

12614

KAMA BİÇİMLİ ENGELLERDEN SAÇILMANIN MODELLENMESİ

Erkan Afacan

Hacettepe Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetmeliğinin

Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı için Öngördüğü

YÜKSEK MÜHENDİSLİK TEZİ

Olarak Hazırlanmıştır

Haziran-1990

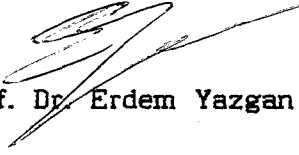
Y. G.
Yükseköğretim Kurulu
Bilgi Kütüphane Merkezi

Fen Bilimleri Enstitüsü Mudurluğı'ne

İşbu çalışma, jürimiz tarafından ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ Anabilim

Dalında YÜKSEK MÜHENDİSLİK TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Başkan :


Prof. Dr. Erdem Yazgan

Uye :


Doç. Dr. Selçuk Geçim

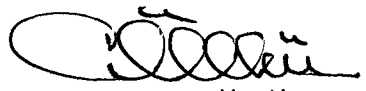
Uye :


Doç. Dr. Bahri Ercan

ONAY

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim uyelerine ait olduğunu
onaylarım.

/ /1990


Prof. Dr. Dinçer ÜLKÜ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

OZET

Bu tezde, Maxwell denkleminin asimptotik çözümü ele alınmış ve bu çözümün geçerlilik koşulu tartışılmıştır. Geometrik optik (GO), geometrik kırınım teorisi (GKT) ve uniform kırınım teorisi (ÜKT) ayrıntılı olarak incelenmiş ve yüzeyleri mükemmel iletken bir kamadan saçılmaya uygulanmıştır. Düzlem ve küresel dalga gelişleri için saçılan alanlar ayrı ayrı elde edilmiştir. Saçılan alan geçiş bölgelerinde sürekli olarak bulunmuştur. Yüzey eğriliğindeki süreksizliğin etkisi incelenmiş ve eğrilik yarıçapının artmasıyla kırınımın etkisinin azaldığı gösterilmiştir. Hiperbol ve düzlem yansıtıcının ışıma örüntüleri çizdirilmiştir. Örüntü yayılma faktörü F tanımlanarak, tekli ve ikili kama saçılması için sistem geometrisi ve model parametrelerinin etkisi araştırılmıştır. Sözü edilen işlerin gerçekleştirilebilmesi için Fortran77 programlama dilinde bir dizi bilgisayar programı geliştirilmiştir.

SUMMARY

In this thesis, the asymptotic solution of Maxwell's equation is reviewed and the limit of applicability is discussed. Geometrical optics (GO), geometrical theory of diffraction (GTD), and uniform geometrical theory of diffraction (UTD) is studied in detail and applied to scattering from a perfectly conducting wedge. For plane and spherical wave incidence scattered fields are obtained separately. Scattered field is found to be continuous in transition regions. The effect of the discontinuity in curvature of a surface is carried out and it is shown that as the radius of curvature is increased the effect of the diffraction decreases. Radiation patterns of hyperbolic and plane reflectors are plotted. Pattern propagation factor F is defined and the effects of system geometry and model parameters are searched for propagation over one and two wedges. Several computer programs in Fortran77 are developed to perform above duties.

TEŞEKKÜR

Tez konumun seçimine ve gerçekleştirilmesine kadar tüm aşamalarda değerli öneri ve yardımlarını esirgemeyen hocam Sayın Prof. Dr. Erdem Yazgan'a teşekkürü bir borç bilirim.

Çalışmalarım esnasında bana maddi ve manevi destek sağlayan Hacettepe Üniversitesi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerine, araştırma görevlilerine, idari personeline, halam İrfane Baykal'a ve eşim Nuray'a teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	Sayfa

ÖZET	IV
SUMMARY	V
ŞEKİLLER DİZİNİ	IX
1. GİRİŞ	1
2. MAXWELL DENKLEMLERİNİN ASİMPOTOTİK ÇÖZÜMÜ	6
3. GEOMETRİK OPTİK	10
4. ÜNİFORM KİRİNİM TEORİSİ	15
4.1. Kenar Kırınan Alan	16
4.2. Kama Yapısı	23
4.3. Genel Kama Yapısı	32
5. DÜZLEM DALGA İÇİN KAMADAN SAÇILMA	37
6. KÜRESEL DALGA İÇİN KAMADAN SAÇILMA	45
7. EĞRİLİKTE SÜREKSİZLİKTEN KİRİNİM	60
8. HİPERBOL VE DÜZLEM YANSITICI İÇİN SAÇILAN ALAN	71
8.1. Konik Yüzeylerin Geometrisi	71
8.2. Kırınan Alanın Tutulması	74
8.3. Besleyiciden Gelen Alan	75

İÇİNDEKİLER DİZİNİ(devam ediyor)

	Sayfa

8.4. Yansıyan Alan	76
8.5. Kırınan Ve Toplam Alanlar	78
8.5.1. Uniform kırınım kuramı	79
8.5.2. Uniform asimptotik kuram	85
9. TOPRAK DÜZLEMİ VE İKİ KAMADAN SAÇILMA	88
9.1. Örüntü Yayılma Faktörünün Tanımlanması	88
9.2. Toprak Düzlemi Ve Bir Kamadan Saçılma	90
9.3. İki Kama İçin Yayılma Faktörü Ve Uzaklık Parametresi	104
9.4. Toprak Düzlemi Ve İki Kamadan Saçılma	106
9.5. Uzak Alan Yaklaşımı	123
10. SONUÇ VE ÖNERİLER	140
EK AÇIKLAMALAR	
A. Eğrilik Yarıçapları	144
B. Geçiş Fonksiyonları	145
DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ	146

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil	Sayfa
-----	-----
3.1. Astigmatik ışın tübu	10
3.2 Eğri bir yüzeyden yansıma	13
4.1. Kenar kırınan alan	17
4.2.a. Eğri bir kenardan kırınım	18
4.2.b. Mükemmel iletken bir kamadan kırınım	18
4.3 Geçiş fonksiyonu	28
4.4.a Eğri bir plakanın dışbükey yüzeyinden kırınım	34
4.4.b Eğri bir plakanın içbükey yüzeyinden kırınım	34
5.1. Kama yapısı	37
5.2. Geometrik optik alan	41
5.3. Kırınan alan	42
5.4. Toplam alan	43
5.5. Kırınan alan	44
6.1. Kama yapısı için uzak alan yaklaşımı	46
6.2. $\phi=n\pi$ yüzeyinden yansıma	46
6.3. Geometrik optik alan	49

SEKİLLER DİZİNİ(devam ediyor)

Sekil -----	Sayfa -----
6.4.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=0^{\circ}$	50
6.4.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=0^{\circ}$	51
6.5.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=30^{\circ}$	52
6.5.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=30^{\circ}$	53
6.6.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=60^{\circ}$	54
6.6.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=60^{\circ}$	55
6.7.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=90^{\circ}$	56
6.7.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=90^{\circ}$	57
6.8.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=120^{\circ}$	58
6.8.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=120^{\circ}$	59
7.1. Eğriliği süreksiz bir kenardan kırınım	60
7.2. $\beta_0=90^{\circ}$, $\phi'=30^{\circ}$, $\theta_1=30^{\circ}$, $\theta_2=90^{\circ}$, $s'=3\lambda$, $s=4\lambda$, $R_1=2\lambda$, $R_2=8\lambda$ için kırınan alan	66
7.3. $\beta_0=90^{\circ}$, $\phi'=30^{\circ}$, $\theta_1=60^{\circ}$, $\theta_2=30^{\circ}$, $s'=3\lambda$, $s=4\lambda$, $R_1=2\lambda$, $R_2=8\lambda$ için kırınan alan	67

ŞEKİLLER DİZİNİ(devam ediyor)

Sekil	Sayfa
-----	-----
7.4. $\beta_0=90^\circ$, $\phi'=30^\circ$, $\theta_1=60^\circ$, $\theta_2=30^\circ$, $s'=3\lambda$, $s=8\lambda$, $R_1=2\lambda$, $R_2=8\lambda$ için kırınan alan	68
7.5. $\beta_0=90^\circ$, $\phi'=30^\circ$, $\theta_1=60^\circ$, $\theta_2=30^\circ$, $s'=3\lambda$, $s=8\lambda$, $R_1=50\lambda$, $R_2=100\lambda$ için kırınan alan	69
7.6. $\beta_0=90^\circ$, $\phi'=45^\circ$, $\theta_1=60^\circ$, $\theta_2=30^\circ$, $s'=3\lambda$, $s=8\lambda$, $R_1=2\lambda$, $R_2=8\lambda$ için kırınan alan	70
8.1. Konik yüzey kesitinin oluşumu	71
8.2. Konik yüzeyli yansıtıcı	72
8.3. Q_+ ve Q_- noktasındaki alanın yansıtıcı tarafından tutulması	74
8.4. Iraksak yansıyan ışın	76
8.5. Hiperbol kesitli bir yansıtıcının H-düzlemindeki toplam elektrik alanı ($\psi_0=20^\circ$, $\theta_0=60^\circ$, $e=1.87$, $D=15\lambda$, $m=4$)	86
8.6. Düzlem yansıtıcının E-düzlemindeki toplam elektrik alanı($\psi_0=\theta_0=60^\circ$, $D=15\lambda$, $m=4$)	87

ŞEKİLLER DİZİNİ(devam ediyor)

Sekil	Sayfa
-----	-----
9.1. Toprak düzlemi ve bir kama	90
9.2. Örnek I için örüntü yayılma faktörü F ($f=100\text{MHz}$)	93
9.3. Örnek I için örüntü yayılma faktörü F ($f=1\text{GHz}$)	94
9.4. Örnek I için örüntü yayılma faktörü F ($f=10\text{GHz}$)	95
9.5. Örnek II için örüntü yayılma faktörü F ($\rho_1=\rho_2=0$)	97
9.6. Örnek II için örüntü yayılma faktörü F ($\rho_1=\rho_2=1$)	98
9.7. Örnek III için örüntü yayılma faktörü F	100
9.8. Uzaklık parametrelerindeki değişim	102
9.9. Yükseklik parametrelerindeki değişim	103
9.10. Çalışma frekansındaki değişim	105
9.11. İki kamadan saçılma	104
9.12 Toprak düzlemi ve iki kamadan saçılma	106
9.13.a. F 'in bulunmasında kullanılan ışınlar	108
9.13.b. F 'in bulunmasında kullanılan ışınlar	109
9.14. Şekil 9.12 için örüntü yayılma faktörü F	112
9.15. Şekil 9.12 için örüntü yayılma faktörü F ($d_1=10\text{km}$)	113

ŞEKİLLER DİZİNİ(devam ediyor)

Şekil -----	Sayfa -----
9.16. Şekil 9.12 için örüntü yayılma faktörü F ($d_2=10\text{km}$)	114
9.17. Şekil 9.12 için örüntü yayılma faktörü F ($h_1=200\text{m}$)	115
9.18. Şekil 9.12 için örüntü yayılma faktörü F ($h_0=50\text{m}$)	116
9.19. Şekil 9.12 için örüntü yayılma faktörü F ($f=10\text{GHz}$)	117
9.20. Şekil 9.12 için örüntü yayılma faktörü F ($f=4.7\text{GHz}$)	118
9.21. Şekil 9.12 için örüntü yayılma faktörü F ($f=0.6\text{GHz}$)	119
9.22. Toplam elektrik alan	121
9.23. Toplam elektrik alan	122
9.24. Uzak alan yaklaşımı için modelleme	123
9.25.a. Uzak alan yaklaşımında kullanılan ışınlar	124
9.25.b. Uzak alan yaklaşımında kullanılan ışınlar	125
9.26.a. $h_0=1\text{m}$, $h_1=10\text{m}$, $h_2=15\text{m}$, $f=1\text{GHz}$, $d_1=1\text{km}$, $d_2=1\text{km}$, $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı	128
9.26.b. $h_0=1\text{m}$, $h_1=10\text{m}$, $h_2=15\text{m}$, $f=1\text{GHz}$, $d_1=1\text{km}$, $d_2=1\text{km}$, $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı (logaritmik)	129

SEKİLLER DİZİNİ(devam ediyor)

Sekil	Sayfa
-----	-----
9.27.a. $h_0=0.3m$, $h_1=100m$, $h_2=200m$, $f=10GHz$, $d_1=10km$, $d_2=10km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı	130
9.27.b. $h_0=0.3m$, $h_1=100m$, $h_2=200m$, $f=10GHz$, $d_1=10km$, $d_2=10km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı (logaritmik)	131
9.28.a. $h_0=1m$, $h_1=100m$, $h_2=200m$, $f=10GHz$, $d_1=10km$, $d_2=10km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı	132
9.28.b. $h_0=1m$, $h_1=100m$, $h_2=200m$, $f=10GHz$, $d_1=10km$, $d_2=10km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı (logaritmik)	133
9.29.a. $h_0=1m$, $h_1=10m$, $h_2=20m$, $f=10GHz$, $d_1=1km$, $d_2=1km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı	134
9.29.b. $h_0=1m$, $h_1=10m$, $h_2=20m$, $f=10GHz$, $d_1=1km$, $d_2=1km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı (logaritmik)	135
9.30.a. $h_0=3m$, $h_1=120m$, $h_2=210m$, $f=10GHz$, $d_1=3km$, $d_2=3km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı	136
9.30.b. $h_0=3m$, $h_1=120m$, $h_2=210m$, $f=10GHz$, $d_1=3km$, $d_2=3km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı (logaritmik)	137
9.31.a. $h_0=1m$, $h_1=20m$, $h_2=100m$, $f=10GHz$, $d_1=1km$, $d_2=1km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı	138
9.31.b. $h_0=1m$, $h_1=20m$, $h_2=100m$, $f=10GHz$, $d_1=1km$, $d_2=1km$, WA1=WA2=30° için toplam elektrik alanı (logaritmik)	139

1. GİRİŞ

Optik, ışık yayılmasının özelliklerini araştıran bir fizik dalıdır. Maxwell ışık yayılmasının elektromanyetik bir görünümlü olarak ele alınabileceğini 1873'ten önce göstermiştir. Işığın dalga boyu etkileştiği cisimlere oranla küçük olduğundan, ışık yayılmasının analizi, saçıcı yüzey boyutunun dalga boyu ile karşılaştırılabilir olduğu alçak frekanslardakinden farklı olmalıdır.

Optik problemlerin ele alınmasında kullanışlı bir yöntem ışın (ray) kavramıdır. Işın optiği ile dalga yayılması arasındaki ilişki Huygens'in 1690 ve Fresnel'in 1818 tarihli unlu çalışmalarından beri bilinmektedir, fakat Luneberg'in 1944 ve Kline'nin 1951 deki çalışmalarına kadar resmi olarak gösterilmemiştir [30]. Bu çalışmalarda geliştirilen ve dalga denklemini sağlayan Luneberg-Kline açılımı yüksek frekans limitinde optik ile elektromanyetik arasındaki bağlantıyı kurmuştur. Luneberg-Kline açılımındaki başat (leading) terim

geometrik optik terimidir. O zamandan beri optik yöntemler, dalga boyunun saçıcı veya anten boyutlarına göre küçük olduğu problemlerde kullanılmaktadır. Böylesi durumlarda moment metodu gibi alçak frekans tekniklerinin kullanılması pratik olmadığından asimptotik yüksek frekans teknikleri yeğlenmektedir. Bunun nedeni, alçak frekans tekniklerinin, elektriksel olarak büyük anten veya saçıcılar için yakınsama oranının küçük olmasıdır.

Geometrik optik veya ışın optiği, frekansın ışığın dalga niteliğini önemsiz kılacak kadar yüksek olduğu görüngüleri incelemek amacıyla geliştirilmiştir. Gerçekte, geometrik optik, taşınmanın dalgalarla mı, yoksa parçacıklarla mı olduğuna bakılmaksızın enerjinin bir noktadan diğerine taşınmasının irdelenmesiyle geliştirilebilir.

Fiziksel optik (FO), geometrik optiğin bir uzantısıdır. İletken bir cisimden saçılan alan için elde edilen fiziksel optik

esitlikleri yüksek frekans limitinde geometrik optik esitliklerine indirgenir. Fiziksel optik (FO), saçıcının aydınlık yüzeyi üzerinde bir yüzey akımı varsayarak işe başlar. Saçılan alan manyetik vektör potansiyelinden bulunur. Fiziksel optik radar etkin kesitlerinin bulunmasında çok kullanışlıdır. [30]. Ayrıca bir yansıtıcı antenin ileri ekseninde ışıyan alanı bulmanın en kolay yoludur.

Geometrik optik ve fiziksel optik bir saçıcının gölge bölgesinde sıfır alan varsaydıklarından her durumda kullanılamazlar. Keller [11], geometrik optiğı, kırınan ışınlar olarak bilinen bir dizi ışın ekleyerek iyileştirmiştir. Bu ışınlar yardımıyla bir saçıcının gölge bölgesindeki alan doğru olarak hesaplanabilmektedir. Bu ışınlar aynı zamanda aydınlık bölgedeki geometrik optik alanı modifiye ederler.

Geometrik kırınım kuramı (GKK) olarak bilinen Keller'ın kuramı, geometrik optik, fiziksel optik gibi yaklaşık

yöntemlerin yetersiz kaldıkları kenar (edge), köşe (corner), uç (tip) gibi eğrilik yarıçapları çok küçük bölgelerdeki saçılmaya çözüm getirmiştir. Basit ve güçlü olan geometrik kırınım kuramının başlıca eksikliği gelen ve yansıyan alanların aydınlık ve gölge bölgelerini birleştiren sınırlarda ve kostiklerde sonsuz büyüklükte kırınan alan tahmin etmesindedir.

Kouyoumjian ve Pathak'ın geliştirdikleri uniform kırınım kuramı (ÜKK), geometrik kırınım kuramının geçiş sınırlarındaki tekilliklerini Fresnel işlevi aracılığıyla yoketmektedir [14], [29]. Bu kuram bu çalışmanın ana eksenini oluşturmaktadır ve dördüncü bölümde ayrıntılı olarak incelenmektedir.

Geometrik ve uniform kırınım kuramının önemli uygulama alanları mikrodalga yansıtıcı antenlerin ısıma örüntülerinin hesaplanması [31], [32], yer-yer, yer-hava haberleşmesi ve düşük irtifa radarları için yaşamsal önemi olan saçılma kayıplarının hesaplanmasıdır [5],[19],[20],[21],[22],[24],[26].

Bu çalışmanın ikinci bölümünde Maxwell denklemlerinin asimptotik çözümü ele alınmış ve bu çözümlerin hangi koşullarda geçerli olduğu tartışılmıştır. Üçüncü bölüm geometrik optik yaklaşımın incelenmesine ayrılmıştır. Bu inceleme diğer yüksek frekans asimptotik tekniklerin anlaşılmasında esastır. Dördüncü bölümde uniform kırınım kuramı ayrıntılı olarak ele alınmıştır. Beşinci bölümde düzlem dalga, altıncı bölümde küresel dalga için kamadan saçılma incelenmiştir. Yazılan bilgisayar programları ile saçılan alan hesaplanmıştır. Yedinci bölümde eğrilikte süreksizlikten kırınım ele alınmış ve bilgisayar programı yardımıyla kırınan alanlar hesaplanmıştır. Sekizinci bölümde hiperbol ve düzlem yansıtıcının ısıma örüntüleri çizdirilmiştir. Dokuzuncu bölümde toprak düzleminin etkileri ele alınmış ve örüntü yayılma faktörü F hesaplanmıştır. İki kamadan saçılmada uzak alan yaklaşımı yapılarak sistemin ısıma örüntüsü elde edilmiştir. Onuncu bölüm sonuç ve önerilere ayrılmıştır.

2. MAXWELL DENKLEMLERİNİN ASİMPTOTİK ÇÖZÜMÜ

İzotropik homojen bir ortamda Maxwell denklemlerinin aşağıdaki iki koşulu sağladığı bilinmektedir:

$$\nabla^2 \bar{E} + k^2 \bar{E} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \bar{E} = 0 \quad (2.2)$$

Burada ω açısal frekansı, $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = \omega/c$ ortamın dalga sayısını simgelemektedir. $\exp(j\omega t)$ biçiminde bir zaman bağımlılığı örtük olarak varsayılmaktadır. Yüksek frekans için ($\omega \rightarrow \infty$) elektrik alanın Luneberg-Kline açılımı şöyle verilir [12]:

$$\bar{E}(\bar{R}, \omega) = \exp(-jk_0 \psi(\bar{R})) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{E}_m(\bar{R})}{(j\omega)^m} \quad (2.3)$$

Burada $\bar{R}$ konum vektörü, k_0 boş uzayın dalga sayısıdır. (2.3)

esitliği (2.1) eşitliğinde yerine konulursa

$$\begin{aligned} & - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{E}_m}{(j\omega)^m} k_0^2 \exp(-jk_0 \psi) |\nabla \psi|^2 - \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{E}_m}{(j\omega)^m} jk_0 \exp(-jk_0 \psi) \nabla^2 \psi \\ & + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(j\omega)^m} \exp(-jk_0 \psi) \nabla^2 \bar{E}_m - 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(j\omega)^m} jk_0 \exp(-jk_0 \psi) \nabla \bar{E}_m \cdot \nabla \psi \\ & + k^2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\bar{E}_m}{(j\omega)^m} \exp(-jk_0 \psi) = 0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

elde edilir. (2.4) eşitliğinin birinci ve beşinci terimlerinden

$$-k_0^2 |\nabla\psi|^2 + k^2 = 0$$

$$|\nabla\psi|^2 = n^2 \quad (\text{Eikonal denklemi}) \quad (2.5)$$

bulunur. Eikonal denklemi olarak bilinen (2.5) eşitliğinde $n=k/k_0$ ortamın kırılma indeksidir.

(2.4) eşitliğinin ikinci ve dördüncü terimlerinden $m=0$ için

$$\bar{E}_0 \nabla^2 \psi + 2 \nabla \bar{E}_0 \cdot \nabla \psi = 0$$

$$\nabla \bar{E}_0 \cdot \nabla \psi + \frac{1}{2} (\nabla^2 \psi) \bar{E}_0 = 0 \quad (2.6)$$

olarak bulunur. Transport denklemi,

$$\frac{\partial}{\partial \tau} = \nabla \psi \cdot \nabla \quad (2.7)$$

alındığında (2.6) eşitliğinden

$$\frac{\partial \bar{E}_0}{\partial \tau} + \frac{1}{2} (\nabla^2 \psi) \bar{E}_0 = 0 \quad (2.8)$$

biçiminde elde edilir.

Eikonal ve transport denklemlerinin geçerli olabilmesi için

(2.4) eşitliğinde üçüncü terim ihmal edilebilir düzeyde

olmalıdır yani aşağıdaki eşitlik sağlanmalıdır [25] :

$$\nabla^2 \bar{E}_m = 0 \quad (\text{Laplace denklemi}) \quad (2.9)$$

Bir başka deyişle elektrik alanın genliğinin türevi çok hızlı değişen bir fonksiyon olmamalıdır. Eikonal ve transport denklemlerinin, dolayısıyla geometrik optik yaklaşımın geçerli

olmadığı bu tür bölgelere örnek olarak gölge sınırları, kostik yüzeyleri yada odak noktaları gösterilebilir.

$m > 0$ için transport denkleminin modifiye edilmiş biçimi

$$\frac{\partial \bar{E}_m}{\partial \tau} + \frac{1}{2}(\nabla^2 \psi) \bar{E}_m = \frac{c}{2} \nabla^2 \bar{E}_{m-1} \quad m=1,2,3,\dots \quad (2.10)$$

olarak verilir. $\nabla \psi$, $\psi(\bar{R})$ =sabit yüzeyine dik bir yöneltiye sahiptir. Dolayısıyla τ bu yüzeye dik bir eğri üzerindeki konumu gösterir. (2.10) eşitliği $\bar{E}_m$ i $\bar{E}_{m-1}$ cinsinden bulmakta kullanılan iterativ bir denklem sistemidir.

Yüksek frekanslarda elektrik alan

$$\bar{E}(\tau) \sim \exp(-jk_0 \psi(\tau)) \bar{E}_0(\tau) \quad (2.11)$$

ile verilir. (2.8) eşitliğinin çözümü

$$\bar{E}_0(\tau) = \bar{E}_0(\tau_0) \exp \left[-\frac{1}{2} \int_{\tau_0}^{\tau} \nabla^2 \psi \, d\tau' \right] \quad (2.12)$$

biçimindedir. $\bar{E}_0$ in τ daki değeri τ_0 referans noktasındaki değerinden çıkarılabilir.

Homojen bir ortamda ışınlar doğru çizgiler boyunca yayılır.

İzotropik bir ortam içinse ışınların yayılma doğrultusu dalga

cephesine diktir. Böylece

$$d\psi = |\nabla\psi|ds = nds \quad (2.13)$$

bulunur. Burada ds ışın yolu boyunca artımsal bir uzaklıktır.

(2.13) eşitliğinin integrali alınarak

$$\psi = \psi_0 + ns \quad (2.14)$$

elde edilir. Herhangi bir s noktasındaki faz (2.14) eşitliğinin yardımıyla referans noktasındaki faz cinsinden bulunabilir.

(2.7) eşitliğinden

$$\frac{\partial}{\partial \tau} = \nabla \psi \cdot \nabla = n \nabla = n \frac{\partial}{\partial s} \quad ; \quad ds = n d\tau \quad (2.15)$$

bulunur.

R_1 ve R_2 , ψ dalga cephesi yüzeyinin asal eğrilik yarıçapları

olmak üzere, Gauss eğriligi $G = \frac{1}{R_1 R_2}$ biçiminde verilir.

Buradan

$$\frac{dG}{ds} = \frac{-G \nabla^2 \psi}{n} \quad (2.16)$$

olduğu gösterilebilir. Bu eşitliğin integrali alınarak

$$\frac{G(\tau)}{G(\tau_0)} = \exp \left[- \int_{\tau_0}^{\tau} \nabla^2 \psi \, d\tau' \right] \quad (2.17)$$

ve (2.14) kullanılarak (2.11) eşitliği aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\bar{E}(\tau) = \bar{E}_0(\tau_0) \exp(-jk_0 \psi_0) \sqrt{\frac{G(\tau)}{G(\tau_0)}} \exp(-jks) \quad (2.18)$$

3. GEOMETRİK OPTİK

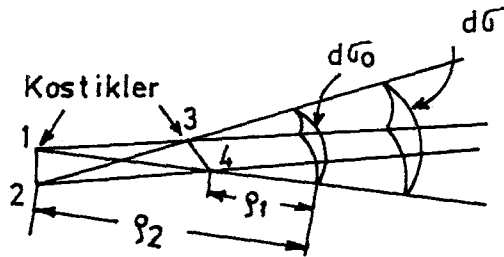
Geometrik optik yaklaşımında ışık enerjisi herhangi iki nokta arasında Fermat ilkesi uyarınca akar. Işık akısı [12]

$$\delta \int_{P_1}^{P_2} n \, ds = 0 \quad (3.1)$$

denklemini sağlar; P_1 ve P_2 noktaları arasındaki optik uzunluk durağan bir eğridir. Bu eğri genellikle bir minimumdur.

Fermat ilkesi şöyle ifade edilebilir: İki nokta arasında yayılan ışık ışını bir noktadan diğerine minimum zaman harcayarak ulaşır. (2.5) eşitliği ile verilen eikonal denklemi Fermat ilkesinden çıkartılabilir. Eikonal denklemi ışık yayılımının temel eşitliğidir.

Geometrik optik alanın yenginliği, bir ışık tübündeki enerji akısının korunumu ilkesinden bulunabilir.



Şekil 3.1. Astigmatik ışın tübü

Şekil 3.1 de görülen astigmatik ışın tübünde s noktasındaki alan yenginliği A^2 ile, O referans noktasındaki alan yenginliği

ise A_0^2 ile verilsin. Işın tübünün s deki etkin kesiti $d\sigma$, O daki etkin kesiti ise $d\sigma_0$ olsun. Bu durumda izotropik homojen bir ortam için

$$A^2 d\sigma = A_0^2 d\sigma_0 \quad (3.2)$$

olur. Temel geometriden yararlanarak

$$\frac{d\sigma_0}{d\sigma} = \frac{G}{G_0} \quad (3.3)$$

olduğu gösterilebilir. Burada G ve G_0 sırasıyla s ve O noktalarındaki Gauss eğriliğidir. Dolayısıyla

$$A = A_0 \sqrt{\frac{G}{G_0}} \quad (3.4)$$

bulunur.

ρ_1 ve ρ_2 şekil 3.1 de görülen referans dalga cephesinin eğrilik yarıçapları olmak üzere, G/G_0 oranı ρ_1 , ρ_2 ve s cinsinden bulunabilir.

$$\frac{G}{G_0} = \frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)} \quad (3.5)$$

esitliği (2.18) de yerine konulursa elektrik alan

$$\bar{E}(r) = \bar{E}_0(r_0) \exp(-jk_0 \psi_0) \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} \exp(-jks) \quad (3.6)$$

olarak bulunur.

$s=-\rho_1$ yada $s=-\rho_2$ için elektrik alan sonsuz olur ve geometrik optik yaklaşım geçerliliğini yitirir. Şekil 3.1 de 1-2 ve 3-4 çizgileri birer kostiktir. Bir kostik çizgisinden geçince $(\rho+s)$ in işareti değişir ve

$$(\rho+s)^{-1/2} = |(\rho+s)| \exp(j\pi/2) \quad (3.7)$$

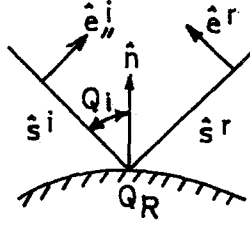
esitliğinden görüldüğü gibi $\pi/2$ lik bir faz kayması kendiliğinden hesaba katılmış olur. Geometrik optik alan kostiğin her iki tarafında geçerli bir yüksek frekans yaklaşımıdır. Başat terimi başarısızlığa uğradığından Luneberg-Kline açılımı bir kostiğin komsuluğunda kullanılamaz.

Geometrik optik gelen, yansıyan ve kırılan alanları incelemekte kullanılan bir yüksek frekans yaklaşımıdır. Mükemmel iletken, pürüzsüz eğri bir yüzey üzerindeki Q noktasından yansıyan alan (Bkz. Şekil 3.2)

$$\hat{n} \times (\vec{E}^i + \vec{E}^r) = 0 \quad (3.8)$$

ile verilen sınır koşulundan [14]

$$\vec{E}_O^r(0).e^{-jk_0\psi^r(0)} = \vec{E}^i(Q_R).\vec{R} = \vec{E}^i(Q_R).[\hat{e}_\parallel^i.\hat{e}_\parallel^r - \hat{e}_\perp^i.\hat{e}_\perp^r] \quad (3.9)$$



Şekil 3.2. Eğri Bir Yüzeyden Yansıma

olarak bulunur. Burada $\hat{e}_\parallel$ ve $\hat{e}_\perp$ sırasıyla geliş düzlemine paralel ve dik birim vektörleri gösterir. (3.6) eşitliğinden

$$\bar{E}^r(s) = \bar{E}_0^r(0) \exp(-jk_0 \psi^r(0)) \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s)(\rho_2^r + s)}} \exp(-jks) \quad (3.10)$$

elde edilir. (3.9) eşitliği (3.10) da yerine konulursa

$$\bar{E}^r(s) = \bar{E}^i(Q_R) \bar{R} \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + s)(\rho_2^r + s)}} \exp(-jks) \quad (3.11)$$

bulunur. Dyadik yansıma katsayısı $\bar{R}$ matris formunda

$$\bar{R} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

olarak yazılabilir. ρ_1^r ve ρ_2^r , Q_R yansıma noktasından

yansıyan dalga cephesinin asal eğrilik yarıçaplarıdır.

ρ_1^r ve ρ_2^r gelen dalga cephesinin asal eğrilik

yarıçaplarına bağlı olarak yazılabilir. (Bkz. Ek Açıklamalar-A)

Geometrik optik yaklaşım yansıyan alana ait daha yüksek mertebeden terimler $\bar{E}_1^r(\bar{R})$, $\bar{E}_2^r(\bar{R})$ bulunarak iyileştirilebilir, ancak bunları daha yüksek mertebeli transport denklemlerinden çıkarmak zordur. Dahası bu terimler yansıma ve gölge sınırlarındaki süreksizlikten kaynaklanan ciddi hataları ortadan kaldırmaz [14].

4. UNIFORM- KIRINIM TEORİSİ

Geometrik optik yaklaşımın sınırlamalarını aşmak için, ek bir alan, kırınan alan hesaba katılmalıdır. Keller [11], kırınan alanın geometrik optiğin bir uzantısı olarak yüksek frekans çözümüne dahil edilebileceğini göstermiştir. Geometrik kırınım teorisi olarak bilinen Keller'in teorisinin postülatları şöylece özetlenebilir [13] :

1) Kırınan alan , genelleştirilmiş Fermat ilkesi uyarınca, ışın yörüngesi üzerindeki sınır yüzeyi noktalarını içererek yayılır.

2) Yüksek frekanslarda kırınım, yansıma ve iletim gibi yerel bir görüngüdür; kırınım noktasına gelen alanın ve sınır yüzeyinin özelliklerine bağlıdır.

3)i) Işın bir ışın tübu içinde yayılır ve bu ışın tübu içinde güç korunur.

ii) Işın yolu boyunca faz gecikmesi, ortamın dalga sayısı ile uzaklığın çarpımına bağlıdır. (Bkz. Eşitlik 2.14)

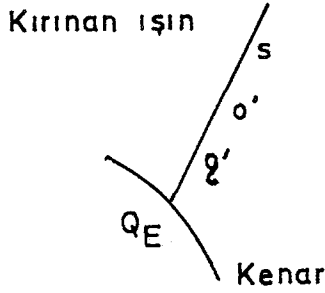
Verilen bir alan noktasından geçen kırınan ışınlar genelleştirilmiş Fermat ilkesinden bulunur. Kırınan ışınlar gelen geometrik optik alanın süreksiz olduğu sınır yüzeyi üzerindeki noktalarda başlar. Bu noktalar gölge yada yansıma sınırlarına karşılık gelir. Bu tür noktalara örnek olarak kenar ve tepe noktaları gösterilebilir. Kırınan ışınlar, geometrik optik ışınlar gibi kaynak noktası ile alan noktası arasındaki optik uzaklığı ekstremum, genellikle bir minimum yapacak yollar izlerler. Işın yolunun homojen bir ortamda kalan kısmı düz bir çizgi, pürüzsüz bir yüzey üzerinde kalan kısmı bir yüzey ekstremumu yada bir geodeziktir.

Kırıcı yüzeyden uzak noktalarda Keller'in üçüncü postulası ilk iki postuladan çıkartılabilir [13] :

4.1 Kenar Kırınan Alan

Kenar kırınan alanın dalga cephesi üzerindeki integrali durağan faz yöntemi kullanılarak alınır [13]

$$\bar{E}^d(s) \sim \bar{E}^d(0) \sqrt{\frac{p_1 p_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} \exp(-jks) \quad (4.1)$$



Şekil 4.1. Kenar kırınan Alan

biçiminde bulunur.

Kırınan alanı hesaplarken sınır yüzeyindeki kırınım noktasını referans noktası olarak seçmek uygundur. Ancak bu kırınım noktası aynı zamanda kırınan ışığın bir kostiğidir. Öte yandan

$\bar{E}^d(s)$ referans noktasının seçiminden bağımsız olmalıdır. ρ_1 ve ρ_2 den biri ρ' olarak alınırsa (4.1) eşitliğinden

$$\lim_{\rho' \rightarrow 0} \bar{E}^d(0) \sqrt{\rho'} = \bar{E}^l(Q_E) \cdot \bar{D} \quad (4.2)$$

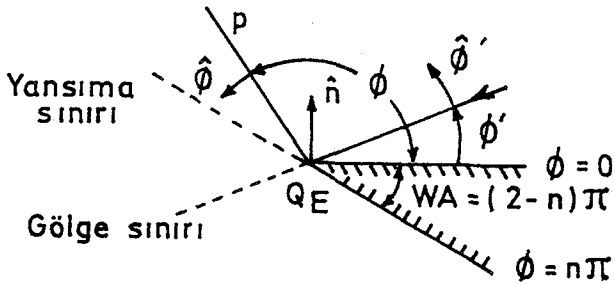
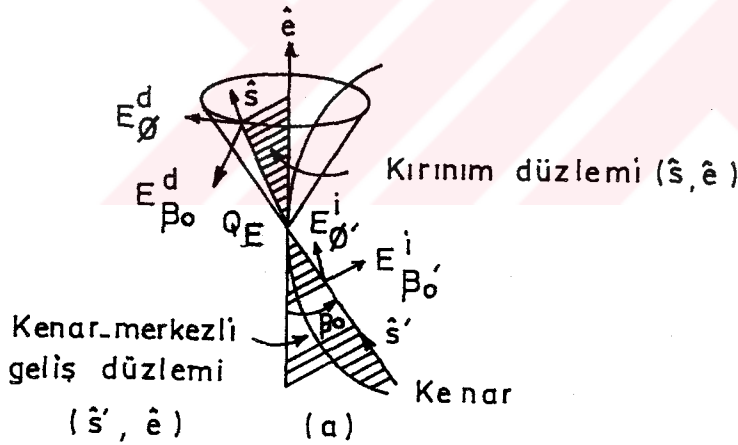
bulunur. (4.2) eşitliği (4.1) eşitliğinde yerine konulursa

$$\bar{E}^d(s) = \bar{E}^l(Q_E) \cdot \bar{D} \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho+s)}} e^{-jks} \quad (4.3)$$

elde edilir. Burada ρ kenardaki kostik ile kırınan ışının ikinci kostiği arasındaki uzaklıktır ve aşağıdaki formülle verilir:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_e^l} - \frac{\hat{n}_e \cdot (\hat{s}' - \hat{s})}{a \sin^2(\beta_o)} \quad (4.4)$$

ρ_e^1 . Q_E kırınım noktasında, gelen ışını ve kenara teğet birim vektör $\hat{e}$ yi içeren düzlemde, gelen dalgacephesinin eğrilik yarıçapıdır. $\hat{n}_e$ eğrilik merkezinden yönelenen kenara dik birim vektördür. $a > 0$, Q_E noktasında kenarın eğrilik yarıçapıdır. β_0 ise gelen ışın ile kenar teğeti arasındaki açıdır. $\hat{s}'$ ve $\hat{s}$ birim vektörleri geliş ve kırınım yönündedir. (Bkz. Şekil 4.2a)



Şekil 4.2. a) Eğri bir kenardan kırınım
b) Mükemmel iletken bir kamadan kırınım

Şekil 4.2.b deki O noktasındaki kaynaktan yayılan ve mükemmel iletken bir kamanın varlığında P noktasında gözlenen alanı ele alalım. Şekil 4.2.b deki ışınlar kırınım noktası Q_E de kenara dik bir düzlem üzerindeki izdüşümlerdir. Kenar üzerinde gelen ve kırınan alanların faz işlevleri uyumlu olmalıdır. Dolayısıyla

$$\Psi_i(Q_E) = \Psi_d(Q_E) \quad (4.5)$$

olur. Buradan Keller kenar kırınım yasası

$$\hat{s}' \cdot \hat{e} = \hat{s} \cdot \hat{e} \quad (4.6)$$

olarak bulunur. $\hat{e}$, Q_E noktasında kenara teğet birim vektördür. Keller, kenar kırınım yasası şöyle açıklanabilir:

Kırınım açısı β_d , geliş açısı β'_0 ne eşittir. Böylece

Q_E 'den kaynaklanan kırınan ışınlar yarıaçısı β'_0 olan

bir koni oluştururlar. Bu koni yüzeyi üzerinde kırınan ışının

konumu ϕ açısı ile, kenara gelen ışının yönü ϕ' ve

β'_0 açıları ile verilir. Bu açılar Şekil 4.2a ve

4.2b de gösterilmiştir. $\hat{\beta}'_0$ ve $\hat{\beta}_0$ birim vektörleri

kenar merkezli geliş ve kırınma düzlemlerine paraleldir ve

$$\hat{\beta}'_0 = \hat{s}' \times \hat{\phi}' \quad (4.7a)$$

$$\hat{\beta}_0 = \hat{s}x\hat{\phi} \quad (4.7b)$$

ile verilirler. Küresel koordinat sisteminde kırınan ışının koordinatları $(s, \pi - \beta_0, \phi)$ ile gelen ışının koordinatları da (s', β_0, ϕ') ile verilir.

(4.3) eşitliğindeki $\bar{D}$ katsayısı dyadik kırınım katsayısıdır.

Gelen ve kırınan alan bileşenlerini ifade etmek için kenar-merkezli bir koordinat sistemi kullanılırsa, dyadik kırınım katsayısı yedi dyaddan oluşur; bu yedi elemanı yokedilemeyen 3×3 bir matris anlamına gelir. (2.2) eşitliğinin yardımıyla, ışın-merkezli bir koordinat sistemi kullanıldığında kırınım katsayısının 2×2 bir matrise indirgendiği gösterilebilir; bu durumda dört dyaddan fazlasına gerek kalmaz. Uygun ışın-merkezli koordinat sisteminin kullanılmasıyla matris elemanlarının sayısı daha da azaltılabilir. Yansıma düzlemi gelme düzlemi ile çakışırsa ve gelen ve yansıyan alanların gelme ve yansıma düzlemlerine dik ve paralel bileşenleri kullanılırsa böyle bir basitleştirme sağlanabilir.

Keller'in teorisine göre, eğri bir kenar için kırınım katsayısı, doğru bir kenar içeren iki boyutlu kanonik problemden çıkartılabilir. Kenar, birim normal vektörü süreksiz bayağı bir kenar, yüzey eğriliği süreksiz bir kenar, yüzeyin yüksek düzeyden türevleri süreksiz bir kenar olabilir.

Bir kenarı olan böyle bir yüzeyin varlığında elektrik ve manyetik alanın z bileşenleri

$$E_z = E_z^i + E_z^r + E_z^d \quad (4.8a)$$

$$H_z = H_z^i + H_z^r + H_z^d \quad (4.8b)$$

biçiminde verilir. Bu bileşenler Dirichlet (yumuşak) ve Neumann (sert) sınır koşulları ile birlikte

$$(\nabla^2 + k^2) \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0 \quad (4.9)$$

koşulunu sağlarlar. Dirichlet sınır koşulu için sınır yüzeyinde elektrik alanın z bileşeni sıfırdır:

$$E_z = 0 \quad (4.10)$$

Neumann sınır koşulu içinse sınır yüzeyinde manyetik alanın eğri normal boyunca olan türevi sıfırdır.

$$\frac{\partial H_z}{\partial n} = 0 \quad (4.11)$$

Kırınan alanın z bileşeni için yüksek frekans çözümleri (4.9)

esitliğinde yerine konulursa ve durağan evre yöntemi uygulanırsa, asimptotik çözümler

$$\begin{Bmatrix} E_z^d \\ H_z^d \end{Bmatrix} \sim \begin{Bmatrix} E_z^i & D_s \\ H_z^i & D_h \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho+s)}} e^{-jks} \quad (4.12)$$

biçiminde yazılabilir. Burada D_s yumuşak skaler kırınım katsayısı, D_h sert skaler kırınım katsayısı olarak bilinir.

$$E_z^i = E_{\beta_0}^i \sin \beta_0 \quad (4.13a)$$

$$H_z^i = Y_c E_{\phi}^i \sin \beta_0 \quad (4.13b)$$

olduğundan (4.12) esitliğinden

$$\begin{Bmatrix} E_{\beta_0}^d \\ E_{\phi}^d \end{Bmatrix} = - \begin{Bmatrix} E_{\beta_0}^i & D_s \\ E_{\phi}^i & D_h \end{Bmatrix} \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho+s)}} e^{-jks} \quad (4.14)$$

elde edilir. Mükemmel iletken bir yüzeye ait, bayağı yada yüksek dereceden bir kenar için dyadik kırınım katsayısı, iki dyadın toplamı olarak

$$\bar{D} = -\hat{\beta}_0' \hat{\beta}_0 D_s - \hat{\phi}' \hat{\phi} D_h \quad (4.15)$$

biçiminde yazılabilir.

4.2 Kama Yapısı

Düzlemsel, silindirik yada konik bir elektromanyetik dalga mükemmel iletken bir kamaya çarptığında, çözüm elektrik ve manyetik alanın kenara paralel bileşenleri cinsinden ifade edilebilir; bunlar z bileşeni olarak alınabilir. Küresel dalga için elektrik ve manyetik vektör potansiyellerin z bileşenlerini kullanmak uygundur. Bu z bileşenleri, Green işlevi yöntemiyle elde edilen eigenfunction serileri ile gösterilebilir. Eigenfunction serilerindeki Bessel ve Hankel fonksiyonları, bu fonksiyonların integral gösterimiyle değiştirilir ve daha sonra seriler integral gösterimleri bırakılarak toplanır. Kenar-merkezli koordinat sisteminde diğer alan bileşenleri z bileşenlerinden bulunur. Küresel dalga için alan bileşenlerinin integral gösterimleri vektör potansiyellerin z bileşenlerinden elde edilir. Bu integraller Pauli-Clemmow steepest descent yöntemi ile yaklaştırılır ve başat (leading) terimleri alınur. Daha sonra alan bileşenleri ışın merkezli koordinat sistemine dönüştürülür. Sonuçta bulunan ifade (4.3) eşitliğindeki formda yazılabilir ve buradan dyadik kırınım katsayısı $\bar{D}$ çıkartılabilir.

Kırınan alan [14]

$$\bar{E}^d(s) \sim \bar{E}^i(Q_E) \cdot \bar{D}(\hat{s}, \hat{s}') \quad A(s) \quad \exp(-jks) \quad (4.16)$$

ile verilir. Burada $A(s)$ kırınan alanın genliğinin nasıl değiştiğini gösteren yayılma faktörüdür ve şöyle verilir:

$$A(s) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{s}} & , \text{ gelen dalga düzlem , silindirik veya konik ise} \\ \sqrt{\frac{s'}{s(s'+s)}} & , \text{ gelen dalga küresel dalga ise} \end{cases} \quad (4.17)$$

Gelen dalga silindirik ise $s, r = s \sin \beta_0$, kenara dik uzaklık

ile değiştirilir. (4.4) eşitliğinden kama için $\rho = \rho_e^i$

bulunur ($a \rightarrow \infty$). Gelen dalga düzlem, silindirik yada konik ise

ρ_e^i sonsuz olur; küresel dalga için $\rho_e^i = s'$ ile verilir.

s' , kaynak ile kırınım noktası arasındaki uzaklığı, s , kırınım noktası ile gözlem noktası arasındaki uzaklığı gösterir.

Gözlem noktası, gölge yada yansıma sınırına yakın değilse,

skaler kırınım katsayıları her dört tür aydınlanma için [11]

$$D_{s,h}(\phi, \phi'; \beta_0) = \frac{\exp[-j(\pi/4)] \sin \pi/n}{n \sqrt{2\pi k \sin \beta_0}}$$

$$\left[\frac{1}{\cos \pi/n - \cos[(\phi - \phi')/n]} + \frac{1}{\cos \pi/n - \cos[(\phi + \phi')/n]} \right] \quad (4.18)$$

biçiminde verilir. Dolayısıyla kırınım katsayısı gölge ve yansıma sınırlarının uzağında kenar aydınlanmasından bağımsızdır. Kamaı oluşturan düzlem yüzeyler $\phi=0$ ve $\phi=n\pi$ yüzeyleridir. Kama açısı $(2-n)\pi$ ile verilir. (Bkz. Şekil 4.2b)

(4.18) eşitliği gölge ve yansıma sınırlarının yakınında tekilleşir. Kırınım katsayısı $k^{-1/2}$ mertebesinde dir. (4.18) eşitliğinde ve bundan sonraki eşitliklerde üst işaret D_s e, alt işaret D_h ye karşılık gelir.

$\phi'=0$ veya $\phi'=n\pi$ durumu (sıyırma açısı) ayrıca incelenmelidir. Bu durumda $D_s=0$ olur ve D_h için (4.18) ile verilen ifade $1/2$ ile çarpılır. Sıyırma açısı için gelen ve yansıyan alanlar birleşir, kama yüzeyi boyunca yayılan toplam alanın bir yarısı gelen alan, diğer yarısı ise yansıyan alandır. Ne varki bu durumda toplam alanı gelen alan olarak almak daha uygundur.

Bu çalışmada kama açısı $1 < n \leq 2$ ile sınırlandırılmıştır; ancak çözüm $0 < n < 1$ koşulunu sağlayan bir iç kamaya da uygulanabilir. $n=1$ için $\sin\pi/n=0$ olur ve kırınım katsayısı ortadan kalkar. $n=2$ için yarıdüzlem, $n=1$ için sonsuz düzlem,

$n=1/2$ için iç dik açı, $n=1/M$ ($M=3,4,5,\dots$) için iç dar açılar elde edilir. Sınır değer problemi, gelen alan ve imaj teorisinden bulunan bir dizi yansıyan alan cinsinden çözülebilir. $n \rightarrow 0$ için, kırınan alanın varlığına rağmen, görüngü baskın olarak gelen ve yansıyan alanlar tarafından yönlendirilir.

Gölge ve yansıma sınırlarına komşu, alanın hızlı değiştiği bölgeler geçiş bölgeleri olarak adlandırılır. Geçiş bölgelerinde kırınan alanın genliği gelen ve yansıyan alanlarla kıyaslanabilecek büyüklüktedir; gelen ve yansıyan alanlar sınırlarda süreksiz olduğundan, toplam alanın sürekli olması için, bu sınırlarda kırınan alan da süreksiz olmalıdır.

Mükemmel iletken bir karna için hem geçiş bölgelerinde, hemde geçiş bölgeleri dışında geçerli olan dyadik kırınım katsayısı şöyle verilir [14] :

$$D_{s,h}(\phi, \phi'; \beta_0) = \frac{\exp[-j(\pi/4)]}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0}$$

$$\begin{aligned} & \times \left[\cot\left(\frac{\pi+(\phi-\phi')}{2n}\right) F[kLa^+(\phi-\phi')] + \cot\left(\frac{\pi-(\phi-\phi')}{2n}\right) F[kLa^-(\phi-\phi')] \right. \\ & \mp \left\{ \cot\left(\frac{\pi+(\phi+\phi')}{2n}\right) F[kLa^+(\phi+\phi')] \right. \\ & \left. \left. + \cot\left(\frac{\pi-(\phi+\phi')}{2n}\right) F[kLa^-(\phi+\phi')] \right\} \right] \end{aligned} \quad (4.19)$$

burada geiş fonksiyonu $F(x)$

$$F(x) = 2j\sqrt{x} \exp(jx) \int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-j\tau^2) d\tau \quad (4.20)$$

ile verilir. (4.20) eşitliğinde karekökün pozitif dalı alınır. $a^{\pm}(\beta)$

$$a^{\pm}(\beta) = 2 \cos^2\left\{ \frac{2\pi n N^{\pm} - \beta}{2} \right\} \quad (4.21)$$

biçiminde verilmektedir. (4.21) eşitliğinde N^+ , N^- ve β

değerleri aşağıdaki eşitlikleri sağlarlar:

$$2\pi n N^+ - \beta = \pi \quad (4.22a)$$

$$2\pi n N^- - \beta = -\pi \quad (4.22b)$$

$$\beta = \phi \pm \phi' \quad (4.23)$$

N^+ ve N^- nin herbirinin ikişer değeri vardır.

$F(x)$ geçiş fonksiyonu bir Fresnel integrali ıerir. $F(x)$ fonksiyonunun genlik ve fazı, $x=kLa$ olmak uzere Şekil 4.3 de görülmektedir. Kk x değerleri için

$$F(x) \cong \left[\sqrt{\pi x} - 2x \exp(j\pi/4) - \frac{2}{3} x^2 \exp(-j\pi/4) \right] \exp\left[j\left(\frac{\pi}{4} + x\right)\right] \quad (4.24)$$

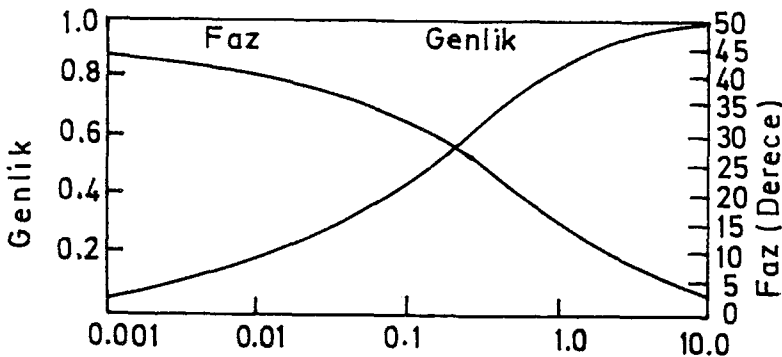
ve büyük x değerleri için

$$F(x) \sim \left[1 + j \frac{1}{2x} - \frac{3}{4} \frac{1}{x^2} - j \frac{15}{8} \frac{1}{x^3} + \frac{75}{16} \frac{1}{x^4} \right] \quad (4.25)$$

olur. (4.19) eşitliğindeki dört geçiş fonksiyonunun argümanları 10 u aŐarsa, geçiş fonksiyonları yaklaşık bire eşit olur ve (4.19) eşitliği, (4.18) eşitliğine indirgenir.

L , farklı aydınlanma eŐitleri için değişik bimler alan uzaklık parametresidir ve Şöyle verilir:

$$L = \begin{cases} s \sin^2 \beta_0, & \text{gelen dalga düzlem dalga ise} \\ \frac{r \cdot r'}{r + r'}, & \text{gelen dalga silindirik dalga ise} \\ \frac{s \cdot s'}{s + s'}, & \text{gelen dalga konik ve küresel ise} \end{cases} \quad (4.26)$$



Şekil 4.3. Geçiş Fonksiyonu

r' yarıçaplı silindirik dalga kenara dik olarak gelmektedir ve r alan noktasının kenardan olan dik uzaklığıdır.

$D_{s,h}$ kırınım katsayısını bulmakta kullanılan asimptotik yaklaşımdaki büyük parametre kL dir. Düzlem dalgalar için $kL > 1.0$ olması durumunda yaklaşımın doğru olduğu görülmüştür, ancak n bire yakın değerler alırsa $kL > 3$ koşulu sağlanmalıdır.

$a^\pm(\beta)$ alan noktası ile gölge yada yansıma sınırı arasındaki uzaklığın bir ölçüsüdür. Artı ve eksi üsindileri N^+ ve N^- tamsayılarıyla ilişkilidir. Dış kenar kırınımı için ($1 < n \leq 2$) $N^+ = 0,1$ ve $N^- = -1,0,1$ olur. Bu tamsayılar gölge ve yansıma sınırında özellikle önemlidir.

Bir gölge yada yansıma sınırında (4.19) eşitliği ile verilen kırınım katsayısı ifadesindeki kotanjant fonksiyonlarının bir tanesi tekil olur; diğer uçlu sınırlıdır. Gölge yada yansıma sınırının komşuluğunda

$$\beta = 2\pi n N^\pm \pm (\pi - \epsilon) \quad (4.27)$$

olur. Gelen yada yansıyan alanın aydınlattığı bölgelerde $\epsilon = +1$,

sınır üzerinde $\epsilon=0$, karanlık bölgelerde $\epsilon=-1$ olur.

Eşitlik (4.24) kullanılarak

$$\begin{aligned} & \cot \left[\frac{\pi \pm \beta}{2n} \right] F [kLa^{\pm}(\beta)] \\ & \cong n \left[\sqrt{2\pi kL} \operatorname{sgn} \epsilon - 2kL\epsilon \exp(j\pi/4) \right] \exp(j\pi/4) \end{aligned} \quad (4.28)$$

olduğu gösterilebilir. Bu ifade gölge ve yansıma sınırlarında süreksiz fakat sonludur. Bu süreksizlik gelen ve yansıyan alanın bu sınırlardaki süreksizliğini ortadan kaldırır.

Bir gölge yada yansıma sınırında geometrik-optik alandaki süreksizlik kırınım katsayısındaki dört terimden biriyle dengelendiğinden, iki sınır birbirine yakın olduğunda yada üstüste çakıştığında alanı hesaplamakta güçlük çıkmaz.

$\phi'=0$, $\phi'=n\pi$ veya $n \approx 1$ için $\phi'=n\pi/2$ olduğunda bu durum gerçekleşir. Gölge ve yansıma sınırları fiziksel uzayın içinde $(0-n\pi)$ oluşursa gerçek sınırlardır. Bu aralığın dışında sınırlar virtüel sınırlardır. Virtüel bir sınır kamanın yüzeyine yakınsa, $\phi' \sim \pi$ yada $\phi' \sim (n-1)\pi$ ise bu sınırın geçiş bölgesi kama yakınındaki fiziksel uzayı içerebilir ve o bölgede alanın hesaplanmasını belirgin biçimde etkileyebilir [14].

Bu çalışmada toplam alanın yüksek frekans yaklaşımı geometrik optik alan ile kırınan alanın asimptotik yaklaşımının toplamıdır. Toplam alanın yüksek frekans yaklaşımındaki başat teriminin gölge ve yansıma sınırlarında sürekli olması gerektiğinden uzaklık parametresi L

$$L = \frac{s (\rho_e^i + s) \rho_1^i \rho_2^i}{\rho_e^i (\rho_1^i + s) (\rho_2^i + s)} \sin^2 \beta_0 \quad (4.29)$$

ile verilir. ρ_1^i ve ρ_2^i gelen dalga cephesinin asal eğrilik yarıçaplarıdır. L için (4.29) eşitliğiyle verilen ifade herhangi bir alan ile aydınlatılan kama için doğrudur.

kL asimptotik yaklaşımdaki büyük parametre olduğundan β_0 sıyırma açısına yakın değerler almamalıdır ($\beta_0 \neq 0$).

Sıyırma açısı için (4.19) eşitliğiyle verilen kırınım katsayısı D_h $1/2$ faktörüyle çarpılır ve $D_g=0$ olur.

$n=1$ yada $n=2$ için (4.21) eşitliğinden $N^\pm$ nin tamsayı değerleri için

$$a^\pm(\beta) = a(\beta) = 2\cos^2(\beta/2) \quad (4.30)$$

olur. Böylece

$$\begin{aligned}
 & \cot\left(\frac{\pi+\beta}{2n}\right) F[kLa^+(\beta)] + \cot\left(\frac{\pi-\beta}{2n}\right) F[kLa^-(\beta)] \\
 &= \left[\cot\left(\frac{\pi+\beta}{2n}\right) + \cot\left(\frac{\pi-\beta}{2n}\right) \right] F[kLa(\beta)] \\
 &= \frac{-2 \sin\pi/n}{\cos\pi/n - \cos\beta/n} F[kLa(\beta)] \quad (4.31)
 \end{aligned}$$

bulunur. $n=1$ için kenar ortadan kalkar ve sınır yüzeyi sonsuz uzunlukta mükemmel iletken bir düzleme dönüşür. Beklendiği gibi bu durumda kırınma katsayısı ve kırınan alan yok olur. $n=2$ için kama bir yarı-düzleme dönüşür ve kırınım katsayısı

$$\begin{aligned}
 D_{s,h}(\phi, \phi'; \beta_0) &= \frac{\exp[-j(\pi/4)]}{2\sqrt{2\pi k} \sin\beta_0} \\
 \left\{ \frac{F[kLa(\phi-\phi')]}{\cos[(\phi-\phi')/2]} \mp \frac{F[kLa(\phi+\phi')]}{\cos[(\phi+\phi')/2]} \right\} & \quad (4.32)
 \end{aligned}$$

ile verilir.

4.3 Genel Kama Yapısı

Geçen bölümde kama kırınımı için kullanılan yaklaşım daha genel kenar biçimlerine uygulanabilir. Çözüm Keller'in [11] kanonik problemine dayanmaktadır. Yüksek frekans kırınımı, yüksek

frekans yansıması gibi yerel bir görümlü olduğundan bir kenar geometrisi, yüzeyleri kırınım noktasında kenarı oluşturan yüzeylere teğet bir kama ile gösterilebilir. Geçen bölümün sonuçları doğrudan genel kenar problemine uygulanabilir. Yalnızca geçiş fonksiyonunun argümanında görülen uzaklık parametresi L i değiştirmek gerekmektedir.

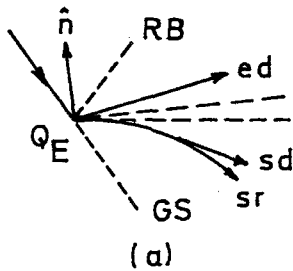
Düzlemsel bir plakanın eğri yüzeyinden kırınım eğri kenar kırınımının en basit örneğidir. Skaler kırınım katsayısı (4.32) eşitliği ile verilir. Hem yansıma hem gölge sınırında $\rho = \rho_e^i$ olduğundan L , (4.29) eşitliğiyle verilen uzaklık parametresidir. Gelis ve yansıma yönlerinin dışında, (4.3) eşitliğindeki karekök içindeki ρ , (4.4) eşitliğinden hesaplanır. Kama için olduğu gibi kenarı çevreleyen bütün noktalar için bir yüksek frekans yaklaşımı elde edilir.

Eğri bir plakanın ($n=2$) eğri yada doğru bir kenarından kırınım biraz daha güçtür. Kenarı oluşturan yüzey eğriyse, kenarın dışbükey tarafında yüzey kırınımı özellikle ağır basar. Eğri plakanın dışbükey tarafında, yüzey boyunca yayılma yönüne teğet ışınlar çıkararak yayılan yüzey ışını modları vardır. Bunun sonucu yüzeye yakın önemlice bir bölgede ışıma sızıntısı

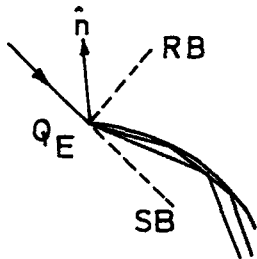
belirginidir. Eğri plakanın içbükey tarafında yayılırken zayıflamayan modlar vardır; bu modlar fısıldayan galeri modları olarak bilinir. Her iki tür mod eğri bir yüzeyin aydınlatılan bir kenarı tarafından uyartılır; yüzey ışını modları sıyırma açısında da uyarılabilir. İçbükey yüzeyde fısıldayan galeri etkisi, yüzey boyunca kırışlar oluşturan yansıyan dalgalar serisi biçiminde açıklanabilir. Görüldüğü gibi her kırışta bir kostik vardır (Bkz. Şekil 4.4).

Bu durumda $n=2$ olur ve (4.15) eşitliğindeki skaler kırınım katsayıları

$$D_{s,h}(\phi, \phi'; \beta_0) = \frac{\exp[-j(\pi/4)]}{2\sqrt{2\pi k \sin \beta_0}} \left\{ \frac{F[kL^{\frac{1}{2}}a(\phi-\phi')]}{\cos[(\phi-\phi')/2]} \mp \frac{F[kL^{\frac{1}{2}}a(\phi+\phi')]}{\cos[(\phi+\phi')/2]} \right\} \quad (4.33)$$



(a)



(b)

Şekil 4.4. Eğri Bir Plakanın Kenarından Kırınım
a) Dışbükey yüzey b) İçbükey yüzey

ile verilir. Burada ilk terim gölge sınırında, ikinci terim yansıma sınırında süreksizdir. Düzlem bir plakadan yansımada farklı olarak, eğri bir yüzeyden yansıyan dalganın yayılması gelen dalganınkinden farklıdır; yansıyan ve kırılan dalgacephelerinin yansıma sınırındaki eğrilik yarıçapları, gelen ve kırılan dalgacephelerinin gölge sınırındaki eğrilik yarıçaplarından farklıdır. Bu durumda uzaklık parametreleri [14]

$$L^i = \frac{s (\rho_e^i + s) \rho_1^i \rho_2^i}{\rho_e^i (\rho_1^i + s) (\rho_2^i + s)} \sin^2 \beta_o \quad (4.34a)$$

$$L^r = \frac{s (\rho_e^r + s) \rho_1^r \rho_2^r}{\rho_e^r (\rho_1^r + s) (\rho_2^r + s)} \sin^2 \beta_o \quad (4.34b)$$

ile verilir. ρ_e^i , ρ_1^i ve ρ_2^i daha önce tanımlandığı gibidir, ρ_1^r ve ρ_2^r

Q_E den yansıyan dalgacephesinin asal eğrilik yarıçaplarıdır ve

(4.4) eşitliğinden

$$\frac{1}{\rho_e^r} = \frac{1}{\rho_e^i} - \frac{2(\hat{n} \cdot \hat{n}_e) (\hat{s}' \cdot \hat{n})}{a \sin^2(\beta_o)} \quad (4.35)$$

bulunur.

Alan ve kaynak noktaları kenardan yeterince uzaktaysa (4.33)

eşitliğindeki geçiş fonksiyonları bire eşitlenebilir.

Pürüzsüz eğri bir yüzeyde eğri bir kenardan kırınım için skaler kırınım katsayısı

$$D_{s,h}(\phi, \phi'; \beta_o) = \frac{\exp[-j(\pi/4)]}{2n\sqrt{2\pi k \sin \beta_o}} \times \left[\frac{2 \sin(\pi/n) F[kL^i a(\phi - \phi')]}{\cos(\pi/n) - \cos[(\phi - \phi')/n]} \right. \\ \left. \pm \left\{ \cot\left(\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kL^m a^+(\phi + \phi')] \right. \right. \\ \left. \left. + \cot\left(\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kL^{ro} a(\phi + \phi')] \right\} \right] \quad (4.36)$$

olarak verilir. Burada

$$a(\beta) = 2\cos^2\beta/2 \quad (4.37a)$$

$$a^+(\beta) = 2\cos^2(2\pi n - \beta)/2 \quad (4.37b)$$

ile verilir.

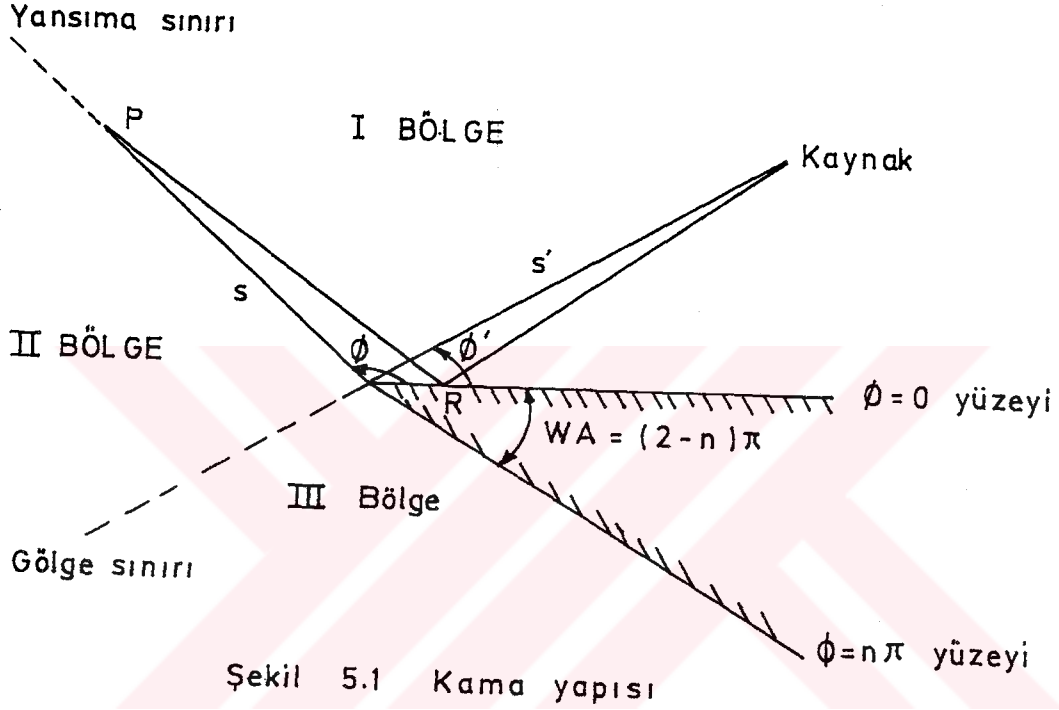
L^i (4.34a) eşitliğiyle, L^{ro} , L^m (4.34b) eşitliğiyle verilir.

o ve n usındisleri sırasıyla eğrilik yarıçaplarının $\pi - \phi'$

ve $(2n-1)\pi - \phi'$ yansıma sınırlarında hesaplandığını

gösterir.

5. DÜZLEM DALGA İÇİN KAMADAN SAÇILMA



Genel bir kama yapısı yukarıdaki şekilde olduğu gibi gösterilebilir. Kamanın yüzeyleri mükemmel iletkenlerdir. Kamayı çevreleyen alan üç parçaya ayrılabilir. I. bölgede gelen alan, yansıyan alan ve kırılan alan vardır. II. bölgede gelen ve kırılan alan vardır. III. bölgedeyse yalnızca kırılan alan vardır. $\phi = \pi - \phi'$ yansıma sınırını, $\phi = \pi + \phi'$ gölge sınırını gösterir. Bir noktadaki alan, o noktadaki üç alanın toplamıyla elde edilir:

$$E^t = E^i u^i + E^r u^r + E^d \quad (5.1)$$

Burada E^i gelen alanı, E^r yansıyan alanı, E^d (4.16)

eşitliğiyle verilen kırınan alanı gösterir. (4.16) eşitliğinde

$E^i(Q_E) = 1$ olarak alınmıştır. Yayılma faktörü (4.17) eşitliğinden,

düzlem dalga için

$$A(s) = \frac{1}{\sqrt{s}}$$

olarak bulunur. Kırınım katsayısı (4.19) ile, uzaklık parametresi

$L \quad (= s \sin^2 \beta_0)$ (4.26) ile verilir. u^i ve u^r birim basamak

işlevleridir.

Sabit bir eşfazlı dalgacephesi üzerindeki bütün noktalar, gelen

alan için [9],[30]

$$E^i = e^{j\beta s \cos(\phi - \phi')} \quad (5.2)$$

ile, yansıyan alan içinse

$$E^r = e^{j\beta s \cos(\phi + \phi')} \quad (5.3)$$

ile verilir. (5.1)-(5.3) eşitliklerinden toplam alan

$$E^t = E^i u[(\pi + \phi') - \phi] + E^r u[(\pi - \phi') - \phi] + E^d \quad (5.4)$$

biçiminde bulunur.

Gelen ve yansıyan alanların toplamı olan geometrik optik alanı, kırınan alanı ve toplam alanı hesaplayan bir bilgisayar programı yazılmıştır. Örnek olarak, $n=2$ (yarıdüzlem), kaynak açısı $\phi'=75^\circ$ alınmıştır ve gözlemler $s = 3\lambda$ yarıçaplı bir daire üzerinde yapılmıştır. Şekil 5.2 geometrik optik alanı, Şekil 5.3 kırınan alanı ve Şekil 5.4 toplam alanı göstermektedir.

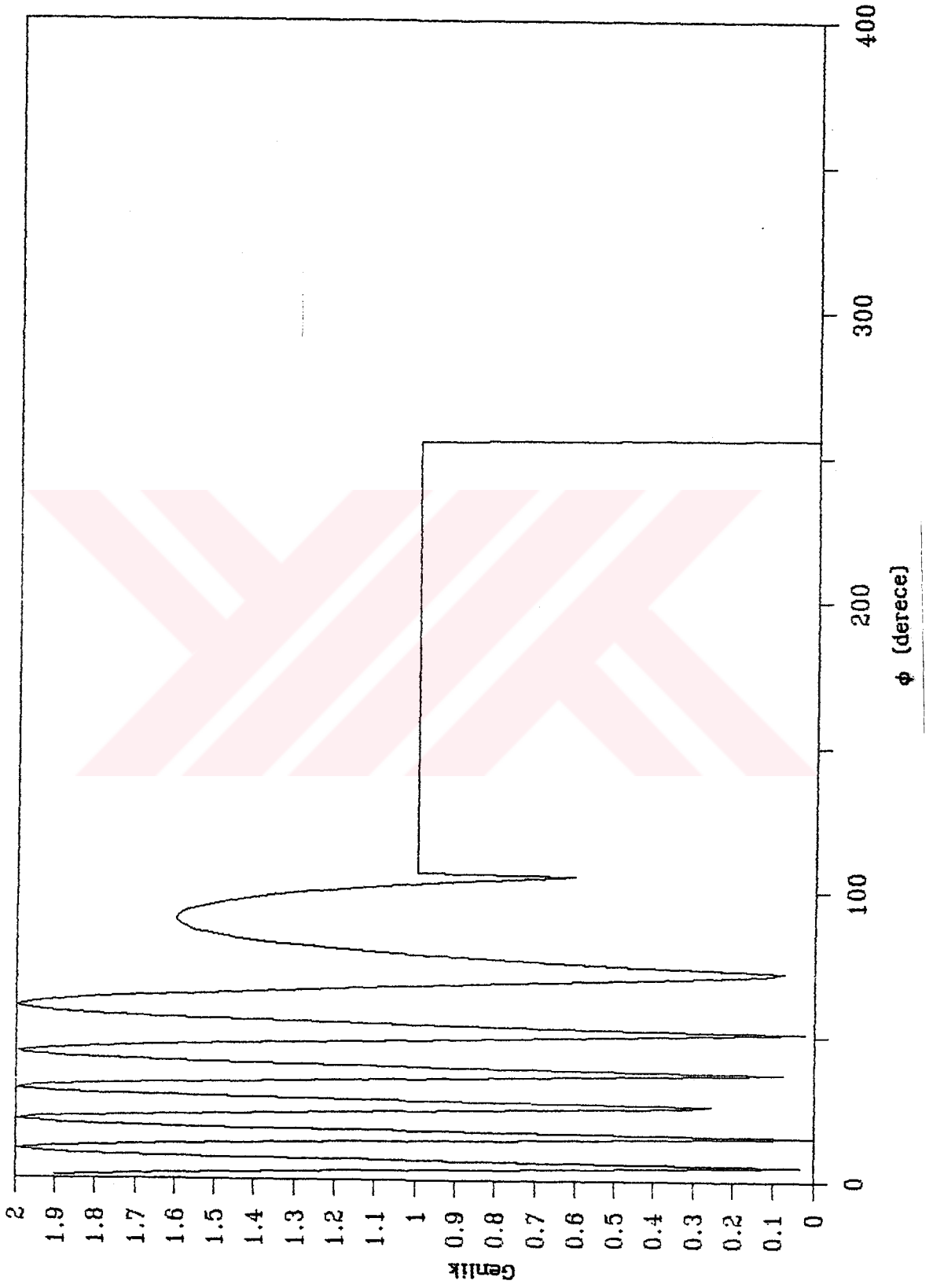
$\phi < 105^\circ$ için geometrik optik alan, gelen ve yansıyan alanların girişimi sonucu salınımlar yapmaktadır. $105^\circ < \phi < 255^\circ$ için geometrik optik alan yalnızca gelen alana eşittir ve genliği birdir. Yansıma ve gölge sınırlarında geometrik optik alan süreksizdir.

Kırınan alana maksimum katkılar yansıma ve gölge sınırlarında olmaktadır. Bu sınırlarda kırınan alanın genliği gelen alanın genliğinin yarısına eşittir.

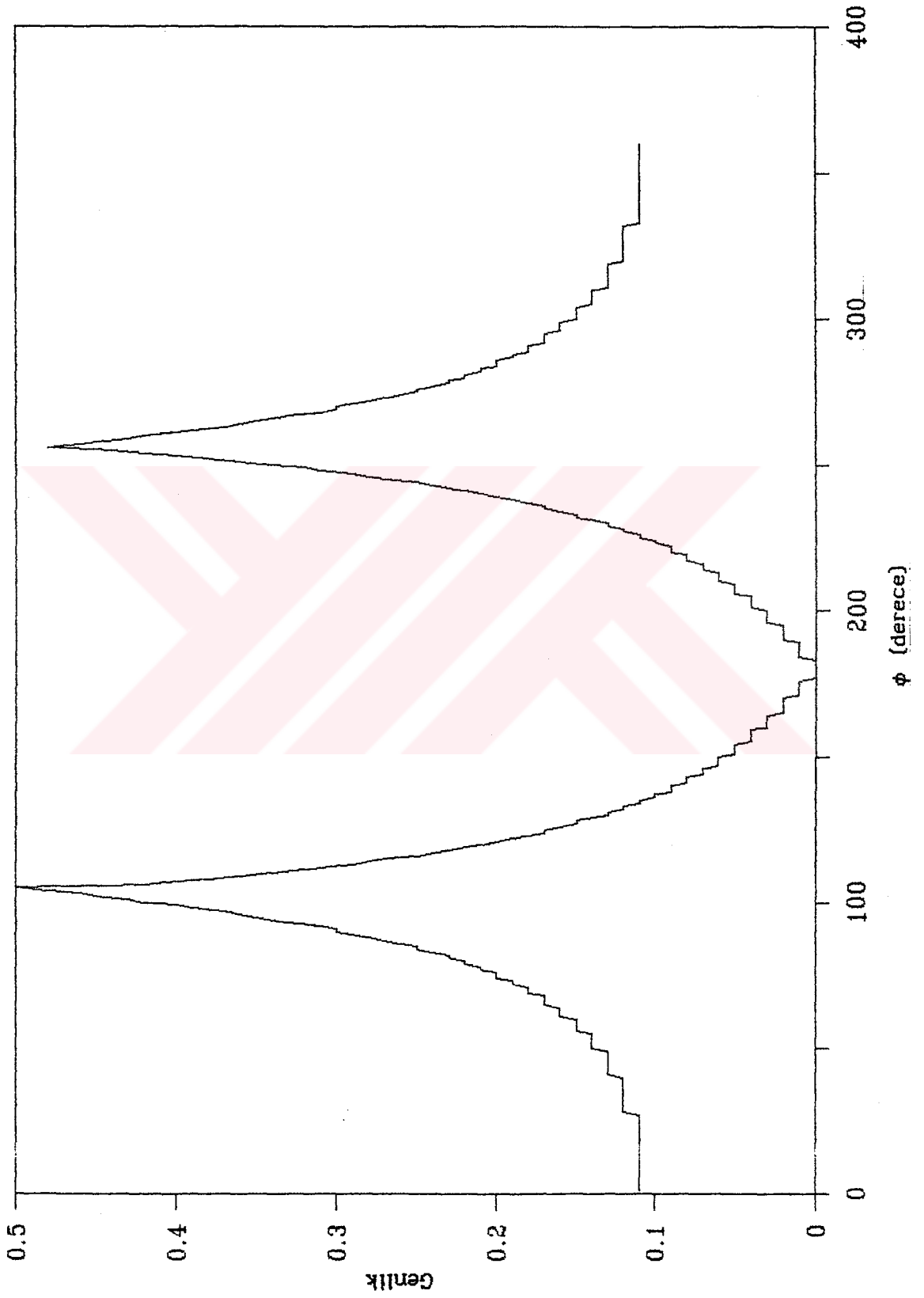
Toplam alan $\phi=105^\circ$ yansıma sınırında ve $\phi=255^\circ$ gölge sınırında süreklidir. $\phi > 255^\circ$ için toplam alan yalnızca kırınan alandır. $105^\circ < \phi < 255^\circ$ için toplam alan, gelen alan

ile kırınan alanın girişimi sonucu salınımlar yapar. $\phi < 105^\circ$ için toplam alan 0 ile 2 arasında salınımlar yapar. Gözlemler $s=3\lambda$ sabit uzaklığında yapıldığından gözlem noktası gelen ve yansıyan alanın oluşturduğu duran dalgayı taramaktadır. $\phi=0$ da alan yarıdüzleme diktir ve sıfırdan farklıdır.

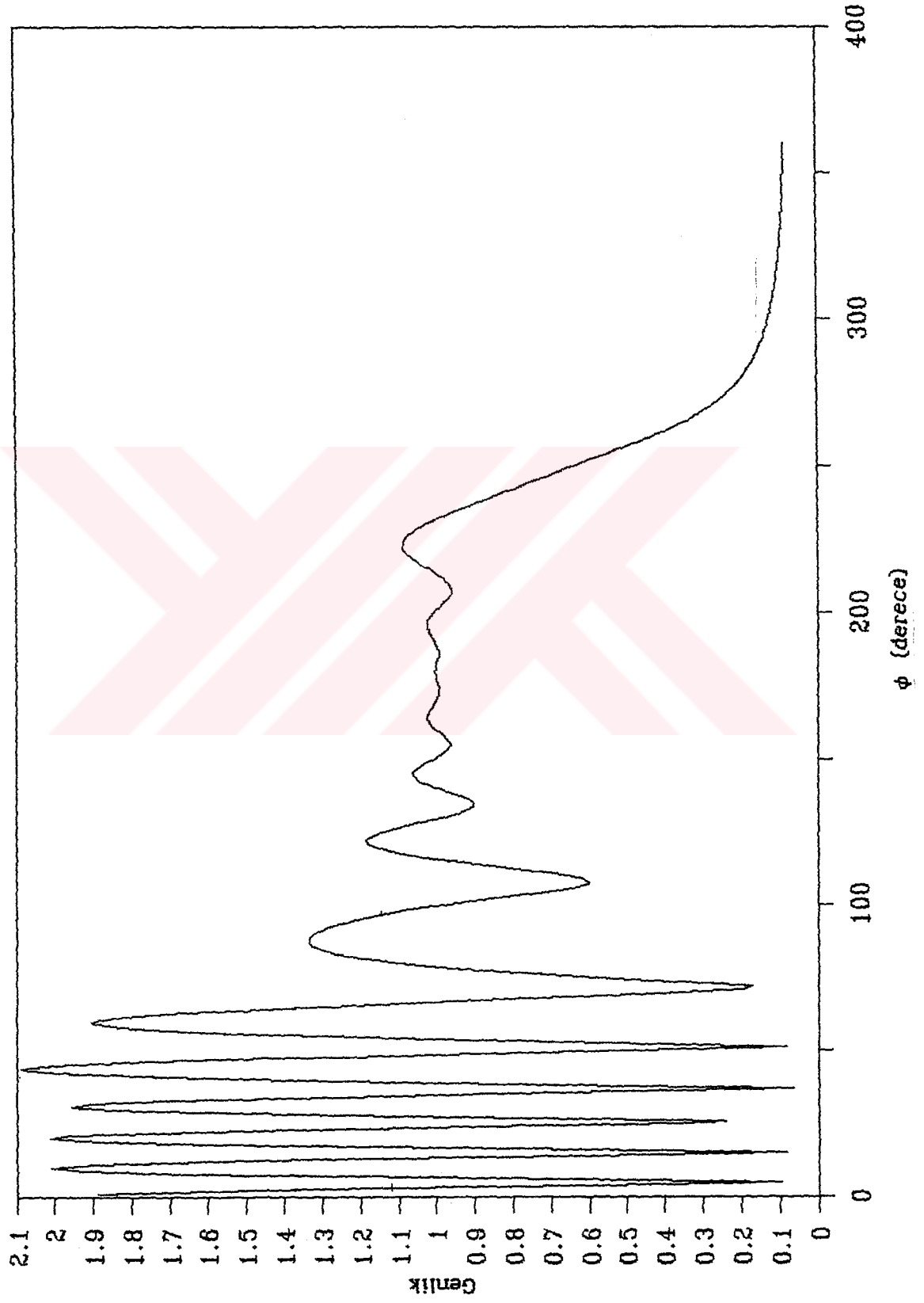
Bir diğer bilgisayar programı yardımıyla $s=3\lambda$, $\phi=250^\circ$ sabit gözlem noktası için kırınan alanın n' e göre değişimi hesaplanmıştır. Sonuç Şekil 5.5 de görülmektedir. $0 < n < 0.42$ aralığında gözlem noktası $\phi=n\pi$ yüzeyine yakın olduğundan oldukça hızlı salınımlar gözlenmektedir. $0.42 < n < 1.38$ aralığında geometrinin elverişli olmamasından dolayı kırınan alan sıfırdır.



Sekil 5.2. Geometrik Optik Alan



Şekil 5.3. Kırınan Alan



Şekil 5.4. Toplam Alan

6. KÜRESEL DALGA İÇİN KAMADAN SAÇILMA

Şekil 6.1 de görülen kaynak Huygens kutuplanmasına sahip bir küresel dalga kaynağıdır; bu kaynağın ışıma örüntüsü şöyle tanımlanır [32] :

$$E_{\psi}(\psi) = \sqrt{2(m+1)} \sin^m \psi \, u(\psi - \pi) \quad (6.1)$$

Bu bölümdeki hesaplamalarımızda uzak alan yaklaşımı kullanacağız. Uzak alan için genlik terimleri

$$s \approx s_R \approx s_R' \approx R \quad (6.2)$$

olarak alınabilir. Uzak alan faz terimleriye

$$R = s_R - 2s' \sin(\phi') \sin \phi \quad (6.3a)$$

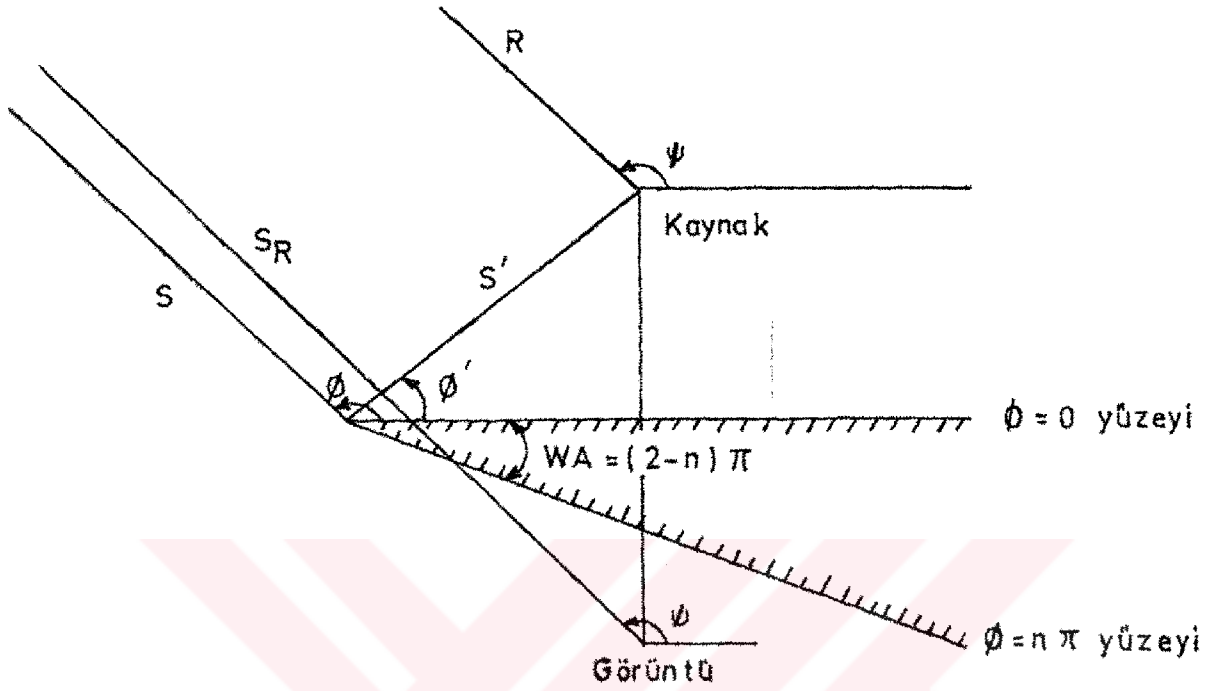
$$s = s_R + s' \cos(\phi + \phi') \quad (6.3b)$$

$$s_R' = s_R - 2s' [\sin \phi' \sin \phi - \sin(WA + \phi') \sin(WA + \phi)] \quad (6.3c)$$

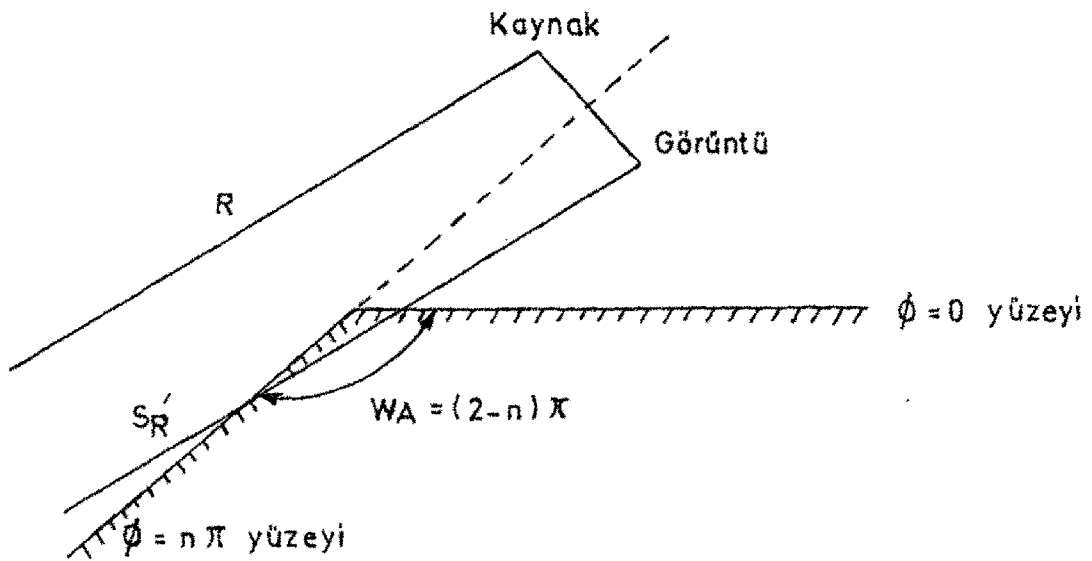
biçiminde yazılabilir.

Kaynağın koordinatları (R, ψ) ile verilen herhangi bir P gözlem noktasında yarattığı alan (gelen alan)

$$\begin{aligned} E^i(P) &= E_{\psi}(\psi) \frac{e^{-jkR}}{R} \\ &= E_{\psi}(\psi) e^{j2ks' \sin \phi' \sin \phi} \frac{e^{-jks_R}}{s_R} \end{aligned} \quad (6.4)$$



Şekil 6.1 Kama yapısı için uzak alan yaklaşımı



Şekil 6.2 $\phi = n\pi$ yüzeyinden yansıma

ile, $\phi=0$ yüzeyinden yansıyan alan ise

$$E_1^r(P) = E_\psi(\psi) \frac{e^{-jks_R}}{s_R} \quad (6.5)$$

ile verilir.

$WA = (2-n)\pi > \pi - \phi'$ için $\phi = n\pi$ yüzeyinden yansıma olur; bu alan (6.3c) eşitliğinin yardımıyla (Bkz. Şekil 6.2)

$$E_2^r(P) = E_\psi(\psi) e^{+j2ks'[\sin\phi'\sin\phi - \sin(WA+\phi')\sin(WA+\phi)]}$$

$$\frac{e^{-jks_R}}{s_R} \quad (6.6)$$

biçiminde yazılabilir.

Kırınan alanın P gözlem noktasındaki değeri (4.16) eşitliğinden

$$E^d(P) = E_\psi(\psi_0) D_{s,h} \frac{e^{-jks'}}{s'} A(s, s') e^{-jks} \quad (6.7)$$

olarak bulunur. Yayılma faktörü uzak alan için (4.17) den

$$A(s, s') = \frac{\sqrt{s'}}{s_R} \quad (6.8)$$

bulunur. $D_{s,h}$ kırınım katsayısı (4.19) eşitliğiyle

verilir. (6.3b), (6.7) ve (6.8) eşitliklerinden kırınan alan

için

$$E^d(P) = E_\psi(\psi_0) D_{s,h} \frac{e^{-jks'[1+\cos(\phi+\phi')]}{\sqrt{s'}} \frac{e^{-jks_R}}{s_R} \quad (6.9)$$

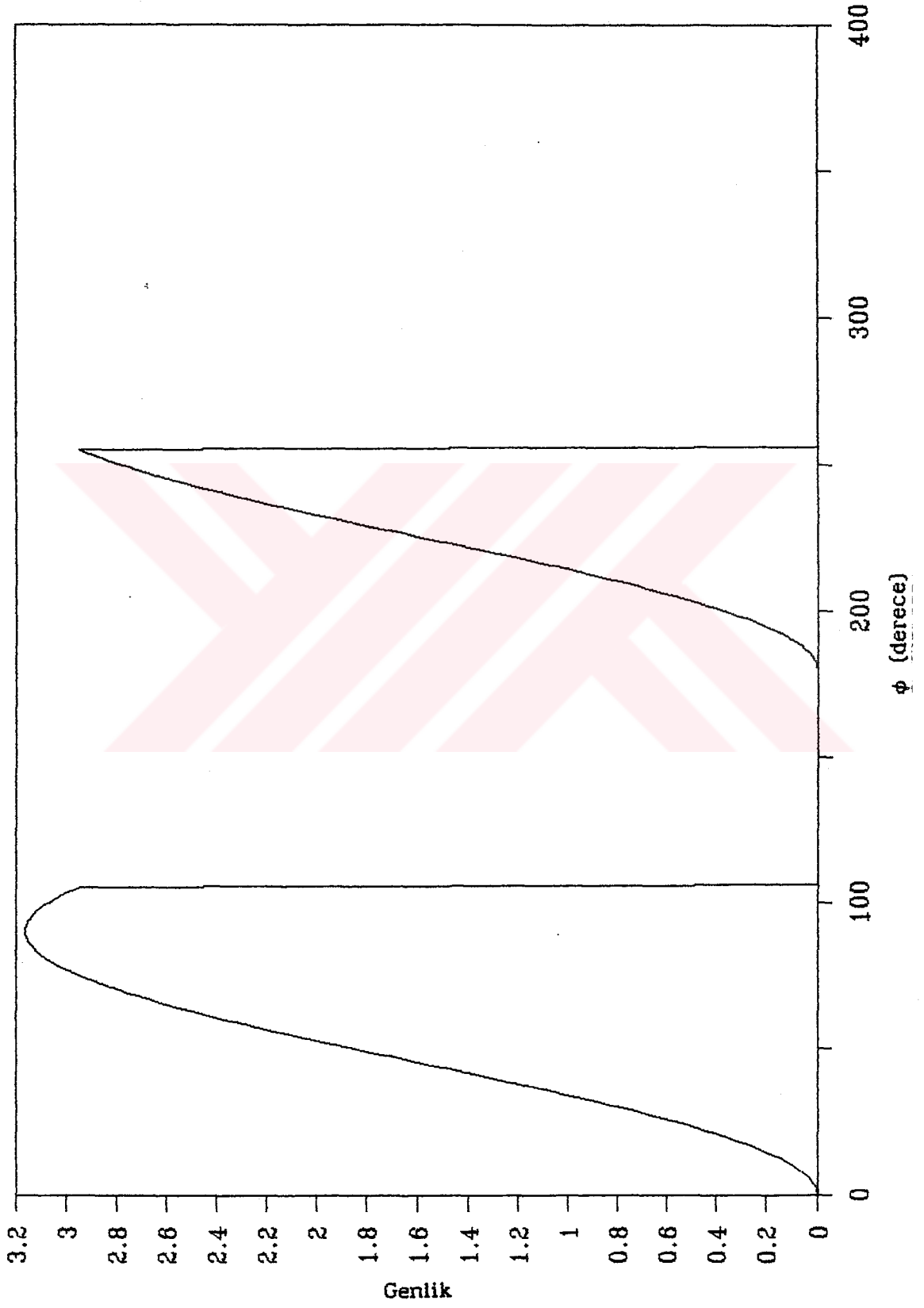
elde edilir

(6.4), (6.5), (6.6) ve (6.9) eşitliklerinde ortak olan e^{-jks_R}/s_R

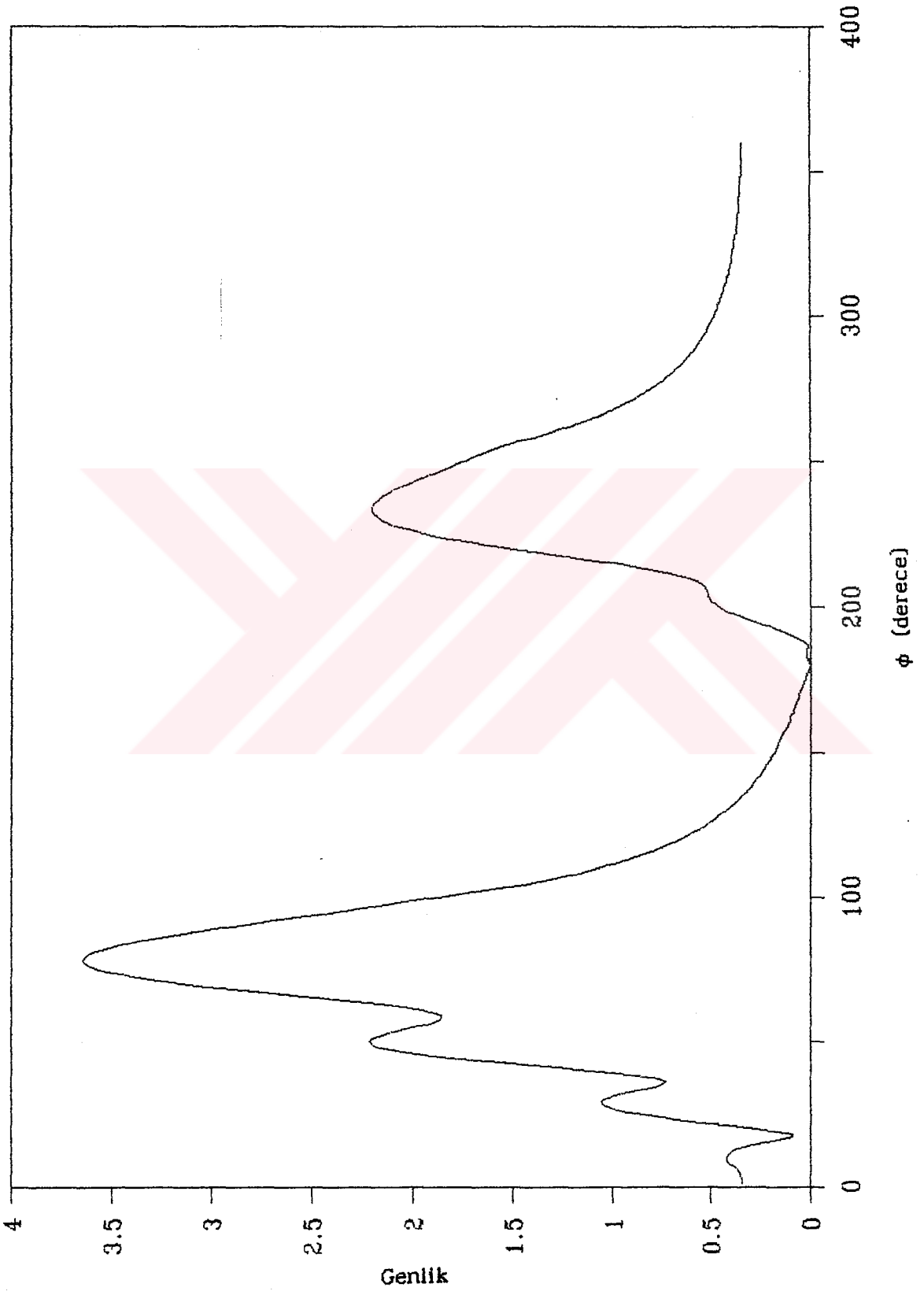
terimi ihmal edilebilir. Toplam alan aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$E^t(P) = E^i(P) u[(\pi+\phi')-\phi] + E_1^r(P) u[(\pi-\phi')-\phi] \\ + E_2^r(P) u[(2-n)\pi-(\pi-\phi')] u[\phi-(2n+\pi-\phi')] + E^d(P) \quad (6.10)$$

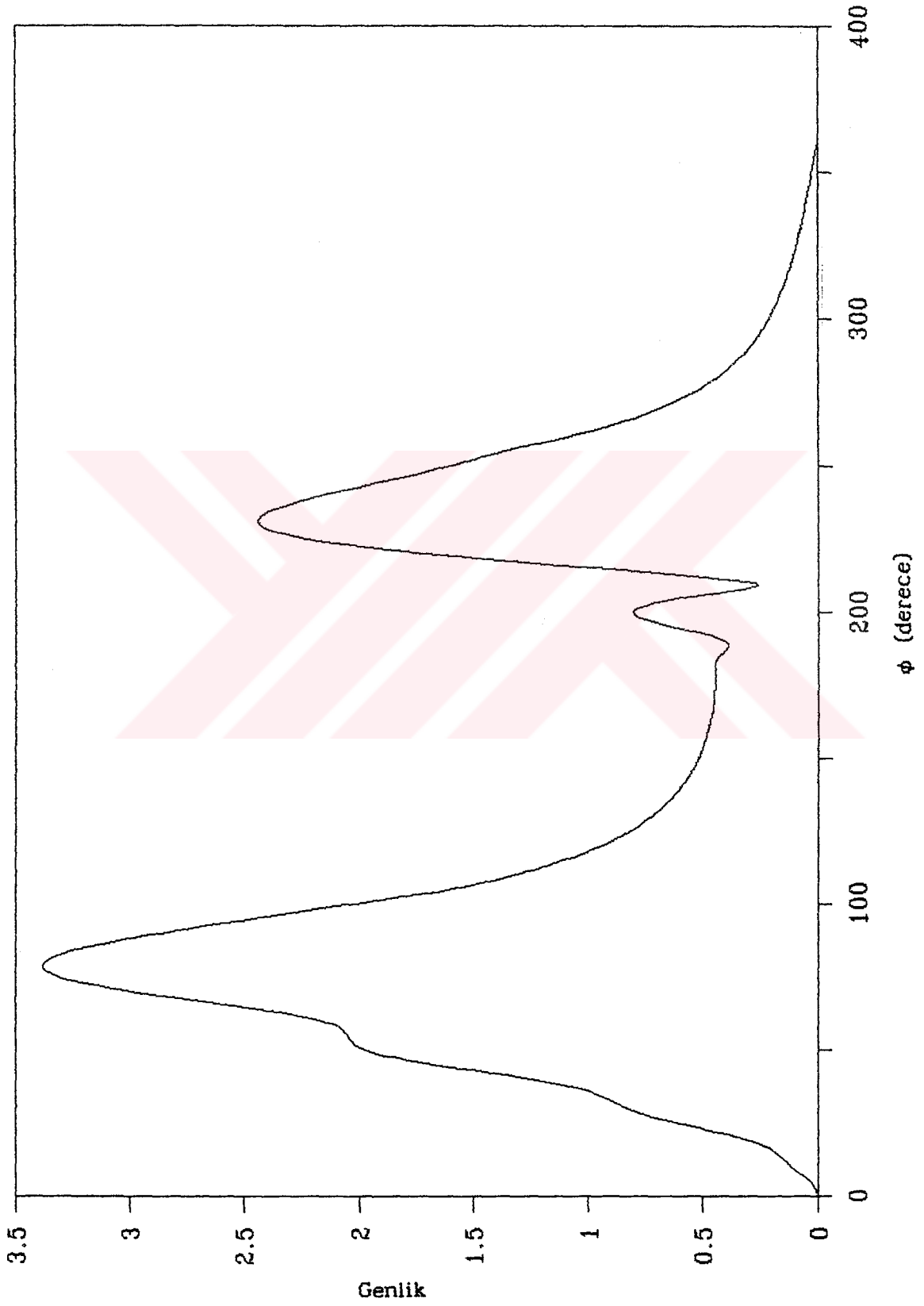
(6.10) eşitliğini kullanarak toplam alanı hesaplayan bir bilgisayar programı yazılmış ve kama açısının (WA) çeşitli değerleri için E- düzlemi ve H- düzlemi ışıma örüntüleri elde edilmiştir (Şekil 6.4-Şekil 6.8). Şekil 6.3 geometrik optik alanı göstermektedir. Bütün şekillerde, $m=4$, dalga boyu $\lambda=0.03m$ ($f=10GHz$), kaynak uzaklığı $s'=0.09m=3\lambda$, kaynak açısı $\phi'=75^\circ$ alınmıştır. Görüldüğü gibi toplam alan gölge ve yansıma sınırlarında süreklidir. H- düzlemi toplam alanı $WA < \pi - \phi'$ için $\phi=0$ ve $\phi=n\pi$ yüzeylerinde sıfırdır; $WA > \pi - \phi'$ içinse, $\phi=n\pi$ yüzeyinden olan yansıma nedeniyle, $\phi=n\pi$ yüzeyinde sıfırdan farklıdır. E- düzlemi toplam alanı $\phi=0$ ve $\phi=n\pi$ yüzeylerinde sıfırdan farklı değerler almaktadır.



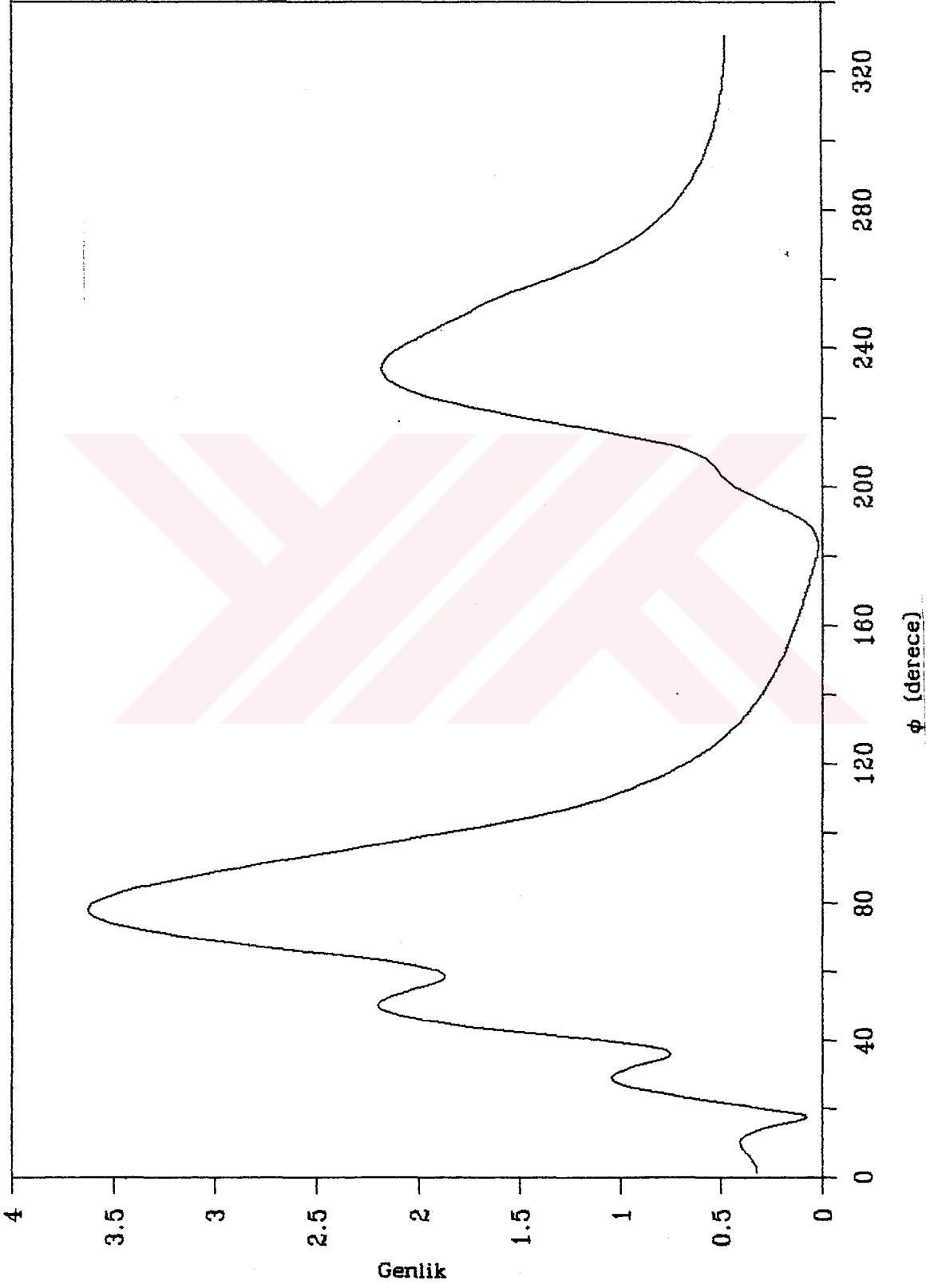
Sekil 6.3. Geometrik Optik Alan



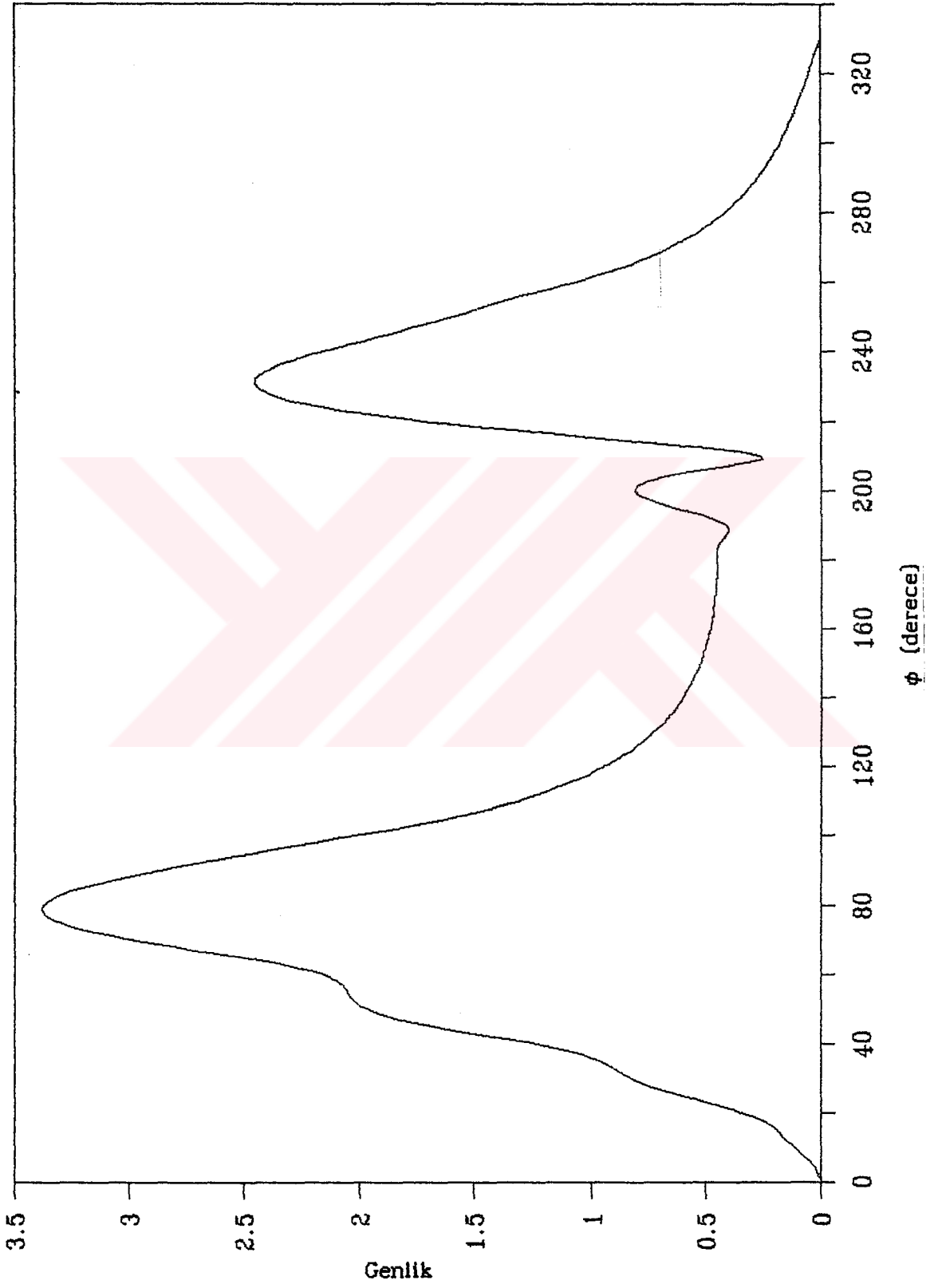
Şekil 6.4.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=0^\circ$



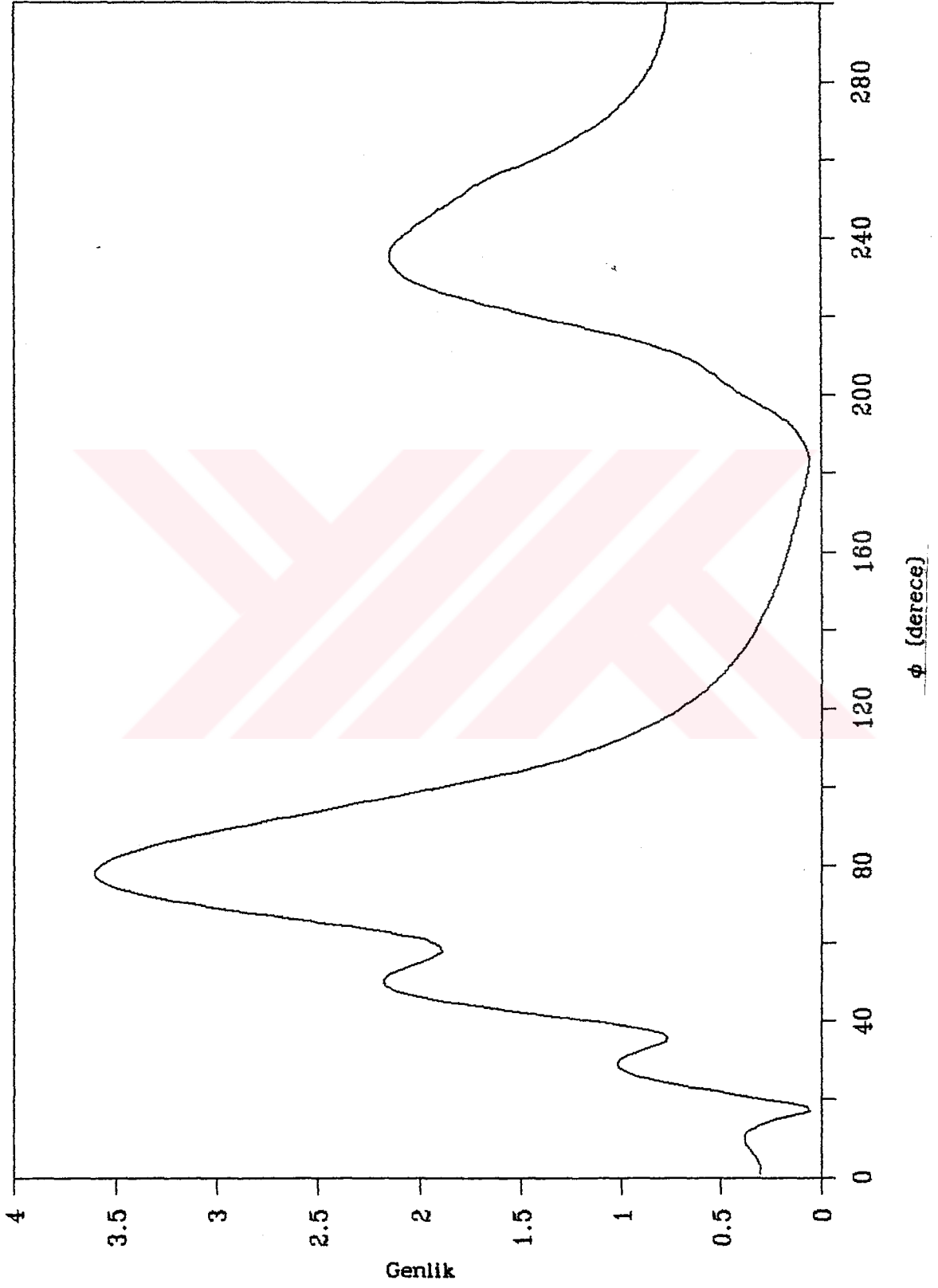
Sekil 6.4.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=0^\circ$



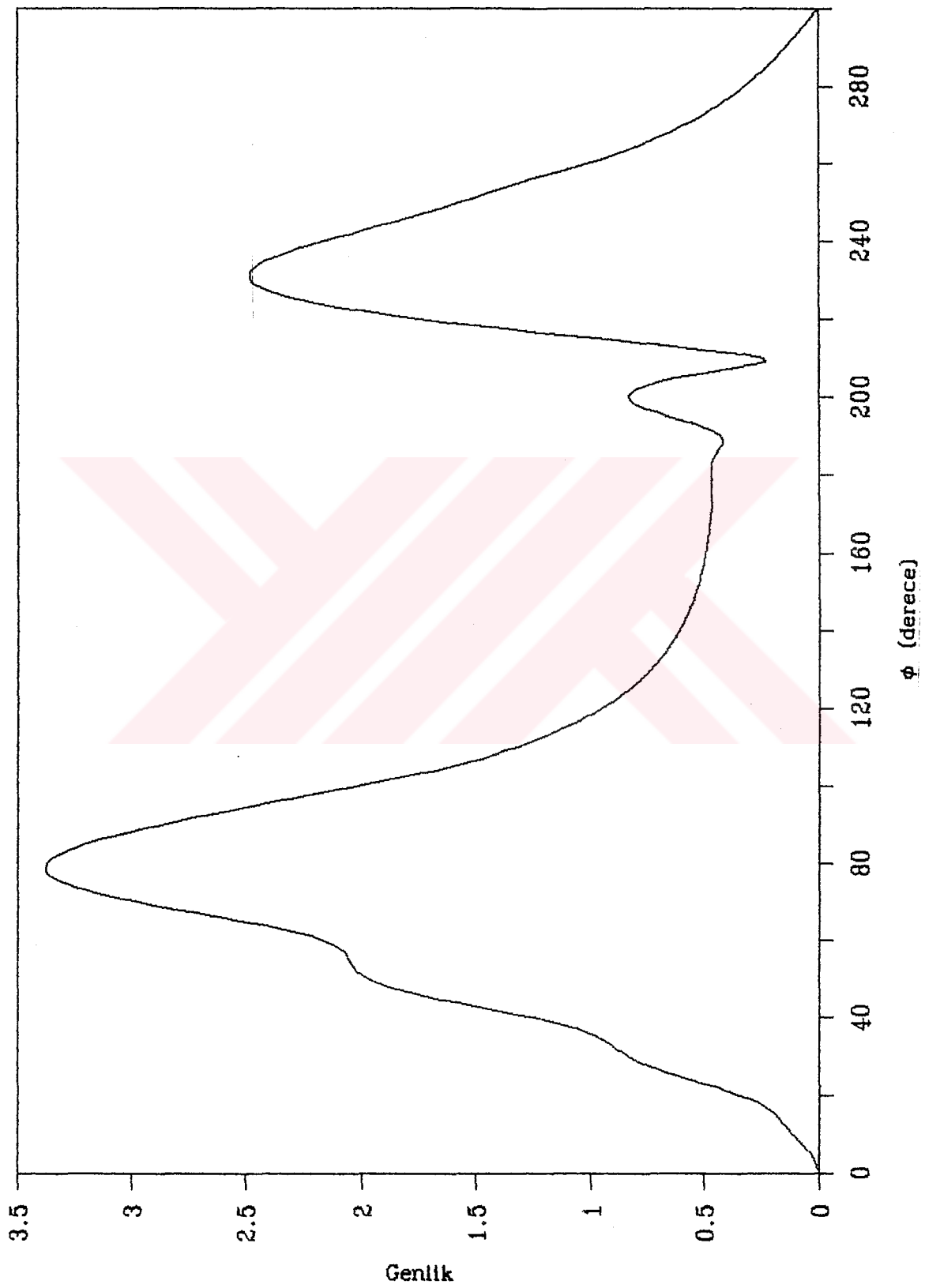
Şekil 6.5.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=30^\circ$



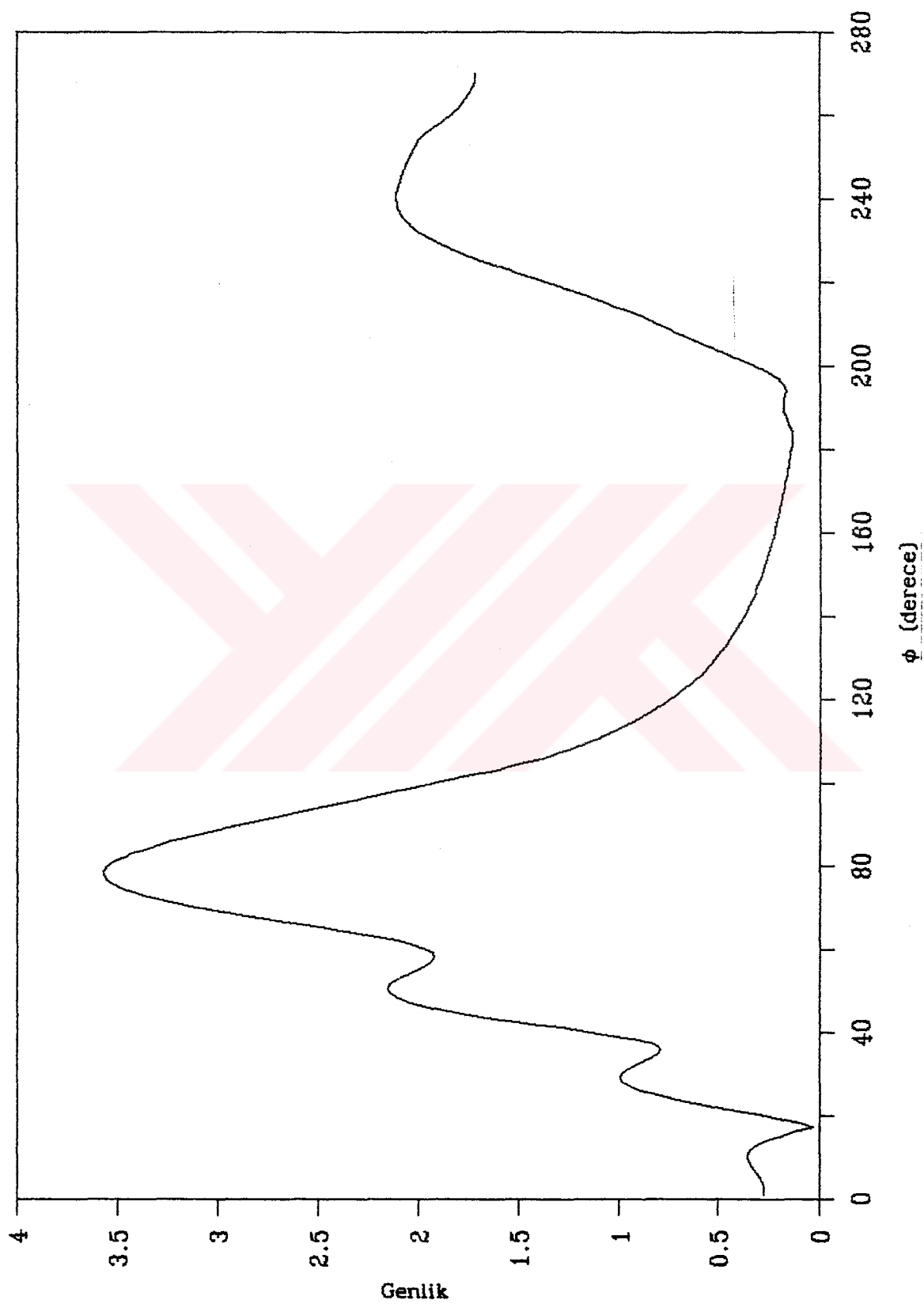
Sekil 6.5.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=30^\circ$



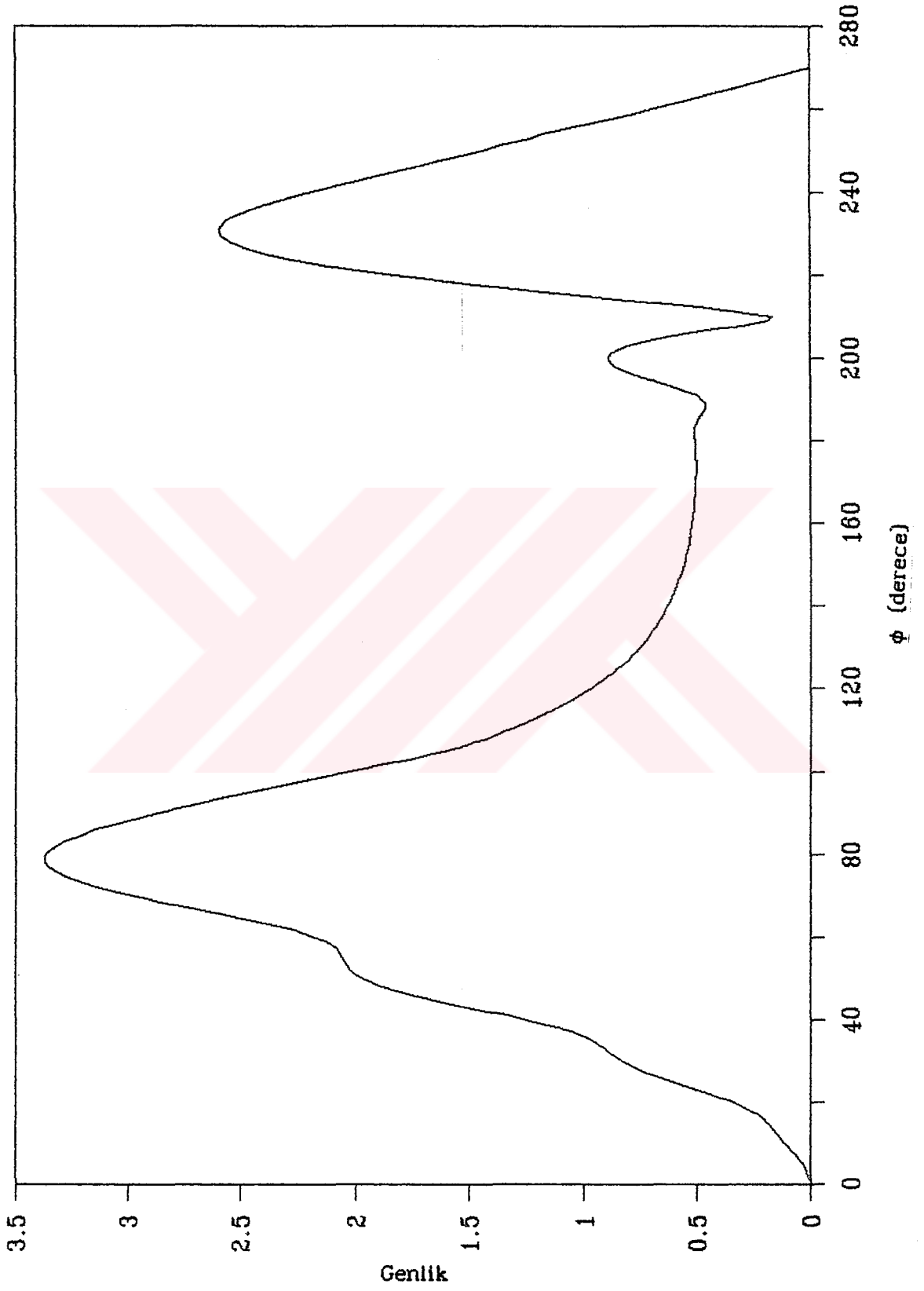
Sekil 6.6.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=60^\circ$



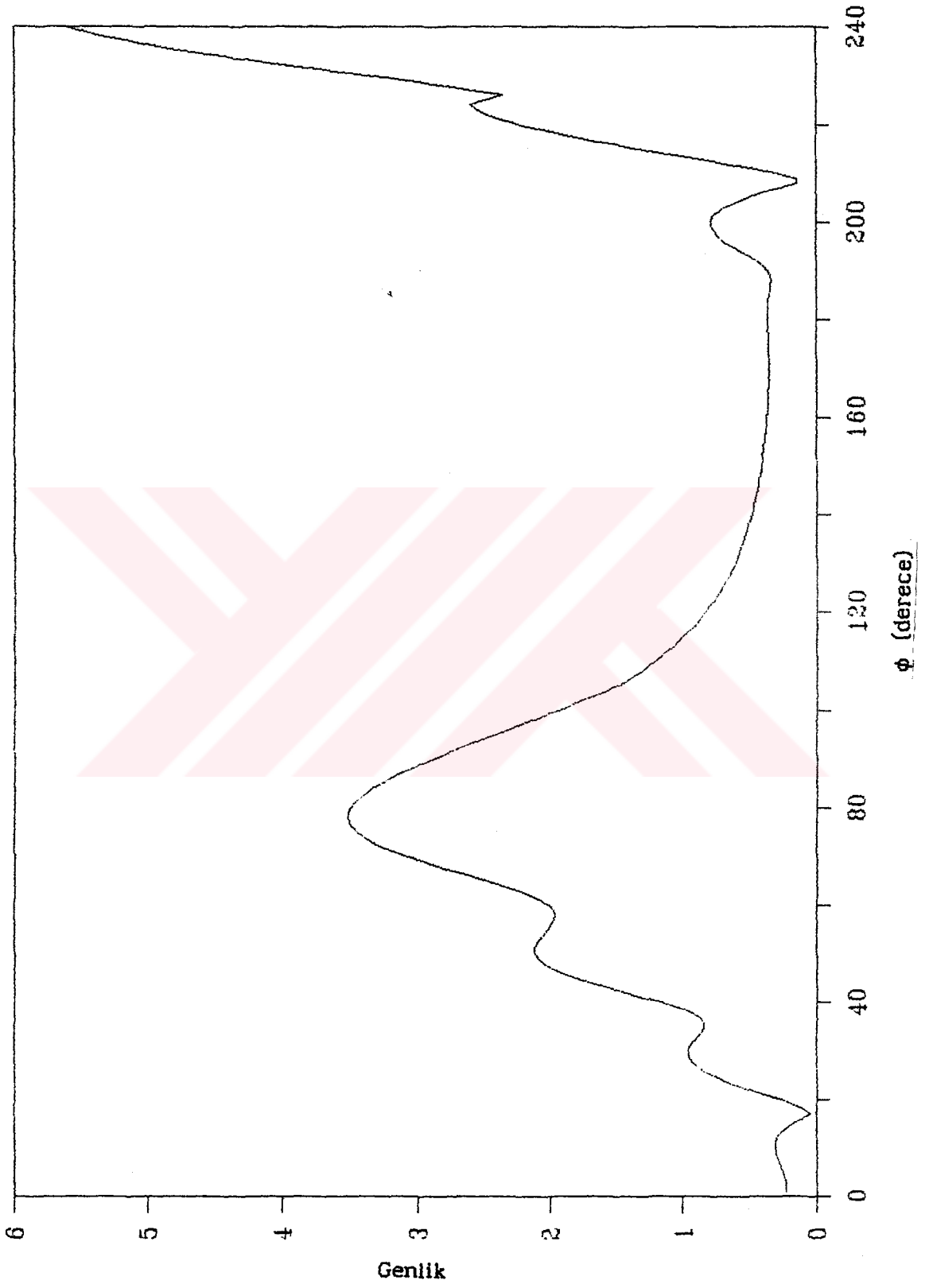
Sekil 6.6.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=60^\circ$



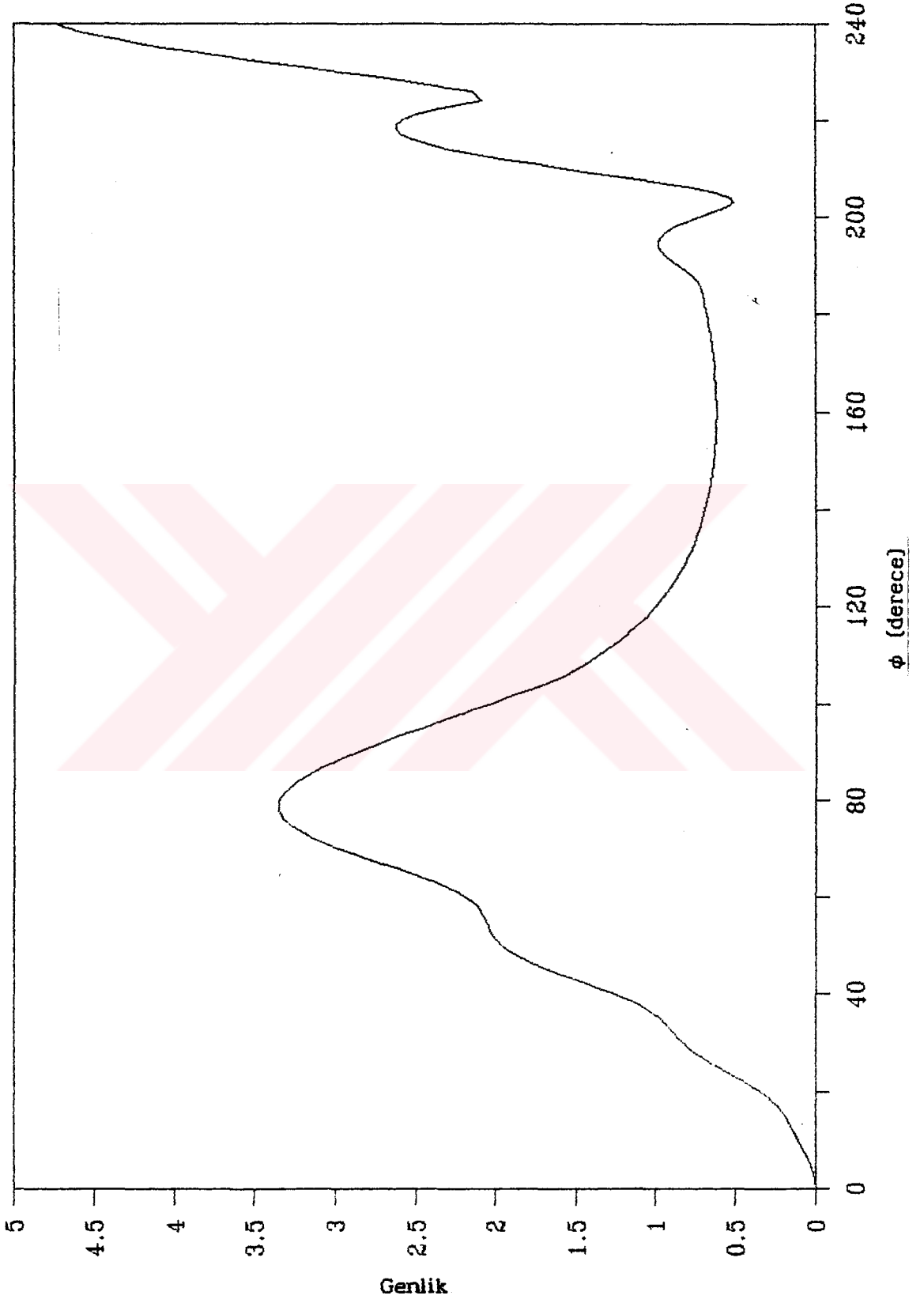
Sekil 6.7.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=90^\circ$



Sekil 6.7.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=90^\circ$

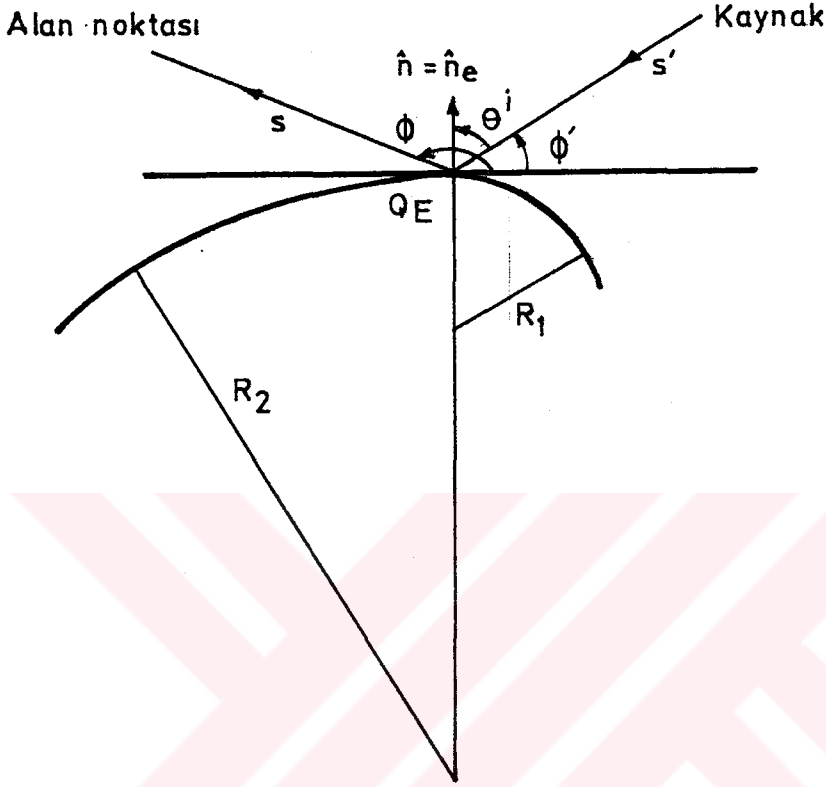


Sekil 6.8.a. Toplam Alan, E-düzlemi, $WA=120^\circ$



Şekil 6.8.b. Toplam Alan, H-düzlemi, $WA=120^\circ$

7. EĞRİLİKTE SÜREKSİZLİKTE KIRINIM



Şekil 7.1 Eğriliği süreksiz bir kenardan kırınım

Eğri bir kenardan kırınım için skaler kırınım katsayısı (4.36)

eşitliğiyle verilir [14] :

$$D_{s,h}(\phi, \phi'; \beta_o) = \frac{\exp[-j(\pi/4)]}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_o} \times \left[\frac{2 \sin(\pi/n) F[kL^i a(\phi - \phi')]}{\cos(\pi/n) - \cos[(\phi - \phi')/n]} \right. \\ \left. \pm \left\{ \cot\left(\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kL^{m_a}(\phi + \phi')] \right. \right. \\ \left. \left. + \cot\left(\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kL^{r_o} a(\phi + \phi')] \right\} \right] \quad (7.1)$$

(7.1) eşitliği Şekil 7.1 de görülen geometri için kullanılabilir.

Sözkonusu geometri için kama açısı 180° dir ve bu durumda $n=1$ olur. Buradan

$$a(\beta) = a^*(\beta) = 2\cos^2\beta/2 \quad (7.2a)$$

$$\sin\pi/n = \sin\pi = 0 \quad (7.2b)$$

$$\cot\left(\frac{\pi+(\phi+\phi')}{2}\right) = -\tan\left(\frac{\phi+\phi'}{2}\right) \quad (7.2c)$$

$$\cot\left(\frac{\pi-(\phi+\phi')}{2}\right) = \tan\left(\frac{\phi+\phi'}{2}\right) \quad (7.2d)$$

elde edilir. (7.2a)-(7.2d) eşitlikleri (7.1) eşitliğinde yerine konulursa

$$D_{s,h} = \pm \frac{\exp[-j(\pi/4)]}{2\sqrt{2\pi k \sin\beta_0}} \tan\left(\frac{\phi+\phi'}{2}\right)$$

$$F[kL^{ro} a(\phi+\phi')] - F[kL^{rn} a(\phi+\phi')] \quad (7.3)$$

bulunur. Bu sonuç geçiş bölgesinde iyi sonuçlar vermekte, ancak geçiş bölgesi dışında beklenen davranışı göstermemektedir. Geçiş bölgesi dışında da geçerli bir çözüm elde etmek için (7.3) eşitliğine düzeltme faktörleri eklenmelidir. Bu düzeltme faktörleri [4]

$$f_s(\phi, \phi') = \frac{2\sin\phi\sin\phi'}{\left(1 + \frac{\sin\phi}{\sin\phi'}\right) \cos^2\left(\frac{\phi-\phi'}{2}\right)} \quad (7.4a)$$

$$f_h(\phi, \phi') = \frac{2 (1 + \cos\phi \cos\phi')}{\left(1 + \frac{\sin\phi}{\sin\phi'}\right) \cos^2\left(\frac{\phi - \phi'}{2}\right)} \quad (7.4b)$$

ile verilir. f_s koşut kutuplanma, f_h dikey kutuplanma için geçerlidir. Yansıma sınırında düzeltme faktörleri

$$f_s(\phi - \pi - \phi', \phi') = f_h(\phi - \pi - \phi', \phi') = 1 \quad (7.5)$$

değerini alırlar. Düzeltme faktörlerinin eklenmesiyle (7.3)

esitliğindeki kırınım katsayısı

$$D_{s,h} = \pm \frac{\exp[-j(\pi/4)]}{2\sqrt{2\pi k \sin\beta_0}} f_{s,h}(\phi, \phi') \tan\left(\frac{\phi + \phi'}{2}\right) \quad (7.6)$$

biçimini alır.

Yansıyan alana ait uzaklık parametresi L^r (4.34b) eşitliğiyle verilir:

$$L^r = \frac{s (\rho_e^r + s) \rho_1^r \rho_2^r}{\rho_e^r (\rho_1^r + s) (\rho_2^r + s)} \sin^2\beta_0 \quad (7.7)$$

(7.7) eşitliğinde ρ_1^r ve ρ_2^r yansıyan dalgacephesinin temel eğrilik yarıçaplarıdır ve küresel dalga için şöyle verilir:

$$\frac{1}{\rho_{1,2}^r} = \frac{1}{s'} + \frac{1}{\cos\theta^i} \left[\frac{\sin^2\theta_2}{R_1} + \frac{\sin^2\theta_1}{R_2} \right] \pm \sqrt{\frac{1}{\cos^2\theta^i} \left[\frac{\sin^2\theta_2}{R_1} + \frac{\sin^2\theta_1}{R_2} \right]^2 - \frac{4}{R_1 R_2}} \quad (7.8)$$

(7.8) eşitliğinde

$$\theta^i = \pi/2 - \phi' \quad (7.9)$$

biçimindedir. $\hat{u}_1$ ve $\hat{u}_2$ yüzeyin temel yöneltilleri olmak üzere, θ_1 ve θ_2 sırasıyla gelen dalga ile $\hat{u}_1$ ve $\hat{u}_2$ arasındaki açıyı verir.

Şekil 7.1 deki geometri için $\hat{n} \cdot \hat{n}_e = 1$, $\hat{s}' \cdot \hat{n} = \sin \phi'$ olur.

Yüzey normali süreklidir. Küresel dalga için $\rho_e^i = s'$ olduğu da gözönünde bulundurularak (4.35) eşitliğinden

$$\frac{1}{\rho_e^r} = \frac{1}{s'} - \frac{2 \sin \phi'}{a \sin^2(\beta_o)} \quad (7.10)$$

bulunur.

Yansıyan alana ilişkin uzaklık parametresi L^r , $x > 0$ için L^{r0} ($a=R_1$)

ile, $x < 0$ için L^{rn} ($a=R_2$) ile tanımlanır.

Kırınan alan (4.14) eşitliğinden

$$\begin{bmatrix} E_{\beta_o}^d \\ E_{\phi}^d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -D_s & 0 \\ 0 & -D_h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\beta_o}^i(Q_E) \\ E_{\phi}^i(Q_E) \end{bmatrix}$$

$$A(s, s') e^{-jks} \quad (7.11)$$

biçiminde yazılabilir. (7.11) eşitliğindeki yayılma faktörü küresel dalga için

$$A(s, s') = \sqrt{\frac{s'}{s(s'+s)}} \quad (7.12)$$

biçimindedir.

Kırınan alanın ϕ bileşeni (7.11) den

$$E_{\phi}^d = -D_h E_{\phi}^i(Q_E) A(s, s') e^{-jks} \quad (7.13)$$

olarak yazılır ve $E_{\phi}^i(Q_E) = 1$ varsayımı yapılırsa

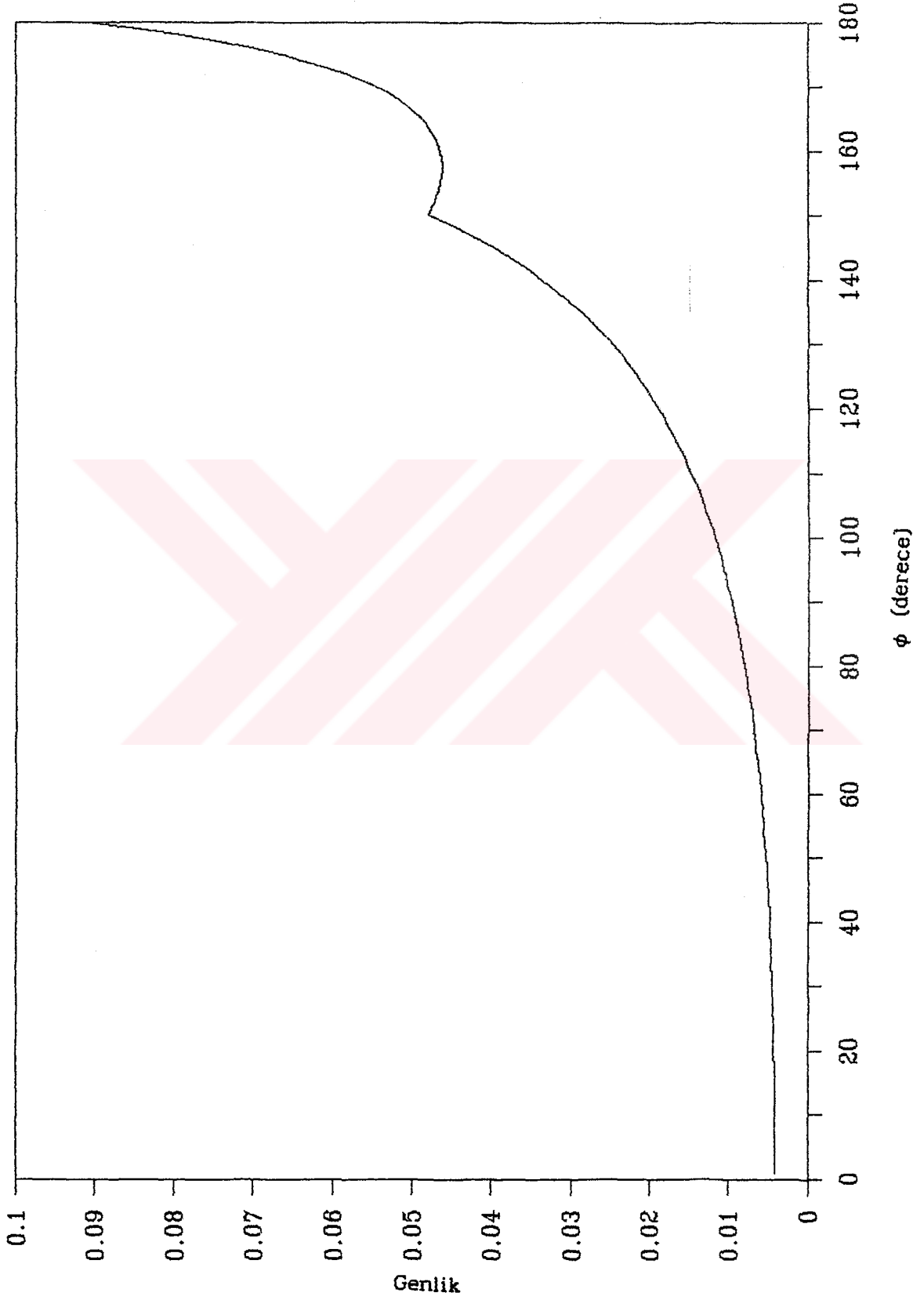
$$E_{\phi}^d = -D_h A(s, s') e^{-jks} \quad (7.14)$$

biçiminde bulunur.

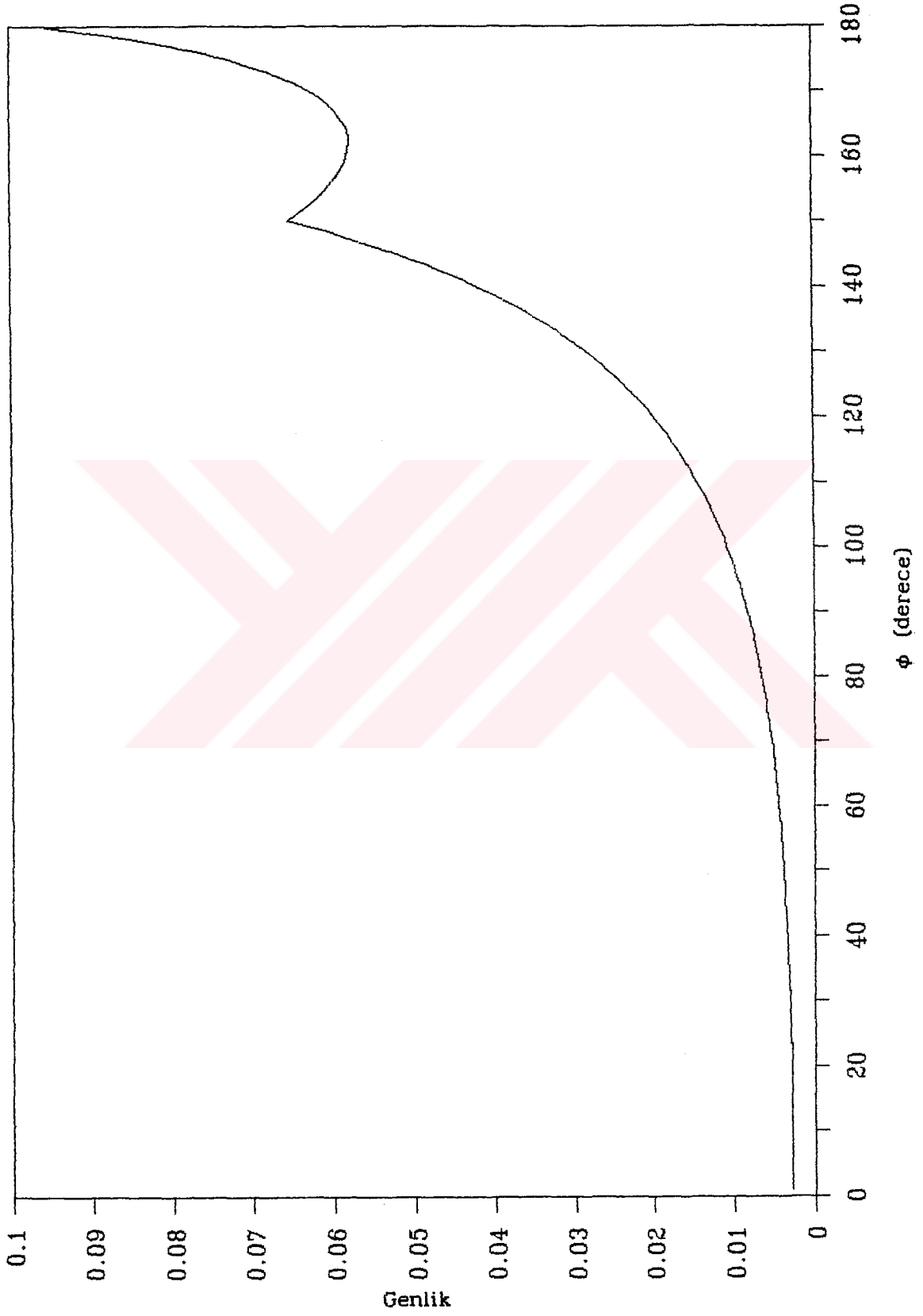
(7.14) eşitliğini kullanarak küresel dalga için, kırınan alanı hesaplayan bir bilgisayar programı yazılmış ve çeşitli data değerleri için çıktı alınmıştır (Bkz. Şekil 7.2-Şekil 7.6). Butun şekillerde kırınan alana maksimum katkının $\phi = \pi - \phi'$ yansıma sınırında olduğu görülmektedir. Şekil 7.3 de kaynak uzaklığı $s = 4\lambda$ iken, Şekil 7.4 de, diğer veriler aynı kalmak üzere $s = 8\lambda$ ya çıkarılmıştır; beklendiği gibi kırınan alanın genliği küçülmüştür.

$R_1, R_2 \rightarrow \infty$ için ele aldığımız kama yapısı sonsuz bir düzleme dönüşür ve kırınım ortadan kalkar. Şekil 7.5 de R_1 50λ ya, ve R_2 100λ ya çıkarılmış ve kırınan alanın genliğinin %75 küçüldüğü gözlenmiştir.

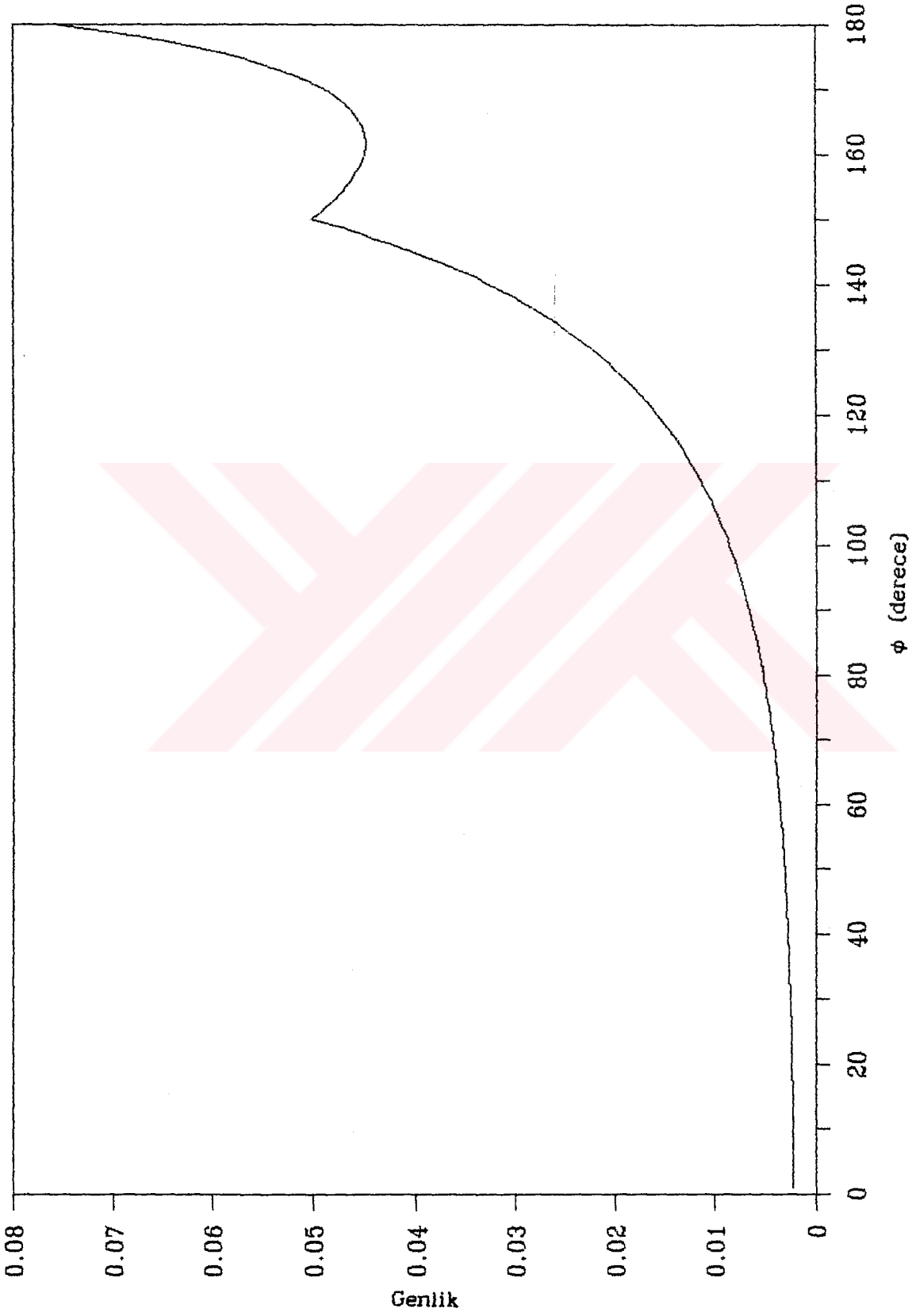




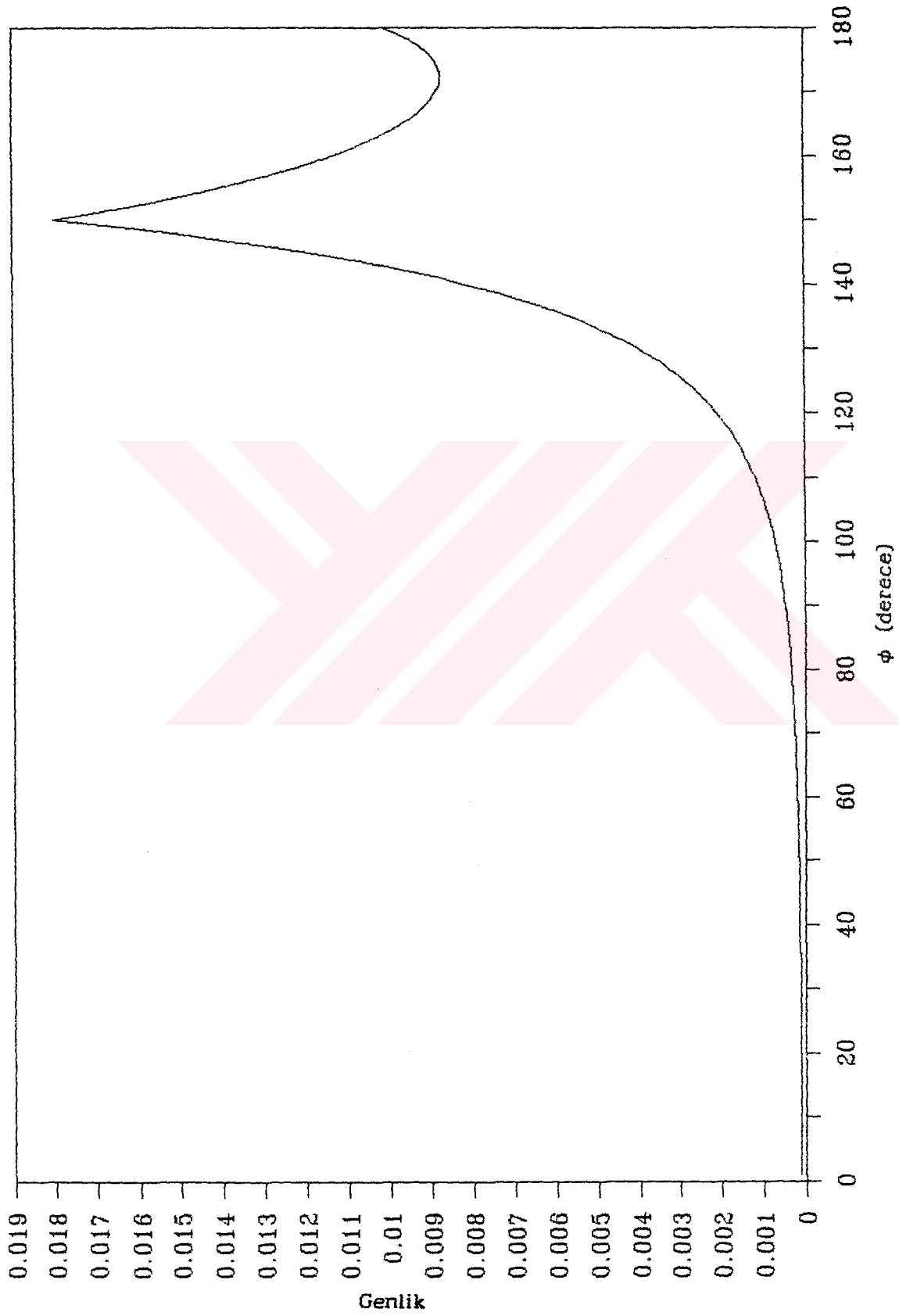
Sekil 7.2. $\beta_0 = 90^\circ$, $\phi' = 30^\circ$, $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 90^\circ$, $s' = 3\lambda$, $s = 4\lambda$, $R_1 = 2\lambda$, $R_2 = 8\lambda$



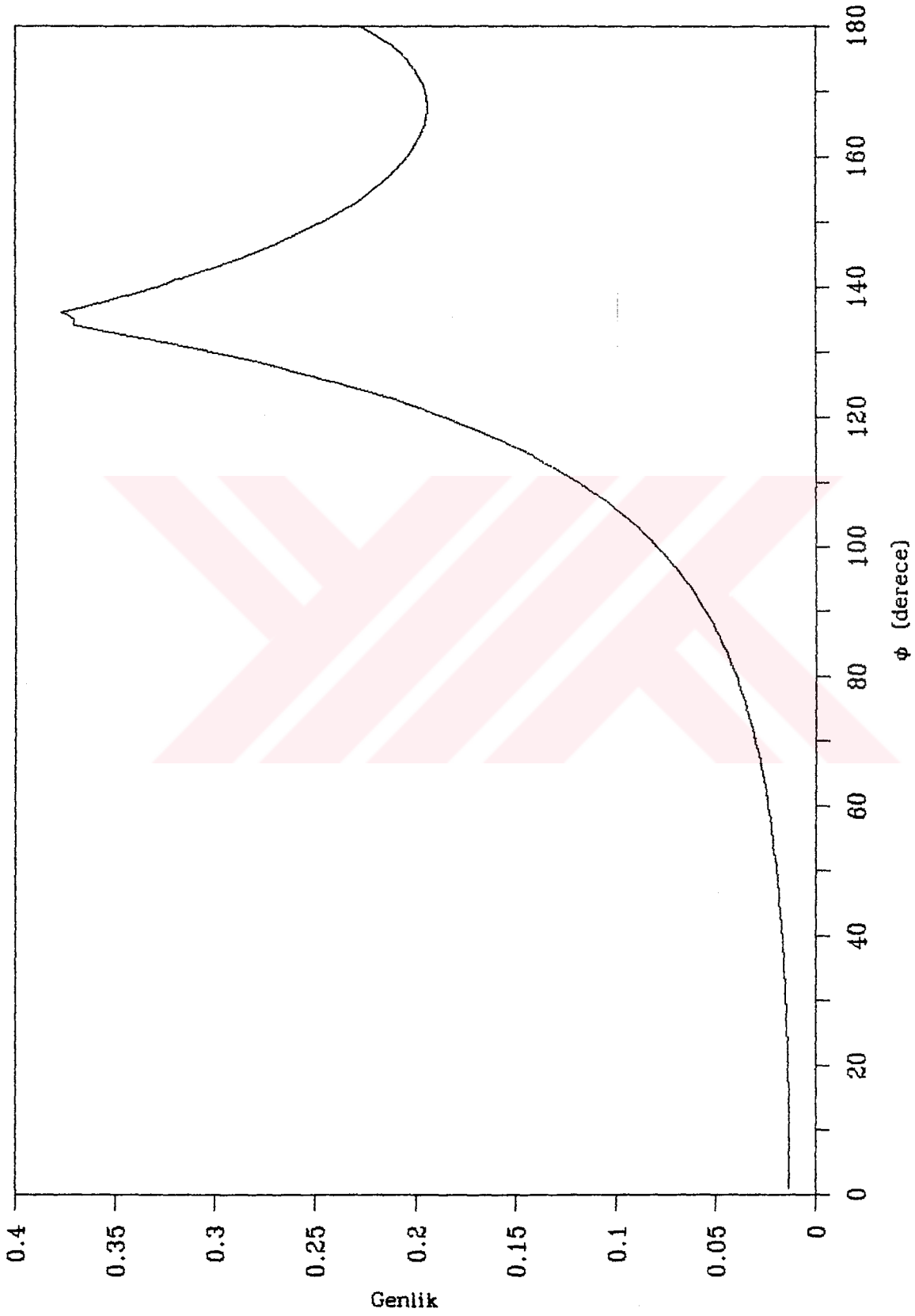
Sekil 7.3. $\beta_0 = 90^\circ$, $\phi' = 30^\circ$, $\theta_1 = 60^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$, $s' = 3\lambda$, $s = 4\lambda$, $R_1 = 2\lambda$, $R_2 = 8\lambda$



Sekil 7.4., $\beta_0 = 90^\circ$, $\phi' = 30^\circ$, $\theta_1 = 60^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$, $s' = 3\lambda$, $s = 8\lambda$, $R_1 = 2\lambda$, $R_2 = 8\lambda$



Şekil 7.5. $\beta_o = 90^\circ$, $\phi' = 30^\circ$, $\theta_1 = 60^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$, $s' = 3\lambda$, $s = 8\lambda$, $R_1 = 50\lambda$, $R_2 = 100\lambda$

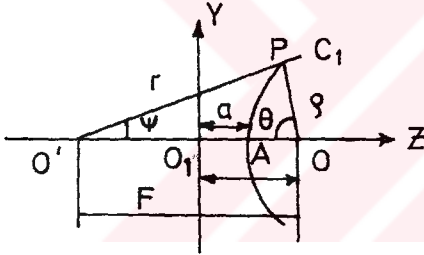


Sekil 7.6. $\beta_0 = 90^\circ$, $\phi' = 45^\circ$, $\theta_1 = 60^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$, $s' = 3\lambda$, $s = 8\lambda$, $R_1 = 2\lambda$, $R_2 = 8\lambda$

8. HİPERBOL VE DÜZLEM YANSITICI İÇİN SAÇILAN ALAN

Bu bölümde, hiperbol ve düzlem konik yüzeyli yansıtıcı olarak ele alınmış, kutupsal denklemleri elde edilmiştir. 4. bölümde kullanılan kırınım katsayıları modifiye edilerek hiperbol ve düzlem yansıtıcıdan saçılan alanı hesaplamakta kullanılmıştır [2],[14],[18],[31],[32].

8.1 Konik Yüzeylerin Geometrisi



Şekil 8.1 Konik yüzey kesitinin oluşumu

Konik bir yüzeyin simetri düzlemindeki kesit eğrilerini çizmek için Şekil 8.1 de olduğu gibi YZ simetri düzleminde , Z ekseninde, Y eksenine göre simetrik O ve O' gibi iki nokta alınır. Aynı düzlemde O ve O' noktalarına olan uzaklıklarının farkı sabit bir sayıya eşit olan P noktalarının geometrik yeri Şekil 8.1 de görülen C_1 eğrisidir. Bu eğrinin dış merkezliliği e

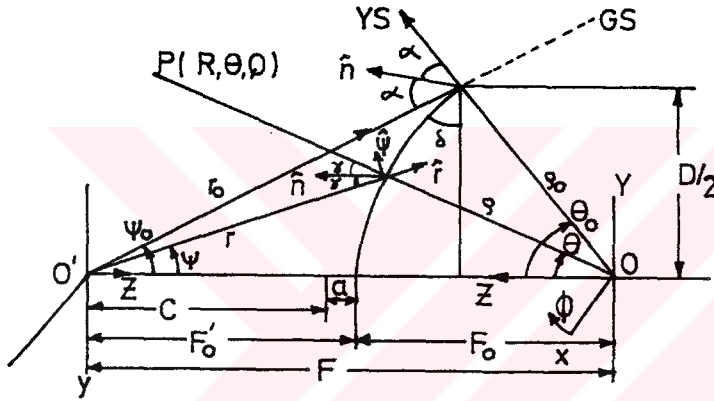
$$e = \frac{O_1 O}{O_1 A} = \frac{c}{a} \quad (8.1)$$

olarak tanımlanır. C_1 eğrisini tanımlayan denklem

$$r - \rho = 2a = F/e \quad (8.2)$$

biçiminde yazılır. (8.2) ile belirlenen eğri $e \rightarrow \infty$ için doğruya,

$1 < e < \infty$ için hiperbola dönüşür.



Şekil 8.2 Konik yüzeyli yansıtıcı

C_1 eğrisinin z eksenini boyunca döndürülmesiyle üç boyutlu ve

eksene göre simetrik bir yüzey geometrisi elde edilir. O' odak

noktasına konan besleyiciden ısınlanan alan böyle bir yansıtıcı

yüzeyden, O odak noktası ile yansıma noktasını birleştiren doğru

yönünde yansır (Bkz Şekil 8.2). O' noktasına ilişkin

kartezyen ve küresel koordinatlar sırasıyla (x,y,z) ve (r,ψ,ζ)

ile O noktasına ilişkin kartezyen ve küresel koordinatlar da (X,Y,Z)

ve (ρ,θ,ϕ) ile gösterilsin. Yansıtıcının herhangi bir $\zeta=\text{sabit}$

düzlemindeki kutupsal denklemi

$$r = F_o' \frac{1-e}{1-e \cos \psi} ; F_o' = F \left| \frac{1+e}{2e} \right| \quad (8.3)$$

$$\rho = F_o \frac{1+e}{1+e \cos \psi} ; F_o = F \left| \frac{1-e}{2e} \right| \quad (8.4)$$

biçiminde yazılabilir. (8.2)-(8.4) denklemlerinden

$$e = \sin \frac{\theta_o + \psi_o}{2} / \sin \frac{\theta_o - \psi_o}{2} \quad (8.5)$$

olduğu gösterilebilir. Burada ψ_o ve θ_o , Q noktasının

sırasıyla O' ve O tarafından görüldüğü açıları gösterirler.

Yansıtıcı üzerinde herhangi bir noktaya ilişkin ψ ve θ açıları arasında

$$\sin \psi = \frac{e^2 - 1}{q^2} \sin \theta ; \sin \theta = \frac{e^2 - 1}{Q^2} \sin \psi \quad (8.6a)$$

$$\cos \psi = \frac{(e^2 + 1) \cos \theta + 2e}{q^2} ; \cos \theta = \frac{(e^2 + 1) \cos \psi - 2e}{Q^2} \quad (8.6b)$$

$$q^2 = e^2 + 1 + 2e \cos \theta ; Q^2 = e^2 + 1 - 2e \cos \psi \quad (8.6c)$$

bağıntıları vardır.

Dışmerkezliliğin değişimi ile düzlem ve yansıtıcı profilleri şöyle elde edilir:

1) Düzlem: θ_o yansıma açısı, ψ_o gelme açısına eşit

verilirse (8.2)-(8.6) eşitliklerinden $e \rightarrow \infty$, $r_o = \rho_o$, $\psi = \theta$ ve $F_o = F_o'$

olarak bulunur. Yüzey denklemi

$$\rho = r = \frac{F}{2} \sec \psi \quad (8.7)$$

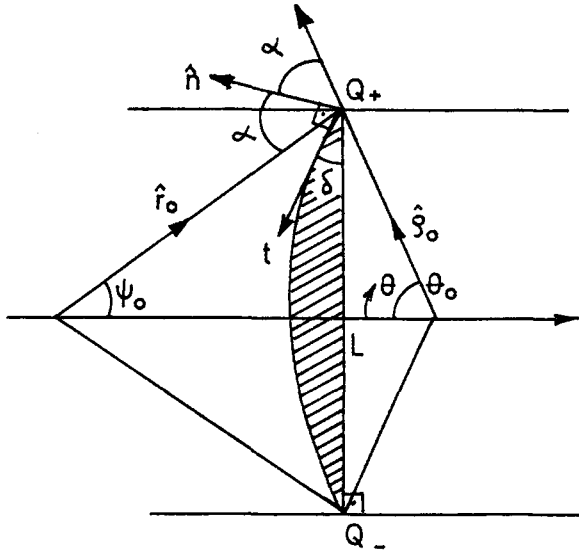
ile verilir. Bu denklem bir doğruyu tanımlar ve yansıtıcı yüzeyi düzlem şeklindedir.

ii) Hiperbol: Yansıma açısı θ_0 , gelme açısı ψ_0 dan büyükse, (8.5) den $1 < e < \infty$ bulunur ve $r_0 > \rho_0$ bağıntısı sağlanır. Yüzey denklemleri ise bir hiperbol tanımlar:

$$r = F_0 \frac{1-e}{1-e \cos \psi} ; \rho = F_0 \frac{1+e}{1+e \cos \psi} \quad (8.8)$$

Yansıtıcı $1 < e < \infty$ için yayma modunda çalışır ve O noktası yansıtıcının içbükey tarafındadır.

8.2 Kırınan Alanın Tutulması



Şekil 8.3 Q_+ ve Q_- noktasındaki kırınan alanın yansıtıcı tarafından tutulması

Kırınan alanlar bazı gözlem noktaları için yansıtıcı tarafından tutulurlar. t yansıtıcı yüzeyine Q_+ noktasında teğet, L ise z eksenine Q_+ dan inilen dik doğruyu gösterebilir. Bu durumda $\delta = \alpha - \psi_0$

biçiminde bulunan δ ,

$$\delta = \frac{\theta_0 - \psi_0}{2} \quad (8.9)$$

olarak yazılabilir. Q_+ noktasından kırınan alanlar yansıtıcı tarafından $\frac{3\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2} + \delta$ bölgesinde tutulur; bu tutulma

$$e_{0+} = \begin{cases} 0, & \frac{3\pi}{2} < \theta < \frac{3\pi}{2} + \delta \\ 1, & \text{diğer bölgelerde} \end{cases} \quad (8.10)$$

biçiminde tanımlanan katsayı ile açıklanabilir. Benzer biçimde

Q_- noktasına ilişkin tutulma parametresi

$$e_{0-} = \begin{cases} 0, & \frac{\pi}{2} - \delta < \theta < \frac{\pi}{2} \\ 1, & \text{diğer bölgelerde} \end{cases} \quad (8.11)$$

biçimindedir.

8.3 Besleyiciden Gelen Alan

Şekil 8.2 de gösterilen yansıtıcının O' odak noktasına bir besleyici konmuş olsun. Bu besleyicinin herhangi bir (r, ψ, ζ) noktasında oluşturduğu elektrik alan

$$\vec{E}^i(r, \psi, \zeta) = [E_\psi(\psi) \sin \zeta \hat{\psi} + E_\zeta(\psi) \cos \zeta \hat{\zeta}] \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (8.12)$$

biçiminde yazılabilir. Burada

$$E_\psi(\psi) = E_\zeta(\psi) = \begin{cases} \sqrt{2(m+1)} \cos^m \psi & \psi \leq \pi/2 \\ 0 & \psi > \pi/2 \end{cases} \quad (8.13)$$

alınırsa, Huygens kaynağına ait kutuplanmaya sahip bir besleyici

tanımlanmış olur. E_ψ (E_ζ) ise E-düzlemi olarak çağrılan $\zeta = \pi/2$

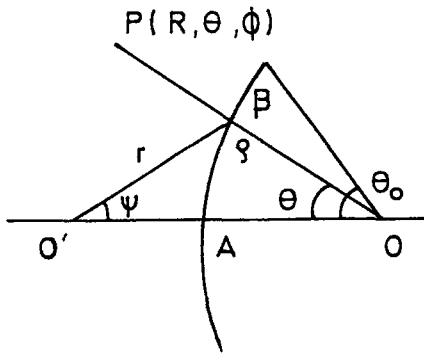
($\zeta = 0$) düzlemindeki besleyici alan örüntüsüdür. P noktasındaki

besleyici alan (R, θ, ϕ) cinsinden

$$\vec{E}^i(R, \theta, \phi) = [E_\psi(\psi) \sin \phi \hat{\theta} - E_\zeta(\psi) \cos \phi \hat{\phi}] e^{jkR \cos \theta} \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (8.14)$$

biçiminde yazılabilir.

8.4 Yansıyan Alan



Şekil 8.4 Iraksak yansıyan ışın

Besleyiciden O'B doğrultusunda gelen dalga, Şekil 8.4 teki yansıtıcı yüzeyin B noktasından yansıyarak küresel koordinatları (R, θ, ϕ) olan P gözlem noktasına ulaşır. (3.11) eşitliğinden herhangi bir yansıtıcıya ait yansıyan alan

$$\bar{E}^r(P) = [E_\psi(\psi) \sin\phi \hat{\theta} + E_r(\psi) \cos\phi \hat{\phi}]$$

$$\frac{e^{-jkr}}{r} \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(s+\rho_1^r)(s+\rho_2^r)}} e^{-jks} \quad (8.15)$$

biçiminde bulunur. Burada s, yansıma noktası B ile P noktası arasındaki uzaklığı, (r, ψ, ζ) ise B noktasının O' ye göre küresel koordinatlarını gösterirler. ψ nin θ ile ilişkisi (8.6) da verilmiştir. ρ_1^r ve ρ_2^r daha önce tanımlandığı gibidir.

Eksenel simetriye sahip yansıtıcılarda, gelen dalga küresel ise yansıyan dalga da küreseldir; bu durumda $\rho_1^r = \rho_2^r = \rho$ olarak yazılabilir. Temel eğrilik yarıçapları eşit olduğunda (8.15) teki ıraksaklık katsayısı

$$\sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(s+\rho_1^r)(s+\rho_2^r)}} = \left| \frac{\rho}{s+\rho} \right| = \frac{\rho}{R} \quad (8.16)$$

biçimini alır. (8.3)-(8.6) kullanılarak

$$\frac{p}{r} = \left| \frac{e^2 - 1}{q^2} \right| \quad (8.17)$$

biçiminde, yansıyan alanın P noktasında almış olduğu toplam yol da (8.2) yardımıyla

$$s+r = s+p+F/e = R+F/e \quad (8.18)$$

biçiminde yazılabilir.

(8.16)-(8.18) kullanılarak, dışmerkezliliği e olan eşeksenli herhangi bir yansıtıcı yüzeyden yansıyan elektrik alanı $0 \leq \theta \leq \pi$ için

$$\begin{aligned} \bar{E}^r(R, \theta, \phi) &= \left| \frac{e^2 - 1}{q^2} \right| \left[E_\psi(\psi) \sin \phi \hat{\theta} + E_\zeta(\psi) \cos \phi \hat{\phi} \right] \\ e^{-jkF/e} &= \frac{e^{-jkR}}{R} \end{aligned} \quad (8.19)$$

biçiminde yazılabilir.

8.5 Kırınan Ve Toplam Alanlar

Yüksek frekanslarda eksene göre simetrik yansıtıcılardan saçılan alanlar, dışmerkezliliğe bağımlı olarak yazılabilir. Yansıtıcı kenarına çarpan elektromanyetik alanın engel kenarına koşut bileşeni gözlem noktasının yönüne bağlı olarak yön değiştirmez.

Engel kenarına dik kutuplanmış bileşeni ise gözlem noktasının yönüne, yansıma açısına ve böylece dışmerkezliliğe bağlı olarak yön değiştirmektedir. Buradan manyetik (dik) kutuplanmada engel eğriliğinin yansıyan alana etkisinin, elektriksel (koşut) kutuplanmaya oranla daha fazla olduğu ortaya çıkar. Dolayısıyla kırınan alanın yansıyan alana ilişkin bileşeni yansıtıcı eğriliğinden daha çok etkilenir. Aynı zamanda kırınan alanın bulunmasında önemli yeri olan sapma parametreleri de yansıtıcı dışmerkezliliğinden (eğriliğinden) etkilenirler.

8.5.1 Uniform kırınım kuramı

Şekil 8.4 kullanılarak Q_+ noktasında meydana gelen kırınan alan (4.3) eşitliğinden

$$E_{Q_{\pm}}^d = [D_h^{\pm} E_{\psi}^i(r_o, \psi_o, \zeta) \hat{\theta} + D_s^{\pm} E_{\zeta}^i(r_o, \psi_o, \zeta) \hat{\phi}]$$

$$\sqrt{\frac{\rho_{c\pm}}{s_{\pm}(s_{\pm} + \rho_{c\pm})}} e^{-jks_{\pm}} e_{o\pm} \quad (8.20)$$

biçiminde yazılabilir. Burada $E_{\psi}^i(r_o, \psi_o, \zeta)$ ve $E_{\zeta}^i(r_o, \psi_o, \zeta)$ gelen alanın Q_+ kırınma noktasındaki bileşenlerini gösterir. $\rho_{c\pm}$, (4.4) eşitliğinden

$$\rho_{c\pm} = \pm \frac{a}{\sin\theta} = \pm r_o \frac{\sin\psi_o}{\sin\theta} = \pm \rho_o \frac{\sin\theta_o}{\sin\theta} \quad (8.21)$$

biçiminde bulunan kırınan ışına ait kostik uzaklığıdır. $s_{\pm}$, $Q_{\pm}$ kırınma noktası ile P gözlem noktası arasındaki uzaklığı gösterir. $s_{\pm} \gg \rho_{c\pm}$ durumunda

$$\sqrt{\frac{\rho_{c\pm}}{s_{\pm}(s_{\pm} + \rho_{c\pm})}} = \frac{\sqrt{\rho_{c\pm}}}{s_{\pm}} \quad (8.22)$$

elde edilir. (8.20) eşitliğinde ve bundan sonraki eşitliklerde $\pm$ indisi çözümlemenin $Q_{\pm}$ noktasındaki kırınım için yapıldığını gösterir. e_{o+} (8.10) eşitliğiyle, e_{o-} (8.11) eşitliğiyle verilir.

(8.20) eşitliğindeki skaler kırınım katsayıları (4.33)

eşitliğinden

$$D_s^{\pm} = \mp \frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{F(Id_{i\pm})}{\sin\alpha_i/2} + \frac{F(Id_{r\pm})}{\sin\alpha_r/2} \right] \quad (8.23a)$$

$$D_h^{\pm} = \mp \frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{F(Id_{i\pm})}{\sin\alpha_i/2} - \frac{F(Id_{r\pm})}{\sin\alpha_r/2} \right] \quad (8.23b)$$

biçiminde yazılabilir. α_i (α_r), kırınan ışının ve gölge (yansıma) sınırının kırınım noktasında kenara dik düzlem içindeki izdüşümleri arasındaki açıdır ve şöyle verilir:

$$\alpha_i = \pi - (\phi - \phi') \quad (8.24a)$$

$$\alpha_r = -\pi + (\phi + \phi') \quad (8.24b)$$

Uzak alan için α_i ve α_r

$$\alpha_i = \pi - (\theta + \psi_o) \quad (8.25a)$$

$$\alpha_r = (\theta_o - \theta) \quad (8.25b)$$

değerini alır. (8.23) eşitliğinde $d_{i\pm}$ ve $d_{r\pm}$ (4.33) eşitliğindeki geçiş fonksiyonunun argümanlarıdır ve aşağıdaki gibi olduğu gösterilebilir:

$$d_{i\pm} = \mp kL^i \sin^2 \alpha_i / 2 \quad (8.26a)$$

$$d_{r\pm} = \mp kL^r \sin^2 \alpha_r / 2 \quad (8.26b)$$

Burada α_i ve α_r (8.24) eşitliğiyle, L^i ve L^r (4.34)

eşitliğiyle verilir. Uzak alan için

$$L^i = r_o \quad (8.27a)$$

$$L^r = \rho_o \quad (8.27b)$$

bulunur. (8.25) ve (8.27) eşitlikleri kullanılarak uzak alan için (8.26) eşitliği

$$d_{i\pm}' = \mp 2kr_o \cos^2 \left[\frac{\theta + \psi_o}{2} \right] \quad (8.28a)$$

$$d_{r\pm}' = \mp 2k\rho_o \cos^2 \left[\frac{\theta_o - \theta}{2} \right] \quad (8.28b)$$

biçiminde yazılabilir.

(8.23) eşitliğindeki skaler kırınım katsayıları uzak alan için

$$D_s^\pm = \mp \frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{F(Id_{l\pm}^{\prime}l)}{\cos\left(\frac{\theta+\psi_o}{2}\right)} + \frac{F(Id_{r\pm}^{\prime}l)}{\sin\left(\frac{\theta_o-\theta}{2}\right)} \right] \quad (8.29a)$$

$$D_h^\pm = \mp \frac{e^{-j\pi/4}}{2\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{F(Id_{l\pm}^{\prime}l)}{\cos\left(\frac{\theta+\psi_o}{2}\right)} - \frac{F(Id_{r\pm}^{\prime}l)}{\sin\left(\frac{\theta_o-\theta}{2}\right)} \right] \quad (8.29b)$$

biçimini alır.

(8.12), (8.20) ve (8.29) eşitlikleri kullanılarak Q_+ noktasından

kırınan alan

$$E_{Q_+}^d(P) = [D_h^\pm E_\psi(\psi_o) \sin\phi \hat{\theta} - D_s^\pm E_\chi(\psi_o) \cos\phi \hat{\phi}]$$

$$\frac{\sqrt{\rho_{c\pm}}}{s_\pm} \frac{e^{-jk(s_\pm+r_o)}}{r_o} e_{o\pm} \quad (8.30)$$

biçiminde yazılabilir.

(8.30) eşitliğinde $s_\pm$ yerine genlik için

$$\frac{1}{s_\pm} \approx \frac{1}{R} \quad (8.31a)$$

evre teriminde ise

$$r_0 + s_{\pm} = R - F \cos \theta + 2r_0 \cos^2 \left[\frac{\theta \pm \psi_0}{2} \right] \quad (8.31b)$$

$$= R + F/e + 2\rho_0 \sin^2 \left[\frac{\theta_0 \mp \theta}{2} \right] \quad (8.31c)$$

yazılabilir.

(8.20)-(8.31) yardımı ile ve $Q(x)$ işlevinin Ek-Açıklamalar B deki tanımı kullanılarak, gözlem noktasında, kırınan alanın gelen alana ilişkin bileşeni, $\exp(-jkR)/R$ nin de ihmal edilmesiyle

$$[E]_{Q_{\pm}}^{di} = \pm [C] \operatorname{sgn}(d_{i\pm}) Q(|d_{i\pm}|) e_{0\pm} \exp \left\{ j \frac{\pi}{2} u[\pm(\theta - \pi)] \right\} \quad (8.32a)$$

$$[E] = \begin{bmatrix} E_{\theta} \\ E_{\phi} \end{bmatrix} \quad (8.32b)$$

$$[C] = \begin{bmatrix} E_{\psi}(\psi_0) \sin \phi \\ -E_{\chi}(\psi_0) \cos \phi \end{bmatrix} \sqrt{\left| \frac{\sin \psi_0}{\sin \theta} \right|} \exp(jkF \cos \theta) \quad (8.32c)$$

biçiminde yazılabilir. (8.32a) daki birim basamak işlevi (8.30) daki

$\sqrt{\rho_{c\pm}}$ teriminden kaynaklanır; $0 \leq \theta \leq \pi$ değişiminde $\rho_{c+} > 0$

($\rho_{c-} < 0$) olduğundan, Q_- noktasında oluşan kırınan alan

$\pi/2$ kadarlık bir evre değişimine uğrar. $\operatorname{sgn}(x)$ işlevi (B.5) ile verilir.

Benzer işlemler sonucunda kırınan alanın yansıyan alana

ilişkin bileşeni

$$[E]_{Q_{\pm}}^{dr} = \pm [D] \operatorname{sgn}(d_{r\pm}') Q(|d_{r\pm}'|) e_{o\pm}$$

$$\exp\left\{j\frac{\pi}{2} u[\pm(\theta-\pi)]\right\} \quad (8.33a)$$

$$[D] = \begin{bmatrix} E_{\psi}(\psi_o) \sin\phi \\ E_{\gamma}(\psi_o) \cos\phi \end{bmatrix} \left| \frac{e^2-1}{q_o^2} \right| \sqrt{\left| \frac{\sin\theta_o}{\sin\theta} \right|} \exp(-jkF/e) \quad (8.33b)$$

$$q_o^2 = q^2 \Big|_{\theta=\theta_o} \quad (8.33c)$$

biçimindedir. Şekil 8.4 deki gibi bir P gözlem noktasında oluşan toplam alan, $0 \leq \theta \leq \pi$ değişimi için

$$\begin{aligned} [E]^t &= [E]^i u(-d_{i+}') + [E]^r u(-d_{r+}') \\ &+ [E]_{Q+}^{di} + [E]_{Q-}^{di} + [E]_{Q+}^{dr} + [E]_{Q-}^{dr} \end{aligned} \quad (8.34)$$

ile verilir.

Şekil 8.5 de hiperbol kesitli bir yansıtıcının H- düzlemindeki ışıma örüntüsü görülmektedir. Burada $D=15\lambda$ (D =yansıtıcının çapı), $\theta_o=60^\circ$, $\psi_o=20^\circ$, $e=1.87$ ve $m=4$ olarak alınmıştır.

$0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ ($90^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$) de yansıyan (gelen) ve kırılan alanın birlikte etkileri sonucu geometrik optik alan üzerinde salınımlar görülmektedir. Yansıma (gölge) sınırında toplam alan, yansıyan alanın yaklaşık olarak yarısına eşittir (3 dB aşağıda). ($60^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$) ve ($160^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) bölgelerinde ise sadece kırılan alanın etkisi gözlenmektedir.

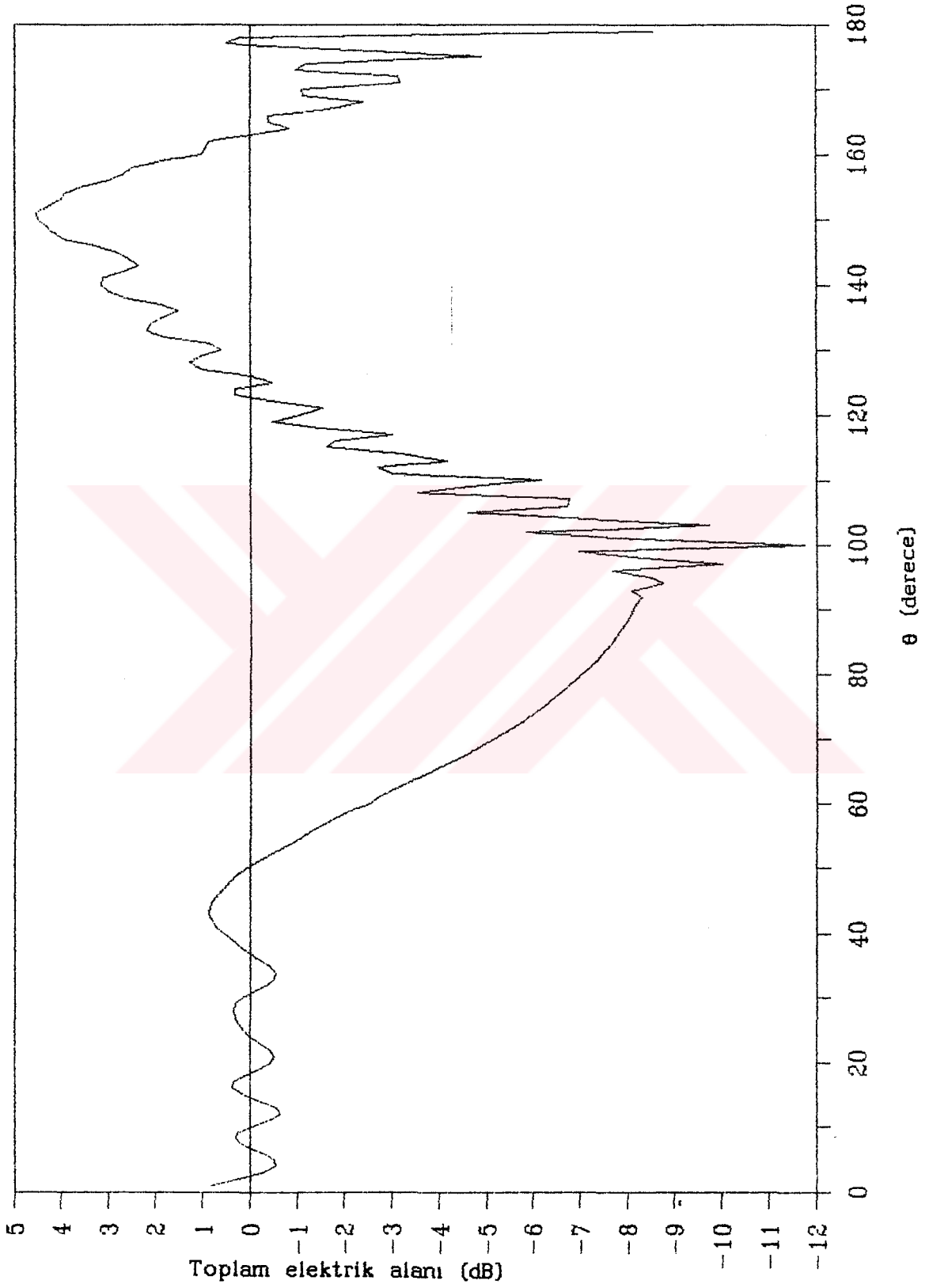
8.5.2 Uniform asimptotik kuram

Uniform asimptotik kuram geçiş bölgelerindeki tekiliği W geçiş işlevi (B.4) aracılığıyla yokeder. Uniform asimptotik kuramı her türlü saçılmaya cevap verecek niteliktedir. Uniform asimptotik kuramı için toplam alan

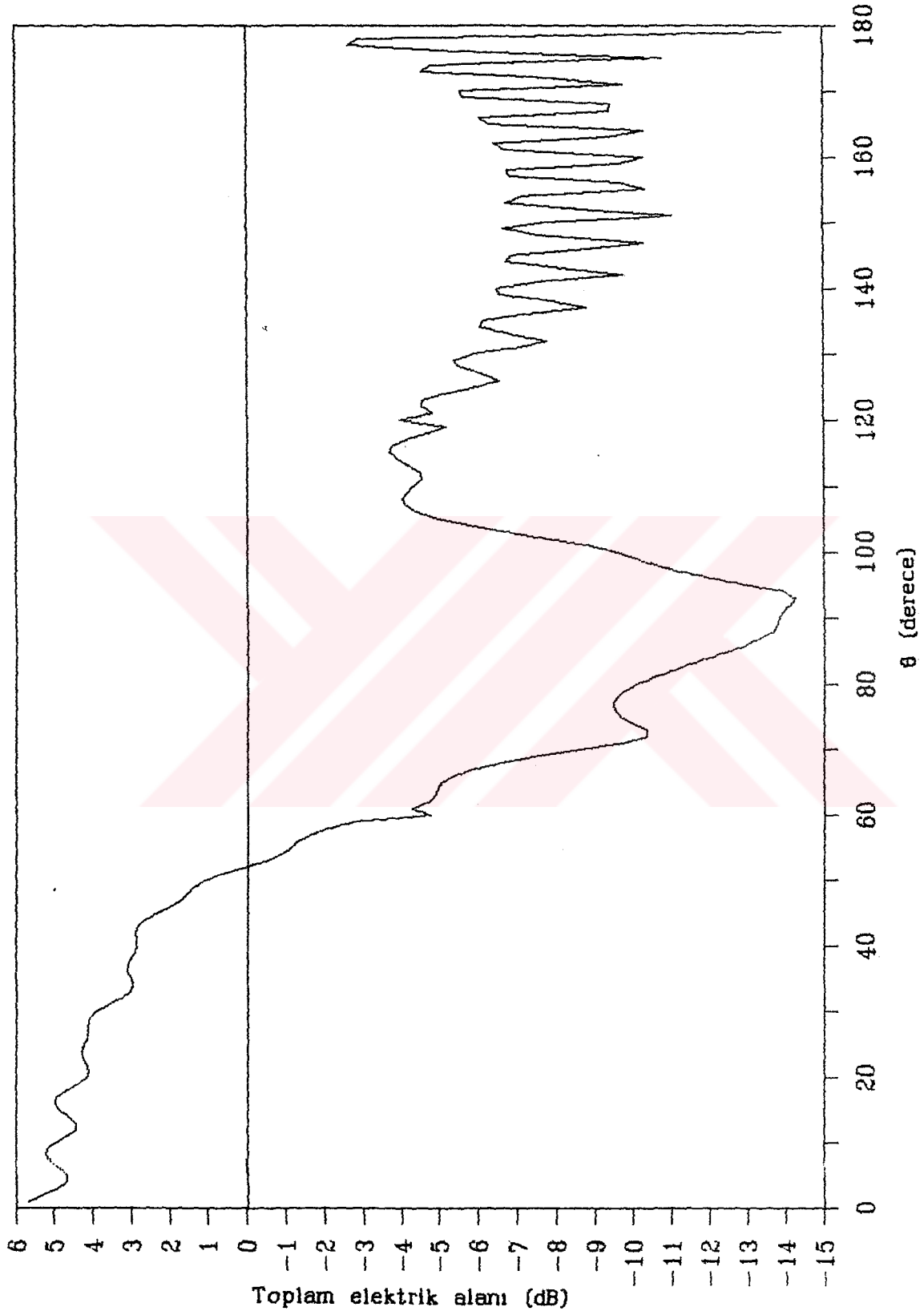
$$[E]^t = [E]^i W(d_{i+}') + [E]^r W(d_{r+}') \\ + [E]_{Q+}^{di} + [E]_{Q-}^{di} + [E]_{Q+}^{dr} + [E]_{Q-}^{dr} \quad (8.35)$$

ile verilir.

Uniform asimptotik kuramı düzlem yansıtıcının kenara dik elektrik alan bileşeni için uygulanmış ve ışınım örüntüsü çizilmiştir. Şekil 8.6 da düzlem yansıtıcının E - düzlemindeki ışınım örüntüsü görülmektedir. Burada $m=4$, $\theta_0=\psi_0=60^\circ$ olarak alınmıştır. $\theta_0=60^\circ$ da yansıma ($\theta_0=120^\circ$ de gölge) sınırında toplam alan geometrik optik alanın yaklaşık yarısına eşittir. $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ ($90^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$) de GO alandan kırınan alanın çıkarılması nedeniyle GO alan üzerinde salınım ve arka eksen yönünde, yansıtıcı eğriliğinin azalmasıyla orantılı biçimde salınımın arttığı gözlenmektedir.



Sekil 8.5. Hiperbol kesitli bir yansıtıcının H-düzlemindeki toplam elektrik alanı ($\psi_0=20^\circ$, $\theta_0=60^\circ$, $e=1.87$, $D=15\lambda$, $m=4$)



Şekil 8.6. Düzlem yansıtıcının E-düzlemindeki toplam elektrik alanı ($\psi_0 = \theta_0 = 60^\circ$, $D = 15\lambda$, $m = 4$)

9. TOPRAK DÜZLEMİ VE KAMADAN SAÇILMA

Bu bölümde toprak düzleminin varlığında kamadan saçılma incelenmektedir. Önce bir kama ve toprak düzlemi, sonra da iki kama ve toprak düzlemi ele alınmıştır. Örüntü yayılma faktörü F tanımlanarak F 'ın kama geometrisine bağlı değişimi çıkartılmıştır. Ayrıca iki kama ve toprak düzlemi için modelleme yapılarak uzak alan ısıma örüntüsü elde edilmiştir [20], [22],[23].

9.1. Örüntü Yayılma Faktörünün Tanımlanması

Atmosferin ve yeryüzünün neden olduğu yayılma etkileri örüntü yayılma faktörü F ile gözönüne alınır. F verici antenin örüntüsünü ve yayılma etkilerini hesaba katar. Örüntü yayılma faktörü, hedefteki elektrik alanın, serbest uzayda ve anten ışın ekseninde hedefte oluşacak olan elektrik alana oranı olarak tanımlanır [23] :

$$F = |E/E_0| \quad (9.1)$$

Burada E_0 , verilen bir noktada, serbest uzay koşullarında anten bu noktaya yönlendirildiğinde oluşan alandır. E ise sözkonusu noktada araştırılan alandır. Bu çalışmada anten örüntüsünün etkisi dikkate alınmıştır.

Karşılıklılık ilkesi gereğince radardan hedefe ve hedeften radara olan örüntü yayılma faktörleri birbirine eşittir.

Dolayısıyla yayılma etkilerini içeren radar denklemi

$$P_r = \frac{P_t A G}{(4\pi)^2} \frac{\sigma}{R^4} F^4 \quad (9.2)$$

biçiminde yazılabilir. Burada

P_t : radar verici gücü

A : radar antenin açıklık alanı

G : radar antenin kazancı

σ : engel geri saçma alanı

olarak tanımlanmaktadır.

Serbest uzayda çalışıldığında $F=1$ alınır. Bu koşulda radarın algılama yapabileceği maksimum uzaklık

$$R_{\max-su} = \left[\frac{P_t A G}{(4\pi)^2} \frac{\sigma}{P_{r_{\min}}} \right]^{1/4} \quad (9.3)$$

ile verilir. Burada $P_{r_{\min}}$ radarın algılayabileceği minimum güçtür. Çalışma engelli bir arazi üzerinden yapıldığında, radarın maksimum algılama uzaklığı azalacaktır:

$$R_{\max} = F R_{\max-su} \quad (9.4)$$

Şekil 9.1 de

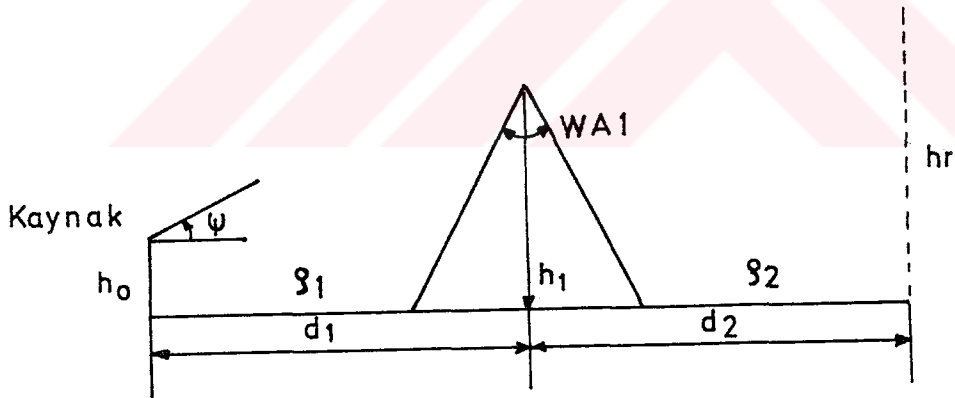
$$R_{\max} = d_1 + d_2 \quad (9.5)$$

olarak alınır, bu uzaklıktaki hedefin sezilebilmesi için gerekli olan sınır F değeri

$$F_{\text{sınır}} = (d_1 + d_2) / R_{\max} - su \quad (9.6)$$

biçiminde yazılabilir. Radara uzaklığı $d_1 + d_2$ olan bir hedefin üzerinde hesaplanan F değeri $F_{\text{sınır}}$ değerinden büyük olduğunda "radar hedefi sezebilir" denilir.

9.2. Toprak Düzlemi Ve Bir Kamadan Saçılma



Şekil 9.1. Toprak Düzlemi Ve Bir Kama

Şekil 9.1 radar ile uçak arasındaki araziye bulunan bir kama biçimli engel geometrisini göstermektedir. Radar anteninin ışıma örüntüsü

$$E_{\psi}(\psi) = \sqrt{2(m+1)} \cos^m \psi \quad u[\pi/2 - |\psi|] \quad (9.7)$$

ile verilir. Geometrideki diğer parametreler şöyle tanımlanmaktadır:

h_0 : radar anteninin yüksekliği

h_1 : kama yüksekliği

h_T : uçak yüksekliği

$WA1$: kamanın iç açısı

d_1 : radar anteni ile kama arasındaki uzaklık

d_2 : kama ile uçak arasındaki uzaklık

ρ_1 : kamanın solundaki arazinin yansımaya katsayısı

ρ_2 : kamanın sağındaki arazinin yansımaya katsayısı

Sekil 9.1 de verilen geometri için F'i hesaplayan bir bilgisayar programı yazılmıştır. Değişik model parametreleri için program çıktılarını inceleyelim:

Örnek I [23] :

Model parametreleri aşağıdaki gibi verilsin:

$h_0=30m$	$WA1=0^\circ$
$h_1=100m$	$\rho_1=0$
$d_1=10km$	$\rho_2=0$
$d_2=5km$	

Burada $h_T \leq 135\text{m}$ için yalnızca kırınan ışın, $h_T > 135\text{m}$ için kırınan ışına ek olarak direkt ışın gözönüne alınmıştır.

Şekil 9.2 $f=100\text{MHz}$ için, Şekil 9.3 $f=1\text{GHz}$ için, Şekil 9.4 $f=10\text{GHz}$ için F' 'i hedef yüksekliğinin fonksiyonu olarak göstermektedir. Serbest uzayda maksimum algılama uzaklığı 150km olan bir radar yukarıdaki koşullarda

$$20\log F \geq -20\text{dB}$$

için 15km uzaklıkta hedefi sezebilecektir. Şekil 9.2 den görüldüğü gibi 100MHz de hedef herhangi bir yükseklikte sezilebilir. 1 GHz ve 10GHz için minimum sezme yükseklikleri sırasıyla 60m ve 110m dir.

Örnek II [23] :

Model parametreleri aşağıdaki gibi verilsin:

$$h_0 = 100\text{m}$$

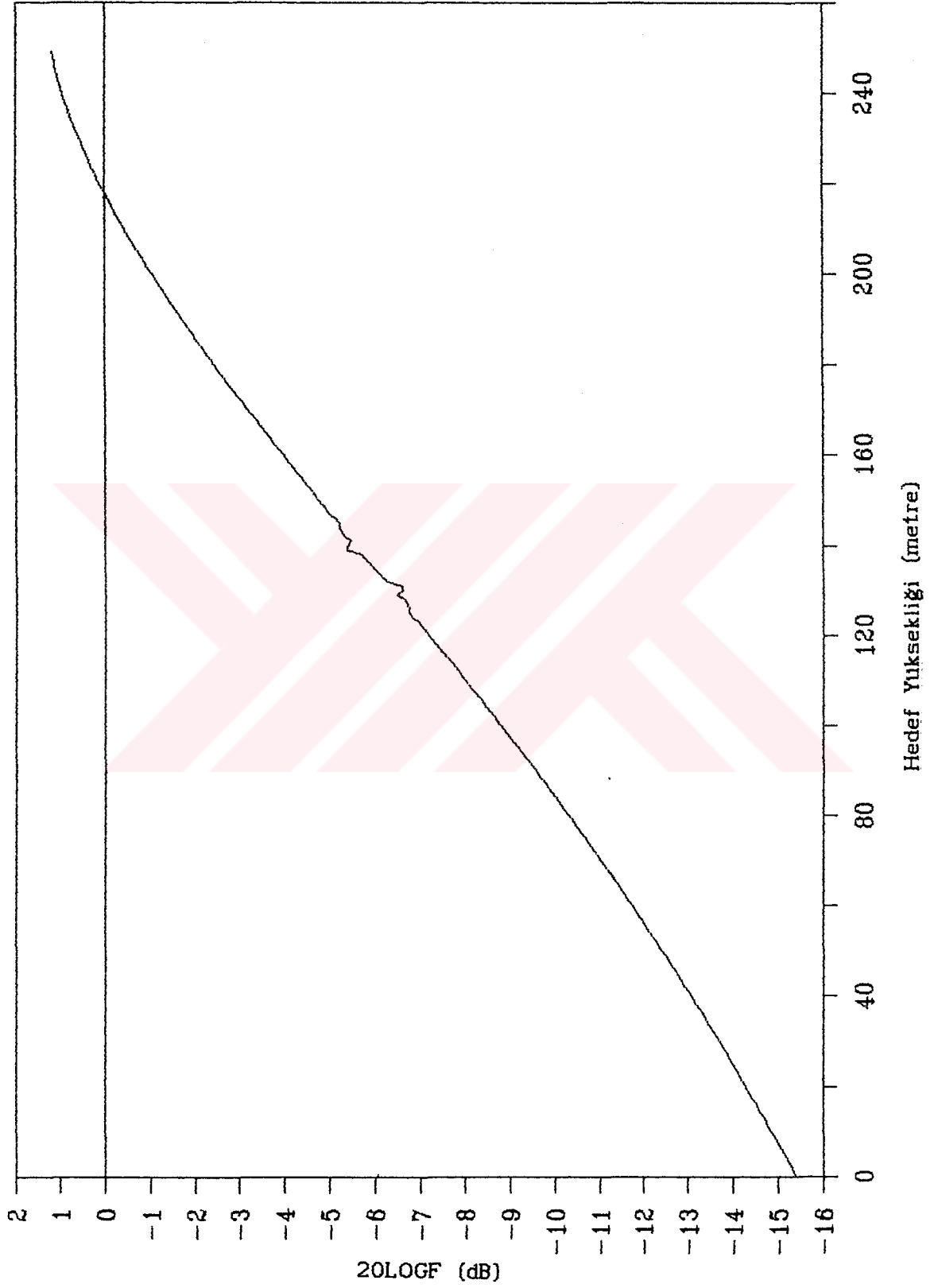
$$WA1 = 0^\circ$$

$$h_1 = 100\text{m}$$

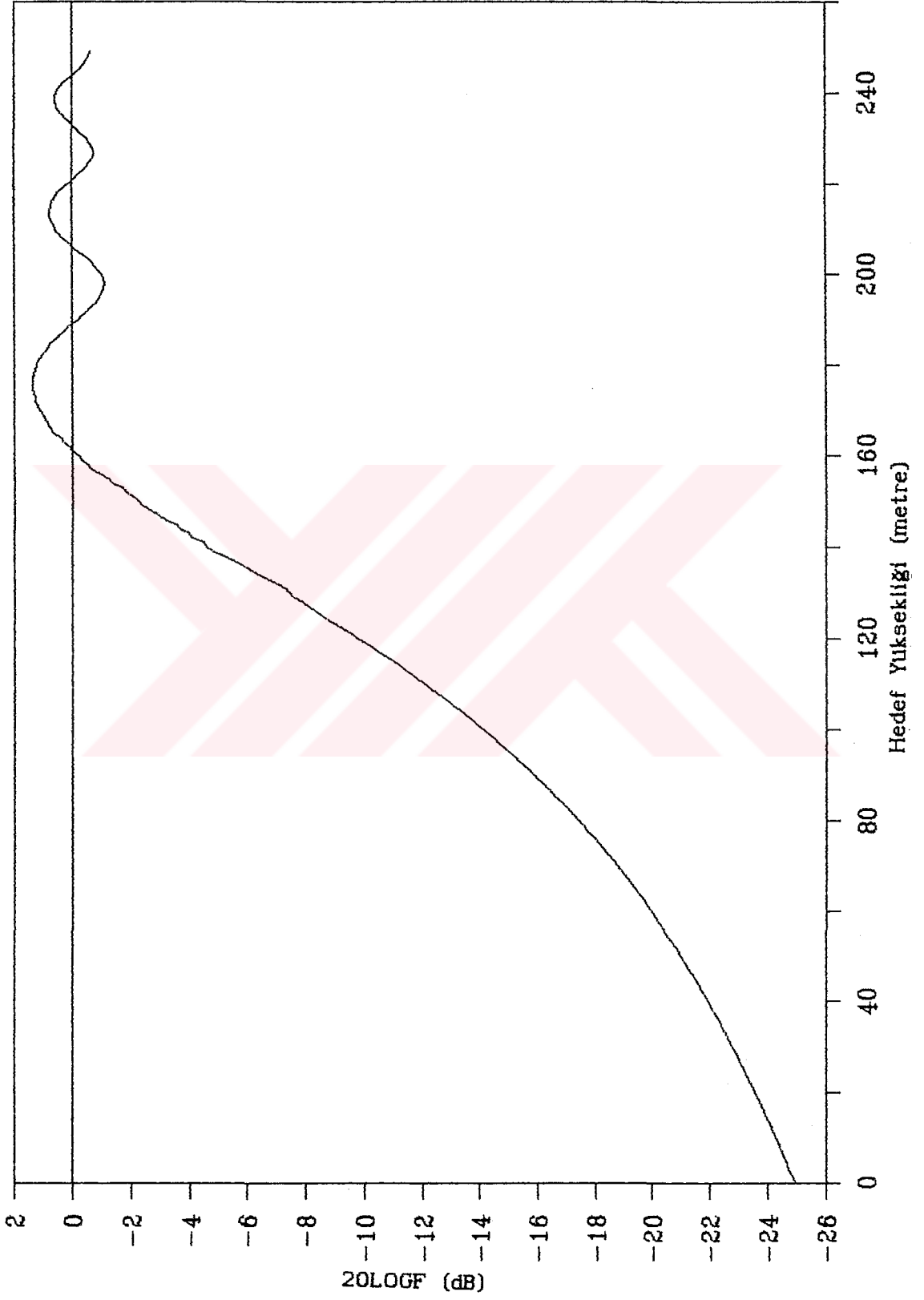
$$f = 1.3 \text{ GHz}$$

$$d_1 = 10\text{km}$$

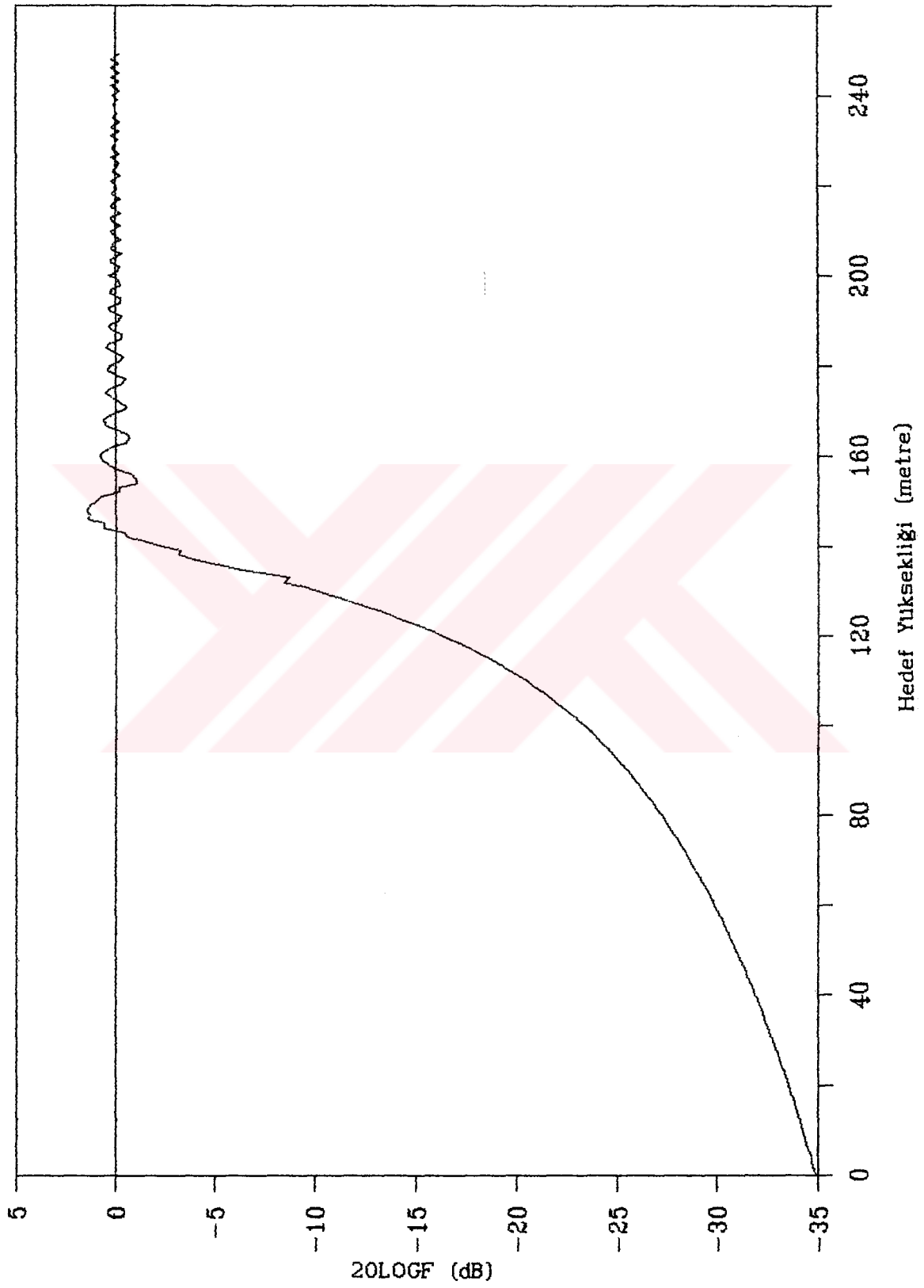
$$d_2 = 5\text{km}$$



Sekil 9.2. Örnek 1 için Örüntü Yayılma Faktörü F ($f=100\text{MHz}$)



Şekil 9.3. Örnek I için Oruntu Yayılma Faktörü F ($f=1\text{GHz}$)



Sekil 9.4. Örnek I için Oruntu Yayılma Faktörü F (f=10GHz)

$\rho_1=\rho_2=0$ için F in değişimi Şekil 9.5 de görülmektedir.

$h_T \leq 100m$ için kırınan ışın, $h_T > 100m$ için kırınan ışın ve direkt ışın hesaba katılmıştır.

$\rho_1=\rho_2=1$ için F in değişimi Şekil 9.6 da görülmektedir.

$h_T \leq 100m$ için gözönüne alınan ışınlar şunlardır: kırınan ışın, kırınan-yansıyan ışın, yansıyan-kırınan ışın, yansıyan-kırınan-yansıyan ışın. $h_T > 100m$ için önceki ışınlara direkt ışın eklenmiştir.

Örnek III [16] :

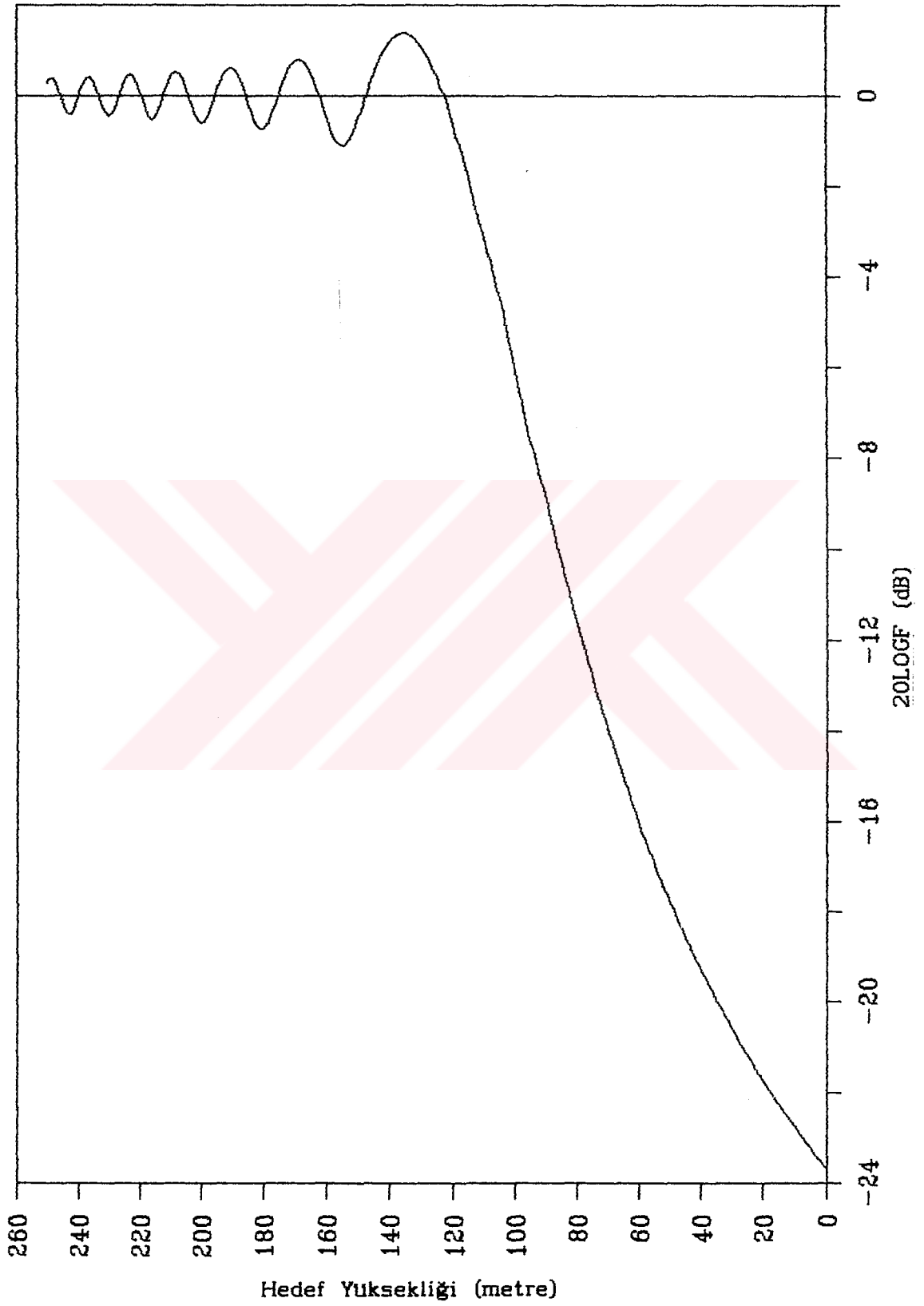
Model parametreleri aşağıdaki gibi verilsin:

$h_0=30m$	$WA1=0^\circ$
$h_1=100m$	$\rho_1=1$
$d_1=10km$	$\rho_2=1$
$d_2=10km$	$f=10GHz$

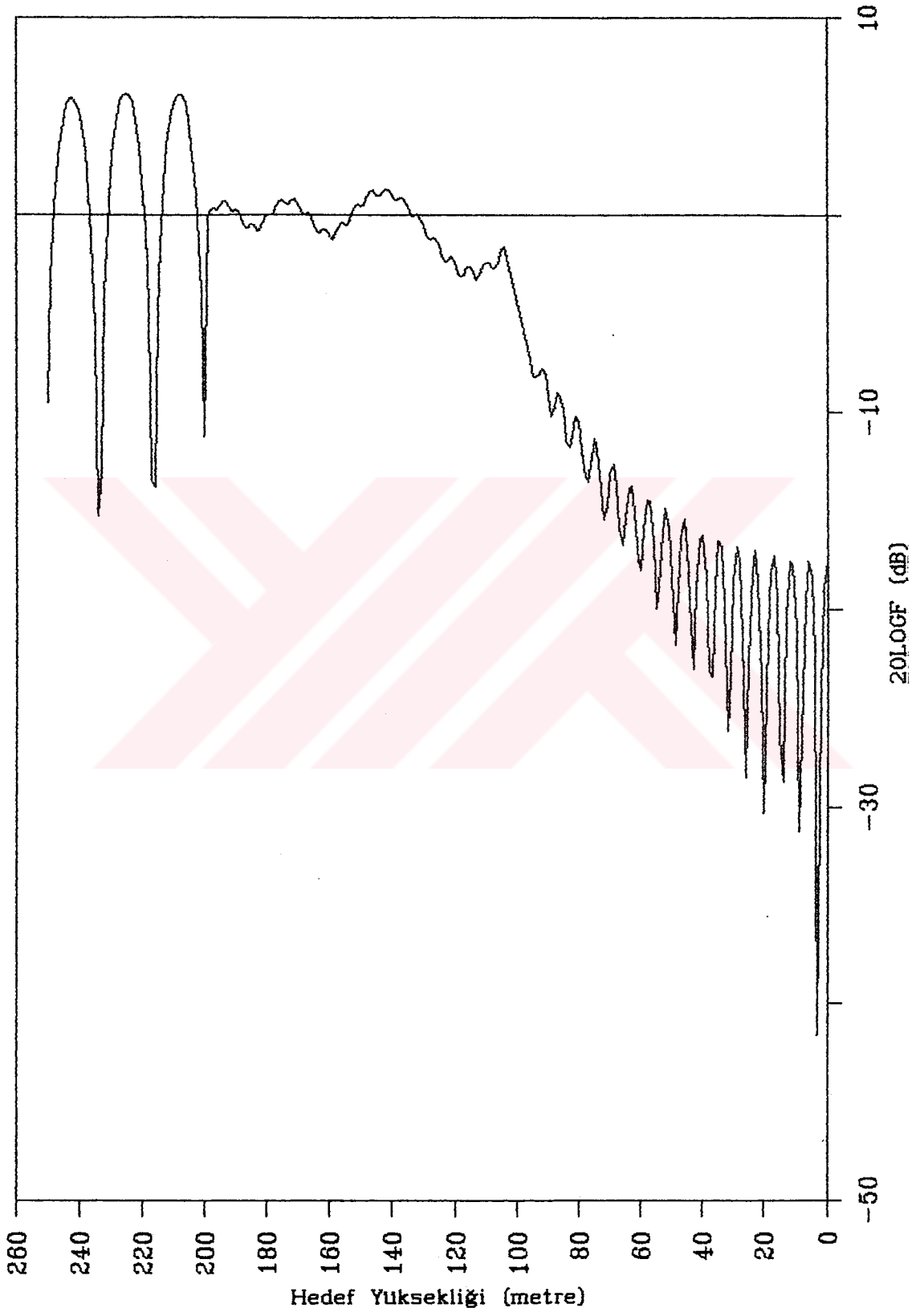
Yukarıda verilen parametrelere ek olarak radara ilişkin parametreler de aşağıdaki gibi olsun:

P_t : radar vericisinin çıkış gücü 20000 Watt

G : radar anteninin kazancı 10^7



Şekil 9.5. Örnek II için Oruntu Yayılma Faktörü F ($p_1=p_2=0$)



Sekil 9.6. Örnek II için Oruntu Yayılma Faktörü F ($\rho_1=\rho_2=1$)

A : radar anteninin açıklığı 10 m^2

σ : engel geri saçma alanı 30 m^2

$P_{r_{\min}}$: radarın algılayabileceği minimum giriş gücü $.750527 \text{ nW}$

Bu değerler için $R_{\max\text{-su}}$ (9.3) eşitliğinden

$$R_{\max\text{-su}} = 150 \text{ km}$$

olarak bulunur.

$$R_{\max} = d_1 + d_2 = 20 \text{ km}$$

olduğundan, radarın $d_1 + d_2$ (= 20 km) uzaklıktaki hedefi algılayabilmesi

için gerekli minimum F değeri

$$F_{\text{sınır}} = R_{\max}/R_{\max\text{-su}} = 0.133 = -17.5 \text{ dB}$$

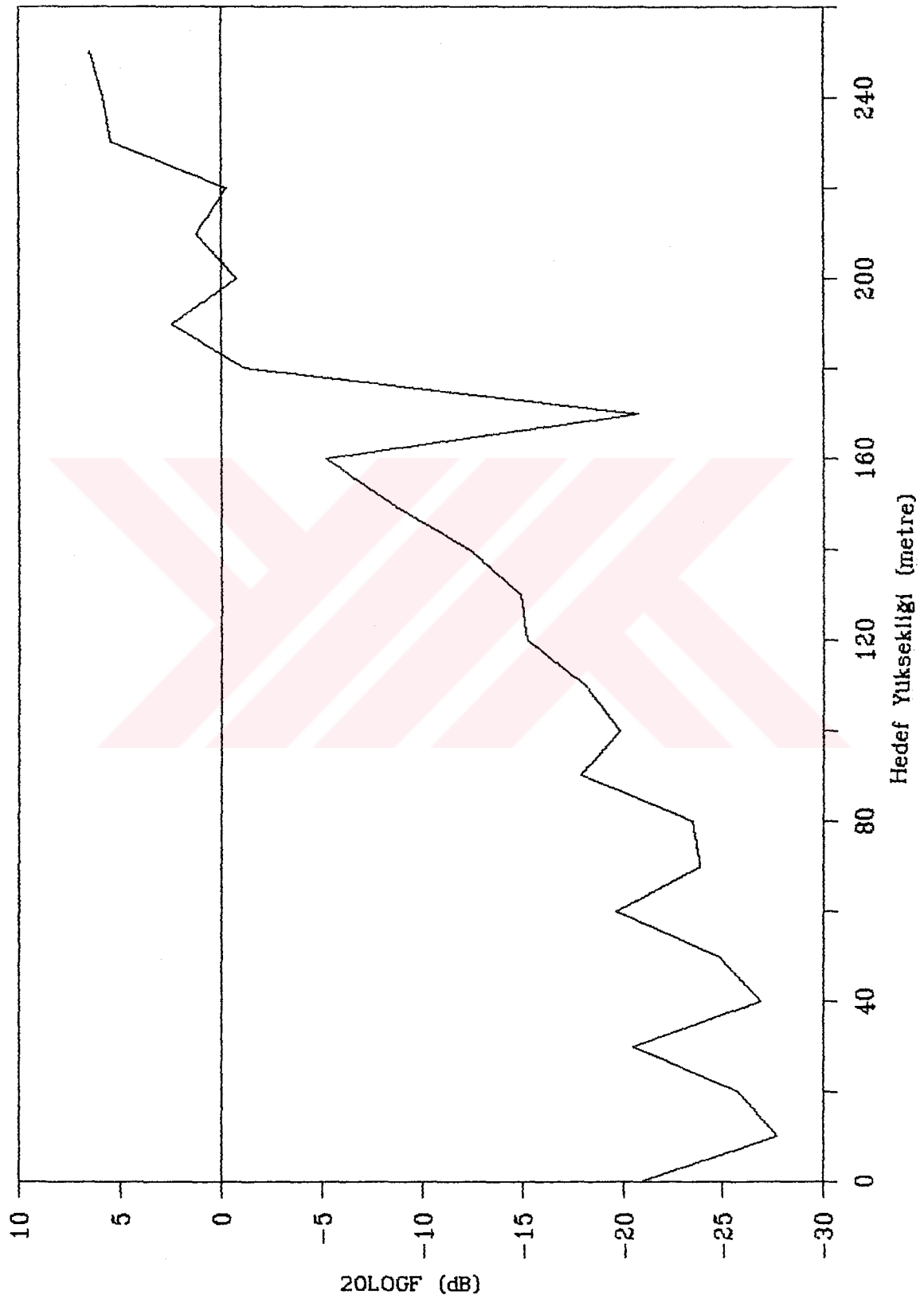
bulunur.

Yukarıda verilen parametreler için F yüksekliğe göre logaritmik

olarak çizdirilmiştir (Bkz. Şekil 9.7). Burada gözönüne alınan

ışınlar şunlardır:

- 1) direkt ışın
- 2) kırınan ışın
- 3) yansıyan ışın
- 4) kırınan-yansıyan ışın
- 5) yansıyan-kırınan ışın
- 6) yansıyan-kırınan-yansıyan ışın



Sekil 9.7. Örnek III için Oruntü Yayılma Faktörü F

Sistem geometrisi parametrelerindeki değişimlerin sonucu nasıl etkileyeceğini örneklerle inceleyelim:

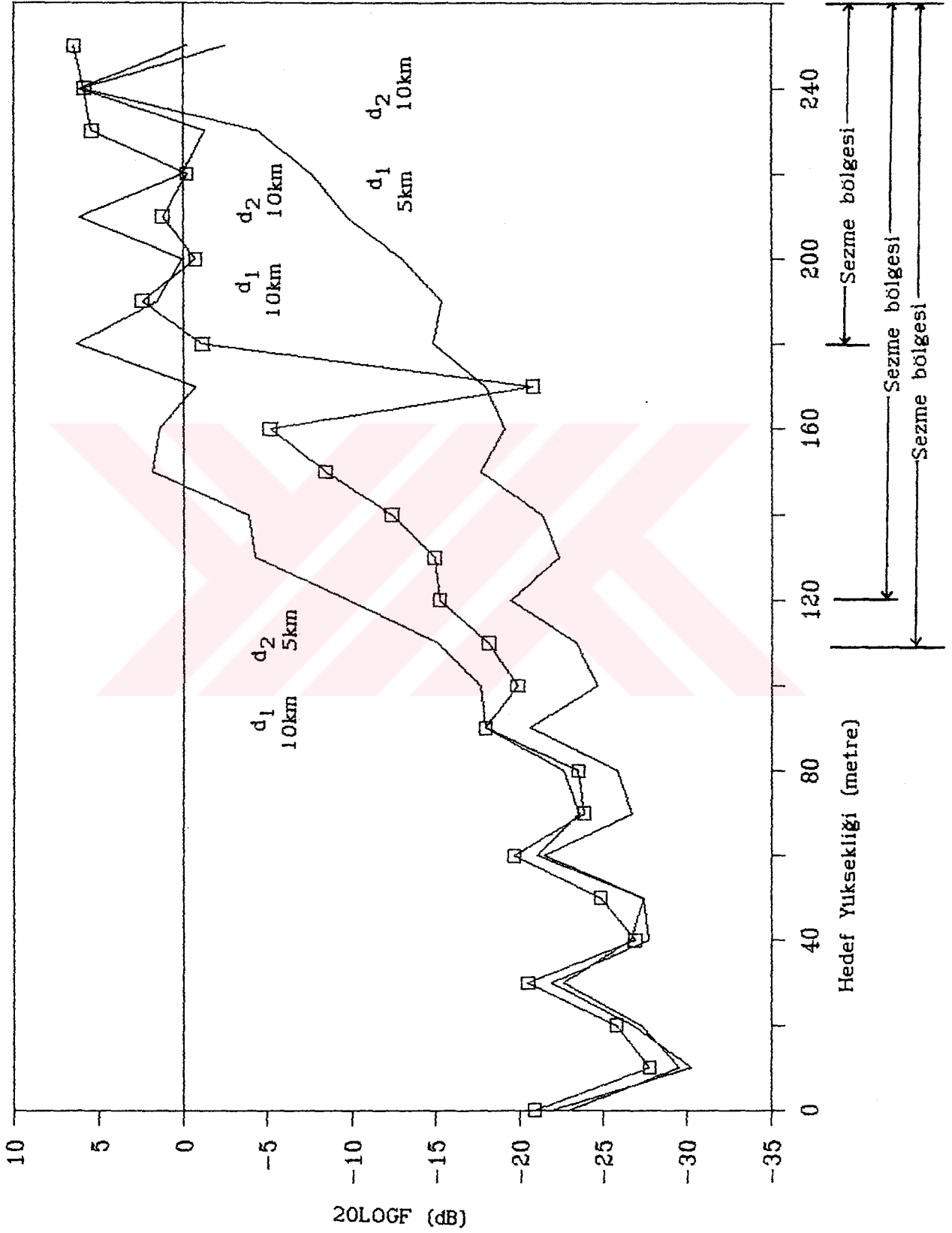
a) Uzaklık parametreleri

Şekil 9.7 de $d_1=d_2=10$ km alınmıştır. Bu koşulda radar hedefi yerden 120m yükseklikte iken sezmeye başlamaktadır. Diğer parametreler aynı kalmak koşuluyla $d_1=5$ km alındığında (engel radara yaklaştığında), radarın görüş alanı kapandığından, hedef ancak yerden 180m yükseklikte sezilebilmektedir (Bkz. Şekil 9.8).

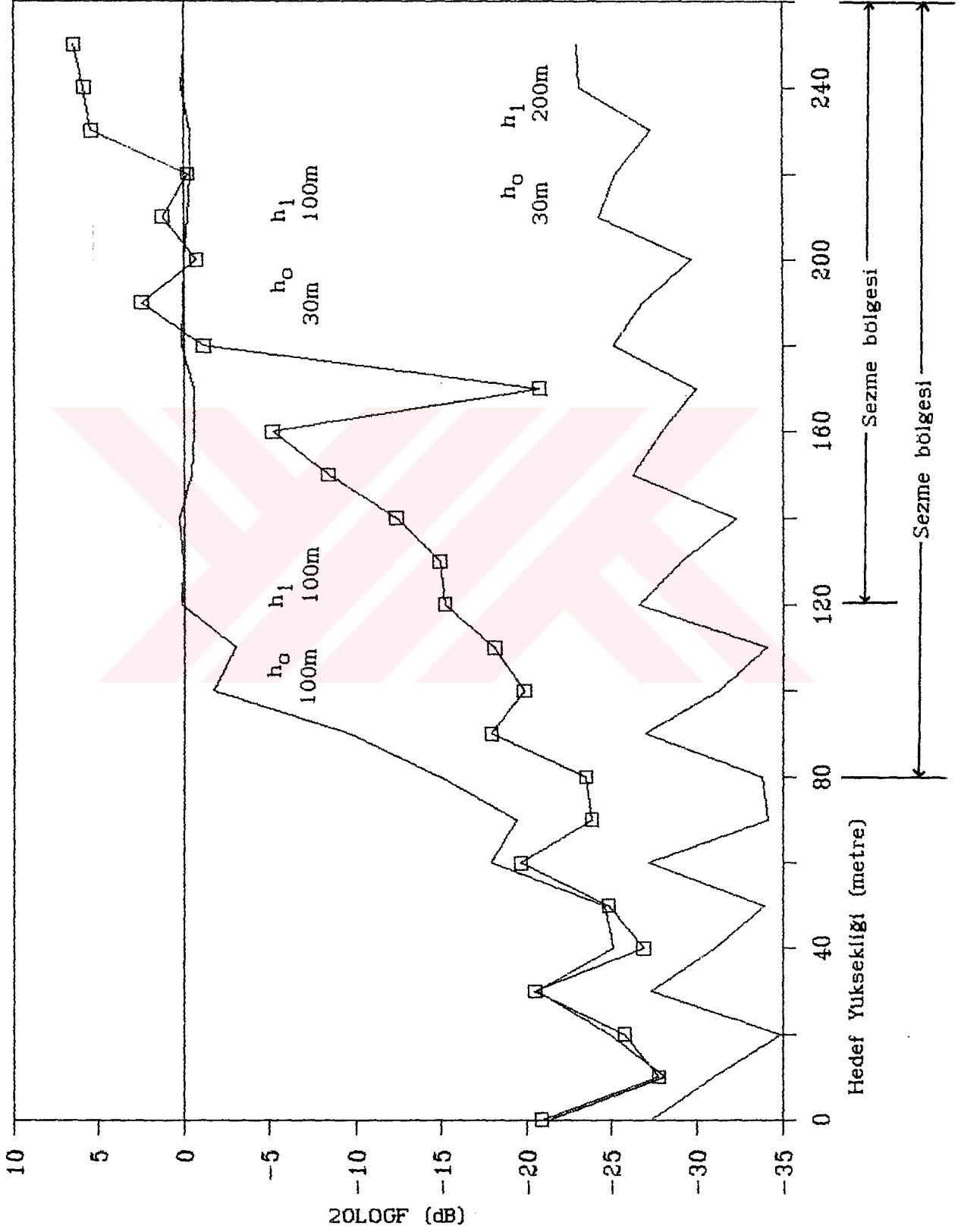
Radar engel arası uzaklık sabit kalıp ($d_1=10$ km) sadece $d_2=5$ km alındığında (uçak engele yaklaştığında) hedefin yerden 110m yükseklikte sezilebildiği yine Şekil 9.8 den gözlenebilir.

b) Yükseklik parametreleri

Şekil 9.7 de radar anteninin yüksekliği $h_0=30$ m ve engelin yüksekliği $h_1=100$ m alınmıştır. Bu koşullarda yerden 120m yükseklikte sezilen uçak, diğer parametreler aynı kalmak koşuluyla radar anteninin yüksekliği $h_0=100$ m ye çıkarıldığında 80m de sezilebilmektedir (Bkz. Şekil 9.9)



Şekil 9.8. Uzaklık Parametrelerindeki Değişim



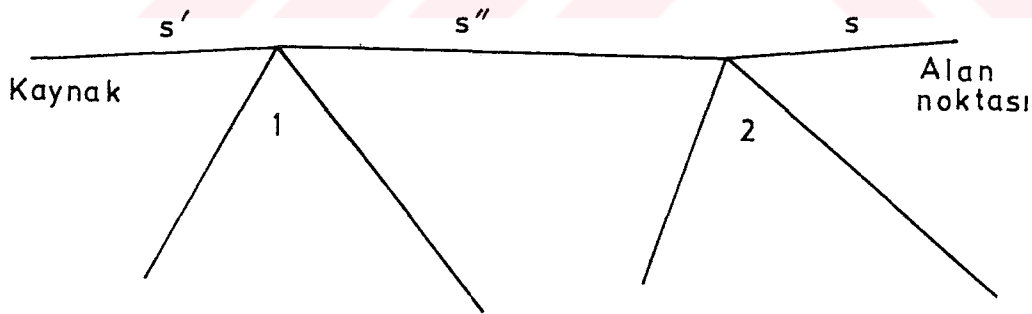
Sekil 9.9. Yükseklik Parametrelerindeki Değişim

Anten yüksekliği $h_0=30$ m de kalıp, engel yüksekliği $h_1=200$ m ye çıkarıldığında, engelin radarın görüş alanını kapatması nedeniyle, uçağın yerden 0-250 m yükseklikte sezilemediği yine Şekil 9.9 dan gözlenebilir.

c) Çalışma frekansı

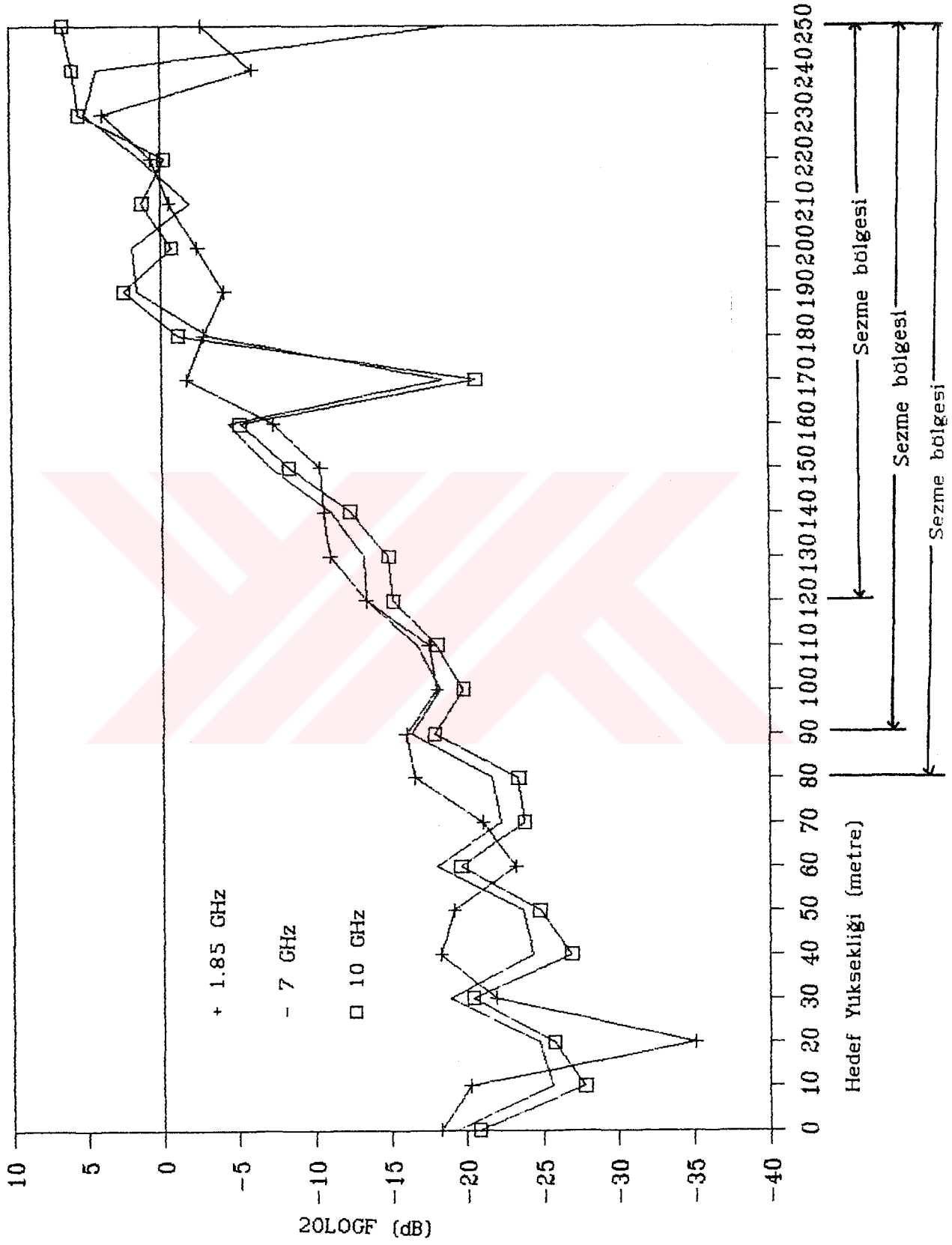
10 GHz de yerden 120m yükseklikte sezilebilen uçak, frekans 7 GHz e düşürüldüğünde 90m de sezilebilmektedir. Frekans 1.85 GHz alındığında ise uçak yerden 80m yükseklikte sezilebilmektedir (Bkz. Şekil 9.10)

9.3. İki Kama İçin Yayılma Faktörü Ve Uzaklık Parametresi



Şekil 9.11. İki Kamadan Saçılma

Şekil 9.11 de görülen geometride, birinci kamadan kırınarak ikinci kamaya gelen ışın yayılma faktörü ve uzaklık parametresi [22]



Sekil 9.10. Çalışma Frekansındaki Değişim

$$A_{s12} = \sqrt{\frac{s'}{s''(s'+s'')}} \quad (9.8a)$$

$$L_{s12} = \frac{s's''}{s'+s''} \quad (9.8b)$$

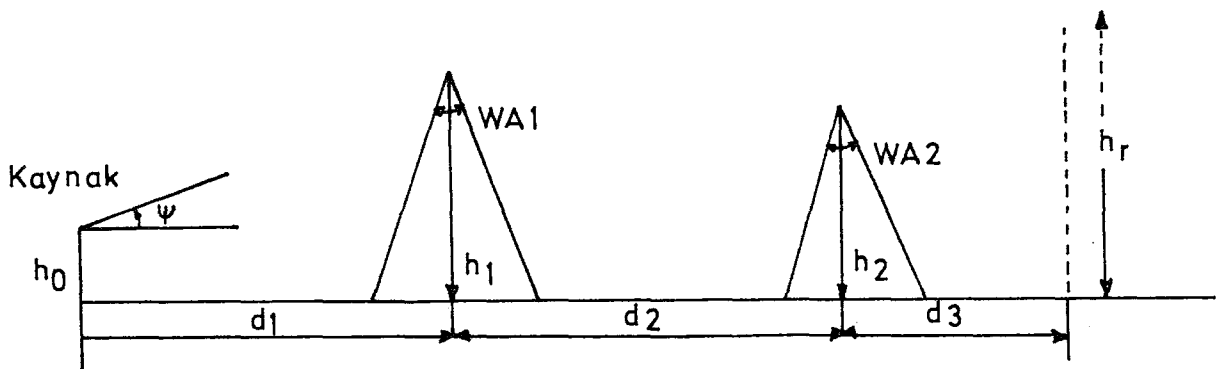
ile verilir. Birinci kamadan kırınarak ikinci kamaya gelen, ikinci kamadan tekrar kırınarak alan noktasına ulaşan alan için yayılma faktörü ve uzaklık parametresi

$$A_{12F} = \sqrt{\frac{s'+s''}{s(s'+s'')}} \quad (9.9a)$$

$$L_{12F} = \frac{s's''}{s+s''} \quad (9.9b)$$

ile verilir.

9.4. Toprak Düzlemi Ve İki Kamadan Saçılma



Sekil 9.12 Toprak Düzlemi Ve İki Kamadan Saçılma

Şekil 9.12, radar ile uçak arasındaki arazide bulunan iki kama biçimli engel geometrisini göstermektedir. Radar anteninin ışıma örüntüsü (9.7) eşitliğiyle verilmektedir. Buradaki model parametreleri aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

h_0 : radar antenin yüksekliği

h_1 : I. kamanın yüksekliği

h_2 : II. kamanın yüksekliği

h_T : uçak yüksekliği

d_1 : radar anteni ile birinci kama arasındaki uzaklık

d_2 : I. kama ile II. kama arasındaki uzaklık

d_3 : II kama ile uçak arasındaki uzaklık

WA1 : I. kamanın iç açısı

WA2 : II kamanın iç açısı

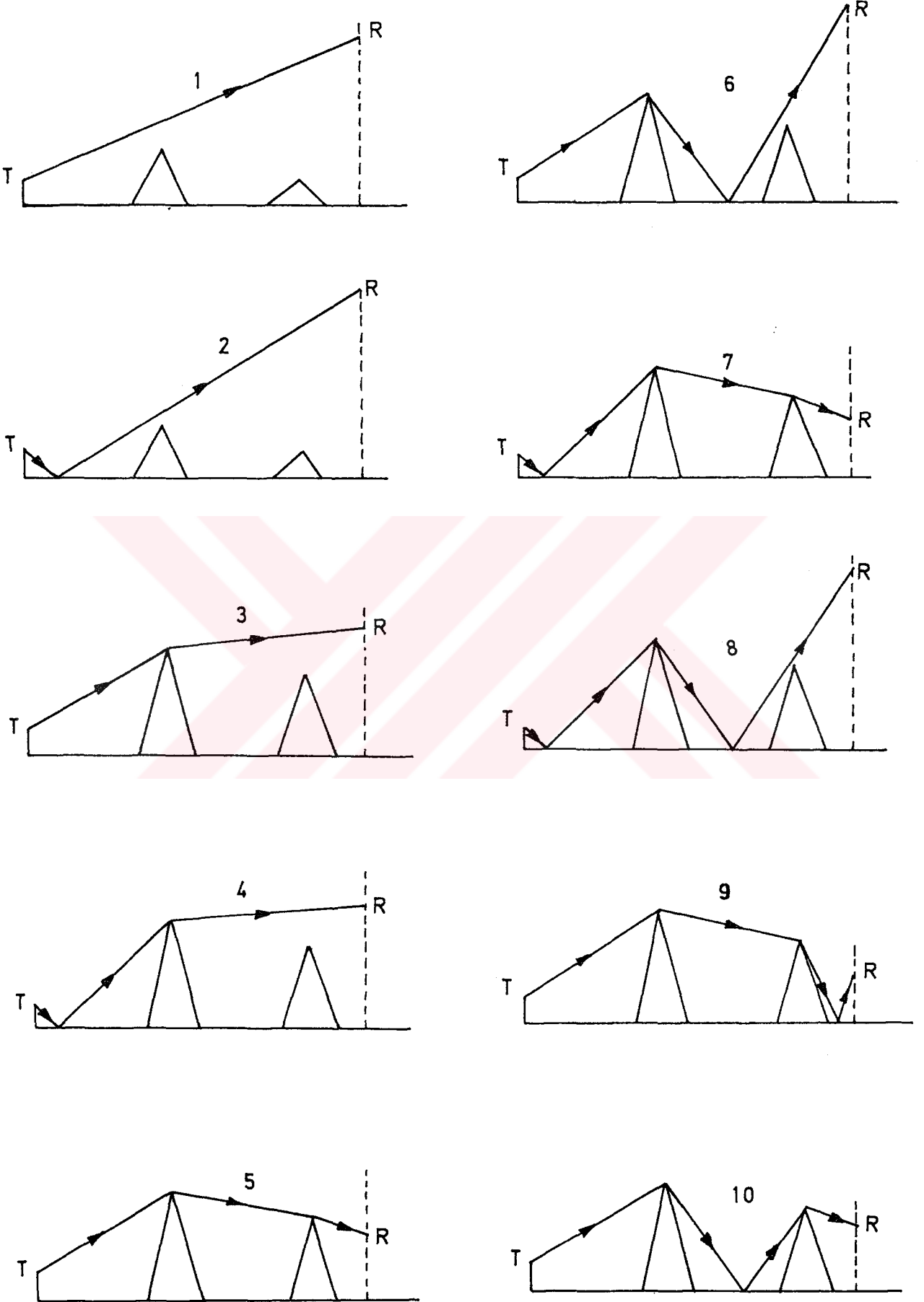
Şekil 9.12 deki geometride gözönüne alınan ışınlar şunlardır

(Bkz. Şekil 9.13):

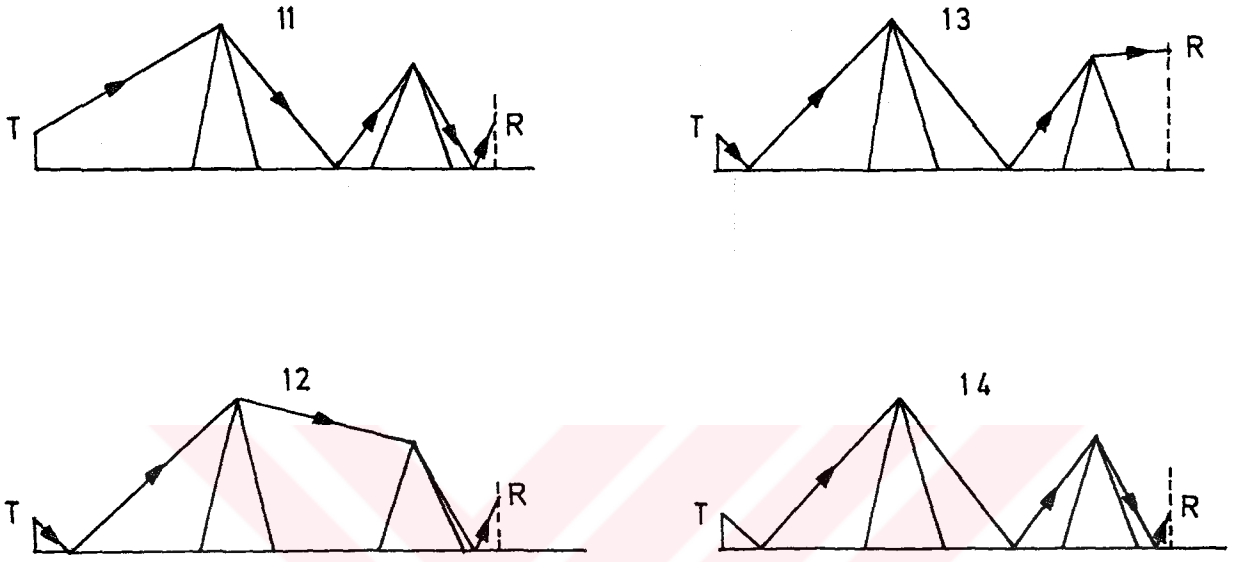
1) direkt ışın

2) yansıyan ışın

3) kırılan ışın



Şekil 9.13.a. F'in Bulunmasında Kullanılan Işıklar



Sekil 9.13.b. F' 'in Bulunmasında Kullanılan Işıklar

- 4) yansıyan-kırınan ışın
- 5) kırınan-kırınan ışın
- 6) kırınan-yansıyan ışın
- 7) yansıyan-kırınan-kırınan ışın
- 8) yansıyan-kırınan-yansıyan ışın
- 9) kırınan-kırınan-yansıyan ışın
- 10) kırınan-yansıyan-kırınan ışın
- 11) kırınan-yansıyan-kırınan-yansıyan ışın
- 12) yansıyan-kırınan-kırınan-yansıyan ışın
- 13) yansıyan-kırınan-yansıyan-kırınan ışın
- 14) yansıyan-kırınan-yansıyan-kırınan-yansıyan ışın

Yukarıda verilen 14 ışını kullanarak F_i hesaplayan bir bilgisayar programı yazılmıştır. Örnek bir program çıktısını inceleyelim. Model parametreleri şöyle verilsin:

$$h_0=10\text{m} \qquad d_1=100\text{km}$$

$$h_1=150\text{m} \qquad d_2=100\text{km}$$

$$h_2=100\text{m} \qquad d_3=100\text{km}$$

$$WA1=0^\circ \qquad f=1.85 \text{ GHz}$$

$$WA2=0^\circ$$

Bu parametreler için F Şekil 9.14 de gösterilmiştir. Sistem parametrelerindeki değişmelerin F'ı nasıl etkilediğini inceleyelim.

a) Uzaklık parametreleri

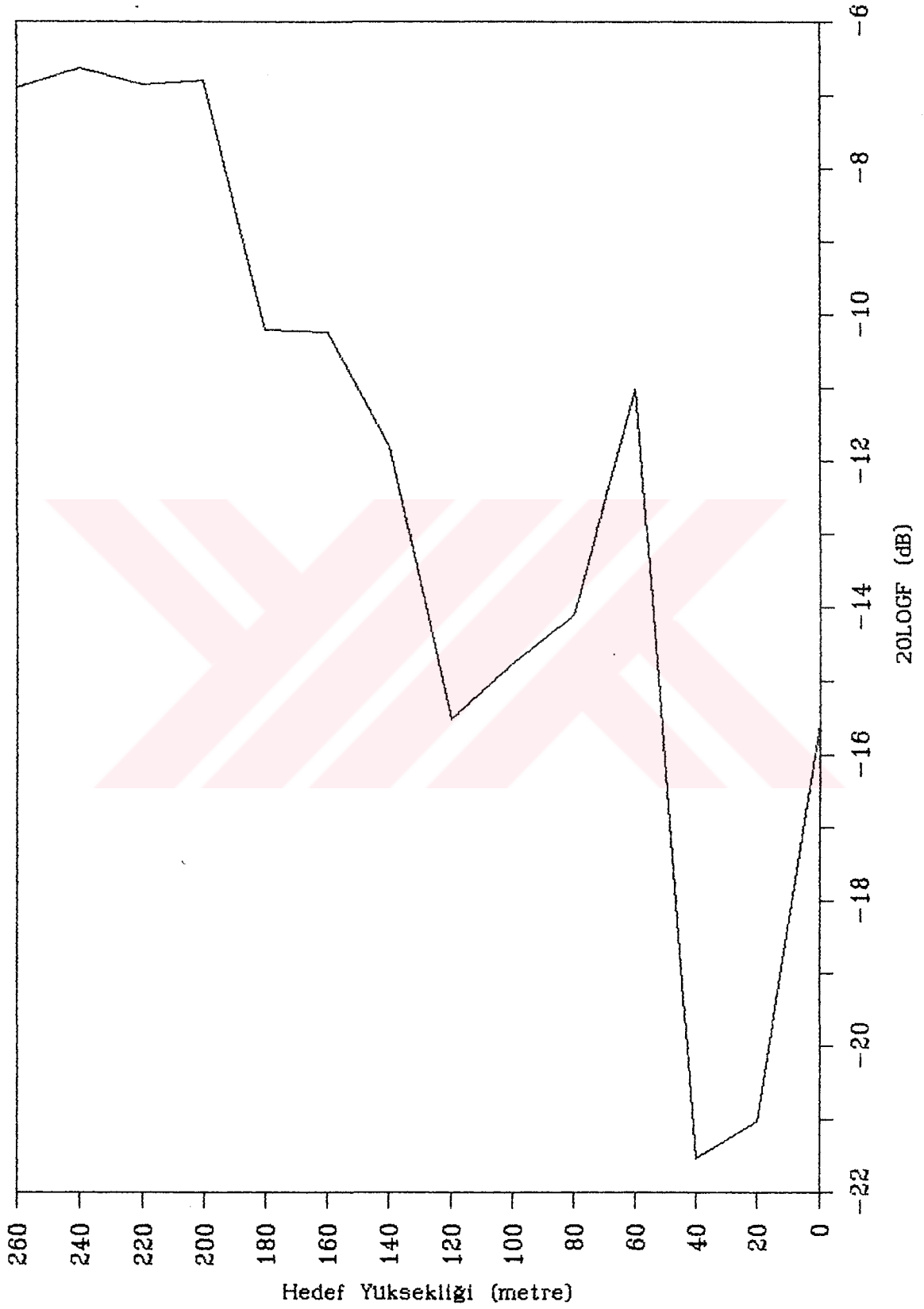
Şekil 9.12 de verilen geometride tüm parametreler aynı kalmak koşuluyla $d_1=10$ km alındığında (I. engel radara yaklaştığında) F nin azaldığı görülmektedir (Bkz. Şekil 9.15). Engeller birbirine yaklaştırıldığında ($d_2=10$ km alındığında) F'nin arttığı Şekil 9.16 dan gözlenebilir.

b) Yükseklik parametreleri

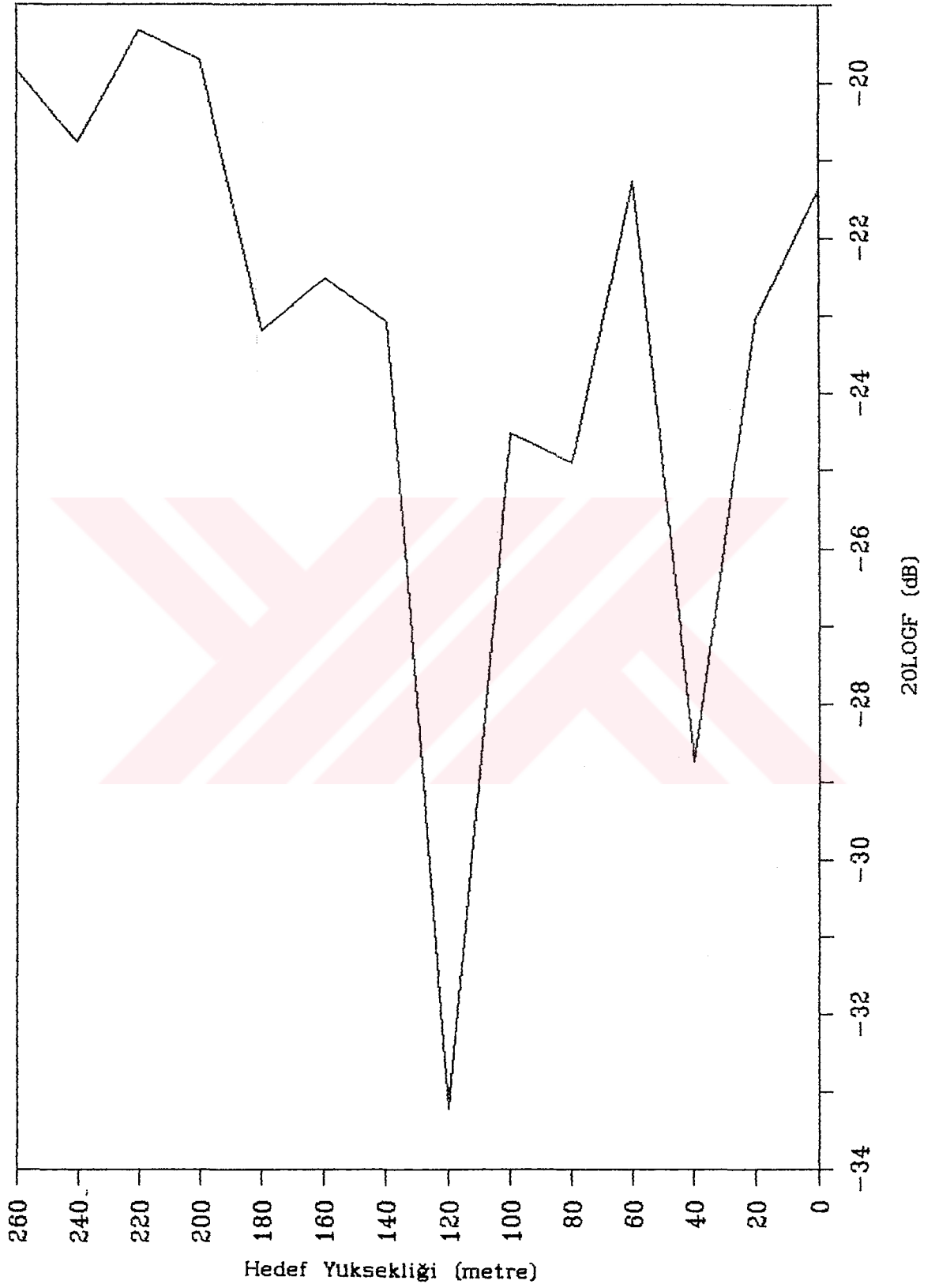
Şekil 9.12 de diğer parametreler aynı kalmak üzere $h_1=200$ m alındığında (I. engelin yüksekliği artırıldığında) F nin azaldığı görülmektedir (Bkz. Şekil 9.17). $h_0=50$ m alındığında (radar anteninin yüksekliği artırıldığında) F nin arttığı Şekil 9.18 den gözlenebilir.

c) Çalışma frekansının seçimi

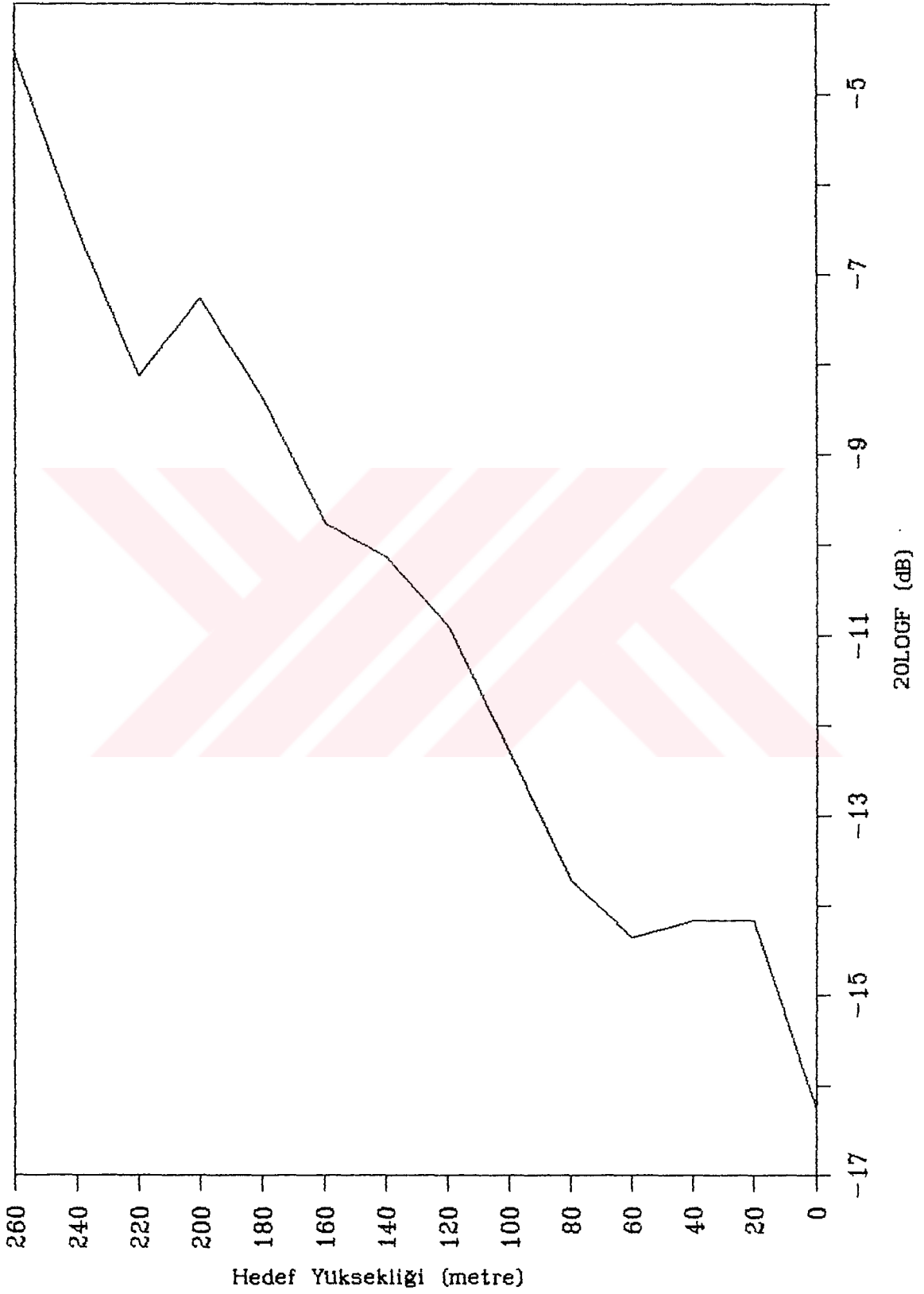
Şekil 9.12 de diğer parametreler aynı kalmak koşuluyla $f=10$ GHz (Şekil 9.19), $f=4.7$ GHz (Şekil 9.20), $f=0.6$ GHz (Şekil 9.21) için F çizdirilmiştir. Frekans arttıkça F nin azaldığı görülmektedir.



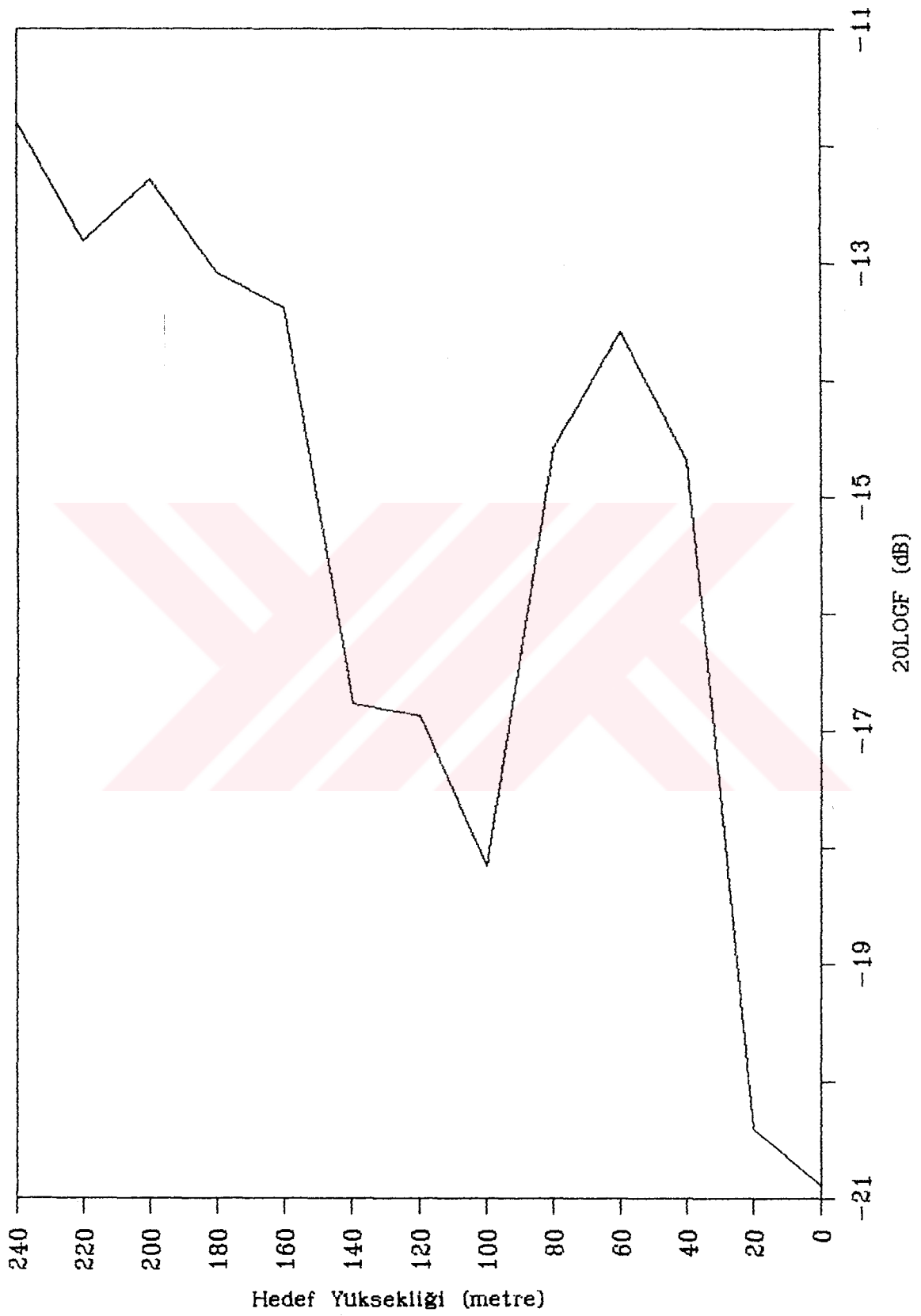
Sekil 9.14. Sekil 9.12 İçin Örüntü Yayılma Faktörü F



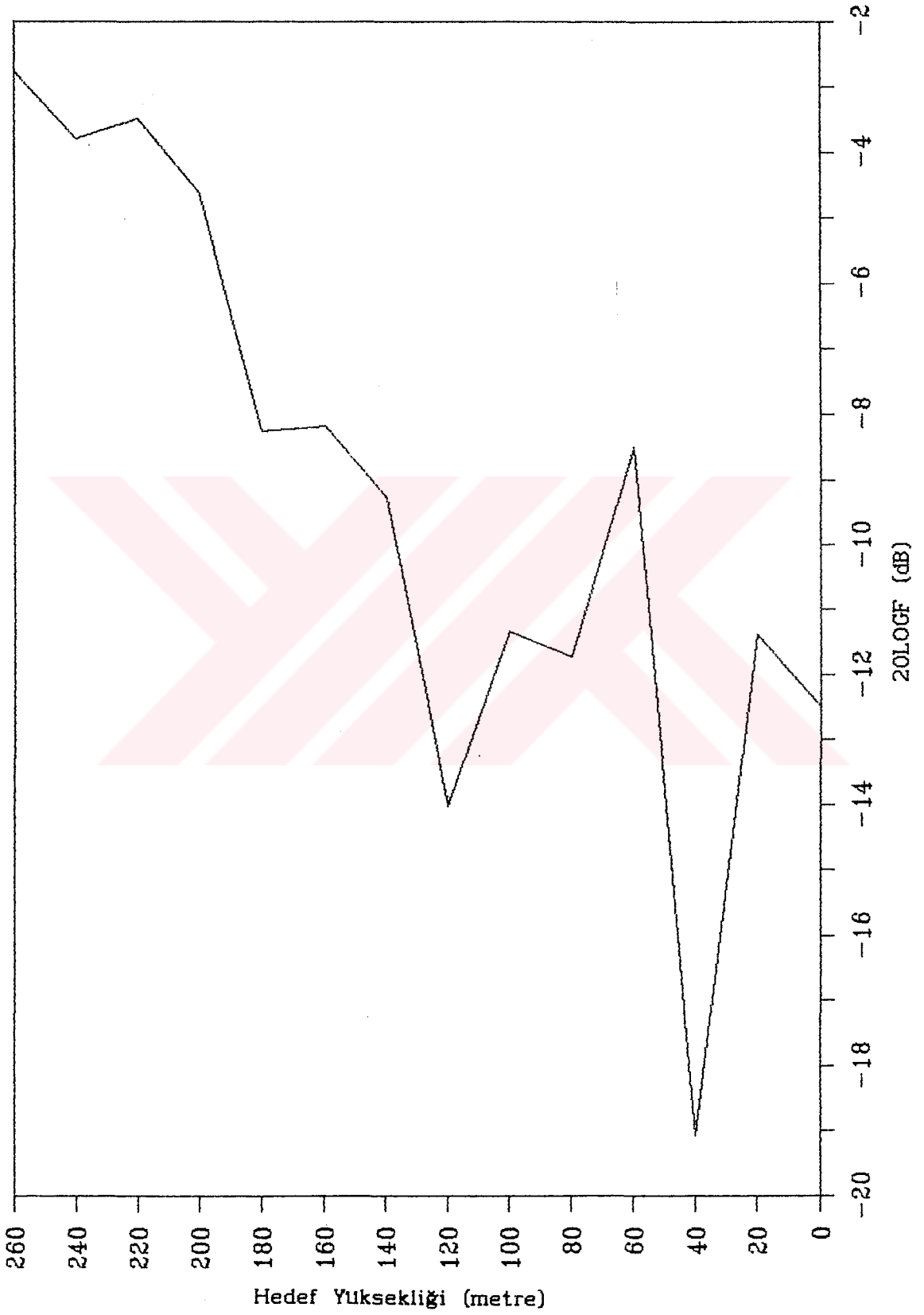
Şekil 9.15. Şekil 9.12 İçin Örüntü Yayılma Faktörü F ($d_1=10\text{km}$)



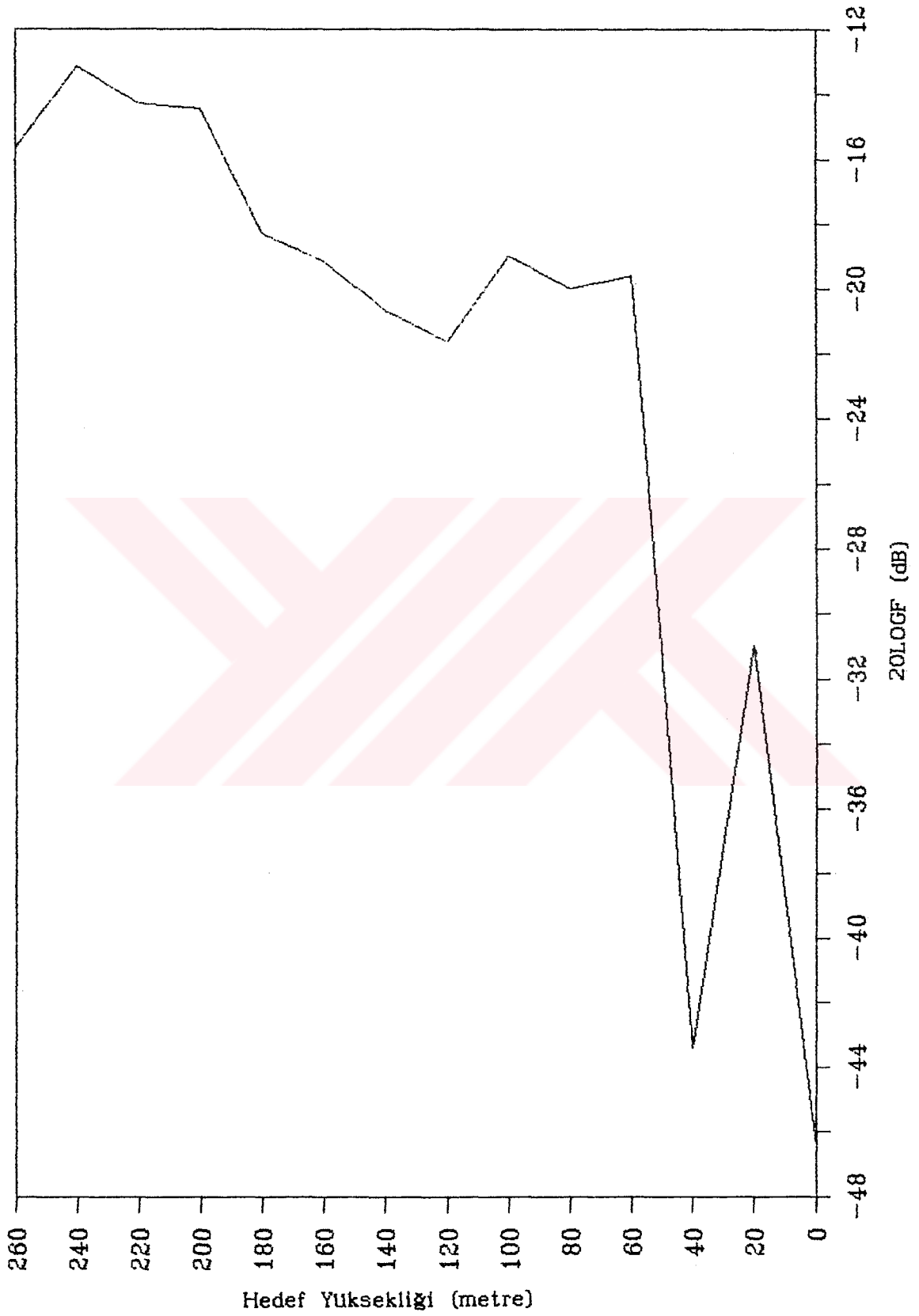
Şekil 9.16. Şekil 9.12 İçin Örüntü Yayılma Faktörü F ($d_2=10\text{km}$)



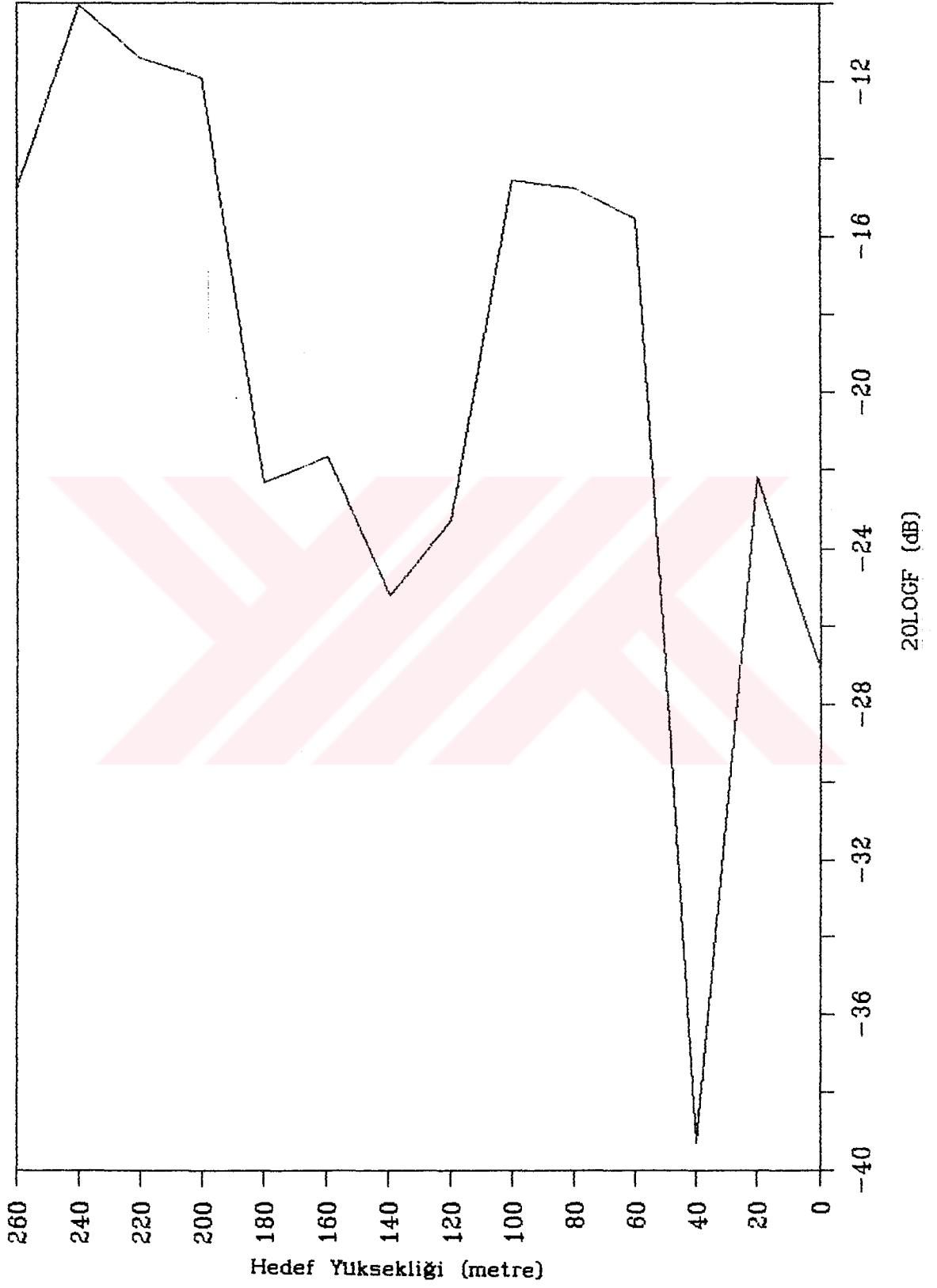
Sekil 9.17. Şekil 9.12 İçin Oruntu Yayılma Faktörü F ($h_1=200m$)



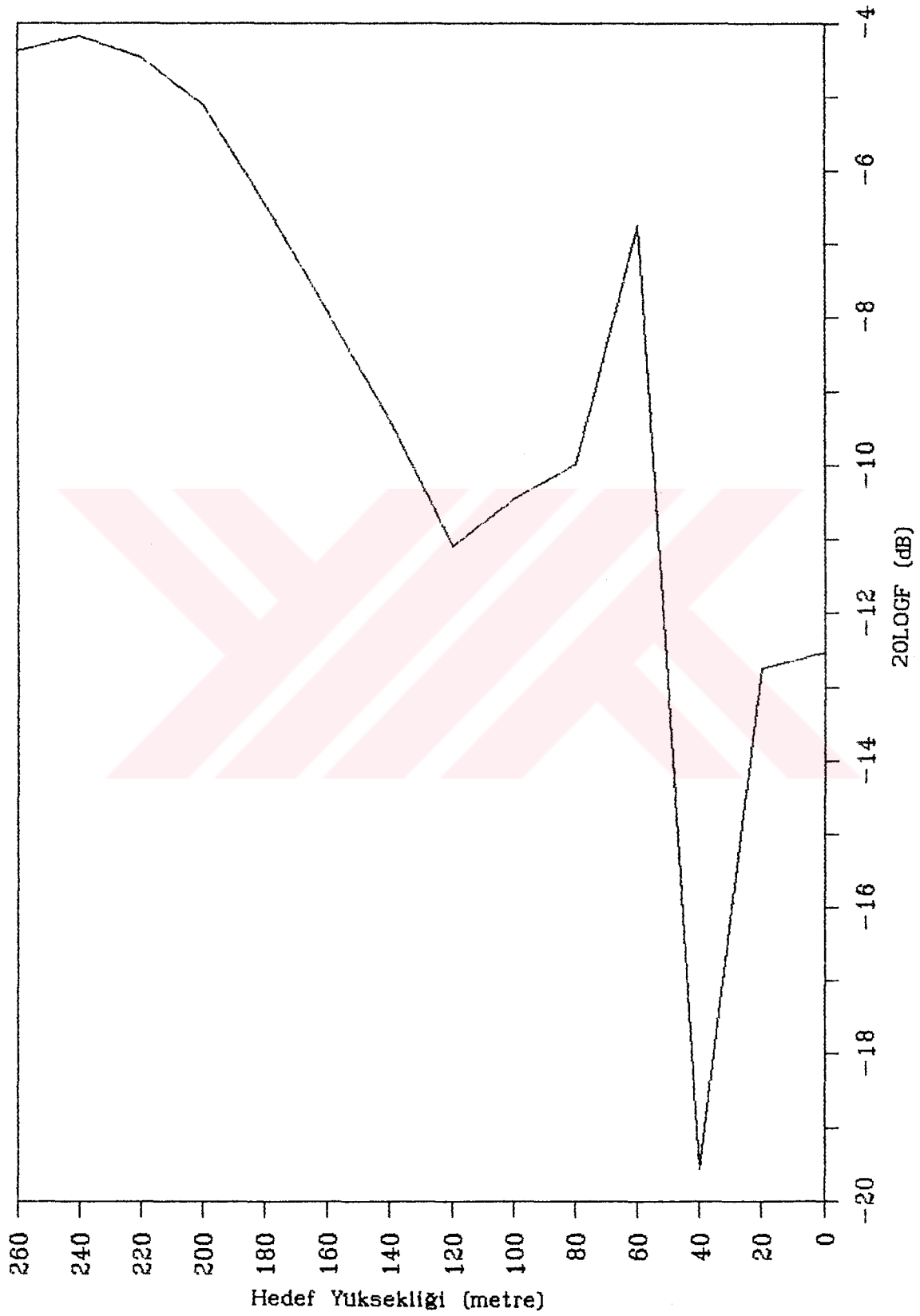
Şekil 9.18. Şekil 9.12 İçin Örüntü Yayılma Faktörü F ($h_0=50m$)



Şekil 9.19. Şekil 9.12 İçin Örüntü Yayılma Faktörü F ($f=10\text{GHz}$)



Şekil 9.20. Şekil 9.12 İçin Örüntü Yayılma Faktörü F ($f=4.7\text{GHz}$)



Sekil 9.21. Sekil 9.12 İçin Oruntu Yayılma Faktörü F ($f=0.6\text{GHz}$)

Son olarak Şekil 9.12 de verilen geometri için II. engelden d_3 m uzaktaki bir hedef üzerinde oluşacak elektrik alan genliği yüksekliğe göre logaritmik olarak çizdirilmiştir:

i) Model parametreleri

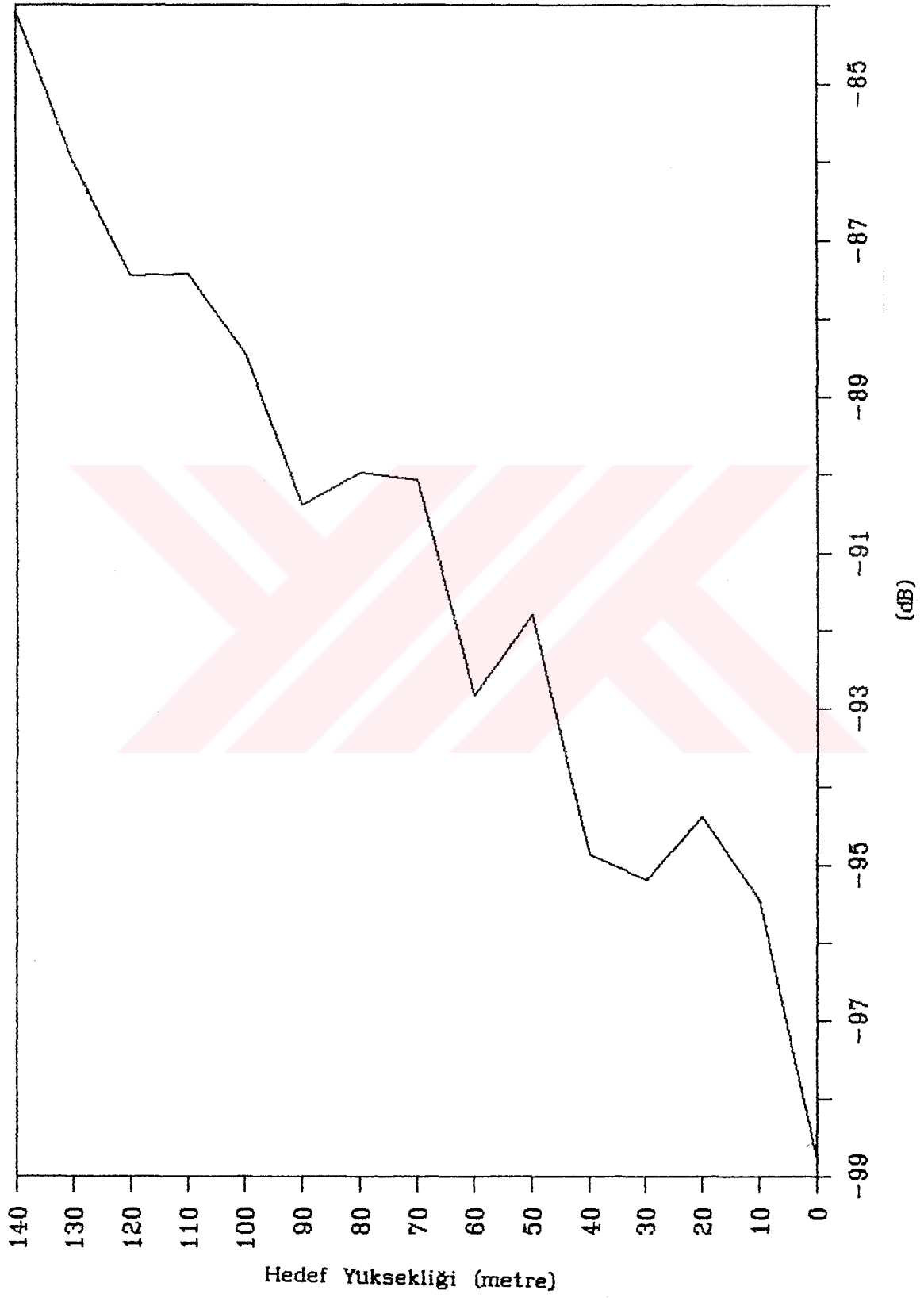
$h_0=0\text{m}$	$d_1=17\text{km}$
$h_1=60\text{m}$	$d_2=4.5\text{km}$
$h_2=40\text{m}$	$d_3=22.5\text{km}$
$WA1=0^\circ$	$f=1.85\text{ GHz}$
$WA2=0^\circ$	

olarak verildiğinde elde edilen ısıma örüntüsü Şekil 9.22 de görülmektedir.

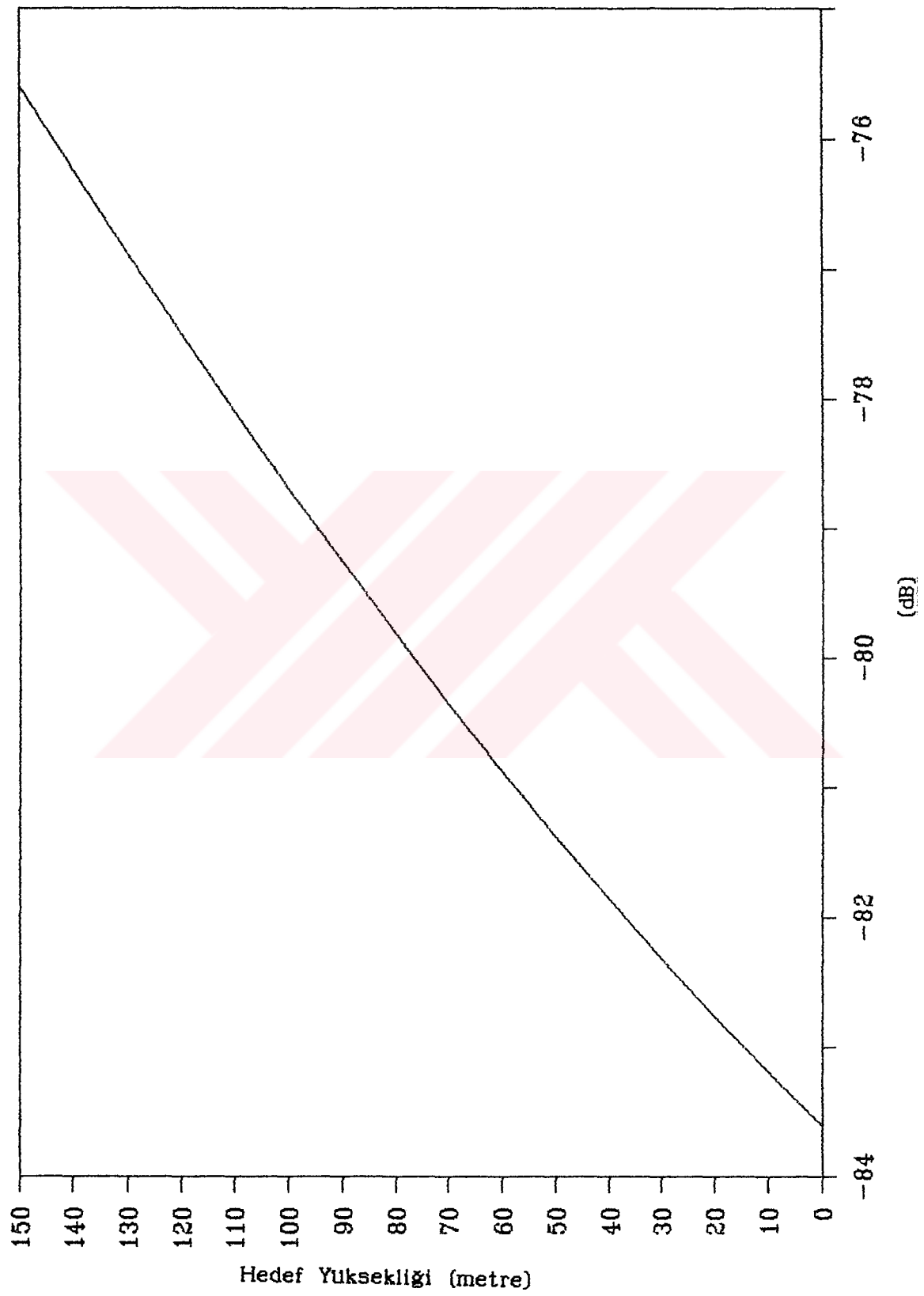
ii) Model parametreleri

$h_0=0\text{m}$	$d_1=4.4\text{km}$
$h_1=57\text{m}$	$d_2=0.9\text{m}$
$h_2=55\text{m}$	$d_3=10\text{km}$
$WA1=0^\circ$	$f=300\text{MHz}$
$WA2=0^\circ$	

olarak verildiğinde elde edilen ısıma örüntüsü Şekil 9.23 de görülmektedir.

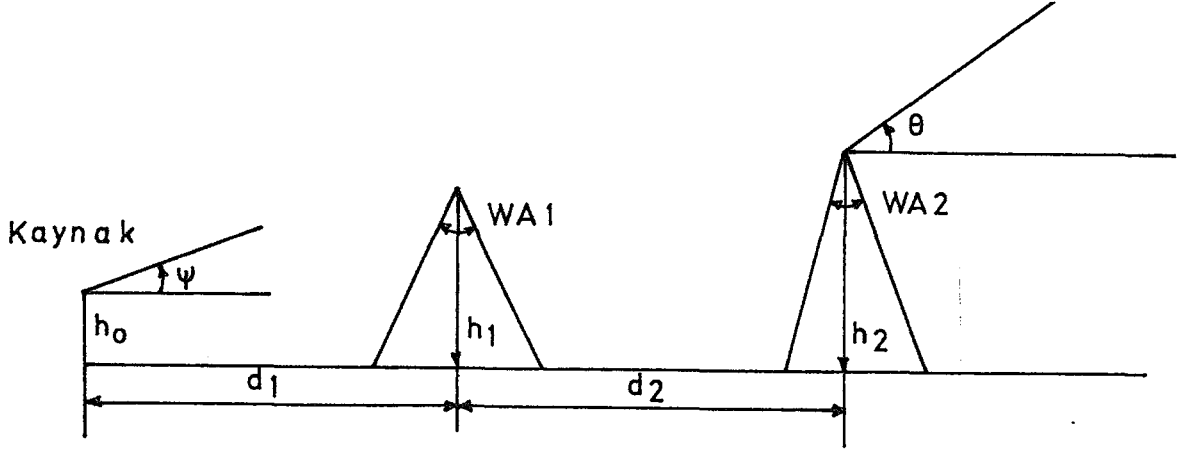


Sekil 9.22. Toplam Elektrik Alan



Sekil 9.23. Toplam Elektrik Alan

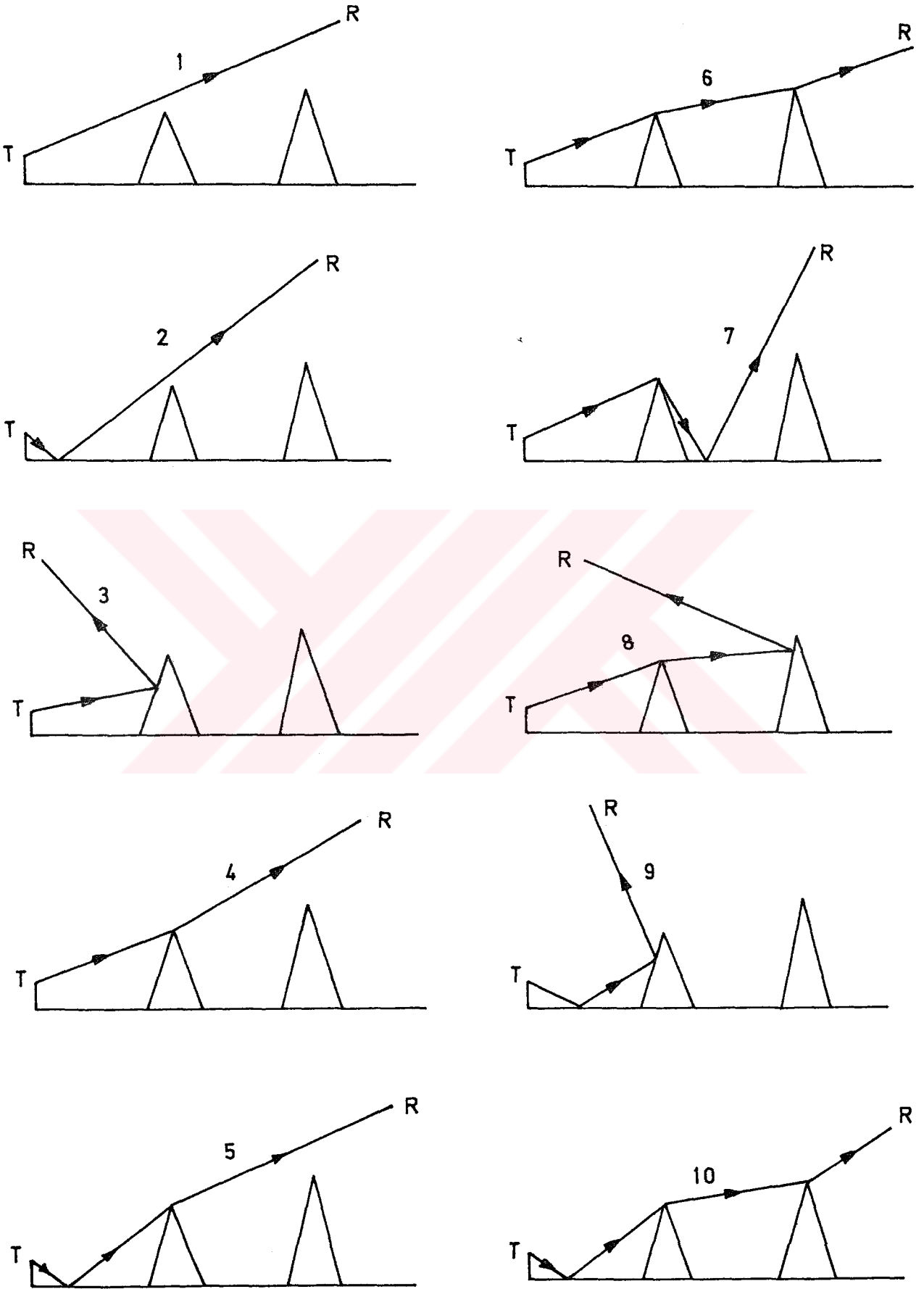
9.5. Uzak Alan Yaklaşımı



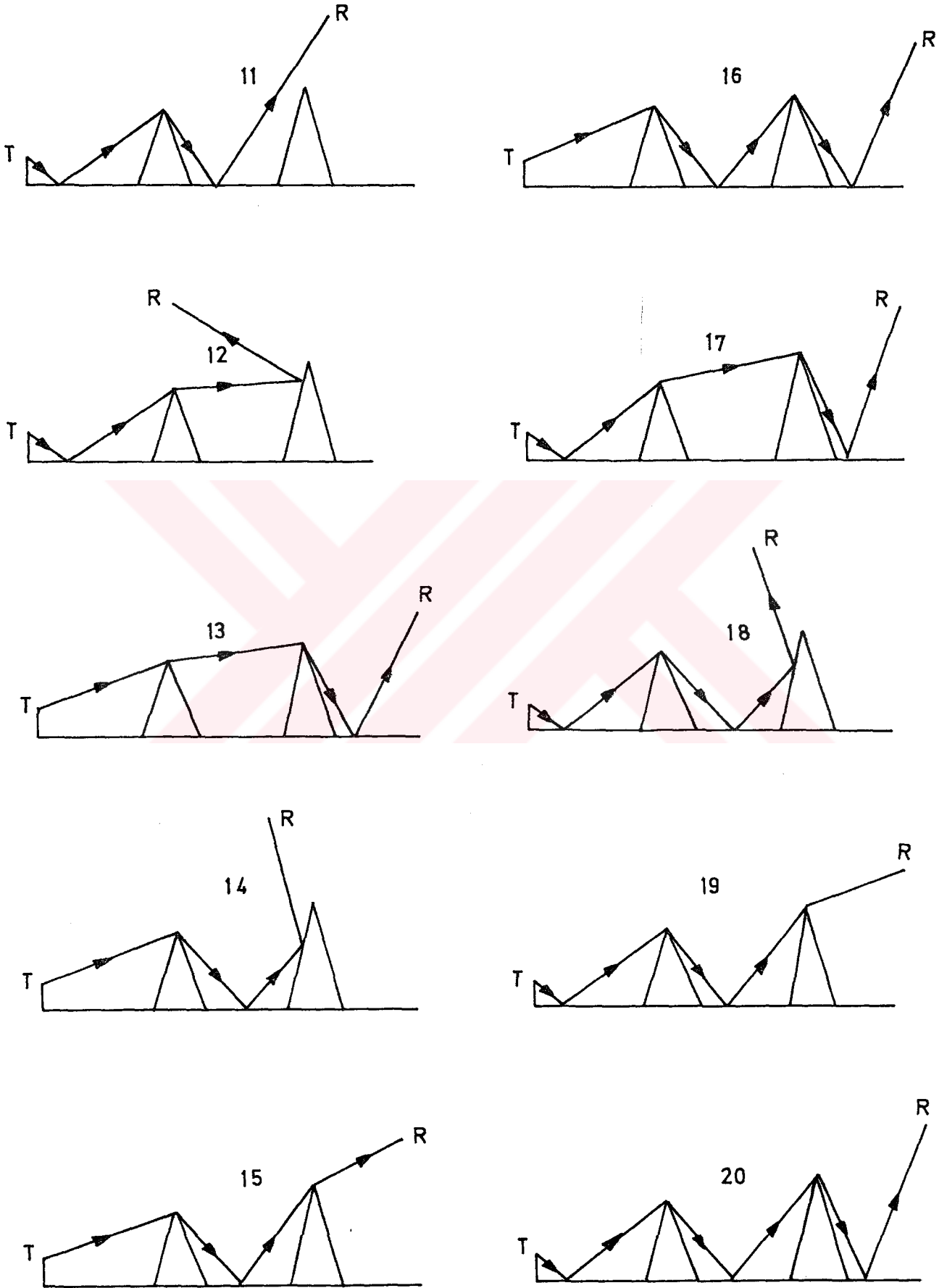
Şekil 9.24. Uzak Alan Yaklaşımı İçin Modelleme

Bu bölümde Şekil 9.24 deki model geometri için uzak alan yaklaşımı yapılmış ve Şekil 9.25 de görülen yirmi adet ışın kullanılmıştır. Model parametreleri Şekil 9.1 de olduğu gibidir. Radar anteninin ışıma örüntüsü (9.7) eşitliğiyle verilir. Işınlardan bazıları belirli koşullar sağlandığında hesaba katılmaktadır. Bu ışınlar şunlardır:

- 1) direkt ışın
- 2) yansıyan ışın
- 3) yansıyan ışın (I. kama yüzeyi)
- 4) kırınan ışın
- 5) yansıyan-kırınan ışın



Şekil 9.25.a. Uzak Alan Yaklaşımında Kullanılan Işıklar



Sekil 9.25.b. Uzak Alan Yaklaşımında Kullanılan Işıklar

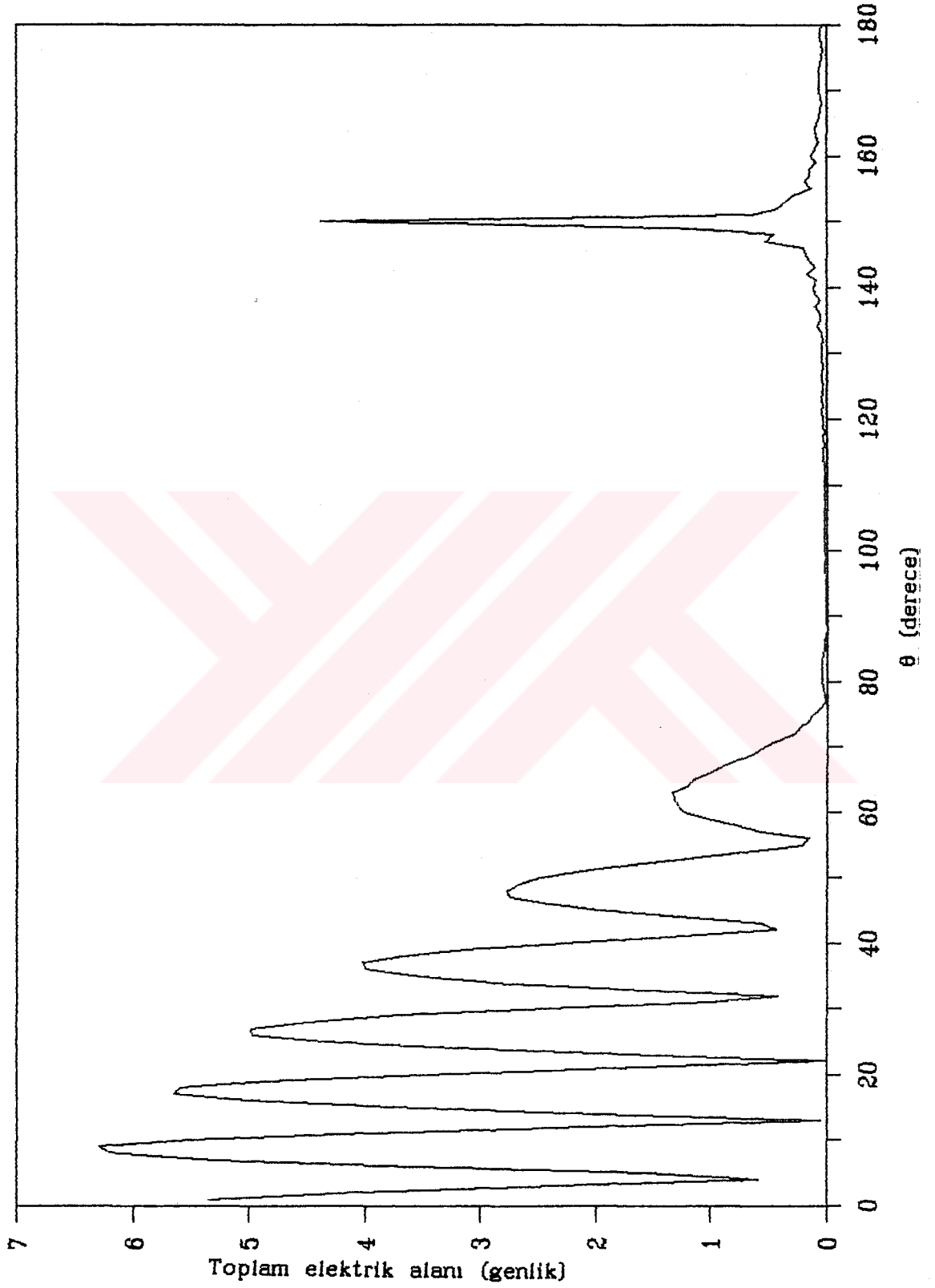
- 6) kırınan-kırınan ışın
- 7) kırınan-yansıyan ışın
- 8) kırınan-yansıyan ışın (II. kama yüzeyi)
- 9) yansıyan-yansıyan ışın (I. kama yüzeyi)
- 10) yansıyan-kırınan-kırınan ışın
- 11) yansıyan-kırınan-yansıyan ışın
- 12) yansıyan-kırınan-yansıyan ışın (II. kama yüzeyi)
- 13) kırınan-kırınan-yansıyan ışın
- 14) kırınan-yansıyan-yansıyan ışın (II. kama yüzeyi)
- 15) kırınan-yansıyan-kırınan ışın
- 16) kırınan-yansıyan-kırınan-yansıyan ışın
- 17) yansıyan-kırınan-kırınan-yansıyan ışın
- 18) yansıyan-kırınan-yansıyan-yansıyan ışın (II. kama yüzeyi)
- 19) yansıyan-kırınan-yansıyan-kırınan ışın
- 20) yansıyan-kırınan-yansıyan-kırınan-yansıyan ışın

$0^{\circ} < \theta < 180^{\circ}$ aralığında yukarıda verilen yirmi adet ışını gözönünde bulundurarak toplam alanı hesaplayan bir bilgisayar programı yazılmıştır. Çeşitli model parametreleri için E-düzlemi ışıma örüntüsü genlik ve logaritmik olarak çizdirilmiştir (Bkz.Şekil 9.26-9.31)

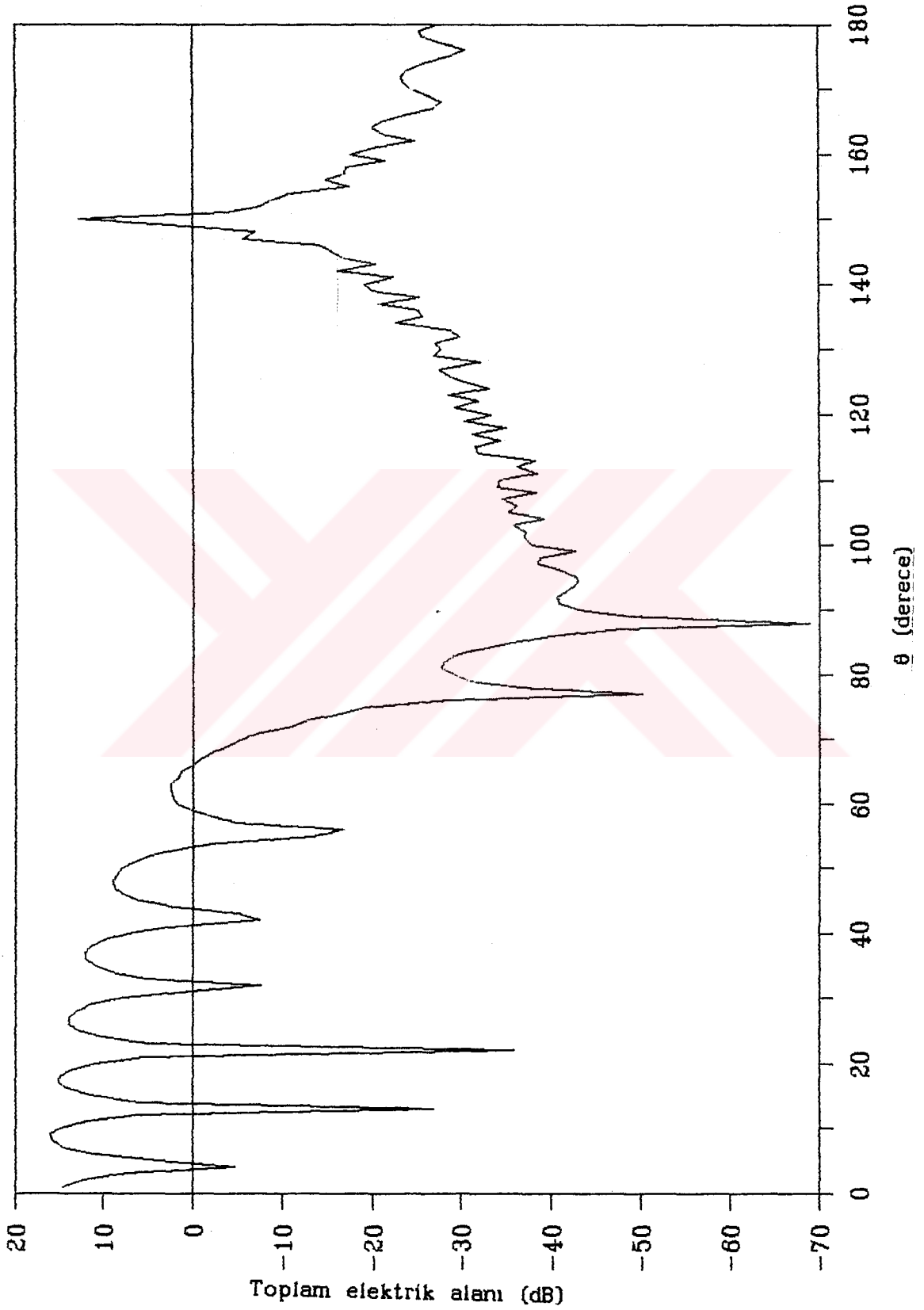
Bu şekillerde kaynak yüksekliğinin ve çalışma frekansının belirleyici parametreler olduğu görülmektedir. Çalışma frekansının artırılması salınımların sıklaşmasına neden olmaktadır.

$145^{\circ} < \theta < 155^{\circ}$ aralığında birinci kama yüzeyinden yansıyan ışınların katkısı diğer ışınlarla oranla daha baskındır.

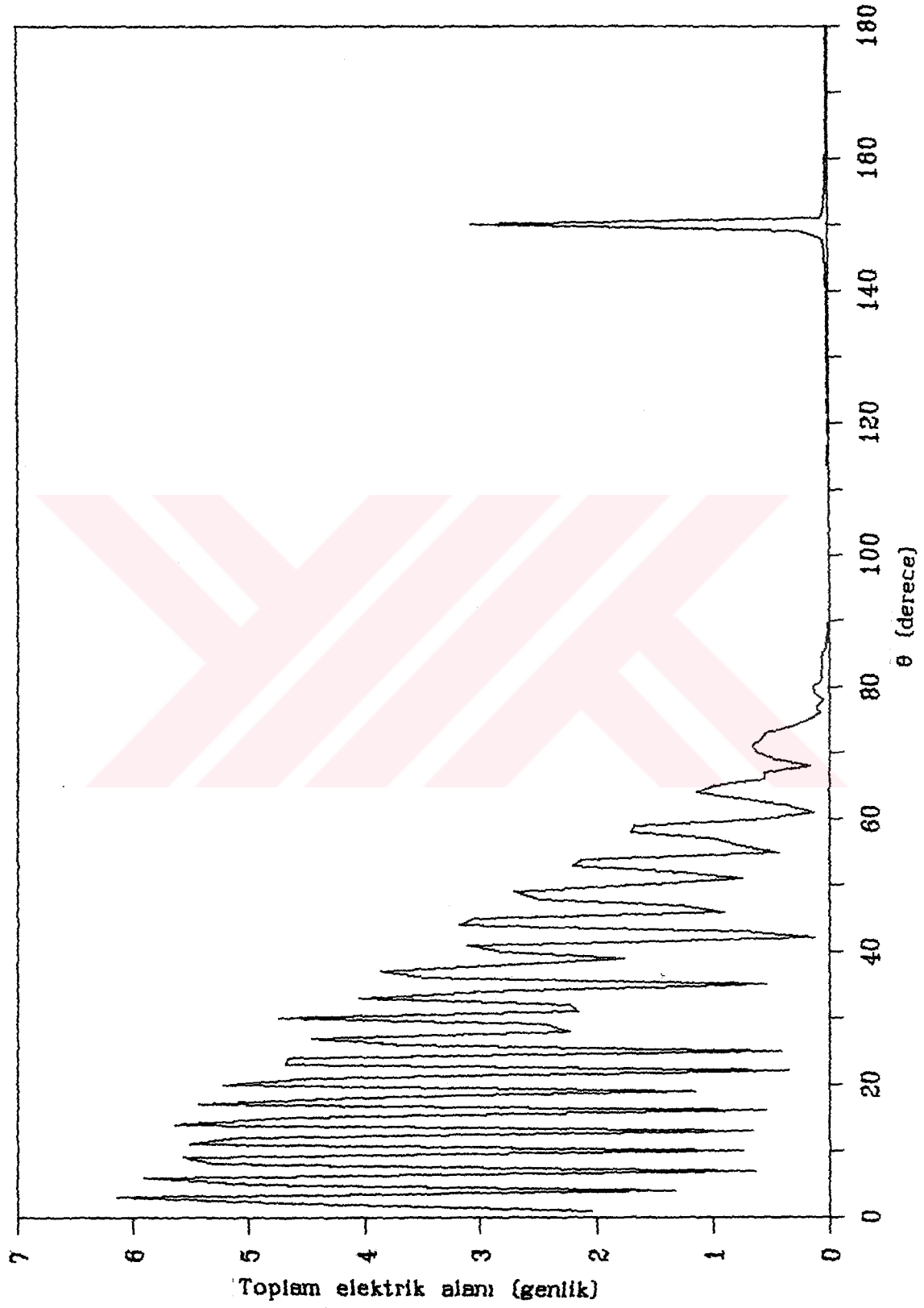




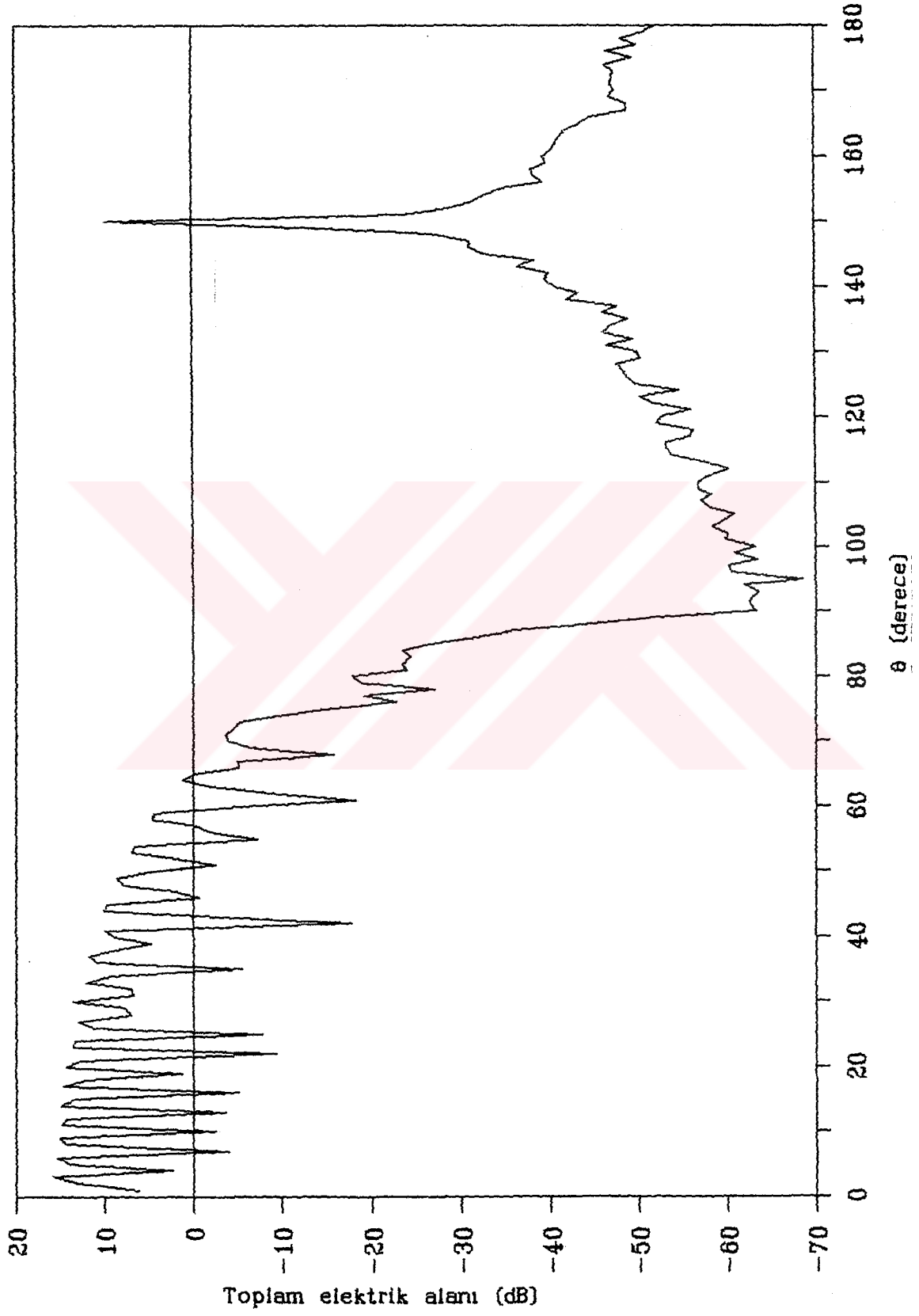
Sekil 9.26.a. $h_0=1\text{m}$, $h_1=10\text{m}$, $h_2=15\text{m}$, $f=1\text{GHz}$, $d_1=1\text{km}$, $d_2=1\text{km}$,
 $WA1-WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı



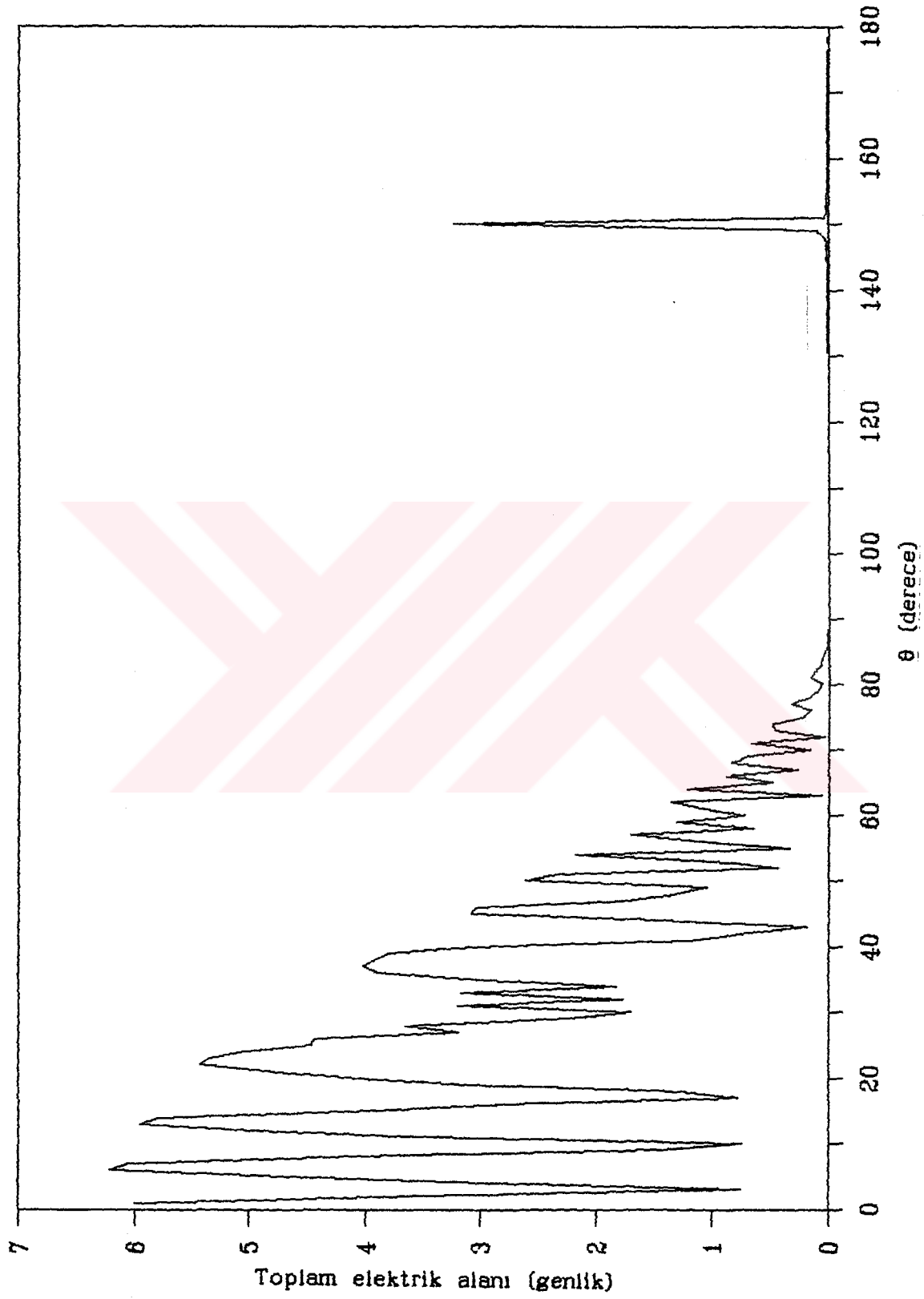
Şekil 9.26.b. $h_0=1\text{m}$, $h_1=10\text{m}$, $h_2=15\text{m}$, $f=1\text{GHz}$, $d_1=1\text{km}$, $d_2=1\text{km}$,
 $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı (logaritmik)



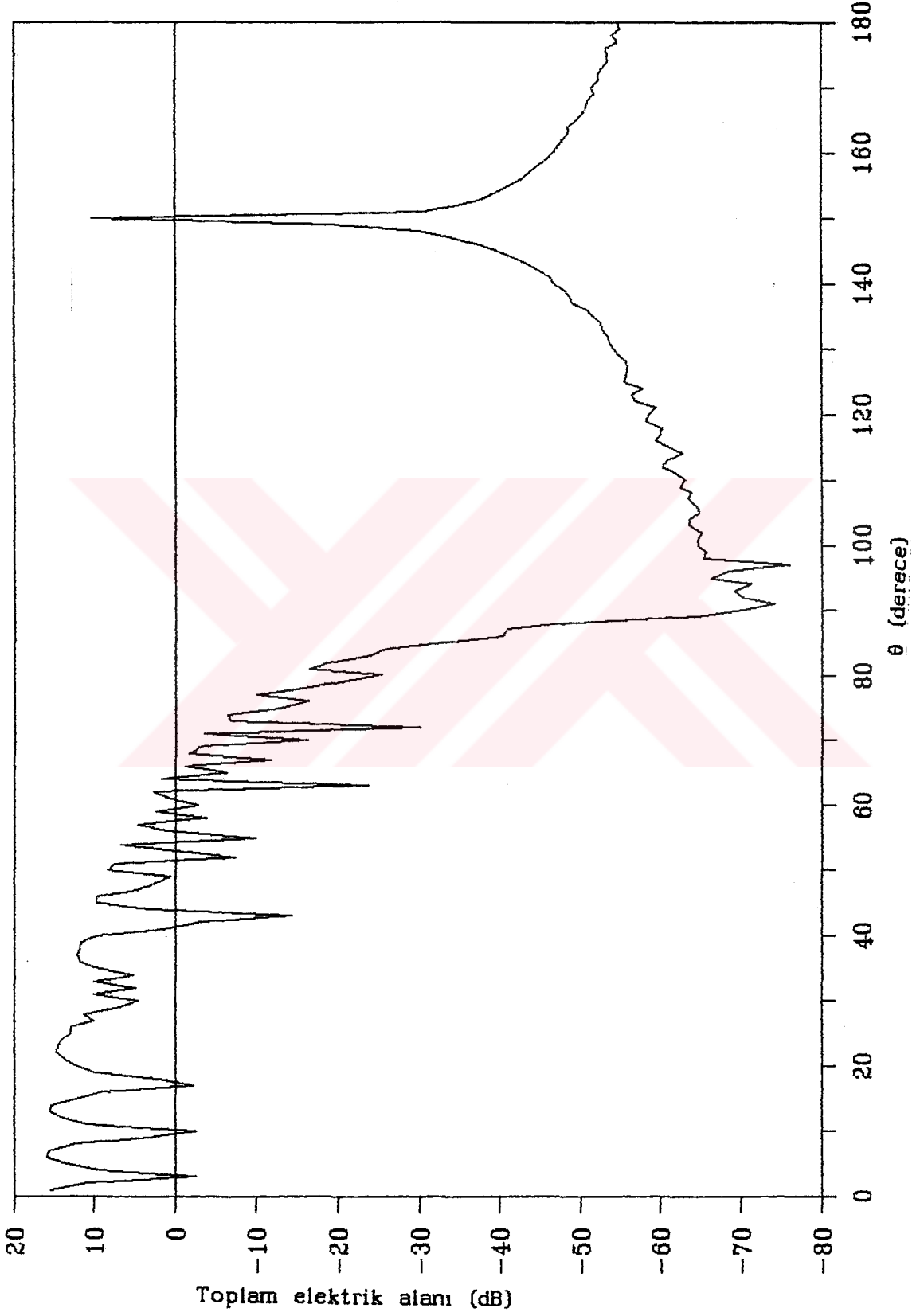
Şekil 9.27.a. $h_0=0.3\text{m}$, $h_1=100\text{m}$, $h_2=200\text{m}$, $f=10\text{GHz}$, $d_1=10\text{km}$, $d_2=10\text{km}$,
 $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı



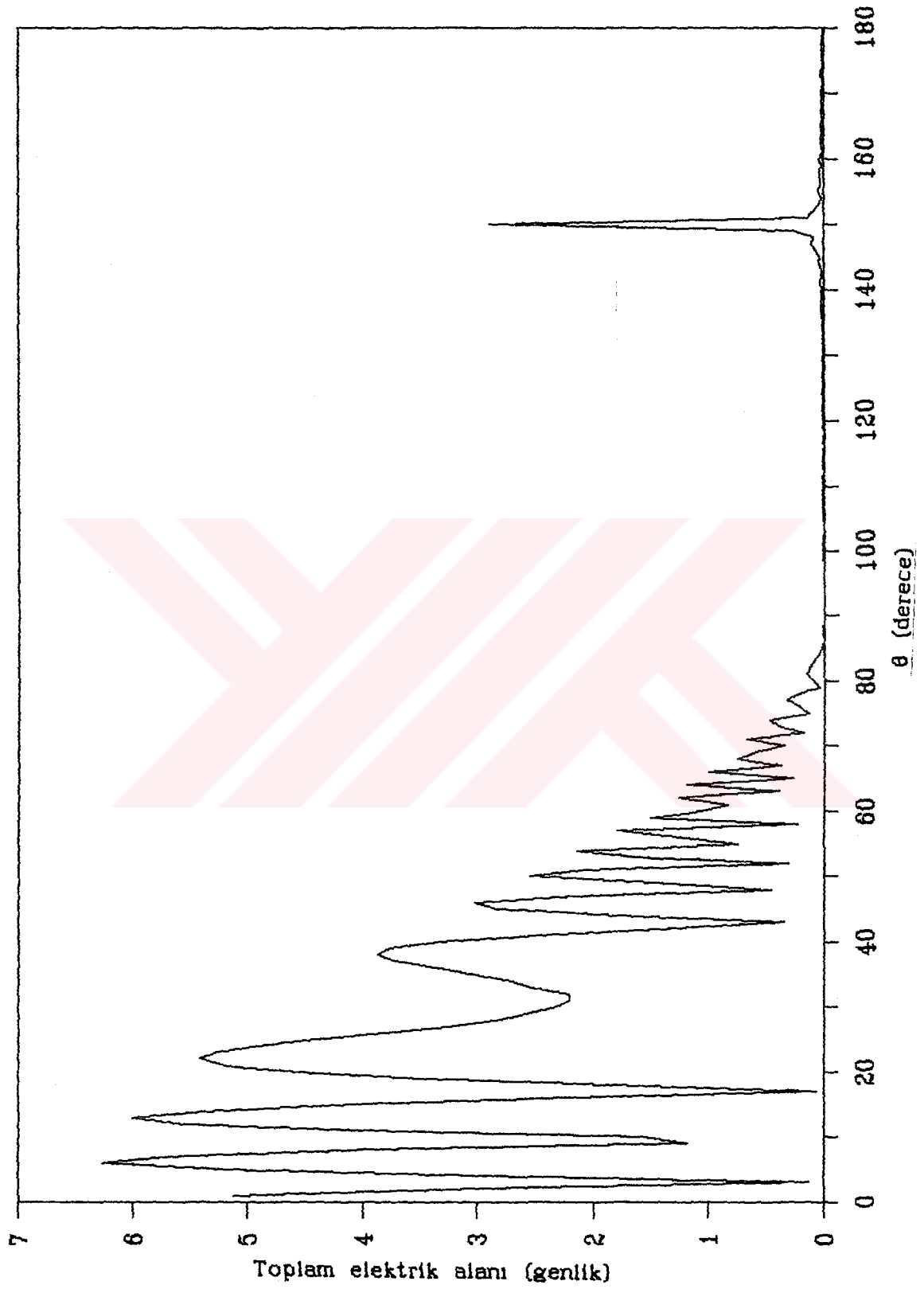
Sekil 9.27.b. $h_0=0.3\text{m}$, $h_1=100\text{m}$, $h_2=200\text{m}$, $f=10\text{GHz}$, $d_1=10\text{km}$, $d_2=10\text{km}$,
 $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı (logaritmik)



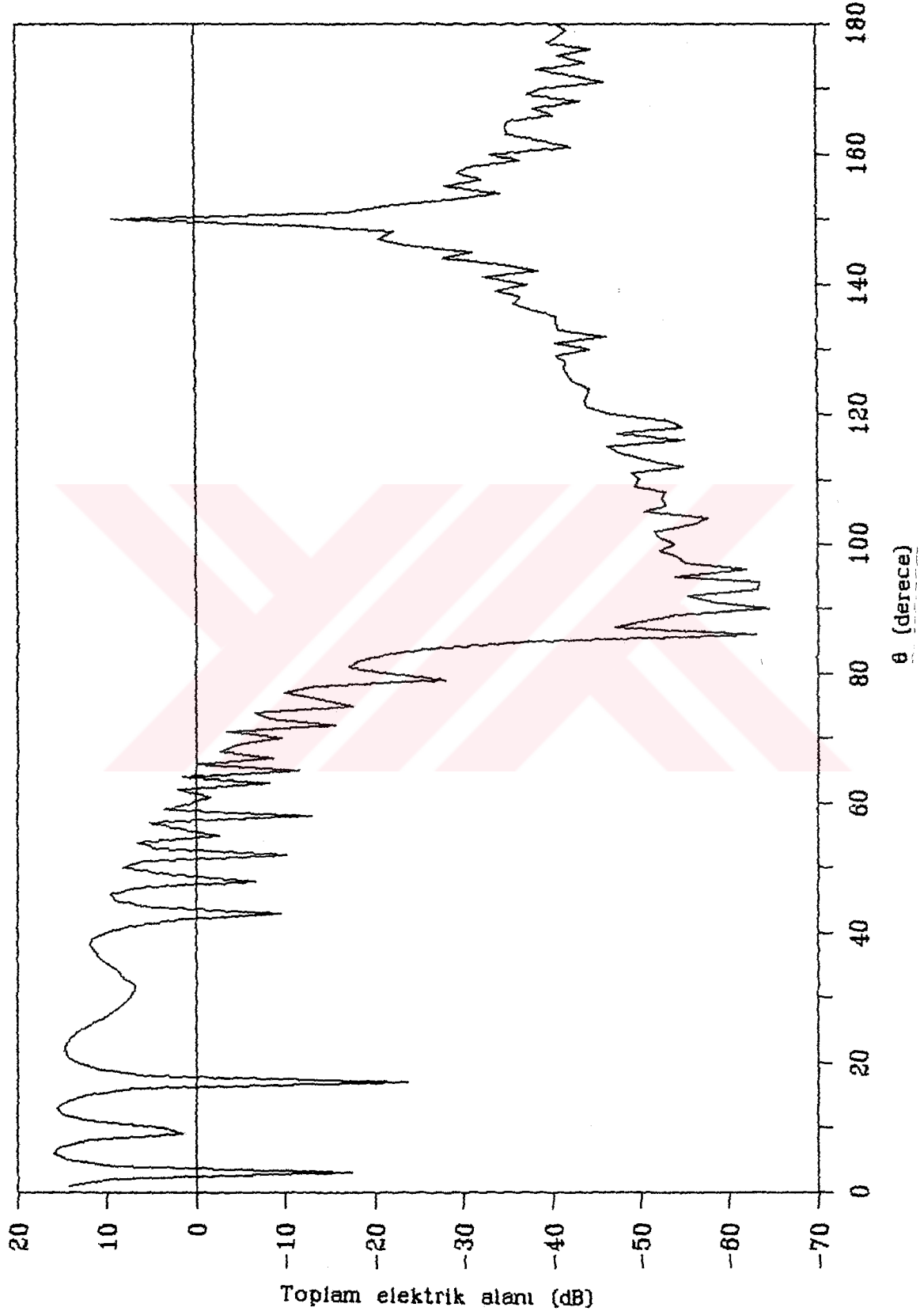
Sekil 9.28.a. $h_0=1\text{m}$, $h_1=100\text{m}$, $h_2=200\text{m}$, $f=10\text{GHz}$, $d_1=10\text{km}$, $d_2=10\text{km}$,
 $WA1-WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı



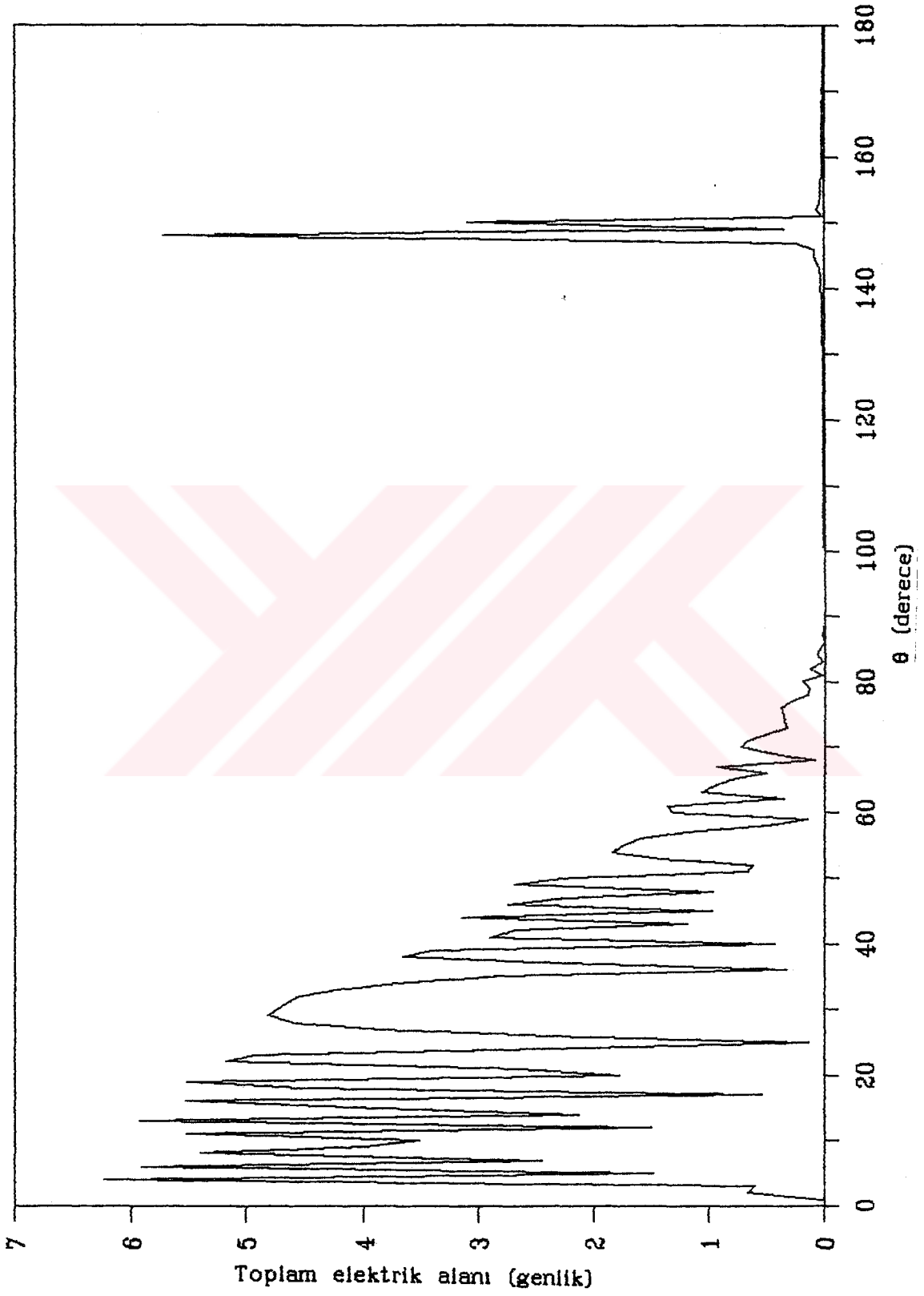
Sekil 9.28.b. $h_0=1\text{m}$, $h_1=100\text{m}$, $h_2=200\text{m}$, $f=10\text{GHz}$, $d_1=10\text{km}$, $d_2=10\text{km}$, $WA_1=WA_2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı (logaritmik)



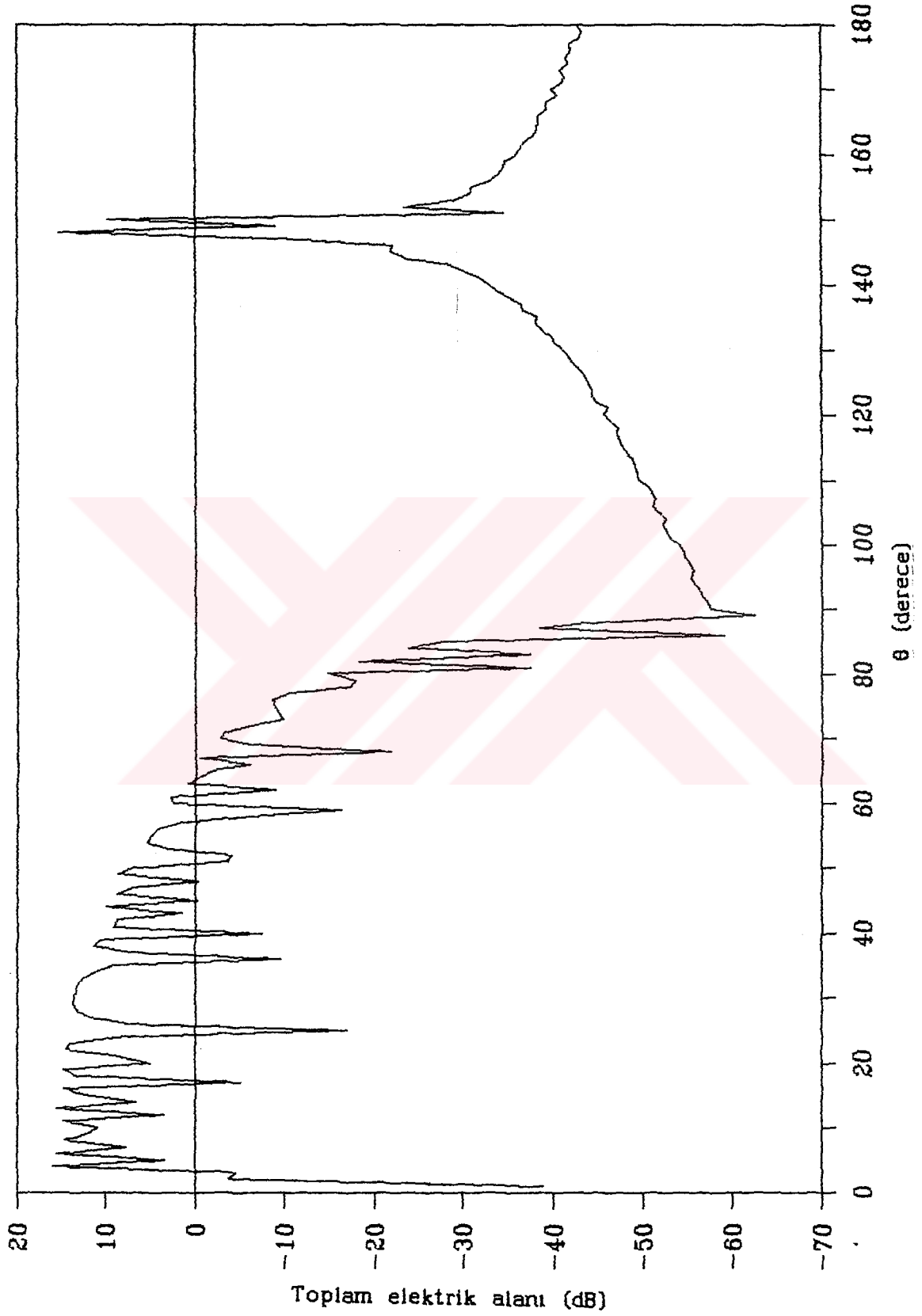
Şekil 9.29.a. $h_0=1\text{m}$, $h_1=10\text{m}$, $h_2=20\text{m}$, $f=10\text{GHz}$, $d_1=1\text{km}$, $d_2=1\text{km}$,
 $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı



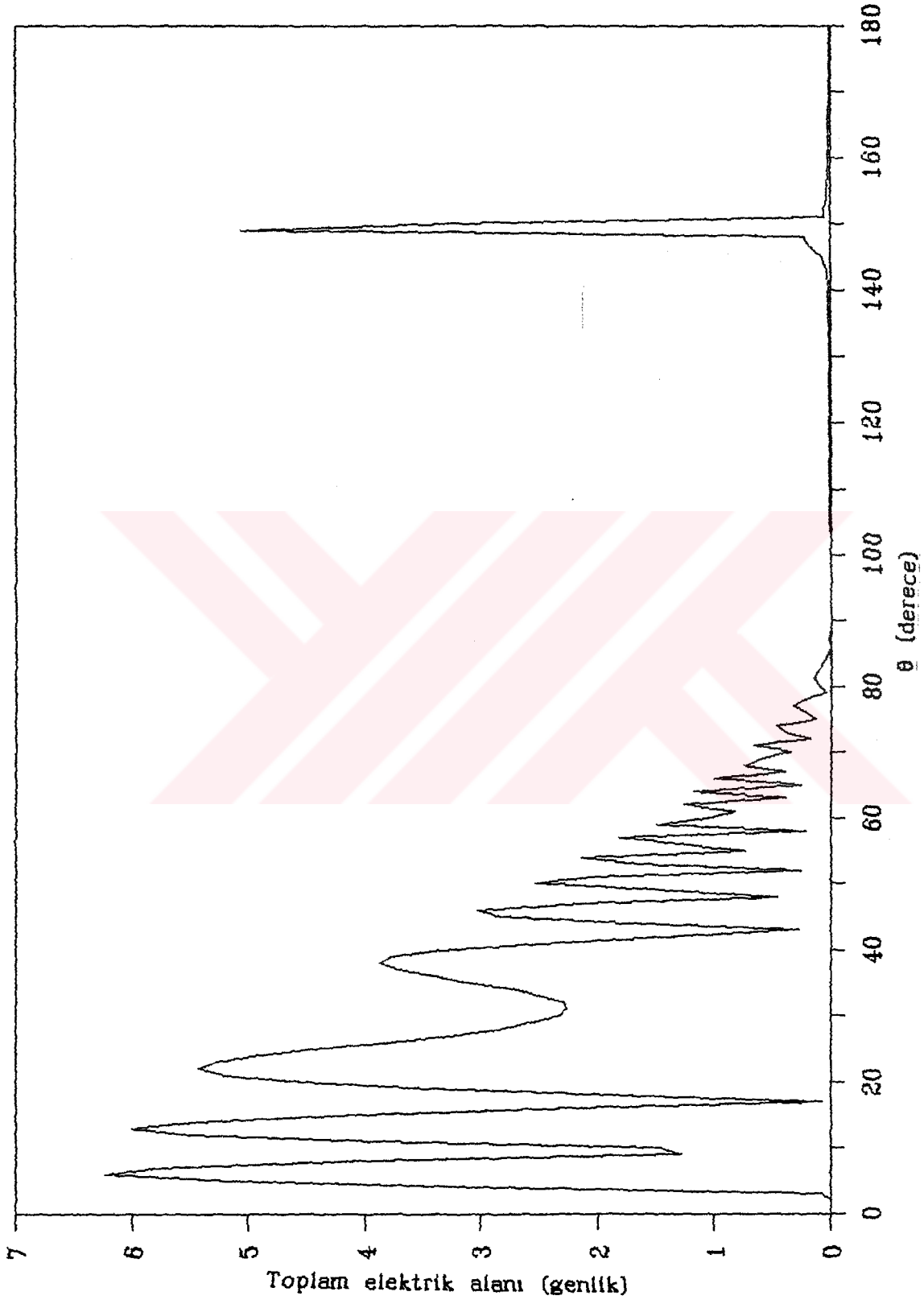
Şekil 9.29.b. $h_0=1m$, $h_1=10m$, $h_2=20m$, $f=10GHz$, $d_1=1km$, $d_2=1km$,
 $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı (logaritmik)



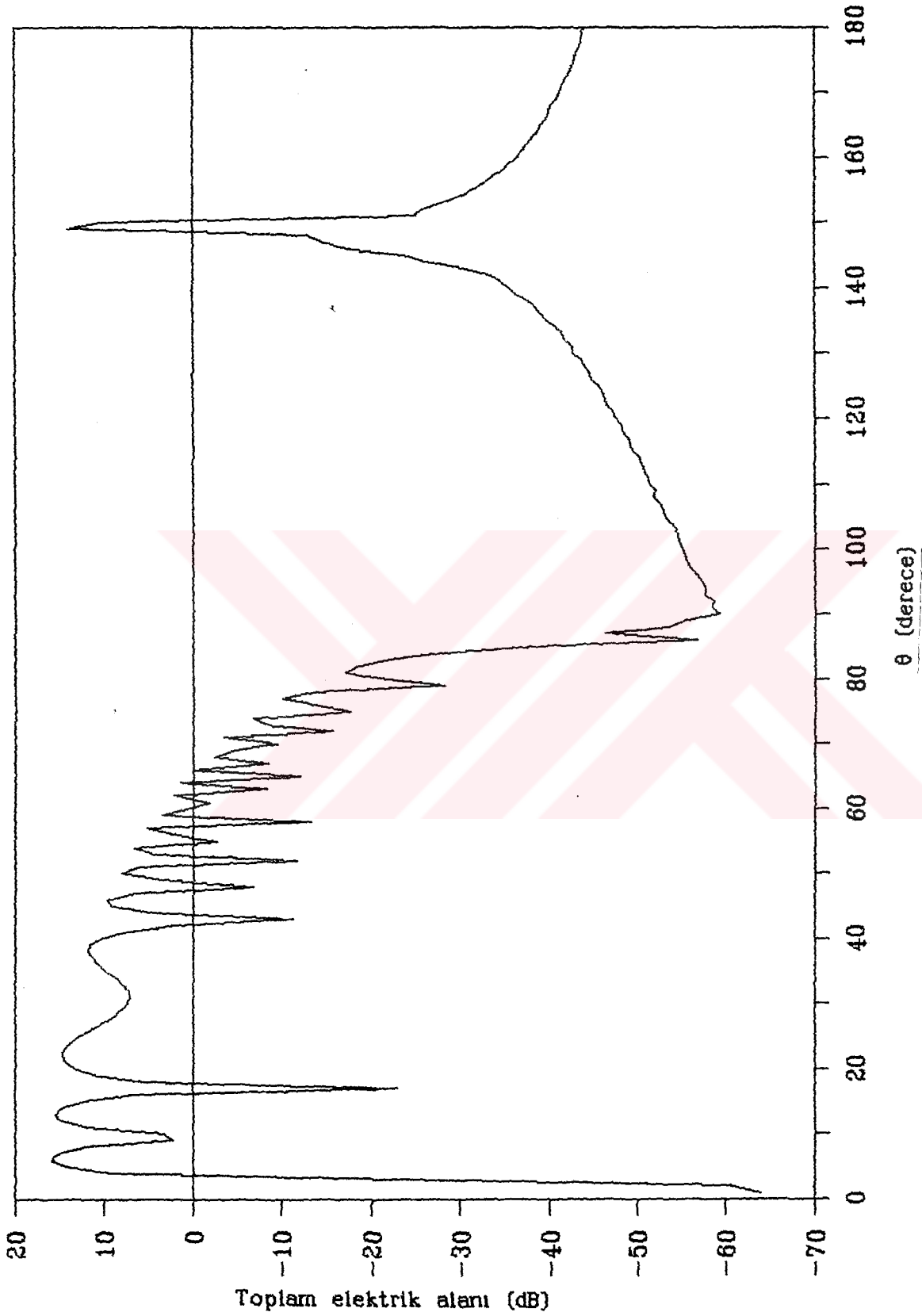
Şekil 9.30.a. $h_0=3\text{m}$, $h_1=120\text{m}$, $h_2=210\text{m}$, $f=10\text{GHz}$, $d_1=3\text{km}$, $d_2=3\text{km}$, $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı



Sekil 9.30.b. $h_0=3m$, $h_1=120m$, $h_2=210m$, $f=10GHz$, $d_1=3km$, $d_2=3km$,
 $WA_1=WA_2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı (logaritmik)



Sekil 9.31.a. $h_0=1\text{m}$, $h_1=20\text{m}$, $h_2=100\text{m}$, $f=10\text{GHz}$, $d_1=1\text{km}$, $d_2=1\text{km}$,
 $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı



Şekil 9.31.b. $h_0=1m$, $h_1=20m$, $h_2=100m$, $f=10GHz$, $d_1=1km$, $d_2=1km$,
 $WA1=WA2=30^\circ$ için toplam elektrik alanı (logaritmik)

10. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Tez çalışmamızda geometrik kırınım kuramı (GKK) ve Uniform kırınım kuramı (ÜKK) ayrıntılı olarak incelenmiş ve çeşitli modellere uygulanarak bilgisayar programları yazılmıştır.

Beşinci ve altıncı bölümlerde düzlem ve küresel dalga gelişimi için kamadan saçılma ele alınmış, geometrik optik alan, kırınan alan ve toplam alanlar çizdirilmiştir. Geometrik optik alan ile kırınan alanın toplamı olarak ifade edilen toplam alanın gölge ve yansıma sınırlarında sürekli ve sonlu olduğu gözlenmiştir. Bu süreklilik Uniform kırınım kuramının geometrik kırınım kuramına en önemli katkısıdır. Yine altıncı bölümde H-düzlemi toplam alanın kama yüzeylerinde beklendiği gibi sıfır olduğu görülmüştür.

Yüzey eğriliğindeki süreksizliğin etkisi yedinci bölümde incelenmiş, çeşitli eğrilik yarıçapları için kırınan alanlar

bulunmuştur. Kırınan alana maksimum katkının yansıma sınırında olduğu ve yüzey eğrilik yarıçapı arttıkça (yüzey sonsuz bir düzlem biçimine dönüştükçe) kırınan alanın genişliğinin küçüldüğü, bir başka deyişle kırınım olayının ağırlığını yitirmeye başladığı gözlenmiştir.

Sekizinci bölümde Uniform kırınım kuramı kullanılarak hiperbol kesitli bir yansıtıcı için H-düzlemi, Uniform asimptotik kuram kullanılarak da düzlem yansıtıcı için E-düzlemi ışıma örüntüleri elde edilmiştir. Bu örüntülerde, yansıma ve gölge sınırlarında toplam alan geometrik optik alanın yarısına eşit bulunmuştur.

Dokuzuncu bölümde, örüntü yayılma faktörü F tanımlanarak, yer-yer, yer-hava haberleşmesi ve alçak irtifa radarları için geniş uygulama alanı olan toprak düzlemi ve kama biçimli engellerden saçılma modellenmiştir. Tekli kama saçılmasında radarın uçağı hangi yükseklikte sezebileceği, radar ve geometri parametrelerindeki değişmelerin sonucu nasıl etkileyeceği bölüm

9.2 de sunulmaktadır. Sezme yüksekliği frekans arttıkça artmaktadır. Model geometrisine ve radar parametrelerine bağlı olarak belirli bir frekansın altında uçak her yükseklikte sezilebilir [23]. Radar engel arası uzaklık azaltıldığında, radarın görüş alanının kapanması nedeniyle sezme yüksekliği artmaktadır. Engel uçak arası uzaklık azaltıldığında da sezme yüksekliği düşmektedir. Radar anteninin yükseltilmesi uçağın daha düşük yüksekliklerde sezilebilmesine olanak vermektedir.

Toprak düzlemi ve iki kamadan saçılmada da tekli kama saçılmasındakine benzer sonuçlar elde edilmiştir.

Toprak düzlemi ve iki kama için uzak alan yaklaşımı kullanılarak elde edilen ısıma örüntülerinde, anten yüksekliğinin ve çalışma frekansının belirleyici parametreler olduğu görülmektedir. Çalışma frekansının artırılması salınımların sıklaşmasına neden olmaktadır.

Tez çalışmamızda kama yüzeyleri mükemmel iletken alınmıştır. Kama yüzeylerinin sonlu iletkenliğe sahip olması durumu için yapılan çalışmalar literatürde mevcuttur ve bu durum için bulunan sonuçlar ölçümlerle daha iyi uyusmaktadır [21].

Uniform kırınım kuramının moment metodu ile birleştirilmesi, bu kuramın her türlü geometri için uygulanabilir hale gelmesini sağlamaktadır [3],[27].

Bundan sonraki çalışmalarda uniform kırınım kuramı çoklu saçılmaları içerecek biçimde genişletilebilir ve gerçek arazi koşullarına uygulanabilir [1],[5],[15],[19],[20],[24],[26], ayrıca eğri yüzeylerden kırınım [8],[17] ve eğrilikte süreksizlik [28] ele alınabilir.

Ek-Açıklamalar A

EĞRİLİK YARIÇAPLARI

Yansıyan dalgacephesinin temel eğrilik yarıçapları ρ_1^r ve ρ_2^r

küresel dalga için şöyle verilir [14] :

$$\frac{1}{\rho_{1,2}^r} = \frac{1}{s'} + \frac{1}{\cos\theta^i} \left[\frac{\sin^2\theta_2}{R_1} + \frac{\sin^2\theta_1}{R_2} \right] \pm \sqrt{\frac{1}{\cos^2\theta^i} \left[\frac{\sin^2\theta_2}{R_1} + \frac{\sin^2\theta_1}{R_2} \right]^2 - \frac{4}{R_1 R_2}} \quad (A.1)$$

(A.1) eşitliğinde θ^i geliş açısıdır. $\hat{u}_1$ ve $\hat{u}_2$ yüzeyin temel yöneltleri olmak üzere, θ_1 ve θ_2 sırasıyla gelen dalga ile $\hat{u}_1$ ve $\hat{u}_2$ arasındaki açıyı verir. R_1 ve R_2 , yüzeyin asal eğrilik yarıçaplarıdır.

Ek-Açıklamalar B

GEÇİŞ İŞLEVLERİ

Geçiş işlevleri ve $\text{sgn}(X)$ işlevi aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$Q(X) = \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\pi}} \int_{\sqrt{X}}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau \quad (\text{B.1})$$

$$Q_a(X) = \frac{e^{-j(X+\pi/4)}}{2\sqrt{\pi X}} \quad (\text{B.2})$$

$$F(X) = Q(X)/Q_a(X) = 2j\sqrt{X} \exp(jX) \int_{\sqrt{X}}^{\infty} e^{-j\tau^2} d\tau \quad (\text{B.3})$$

$$W(X) = Q(X) - Q_a(X) \quad (\text{B.4})$$

$$\text{sgn}(X) = \begin{cases} +1 & X > 0 \\ -1 & X < 0 \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ

- [1] AYASLI, S., "SEKE: A computer model for low altitude radar propagation over irregular terrain," IEEE Trans. Antennas Propagat. vol.AP-34, pp.1013-1023, Aug. 1986.
- [2] BOERSMA, J. and Lewis, R. M., "Uniform asymptotic theory of edge diffraction," Journal of Mathematical Physics, vol.10, pp.2291-2305, Dec. 1969.
- [3] BURNSIDE, W. D., YU C. L. and MARHEFKA, R. J., "A technique to combine the geometrical theory of diffraction and the moment method," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.AP-23, pp.551-558, July 1975
- [4] BUYUKDURA, O. M., "Egrilikte sureksizlikten kırınım," Elektrik Mühendisliği II. Ulusal Kongresi, 316-317, 1987.
- [5] CARLSON, A. B. and WATERMAN, A. T., "Microwave propagation over mountain diffraction paths," IEEE Trans. Antennas Propagat. vol.AP-14, July 1966.

- [6] CASHMAN, J. D., "Comments on 'A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface," IEEE Trans. Antennas Propagat., pp.447-451, May 1977.
- also the authors' reply (R. G. Kouyoumjian and P. H. Pathak)
- [7] CHRISTIANSEN, P. L., "Comparison between edge diffraction processes," Proc. IEEE, vol.62, pp.1462-1468, Nov. 1974.
- [8] DESCHAMPS, G. A., "Ray techniques in electromagnetics," Proc. IEEE, vol.60, pp.1022-1035, Sept. 1972.
- [9] JULL, E. V., Aperture Antennas and Diffraction Theory: IEE Electromagnetic Waves Series 10, Peter peregrinus Ltd., Stevenage, UK and New York, 1981.
- [10] KELLER, J. B., "Diffraction by an aperture," Journal of Applied Physics, vol.28, pp.426-444, April 1957.
- [11] KELLER J. B., "Geometrical theory of diffraction," J. Opt. Soc. Am., vol.52, pp.116-130, 1962.
- [12] KOUYOUMJIAN, R. G., "Asymptotic high frequency methods," Proc. IEEE, vol.53, pp.864-876, Aug. 1965.

- [13] KOUYOUMJIAN, R. G., "The geometrical theory of diffraction and its application," in *Numerical and Asymptotic Techniques in Electromagnetics*, Springer-Verlag, pp.165-215, New York, 1975.
- [14] KOUYOUMJIAN, R. G. and PATHAK, P. H., "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface," *Proc. IEEE*, vol.62, pp.1448-1461, Nov. 1974.
- [15] KOUYOUMJIAN, R. G. and TIBERIO, R., "An analysis of diffraction at edges illuminated by transition region fields," *Radio Science*, vol.17, pp.323-336, March-April 1982.
- [16] KULAÇ, S., *Radar Sistemlerinin İncelenmesi ve Bıçak Kenarlı Engellerden Saçılmanın Modellenmesi: Yüksek Lisans Tezi*, H. Ü., Temmuz 1988.
- [17] LEE, S. W. and BREMMER, H., "Geometrical optics solution of reflection from arbitrarily curved surface," *Radio Science*, vol.17, pp.1117-1131, Sept.-Oct. 1982.
- [18] LEE, S. W. and DESCHAMPS, G. A., "A uniform asymptotic theory of electromagnetic edge diffraction by a curved wedge," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* vol.AP-24, pp.25-34, Jan. 1976.

- [19] LUEBBERS, R. J., UNGVICHIAN, V. and MITCHELL, L., "GTD terrain reflection model applied to ILS glide scope," IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst., pp.11-19, Jan 1982.
- [20] LUEBBERS, R. J. and CHAMBERLIN, K. A., "An evaluation of Longley-Rice and GTD propagation models," IEEE Trans. Antennas Propagat. vol.AP-30, pp.1093-1098, Nov. 1982.
- [21] LUEBBERS, R. J., "Finite conductivity uniform GTD versus knife edge diffraction in prediction of propagation path loss," IEEE Trans. Antennas Propagat. vol.Ap-32, pp.70-76, Jan. 1984
- [22] LUEBBERS, R. J., "Propagation prediction for hilly terrain using GTD wedge diffraction," IEEE Trans. Antennas Propagat. vol.AP-32, pp.951-955, Sept. 1984
- [23] MEEKS, M. L., Radar Propagation at Low Altitudes: Artech House, Inc, 1982.
- [24] MEEKS, M. L., "VHF propagation over hilly forested terrain," IEEE Trans. Antennas Propagat. vol.AP-31, pp.483-489, May 1983.

- [25] MOLINET, F. A., "GTD/UTD: Brief history of successive development of theory and recent advances: applications to antennas on ships and aircraft," AGARD Lecture Series No.165, Sept. 1989.
- [26] POGORZELSKI, R. J., "A note on some common diffraction link loss models," Radio Science, vol.17, pp.1536-1540, Nov-Dec. 1982.
- [27] SAHALOS, J. N. and THIELE, G. A., "On the application of the GTD-MM technique and its limitations," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol.AP-29, pp.780-786, Sept. 1981.
- [28] SENIOR, T. B. A., "The diffraction matrix for a discontinuity in curvature," IEEE Trans. Antennas Propagat. vol.AP-20, pp.326-333, May 1972.
- [29] SOMMERFELD, A., Optics: Academic Press, New York, 1964.
- [30] STUTZMAN, W. L. and THIELE, G. A., Antenna Theory and Design: Wiley, pp.447-594, 1981.
- [31] SAFAK, M., "High-frequency scattering from a focus-fed paraboloid," in *Developments In Electromagnetic Scattering In High Frequency and Resonance Regions*, METU Symposium Proceedings, June 1980.

[32] YAZGAN, E., Mikrodalga Yansıtıcı Antenlerden Saçılmanın

İncelenmesi: Doktora tezi, H. Ü., Haziran 1981.

