilgili olduğundan uydurma noktası indisi olarak alınır. İkinci indis (n) ise n.ci parça veya n.ci kaynaktan ileri gelen alanla ilgili olduğundan kaynak noktası indisi olarak alınır.

Nokta uydurma yönteminden yararlanarak herhangi bir boydaki dipol antenin akım dağılımını ve giriş empedansını hesaplamak için bir bilgisayar programı Ek-B'de verilmiştir. Bu programda $[Z_{mn}]$ empedans matrisinin yalnız bir satırı hesaplanmaktadır. Diğer satırlar ise birinci satır yardımıyla oluşturulmaktadır. Bu, parçalar eşit uzunluklu olduğu için empedans matrisinin ana diagonal üzerindeki elemanlarının aynı olması ve diğer elemanlar arasında da $Z_{ik} = Z_{ki}$ eşitliğinin bulunmasından yararlanarak gerçekleştirilir. Gerilim matrisi $[V_m]$ ise (3.5.2) altbölümünde verilen manyetik halka akımı kaynak modelinden yararlanarak oluşturulur. Sonuçta

$$[I_n] = [Z_{mn}]^{-1} [V_m] \quad (3.9)$$

çözümüyle I_n katsayıları belirlenir ve bundan sonra istenen anten büyüklükleri, örneğin, giriş empedansı veya ışınma diyagramı hesaplanabilir. Ek-B'de verilen programa ilişkin örnek çıktılar 4.Bölümde verilmiş ve değişik durumlar için elde edilen sonuçlar irdelenmiştir

3.2.2. Parçalı Sinüsoidal Galerkin Çözümü

Bu altbölümde (2.80) bağıntısından yararlanarak parçalı sinüsoidal Galerkin yönteminin ortadan beslenen tek dipol antenlere uygulanması verilecektir. Bu çözüm yöntemi (2.7) altbölümünde ayrıntılı anlatıldığı için burada yalnızca bilgisayar programıyla ilgili açıklamaların verilmesiyle yetinilecektir.

Ek-C'de verilen bilgisayar programının $MM = \text{INT}(Y-0.571)+MQ$ deyimindeki MQ, dipol üzerindeki akım dağılımını simetrik olacağı için, dipolün yarı boyunun bölümlendiği parça sayısını gösterir. PS dipol üzerinde alınan parçalı sinüsoidal fonksiyon sayısını göstermek üzere, MQ parça sayısı

$$MQ = \frac{PS}{2} + 1 \quad (3.10)$$

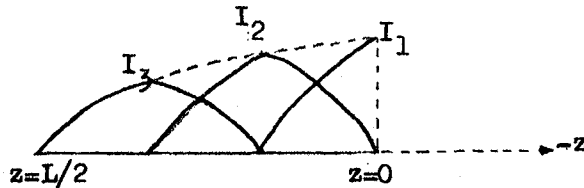
ile bulunabilir. Dipolün giriş empedansını ve akımın doğru bir dağılımını belirleyebilmek için, dipol boyu L ile dipol üzerine alınacak parçalı sinüsoidal sayısı arasında aşağıdaki bir ilişki kurulabilir (Strait ve Sarkar, 1973).

$$0 < L < \frac{\lambda}{2} \dots\dots 2(MM)-1 = PS = 5$$

$$\frac{\lambda}{2} < L < 0.82 \dots\dots 2(MM)-1 = PS = 7$$

$$0.82\lambda < L < 1.14 \dots\dots 2(MM)-1 = PS = 9$$

Parçalı sinüsoidal Galerkin çözümünde oluşturulacak [Z] ve [V] matrisleri sırasıyla empedans ve gerilim boyutlarında oldukları için [V] matrisinin yalnızca bir elemanı sıfırdan farklıdır. Örnek olarak, dipolün yarı boyu üzerindeki akım, beş parçalı sinüsoidal fonksiyon için Şekil.3.1a'da gösterildiği gibi yaklaştırılabilir.



Şekil.3.1a. Beş parçalı sinüsoidal fonksiyon için dipolün yarı boyu üzerindeki akım dağılımı

Böylece, dipol antenin yarı boyu için

$$\begin{aligned} Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 + Z_{13}I_3 &= V_1 \\ Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 + Z_{23}I_3 &= 0 \\ Z_{31}I_1 + Z_{32}I_2 + Z_{33}I_3 &= 0 \end{aligned} \quad (3.11)$$

denklemleri elde edilir. Bu denklemlerin çözümüyle akım dağılımı belirlenerek istenen büyüklükler hesaplanabilir.

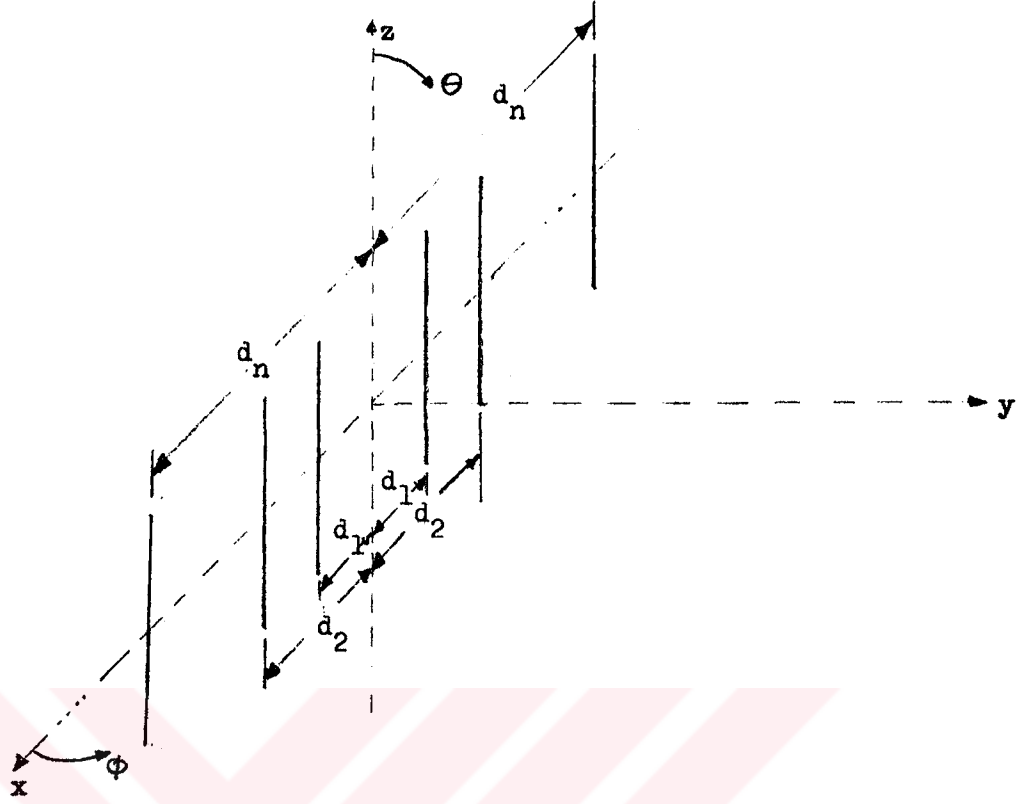
Ek-C'de verilen bilgisayar programı yukarıdaki özellikleri içeren bir programdır.

3.3. Anten Dizileri

Dipol antenlerle kurulu dizilerin analiz ve tasarımında moment yöntemi, dizi elemanları arasındaki ortak kuplaj dikkate alınarak incelenen dizilerde kullanılan daha klasik yöntemlere göre önemli üstünlüklere sahiptir. Bundan başka, dipoller üzerindeki akım dağılımına ait gerçek olmayan varsayımların yapılmasına gerek duyulmamaktadır. Dizi elemanları uzunlukları boyunca herhangi bir noktada uyarılabilir. Böylece, gözönüne alınabilen dipol elemanlı dizi problemlerinin tipi daha da genelleşmektedir. Bu altbölümde paralel dipollerden kurulu çeşitli dizi biçimleri ve bunlar için geliştirilmiş bilgisayar programlarının tanıtımı yapılacaktır.

3.3.1. Doğrusal Dizi

Şekil 3.2'de gösterilen, eşit uzunluklu ve eşit aralıklı paralel dipollerden oluşan bir diziyi ele alalım. Bu dizinin bütün elemanları ortadan beslenmektedir. Ek-D'de verilen programla dizideki her bir elemanın giriş empedansı, akım genliği ve dizinin uzak-alan ışınma diyagramı hesaplanabilmektedir. Programda parçalı sinüsoidal Galerkin yöntemi kullanılmıştır. Dizinin elemanları özdeş ve eşit aralıklı olduklarından empedan matrisinin yalnız bir satırı hesaplanmaktadır. Bu bölümün son altbölümünde anlatılacak Toeplitz matris özelliklerinden yararlanarak diğer satırlar oluşturulabildiğinden BLTSOL alt-programına empedans matrisinin hesaplanan bu tek satırı ve gerilim vektörü sokularak akım vektörü bulunabilmektedir. Her bir elemanın giriş uçlarındaki akım değerleri en büyük giriş ucu akım genliğine göre normalize edilmiş genlik değerleridir. Dipollerin giriş empedansları ise ZMAG genlik ve ZPHASE açı olarak hesaplanmaktadır.



Şekil.3.2. Paralel dipollerden oluşan doğrusal dizi.

Ek-D'de verilen program burada belirtilen özelliklere sahip diziler için de kullanılabilir(Stutzman ve Thiele, 1981).
Programda değiştirilebilen parametreler:

A = Dalga boyuna göre dipol yarıçapı

L = Dalga boyuna göre dipol boyu

NW= Dipol sayısı

SPACE= Dalga boyuna göre iki dipol arasındaki uzaklık

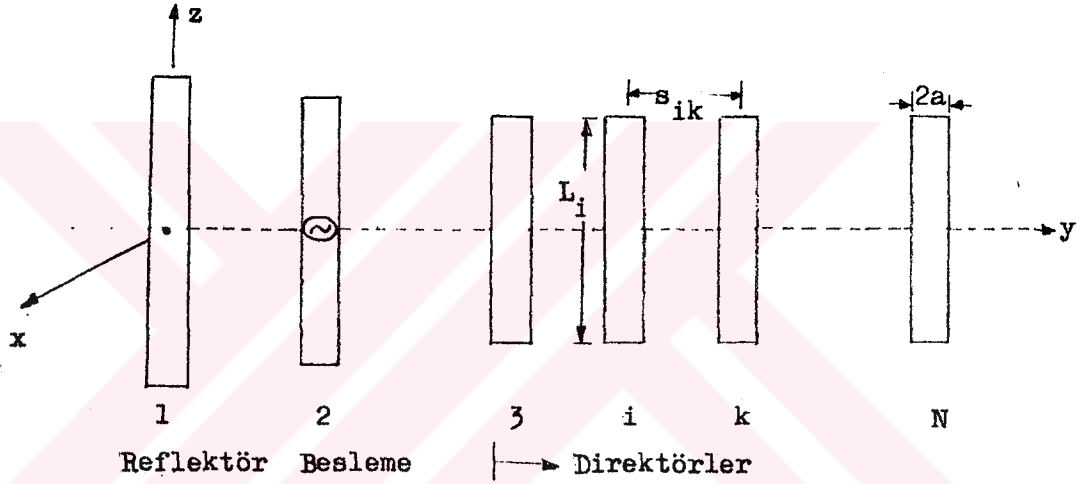
IND= 1 Doğrusal dizi için

IND= 2 Dairesel dizi için

Program, dizinin yalnızca uzak-alan diyagramını analiz etmek için kullanılacaksa dipol başına beş açılım fonksiyonunun alınması yeterlidir.

3.3.2. Yagi Dizisi

Bir önceki altbölümde incelenen dizilerde elemanlar eşit boylu ve aralarındaki uzaklıklar da eşitti. Farklı boylara sahip ve aralarındaki uzaklıklar da farklı olan dipollerden oluşan diziler de vardır. Bu diziler "Yagi" dizileridir. Yagi dizilerinde birbaşka farklılıkta tek bir elemanın beslenmesidir. Bu, dizide genellikle ikinci elemandır. Şekil 3.3.'de bir Yagi dizisi gösterilmiştir. Dizide birinci eleman reflektör, ikinci eleman besleme ve ikinci elemandan sonra gelen diğer elemanlar da direktörler olarak adlandırılır. Reflektör ile direktörlerin tümü birden parasitik elemanlar olarak ta adlandırılmaktadır.



Şekil.3.3. Yagi Dizisi

Yagi dizisinin analizi için Ek-E'de verilen bilgisayar programı kullanılabilir(Strait ve Sarkar, 1973). Program parçalı sinüsoidal Galerkin yöntemine göre hazırlanmıştır. Programla ilgili bazı açıklamalar ve parametrelerin tanıtımı program içerisinde yapılmıştır(3.2.2) altbölümünde verilen, dipol boyluyla açılım fonksiyonları sayısı arasındaki ilişki bu program için de geçerlidir. Bu program kullanılarak elde edilen bazı sonuçlar bir sonraki bölümde tartışılacaktır.

3.4. Anten Karakteristiklerinin Hesabı

Moment yöntemiyle buraya kadar yapılan çalışmada esas olarak bilinmeyen akım dağılımı bilgisini elde etmekle ilgilenildi. Şimdi diğer bilgilerin nasıl elde edilebileceğini görelim. Fakat önce, matris denkleminin çözümünden bulunan akımlar üzerine birkaç şeyin daha söylenmesi gerekir.

Nokta uydurma yönteminde açılım fonksiyonları olarak pals fonksiyonları kullanılırsa, I_n akım bilgisinin uydurma noktalarındaki akım dağılımının çözümü yakınsak olduğunu varsayarak bilindiği anlamındadır. Uydurma noktaları arasında akım bilinmemektedir. Fakat, uydurma noktaları arasındaki uzaklık dalga boyuna göre çok küçük olduğundan, çubuk boyunca akım dağılımına iyi bir yaklaşım elde etmek için uydurma noktalarındaki akım değerlerinden geçen bir eğri uydurulabilir.

Parçalı sinüs fonksiyonların kullanılması durumunda, akım dağılımı bilgisi yine, akım yalnızca parçaların eklemelerinde biliniyor anlamındadır. Parça eklemeleri arasındaki akım dağılımını belirlemek için parçalı sinüs fonksiyonlarının kendilerinden yararlanılabilir.

Akım dağılımı belirlendikten sonra, giriş ya da uç akımı anten girişindeki akım dağılımını değerlendirerek bulunabilir. Bundan sonra giriş ucu gerilimini giriş ucu akımına bölerek giriş empedansı hesaplanabilir. Empedans hesabı besleme noktası için kullanılan kaynak modeline karşı biraz duyarlıdır. Bundan sonraki altbölümde bu tür iki kaynak modelinden sözedilecektir.

Akım dağılımı bilindiğine göre uzak-alan klasik yöntemler yardımıyla elde edilebilir (Stuttzman ve Thiele, 1981). Çizgisel bir kaynak için elektrik alanı

$$\vec{E}(r, \theta, \phi) = -j\omega\mu \frac{e^{-j\beta r}}{r} I(v) F(\theta, \phi) dv \quad (3.12)$$

biçimindedir. Bu bağıntıda L anten boyu,

$$F(\theta, \phi) = \exp j\beta [x' \sin\theta \cos\phi + y' \sin\theta \sin\phi + z' \cos\theta] \quad (3.13)$$

ve (x', y', z') kaynak noktası koordinatlarını, (θ, ϕ) de gözlem noktasının uzaydaki konumunu gösterir (Thiele, 1973).

Bir örnek olarak, z- yönünde N parçalı sinüsoidal açılım fonksiyonu için

$$E_{\theta}(\theta) = \frac{jw\mu}{4\pi r} e^{-j\beta r \sin\theta} \sum_{n=1}^N \frac{I_n}{\sin\beta(\Delta z_n)}$$

$$\cdot \left[\int_{z_{n-1}}^{z_n} \sin\beta(z' - z_{n-1}) e^{j\beta z' \cos\theta} dz' + \int_{z_n}^{z_{n+1}} \sin\beta(z_{n+1} - z') e^{j\beta z' \cos\theta} dz' \right]$$

$$(3.14)$$

ifadesi elde edilebilir. Bu bağıntının sayısal değerlendirilmesi, sinüs terimlerini üstel terimlerle değiştirerek, üstel terimleri integre ederek ve daha sonra sonucu belirli sınırlar için değerlendirilerek gerçekleştirilebilir.

Maksimum ışıma yönündeki uzak-alan biliniyorsa, güç kazancı

$$G(\theta, \phi) = \frac{(|E_{\theta}|^2 + |E_{\phi}|^2) r^2}{30 |I_{in}|^2 R_{in}} \quad (3.15)$$

genel bağıntısından belirlenebilir. Bu bağıntıda R_{in} antenin giriş empedansının gerçel kısmıdır. Yöneltilik ise yine bu bağıntıda R_{in} yerine ışıma direnci R_{ri} 'yi yerleştirilerek elde edilebilir (Stutzman ve Thiele, 1981).

Işıma verimini hesaplamak için önce antene verilen gücün zaman üzerinden ortalaması

$$P_{in} = |I_{in}|^2 R_{in} \quad (3.16)$$

olarak hesaplanır. Yayınlanan güç

$$P_r = |I_{in}|^2 R_r \quad (3.17)$$

ve güç kaybı da R_k kayıp direnci olmak üzere

$$P_k = |I_{in}|^2 R_k \quad (3.18)$$

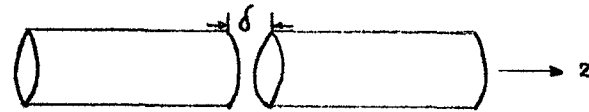
ise bu durumda ışıma verimi

$$\frac{P_r}{P_{in}} = \frac{|I_{in}|^2 R_r}{|I_{in}|^2 R_{in}} = \frac{R_r}{R_r + R_k} \quad (3.19)$$

olarak tanımlanabilir. Yayınlanan güç uzak-alandaki güç yoğunluğunu integre ederek te bulunabilirdi. Ancak hesaplama açısından yukarıdaki yöntem daha verimlidir(Thiele, 1973).

3.5. Kaynak Modelleri

Çubuk anten teorisinde en çok kullanılan kaynak modeli Şekil.3.4a'da gösterilen ve çoğunlukla bir dilim (slice) üretici olarak ta bilinen delta-aralıklı modeldir. Her ne kadar bu tür kaynaklar pratikte mevcut değilse de oldukça iyi hesaplamaların yapılmasına olanak sağlamaktadırlar. Bu kaynak, gerilimin, tamamen aralığa hapsedilmiş bir $E^i = v/\delta$ sıkıştırılmış elektrik alanına neden olan aralık uçlarına yerleştirildiği varsayımından doğmaktadır.



(a)



(b)

Şekil.3.4. Delta-aralıklı kaynak modeli. (a) $E^i = v/\delta$ sıkıştırılmış alanlı aralık. (b) Eşdeğer magnetik halka akımı üretici

Delta aralık modeli moment yöntemine matematiksel olarak aşağıdaki yolla sokulabilir. Genelleştirilmiş gerilim matris elemanı için (2.56) bağıntısından

$$V_m = - \iint_S (\vec{J}_m \cdot \vec{E}^i - \vec{K}_m \cdot \vec{H}^i) ds \quad (3.20)$$

ya da karşılık teoreminden

$$V_m = - \iiint_V (\vec{E}_m \cdot \vec{J}^i - \vec{H}_m \cdot \vec{K}^i) dv \quad (3.21)$$

yazılabilmekteydi. Şekil.3.4a'daki dar aralık bölgesi Şekil. 3.4b'deki gibi ($\vec{K}^i = \vec{E}^i \times \hat{n}$) dar magnetik akım şeritleriyle yer değiştirilirse, bu durumda aralık boyutu olarak sıfıra (Dirac delta fonksiyonunun tanımını kullanarak) gider.

$$V_m = \iint_S \vec{H}_m \cdot \vec{K}^i ds = \iint_S \frac{\delta(z)}{2\pi a} ad\phi dz = 1 \quad (3.22)$$

Sonuç olarak, genelleştirilmiş gerilim matrisinde yalnızca üreticileri içeren parçalara ilişkin yerler sıfırdan farklı değerler alır.

Pratik öneme sahip olan ikinci bir kaynak modeli, magnetik halka akımı üretici olarak adlandırılan bir kaynaktır. Şekil.3.5a'da gösterildiği gibi, yer düzlemi üzerinde bir monopolü besleyen koaksiyel hattı gözönüne alalım. Koaksiyel açıklığındaki baskın modu (TEM) ve görüntü teorisini gözönüne alarak, yer düzlemi ve koaksiyel açıklık Şekil.3.5b' de gösterildiği gibi bir akım halkasıyla yer değiştirebilir. Açıklıktaki elektrik alanının varsayılan biçimi

$$E_\rho(\rho') = \frac{1}{2\rho' \ln(b/a)} \quad (3.23)$$

ve buna ilişkin magnetik akım dağılımı

$$M_{\phi'} = \frac{-1}{\rho' \ln(b/a)} \quad (3.24)$$

ile verilir(Stuttzman ve Thiele, 1981). Monopolün ekseni üzerindeki elektrik alanının

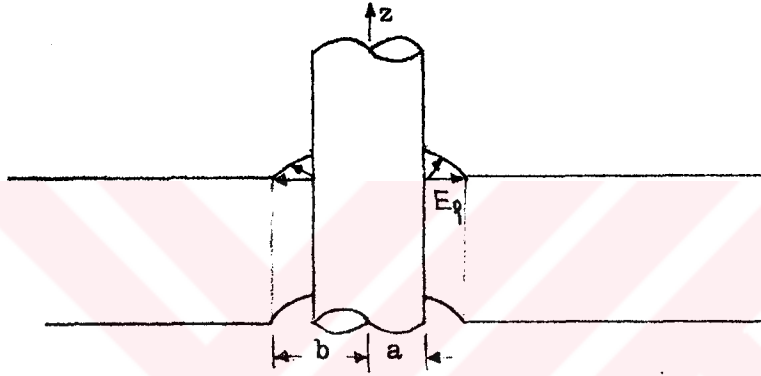
$$E_z(0,z) = \frac{i}{2 \ln(b/a)} \left(\frac{e^{-j\beta R_1}}{R_1} - \frac{e^{-j\beta R_2}}{R_2} \right) \quad (3.25)$$

olduğu gösterilebilir. Bu bağıntıda

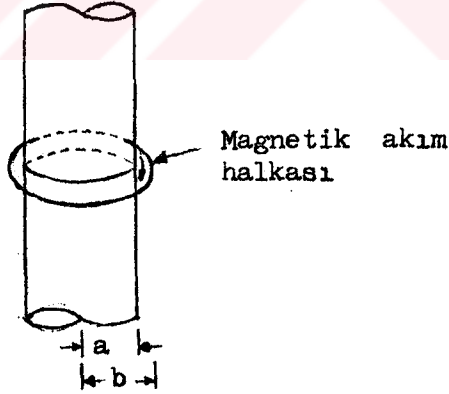
$$R_1 = \sqrt{z^2 + a^2} \quad (3.26a)$$

$$R_2 = \sqrt{z^2 + b^2} \quad (3.26b)$$

ve halka merkezi koordinat orjinindedir. Bu alan test kaynağının akımıyla reaksiyona sokulduğunda, genelleştirilmiş gerilim matrisindeki elemanların herbiri sıfırdan farklı bir değer alır. Monopolün ekseninden farklı yerdeki parçalar için (3.25) bağıntısı daha karmaşık biçimdedir (Stutzman ve Thiele, 1981). Bu durum için gerekli bağıntılar (Thiele, 1973) kaynakçasında bulunabilir.



(a)



(b)

Şekil.3.5. Magnetik halka üretici. (a) Monopolü bir yer düzleminden besleyen koaksiyel hat. (b) Şekil.3.5a'nın matematiksel modeli

Ek-A da verilen bilgisayar programı yardımıyla (3.25) bağıntısıyla verilen alan hesaplanabilir. Bu programdaki bazı parametrelerin tanıtımı aşağıda verilmiştir(Thiele, 1973).

- EZB : Elektrik alanının z-bileşeni
ERB : Elektrik alanının ρ - bileşeni
HPHB : Magnetik alanın ϕ -bileşeni
AB : Halkanın elektriksel iç yarıçapı
BB : Halkanın elektriksel dış yarıçapı
ZB,RB : Dalga boyuna göre silindirik koordinatlar
ZPB : z-ekseni boyunca orjinden halka merkezine olan uzaklık

3.6. Toeplitz Matrisleri

Bazı tip problemler matris elemanlarında sistematik bir tekrarlanmanın olduğu empedans matrisleri üretirler. Bu tekrarlanış çoğunlukla hesaplamamiktarı ve süresini azaltmak için kullanılabilir. Örnek olarak Şekil.3.1'deki dipol anten örneğini ele alalım. Parçalar eşit uzunlukta alınırlarsa, $[Z_{mn}]$ nin herhangi bir satırında, örneğin birinci satırında, N^2 matris elemanlarının tüm değerleri bulunur. Diğer tüm satırlar yalnızca birinci satırdan yararlanarak yeniden düzenlenebilir. Geriye kalan elemanlar

$$Z_{mn} = Z_1, |m-n|+1 \quad m \geq 2, \quad n \geq 1 \quad (3.27)$$

algoritması yardımıyla elde edilebilir. Bu tür bir matris "Toeplitz matrisi" olarak adlandırılır. Ek-B'de verilen bilgisayar programında bu matris özelliğinden yararlanılmıştır.

Bir başka matris türü Blok Toeplitz matrisleridir. Şekil. 3.2'deki doğrusal dizi gözönüne alındığında, dizi elemanları aynı boyda ve eşit aralıklı olduğu zaman, diziyi karakterize eden empedans matrisinin bloklardan ya da altmatrislerden oluşmuş toeplitz matrisi olduğu görülür. Böylece, dizinin $[Z]$ empedans matrisi

[S] altmatrisleri türünden

$$[Z]_{dizi} = \begin{bmatrix} [S]_{11} & [S]_{12} \cdots & [S]_{13} \\ [S]_{21} & [S]_{22} \cdots & [S]_{23} \\ \vdots & & \\ [S]_{31} & \dots\dots\dots & [S]_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [S]_{11} [S]_{12} \cdots [S]_{13} \\ [S]_{12} [S]_{11} \cdots [S]_{1(j-1)} \\ \vdots \\ [S]_{1j} [S]_{1(j-1)} [S]_{11} \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

olarak yazılabiliyorsa(burada $[S]_{ij} = [Z_{mn}]$ dir , empedans matrisinin tamamı bloklardan oluşan bir teoplitz matrisidir. Böylece, altmatrislerin bir satırı biliniyorsa, geriye kalan altmatrisler

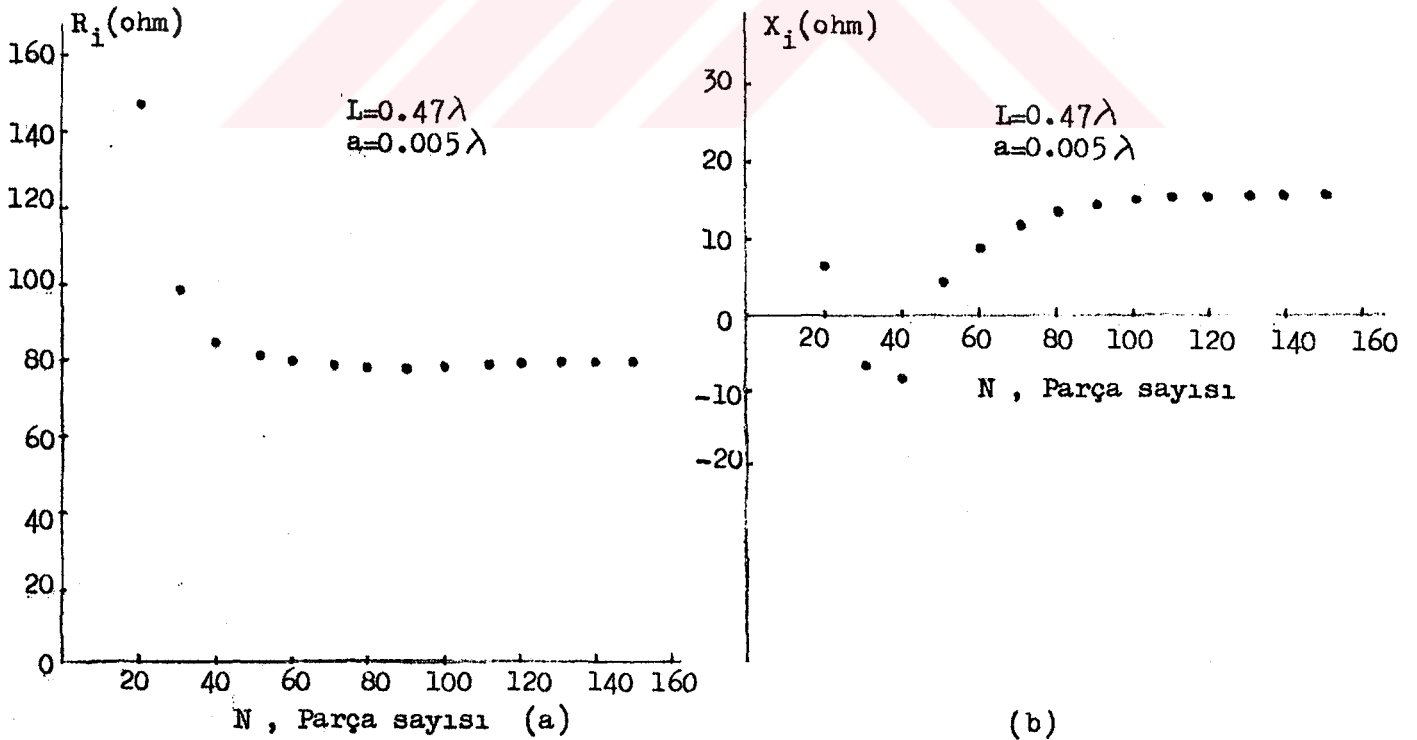
$$[S]_{ij} = [S]_{1, |i-j|+1} \quad i \geq 2, j \geq 1 \quad (3.29)$$

algoritması yardımıyla doldurulabilir. Burada da hesaplama miktarı ve süresi matrisin mertebesine göre önemli ölçüde azaltılabilmektedir(Stutzman ve Thiele, 1981). Ek-D de verilen bilgisayar programında da bu blok teoplitz matris özelliğinden yararlanılmıştır.

BÖLÜM 4

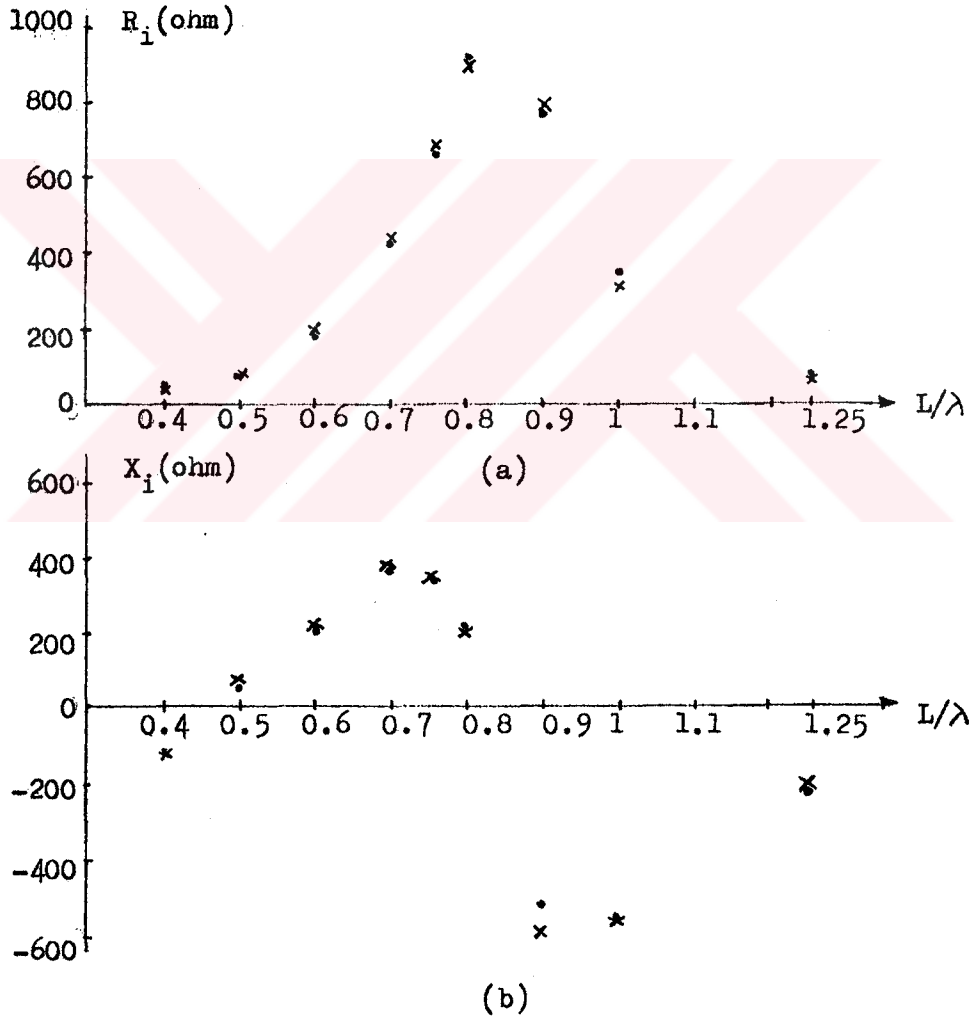
SONUÇLAR

Nokta uydurma yöntemini kullanarak hazırlanan Ek-B'deki bilgisayar programı yardımıyla 0.1λ boyunda bir dipol için elde edilen sonuçlar (empedans matrisinin birinci satırı, akım dağılımı ve giriş empedansı) Ek-F'de verilmiştir. Empedansın 1.83257 ohm'luk gerçel kısmının, yaklaşık formül $20\pi^2 \cdot (L/\lambda)^2$ den hesaplanan 1.974 ohm değeriyle burada yalnızca beşparça kullanılmasına rağmen oldukça iyi uyduğu görülmektedir. Parça sayısı N artırılarak daha doğru sonuçlar elde edilebilir. Ancak burada üzerinde durulması gereken bir nokta, N parça sayısının kararsız bir sonuçla çelişmeden istenilen büyüklükte alınamayacağıdır. Şekil.4.1'de yeterli büyüklükte N değerleri için, 0.47λ boyunda ve $a=0.005\lambda$ yarıçapındaki bir dipolün giriş empedansının kararlı bir sonuca yaklaştığı görülmektedir. Bu örneğe ilişkin çıktı Ek-G'de verilmiştir.

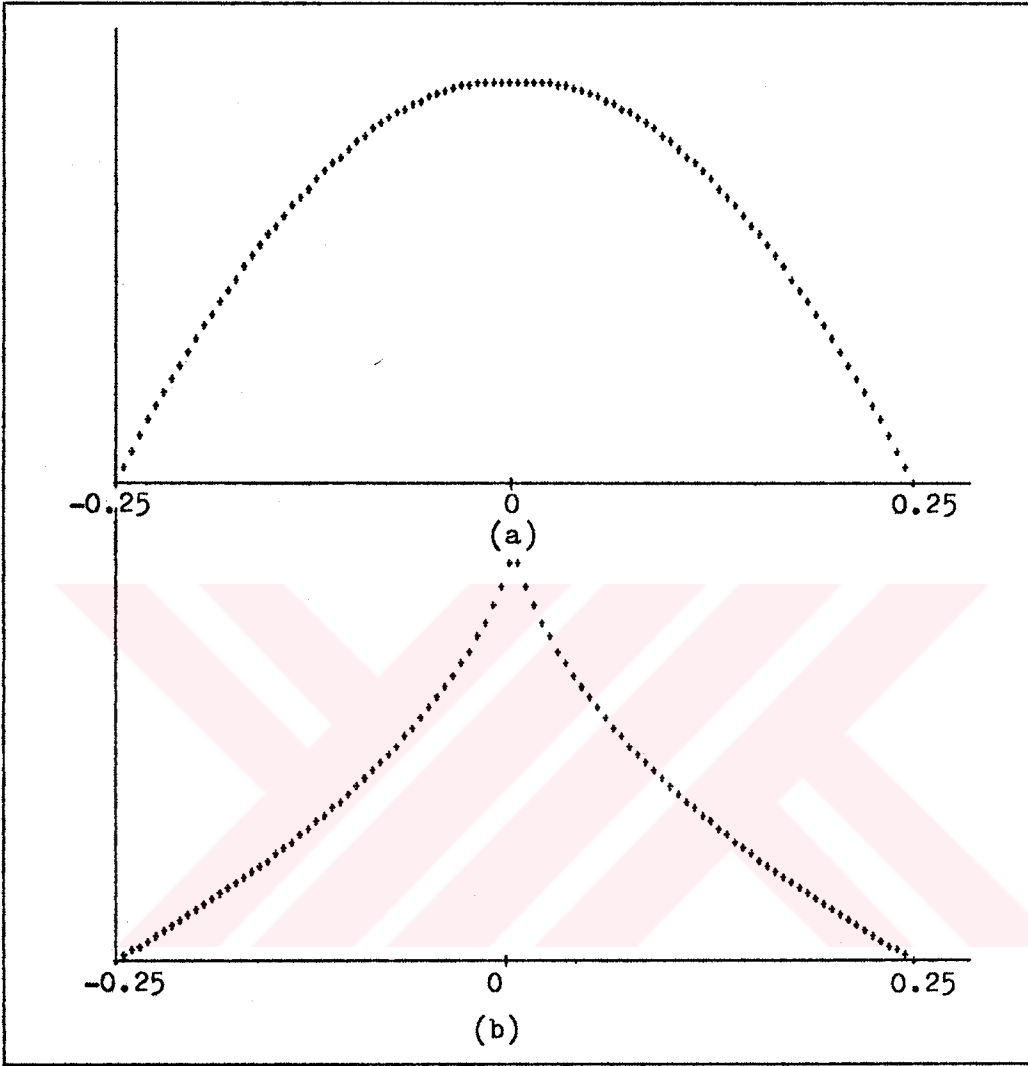


Şekil.4.1. Parça sayısına bağlı olarak giriş empedansının yakınsaması. (a) Giriş direnci, (b) Giriş reaktansı

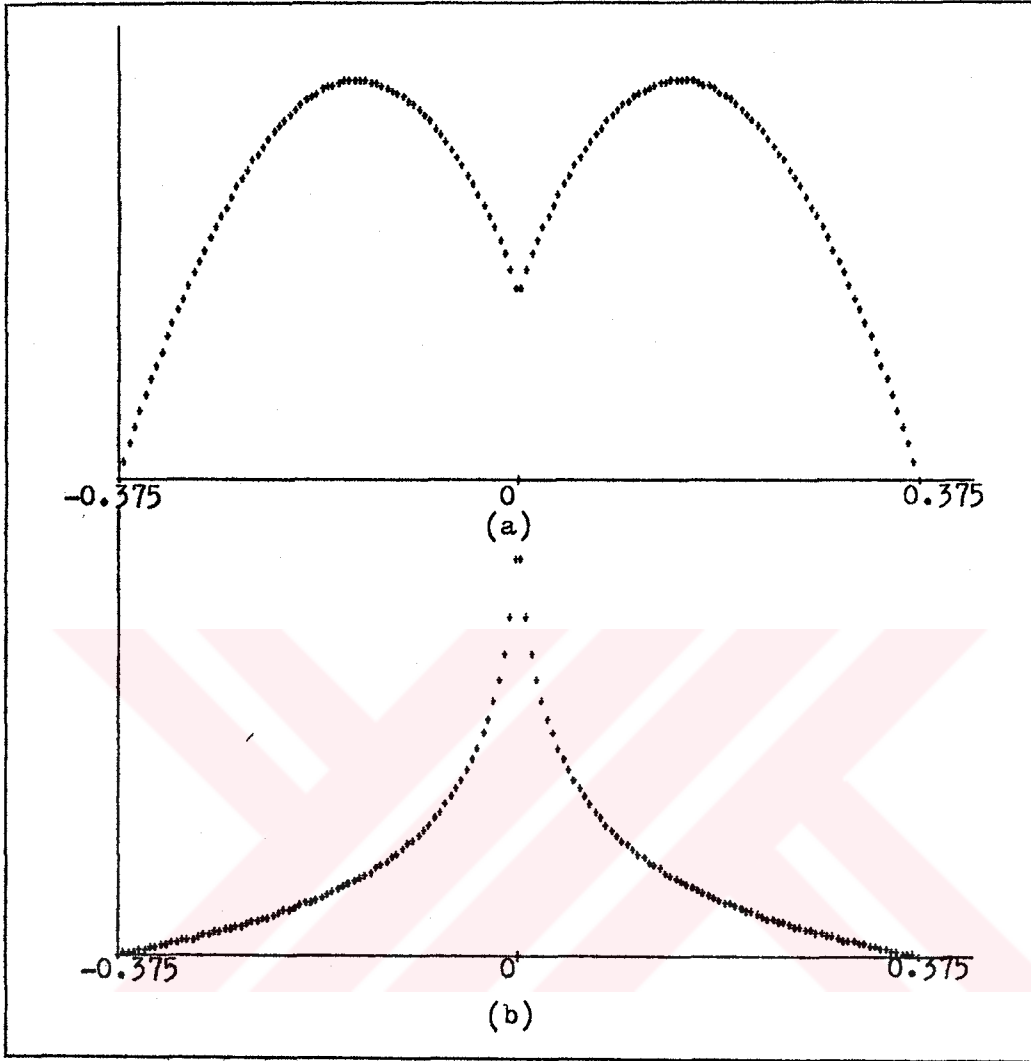
Ek-B'de verilen program kullanılarak boyu ile çapı arasındaki oran $L/d=100$ olan çeşitli boyda dipollerin giriş empedansları hesaplanmış, deneysel yoldan bulunan değerlerle (Collin, 1985) yapılan bir karşılaştırma Şekil. 4.2'de gösterilmiştir.. Buradan, moment yöntemiyle hesaplanan değerlerle deneysel değerlerin uydukları görülmektedir. (4.3)'den (4.6)'ya kadar olan şekiller, sırasıyla, 0.5 , 0.75 , 1 ve 1.25λ boyundaki dipoller için normalize akım genliğini ve faz dağılımını göstermektedir. Şekil. 4.5'den 1λ boyundaki dipolün besleme noktasındaki akımının sıfır olmadığı görülmektedir. Oysa sinüsoidal akım varsayımı bu noktadaki akım değerini sıfır olarak tanımlar ki bu da giriş empedansı sonsuz demektir. Burada moment yöntemi bu yanlış varsayımı düzeltmektedir.



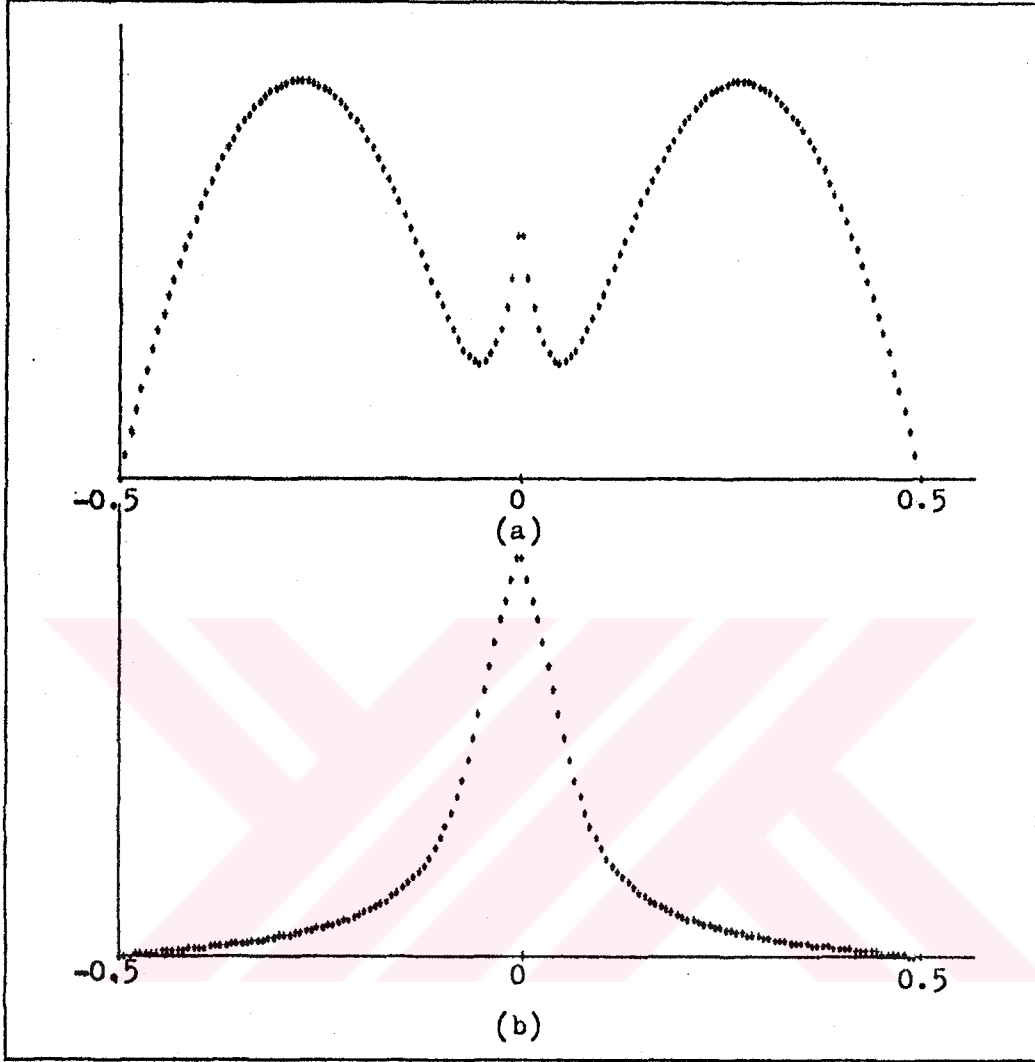
Şekil.4.2. Çeşitli boyda dipollerin giriş empedanslarının moment yöntemiyle hesaplanan değerleri (.) ile deneysel değerlerinin(x) karşılaştırması.(a) Giriş direnci (b) Giriş reaktansı



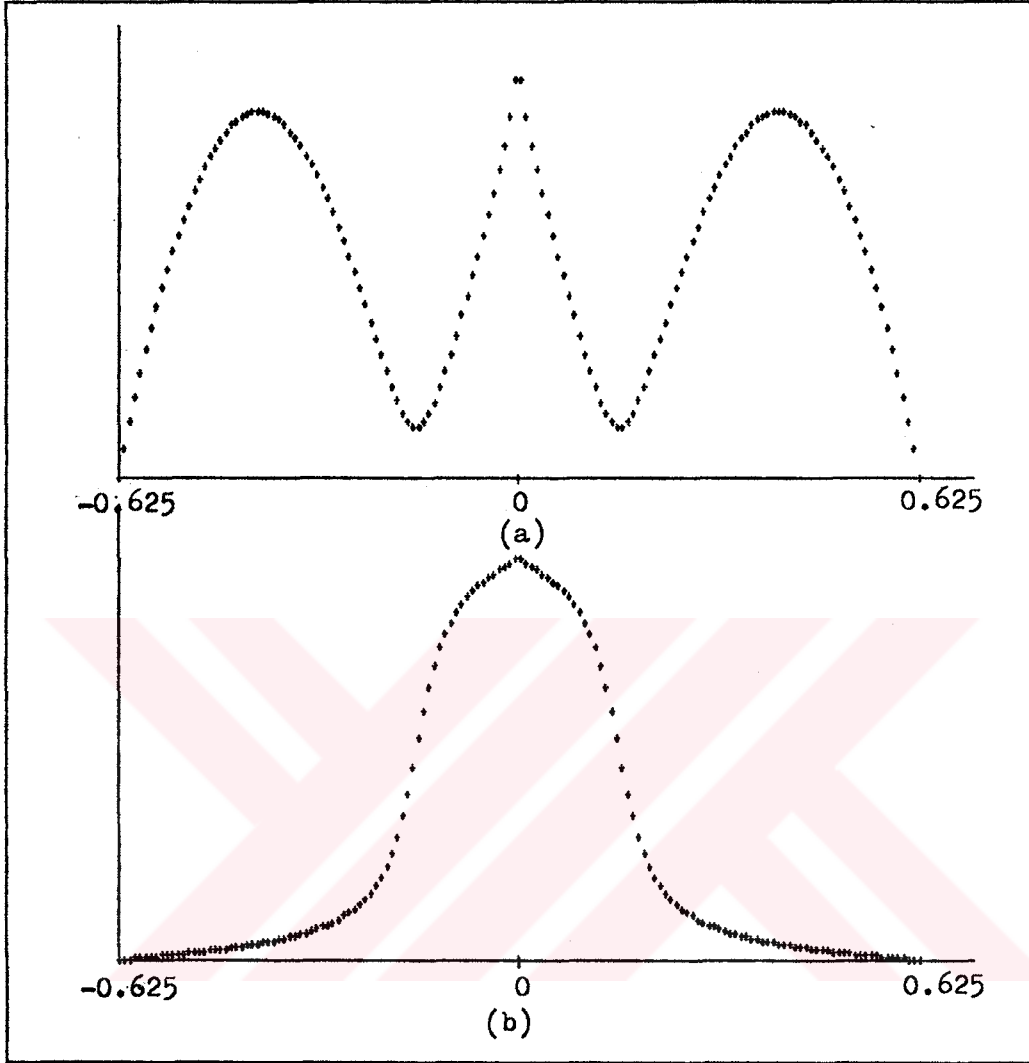
Şekil4.3. $N= 100$ parça için 0.5λ boyunda ve $a=0.001\lambda$ yarı-
çapındaki bir dipolün normalize akım genliğinin ve Fazının da-
ğılımı (a) Normalize akım genliği (b) Faz dağılımı



Şekil. 4.4. $N=150$ Parça için 0.75λ boyunda ve $a=0.00375\lambda$ yarıçapındaki bir dipolün normalize akım genliğinin ve fazının dağılımı (a) normalize akım genliği (b) faz dağılımı



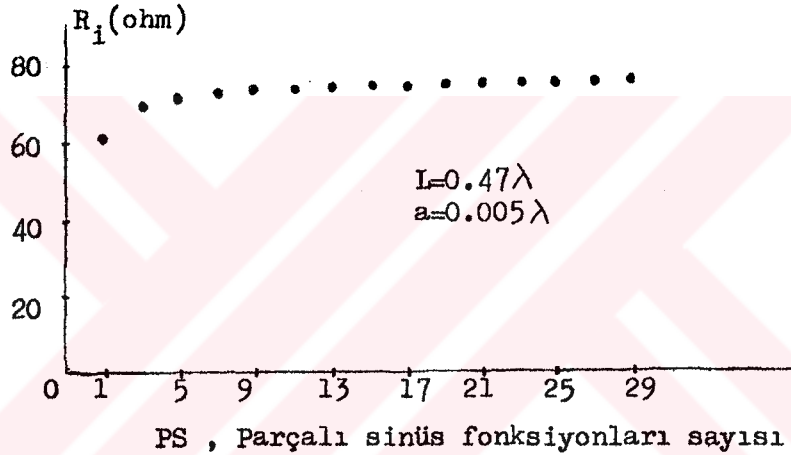
Şekil 4.5. $N= 150$ parça için 1λ boyunda ve $a= 0.005\lambda$ yarıçapındaki bir dipolün normalize akım genliğinin ve Fazının dağılımı (a) Normalize akım genliği (b) Faz dağılımı



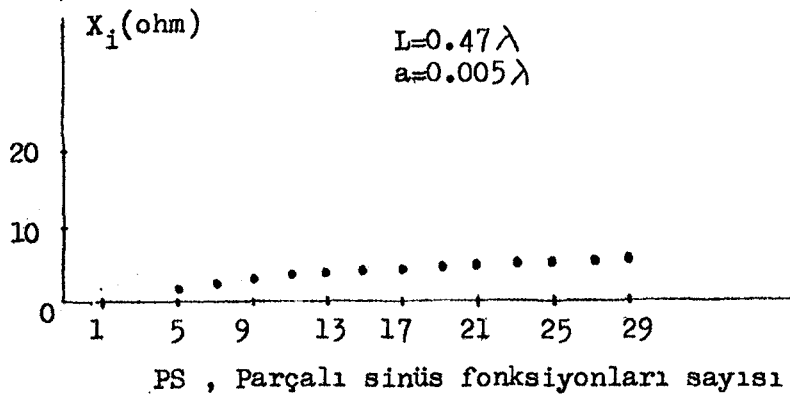
Şekil.4.6. $N=150$ parça için 1.25λ boyunda ve $a=0.00625\lambda$ yarıçapındaki bir dipolün normalize akım genliğinin ve Fazının dağılımı (a) Normalize akım genliği (b) Faz dağılımı

parçalı sinüsoidal Galerkin Yönteminin dipol antenlere uygulanmasını göstermek için hazırlanan ve Ek-C'de verilen bilgisayar programı kullanılarak $L=0.47\lambda$ boyunda ve $a=0.005\lambda$ yarıçapındaki bir dipolün giriş empedansının parçalı sinüs fonksiyonları sayısına bağlı olarak belirli bir sonuca yakınsama biçimi Şekil 4.7'de gösterilmiştir. Dipolün tamamı üzerinde alınan 35 parçalı sinüsoidal fonksiyonu için çözümün yakınsadığı, daha yukarı sayıdaki fonksiyonlar için yakınsak çözümün altında ve üstünde değerler alarak dalgalandığı gözlenmiştir.

Buradan, parçalı sinüsoidal Galerkin yönteminin yakınsamasının nokta uydurma yöntemine göre daha hızlı olduğu sonucu çıkar. Parçalı sinüsoidal fonksiyon sayısına göre dipolün giriş empedansının aldığı değerlere ilişkin çıktı EK-H'da verilmiştir.



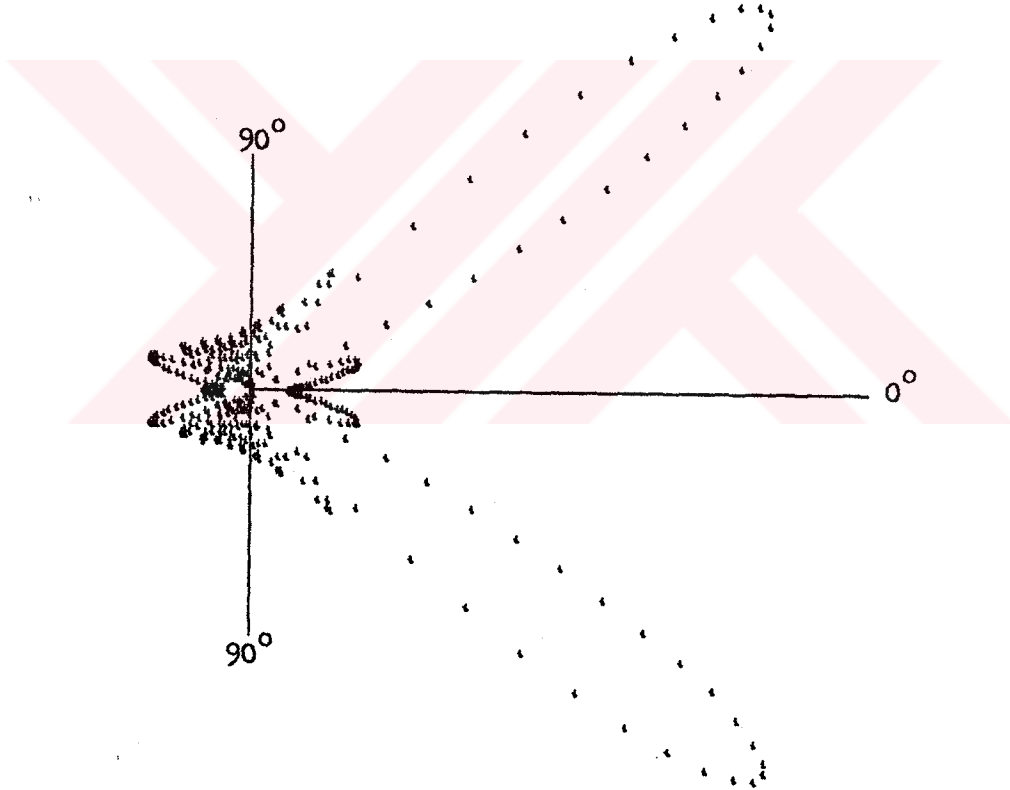
(a)



(b)

Şekil-4.7. Parçalı sinüs fonksiyonları sayısına bağlı olarak giriş empedansının yakınsama hızı. (a) Giriş direnci (b) Giriş reaktansı.

Parçalı sinüsoidal Galerkin yöntemine göre hazırlanan ve Ek-D'de verilen bilgisayar programı yardımıyla 12 yarım-dalga dipol elemanlarından kurulu bir doğrusal dizinin davranışı incelenmiştir. Bu dizide eleman aralıkları eşit ve 0.5λ 'dır. Dizideki tüm elemanlar genliği $1V$ ve iç empedansı 72 ohm olan gerilim kaynaklarıyla beslenmektedir. Şekil-4.8'de bu dizinin normalize E-alanı diyagramı çizilmiştir. Dizinin ana ışın doğrultusu $\Phi = 45^\circ$ dedir. Ana ışının doğrultusu programdaki PHIOR açısı değiştirilerek istenen yöne kaydırılabilir.



Şekil 4.8. 12 elemanlı bir doğrusal dizinin ışın diyagramı

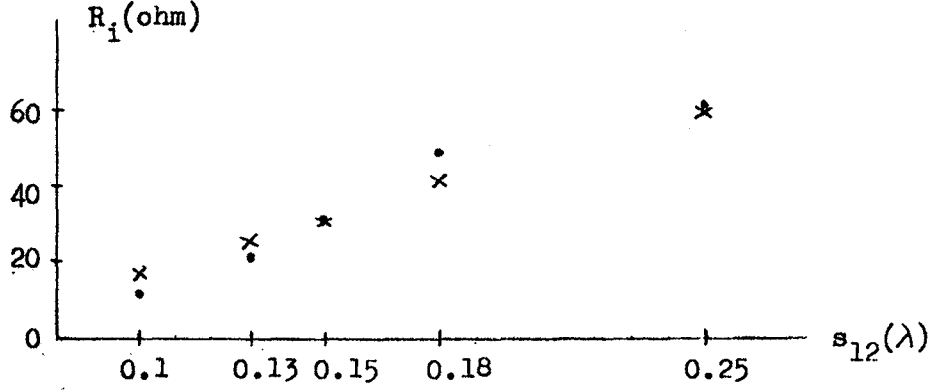
Bu dizinin herbir elemanının besleme uçlarındaki giriş empedansının genlik ve fazları ile normalize akım genlikleri giriş parametreleriyle birlikte aşağıda verilmiştir. Bu değerlerden görülebileceği gibi dizinin merkezine göre bir simetriklik yoktur. Bu, herbir elemanın farklı fazda uyarılmaların dan kaynaklanmaktadır.

GİRİŞ PARAMETRELERİ : NW = 12
NP = 5
L = .50000
A = .00010
SPACE = .50000

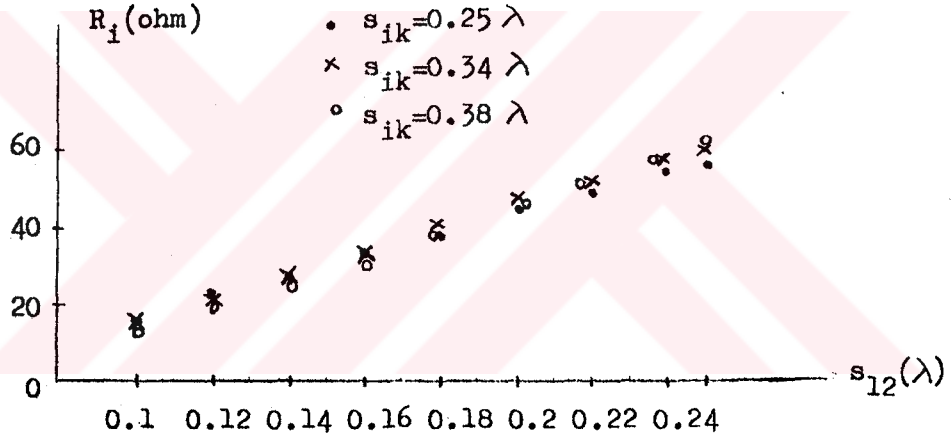
N	XN	YN	ZMAG	ZPHASE	INDRM
1	-2.750000	.000000	137.140400	22.773090	1.000000
2	-2.250000	.000000	171.461300	21.048950	.799833
3	-1.750000	.000000	177.534700	15.245600	.772471
4	-1.250000	.000000	170.035200	12.398730	.806541
5	-.750000	.000000	162.403600	12.597220	.844442
6	-.250000	.000000	158.862300	14.245550	.863266
7	.250000	.000000	159.490300	16.060600	.859867
8	.750000	.000000	163.314800	17.251080	.839731
9	1.250000	.000000	169.206200	17.327850	.810493
10	1.750000	.000000	175.908200	15.783800	.779613
11	2.250000	.000000	180.754800	11.441860	.758710
12	2.750000	.000000	168.876100	-.290079	.812077

Son olarak Ek-E'de verilen ve yine parçalı sinüsoidal Galerkin yöntemine göre hazırlanan bilgisayar programı yardımıyla Yagi dizileri incelenmiştir. 15 elemanlı bir Yagi dizisinin besleme elemanı ile reflektör arasındaki aralığın değişiminin giriş empedansı üzerindeki etkisi gözlenmiş ve deneysel yoldan (Balanis, 1982) bulunan sonuçlarla bir karşılaştırması Şekil-4.9'da verilmiştir. Buradan görülebileceği gibi deneysel yoldan bulunan değerlerle hesaplanan değerler arasında iyi bir uyuma vardır. Şekil-4.10'da ise besleme elemanı ile direktörler arasındaki uzaklık $0,25$, $0,34$ ve $0,38 \lambda$ değerlerinde sabit tutulup reflektör ile besleme elemanı arasındaki uzaklığa bağlı olarak giriş empedansının değişimi çizilmiştir. Bu sonuçlardan görülebileceği gibi, besleme elemanı ile direktörler arasındaki uzaklık giriş

empedansı üzerinde fazla bir etkiye sahip değildir. Giriş empedansı üzerinde ençok, reflektör ile besleme elemanı arasındaki uzaklık etkilidir.

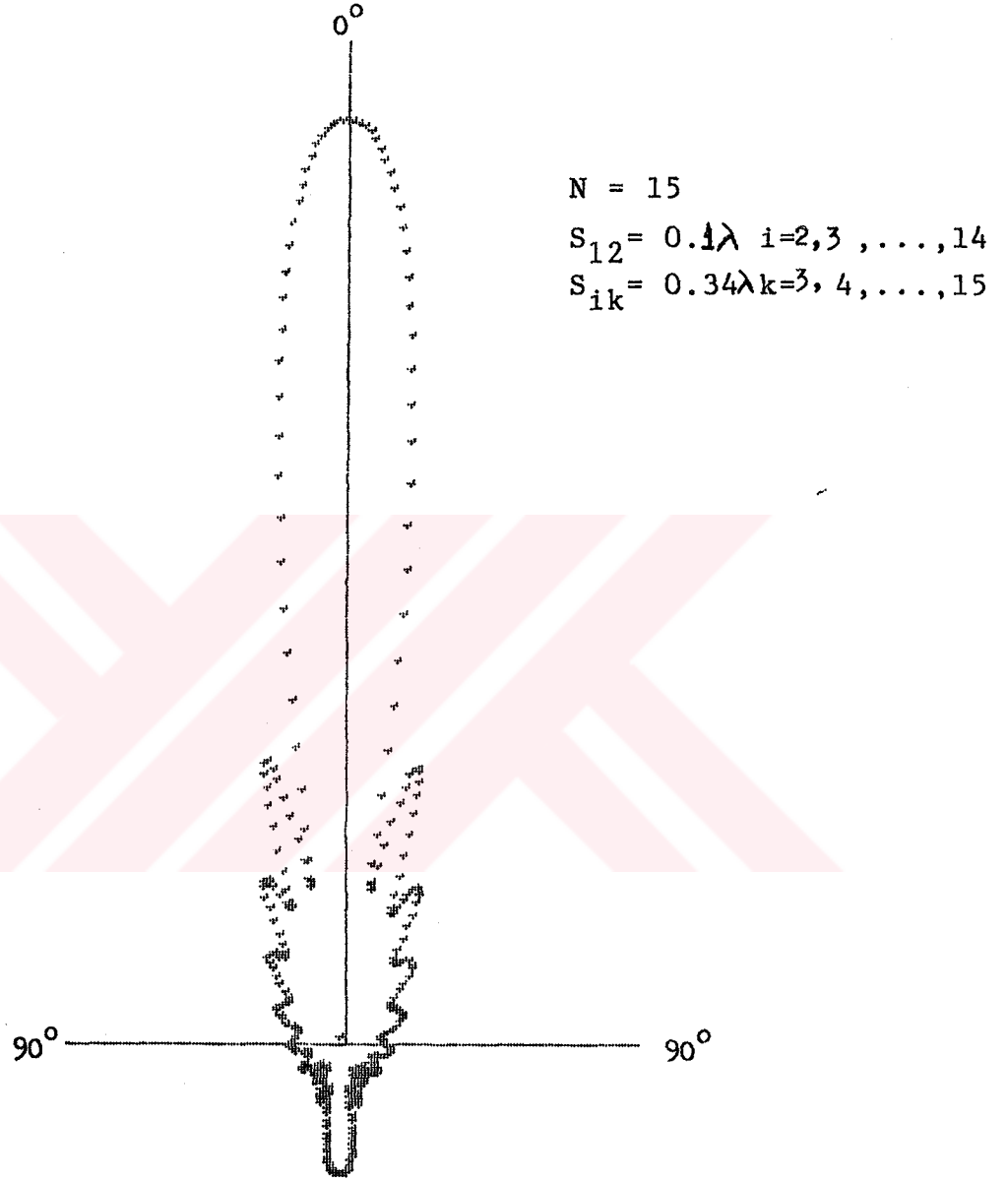


Şekil-4.9. Reflektör ile besleme elemanı arasındaki uzaklığa bağlı olarak giriş empedansının ölçülen(.) ve hesaplanan (x) değerleri.

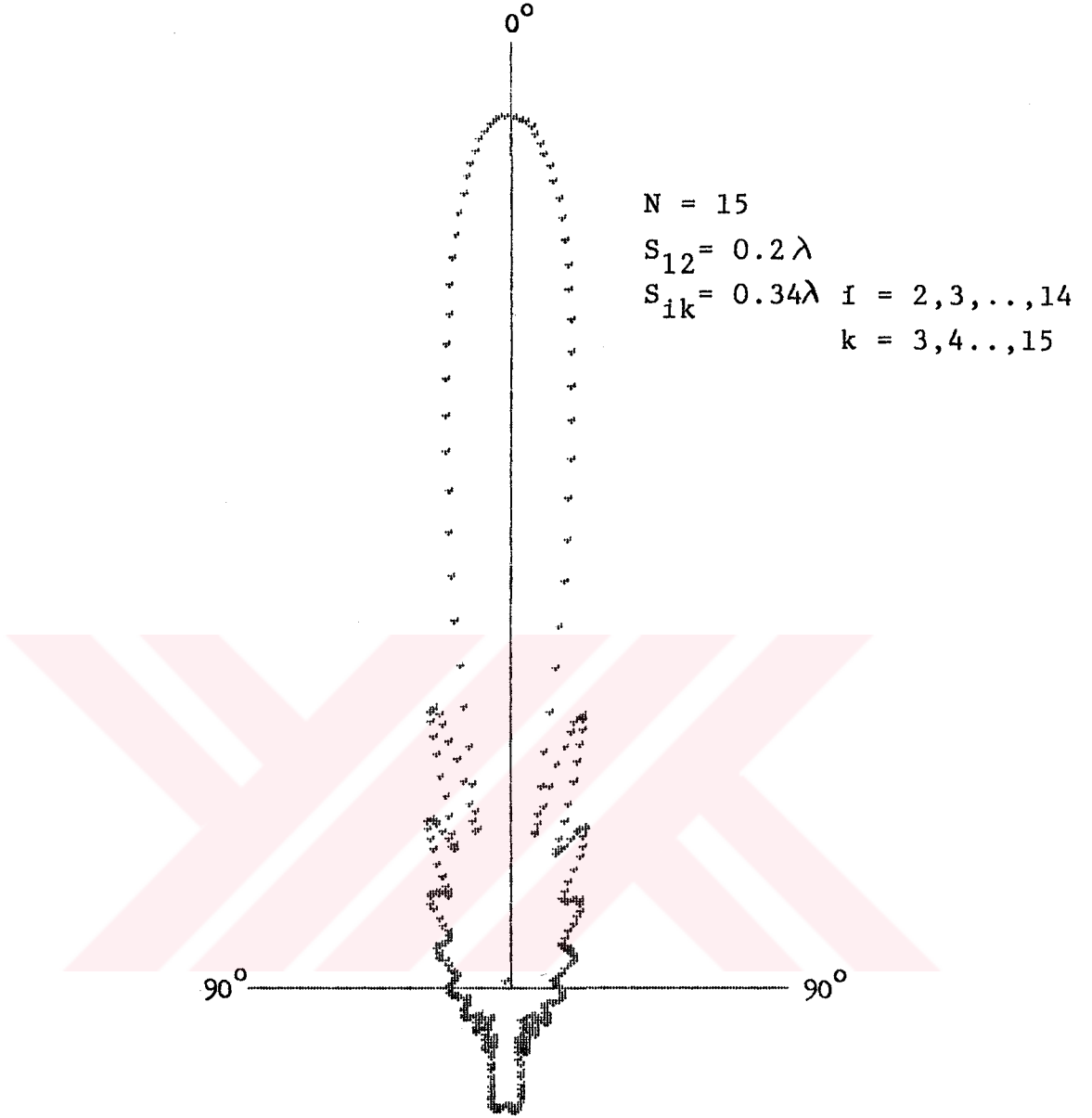


Şekil-4.10. Besleme elemanı ile direktörler arasındaki uzaklığın birkaç değeri için reflektör ile besleme elemanı arasındaki uzaklığa bağlı olarak giriş empedansının değişimi.

Şekil 4.11 ve Şekil.4.12'de, sırasıyla , reflektör ile besleme elemanı arasındaki uzaklık 0.1 ve 0.2 λ alınarak çizilen E-alanı diyagramları gösterilmiştir. Bu diyagramlardan, reflektör elemanının arka-yön ışımalarını bastırmada oynadığı rolün besleme elemanına olan uzaklığıyla ilişkisi olduğu görülmektedir.



Şekil-4.11. 15 elemanlı bir Yagi dizisinin E-alanı diyagramı



Şekil 4.12. 15 elemanlı bir Yagi dizisinin E-alanı diyagramı

KAYNAKLAR

- Moore, J. and R.Pizer(1983). Moment Methods in Electromagnetic Techniques and Applications, Research Studies Press, London, 398 pp.
- Stuttzman, W.L. and G.A.Thiele(1981). Antenna Theory and Design, John Wiley and Sons., New York, 598 pp.
- Thiele, G.A(1973). Wire Antennas from Computer Technixues for Electromagnetics, Pergamon Press, Braunschweig,403 pp.
- Strait, B.J. and T.Sarkar(1973). Special Programs for Analysis of Radiation by Wire Antennas, Scientific Report, New York, 72 pp.
- Balanis, C.Å(1982). Antenna Theory, Analysis and Design, Harper and Row, New York, 790 pp.
- Collin, R.E(1985). Antennas and Radiowave Propagation, McGraw Hill, Singapore, 508 pp.

EK - A

```
C
C ***** MAGNETIK HALKA AKIMI PROGRAMI *****
C
SUBROUTINE EB(EZB,ERB,HPHB,AB,BB,ZB,ZPB,RB)
COMPLEX EZB,ERB,FINT,XMB(5),T1,T2,T3
COMPLEX HPHB
PI=3.1415927
TPI=2.0*PI
DAP=(BB-AB)/3.
D=RB/50.
BAL=ALOG(BB/AB)
IF(RB.NE.0) GOTO 10
TO=SQRT((ZB-ZPB)**2+AB**2)
TT=SQRT((ZB-ZPB)**2+BB**2)
EZB=(CEXP(CMPLX(0.0,-TPI*TO))/TO-CEXP(CMPLX(0.0,-TPI*TT)))/BAL
EZB=EZB/(2*TPI)
ERB=(0.0,0.0)
GOTO 200
10 H=PI/5.
RP=SQRT((ZB-ZPB)**2+RB**2)
IF(RO.LT.0.05.AND.RB.NE.0.0) GOTO 25
BMA=BB**2-AB**2
BPA=BB**2+AB**2
RO2=RO**2
RO3=RO**3
T1=BMA/8./BAL/RO2*CEXP(CMPLX(0.0,-TPI*RO))
ERB=-T1*RB/RO*(ZB-ZPB)8CMPLX(TPI-(3./TPI+0.5*TPI*BPA)/RO2,2.*BPA/
*RO3-3./RO)
T2=CMPLX(1./TPI/RO,1.-BPA/2./RO2)
T3=CMPLX(-1./TPI/RO2,BPA/RO3)
EZB=T1*(2.0*T2+(RB**2)/RO*(T2*CMPLX(-2./RO,-TPI)+T3))
HPHB=CMPLX(0.,1./60.)*RB*T1*CMPLX(1./(TPI*RO),1.-BPA/2./RO2)
GOTO 200
25 DO 150 J=1,5
R=RB
Z=ZB
RP=AB+DAB/2.0
IF(J.EQ.1) Z=ZB+D
IF(J.EQ.3) Z=ZB-D
IF(J.EQ.4) R=RB-D
IF(J.EQ.5) R=RB+D
XMB(J)=CMPLX(0.0,0.0)
DO 100 I=1,3
R1=SQRT((Z-ZPB)**2+(R+RP)**2)
```

```
PP=4.0*RP/(R1**2)
CALL ELPING(ELT,PP)
TEMP=2.0/R1*ELT
CON1=(Z-ZPB)**2+R**2+RP**2
CON2=2.0*R*RP
CALL FUNCT(FR1,FI1,CON1,CON2,0.0)
CALL FUCNT(FR2,FI2,CON1,CON2,PI)
FINT=CMPLX(FR1+FR2,FI1+FI2)
U=HP=2.0
50 CALL FUNCT(FR3,FI3,CON1,CON2,U)
FINT=FINT+P*CMPLX(FR3,FI3)
U=U+H
IF(U+H.LT.PI) GOTO 50
U=H/2.
P=P*2.
IF(P.LT.5.) GOTO 50
FINT=FINT*H/6.+TEMP
RP=RP+DAB
XMB(J)=XMB(J)+FINT*DAB
100 CONTINUE
XNB(J)=XMB(J)/(TPI*BAL)
150 CONTINUE
EZB=XMB(1)/RB/TPI+(XMB(5)-XMB(4))/D/2./TPI
ERB=-(XMB(2)-XMB(3))/D/2./TPI
HPHB=CMPLX(0.,1./(120.*PI)*XMB(1)
200 CONTINUE
RETURN
END
SUBROUTINE FUNCT(FCR,FCI,CONS1,CONS2,V)
RR=SQRT(CONS1-CONS2*COS(V))
RPI=6.283185*RR
FCR=(COS(V)*COS(RPI)-1.)/RR
FCI=-(COS(V)*SIN(RPI))/RR
RETURN
END
SUBROUTINE ELPING(ELPO,ELPC)
ELPI=1.0-ELPC
A0=1.3862944
A1=0.035900924
A3=0.037425637
A4=0.014511962
B0=0.5
B1=0.12498594
B2=0.068802486
B3=0.033283553
B4=0.0044178701
ELPO=(((((((A4*ELPI)+A3)*ELPI)+A2*ELPI)+A1)*ELPI)+A0+ALOG(1.0/
2ELPI)*(((((((B4*ELPI)+B3)*ELPI)+B2)*ELPI)+B1)*ELPI)+B0)
RETURN
END
```


EK - B

```
C
C **** BU PROGRAM NOKTA UYDURMA YONTEMINI KULLANARAK ****
C **** DIPOL ANTENLERIN GIRIS EMPEDANSINI HESAPLAR. ****
C
REAL L, LL, LLP, DELZ, DELZ02, UL, ZM, Z, IZG
COMPLEX I(200), V(200), J, ZZ(200), AM(200), AM1(200)
COMPLEX INGRM, EINC, KERNEL, ZIN
DIMENSION IZG(150), PHIZ(150), VG(150), PHV(150)
COMMON/CNSTNS/A, A2, B, B2, J
DO 1 N=200, 200, 10
L=1.25
DO 2 NN=1, 1
A=L/200
DELZ=L/FLOAT(N)
PI=3.141592624
J=(0., 1.)
B=2.*PI
B2=B*B
A2=A*A
LL=-.5*L
LLP=LL
DELZ02=DELZ*.5
Z=LL+DELZ02
DO 100 II=1, N
UL=LL+DELZ
ZM=LL+DELZ02
NINT=INT(60.0001-FLOAT(II)*(60./FLOAT(N)))
ZZ(II)=-4.7724*J*INGRML(NINT, LL, UL, Z)
V(II)=-EINC(ZM)
100 LL=UL
WRITE(6, 10)N, L, A
10 FORMAT(25X, 'GIRIS PARAMETRELERI', //, 25X, 'N=', I3, ' PARCA ', //, 27X, '
*L=', F8.5, ' LAMDA ', //, 27X, 'A=', F8.5, ' LAMDA ', //)
DO 200 K=1, N
200 WRITE(6, 20)K, ZZ(K)
20 FORMAT(18X, I3, 2(1PE20.7))
CALL TPLZ(ZZ, AM, AM1, N, V, I, 1, XNORM, IER)
DO 21 KK=1, N
IZG(KK)=ABS(I(KK))
S3=AIMAG(I(KK))
S4=REAL(I(KK))
PHIZ(KK)=(ATAN2(S3, S4))*180./PI
VG(KK)=ABS(V(KK))
S5=AIMAG(V(KK))
S6=REAL(V(KK))
PHV(KK)=(ATAN2(S5, S6))*180./PI
```

```
WRITE(6,40)KK,IZG(KK),PHIZ(KK)
21 WRITE(6,40)KK,VG(KK),PHV(KK)
40 FORMAT(19X,13,2(1PE20.7))
ZIN=1./I(N/2)
WRITE(6,31)ZIN
31 FORMAT(25X,'ZIN =',2E14.6)
2 L=L+0.1
1 CONTINUE
STOP
END
COMPLEX FUNCTION INGRM(NINT,LL,UL,Z)
REAL LL,UL,Z,H,ZP,HOVER2
COMPLEX KERNEL,S,HALF
H=(UL-LL)/FLOAT(NINT)
HOVER2=.5*H
S=(0.,0.)
HALF=KERNEL(Z,LL+HOVER2)
NINTM1=NINT-1
DO 100 I=1,NINTM1
ZP=LL+I*H
S=S+KERNEL(Z,ZP)
100 HALF=HALF+KERNEL(Z,ZP+HOVER2)
INGRM=(H/6.)*(KERNEL(Z,LL)+KERNEL(Z,UL)+4.*HALF+2.*S)
RETURN
END
COMPLEX FUNCTION KERNEL(Z,ZP)
COMPLEX J
COMMON/CNSTNS/A,A2,B,B2,J
R=SQRT(Z*Z-2.*Z*ZP+ZP*ZP+A2)
R2=R*R
R5=R2*R2*R
KERNEL=CEXP(-J*B*R)*((1.+J*B*R)*(2.*R2-3.*A2)+B2*A2*R2)/R5
RETURN
END
COMPLEX FUNCTION EINC(Z)
COMPLEX J
COMMON/CNSTNS/A,A2,B,B2,J
R1=SQRT(Z*Z+A2)
R2=SQRT(Z*Z+4.9729*A2)
EINC=.62344*((CEXP(-J*B*R1)/R1)-(CEXP(-J*B*R2)/R2))
RETURN
END
SUBROUTINE TPLZ(TAU,A,A1,NZ,VIN,VOUT,MM,XNORM,IER)
COMPLEX TAU1,ALMDA,ALPHA,COEF,FAC,C1,C2,V,V1,V2
COMPLEX TAU(200),A(200),A1(200),VIN(200),VOUT(200),ONE,ZERO
DATA ONE/(1.0,0.0)/,ZERO/(0.0,0.0)/
DATA ONNE/1.0/,ZRR0/0.0/
N=NZ-1
IER=0
TAU1=TAU(1)
DO 2000 II=1,N
```

```
2000 TAU(11)=TAU(11+1)/TAU1
      ALMDA=ONE-TAU(1)*TAU(1)
      A(1)=-TAU(1)
      I=2
1     KK=1-1
      ALPHA=ZERO
      DO 2 M=1, KK
      LL=I-M
2     ALPHA=ALPHA+A(M)*TAU(LL)
      ALPHA=- (ALPHA+TAU(I))
      IF(CABS(ALPHA).EQ.0.0)GO TO 15
      COEF=ALPHA/ALMDA
      ALMDA=ALMDA-COEF*ALPHA
      DO 3 J=1, KK
      L=I-J
3     A1(J)=A(J)+COEF*A(L)
      DO 7 J=1, KK
7     A(J)=A1(J)
      A(1)=COEF
      IF(I.GE.N)GO TO 5
4     I=I+1
      GO TO 1
5     NH=(NZ+1)/2
      FAC=ALMDA*TAU1
      XNORM=ZRRO
      NP=NZ+1
      DO 51 I=1, NH
      XNM=ZRRO
      IF(I.NE.1)GO TO 52
      A1(1)=ONE/FAC
      XNM=CABS(A1(1))
      DO 53 J=2, NZ
      A1(J)=A(J-1)/FAC
53     XNM=CABS(A1(J))+XNM
      GO TO 54
52     XNM=ZRRO
      JH=I-1
      C1=A(JH)
      NNPI=NP-I
      C2=A(NNPI)
      DO 55 JJ=1, N
      J=NP-JJ
      INPJ=NP-J
      JL=J-1
      A1(J)=A1(JL)+(C1*A(JL)-C2*A(INPJ))/FAC
55     XNM=CABS(A1(J))+XNM
      A1(1)=A(I-1)/FAC
      XNM=XNM+CABS(A1(1))
54     IF(XNM.GT.XNORM)XNORM=XNM
      DO 56 II=1, MM
      ID=(II-1)*NZ
```

```
V=ZERO
V1=ZERO
DO 57 J=1,NZ
NIDJ=ID+J
V2=VIN(NIDJ)
V=V+V2*A1(J)
KNPJ=NP-J
57  V1=V1+V2*A1(KNPJ)
    NIDI=ID+I
    VOUT(NIDI)=V
    KIDNPI=ID+NP-I
56  VOUT(KIDNPI)=V1
51  CONTINUE
    RETURN
15  WRITE(6,700)
    700 FORMAT('HATA OLUSTU.')
```

IER=I
RETURN
END



EK - C

C
C **** BU PROGRAM PARCALI SINUSOIDAL GALERKIN YONTEMINI KULLANARAK ***
C **** DIPOL ANTENLERIN GIRIS EMPEDANSINI HESAPLAR. ***
C

COMMON AK, MQ
COMPLEX CEXP, VV
TP=6.2831853
YY=0.2
DO 1400 IK=1,2
MQ=0
DO 1500 MM=1,50
MQ=MQ+1
A=YY/100

C
C AK=YARICAP
C

C AK=A*TP
C

C Y = DIPOL UZUNLUGU
C

C *** NOT *** Y 'NIN BOYUTU METRE/DALGABOYU * (2*PI) DIR.
C

C Y=YY*TP
C

C CALL ASCTFD(Y)
1500 CONTINUE
1400 YY=YY+0.05
STOP
END

C
SUBROUTINE ASCTFD(Y)
COMPLEX Z, V, SS, DETERM, CEXP, TERM, AZ, ZM1, IA
COMMON AK, MQ
DIMENSION M(3), DZ(3), Z(120, 120), V(50, 1), SS(50, 1)
DIMENSION IA(120, 120)
IER=1
M(1)=0
MM=INT(Y-0.571)+MQ
M(2)=M(1)+MM
DZ(1)=Y/FLOAT(MM)
MN=M(2)
DO 69 I=1, MN
69 V(I, 1)=(0.0, 0.0)
M22=M(1)+MN
IN1=INT(MQ/2.)

```
V(1,1)=(1.0,0.0)
ZN=0.0
ML1=M(1)+1
ML2=M(2)
DO 81 I=ML1,ML2
ZM=0.0
DO 82 J=ML1,ML2
Z(I,J)=ZM1(ZM,ZN,DZ(1),AK)
82 ZM=ZM+DZ(1)
81 ZN=ZN+DZ(1)
CALL INVMAT(Z,MN,IA)
CALL MULTPY (MN,MN,1,IA,V,SS)
Y=Y/6.2831853
A=AK/6.283183
IF(MQ.GT.1) GO TO 54
WRITE(6,112)A
WRITE(6,111)Y
112 FORMAT(6X,'DIPOLUN YARICAPI A = ',F7.5,' LAMDA',/)
111 FORMAT(6X,'DIPOLUN YARI BOYU Y = ',F7.5,' LAMDA',///)
54 IF(IER.EQ.1) GO TO 55
WRITE(6,892)
892 FORMAT(6X,'DIPOL UZERINDEKI AKIM DAGILIMI ',//)
MK1=M(1)+1
MK2=M(2)
DO 50 I=MK1,MK2
WRITE(6,999) SS(I,1)
999 FORMAT(6X,2E14.6,/)
50 CONTINUE
55 AZ=1./SS(1,1)
IPS=2*MQ-1
WRITE(6,895) IPS
WRITE(6,894)AZ
894 FORMAT(6X,'DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN =',2E14.6//)
895 FORMAT(/,6X,'DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = ',12)
RETURN
END
```

C
C
C
C
C
C
C

```
FUNCTION ZM1(ZM,ZN,DK,AK)
```

```
BU PROGAM BASLANGIC NOKTALARINI ZM VE ZN DE ALARAK AK YARICAPLI  
VE DK UZUNLUKLU IKI ELEMAN ARASINDAKI ORTAK EMPEDANSI HESAPLAR.  
*** NOT *** TUM BOYUTLAR (2*PI) ILE CARPILMISLARDIR.
```

```
COMPLEX ZM1
CDK=COS(DK)
SDK=15.0/(1.-CDK*CDK)
DSQ=AK*AK
D4=4.*CDK
DD4=2.+D4*CDK
N=1
IF(ZM.EQ.0.0) N=0
```

```
A=ZN-ZM
B=A-DK
C=A+DK
D=B-DK
E=C+DK
CA=COS(A)
SA=SIN(A)
CB=COS(B)
SB=SIN(B)
CC=COS(C)
SC=SIN(C)
CD=COS(D)
SD=SIN(D)
CE=COS(E)
SE=SIN(E)
UO=SQRT(DSQ+A*A)+A
VO=DSQ/UO
U1=SQRT(DSQ+C*C)+C
V1=DSQ/U1
U2=SQRT(DSQ+B*B)+B
V2=DSQ/U2
U4=SQRT(DSQ+D*D)+D
V4=DSQ/U4
U6=SQRT(DSQ+E*E)+E
V6=DSQ/U6
CALL SICI(SI,CI,UO)
SUO=SI
CUO=CI
CALL SICI(SI,CI,VO)
SVO=SI
CVO=CI
CALL SICI(SI,CI,U1)
SU1=SI
CU1=CI
CALL SICI(SI,CI,V1)
SV1=SI
CV1=CI
CALL SICI(SI,CI,U2)
SU2=SI
CU2=CI
CALL SICI(SI,CI,V2)
SV2=SI
CV2=CI
CALL SICI(SI,CI,U4)
SU4=SI
CU4=CI
CALL SICI(SI,CI,V4)
SV4=SI
CV4=CI
CALL SICI(SI,CI,U6)
SU6=SI
CU6=CI
```

```
CALL SICI(SI, CI, V6)
SV6=SI
CV6=CI
RL=DD4*(CA*(CUO+CVO)+(SUO-SVO)*SA)-D4*(CC*(CU1+CV1)+CB*(CU2+CV2)
*+SC*(SU1-SV1)+SB*(SU2-SV2))+CD*(CU4+CV4)+SD*(SU4-SV4)+CE*(CU6+CV
*6)+SE*(SU6-SV6)
AG=SE*(CU6-CV6)-CE*(SU6+SV6)+SD*(CU4-CV4)-CD*(SU4+SV4)-D4*(SC*
*(CU1-CV1)+SB*(CU2-CV2)-CC*(SU1+SV1)-CB*(SU2+SV2))+DD4*(SA*(CUO-
*CVO)-CA*(SUO+SVO))
ZM1=CMLPX(RL, AG)*SDK
IF(N.EQ.0)RETURN
A=ZN+ZM
B=A-DK
C=A+DK
D=B-DK
E=C+DK
CA=COS(A)
SA=SIN(A)
CB=COS(B)
SB=SIN(B)
CC=COS(C)
SC=SIN(C)
CD=COS(D)
SD=SIN(D)
CE=COS(E)
SE=SIN(E)
VO=SQRT(DSQ+D*D)+D
UO=DSQ/VO
V1=SQRT(DSQ+B*B)+B
U1=DSQ/V1
V2=SQRT(DSQ+A*A)+A
U2=DSQ/V2
V4=SQRT(DSQ+C*C)+C
U4=DSQ/V4
V6=SQRT(DSQ+E*E)+E
U6=DSQ/V6
CALL SICI(SI, CI, UO)
SUO=SI
CUO=CI
CALL SICI(SI, CI, VO)
SVO=SI
CVO=CI
CALL SICI(SI, CI, U1)
SU1=SI
CU1=CI
CALL SICI(SI, CI, V1)
SV1=SI
CV1=CI
CALL SICI(SI, CI, U2)
SU2=SI
CU2=CI
CALL SICI(SI, CI, V2)
```



```
SV2=SI
CV2=CI
CALL SICI(SI,CI,U4)
SU4=SI
CU4=CI
CALL SICI(SI,CI,V4)
SV4=SI
CV4=CI
CALL SICI(SI,CI,U6)
SU6=SI
CU6=CI
CALL SICI(SI,CI,V6)
SV6=SI
CV6=CI
RL=DD4*(CA*(CU2+CV2)-SA*(SU2-SV2))-D4*(CC*(CU4+CV4)+CB*(CU1+CV1)-
*SC*(SU4-SV4)-SB*(SU1-SV1))+CD*(CU0+CV0)-SD*(SU0-SV0)+CE*(CU6+CV6)
*-SE*(SU6-SV6)
AG=-SE*(CU6-CV6)-CE*(SU6+SV6)-SD*(CU0-CV0)-CD*(SU0+SV0)+D4*(SC*(
*CU4-CV4)+SB*(CU1-CV1)+CB*(SU1+SV1)+CC*(SU4+SV4))+DD4*(-CA*(SU2+
*SV2)-SA*(CU2-CV2))
ZM1=CMPLX(RL,AG)*SDK+ZM1
RETURN
END
```

```
C
SUBROUTINE SICI(SI,CI,X)
C
C SINUS VE COSINUS INTEGRALLERINI HESAPLAR.
```

```
C
Z=ABS(X)
1 IF(Z-4.)1,1,4
3 Y=(4.-Z)*(4.+Z)
SI=X*(((1.753141E-9*Y+1.568988E-7)*Y+1.374168E-5)*Y+6.939889E-4)
**Y+1.96482E-2)*Y+4.395509E-1)
CI=((5.772156E-1+ALOG(Z))/Z-Z*(((1.386985E-10*Y+1.584996E-8)*Y
**+1.725752E-6)*Y+1.185999E-4)*Y+4.990920E-3)*Y+1.315308E-1))*Z
RETURN
4 SI=SIN(Z)
Y=COS(Z)
Z=4./Z
U(((((((4.048069E-3*Z-2.279143E-2)*Z+5.515070E-2)*Z-7.261642E-2)
**Z+4.987716E-2)*Z-3.332519E-3)*Z-2.314617E-2)*Z-1.134958E-5)*Z
**+6.250011E-2)*Z+2.583989E-10)
V((((((((-5.108699E-3*Z+2.819179E-2)*Z-6.537288E-2)*Z+
**7.902034E-2)*Z-4.400416E-2)*Z-7.945556E-3)*Z+2.601293E-2)*Z
**+3.764000E-4)*Z-3.122418E-2)*Z-6.646441E-7)*Z+2.500000E-1)
CI=Z*(SI*V-Y*U)
SI=-Z*(SI*U+Y*V)+1.570796
RETURN
END
```

```
C
SUBROUTINE MULTPY(L,M,N,A,B,C)
```

```
C
C İKI MATRISI CARPAR.
```

```
C
  COMPLEX A(120,120),B(50,1),C(50,1)
  DO 1 I=1,L
  DO 1 K=1,N
  C(I,K)=0.0
  DO 1 J=1,M
1  C(I,K)=C(I,K)+A(I,J)*B(J,K)
  RETURN
  END
```

```
C
  SUBROUTINE INVMAT(A,N,IA)
  COMPLEX A(120,120),IA(120,120)
  COMPLEX KA,KB
  DO 7 I=1,N
  DO 7 JJ=1,N
7  IA(I,JJ)=(0.,0.)
  DO 5 I=1,N
5  IA(I,I)=(1.,0.)
  DO 1 K=1,N
  KA=A(K,K)
  DO 2 J=1,N
  A(K,J)=A(K,J)/KA
2  IA(K,J)=IA(K,J)/KA
  DO 3 M=1,N
  IF(M.EQ.K) GO TO 3
  KB=A(M,K)
  DO 4 J=1,N
  A(M,J)=A(M,J)-KB*A(K,J)
4  IA(M,J)=IA(M,J)-KB*IA(K,J)
3  CONTINUE
1  CONTINUE
  RETURN
  END
```

EK - D

PROGRAM MM

C
C ELEMENLERİ ÖZDEŞ, PARALEL, DOĞRUSAL VE EŞİT ARALIKLI YERLEŞTİRİLMİŞ
C DİPOLLERDEN OLUŞAN BİR DİZİ İÇİN MOMENT YÖNTEMİ (PARÇALI SİNÜZOIDAL)
C PROGRAMI
C DİZİNİN KONFIGURASYONU DOĞRUSAL (IND=1) VEYA DAİRESEL (IND=2) OLABİLİR.
C

```
REAL LOWLIM, LWLIMP, X(25), Y(25), L
REAL ZMAG(25), ZPHASE(25), IMAG(25), IMAX
COMPLEX INGRK, V(250), ZZ(750), PS(5200), AF(25)
COMPLEX E(361), J, IZ(25), ZLOAD
DIMENSION AE(361)
COMMON ZZ, PS, V, E
COMMON J, B2, A2, B
DATA PI, DEGRAD, RADDEG/3.141592654, .0174532925, 57.29577951/
A=0.0001
L=0.5
NW=12
NP=5
NP02P1=NP/2+1
SPACE=0.5
ZLOAD=(72., 0.)
PHIOR=45.*DEGRAD
IND=1
PHIS=360.*DEGRAD/NW
R=ABS(SPACE/(2.*COS((PI-PHIS)/2.)))
NINT=44
J=(0., 1.)
B=2.*PI
A2=A*A
B2=B*B
DZ=L/(NP+1)
ZMM=-0.5*L
ZM=ZMM+DZ
ZMP=ZMM+2.*DZ
ZMMP=ZMM
```

C
C EMPEDANS VE GERİLİM MATRİSLERİNİN DOLDURULMASI
C

```
DO 200 I3=1, NW
GO TO (1, 2), IND
1 IF(MOD(NW, 2).EQ.0)X(I3)=(I3-NW/2.)*SPACE-0.25
IF(MOD(NW, 2).EQ.1)X(I3)=I3*SPACE-(NW+1.)*SPACE/2.
Y(I3)=0.
GO TO 50
2 X(I3)=R*COS((I3-1.)*PHIS)
```

```
Y(I3)=R*SIN((I3-1.)*PHIS)
50 D=A+SQRT((X(I3)-X(1))*(X(I3)-X(1))+(Y(I3)-Y(1))*(Y(I3)-Y(1)))
ZMM=ZMMP
DO 200 I2=1,NP
ZM=ZMM+DZ
ZMP=ZMM+2.*DZ
INDEXV=I2+(I3-1)*NP
V(INDEXV)=(0.,0.)
IF(IND.EQ.1.AND.I2.EQ.NP02P1)V(INDEXV)=-CEXP(-J*B*X(I3)*COS(PHIOR)
2)
IF(IND.EQ.2.AND.I2.EQ.NP02P1)V(INDEXV)=-CEXP(-J*B*R*COS(PHIOR-(I3-
21)*PHIS))
ZNM=ZMMP-DZ
DO 100 I1=1,NP
ZNM=ZNM+DZ
ZN=ZNM+DZ
ZNP=ZNM+2.*DZ
INDEXZ=I1+(I2-1)*NP+(I3-1)*NP*NP
100 ZZ(INDEXZ)=INGRLK(NINT,ZMM,ZM,ZMP,ZNM,ZN,ZNP,D)
200 ZMM=ZMP-DZ
MP=((NP*NP)+1.01)/2.
ZZ(MP)=ZZ(MP)+ZLOAD
```

C
C
C

BLOK TOEPLITZ ALTPROGRAMININ ÇAGRILMASI

CALL BLTSOL(ZZ,V,PS,NW,NP,44)

C
C
C

GIRIŞ EMPEDANSLARI VE UZAK-ALAN DIYAGRAMININ(Z=0 DÜZLEMİNDE) HESABI

```
DO 300 I5=1,NW
AF(I5)=(0.,0.)
DO 300 I4=1,NP
INDEXV=I4+(I5-1)*NP
IF(I4.EQ.NP02P1)IZ(I5)=-CEXP(-B*J*X(I5)*COS(PHIOR))/V(INDEXV)
300 AF(I5)=AF(I5)+V(INDEXV)
DO 400 I7=1,361
PHI=(I7-1)*DEGRAD
E(I7)=(0.,0.)
DO 400 I6=1,NW
IF(IND.EQ.1)E(I7)=E(I7)+AF(I6)*CEXP(J*B*X(I6)*COS(PHI))
IF(IND.EQ.2)E(I7)=E(I7)+AF(I6)*CEXP(J*B*R*COS(PHI-(I6-1.)*PHIS))
400 AE(I7)=CABS(E(I7))
DO 33 LN=1,361
33 WRITE(6,120) AE(LN)
120 FORMAT(2X,2E14.6)
```

C
C
C
C
C

BU NOKTADA İSTENİRSE UZAK-ALAN DIYAGRAMI İÇİN PLOT ALTPROGRAMI ÇAGRILABİLİR

CALL PLOT1(AE)

WRITE(6,10)NW,NP,L,A,SPACE

10 FORMAT(20X,'GIRIŞ PARAMETRELERİ :',2X,'NW =',I3, '//',43X,'NP =',I3, /

```
*/,43X,'L =',F8.5,//,43X,'A =',F8.5,//,43X,'SPACE =',F8.5,////,2X,'  
*N',7X,'XN',9X,'YN',7X,'ZMAG',7X,'ZPHASE',6X,'INORM',//)
```

```
IMAX=0
```

```
DO 500 I8=1,NW
```

```
ZMAG(I8)=CABS(IZ(I8))
```

```
S2=REAL(IZ(I8))
```

```
S1=AIMAG(IZ(I8))
```

```
ZPHASE(I8)=RADDEG*ATAN2(S1,S2)
```

```
IMAG(I8)=1./ZMAG(I8)
```

```
500 IF(IMAG(I8).GT.IMAX)IMAX=IMAG(I8)
```

```
DO 600 I9=1,NW
```

```
IMAG(I9)=IMAG(I9)/IMAX
```

```
600 WRITE(6,20)I9,X(I9),Y(I9),ZMAG(I9),ZPHASE(I9),IMAG(I9)
```

```
20 FORMAT(I3,5F11.6)
```

```
STOP
```

```
END
```

C

C BU ALTPROGRAM EŞİTLİK (2-80) DEN EMPEDANS ELEMANLARININ SAYISAL
C INTEGRASYONU İÇİN SIMPSON KURALINI KULLANIR

C

```
COMPLEX FUNCTION INGRK(NINT,ZMM,ZM,ZMP,ZNM,ZN,ZNP,D)
```

```
COMPLEX K1,K2,S1,S2,HALF1,HALF2,INGRL1,INGRL2
```

```
COMMON J,B2,A2,B
```

```
H1=(ZM-ZMM)/NINT
```

```
H2=(ZMP-ZM)/NINT
```

```
H1O2=0.5*H1
```

```
H2O2=0.5*H2
```

```
S1=(0.,0.)
```

```
S2=S1
```

```
CALL KERNEL(K1,K2,ZMM,ZM,ZMP,ZNM,ZN,ZNP,ZMM+H1O2,ZM+H2O2,D)
```

```
HALF1=K1
```

```
HALF2=K2
```

```
NINTM1=NINT-1
```

```
DO 100 I=1,NINTM1
```

```
Z1=ZMM+I*H1
```

```
Z2=ZM+I*H2
```

```
CALL KERNEL(K1,K2,ZMM,ZM,ZMP,ZNM,ZN,ZNP,Z1,Z2,D)
```

```
S1=S1+K1
```

```
S2=S2+K2
```

```
CALL KERNEL(K1,K2,ZMM,ZM,ZMP,ZNM,ZN,ZNP,Z1+H1O2,Z2+H2O2,D)
```

```
HALF1=HALF1+K1
```

```
100 HALF2=HALF2+K2
```

```
INGRL1=4.*HALF1+2.*S1
```

```
INGRL2=4.*HALF2+2.*S2
```

```
CALL KERNEL(K1,K2,ZMM,ZM,ZMP,ZNM,ZN,ZNP,ZMM,ZM,D)
```

```
INGRL1=INGRL1+K1
```

```
INGRL2=INGRL2+K2
```

```
CALL KERNEL(K1,K2,ZMM,ZM,ZMP,ZNM,ZN,ZNP,ZM,ZMP,D)
```

```
INGRL1=H1*(INGRL1+K1)/6.
```

```
INGRL2=H2*(INGRL2+K2)/6.
```

```
INGRLK=INGRL1+INGRL2
```

```
RETURN
```

```
END
```

C
C BU ALTPROGRAM EŞİTLİK (2-80) DEKİ INTEGRASYONUN DEĞERLERİNİ HESAPLAR
C

```
SUBROUTINE KERNEL(K1,K2,ZMM,ZM,ZMP,ZNM,ZN,ZNP,Z1,Z2,D)
COMPLEX K1,K2,J
COMMON J,B2,A2,B
D2=D*D
Z12=Z1*Z1
Z22=Z2*Z2
DZM=ZMP-ZM
DZN=ZNP-ZN
RNM1=SQRT(D2+(Z1-ZNM)*(Z1-ZNM))
RN1=SQRT(D2+(Z1-ZN)*(Z1-ZN))
RNP1=SQRT(D2+(Z1-ZNP)*(Z1-ZNP))
RNM2=SQRT(D2+(Z2-ZNM)*(Z2-ZNM))
RN2=SQRT(D2+(Z2-ZN)*(Z2-ZN))
RNP2=SQRT(D2+(Z2-ZNP)*(Z2-ZNP))
K1=30.*J*(CEXP(-J*B*RNM1)/RNM1-2.*COS(B*DZN)*CEXP(-J*B*RN1)/RN1+CE
3XP(-J*B*RNP1)/RNP1)/SIN(B*DZM)
K2=30.*J*(CEXP(-J*B*RNM2)/RNM2-2.*COS(B*DZN)*CEXP(-J*B*RN2)/RN2+CE
3XP(-J*B*RNP2)/RNP2)/SIN(B*DZM)
K1=K1*SIN(B*(Z1-ZMM))/SIN(B*DZM)
K2=K2*SIN(B*(ZMP-Z2))/SIN(B*DZM)
RETURN
END
```

C
C

```
SUBROUTINE BLTSOL(Z,V,PS,NW,NP,IENTRY)
COMPLEX Z(750),V(250),PS(5200)
DIMENSION IA(3)
GO TO (41,42,43,44),IENTRY
44 CONTINUE
IRET=0
GO TO 1
41 CONTINUE
IRET=1
GO TO 1
42 CONTINUE
N=NW-1
N2=NP**2
I=NW*N2+N2+1
J=N2+1
IF(MOD(N,2))2,2,3
2 IPHI=J-N2
IPSI=I
GO TO 4
3 IPHI=I-N2
IPSI=J
4 RETURN
43 CONTINUE
GO TO 68
1 N=NW-1
IF(NW.LT.2)GO TO 100
```

```
      IF(NP.LT.2)GO TO 101
      N2=NP*NP
      DO 5 I=1,N2
5     PS(I)=Z(I)
      CALL LINEQ(PS,NP)
      CALL MATMLT(PS,Z(N2+1),PS(N2+1),NP)
C
C IA(1) = START ADDRESS IN PS ARRAY OF PS((M-1),0)
C IA(2) = START ADDRESS IN PS ARRAY OF PS((M),0)
C IA(1)-N2 = START ADDRESS IN PS ARRAY OF DEL(M-1)
C IA(2)-N2 = START ADDRESS IN PS ARRAY OF DEL(M-1)
C IST+1 = 2*NW*N2+N2+1 = START ADDRESS OF ADDITIONAL SCRATCH AREA
C
      IA(1)=N2+1
      IA(2)=NW*N2+N2+1
      IST=2*NW*N2
      MZ=N2+N2+1
      MM=0
      DO 45 M=1,N
      IO=IA(1)+MM
      MM=MM+N2
      I1=IA(2)+MM
C
C IO IS START ADDRESS OF PS((M-1),M-1)
C I1 IS START ADDRESS OF PS((M),M)
C CALC DEL(M-1)
C
      CALL MATMLT(PS(IO),PS(IO),PS(IST+1),NP)
      IJ=IST
      DO 20 J=1,NP
      DO 20 I=1,NP
      IJ=IJ+1
      PS(IJ)=-PS(IJ)
20  IF(I.EQ.J)PS(IJ)=PS(IJ)+1.
      CALL LINEQ(PS(IST+1),NP)
      ID=IA(1)-N2
      ID1=IA(2)-N2
      CALL MATMLT(PS(IST+1),PS(ID),PS(ID1),NP)
      IF(M.EQ.N)GO TO 50
      MZZ=MZ
      MS=IA(1)
      IJ=IST
      DO 25 I=1,N2
      IJ=IJ+1
      PS(IJ)=Z(MZZ)
25  MZZ=MZZ+1
      MZZ=MZ-N2
      DO 30 IS=1,M
      CALL TRMMLT(PS(MS),Z(MZZ),PS(IST+1),NP)
      MS=MS+N2
30  MZZ=MZZ-N2
      MZ=MZ+N2
```

```
CALL MATMLT(PS(ID1),PS(IST+1),PS(I1),NP)
IOR=IA(1)
I1R=IA(2)
IMR=IO
DO 40 IR=1,M
CALL MATMLT(PS(IMR),PS(I1),PS(IST+1),NP)
IMR=IMR-N2
IJ=IST
DO 40 I=1,N2
PS(I1R)=PS(IOR)-PS(IJ+1)
IJ=IJ+1
I1R=I1R+1
40 IOR=IOR+1
I=IA(1)
IA(1)=IA(2)
45 IA(2)=I
50 IPHI=IA(2)-N2
IPSI=IA(1)
IOR=IA(1)
I1R=IA(2)
DO 60 I=1,N
CALL MULTTR(PS(IPHI),PS(IOR),PS(I1R),NP)
IOR=IOR+N2
60 I1R=I1R+N2
J=IPHI
DO 65 I=1,N2
PS(J)=-PS(J)
65 J=J+1
IF(IRET.NE.0)RETURN
68 IB=NW*NP+1
IC=1
J=2*NW*NP
DO 70 I=1,J
Z(I)=(0.,0.)
IV=1
DO 80 J=1,NW
NR=NW-J+1
I1S=IPHI
I2S=IPHI+N*N2
IVS=IV
DO 75 I=1,NR
JENTRY=32
CALL MATVCA(PS(I1S),V(IVS),Z(IC),NP,JENTRY)
CALL MATVCA(PS(I2S),V(IVS),Z(IB),NP,JENTRY)
I1S=I1S+N2
I2S=I2S-N2
75 IVS=IVS+NP
IV=IV+NP
IC=IC+NP
80 IB=IB+NP
J=NW*NP
DO 85 I=1,J
```



```
85  V(I)=-Z(I)
    IV=NP+1
    IC=1
    IB=IV+J
    DO 95 IR=1,N
    I1S=IPSI
    I2S=(N-1)*N2+IPSI
    ICS=IC
    IBS=IB
    DO 90 IS=1,IR
    JENTRY=32
    CALL MATVCA(PS(I1S),Z(ICS),V(IV),NP,JENTRY)
    JENTRY=33
    CALL MATVCA(PS(I2S),Z(IBS),V(IV),NP,JENTRY)
    I1S=I1S+N2
    I2S=I2S-N2
    ICS=ICS-NP
90  IBS=IBS-NP
    IV=IV+NP
    IC=IC+NP
95  IB=IB+NP
    GO TO 99
100 WRITE(6,1000)NW
101 WRITE(6,1001)NP
1000 FORMAT(///,10X,27HILLEGAL CALL TO BLTSOL. NW=,I6)
1001 FORMAT(///,10X,27HILLEGAL CALL TO BLTSOL. NP=,I6)
99  RETURN
    END
```

```
C
C LL MERTEBELI C KOMPLEKS MATRISININ TERSININ ALINMASI.
C TERSI C NIN YERINE YERLESTIRILMEKTEDIR.
```

```
C
C SUBROUTINE LINEQ(C,LL)
C COMPLEX C(1),STOR,STO,ST,S
C DIMENSION LR(77)
C COMPLEX X
C CABQ(X)=REAL(X)*REAL(X)+AIMAG(X)*AIMAG(X)
C DO 20 I=1,LL
C LR(I)=I
20 CONTINUE
M1=0
DO 18 M=1,LL
K=M
DO 2 I=M,LL
K1=M1+I
K2=M1+K
IF(CABS(C(K1))-CABS(C(K2)))2,2,6
6 K=I
2 CONTINUE
LS=LR(M)
LR(M)=LR(K)
LR(K)=LS
```

```
K2=M1+K
STOR=C(K2)
J1=0
DO 7 J=1,LL
K1=J1+K
K2=J1+M
STO=C(K1)
C(K1)=C(K2)
C(K2)=STO/STOR
J1=J1+LL
7 CONTINUE
K1=M1+M
C(K1)=1./STOR
DO 11 I=1,LL
IF(I-M)12,11,12
12 K1=M1+I
ST=C(K1)
C(K1)=(0.,0.)
J1=0
DO 10 J=1,LL
K1=J1+I
K2=J1+M
C(K1)=C(K1)-C(K2)*ST
J1=J1+LL
10 CONTINUE
11 CONTINUE
M1=M1+LL
18 CONTINUE
J1=0
DO 9 J=1,LL
IF(J-LR(J))14,8,14
14 LRJ=LR(J)
J2=(LRJ-1)*LL
DO 13 I=1,LL
K2=J2+I
K1=J1+I
S=C(K2)
C(K2)=C(K1)
C(K1)=S
13 CONTINUE
LR(J)=LR(LRJ)
LR(LRJ)=LRJ
IF(J-LR(J))14,8,14
8 J1=J1+LL
9 CONTINUE
RETURN
END
```

```
C
C C=A*B'NIN HESABI. A,B,C NPXNP LIK KOMPLEKS SAYI MATRISLERIDIR.
C
SUBROUTINE MATMLT(A,B,C,NP)
```

```
COMPLEX A(1),B(1),C(1),D
IJ=0
L=1
DO 15 J=1,NP
DO 10 I=1,NP
IJ=IJ+1
D=(0.,0.)
KJ=L
IK=I
DO 5 K=1,NP
D=D+A(IK)*B(KJ)
IK=IK+NP
5 KJ=KJ+1
10 C(IJ)=D
15 L=L+NP
RETURN
END
```

C
C ACCUMULATES IN C -TRANSP(A)*B
C

```
SUBROUTINE TRMMLT(A,B,C,NP)
COMPLEX A(1),B(1),C(1),D
IJ=0
L=1
DO 15 J=1,NP
M=1
DO 10 I=1,NP
IJ=IJ+1
D=(0.,0.)
KI=M
KJ=L
DO 5 K=1,NP
D=D+A(KI)*B(KJ)
KI=KI+1
5 KJ=KJ+1
M=M+NP
10 C(IJ)=C(IJ)-D
15 L=L+NP
RETURN
END
```

C
C C=A*TRANSP(B)'YI HESAPLAR
C

```
SUBROUTINE MULTTR(A,B,C,NP)
COMPLEX A(1),B(1),C(1),D
IJ=0
DO 10 J=1,NP
DO 10 I=1,NP
IJ=IJ+1
D=(0.,0.)
IK=I
JK=J
```

```
DO 5 K=1,NP
D=D+A(IK)*B(JK)
IK=IK+NP
5 JK=JK+NP
10 C(IJ)=D
RETURN
END
```

C
C POSITIVE ACCUMULATION OF A*B IN C, WHERE A IS AN NXN MATRIX
C B IS AN N-VECTOR, C IS AN N-VECTOR. ALL ARE COMPLEX.

C
SUBROUTINE MATVCA(A,B,C,N,JENTRY)
COMPLEX A(1),B(1),C(1),D
GO TO (32,33),JENTRY
32 IGO=6
GO TO 1
33 CONTINUE

C
C NEGATIVE ACCUMULATION - SYMBOLS AS ABOVE

C
IG0=7
1 DO 10 J=1,N
D=(0.,0.)
IJ=J
DO 5 I=1,N
D=D+A(IJ)*B(I)
5 IJ=IJ+N
GO TO (6,7),IG0
6 C(J)=C(J)+D
GO TO 10
7 C(J)=C(J)-D
10 CONTINUE
RETURN
END

```
C
C ***** ANA PROGRAM *****
C
C   DIMENSION Y(30),VV(30)
C   COMMON AK,N,NL,NZ,NV,VV,MQ
C   COMPLEX CEXP,VV
C   TP=6.2831853
C
C   AK=RADIUS
C
C   AK=0.0024*TP
C
C   N=DIZIDEKI TOPLAM ELEMAN SAYISI
C
C   N=15
C
C   NV=DEGISKEN SAYISI (DIPOL BOYLARI + ARALIKLAR)
C
C   NV=29
C
C   Y(I)'NIN ILK BIRKAC ELEMANI DIPOL BOYLARINI, GERIYE KALANLAR ISE
C   DIZININ ORJINI OLARAK ALINAN ILK ELEMANA OLAN UZAKLIKLERDIR.
C   *** NOT *** Y(I) NIN BOYUTU METRE/DALGABOYU * (2*PI) DIR.
C
C   YY=0.1
C   DO 25 I=1,16
C   Y(I)=0.250*TP
C   Y(2)=0.240*TP
C   Y(3)=0.203*TP
C   DO 22 L=4,15
22  Y(L)=Y(3)
C   Y(16)=YY*TP
C   DO 26 I1=17,29
26  Y(I1)=Y(I1-1)+0.38*TP
C
C   VV(I) BESLEME GERILIMLERINI GOSTERIR.
C
C   DO 3 IJ=1,N
C   VV(IJ)=CMPLX(0.0,0.0)
3   CONTINUE
C   VV(2)=CMPLX(1.0,0.0)
C
C   H-DUZLEMI DIYAGRAMI MQ(DERECE) ADIMLARLA HESAPLANMAKTADIR.
C
C   MQ=1
C
C   ***** DATA SONU *****
C
C   NZ=N+1
C   NL=N-1
C   CALL ASCTFD(Y)
25  YY=YY+0.01
C   STOP
```

END

C

```
SUBROUTINE ASCTFD(Y)
COMPLEX Z,V,SS,DETERM,CEXP,TERM,AZ,ZMN,YJ,ZM1,VV
COMMON AK,N,NL,NZ,NV,VV,MQ
DIMENSION M(30),YZ(30),DZ(30),Z(150,150),V(50,1),SS(50,1),CS(30)
DIMENSION TE(200),PH(200),Y(30),VV(30)
REAL DAT(361)
BIG=0.0
M(1)=0
IER=1
DO 2 I=1,N
```

C

C

C

C

C

C

C

***** NOT *****

OPTIMIZASYON PROBLEMLERI ICIN MM=INT(Y(I)-0.571)+1

ANALIZ PROBLEMLERI ICIN MM=INT(Y(I)-0.571)+3

```
WRITE(*,*) 'I=',I
MM=INT(Y(I)-0.571)+1
M(I+1)=M(I)+MM
2 DZ(I)=Y(I)/FLOAT(MM)
MN=M(N+1)
DO 69 I=1,MN
69 V(I,1)=CMPLX(0.0,0.0)
DO 4 J=1,N
M22=M(J)+1
V(M22,1)=VV(J)
4 CONTINUE
YZ(1)=0.0
DO 3 J=1,NL
3 YZ(J+1)=Y(N+J)
DO 86 L=1,N
ZN=0.0
ML1=M(L)+1
ML2=M(L+1)
DO 81 I=ML1,ML2
ZM=0.0
DO 82 J=ML1,ML2
Z(I,J)=ZM1(ZM,ZN,DZ(L),AK)
WRITE(*,*) Z(I,J)
82 ZM=ZM+DZ(L)
81 ZN=ZN+DZ(L)
86 CONTINUE
WRITE(*,*) 'ZM1 DEN CIKTIM'
DO 74 K=1,NL
K1=K+1
ZN=-DZ(K)
```

```

MK1=M(K)+1
MK2=M(K+1)
DO 71 I=MK1,MK2
DO 73 L=K1,N
ZM=-DZ(L)
ML1=M(L)+1
ML2=M(L+1)
DO 72 J=ML1,ML2
SD=YZ(L)-YZ(K)
Z(I,J)=ZMN(ZM,ZN,DZ(L),DZ(K),SD)
WRITE(*,*) Z(I,J)
72 ZM=ZM+DZ(L)
73 CONTINUE
71 ZN=ZN+DZ(K)
74 CONTINUE
WRITE(*,*) 'ZMN DEN CIKTIM'
DO 64 K=2,N
K1=K-1
ZN=-DZ(K)
MN1=M(K)+1
MN2=M(K+1)
DO 61 I=MN1,MN2
DO 63 L=1,K1
ZM=-DZ(L)
ML1=M(L)+1
ML2=M(L+1)
DO 62 J=ML1,ML2
SD=YZ(K)-YZ(L)
Z(I,J)=ZMN(ZM,ZN,DZ(L),DZ(K),SD)
WRITE(*,*) Z(I,J)
62 ZM=ZM+DZ(L)
63 CONTINUE
61 ZN=ZN+DZ(K)
64 CONTINUE
WRITE(*,*) 'ZMN2 DEN CIKTIM'
CALL CSMIN(Z,MN,DETERM)
WRITE(*,*) 'CSMIN DEN CIKTIM'
CALL MULTPY (MN,MN,1,Z,V,SS)
WRITE(*,*) 'MULTPY DEN CIKTIM'
IF(IER.EQ.1) GO TO 93
LL=0
DO 11 LK=1,181,MQ
PC=0.0174583*FLOAT(LK-1)
PC=COS(PC)
AZ=CMPLX(0.0,0.0)
DO 44 J=1,N
YJ=CMPLX(0.0,PC*YZ(J))
TERM=CEXP(YJ)
CS(J)=TAN(0.5*DZ(J))
MC=M(J)+1
```

```
MB=M(J+1)
MA=MC+1
AZ=AZ+SS(MC,1)*TERM*CS(J)
IF(MA.GT.MB)GO TO 44
DO 45 I=MA,MB
45 AZ=AZ+SS(I,1)*2.0*TERM*CS(J)
44 CONTINUE
LL=LL+1
TE(LL)=CABS(AZ)
DAT(LL)=TE(LL)
DAT(360-LL)=TE(LL)
IF(TE(LL).GT.BIG)BIG=TE(LL)
PH(LL)=ATAN2(AIMAG(AZ),REAL(AZ))/0.0174533
11 CONTINUE
DO 400 IM=1,361
400 WRITE(6,1000) DAT(IM)
1000 FORMAT(2X,E14.6)
93 DO 43 I=1,NV
Y(I)=Y(I)/6.2831853
43 CONTINUE
WRITE(6,110)
DO 90 I=1,N
90 WRITE(6,111) I,Y(I)
WRITE(6,115)
DO 91 I=NZ,NV
91 WRITE(6,112) I,Y(I)
112 FORMAT(5X,'Y(',I2,') =',F6.4)
111 FORMAT(5X,'Y(',I2,') =',F6.4)
110 FORMAT(5X,'YARI ELEMAN BOYLARI',/)
115 FORMAT(/,5X,'ELEMAN ARALIKLARI',/)
IF(IER.EQ.1) GO TO 97
WRITE(6,892)
892 FORMAT(5X,'ELEMANLAR UZERINDEKI AKIM DAGILIMI ')
DO 49 K=1,N
MK1=M(K)+1
MK2=M(K+1)
WRITE(6,895)
WRITE(6,888)K
888 FORMAT(5X,12,'.ELEMAN UZERINDEKI AKIM'/)
DO 50 NZ=MK1,MK2
WRITE(6,999) SS(NZ,1)
999 FORMAT(5X,2E14.6)
50 CONTINUE
49 CONTINUE
WRITE(6,895)
895 FORMAT(1X,/)
WRITE(6,893)
893 FORMAT(5X,'BESLEME NOKTALARINDAKI GIRIS EMPEDANSLARI'//)
97 DO 51 J=1,N
M22=M(J)+1
IF(CABS(V(M22,1)).EQ.0.0)GO TO 51
```



```
AZ=V(M22,1)/SS(M22,1)
WRITE(6,894)J,AZ
894 FORMAT(5X,12,'.ELEMANIN GIRIS EMPEDANSI =',2E14.6//)
51 CONTINUE
IF(IER.EQ.1) GO TO 98
WRITE(6,891)
891 FORMAT(5X,'NORMALIZE E--ALANI DIYAGRAMI '///)
LM=0
DO 95 L=1,LL
TE(L)=TE(L)/BIG
LM=LM+MQ
95 CONTINUE
WRITE(6,890)BIG
890 FORMAT(5X,'NORMALIZASYON SABITI =',F15.5//)
CALL PLOT1(DAT)
98 RETURN
END
```

C
C
C
C
C
C
C

```
FUNCTION ZMN(ZM1,ZN1,DZM,DZN,R)
```

```
BASLANGIC NOKTALARINI ZN1 VE ZM1 DE ALARAK ARALARINDAKI UZAKLIK
R VE BOYLARI DZM VE DZN OLAN IKI ELEMEN ARASINDAKI ORTAK
EMPEDANSI HESAPLAR.
```

```
*** NOT *** TUM BOYUTLAR (2*PI) ILE CARPILMISTIR.
```

```
COMPLEX ZMN
```

```
DIMENSION A(9),U(9),V(9),SU(9),SV(9),CU(9),CV(9),C(9),S(9),SP(9),
*SN(9),CN(9),CP(9)
```

```
N=1
```

```
IF (ZM1.EQ.-DZM) N=2
```

```
CC=2.0*COS(DZM)
```

```
RR=R*R
```

```
ZN=ZN1
```

```
DO 1 I=1,3
```

```
ZM=ZM1
```

```
DO 2 J=1,3
```

```
A(3*(I-1)+J)=ZN-ZM
```

```
2 ZM=ZM+DZM
```

```
1 ZN=ZN+DZN
```

```
ZMN=CMPLX(0.0,0.0)
```

```
GO TO 6
```

```
10 ZN=ZN1
```

```
N=3
```

```
DO 4 I=1,3
```

```
ZM=ZM1
```

```
DO 5 J=1,3
```

```
A(3*(I-1)+J)=ZN+ZM
```

```
5 ZM=ZM+DZM
```

```
4 ZN=ZN+DZN
```

```
6 DO 3 I=1,9
```

```
IF (A(I).LT.0.0)GO TO 21
```

```
U(I)=SQRT(RR+A(I)*A(I))+A(I)
```

```
V(I)=RR/U(I)
```

```
GO TO 22
```

```
21 V(I)=SQRT(RR+A(I)*A(I))-A(I)
```

```
U(I)=RR/V(I)
```

```
22 CALL SICI(SI,CI,U(I))
```

```
SU(1)=SI
CU(1)=CI
CALL SICI(SI,CI,V(1))
SV(1)=SI
CV(1)=CI
SP(1)=SU(1)+SV(1)
SN(1)=SU(1)-SV(1)
CP(1)=CU(1)+CV(1)
CN(1)=CU(1)-CV(1)
```

```
3 CONTINUE
C(1)=COS(A(1))
C(2)=COS(A(2))
C(3)=COS(A(3))
C(7)=COS(A(7))
C(8)=COS(A(8))
C(9)=COS(A(9))
S(1)=SIN(A(1))
S(2)=SIN(A(2))
S(3)=SIN(A(3))
S(7)=SIN(A(7))
S(8)=SIN(A(8))
S(9)=SIN(A(9))
RL=C(1)*(CP(1)-CP(4))-S(1)*(SN(4)-SN(1))+C(3)*(CP(3)-CP(6))-S(3)*
*(SN(6)-SN(3))+C(7)*(CP(7)-CP(4))-S(7)*(SN(4)-SN(7))+C(9)*(CP(9)
*-CP(6))-S(9)*(SN(6)-SN(9))-CC*(C(2)*(CP(2)-CP(5))-S(2)*(SN(5)
*-SN(2))+C(8)*(CP(8)-CP(5))-S(8)*(SN(5)-SN(8)))
AG=C(1)*(SP(4)-SP(1))-S(1)*(CN(4)-CN(1))+C(3)*(SP(6)-SP(3))-S(3)*
*(CN(6)-CN(3))+C(7)*(SP(4)-SP(7))-S(7)*(CN(4)-CN(7))+C(9)*(SP(6)
*-SP(9))-S(9)*(CN(6)-CN(9))-CC*(C(2)*(SP(5)-SP(2))-S(2)*(CN(5)
*-CN(2))+C(8)*(SP(5)-SP(8))-S(8)*(CN(5)-CN(8)))
ZMN=CMPLX(RL,AG)*15.0/(SIN(DZN)*SIN(DZM))+ZMN
IF(N.EQ.2.OR.N.EQ.3)RETURN
GO TO 10
END
```

```
C
SUBROUTINE CSMIN(A,N,DETERM)
C
C VERILEN BIR KARE MATRISIN INVERSINI ALIR.
```

```
C
COMPLEX A,PIVOT,AMAX,T,SWAP,DETERM,U,CONJ,CMPLX
DIMENSION IPIVOT(150),INDEX(150,2),A(150,150),PIVOT(150)
DETERM=CMPLX(1.0,0.0)
DO 20 J=1,N
20 IPIVOT(J)=0
DO 600 I=1,N
AMAX=CMPLX(0.0,0.0)
DO 105 J=1,N
IF(IPIVOT(J)-1) 60,105,60
60 DO 100 K=1,N
IF(IPIVOT(K)-1) 80,100,740
80 TEMP=AMAX*CONJ(AMAX)-A(J,K)*CONJ(A(J,K))
```

```
      IF(TEMP)85, 85, 100
85    IROW=J
      ICOLUM=K
      AMAX=A(J,K)
100   CONTINUE
105   CONTINUE
      IPIVOT(ICOLUM)=IPIVOT(ICOLUM)+1
      IF(IROW-ICOLUM) 140,260,140
140   DETERM=-DETERM
      DO 200 L=1,N
      SWAP=A(IROW,L)
      A(IROW,L)=A(ICOLUM,L)
200   A(ICOLUM,L)=SWAP
260   INDEX(1,1)=IROW
      INDEX(1,2)=ICOLUM
      PIVOT(1)=A(ICOLUM,ICOLUM)
      DETERM=DETERM*PIVOT(1)
      TEMP=PIVOT(1)*CONJ(PIVOT(1))
      IF(TEMP) 330,720,330
330   A(ICOLUM,ICOLUM)=CMPLX(1.0,0.0)
      DO 350 L=1,N
      U=PIVOT(1)
350   A(ICOLUM,L)=A(ICOLUM,L)/U
380   DO 550 L1=1,N
      IF(L1-ICOLUM) 400,550,400
400   T=A(L1,ICOLUM)
      A(L1,ICOLUM)=CMPLX(0.0,0.0)
      DO 450 L=1,N
      U=A(ICOLUM,L)
450   A(L1,L)=A(L1,L)-U*T
550   CONTINUE
600   CONTINUE
      DO 710 I=1,N
      L=N+1-I
      IF(INDEX(L,1)-INDEX(L,2)) 630,710,630
630   JROW=INDEX(L,1)
      JCOLUM=INDEX(L,2)
      DO 705 K=1,N
      SWAP=A(K,JROW)
      A(K,JROW)=A(K,JCOLUM)
      A(K,JCOLUM)=SWAP
705   CONTINUE
710   CONTINUE
      RETURN
720   WRITE(6,730)
730   FORMAT(5X,'MATRIX IS SINGULAR '//)
740   RETURN
      END
```

```
C
      FUNCTION CONJ(ZZ)
      COMPLEX ZZ,CONJ
      CONJ=CMPLX(REAL(ZZ),-AIMAG(ZZ))
      RETURN
      END
```

C

C BU PROGRAM POLAR GRAFIK ÇIZER

C

```
SUBROUTINE PLOT1(DAT)
  INTEGER LINE(360)
  CHARACTER LINE1(131)
  CHARACTER*1 BLANK,STAR,DASH,VDASH,ORIGIN
  REAL DAT(400)
  BLANK=' '
  STAR='.'
  DASH='-'
  VDASH='|'
  ORIGIN='0'
  DELTA1=1.E-07
  DELTA2=1.E-06
  AMAX=DAT(1)
  AMIN=DAT(1)
  DO 20 I=2,360
    IF(DAT(I).LT.AMIN) AMIN=DAT(I)
20  IF(DAT(I).GT.AMAX) AMAX=DAT(I)
    IF((AMAX-AMIN).GT.1.E-06)GO TO 23
  WRITE(6,4) AMAX
4  FORMAT(7X,'NO PLOT PLOT GENERATED - - ALL VALUES EQUAL',F10.5)
  RETURN
23 CONTINUE
  WRITE(6,21)
21  FORMAT('1',50X,'TABLE OF DATA PLOTTED',/)
  WRITE(6,22)
22  FORMAT(' ',5('ANGLE',2X,'VALUE OF R '), 'ANGLE',2X,'VALUE OF R')
  DO 8 I=1,60
    J=I+60
    K=J+60
    L=K+60
    M=L+60
    N=M+60
8   WRITE(6,16)I,DAT(I),J,DAT(J),K,DAT(K),L,DAT(L),M,DAT(M),N,DAT(N)
16  FORMAT(' ',5(13,1X,E14.7,2X),13,1X,E14.7)
  WRITE(6,2)AMAX,AMIN
2   FORMAT(////,' MAXIMUM VALUE OF R=',G14.7,/, ' MINIMUM VALUE OF R=',
  *G14.7,/)
  AMIN=AMIN/ABS(AMAX)
  DO 10 I=1,360
    DAT(I)=DAT(I)/ABS(AMAX)
    IF(DAT(I).LE.(AMIN+DELTA1))WRITE(6,61) I
    IF(DAT(I).GE.(1.-DELTA2))WRITE(6,62) I
61  FORMAT(' MINIMUM VALUE OCCURS AT ANGLE=',I4)
62  FORMAT(' MAXIMUM VALUE OCCURS AT ANGLE=',I4)
10  CONTINUE
  WRITE(6,1)
1   FORMAT(////,' ',56X,'POLAR PLOT,NORMALIZED',/)
  CONV=3.14159265/180.
  DO 30 I=1,360
    Y=ABS(DAT(I))*SIN(I*CONV)
```

```
30 LINE(I)=39.5-Y*38.  
DO 33 LL=1,131  
33 LINE1(LL)=BLANK  
LINE1(66)=VDASH  
DO 40 J=1,77  
IF(J.NE.39)GO TO 60  
DO 100 NN=1,131  
100 LINE1(NN)=DASH  
60 CONTINUE  
DO 50 I=1,360  
IF(LINE(I).NE.J)GO TO 50  
X=ABS(DAT(I))*COS(I*CONV)  
K=66.5+X*65.  
LINE1(K)=STAR  
50 CONTINUE  
IF(J.EQ.39)LINE1(66)=ORIGIN  
WRITE(6,3)(LINE1(L),L=1,131)  
3 FORMAT(' ',131A1)  
DO 120 L=1,131  
120 LINE1(L)=BLANK  
LINE1(66)=VDASH  
40 CONTINUE  
RETURN  
END
```

EK - F

GIRIS PARAMETRELERI

N= 5SEGMENT
L= .10000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

Z(1,N) EMPEDANS MATRISININ BIRINCI SATIRI

N	REAL	IMAGINERY
1	-1.5778650E+01	6.7921910E+04
2	-1.5753830E+01	-2.9247390E+04
3	-1.5679300E+01	-3.3015710E+03
4	-1.5555650E+01	-9.7483440E+02
5	-1.5383690E+01	-4.2430080E+02

N	AKIM DAGILIMI	
	GENLIK	FAZ
1	7.9149360E-04	8.9539920E+01
2	1.4926850E-03	8.9639770E+01
3	2.3761010E-03	8.9750490E+01
4	1.4926850E-03	8.9639770E+01
5	7.9149360E-04	8.9539920E+01

ZIN = 1.83275200 -420.85350000

EK - G

GIRIS PARAMETRELERI

N= 10SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = 467.56930000 327.53370000

GIRIS PARAMETRELERI

N= 20SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = 148.13830000 7.28587100

GIRIS PARAMETRELERI

N= 30SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = 99.65019000 -6.13854500

GIRIS PARAMETRELERI

N= 40SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = 85.94209000 -.80201570

GIRIS PARAMETRELERI

N= 50SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = 81.44247000 5.18344400

GIRIS PARAMETRELERI

N= 60SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500

ZIN = 80.01595000 9.51457400

GIRIS PARAMETRELERI

N= 70SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = 79.68300000 12.37140000

GIRIS PARAMETRELERI

N= 80SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = 79.70827000 14.12914000

GIRIS PARAMETRELERI

N= 90SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = 79.82100000 15.13735000

GIRIS PARAMETRELERI

N=100SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = 79.95448000 15.76828000

GIRIS PARAMETRELERI

N=110 PARCA
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = .800645E+02 .161075E+02

GIRIS PARAMETRELERI

N=120SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = .801646E+02 .163373E+02

GIRIS PARAMETRELERI

N=130SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = .802738E+02 .165879E+02

GIRIS PARAMETRELERI

N=140SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = .803386E+02 .166435E+02

GIRIS PARAMETRELERI

N=150SEGMENT
L= .47000 LAMDA
A= .00500 LAMDA

ZIN = .804147E+02 .167595E+02

EK - H

DIPOLUN YARICAPI A = .00500 LAMDA
DIPOLUN YARI BOYU Y = .23500 LAMDA

DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 1	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .612239E+02	.236671E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 3	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .704110E+02	.393606E+00
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 5	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .721260E+02	.146527E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 7	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .732062E+02	.231618E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 9	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .739075E+02	.298439E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 11	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .744440E+02	.349805E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 13	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .748650E+02	.391405E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 15	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .752230E+02	.427718E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 17	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .754871E+02	.461592E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 19	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .758217E+02	.470824E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 21	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .760041E+02	.502730E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 23	DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN = .761429E+02	.537402E+01

DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 25		
DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN =	.765176E+02	.504402E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 27		
DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN =	.766653E+02	.536122E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 29		
DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN =	.766940E+02	.594605E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 31		
DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN =	.769070E+02	.562799E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 33		
DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN =	.773293E+02	.499063E+01
DIPOL UZERINDE ALINAN PARCALI SINUS PS = 35		
DIPOLUN GIRIS EMPEDANSI ZIN =	.771419E+02	.597285E+01



ÖZGEÇMİŞ

Haydar KAYA, 1.1.1963 yılında Trabzon'un Çaykara İlçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Trabzon'da, sırasıyla Ülkü İlkokulu ve Cumhuriyet Ortaokulu'nda tamamladı. 1980 yılında Trabzon Lisesinden mezun oldu. Aynı yıl K.T.Ü. Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümüne girdi. 1985 yılında bu bölümden Elektronik Mühendisi ünvanıyla mezun oldu. Aynı yıl K.T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. 1985 yılında K.T.Ü. Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü Elektronik Anabilim dalına araştırma görevlisi olarak atandı ve halen aynı görevi sürdürmektedir.

Y. S.
Yükseköğretim Kurulu
Dokümantasyon Merkezi