

9.7.98 Uygundur.
(Signature)

75079

GÖMÜLÜ KOMPOZİT CİSİMLERDEN SAÇILAN
ALANLARIN HESABI İÇİN YENİ BİR YARI
ANALİTİK YAKLAŞIM

DOKTORA TEZİ

Y. Müh. Kerim Algu ÇAKIR

75079

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 10 Şubat 1998

Tezin Savunulduğu Tarih : 30 Haziran 1998

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Bingül YAZGAN

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. İnci AKKAYA

Prof. Dr. İbrahim AKDUMAN

Prof. Dr. Selim ŞEKER

Doç. Dr. Gülbin DURAL

(Signatures of Prof. Dr. İnci AKKAYA, Prof. Dr. İbrahim AKDUMAN, Prof. Dr. Selim ŞEKER, and Doç. Dr. Gülbin DURAL)

HAZİRAN 1998

TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÖNSÖZ

Tezimin hazırlanması sırasında yardımlarını esirgemeyen değerli danışmanım Prof. Dr. Bingöl YAZGAN'a ve şimdiye kadar bana emekleri geçmiş diğer öğretmenlerime teşekkür ederim.

Öğretim hayatımda bu seviyeye dek yükselmemdeki destekleri tartışılmaz olan babam MEHMET OKTAR ÇAKIR ve annem SUNA ÇAKIR'a minnettarlığımı ifade ederim .

Bu tezi oğlum MEHMET TALHA ÇAKIR'a ithaf ediyorum

Şubat 1998

İÇİNDEKİLER

SEMBOL LİSTESİ	iv
ŞEKİL LİSTESİ	v
ÖZET	vii
SUMMARY	viii
BÖLÜM 1 GİRİŞ	1
1.1 Konunun Tanıtılması	1
1.2 Gömülü bir cisimden saçılma problemine yaklaşımlar	3
1.3 Tezde saçılan alanın çözümünde kullanılan yöntemler	6
BÖLÜM 2 GÖMÜLÜ CİSİMDEN SAÇILMA PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ	9
2.1 İndüksiyon akımlarının hesaplanması	9
2.1.1 Saçıcı yarım uzayında Green fonksiyonunun hesabı	13
2.1.2 $I_D(r, \Delta S_d)$ ve $I_C(r, \Delta L_c)$ integrallerinin hesaplanması	20
2.1.3 Lineer Denklem Takımının Oluşturulması	24
2.2 Gözlemci uzayında saçılan alanın hesaplanması	27
BÖLÜM 3 SAYISAL UYGULAMALAR	31
3.1 Derinlik ve aydınlatma açısının etkileri	32
3.1.1 Derinliğin etkisi	34
3.1.2 Aydınlatma açısının etkisi	35
3.2 Çeşitli saçıcı geometrileri için sayısal uygulamalar	37
3.2.1 Dikdögen kesitli saçıcılar	37
3.2.1 Birden fazla elips kesitli saçıcı olması durumu	40
BÖLÜM 4 SONUÇLAR VE ÖNERİLER	49
4.1 Sonuçlar	49
4.2 Öneriler	52
KAYNAKLAR	54
EK-A	57
ÖZGEÇMİŞ	62

SEMBOL LİSTESİ

E	Elektrik alan şiddeti
G	Green fonksiyonu
H	Hankel fonksiyonu
r	Konum vektörü
T_{12}	Kırılma katsayısı
J	İndüksiyon akımı
ϵ_r	Bağıl dielektrik sabiti
I_C	Elementer parça üzerindeki çizgisel integral
I_D	Elementer parça üzerindeki yüzeysel integral
R	Yansıma katsayısı
l	Elementer çizgi boyu
ϕ	Elementer çizginin konumsal açısı
σ	Konum vektörü
λ	Dalga boyu
k	Dalga sayısı
τ	İntegral değişkeni
ω	Açısal frekans
Ω	Geliş açısı

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1	Problem geometrisi
Şekil 1.2	Saçıcı yarım uzayında Green fonksiyonun tanımı
Şekil 2.1	Problem geometrisi
Şekil 2.2	Green foksionları
Şekil 2.3	Yarım uzay Green fonksiyonu
Şekil 2.4	$H_0^2(kr)$ ile G_D nin karşılaştırılması
Şekil 2.5	G_D ile G_Y nin karşılaştırılması
Şekil 2.6	T nin derinliğe göre değişimi
Şekil 2.7	Çizgisel integral geometrisi
Şekil 2.8	Kompleks integral yolu
Şekil 2.9	Yüzeysel integral geometrisi
Şekil 2.10	MOM hata vektörü
Şekil 2.11	Gözlem uzayında saçılma geometrisi
Şekil 3.1.	Gözlem geometrisi
Şekil 3.2	Dairesel saçıcının hücrese geometrisi
Şekil 3.3	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 0.5λ ve λ
Şekil 3.4	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 1.5λ ve 2λ
Şekil 3.5	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 4λ ve 6λ
Şekil 3.6	Saçılan alan güç eğrileri
Şekil 3.7	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 2λ
Şekil 3.8.	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 2λ
Şekil 3.9	Dikdörtgen kesitli saçıcı
Şekil 3.10	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 0.5λ
Şekil 3.11	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 0.75λ
Şekil 3.12	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: λ
Şekil 3.13	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 0.75λ

Şekil 3.14	Elips kesitli saçıcı	41
Şekil 3.15	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: λ ve aydınlatma:0	41
Şekil 3.16	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: λ ve aydınlatma:0	42
Şekil 3.17	İndüksiyon akım dağılımı , derinlik: λ ve R: 0.8λ	44
Şekil 3.18	İndüksiyon akım dağılımı , derinlik: λ ve R: 3λ	44
Şekil 3.19	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: λ ve R: 3λ	45
Şekil 3.20	Saçılan alan güç eğrileri , referans derinlik: λ	46
Şekil 3.21	Saçılan alan güç eğrileri , referans derinlik: λ	46
Şekil 3.22	Saçılan alan güç eğrileri , referans derinlik: λ	47
Şekil 3.22	Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: λ	48
Şekil 4.1	Dairesel iletken saçıcı için [12] ile karşılaştırma eğrileri	50
Şekil 4.2	Dairesel iletken saçıcı için [12] ile karşılaştırma eğrileri	51
Şekil A.1	Direk terimin çizgisel İntegral geometrisi	57
Şekil A.2	Yansıyan terimin çizgisel integral geometrisi	58

ÖZET

GÖMÜLÜ KOMPOZİT CİSİMLERDEN SAÇILAN ALANLARIN HESABI İÇİN YENİ BİR YARI-ANALİTİK YAKLAŞIM

Gömülü cisimlerden elektromagnetik (E.M.) saçılma problemi gerek askeri gerekse ticari uygulamaları olan ve daima güncelliğini koruyan bir konudur . Konunun uygulama sahası kapsamında ; yer altı tünelleri , maden arama veya elektrik güç hatlarının yerlerinin tesbiti gibi örnekler verilebilir . Tezde teorik bir çalışmayla dielektrik bir yarım uzaya gömülü kompozit cisimlerden E.M. saçılma problemi için yarı-analitik bir çözüm metodu geliştirilmiştir . Bu metod frekans domeninde tanımlı olup kompozit yapılardan saçılma problemini iki boyutlu uzayda analiz etmektedir . Tezde sunulan çözüm yöntemi Moment Metodu (MOM) yaklaşımı haricinde saçıcının fiziksel yapısına ve problemin geometrisine ait bir kısıtlama içermemektedir . Tezde MOM gibi nümerik bir yöntem kullanılmasının sebebi ; çözüm metodunun şekilsiz kesit yüzeyine sahip silindirik cisimleride kapsıyacak şekilde genelleştirilmesinin amaçlanmasıdır .

Tezde saçılma problemi iki adımda çözülmektedir . İlk adımda düzlemsel dalgayla aydınlatılan saçıcılar üzerindeki indüksiyon akımları MOM yaklaşımı altında hesaplanır . Bu yaklaşımda en önemli konu , yarım uzay Green fonksiyonlarının hesaplanmasıdır . Tezde yarım uzay Green fonksiyonlarının tanımlanan ifadesinde ve hesaplanmasında silindirik kaynakların spektral ifadeleri kullanılarak yarım uzay Green fonksiyonu düzlemsel dalgaların integrasyonu olarak ifade edilmektedir . Bu sayede indüksiyon akımlarının hesaplanmasında elementer saçıcıların birbirlerine nazaran konumsal açılarının etkileri hesaba katılmaktadır . Bu yeni yarı analitik yaklaşım benzer teorik çalışmalarla karşılaştırdığında indüksiyon akımlarını saçıcı geometrisinden ve tanım uzayından bağımsız olarak daha doğru hesaplayabilme imkanı vermektedir . Daha önce çeşitli araştırmacıların yaptığı çalışmalarda konumsal etkileri ifade edecek bu tarz bir iyileştirmeye rastlanmamıştır . İndüksiyon akımlarının belirlenmesini takiben , ikinci adımda ; bu kaynak akımlarının gözlemci yarı uzayında neden oldukları saçılan alan değerleri hesaplanmaktadır . Bu hesaplamada iki parçalı uzay için Green fonksiyonu yine düzlemsel dalgaların integrasyonu olarak ifade edilip , saçıcı yarım uzay Green fonksiyonunun hesaplanmasıyla aynı temele dayandırılmaktadır . Tezde sunulan çözüm metodunda yakın veya uzak alan hesaplamaları için bir kısıtlama olmamakla birlikte gözlem uzayında saçılan E.M alan , uzak alan yaklaşımı altında , asimtotik bir çözüm kullanılarak hesaplanmıştır .

Tezde geliştirilen bu yarı analitik metod sonuç bölümünde geniş ve kapsamlı sayısal örnekler için kullanılmıştır . Tezdeki bu örneklerin sonuçları literatürde farklı yöntemler kullanılarak elde edilen ve referans kabul edilen sayısal sonuçlarla karşılaştırılarak tezdeki çözüm metodunun doğruluğu gösterilmiştir .

Sonuç olarak tezde , dielektrik yarı uzay içinde gömülü olan kompozit cisimlerden saçılan E.M. alanın hesabı MOM hariç hiçbir yaklaşıklık kullanılmadan yeni bir yarı analitik yaklaşıma dayanan yöntemle gerçekleştirilmiştir .

SUMMARY

A New Semi-Analytical Approach For Electromagnetic Scattering from Buried Composite Objects

The detection and identification of buried objects using electromagnetic wave has attracted increasing interest for military or commercial applications . In the forward scattering problem , most of the theoretical work in the literature is based on the integral equation approach to formulate the boundary value problem . Furthermore the application of Green theorem is combined with the extended boundary conditions method for evaluation of electromagnetic scattering from buried cylindrical objects. In this thesis , a semi-analytical method has been developed to calculate scattered field from buried arbitrary shaped composite cylindrical objects with dielectric and perfect conducting parts . The method expresses half-space Green function using the spectral representation of the cylindrical source in the two dimensional space and use Moment Method to obtain direct numerical solution of problems .The geometry of problem is shown in Fig 1.

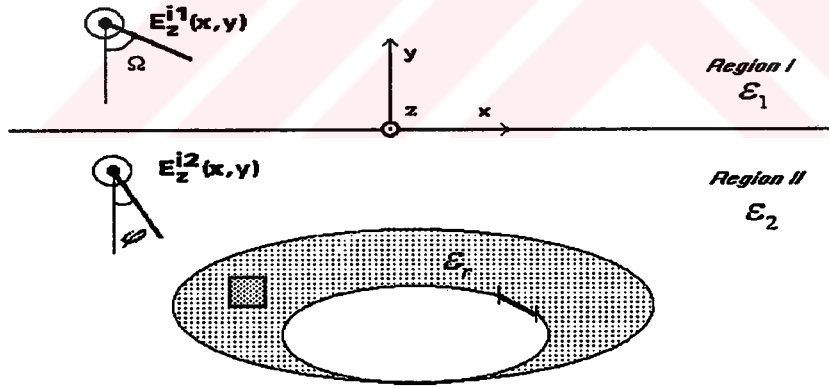


Figure 1 Geometry of the problem

Region I and II have the same magnetic homogeneous $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m but different dielectric constants , ϵ_1 and ϵ_2 respectively . The interface between region I and II is assumed to be smooth . The composite cylindrical object is illuminated by horizontally polarized transverse magnetic (TM) plane wave . The procedure to solve this specific problem can be summarized in two stages . The first stage is calculation of induced currents on the composite cross-section . The second stage is calculation of scattered field using the obtained currents in the first stage . The time dependence $\exp(j\omega t)$ is also suppressed in the analysis .

The horizontal polarized incident plane wave is refracted toward from region I to II by Snell's Law .

$$E_z^{i2}(x,y) = T_{12} \cdot \exp(-i.k_2.(x.\sin\varphi - y.\cos\varphi)) \quad (1)$$

The illumination results in induced current on the objects . The current distribution will then produce scattered field which is expressed by following integral equation .

$$E_z^s(r) = -j.k_2.\eta_2 \cdot \int_c J_c(r').G_2(r,r').dr' + k_2^2 \cdot \iint_s (\epsilon_r - 1).E(r').G_2(r,r').dr' \quad (2)$$

Where , the first term on the left-hand side represents scattered field of induced currents on conducting parts . The second term represents scattered field of induced current on dielectric parts . The integral equation can be converted to linear system by dividing composite surface into unit lines or cells.. In the case where MOM is applied under the boundary condition on dielectric cells and conducting lines to calculate the induced currents , the matrix form of the linear system is obtained as follows.

$$\begin{aligned} p &= 1.....M \quad , \quad r_p \in [\text{dielectric} - \text{cell}] \\ q &= 1.....N \quad , \quad r_q \in [\text{conducting} - \text{line}] \end{aligned}$$

$$\begin{bmatrix} A_{p,d} & B_{p,c} \\ C_{q,d} & D_{q,c} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e_d \\ J_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_d^i \\ e_c^i \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$A_{p,d} = \delta(p-d) - k_2^2 . (\epsilon_r - 1) . I_D(r_p, \Delta S_d)$$

$$B_{p,c} = j.k_2^2 . \eta_2 . I_C(r_p, \Delta L_c)$$

$$C_{q,d} = -k_2^2 . (\epsilon_r - 1) . I_D(r_q, \Delta S_d)$$

$$D_{q,c} = j.k_2^2 . \eta_2 . I_C(r_q, \Delta L_c)$$

Where , e_d and J_c for each unit on the composite cross-section can be calculated by solution of the linear system . Therefore , the source currents , J_c and $J_d = (\epsilon_r - 1).e_d$ can be obtained . The fundamental analysis procedure is given as above . However , the thesis has a different method in comparison with classic Green function theory to calculate the integral equations $I_D(r, \Delta S_d)$ and $I_C(r, \Delta L_c)$.

$$I_D(r, \Delta S_d) = \int \int_{\Delta S} G_2(r, r'). dr' \quad (4a)$$

$$I_C(r, \Delta L_c) = \int_{\Delta L} G_2(r, r') \cdot dr' \quad (4b)$$

In this method, $G_2(r, r')$ denotes half space Green function. $G_2(r, r')$ is described as superposition of direct term that is the free space Green function, and reflected term that represents the effect of interface. Essential approach of the study is based on the free-space Green function expressed as integration of plane waves by using spectral representation of cylindrical source. Free space Green function is written as

$$G_D(r, r') = \frac{-j}{4} \cdot H_0^2(r, r') = \frac{-j}{4\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} \exp(-jk \cdot ((x-x') \cdot \cos \tau + |y-y'| \cdot \sin \tau)) \quad (5)$$

Where , $r = r(x, y)$ and $r' = r'(x', y')$ are space vectors .The plane wave expression can be accepted as the basic function for the next steps of the calculation . The reflected term that is total effect of refracted plane wave from interface , can be formulated by using the concept in Eq (5) .

$$G_2(r, r') = \frac{-j}{4 \cdot \pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} \exp(-j \cdot k_2 \cdot ((x-x') \cdot \cos \tau + |y-y'| \cdot \sin \tau) + R(\tau) \cdot \exp(-j \cdot k_2 \cdot ((x-x') \cdot \cos \tau - (y+y') \cdot \sin \tau)) \cdot d\tau \quad (6)$$

Where $R(\tau)$ is reflection coefficient . Other variables are shown in Fig . 2

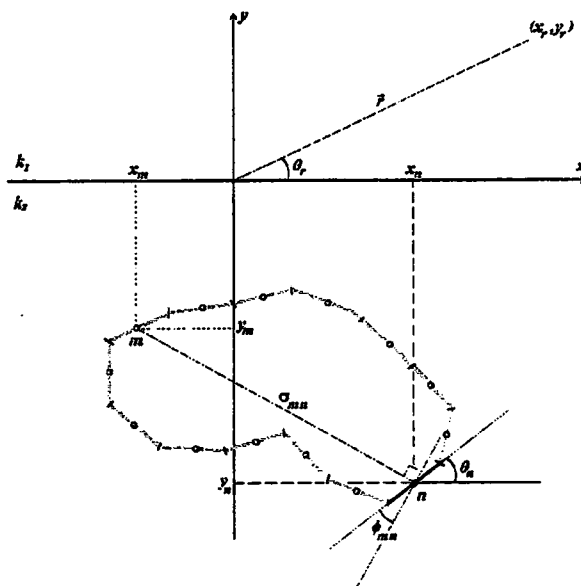


Figure 2 The geometry of the line integral

Therefore the most important part of analysis is completed . In the calculation of the line integral $I_c(r, \Delta L_c)$, relative angles of the elementary source lines are taken into consideration , thus the accuracy of analysis will be improved .

$$I_{mn}^c = -\frac{jI_n}{4\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} R(\tau) \cdot \exp(j.k_2.(x_n - x_m) \cdot \cos\tau + (y_n + y_m) \cdot \sin\tau) \cdot \sin c\left(\frac{k_2 I_n}{2} \cdot \cos(\theta_n - \tau)\right) + \exp(-j.k_2 \cdot \sigma_{mn} \cdot \sin\tau) \cdot \sin c\left(\frac{k_2 I_n}{2} \cdot \cos(\tau + \phi_{mn})\right) d\tau \quad (7)$$

This is , of course , valid for surface integration on elementary dielectric cells because this surface integral can also be calculated by using the line integrals . This calculation procedure doesn't include any restriction for the physical size of scatter .

After clarifying the calculation of the current sources , the scattered field at any point in region I can be specified by the following equation .

$$E_z^{s1}(r) = -j\omega \cdot \mu_o \left(\sum_{n=1}^N J_n \cdot \int_{\Delta C_n} G_{21}(r, r') \cdot dr' + \sum_{m=1}^M J_m \cdot \int_{\Delta S_m} G_{21}(r, r') \cdot dr' \right) \quad (8)$$

Where , J_n and J_m are source currents on the cylindrical object , $G_{21}(r, r')$ is the Green function for region I . $G_{21}(r, r')$ is expressed as the integration of refracted plane-wave from region II to I by using the same approach in Eq (5) .

$$G_{21}(r, r') = -\frac{j}{4\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} T(\tau) \cdot \exp(j.k_1.(x' \cdot \cos\tau + y' \cdot \sin\tau)) \cdot \exp(-j.(x.k_1 \cdot \cos\tau + y.\sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2\tau})) \cdot d\tau \quad (9)$$

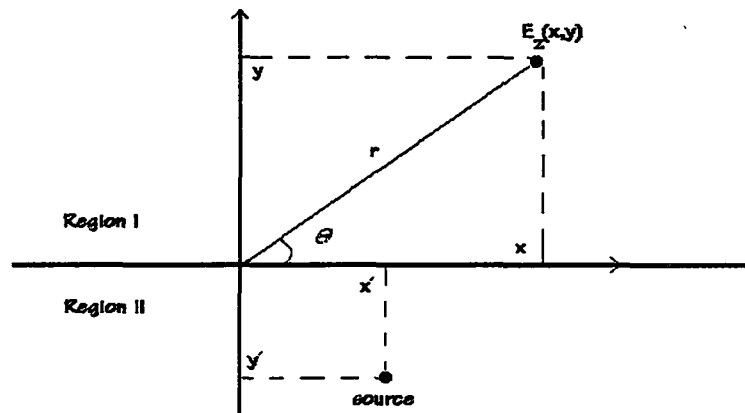


Figure 3 The geometry of receiver

Where , $r = \bar{r}(\rho, \theta)$ is space vector , (x', y') is the location of source point and $T(\tau)$ is refraction coefficient . At large distances from the source , the asymptotic expansion technique can be used for $G_{21}(r, r')$. This case is , of course , a restriction with the condition of $k_1 \cdot |r| \gg \lambda$. If the space vectors are defined as $r = \bar{r}(\rho, \theta)$ and $r' = \bar{r}(x', y')$, the following equation can be obtained .

$$G_{21}(r, r') = \int_P g(\tau, x', y') \cdot \exp(r \cdot w(\tau, \theta)) \cdot d\tau \quad (9)$$

$$g(\tau, x', y') = \frac{2 \cdot k_2 \cdot \sin \tau}{\pi \cdot (k_2 \cdot \sin \tau + \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2 \tau})} \cdot \exp(j \cdot k_2 \cdot (x' \cdot \cos \tau + y' \cdot \sin \tau))$$

$$w(\tau, \theta) = -j \cdot (k_2 \cdot \cos \theta \cdot \cos \tau + \sin \theta \cdot \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2 \tau})$$

Where $g(\tau)$ and $w(\tau, \theta)$ are analytic functions of the complex variable τ along a path of integration with endpoints at infinity , and where the large parameter r is assumed to be positive . Suppose that at the point τ_0 on the path , $\text{Re}[w(\tau, \theta)]$ has a maximum value . Since r is very large , it follows that $|\exp[r \cdot w(\tau, \theta)]|$ likewise has a maximum at τ_0 and decreases very rapidly away from τ_0 . It is then suggestive to approximate $G_{21}(r, r')$ only by path contribution from the vicinity of τ_0 , since the contribution from the remainder of the path will be exponentially small in comparison . If $g(\tau)$ is regular and slowly varying in the vicinity of τ_0 , it can be approximated there by $g(\tau_0)$ and taken outside the integrated in Eq (9) , thereby leaving in the integrated only the exponential . The function $g(\tau)$ has no singularity near an isolated first-order saddle point τ_0 of $w(\tau)$, where $g'(\tau_0) = 0$, $g''(\tau_0) \neq 0$. If $g(\tau) = j \cdot \bar{g}(\tau)$, with $\bar{g}$ denoting a real function of τ and τ_0 is real , the asymptotic approximation of $G_{21}(r, r')$ is written as ;

$$G_{21}(r, r') \approx g(\tau_0) \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2 \cdot r \cdot |w''(\tau_0)|}} \cdot \exp(r \cdot w(\tau_0) + j \cdot \pi / 4) \quad (10)$$

$$\tau_0 = \text{Arc cos}(\frac{k_1}{k_2} \cdot \cos \theta)$$

If the expression of $G_{21}(r, r')$ is used in Eq (8) .The scattered field can be calculated at any point in the region I .

Electromagnetic scattering from a buried composite cylindrical object has

been analyzed by using plane wave expansion technique and then the closed form scattering field expression has been obtained . The method can also be applied for electromagnetic scattering in the free-space and any partial-spaces . Because induced currents are calculated without any mathematical approximation or manipulation and the relative angles of the elementary sources are taken into consideration which has not been calculated in the previous studies . Finally , the developed method has more physical insight and clear expression correspond to similar application which have been using Green function theory .



BÖLÜM 1

GİRİŞ

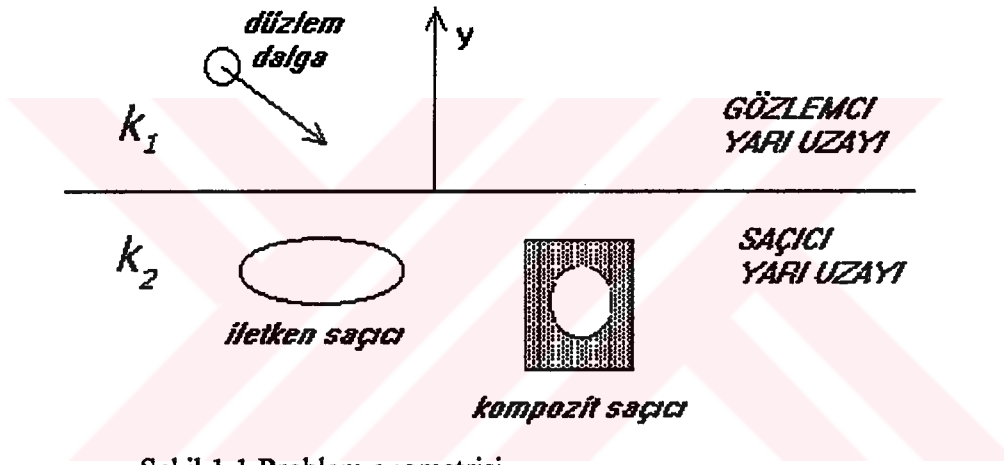
1.1 KONUNUN TANITIMI

Elektromagnetik dalgalar yardımı ile bilinmeyen herhangi bir cismin yerinin ve fiziksel boyutlarının tesbitiyle birlikte cismin fiziksel yapısının tanımlanması aktif uzaktan algılama konusu içersinde daima güncelliğini koruyan bir araştırma alanı olmuştur . Bu konu üzerinde yapılan teorik çalışmalar literatürde iki ayrı başlık altında toplanmıştır : Düz ve ters saçılma problemleri . Düz saçılma probleminin kapsamı ; elektromagnetik dalgayla uyarılan bir cismin yaratacağı saçılan alanın belirlenmesiyle sınırlıdır . Bu kapsam içinde kompleks hedeflerin RADAR kesitlerinin hesaplanması her zaman önemini koruyan bir konudur . Ters saçılma probleminin kapsamı ise belirlenen saçılan alanı veri kabul ederek , bu saçılan alanı ortaya çıkaran cismin fiziksel yapısının ne olduğunun bulunmasıyla sınırlıdır . Anlaşılacağı üzere bu iki problem birbirinin tümleyenidir . Ters saçılma probleminin çözümünün doğru olabilmesi için gerek şart giriş verisi kabul edilecek olan saçılmış alan değerlerinin mümkün olan en büyük doğrulukla belirlenmiş olmasıdır . Diğer bir değişle düz saçılma probleminin doğru çözülmüş olması gerekir . Uygulamada ölçme yöntemiyle ters saçılma problemi için bir veri tabanı oluşturma imkanı mevcuttur . Ancak , matematiksel modellemelerle cisimlerin saçtığı alanların hesaplama çalışmaları düz saçılma problemi üzerinde bir teorinin oluşturulması açısından oldukça önemli olmuştur . Böylelikle ters saçılma probleminde kullanılmak üzere uygulamada gerçekleştirme zorunluluğu olmaksızın , bir veri tabanı oluşturma imkanı yaratılmıştır .

Tezde sunulan çalışmada sadece ileride tanımlanan biçimiyle düz saçılma problemi üzerinde durulmuştur . Bu çalışmada göz önünde tutulan en önemli nokta ;

düz saçılma problemini teorik açıdan ele alma ve çözme aşamasında mümkün olduğu kadar az yaklaşıklık veya kabul kullanarak gerçek fiziksel dünyadan uzaklaşmamaktır . Bu sebeple ; saçıcı olarak herhangi bir kesit şekline sahip kompozit silindirler seçilmiştir . Ayrıca kompozit yapılar içinde dielektrik ve iletken malzeme dağılımı üzerinde de herhangi bir kısıtlama yoktur . Böylelikle sadece gömülü iletken veya sadece dielektrik silindirik yapılardan saçılma problemi tezde sunulan problem tarafından kapsanmaktadır .

Tezde yer alan gömülü bir cisimden düz saçılma problemi için modelleme yapılırsa Şekil 1.1 deki geometri ortaya çıkar . Problem geometrisinden anlaşılacağı



Şekil 1.1 Problem geometrisi

üzere ; problemin tanımlandığı düzgün dielektrik uzay iki alt uzaya bölünmüştür , $y > 0$ gözlemci yarım uzayı ve $y < 0$ saçıcı yarım uzayıdır . Kompozit saçıcı rastgele bir kesit alanına sahip bir sonsuz uzun silindir olup $y < 0$ yarım uzayında gömülüdür . Elektromagnetik aydınlatma gözlemci yarım uzayından düzlemsel dalgayla yapılmaktadır ve saçılan alanın ölçüleceği yerler ise yine gözlemci yarım uzayındaki noktalar olacaktır . Bunun yanında gelen alanın sadece silindir eksenine paralel bir bileşeni olduğu kabul edilerek problem skaler hale dönüştürülecektir . Yukarda genel hatlarıyla ortaya konulan problemin çözümünde aşılması gereken birbirinden bağımsız iki önemli zorluk vardır . Birincisi , saçılma problemi yarım uzayda tanımlanması sebebiyle saçılan alan üzerinde yalnızca saçıcıların değil aynı zamanda yarım uzay sınır koşullarının etkisi vardır . Bu tez esas itibariyle gömülü cisimler için

söz konusu olan saçıcı ve gözlemci uzayları arasındaki sınır koşullarının saçılan alan üzerindeki etkisini açık ve doğru biçimde ortaya koyup hesaplama amacını taşımaktadır . Problem bu özelliği sebebiyle serbest uzaydaki saçılma problemine kıyasla daha fazla zorluğa sahiptir . Çünkü yarım uzayda ifade edilecek olan Green fonksiyonunun serbest uzaydaki Green fonksiyonundan daha kompleks bir yapıda olacağı açık bir gerçektir [1,2] . İkincisi , saçıcı rastgele bir kesit alanına sahiptir . Dolayısıyla ileride daha ayrıntılı biçimde üstünde durulacağı gibi problemin analitik çözümü hala yapılamamaktadır . Ancak basit geometriye sahip daire veya elips gibi kesit alanları için analitik hesaplamalar yapılabilmektedir . Bu durumda problemi çözmek amacıyla nümerik analiz yöntemlerinden uygun birinin tercihi yapılmalıdır . Günümüzde bilgisayar teknolojisindeki büyük ilerleme ve buna paralel yüksek seviyeli programlama dillerinin yanısıra çeşitli güçlü matematik paket programların geliştirilmesi sebebiyle nümerik analizdeki hata vektörünün şiddeti istenildiği gibi kontrol edilebilmekte veya kabul edilebilir ölçüde azaltılabilmektedir . Bu zorlukların aşılması sonrası problem yapı itibarıyla serbest uzayda klasik dalga denkleminin çözüm yöntemiyle benzerlik gösterir . Bu saçılma probleminin iki boyutlu uzay içersinde çözülmesinin yegane sebebi ; problemin daha az işlem yüküyle çözümünün elde edilebilmesidir . Teorik açıdan bakıldığında saçıcı olan sonsuz uzun silindir eksenli boyunca indüklenen akım sürekliliğin bozulmaması varsayımı altında problemin iki boyutta çözümü saçılan alanı karakterize edilmesi açısından bir bilgi kaybına sebep olmamaktadır . Zaten literatürde çözümlerin çoğu iki boyutlu analiz sonuçlarıdır .

1.2 GÖMÜLÜ BİR CİSİMDEN SAÇILMA PROBLEMİNE YAKLAŞIMLAR

Yukarıda tarif ettiğimiz biçimiyle farklı dielektrik yarım uzayında gömülü olan cisimlerden düz saçılma problemi üzerindeki çalışmalar literatürde çözüm domenleri açısından , zaman domeninde yapılan analizler ve frekans domeninde yapılan analizler olmak üzere ikiye ayrılmaktadır . Haliyle her zaman için domenler arasında karşılıklı geçiş yapılabilir . Ancak frekans ve zaman domenleri arasında problemin hesaplanma teknikleri açısından önemli farklılıklar vardır . Genel yapıya bakıldığında , tüm frekans domeni problemlerinde ister tek parçalı isterse çok parçalı uzaylarda tanımlı saçılan

alanın hesaplanması , yapısı oldukça iyi bilinen (1.1) deki integral eşitliğin analitik veya bir önceki bölümde anlatılan koşullar altında nümerik hesaplanmasına dayanır [1 – 15]. Bunun yanında zaman domenindeki analizlerin tamamı nümerik tekniklerle yapılır ve Maxwell denklemleri gibi diferansiyel yapının konum uzayında noktadan noktaya zaman değişken kabul edilerek çözümlenmesine dayanır . Saçılma analizinin frekans veya zaman domenlerinin hangisinde yapılacağına kararı ancak tanımlanan problemin efektif çözümü sırasında yapılan yaklaşıklıklar ve matematiksel işlem yükleri gözönünde tutularak verilebilir . Bu hale daha anlaşılabilirlik kazandırmak amacıyla bir önceki bölümde ifade edilen problem için her iki domendeki analizlerin genel yapılarının nasıl olduğu üzerinde durmak gerekir .

Frekans domeninde bu analiz her iki yarım uzay içinde skaler Helmholtz denkleminin çözümünü ifade eden (1.1) integral denklemin birtakım yaklaşıklıklar altında hesaplanmasına dayanır . Bu eşitlikte $O(r')$ saçılmaya sebep olan akımları ifade

$$E_s(r) = \int_{B'} O(r').G(r,r').dr' \quad (1.1)$$

eden cisim fonksiyonudur . Bu integral denkleminin çözümündeki en önemli konu haliyle yarım uzaylar içinde Green fonksiyonlarının belirlenmesi ve sonra mümkün olan en büyük doğrulukla hesaplanabilmesidir . Zaten literatürdeki çalışmalarda teorik açıdan temel farklılaşma yarım uzay için Green fonksiyonların ifadelerinde veya hesaplama metodlarında görülür . Problem genellikle tamamen bir sınır değer problemine döndürülür ve Sommerfeld radyasyon koşulu altında tanımlanan bu sınır değer problemi Green fonksiyon teorisi yardımıyla çözülür [11-15] . Yukarda belirtildiği gibi geometrik şekle sahip olmayan bir kesit alanı için analitik hesaplama yapılamadığından problem seçilen nümerik yolların biriyle çözülür . Literatürde bazı çalışmalar sadece farklı nümerik analiz teknikleri üzerinde gelişmektedir . Kanımca günümüzde sadece nümerik yöntemler üzerinde yoğunlaşan çalışmaların tanımlanan problemin analizi üzerinde kayda değer iyileştirmesi yoktur veya sunulan çalışma probleminden bağımsız bir nümerik hesaplama yöntemi olur . Günümüzde ticari amaçlı olarak kullanılan bilgisayarlar bile matematiksel hesaplamalar açısından gerek donanım

gerek yazılım olarak çok güçlü birer cihaz halini almıştır . Dolayısıyla hangi nümerik metod kullanırsa kullanılsın gerçek çözüme göre yapılan hatanın azaltılması hesaplamanın yapıldığı ayrık nokta sayısı ile doğru orantılı olduğu gözönüne alınırsa , yeteri kadar fazla ayrık noktada hesaplama sonrası , nümerik analiz yöntemimiz ister MOM , Sonlu Farklar veya Sonlu Elemenlar yöntemleri olsun , yapılacak hatalar aynı mertebelere indirilebilir . Tezde sunulan analiz frekans domeninde yapılacağı için yukarıda değinilen konulara ilerki bölümlerde ayrıntısıyla yer verilmiştir.

Zaman domeninde bu analiz daha öncede ifade edildiği gibi yalnızca nümerik analiz tekniğine dayanır . Bu tekniklerin günümüzde en çok kullanılanları sırasıyla FDTD (finite-difference time-domain) ve FETD (finite-element time-domain) dir [15-18] . Bu analiz tekniklerinde gerçek zamanda elektromagnetik alan probleminin çözümü için daha başlangıçta bir önemli yaklaşım yapılarak problemin uzak alan için mi yoksa yakın alan için mi çözülmek istendiği belirlenmelidir . Çünkü ancak ondan sonra problem sağlam bir elektromagnetik tabana oturtulabilir . Ayrıca bu problem yapıları için açık bir yaklaşıklık problem uzayını sonlu biçimde tanımlama zorunludur . Örneğin yakın alan hesabı için eşdeğer akımlar prensibi altında FDTD (finite-difference time-domain) kullanılabilir [17] . Ancak bu teknik tez konusu olan yarım uzay problemi için uygulanma zorluğuna sahiptir . Çünkü uzak alan hesabı için yarım uzaylar arasındaki ara yüzeyi eşdeğer akımlar prensibiyle doğrudan kaldırmanın imkanı olmadığından fazladan yaklaşımlar yaparak ara metodlar geliştirilir . Bunun yanında literatürde uzak alan çalışmaları kapsamına giren hava RADAR sistemlerinde kompleks hedef analizini fizik-optik yaklaşıklığı üzerine kurulmuş olan örnekler vardır [19] . Fizik optik yaklaşım altında çözülen bu örneklerde grafiksel elektromagnetik hesaplama tekniği kullanılarak hedefin RADAR kesiti hesaplanma sürecinde aşağıdaki teknikler uygulanmaktadır .

- CAD paket programı kullanımıyla kompleks hedefin geometrik modellenmesi .
- Bilgisayar kullanımıyla hedef görüntüsünün gerçek zamanda elde edilmesi .
- Hedef görüntüsünün üzerinde veri işleme teknikleri kullanılarak aydınlatma altındaki her bir noktanın konumsal ve ek-anlamli koordinatlarının elde edilmesi .
- Elektromagnetik teori açısından yapılan yaklaşıklıklar :

1-Yüzeylerden olan yansımaların değerlendirilmesi fizik-optik yaklaşımı altında değerlendirilmektedir .

2- Kaplı yüzeylerden yansımalar fizik-optik yaklaşım ve sınır koşulları altında değerlendirilmektedir .

Yukardaki tarzda bir yaklaşım büyük oranda saçıcının geometrik modellenmesine ve görüntü işleme tekniklerine dayanmaktadır . Bunların doğal sonucu olarak zaman domeninde bu tarzdaki bir analiz için oldukça güçlü bilgisayar donanımına ve yazılımına ihtiyaç duyulmaktadır . Bu tarz çalışmalar bilhassa askeri açıdan hedef belirlemesi için tercih edilen ve iteratif hesaplama yapan metodlar sınıfındadır .

1.3 TEZDE SAÇILAN ALANIN ÇÖZÜMÜNDE KULLANILAN YÖNTEMLER

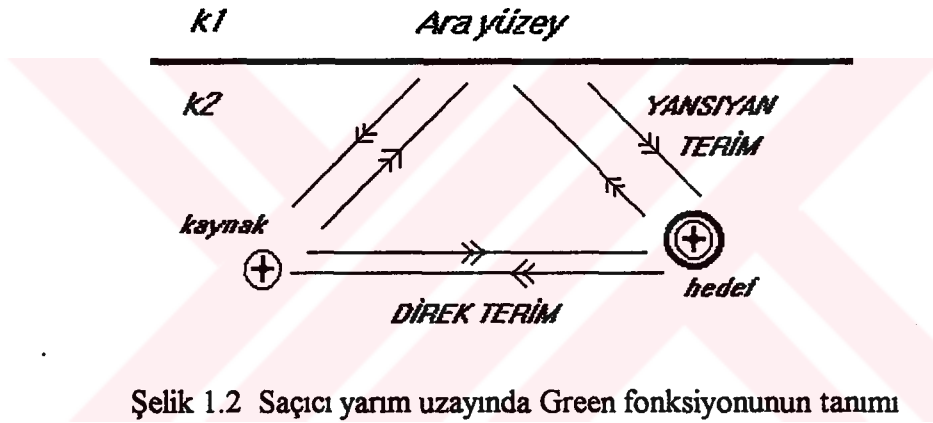
Tezde , bir önceki bölümde genel hatlarıyla tanımlanan saçılma problemi frekans domeninde iki adımda çözülmüştür . Birinci adım , saçıcı üzerindeki indüksiyon akımlarının hesaplanmasıdır . Bu hesaplama temelde (1.1) eşitliğinde gösterilen integral denkleminin kompozit malzeme bünyesinde tanımlanan sınır koşulları altında çözümüne dayanır . Bu çözüm işleminde en önemli konu saçıcı yarım uzayında Green fonksiyonunun ifadesinin iyi bir yaklaşımla analitik olarak hesaplanmasıdır . Zaten tezde üstünde durulan temel konu bu olup saçıcı yarım uzayı için tanımlanan Green fonksiyonu silindiriksel kaynakların spektral ifadesi kullanılmak suretiyle düzlemsel dalgaların integrali olarak ifade edilmiştir. Bu yaklaşımın dayandığı ana matematiksel ifade (1.2a) eşitliğinde verilmiştir [20,21] .

$$H_0^2(r, r') = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-jk((x - x_s) \cos \tau + |y - y_s| \sin \tau)) d\tau \quad (1.2a)$$

$$r = \bar{r}(x, y) \quad \text{ve} \quad r' = \bar{r}(x_s, y_s) \quad (1.2b)$$

Bu integral eşitlik iki boyutlu serbest uzaydaki Green fonksiyonunun düzlemsel dalgaların integrali halinde ifade edilebileceğini gösterir . Bu tanımlama tezde esas

kabul edilerek gerek saçıcı gerekse gözlemci yarım uzayları için Green fonksiyonlarını da kapsayacak biçimde geliştirilmiştir . Yarım uzay problemin çözümünde kullanılan temel mantık şekil 1.2 de gösterilmektedir . Şekil 1.2 den anlaşılacağı gibi saçıcı yarım uzayı içersinde Green fonksiyonu direk ve yansıyan terim olmak üzere iki terimin toplamı biçiminde ifade edilmiştir . Bu iki terim daha sonraki bölümlerde ayrıntısı verilecek biçimde düzlemsel dalgaların integrasyonu olarak tanımlanmıştır . Böylelikle saçıcı yarım uzayındaki Green fonksiyonu hesaplanabilmiş , bunun devamında (1.1) eşitliğindeki integral yapı , indüksiyon akımlarını bulmak amacıyla , sadece nokta uyum prensibi eşliğinde ve MOM yaklaşımı altında , başka hiçbir yaklaşıklık ve saçıcı geometrisine ait kısıtlama olmaksızın çözülmüştür.



Şekil 1.2 Saçıcı yarım uzayında Green fonksiyonunun tanımı

MOM uygulanmasıyla sürekli yapıdaki problem ayrık bir yapıya dönüştürülerek çözülmüştür . Tezde , bu yarı analitik yaklaşım altında yapılan çözümde elemanter parçaların birbirlerine göre konumsal açılarının elektromagnetik indüksiyon üzerindeki pasif etkisi hesaba dahil edilmiştir . Elementer saçıcılarının sebep olduğu E.M. alanların hesabında bu tarzda bir iyileştirmeye daha önce yayınlanan çalışmalarda rastlanmamıştır .

İndüksiyon akımlarının bulunması sonrası iki alt uzayın herhangi bir noktasında saçılan alanlar hesaplanabilir hale gelmiştir . Bizim amacımız gözlemci uzayı içersinde saçılan alanın hesabı olacağından ; saçılan alanın genel ifadesi (1.3) eşitlikle verilmiştir. Bu eşitlikte yer alan $G_1(r,r')$ fonksiyonu kaynakların saçıcı uzayında olması durumunda gözlemci uzayındaki Green fonksiyonudur .

$$E_s(r) = \sum_n I_n \cdot \int_{\Delta B} G_1(r, r') \cdot dr' \quad (1.3)$$

ve yine ana yaklaşım gereği düzlemsel dalgaların integrasyonu ile ifade edilecektir . Sonuç itibarıyla kaynak akımları ve Green fonksiyonu bilineceğinden (1.3) deki integral eşitlik hesaplanabilir durumdadır . Tezde kullanılan yöntem uzak ve yakın alan hesaplamalarında bir kısıtlama veya koşul getirmemektedir . Ancak , uzak alan için genellikle açık formdaki integral hesaplamalarında asimtotik yöntemler tercih edilir . Gözlemci uzayında saçılan alanın hesaplanmasındaki açık integral yapı , fonksiyona maksimum katkı sağlayan semer noktasını belirlemek suretiyle asimtotik bir yaklaşımla hesaplanır . Bu yöntem sırası geldiğinde açıklanacağı gibi oldukça gerçekçi temeller üzerine kurulan ve teorisi sağlam olan bir metoddur . Böylelikle bu çalışmada sunulan yarım uzay içinde yer alan cisimlerden düz saçılma problemi için mümkün olan en az teorik kısıtlamaya sahip ve problemin her evresi rahatça sorgulanabilen bir yarı analitik çözüm yöntemi önerilmiştir . Tezde yer alan bu çalışmanın başlangıcı olarak kabul edebileceğimiz ; Radar Cross Section of Buried Cylindrical Conducting Objects isimli makale 1996 yılı IEEE - Antennas and Propagation Society International Symposium da yayınlanmış ve yayın tez sahibi tarafından Baltimor, Maryland de sunulmuştur .

BÖLÜM 2

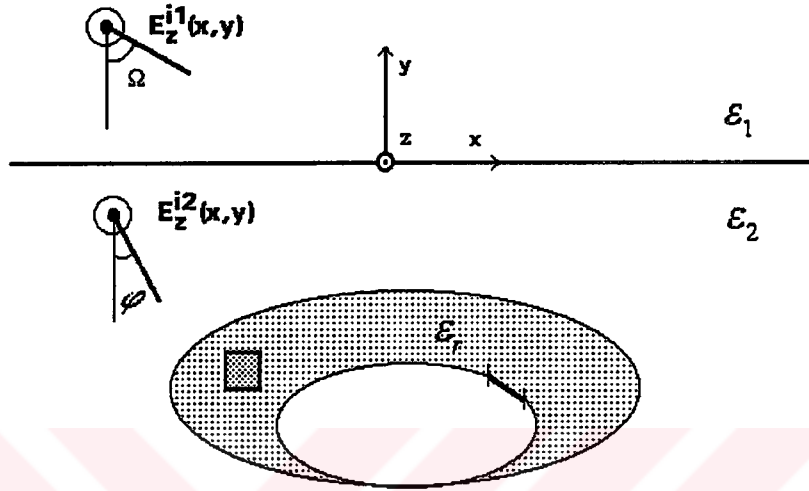
GÖMÜLÜ CİSİMDEN SAÇILMA PROBLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

Bundan önceki bölümde tezde incelenen problemin tanımı ve bu problemin çözümü için yapılan yaklaşımlar üzerinde ana hatlarıyla durulmuştu . Bu bölümde , problemin tam ve kapsamlı bir çözümü verilmiştir . Problem iki adımda çözülmüştür . Birinci adım , gömülü kompozit silindirin üzerindeki indüksiyon akımlarının bulunmasını , ikincisi ise bu indüksiyon akımlarının yarattığı saçılan alanın hesaplanmasını içerir . Bu tarz bir yaklaşımla , eşdeğer akımlar prensibi kullanılarak saçıcının etkisi karakterize edilmektedir . Tezde sunulan yöntemdeki tek fiziksel yaklaşıklık Moment Metodu olmakla birlikte çözümün esası olan , yarım uzay Green fonksiyonlarının tanımlanması ve hesaplanması analitik bir yapıya dayandırılmaktadır.

2.1 İNDÜKSİYON AKIMLARININ HESAPLANMASI

Bu bölümde , dielektrik yarım uzayı içersinde gömülü bir kompozit silindirin düzlemsel dalgayla aydınlatılması neticesinde silindir üzerinde oluşacak indüksiyon akımları hesaplanmıştır . Bu problemde yer alan gözlemci ve saçıcı yarım uzaylarının dielektrik katsayıları sırasıyla ϵ_1 ve ϵ_2 ' dir . Her iki yarım uzay da mükemmel dielektrik ortamlardır . Bununla birlikte saçıcı sadece mükemmel iletken ve dielektrik parçalardan oluşan bir silindir veya silindirler olarak düşünülmüş ve problemin analitik yapısı gereği silindirler sonsuz uzun varsayılmıştır . Böyle silindirik saçıcıların uygulamadaki varlığı şu koşullar altında düşünülebilir : Silindirik saçıcının boyu aydınlatan dalga boyuna nazaran oldukça büyük olmalıdır . Metal bir saçıcının aşınmaya karşı veya izolasyon sağlanması amacıyla dielektrik bir malzemeyle kaplanması durumu kompozit yapı için iyi bir örnek olur , mesela yer altındaki bir tünelin beton dış cephesinin iç yüzeyden çelik yapıyla desteklenmesi veya

alüminyumun ısı izolasyonu için teflonla kaplanması düşünülebilir . Problemin çözüm yöntemi açısından birden fazla dielektrik , iletken veya kompozit saçıcının varlığı önem taşımamaktadır . Tezde geliştirilen hesaplama yöntemi hepsini kapsamaktadır . Problemin geometrisi Şekil 2.1 de verildiği gibi olup , problem iki boyutlu uzayda



Şekil 2.1 Problem geometrisi

çözülecektir . Elektromagnetik aydınlatma yapan düzlemsel dalganın sadece z doğrultusundaki bileşeni var olup ve bu bileşen de silindirin eksenine paralel seçilerek saçılma problemine tamamen skaler bir hal verilmiştir . Ayrıca silindir tek bir aydınlatma frekansı ile aydınlatıldığı için $\exp(i.\omega_0.t)$ teriminin tekrarı gereksiz olduğundan direk olarak sonuca taşınacaktır .

İndüksiyon akımlarının hesaplanmasını iki temel fiziksel adıma ayırabiliriz . Birincisi ikinci adıma nisbetle oldukça basit olup , gelen düzlemsel dalganın gözlemci uzayından saçıcı uzayına transferidir . Bu transfer işlemi tamamen Snell kanununa göre yapılır . Yatay polarizasyonlu gelen düzlemsel dalga aşağıdaki biçimde yazılabilir .

$$E_z^{i1}(x,y) = \exp(-j.k_1.(x.\sin\Omega - y.\cos\Omega)) \quad (2.1)$$

Bu eşitlikte Ω geliş açısı ve k_1 ise gözlemci yarı uzayındaki dalga sayısıdır . Bu düzlemsel dalga Snell kanunları çerçevesinde saçıcı yarı uzayına doğru kırılacaktır .

$$E_z^{i2}(x, y) = T_{12} \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot (x \cdot \sin \varphi - y \cdot \cos \varphi)) \quad (2.2a)$$

$$T_{12} = \frac{2 \cdot k_1 \cdot \cos \Omega}{k_1 \cdot \cos \Omega + k_2 \cdot \cos \varphi} \quad , \quad k_2 \cdot \cos \varphi = \sqrt{k_2^2 - (k_1 \cdot \sin \Omega)^2} \quad (2.2b)$$

Saçıcı silindiri aydınlatacak düzlemsel dalganın ifadesi (2.2a) eşitlikteki gibidir . Bu aydınlatmanın sonrasında kompozit silindir kesiti üzerinde ve içersinde indüksiyon akımları oluşacaktır ve bu kaynak akımları sebebiyle uzayda bir saçılan alan oluşacaktır . Bu saçılan alanın saçıcı yarı uzayı içersinde ifade eden integral eşitlik

$$E_z^s(r) = -j \cdot k_2 \cdot \eta_2 \cdot \int_c J_c(r') \cdot G_2(r, r') \cdot dr' + k_2^2 \cdot \iint_s (\varepsilon_r - 1) \cdot E(r') \cdot G_2(r, r') \cdot dr' \quad (2.3)$$

(2.3) de verilmiştir . $r = \bar{r}(x, y)$ ve $r' = \bar{r}(x', y')$ kaynak ve alanın hesaplanacağı noktaya ait konum vektörleridir . Saçılan alanın (2.3) deki ifadesinin iki integral terimin toplamından oluştuğu açıkça görülmektedir . Birinci terim kompozit kesitteki iletken parçalar üzerinde indüklenen akımı , ikinci terim ise dielektrik parçalar üzerinde indüklenen akımın yarattığı elektromagnetik alanı ifade eder . Eğer biz yukardaki integral denklemi silindirin kesit alanı üzerinde ve içinde sınır koşullarını dikkate alarak çözebilirsek , $J_c(r')$ ve $J_d(r') = (\varepsilon_r - 1) \cdot E(r')$ le ifade olunan indüksiyon akımlarını bulabiliriz . Bu amaçla problem MOM metodu kullanılarak nümerik hale dönüştürülür , böylelikle kesitteki iletken parçalar elementer çizgilere dönüştürülürken dielektrik parçalar da elementer hücrelere bölünür . Gerek iletken çizgiler gerekse dielektrik hücreler üzerinde indüksiyon akımlarının sabit olduğu kabul edilerek , nokta uyumu prensibi altında , (2.3) deki integral ifadeden her bir elementer parça üzerindeki sınır koşullar dikkate alınarak (2.4) ve (2.5) eşitlikleriyle ifade edilen lineer denklem takımı türetilebilir . Bu lineer yapı saçılma probleminin MOM yaklaşımı altında erişilen ve toplamlardan oluşan ayrıntı ifadesini temsil göstermektedir

$$p = 1 \dots N \quad r_p \in [\text{Dielektrik} - \text{hücreler}]$$

$$q = 1 \dots M \quad r_q \in [\text{iletken} - \text{çizgi}]$$

$$E(r_p) = E_p = E_p^i + k_2^2 \cdot \sum_{d=1}^N (\varepsilon_r - 1) E_d I_D(r_p, \Delta S_d) - j k_2 \eta_2 \cdot \sum_{c=1}^M J_c I_C(r_p, \Delta L_c) \quad (2.4)$$

$$E(r_q) = 0 = E_q^i + k_2^2 \cdot \sum_{d=1}^N (\varepsilon_r - 1) E_d I_D(r_q, \Delta S_d) - j k_2 \eta_2 \cdot \sum_{c=1}^M J_c I_C(r_q, \Delta L_c) \quad (2.5)$$

$$I_D(r, \Delta S_d) = \int \int_{\Delta S} G_2(r, r') \cdot dr' \quad (2.6)$$

$$I_C(r, \Delta L_c) = \int_{\Delta L} G_2(r, r') \cdot dr' \quad (2.7)$$

(2.4) ve (2.5) eşitlikleri , değerleri bilinmeyen N+M adet akımı bulmak için $p+q = N+M$ noktada yazarak lineer bir denklem sistemi kolaylıkla elde edilebilir . Bu lineer denklem sisteminin içinde hesaplanması en zor kısım I_D ve I_C integral ifadeleridir . Çünkü her iki integral ifade yarım uzay için tanımlanacak Green fonksiyonunu içermektedir . Bu aşamada üstünde durulan ana konu problemin çözüm akışının izahı olduğundan dolayı , yarım uzay Green fonksiyonunun hesabının tüm ayrıntılarıyla belirlenmesi bir ilerki bölüme bırakılmıştır . Sonuç itibariyle I_D ve I_C ifadelerinin belirlenmesiyle ; bu lineer sistemi (2.8) deki gibi matrisel formda yazılabilir ve determinantı sıfırdan farklı olma koşulu altında çözülebilir .

$$\begin{bmatrix} A_{p,d} & B_{p,c} \\ C_{q,d} & D_{q,c} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e_d \\ J_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_d^i \\ e_c^i \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

$$A_{p,d} = \delta_{pd} - k_2^2 \cdot (\varepsilon_r - 1) \cdot I_D(r_p, \Delta S_d) \quad (2.9)$$

$$B_{p,c} = j \cdot k_2^2 \cdot \eta_2 \cdot I_C(r_p, \Delta L_c) \quad (2.10)$$

$$C_{q,d} = -k_2^2 \cdot (\varepsilon_r - 1) \cdot I_D(r_p, \Delta S_d) \quad (2.11)$$

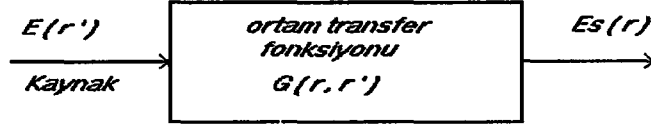
$$D_{q,c} = j \cdot k_2^2 \cdot \eta_2 \cdot I_C(r_q, \Delta L_c) \quad (2.12)$$

Yukarıdaki matrisel formda bilinmeyen olarak yer alan e_d ve J_c değişkenleridir . Bunlardan e_d dielektrik hücrelerin içersinde sabit kabul edilen elektriksel akım şiddetidir ve bunun bilinmesi sonrası , $J_d(r') = (\varepsilon_r - 1) \cdot E(r')$ bağlantısı kullanılarak dielektrik hücreler üzerindeki akımlar bulunabilecektir . Bunun yanında J_c ise iletken çizgiler üzerindeki sabit olduğu kabul edilen akımlardır . Sonuç olarak , e_d ve J_c nin her elementel parça üzerindeki şiddetlerinin bulunmasıyla problem tanım uzayının içersinde istenilen noktada , eşdeğer akımlar prensibi altında , saçılan alan hesaplanabilecektir .

2.1.1 Saıcı Yarım Uzayında Green Fonksiyonunun Hesaplanması

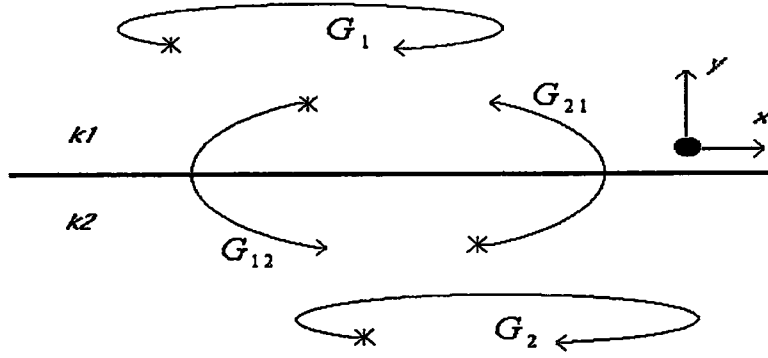
Green teoremi literatürde elektromagnetik alan (E.M.) problemlerinde yaygın kullanıma sahiptir . Green teoreminin kullanımına imkan veren veya çekici yapan temel özellik ; elektromagnetik alanların lineer bir ortam içinde resiprok davranmalarıdır . Bu özelliğin fiziksel anlamı şudur : Eğer lineer bir uzay içersinde herhangi bir noktadaki elektromagnetik alan hesaplanmak istenirse , bu alanın hesaplanacağı noktada bir noktasal kaynağın varlığı kabul edilerek uzay içinde oluşacak alan fonksiyonunun belirlenmesiyle sonuca ulaşılabilir . Bu noktasal kaynağın sebep olacağı E.M. alana Green fonksiyonu denir . Bu tarz bir yaklaşım problemin analitik çözümünde sağladığı kolaylık sebebiyle literatürde yaygın kullanım alanına sahiptir . Problemin skaler yapısı dikkate alındığında hiç kuşkusuz $\nabla \cdot (A \nabla B) = A \nabla^2 B - \nabla A \cdot \nabla B$ özdeşliği Green teoreminin dayandığı temel özdeşliktir . Bu temel özdeşlikte A lineer uzayda belirlenen bir noktada hesap edilmek istenen E.M. alanına ve B ise bu noktaya yerleştirilecek olan noktasal kaynağın uzay içinde yaratacağı alan fonksiyonuna yani Green fonksiyonuna karşılık gelir . Resiprokluk özelliği sebebiyle A ile B anlam bakımından yer değişebilir . Anlatılanları netleştirmek amacıyla , Green

fonksiyonunu birim impulse cevabı ve dolayısıyla ortamın transfer fonksiyonu olarak yorumlamanın hiçbir sakıncası yoktur . Bu anlamda ortamda var olan tüm kaynağın yaratacağı etki Green fonksiyonunun kaynak fonksiyonu üzerindeki etkisine eşit olur . Bu etki aşağıda ifade edildiği gibidir . Problem konum uzayında tanımlı olup , giriş fonksiyonu $J_c(r')$ veya $J_a(r') = (\varepsilon_r - 1).E(r')$ kaynak akımları ve sistem transfer



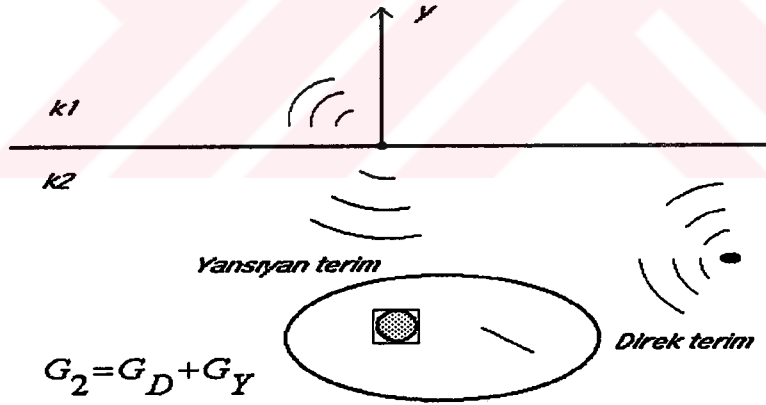
$$\langle A.B \rangle = \langle E.G \rangle = \iiint E.G.dr' \quad (2.13)$$

fonksiyonu olarak Green fonksiyonu alınmıştır . Dolayısıyla , (2.13) eşitliği bize çıkış fonksiyonunu ifade eder Bu eşitlikte verilen sonuç , bir önceki konuda yer alan saçılan alanı ifade eden (2.3) nolu eşitliğin yazılmasındaki temel dayanak noktasıdır . Green fonksiyonu hakkında yapılan bu değerlendirmeler ışığında saçıcı yarım uzayının Green fonksiyonunu hesaplamaya geçmeden önce , iki yarım uzaydan oluşan ortamın üzerinde tanımlanabilecek Green fonksiyonlarını görelim . Bu Green fonksiyon tanımlarını anlamak açısından Şekil 2.2 den yararlanılabilir . $[G]$ matrisi görüleceği gibi 4 elemandan oluşmaktadır. G_1 elemanı noktasal kaynağın gözlemci yarım uzayında olup yine aynı uzayı karakterize eden fonksiyondur . G_2 elemanı noktasal kaynağın saçıcı yarım uzayında olup yine aynı uzayı karakterize eden fonksiyondur . G_{12} ve G_{21} ise problemimizin düzgün geometrisi gereği aynı olup noktasal kaynağın diğer yarım uzayda olması halini karakterize eden fonksiyonlardır . Problemin bu aşamasında indüksiyon akımlarının bulunması için G_2 fonksiyonunun hesaplanması gerekir Şekil 2.3 G_2 fonksiyonunun yapısını göstermektedir . Saçıcı yarım uzayın Green fonksiyonu ; biri direk terim diğeri yansıyan terim olmak üzere iki terimin toplamı biçiminde ifade edilebilir . Direk terim haliyle serbest uzay Green fonksiyonu olup , silindirik kaynakların iki boyutlu uzayda yaratacağı bu E.M. alan literatürde gayet iyi bilinen $H_0^2(k, |r-r'|)$ Hankel fonksiyonuyla ifade edilebilir [3 – 5] . İkinci terim ise yansıyan terim olarak tanımlanıp yarım uzaydaki



Şekil 2.2 İki parçalı uzay için Green fonksiyonları

sonlu uzaklıktaki sınır yüzeyinin saçılan alan üzerindeki etkisini karakterize etmektedir. Bu terime yansıyan terim ismini vermemizin nedeni bir bakıma direk terimin arakesit yüzeyinden yansıyarak bu terimi oluşturmasıdır. Bu yansıma problem geometrisi gereği tek yönlüdür. Çünkü yarı uzay sadece bir doğrultuda süreksizliğe sahiptir.



Şekil 2.3 Yarı uzay Green fonksiyonu

Silindirik kaynakların spektral ifadesi kullanılmak suretiyle Hankel fonksiyonu literatürde de benzer formlarda rastlanabileceği biçimde (2.14) eşitliğindeki gibi düzlemsel dalgaların integrali biçiminde yazılabilir [20,21].

$$H_0^2(r, r') = \frac{1}{\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} \exp(-j.k_2 \cdot ((x-x') \cdot \cos \tau + |y-y'| \cdot \sin \tau)) \cdot d\tau \quad (2.14)$$

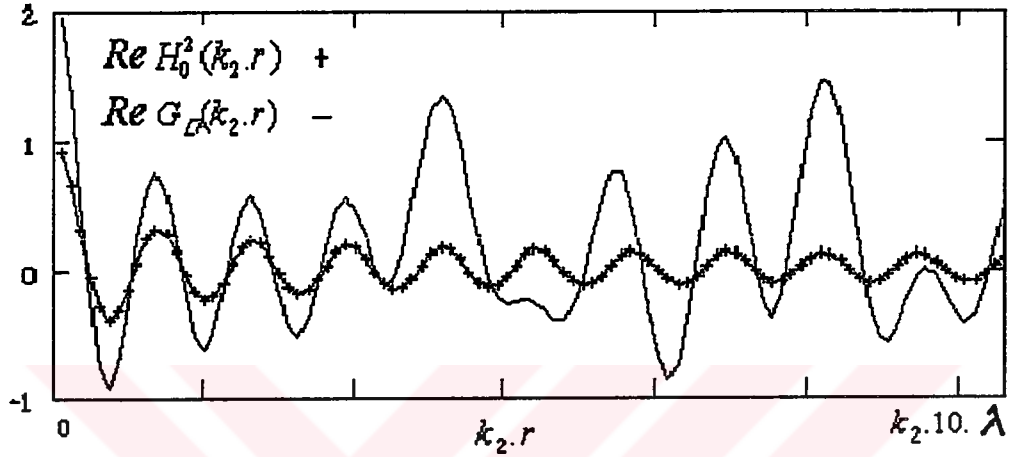
$r = \bar{r}(x, y)$ ve $r' = \bar{r}(x', y')$ konum vektörleridir . Eşitlikte sağ taraftaki integral içindeki eksponansiyel terimlerin herbiri düzlemsel dalgalardır ve bu dalgalar τ kompleks düzlemi üzerinde tanımlı integral yolu boyunca aldığı değerlere bağlı olarak ilerleyecekler ve/veya zayıflayacaklardır . İntegralin hesaplanmasında $[0, \pi]$ arasındaki reel eksen integrasyon çizgisi olarak tercih edilmiştir . Böylelikle düzlem dalgaların reel yayılma açılarından bahsedilebilir . Daha sonraki aşamalarda berraklaşacağı üzere (2.14) eşitliği çözüm metodumuzun dayanak noktası olacaktır . Yukardaki yaklaşımın mantıksal bir sonucu olmak üzere ; yansıma terimi (2.14) eşitlikle ifade edilen direk terimin ara yüzeyden yansımalarıyla oluşan bir terim olacağı için yansıyan düzlemsel dalgaların integrasyonu ile ifade edilebileceği açıktır . Bu durumda yarım uzay Green fonksiyonunun düzlemsel dalgaları içeren ifadesi (2.15a) deki gibi yazılabilir [22]

$$G_2(r, r') = \frac{-j}{4\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} \exp(-j.k_2 \cdot ((x-x') \cdot \cos \tau + |y-y'| \cdot \sin \tau)) + R(\tau) \cdot \exp(-j.k_2 \cdot ((x-x') \cdot \cos \tau - (y+y') \cdot \sin \tau)) \cdot d\tau \quad (2.15a)$$

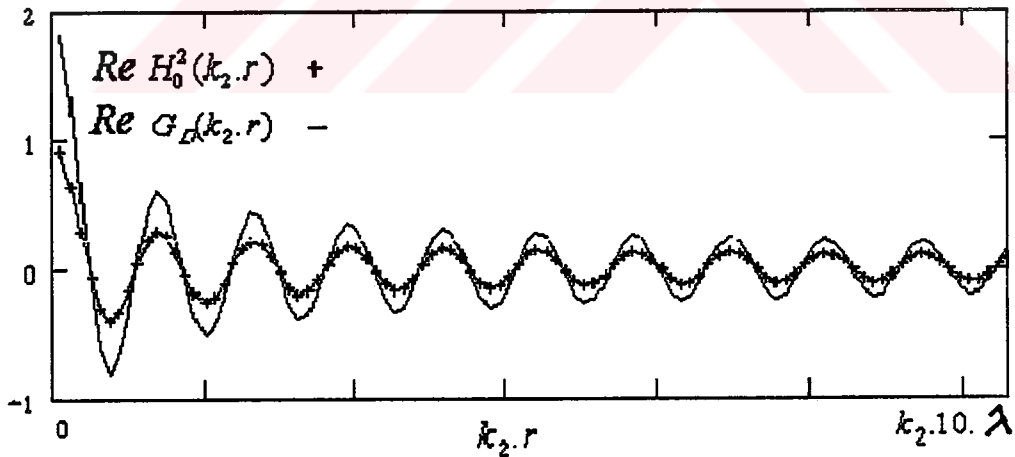
$$R(\tau) = \frac{k_2 \cdot \sin \tau - \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2 \tau}}{k_2 \cdot \sin \tau + \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2 \tau}} \quad (2.15b)$$

(2.15a) eşitliğin sol tarafında yer alan birinci integral terimi direk terim $G_D(r, r')$ ve ikinci integral terimi arakesit yüzeyinin etkisini ifade eden yansıyan terim $G_Y(r, r')$ dir . $R(\tau)$ düzlemsel dalgalar için tanımlanan arakesit yüzeyinden yansıma katsayısıdır . (2.15a) daki eşitlikle tanımlanan yarım uzay Green fonksiyonunun ifadesini yorumlamak istersek ; ilk akla gelen $G_2(r, r')$ nin ifadesinden gayet iyi bilinen serbest uzay Green fonksiyonuna geçilip geçilemeyeceğidir . Bu amaçla $R(\tau)=0$

alınması yeterlidir. Dolayısıyla problem (2.14) terimin sorgulanmasına dönüşür . Gerek (2.14) gerekse (2.15a) görülen açık integral terimlerin hesaplanması seçilen integral yolunun ayrıklaştırılması metoduyla nümerik olarak yapılmıştır . Dolayısıyla integrallerin yakınsama koşulları dikkate alınmalıdır . Bu amaçla Şekil 2.4a ve Şekil 2.4b de nümerik açıdan bu yakınsamalar sorgulanmıştır.



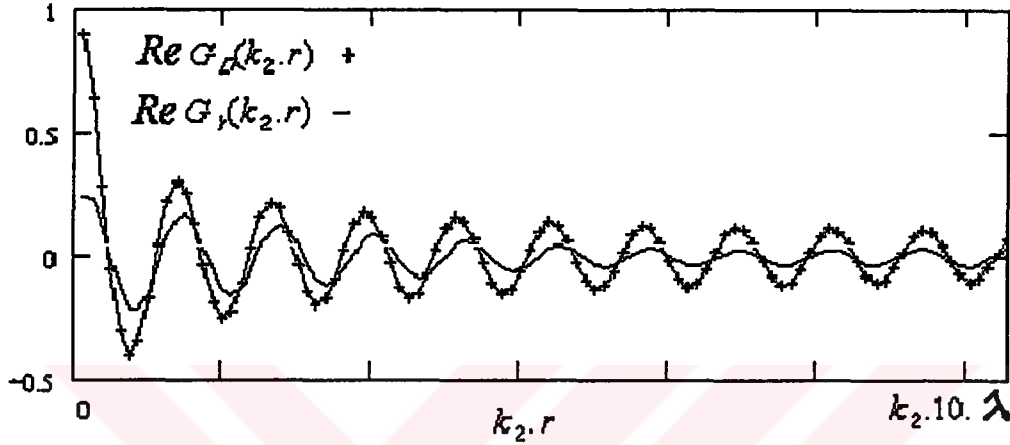
Şekil 2.4a $\tau \in [0, \pi]$ 100 ayrı nokta ile örneklenmiştir



Şekil 2.4b $\tau \in [0, \pi]$ 2000 ayrı nokta ile örneklenmiştir .

Yukarıda direk terimle serbest uzay Green fonksiyonu arasındaki birebir olması gereken ilişki incelenmektedir : Nümerik hesaplama sırasında direk terimin (2.14) deki integral ifadesi $[0, \pi]$ arasında ayrık toplam olarak hesaplanmıştır . Bu durumda

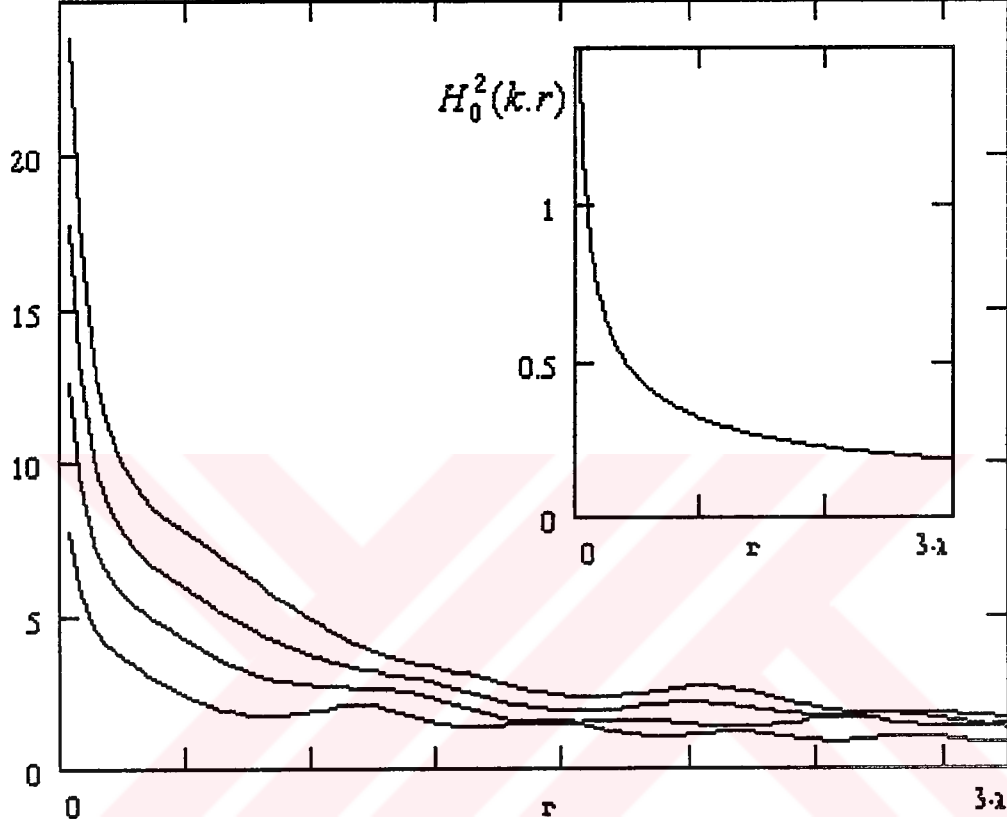
integral yolu üzerinde alınan ayrık nokta sayısı direk terimin yakınsamasını doğrudan etkilemektedir . Bu bakış açısıyla , Şekil 2.4a yetersiz sayıda noktayla integralin ıraksamasını ve Şekil 2.4b de nokta sayısının yeterli sayıda artırılması durumunda direk terimin yakınsamasını berrak biçimde göstermektedir . Yapılan hata analizi sonucunda ; $[0, \pi]$ integral yolunun 2000 den fazla noktayla ayrıklaştırılmasının



Şekil 2.5 $\tau \in [0, \pi]$ 2000 ayrık noktayla örneklenmiştir .

nümerik hesaplama hatasını yok denecek kadar azalttığı belirlenmiştir . Bu sonuç yansıyan terim içinde söz konusudur . Bunun yanında (2.15a) eşitliğinden anlaşılabileceği gibi , yansıyan terim $R(\tau)$ çarpanı ve derinliğin etkisiyle direk terime göre daha zayıf olacaktır . Şekil 2.5 ve Şekil 2.6 bunu göstermekle birlikte ek bilgilerde vermektedir . Şekil 2.5 de görülen çalışma şu parametreler altında yapılmıştır : Gözlemci yarım uzay bağıl dielektrik parametrisi $\epsilon_2 = 1$, saçıcı yarı uzay bağıl dielektrik parametrisi $\epsilon_2 = 4$ ve noktasal kaynak yüzeyin 2λ altında olup ölçüm yapılan nokta kaynak noktasıyla aynı derinlikte dolayısıyla aynı eksen üzerindedir . Şekil 2.5 den çıkarılacak önemli sonuç ; tahmin edilebildiği gibi yansıyan terimin direk terime nazaran uzaklığa bağlı olarak oldukça zayıf olduğudur . Ayrıca derinliğe bağlı faz değişimlerinde görülmektedir . Yansıyan terimin derinliğe bağlı direk terime nazaran oransal değişimi Şekil 2.6 da verilmiştir . Şekil 2.6 daki eğriler direk terimin genliğinin yansıyan terimin genliğine oranı ifade etmekte olup , hesaplamadaki geometri ve parametreler Şekil 2.5 verilen örnekle aynıdır . Şekil 2.6 $T(k_2.r)$ nin farklı derinlikteki

r ye göre değişim eğrileri verilmiştir ve ayrıca karşılaştırma imkanı sağlamak için aynı uzaklık değişimiyle hesaplanan $|H_0^2(k.r)|$ nin genlik eğrisi verilmiştir . Hesaplamalarda 4 ayrı derinlik λ , 2λ , 3λ ve 4λ için karşılaştırma yapılmıştır .



şekil 2.6 $T(k_2, r)$, derinlik : λ , 2λ , 3λ ve 4λ

$$T(k_2, r) = \frac{|G_D(k_2, r)|}{|G_I(k_2, r)|} \quad (2.16)$$

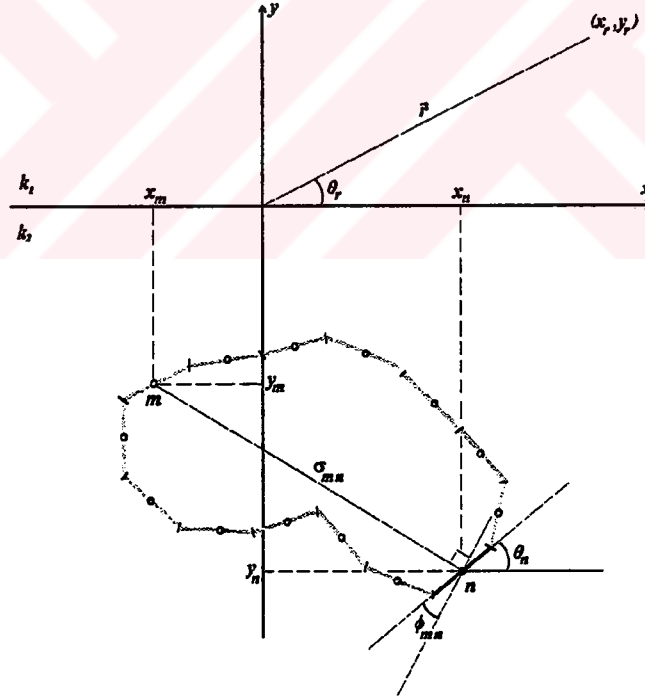
Bu eğrilerin karşılaştırılmasından çıkan sonuçlar şunlardır : Yansıyan terim derinlik arttıkça etkisini iyice kaybetmektedir , bilhassa derindeki , $r \geq 3\lambda$, birbirine yakın noktalarda , $r \leq 0.5\lambda$, yansıyan terim ihmal edilecek kadar küçölmektedir . $T(k_2, r)$ sabit derinlikte $|H_0^2(k.r)|$ göre olan dalgalanma mesafeye bağlı faz farkından ileri gelmektedir .

2.1.2 $I_C(r, \Delta L_c)$ ve $I_D(r, \Delta S_d)$ integrallerinin hesaplanması

Saçıcı yarım uzayı için Green Fonksiyonu $G_2(r, r')$ belirlendiğine göre ; iletken çizgiler ve yalıtkan hücreler üzerinde tanımlanıp (2.6) ve (2.7) eşitliklerle ifade edilen $I_C(r, \Delta L_c)$ ve $I_D(r, \Delta S_d)$ integralleri hesaplanabilir duruma gelinmiştir . İlk önce $I_C(r, \Delta L_c)$ nin çizgisel integralini hesaplayalım .

$$I_C(r, \Delta L_c) = \int_{\Delta L} (G_D(r, r') + G_Y(r, r')) . dr' \quad (2.17)$$

Yukarda tanımlanan çizgisel integralin sonucu Ek-A da verilen biçimde bir değişken dönüşümü yapılarak elementer çizginin konumsal açılarına bağlı olarak (2.18a) eşitliğinde verilmiştir . Şekil 2.7 deki geometride bu konumsal açılar gösterilmiştir .

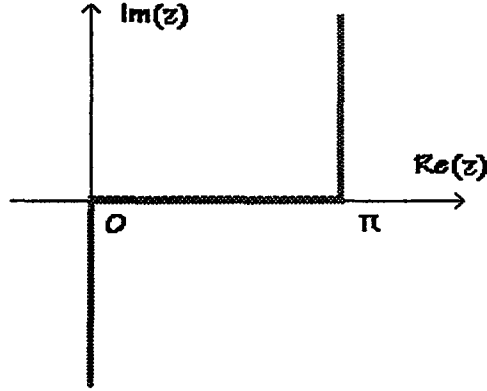


Şekil 2.7. Çizgisel integral geometrisi : Kaynak noktası (x_m, y_m) dielektrik hücrelerin merkezi veya iletken çizgilerin orta noktasıdır . (x_n, y_n) noktası çizgisel integralin hesaplandığı iletken çizginin orta noktasıdır .

$$I_{mn}^C = -\frac{j l_n}{4\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} R(\tau) \cdot \exp(j k_2 \cdot (x_n - x_m) \cdot \cos \tau + (y_n + y_m) \cdot \sin \tau) \cdot \sin c\left(\frac{k_2 \cdot l_n}{2} \cdot \cos(\theta_n - \tau)\right) + \exp(-j \cdot k_2 \cdot \sigma_{mn} \cdot \sin \tau) \cdot \sin c\left(\frac{k_2 \cdot l_n}{2} \cdot \cos(\tau + \phi_{mn})\right) \cdot d\tau \quad (2.18a)$$

$$R(\tau) = \frac{2 \cdot k_2 \cdot \sin \tau}{k_2 \cdot \sin \tau + \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2 \tau}} \quad , \quad \sigma_{mn} = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2} \quad (2.18b)$$

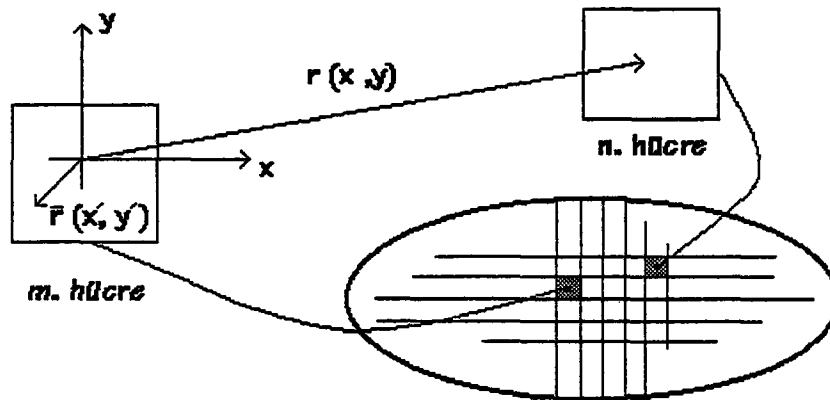
(2.18a) eşitliğinde l_n n. elementer çizginin boyudur . θ_n açısı n. elementer çizginin x eksenine pozitif yönde yapılan konum açısını belirler ve $[0, \pi]$ arasında değerler alabilir . $\phi_{m,n}$ açısı ise n. elemental çizginin üzerindeki noktaların alanın hesaplanacağı noktaya göre izafi konumunu veren açıdır . Daha net bir anlatımla n. elemental çizginin merkeziyle alanın hesap edilmek istenen m. elemental çizgi merkezlerini birleştiren $\sigma_{m,n}$ doğru parçasının n. elemana dik doğru arasındaki dar açıdır ve $[0, \pi/2]$ arasında değerler alabilir .Bu açıların hesaba katılmasıyla birlikte çizgisel kaynağının pozisyonunun etkisi hesaplamaya dahil edilerek bir iyileştirme yapılmıştır . Literatürde bu tarz bir iyileştirmeye şu ana kadar raslanılmamıştır Böylelikle (2.18) eşitliklerde yer alan konumsal değişkenlere açıklık kazandırdıktan sonra bu integral ifadenin hesaplanmasındaki son adıma geçilebilir . Bu son adım için biri direk nümerik hesaplama diğeri asimtotik bir yaklaşıma dayanan iki farklı yöntem düşünülebilir . Elementer parçalar üzerindeki indüksiyon akımlarının hesaplanmasında herhangi bir asimtotik yöntemin kullanımı uygun olmayacağı açıkça ortadadır . Çünkü asimtotik yöntemler uzak alan hesaplamalarında kullanılır . Fakat burda $\sigma_{m,n}$ değişkeni elementel çizgiler arasındaki mesafedir ve dolayısıyla asimtotik hesaplamalar için yeteri kadar büyük olmayabilir . Bu durumda (2.17) eşitlikte ifade olunan integral direk nümerik yöntemle hesaplanacaktır . Bu nümerik hesaplamada integral yolu Şekil 2.8 de gösterildiği gibi seçilmiştir . Çizgisel integrale esas katkı $[0, \pi]$ aralığındaki reel parçadan gelecektir , sanal kollardan gelen katkılar birbirlerini yok etmektedir .



Şekil 2.8 . τ - kompleks düzleminde tanımlanan ayrık integral yolu

Hesaplama integral yolu üzerindeki nokta sayısını artırarak hata vektör şiddetinin düşürülebileceği açıktır , zaten bu nokta sayısının sorgulanması bir önceki kısımda Green fonsiyonu yaklaşımı altında incelenip konu netleştirilmiştir . Yapılan nümerik hesaplamalar sonucu nokta sayısını 2000 den fazla olmasının yeterli olduğu anlaşılmıştır.

Kompozit silindirin yalıtkan parçalarının elementer hücreleri boyunca tanımlı olan $I_D(r, \Delta S_d)$ nin hesaplanması yöntem açısından $I_C(r, \Delta L_c)$ nin hesaplanmasına paralellik gösterecektir . Ancak (2.6) eşitlikte de görüleceği gibi $I_D(r, \Delta S_d)$ elementer hücreler üzerinde tanımlı yüzeysel bir integraldir . Dolayısıyla aşağıda verildiği gibi , iki katlı bir integral ifadeye sahiptir .



Şekil 2.9 Yüzeysel integral geometrisi

$$I_D(r, \Delta S_d) = \iint_{x' y'} (G_D(r, r') + G_Y(r, r')). dx' dy' \quad (2.19)$$

Şekil 2.9 anlaşılaçağı üzere , yüzeysel integral kartezyen koordinatlara ayrılabilir . Dielektrik kesit dikdörtgen hücrelere bölünürse hücre üzerinde tanımlı olan yüzeysel integral x ve y doğrultularında çizgisel integraller cinsinden hesaplanabilir . Bu yüzeysel integralin ifadesi aşağıda verilmiştir .

$$I_{nm}^D = -\frac{j}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ l_n^y \cdot \int_{x_n-L/2}^{x_n+L/2} [R(\tau) \cdot \exp(jk_2 \cdot (x - x_m) \cdot \cos \tau + (y_n + y_m) \cdot \sin \tau) \cdot \sin c(\frac{k_2 l_n^y}{2} \cdot \cos(\tau)) + \exp(-jk_2 \cdot \sigma_{mn}(x) \cdot \sin \tau) \cdot \sin c(\frac{k_2 l_n^y}{2} \cdot \cos(\tau + \phi_{mn}(x)))] \cdot dx + \right. \\ \left. l_n^x \cdot \int_{y_n-L/2}^{y_n+L/2} [R(\tau) \cdot \exp(jk_2 \cdot (x_n - x_m) \cdot \cos \tau + (y + y_m) \cdot \sin \tau) \cdot \sin c(\frac{k_2 l_n^x}{2} \cdot \sin(\tau)) + \exp(-jk_2 \cdot \sigma_{mn}(y) \cdot \sin \tau) \cdot \sin c(\frac{k_2 l_n^x}{2} \cdot \cos(\tau + \phi_{mn}(y)))] \cdot dy \right\} \cdot d\tau \quad (2.20)$$

Bu ifadede yer alan konum değışkenleri (2.18) ifadesindeki gibi olup , l_n^x ve l_n^y sırasıyla n. hücrenin x ve y eksenleri doğrultusundaki boylarıdır . $\phi_{mn}(x)$ ve $\phi_{mn}(y)$ sırasıyla hücrenin x ve y doğrultusundaki kenarlarının konumsal açılarıdır . (2.20) deki ifade x eksenine göre açısal konumları sabit , integral içindeki birinci terim $\theta = 0$ ve ikinci terim $\theta = \pi/2$ olan , her iki olası çizgisel integralin toplamı durumundadır . Dolayısıyla dikdörtgen veya kare kesitli dielektrik hücrelerin üzerinde indüksiyon akımları hesaplanırken birbirlerine nazaran açısal pozisyonları hesaba dahil edilmektedir . Bunun yanında ek bir analitik iyileştirme de şudur ; dikdörtgen şekilli hücreler üzerindeki Green fonksiyonunun yüzeysel integrali tam olarak hesaplanmaktadır . Böylelikle saçıcının kesit yüzeyini dikdörtgenel hücreler kullanılarak daha yoğun biçimde elementer parçalara ayırmak mümkün olur .Nümerik yaklaşım gerektiren çözümlerde ve bilhassa MOM metodu uygulamalarında bu tarz bir analitik

iyileştirmeye rastlanmamıştır . Literatürde genellikle saçılma probleminin bu analitik hesaplama gerektiren kısmında [3,5] deki yaklaşımlar ve sonuçlar kullanılır .

2.1.3. Lineer denklem Yapısının Oluşturulması

Daha önceki bölümlerde de anlatıldığı gibi indüksiyon akımlarının bulunması sonrası , MOM yaklaşımı altında oluşturulan (2.8) nolu matrisel eşitlikle temsil edilen lineer denklem sistemi çözülebilir duruma gelmiştir . Bu aşamada , bir miktar kullanılan MOM yöntemi üzerinde durmamız saçılma probleminin çözümünde yapılan yaklaşımları ve yapılabilecek iyileştirmeleri daha anlaşılabilir hale getirecektir .

MOM un ilk kullanımı oldukça eskiye dayanmaktadır . Fakat bu yöntemin iyileştirilmesi 1920 yılında Rus mühendis Galerkin tarafından yapılmıştır ve bunu takiben R.F. Harington tarafından 1966 yılında MOM nu elektromagnetik dalga problemlerine uygulamak amacıyla bir miktar özel hal verilmiştir . Bu metod altında incelenen E.M. problemleri iki sınıfa ayrılabilir : Bunlar deterministik ve özdeğer problemleri olarak bilinir . Tezde kullanılan deterministik tarz olup genel olarak aşağıdaki homojen olmayan denklem yapısıyla ifade edilebilir .

$$L(f) = g \quad (2.21)$$

Buradaki L lineer oparatördür , g kesin olarak bilinen fonksiyondur ve f ise bulunması istenen fonksiyondur . Saçılma problemi dikkate alındığında g nin değerleri her zaman ve her konumda belirli olan gelen alan değerlerine karşılık düşerken , f in değerleri ise hesaplanması istenen indüksiyon akım kaynaklarının şiddetlerine karşı düşürülür . Yöntemin nümerik doğası gereği ; belirlenmesi amaçlanan f fonksiyonu L uzayında tanımlı temel fonksiyonları cinsinden aşağıdaki biçimde yazılabilir .

$$f = \sum_n \varphi_n \cdot f_n \quad (2.22)$$

Yukarıdaki eşitliğin yazılabilmesi için operatör uzayında fonksiyon ifadesinde tam olan f_n lerin bulunabilmesi gerekir . Kesin çözüm için (2.22) nolu eşitliğin sonsuz toplam

göstermesi gerektiği açıktır . Fakat hesaplanabilirlik açısından sonlu toplamla kesin çözüme yaklaşılr . Dolayısıyla f_n lerin yapısı belirlenmişse amaç φ_n lerin bulunması olacaktır . Bu mantıkla (2.21) ve (2.22) eşitlikler birlikte yorumlanırsa

$$\sum_n \varphi_n \cdot L(f_n) = g \quad (2.23)$$

(2.23) nolu ifadeye erişilir . Bu eşitliğe L operatör uzayında tanımlı test ve ağırlık fonksiyonları uygulandığında , aşağıdaki hali alır .

$$\sum_n \varphi_n \cdot \langle W_m, L.f_m \rangle = \langle W_m, g \rangle \quad (2.24)$$

Yukarıdaki eşitlikte yer alan $\langle \rangle$ işlemi fonksiyonların vektör uzayındaki gibi ; birinin diğeri üzerine izdüşümünü sağlayan veya başka bir değışle fonksiyonlar arasındaki etkileşmeyi ifade eden bir fonksiyonel işlemdir .

$$\langle u, v \rangle = \int_v u \cdot v^* \cdot dv \quad (2.25)$$

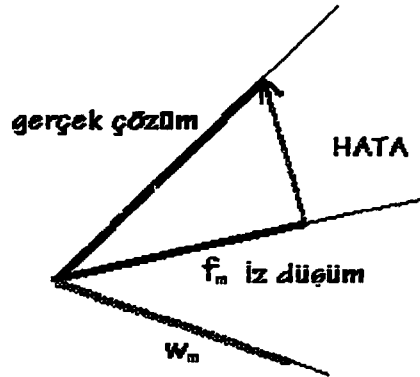
(2.24) eşitliğin gayesi lineer yapıdaki ifadeyi çözerken seçtiğimiz bir ağırlık fonksiyonu etkisiyle ilgi duyduğumuz f foksiyonunun özel değerlerini ayrı bir hassasiyetle belirleme imkanındır . Bunu takiben genel lineer yapı aşağıdaki gibi matrisel olarak ifade edilebilir .

$$m = 1,2,3,\dots \quad n = 1,2,3,\dots$$

$$l_{m,n} = \langle W_m, L(f_n) \rangle \quad (2.26)$$

$$[l_{m,n}] \cdot [\varphi_n] = [g_m] \quad (2.27)$$

Yukardaki matrisel ifade tekliğe sahip değilse veya determinantı sıfırdan farklı ise tersi alınabilir . Böylece φ_n değerleri veya katsayıları belirlenmiş olur . Sonuç itibariyle ; bu çözümün kesin çözüme yakınsaması f_n temel fonksiyonlarının ve W_n ağırlık fonksiyonlarının seçimine bağlıdır . Tezde yapılan çözümde Galerkin metodu kullanılmış olup , basis fonksiyonları darbe fonksiyonları olarak seçilerek , şiddetleri elementer parçaların merkezlerindeki indüksiyon akım değerlerine karşılık düşürülmüştür ve $f_n = W_n$ alınmıştır . Ayrıca $I_{m,n}$ nin hesaplanmasında (2.6) ve (2.7) eşitliklerinde yer alan sürekli integraller sebebiyle ortaya çıkacak zorluklar nokta uyumu prensibinin kullanılmasıyla ortadan kaldırılmıştır . Böylece $\langle W_m, L(f_n) \rangle$ işlemi ayrık noktalarda tanımlanmak suretiyle genel bakış açısı altında (2.24) eşitlikte integral yerine toplam operatörü kullanımına imkan verir . Zaten saçılma problemide ; hedefin elemanter parçalara bölünerek , bu parçalar üzerindeki akımları sabit kabul edilmesi yaklaşımına dayanır . Geline bu aşamada , tüm yukarıda anlatılan yaklaşımlar altında MOM yöntemin uygulanması sonrası problem (2.8) eşitlikle ifade edilir ve matrisel yapının tüm elemanları bir önceki bölümde anlatılan tarzda belirlenmesiyle , artık silindirik yapıdaki hedef kesit alanı üzerinde oluşan indüksiyon akımları hesaplanabilir olmuştur . Uygulanan yöntemin genel değerlendirilmesi şu şekilde verilebilir : MOM kesin çözüme nisbetle iki izdüşümsel çözüm tipi verir . Bunlar , sonlu sayıda temel fonksiyonunu alınmasıyla oluşturulan yaklaşık çözüm ve ağırlık fonksiyonlarının kullanımıyla oluşturulan ortogonal yaklaşık çözümdür . Bu sistem vektörel diagram olarak aşağıda verilmiştir .



Şekil 2.10 MOM hata vektörü

Önemli olan , vektör diagramında yer alan hata vektörünü kabul edilebilir hale getirmektir . Bu doğrultuda tezde kullanılan yöntemlerin hemen hemen her evresinde saçılan alan hesabının hata vektörünün kontrolü yapılmıştır . Ayrıca sayısal uygulamalar ve sonuçlar bölümünde görülebilecek birçok örnekte literatürdeki analitik sonuçlarla memnun edici bir uyuşma vardır .Dolayısıyla hata vektörünün şiddetinin oldukça küçük olması gerektiği açıktır . Sırf bu amaçla tüm uygulamalarda saçıcı hücre geometrisinin oluşturulması sırasında her bir elementel parçanın boyutları $\lambda/10$ üstüne çıkarılmamıştır .

2.1 GÖZLEMCİ UZAYINDA SAÇILAN ALANIN HESAPLANMASI

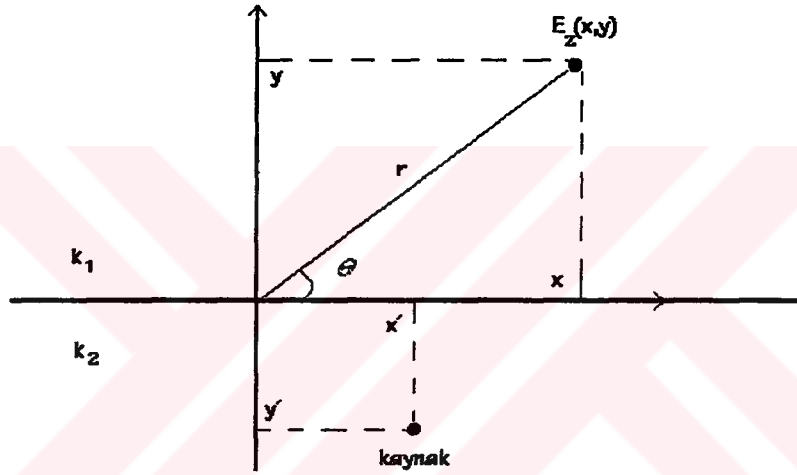
Elementer parçalar üzerindeki kaynak akımlarının belirlenmesinden sonra sıra haliyle bu sınırlı sayıdaki noktasal kaynağın gözlemci uzayında yaratacağı saçılan alanın hesaplanmasına gelmiştir . Taktir edileceği gibi problemin çözümündeki bu son aşama , bir önceki bölüme göre izlenecek metodun belirlenmesi açısından daha rahat bir yapıya sahiptir . Çünkü değerleri bilinen bağımsız sonlu sayıda noktasal kaynağın her birinin uzayın belirlenen bir noktasında yaratacağı alan etkileri bulunup toplanarak o noktadaki saçılan alanın değeri bulunmuş olacaktır . Şimdi bu söylenenlerin matematiksel ifadesini yazacak olursak :

$$E_z^{s1}(r) = -j\omega\mu_o \left(\sum_{q=1}^M J_q \cdot \int_{\Delta C_n} G_{21}(r, r') \cdot dr' + k_2^2 \sum_{p=1}^N E_d \cdot (\epsilon_r - 1) \cdot \int_{\Delta S_n} G_{21}(r, r') \cdot dr' \right) \quad (2.28)$$

Eşitliğin sol tarafında yer alan ve tek bilinmeyen durumunda olan ; $G_{21}(r, r')$ fonksiyonu kaynak noktası saçıcı uzayında yer alıp saçılan alanın değerinin gözlemci uzayında hesaplanması durumunu gösteren Green fonksiyonudur . J_q ve J_p değerleri sırayla iletken ve yalıtkan elementer parçalar üzerindeki sabit kaynak akımlarıdır . Dolayısıyla bu hesaplamada esas mevzu $G_{21}(r, r')$ in belirlenmesi olup , hem fiziksel hem de matematiksel açıdan yine Green fonksiyonunun spektral ifadesine dayandırılmaktadır . Bu durumda kaynak $G_{21}(r, r')$ fonksiyonunun integral ifadesi aşağıdaki gibi yazılabilir. Burada $r = \vec{r}(x, y)$ ve $r' = \vec{r}(x', y')$ yine hedefe ve kaynağa ait

konum vektörlerini temsil eder . (2.29) nolu analitik ifade de bulunan $T(\tau)$ ortamlar arasındaki kırılma katsayısıdır ve Snell yasaları gereğince yukardaki biçimiyle kolaylıkla belirlenebilir . (x',y') noktasal değişkeni saçıcı yarım uzayındaki kaynak

$$G_{21}(r,r') = -\frac{j}{4.\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} T(\tau) \cdot \exp(j.k_2.(x' \cdot \cos \tau + y' \cdot \sin \tau)) \cdot \exp(-j.(x.k_2 \cdot \cos \tau + y.\sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2 \tau})) \cdot d\tau \quad (2.29)$$



Şekil 2.11 Alıcı geometrisi

$$T(\tau) = \frac{2.k_2 \cdot \sin \tau}{k_2 \cdot \sin \tau + k_1 \cdot \sin \gamma} \quad , \quad k_1 \cdot \sin \gamma = \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2 \tau} \quad (2.30)$$

noktalarının yerini gösterirken , (x,y) noktasal değişkeni ise saçılan alanın hesap edileceği koordinatları gösterir . Bu aşamada (2.29) integral eşitliğin hesaplamasının iki yolu vardır . Birincisi ; direk nümerik çözüme dayanır yani kompleks yapıdaki integralin başlangıç ve bitiş noktaları arasında bir integral yol seçilir ve bu yol sonlu sayıda ayrık noktaya karşı düşürülerek integral operatörleri toplam operatörlerine dönüştürülerek hesaplama yapılır . Ancak frekans artığında veya kaynakla ölçüm

noktası arasındaki mesafe arttığında bu integralin faz terimi çok hızlı değişim göstereceğinden ; integral yolunu daha fazla nokta seçimiyle ayrıklaştırmak gerekir . Misal olması açısından 3 GHz frekansında 20λ uzaklıkta bile bu ayrık nokta sayısı okadar fazladır ki nümerik hesaplamaya pratikte uygun değildir . Dolayısıyla uzak alan için bu tarz bir çözüm problemin geometrisi açısından bir sınır teşkil edecektir . Problemin çözümünde izlenebilecek . ikinci yol ; uzak alan yaklaşımı altında yarı asimtotik bir metodun kullanımıdır . Tezde de böyle bir asimtotik çözüm tercih edilmiştir . Bu yaklaşımda , eğer hesaplanmak istenilen alanın uzaklığı dalga boyuna göre çok büyükse aşağıda anlatılacağı gibi $G_{21}(r,r')$ in analitik ifadesi kolayca elde edilebilir . $G_{21}(r,r')$ in ifadesini konum vektörlerini $r = \bar{r}(\rho, \theta)$ ve $r = \bar{r}(x', y')$ biçimde tanımlayarak tekrar düzenlersek aşağıdaki ifadeye erişilir ,

$$G_{21}(r, r') = \int_P g(\tau, x', y') \cdot \exp(r \cdot w(\tau, \theta)) \cdot d\tau \quad (2.31a)$$

$$g(\tau, x', y') = \frac{2 \cdot k_2 \cdot \sin \tau}{\pi \cdot (k_2 \cdot \sin \tau + \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2 \tau})} \cdot \exp(j \cdot k_2 \cdot (x' \cdot \cos \tau + y' \cdot \sin \tau)) \quad (2.31b)$$

$$w(\tau, \theta) = -j \cdot (k_2 \cdot \cos \theta \cdot \cos \tau + \sin \theta \cdot \sqrt{k_1^2 - k_2^2 \cdot \cos^2 \tau}) \quad (2.31c)$$

Bu integrasyonda uzaklık arttığında faz terimi olan $w(\tau, \theta)$ baskın duruma gelecektir ve $w(\tau, \theta)$ teriminin kompleks uzaydaki semer noktası integralin bir dönüş noktası durumunda olduğu göz önüne alınarak (2.32a) daki asimtotik ifadeye geçilir [5,2] .

$$G_{21}(r, r') \approx g(\tau_0) \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2 \cdot r \cdot |w''(\tau_0)|}} \cdot \exp(r \cdot w(\tau_0, \theta) + j \pi / 4) \quad (2.32a)$$

$$\tau_0 = \text{Arc cos}\left(\frac{k_1}{k_2} \cdot \cos \theta\right) \quad (2.32b)$$

$$w''(\tau_0) = -j \cdot (k_1^2 \cdot \cos^2 \theta - k_2^2 - \frac{\cos^2 \theta}{\sin^2 \theta} (k_2^2 - k_1^2 \cdot \cos^2 \theta)) \quad (2.32c)$$

yukardaki ifade de yer alan τ_0 değeri faz teriminin türevini sıfır yapan integrantın semer noktasıdır .Kullanılan bu asimtotik yaklaşımın gerek ve yeter koşulları (2.33) nolu ifade integral ifade eşliğinde izah edilmiştir .

$$I(r) = \int_P \hat{g}(\tau) \cdot \exp(r \cdot \hat{w}(\tau)) \cdot d\tau \quad (2.33)$$

-integral yolu üzerinde $\text{Re}\{\hat{w}(\tau_0)\}$ değerini max yapan bir $\tau = \tau_0$ noktası var olmalıdır . Böylece r nin büyük değerleri için $|\exp(r \cdot \hat{w}(\tau))|$ fonksiyonu τ_0 noktasında maksimum yapar ve τ_0 uzaklaşıp veya yaklaşıncaya hızlıca azalır . Bunun sonucunda integrale önemli katkı τ_0 dan gelecektir . Ayrıca $\hat{g}(\tau)$ nin τ_0 civarında yeterince yavaş ve düzgün değiştiği düşünülürse ; $\hat{g}(\tau)$ integral dışına $\hat{g}(\tau_0)$ olarak çıkar .

- Yukarıda tanımlanan 1. ve 2. gerekleri gerçek problemimize uyarlırsak ; τ_0 birinci dereceden bir semer noktası olup ve $\hat{g}(\tau)$ fonksiyonu τ_0 noktası civarında tekilliğe sahip olmadığından asimtotik ifade $\hat{w}(\tau_0)'' \neq 0$ ve $\hat{w}(\tau_0)' = 0$ olması koşulu altında , aşağıdaki gibi yazılabilir .

$$I \approx \sqrt{\frac{-2 \cdot \pi}{r \cdot \hat{w}(\tau_0)''}} \cdot \hat{g}(\tau_0) \cdot \exp(r \cdot \hat{w}(\tau_0)) \quad , \quad r \rightarrow \infty \quad (2.34)$$

Ancak yukardaki ifadenin (2.32a) nolu ifadeye eşdeğer olması için $\hat{g}(\tau) \rightarrow g(\tau)$ ve $\hat{w}(\tau) \rightarrow j \cdot w(\tau)$ dönüşümün yapılması gerekir ve bu dönüşüm esnasında seçilen integral yoluyla $w(\tau)$ nin reel yapıda olması ve τ_0 reel olması garantilenmiştir[5] . Bu koşullar altında $r \rightarrow \infty$ giderken $G_{21}(r, r')$ (2.32) eşitlikteki biçimde ifade edilebilir . Sonuç itibariyle (2.32a) eşitlikle saçıcı yarım uzayındaki bir noktasal kaynağın gözlemci yarım uzayında yaratacağı alan ifadesin belirlenmiş olur . Bundan sonraki aşama herbir elementel parçanın yaratacağı etkinin süperpoze edilmesinden ibarettir . Neticede (2.28) eşitlikte ifade olunan toplama işlemiyle gözlemci uzayındaki herhangi bir noktadaki saçılan alan değeri hesaplanabilir durumdadır.

BÖLÜM 3

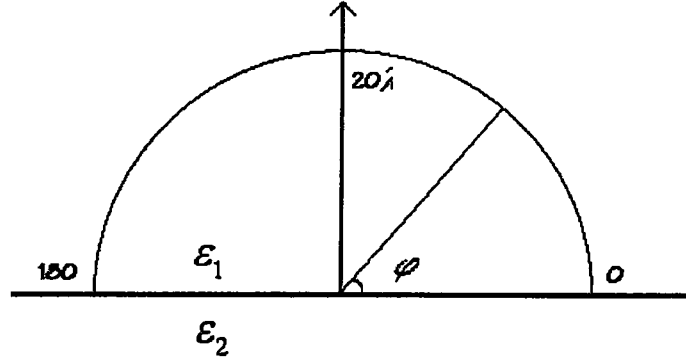
SAYISAL UYGULAMALAR

Önceki bölümlerde bahsedildiği gibi problem üzerinde yapılan en temel yaklaşıklık Moment Metod (MOM) dur . Bilindiği gibi MOM sürekli uzaydaki bir problemi ayırık uzaya taşır ve bunu yapmak için saçıcı geometrisini ayırıklaştırır . Bunun çözüme yansıtacağı hatayı azaltmanın ana ve tek yolu ; ayırık eleman sayısının arttırılmasıdır . Bu da kompozit saçıcı üzerindeki elementer hücre ve çizginin boyutlarının küçülmesine karşılık düşer . Dolayısıyla bu bölümde yer alan tüm sayısal hesaplamalarda her elementer parçanın boyutu $\lambda/10$ den küçük olacak şekilde bir ayırıklaştırma yapılmıştır . Literatürde bu tarz hesaplamalarda genellikle $\lambda/8$ yeterli kabul edilmektedir . Dolayısıyla MOM kullanımıyla sürekli uzayda yapılacak çözüme nazaran hata ihmal edilecek seviyededir . Zaten günümüzde eğer hesaplama işlemi sırasında bilgisayar kullanımı söz konusuysa problem ister istemez ayırıklaşmıştır , tabiki mühim olan bunun kontroludur . Tezin bu bölümünde , geliştirilen çözüm metodunun değişik parametreler altında verdiği sayısal sonuçlar incelenecektir . Temel olarak üzerinde durulan parametreler şunlardır;

- Gömülme derinliği
- Aydınlatma açısı
- Saıcının biçimi ve sayısı

Bu üç farklı parametrisi bu bölümde verilen sayısal örneklerde teker teker veya literatürdeki örneklerle karşılaştırmak amacıyla birarada kullanılarak , saçılan alan üzerindeki etkileri analiz edilmeye çalışılacaktır . Gözlemci uzayı içerisinde saçılan alan değerleri yarıçapı 20λ olan Şekil 3.1 de verilen geometriyle bir yarım daire üzerinde hesaplanmıştır . Bu gözlem yayı üzerinde genellikle 0.5 derece arayla saçılan alan şiddetleri hesaplanmıştır . Tüm bu analizlere geçmeden önce hesaplamayı yapan programlar ve onlar üzerinde tanımlanan data dosyaları hakkında

bilgi vermenin hesaplanmanın kavranması açısından yararlı olacaktır . Gömülü kompozit yapıdaki silindirik saçıcıların gözlemci uzayında sebep oldukları saçılan



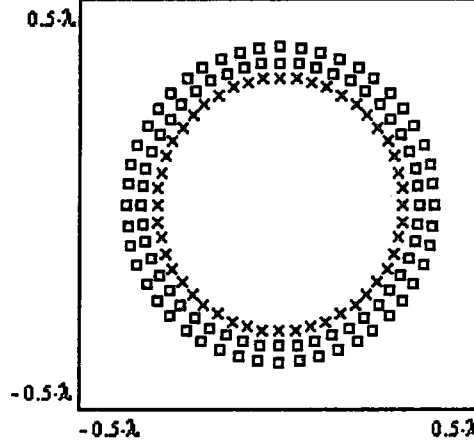
Şekil 3.1. Gözlem geometrisi.

alanı hesaplayan ana program FORTRAN programlama dili kullanılarak yazılmıştır . Bu programa giriş datası olarak saçıcı hücre koordinatlarını ve iki yarım uzaya ait parametreler dış ortamdan verilir . Ayrıca program , yarı uzay Green fonksiyonlarının hesaplanması sırasında yakınsamaların kontrolü için integrallerin kaçar noktada ayrıklaştırılmasını istediğini sorar ve sonuçta gözlemci uzayında hesaplanması istenen uzaklığı sorup alanları bu uzaklıktaki yarı çember üzerinde yine istenilen hasasiyetle hesaplar . Bu programın FORTRAN gibi yüksek seviyeli bir dilde yazılmasının ana sebebi FORTRAN da kompleks sayıların ve fonksiyonların rahatlıkla tanımlanıp kullanılabilmesidir . Ayrıca program görsel açıdan desteklenmek amacıyla QBASIC dilinde giriş ve çıkış dosyalarının düzenlenmesi yapılmıştır .

3.1 DERİNLİK VE AYDINLATMA AÇISININ ETKİLERİ

Bu analizde kullanılacak saçıcının hücresel yapısının modellenmesi Şekil 3.2 de verilmiştir . Saıcının dairesel yapıda olmasının tek nedeni ; hem analitik bakımdan sonuçların yorumlanabilmesi hem de literatürle kıyaslamanın rahat yapılabilmesi içindir . Çünkü literatürde yer alan gömülü cisimden saçılma problemlerinin hemen hemen hepsinde saçıcı yüzeyi dairesel yapıdadır . Gerçekte tezde kullanılan yöntem saçıcı şeklinden bağımsız olup bu bölümde farklı saçıcı yüzey

şekilleri ve dağılımları için de örnekler verilmiştir . Aşağıda dairesel yapıdaki bir saçıcının hücre geometrisi görülmektedir .



Şekil 3.2. Dairesel saçıcının hücre geometrisi

Şekilde görülen geometride x sembolü iletken çizgilerin merkezlerini ve □ sembolü dielektrik hücre merkezlerini göstermektedir . İletken çizgilerin sayısı 48 olup yarı çapı 0.3λ olan çember üzerindedir . Dielektrik hücre sayısı 96 olup iç yarıçapları 0.35λ ve dış yarı çapı 0.40λ olan bir daire parçası üzerindedir . Tüm uygulamalar için : $\epsilon_{r1} = 1$, $\epsilon_{r2} = 4$ ve dielektrik saçıcı için $\epsilon_r = 6$ alınmıştır . Ayrıca saçıcının aydınlatması yarı uzaylar arasındaki kesit yüzeyine dik yayılma doğrultusu olan düzlemsel dalgayla yapılmıştır . Hesaplama sırasında saçılan alan şiddeti Poynting vektörün güç ifadesi dikkate alınarak hesaplanmıştır .

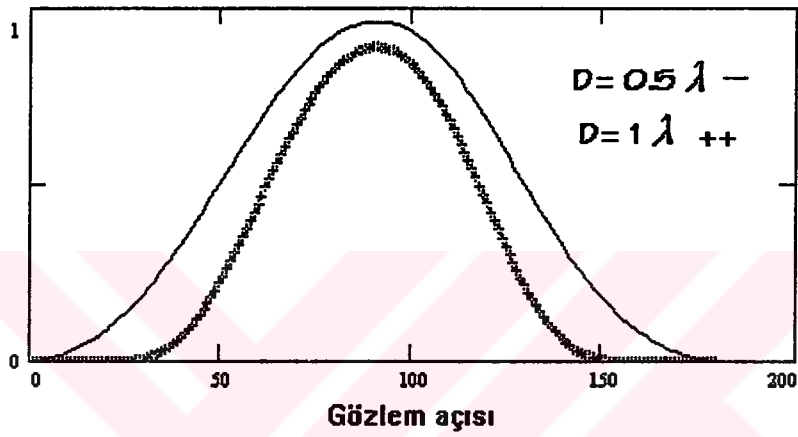
$$P = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu}} \cdot |E_z^s|^2 \quad (3.1)$$

Gözlemci uzayındaki saçılmış alana ilişkin bu güç değerleri maksimum değerle normalize edilmiştir . Sonuç açısından önemli olan hesaplanan güç eğrilerinin davranışlarıdır , zaten sayısal hesaplanan yöntemlerinin getirdiği farklı katkılar ve uygulamadaki hücre seçimleri sebebiyle normalize edilmemiş alan şiddetlerinin her çalışma için bire bir aynı olması beklenemez . Ancak şekillerdeki eğrilerde rahat

karşılaştırma yapılabilmesi için bazen 9 /10 luk bir genlik farkı oranı oluşturulmaktadır .

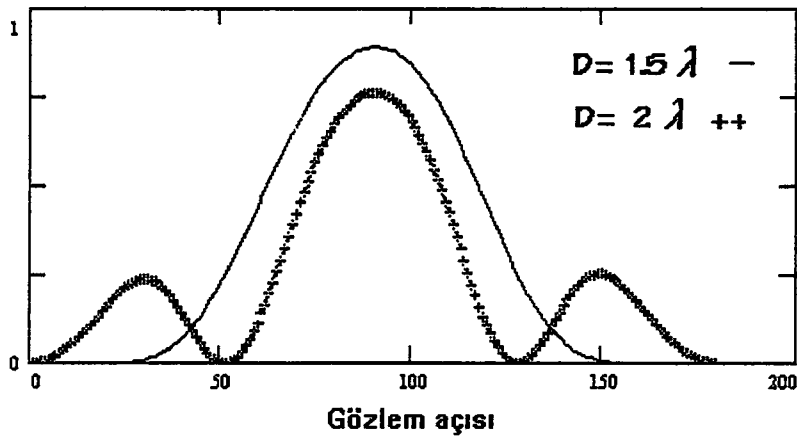
3.1.1 Derinliğin Etkisi

Şekil 3.2 de tanımlanmış olan saçıcının farklı derinliklere gömülmesiyle hesaplanan saçılan alanlar aşağıdaki eğrilerde ifade edilmiştir .

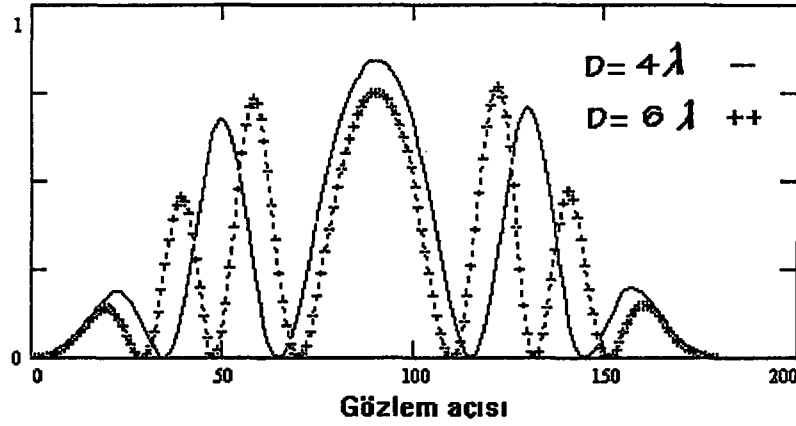


Şekil 3.3 Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 0.5λ ve λ

Şekil 3.3 de dikkat edilecek önemli nokta ; saçılan alan güç eğrileri saçıcının yüzeye hayli yakın olması durumunda elde edilmiş olmasıdır .



Şekil 3.4. Saçılan alan güç eğrileri , derinlik : 1.5λ ve 2λ

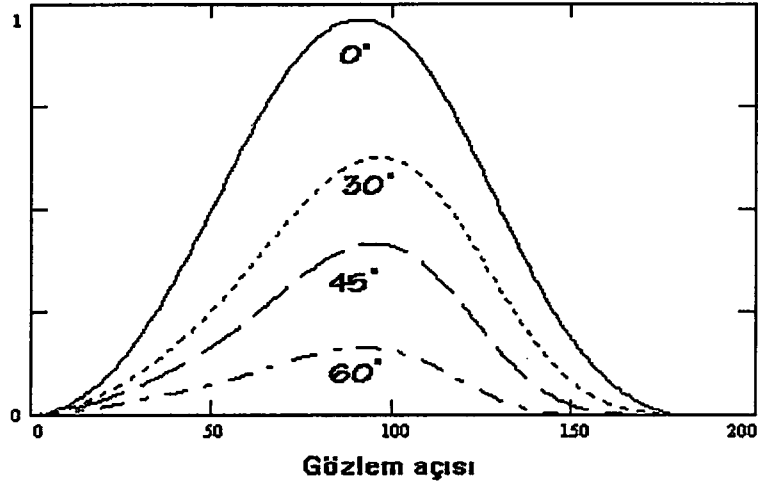


Şekil 3.5 Saçılan alan güç eğrileri , derinlik : 4λ ve 6λ

Şekil 3.3 , Şekil 3.4 ve Şekil 3.5 deki tüm eğriler saçıcı geometrisinin dairesel olmasından ve dik aydınlatma sebebiyle simetrik bir güç dağılımını göstermektedir . Zaten bu saçılma teorisinin doğal sonucu olup hesaplamaların kontrolü açısından da elde edilen pozitif bir sonuçtur . Güç eğrileri kolay yorumlanması amacıyla ikişerli gruplar halinde verilmiştir . Sonuç itibariyle ; saçıcının gömüldüğü derinlik arttıkça yan lob oluşması ortaya çıkmaktadır . Bu da gücün derinlikle doğru orantılı biçimde 0-180 derecelik gözlem yayı boyunca dağılmakta olduğunu göstermektedir . Dolayısıyla yüzeye yakın derinliklerde görülen 90 derecelik ana lob derinliğin artmasıyla ters orantılı biçimde zayıflamaktadır .

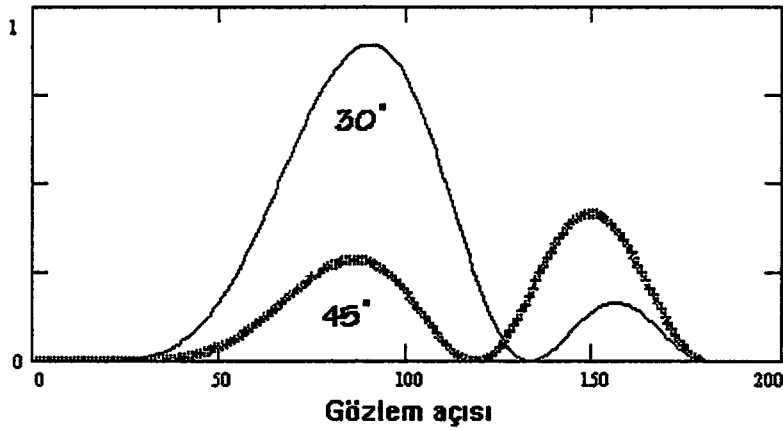
3.1.1 Aydınlatma Açısının Etkisi

Saçılan alanın dağılımı üzerinde önem taşıyan bir değişken de aydınlatma açısıdır . Sabit derinliklerde fakat farklı aydınlatma açıları altında saçılan alanın davranışı aşağıdaki eğrilerle belirlenmiştir . Aşağıdaki eğriler Şekil 3.2 deki saçıcının 0.5λ derinliğe gömülerek ve 0 , 30 , 45 ve 60 dereceden yapılan aydınlatmalarla elde edilmiştir . Şekil 3.6. dan anlaşıldığı gibi aydınlatma açılarındaki değişim saçılan alanın dağılımında önemli bir değişiklik yapmamıştır , tüm aydınlatmalarda 90 derece civarında maksimum yapan saçılan alan değerleri görülmektedir . Bu sonuç , literatürde birçok önemli gömülü cisimden saçılma analizi üzerinde çalışma yapmış olan ve temel referans sayılan makalelerle tam bir uyum içindedir [11–13] .

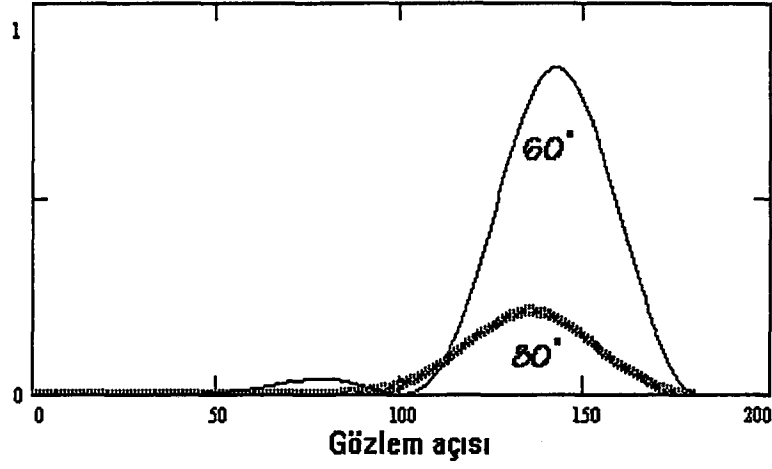


Şekil 3.6 Saçılan alan güç eğrileri , aydınlatma : $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ ve 60°

Sonuçlar bölümünde tezde sunulan yöntemin literatürdeki diğer referanslarla karşılaştırılmasında bu konu detaylı biçimde yer alacaktır . Aydınlatma açısı arttıkça $R(\tau)$ sebebiyle saçıcı uzaya transfer olan gelen alan şiddeti azalacağından saçılan alanın gücü düşmektedir . İncelemeyi bir miktar daha genişletmek için farklı derinliklerde ve bilhassa daha derinde çalışmak gerekir . Böylelikle daha genel bir sonuç çıkarma imkanına kavuşuruz . Sonuç bölümünde de yer aldığı gibi literatürde genellikle yüzeye yakın bölgelerde çalışılmış ve dolayısıyla HF veya VHF bandı tercih edilmiştir . Yüzeye yakınlık dalga boyuna nazaran değerlendirilmiştir . Örnek olması açısından ; 30MHz de çalışırken , dalga boyu 10 metre , yarım dalga boyu derinlik 5 metre olup gerçek uygulamalarda rastlanabilecek bir derinliktir .



Şekil 3.7 Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 2λ



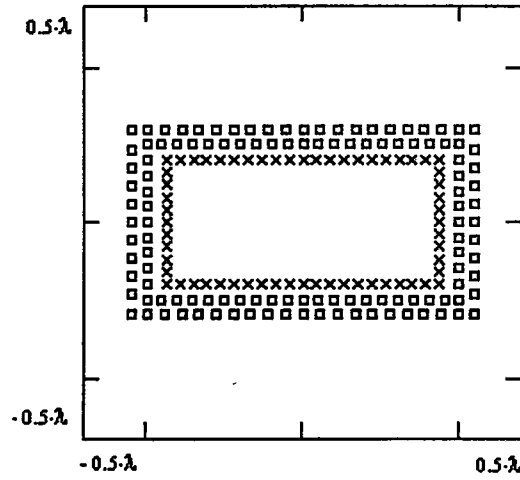
Şekil 3.8 Saçılan alan güç eğrileri , derinlik: 2. λ

Görüldüğü gibi derinliğin artırılmasıyla saçılan alanın davranışı tamamen değişmiştir. Artık aydınlatmanın saçılan alanın üzerindeki etkisi hissedilebilmektedir. Yüze yakın bölgelerde saçılan alan en kısa yolu izleyerek dışarıya çıkarken, derinlerde aydınlatma açısının etkisi serbest uzaydakine benzer bir yapı sergilemektedir. Referans [11–13] daki çalışmalarda yalnızca yüze yakın saçıcılar için örnekler verilmesine rağmen bilhassa [12] de derinliğin artmasının yan lob oluşumuna sebep olacağına örnek vermeksizin değinilmiştir. Dolayısıyla yapılan inceleme de bunu doğrulamakta hatta büyük aydınlatma açılarında ana lobun aydınlatma açısını izlediği görülmektedir.

3.2 ÇEŞİTLİ SAÇICILAR İÇİN SAYISAL SONUÇLAR

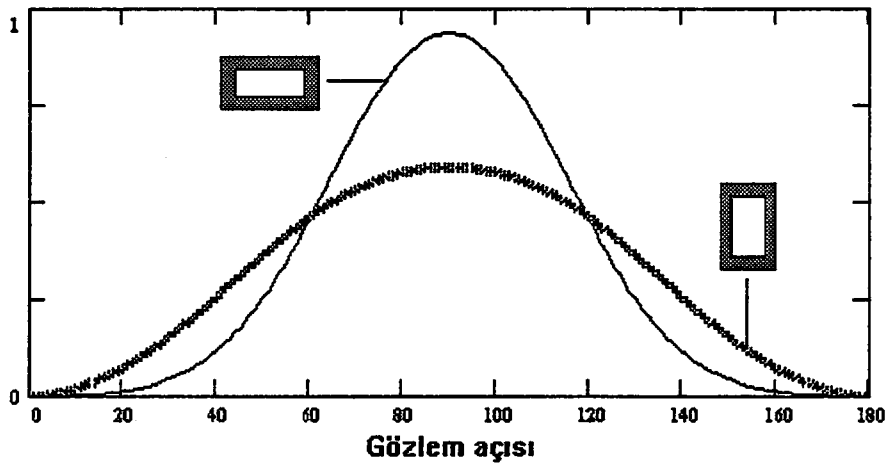
3.2.1 Dikdörtgen Saçıcılar

Bu başlık altında dikdörtgen kesit alanına sahip kompozit saçıcıların yaratacakları saçılan alanlar incelenecektir. Dikdörtgen yapılar genellikle uygulamada veya hedef modellemede yeri olan saçıcı yüzeylerdendir. Bu incelemede kullanılacak saçıcının hücresel yapısı Şekil 3.9 da verilmiştir. Örneklerde bu dikdörtgen kesit 90 derece döndürülerek dar ve geniş kenarlı dikdörtgenlerden saçılma karşılaştırılmıştır.

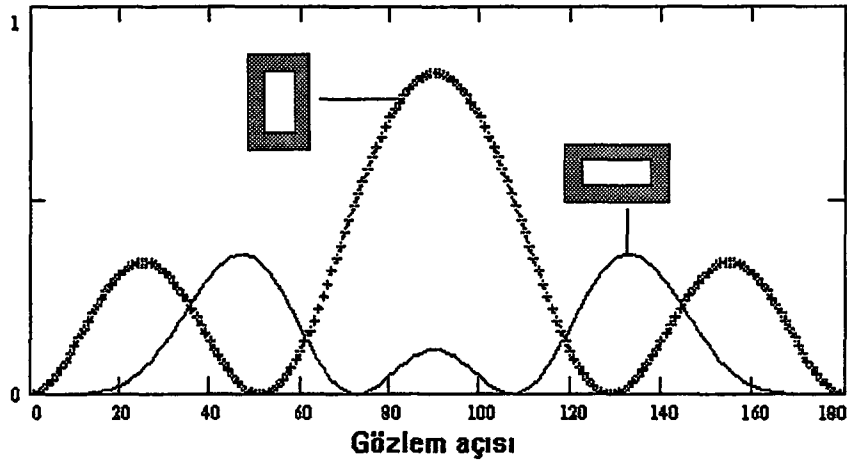


Şekil 3.9 Dikdörtgen saçıcı geometrisi

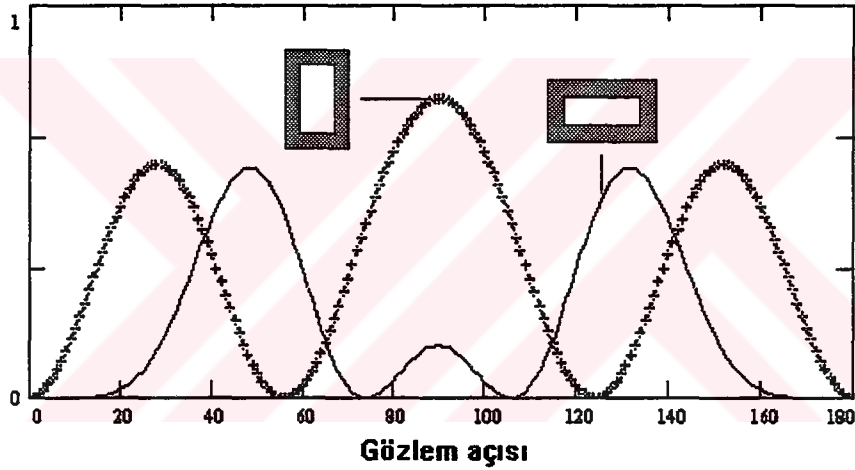
Şekilde görülen geometride x sembolü iletken çizgilerin merkezlerini ve $\square$ sembolü dielektrik hücre merkezlerini göstermektedir. Dikdörtgenin boyutu $0.7\lambda \times 0.35\lambda$ olup iletken çizgilerin sayısı 60 ve dielektrik hücre sayısı 120 dir. Dolayısıyla her bir elementer parçanın boyutunun $\lambda/10$ küçük olduğu garanti edilmiştir. Tüm uygulamalar için $\epsilon_{r1} = 1$ ve $\epsilon_{r2} = 4$ ve dielektrik saçıcı için $\epsilon_r = 6$ alınmıştır. Aşağıda verilen tüm örnekler için aydınlatma açısı diktir ve saçılan alan değerleri (3.1) deki eşitlikle ifade edilen Poynting vektörünün şiddetiyle hesaplanmaktadır. Bu saçıcı geometrisi ve ortam parametreleri doğrultusunda saçılan alan güç eğrileri Şekil 3.10, Şekil 3.11 ve Şekil 3.12 de verilmiştir.



Şekil 3.10 Saçılan alan güç eğrisi, derinlik 0.5λ

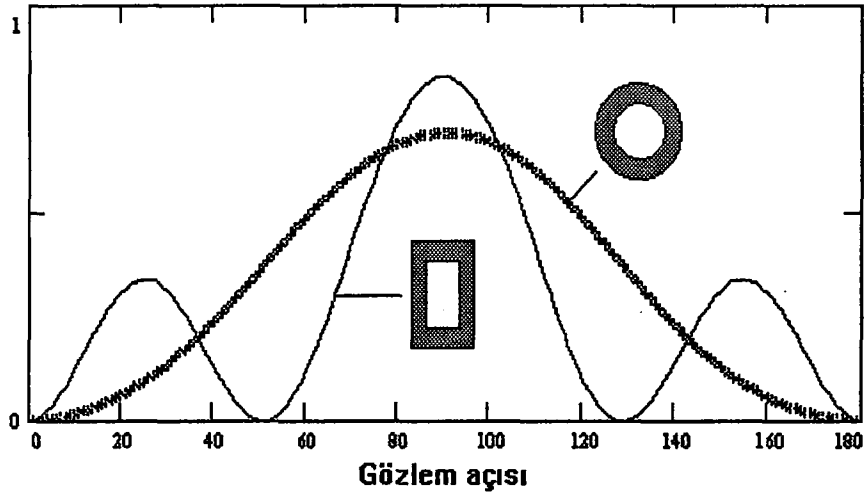


Şekil 3.11 Saçılmış alan güç eğrileri , derinlik: $0.75.\lambda$



Şekil 3.12 Saçılan alan güç eğrisi , derinlik: λ

Yukardaki saçılan alan sonuçları ile anten teorisinin konusu olan pasif yansıtıcıların davranışları arasında bir benzerlik görülmektedir . Aydınlatma doğrultusunda yer alan geniş saçıcı yüzeyleri dar yüzeye nazaran saçılan alan gücünü dar bir bölgeye sıkıştırma eğilimindedir , yani lob oluşturmaktadır . Bu bilhassa Şekil 3.10 da görülmektedir . Bunun nedeni de; kazancın efektif yüzeyle doğru orantılı olarak artmasıdır . Bu yorum ancak derinlik sabit tutulma koşulu altında yapılabilir aksi takdirde derinliğin artması yan lob oluşumunu desteklemektedir . Benzer amaçlı bir uygulama Şekil 3.13 de verilmiştir .

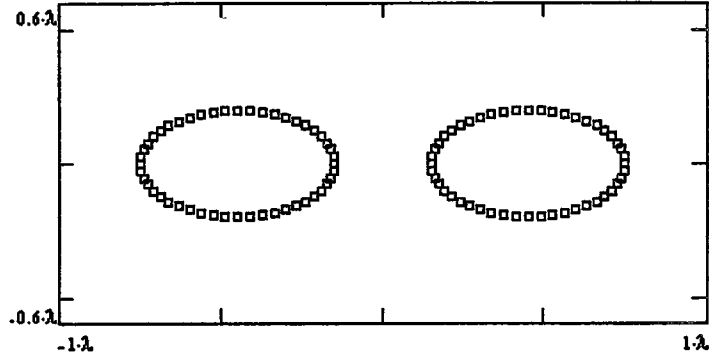


Şekil 3.13 Saçılmış alan güç eğrileri , derinlik: $0.75.\lambda$

Yukardaki dairesel saçıcı Şekil 3.1 de tanımlanandır . Şekil 3.13 den anlaşıldığı gibi boyut bakımından birbirine yakın ve aynı derinlikte bulunan iki farklı saçıcıdan aydınlatma doğrultusunda geniş yüzeye sahip olan saçıcı kazanç lobları oluştururken diğeri gücü yaymak eğilimindedir . Burdan basit bir mantıkla çıkaracağımız sonuç ; büyük saçıcılar bir kaç tane ana lob oluşturma eğilimindedir ancak derinlik artışının da yan lob oluşumunu etkilediği unutulmamalıdır . Derinliğin artmasını önemli bir dezavantajı gücün hızla düşmesidir .

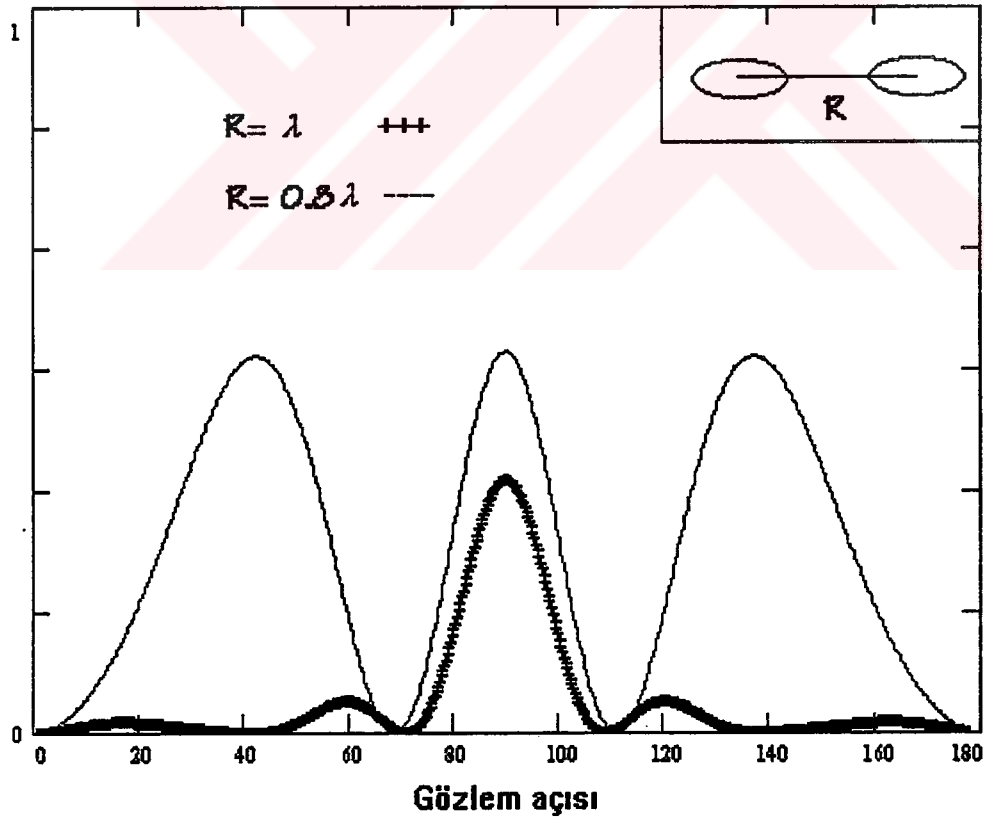
3.2.2 Saçıcı Yarım Uzayın İki Cisim Olması Durumu

Bu örnek uygulamada saçıcı uzayında iki silindik saçıcının bulunması durumu incelenecektir . Bu doğrultuda yapılacak çalışma ikiye ayrılmıştır . Birincisi aynı derinliğe gömülü iki saçıcının arasındaki uzaklığın değişiminin saçılan alanı nasıl etkilediğinin incelenmesi . İkincisi ise farklı derinlikteki saçıcıların saçılan alana nasıl etkilediğinin incelenmesidir . Bu amaçla aşağıda ayrık geometrisi verilmiş elips kesitli bir iletken saçıcı kullanılacaktır . Her bir elipsin büyük çapı $0.8.\lambda$ küçük çapı $0.4.\lambda$ dır ve 48 adet elementer çizgiyle ayrıklaştırılmıştır . Tüm uygulamalar için $\epsilon_{r1} = 1$ ve $\epsilon_{r2} = 4$ seçilmiştir . Bu durumda ilk önce elipsler arası uzaklığın değişiminin saçılan



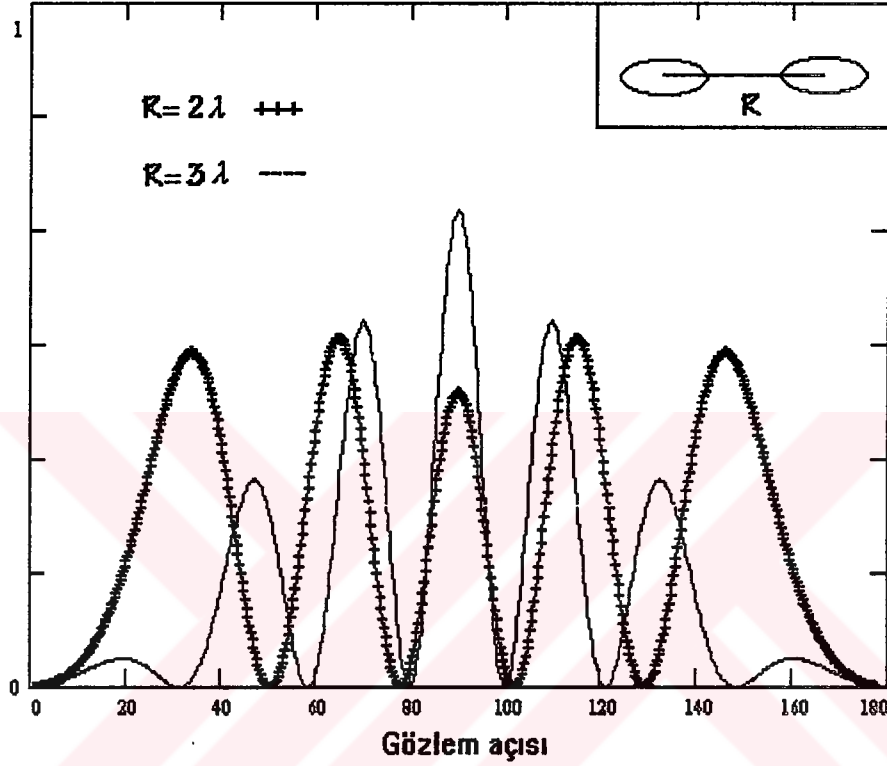
Şekil 3.14 Elips hücre geometrisi

E.M. alana etkisini dik aydınlatma açısı altında inceleyelim : Şekil 3.15 ve Şekil 3.16 da bu uzaklığın değişiminin alan dağılımı üzerindeki etkisi incelenirken 3λ ya kadar olan uzaklıklar dikkate alınmıştır . Bunun iki sebebi vardır : Birincisi , elipsler arasındaki mesafenin artması elektromagnetik etkileşmeyi azaltmaktadır .



Şekil 3.15 Saçılmış alan güç eğrileri , derinlik: λ ve aydınlatma: 0°

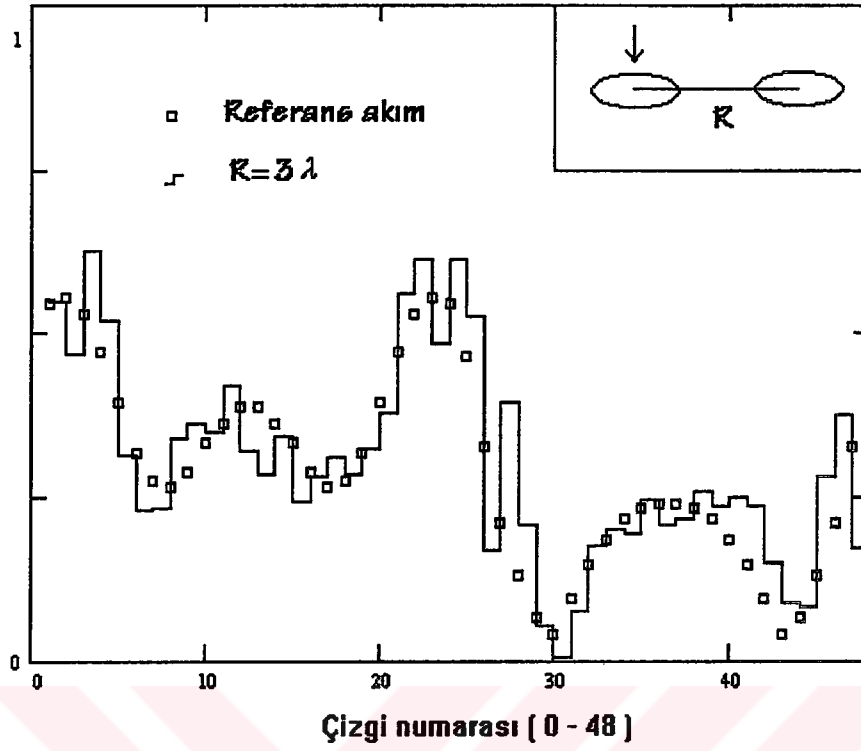
Bu teorik sonucun doğruluğunu indüksiyon akım dağılım eğrilerini inceleyerek görebiliriz Şekil 3.17 ve Şekil 3.18 . İkincisi ise hesaplama prosedürü sırasında , elipsler arası mesafe büyürse her bir elementer akım kaynakları arasındaki uzaklıkta artacak netice itibariyle asimtotik yaklaşım altında çözümdeki hata payı büyüyecektir.



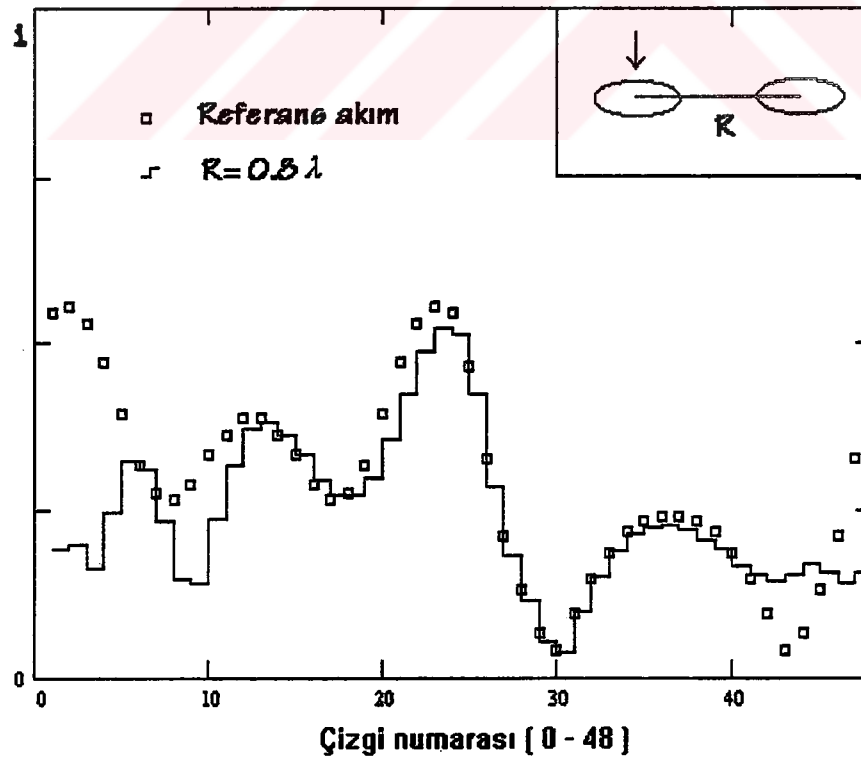
Şekil 3.16 Saçılmış alan güç eğrileri , derinlik: λ ve aydınlatma: 0°

Şekil 3.16 ve Şekil 3.17 yatayda 4 ayrı uzaklık , için saçılan E.M alanın güç eğrileri ikişer ikişer karşılaştırılmıştır . Bilhassa Şekil 3.17 de yataydaki uzaklık arttıkça yan lob oluşması da artmaktadır . Çünkü her iki saçıcı birbirinden uzaklaşmasına rağmen ölçüm yapılan 180 derecelik yayın merkezi sabit kalmıştır Şekil 3.1 . Bu sebeple , iki saçıcı üzerinde indüklenen kaynak akımlarının elementer parçaların konumlarından dolayı saçılan alanın hesaplandığı noktalarda oluşacak faz farkları simetrik olarak değişen bir alan dağılımı ortaya çıkarır . Bu simetrinin sebebi : Saıcıların fiziksel boyutları ve şekillerinin aynı oluşu , aydınlatmanın dik yapılması ve alanın hesaplanacağı noktaların bulunduğu yarım çemberin merkezinin yatayda elipslerin tam ortasında seçilmesidir . Bu yorum bizi şu sonuca götürecektir ; eğer ölçüm

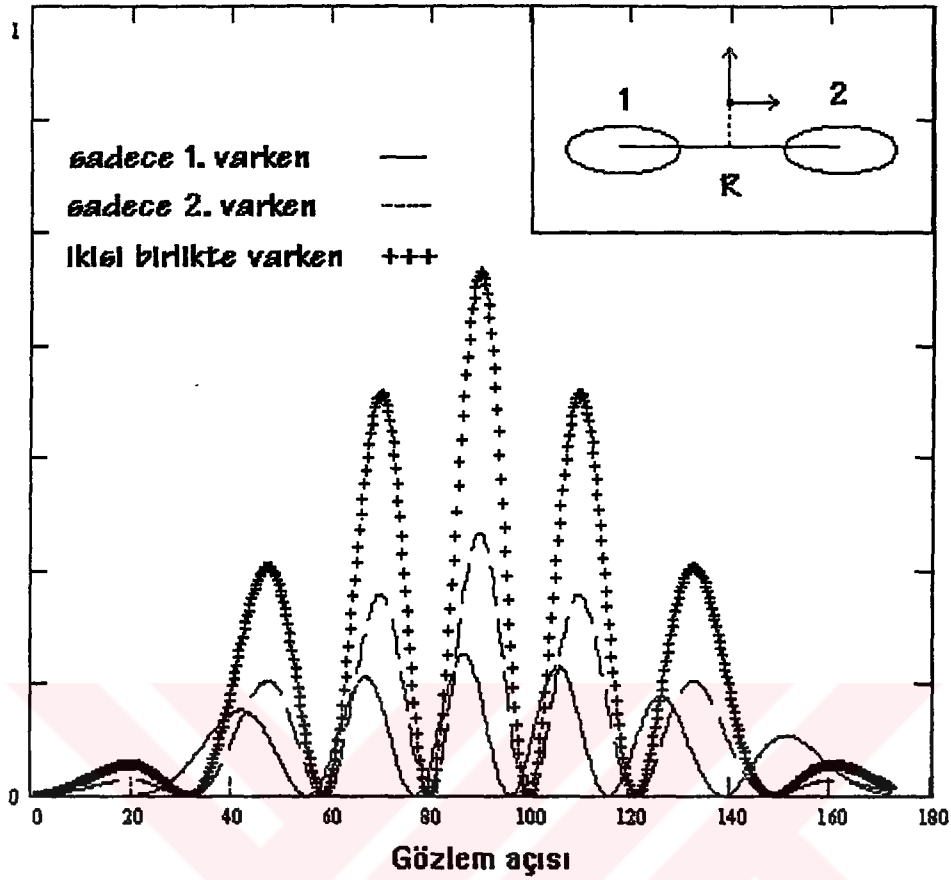
tam ortasında seçilmesidir . Bu yorum bizi şu sonuca götürecektir ; eğer ölçüm noktasını x eksenini boyunca hareket ettirirsek yatayda gömülü cisme yaklaştıkça lob oluşumu azalacak uzaklaştıkça artacaktır . Bu izafi açıdan iki cismin yatayda birbirine yaklaştıkça yan lob oluşumunun azalmasına uzaklaştıkça artmasına eşdeğerdir . İki saçıcının birbirine yaklaşması durumunda saçıcı efektif yüzeyi büyüyeceğinden Şekil 3.16 de rahatlıkla görüleceği gibi ana kazanç lobları oluşacaktır . Esas itibariyle , saçıcılar arasındaki mesafenin artması saçıcılar arasındaki E.M. etkileşimi zayıflatacağı teorik açıdan tartışılmaz bir gerçektir. Ancak birbirlerine göre yatayda farklı uzaklıktaki cisimlerin yarattıkları saçılan alanları kutupsal koordinatlarda , koordinat merkezini sabit bırakarak hesaplırsak saçılan alan güç eğrilerinde bu değişimi izlememiz mümkün olmaz , göreceğimiz şey sadece yan lob oluşumudur. Hesaplamamızın kontrolü açısından cisim üzerindeki indüksiyon akımlarının değişimini gözleme imkanı her zaman mevcut olmakla birlikte , en akılcı çözüm gözlem noktalarını yatayda x eksenine paralel seçmektir . İncelemin bu yanı aslında ters saçılma problemiyle direkt ilişkilidir . Düz saçılma problemi için önemli olan belirlenen bir koordinat takımına göre doğru alan şiddetlerinin bulunmasıdır . Zaten Şekil 3.18 ve 3.19 de verilen indüksiyon akım şiddet eğrileri durumu açıkça göstermektedir , uzaklık artıkça saçıcıların birbiri üzerindeki etkileri ortadan kalkmaktadır . Şekillerde referans olarak verilen akım eğrisi saçıcı yarım uzayında Şekil 3.14 de tanımlanan tek bir saçıcının olması halinde hesaplanan indüksiyon akım şiddetleridir . Karşılaştırılan diğer eğriler ise simetrik yerleştirilmiş iki saçıcı olması durumunda elde edilmiştir . Şekil 3.18 deki gibi elipsler birbirlerine yaklaştığında , birbirlerine bakan yüzlerinde indüksiyon etkileşimi açıkça fark edilirken , ters yüzeylerindeki akım dağılımlarında fazlaca değişmemektedir . Akım eğrilerinde iki saçıcılı durum için simetriden dolayı karşılaştırmak amacıyla sadece bir elips üzerinde hesaplanan 48 adet indüksiyon akım şiddetleri değerlendirmeye alınmıştır . Diğer elips üzerinde indüklenen akım dağılımı 49. elementer çizgiden 96. çizgiye kadar olan 0 - 48 arasındaki elementer çizgiler üzerindeki dağılımla simetrik olacaktır . Dolayısıyla eğer elipsler arasında 3λ den fazla uzaklık varsa oluşacak saçılmış alan elipslerin ayrı ayrı olması durumundaki alanların toplamı olacaktır . Ayrıca Şekil 3.19 da 4 dalga-boyu uzaklık için elipsler arasındaki bu etkileşimi gösteren E.M. saçılan alanın güç eğrileri verilmiştir .



Şekil 3.17 İndüksiyon akım şiddetleri , derinlik: λ ve $R:3\lambda$



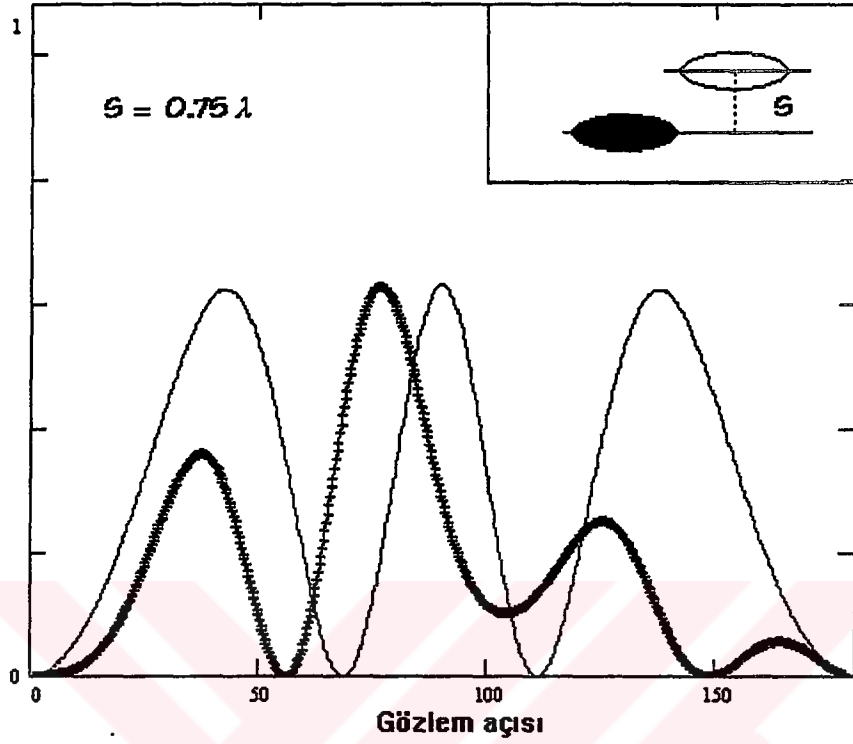
Şekil 3.18 İndüksiyon akım şiddetleri , derinlik: λ ve $R:0.8\lambda$



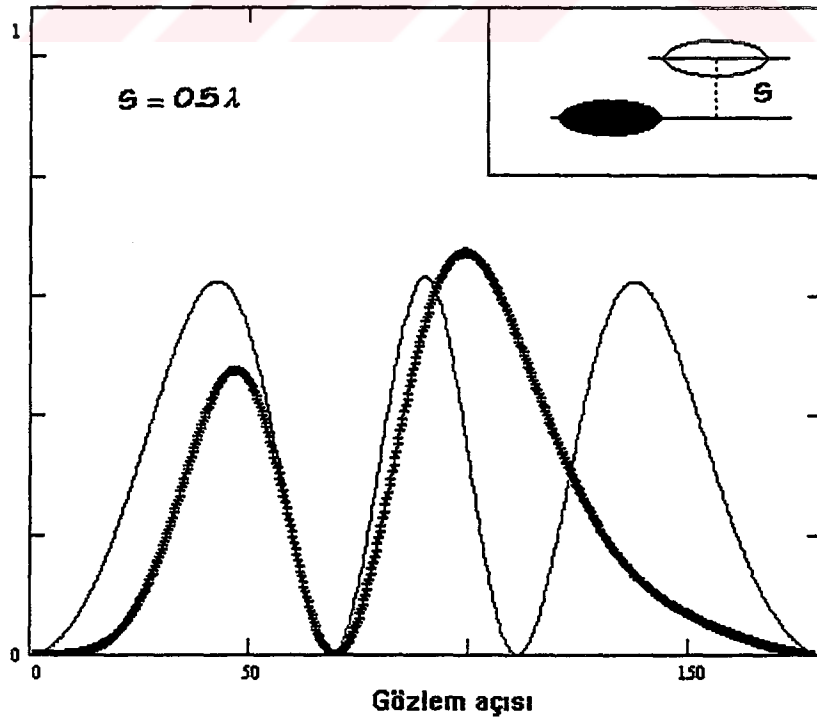
Şekil 3.19 Saçılmış alan güç eğrileri , derinlik: λ ve $R : 4\lambda$

Şekil 3.14 de görülen elips kesitli iki saçıcının birbirlerine göre farklı derinliklere gömülmeleri durumunda saçılan alan güç eğrilerinin nasıl değişeceklerini Şekil 3.20 , Şekil 3.21 ve Şekil 3.22 den görülebilir . Bu şekillerde düz ince çizgiyle verilen saçılan alan güç eğrisi λ derinlikte ve birbirlerinin merkezleri arasındaki mesafe λ olan Şekil 3.14 daki saçıcı geometrisi için verilmiş bir karşılaştırma eğrisidir . İçi dolu olan elipsin derinliği ve konumu sabitlenmiştir , örnekler için her defasında içi boş olan elips bir başka derinliğe yerleştirilmiştir . Şekil 3.20 deki alan eğriler karşılaştırıldığında , birbirlerine nazaran 0.75λ derinlik farkının referans eğriye göre yarattığı simetrisiz durum görülmektedir . Ayrıca yüzeye doğru oldukça yakına taşınan saçıcının neden olduğu ve 50-180 dereceye kadar süren geniş lob hemen farkedilmektedir . Biçim olarak 0-50 derece arasındaki yan lob referansa göre hemen hemen değişmemiştir . Şekil 3.21 de hareketli elips dikeyde 0.25λ kadar sabit olan elipse doğru taşınmıştır ve hemen farkedileceği gibi referans olan eğriyle bilhassa

sabit olan elips tarafı nerdeyse tam uyuşma halindedir ve eğride Şekil 3.20 göre daha simetrik duruma gelmiştir . Çünkü iki elips yatayda aynı düzleme doğru yaklaşmıştır .

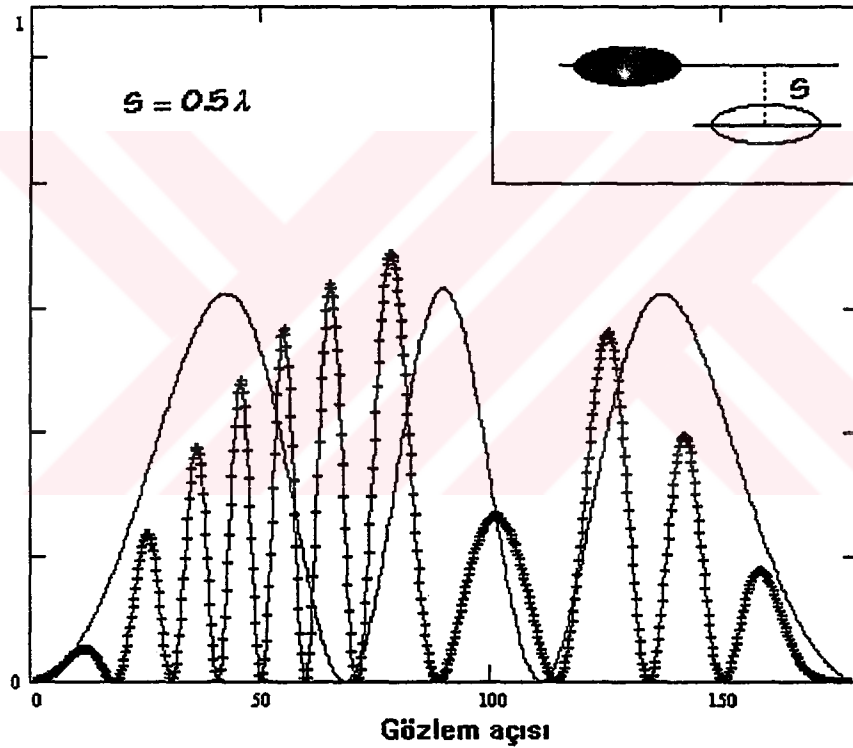


Şekil 3.20 Saçılmış alan güç eğrileri , referans derinlik λ



Şekil 3.21 Saçılmış alan güç eğrileri , referans derinlik λ

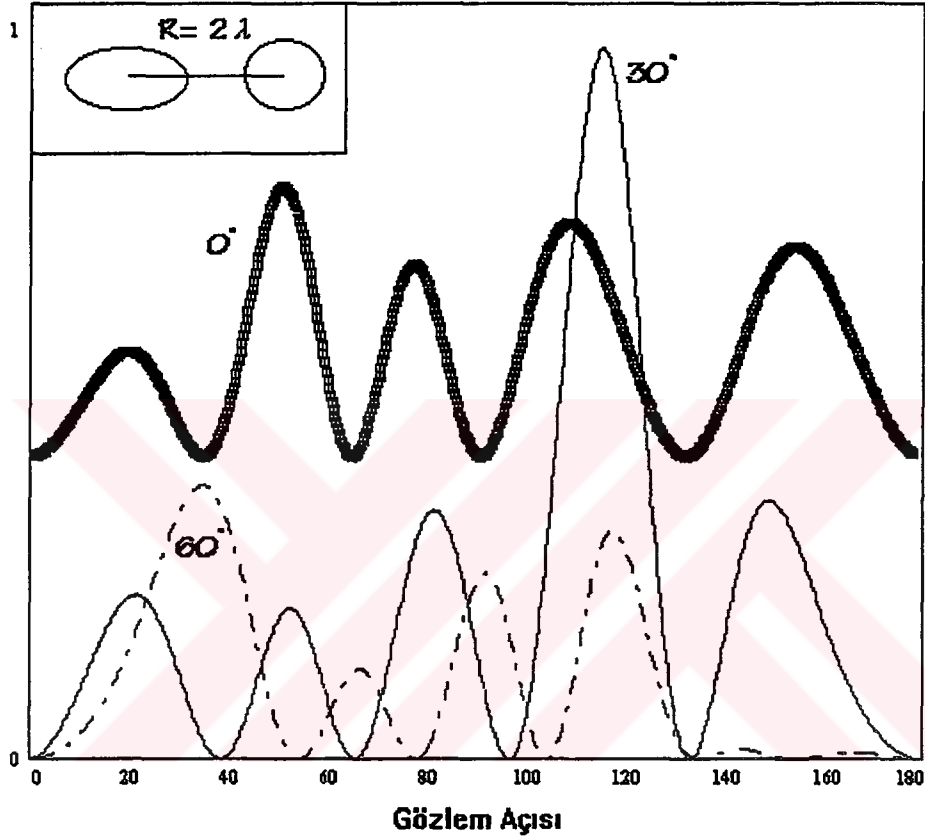
Şekil 3.22 de hareketli elips sabit elipsden 0.5λ daha derinine taşınmıştır , bu derinlik artması saçılan alan eğrisinde birçok yan loblar oluşturmakla birlikte Şekil 3.22 deki saçılan alan eğrisinin zarfının davranışına bakılırsa yine yüzeye yakın olan elipsi karakterize ettiğini söyleyebileceğimiz parçanın genliği diğer parçadan büyüktür . Tabii ki saçılan alan dağılımına bu aşamada incelenerek saçıcı geometrisi hakkında genel yorumlar yapmak pek doğru değildir . Hele pratikte saçıcı geometrisini bilmediğimizi düşünürsek . Çünkü incelediğimiz saçılan alan değerleri herhangi bir amaçla işlenmemiş ham verilerdir . Bilindiği gibi ters saçılma probleminde cisim fonksiyonunun belirlenmesi birçok veri işleme tekniği sonrası ortaya çıkarılacaktır .



Şekil 3.22 Saçılmış alan güç eğrileri , referans derinlik λ

Burda yapılan yorumlar sadece saçılan E.M. alanın , saçıcı geometrisinin bilinmesi durumunda , elektromagnetik teoriye göre uygunluğunun kontrol edilmesidir . Örnek olması açısından simetrik yapıya sahip olmayan aşağıdaki gibi bir saçıcı geometrisi için saçılan alanın açısal dağılımına bakarak özellikle Şekil 3.23 gibi parçalı yapılar için yorum yapmak hiçte kolay değildir . Bunun nedeni yukarda ifade edildiği gibi işlenmemiş ham saçılan alan verisiyle direk çalışılmasıdır . Bunun yanında ters

saçılma problemine veri sağlanması amacıyla birçok farklı parametreyi , aydınlatma açısı ve frekansı , değiştirilerek mümkün olduğu kadar saçıcı hakkında bilgi toplanma yoluna gidilmelidir . Tezde sunulan bir düz saçılma yöntemi olduğu için şimdiye kadar yeterince sayısal uygulama çeşidi verildiğine inanılmaktadır .



Şekil 3.23 Saçılmış alan güç eğrileri , dairenin yarı çapı 0.25λ ve elips in büyük çapı 0.7λ ve küçük çapı 0.4λ olup λ derinlikte aynı düzlem üzerinde durmaktadırlar .

BÖLÜM 4

SONUÇLAR VE ÖNERİLER

4.1 SONUÇLAR

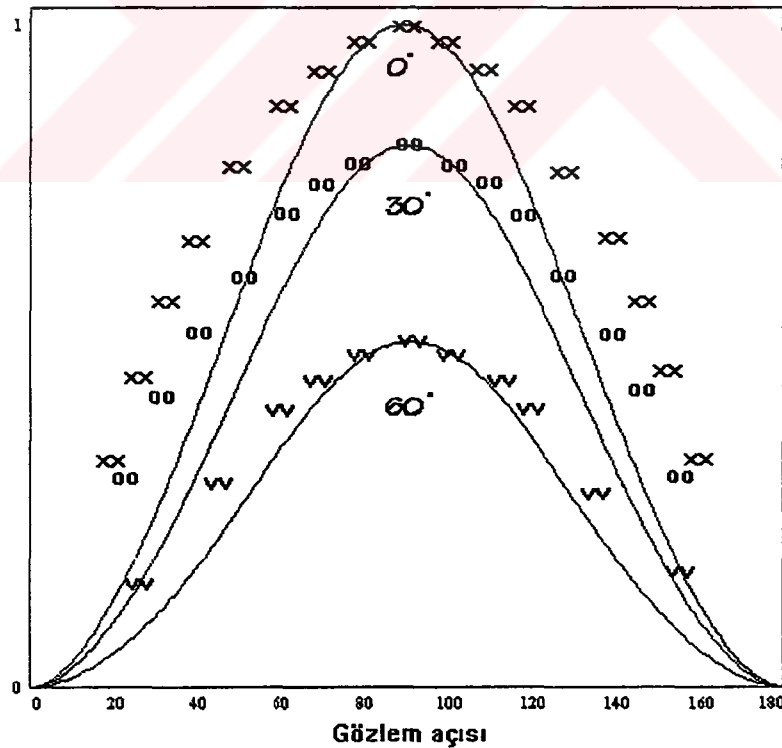
Tezde dielektrik yarım uzaya gömülü kompozit silindirik cisimlerden saçılma problemi için orjinal bir çözüm metodu verilmiştir . Sunulan yöntem kompozit gömülü cisimlerden saçılma problemi olarak adlandırılmasına rağmen sadece dielektrik veya mükemmel iletken yapılardan saçılma problemini de içine almaktadır . Bu metodun temel özellikleri hatırlamak gerekirse ;

- Saçıcı üzerindeki indüksiyon akımları Moment Metodu kullanılmak suretiyle direk bir nümerik yöntemle hesaplanmıştır . Bu yaklaşım altında yarım uzay Green fonksiyonlarının gerek ifadesinde gerekse hesaplamasında iki boyutlu uzaydaki silindirik kaynakların spektral ifadeleri kullanılmıştır . Böylelikle $G_{21}(r, r')$ ve $G_2(r, r')$ fonksiyonları düzlemsel dalgaların integrasyonu halinde ifade edilmiştir ve bunu takiben elementer boyutlarda tanımlanan integraller tam olarak hesaplanmış ve elementer elemanların birbirlerine göre konumsal açılarının elektromagnetik indüksiyon üzerindeki etkileri de hesaplamaya dahil edilmiştir . Elementer saçıcıların sebep olduğu elektromagnetik alanının hesaplanmasında bu tarzda bir iyileştirmeye literatürde rastlanmamıştır .

Problemdeki çözümü MOM haricinde gerek saçıcının fiziksel yapısına gerekse problemin geometrisine ait bir kısıtlama içermez . Tezde sunulan hesaplama yöntemi hem uzak hem de yakın alan için geçerlidir . Ayrıca indüksiyon akımlarının belirlenmesi sonrası çözümün son aşamasında gözlemci uzayındaki saçılan alanların hesaplanmasında , asimtotik bir metod kullanılarak uzak alan yaklaşımı altında $G_{21}(r, r')$ fonksiyonu hesaplanmıştır [22] . Ancak yakın alanlarda da çözümün yapılabilmesi için formülasyon açısından hiçbir bağılayıcılık yoktur . İstenirse saçıcı

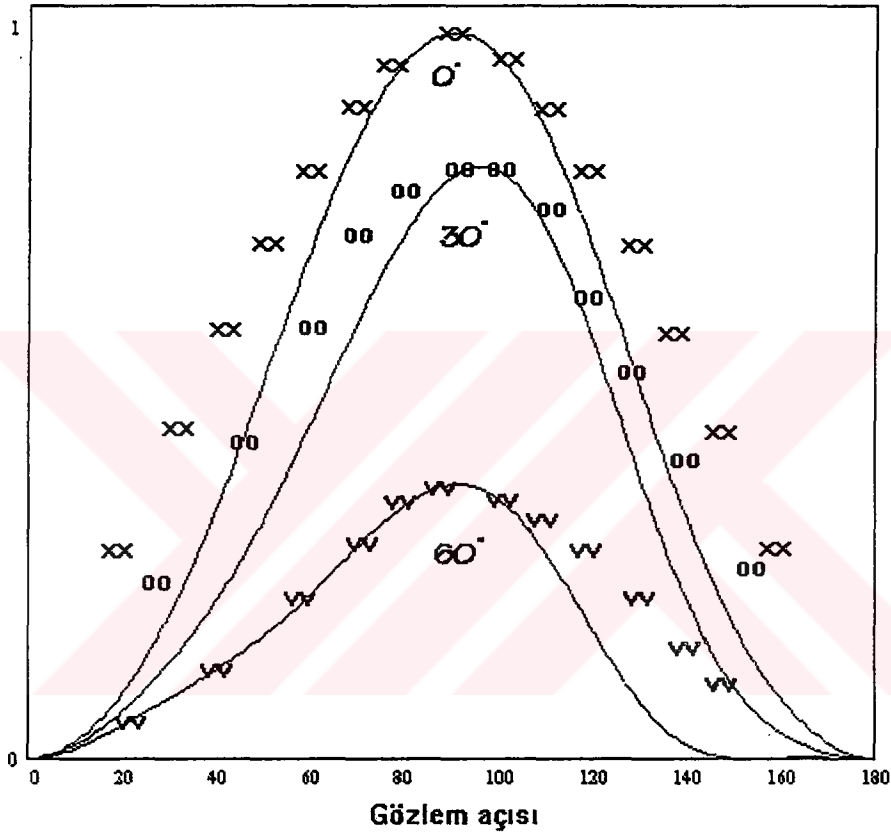
yarı uzayındaki alanları incelemek amacıyla direk çözüm nümerik olarak indüksiyon akımlarının hesaplanmasında olduğu gibi bulunabilir .

Tezde teoride anlatılan yarı analitik yaklaşım bölüm 3. de sayısal örneklerle de desteklenmiştir . Bu sayısal sonuçlar literatürde gömülü silindirik cisimlerden saçılma problemi için önemli referans kabul edilen makalelerdeki sayısal sonuçlarla uyum içindedir [11–13] . Referanslarda adı geçen bu makalelerde kullanılan çok farklı hesap yöntemlerine rağmen sayısal sonuçların tezdeki sayısal sonuçlarla uyuşması sunulan yöntemin doğruluğunu ispatlamaktadır . Bu uyumu göstermek amacıyla [12] de yer alan saçılan alanların değerlerini gösterir eğriler tezde sunulan yöntemin sayısal sonuçlarıyla kıyaslanmaktadır . Burda referans olarak verilen , gömülü iletken silindirlerden saçılma problemi J.D. Kanellopoulos ve N.E. Buris ortak bir yayını olup esas itibariyle 1981 -1995 arası bir çalışma zincirinin parçasıdır ve dolayısıyla sonuçların doğruluğu bir kaç kez kontrol edilmiştir . Referans makale içinde Şekil 4 ve Şekil 5 le ifade edilen sonuçları , aynı parametre ve değişkenleri kullanarak fakat kendi metodumuzu uygulayarak hesapladık .



Şekil 4.1 Dairesel iletken saçıcı için [12] ile karşılaştırma eğrileri

Şekil 4.1 xx , oo ve ww sembolleriyle gösterilen noktalar [12] deki şekil 5 den örneklenmiş olup refere edilen saçılan alanlar küçük saçıcılar , saçıcı çapı 0.03λ , tarafından oluşturulmuştur . Dolayısıyla problemin fiziksel uygulaması için VHF in alt bandı kullanılmıştır , sırasıyla 50MHz ve 30MHz , böylelikle metrik mesafelerde çalışabilme imkanı bulunmuştur ..



Şekil 4.2 [12] ile karşılaştırma eğrileri

Şekil 4.2 xx , oo ve ww sembolleriyle gösterilen noktalar [12] deki şekil 4 den örneklenmiş olup refere edilen saçılan alanlar yine küçük saçıcılar , saçıcı çapı 0.133λ tarafından oluşturulmuştur . Görüleceği gibi çalışmalardaki metod ve yöntemlerin çok farklı olmasına karşılık sonuçlarda büyük bir paralellik vardır. Hernekadar referans eğrileri düşük iletkenlik bulunan ortam için elde edilmiş olsada , 0.001 S/m , ancak yüzeye çok yakın durumda ve çok küçük saçıcılar için iletkenliğin etkisi ihmal edilebilir seviyededir . Zaten kontrol edilen saçılan alanın

genel davranışdır . Şekillerin her ikisindeki 0 , 30 ve 60 derecedeki aydınlatmalara karşılık düşen saçılan alan eğrilerinin davranışları aynıdır . Bu paralellik eğrilerin davranışları dışında nisbi genlik değerlerine de orantısal biçimde yansımıştır . Daha önce de üstünde durulduğu gibi referanstaki incelemeler hep dalga boyuna göre düşük derinlik ve hayli küçük saçıcı boyutlarında olmasına rağmen tezde sayısal örnekler bölümünde hem derindeki ve hem de farklı boyuttaki cisimler için örnekler verilmiştir . Bu örneklerden anlaşıldığı üzere derinliğin veya saçıcının boyutlarının büyümesi saçılan alanda yan lobların oluşmasına sebep vermektedir . Zaten bu da referans makalenin sonuç bölümünde bir sayısal hesaplamayla gösterilmeksizin değinilmiştir .

4.2 ÖNERİLER

Tezde gömülü kompozit yapılardan saçılan alanı hesaplamak amacıyla orjinal bir yöntem geliştirilmiştir . Bu yöntemin önem taşıyan kısımları ve literatürdeki diğer yöntemlerle karşılaştırılması bu bölümde sonuç başlığı altında özetlenmiştir . Dolayısıyla burda bir kez daha aynı konulara yer vermeksizin , tezde sunulan yöntemin daha fazla nasıl geliştirilebileceği üzerinde durulacaktır .

Tezde yarım uzay Green fonksiyonlarının hesabı için geliştirilen yarı analitik yaklaşımla hücrelerin birbirlerine göre konumsal pozisyonlarının indüksiyon üzerindeki etkileri hesaplanabilir duruma gelmiştir . Böylelikle daha gerçekçi bir analiz yapma imkanına kavuşulmuştur . Bu sonuç esas itibariyle saçılma probleminin geometrik tanımından ve kullanılacak nümerik yöntemlerden bağımsızdır. Dolayısıyla herhangi bir geometriye sahip saçılma problemi için , ister serbest uzayda ister parçalı uzayda tanımlı olsun ve hangi nümerik yaklaşım altında çözülsün çözülsün Green fonksiyonların hesabında önerilen yöntem kullanılabilir .

Tezdeki çalışmalarda saçıcının aydınlatılması düzlemsel dalgayla yapılmıştır . Ancak RADAR incelemeleri için farklı biçimli aydınlatmalar yapılabilir . Bu aydınlatmanın seçimi ne tür bir inceleme yapılması istendiğine bağlıdır . Örneğin birden fazla gömülü cismin algılanması ve ayırdedilmesi amaçlanıyorsa , aydınlatma saçıcının boyutlarına göre seçilen bir frekansta sinüzoidal bir sürekli zaman işaretinin zamanda sınırlı bir fonksiyonla modülasyonu tipinde olabilir . Burada önemli olan

zamanda sınırlı bir işaretle aydınlatılmanın yapılmasıdır , bu sayede birden fazla frekansta saçılma gerçekleşecektir , bu da cismin tanımlanmasında ters saçılma problemi için ek bilgidir

Tezde ele alınan problemde cismin silindirik yapıda olduğu düşünülmüş ve problem iki boyutta çözülmüştür . Üç boyutlu ve rastgele kesitlere sahip cisimlerden saçılan alanların hesap edilmesinde de frekans domeninde MOM yöntemi kullanılabilir . Bu üç boyutlu analiz içinde yüzey ve hacim elemanlarının birbirlerine ve ara yüzeylere göre açısal konumlarının indüksiyon akımları üzerindeki etkileri tezde önerilen yarı analitik yaklaşımla bulunabilir . . Tabii ki küresel dalgaların düzlemsel dalgalar cinsinden ifade edilmesi silindirik dalgalardan daha kompleks yapıya sahip olacaktır . Üç boyutlu bir analiz için vektörel Green fonksiyonu ifadesinin bulunup hesaplanması gerekir .

Tezde saçıcı yarı uzayın da iletkenliğin olmadığı düşünülmüştür. Pratikte gözlem uzayının hava olarak düşünülmesi ve iletkenliğinin 0 alınması bir engel teşkil etmez . Fakat cismin gömüldüğü yarım uzayın dielektrik özelliğinin daha yoğun olması dışında toprak olarak kabul edildiğinde , toprağın cinsine ve nem oranına göre iletkenliğin tanımlanması gerekir . Bu tezdeki geliştirilen çözüm yöntemi için bu iletkenliğin varlığı hesaplama açısından herhangi bir engel teşkil etmez . Çünkü kayıplı ortamda düzlemsel dalgaların ifadelerinde iletkenlik sebebiyle bir değişiklik olmamaktadır . Zaten literatürdeki çalışmalarda genellikle saçıcı yarı uzayındaki iletkenlik için 0.001 veya 0.002 S/m gibi düşük değerler kullanılmaktadır .

KAYNAKLAR

- [1] **FELSEN L. B. , MARKUVITZ N.** Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves , New Jersey , (1973)
- [2] **BLEINSTEIN N.** Mathematical Method for Wave Phenomena , Academic Press , Orlando , (1984) .
- [3] **RICHMOND J. H. ,** Scattering by a Dielectric Cylinder of Arbitrary Cross Section , IEEE Trans. Antennas Propagation , vol. AP-13, pp. 334-341 , (1965)
- [4] **HARRINGTON ROGER F. ,** Field Computation by Moment Methods , Newyork , (1968)
- [5] **HARRINGTON ROGER F. ,** Time Harmonic Electromagnetic Fields , Newyork , (1961)
- [6] **MORITH N. ,** Surface Integral Representation for electromagnetic scattering from dielectric cylinders , IEEE Trans. Antennas Propagation , vol AP-26 , pp 261-266 , (1978)
- [7] **YUAN XINGCHAO , LYNCH DANIEL R. and STROBENH JOHN W. ,** Coupling of Finite Element and Moment Methods for Electromagnetic Scattering from Inhomogeneous Objects , IEEE Trans. Antennas Propagation , vol. AP-38 , pp 386-393 , (1990)
- [8] **GONG ZHENGOUAN , GLISSON ALLEN W. ,** A Hybrid Equation Approach for The Solution of Electromagnetic Scattering Problems Involving 2-Dimensional Inhomogeneous Dielectric Cylinder , IEEE Trans. Antennas Propagation , vol. AP-38 , pp 60-68 , (1990)
- [9] **MICHALSKI K. A. , ZHENG D. ,.** Electromagnetic Scattering and Radiation by Surfaces of Arbitrary Shape in Layered Media : Part I Theory , IEEE Trans. Antennas Propagation , vol 38 , AP-3 , pp 335-344 , (1990)
- [10] **MICHALSKI K. A. , ZHENG D. ,.** Electromagnetic Scattering and Radiation by surfaces of Arbitrary Shape in Layered Media : Part II Implementation and Results for continuous half space , IEEE Trans. Antennas Propagation , vol 38 , AP-3 , pp 345-352 , (1990)

- [11] **UZUNOGLU N. K. ,KANELLOPOULOS J. D. ,** Scattering from Underground Tunnels , J. Phys. A, vol 15, no 2 , pp 459-471 , (1982)
- [12] **J. D. KANELLOPOULOS , BURIS N. E. ,** Scattering from Conducting Cylinders Embedded in a Lossy Medium , , Int. J. Electron , vol 57 no 3 , pp 391-401 , (1984)
- [13] **P. G. COTTIS , KANELLOPOULOS J. D. ,** Scattering of Electromagnetic Waves from Cylindrical Inhomogeneities Embedded Inside a Lossy Medium with Sinusoidal Surface . , Journal of Electromagnetic Waves and Application , vol 6 , no 4 , pp 445-458 , (1992)
- [14] **ZHUCK N. , P. YARAVOY ,** Two Dimensional Scattering an Inhomogeneous Dielectric Cylinder Embedded in a Stratified Medium : Case of TM Polarization , IEEE Trans Antennas Propagation , vol AP-42, pp 16-21 , (1994)
- [15] **YAROVY G. A. ,** Scattering from an Internal Penetrable Inhomogeneity of a Dielectric slab Waveguide , Microwave and Optical Technology Letters , vol 7 , no 4 , (1994)
- [16] **BRITT CHARLES L. ,** Solution of Electromagnetic Scattering Problems Using Time Domain Techniques , IEEE Trans. Antennas . Propagation , vol 37 no 9 , pp 1181-1191 , (1989)
- [17] **DEMAREST K. , HUANG Z. , PLUMB R. ,** An FDTD Near to Far Zone Transformation for Scatters Buried in Stratified Grounds , , IEEE Trans . Antennas Propagation , vol 44 ,no 8 pp 1150-1157 , (1996)
- [18] **CHATURVEDI P. , PLUMB R. G.,** Electromagnetic Imaging of Underground Targets Using Constrained Optimization , IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing vol 33 no 3 , pp 551-561 , (1995)
- [19] **RIUS M. JUAN , FERRANDO M. , JOFRE L. ,** High Frequency RCS of Complex Radar Targets in Real Time , IEEE Trans. Antennas Propagation , vol 41 , no 9 , pp 1308-1318 , (1993)
- [20] **WATSON G. N. ,** A Treatise on The Theory of Bessel Function , Cambridge University Press , (1966)
- [21] **CHEW W. C. ,** Waves and Fields in Inhomogeneous Media , Newyork: Van Nostrand Reinhold , (1990)

- [22] **ÇAKIR K. A. , PAKER S.**, Radar cross Section of the Buried Cylindrical Conducting Objects , IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium , AP Session 32 , pp 1402-1406 , (1996)



EK-A

$I_C(r, \Delta L_c)$ ve $I_D(r, \Delta S_d)$ İNTEGRALLERİNİN HESAPLANMASI

A.1 ÇİZGİSEL İNTEGRALİN $I_C(r, \Delta L_c)$ HESAPLANMASI.

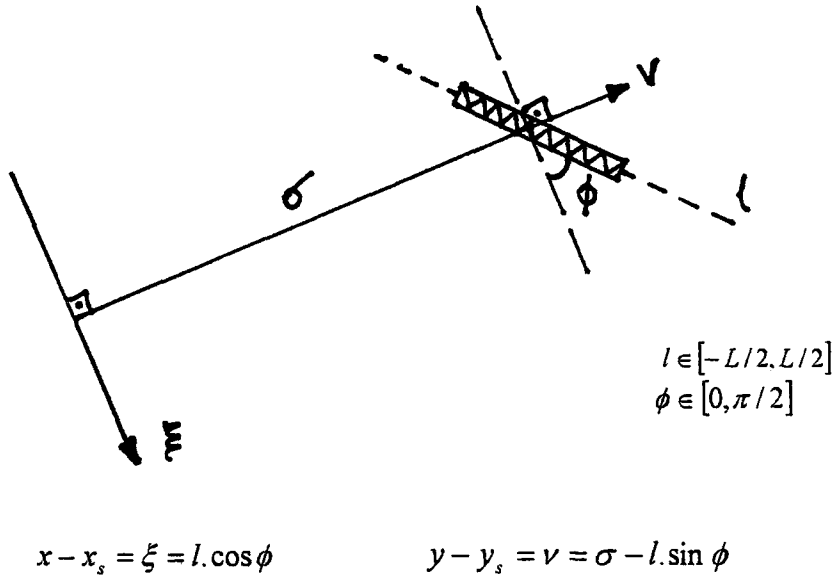
İletken çizgiler boyunca tanımlanan bu çizgisel integral direk ve yansıyan terimden oluşan aşağıdaki gibi iki parçalı bir integraldır .

$$I_C(r, \Delta L_c) = \int_{\Delta L} G_D(r, r') . dr' + \int_{\Delta L} G_r(r, r') . dr' \quad (A1)$$

A.1.1 Direk Terimin Çizgisel İntegrali .

$$G_D(r, r') = \frac{-j}{4.\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-j.k_2.((x-x_s).\cos \tau + |y-y_s|.\sin \tau)] d\tau \quad (A2)$$

Elementer parça üzerinde çizgisel integrali hesaplamadan önce aşağıdaki biçimde bir değişken dönüşümü yapalım ;



Şekil A.1 Direk terimin çizgisel integral geometrisi

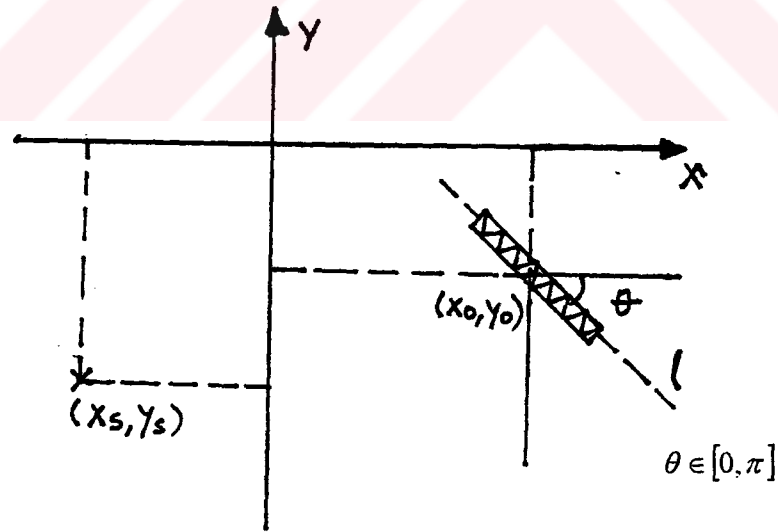
$$I_D = \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} \left\{ \exp(-j.k.\sigma.\sin\tau) \cdot \int_{-L/2}^{L/2} \exp(-j.k.l.\cos(\phi+\tau)) dl \right\} \cdot d\tau \quad (A3)$$

$$I_D = L \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} \exp(-j.k.\sigma.\sin\tau) \cdot \frac{\sin(k.L/2.\cos(\phi+\tau))}{k.L/2.\cos(\phi+\tau)} \cdot d\tau \quad (A4)$$

A.1.2 Yansıyan Terimin Çizgisel İntegrali .

$$G_Y(r, r') = \frac{-j}{4\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} R(\tau) \cdot \exp[-j.k.((x-x_s)\cos\tau - (y+y_s)\sin\tau)] \cdot d\tau \quad (A5)$$

İletken elementer parça üzerindeki çizgisel integrali hesaplamadan önce aşağıdaki değişken dönüşümünü yapalım ;



$$\xi = x = x_o + l \cdot \cos\theta \quad \text{ve} \quad \eta = y = y_o - l \cdot \sin\theta$$

Şekil A.2 Yansıyan terimin çizgisel integral geometrisi

$$I_Y = \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} \left\{ R(\tau) \cdot \exp[j.k.((x_s - x_o) \cdot \cos \tau + (y_s + y_o) \cdot \sin \tau)] \int_{-L/2}^{L/2} \exp[-j.k.l \cdot \cos(\theta - \tau)] dl \right\} \cdot d\tau \quad (A6)$$

$$I_Y = L \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} R(\tau) \cdot \exp[j.k.((x_s - x_o) \cdot \cos \tau + (y_s + y_o) \cdot \sin \tau)] \cdot \frac{\sin(k \cdot L/2 \cdot \cos(\theta - \tau))}{k \cdot L/2 \cdot \cos(\theta - \tau)} \cdot d\tau \quad (A7)$$

A.2 YÜZEYSEL İNTEGRAL $I_D(r, \Delta S_d)$ HESAPLANMASI.

Dielektrik hücreler üzerinde tanımlanan bu yüzeysel integrallin genel ifadesi aşağıda verilmiştir .

$$I_D(r, \Delta S_d) = \iint G_2(r, r') \cdot dr' \quad (A8)$$

$$G_2(r, r') = \frac{-j}{4\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} \exp(-j.k_2 \cdot ((x - x') \cdot \cos \tau + |y - y'| \cdot \sin \tau) + R(\tau) \cdot \exp(-j.k_2 \cdot ((x - x') \cdot \cos \tau - (y + y') \cdot \sin \tau)) \cdot d\tau \quad (A9)$$

(A8) de ifade edilen dielektrik hücreler üzerindeki yüzeysel integrali hesaplamak için ; aşağıdaki düzenlemeyi yaparak $G_2(r, r')$ yi kartezyen koordinatlarda x ve y değişkenleri cinsinden ayrıklaştırılabilir fonksiyonların çarpımı biçiminde ifade edilebilir .

$$G_2(r, r') = -\frac{j}{4\pi} \cdot \int_{\tau} [f(x_s; x, \tau) \cdot g(y_s; y, \tau) + R(\tau) \cdot f(x_s; x, \tau) h(y_s; y, \tau)] \cdot d\tau \quad (A10)$$

$$\iint_{x,y} G_2(r, r') ds = -\frac{j}{4\pi} \cdot \int_{\tau} \left[\int_x f(x'; x, \tau) \cdot \int_y g(y'; y, \tau) dy dx + \right. \\ \left. R(\tau) \cdot \int_x f(x'; x, \tau) \int_y h(y'; y, \tau) dy dx \right] \cdot d\tau \quad (\text{A11})$$

$$\iint_{x,y} G_2(x_s, y_s; x, y) dx dy = -\frac{j}{4\pi} \cdot \int_{\tau} [F(x_s; \tau) \cdot G(y_s; \tau) + R(\tau) \cdot F(x_s; \tau) \cdot H(y_s; \tau)] \cdot d\tau \quad (\text{A12})$$

$$F(x_s; \tau) = \int_{x_o-L/2}^{x_o+L/2} \exp(-j.k_2.(x-x_s).\cos\tau) dx = L_x \cdot \exp(-j.k_2.(x_o-x_s)).\text{sinc}(k_2.L/2.\cos\tau) \quad (\text{A13})$$

$$G(x_s; \tau) = \int_{y_o-L/2}^{y_o+L/2} \exp(-j.k_2.|y-y_s|.\sin\tau) dy \quad (\text{A14})$$

$$G(x_s; \tau) = L_y \cdot \exp(-j.k_2.|y_o-y_s|.\sin\tau) \cdot \text{sinc}(k_2.L/2.\sin\tau) \quad , \quad y_o \neq y_s$$

$$G(x_s; \tau) = L_y \cdot \exp(-j.k_2.L/4.\sin\tau) \cdot \text{sinc}(k_2.L/4.\cos\tau) \quad , \quad y_o = y_s$$

$$H(x_s; \tau) = \int_{y_o-L/2}^{y_o+L/2} \exp(j.k_2.(y-y_s).\sin\tau) dy = L_x \cdot \exp(j.k_2.(y_o+y_s).\sin\tau) \cdot \text{sinc}(k_2.L/2.\sin\tau) \quad (\text{A15})$$

A.2.1 Yüzeysel İntegrale Uzak Alan Yaklaşımı Altında Hesaplanması

$G_2(r, r')$ fonksiyonunun dikdörtgenel dielektrik hücre üzerinde tanımlanan iki katlı integrali , hücrenin x ve y duvarları boyunca tanımlanan çizgisel integraller çinsinden genel ifadesi olan (2.20) eşitliğinin uzak alan yaklaşımı altında daha sade hesaplanması mümkündür . Bu doğrultuda yapılan yaklaşıklık şudur ; ifadede yer alan çizgisel integrallerin değerleri ; integre edilen fonksiyonların x ve y doğrultusundaki hücresel duvar uzunluklarıyla çarpımına eşit alınabilir . Bu yaklaşıklık literatürde MOM altında yapılan çözümlerde kullanılan yaklaşımlara göre çok daha avantajlı olacaktır [4] . Çünkü x ve y boyunca tanımlanan çizgisel , integraller tam olarak hesaplanmış sadece dielektrik yüzeyi tarayan , x için y boyunca ve y için x boyunca , ikincil integrallerin hesaplanmasında bir yaklaşıklık yapılmıştır. Dolayısıyla hücrelerin konumsal açıları dolaylı yoldan yine hesaba katılmaktadır . Bu yaklaşım altında erişilen ifade aşağıdadır .

$$I_{nm}^D = -\frac{jI_n^x I_n^y}{2\pi} \cdot \int_{\pi+j\infty}^{-j\infty} \left\{ \left[R(\tau) \cdot \exp(j.k_2.(x - x_m).\cos\tau + (y_n + y_m).\sin\tau) \cdot \right. \right. \\ \left. \left. \text{sinc}\left(\frac{k_2 I_n^y}{2} \cdot \cos(\tau)\right) + \exp(-j.k_2.\sigma_{mn}(x).\sin\tau).\text{sinc}\left(\frac{k_2 I_n^y}{2} \cdot \cos(\tau + \phi_{mn}(x))\right) \right] + \right. \\ \left. \left[R(\tau) \cdot \exp(j.k_2.(x_n - x_m).\cos\tau + (y + y_m).\sin\tau).\text{sinc}\left(\frac{k_2 I_n^x}{2} \cdot \sin(\tau)\right) + \right. \right. \\ \left. \left. \exp(-j.k_2.\sigma_{mn}(y).\sin\tau).\text{sinc}\left(\frac{k_2 I_n^x}{2} \cdot \cos(\tau + \phi_{mn}(y))\right) \right] \right\} \cdot d\tau \quad (A16)$$

Burada ifade de yer alan konum değişkenleri 23. sayfada tanımlanmıştır .

ÖZGEÇMİŞ

Kerim Algu ÇAKIR , 1966 yılında İstanbul'da doğdu . Lise öğretimini İstanbul Kabataş Erkek Lisesin de tamamladı . 1983 yılında İstanbul Teknik Üniversitesi , Elektrik ve Elektronik Fakültesi , Elektronik ve Haberleşme Bölümün de lisans öğrenimine başlamış 1987 yılında tamamlamıştır . Lisan sonrası Teletaş A.Ş de 2 yıl kadar Radyo - Araştırma Geliştirme Grubunda çalışmıştır . Takiben Elektronik Haberleşme Mühendisliği Bölümünde yüksek lisan çalışmasını tamıştır 1989-1991 . Hemen devamında doktora çalışmasına başlayan Kerim Algu ÇAKIR halen Türk Hava Yolları Teknik Genel Müdürlük , ERA Atelyeleri Müdür Yardımcısı olarak çalışmaktadır .

