



Estimation of the electrical parameters and dimensions of an impedance cylinder with monoview/monostatic measurement system

Semih Doğu¹, Mehmet Nuri Akıncı¹, Ersin Göse*²

¹Department of Electronics and Communication Engineering, Istanbul Technical University, 34469, Istanbul, Turkey

²National Defense University, Istanbul, 34334, Turkey

Highlights:

- Estimation of the impedance and radius of a cylinder for a monoview/monostatic microwave imaging system
- Modelling the randomness via Monte Carlo Method
- Retrieving unknown parameters by utilizing limited aperture-multi frequency data

Keywords:

- Quantitative microwave imaging
- Newton's method
- Limited aperture
- Object-based inversion

Article Info:

Research Article
Received: 14.01.2019
Accepted: 07.07.2019

DOI:

10.17341/gazimmfd.512712

Correspondence:

Author: Ersin Göse
e-mail: egose@msu.edu.tr
phone: +90 212 398 01 00-20 23

Graphical/Tabular Abstract

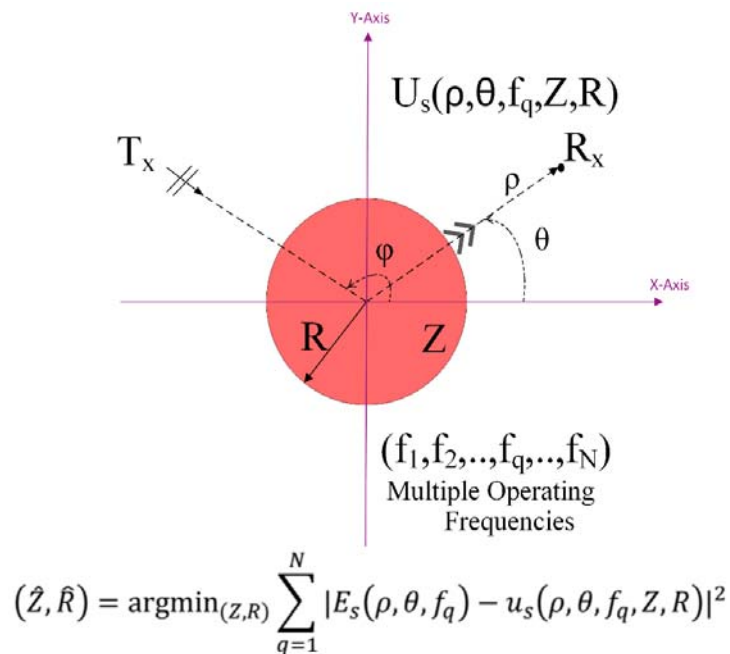


Figure A. Geometry of the measurement setup.

Purpose: This study focuses the problem of microwave imaging of an impedance cylinder with Newton's method by considering the noise effects as a randomness.

Theory and Methods:

The scattered field from a circular cylinder with homogeneous impedance is derived for plane wave illumination. The unknown coefficients in the scattered field is obtained by employing the boundary conditions on the surface of the impedance cylinder. Then, in the inverse scattering phase the impedance and the radius of the target have to be estimated. To this purpose, the scattered field of the impedance cylinder is recorded at various frequencies on one point around the target.

Results:

An estimate of the impedance and the radius of the cylinder is obtained. Results show that the proposed method can reconstruct the unknown parameters of the cylinder such as impedance and radius if the transmitter and the receiver are positioned across each other while only impedance of the cylinder is reconstructed if antennas are positioned side by side.

Conclusion:

Proposed method can reconstruct the unknown parameters of the cylinder with limited aperture – multiple frequency measurements.



Empedans silindirin elektriksel parametre ve boyutunun tek aydınlatma/tek ölçümlü bir sistemle kestirimi

Semih Doğu¹, Mehmet Nuri Akıncı¹, Ersin Göse^{2*}

¹İstanbul Teknik Üniversitesi, Elektrik Elektronik Fakültesi, Elektronik ve Haberleşme Mühendisliği Bölümü, 34469, Maslak, İstanbul, Türkiye

²Milli Savunma Üniversitesi, Rektörlük, 34334 Beşiktaş, İstanbul, Türkiye

Ö N E Ç I K A N L A R

- Bir silindirin yarıçapının ve empedansının tek verici/tek alıcılı mikrodalga görüntüleme sistemi ile kestirimi
- Modeldeki rastgeleliğin Monte Carlo benzetimleri ile analiz edilmesi
- Hedef cismin parametrelerinin kısıtlı açıklıklı-çoklu frekanslı bir ölçüm sistemi elde edilmesi

Makale Bilgileri

Araştırma Makalesi

Geliş: 14.01.2019

Kabul: 07.07.2019

DOI:

10.17341/gazimmfd.512712

Anahtar Kelimeler:

Nicel mikrodalga görüntüleme
newton yöntemi
kısıtlı açıklıklı nesne bazlı kestirim yöntemleri

ÖZET

Bu çalışmada bir empedans silindirin elektriksel parametre ve boyutlarının mikrodalga frekansındaki ölçümlerden Newton Yöntemiyle elde edilmesi ele alınmıştır. Bu amaçla, dairesel ve sabit bir empedansa sahip bir cismin düzlem dalga ile aydınlatıldığında saçtığı elektromanyetik dalgaların türetilmesi verilmiştir. Bu adımda saçıcı cismin z eksenini yönünde sonsuz olduğu ve gelen düzlem dalganın elektrik alanının z eksenine paralel olduğu varsayılarak saçılma problemi iki boyutlu enine manyetik (2D-TMz) olarak kabul edilmiştir. Bundan sonra, ters problem aşamasında ise saçıcı cismin empedansı ve yarıçapının belirlenmesi hedeflenmektedir. Newton Yöntemini uygulamak için cismin yarıçapı ve empedansı belirli bir ilk değer ile başlatılmış ve bu ilk değerler ile bir saçılan alan hesaplanmıştır. Ölçülen alan ile saçılan alan arasındaki fark saçılan alanın türevlerinden oluşan bir matrise bölünerek elektriksel parametreler ve yarıçaptaki değişim miktarı elde edilmiştir. Bu değişim miktarları ilgili değerlere eklenip yeni kestirim değeri elektriksel parametreler ve yarıçapları için elde edilmiştir. Bu süreç ölçülen elektrik alan ile hesap edilen alan arasındaki fark belirli eşik değerden düşük olana kadar devam etmiş ve bu şekilde tüm parametreler için bir kestirim elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar göstermektedir ki bu yöntem ile empedans silindirin parametreleri kısıtlı açıklıklı – geniş frekanslı ölçümler ile elde edilebilmektedir.

Estimation of the electrical parameters and dimensions of an impedance cylinder with monoview/monostatic measurement system

H I G H L I G H T S

- Estimation of the impedance and radius of a cylinder for a monoview/monostatic microwave imaging system
- Modelling the randomness via Monte Carlo Method
- Retrieving unknown parameters by utilizing limited aperture-multi frequency data

Article Info

Research Article

Received: 14.01.2019

Accepted: 07.07.2019

DOI:

10.17341/gazimmfd.512712

Keywords:

Quantitative microwave imaging
newton's method
limited aperture
object-based inversion

ABSTRACT

In this paper the problem of microwave imaging of an impedance cylinder is investigated with Newton's method. To this aim, the scattered field from a circular cylinder with homogeneous impedance is derived for plane wave illumination. In this step, the scattering configuration is assumed as a TMz scenario, where the impedance cylinder is infinite in z axis and the electric fields are parallel to the same axis. Then, in the inverse scattering phase the impedance and the radius of the target have to be estimated. To this purpose, an initial value is assigned to both variables and the scattered field corresponding to these initial values is evaluated. The difference between the scattered fields is divided to a matrix, which contains the derivative of the scattered field with respect to unknown variables, to estimate the update amount for each parameter. Then, both parameters are updated and this process continues up until to the difference between the measured and the calculated fields goes below to a predefined threshold. Thus, an estimate of the impedance and the radius of the cylinder is obtained. Results show that the proposed method can reconstruct the unknown parameters with limited aperture – multiple frequency measurements.

*Sorumlu Yazar/Corresponding Author: dogu16@itu.edu.tr, akincime@itu.edu.tr, egose@msu.edu.tr / Tel: +90 212 398 01 00 / 20 23

1. GİRİŞ (INTRODUCTION)

Mikrodalga görüntüleme (MG) bugün çok yaygın olarak çalışılan bir görüntüleme yöntemi olup ilk defa 40 yıl önce önerilmiştir [1]. MG yer altı ve yer üstünün uzaktan algılanması [2], duvar arkası görüntüleme [3], biyomedikal görüntüleme [4] ve hasarsız muayenede [5] pek çok uygulamada kullanılmaktadır.

Nicel MG yöntemleri saçıcı cisimlerin elektriksel özellik bilgileri başta olmak üzere şekil – pozisyon bilgilerinin kestiriminin hedeflendiği ters saçılma yaklaşımlarıdır [6]. Kontrast Kaynak Yöntemi (Contrast Source Inversion Method) [7], Yinelemeli Born Yöntemi (Born Iterative Method) [8], Distorted Yinelemeli Born Yöntemi (Distorted Born Iterative Method) [9], Altuzay Bazlı Optimizasyon (Subspace Based Optimization) teknikleri [10] gibi yaklaşımlar nicel MG yöntemlerinin başlıca örnekleridir. Bu yöntemlerin genel problemlerini şöyle iki başlık altında toplayabiliriz: (i) Elektriksel özellikleri kestirmek için kullanılan amaç fonksiyonlarının doğrusal olmayışı (ii) Ölçüm sayısı yüzler –binler mertebelerinde iken bilinmeyen sayısının milyonlar mertebesinde oluşu. Bu iki problemten ötürü nicel MG probleminin çözümü tekil olmayıp bu yöntemleri istikrarlı çalışması ve tek çözümlü olabilmesi için bazı ek şartların probleme dayatılması gerekmektedir. Bu amaçla literatürde genellikle çözümün seyrekliği (sparsity) [11] veya bir dalgacık (wavelet) uzayında gösterimi [12] kullanılmaktadır.

Son zamanlarda ters saçılma problemlerindeki bu değişkenlerin sayısının azaltılması amacıyla nesne temelli yöntemler de kullanılmaya başlanmıştır [13]. Bu yöntemlerde saçıcı/saçıcılar elektriksel parametreleri sabit olan düzgün daireler olarak kabul edilip problemdeki bilinmeyen sayısı ciddi olarak azaltılmaktadır [14]. Bu zamana kadar önerilmiş nesne temelli görüntüleme yöntemlerinin bazıları tek saçıcı için [15], bazıları ise çok saçıcı için [16] çalışabilmekte; bu yöntemlerden bazıları kısıtlı açıklıklı ölçümlerle de sonuç verebilmektedir [17]. Ayrıca, tüm bu çalışmalarda saçıcılar elektriksel geçirgen birer dielektrik olarak modellenmektedir [18]. Bir diğer çalışmada ise [19], betondaki boşlukların görüntülenmesi çalışması sırasında hava ve çeliğin akustik empedans özellikleri bakımından ayırt edici bir malzeme karakterizasyonu sergilediği gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmamızda ise cisim bir empedans yüzeyi olarak modellenip tek saçıcının olduğu halde saçıcı cisimi mükemmel bir daire kabul ederek tek bir antenle çoklu frekanslarda yapılan mikrodalga bandındaki ölçümlerle hedefin ortalama boyutu (ya da yarıçapı) ve ortalama yüzey empedansı kestirilecektir. Bu sebeple cismin merkezine orijinde konuşlandığı varsayılacak ve cisimden alınan çoklu frekanstaki ölçümlere en yakın alanı üretecek ortalama boyut ve empedans kestirilecektir. Burada ölçümler ile benzetim arasındaki farkı minimize etmek adına Newton yöntemi kullanılacaktır. Bir başka dikkat çeken nokta ise varsayılan model için benzetim alanının basit bir analitik ifade

olmasıdır ve bu özellik, Newton yöntemini uygularken benzetim alanının model parametrelerine göre türevinin hesabını da basit kılacaktır. Elde edilen sonuçlar göstermiştir ki önerilen algoritma ile antenlerin karşılıklı olduğu durumlarda hem boyut hem de elektriksel parametre kestirimi başarılı olarak gerçekleştirilebilirken antenlerin yan yana olduğu halde yalnızca elektriksel parametre kestirimi başarılı olmuş boyut kestirimi ise başarısız olmuştur.

2. EMPEDANS SİLİNDİRİNDEN SAÇILAN ALAN (THE SCATTERED FIELD FROM AN IMPEDANCE CYLINDER)

2.1. Düşük İletkenlikli Saçıcı Durumu (Low Conductor Scatter Condition)

Düşük iletkenlikli bir saçıcının elektromagnetik parametreleri μ : Manyetik Geçirgenlik, ϵ : Elektriksel Geçirgenlik ve σ : İletkenlik olsun. O halde bu saçıcı için $\omega = 2\pi f$ açılal frekansında (f frekansında) empedans $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_c}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon + i\sigma/\omega}} \approx \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ gibi bir sabit olduğu varsayılabilir. Bu şartlar altında, orijinde merkezlenmiş R yarıçaplı ve tüm yüzeyinde Z sabit empedansına sahip z eksenine yönünde sonsuz uzun bir silindiri hayal edelim. Bu silindir elektrik alanı z eksenine doğrultusunda polarize olmuş ve merkeze geliş açısı pozitif yönde ϕ olan $\omega = 2\pi f$ açılal frekanslı (f frekanslı) bir düzlem dalga ile aydınlatılmış olsun. Burada, silindirin bulunduğu ortamın elektriksel parametreleri sabit ve göreceli dielektrik sabiti ϵ_r , iletkenliği σ olsun. Bu halde Helmholtz denkleminin sağlanması için gelen elektrik alan u_i ve saçılan elektrik alan u_s 'nin formları Eş. 1'deki gibi olmalıdır [20].

$$\begin{aligned} u_i(r, \theta) &= \exp(-ik_b r \cos(\phi - \theta)), r > R ; \\ u_s(r, \theta) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n H_n^{(1)}(k_b r) \exp(in\theta), r > R \end{aligned} \quad (1)$$

Eş. 1'de r ve θ sırasıyla ölçüm yarıçapını ve ölçüm açısını temsil etmektedir, k_b ortamın dalga sayısıdır ve $H_n^{(1)}$ birinci tür Hankel fonksiyonudur. Bu elektrik alanlara karşılık gelen, gelen manyetik alan h_i ve saçılan manyetik alan h_s ise Maxwell denkleminin Eş. 2 yardımıyla bulunur [20].

$$\begin{aligned} h_i(r, \theta) &= \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{\partial \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{-n} J_n(k_b r) \exp(-in(\phi - \theta))}{\partial r} = \\ &= \frac{ik_b}{\omega\mu_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{-n} J_n'(k_b r) \exp(-in(\phi - \theta)), r > R ; \\ h_s(r, \theta) &= \frac{ik_b}{\omega\mu_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n H_n^{(1)'}(k_b r) \exp(in\theta), r > R \end{aligned} \quad (2)$$

Daha sonra dairesel yüzeyde sınır koşullarını kullanarak Eş. 3 yazılabilir.

$$\begin{aligned} u_i(R, \theta) + u_s(R, \theta) &= Z(h_i(R, \theta) + h_s(R, \theta)); \\ i^{-n} J_n(k_b R) \exp(-in\phi) + A_n H_n^{(1)}(k_b R) &= \\ \frac{ik_b Z}{\omega\mu_0} (i^{-n} J_n'(k_b R) \exp(-in\phi) + A_n H_n^{(1)'}(k_b R)) \end{aligned} \quad (3)$$

Bilinmeyen A_n katsayıları Eş. 3'teki denklemler yardımıyla çözümlerse, bu katsayılar Eş. 4'teki gibi elde edilir.

$$A_n = \frac{i^{-n} \exp(-in\phi) \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) - J_n(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)} \quad (4)$$

Varsayalım ki saçılan alan $\rho > R$ yarıçaplı bir daire üzerinde ölçülmüş olsun. Bu noktadaki saçılan alanın hesabı için Eş. 4'te verilen A_n katsayılarını Eş. 1'de yerine koymak yeterli olacaktır.

2.2. Yüksek İletkenlikli Saçıcı Durumu (High Conductor Scatter Condition)

Saçıcının yüksek iletkenlikli olması halinde empedans

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_c}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon + i\sigma/\omega}} \approx \sqrt{\frac{\mu}{i\sigma}} = \sqrt{\frac{\mu}{i\sigma}} \sqrt{\omega} = c\sqrt{\omega} \quad \text{gibi} \quad (c:$$

empedans sabiti) frekansla değişen bir fonksiyon olur. Yukarıda verilen denklemlerin tümü tek bir frekansta yazılmış olduğundan bu denklemlerin hepsinde $Z = c\sqrt{\omega}$ yazılarak yüksek iletkenlikli saçıcı için geçerli ifadeler elde edilebilir

3. TEK ALICI/TEK VERİCİLİ GÖRÜNTÜLÜME SİSTEMDE YÜZEY EMPEDANSININ KESTİRİMİ (ESTIMATION OF IMPEDANCE OF THE CYLINDER FOR A MONOVIEW/MONOSTATIC IMAGING SYSTEM)

3.1. Düşük İletkenlikli Saçıcı Durumu (Low Conductor Scatter Condition)

Varsayalım ki **2.1 bölümünde** de bahsedildiği gibi düşük iletkenlikli (sabit empedanslı) bir cisim sadece tek bir açıdan aydınlatılıp ölçüm ise tek bir (ρ, θ) noktasından yapılsın. Ek olarak bu ölçümler $[f_l, f_m]$ frekansları arasındaki N düzgün aralıklı dağılmış frekansta tekrarlınsın. O halde kaydedilen görüntülü veri $E_s(\rho, \theta, f_q)$, $q = 1, 2, \dots, N$ olsun. Burada elde edilen problem Eş. 5'teki gibi ifade edilebilir.

$$(\hat{Z}, \hat{R}) = \operatorname{argmin}_{(Z, R)} \sum_{q=1}^N |E_s(\rho, \theta, f_q) - u_s(\rho, \theta, f_q, Z, R)|^2 \quad (5)$$

Newton yöntemi ile Eş. 5'teki minimizasyon probleminin çözümü bulunmaya çalışılacaktır. Burada n . iterasyonda saçıcı parametreleri için elimizdeki değerlerin (Z_n, R_n) olduğunu düşünelim. Bu nokta etrafında saçılan elektrik alan u_s 'yi Taylor serisinin birinci derece terimlere kadar Eş. 6'daki gibi açalım. (Birinci derece yaklaşıklık kullanılmasının sebebi doğrusal denklem sistemi elde edebilmektir. Daha yüksek mertebeden türevlerle bir Newton Metodu yaklaşımı yapılabilir de bu yaklaşıklıkların vereceği denklem doğrusal olmayacağından çözümü oldukça karmaşık olacaktır.)

$$u_s(f_q, Z, R) - u_s(f_q, Z_n, R_n) = \frac{\partial u_s}{\partial Z}(f_q, Z_n, R_n)(Z - Z_n) + \frac{\partial u_s}{\partial R}(f_q, Z_n, R_n)(R - R_n) \quad (6)$$

Eş. 6'daki yeni kestirim $u_s(f_q, Z, R)$ 'in her $q = 1, 2, \dots, N$ için ölçülen alana eşit olması beklendiğinden Eş. 7 yazılabilir.

$$E_s(f_q) - u_s(f_q, Z_n, R_n) = \frac{\partial u_s}{\partial Z}(f_q, Z_n, R_n)(Z_{n+1} - Z_n) + \frac{\partial u_s}{\partial R}(f_q, Z_n, R_n)(R_{n+1} - R_n); \quad q = 1, 2, \dots, N \quad (7)$$

Eş. 7'deki denklem bir matris sistemi halinde yazılırsa Eş. 8'deki denklem edilmiş olur.

$$\begin{bmatrix} E_s(f_1) - u_s(f_1, Z_n, R_n) \\ \vdots \\ E_s(f_N) - u_s(f_N, Z_n, R_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_s}{\partial Z}(f_1, Z_n, R_n) & \frac{\partial u_s}{\partial R}(f_1, Z_n, R_n) \\ \vdots & \vdots \\ \frac{\partial u_s}{\partial Z}(f_N, Z_n, R_n) & \frac{\partial u_s}{\partial R}(f_N, Z_n, R_n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (Z_{n+1} - Z_n) \\ (R_{n+1} - R_n) \end{bmatrix} \quad (8)$$

Eş. 8'den de görüldüğü gibi saçılan elektrik alanın cisim parametrelerine göre türevlerinin hesabının yapılması gerekmektedir. Bu türevler, Eş. 1 ve 4'teki bulunanlar kullanılarak hesaplanabilir ve bu türevlerin ifadeleri Z 'ye göre Eş. 9'da ve R 'ye göre Eş. 10'daki gibi elde edilir.

$$\frac{\partial u_s}{\partial Z} = \frac{\partial \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n H_n^{(1)}(k_b r) \exp(in\theta)}{\partial Z} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\partial A_n}{\partial Z} H_n^{(1)}(k_b r) \exp(in\theta) \quad (9)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial R} = \frac{\partial \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n H_n^{(1)}(k_b r) \exp(in\theta)}{\partial R} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\partial A_n}{\partial R} H_n^{(1)}(k_b r) \exp(in\theta) \quad (10)$$

Açıkça görülmektedir ki, bu türevlerinin hesabının yapılabilmesi için Eş. 4'te verilen A_n katsayılarının Z ve R 'ye göre türevlerinin elde edilmesi gerekmektedir. Bu amaçla Z 'ye göre türev Eş. 11'de hesaplanmıştır.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_n}{\partial Z} &= \frac{i^{-n} \exp(-in\phi) \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) - J_n(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)} \\ &= \frac{\frac{\partial}{\partial Z} \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) - J_n(k_b R) \right) \left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right) - \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) - J_n(k_b R) \right) \frac{\partial}{\partial Z} \left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} \\ &= \frac{i^{-n} \exp(-in\phi) \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) - J_n(k_b R) \right) \left(\frac{ik_b}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right) - \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) - J_n(k_b R) \right) \left(\frac{ik_b}{\omega \mu_0} H_n^{(1)}(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} \\ &= \frac{i^{-n} \exp(-in\phi) \left(\frac{ik_b}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) H_n^{(1)}(k_b R) - J_n(k_b R) H_n^{(1)'}(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} \end{aligned}$$

$$\frac{i^{-n} \exp(-in\phi) \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} (J_n(k_b R) H_n^{(1)'}(k_b R))}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} \quad (11)$$

Bir diğer gereklilik olan R'ye göre türevin açık ifadesi ise Eş. 12'de verilmiştir.

$$\frac{\partial A_n}{\partial R} = \frac{i^{-n} \exp(-in\phi) \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) - J_n(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} =$$

$$\frac{i^{-n} k_b \exp(-in\phi) \left(\left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n''(k_b R) - J_n'(k_b R) \right) \left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2}$$

$$- \frac{i^{-n} k_b \exp(-in\phi) \left(\left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) - J_n(k_b R) \right) \left(H_n^{(1)'}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)''}(k_b R) \right) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} =$$

$$\frac{i^{-n} k_b \exp(-in\phi) \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n''(k_b R) H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} +$$

$$\frac{i^{-n} k_b \exp(-in\phi) \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)''}(k_b R) - J_n(k_b R) \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)''}(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} =$$

$$\frac{i^{-n} k_b \exp(-in\phi) \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} \left(J_n''(k_b R) H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) H_n^{(1)'}(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} +$$

$$\frac{i^{-n} k_b \exp(-in\phi) \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} \left(\frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} J_n'(k_b R) H_n^{(1)''}(k_b R) - J_n(k_b R) H_n^{(1)''}(k_b R) \right)}{\left(H_n^{(1)}(k_b R) - \frac{ik_b Z}{\omega \mu_0} H_n^{(1)'}(k_b R) \right)^2} \quad (12)$$

Eş. 8'deki denklemi çözmek yoluyla (n+1). iterasyondaki empedans ve yarıçap kestirilir ve belirli bir durdurma şartı sağlanana kadar bu işleme devam edilir. Elde edilen son yarıçap ve empedans değerleri kestirimimiz olarak kabul edilir. Unutulmamalıdır ki, Eş. 8'deki denklem sistemi çeşitli frekanslarda ifadeler içermektedir ve çözümleri her bir frekans kendi içerisinde olacak şekilde yapılmaktadır. Belirlenen durdurma şartı her bir frekansta geçerli olana kadar iterasyonlar devam etmektedir.

3.1. Yüksek İletkenlikli Saçıcı Durumu (High Conductor Scatter Condition)

Hedef cisim yüksek iletkenlikli ise empedans frekansa $Z = c\sqrt{\omega}$ şeklinde bağlı olacaktır. Bu durumda kestirilecek parametreler yarıçap R ve empedans sabiti c olmalıdır. Bu durumda yine Newton yöntemi ve birinci derece Taylor serisi yaklaşıklığı kullanılarak Eş. 8'deki denklem Eş 13'deki gibi yazılabilir.

$$\begin{bmatrix} E_s(f_1) - u_s(f_1, c_n, R_n) \\ \vdots \\ E_s(f_N) - u_s(f_1, c_n, R_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_s}{\partial c}(f_1, c_n, R_n) & \frac{\partial u_s}{\partial R}(f_1, c_n, R_n) \\ \vdots & \vdots \\ \frac{\partial u_s}{\partial c}(f_N, c_n, R_n) & \frac{\partial u_s}{\partial R}(f_N, c_n, R_n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (c_{n+1} - c_n) \\ (R_{n+1} - R_n) \end{bmatrix} \quad (13)$$

Eş 13'de c_n ve R_n sırasıyla empedans sabiti ve yarıçapın n. iterasyondaki değerini gösterir. Bu denklemin çözülmesi ile aynı parametrelerin (n+1). iterasyondaki değerleri olan c_{n+1} ve R_{n+1} bulunabilir. Düşük iletkenlikli cisim durumuna benzer şekilde belirli bir durdurma kriteri sağlanana kadar iterasyonlar devam ettirilir. Algoritmanın son ulaştığı değerler empedans sabiti ve yarıçap için kestirimlerimiz olur. Son olarak Eş 13'teki empedans sabitine göre türevleri hesaplamak için zincir kuralı yardımıyla Eş 14. türetilir.

$$\frac{\partial u_s}{\partial c} = \frac{\partial \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n H_n^{(1)}(k_b r) \exp(in\theta)}{\partial c} =$$

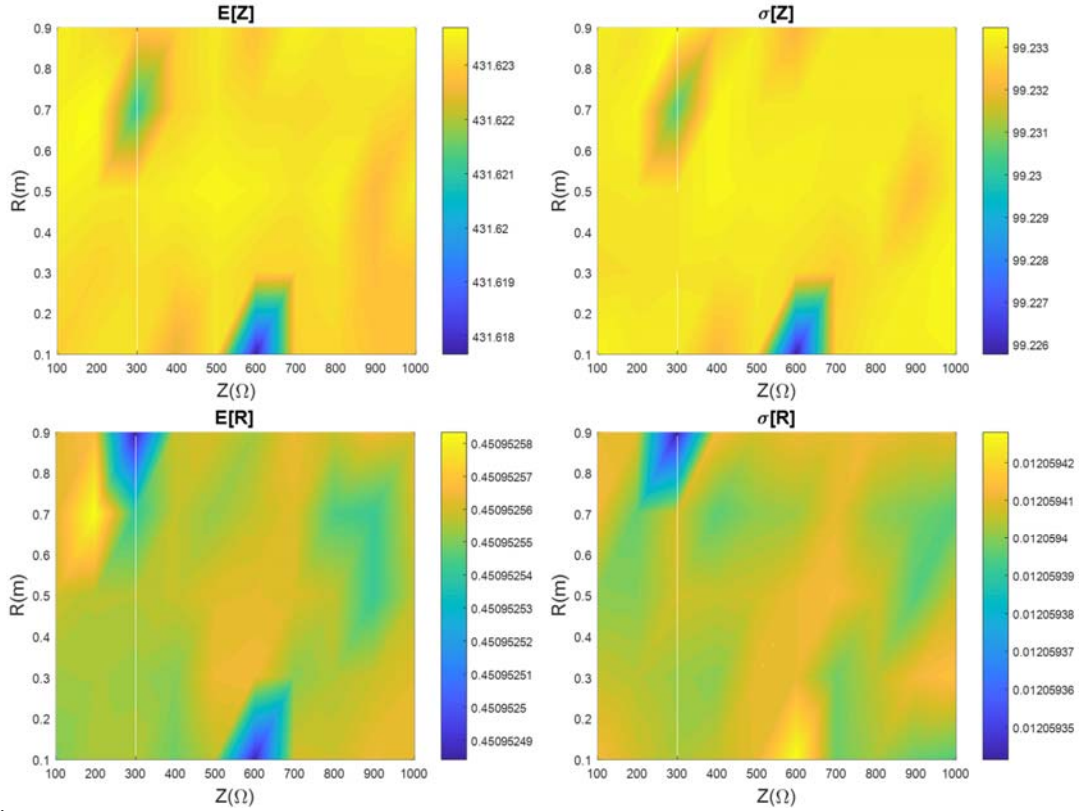
$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\partial A_n}{\partial c} H_n^{(1)}(k_b r) \exp(in\theta) =$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\partial A_n}{\partial Z} \frac{\partial Z}{\partial c} H_n^{(1)}(k_b r) \exp(in\theta)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\partial A_n}{\partial Z} \sqrt{\omega} H_n^{(1)}(k_b r) \exp(in\theta) \quad (14)$$

4. NUMERİK ÖRNEKLER VE TARTIŞMALAR (RESULTS AND DISCUSSIONS)

Bu bölümde yukarıda tanıtılan algoritma ile yapılan kestirimler belirli durumlar için sunulacaktır. Burada merkezi orijinde olan yarıçapı $R = 0,45 m$ olan ve empedansı $Z = 430 \Omega$ olan bir silindir ele alınmıştır. Şekil 1'de verilen ilk örnekte bu silindire $\phi = 90^\circ$ açıyla gelen bir düzlem dalgadan saçılan elektrik alan $\rho = 3 m$, $\theta = 270^\circ$ 'de örneklenmiştir. Burada saçılan elektrik alan $f_l = 200 MHz$ ile $f_m = 2 GHz$ arasındaki $N = 11$ frekansta $\Delta f = 200 MHz$ adımlarla ölçülmüştür. Önerilen algoritmanın en önemli gereksinimi bir başlangıç noktası seçimidir. Bu sebeple başlangıç noktasının değişik seçimleri için geliştirilen algoritma koşturulmuştur. Burada başlangıç değer olarak yarıçap için $R^0 = 0,1 m$ ve $Z^0 = 0,9 m$ arasındaki değerler $0,1 m$ adımlarla taranmış, empedans için ise $Z^0 = 100 \Omega$ ve $Z^0 = 900 \Omega$ arasındaki empedanslar 200Ω adımlarla taranmıştır. Ayrıca ölçülen veriye eklenen beyaz eklemeli Gauss gürültüsünden ötürü elde edilen kestirimin rastlantısal bir değişken olacağı da açıktır. Bu sebeple kestirimin istatistikî değerlerini (ortalama, varyans) ele almak daha mantıklı olacaktır. Bu nedenle Şekil 1'de tüm başlangıç değerleri için geliştirilen algoritma 50 kez değişik gürültülerle koşturulmuş ve kestirilen empedansın, kestirilen yarıçapın ortalama değeri ve varyansı çizdirilmiştir. Şekil 1'deki yukarıdaki iki resimden soldakinde empedansın ortalama değeri sağdakinde ise varyansı mevcuttur. Görüldüğü üzere empedansın ortalama değeri her başlangıç değeri için yaklaşık $E(\hat{Z}) = 431 \Omega$ olarak bulunurken kestirimin varyansı her başlangıç değeri için yaklaşık $\sigma(\hat{Z}) = 99 \Omega$ olarak hesaplanmıştır. Yani genel olarak yapılan bir empedans kestirimi ($431 \Omega \pm 91 \Omega$) arasına düşecektir ki bu görece hatanın genel olarak % 23'den daha az olması anlamındadır. Şekil 1'deki alttaki iki resimden soldakinde yarıçapın ortalama değeri sağdakinde ise varyansı mevcuttur. Görüldüğü üzere yarıçapın ortalama değeri her başlangıç değeri için yaklaşık $E(\hat{R}) = 0.45 m$

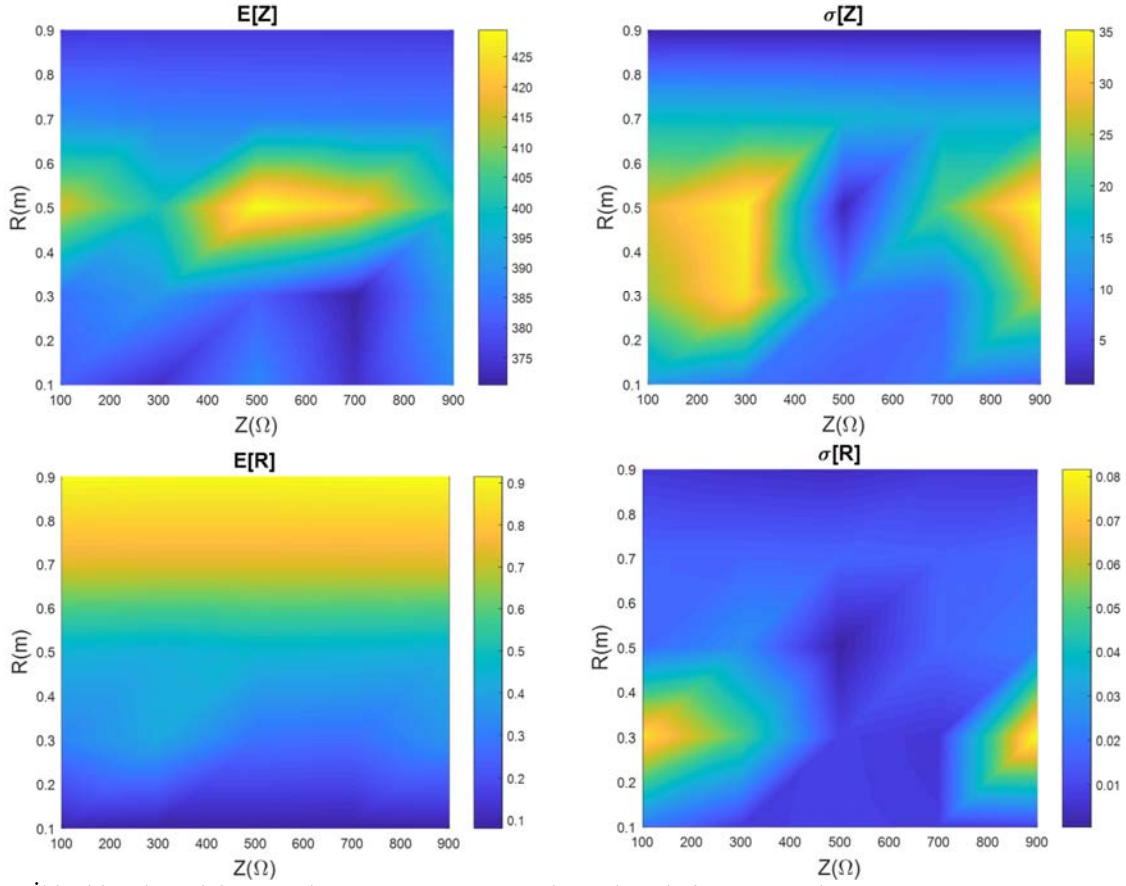


Şekil 1. İlk inceleme için empedansın ve yarıçapın ortalama değerleri ve varyansları; $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3 m$, $\theta = 270^\circ$, $f_l = 200 MHz$, $f_m = 2 GHz$, $N = 11$ ($\Delta f = 200 MHz$) (Expected values and variances of impedance and radius of the impedance cylinder for the case with $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3 m$, $\theta = 270^\circ$, $f_l = 200 MHz$, $f_m = 2 GHz$, $N = 11$ ($\Delta f = 200 MHz$))

olarak bulunurken kestirimin varyansı her başlangıç değeri için yaklaşık $\sigma(\hat{R}) = 0.01 m$ olarak hesaplanmıştır. Yani genel olarak yapılan bir empedans kestirimi ($0.45 m \pm 0.01 m$) arasına düşecektir ki bu göreceli hatanın genel olarak % 2'den daha az olması manasındadır. Bu sonuç 192 GB RAM 3.47 GHz CPU hızına sahip bir makinede yaklaşık 1 dakikada üretilmiştir. Dikkat edilirse $\phi = 90^\circ$ açıyla gelen dalgadan saçılan alan $\theta = 270^\circ$ 'de ölçüldüğünden burada iki ayrı noktada iki anten gerekmektedir. Her ne kadar sistem gereksinimi bakımından zorlayıcı olsa dahi böyle bir sistemde elde edilen sonuçlar oldukça mantıklıdır.

Geliştirilen yöntemin başarısının anlaşılması için incelenebilecek diğer bir durum ise alıcı ve verici antenin birbirinin yanında olduğu durumdur. Bu durumun benzetimi için ilk durumdaki silindire $\phi = 90^\circ$ açıyla gelen bir düzlem dalgadan saçılan elektrik alan $\rho = 3 m$, $\theta = 91^\circ$ 'de örneklenmiştir. Yine geliştirilen algoritmanın başlangıç noktası hassasiyetini ölçmek amacıyla başlangıç değerleri yarıçap için $R^0 = 0,1 m$ ve $R^0 = 0,9 m$ arasında $0,2 m$ adımla, empedans içinse $Z^0 = 100 \Omega$ ve $Z^0 = 900 \Omega$ arasında 200Ω adımlarla taranmıştır. Bir önceki incelemede olduğu gibi yöntemin gürültüye duyarlılığını tespit amacıyla her durumda $20 dB$ 'lik eklemeli beyaz gürültü ölçümlere eklenip tüm başlangıç değerleri için kestirimler 10^4 kez yapılmıştır. (Bir önceki duruma kıyasla bu durumda algoritmanın yakınsama süresi fazla olduğundan Monte Carlo koşullarının sayısını azaltmak zorunda kalınmıştır.)

Şekil 2'de gösterilen sonuçlarda üstteki sırada sırasıyla empedans için beklenen değer ve varyans değerleri çizilmiştir. Buradaki şekillerden görüldüğü üzere empedansın beklenen değeri $370 \Omega < E(\hat{Z}) < 430 \Omega$ arasında değişirken bu büyüklüğün standart sapması $E(\hat{Z}) \sim 430 \Omega$ olduğu noktalarda $\sigma(\hat{Z}) \sim 35 \Omega$ düşük empedans değerlerinde ise $\sigma(\hat{Z}) \sim 0 \Omega$ civarındadır. Buradan hareketle genel olarak elde edilecek kestirim $370 \Omega < E(\hat{Z}) < 460 \Omega$ arasında olmakla beraber muhtelif bir başlangıç noktası için kestirim değerinin 400Ω civarında olması muhtemeldir. Bu durumda empedans için göreceli hatanın değeri genel itibarıyla %15'in altında kalır ki bu ilk duruma kıyasla daha iyi bir kestirim olarak değerlendirilebilir. Şekil 2'de alttaki sıradaki şekillere bakacak olursak solda yarıçap kestiriminin beklenen değerini sağda ise kestirimin standart sapmasını görmekteyiz. Burada dikkat edilirse yarıçap için kestirimin sürekli başlangıç noktası ile aynı olduğu görülür ki bu yarıçap kestiriminin bu durumda başarısız olduğunu gösterir. Ayrıca dikkat edilmesi gereken diğer bir nokta ise cismin yarıçapının doğru değere yakın bir noktadan başlatıldığı durumlarda empedansın beklenen değeri gerçek empedans değerine yaklaşmıştır. Sonuçta alıcı ve verici antenin yan yana olduğu bu durumda gerçek değerlere yakın bir empedans kestirimi yapılması mümkün iken yarıçap kestirimi başarısız olmuştur. Geliştirilen yöntemler elde edilen sonuçların kullanılan frekans sayısına bağlılığını daha iyi anlamak için yukarıdaki örnekler $f_l = 100 MHz$ ile $f_m =$



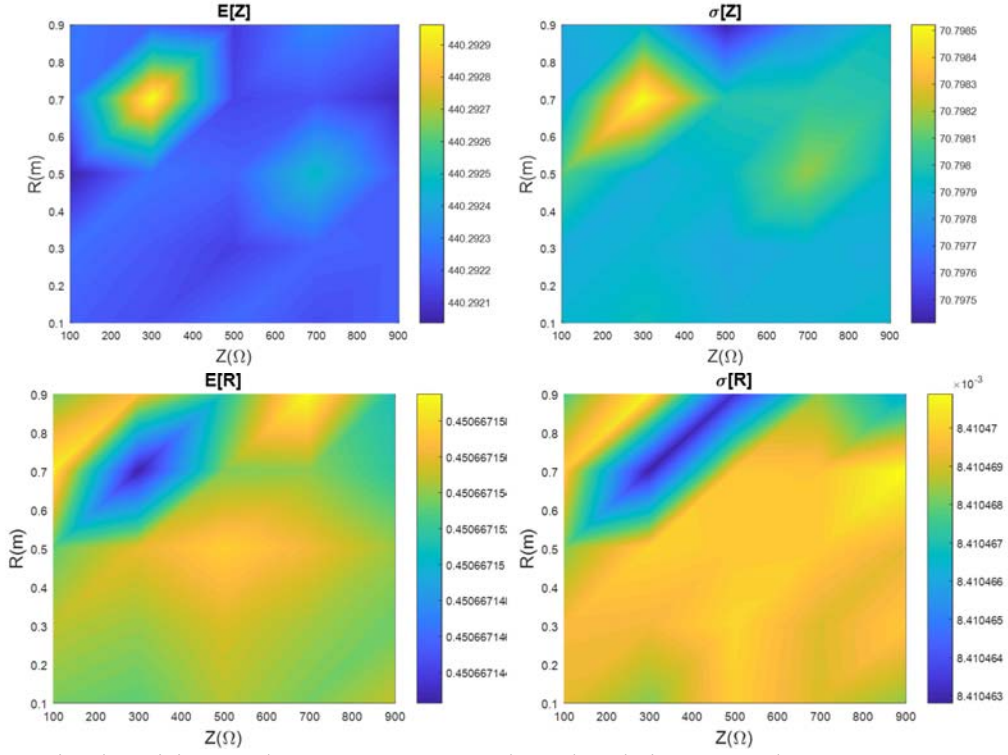
Şekil 2. İkinci inceleme için empedansın ve yarıçapın ortalama değerleri ve varyansları; $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3 \text{ m}$, $\theta = 91^\circ$, $f_i = 200 \text{ MHz}$, $f_m = 2 \text{ GHz}$, $N = 11$ ($\Delta f = 200 \text{ MHz}$) (Expected values and variances of impedance and radius of the impedance cylinder for the case with $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3 \text{ m}$, $\theta = 91^\circ$, $f_i = 200 \text{ MHz}$, $f_m = 2 \text{ GHz}$, $N = 11$ ($\Delta f = 200 \text{ MHz}$))

2 GHz arasında $N = 21$ frekansta $\Delta f = 100 \text{ MHz}$ arayla örneklenmiş ve diğer tüm parametreler aynı bırakılmıştır. Alıcı ve verici antenin farklı konumlarda olduğu $\phi = 90^\circ$, $\theta = 270^\circ$ durumu için elde edilen sonuçlar Şekil 3'de verilirken alıcı ve vericinin yan yana olduğu $\phi = 90^\circ$, $\theta = 91^\circ$ hali için bulunan sonuçlar Şekil 4'te sunulmuştur. Şekil 3'te verilen empedans kestirimlerine bakılırsa (üstteki iki resim) görülür ki ortalama empedans değeri $E(\hat{Z}) \sim 440 \Omega$ iken standart sapmanın genel değeri $\sigma(\hat{Z}) \sim 70 \Omega$ civarındadır. Bu halde kestirilen empedansın genel itibarı ile $440 \Omega \pm 70 \Omega$ aralığında olması beklenir ki Şekil 1'deki empedans kestirimleri ($430 \Omega \pm 90 \Omega$) ile karşılaştırsak her ne kadar ortalama değerde bir sapma olsa da empedans kestiriminin düştüğü aralığın daha dar olması sebebiyle Şekil 3'te 21 frekans ile yapılan kestirimin istatistiksel olarak daha başarılı olduğu söylenebilir.

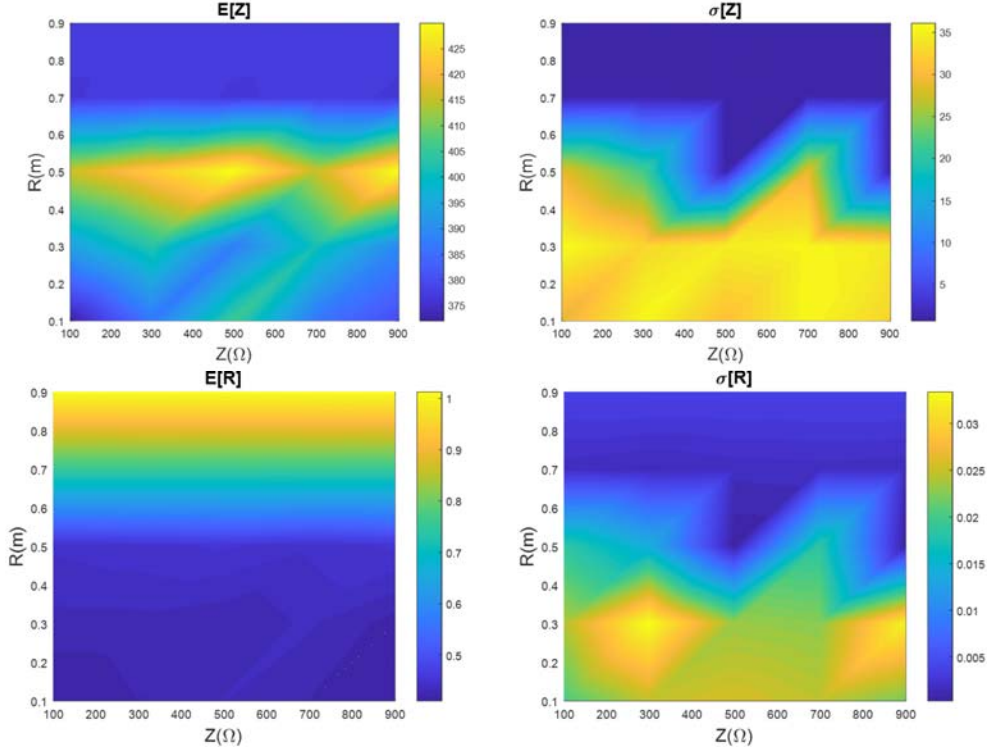
Sonuç olarak Şekil 3'deki empedans kestirimi için görece hatanın genel olarak $\% \max\left(\frac{440 \Omega \pm 70 \Omega - 430 \Omega}{430 \Omega} \times 100\right) = \%18.6$ 'dan düşük olması beklenir ki Şekil 1'de bu değer $\% 23$ idi. Şekil 1 ve Şekil 3 için yarıçap kestirimleri karşılaştırılırsa görülür ki her iki halde de tüm başlangıç değerleri için kestirimin ortalama değeri gerçek değer olan 0.45 m 'ye yakınsarken Şekil 3'te varyansın 0.008 olup Şekil 1'deki 0.01 değerinden daha küçük olduğu gözlenir. Esas

itibarı ile bu kıyas ile antenlerin karşılıklı konumda olduğu $\phi = 90^\circ$, $\theta = 270^\circ$ durumu için frekans sayısını arttırmanın beklendiği üzere gürültünün etkisini azaltarak kestirimlerin standart sapmasının düşürdüğü gösterildi denilebilir.

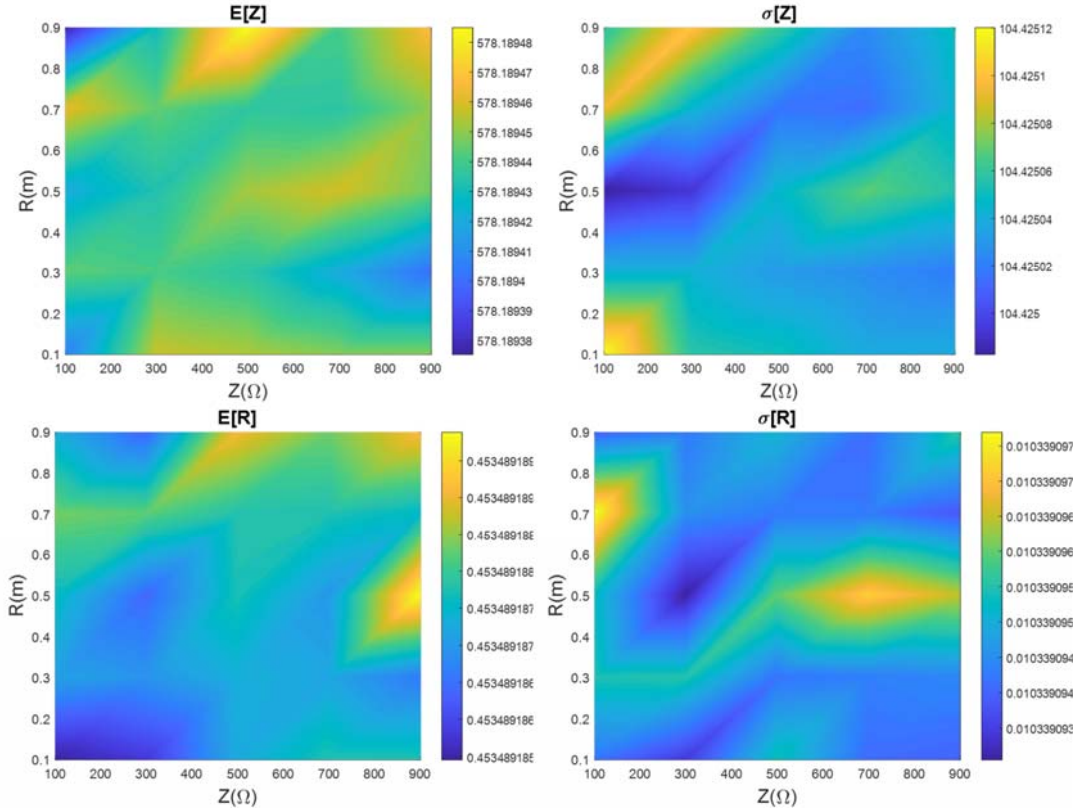
Benzer şekilde, Şekil 4 ile Şekil 2'deki sonuçlar da kıyaslanabilir. Şekil 4'teki sonuçlarda Şekil 2'ye benzer şekilde alıcı ve verici anten yan yana olup istatistik kestirimlerin hesabı için başlangıç değerinde geliştirilen algoritma rastgele gürültülerle 10 kere çalıştırılmıştır. İlk olarak Şekil 4'deki empedans kestirim sonuçlarına (üstteki iki şekil) bakarsak empedansın ortalama değerinin biraz daha gerçek değer olan 430Ω 'a yükseldiği görülürken, empedans kestiriminin standart sapmasının özellikle $E(\hat{Z}) < 430 \Omega$ olduğu durumlarda Şekil 2'ye kıyasla yükselerek $\sigma(\hat{Z}) \sim 35$ olması frekans sayısı artışıyla gelen ek bilginin bazı durumlarda gerçeğe daha yakın bir bölgeye yakınsamaya sebep olacağına işaret etmektedir. Şekil 2 ve Şekil 4'teki yarıçap kestirimlerine bakılacak olursa her iki durumda da yarıçap kestiriminin verilen başlangıç noktasına çok yakın olduğu yani kestirim başarısız olduğu gözlenir. Şekil 4'teki sonuçların elde edilmesi için geçen süre 13 dakika civarındadır. Sonuç itibarıyla frekans sayısının artışı bazı durumlarda daha doğru bir sonuca yakınsamaya sebep olabileceğinden dolayı kestirim hatasını azaltmaktadır.



Şekil 3. Üçüncü inceleme için empedansın ve yarıçapın ortalama değerleri ve varyansları $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3$ m, $\theta = 270^\circ$, $f_l = 100$ MHz, $f_m = 2$ GHz, $N = 21$ ($\Delta f = 100$ MHz) (Expected values and variances of impedance and radius of the impedance cylinder for the case with $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3$ m, $\theta = 270^\circ$, $f_l = 100$ MHz, $f_m = 2$ GHz, $N = 21$ ($\Delta f = 100$ MHz))



Şekil 4. Dördüncü inceleme için empedansın ve yarıçapın ortalama değerleri ve varyansları $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3$ m, $\theta = 91^\circ$, $f_l = 100$ MHz, $f_m = 2$ GHz, $N = 21$ ($\Delta f = 100$ MHz) (Expected values and variances of impedance and radius of the impedance cylinder for the case with $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3$ m, $\theta = 91^\circ$, $f_l = 100$ MHz, $f_m = 2$ GHz, $N = 21$ ($\Delta f = 100$ MHz))



Şekil 5. Beşinci inceleme için empedansın ve yarıçapın ortalama değerleri ve varyansları $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3 \text{ m}$, $\theta = 270^\circ$, $f_i = 100 \text{ MHz}$, $f_m = 2 \text{ GHz}$, $N = 21$ ($\Delta f = 100 \text{ MHz}$) (Expected values and variances of impedance and radius of the impedance cylinder for the case with $\phi = 90^\circ$, $\rho = 3 \text{ m}$, $\theta = 270^\circ$, $f_i = 100 \text{ MHz}$, $f_m = 2 \text{ GHz}$, $N = 21$ ($\Delta f = 100 \text{ MHz}$))

5. SONUÇLAR (CONCLUSIONS)

Bu çalışmada bir empedans silindirin yarıçapı ve empedansının yalnızca tek bir verici ve tek bir alıcı antenli bir sistemde mikrodalga frekanslarında geniş bantlı yapılan ölçümlerden kestirimi ele alınmıştır. Bu amaçla öncelikle saçılma problemi irdelenmiş ve empedans silindirine bir düzlem dalga çarpması sonunu saçılan alanın silindirin yarıçapı ve elektriksel parametrelerine bağlılığı Helmholtz denklemi silindirik koordinat sisteminde çözülerek gösterilmiştir. Daha sonra verilen bir geniş bantlı ölçümden cismin boyu ve elektriksel parametresinin kestirimi için Newton Metodunun uygulanması önerilmiştir. Bu amaçla saçılan alanın boyut ve elektriksel parametreye göre türevleri analitik olarak hesaplanmış ve Newton Metodu için başlangıç noktasının seçimi ve iterasyonların yapısı irdelenmiştir. Önerilen yöntem alıcı ve verici antenlerin karşılıklı ve yan yana olduğu durumlarda numerik olarak analiz edilmiştir. Bu amaçla her durum için yapılan kestirimin istatistiksel parametreleri (ortalama, standart sapma) çeşitli başlangıç koşulları için Monte Carlo benzetimleri ile hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar göstermiştir ki önerilen algoritma ile antenlerin karşılıklı olduğu durumlarda hem boyut hem de elektriksel parametre kestirimi başarılı olarak gerçekleştirilebilirken antenlerin yan yana olduğu halde yalnızca elektriksel parametre kestirimi başarılı olmuş boyut kestirimi ise başarısız olmuştur.

KAYNAKLAR (REFERENCES)

1. Nikolova N.K., Introduction to Microwave Imaging, Cambridge University Press, Birleşik Krallık, 2017.
2. Akıncı M.N., An Efficient Sampling Method for Cross-Borehole GPR Imaging, IEEE Geosci. Remote Sens. Lett., 15 (2), 1857-1861, 2018.
3. Catapano I., Crocco L., A Qualitative Inverse Scattering Method for Through-the-Wall Imaging, IEEE Geosci. Remote Sens. Lett., 7 (4), 685-689, 2010.
4. Dođu S., Dilman İ., Çayören M., Akduman İ., Imaging of Pulmonary Edema with Microwaves — Preliminary Investigation, 10. Uluslararası Katılımlı Elektrik-Elektronik ve Biyomedikal Mühendisliği Konferansı, Bursa-Türkiye, 1054-1057, 30 Kasım-2 Aralık, 2017.
5. Mudanyalı O., Yıldız S., Semerci O., Yapar A., Akduman İ., A Microwave Tomographic Approach for Nondestructive Testing of Dielectric Coated Metallic, IEEE Geosci. Remote Sens. Lett., 5 (2), 180-184, 2008.
6. Chew W.C., Waves and Fields in Inhomogeneous Media, IEEE Press, New York, A.B.D., 1995.
7. Abubakar A., van den Berg P.M., The Contrast Source Inversion Method for Location and Shape Reconstructions, Inverse Prob., 18 (2), 495-510, 2002.
8. Wang Y.M., Chew W.C., An Iterative Solution of the Two-Dimensional Electromagnetic Inverse Scattering Problem, Int. J. Imaging Syst. Technol., 1 (1), 100-108, 1989.

9. Chew W.C., Wang Y.M., Reconstruction of Two-Dimensional Permittivity Distribution Using the Distorted Born Iterative Method, *IEEE Trans. Med. Imaging*, 9 (2), 218-225, 1990.
10. Chen X., Subspace-Based Optimization Method for Solving Inverse-Scattering Problems, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 48 (1), 42-49, 2010.
11. Azghani M., Kosmas P., Marvasti F., Microwave Medical Imaging Based on Sparsity and an Iterative Method With Adaptive Thresholding, *IEEE Trans. Med. Imagin*, 34 (2), 357-365, 2015.
12. Anselmi N., Salucci M., Oliveri G., Massa A., Wavelet-Based Compressive Imaging of Sparse Targets, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 63 (11), 4889-4900, 2015.
13. Bucci O.M., Cardace N., Crocco L., Isernia T., Degree of Nonlinearity and a New Solution Procedure in Scalar Two-Dimensional Inverse Scattering Problems, 18 (8), 1832-1843, 2001.
14. Budko N.V., van den Berg P.M., Characterization of a Two-Dimensional Subsurface Object With an Effective Scattering Model, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 37 (5), 2585-2596, 1999.
15. Budko N.V., van den Berg P.M., Two-Dimensional Object Characterization With an Effective Model, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 12 (2), 177-190, 1998.
16. Akıncı M.N., Çayören M., Akduman İ., Crocco L., A Simple Approach for Estimating the Effective Electric Parameters of 2-D Targets, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 66 (4), 2026-2034, 2018.
17. Akıncı M.N., Çayören M., Akduman İ., Near-Field Orthogonality Sampling Method for Microwave Imaging: Theory and Experimental Verification, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 64 (8), 2489-2501, 2016.
18. Budko N.V., van den Berg P.M., Estimation of the Average Contrast of a Buried Object, *Radio Sci.*, 35 (2), 547-555, 2000.
19. Tayfur S., Alver N., Imaging of voids in concrete by impact-echo and ultrasonic-echo methods, *Journal of the Faculty of Engineering and Architecture of Gazi University* 33(1), 167-176, 2018.
20. Balanis, C. A., *Advanced engineering electromagnetics*. John Wiley & Sons, 1999.