22231

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

JEOFİZİK MÜHENDİSLİĞİ PROGRAMI

BOUGUER ANOMALİ HARİTASINA UYGULANAN İŞLEMLER VE ENKÜÇÜK KARELER YÖNTEMİ İLE YÜZEY UYDURULMASI

Jeof.Müh. Aysel ŞEREN

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünce
"Jeofizik Yüksek Mühendisi"
Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 31.12.1992
Tezin Sözlü Savunma Tarihi : 27.01.1993

Tezin Danışmanı : Yrd.Doç.Dr. Veli KARA

Jüri Üyesi : Doç.Dr. Özer KENAR

Jüri Üyesi : Yrd.Doç.Dr. Kenan GELİŞLİ

Enstitü Müdürü : Doç.Dr. Temel SAVAŞKAN

Aralık - 1992
TRABZON

ÖNSÖZ

Bu tez çalışması, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Jeofizik Mühendisliği Anabilim Dalı Yüksek Lisans programında yapılmıştır.

Çalışmalarımı yöneten ve yönlendiren hocam sayın Yrd.Doç.Dr. Veli KARA'ya, ayrıca yetişmemde emeği geçen hocalarım sayın Doç.Dr. Özer KENAR'a, Yrd. Doç.Dr. Mithat Fırat ÖZER'e, Yrd.Doç.Dr. İlhan OSMANŞAHİN'e ve Yrd.Doç.Dr. Kenan GELİŞLİ'ye en içten teşekkürlerimi sunarım.

Gerek veri sağlanmasında gerekse bazı progamların hazırlanmasında büyük yardımlarını gördüğüm T.P.A.O. elemanlarından sayın Jeof.Müh.Dr. Mustafa MURATHANOĞLU'na, sayın Jeof.Müh. Sait YÜKSEL'e ve sayın Jeof.Yük.Müh. Mustafa Ali ENGİN'e teşekkür ederim. Ayrıca görüş ve bilgilerinden yararlandığım program desteği aldığım D.E.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümü elemanlarından sayın Doç.Dr. Mustafa ERGÜN'e, sayın Doç.Dr. Zafer AKÇIĞ'a ve sayın Arş.Gör.Dr. Çoşkun SARI'ya teşekkür ederim. Jeolojik kesitlerin çıkarılmasında yardım aldığım K.T.Ü. Jeoloji Mühendisliği Bölümünden sayın Arş.Gör.Dr. Cemil YILMAZ'a çok teşekkür ederim.

Mezun olduğum ve halen görev yaptığım K.T.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümündeki, çalışmalarım süresince sonsuz yardım ve desteğini gördüğüm arkadaşım sayın Jeof.Müh. Nilgün SAYIL'a ve diğer arkadaşlarıma içten teşekkür ederim.

Aralık 1992 Aysel ŞEREN

İÇİNDEKİLER

ÖZET

Gravite yöntemi, yeraltında bulunan farklı yoğunluktaki kütlelerin yeryüzünde meydana getirdiği çekim etkisi değişiminin ölçülmesinde kullanılır. Yeryüzünde yapılan ölçüm değerlerine bir takım düzeltmeler uygulandıktan sonra elde edilen Bouguer belirti (anomali) değerleri, sığ (rezidüel) ve derin yapısal (rejyonal) etkilerin toplamından oluşur. Çalışmanın amacına göre, bu etkiler birbirinden ayrılmalıdır. Şöyle ki, daha derin ve bölgesel bir yapı ile ilgileniliyor ise sığ etkilerin, yok yüzeye yakın yerel etkilerin araştırılması ile ilgileniliyor ise, derin etkilerin Bouguer anomalisinden atılması gerekir. Bunun için çeşitli yöntemler geliştirilmiştir.

Bu çalışmada, sığ ve derin etkilerin birbirinden ayrılması için süzgeçleme, yukarı analitik uzanım, aşağı analitik uzanım, ikinci türev ve yüzey uydurma işlemleri yapılarak elde edilen sonuçlar birbirleri ile kıyaslanmıştır. Süzgeçleme işleminde, süzgeç operatörleri Fuller ve Hankel dönüşümü ile belirlenmiştir. Yukarı analitik uzanım, aşağı analitik uzanım ve ikinci türev işlemlerinde Fuller dönüşümü kullanılmıştır. Yüzey uydurma işleminde ise enküçük kareler yönteminden yararlanmıştır. Burada kullanılan yöntemler önce yapay bir veri üzerinde denendikten sonra Kuzey Adıyaman yöresine ait Bouguer belirti haritasına uygulanmıştır. Elde edilen sonuçlardan bölgenin yapısal jeolojisi hakkında bir yoruma gidilmiştir.

SUMMARY

Gravity method is extensively used in the measurement of attraction effects caused by rocks having different densities. Bouguer anomaly values which are obtained after some corrections, consist of regional and residual parts. These parts should be seperated for the purpose of the study. If we are interested in deep regional structures shallow effects, in the case of considering shallow structures or regional effects must be removed from the Bouguer anomaly. This could be accomplished by several techniques.

For the determination of the effects of shallow and deep structures, filtering, upward and downward continuation, second derivative and surface fitting techniques have been applied and the results for each method have been compared and interpreted. Filter operators have been obtained through the use of Fuller and Hankel transformations. Fuller transformation has been used for upward and downward continuation and second vertical derivative processes. Least squares method has been applied for two dimensional trend analysis. The methods which we have used were first tested on artificial data and then applied to the Bouguer anomaly map of the northern region of Adıyaman. The results have been interpreted to evaluate the geological structure of the area.

BÖLÜM 1

GİRİŞ VE GRAVİTENİN TEMEL ESASLARI

1.1. Giriş

Gravite yöntemi, en eski jeofizik yöntemlerden birisini oluşturmaktadır. Bu yöntem, yeraltındaki farklı yoğunluklu kütlelerin meydana getirdiği yerçekimi değişiminin ölçülmesi esasına dayanır. Yeraltının homojen olmaması ve değişik yoğunluklu cisimlerin bulunması nedeni ile yerin çekim ivmesi g' de küçük değişmeler meydana gelir. Bu değişmelerin aletlerle ölçülerek, bu ölçülerin değerlendirilmesi gravite yöntemini oluşturur. Kısaca yöntemin temeli; yeraltındaki farklı yoğunluklardan meydana gelen yerçekimi ivmesi g' nin değişmelerini ölçmek ve bu ölçü değerleri ile yeraltında aranan cisim veya jeolojik yapı hakkında bilgi edinebilmektir.

Gravite yönteminde; kuvvet alanı doğrudan doğruya ölçüldüğü halde, yeraltının durumu kolayca belirlenememektedir. Eletrik özdirenç (rezistivite) ve sismik yöntemlerde ise, yapay bir enerji kaynağı kullanılarak elde edilen alan ölçülmekte ve yeraltındaki durum daha kolay anlaşılabilmektedir. Bununla birlikte, bir gravite ölçmesi oldukça duyarlı yapıldığında, benzer yöntemlerle elde edilenlerden çok daha iyi sonuçlara gidilebilir.

Gravite yönteminin uygulanabilmesi için incelenecek bölgede bozucu kütle ile etrafındaki kayacın farklı yoğunluklarda olması ve yeraltındaki katmanların yatay durumda olmaması gerekir. Yeraltında farklı yoğunluklu bir cismin bulunması kütle fazlalığı veya eksikliğini gösterir. Bu durumda anomaliye sebep olan kütle hakkında ayrıntılı bilgi sağlanabilir.

Arazide ölçülen gravite değerlerine gerekli düzeltmeler yapıldıktan sonra, elde edilen Bouguer anomali değerleri uygun ölçekte bir haritaya geçirilir. Eşit değerdeki noktalar birleştirilerek kontur çizgileri (izogal) çizilerek " Bouguer anomali haritası" elde edilir. Bütün değerlendirme yöntemlerinde bu harita esas alınır. Bu harita; yeraltında çeşitli derinliklerde ve farklı yoğunluklarda bulunan cisimlerin etkilerinin toplamından oluşmaktadır.

Gravite sonuçlarının değerlendirilmesinde en önemli nokta; sığ (rezidüel) etkileri derin (rejyonal) etkilerden ayırmaktır. Rejyonal etkiler; Bouguer anomali haritasında yavaş ve düzgün bir değişim gösterir. Buna karşılık, küçük ölçekli sığ yapıların etkileri ise daha hızlı bir değişim gösterir.

1.2. Gravite yönteminin temel ilkeleri

Bilindiği gibi gravite yöntemi, kütlenin çekim etkisine dayanmaktadır. Bu etki ilk defa Newton tarafından analitik olarak tanımlanmıştır. Newton'un genel çekim kanunları şu şekildedir:

Kütleleri m_1 ve m_2, kütle merkezleri arasındaki uzaklık r olan iki kütle arasındaki çekim kuvveti; bu kütlelerin çarpımı ile doğru, kütle merkezleri arasındaki uzaklığın karesi ile ters orantılı olup aşağıdaki bağıntı (1.1) ile verilir.

$$\vec{F} = - G \frac{m_1 \, m_2}{r^2} \vec{r_1} \qquad (1.1)$$

Burada; F, m_2 üzerindeki kuvvet; r_1, m_1'den m_2'ye doğru yönelmiş birim vektör ve G ise evrensel çekim sabitidir. C.G.S. birim sisteminde F din, m_1 ve m_2 gram, r santimetredir. Evrensel çekim sabiti G'nin birimi din-cm²/g² olup değeri $6.673*10^{-8}$ dir.

Dinamiğin temel yasasına göre bir cisme etki eden kuvvet, cismin kütlesi ile ivmesinin çarpıma eşittir:

$$F = m \, g \qquad (1.2)$$

(1.1) bağıntısında m_1 kütlesi olarak yeryuvarının kütlesi (M_e), m_2 olarak ta yeryüzünde herhangi bir m kütlesi alıp, (1.1) ve (1.2) bağıntıları eşitlenirse, m kütlesinin yeryüzündeki ivmesi, yani M_e kütlesinin çekiminden dolayı m_2 kütlesinin alacağı ivme (yerçekimi ivmesi);

$$g = \frac{F}{m_2} = -G \frac{M_e\ m_2}{R_e^2} \vec{r}_1 \frac{1}{m_2}$$

$$g = -G \frac{M_e}{R_e^2} \vec{r}_1 \qquad (1.3)$$

bağıntısı ile verilir. R_e yerkürenin yarıçapı, r_1 yerin merkezinden dışarıya doğru yarıçap boyunca yönelen birim vektördür. Yukarıda verilen (1.3) bağıntısı ile hesaplanan ivme, gravite ivmesi olarak adlandırılır. Yerçekimi ivmesi ilk kez Galileo Galilei tarafından ölçülmüştür. Galileo bu deneyinde Piza kulesi'nin tepesinden yere cisimler atarak yerçekimini ölçmeğe çalışmıştır.

Yerçekimi ivmesinin ortalama değeri 980 cm/sn^2 olup, birimi Galilei'nin ismine atfen "gal" olarak adlandırılmıştır. 1gal=1cm/sn^2 dir. ölçmelerde gal'in binde biri olan "miligal" kullanılır ve kısaca "mgal" olarak gösterilir.

1 mgal = 0.001 gal (cm/sn^2)

Yeryüzünde yerin normal yerçekimi ivmesi 980 gal. civarında olduğundan bir mgal yerçekiminin yaklaşık bir milyonda biridir.

1.3. Gravite potansiyeli

Bir cisim kuvvet alanı içinde bir noktadan diğer bir noktaya hareket ettiği zaman, yaptığı işten dolayı kaybolmayan bir enerji oluşur. Bu tip alanlar "Konservatif Alan" olarak tanımlanırlar. Konservatif alanlarda kuvvetler, bir potansiyel enerji V(x,y,z) fonksiyonundan ileri gelmiştir. Alanın, kartezyen koordinat eksenlerindeki bileşenleri F_x, F_y, F_z dir. Alanın herhangi bir yöndeki bileşeni, potansiyel enerji fonksiyonu V(x,y,z)'nin o yöndeki türevine;

$$F_x = -\frac{\partial V}{\partial x} \qquad F_y = -\frac{\partial V}{\partial y} \qquad F_z = -\frac{\partial V}{\partial z} \qquad (1.4)$$

eşittir. Konservatif bir alan içerisinde; iki nokta arasında hareket eden bir cismin potansiyel enerjisindeki değişimi, cismin aldığı yola bağlı değildir. Böyle bir alan içerisinde bulunan birim kütlenin A dan B ye hareketi sırasında cismin potansiyel enerjisindeki değişim;

$$V_{A \to B} = - \int_A^B X\,dx + Y\,dy + Z\,dz \qquad (1.5)$$

bağıntısı ile verilir. Potansiyel $U_{A \to B}$'yi bulmak için; bu potansiyel enerji değişiminin negatifi alınarak;

$$U_{A \to B} = \int_A^B X\,dx + Y\,dy + Z\,dz \qquad (1.6)$$

şeklinde ve benzer olarak alanın bileşenleri de;

$$X = \frac{\partial U}{\partial x} \qquad Y = \frac{\partial U}{\partial y} \qquad Z = \frac{\partial U}{\partial z} \qquad (1.7)$$

ile verilir. Vektör analizinde F alanı, U potansiyelinin gradyanı olarak

$$F = - \operatorname{grad} U = \left(\frac{\partial U}{\partial x}, \frac{\partial U}{\partial y}, \frac{\partial U}{\partial z} \right) \qquad (1.8)$$

şeklinde tanımlanır. Gravitasyonda önemli olan, nokta kütlenin potansiyelidir. Newton Kanunu'na göre; nokta kütle olarak kabul edilen herhangi bir "m" kütlesinin kendisinden "r" kadar uzaklığında bulunan P noktasına etkisi, m' nin gravite alanı olarak tanımlanarak;

$$F = G \frac{m}{r^2} \qquad (1.9)$$

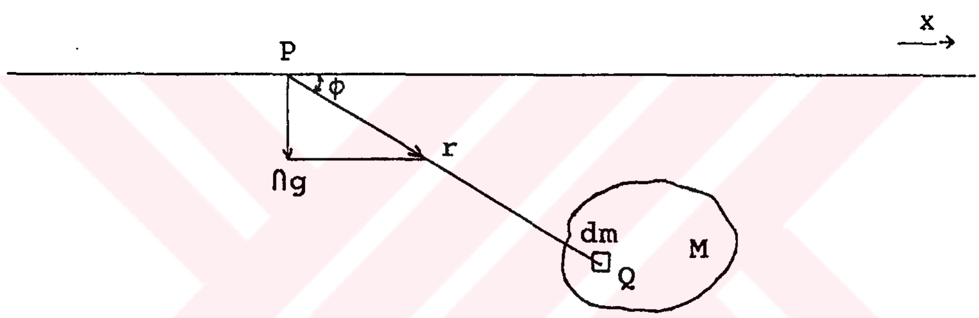
bağıntısı ile verilir. Bu bağıntıda, F'nin sonsuzdan r uzaklığındaki noktaya kadar integrali alınarak U potansiyeli;

$$U = G \frac{m}{r} \tag{1.10}$$

bulunabilir. Buna göre, kütlesi M olan bir cismin herhangi bir P noktasındaki potansiyeli (Şekil 1.1);

$$U = G \iiint \frac{dm}{r} \tag{1.11}$$

ile verilir.



Şekil 1.1 M kütlesinin P nokatasındaki potansiyeli.

1.4. Kuvvet alanının özellikleri

Potansiyel alanlarda, kuvvet çizgileri önemli bir kavramdır. Bu tür alanlar içerisinde herhangi bir yöndeki kuvvet şiddeti; bu yöne dik olarak alınan birim alanı kesen kuvvet çizgilerinin sayısı ile ölçülebilir. Alan içerisindeki kuvvet çizgilerinin toplam sayısına alanın "akı"sı denir.

Bir potansiyel alan içerisindeki s yüzeyi ile sınırlı v hacmi içindeki akının durumu, v'nin hacim integrali ile ifade edilebilir.

$$\int_v \left(\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} \right) dv = \int_v \mathrm{div}\, \vec{F}\, dv \tag{1.12}$$

Burada, parantez içindeki ifade, F vektör alanının diverjansı olarak tanımlanır. Akı ise yüzey integrali;

$$\int_s F_n \, ds \tag{1.13}$$

ifadesi ile gösterilir. Burada F_n; F'nin s yüzeyinin dış normali yönündeki bileşenidir. s yüzeyinin içinde kütle bulunmaması durumunda aşağıdaki eşitlik;

$$\int_v \operatorname{div} \vec{F} \, dv = \int_s F_n \, ds = 0 \tag{1.14}$$

yazılır. Potansiyel alan teorisinde bu ifade "<u>Gauss Teoremi</u>" olarak bilinir. Yukarıda verilen (1.14) eşitliği; s yüzeyi, v hacminin bir noktasında toplanması halinde geçerlidir. Bu da, v hacmi içerisinde her yerde;

$$\operatorname{div} \vec{F} = 0$$

olduğu zaman mümkündür.

$$\vec{F} = - \operatorname{grad} U$$

olduğundan;

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} U = 0$$

veya v'nin her noktasında;

$$\nabla^2 U \equiv \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \tag{1.15}$$

yazılır. Bu ifade "<u>Laplace Denklemi</u>" olarak bilinir. Potansiyel alan içerisinde m birim kütlesi s gibi bir küresel yüzey ile çevrildiğinde Gauss Teoremi olarak bilinen,

$$\int_s F_n \, ds = - 4 \pi G m \tag{1.16}$$

denklemi yazılabilir. s yüzeyinin çevrelediği toplam kütle alınırsa;

$$M = \Sigma\, m_i$$

$$\int_s F_n \, ds = - 4 \pi G M \tag{1.17}$$

olarak bulunur. Aynı ifade, hacim integrali olarak;

$$\int_v \operatorname{div} \vec{F} \, dv = - 4 \pi G M \tag{1.18}$$

şeklinde yazılabilir. Benzer şekilde;

$$M = \int_v q \, dv$$

yazılarak

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{F} &= - 4 \pi G q \\ \nabla^2 U &= - 4 \pi G q \end{aligned} \tag{1.19}$$

elde edilir. Bu ifade potansiyel alan teorisinde "Poisson Denklemi" olarak bilinir. Böylece, yukarıda verilen potansiyel ifadesinden (1.19) M kütlesinin r kadar uzaktaki P(x',y',z') noktasına uyguladığı kuvvetin ivmesi;

$$\vec{g} = -\operatorname{grad} U = - \left(\vec{i} \frac{\partial U}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial U}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \tag{1.20}$$

bağıntısı ile bulunabilir. Bu şekilde bulunan gravite vektörünün farklı doğrultulardaki bileşenleri;

$$g_x = - \frac{\partial U}{\partial x} = G \iiint \frac{(x-x')\,dm}{r^3}$$

$$g_y = -\frac{\partial U}{\partial y} = G \iiint \frac{(y-y')dm}{r^3} \qquad (1.21)$$

$$g_z = -\frac{\partial U}{\partial z} = G \iiint \frac{(z-z')dm}{r^3}$$

$$r^2 = (x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2$$

dir.

Gravite ölçümlerinde g_z bileşeni ölçüldüğünden, ivme yalnız g ile gösterilir. Yönü daima düşeydir [1].

BÖLÜM 2

GRAVİTE VERİLERİNİN İŞLEME HAZIRLANMASI

2.1. Bouguer anomali değerlerinin elde edilmesi

Arazide ölçülen gravite değerlerinden Bouguer anomali haritasının elde edilmesinde, bu ölçüm değerlerine bir takım düzeltmelerin uygulanması gerekir. Bunlar;

- Enlem düzeltmesi
- Yükseklik düzeltmesi
  - Serbest hava düzeltmesi
  - Bouguer düzeltmesi
- Topoğrafya düzeltmesi
- Gel-git düzeltmesi

dir. Bir başlangıç (baz) noktasına göre her bir ölçü istasyonu için yapılacak bu düzeltmelerden sonra Bouguer anomali değerleri elde edilir. Bu düzeltmelere burada çok kısa olarak değinilecektir. Daha ayrıntılı bilgi için [1, 2]'ye bakılabilir.

<u>Enlem düzeltmesi</u> : Yeryüzünün ekvatorda şişkin, kutuplarda basık olmasından dolayı g'nin değeri, ekvatordan kutuplara doğru gidildikçe büyür. Buna bağlı olarak yeryüzünde herhangi bir noktadaki gravite, enlemin (φ) fonksiyonu olarak hesaplanabilir. Yani, yeraltı homojen olsa dahi, ekvatordan kutuplara doğru gidildikçe ölçülen gravite değerinde bir artma olacaktır. O halde, Bouguer anomalisi elde edilirken, enlemden gelen ve

$$g_0(\varphi) = 978031.85\ (1+0.005278895\ \mathrm{Sin}^2\varphi+0.000023462\ \mathrm{Sin}^4\varphi) \qquad (2.1)$$

ile ifade edilen bu etki düzeltilmelidir. Burada φ, ölçü noktasının enlemi olup birimi derecedir. Bu $g_0(\varphi)$ değeri herhangi bir ölçü noktası için (2.1) ile verilen düzeltme değeri; kuzey yarım kürede baz noktasının kuzeyinde bulunan noktalar için negatif, güneydeki noktalarda için pozitiftir. Güney yarım kürede ekvatora yaklaştıkça ölçülen gravite değerinin azalmasından dolayı, baz noktasının kuzeyindeki ölçü noktaları için enlem düzeltmesinin işareti artı, güneyindeki noktalar içinse eksidir. Petrol veya maden gibi küçük ölçekli çalışmalarda (2.1) bağıntısı yerine;

$$E.D. = 0.8122 \text{ Sin } 2\varphi \qquad [\text{mgal/km}]$$

bağıntısı kullanılabilir. Buradaki φ, etüt sahasının ortasından geçen enlemdir.

<u>Yükseklik düzeltmesi</u> : Serbest hava düzeltmesi ve Bouguer düzeltmesinin toplamından oluşur. Bilindiği gibi çekim etkisi uzaklık ile ters orantılıdır. Buna göre, deniz seviyesinden yükseldikçe g değeri azalacaktır. Keza, deniz seviyesi ile ölçü noktası arasındaki kütlenin bir etkisi olacaktır. Gravite prospeksiyonunda ölçü noktaları aynı seviyede olmayacağı için ölçüm noktalarını belirli bir seviyeye indirgemek gerekir. Denizden h kadar yüksekte bulunan bir noktadaki g'nin deniz seviyesindeki değerinden olan farkı bulunabilir. Ölçü noktasının indirgeme seviyesinden olan yüksekliği h metre ise serbest hava düzeltmesi;

$$g_H = 0.3086 \ h \qquad [\text{mgal}]$$

şeklinde olur. Bu, ölçü değerine eklenir. Böylece gravite değeri belirli bir seviyeye indirgenmiş olur. Deniz seviyesi ile h yüksekliğindeki P noktası arasındaki yükseklik farkı için; serbest hava etkisinden başka iki nokta arasındaki kütlenin etkisini de bulmak gerekir. Buna "Bouguer Etkisi" denir. Bu etki;

$$g_B = 2 \pi G q h = 0.04191 q h \qquad [mgal]$$

bağıntısı ile bulunur. Metre başına;

$$g_B = 0.04191 q \qquad [mgal/m]$$

şeklinde tanımlanır. Yani, indirgeme düzleminden itibaren 1 metre yukarıya çıkıldığında gravite değerinde 0.04191q mgal lik değişim olacaktır. Sonuç olarak yükseklik düzeltmesi;

$$g_Y = g_H + g_B = (0.3086 - 0.04191 q) h \quad [mgal]$$

bağıntısı ile hesaplanır.

<u>Topoğrafya düzeltmesi</u> : Bouguer etkisi hesaplanırken, deniz seviyesi ile h yüksekliğindeki P noktası arasında sonsuz uzunlukta düzgün bir kütlenin bulunduğu düşünülmüştü. Yerkürenin şekli böyle basit olmayıp, değişeceğinden bu değişik durumların etkisine "topoğrafya etkisi" denir. Bu etkinin ölçülen değerlere etkisi dikkate alınmalıdır. Ölçü noktasının etrafındaki sahanın topoğrafyası yeteri derecede düz ve engebesiz ise hesaplarda yapılan yükseklik düzeltmesi yeterlidir. Ancak saha engebeli ise, ölçülen gravite değeri için ayrıca topoğrafya düzeltmesi yapmak gerekir. Bu düzeltmede;

$$\cap g = 2 \pi G q [\sqrt{h^2+a_1{}^2} - \sqrt{h^2+a_2{}^2} + a_1 - a_2]$$

bağıntısı ile hesaplanır. Burada; kalınlığı sonlu ve yarıçapları a_1 ve a_2 olan iç içe ve eksenleri ortak iki silindir arasındaki halkanın etkisi hesaplanır. Bir dilimin yüksekliği ile P noktasının yüksekliği arasındaki fark (h)'ın işareti ne olursa olsun, topoğrafya düzeltmesinin işareti daima pozitiftir. Burada q yoğunluktur.

<u>Gel-git (med-cezir) düzeltmesi</u> : Yeryüzünün dışında bulunan bir kütlenin yeryüzünde bulunan bir P noktasına uyguladığı çekim kuvveti ivmesi ile yerin merkezine uyguladığı çekim kuvveti ivmesi arasındaki fark ve yeryüzü-ay (veya güneş)

sisteminin P noktasındaki merkezcil kuvvetin toplamı, P noktasındaki gel-git etkisini meydana getirir [3]. Bu etkinin ortadan kaldırılmasına "gel-git" düzeltmesi denir.

Ay veya güneşin yeryüzündeki herhangi bir P noktasındaki etkisinin düşey bileşeni;

$$\Delta g_{A,G} = \frac{3}{2} G m_{A,G} \frac{r}{E^3_{A,G}} \left(\cos 2\delta + \frac{1}{3} \right)$$

olur [4]. Burada, G:evrensel çekim sabiti, m:ay veya güneşin kütlesi, r:yerin P noktasındaki yarıçapı, E:ay veya güneşin yeryüzüne uzaklığı olmak üzere parantez dışı sabittir. δ açısı ayın veya güneşin, gravite ölçüsü alındığı andaki, yeryüzüne göre uzaydaki yeri, yani zenit açısıdır.

Günlük gel-git düzeltmeleri J.Goguel tarafından hesaplanmış olup, her yıl aralık ayına ait Geophysical Prospecting'in eki olarak yayınlanmaktadır.

İzostazi düzeltmesi Jeofizik prospeksiyonunda gerekmez. Ancak büyük bölgelerin etüdünde gerekli düzeltmeler yapılır. Ayrıca gel-git etkisi düzeltmesinin doğrudan doğruya uygulanmasına gerek yoktur.

Bütün bunların sonunda, ölçülen gravite değerine bu düzeltmeler uygulanarak;

$$g = g_{ölç.} \pm \text{Enlem D.} \pm \text{Yükseklik D.} + \text{Topoğrafya D.} \qquad (2.2)$$

şeklinde bulunur.

Özetlenecek olursa, gravite araştırmalarında sırasıyla,

1- Arazide ölçülerin alınması,
2- Ölçülere etki eden faktörler hesaplanarak gerekli düzeltmeler yapılıp ölçü değerlerinin belli bir düzleme (datum) indirgenmesi,
3- Gravite değerlerinin indirgeme düzlemi üzerindeki değişimleri incelenip, yeraltının durumu hakkında bilgi edinilmesi

işlemleri yapılır. Bu işlemler sırasında ölçüm değerlerine bozucu kütlenin dışında,

- Yeryüzünde kutuplardan ekvatora doğru gidildikçe g'nin azalmasından,
- ölçü noktasının deniz seviyesinden olan yüksekliğinden,
- Topoğrafik engebelerden

ileri gelen etkiler giderilmektedir.

Bütün bu etkiler giderildikten sonra elde edilen Bouguer anomali değerleri çeşitli yöntemlerle yorumlanarak bozucu kütle hakkında olabildiğince sağlıklı bilgiler elde edilir. Şurası unutulmamalıdır ki, gravite problemleri tek çözümlü değildir. Yani, çok derindeki büyük bir kütle ile daha sığdaki küçük bir kütlenin aynı anomaliyi verme olasılığını daima göz önünde bulundurmak gerekir. Aslında, sismik ve kuyu logları dışındaki bütün Jeofizik yöntemler için bu sorun vardır.

Arazide rasgele yerlerde alınan ölçülerden elde edilen Bouguer anomali değerlerinin çeşitli yöntemlerle değerlendirilmesi için çoğu kez aradeğerbulma (enterpolasyon) yöntemi ile eşit aralıklarda sayısal veri haline getirilmesi gerekir. Bunun dışında, çoğu defa çizilmiş Bouguer anomali haritasından da yararlanılır. Bu durumda harita bilgisinin sayısal hale getirilmesi söz konusudur. Bu sebeple, tek ve iki boyutlu sayısallaştırma işlemlerine değinilmesi yerinde olacaktır.

2.2. Verilerin sayısallaştırılması

Eldeki devamlı bir kayıt üzerinden, kaydın istenen noktasından başlamak üzere, eşit aralıklarla değer okuma işlemine kaydın sayısal (digital) hale dönüştürülmesi veya örneklenmesi denir. Zamana veya uzaklığa bağlı olarak gözlenmiş çoğu Jeofizik olaylar bu tür devamlı kayıtlar şeklindedir. Aynı şekilde, sayısal olarak ölçülüp haritalar haline getirilen Jeofizik veriler üzerinde daha sonra çalışılması gerektiği zaman çoğu kez bunlar tekrar sayısal hale getirilmektedir. Daha önceden yapılmış gravite haritaları buna bir örnek olabilir. Eldeki sürekli kayıtlar zamana bağlı bir olayın değişimlerini gösteriyorsa, kaydı sayısal veri haline dönüştürürken kullanılacak örnekleme veya veri aralığı belirli bir zaman aralığı olarak seçilecektir. Eğer kayıtlar uzaklığa bağlı bir olayın değişimlerini gösteriyorsa bu durumda örnekleme aralığı olarak belirli bir uzunluk seçilecektir. Bu zaman veya uzunluğa ait veri aralığının gerçek büyüklüğü ne olursa olsun, değeri "bir veri aralığı" ya da "bir örnekleme aralığı"dır.

Sayısallaştırma işleminin matematiksel tanımı ise sürekli bir zaman veya uzaklık kaydının, Δt (zaman) veya Δx (uzaklık) aralıklarla tekrarlanan birim impuls (tarak) fonksiyonu ile çarpılması demektir. Buna göre, Δx veya Δt eşit aralıklarla sayısallaştırılmış bir $x(m\Delta t)$ ayrık fonksiyonu;

$$x(m\Delta t) = x(t)\ \delta(t-\Delta t m) \tag{2.3}$$

bağıntısı ile verilir. özet olarak; sürekli bir verinin sayısal hale dönüştürülmesi demek, onun x ekseni üzerinde Δx (veri aralığı) ile tekrarlanan birim impuls (tarak) fonksiyonu ile çarpılması demektir.

Belirli Δx aralığı ile tekrarlanan birim impuls fonksiyonlarından oluşan fonksiyona şekil benzerliğinden dolayı "tarak" fonksiyonu denilip kısaca "TAR" ile gösterilsin. Buna göre TAR fonksiyonu,

$$TAR_{\Delta x}\ \delta(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x-m\Delta x) \tag{2.4}$$

yazılabilir [5]. Sürekli bir fonksiyonunun böyle bir tarak fonksiyonu ile çarpılması demek; Δx aralıkları ile örneklenmiş ayrık $G(m\Delta x)$ fonksiyon değerlerinin örnekleme noktalarında 1, diğer yerlerde ise sıfır ile çarpılmaları demektir. Böylece, ayrık $G(m\Delta x)$ fonksiyonunu elde etme işlemi matematik olarak;

$$G_{m\Delta x} = G(x)\ TAR_{\Delta x}\delta(x) \tag{2.5}$$

bağıntısı ile tanımlanmış olur.

Sayısallaştırma işleminde dikkat edilmesi gereken en önemli nokta örnekleme aralığının amaca uygun olarak seçilmesidir. Normalden küçük bir aralık seçilmesinin, matematiksel işlemleri arttırarak zaman kaybından başka bir sakıncası yoktur. Buna karşılık; olması gerekenden büyük bir örnekleme aralığı seçimi ise; frekans (veya dalga sayısı) katlanması sonucu bilgi kaybına neden olur.

Frekans katlanması (Aliasing) olayı:

Uzaklık ortamında gözlenmiş ve sayısal hale dönüştürülecek olan sürekli veri, G(x) fonksiyonu ile gösterilip bant sınırlı bir fonksiyon olduğu kabul edilsin. Yani, fonksiyon dalga sayısı ortamında belirli iki dalga sayısı değeri arasında tanımlı olsun.

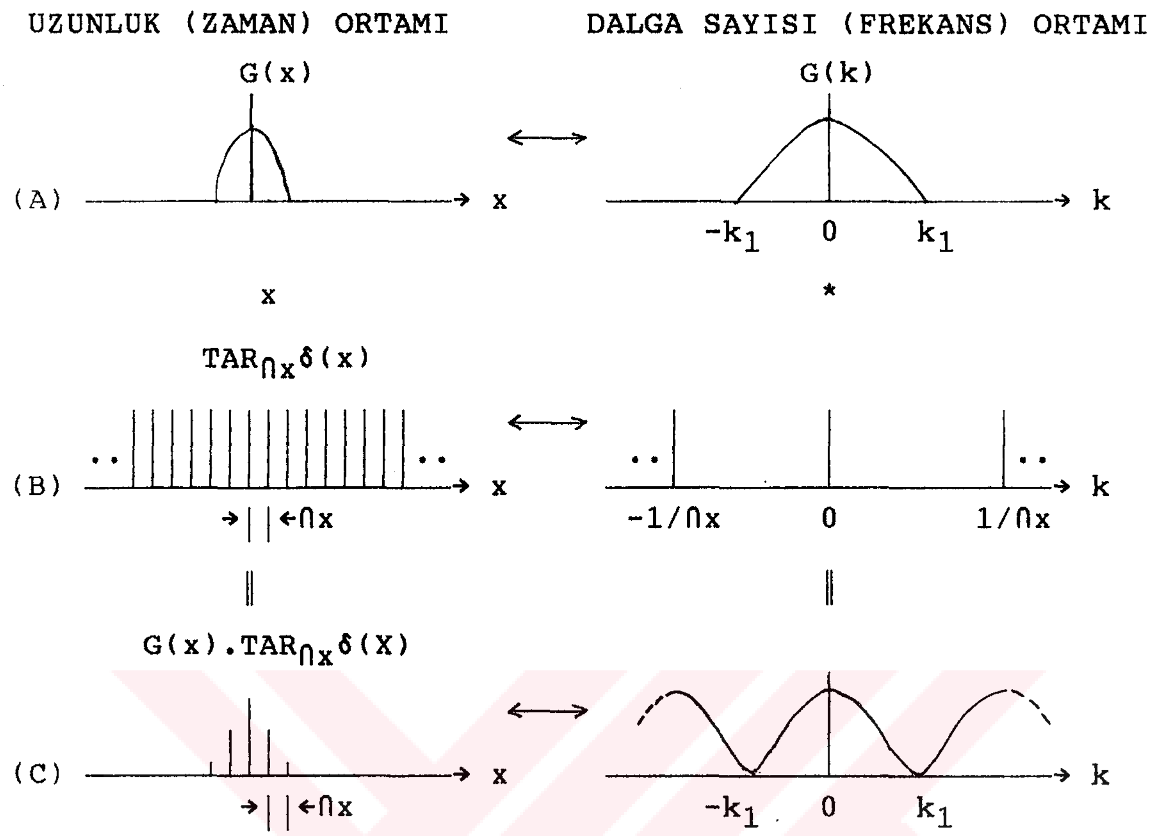
Veri sayısallaştırılırken, uzaklık ortamındaki çarpım işleminin dalga sayısı ortamındaki konvolüsyon işlemine eşdeğer olduğu hatırlanırsa; denklem (2.5) ile verilen;

$$G(m\Omega x) = G(x)\ TAR_{\Omega x}\delta(x)$$

bağıntısının dalga sayısı ortamındaki karşılığı;

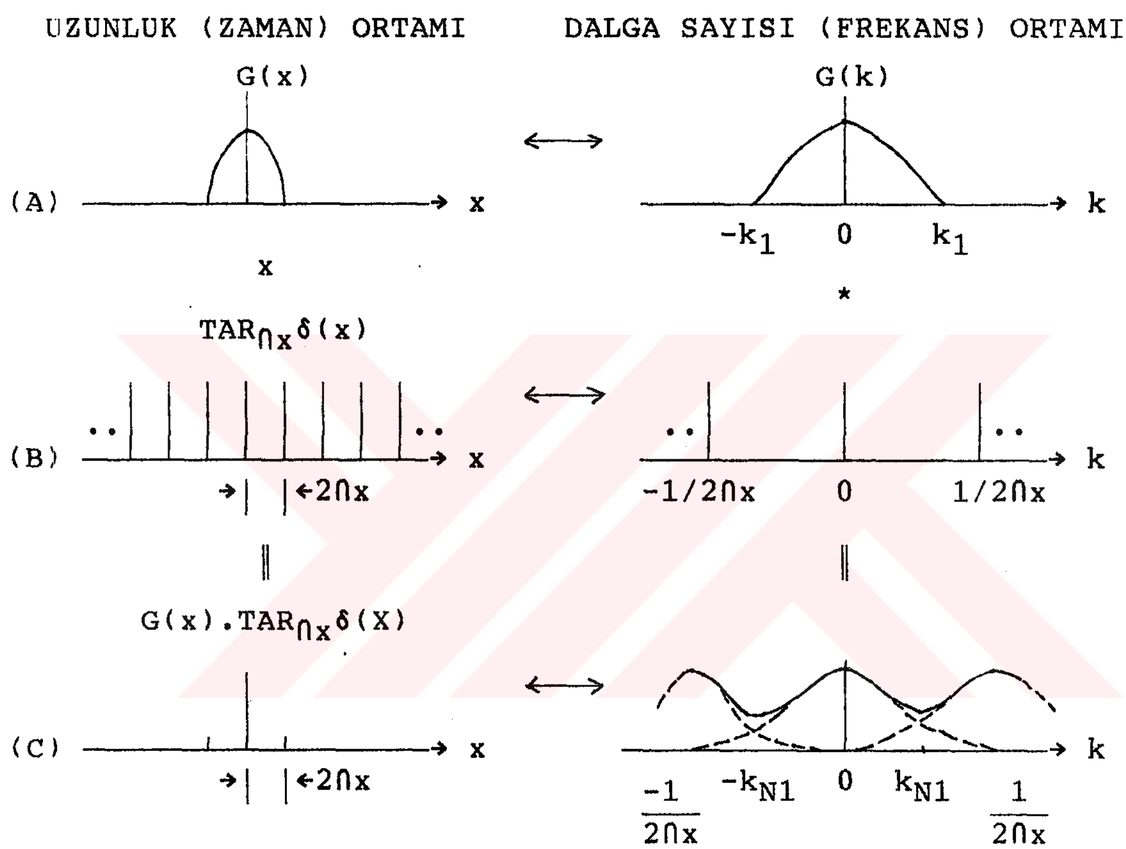
$$G(m\Omega k) = G(k) * TAR_{\Omega k}\delta(k)$$

şeklinde olacaktır. Burada; k dalga sayısını, * ise konvolüsyon (evrişim) işlemini simgelemektedir. Bütün bu işlemlerin şematik gösterimi Şekil 2.1'de verilmiştir.



Şekil 2.1 Gözlemsel veri G(x)'in uzunluk ve dalga sayısı ortamındaki görünüşü(A). Örnekleme (Tarak) fonksiyonu $TAR_{\Delta x}\delta(x)$ nun uzaklık ve dalga sayısı ortamındaki davranışı(B). Örneklenmiş fonksiyon $G(m\Delta x)$ ve $G(m\Delta k)$ ise (C)'de gösterilmektedir [6, 5].

Buraya kadar olan işlemlerde ayrık $G(m\Delta x)$ fonksiyonunu elde ederken kullanılan Δx örnekleme aralığının doğru seçilmiş olduğu kabul edildi. Eğer örnekleme aralığı olması gerekenden büyük seçilirse, sayısal hale getirilmiş gözlemsel veri $G(m\Delta x)$, sürekli veri G(x)'i tam anlamı ile ifade etmez. Diğer bir deyişle, dalga sayısı katlanması nedeni ile bilgi kaybı söz konusudur. Söz gelimi, Şekil 2.1A'de verilen gözlemsel G(x) verisi olması gereken Δx yerine $2\Delta x$ gibi daha büyük aralıklarla sayısal hale dönüştürülmüş olsun. Bu durumda $TAR_{\Delta x}$'in frekans ortamındaki tekrarı daha küçük frekans aralıklarında olacaktır. Bilindiği gibi, zaman ortamındaki genişleme frekans ortamında daralmaya sebep olmaktadır (Şekil 2.2). Şekilden de anlaşıldığı gibi $G(m\Delta k)$'nın $1/(2\Delta x)=k_{N1}$ ve katlarında bindirmeler olmakta, esas verinin dalga sayısı ortamındaki davranışı değişmektedir. Eğrilerdeki bindirme olayının ortasına rastlayan dalga sayısı değeri k_{N1} dir. Eğrinin k_{N1} ve $-k_{N1}$'in dışında kalan frekanslardaki değerleri eğrinin bu k_{N1} ve $-k_{N1}$ frekansları etrafında katlanması ile elde edilir. Bu olaya frekans katlanması "aliasing" denir. Bu sebepten, k_{N1} ve $-k_{N1}$ "katlanma frekansı" (folding frequency) olarakta adlandırılır.

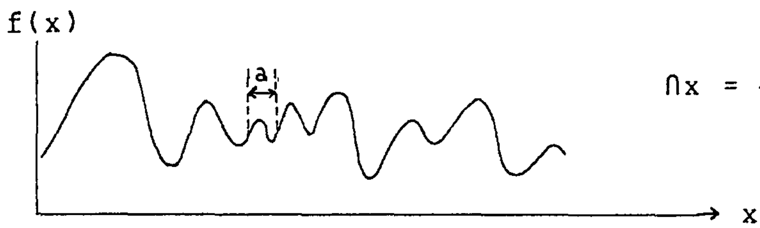


Şekil 2.2 Aliasing (katlanma) olayı. örnekleme aralığının olması gerekenden büyük seçilmesi halinde sayısallaştırılmış verinin dalga sayısı ortamındaki davranışı [6].

Bu istenmeyen olayların önüne geçmek için uygun bir örnekleme aralığının seçiminde Nyquist kuralından yararlanılır. Bu kuralın uygulanabilmesi için önce kayıt içerisindeki en küçük peryodlu (veya dalga boylu) olay saptanır ki bu en büyük frekans veya dalga sayısı demektir. Bu frekans f_N ile gösterilirse, Nyquist kuralına göre olması gereken $\Delta t(\Delta x)$ örnekleme aralığı,

$$\Delta t = 1/2f_N$$

bağıntısı ile verilir. Bu bağıntıdan yararlanılarak tesbit edilmiş Δx (veya Δt) aralığı ile örneklenmiş bir sinyal taşıdığı tüm bilgilerle birlikte sayısal (ayrık) hale dönüştürülmüş olur. Açıklanan bu durumun küçük bir kayıt (sinyal) üzerinde gösterimi Şekil 2.3'de verilmiştir.



$$\Delta x = \frac{a}{2}$$

Şekil 2.3 Sayısallaştırılacak sürekli verilerde örnekleme aralığının tesbiti.

Uygulamada çok sık karşılaşılan iki boyutlu verilerin sayısallaştırılması esnasında kullanılacak birim impuls fonksiyonu;

$$\delta(x,y) = \begin{cases} 1\ , & x^2+y^2=0 \\ 0\ , & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \tag{2.6}$$

olarak tanımlanır. Gravite ve manyetik verileri sayısal hale dönüştürürken bu fonksiyon x ekseni doğrultusunda Δx ve y ekseni doğrultusunda Δy aralıkları ile tekrarlanmaktadır. Tek boyutlu duruma benzer olarak bu fonksiyonun (x,y) düzlemi üzerindeki dağılımı "fırçaya" benzetilerek kısaca "FIR" şeklinde gösterilir. Buna göre iki boyutlu örnekleme fonksiyonu;

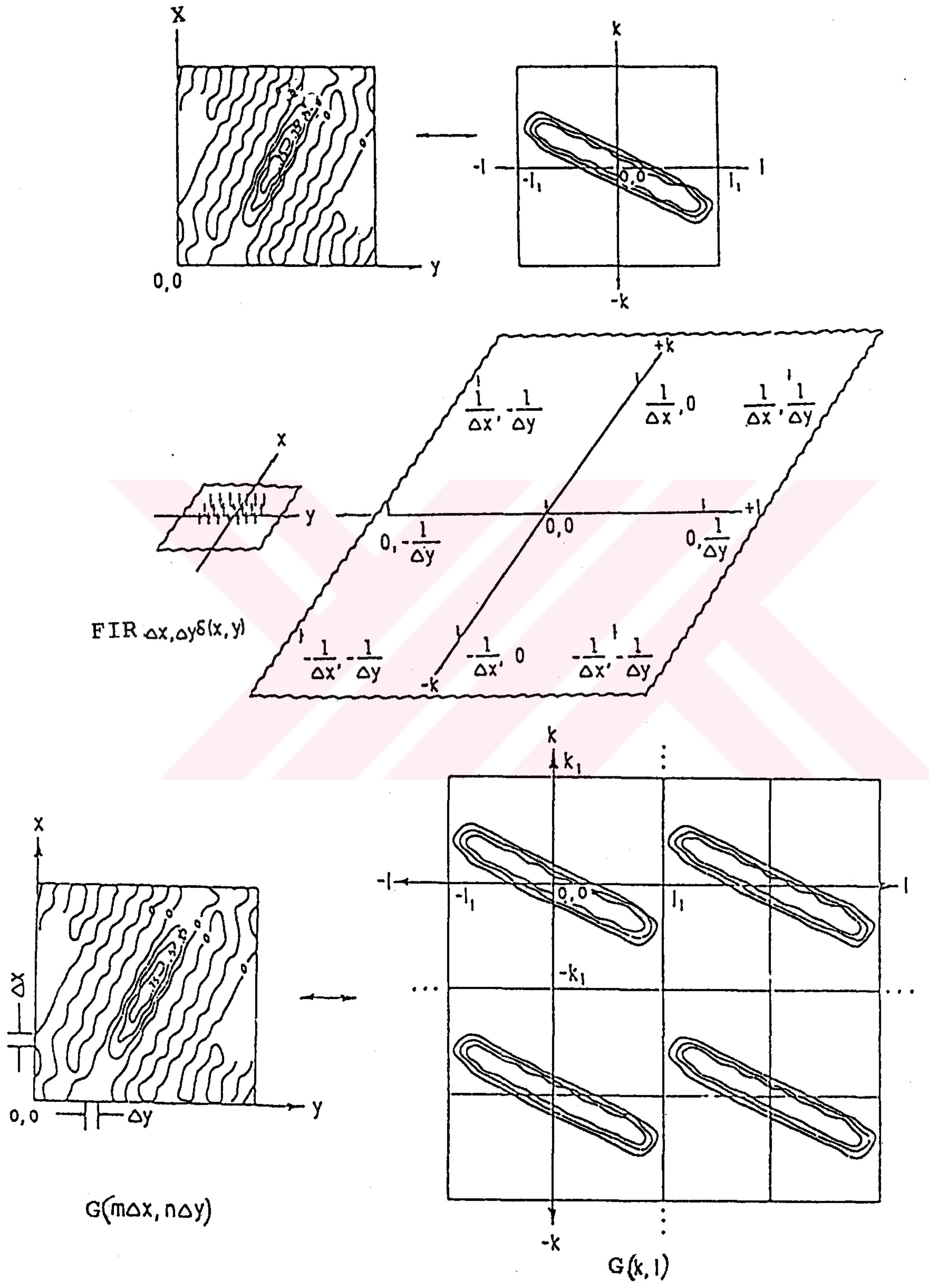
$$FIR_{\Delta x,\Delta y}\ \delta(x,y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x-m\Delta x,\ y-n\Delta y) \tag{2.7}$$

şeklinde yazılır [6, 5]. Zaman veya uzaklık ortamında gözlenmiş iki boyutlu sürekli G(x,y) verisinin sayısal hale dönüştürülmesi için;

$$G(m\Delta x,n\Delta y) = G(x,y)\ FIR_{\Delta x,\Delta y}\ \delta(x,y) \tag{2.8}$$

çarpımını yapmak gerekir.

UZUNLUK (ZAMAN) ORTAMI DALGA SAYISI (FREKANS) ORTAMI

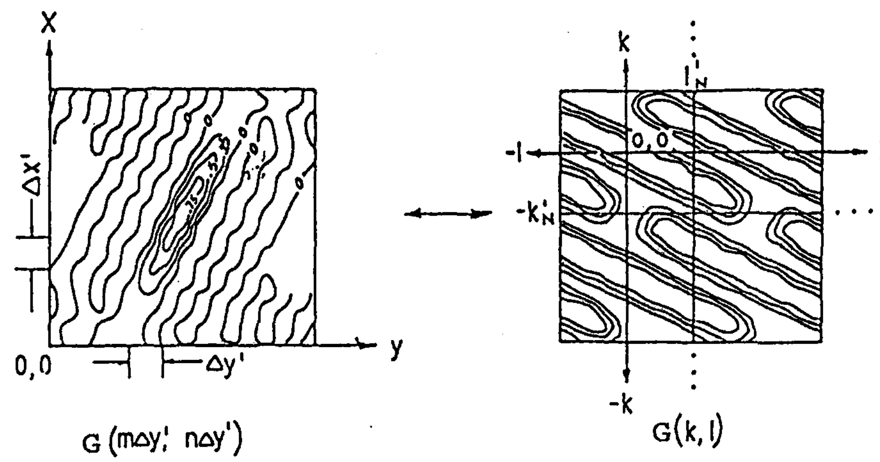


Şekil 2.4 Sürekli G(x,y) gözlemsel verisi ve bunun FIR fonksiyonu ile çarpımı sonucu elde edilen G(m∩x,n∩y) ayrık fonksiyonun uzaklık ve dalga sayısı ortamındaki davranışı [6].

Band sınırlı olduğu kabul edilen sürekli G(x,y) gözlemsel veri ve bunun FIR fonksiyonu ile çarpımı sonucu elde edilen $G(m\Delta x,n\Delta y)$ ayrık fonksiyonunun uzaklık ve dalga sayısı ortamındaki davranışları Şekil 2.4' de görülmektedir. Anlaşılacağı gibi $G(m\Delta x,n\Delta y)$'yi dalga sayısı ortamında temsil eden fonksiyon $1/\Delta x(=l_1)$ ve $1/\Delta y(=k_1)$ aralığı ile tekrarlanmaktadır. Bu durumda $k_1<1/(2\Delta x)$ ve $l_1<1/(2\Delta y)$ dir. Bu özellik devam ettikçe fonksiyonların dağılışındaki bu peryodik görünüm bozulmayacaktır. Eğer Δx ve Δy olması gerekenden daha büyük, sözgelimi $2\Delta x(=\Delta x')$ ve $2\Delta y(=\Delta y')$ aralıklarla alınırsa, $k_1>k_{N1}=1/(\Delta x')$ ve $l_1>l_{N1}=1/(\Delta y')$ olacak ve dolayısıyla G(x,y) sürekli fonksiyonunun dalga sayısı ortamındaki karşılığı $G(\Delta k',\Delta l')$ olacaktır. İki boyutlu durumda aliasing olayı bir boyutlu halde olduğu gibi Nyquist dalga sayısı civarında katlanma ile ifade edilemez. Olay daha çok, tekrarlanan spektrumun, frekans eksenleri doğrultusunda kaydırılmış olması nedeniyle ortaya çıkan taşma olarak belirlenebilir [6, 5]. Bu durum Şekil 2.5'de gösterilmiştir.

Yukarıdaki açıklamalarda kolaylık sağlamak gayesi ile, ayrıklaştırılacak verinin bant sınırlı olduğu kabul edildi. Pratikte, hiç bir anomali haritasının spektrumu bant sınırlı basit bir fonksiyon değildir. Gözlemsel jeofizik verilerde [7], çoğu kez bir tek anomalinin dahi bir dalga boyu spektrumu oluşturabildiğini belirtmektedirler. Bu sonuca göre, bir gravite anomali haritasının birbiri ile yapıcı ve bozucu girişimlerde bulunmuş bu tür pek çok anomaliden oluştuğu dikkate alınırsa, uygulamada sorunun çok daha karmaşık olduğu ortaya çıkar [5].

UZUNLUK (ZAMAN) ORTAMI   DALGA SAYISI (FREKANS) ORTAMI



Şekil 2.5 örnekleme aralıkları olması gerekenden büyük ($\Delta x'=2\Delta x$ ve $\Delta y'=2\Delta y$) alındığında $G(m\Delta x', n\Delta y')$ ayrık fonksiyonda dalga sayısı ekseni doğultusunda oluşan kaymanın görünüşü [6].

2.3. İki boyutlu konvolüsyon (Evrişim) işlemi

Jeofizik verilerin işlenmesinde çok sık kullanılan süzgeçleme işlemi aslında konvolüsyon (katlamalı çarpım) işleminden başka bir şey değildir. Jeofizikçiler bir boyutlu ayrık verilerin konvolüsyonu ile çok sık uğraşmalarına karşılık bazı özel uygulamalar dışında iki boyutlu konvolüsyonla pek sık karşılaşmamaktadırlar. Halbuki gravite ve manyetik veriler çoğu defa iki boyutlu olarak işleme sokulmaktadır. Bu çalışmanın esasınıda iki boyutlu verilerin işlenmesi oluşturmaktadır. Bu bakımdan iki boyutlu konvolüsyon işlemine burada ayrıntılı olarak değinilecektir.

Eşit aralıklarda gözlenmiş veya gridlenmiş iki boyutlu gözlemsel veriler aynı ölçekle gridlenmiş, yine iki boyutlu bir işleç (operatör) ile konvolüsyona tabi tutularak süzülürler.

İki fonksiyon birbiri ile çarpılabiliyorsa bu iki fonksiyon arasında konvolüsyon işlemi de uygulanabilir. Tek boyutlu sürekli iki fonksiyon arasındaki konvolüsyon işlemi;

$$S(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha)\ \emptyset(x-\alpha)\ d\alpha \tag{2.9}$$

ile tanımlanır. Verilerin iki boyutlu olması halinde konvolüsyon işlemi;

$$S(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\alpha,\beta)\ \emptyset(x-\alpha,y-\beta)\ d\alpha\ d\beta \tag{2.10}$$

bağıntısı ile verilir. Eğer fonksiyonlar sonlu uzunlukta iseler integral sınırları olarak "α" ve "β" değişkenlerinin en küçük ve en büyük değerleri alınır. Yukarıda verilen bağıntılarda tek veya iki katlı integral her x değeri veya (x,y) değer çifti için hesaplanacaktır. Bu işlemdeki tekrar sayısı x veya (x,y) değer çiftinin uzunluğuna bağlıdır.

Sayısal süzgeçleme; süzgece ait "F" ile veriye ait "$\emptyset$" ayrık değer fonksiyonları arasındaki konvolüsyon işlemidir. Bunun sonunda süzülmüş S ayrık değer fonksiyonu elde edilir.

Eşit aralıklarda örneklenerek sayısallaştırılmış iki boyutlu fonksiyonların konvolüsyonu şu şekilde yapılmaktadır;

(m,n) boyutlu matris şeklindeki $F(m\Omega x,n\Omega y)$ ve (p,r) boyutlu matris şeklindeki $\emptyset(p\Omega x,r\Omega y)$ ayrık fonksiyonların konvolüsyonu;

$$S_{x,y} = \sum_{\alpha=0}^{m-1} \sum_{\beta=0}^{n-1} F_{\alpha,\beta}\ \emptyset_{x-\alpha,y-\beta} \tag{2.11}$$

bağıntısı ile hesaplanır. Sonuçta elde edilen $S_{x,y}$ ayrık fonksiyonu (m+p-1) satır ve (n+r-1) sütun boyutlarında bir matris olacaktır. Yukarıda verilen (2.11) bağıntısında,

$x \neq 0,1,2,...,m+p-2$

$y \neq 0,1,2,...,n+r-2$

için konvolüsyon sonucu $S_{x,y} = 0$ olarak alınmaktadır. Konvolüsyon işlemi sırasında,

$x = 0,1,2,...,m+p-2$
$y = 0,1,2,...,n+r-2$
değerlerini alır.

Süzgeçleme olarakta adlandırılan konvolüsyon işleminde, süzülmesi gereken iki boyutlu ayrık bir veri ve birde süzgeç işleci (operatörü) gerekmektedir. İki boyutlu ayrık veri fonksiyonunun elde edilmesinde, kenar uzunluğu, seçilen örnekleme aralığına eşit karelerden oluşmuş bir kare ağ kullanılır. Bu ağdaki karelerin her bir köşesine rastlayan sürekli fonksiyon değerleri okunarak sayısallaştırılmış $\emptyset(p\Delta x, r\Delta y)$ fonksiyonu elde edilir. Benzer şekilde, konvolüsyon işleç katsayılarıda aynı örnek aralıklı kare ağın köşelerine yerleştirilerek $F(m\Delta x, n\Delta y)$ ayrık işleç fonksiyonu saptanır. Eğer her iki doğrultudaki (x,y) örnekleme aralığı birbirine eşit ve bir birim olarak alınırsa, her biri iki boyutlu birer matrisle tanımlanmış olan F(m,n) ve $\emptyset(p,r)$ ayrık fonksiyonları elde edilir. Buradan da anlaşılacağı üzere F ve $\emptyset$ ayrık fonksiyonları sırasıyla (mxn) ve (pxr) boyutlu matrisler olacaktır. Bu iki matris şematik olarak gösterilirse,

$$F_{\alpha,\beta} = \begin{vmatrix} F_{0,0} & F_{0,1} & \cdots & F_{0,n-1} \\ F_{1,0} & F_{1,1} & \cdots & F_{1,n-1} \\ \cdot & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & & \cdot \\ F_{m-1,0} & F_{m-1,1} & \cdots & F_{m-1,n-1} \end{vmatrix}$$

$$\emptyset_{\alpha,\beta} = \begin{vmatrix} \emptyset_{0,0} & \emptyset_{0,1} & \emptyset_{0,2} & \cdots & \emptyset_{0,r-1} \\ \emptyset_{1,0} & \emptyset_{1,1} & \emptyset_{1,2} & \cdots & \emptyset_{1,r-1} \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & & \cdot \\ \emptyset_{p-1,0} & \emptyset_{p-1,1} & \emptyset_{p-1,2} & \cdots & \emptyset_{p-1,r-1} \end{vmatrix}$$

şeklinde olacaktır . Bu iki boyutlu ayrık fonksiyonlar birbiri ile konvolüsyon işlemine tabi tutulursa, yine iki boyutlu matrisle gösterilebilen bir $S_{x,y}$ ayrık fonksiyonu elde edilecektir. Mesela, F(3,3) ve $\emptyset(4,5)$ ayrık fonksiyonları yerine;

$$F_{\alpha,\beta} = \begin{vmatrix} F_{0,0} & F_{0,1} & F_{0,2} \\ F_{1,0} & F_{1,1} & F_{1,2} \\ F_{2,0} & F_{2,1} & F_{2,2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 2 & 3 & 5 \\ 1 & 4 & 2 \\ 7 & 1 & 3 \end{vmatrix}$$

$$\emptyset_{\alpha,\beta} = \begin{vmatrix} \emptyset_{0,0} & \emptyset_{0,1} & \emptyset_{0,2} & \emptyset_{0,3} & \emptyset_{0,4} \\ \emptyset_{1,0} & \emptyset_{1,1} & \emptyset_{1,2} & \emptyset_{1,3} & \emptyset_{1,4} \\ \emptyset_{2,0} & \emptyset_{2,1} & \emptyset_{2,2} & \emptyset_{2,3} & \emptyset_{2,4} \\ \emptyset_{3,0} & \emptyset_{3,1} & \emptyset_{3,2} & \emptyset_{3,3} & \emptyset_{3,4} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 4 & 6 & 1 & 2 & 3 \\ 3 & 5 & 2 & 8 & 6 \\ 7 & 3 & 9 & 11 & 5 \\ 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{vmatrix}$$

gibi elemanları rasgele seçilmiş iki matris alınsın. Bu iki matrisin konvolüsyonu sonucunda, S(6,7) matrisi elde edilir. Bu konvolüsyon işlemi,

- Matematiksel
- Şematik

olmak üzere iki yolla yapılabilir. Her iki uygulama biçimi aşağıda açıklanmaktadır.

Matematiksel yolla iki boyutlu konvolüsyon işlemi:

Denklem (2.11) yukarıda verilen F(3,3) ve Ø(4,5) ayrık fonksiyon değerleri için açılırsa; x=0 alınarak,

$$S_{x,y} = \sum_{\alpha=0}^{m-1} \sum_{\beta=0}^{n-1} F_{\alpha,\beta}\, \emptyset_{x-\alpha,y-\beta}$$

$$S_{0,0} = \sum_{\alpha=0}^{2} \sum_{\beta=0}^{2} F_{\alpha,\beta}\, \emptyset_{0-\alpha,0-\beta}$$

$$=(F_{0,0}\, \emptyset_{0,0} + F_{0,1}\, \emptyset_{0,-1} + F_{0,2}\, \emptyset_{0,-2}$$

$$+ F_{1,0}\, \emptyset_{-1,0} + F_{1,1}\, \emptyset_{-1,-1} + F_{1,2}\, \emptyset_{-1,-2}$$

$$+ F_{2,0}\, \emptyset_{-2,0} + F_{2,1}\, \emptyset_{-2,-1} + F_{2,2}\, \emptyset_{-2,-2})$$

$$S_{0,1} = \sum_{\alpha=0}^{2} \sum_{\beta=0}^{2} F_{\alpha,\beta}\, \emptyset_{0-\alpha,1-\beta}$$

$$= (F_{0,0}\, \phi_{0,1} + F_{0,1}\, \phi_{0,0} + F_{0,2}\, \phi_{0,-1}$$

$$+ F_{1,0}\, \phi_{-1,1} + F_{1,1}\, \phi_{-1,0} + F_{1,2}\, \phi_{-1,-1}$$

$$+ F_{2,0}\, \phi_{-2,1} + F_{2,1}\, \phi_{-2,0} + F_{2,2}\, \phi_{-2,-1})$$

$$S_{0,2} = \sum_{\alpha=0}^{2} \sum_{\beta=0}^{2} F_{\alpha,\beta}\, \phi_{0-\alpha,2-\beta}$$

$$= (F_{0,0}\, \phi_{0,2} + F_{0,1}\, \phi_{0,1} + F_{0,2}\, \phi_{0,0}$$

$$+ F_{1,0}\, \phi_{-1,2} + F_{1,1}\, \phi_{-1,1} + F_{1,2}\, \phi_{-1,0}$$

$$+ F_{2,0}\, \phi_{-2,2} + F_{2,1}\, \phi_{-2,1} + F_{2,2}\, \phi_{-2,0})$$

$$S_{0,3} = \sum_{\alpha=0}^{2} \sum_{\beta=0}^{2} F_{\alpha,\beta}\, \phi_{0-\alpha,3-\beta}$$

$$= (F_{0,0}\, \phi_{0,3} + F_{0,1}\, \phi_{0,2} + F_{0,2}\, \phi_{0,1}$$

$$+ F_{1,0}\, \phi_{-1,3} + F_{1,1}\, \phi_{-1,2} + F_{1,2}\, \phi_{-1,1}$$

$$+ F_{2,0}\, \phi_{-2,3} + F_{2,1}\, \phi_{-2,2} + F_{2,2}\, \phi_{-2,1})$$

$$S_{0,4} = \sum_{\alpha=0}^{2} \sum_{\beta=0}^{2} F_{\alpha,\beta}\, \phi_{0-\alpha,4-\beta}$$

$$= (F_{0,0}\, \phi_{0,4} + F_{0,1}\, \phi_{0,3} + F_{0,2}\, \phi_{0,2}$$

$$+ F_{1,0}\, \phi_{-1,4} + F_{1,1}\, \phi_{-1,3} + F_{1,2}\, \phi_{-1,2}$$

$$+ F_{2,0}\, \phi_{-2,4} + F_{2,1}\, \phi_{-2,3} + F_{2,2}\, \phi_{-2,2})$$

$$S_{0,5} = \sum_{\alpha=0}^{2} \sum_{\beta=0}^{2} F_{\alpha,\beta}\, \phi_{0-\alpha,5-\beta}$$

$$= (F_{0,0}\, \phi_{0,5} + F_{0,1}\, \phi_{0,4} + F_{0,2}\, \phi_{0,3}$$

$$+ F_{1,0}\, \phi_{-1,5} + F_{1,1}\, \phi_{-1,4} + F_{1,2}\, \phi_{-1,3}$$

$$+ F_{2,0}\,\phi_{-2,5} + F_{2,1}\,\phi_{-2,4} + F_{2,2}\,\phi_{-2,3}\;)$$

$$S_{0,6} = \sum_{\alpha=0}^{2}\sum_{\beta=0}^{2} F_{\alpha,\beta}\,\phi_{0-\alpha,6-\beta}$$

$$=(\;F_{0,0}\,\phi_{0,6} + F_{0,1}\,\phi_{0,5} + F_{0,2}\,\phi_{0,4}$$

$$+ F_{1,0}\,\phi_{-1,6} + F_{1,1}\,\phi_{-1,5} + F_{1,2}\,\phi_{-1,4}$$

$$+ F_{2,0}\,\phi_{-2,6} + F_{2,1}\,\phi_{-2,5} + F_{2,2}\,\phi_{-2,4}\;)$$

elde edilir. Lüzumsuz tekrardan kaçınmak maksadıyla burada sadece bir satır için işlem yapıldı. Aynı işlemler x'in diğer değerleri için de yapılarak konvolüsyon işlemi tamamlanır.

<u>Şematik yolla iki boyutlu konvolüsyon işlemi:</u>

Matris olarak tanımlanmış ayrık değer fonksiyonlarından herhangi birisi, önce ilk sütununa göre takla attırılır. Elde edilen yeni matris ilk satırına göre tekrar takla attırılarak yeni bir matris oluşturulur. Bu işlemler yukarıda verilen F matrisine uygulanırsa,

$$F_{-\alpha,-\beta} = \begin{vmatrix} 2 & 3 & 5 \\ 1 & 4 & 2 \\ 7 & 1 & 3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 5 & 3 & 2 \\ 2 & 4 & 1 \\ 3 & 1 & 7 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 3 & 1 & 7 \\ 2 & 4 & 1 \\ 5 & 3 & 2 \end{vmatrix}$$

elde edilir. Bu işlemden sonra bulunan yeni matris diğer matris ile aşağıda tariflenen işleme tabi tutulur. Bu işlemde; taklalar attırılarak elde edilen matris (operatör matrisi) üstte olacak şekilde yerleştirilir. Bu matrisin en son elemanı, altta yerleştirilecek diğer matrisin ilk elemanı üzerine gelecek şekilde konumlandırılır. Karşılık gelen iki eleman çarpılarak sonuç matrisinin ilk elemanı belirlenir. Daha sonra operatör, satır boyunca bir eleman sağa doğru kaydırılır. Bu kez karşılık gelen elemanlar çarpılarak toplanıp sonuç matrisinin ikinci elemanı tesbit edilir. İşlem tüm satır için tekrarlanarak sonuç matrisinin ilk satırı elde edilir. Sonuç matrisinin ikinci satırını elde etmek için; operatör matrisin sonuncu elemanı, diğer matrisin ikinci satırının ilk elemanının üzerine gelecek şekilde yerleştirildikten sonra karşılıklı gelen elemanlar çarpılıp toplanarak sonuç matrisin ikinci satırın ilk elemanı elde edilir. Birinci satırda olduğu gibi kaydırılıp karşılık gelen elemanlar çarpılıp toplanarak işleme devam edilir [6]. Yukarıda verilen iki matris için bu işlemlerin birkaç satırı aşağıda verilmektedir.

$$\begin{array}{ccccccc} 3 & 1 & 7 & & & & \\ 2 & 4 & 1 & & & & \\ 5 & 3 & \binom{2}{4} & 6 & 1 & 2 & 3 \\ & & 3 & 5 & 2 & 8 & 6 \\ & & 7 & 3 & 9 & 11 & 5 \\ & & 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{array} \qquad \begin{array}{cccccc} 3 & 1 & 7 & & & \\ 2 & 4 & 1 & & & \\ 5 & \binom{3}{4} & \binom{2}{6} & 1 & 2 & 3 \\ & 3 & 5 & 2 & 8 & 6 \\ & 7 & 3 & 9 & 11 & 5 \\ & 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{array} \qquad \begin{array}{ccccc} 3 & 1 & 7 & & \\ 2 & 4 & 1 & & \\ \binom{5}{4} & \binom{3}{6} & \binom{2}{1} & 2 & 3 \\ 3 & 5 & 2 & 8 & 6 \\ 7 & 3 & 9 & 11 & 5 \\ 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{array}$$

$s_{0,0} = 8$ $\qquad$ $s_{0,1} = 24$ $\qquad$ $s_{0,2} = 40$

$$\begin{array}{ccccc} & 3 & 1 & 7 & \\ & 2 & 4 & 1 & \\ 4 & \binom{5}{6} & \binom{3}{1} & \binom{2}{2} & 3 \\ 3 & 5 & 2 & 8 & 6 \\ 7 & 3 & 9 & 11 & 5 \\ 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{array} \qquad \begin{array}{ccccc} & & 3 & 1 & 7 \\ & & 2 & 4 & 1 \\ 4 & 6 & \binom{5}{1} & \binom{3}{2} & \binom{2}{3} \\ 3 & 5 & 2 & 8 & 6 \\ 7 & 3 & 9 & 11 & 5 \\ 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{array} \qquad \begin{array}{cccccc} & & & 3 & 1 & 7 \\ & & & 2 & 4 & 1 \\ 4 & 6 & 1 & \binom{5}{2} & \binom{3}{3} & 2 \\ 3 & 5 & 2 & 8 & 6 & \\ 7 & 3 & 9 & 11 & 5 & \\ 1 & 4 & 6 & 2 & 8 & \end{array}$$

$s_{0,3} = 37$ $\qquad$ $s_{0,4} = 17$ $\qquad$ $s_{0,5} = 19$

$$\begin{array}{ccccccc} & & & & 3 & 1 & 7 \\ & & & & 2 & 4 & 1 \\ 4 & 6 & 1 & 2 & \binom{5}{3} & 3 & 2 \\ 3 & 5 & 2 & 8 & 6 & & \\ 7 & 3 & 9 & 11 & 5 & & \\ 1 & 4 & 6 & 2 & 8 & & \end{array}$$

$$S_{0,6} = 15$$

$$\begin{array}{ccccccc} 3 & 1 & \binom{7}{4} & 6 & 1 & 2 & 3 \\ 2 & 4 & \binom{1}{3} & 5 & 2 & 8 & 6 \\ 5 & 3 & \binom{2}{7} & 3 & 9 & 11 & 5 \\ & & 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{array} \qquad \begin{array}{cccccc} 3 & \binom{1}{4} & \binom{7}{6} & 1 & 2 & 3 \\ 2 & \binom{4}{3} & \binom{1}{5} & 2 & 8 & 6 \\ 5 & \binom{3}{7} & \binom{2}{3} & 9 & 11 & 5 \\ & 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{array} \qquad \begin{array}{ccccc} \binom{3}{4} & \binom{1}{6} & \binom{7}{1} & 2 & 3 \\ \binom{2}{3} & \binom{4}{5} & \binom{1}{2} & 8 & 6 \\ \binom{5}{7} & \binom{3}{3} & \binom{2}{9} & 1 & 5 \\ 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{array}$$

$$S_{2,0} = 45 \qquad S_{2,1} = 90 \qquad S_{2,2} = 115$$

$$\begin{array}{ccccc} 4 & \genfrac{}{}{0pt}{}{3}{6} & \genfrac{}{}{0pt}{}{1}{1} & \genfrac{}{}{0pt}{}{7}{2} & 3 \\ 3 & \genfrac{}{}{0pt}{}{2}{5} & \genfrac{}{}{0pt}{}{4}{2} & \genfrac{}{}{0pt}{}{1}{8} & 6 \\ 7 & \genfrac{}{}{0pt}{}{5}{3} & \genfrac{}{}{0pt}{}{3}{9} & \genfrac{}{}{0pt}{}{2}{11} & 5 \\ 1 & 4 & 6 & 2 & 8 \end{array}$$

$$S_{2,3} = 123$$

gerekli tüm işlemler yapıldıktan sonra bulunacak S ayrık matris verisi;

$$S_{x,y} = \begin{vmatrix} 8 & 24 & 40 & 37 & 17 & 19 & 15 \\ 10 & 41 & 67 & 65 & 59 & 74 & 36 \\ 45 & 90 & 115 & 123 & 156 & 119 & 46 \\ 30 & 80 & 92 & 168 & 175 & 106 & 68 \\ 50 & 36 & 111 & 129 & 101 & 74 & 31 \\ 7 & 29 & 49 & 32 & 76 & 14 & 24 \end{vmatrix}$$

olarak belirlenir. İşleme tabi tutulan matrisler (m,n) ve (p,r) boyutlarında iseler sonuç matrisi (m+p-1,n+r-1) boyutunda olur. Eğer konvolüsyon işlemi süzgeçleme gayesi ile yapılıyorsa; sonuç matrisinin dört kenarından operatör boyunun bir eksiği kadar olan kısmı atılarak süzülmüş veri elde edilir. Bu yöntem ile iki boyutlu konvolüsyon işlemi yapan bilgisayar programı tezin sonunda ek olarak verilmiştir (Ek-1A).

BÖLÜM 3

GRAVİTE VERİLERİNİN DEĞERLENDİRİLMESİ

3.1. Giriş

Gravite verilerinin değerlendirilmesinde, gravite alanının özelliklerinden ileri gelen önemli iki zorluk vardır. Bunlardan

Birincisi; yeryüzündeki bir noktada ölçülen "g" değerinin, yeraltındaki çeşitli derinlik ve farklı yoğunluklarda bulunan cisimlerin etkilerinin toplamından oluşmasıdır. Yani, yeryüzünde ölçülerek belirlenen gravite alanına neden olan kütle dağılımının bulunması tek çözümlü bir problem değildir. Yeraltında, aynı anomaliyi verebilecek sonsuz sayıda kütle bulunabilir.

İkincisi ise; bir çok jeofizik problemde olduğu gibi sorunun bir ters problem oluşudur. Şöyleki, potansiyel alan teorisinde genellikle kaynak bilinir; bunun meydana getireceği potansiyel araştırılır. Buna karşılık gravite yönteminde, potansiyel alan ölçülüp bu alanı meydana getiren kaynak araştırılır. Böyle ters bir problemin tam ve kesin bir çözümü, hem teoride hem de uygulamada imkânsızdır. Bunun için, sadece yaklaşık çözüm yöntemleri aranır. Gravite prospeksiyonunda,

- Doğrudan (Direkt) Çözüm
- Dolaylı (İndirek) Çözüm

olmak üzere iki çözüm yöntemi vardır. "Dolaylı Yöntem"e "Modellerle Çözüm Yöntemi" de denir. Bu yöntemde, önce yeraltında olduğu düşünülen bazı geometrik şekilli modellerin yeryüzünde oluşturacağı teorik Bouguer anomalileri hesaplanır. Daha sonra, arazide yapılan ölçümler sonucu elde edilen anomaliler hesaplanan teorik anomalilerle karşılaştırılarak en iyi uyum sağlanıncaya kadar modelin parametreler değiştirilir. Böylece, ölçülen anomaliyi veren kütlenin geometrisi saptanmış olur. Daha önce de değinildiği gibi bu tür sonuçların çok çözümlü olduğu unutulmamalıdır.

"Analitik Çözüm Yöntemi" olarak ta adlandırılan doğrudan çözüm yönteminde, elde edilen gravite anomalisini meydana getiren kütle çeşitli deterministik yollarla tesbit edilir. Bunun için arazi verileri bir takım yöntemlerle yoruma hazır hale getirilir. Bu çalışmada, verilerin işlenmesi yöntemlerinden;

- Frekans Dönüşüm Süzgeçleme Yöntemleri
  - . Fuller Dönüşümü ile Süzgeçleme Yöntemi
  - . Hankel Dönüşümü ile Süzgeçleme Yöntemi
- Analitik Uzanım Yöntemleri
  - . Yukarı Analitik Uzanım Yöntemi
  - . Aşağı Analiktik Uzanım Yöntemi
  - . İkinci Türev Yöntemi
- En Küçük Karelerle Yüzey Uydurulması Yöntemi (Trend Analizi)

ele alınıp prensipleri anlatıldıktan sonra gerçek bir arazi verisine uygulanarak elde edilen sonuçlar kıyaslanıp tartışılacaktır.

Jeofizik verilerde, kaynağı belirsiz gelişigüzel (random) veya belirli bir kaynak tarafından oluşturulan sistematik gürültüler vardır. Bu gürültüler ölçülerle üst üste binmiş durumdadır. Sağlıklı bir değerlendirmenin yapılabilmesi için bu gürültülerin verilerden atılması gerekir. Buna en genel anlamda süzgeçleme adı verilir. Bu işlem zaman (uzaklık) veya frekans (dalga sayısı) ortamlarında yapılır. Potansiyel alan verileri iki-boyutlu veriler olduğundan, böyle bir veriyi süzmek için iki-boyutlu süzgeçler kullanılır.

3.2. Genel süzgeç kuramı

Elektrik süzgeç devrelerinde geçerli olan kuram ve matematiksel bağıntılar potansiyel alan verilerine uygulanacak süzgeç yöntemleri için de geçerlidir. Potansiyel alan verileri uzaklık boyutlarına bağlı olarak değiştiğinden bu ortamda (domain) elde edilen veriler dalga sayısı ortamına dönüştürülerek genlik spektrumu elde edilir. Daha sonra istenen dalga sayılarını geçirip, diğerlerini tutmak için gerekli işlem yapılır. Buna frekans ortamı süzgeçlemesi denir [8]. Gravitede süzgeçleme işlemi, yüksek frekanslı kabul edilen yüzeye yakın kaynakların etkisini, daha alçak frekanslı derin kaynak etkilerinden ayırmada kullanılır. Uygulamada kullanılan süzgeç türleri, çoğu kez süzgeçleme fonksiyonlarının biçimine göre alçak-geçişli, yüksek-geçişli, band-geçişliler ve band-tutucu olmak üzere gruplandırılırlar.

Alçak-geçişli süzgeçler :

Belirli bir dalga boyundan daha büyük dalga boyuna sahip değişimleri geçiren, diğerlerini tutan süzgeçlerdir. Alçak-geçişli süzgeçlerin dalgasayısına (frekansa) göre tanımı; amaca uygun olarak belirlenen bir dalga sayısından daha küçük dalga sayısına sahip değişimleri geçiren, diğerlerini geçirmeyen süzgeçlerdir. Bu tür süzgeçler, yüzeysel etkileri süzüp sadece derin etkileri ortaya çıkarmak için kullanılır.

Yüksek-geçişli süzgeçler :

Belirli bir dalga sayısından daha yüksek dalga sayılı değişimleri geçiren, diğerlerini süzen bir süzgeç türüdür. Derin etkileri süzerek yalnızca yüzeysel etkileri belirginleştirmek amacıyla kullanılır.

Band-geçişli süzgeçler :

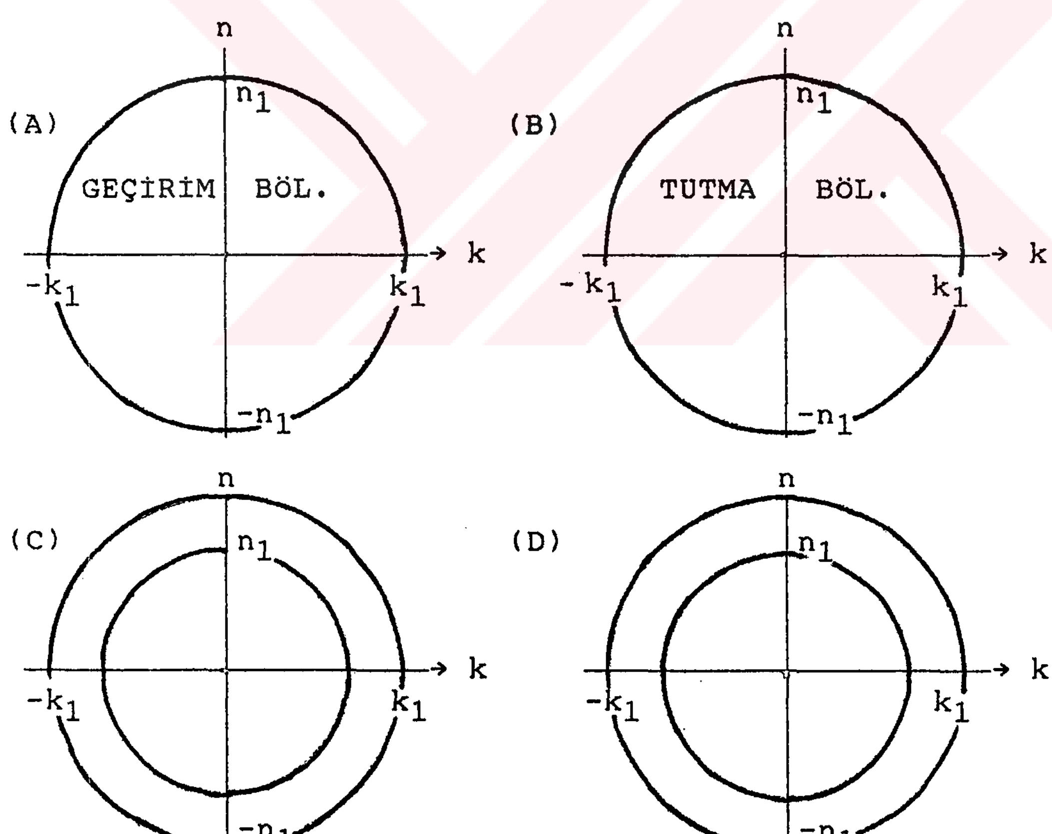
Seçilen belirli iki dalga sayısı arasındaki değişimleri geçiren, diğerlerini süzen bir süzgeç türüdür.

Band-tutucu süzgeçler :

Band-geçişli süzgecin tersine, seçilen belirli iki dalga sayısı arasındaki değişimleri tutan, diğerlerini geçiren bir süzgeç türüdür.

Süzgeç düzenlenmesinde dikkat edilmesi gereken en önemli husus süzülen veride bir faz kaymasının olmamasıdır. Bunun sağlanabilmesi için de dalga sayısı tepki fonksiyonunun çift fonksiyon, diğer bir deyişle simetrik olması gerekir. Süzgeçleme işleminde önemli olan diğer bir özellik de kesme dalga sayısı(k_1) ve Nyquist dalga sayısı(k_N) nın belirlenmesidir. Bu nedenle süzgeçlenecek verinin sayısallaştırılmasında seçilecek örnekleme (grid) aralığı çok önemlidir. Bu aralık daha önce açıklandığı gibi Nyquist kuralına göre belirlenir.

Süzgeç, kendisine uygulanan sinyali başka bir sinyale dönüştüren bir transfer fonksiyonuna sahiptir. Sayısal süzgeçleme işlemi, ayrıklaştırılmış giriş sinyali ile süzgeç katsayılarının konvolüsyonundan ibarettir. Süzgecin "impuls tepki fonksiyonu"; süzgece giriş olarak bir impuls verildiğinde elde edilecek çıkış sinyalidir.



Şekil 3.1 Süzgeçlerin transfer fonksiyonları. (A) alçak geçişli (B) Yüksek geçişli (C) band geçişli (D) band tutucu.

3.3. Fuller dönüşümü ile süzgeçleme yöntemi

Uzaklık veya zaman ortamında iki boyutlu süzgeçleme işlemi, iki boyutlu konvolüsyon işleminden ibaret olup daha önce verilen;

$$S(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha,\beta)\ \emptyset(x-\alpha,y-\beta)\ d\alpha\ d\beta \qquad (2.10)$$

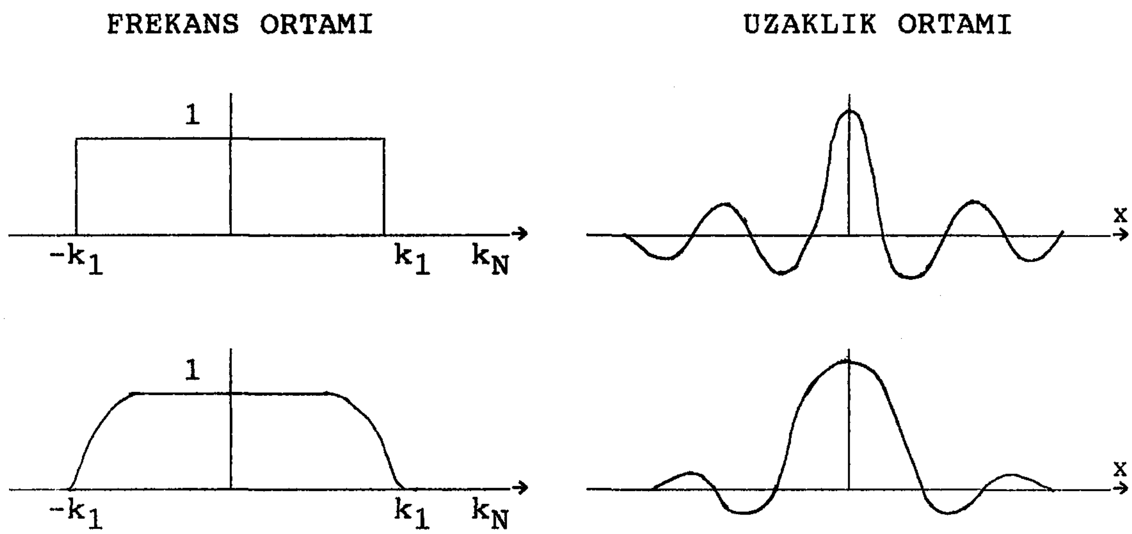
bağıntısı ile tanımlanır [9]. Burada,

$\emptyset(x,y)$: Giriş (Süzülecek) verisi
$S(x,y)$: Çıkış (Süzülmüş) verisi
$f(x,y)$: Süzgeç fonksiyonu

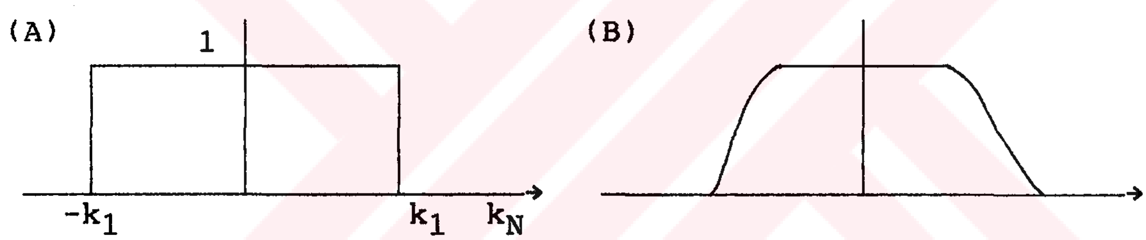
dur. Süzgeç fonksiyonunun anlamlı olabilmesi için sonlu uzunlukta olması gerekmektedir. Alçak geçişli bir süzgeç transfer fonksiyonu;

$$f(x,y) = 0 \begin{cases} |x| \geq X \\ |y| \geq Y \end{cases} \qquad (3.1)$$

bağıntısı ile verilen ve yüksekliği 1 olan bir dikdörtgen prizma olmalıdır(Şekil 3.1). Böyle bir fonksiyonun ters Fourier dönüşümü alınarak elde edilen süzgeç katsayıları sonsuz uzunluktadır. Bunun uygulanması pratikte mümkün değildir. Bu durumda, süzgeç fonksiyonu uçlarından kesilerek sonlu hale getirilmelidir. Ancak ani kesme süzgeç transfer fonksiyonunda yan salınımlara dolayısı ile sızmaya sebep olur. Bunun önlenebilmesi veya asgari seviyede tutulabilmesi için, ya süzgeç katsayıları belirli bir pencere fonksiyonu ile kesilir veya süzgeç transfer fonksiyonuna kesme dalgasayısı civarında belirli bir eğim verilir(Şekil 3.2). Bu durumda teorik süzgeç transfer fonksiyonunun köşeleri yuvarlatılarak uygulamada kullanılan süzgeç transfer fonksiyonu tesbit edilir(Şekil 3.3). Uygulamada bu işlem, teorik transfer fonksiyonu uygun bir pencere fonksiyonu ile çarpılarak yapılır.



Şekil 3.2 Süzgeç transfer fonksiyonunun frekans ve uzaklık ortamındaki görünümü.



Şekil 3.3 (A) Teorik tranfer fonksiyonu, (B) uygulamada kullanılan transfer fonksiyonunun görünümü.

Neticede (2.10) bağıntısı,

$$S(x,y) = \int_{-X}^{X}\int_{-Y}^{Y} f(\alpha,\beta)\, \phi(x-\alpha,y-\beta)\, d\alpha\, d\beta \qquad (3.2)$$

$$S(x,y) = f(x,y) * \phi(x,y)$$

şeklinde yazılır. Burada * konvolüsyon işlecini tanımlamaktadır. Bu bağıntıda, her iki tarafın Fourier dönüşümleri alınırsa,

$$S(u,v) = F(u,v)\, \Phi(u,v) \qquad (3.3)$$

elde edilir. Buradan, zaman (uzaklık) ortamındaki konvolüsyon işlemi frekans ortamında çarpma işlemine dönüşmüş olmaktadır. Buna göre, frekans ortamında; süzülecek verinin spektrumu ile süzgeç transfer fonksiyonunun çarpımı süzülmüş verinin spektrumunu verir.

f(x,y) fonksiyonunun Fourier dönüşümü F(u,v) dalgasayısı tepki fonksiyonu olarak bilinir ve

$$F(u,v) = \int_{-X}^{X}\int_{-Y}^{Y} f(x,y)\, \exp(-2\pi i(ux+vy))\, dy\, dx \qquad (3.4)$$

bağıntısı ile tanımlanır. Eğer f(x,y) süzgeç katsayıları her iki eksen için simetrik ise (3.4) bağıntısı,

$$F(u,v) = 4\int_{0}^{X}\int_{0}^{Y} f(x,y)\, \mathrm{Cos}(2\pi ux)\, \mathrm{Cos}(2\pi vy)\, dy\, dx \qquad (3.5)$$

şeklini alır. Örnekleme aralığı uzaklık boyutlarında seçilirse u ve v'nin birimi 1/veri aralığı olur. Ayrıklaştırılmış veriler için (3.2) bağıntısındaki konvolüsyon integrali, ayrık veriler için yazılacak olursa,

$$S(u,v) = \sum_{n=-Y/\Delta y}^{Y/\Delta y}\ \sum_{k=-X/\Delta x}^{X/\Delta x} f(k\Delta x,n\Delta y)\, \phi((x-k)\Delta x,(y-n)\Delta y)\, \Delta x\, \Delta y \qquad (3.6)$$

şeklinde ifade edilir. $f(k\Delta x,n\Delta y)\Delta x\Delta y$'nin yerine W(k,n) yazılıp ve örnekleme aralığı $\Delta x=\Delta y=1$ alınırsa,

$$S(u,v) = \sum_{n=-Y}^{Y}\ \sum_{k=-X}^{X} W(k,n)\, \phi(x-k,y-n) \qquad (3.7)$$

elde edilir. f(x,y) süzgeç fonksiyonu, her iki koordinat eksenlerine göre simetrik olacak şekilde seçilirse, denklem

(3.5) ile verilen frekans tepkisi ayrık veriler için

$$F(u,v) = 4 \sum_{n=0}^{Y} \sum_{k=0}^{X} W(k,n) \operatorname{Cos} 2\pi nu \operatorname{Cos} 2\pi kv \qquad (3.8)$$

denklemi ile tanımlanır. Burada W(k,n); koordinat sisteminde (k,n) noktasındaki istenen süzgeç çıkışını tanımlayan veri değerleri için ağırlık katsayıları grubudur.

Herhangi bir gravite verisinin süzülebilmesi için (3.2) ile verilen denklemde f(x,y) süzgeç katsayılarının tesbit edilmesi gerekir. Bunun için önce denklem (3.8) ile verilen F(u,v) süzgeç transfer fonksiyonu belirlenir. Daha sonra bunun ters Fourier dönüşümü alınarak f(x,y) süzgeç katsayıları;

$$f(x,y) = \int_{-u_1}^{u_1} \int_{-u_2}^{u_2} F(u,v) \exp(2\pi i(ux+vy))\, du\, dv \qquad (3.9)$$

tesbit edilir. Burada, u_1 ve u_2 her iki doğrultudaki kesme dalga sayılarıdır. Hatırlanacağı gibi Nyquist dalga sayısı veya örnekleme aralığı($0.5/\Delta x$) na göre seçilen değişik kesme dalga sayıları için farklı süzgeç katsayıları grubu elde edilir. Hesaplanacak süzgeç katsayıları için gerekli kesme dalga sayılarına uygulayıcı karar verir. Bunun için; süzülecek verinin genlik spektrumuna bakılarak geçmesi, yuvarlatılması ve tutulması gereken dalga sayıları tesbit edilir.

3.4. Süzgeç operatörlerinin hesaplanması

Süzgeç parametreleri (kesme dalga sayısı ve Nyquist dalga sayısı) kullanıcının ihtiyacına göre değişir. Kurulacak süzgeçte bu parametrelerin öncelikle tesbit edilmesi gerekir. Bunun için süzülecek verinin genlik spektrumu alınıp süzülecek ve geçirilecek dalga sayısı bandlarının sınırları ve süzgeç transfer fonksiyonuna verilecek eğim saptanır.

Uygulayıcının seçimine göre, parametreleri (Nyquist frekansı ve kesme dalga sayısı) sayısal olarak belirlenen simetrik süzgeç transfer fonksiyonu F(u,v) için farklı bir yaklaşımla (3.9) denkleminden;

$$W'(k,n) = 4 \sum_{l=0}^{0.5/\Omega v} \sum_{m=0}^{0.5/\Omega u} F(l\Omega u, m\Omega v) \, Cos(2\pi l\Omega uk) \, Cos(2\pi m\Omega vn) \, \Omega u\Omega v \qquad (3.10)$$

bağıntısı türetilebilir. Teoride, süzgeç boyunun seçiminde belirli bir sınırlama yoktur. Süzgeç fonksiyonunun boyu uzadıkça teorik transfer fonksiyonuna yaklaşılır. Ancak, işleme giren veri sayısıda artar. Süzgeç boyu kısaldıkça transfer fonksiyonunun geçirim bandında bazı distorsiyonlar meydana gelirken tutma bandında yan salınımlar oluşmaya başlar. Bu bakımdan optimum süzgeç boyu her araştırıcının kendi amacına bağlı olarak deneme-yanılma yöntemi ile saptanır. Süzgeç boyunun sınırlı olmasının getirdiği yan salınım ve distorsiyon etkilerinin asgari seviyede tutulabilmesi için yukarıda verilen (3.10) bağıntısı ile elde edilen W'(k,n) süzgeç fonksiyonu;

$$P(k,n) = \begin{cases} \frac{1}{2}\left[1 + Cos\left(\frac{\pi(k^2+n^2)^{\frac{1}{2}}}{(X^2+Y^2)^{\frac{1}{2}}}\right)\right] & |k| \le X, \ |n| \le Y \\ 0 & |k| > X, \ |n| > Y \end{cases} \qquad (3.11)$$

şeklinde verilen bir pencere fonksiyonu ile çarpılmalıdır [9]. Burada;

X = x ekseni yönündeki pencere uzunluğunu

Y = y ekseni yönündeki pencere uzunluğunu

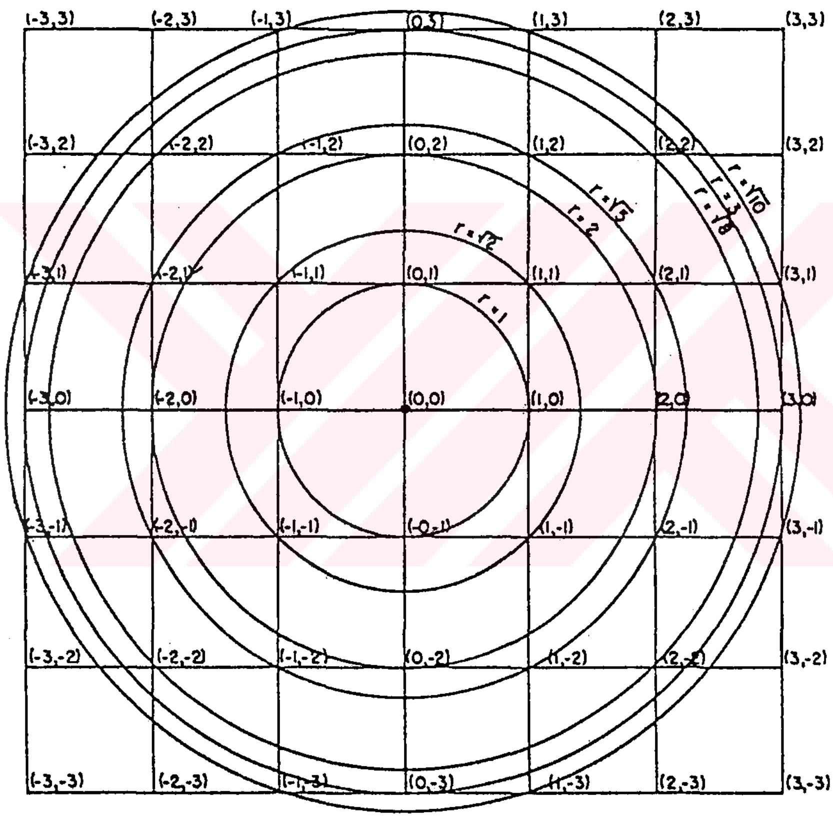
göstermektedir. Buna göre; (3.10) bağıntısından türetilen süzgeç fonksiyonunu W'(k,n), P(k,n) pencere fonksiyonu ile çarpılarak veriye uygulanacak,

$$W(k,n) = W'(k,n). \, P(k,n) \qquad (3.12)$$

süzgeç katsayıları elde edilir.

Sonuç olarak, frekans dönüşüm yöntemi yardımıyla amaca uygun bir süzgecin düzenlenmesinde (3.8), (3.10), (3.11) ve (3.12) bağıntılarının kullanılmasıyla kolaylıkla gerçekleştirilebilir.

Eşit aralıklarda ayrıklaştırılmış süzülmeye hazır veri ile, amaca uygun elde edilmiş ayrık süzgeç fonksiyonu uzaklık ortamında iki boyutlu konvolüsyona tabi tutularak sonuçta süzülmüş veri elde edilir.



Şekil 3.4 İki boyutlu süzgeçlerde ortalanan halkalarla kartezyen koordinat sistemindeki noktalar arasında kurulan grafiksel ilişkinin görünümü.

3.5. Hankel dönüşümü ile süzgeçleme yöntemi

Fourier dönüşümü ile süzgeç düzenlerken, amaca en uygun dalga sayısı tepki fonksiyonu ile süzgecin büyüklüğünü belirleyen en kısa impuls tepki fonksiyonu deneme-yanılma yoluyla belirlenmektedir. Süzgeç ve süzgeçleme tekniğini iyi bilen kimseler süzgecin araştırma amaçları için zararlı olmayan eksiklik ya da bozukluklarını özellikle süzgeç içinde bırakarak veya süzgece sokarak süzgecin küçülmesini sağlayabilmektedirler. Süzgeç boyu, iki boyutlu verilerde işlem zamanını etkileyen çok önemli bir özelliktir. Mesela, (7x7)'lik iki boyutlu bir süzgeç ile yine iki boyutlu bir veri süzülürken yalnız bir noktadaki süzülmüş değeri bulmak için 49 çarpma ve 49'da toplama işleminin yapılması gerekir. Ayrıca süzgecin boyundan dolayı kaybedilen veri sayısında da artış olmaktadır.

İki boyutlu süzgeçlerin düzenlenmesinde konu edilen bu zorlukları [10] bir dereceye kadar azaltan farklı bir yöntem sunmuşlardır.

Diğerlerine göre, bu yöntemin en önemli farkı süzgecin frekans tepki fonksiyonu ve impuls tepki fonksiyonlarının Hankel dönüşümü ile elde edilmesidir. Bu yöntemde Hankel dönüşümünün dairesel simetri özelliğinden dolayı süzülecek ve süzülmüş veriler arasında bir faz kayması söz konusu olmamaktadır. Süzgecin her doğrultudaki değişimler üzerine etkisi aynı olduğundan, süzülmüş iki boyutlu veriler üzerinde karşılaşılabilecek simetri bozulmaları veya anomalilerdeki belli yönlere uzanımların, süzgecin faz kaydırması sonucu ortaya çıkmadığı kesinleşir. Bütün doğrultulardaki süzgeçleme etkisinin aynı olması, süzgeç impuls tepki fonksiyonunun;

$$F(x,y) = F\left[(x^2+y^2)^{\frac{1}{2}}\right] = F(r) \tag{3.13}$$

koşulunu sağlamasını gerektirir. Böylece f(u,v) frekans tepki fonksiyonu sadece k, radyal frekansın fonksiyonu olur. Yani

$$f(u,v) = f\left[(u^2+v^2)^{\frac{1}{2}}\right] = f(k) \qquad (3.14)$$

olmasını gerektirir. Burada,

$$f(u,v) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} F(\ (x^2+y^2)^{\frac{1}{2}}\ ) \exp(-2\pi i(ux+vy))\ dx\ dy \quad (3.15)$$

yazılabilir. Kartezyen koordinatlar yerine kutupsal koordinatlar kullanılırsa,

$x = r \cos\theta \qquad y = r \sin\theta \qquad |r| = (x^2+y^2)^{\frac{1}{2}}$

$u = k \cos\emptyset \qquad v = k \sin\emptyset \qquad |k| = (u^2+v^2)^{\frac{1}{2}}$

olduğundan (3.15) bağıntısı;

$$f(k,\emptyset) = \int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} F(r) \exp(-2\pi ikr(\cos\theta\ \cos\emptyset+\sin\theta\ \sin\emptyset))\ r\ dr\ d\theta$$

$$f(k,\emptyset) = \int_0^{\infty} r\ F(r)\ dr \int_0^{2\pi} \exp(-2\pi ikr(\cos(\theta-\emptyset)))\ d\theta \qquad (3.16)$$

elde edilir. Bessel fonksiyonlarının;

$$\int_0^{2\pi} \exp\ (iz \cos\alpha)\ d\alpha = 2\pi\ J_o(z) \qquad (3.17)$$

özelliğinden,

$$f(k,\emptyset) = 2\pi \int_0^{\infty} r\ F(r)\ J_o(2\pi kr)\ dr \qquad (3.18)$$

bulunur. Bu eşitliğin sol tarafındaki Ø açısı bir değişken değildir. Bu durumda impuls tepki fonksiyonu dairesel simetriye sahip olunca frekans tepki fonksiyonu da dairesel simetriye sahip olacaktır [5].

Değişken kesme dalga sayıları k ve kesme oranları Ωk olan düz geçiş bölgeli, faz bozulmasız alçak-geçişli süzgeçler için uzaklık ortamında ağırlık katsayılarını oluşturmak için Hankel dönüşümünden yararlanılmaktadır. Bu şekilde hesaplanmış süzgeçlerin spektrumundaki hata, ağırlık katsayılarının uçlarından yapılan kesmeye, Ωk ve k_c'ye bağlıdır. Spektrumundaki kabul edilebilir hata miktarı için yapılan hata analizi, katsayı grubunun boyunu belirlemede bir kriter olmaktadır.

Potansiyel alan verilerinin incelenmesinde rejyonal ve rezidüel anomali ayırımında alçak ve yüksek geçişli süzgeçler başarı ile uygulanmaktadır. Bu yolla ayırım, yüzeye yakın tahminlere dayanmaktadır. Alanın daha yüksek dalga sayısı bileşenleri, daha derin kaynakların sebep olduğu alçak dalga sayısı trendlerinden ayrılabilmektedir. Skeels [11]'in vurguladığı gibi ayırım probleminin tek çözümü yoktur. Alçak dalga sayılı anomaliler yüzeye yakın etkilerden ayırılarak belirgin duruma gelebilmekte ve alanın değişik bileşenlerinde önemli spektral bozulmalar olabilmektedir. Yüksek-geçişli süzgeçler kullanıldığında rezidüel anomali haritasında oluşan yalancı anomaliler karışıklığa sebep olup, sonuçta elde edilen rezidüel harita bir anlam taşımamaktadır [12]. Buna rağmen, dalga sayısı süzgeçlemesi çeşitli kullanım alanı olan bir yöntemdir. Örneğin bu yöntem çıkışın daha iyi kontrolüne izin vermekte ve diğer tekniklerden daha etkili olmaktadır.

Bir kare gridde interpole edilen veriye uygulanacak iki boyutlu süzgeçlerin düzenlenmesi için genel teori [13, 9, 14] tarafından verilmiştir. Bu yayınlarda izlenen esas amaç, tasarlanan süzgecin (alçak-geçişli, yüksek-geçişli veya band-geçişli) istenen dalga sayısı tepkisinin sayısal olarak belirtilmesidir. Uzaklık ortamında uygulanabilen ağırlık katsayıları, dalga sayısı tepkisinin ters Fourier dönüşümü alınarak elde edilmektedir. Gerçek dalgasayısı tepkisinin herhangi bir bozulmasını en aza indirmek için ağırlık katsayıları uçlarından kısaltılmalı veya yuvarlatılmalıdır. Katsayılar bir kare gridde belirtildiğinden, dairesel simetriden dolayı dalga sayısı tepkisinde bir kayıp vardır.

Uzaklık ve dalga sayısı ortamındaki fonksiyonlar kartezyen koordinat eksenlerinin her ikisi için simetrik olduklarından süzgeçlerin fazı sıfırdır. Dalga sayısı ortamında süzgeçleme operatörü oluşturulur ve daha sonra, elde edilen spektrumun ters Hankel dönüşümü alınır. Yukarıda anlatılan yaklaşımın en büyük dezavantajı bir deneme-yanılma işlemi olmasıdır. Çünkü istenen dalga sayısı tepkisi ve uzaklık ortamı operatörü arasında bir uyum sağlanması gereklidir. Dairesel simetrik fonksiyonlarla ilgilenildiğinde iki boyutlu Fourier dönüşüm çiftinin sıfırıncı derece Hankel dönüşüm çiftine eşdeğer olduğunu [8] göstermiştir. Yine bazı basit fonksiyonlar için Hankel dönüşümünün kapalı bir şekilde geliştirilebileceğini ve böylece doğrudan süzgeç düzenlenmesinde yararlı olduğunu [13] göstermiştir. Düz geçiş bölgeli, değişebilir dalga sayıları ve kesme oranlarıyla doğrudan süzgeç türetilmesini ve süzgeç tepkisindeki maksimum hata kestirimini sağlayan bir yöntemi ise [10] göstermiştir.

3.5.1. Süzgeç tasarım teorisi

Bir boyutlu lineer sayısal süzgeçlerin düzenlenmesinin ayrıntılı bir tanımlanması [15] tarafından verilmiştir. İki boyutlu dairesel simetrik süzgeçler için yöntemlerin bir genellemesi şöyle açıklanabilir:

Dairesel simetrik ideal iki boyutlu süzgecin impuls tepkisi, yarıçap değişkeni r'nin bir fonksiyonudur.

$$w(x,y) = w(r) \qquad (3.19)$$

Burada $r^2=x^2+y^2$ dir. (3.19) denkleminin dalga sayısı tepkisi, dalga sayısı değişkeni k'nın dairesel simetrik bir fonksiyonudur.

$$W(k_x,k_y) = W(k) \tag{3.20}$$

k_x ve k_y sırasıyla x ve y yönündeki dalga sayılarıdır ve $k^2=k_x{}^2+k_y{}^2$ şeklinde tanımlanır. Burada, impuls ve dalga sayısı tepkileri, Hankel dönüşüm çiftini oluşturmaktadırlar.

$$W(k) = 2\pi \int_0^\infty w(r)J_o(2\pi kr)\ r\ dr \tag{3.20a}$$

ve

$$w(r) = 2\pi \int_0^\infty W(k)J_o(2\pi kr)\ k\ dk \tag{3.20b}$$

İdeal bir alçak-geçişli süzgecin tepkisi;

$$W(k) \begin{cases} = 1, & |k| \leq k_c \\ = 0, & |k| > k_c \end{cases} \tag{3.21}$$

ile verilmektedir. Burada k_c istenen kesme dalga sayısıdır. Ters Hankel dönüşümü alınarak;

$$w(r) = 2\pi \int_0^{k_c} J_o(2\pi kr)\ k\ dk$$

denklemi integre edilerek;

$$\boxed{w(r) = \frac{k_c\ J_1(2\pi k_c r)}{r}} \tag{3.22}$$

impuls tepkisi elde edilir. Burada; J_o ve J_1 sırasıyla sıfırıncı ve birinci mertebeden Bessel fonksiyonlarıdır.

İki boyutlu süzgeç düzenlemek için (3.22) denkleminin kullanımı, bir boyutta çalışırken Sinx/x (Sinc) fonksiyonunun kullanımında olduğu gibi benzer dezavantajlar göstermektedir. Bu dezavantajların asgariye indirilmesi için süzgeç transfer fonksiyonunun kesme dalga sayısında süreksizlik bulunmayan, yumuşak geçiş bölgesine sahip bir dalga sayısı tepkisi belirlemek gerekir. Böyle bir süzgeç transfer fonksiyonu;

$$W(k) = \int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} H(k')G(K)k'dk'd\phi \qquad (3.23)$$

ile tanımlanmıştır. Bu denklem H(k) ve G(k) dairesel simetrik fonksiyonların iki boyutlu konvolüsyonunu temsil etmektedir [16]. Burada;

$$K^2 = k^2 + (k')^2 - 2\,k\,k'\,\mathrm{Cos}\phi \qquad (3.24)$$

şeklindedir. Dalga sayısı ortamındaki konvolüsyon uzaklık ortamında çarpmaya eşdeğer olduğundan, ağırlık fonksiyonu (impuls tepki);

$$w(r) = h(r).g(r) \qquad (3.25)$$

ile verilmektedir. Konvolv edildiğinde, istenen tepkiyi veren ve kapalı biçimde açıklanabilen h(r) ve g(r) Hankel dönüşümlerine sahip H(k) ve G(k) gibi iki fonksiyon bulmakla süzgeç düzenlenir.

Şimdi;

$$G(k) \begin{cases} = 1, & |k| \le a \\ = 0, & |k| > a \end{cases} \qquad (3.26)$$

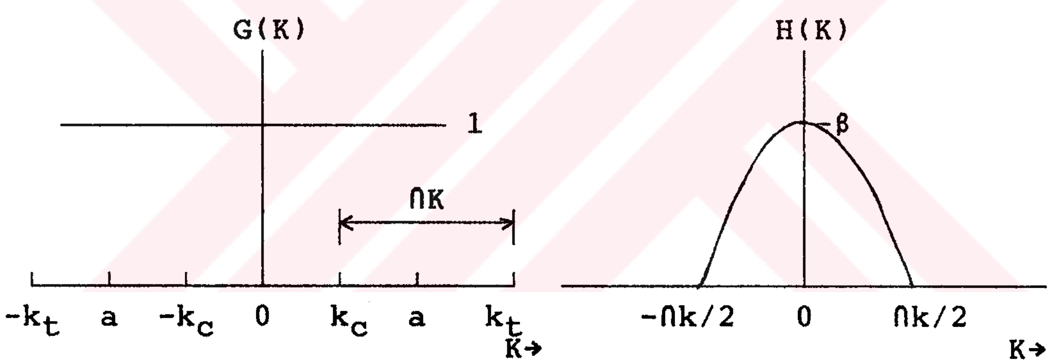
şeklinde bir fonksiyon tanımlayalım. Burada; $a=(k_c+k_t)/2$; k_c, süzgecin istenen kesme dalga sayısı ve k_t, istenen geçiş bandının son sınırıdır (Şekil 3.5). Yukarıda verilen (3.26) denkleminin ters dönüşümü,

$$\boxed{g(r) = \frac{a\,J_1(2\pi a r)}{r}} \qquad (3.27)$$

şeklindedir.

Süzgeç tepkisinin yuvarlanması H(k)'yı belirlemede kullanılan en basit fonksiyonlardan birisi sıfırıncı mertebeden Bessel fonksiyonudur. H(k), şöyle tanımlanabilir:

$$H(k) \begin{cases} = \beta\, J_o\left(\dfrac{\alpha k}{\Delta k}\right), & |k| \leq \dfrac{\Delta k}{2} \\[2ex] = 0, & |k| > \dfrac{\Delta k}{2} \end{cases} \qquad (3.28)$$



Şekil 3.5 Dalga sayısı tepkisinin belirlenmesinde kullanılan fonksiyonlar.

Burada, $\Delta k = k_t - k_c$ olup α ve β sabitlerdir. Bessel fonksiyonu ilk sıfır değerini $\alpha k/\Delta k = 2.4048...$ de alır. İlk sıfır $k = \Delta k/2$'de olduğunda α sabiti 4.8096...olur. β sabiti H(k)'nın altındaki alanı bire eşitleyerek belirlenmektedir. Bu işlem, H(k) ve G(k)'nın konvolüsyonu ile elde edilen tepki fonksiyonunun geçiş bölgesinde birim olmasını sağlar. A bölgesi;

$$A = \int_0^{2\pi}\int_0^{\Delta k/2} \beta\, J_o\left(\frac{\alpha k}{\Delta k}\right) k\, dk\, d\theta = \frac{\pi \beta k^2}{\alpha} J_1(\,\alpha/2\,)$$

ifadesiyle verilmektedir. Ancak bu alanın birim olması için;

$$\beta = \alpha/\pi \ \Omega k^2 J_1(\alpha/2) \qquad (3.29)$$

olması gerekir. Dolayısıyla;

$$H(k) \begin{cases} = \dfrac{\alpha}{\pi \ \Omega k^2 J_1(\alpha/2)} J_o\left(\dfrac{\alpha k}{\Omega k}\right), & |k| \leq \dfrac{\Omega k}{2} \\ = 0, & |k| > \dfrac{\Omega k}{2} \end{cases} \qquad (3.30)$$

olacaktır. Bu denklemin ters Hankel dönüşümünden,

$$h(r) = 2\pi \int_0^{\Omega k/2} \frac{\alpha}{\pi \ \Omega k^2 J_1(\alpha/2)} J_o\left(\frac{\alpha k}{\Omega k}\right) J_o(2\pi r k) \ k \ dk$$

elde edilir.

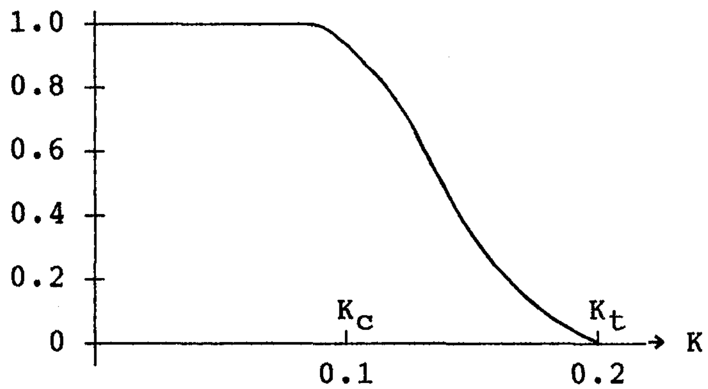
$J_o(\alpha/2)=0$ olduğu dikkate alınarak, bu integralin sonucu;

$$\boxed{h(r) = \frac{J_o(\pi r \ \Omega k)}{1 - \left(\dfrac{2\pi r \ \Omega k}{\alpha}\right)^2}} \qquad (3.31)$$

denklemini verir. Bu (3.27) ve (3.31) denklemleri (3.25) denkleminde yerine yazılırsa, istenen impuls tepkisi;

$$\boxed{w(r) = \frac{a J_1(2\pi a r)}{r} \cdot \frac{J_o(\pi r \Omega k)}{1 - \left(\dfrac{2\pi r \ \Omega k}{\alpha}\right)^2}} \qquad (3.32)$$

olarak bulunur. Bu denklem yardımı ile alçak geçişli süzgeç katsayıları hesaplanır.



Şekil 3.6 Kesme dalga sayısı (k_c) 0.1 devir/veri aralığı ve kesme oranı Δk olan ideal bir dalga sayısı tepkisi.

Burada;

$$\alpha = 4.8096...$$

$$a = \frac{k_c + k_t}{2} \qquad (3.32a)$$

$$\Delta k = k_t - k_c$$

ile tanımlanmaktadır. Yukarıda verilen (3.32) impuls tepki fonksiyonu, $r=0$ ve $r=\alpha/2\pi\Delta k$ değerleri için tanımsızdır. Bu noktalardaki süzgeç katsayılarının hesaplanması, yukarıdaki (3.32) denklemine l'Hospital kuralı uygulanarak;

$$w(0) = \pi a^2$$

ve

$$w\left(\frac{\alpha}{2\pi\Delta k}\right) = \frac{\pi a \,\Delta k}{2} J_1\left(\frac{\alpha a}{\Delta k}\right) J_1\left(\frac{\alpha}{2}\right) \qquad (3.33)$$

bağıntıları bulunur.

Bu (3.32) ve (3.33) denklemleri r'nin uzaklıktan ziyade veri aralıkları cinsinden ölçüldüğü bir kare griddeki ağırlık katsayılarının genel olarak oluşturulmasında kullanılmaktadır. Süzülecek verinin ortalama değerini bozmamak için ağırlıklandırılmış katsayıların toplamının bire eşitlenmesi gerekir.

Yukarıda verilen (3.32) denklemindeki impuls tepkisine karşı gelen teorik dalga sayısı tepkisi, (3.28) ve (3.26) denklemlerini, (3.23) denkleminde veya (3.20a) denkleminde (3.32) denklemini yerine yazmakla elde edilir. Her iki durumda da kapalı bir şekilde bir çözüm bulunamamaktadır. (3.32) denkleminin dönüşümü sayısal olarak yapılmıştır. Buna ait bir örnek Şekil 3.6'da verilmektedir.

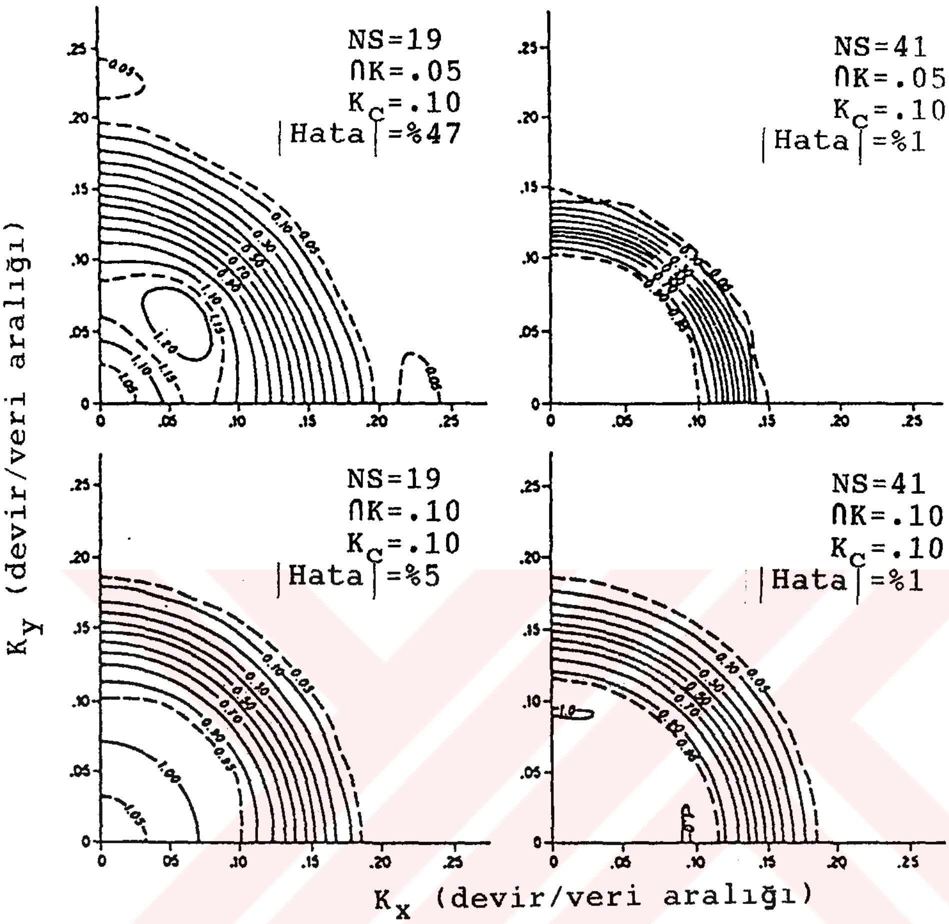
Alçak geçişli süzgeçlerle aynı algoritma kullanılarak yüksek geçişli ve band geçişli süzgeçler düzenlenebilmektedir [14]. Yüksek geçişli süzgeç katsayıları aynı kesme dalga sayısına sahip alçak geçişli süzgeç katsayılarını -1 ile çarparak elde edilir. Bu şekildeki yüksek geçişli süzgeç katsayılarının toplamının sıfır olması gerekir. Eğer bu sağlanmıyorsa yani yüksek geçişli süzgeç katsayıları toplamı sıfırdan farklı ise bu fark merkezdeki değere eklenir veya çıkarılır.

3.5.2. Alçak geçişli süzgeçlerin düzenlenmesi

Yukarıda verilen (3.32) ve (3.33) denklemleriyle belirlenen alçak geçişli süzgeçler için impuls tepkisi dairesel simetriye sahip (faz bozulmasız) sonsuz uzunlukta bir fonksiyondur. Uygulamada böyle süzgeçler için ağırlık katsayılarının sonlu uzunluktaki bir kare gridde belirtilmesi gerekir. Bunun için katsayı grubunun uçlarından kesilmesi gerekir ki buda Gibb's olayına neden olmaktadır. Katsayıların kare gridde düzenlenmesi dairesel simetrinin kaybıyla sonuçlanmaktadır. Bu nedenle, uygulamada süzgeç düzenlemek için, kabul edilebilir hata analizi miktarı veren süzgeç parametrelerini belirlemede, uygun bir düzenleme kriterine sahip olunmak istenir. Deneysel hata analizi;

- Katsayı grubundaki değişik bileşenler,
- Kesme dalga sayısı k_c,
- Kesme oranı Ωk

ile süzgeçlerin spektrumları elde edilerek yapılmaktadır. Geçiş ve durdurma bölgelerinde kuramsal tepkiden elde edilen gerçek genlik spektrumunun maksimum sapma sınırı, süzgeç düzenlemede hatanın bir ölçüsü olarak seçilir.



Şekil 3.7 Kesme dalga sayısı 0.1 devir/veri aralığı için gerçek dalga sayısı tepkisinde kesme oranı Ωk ve katsayı grubunun boyu NS' nin değişiminin etkisi [10].

Verilen bir kesme dalgasayısı için, maksimum hata, süzgeç boyu (NS) ve kesme oranı (Ωk) değerlerinin artmasıyla azalmaktadır. Bu durum, k_c=0.1 devir/veri aralığı için şekil 3.7'de gözlenebilir. Simetri nedeniyle, her bir spektrumun sadece bir çeyreği gösterilmiştir. Spektral değerler, maksimum değerin yüzde beşinden daha küçük olduklarında; çizimler 0.25 devir/veri aralığında sona erer. Bir boyutlu süzgeçlerden olan fark, hatanın kesme dalga sayısı (k_c)'nın fonksiyonu olmasıdır. Kesme dalga sayısı (k_c)'deki hatanın değişimi düzenli bir uyum göstermemektedir. Süzgeç boyu ve kesme oranının seçimiyle kesin bir süzgeç düzenleme kriterini belirlemek mümkün değildir.

Süzgeç uzunluğu, yarıçap belirsizliğinin kaldırılarak tekilliğin sağlandığı $r=\alpha/2\pi \Omega k$ uzaklığının iki katından daha büyükse; geçiş ve durdurma bölgelerindeki maksimum hata %10 dan daha küçük olmaktadır. Daha kesin bir kriterle süzgeç boyu $NS \geq 2.6[(\alpha/2\pi \Omega k)+1] \approx 2/\Omega k+2.6$ olarak tanımlanır. Bu kriter $\Omega k \geq 0.1$ devir/veri aralığı için NS'nın uygun değerlerini önceden belirler. Tablo 4.1'de deneysel hata analiz sonuçları gösterilmiştir. Burada minimum dizi boyutları; Ωk'nın bir fonksiyonu olarak farklı hata aralıkları için verilmektedir.

Tablo 3.1 Deneysel hata analizinden elde edilen minimum katsayı dizi boyları [10].

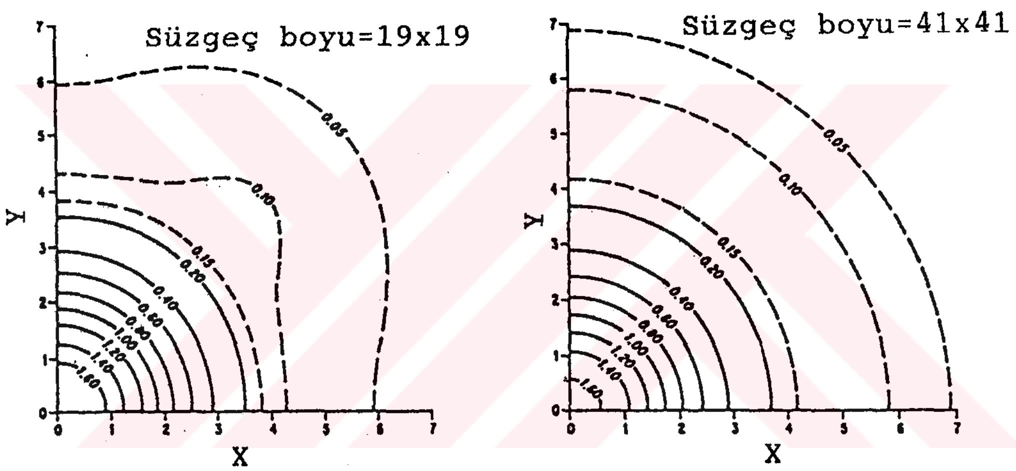
Maksimum hata yüzdesi ϵ	Ωk (devir/veri aralığı)			
	0.05	0.10	0.20	0.30
<1	——	41x41	25x25	15x15
1-5	45x45	27x27	17x17	13x13
5-10	35x35	23x23	13x13	9x9

İstenen katsayı adedinin uygun bir kestirimi;

$$NS = \frac{1}{\Omega k} \left(\frac{16.5}{\epsilon}\right)^{1/3}$$

bağıntısı ile verilmektedir. Burada ϵ hata yüzdesini göstermektedir. Bu ilişki, $\Omega k=0.05$ devir/veri aralığı için çok geniş bir süzgeç boyu (NS) belirlenmesini sağlar. Ağırlık katsayılarının bir kare gridde belirtilmesinden ileri gelen dairesel simetri kaybının, yeterli derecede yapılamayan ölçümü üzerinde çalışılmıştır. Bununla birlikte, eğer süzgeç spektrumundaki maksimum hata kabul edilebilir bir sıra içindeyse, simetrik olmayan etkiler genellikle ihmal edilebilir. Buna ait bir örnek Şekil 3.8'de gösterilmektedir. Yarıçap=1000 ft., merkez derinliği=2000 ft., yoğunluğu=1 gr/cm^3 olan bir kürenin 500 ft. aralıklarla oluşturduğu anomali; $\Omega k=0.05$ devir/veri aralığı için Şekil 3.7'de gösterilen süzgeçler kullanılarak süzülmüştür. Süzgeç boyu 19 alındığında daha geniş dalga sayılarında dairesel simetrinin kaybı fark edilmektedir. (%47) yüksek hatanın olması bu süzgecin sağlıklı sonuç vermiyeceğini gösterir. Süzgeç boyunun 41 değeri için maksimum hata %1 dir ve sonuçta elde edilen anomalideki bozulma önemsizdir.

Sınırlı sayıdaki süzgeç spektrum testi yapıldığında, bunlardan birisi düzenleme kriteri hakkındaki uygulamadan beklenenlerden birisi ile uyum içinde olmalıdır. Kriter, süzgeç boyunun kestirimi için kullanılmalıdır. Spektrumun kontrolü; istenen doğruluğun dışında verilen kesme dalga sayısı ve Ωk kesme oranı için kullanılabilen daha küçük katsayı düzeninde gösterilebilir.

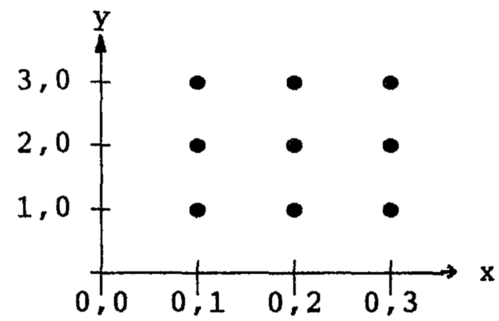


Şekil 3.8 Şekil 3.7'deki süzgeçlerin Ωk = 0.05 devir/veri aralığı olanı kullanılarak bir kürenin oluşturduğu anomalinin süzgeçleme uyarlamaları [10].

ÖRNEK:

Kesme dalga sayısı k_c = 0.1 devir/veri aralığı, tutma dalga sayısı k_t=0.2 ve süzgeç boyu NS = 7 olan (Şekil 3.6) alçak geçişli süzgeç katsayılarının hesaplanması.

Dairesel simetri nedeniyle M=(NS-1)/2=(7-1)/2=3 olur. Bu durumda 3x3=9 adet katsayı hesaplanması gerekir.



Şekil 3.9 Dairesel simetrik iki boyutlu süzgecin, bir çeyreğinin (x,y) koordinatlarına göre gösterimi.

Yukarıda verilen (3.32a) denklemine göre,

$$a = \frac{k_t+k_c}{2} = \frac{0.2+0.1}{2} = 0.15$$

$$\cap k = k_t - k_c = 0.2-0.1 = 0.1$$

elde edilir. Düzenlenecek süzgeç iki boyutlu ve dairesel simetrik olduğundan, dairenin üzerindeki her bir noktanın merkeze olan uzaklığı (Şekil 3.9) yani yarıçap değeri,

$$r = \sqrt{x^2+y^2}$$

bağıntısından hesaplanır. Burada, x ve y noktaların koordinatlarıdır. Sözgelimi (3,2) noktası için bu $r=\sqrt{3^2+2^2} = 3.605$ olarak hesaplanır. Belirlenen bu yarıçap (r) değerlerine göre, süzgeç katsayıları;

$$w(r) = \frac{aJ_1(2\pi ar)}{r} \cdot \frac{J_o(\pi r \cap k)}{1 - \left(\frac{2\pi r \cap k}{\alpha}\right)^2} \qquad (3.32)$$

bağıntısı ile sayısal olarak türetilir. Burada $\alpha = 4.8096...$ $J_0(\pi r\cap k)$ ve $J_1(2\pi ar)$ ise sırasıyla sıfırıncı ve birinci mertebeden Bessel fonksiyonlarıdır. Birinci mertebeden $(2\pi ar)$ argümanlı ve sıfırıncı mertebeden $(\pi r\cap k)$ argümanlı Bessel fonksiyonlarının değerleri hesaplanarak bulunur. Bu değerler yukarıda verilen (3.32) bağıntısındaki yerlerine konur. Böylece herbir (x,y) koordinatı için süzgeç katsayıları hesaplanır. Süzgecin dairesel simetrik olmasından dolayı bu işlem, sadece dairenin bir çeyrek dilimi için hesaplanıp diğer kadranlara aktarılır. r=0 değerindeki süzgeç katsayısı (3.33) bağıntısına göre;

$$w(0) = \pi a^2 = 3.14159265\ (0.15)^2 = 0.07068584$$

düzenlenen süzgeç alçak geçişli olduğundan katsayıların toplamının 1 olması için ağırlıklandırma yapılır. Yukarıda verilen parametrelere göre düzenlenmiş alçak geçişli süzgeç katsayıları;

-0.0015	0.0051	0.0113	0.0139	0.0113	0.0051	-0.0015
0.0051	0.0169	0.0274	0.0316	0.0274	0.0169	0.0051
0.0114	0.0274	0.0413	0.0468	0.0413	0.0274	0.0114
0.0139	0.0316	0.0468	0.0529	0.0468	0.0316	0.0139
0.0114	0.0274	0.0413	0.0468	0.0413	0.0274	0.0114
0.0051	0.0169	0.0274	0.0316	0.0274	0.0169	0.0051
-0.0015	0.0051	0.0113	0.0139	0.0113	0.0051	-0.0015

olarak belirlenmiştir. Süzülecek veri bu katsayılarla konvolüsyona tabi tutulur. Tüm bu işleri yapan bilgisayar programı tezin sonunda verilmiştir (Ek-1B).

3.6. Analitik uzanımlar

Herhangi bir bölgeden elde edilen potansiyel alan (gravite ve manyetik) verileri yeraltının jeoljik yapısı hakkındaki bilgileri doğrudan doğruya vermez. Gravite anomali değerleri, yeraltında değişik derinlikte ve boyutlardaki kütlelerin etkilerinin toplamından oluşur. Ayrıca anomali, kütleye olan uzaklığın karesi ile ters orantılı olarak değişir. Buna göre; kütleden uzaklaştıkça Bouguer anomali değerleri küçülecek, kütleye yaklaştıkçada değerler büyüyecektir. Bu özellikten yararlanarak gravite verilerinin değerlendirilmesinde kullanılan yöntemlerden biriside; ölçülerek belirli bir düzlem (datum) üzerine indirgenmiş potansiyel alan verilerinin, bu düzlemin altında ya da üzerinde başka bir düzlemdeki dağılımının belirlenmesi işlemidir. Bu işleme "analitik uzanım" adı verilir. Analitik uzanım işlemi, aşağı ve yukarı doğru analitik uzanım olmak üzere ikiye ayrılır. Aşağı doğru yapılan analitik uzanım; yüzeye yakın kütlelerin etkilerinin ortaya çıkarılması amacıyla, yukarı doğru analitik uzanım ise yüzeye yakın sığ kütlelerin etkisinin yok edilmesi için yapılır.

3.6.1. Yukarı analitik uzanım

Potansiyel kuramından yararlanarak z=0 indirgeme düzlemindeki $\emptyset(x,y,0)$ potansiyelinin h kadar yukarıdaki bir düzlemdeki ifadesi [17] tarafından;

$$S(x,y,h) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{h\ \emptyset(\alpha,\beta,0)}{2\pi((x-\alpha)^2+(y-\beta)^2+h^2)^{3/2}} \qquad (3.34)$$

bağıntısı ile verilir. Bu bir konvolüsyon bağıntısıdır. Buna göre, z=h düzlemindeki S(x,y,h) potansiyel alan değeri; z=0 düzlemindeki $\emptyset(x,y,0)$ potansiyel alan değeri ile uzanım operatörü;

$$f(x,y,h) = \frac{h}{2\pi(x^2+y^2+h^2)^{3/2}} \qquad (3.35)$$

nin konvolüsyonu ile elde edilir. Bu f(x,y,h) fonksiyonu yukarı uzanım operatörü olarak bilinir. Bu operatörün Fourier dönüşümü alınarak dalga sayısı tepki fonksiyonu,

$$F(u,v,h) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{h\ \exp(-2\pi i(ux+vy))}{2\pi(x^2+y^2+h^2)^{3/2}}\, dx\, dy \qquad (3.36)$$

elde edilir. Bu (3.36) integral işleminin sonucunda yukarı doğru analitik uzanım dalga sayısı tepki fonksiyonu,

$$F_Y(u,v,h) = \exp(-2\pi h(u^2+v^2)^{1/2}) \qquad (3.37)$$

elde edilir. Bouguer anomali değerleri yukarı doğru uzanım yapılacağı zaman bu değerler (3.35) bağıntısı ile konvolüsyona tabi tutulur.

3.6.2. Aşağı analitik uzanım

Yeryüzünde ölçülüp gerekli düzeltmeler yapıldıktan sonra elde edilen anomali indirgeme düzleminden aşağıdaki başka bir düzlem üzerine taşınabilir. Ancak sığ anomalileri geçerken fazlasıyla dikkat etmek gerekir. Bunun sebebi aşağı doğru gidildikçe önce sığ kütlelere yaklaşılacak ve cismin anomalisi daha belirgin duruma gelecektir. Bundan dolayı, aşağı doğru analitik uzanımda, indirgenecek yüzey mutlaka anomaliyi veren kütlenin üzerinde bulunmalıdır. Bu nedenle zorunluluk yoksa, aşağı doğru analitik uzanımdan çoğunlukla kaçınılır.

Aşağı doğru analitik uzanım fonksiyonunun dalga sayısı fonksiyonu, yukarı analitik uzanımın tersi alınıp;

$$F_A(u,v,h) = \frac{1}{F_Y(u,v,h)} = \exp(2\pi h(u^2+v^2)^{1/2}) \qquad (3.38)$$

bağıntısı ile verilir.

Süzgeçleme operatörlerini elde etmek için kullanılan (3.7) bağıntısı, aşağı ve yukarı analitik uzanımlar için gerekli operatör katsayılarının belirlenmesinde de kullanılabilir.

3.7. İkinci türev

Potansiyel alan verilerinin değerlendirilmesinde yeraltındaki yapıların sınırlarının belirlenmesi ikinci düşey türev yöntemi yardımı ile gerçekleşir. Bu özelliğinden dolayı yüksek-geçişli süzgeç işlemine benzerdir.

Gravite anomali haritasındaki doğrusal değişimler ikinci düşey türev anomali haritasında ortadan kalkar. Birinci dereceden bir fonksiyonun ikinci türevinin sıfır olması nedeniyle sonlu boyutlardaki kütlelerin sınırları yaklaşık olarak anomalinin dönüm noktalarına karşılık gelir. Bu nedenle, gravite ikinci düşey türev anomali haritasındaki sıfırlar yeraltındaki yapının olası sınırlarını izler. Böylece, yapının boyutları hakkında yaklaşık bilgiler elde edilebilir. [9, 17].

Bu konuda [18, 19, 20, 21, 22] gibi bir çok araştırmacılar çalışmışlar ve çeşitli ikinci düşey türev operatör katsayılarını saptamışlardır.

z=0 düzlemindeki $\phi(x,y,z)$ potansiyel verisinin Fourier dönüşümü $\Phi(u,v)$ olarak düşünülürse,

$$\Phi(x,y,z)\Big|_{z=0} = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(u,v)\, \exp(2\pi i(ux+vy))\, du\, dv \qquad (3.39)$$

olur. Potansiyel veriler kaynağın olmadığı yerde Laplace denklemini sağlayacağından,

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}\phi(x,y,z) = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\phi(x,y,z) \qquad (3.40)$$

yazılabilir. (3.39) bağıntısının x ve y'ye göre ikinci türevlerini alıp (3.40) bağıntısında yerine yazarsak ikinci türevin dalga sayısı tepkisi;

$$F(u,v) = 4\pi^2(u^2+v^2) \tag{3.41}$$

elde edilir [9]. Bu bağıntıyı (3.7) bağıntısında yerine yazarak ikinci türev operatör katsayıları belirlenmiş olur.

Anlatılan işlemleri aşama aşama yazarsak:

1- Yapılmak istenen işlem dalga sayısı ortamında, dalga sayısı tepki fonksiyonu ile tanımlanır.
2- Tanımlanan dalga sayısı tepki fonksiyonları, Fourier dönüşümü ya da bakışımlılık özelliğinden kosinüs dönüşümü ile dalga boyu (zaman) ortamına aktarılarak impuls tepki fonksiyonu belirlenir.
3- İmpuls tepki fonksiyonu, dalga boyu ortamında amaca uygun bir pencere ile çarpılarak sınırlanır.
4- Sınırlanan impuls tepki fonksiyonu veri ile konvolüsyona tabi tutularak yapılması istenen işlem gerçekleştirilmiş olur.

Yukarıda anlatılan süzgeçleme, analitik uzanımlar veya ikinci düşey türev işlemeleri, Fourier dönüşümü ile dalga sayısı ortamına alınan verinin yine dalga sayısı ortamında tanımlanan dalga sayısı tepki fonksiyonları ile çarpılarak ta yapılabilir. Elde edilen sonucun ters Fourier dönüşümü alınarak yapılması istenen işlem dalga boyu ortamında elde edilir.

Fourier dönüşümü işlemleri sırasında dalga sayısı tepki fonksiyonlarının sanal kısımlarının sıfır yapılmasına dikkat edilmelidir.

3.8. Enküçük kareler yöntemi ile yüzey uydurulması (Trend analizi)

Bilindiği gibi, Bouguer anomali haritasının değerlendirilmesinde ilk adım, derin ve sürekli yapıların oluşturduğu rejyonal (bölgesel) etki ile yerel sığ yapıların oluşturduğu rezidüel etkilerin birbirinden ayrılmasıdır. Bunun için çeşitli yöntemler geliştirilmiş olup bunlardan biriside, Bouguer anomalisindeki rejyonal etkilerin matematiksel bir formülle tanımlanmasıdır. Böylece, gözlemsel Bouguer değerlerinden matematiksel olarak tanımlanmış rejyonal değerler çıkarılarak duruma göre, elde edilen bölgesel veya yerel anomali haritaları değerlendirmeye alınır. Rejyonal etkinin matematiksel bir formülle tanımlanmasında en etkin yöntemlerden birisideenküçük kareler yöntemidir. Gözlenen ile hesaplanan değerler arasındaki farkların karelerinin toplamının minimum yapıldığı bu yöntem istatistiksel olarak iki varsayımı gerektirmektedir. Bunlar; rezidüellerin gelişigüzel dağılım göstermesi ve toplamlarının sıfır olması özelliğidir.

Enküçük kareler yöntemi ile veriye en uygun yüzeyin uydurulması işlemine trend analizi denir. Bu analizde bağımlı ve bağımsız olmak üzere iki tür değişken kullanılır. Ölçü noktasının coğrafik koordinatları (x,y) bağımsız ve bu noktada ölçülen potansiyel alan değeri G(x,y) ise bağımlı değişkendir.

Trend analizi uzun yıllar jeofizikçiler, coğrafyacılar, jeologlar, petrol jeologları ve diğer bilim dallarında çalışanlar tarafından göz kararı ile yapılmaktadır. Bu şekilde yapılan uygulamalarda kişisel hataların bir ölçüsü ve sınırı yoktur. Yaklaşımın doğruluğu uygulayıcının tecrübe ve becerisine bağlı olmaktadır. Bu işlemlerin bir matematiksel temele oturtulması konusu bir çok araştırmacı [23, 24, 25, 26, 27] tarafından incelenmiştir.

Enküçük kareler yöntemi ile Bouguer anomali haritasına yüzey uydururken, rejyonal anomali derecesi ardışık olarak artan polinomlarla ifade edilir. Hesaplanan ardışık iki rejyonal anomaliden elde edilen benzerlik, ilişki katsayıları ile belirlenir. İyi bir ilişki ile doğrulanmış en küçük dereceli haritalar arasındaki benzerlik, genellikle rejyonal yüzeyin en iyi dereceden hesabı için bir kriter olabilir ve sonuçta en az hatalı rezidüel bileşen elde edilir. İyi bir ilişki ile daha küçük dereceli rezidüel harita seçilerek gravite yorumu için en uygun şekilde kullanılabilir.

Trend analizinde normal veya ortogonal polinomlar kullanılarak trend yüzeyleri elde edilir. İstenen amaca uygun trend dereceleri; ilişki katsayıları, kullanılan normal polinomlar için F-testi ve ortogonal polinomlar için z^2-testi uygulaması ile kolayca belirlenebilir.

Normal polinomlarla trend analizinde; ölçülen veya gözlenen değişimler genellikle coğrafik koordinatlar üzerine yerleştirilir. ölçülen verinin tek-boyutlu, iki-boyutlu veya üç-boyutlu oluşuna göre; coğrafik boyutlarda x-kuzeyi, y-doğuyu ve z-derinliği (ya da yüksekliği) gösterir. Boyut durumuna bağlı olarak trendler aşağıdaki polinomlar şeklinde yazılabilir. Buna göre; bir boyutlu durum için trend;

$$T(X) = A_0 + A_1X + A_2X^2 + \ldots\ldots + A_pX^p \qquad (3.42)$$

iki boyutlu durum için trend;

$$T(X,Y) = A_{00} + A_{10}X + A_{01}Y + A_{11}XY + \ldots\ldots + A_{pq}X^pY^q \qquad (3.43)$$

üç boyutlu durum için trend;

$$T(x,y,z) = A_{000} + A_{100}X + A_{110}XY + A_{111}XYZ + \ldots\ldots + A_{pqr}X^pY^qZ^r \qquad (3.44)$$

olarak hesaplanır. Burada, T'ler trendleri göstermektedir. A'lar ise bulunması gereken polinom katsayılarıdır.

Koordinatlara bağlı olarak gözlenen bağımlı değişken (G_i)'den, hesaplanan rejyonal değer (T_i) ler çıkarılarak;

$$R_i = G_i - T_i \qquad (3.45)$$

rezidüel, diğer bir deyişle kalıntı (R_i) değeri hesaplanır.

Bu yöntemde istatistiksel olarak iki esas varsayım kabul edilmektedir. Bunlar;

1- Kalıntılar (R_i) gelişigüzel dağılım gösterirler. Yani kovaryansları sıfırdır.

2-Tüm verinin kalıntılar toplamının;

$$\left(\sum_{i=1}^{n} R_i = 0 \right)$$

sıfır olmasıdır.

Trend analizinde iki boyutlu rejyonal yüzeyi tanımlayan polinomlar genel olarak;

$$T(x,y) = \sum_{n=0}^{p} \sum_{s=0}^{n} A_{n-s,s}\, x^{n-s}\, y^{s} \qquad (3.46)$$

şeklinde ifade edilir. Burada;

p = iki boyutlu polinomun derecesi

$A_{n-s,s}$ = polinom katsayıları olup

$$\frac{(p+1).(p+2)}{2} = k$$

adettir.

Gözlenen değer ile hesaplanan trend arasındaki farkların karelerinin toplamının en küçük yapıldığı yönteme "Enküçük Kareler Yöntemi" denir.

$$E = \sum_{i=1}^{n} R_i^{\,2} = \text{Enküçük} = \sum_{i=1}^{n} (G_i - T_i)^2 \qquad (3.47)$$

Yukarıdaki (3.46) bağıntısı daha önce verilen (3.45) eşitliğinde yerine yazılıp $A_{n-s,s}$ katsayılarının herbirine göre kısmi türevler alınıp sıfıra eşitlendiği zaman enküçük kareler yönteminin şartı gerçekleşir. Bu $A_{n-s,s}$'nin k adet farklı değerinin hesaplanabilmesi için yine k tane iki taraflı (simultaneous) denklem gerekir.

Enküçük kareler yönteminin aşağıdaki özelliğine dikkat edilmesi gerekir. Şöyle ki, gerçek rezidüel anomaliler pozitif olduğu durumda enküçük karelerle elde edilen rezidüel anomali negatif olabilir. Genellikle rezidüel harita, pozitif ve negatif bölgeler arasında dengelenmektedir [28]. Bununla beraber [29] tarafından açıklandığı gibi, anomalilerin pozitif ve negatif olduğunu vurgulamak için rejyonal alana sabit bir terim eklenebilir. Eğer amacımız sadece enküçük karelerle rezidüel anomalilerin genliklerinin ve yerlerinin belirlenmesi ise, o durumda bu yöntem oldukça etkili olmaktadır [30].

[31], bütün rejyonal alanı değişmez düz bir yüzeyle tanımlarken; [32], rejyonal gravite fonksiyonunu ikinci dereceden polinomlara yaklaştırmıştır. [32], yüksek dereceden polinomlar kullanıldığında rejyonal anomali içinde bir miktar rezidüel bileşen kalabildiğini belirtmektedir. Yüksek dereceli

polinomların kullanımına örnekler [33] tarafından verilmektedir.

Bu kısa incelemeden sonra enküçük kareler yönteminin tamamen objektif olmadığı görülmektedir. Çünkü sonuçlar rejyonal yüzeylerin herhangi bir dereceden kullanımının kararında, araştırıcının düşüncesine, tutumuna, kararlarına ve seçtiği büyüklüklere önemli derecede bağımlıdır. Rejyonal polinomun derecesi yükselirken rezidüel küçülür ve sivrilir. Bu durumda anomalilerin toplam belirginliği genellikle düşüş göstermektedir [30]. Uydurulan yüzeyin derecesinin yükselmesi gerçek (gözlemsel) verilerde gürültülere ve hatalara yol açmaktadır. Bu durum daha sonra elde edilecek gerçek rezidüel anomalilerde bozulmalara neden olacaktır. Hesaplanan rejyonalin derecesi gerçek rejyonalinkine eşit olduğu zaman bile, hesaplanan rezidüellerin bazı değişiklikleri beklenmelidir. Çünkü rejyonal, anomalileri içeren bütün giriş verileri ile hesaplanmaktadır [11]. Burada amaç, rejyonal yüzeyin en iyi derecesinin seçimi için optimum bir kriter bulmaktır. Bu çalışmada ise, uydurulan yüzeylerden hesaplanan ilişki katsayısı kriter olarak alınmıştır. İlişki katsayısı büyüdükçe gerçek yüzeye yaklaşılacaktır.

3.8.1. Enküçük kareler yönteminin uygulanışı

Bouguer anomali haritasına uydurulacak iki-boyutlu yüzeyi tanımlayan (3.46) denkleminin katsayılarının belirlenmesi için katsayı adedi kadar denklem takımı gerekmektedir. Bunu sağlamak için, enküçük kareler yönteminden yararlanılır. İki boyutlu yüzeyi tanımlayan polinomun derecesi p olmak üzere, polinomal yüzey (3.46) denklemi ile verilmiştir. Birinci dereceden iki boyutlu bir yüzey için p=1 alınarak, daha önce verilen (3.46) denklemi;

$$T(x,y) = \sum_{n=0}^{1} \sum_{s=0}^{n} A_{n-s,s}\, X^{n-s}\, Y^{s} \qquad (3.48)$$

olur. Bu ifade n ve s'ye göre açılırsa;

$$T(x,y) = A_{00} + A_{10}X + A_{01}Y \tag{3.49}$$

elde edilir. Bu ifade (3.47) denkleminde yerine konulacak olursa;

$$E = \sum_{i=1}^{N} R_i^2 = \sum_{i=1}^{N} \left[T(x,y) - G(x,y) \right]^2 = 0 \tag{3.50}$$

$$E = \sum_{i=1}^{N} \left[(A_{00}+A_{10}X+A_{01}Y)-G(x,y) \right]^2 = 0 \tag{3.51}$$

elde edilir. $A_{n-s,s}$ katsayılarının herbirisine göre kısmi türevi alınıp sıfıra eşitlenerek;

$$\frac{@E}{@A_{00}} = 0$$

$$= \frac{@}{@A_{00}} \sum_{i=1}^{N} \left[(A_{00}+A_{10}X+A_{01}Y)-G(x,y) \right]^2 = 0$$

$$= 2\sum_{i=1}^{N} \left[(A_{00}+A_{10}X+A_{01}Y)-G(x,y) \right] \frac{@T(x,y)}{@A_{00}} = 0 \tag{3.52}$$

$$= \sum_{i=1}^{N} (A_{00}+A_{10}X+A_{01}Y) \frac{@T(x,y)}{@A_{00}} = \sum_{i=1}^{N} G(x,y) \frac{@T(x,y)}{@A_{00}} \tag{3.53}$$

G(x,y) = G ile gösterilirse,

$$A_{00} \sum_{i=1}^{N} 1 + A_{10} \sum_{i=1}^{N} X_i + A_{01} \sum_{i=1}^{N} Y_i = \sum_{i=1}^{N} G_i \tag{3.54}$$

şeklinde olur. Aynı şekilde A_{10} ve A_{01} katsayılarına göre de kısmi türevler alınıp sıfıra eşitlendiğinde (3.54) denklemine benzer iki denklem daha elde edilecektir. Bu durumda, birinci dereceden bir yüzey için belirlenmek istenen katsayılar üç bilinmeyenli üç denklem yardımı ile bulunur. Bunlar;

$$A_{00}\sum_{i=1}^{N} 1 + A_{10}\sum_{i=1}^{N} X_i + A_{01}\sum_{i=1}^{N} Y_i = \sum_{i=1}^{N} G_i$$

$$A_{00}\sum_{i=1}^{N} X_i + A_{10}\sum_{i=1}^{N} X_i^2 + A_{01}\sum_{i=1}^{N} X_i Y_i = \sum_{i=1}^{N} G_i X_i \qquad (3.55)$$

$$A_{00}\sum_{i=1}^{N} Y_i + A_{10}\sum_{i=1}^{N} X_i Y_i + A_{01}\sum_{i=1}^{N} Y_i^2 = \sum_{i=1}^{N} G_i Y_i$$

olarak belirlenir. Burada X_i ve Y_i'ler ölçü alınan noktanın coğrafik koordinatları; G_i, bu koordinatlarda gözlenen değerler, N ise ölçü alınan toplam nokta sayısıdır. Görüldüğü gibi bu denklem takımında bilinmeyen sadece trend yüzeyini tanımlayan polinom katsayıları $A_{n-s,s}$'lerdir. Bu denklem takımının matris normunda yazılımı;

$$\begin{bmatrix} N & \Sigma X & \Sigma Y \\ \Sigma X & \Sigma X^2 & \Sigma XY \\ \Sigma Y & \Sigma XY & \Sigma Y^2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_{00} \\ A_{10} \\ A_{01} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Sigma G \\ \Sigma GX \\ \Sigma GY \end{bmatrix} \qquad (3.56)$$

şeklinde olur. Bunlar, denklem takımı çözüm yöntemlerinden birisi ile çözülerek $A_{n-s,s}$ katsayıları bulunur.

İkinci derceden iki boyutlu bir yüzeye uydurulmak istenildiğinde (3.46) denkleminde p=2 alınarak;

$$T(x,y) = \sum_{n=0}^{2} \sum_{s=0}^{n} A_{n-s,s}\ X^{n-s}\ Y^{s} \qquad (3.57)$$

$$T(x,y) = A_{00} + A_{10}X + A_{01}Y + A_{20}X^2 + A_{11}XY + A_{02}Y^2 \qquad (3.58)$$

$$R^2 = \left[T(x,y) - G(x,y) \right]^2 \qquad (3.59)$$

$$E = \sum_{i=1}^{N} R_i^2 = 0$$

$$= \sum_{i=1}^{N} \left[(A_{00}+A_{10}X+A_{01}Y+A_{20}X^2+A_{11}XY+A_{02}Y^2) - G(x,y) \right]^2 = 0 \qquad (3.60)$$

elde edilir. Her bir katsayıya göre kısmi türevler alınıp sıfıra eşitlendikten sonra elde edilen altı bilinmeyenli altı denklem takımı matris normunda yazılırsa;

$$\begin{bmatrix} N & \Sigma X & \Sigma Y & \Sigma X^2 & \Sigma XY & \Sigma Y^2 \\ \Sigma X & \Sigma X^2 & \Sigma XY & \Sigma X^3 & \Sigma X^2Y & \Sigma XY^2 \\ \Sigma Y & \Sigma XY & \Sigma Y^2 & \Sigma X^2Y & \Sigma XY^2 & \Sigma Y^3 \\ \Sigma X^2 & \Sigma X^3 & \Sigma X^2Y & \Sigma X^4 & \Sigma X^3Y & \Sigma X^2Y^2 \\ \Sigma XY & \Sigma X^2Y & \Sigma XY^2 & \Sigma X^3Y & \Sigma X^2Y^2 & \Sigma XY^3 \\ \Sigma Y^2 & \Sigma XY^2 & \Sigma Y^3 & \Sigma X^2Y^2 & \Sigma XY^3 & \Sigma Y^4 \end{bmatrix} x \begin{bmatrix} A_{00} \\ A_{10} \\ A_{01} \\ A_{20} \\ A_{11} \\ A_{02} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Sigma G \\ \Sigma GX \\ \Sigma GY \\ \Sigma GX^2 \\ \Sigma GXY \\ \Sigma GY^2 \end{bmatrix} \qquad (3.61)$$

elde edilir. Bu denklem takımı çözülerek trend yüzeyini tanımlayan polinomun katsayıları bulunur.

Üçüncü dereceden iki boyutlu bir yüzeye uydurulmak istenildiğinde (3.46) denkleminde p=3 alınarak;

$$T(x,y) = \sum_{n=0}^{3} \sum_{s=0}^{n} A_{n-s,s}\, X^{n-s}\, Y^{s}$$

bağıntısı n ve s'ye göre açılırsa,

$$T(x,y)=A_{00} + A_{10}X + A_{01}Y + A_{20}X^2 + A_{11}XY + A_{02}Y^2 + A_{30}X^3 + A_{21}X^2Y + A_{12}XY^2 + A_{03}Y^3$$

$$R^2 = \left[T(x,y) - G(x,y) \right]^2$$

$$E = \sum_{i=1}^{N} R_i^{\,2} = 0$$

$$= \sum_{i=1}^{N} \left[(A_{00}+A_{10}X+A_{01}Y+A_{20}X^2+A_{11}XY+A_{02}Y^2+A_{30}X^3+A_{21}X^2Y+A_{12}XY^2+A_{03}Y^3)-G(x,y) \right]^2 = 0$$

elde edilir. Her bir katsayıya göre kısmi türevler alınıp sıfıra eşitlendikten sonra elde edilen on bilinmeyenli on denklem takımı matris normunda yazılırsa;

$$\begin{bmatrix} N & \Sigma X & \Sigma Y & \Sigma X^2 & \Sigma XY & \Sigma Y^2 & \Sigma X^3 & \Sigma X^2Y & \Sigma XY^2 & \Sigma Y^3 \\ \Sigma X & \Sigma X^2 & \Sigma XY & \Sigma X^3 & \Sigma X^2Y & \Sigma XY^2 & \Sigma X^4 & \Sigma X^3Y & \Sigma X^2Y^2 & \Sigma XY^3 \\ \Sigma Y & \Sigma XY & \Sigma Y^2 & \Sigma X^2Y & \Sigma XY^2 & \Sigma Y^3 & \Sigma X^3Y & \Sigma X^2Y^2 & \Sigma XY^3 & \Sigma Y^4 \\ \Sigma X^2 & \Sigma X^3 & \Sigma X^2Y & \Sigma X^4 & \Sigma X^3Y & \Sigma X^2Y^2 & \Sigma X^5 & \Sigma X^4Y & \Sigma X^3Y^2 & \Sigma X^2Y^3 \\ \Sigma XY & \Sigma X^2Y & \Sigma XY^2 & \Sigma X^3Y & \Sigma X^2Y^2 & \Sigma XY^3 & \Sigma X^4Y & \Sigma X^3Y^2 & \Sigma X^2Y^3 & \Sigma XY^4 \\ \Sigma Y^2 & \Sigma XY^2 & \Sigma Y^3 & \Sigma X^2Y^2 & \Sigma XY^3 & \Sigma Y^4 & \Sigma X^3Y^2 & \Sigma X^2Y^3 & \Sigma XY^4 & \Sigma Y^5 \\ \Sigma X^3 & \Sigma X^4 & \Sigma X^3Y & \Sigma X^5 & \Sigma X^4Y & \Sigma X^3Y^2 & \Sigma X^6 & \Sigma X^5Y & \Sigma X^4Y^2 & \Sigma X^3Y^3 \\ \Sigma X^2Y & \Sigma X^3Y & \Sigma X^2Y^2 & \Sigma X^4Y & \Sigma X^3Y^2 & \Sigma X^2Y^3 & \Sigma X^5Y & \Sigma X^4Y^2 & \Sigma X^3Y^3 & \Sigma X^2Y^4 \\ \Sigma XY^2 & \Sigma X^2Y^2 & \Sigma XY^3 & \Sigma X^3Y^2 & \Sigma X^2Y^3 & \Sigma XY^3 & \Sigma X^4Y^2 & \Sigma X^3Y^3 & \Sigma X^2Y^4 & \Sigma XY^4 \\ \Sigma Y^3 & \Sigma XY^3 & \Sigma Y^4 & \Sigma X^2Y^3 & \Sigma XY^4 & \Sigma Y^5 & \Sigma X^3Y^3 & \Sigma X^2Y^4 & \Sigma XY^5 & \Sigma Y^6 \end{bmatrix} x \begin{bmatrix} A_{00} \\ A_{10} \\ A_{01} \\ A_{20} \\ A_{11} \\ A_{02} \\ A_{30} \\ A_{21} \\ A_{12} \\ A_{03} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Sigma G \\ \Sigma GX \\ \Sigma GY \\ \Sigma GX^2 \\ \Sigma GXY \\ \Sigma GY^2 \\ \Sigma GX^3 \\ \Sigma GX^2Y \\ \Sigma GXY^2 \\ \Sigma GY^3 \end{bmatrix}$$

elde edilir. Bu denklem takımının çözümü ile katsayılar bulunur. İşlemlerden de görüldüğü gibi polinom derecesi arttıkça coğrafik koordinatların çok büyük üsleri devreye girecektir. Dolayısıyla çok büyük verilerde oluşturulacak matrislerdeki sayılar kontrol altında tutulamayacak derecede büyüyebilir. Bu gibi durumlarda gerekli önlemler alınmalıdır. Bunun için ölçüm birimleri büyütülür. Örneğin, uzaklıklar metre yerine kilometre alınır.

Her derece artımında trend gözlemsel veriye biraz daha yaklaşır. Ancak, aranılan bu değildir. Çünkü verinin kendisi en uygun trend olmaktadır. Bu sebepten bu yöntemle rejyonal rezidüel ayırımında açık bir çözüm yoktur. Fakat istatistiksel yöntemler yardımıyla istenilen amaca uygun yüzey bulunabilir.

3.8.2. Trendlere uygulanan istatistik testler

Bilindiği gibi, uydurulacak trend yüzeyinin derecesi uygulayıcının tecrübesine bağlıdır. Bu gibi durumlarda çeşitli istatistik testlerden yararlanılabilir. Bir trend yüzeyinin uyumunun iyiliği istatistik olarak test edilebilir. Bu test işlemi, trendin varyansı ile trendden olan sapmaların yani rezidüellerin varyansını kıyaslayarak yapılır. Burada incelenecek olan testler; F dağılımını içeren, varyansların eşitliği testleri ve ilişki katsayısı testidir. Bu testler yapılırken bazı kabullerden yola çıkılmaktadır. Enküçük kareler yönteminin uygulanabilmesi için verilerin bazı şartları sağlaması gerektiğine yukarıda değinilmişti (Bölüm 3.8). Verilere bu testlerin uygulanabilmesi için yukarıda belirtilen şartları sağlaması gerekir. Eğer veriler belitilen bu şartları sağlıyorsa enküçük kareler yöntemi ile bulunan $A_{n-s,s}$ katsayıları rejyonal yüzeyi tanımlayan polinomun gerçek katsayılarını verir. Bu istatistik testlerle ilgili hipotezlere burada değinilmeyecektir. Ancak şunu belirtmek gerekir ki, bağımlı değişkenin, trend civarında normal dağılımlı olduğu ve varyansının bağımsız değişkenlerde meydana gelen değişimlerden etkilenmediği varsayılmalıdır.

İlişki katsayısı ve F-testi analizlerinde; verilerin varyansı,

$$VARG = \sum_{i=1}^{N} G_i^2 - \frac{\left(\sum_{i=1}^{N} G_i\right)^2}{N} \tag{3.62}$$

trendin varyansı,

$$VART = \sum_{i=1}^{N} T_i^2 - \frac{\left(\sum_{i=1}^{N} T_i\right)^2}{N} \tag{3.63}$$

ve rezidüellerin varyansı,

$$VARR = VARG - VART$$

bağıntılarından hesaplanır. Bu varyanslardan yararlanarak ilişki katsayısı,

$$R = \sqrt{\frac{VART}{VARG}} \tag{3.64}$$

elde edilir. Burada, R=1 olduğunda gözlemsel veri ile enküçük kareler yönteminden belirlenen trend arasında tam bir uyum vardır. Yani trendle veri tam olarak çakışıyor demektir.

İlişki katsayısının yanısıra F dağılım testi yapılır. F dağılımı testi,

$$F = \frac{VART/p}{VARR/(N-p-1)} \tag{3.65}$$

bağıntısında hesaplanır. Burada N ölçülen veri sayısı ve p ise trend yüzeyinin derecesidir. F-testi uygulaması, trend derecesini arttırmakla neyin değiştiğinin istatistiksel olarak araştırılmasıdır [34]. Şöyle ki, F-testi için daha önceden hazırlanmış olan ve herhangi bir istatistik kitabında bulunabilecek olan tablolardan yararlanılır. Eğer herhangi bir derece için bulunan değer tablo değerinden büyükse veri ile trend arasında bir ilişki var demektir. Değilse, bulunmuş olan yüzey gerçek rejyonal yüzeyi temsil etmekten uzaktır.

Arazide ölçülen bir gravite verisinin rejyonalini temsil eden yüzeyin uydurulması için önce birinci dereceden başlanarak çeşitli yüzeyler uydurulur. Her derece için bulunan ilişki katsayısı (R) ve F-dağılım testi polinomun derecesine göre grafiklenir. İlişki katsayısının en yüksek olduğu derece, rejyonal yüzeyi en iyi temsil eden polinom derecesidir. Burada dikkat edilmesi gereken husus, polinom derecesinin fazla arttırılmamasıdır. Zira, derece arttıkça rejyonal içerisine rezidüellerin karışacağına daha önce değinilmişti. Bu bakımdan rejyonal yüzeylerde çoğunlukla 4. dereceye kadar yüzeyler yeterli olabilmektedir. Böyle bir uygulamanın arazi verisi üzerinde denenmesi sonucu elde edilen istatistik testler Tablo 3.2'de verilmektedir.

Tablo 3.2 Enküçük kareler yöntemi sonucunda elde edilen trendlerden yararlanarak belirlenen ilişki sayısı ve F-testi değerleri.

Derece (p)	İlişki katsayısı	F-testi
1	0.66122	3109.0505
2	0.87199	6347.9726
3	0.90599	6107.6790
4	0.92186	5657.4935

Tablodaki değerlerden yararlanılarak rejyonal yüzeyin tanımlanmasında en uygun polinom derecesi 3 olarak alınmıştır. Bu tip uygulamalarda polinomun derecesi arttıkça ilişki katsayısıda 1'e yaklaşmaktadır. Ancak polinomun belirli bir derecesinden itibaren ilişki katsayısı çok az arttığı yapılan testten görülmüştür. Bu nedenle çalışılan gözlemsel Bouguer anomalisinin rejyonal bileşenini tanımlamada 3. dereceden polinom seçilmiştir. Enküçük kareler yöntemi ile belirlenen rejyonal bileşen Bölüm 4'te uygulamalar kısmında gösterilmiştir.

BÖLÜM 4

UYGULAMALAR

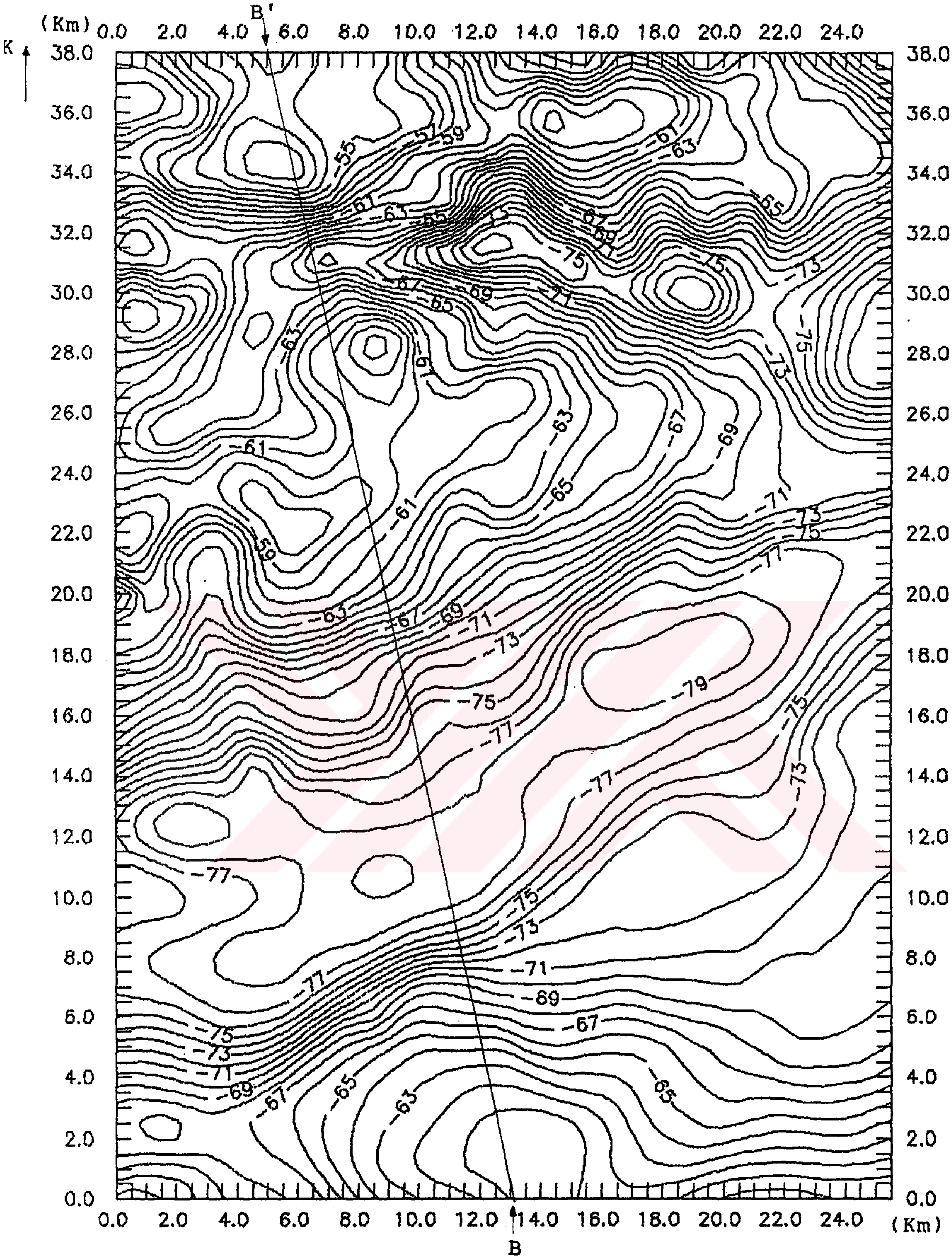
4.1. Giriş

önceki bölümlerde teorik olarak irdelenen yöntemlerin arazi verilerine uygulanması bu bölümde ele alınmıştır. Kullanılan orjinal jeoloji ve Bouguer anomali haritaları TPAO dan sağlanmıştır. Gizlilik nedeni ile, haritaların koordinat ve yer isimleri belirtilmemiştir. Bunun dışında jeolojik haritada yer alan fay, şaryaj, antiklinal ve senklinal gibi temel tektonik olayların isimleri kodlanarak değiştirilmiştir.

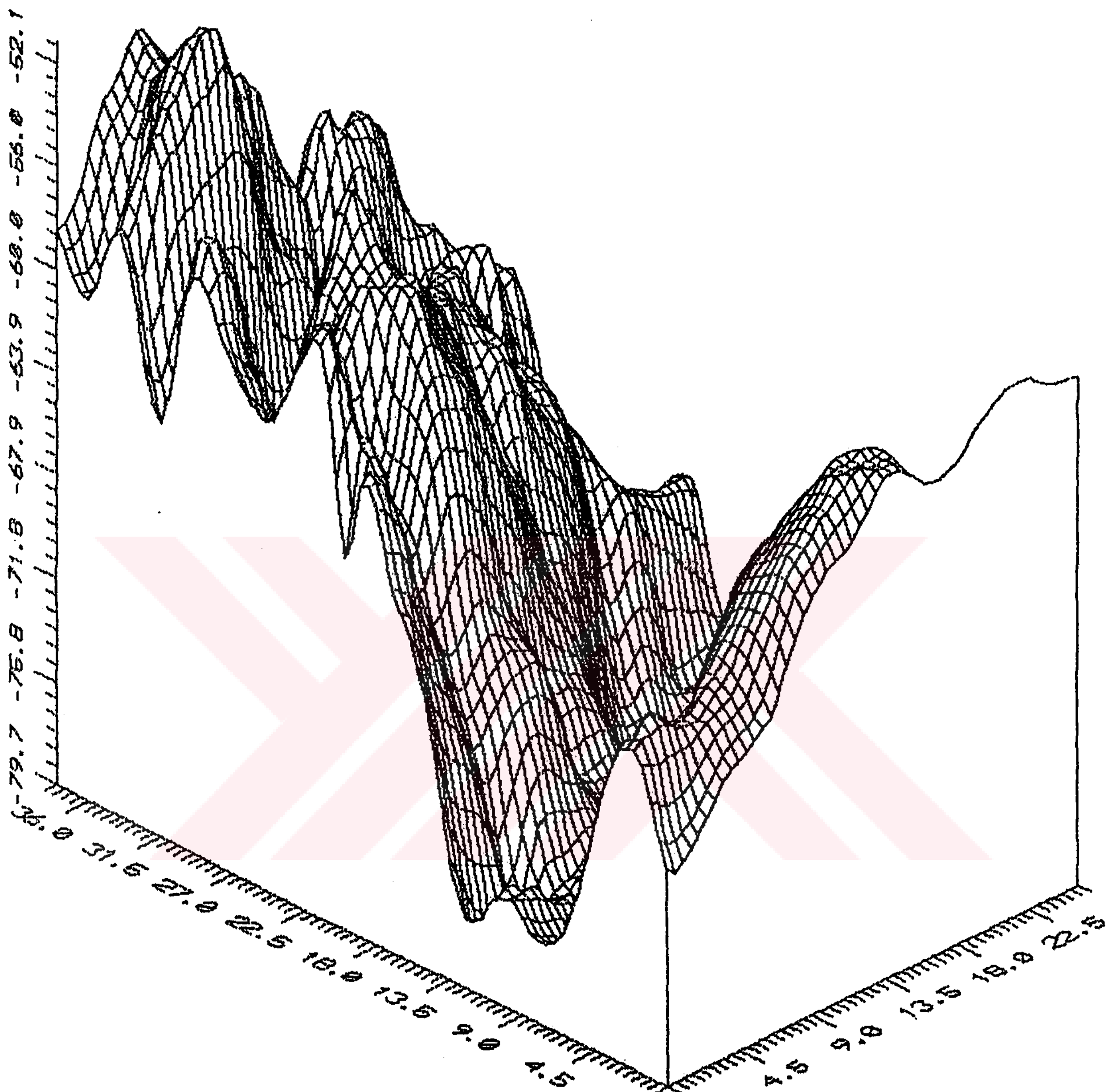
Sağlanan 1/50000 ölçekli Bouguer anomali haritası $\Delta x=\Delta y=0.5$ km aralıklarla sayısallaştırılarak 77x52 boyutlarında bir veri matrisi elde edilmiştir. Bu haritanın iki ve üç boyutlu görünümü Şekil 4.1a ve b de verilmektedir. Rejyonal-rezidüel ayrımı için daha önce teorisi verilen tüm yöntemler bu haritaya uygulanmıştır.

4.2. İncelenen bölgenin jeolojik ve tektonik özellikleri

Gravite etüdü yapılan bölge tortul havza olup yaklaşık 4500 m derinliğe kadar tortul kayaçlarla doldurulmuştur. Bölgede en genç oluşum Miyosen-Pliosen, en yaşlı seri ise Ante-Kambriyen yaşındadır. Bunların yanında yer yer mağmatik, ultrabazik ve metamorfik kayaçlar da görülmektedir. Miyosen yaşlı karasal bir birim olan kırmızı konglomeralar önemli oranda kumtaşı ve marn katkıları içermektedir. Eosen-Miyosen yaşlı marnlı kireçtaşları, Paleosen yaşlı kumtaşı-marn-kireçtaşı-konglomera ardalanmaları, yer yer dolomitik kireçtaşları, killi kireçtaşları ile düzenli çört tabakalarının ardalanmaları, otoktonları oluşturmuştur. Bunun yanında, Jura-kratese yaşlı volkanikler ve serpantinitler aralarında tortul birim olarak kireçtaşları, silisli şeyller, radyolaritler, konglomeratik kireçtaşları, kireçtaşı silttaşı ve şeyllerin ardalanmaları, silisifiye kireçtaşları da alloktonları



Şekil 4.1a. Bouguer anomali haritası.

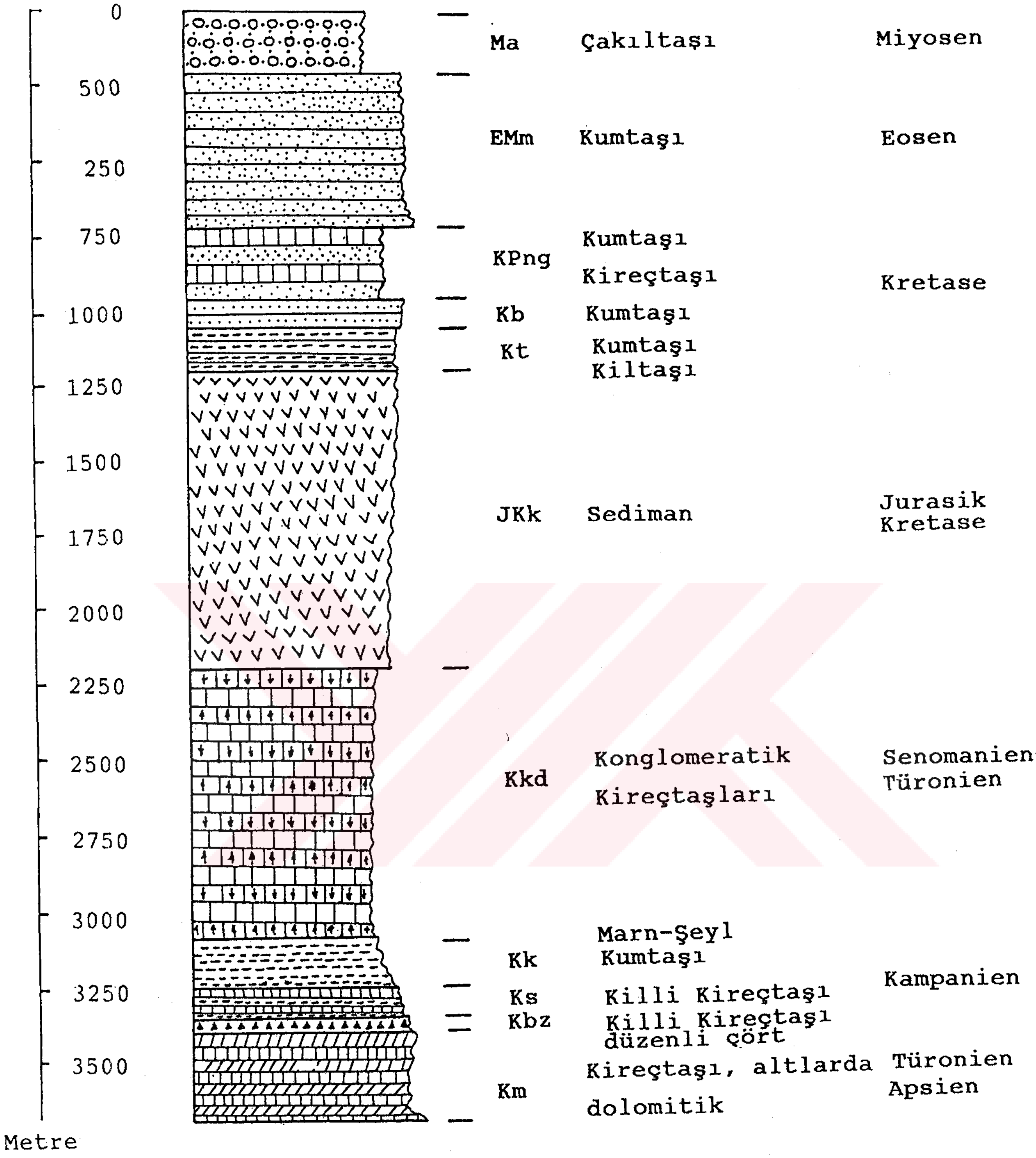


Şekil 4.1b. Bouguer anomali haritasının üç boyutlu görünümü.

oluşturmaktadır. Kireçtaşları bölgede sık sık rastlanan tortul kayaç olarak dikkati çekmektedir. Tortul seriler içinde üst Kambriyen yaşlı serpantinitler ve volkaniklere de rastlanmaktadır. Mağmatik kayaçlar ise Kuvaterner ve Tersiyer yaşlı bazaltlar, andezit, dasit ve trakittir. Bunların arasında yer yer tüflere rastlanmaktadır. Başlıca serpantinitlerden oluşan ultrabazikler üst Kratese yaşlıdır. Metamorfik kayaçlar; gnays, şist ve mermer türündedir (Şekil 4.2).

Bölgenin tektonik durumu şöyle özetlenebilir; bölge kuzeybatı-güneydoğu doğrultusunda sıkışmaların etkisinde kalmıştır. Bunun sonucu olarak, eksenleri kuzeydoğu-güneybatı doğrultusunda uzanan senklinal ve antiklinaller meydana gelmiştir. Bu kıvrılmaların arasında faylanmalarada rastlanmaktadır. Ç antiklinali üzerinde açılan kuyularda petrol bulunmuştur. Bölgedeki önemli tektonik olaylar Ek-2 de jeolojik harita ile verilmiştir. Bu haritada bölgenin jeolojik yapısını en iyi temsil ettiği düşünülen K-G doğrultusunda bir ve KB-GD istikametinde ise iki olmak üzere toplam üç ayrı jeolojik kesit alınmıştır. Bu jeolojik ve aynı profil boyunca çizilen Bouguer anomali kesitleri Ek-3.1, 3.2 ve 3.3 te verilmiştir. Bölgenin kuzeyi güneye göre jeolojik olarak daha az karmaşık bir görünümdedir.

Bölgenin Bouguer anomali haritası incelendiğinde, kuzeyde dalga boyları 2 km ye kadar azalan kapanımlar görülmektedir. Bunlar ilk bakışta her ne kadar topoğrafya ile ilişkili gibi görünüyor ise de gravite anomalileri çeşitli derinliklerdeki yoğunluk dağılımlarının etkilerini içerdiğinden yüzeyde gözlenen engebeli yapının yeraltında, derinlerde de bulunabileceğine işaret etmektedir. Bouguer anomali haritasında güneye göre yaklaşık 20 mgal kadar daha yüksek (mutlak değerce küçük) anomalilere bölgenin kuzeyinde bulunan volkanik ve serpantinitlerin sebep olduğu düşünülmektedir. Güneyde bulunan kalın tortullar, Bouguer anomali haritasındaki yaklaşık -78 mgal mertebesine sahip kapanımlarla iyi bir uyum göstermektedir. Burası, tüm etüd alanı içerisinde jeolojik birimlerin Bouguer anomali haritası ile çok iyi uyumlu olduğu bir bölgedir. Buradaki G senklinali ve Ç antiklinalleri üzerinde



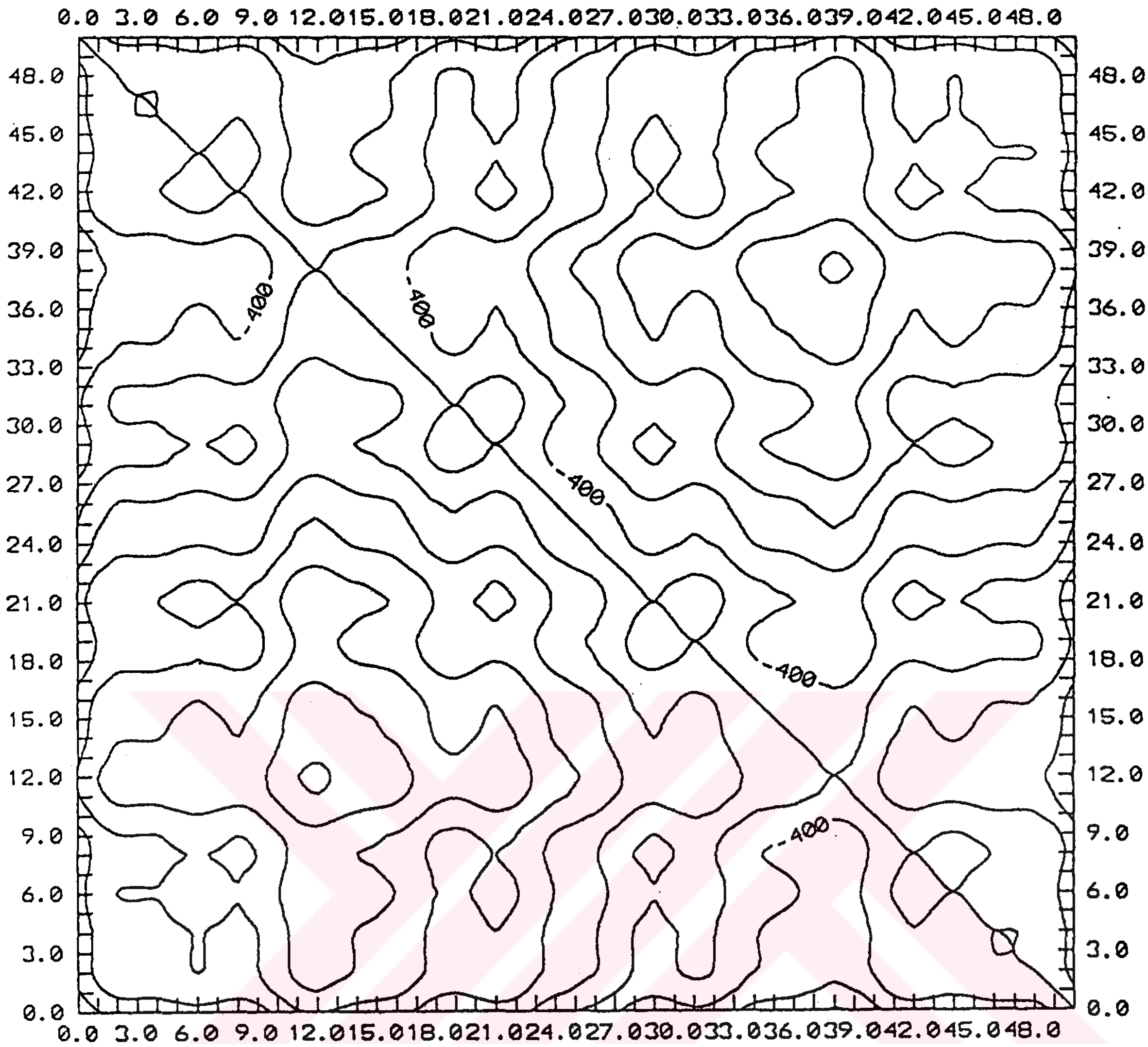
Şekil 4.2. Bölgenin genelleştirilmiş jeolojik dikme kesiti.

çok sayıda sondaj kuyusu açılmıştır.

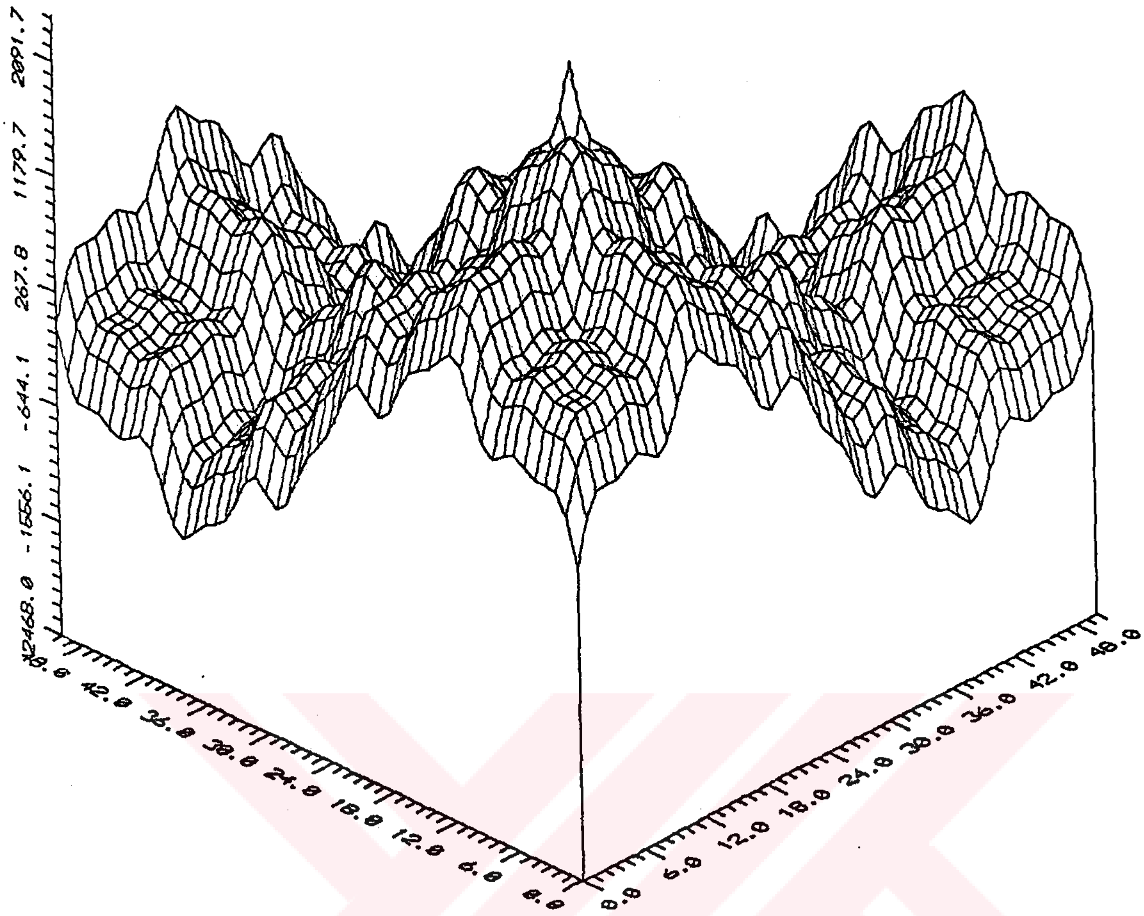
4.3. Düzenlenen süzgeçlerin denenmesi

Düzenlenen süzgeçlerin her birisi, gözlemsel verilere uygulanmadan önce yapay bir veri üzerinde denenmiştir. Bu denemede aynı düzlem üzerinde farklı doğrultularda yayılan, farklı dalga boylu ve genlikli sinüs dalgalarının girişiminden oluşan yapay veriler kullanılmıştır. Bu şekilde elde edilen haritada, X ekseni doğrultusunda yayılan, farklı dalga boylu ve genlikli 5 sinüs dalgası alınarak toplandı. Aynı sinüs dalgaları Y ekseni üzerine de konulup bütün satır ve sütunlara taşınarak her bir kare grid köşelerine gelen değerler toplanmıştır (Şekil 4.3a ve b). Sinüs dalgalarının genlikleri sırasıyla 1000, 50, 100, 10 ve 200 birim; dalga boyları ise 20, 5, 2, 0.8 ve 4 birimdir. Kullanılan sinüs dalgalarına bakılacak olursa, en büyük dalga boyu 20 birim, dolayısıyla en küçük dalga sayısı, 0.05 devir/veri aralığıdır.

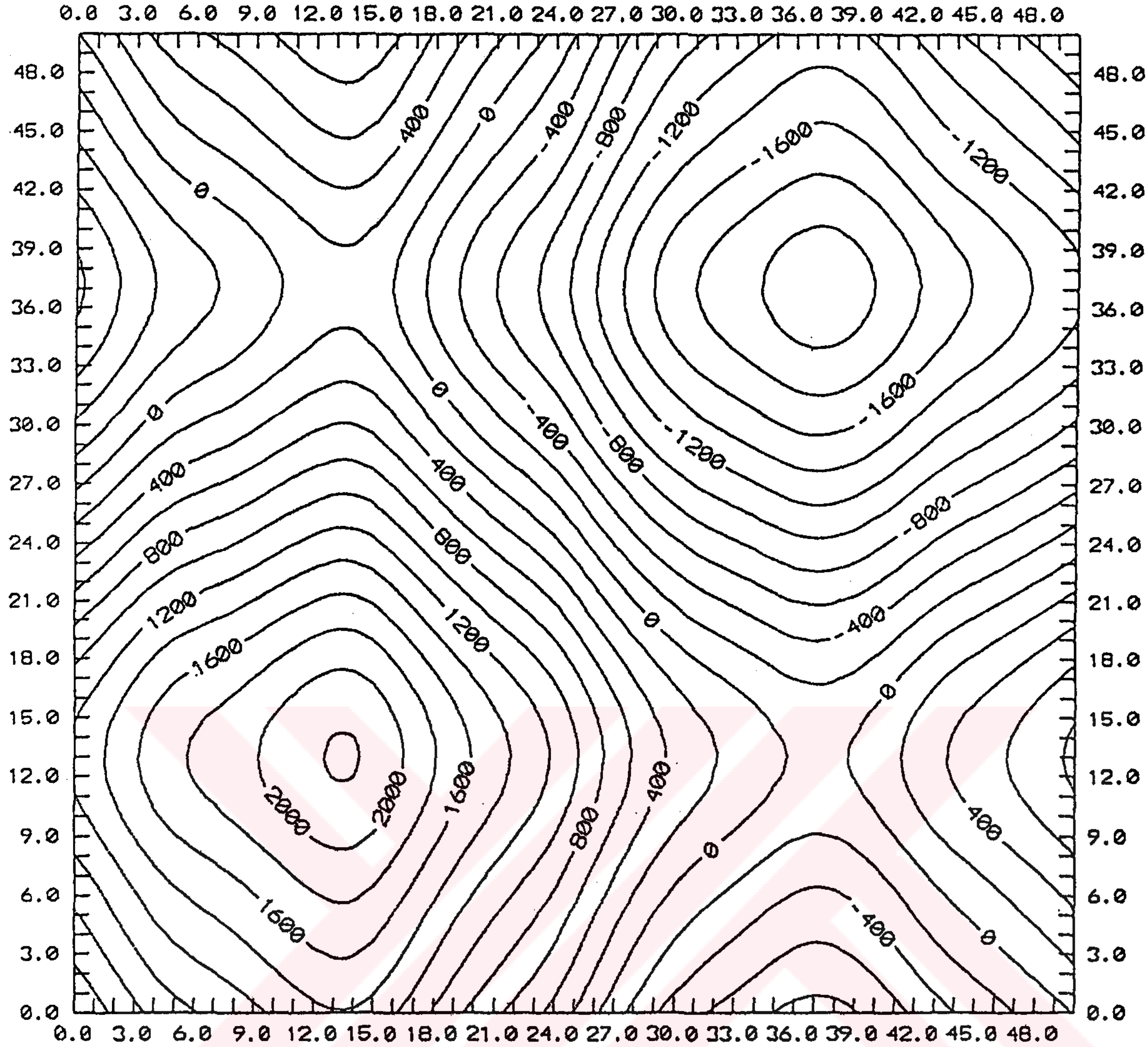
Bu yapay harita Fuller ve Hankel dönüşümüyle düzenlenmiş süzgeçlerle süzülmüştür. Fuller dönüşümü ile süzgeç düzenlerken, dalga sayısı ortamındaki görünümü tasarlanan süzgecin geçirim bandı sonundaki sınıra herhangi bir eğim verilmemiştir. Bu durumun sebep olacağı olumsuzluklar, süzgeç üretildikten sonra bir pencere fonksiyonu ile çarpılarak giderilmiştir. Bu yöntemle düzenlenen süzgeci test etmek için oluşturulan yapay haritada en büyük genlikli ve dalga boylu olayın kalması diğerlerinin süzülmesi amaçlanmaktadır. Eğer tasarlanan süzgecin geçirim ve tutma bandı bu amaca yönelik olarak düzenlenirse; alçak geçişli süzgecin geçirim bandının sonundaki değer 0.08 devir/veri aralığı, süzgeç boyu 27 olarak alınması gerekmektedir. Böyle bir süzgeçle süzülmüş harita sırasıyla iki ve üç boyutlu olarak Şekil 4.4a ve b de verilmiştir. Hankel dönüşümü ile düzenlenmiş süzgeci aynı yapay veri ile test etmek için süzgeç parametreleri; kesme dalga sayısı (k_c) 0.07 devir/veri aralığı, süzgecin geçmesini engelleyen ilk dalga sayısı (k_t) 0.08 devir/veri aralığı ve süzgeç boyu (NS) 27 olarak alınmalıdır. Böyle bir süzgeçle



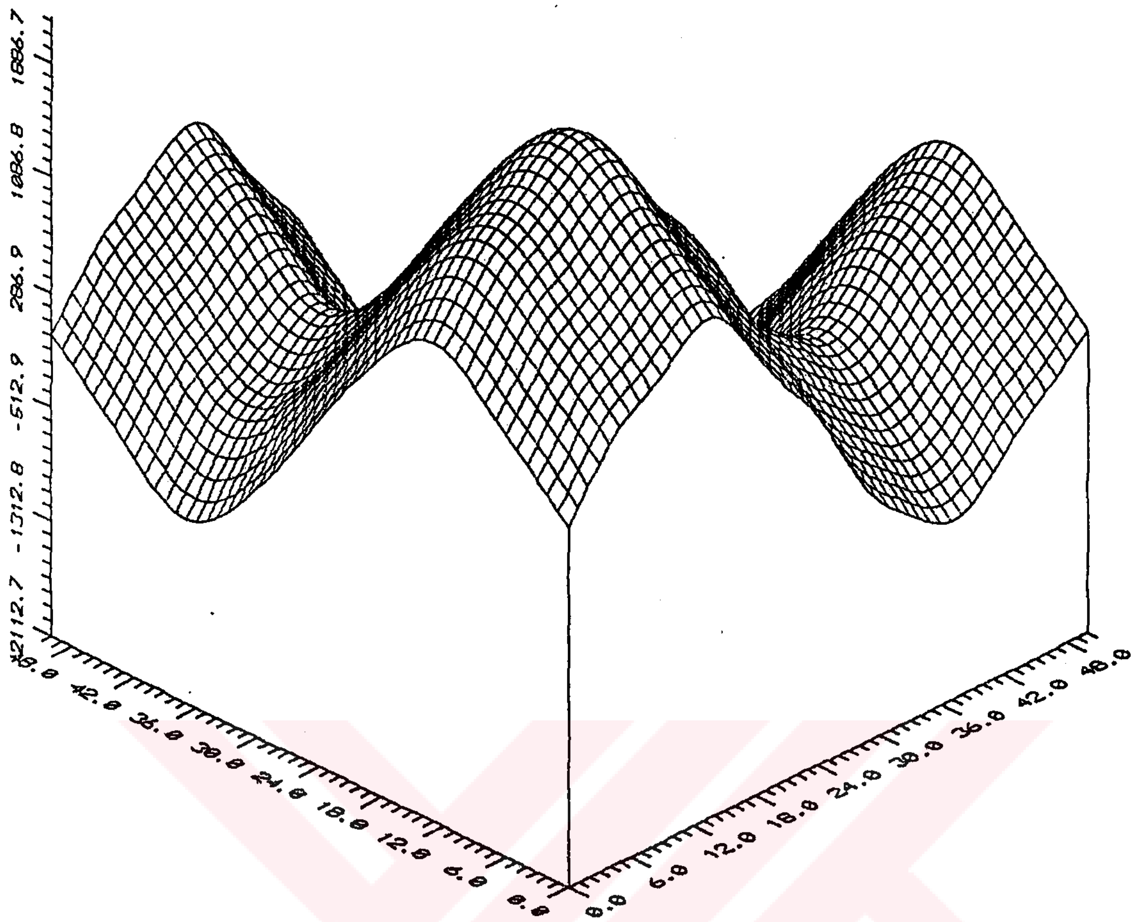
Şekil 4.3a. Düzenlenen süzgeçlerin denenmesinde kullanılan yapay harita.



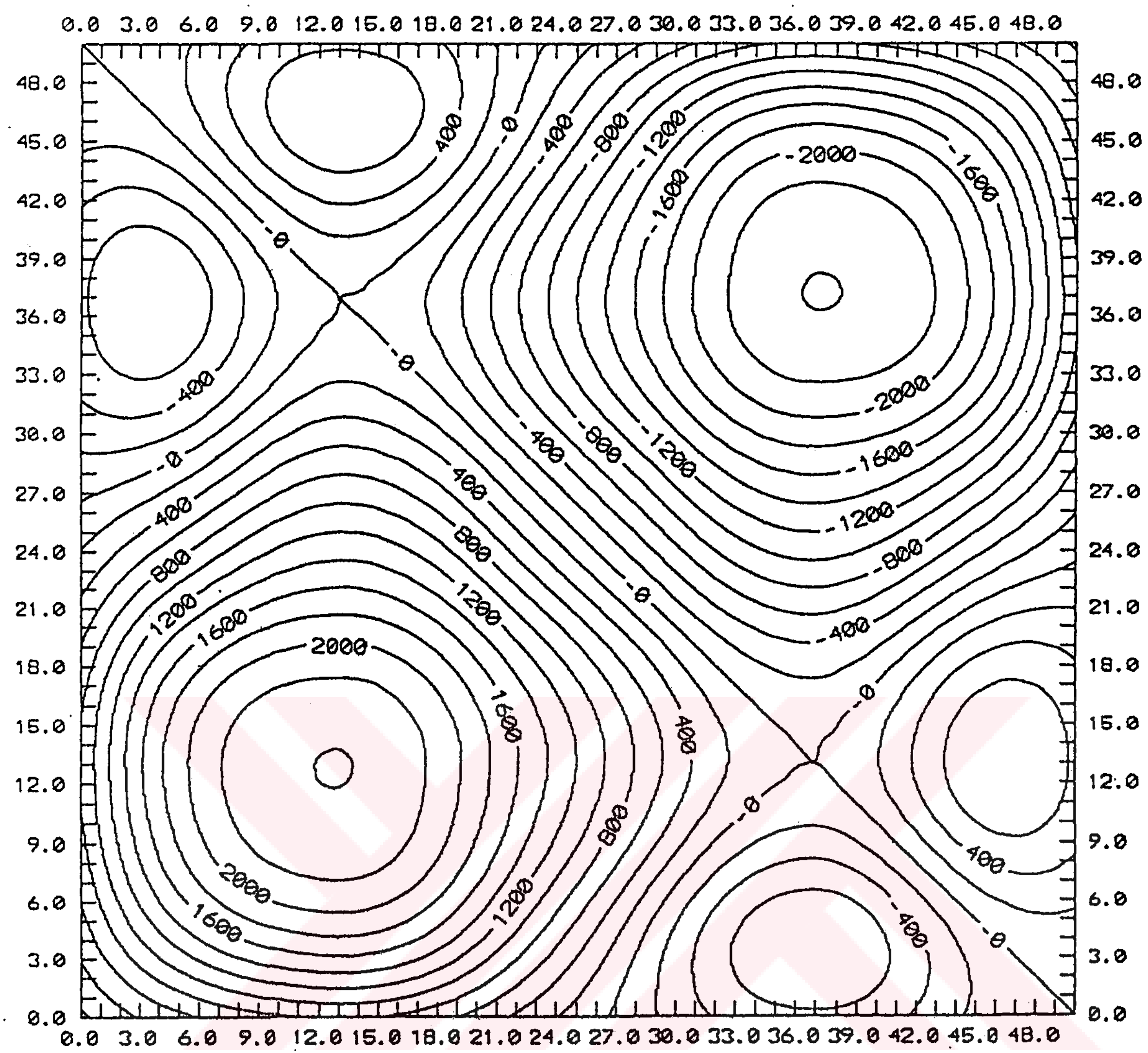
Şekil 4.3b. Yapay haritanın üç boyutlu görünümü.



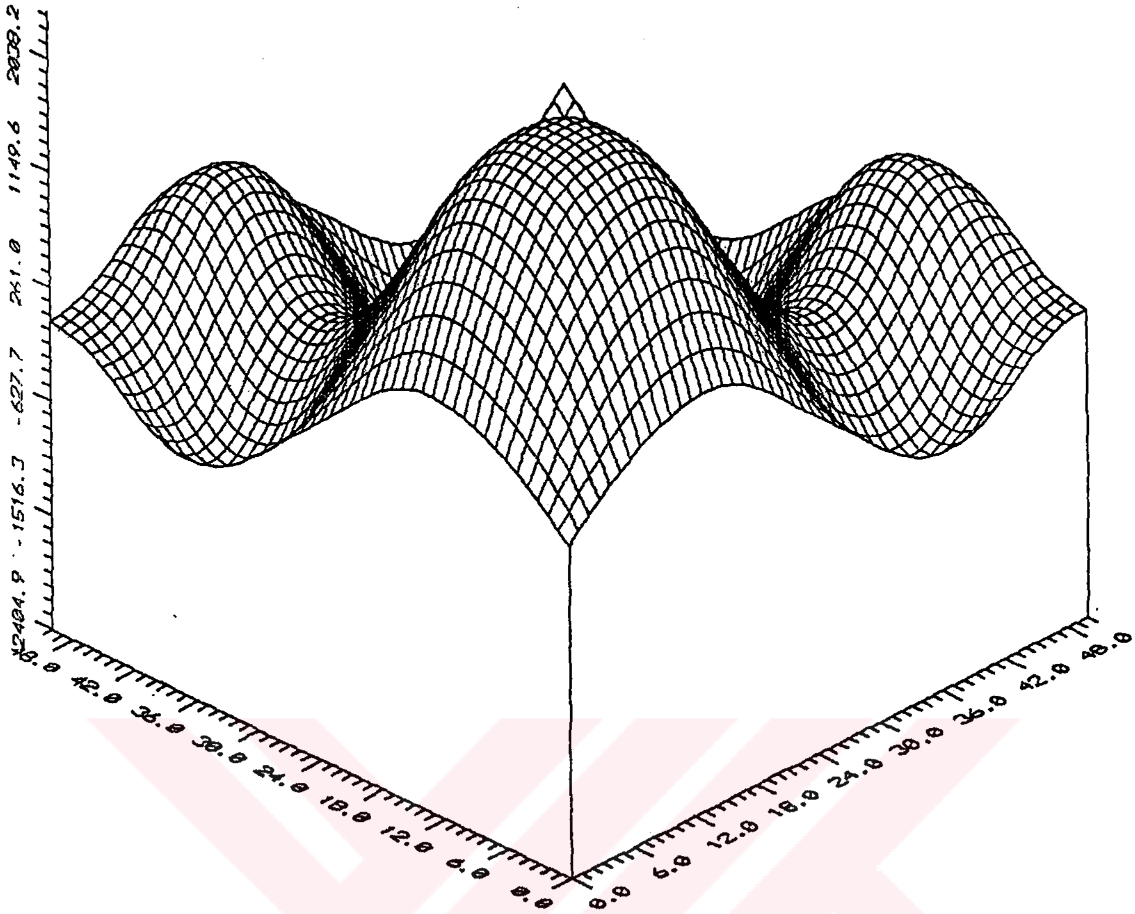
Şekil 4.4a. Fuller dönüşümü ile düzenlenen süzgeçle süzülmüş yapay veri. Burada, süzgecin, kesme dalga sayısı 0.08 devir/veri aralığı, nokta sayısı 27x27 olarak alınmıştır.



Şekil 4.4b. Süzülmüş yapay verilerin (Şekil 4.4a) üç boyutlu görünümü.



Şekil 4.5a. Hankel dönüşümü ile düzenlenen süzgeçle süzülmüş yapay veri. Burada, süzgeç parametreleri k_t=0.08 devir/veri aralığı, k_c=0.07 devir/veri aralığı ve nokta sayısı 27x27 olarak alınmıştır.



Şekil 4.5b. Hankel dönüşümü ile düzenlenmiş süzgeçle süzülmüş yapay verilerin üç boyutlu görünümü.

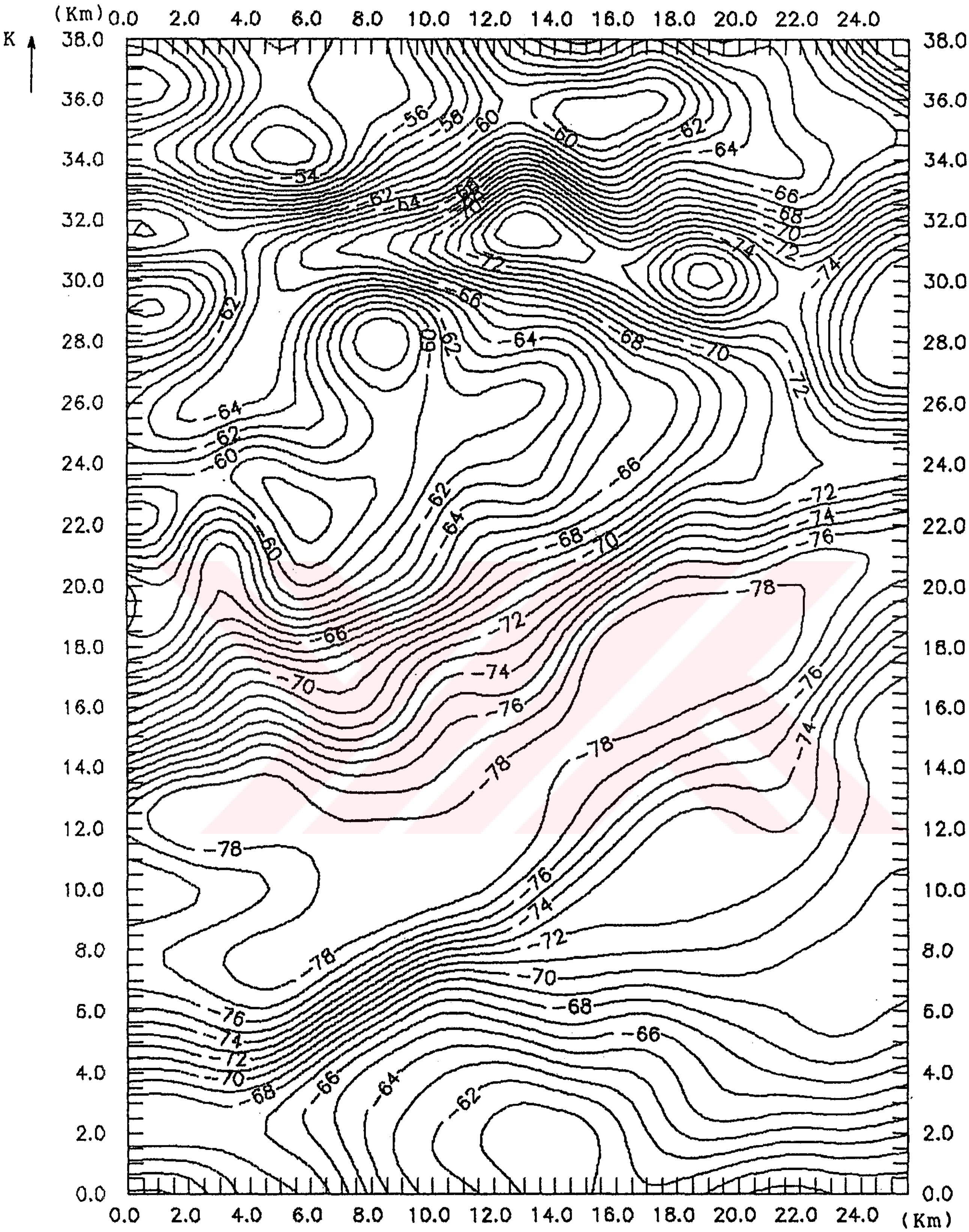
süzülmüş harita Şekil 4.5a ve b de görülmektedir.

Yukarıda söz edilen iki yöntemle düzenlenen süzgeçler yapay veri üzerinde denenmiş ve sonuçta gerçekten kalması istenilen, 20 birim dalga boylu sinüs dalgası kalmış, diğerleri süzülmüştür. Buna göre tasarlanan süzgecin istenilen biçimde çalıştığı görülmüştür.

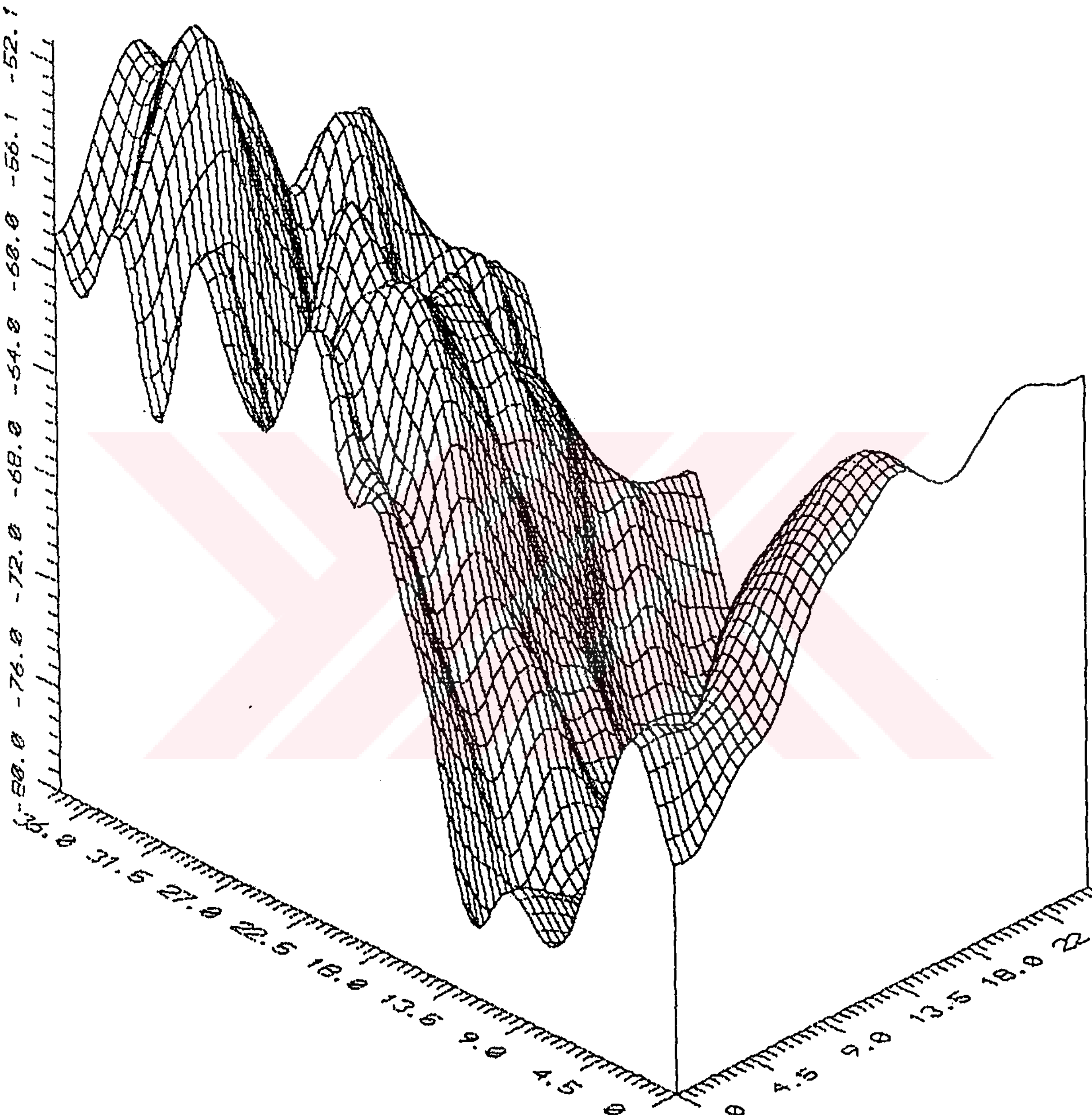
4.4. Gravite anomalilerinin analizi

4.4.1. Fuller ve Hankel dönüşümleri ile düzenlenen süzgeçlerin uygulanmaları

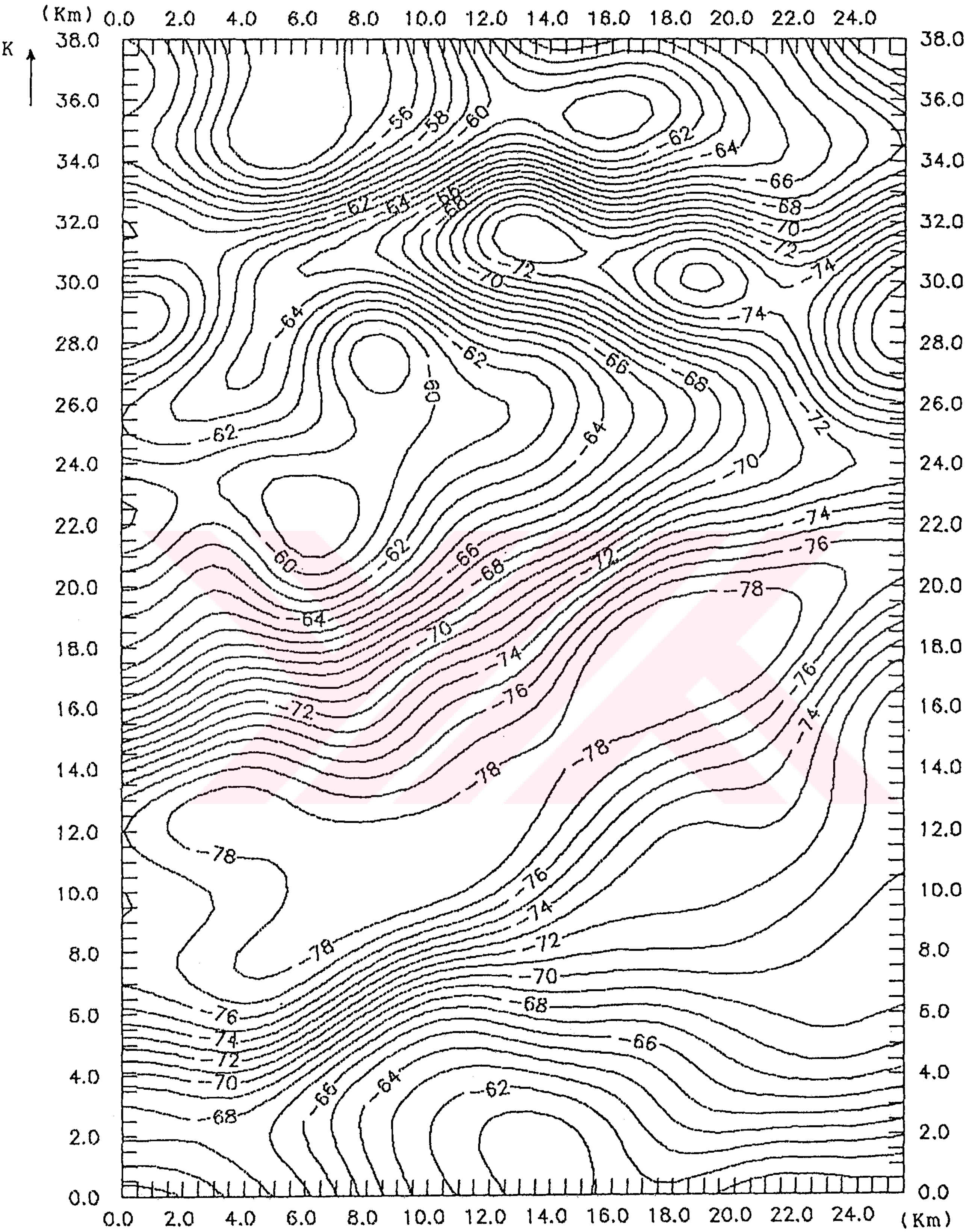
Fuller dönüşümünün uygulanmasında kesme dalga sayıları 0.15, 0.1 ve 0.075 devir/veri aralığı (dalga boyları 6.67, 10 ve 13.3 km), süzgeç boyu da 9 olarak seçilmiştir. Kesme dalga sayısı 0.15 devir/veri aralığı olan süzgeçle elde edilen anomali haritası iki ve üç boyutlu olarak Şekil 4.6a ve b de gösterilmektedir. Şekil 4.6a incelendiğinde özellikle bölgenin kuzeyindeki yaklaşık 5 km dalga boylu olayların elimine edildiği, güneyde ise önemli değişimlerin meydana gelmediği, sadece konturların dikkati çekecek derecede yumuşatıldığı gözlenmektedir. Bu, bölgenin güney kısmındaki çeşitli tortullar arasında küçük yoğunluk farklarının giderilmesi şeklinde yorumlanabilmektedir. Kesme dalga sayısı 0.1 devir/veri aralığı olarak alındığında (Şekil 4.7a ve b) kuzeydeki sığ etkilerin daha da kaybolduğu, güneyde de tortul basenin daha belirginleştiği gözlenmektedir. Bu durum Şekil 4.7b ve Şekil 4.6b nin karşılaştırılmasından da açıkça görülmektedir. Kesme dalga sayısı 0.075 devir/veri aralığı olarak alındığında bölgenin tümünde sığ etkilerin iyice kaybolduğu, güneyde petrol sondajlarının yapıldığı bölgedeki G senklinalinin iyice belirginleştiği, bu senklinalin üzerinde de -78 mgal konturları ile karakterize edilen iki çukurun bulunduğu görülmek~~tedir~~ (Şekil 4.8a ve b). Jeolojik harita incelendiğinde G senklinali ile Ç antiklinalinin birbirine çok yakın olduğu görülmektedir. Aralarındaki uzaklık yaklaşık 1-2 km kadardır. Süzülmüş olan Bouguer anomali haritası incelendiğinde, G ile



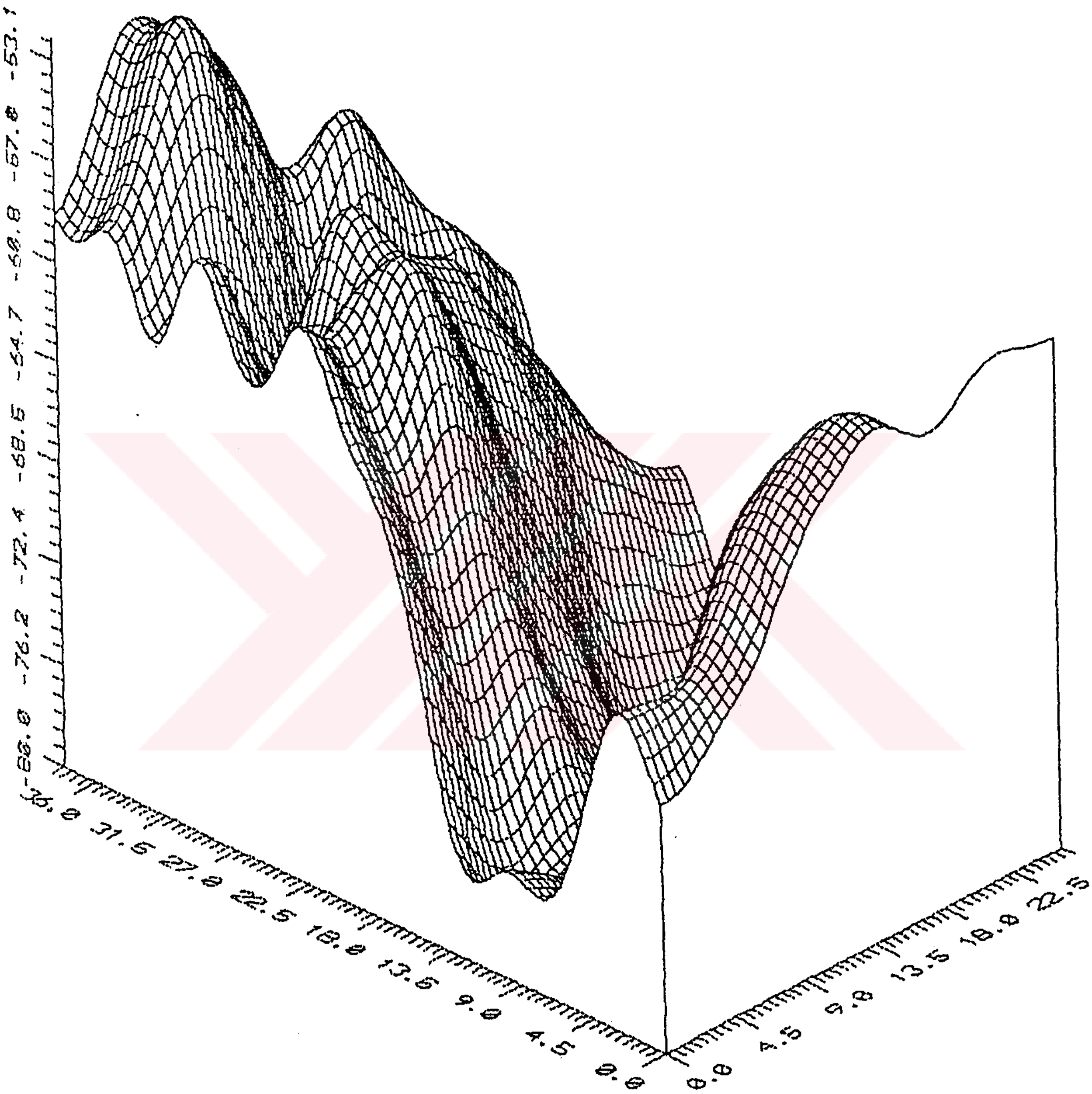
Şekil 4.6a. Fuller süzgecinden geçirilmiş verinin iki boyutlu görünümü. Süzgecin kesme dalga sayısı 0.15 devir/veri aralığı, süzgeç boyu 9x9 dur.



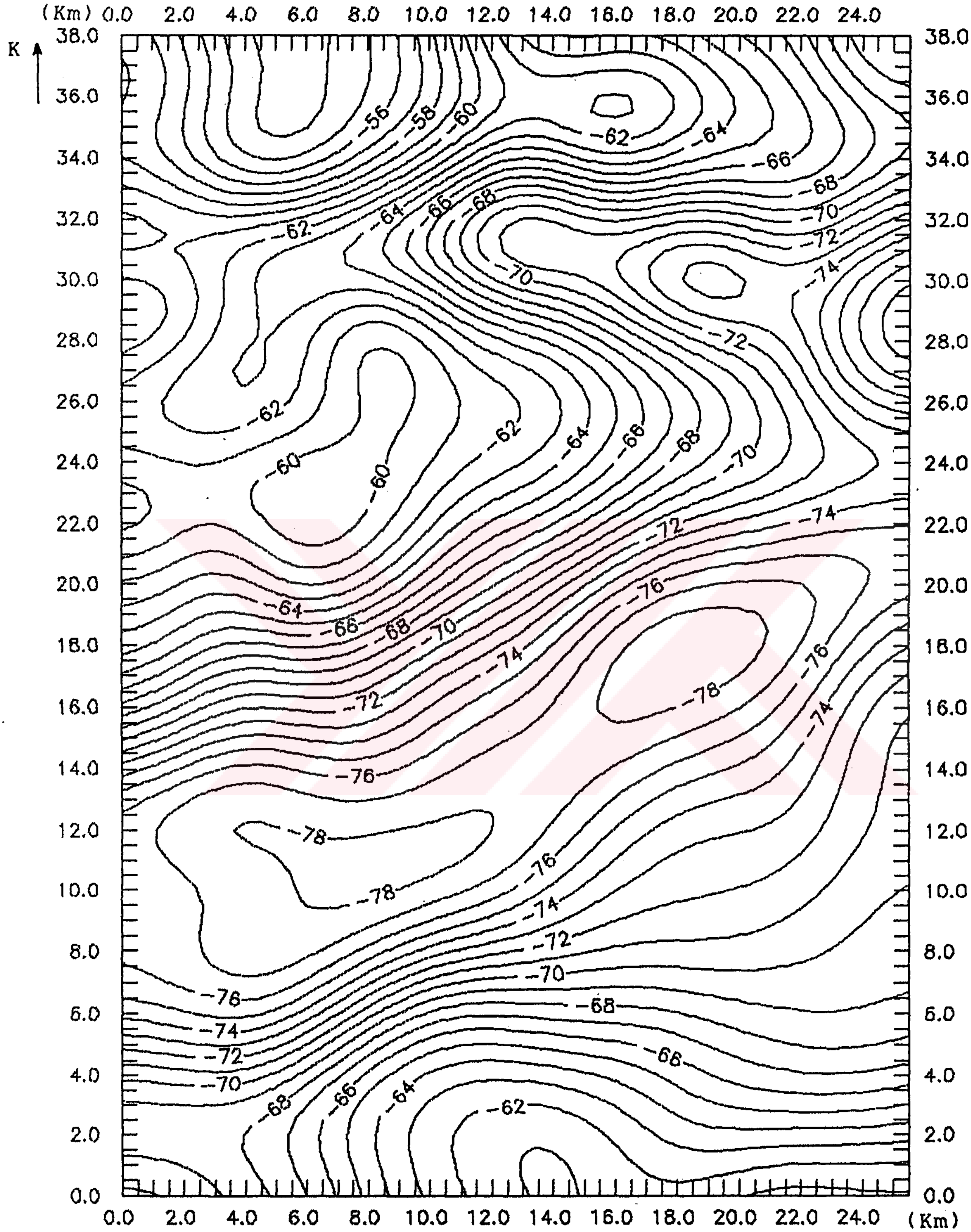
Şekil 4.6b. Süzülmüş verinin (Şekil 4.6a) üç boyutlu görünümü.



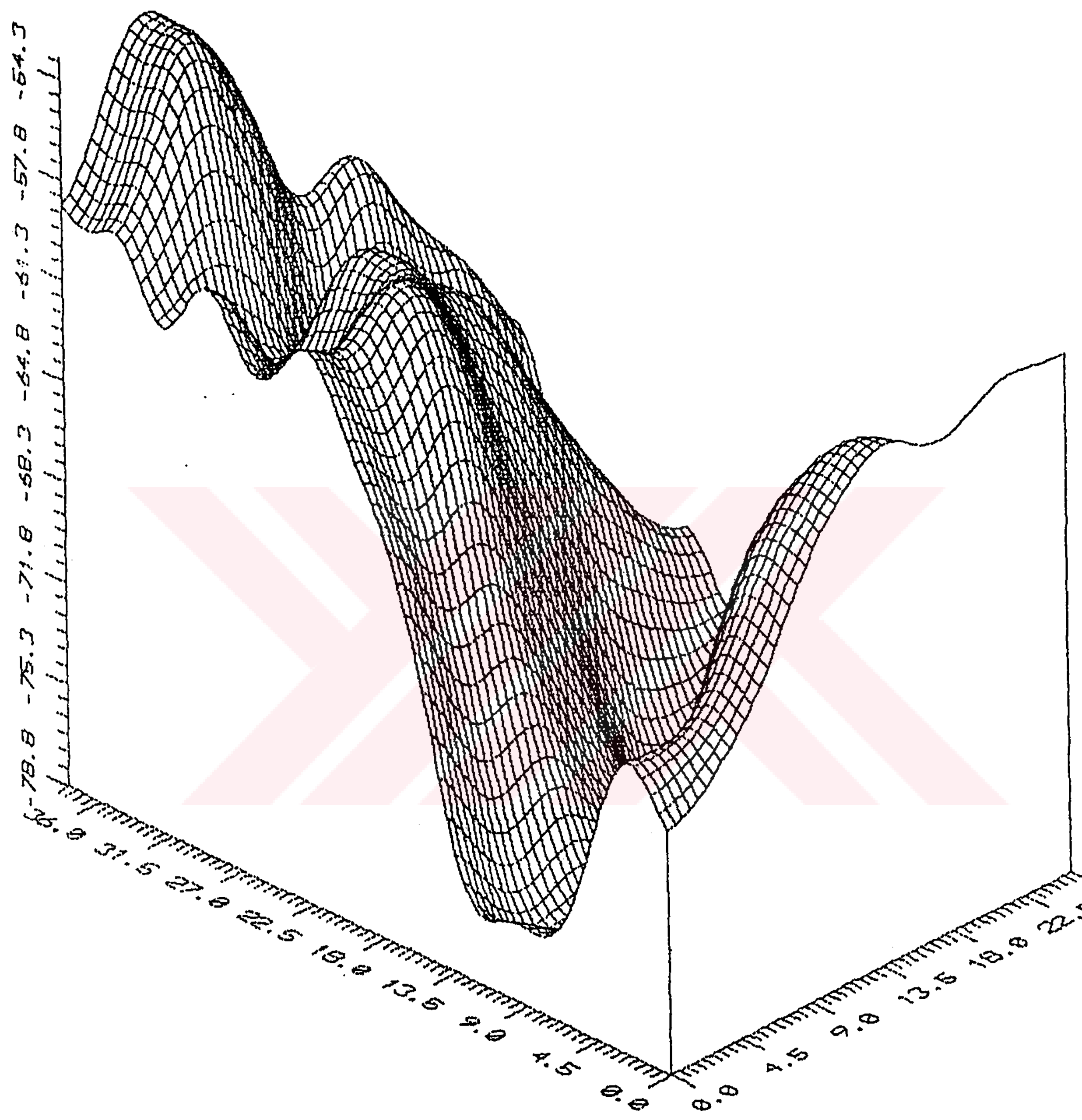
Şekil 4.7a. Kesme dalga sayısı 0.1 devir/veri aralığı, süzgeç boyu 9x9 olan Fuller süzgecinden geçirilmiş veri.



Şekil 4.7b. Süzülmüş verinin (Şekil 4.7a) üç boyutlu görünümü.



Şekil 4.8a. Kesme dalga sayısı 0.075 devir/veri aralığı, boyu 9x9 olan Fuller süzgecinden geçirilmiş veri.



Şekil 4.8b. Süzülmüş verinin (Şekil 4.8a) üç boyutlu görünümü.

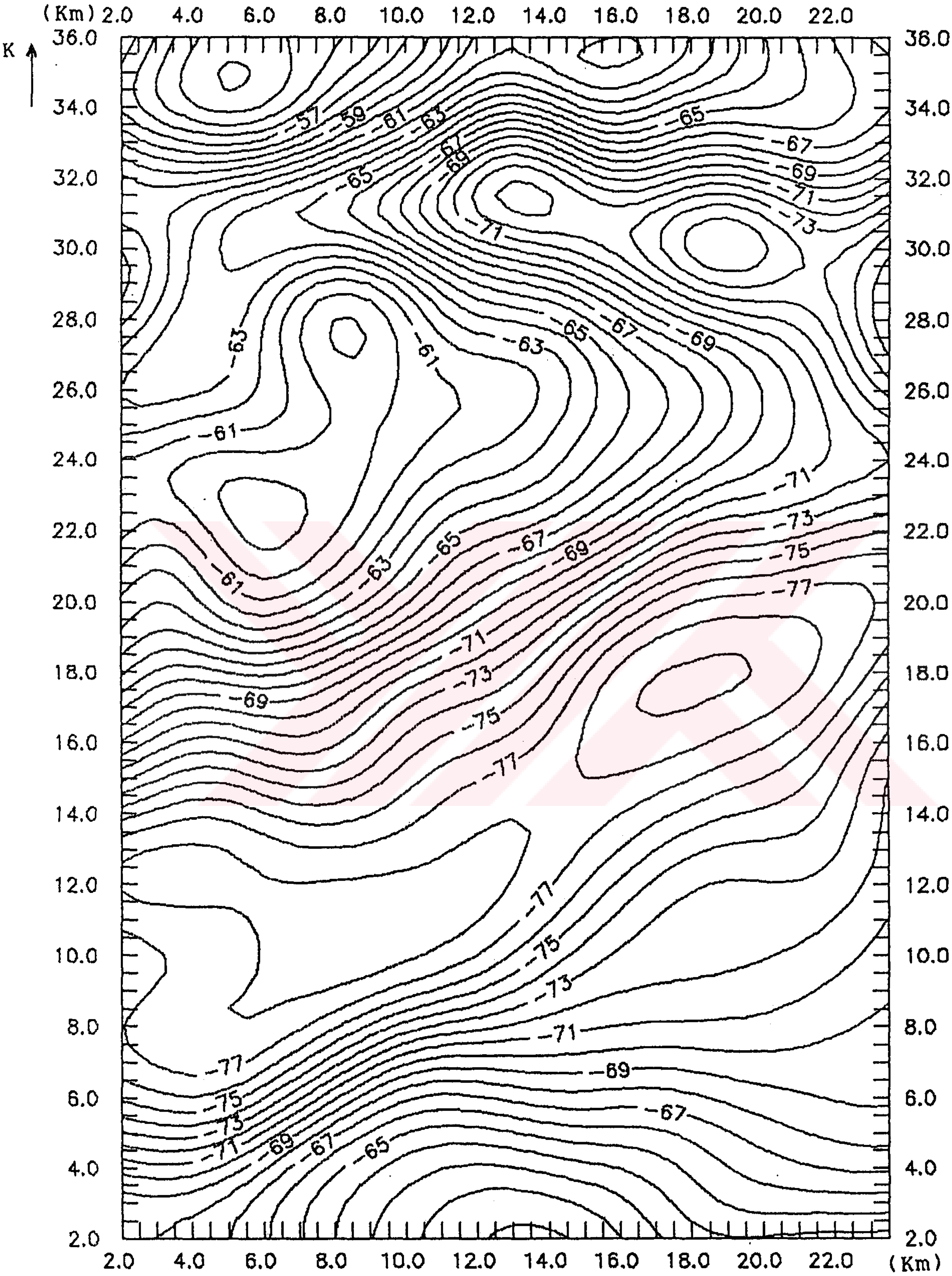
tanımlanan senklinal kesin olarak ortaya çıkmıştır.

Hankel dönüşümünün uygulamasında da Fuller dönüşümünde kullanılan parametreler aynen alınmıştır. Ancak bu yöntemle süzgeç düzenlerken geçirim bandının son kısmına bir eğim verilmektedir. Bu eğimin başladığı dalga sayısı k_c ve sıfıra ulaştığı dalga sayısı k_t' tir. Hankel dönüşümü ile üç ayrı süzgeç düzenlenmiştir. Bu süzgeçlerin parametreleri Tablo 4.1 de verilmiştir.

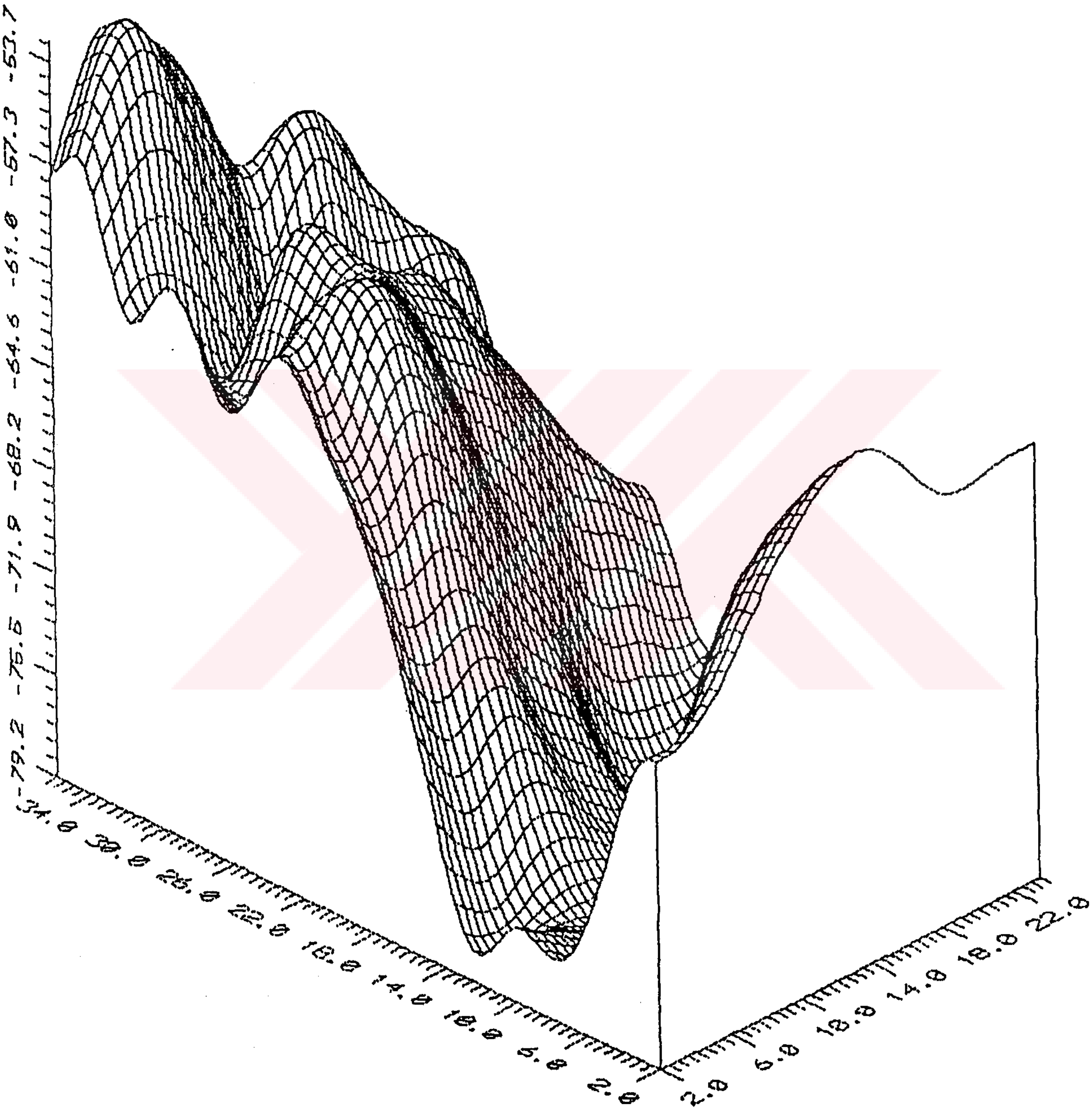
Tablo 4.1. Hankel dönüşümü ile düzenlenen alçak geçişli süzgeçlerin parametreleri.

Süzgeç	k_c	k_t	Süzgeç boyu (NS)
H_1	0.10	0.150	9
H_2	0.05	0.100	9
H_3	0.05	0.075	9

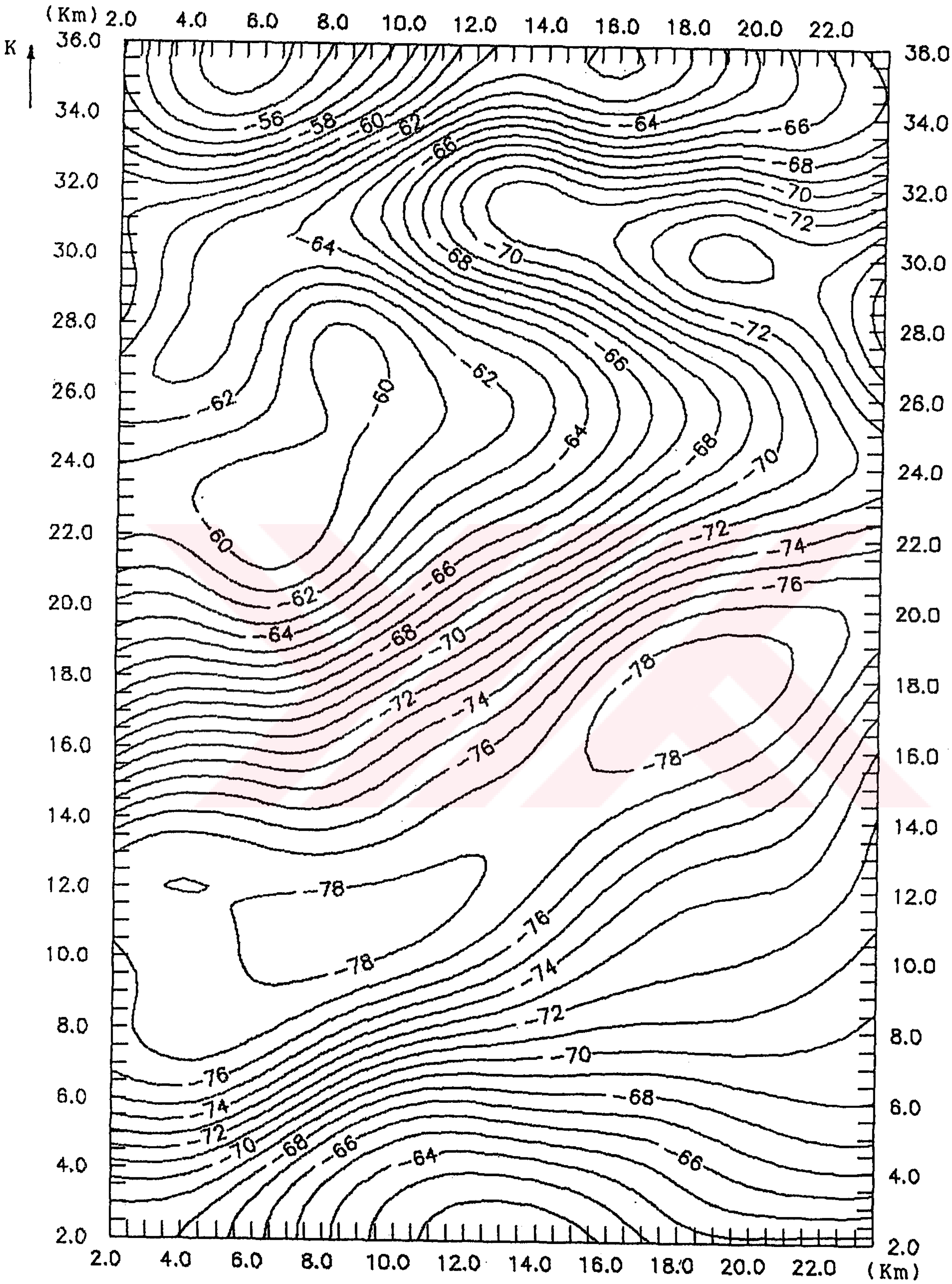
H_1 süzgeci ile elde edilen anomali haritası Şekil 4.9a ve b de gösterilmektedir. İki boyutlu harita Şekil 4.1a daki Bouguer anomali haritası ile karşılaştırıldığında, bölgenin kuzeyindeki küçük dalga boyuna sahip yapı unsurları ile birlikte, güneyde G senklinalinin batısında da aynı boyuttaki yapı etkilerinin giderildiği gözlenmektedir. Aynı kesme dalga sayısına sahip Fuller süzgeci ile süzülen harita (Şekil 4.6a) ile bu harita karşılaştırıldığında, Hankel dönüşümünün daha etkin olduğu görülmektedir. Bu dönüşümle düzenlenmiş süzgeç lerden geçirilmiş haritalar (Şekil 4.9a ve b) incelendiğinde koordinatlar orjinal haritaya göre biraz daha içerden (2,2 km) başlamaktadır. Bunun nedeni, Hankel dönüşümü sonucu elde edilen süzgeç katsayıları ile süzülmüş veri matrisinin dört bir yanından süzgeç boyunun 1 eksiği kadar veri boyunun kısaltılmış olmasıdır. Çünkü süzme dalga boyu ortamında konvolüsyon işlemi ile yapılmaktadır. Benzer şekilde, verinin H_2 süzgeç katsayıları ile konvolüsyonu sonucu elde edilen haritada (Şekil 4.10a ve b) daha uzun dalga boylu olayların özellikle bölgenin kuzeyinde giderilmiş olduğu gözlenmektedir. Bölgenin güneyinde G senklinalinin üzerindeki etkilerin de yumuşatılmış ve -78 mgal konturu ile karakterize edilen bir çukurun belirgin olarak ortaya çıkarıldığı görülmektedir.



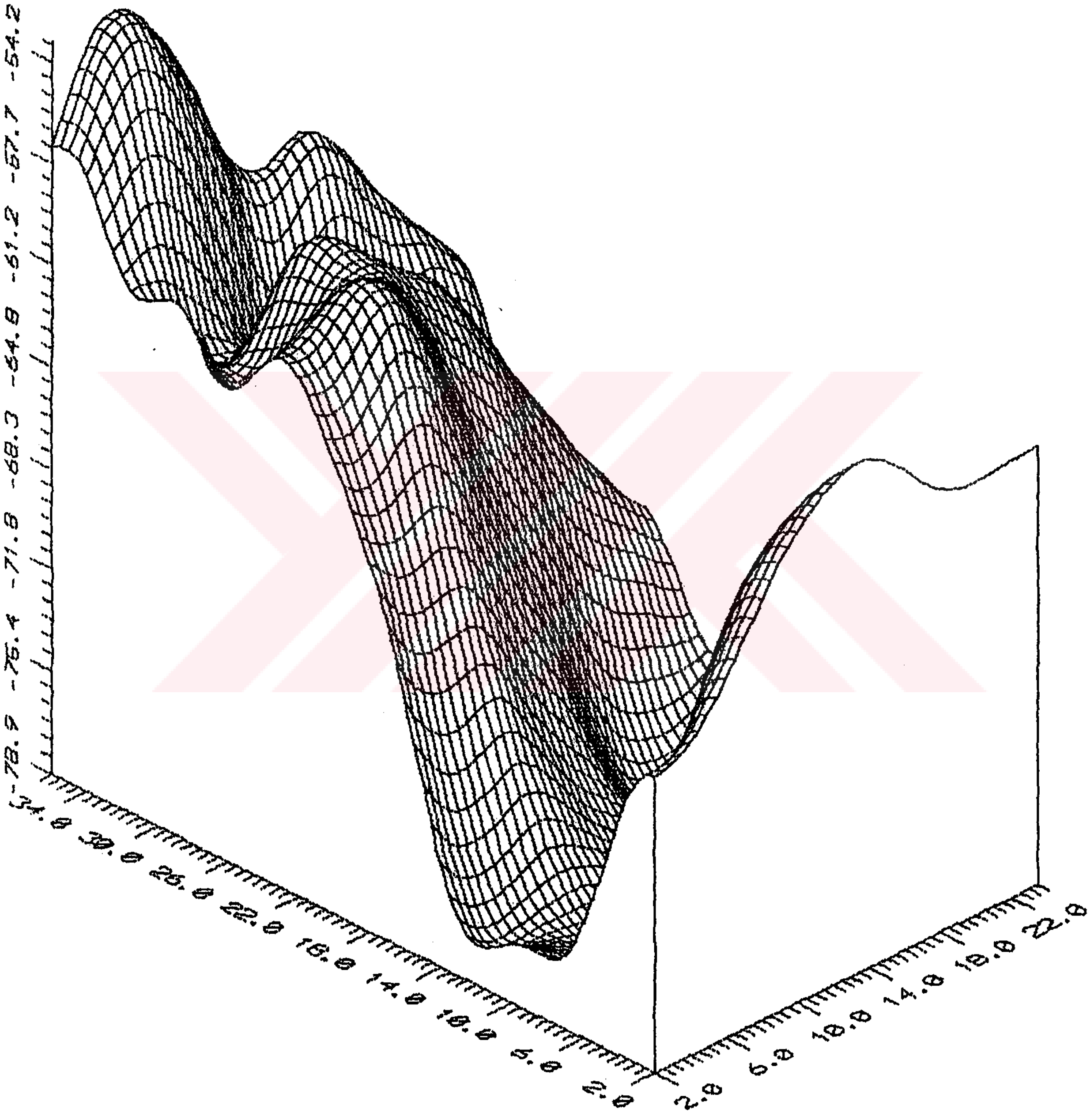
Şekil 4.9a. k_t=0.15 devir/veri aralığı, k_c=0.1 devir/veri aralığı ve boyu 9x9 olan Hankel süzgecinden geçirilmiş veri.



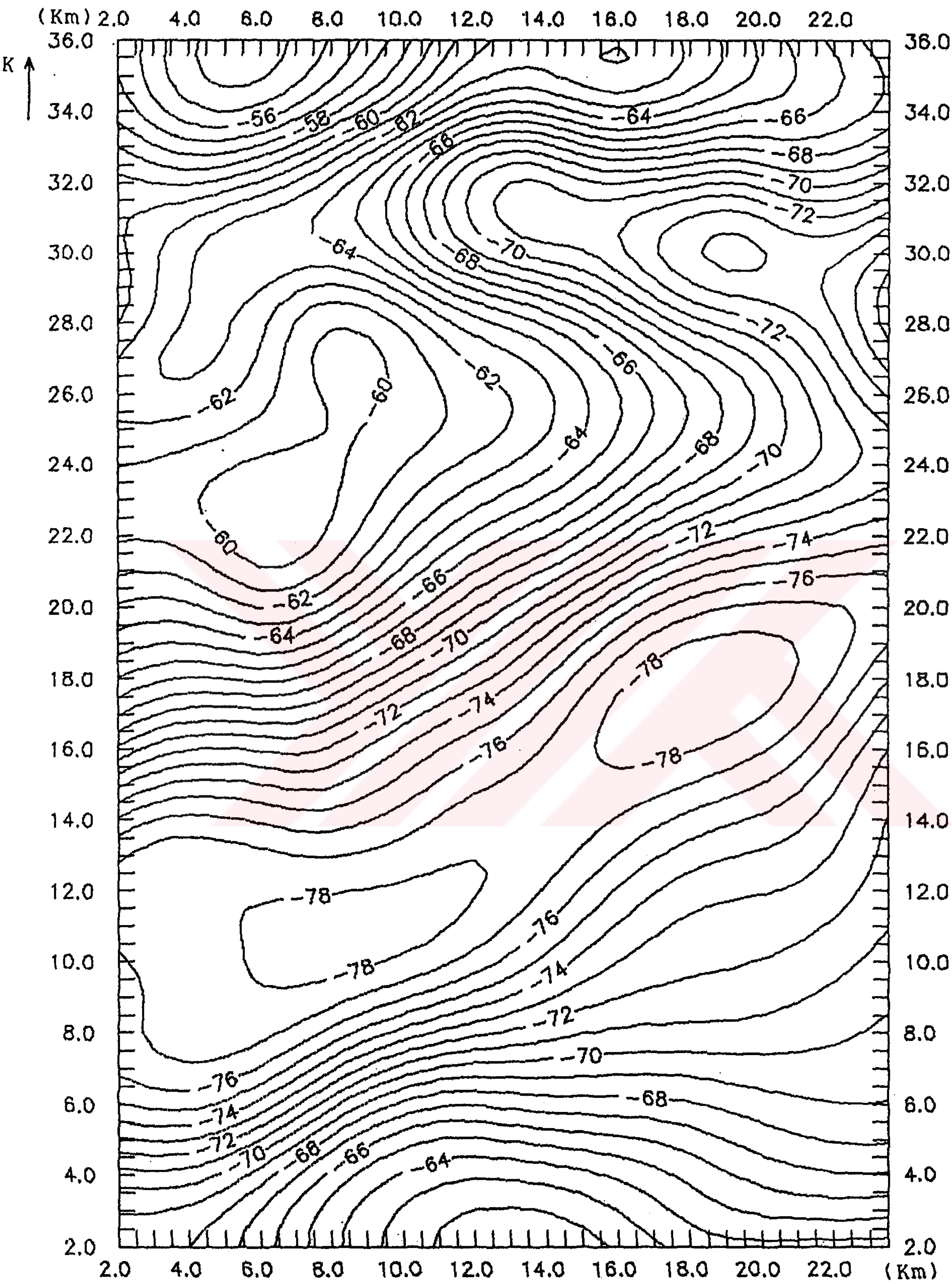
Şekil 4.9b. Süzülmüş verinin (Şekil 4.9a) üç boyutlu görünümü.



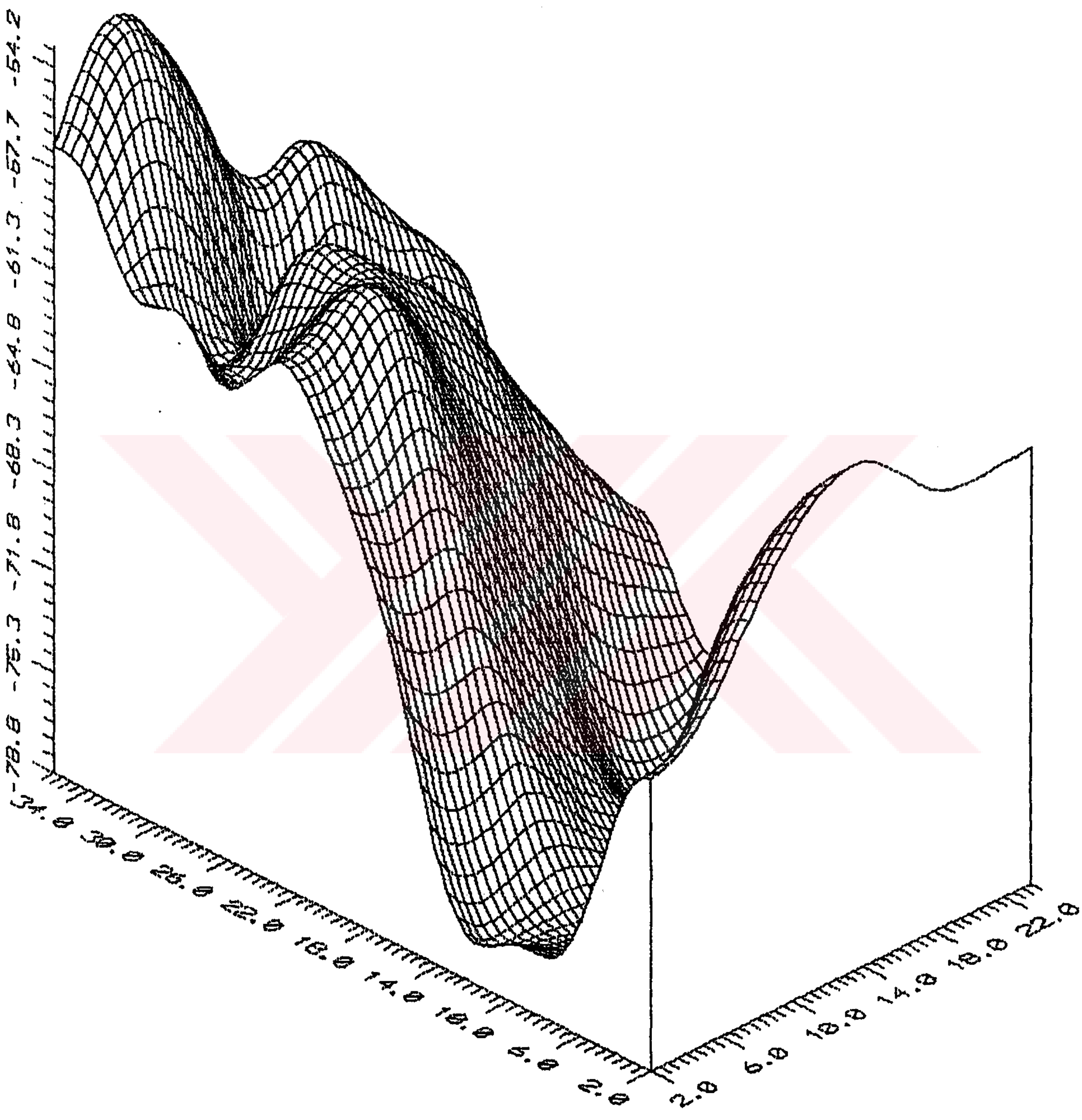
Şekil 4.10a. k_t=0.1 devir/veri aralığı, k_c=0.05 devir/veri aralığı ve boyu 9x9 olan Hankel süzgecinden geçirilmiş veri.



Şekil **4.10b.** Süzülmüş verinin (Şekil 4.10a) üç boyutlu görünümü.



Şekil 4.11a. k_t=0.075 devir/veri aralığı, k_c=0.05 devir/veri aralığı ve boyu 9x9 olan Hankel süzgecinden geçirilmiş veri.

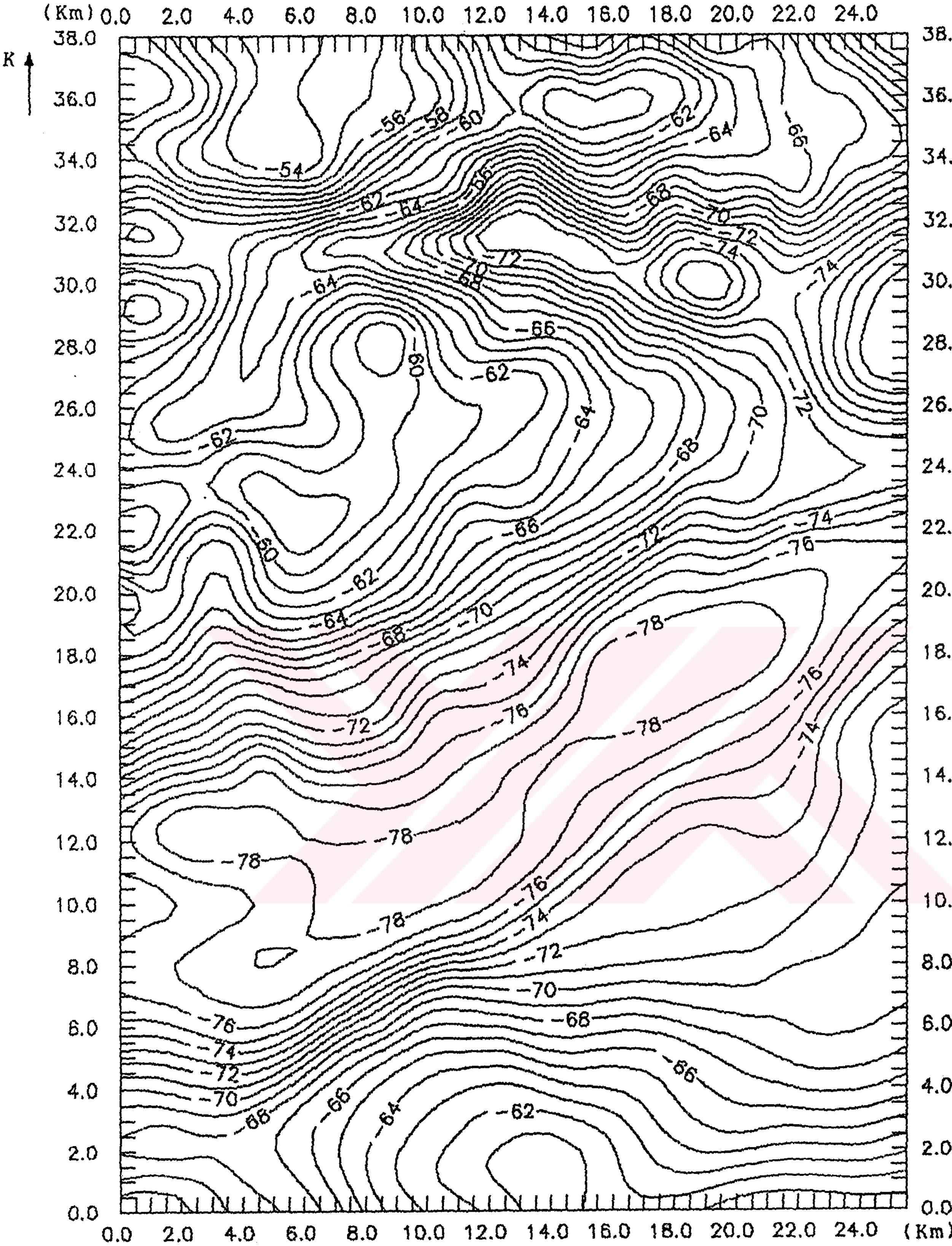


Şekil 4.11b. Süzülmüş verinin (Şekil 4.11a) üç boyutlu görünümü.

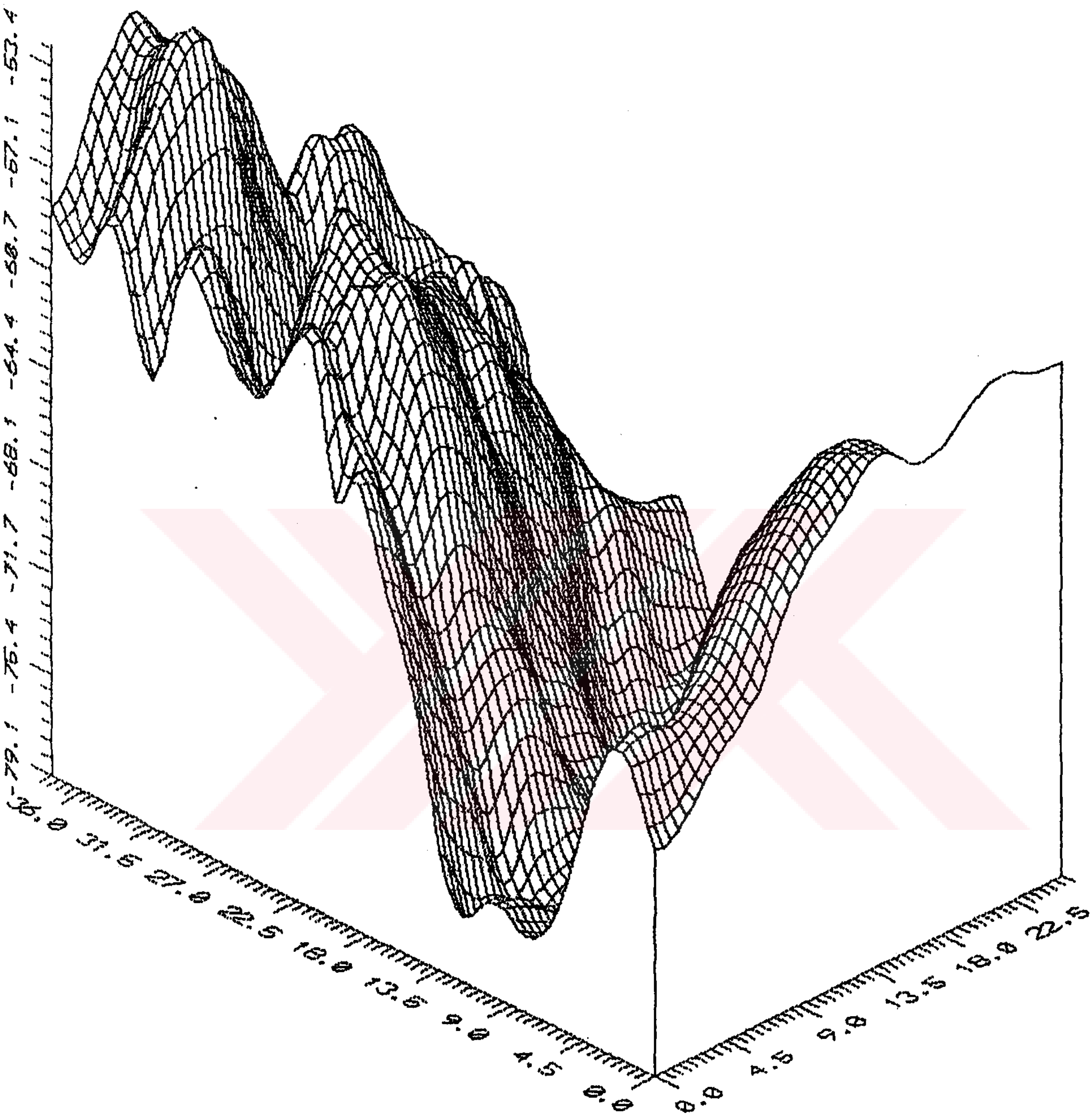
Şekil 4.10b de anomali haritası üç boyutlu olarak gösterilmiştir. H_3 süzgeci ile elde edilen haritaya (Şekil 4.11a ve b) bakıldığında bunun Şekil 4.10 dekilerden önemli bir farkı olmadığı görülmektedir. Bunun nedeni, H_3 süzgecindeki kesme dalga sayısı k_c nin H_2 deki ile aynı olmasıdır. Bu iki süzgeç arasında sadece k_t lerin farklı olmasının sonucu önemli ölçüde etkilemediği anlaşılmaktadır.

4.4.2. Fuller dönüşümü ile yukarı doğru analitik uzanım uygulamaları

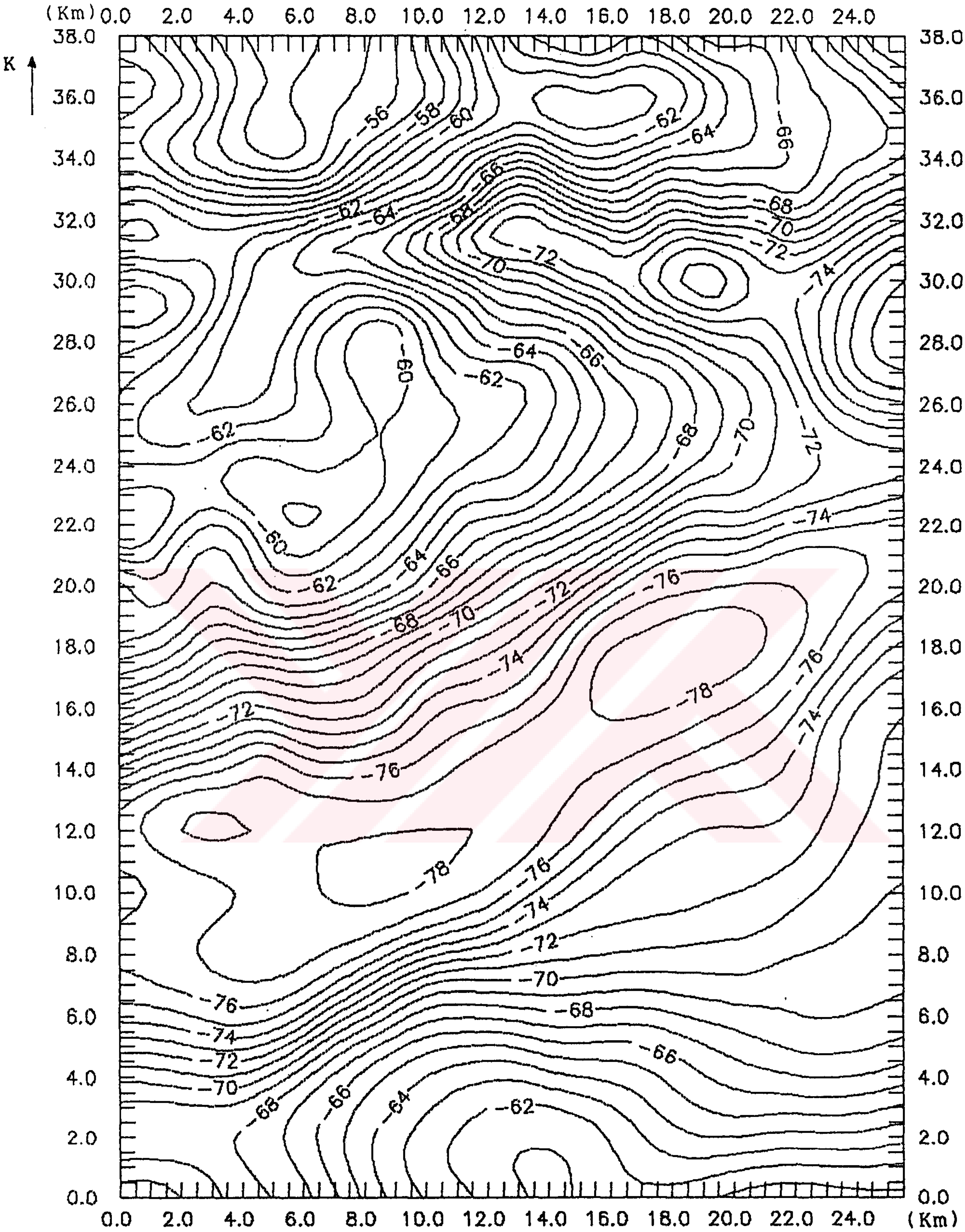
Kuramsal esasları Bölüm 3.6.1 de verilen Fuller dönüşümü ile sayısal haritanın 1, 2, 3, 4 ve 5 grid aralığı yukarıya doğru analitik uzanımı yapılmış ve elde edilen sonuçlar Şekil 4.12, 4.13, 4.14, 4.15 ve 4.16 da gösterilmiştir. Bu haritalar incelendiğinde gravite alanı yukarılara doğru taşındıkça sığ etkilerin giderek kaybolduğu, derinlerdeki ana unsurların özellikle ilgilenilen petrollü bölgede iyice belirginleştiği açıkça görülmektedir. Dikkati çeken -78 mgal konturu, 1 grid yukarı uzanım sonucu elde edilen haritada (Şekil 4.12a) tek büyük bir kapanım durumunda iken, gravite alanı 2 grid yukarıya taşındığında parçalanarak biri diğerlerine göre daha küçük üç kapanım gözlenmektedir (Şekil 4.13). 3 grid yukarı uzanım sonucu elde edilen haritada (Şekil 4.14) -78 mgal konturu iki küçük kapanım, 4 grid yukarı gidildiğinde tek kapanım ve sonuçta, gravite alanı 5 grid yukarı taşındığında -78 ve -77 mgal konturlu kapanımları meydana getiren etkilerden tamamen uzaklaşıldığı açıkça görülmektedir. Haritaların tamamı incelendiğinde bu yorumun kuzey kısımlarda da geçerli olacağı anlaşılmaktadır. Şekil 4.16 da, diğer haritalarda gözlenen -77 ve -78 mgal konturları görülmemekte oluşu gravite alanının 5 grid aralığı yukarıya taşınmasıyla G senklinalinin etkisinin giderildiğini ortaya koymaktadır.



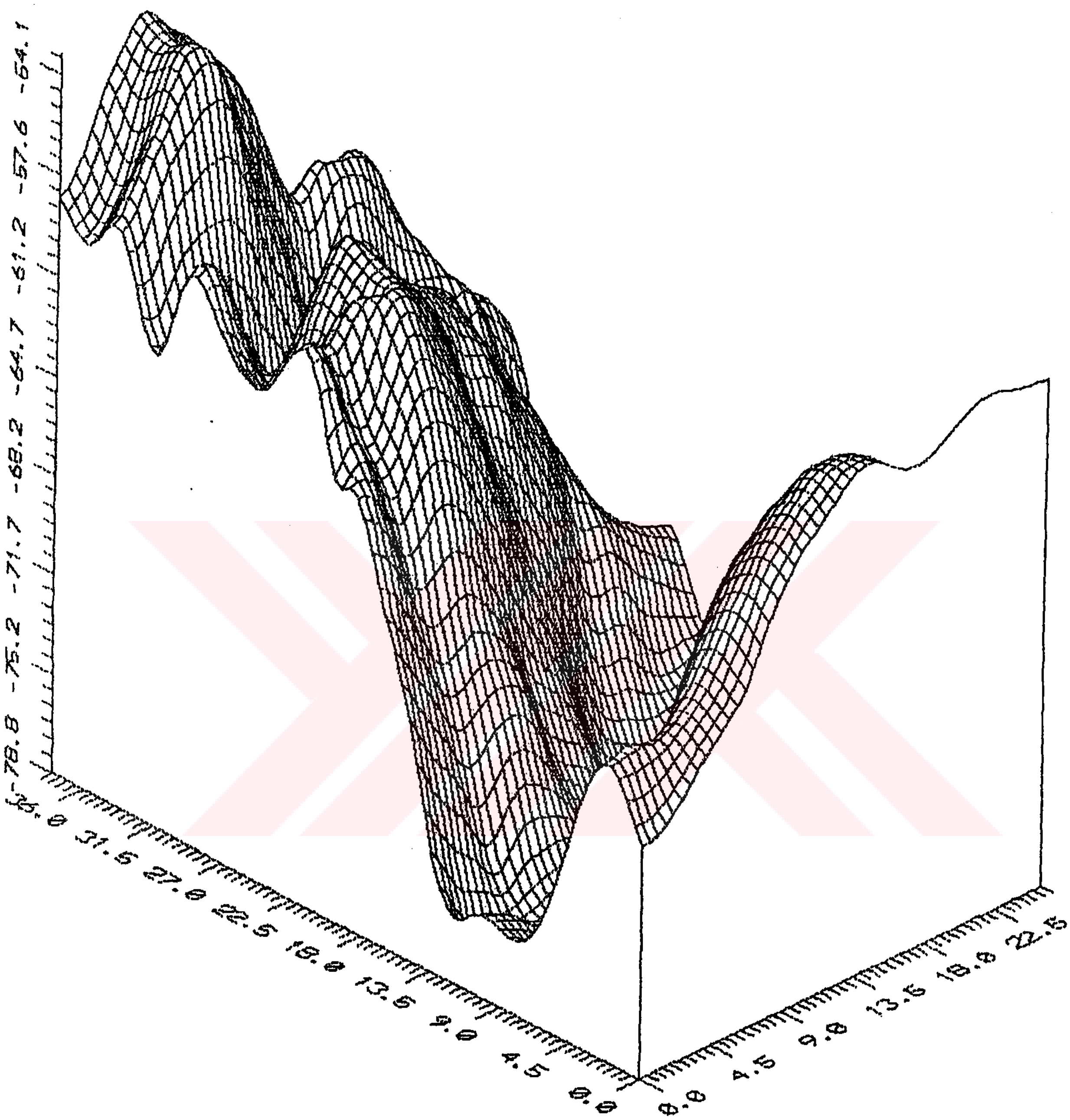
Şekil 4.12a. Fuller dönüşümü ile 1 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen harita.



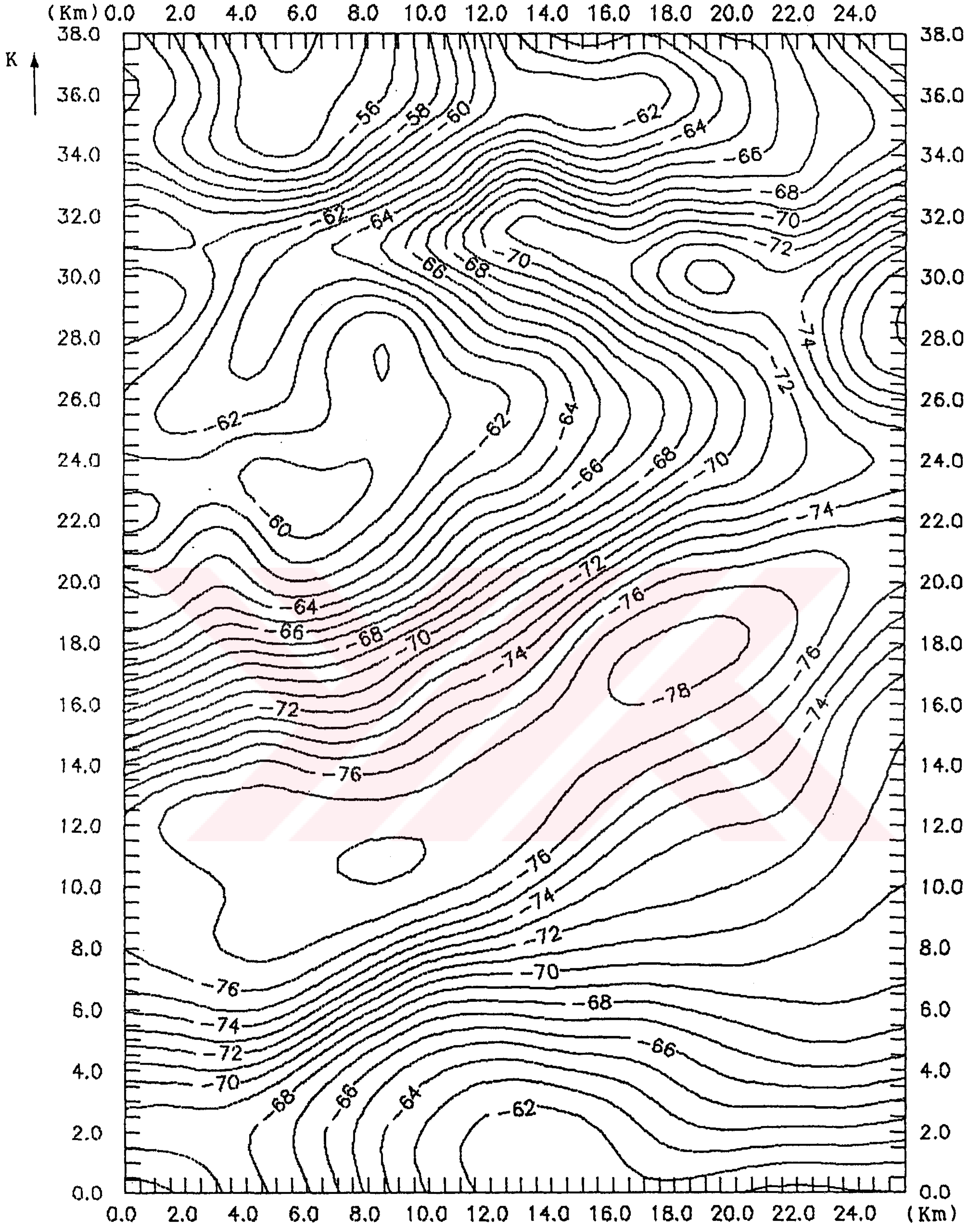
Şekil 4.12b. 1 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen haritanın üç boyutlu görünümü.



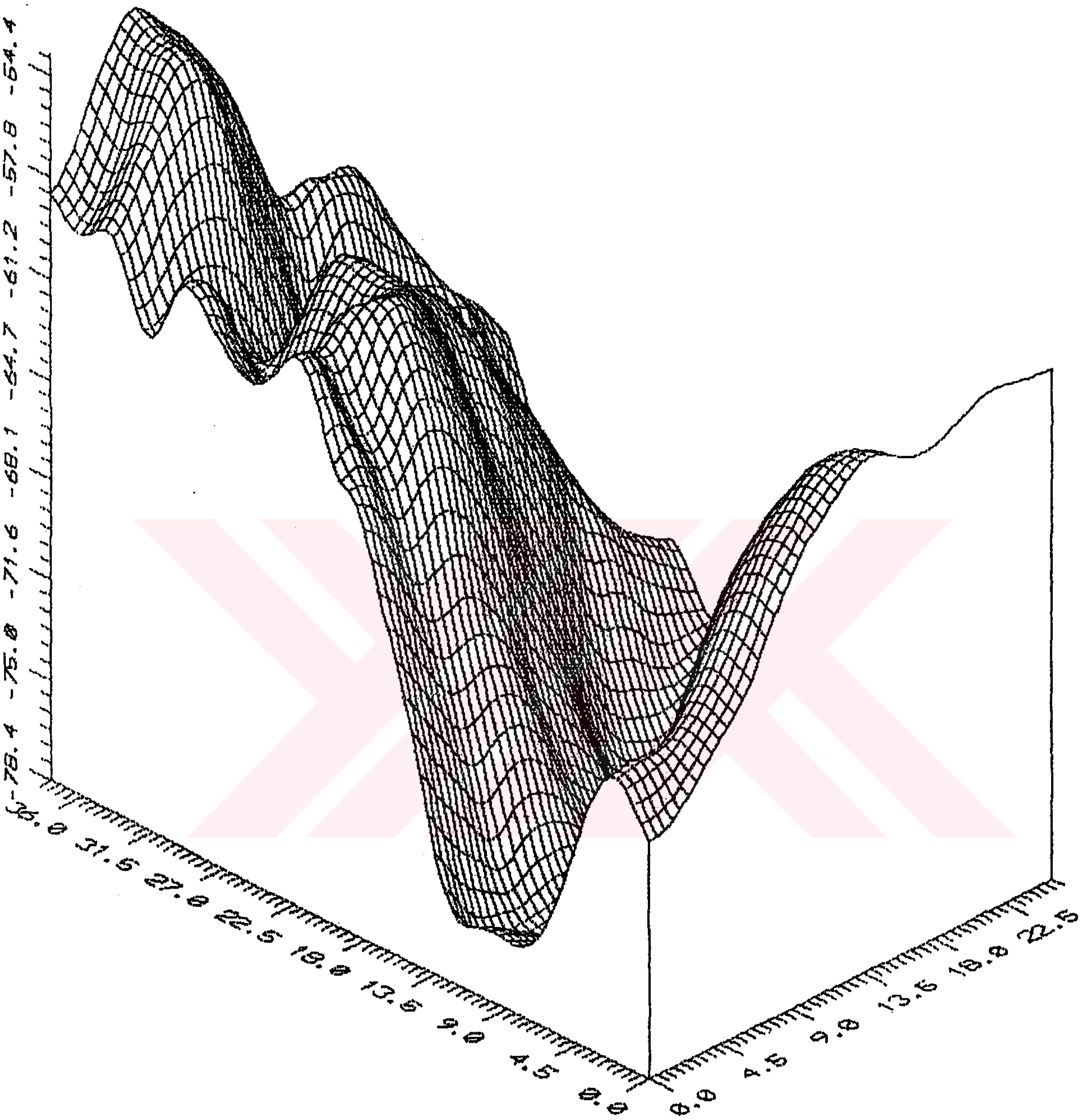
Şekil 4.13a. Fuller dönüşümü ile 2 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen harita.



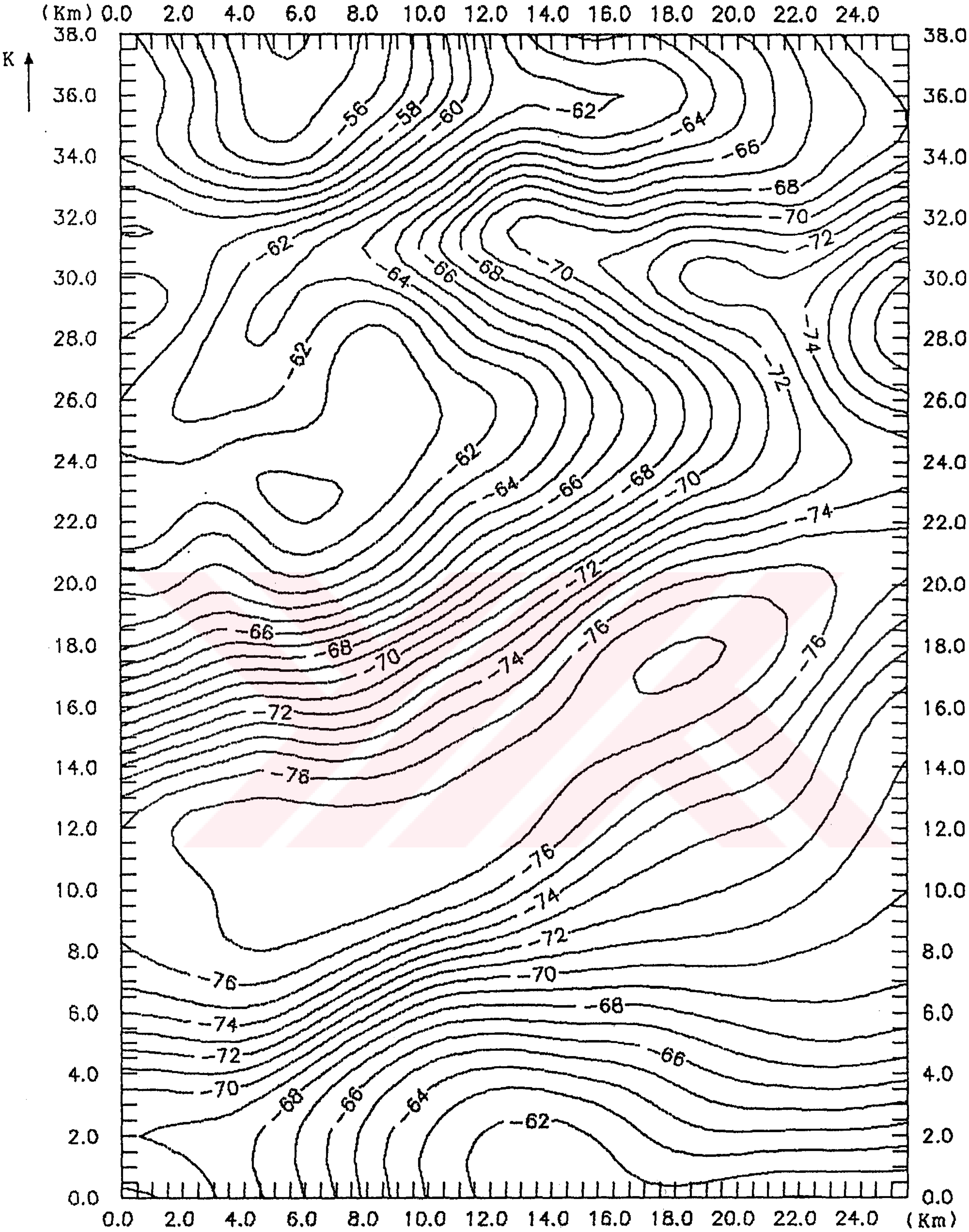
Şekil 4.13b. 2 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen haritanın üç boyutlu görünümü.



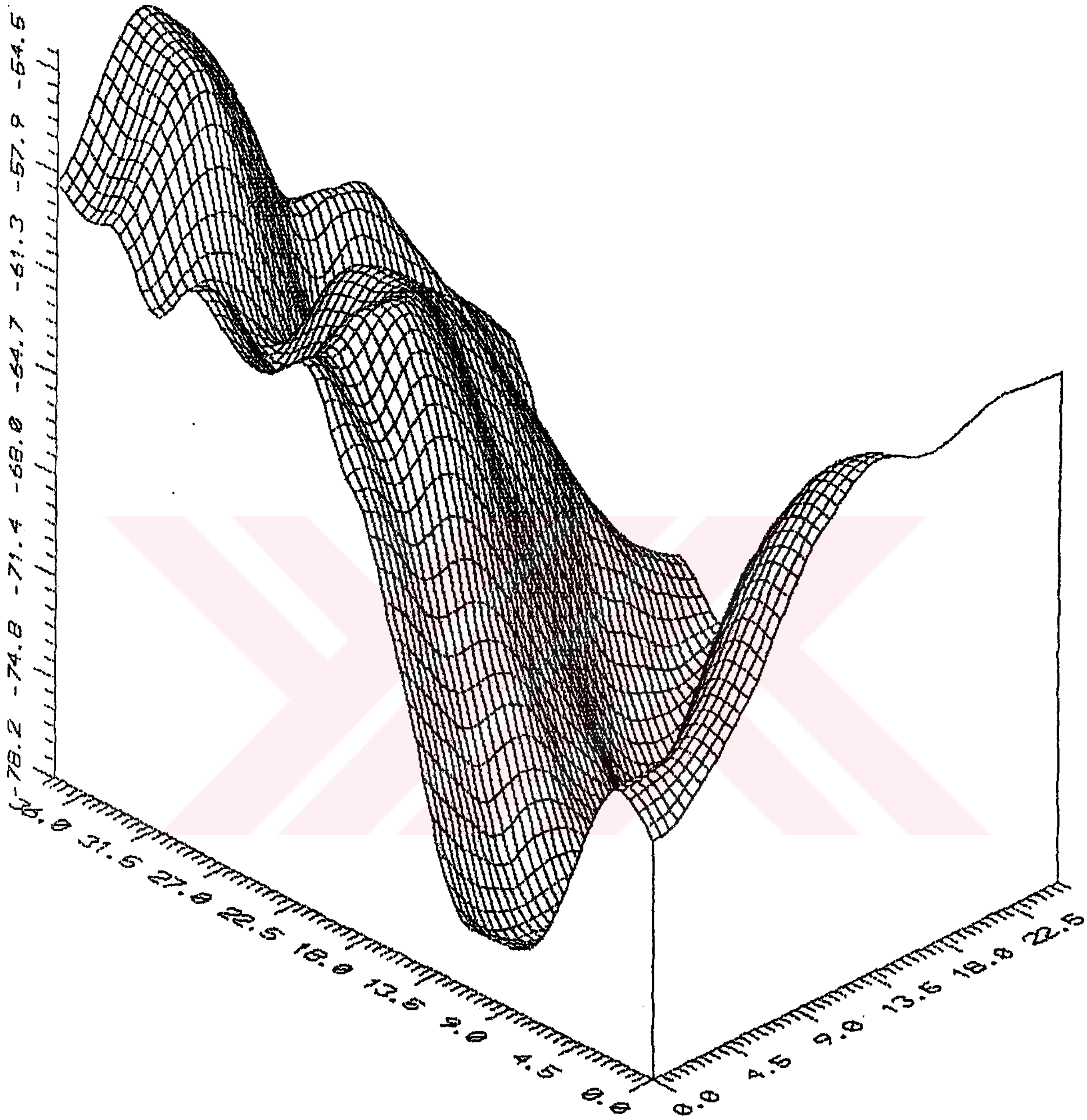
Şekil 4.14a. Fuller dönüşümü ile 3 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen harita.



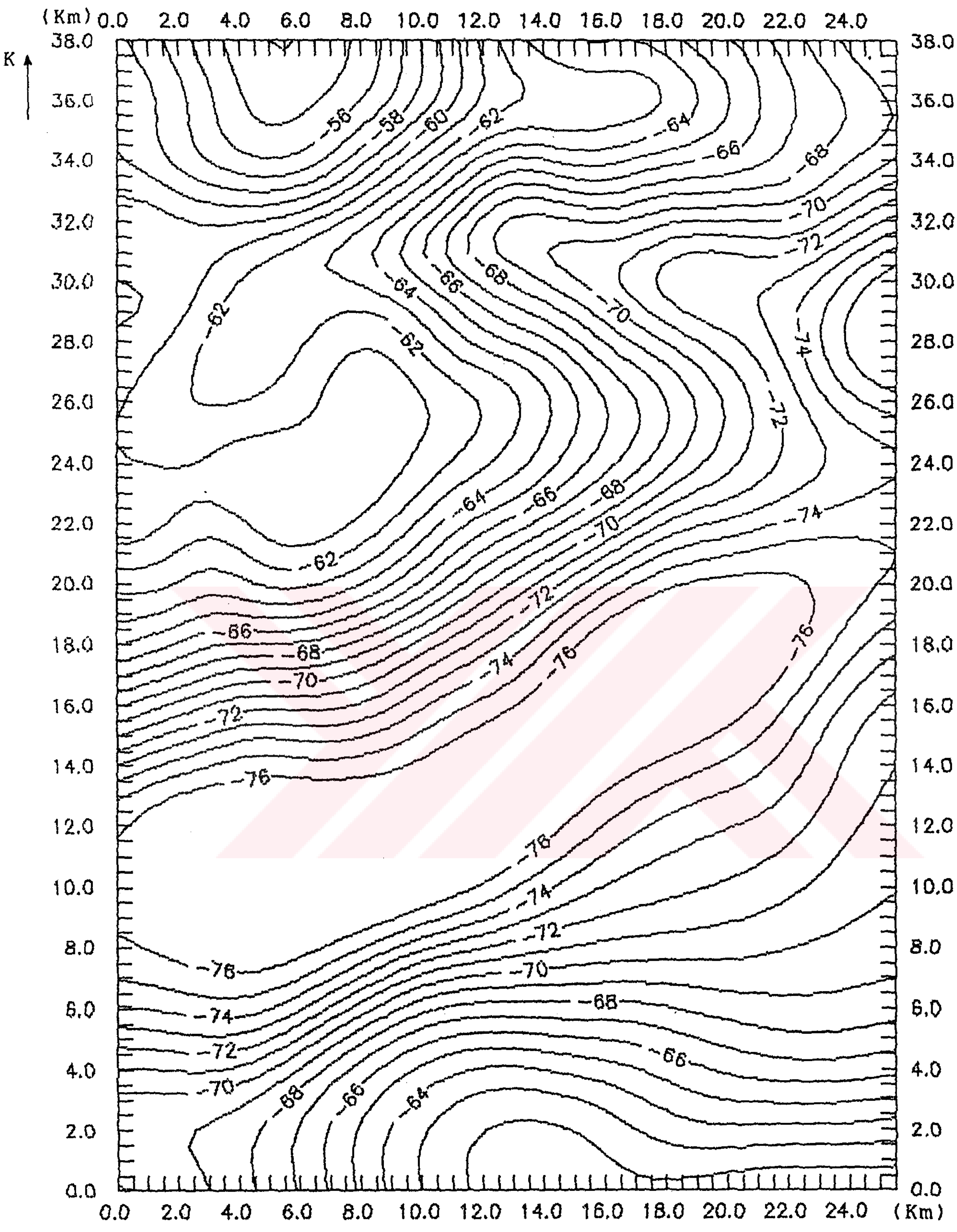
Şekil 4.14b. 3 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen haritanın üç boyutlu görünümü.



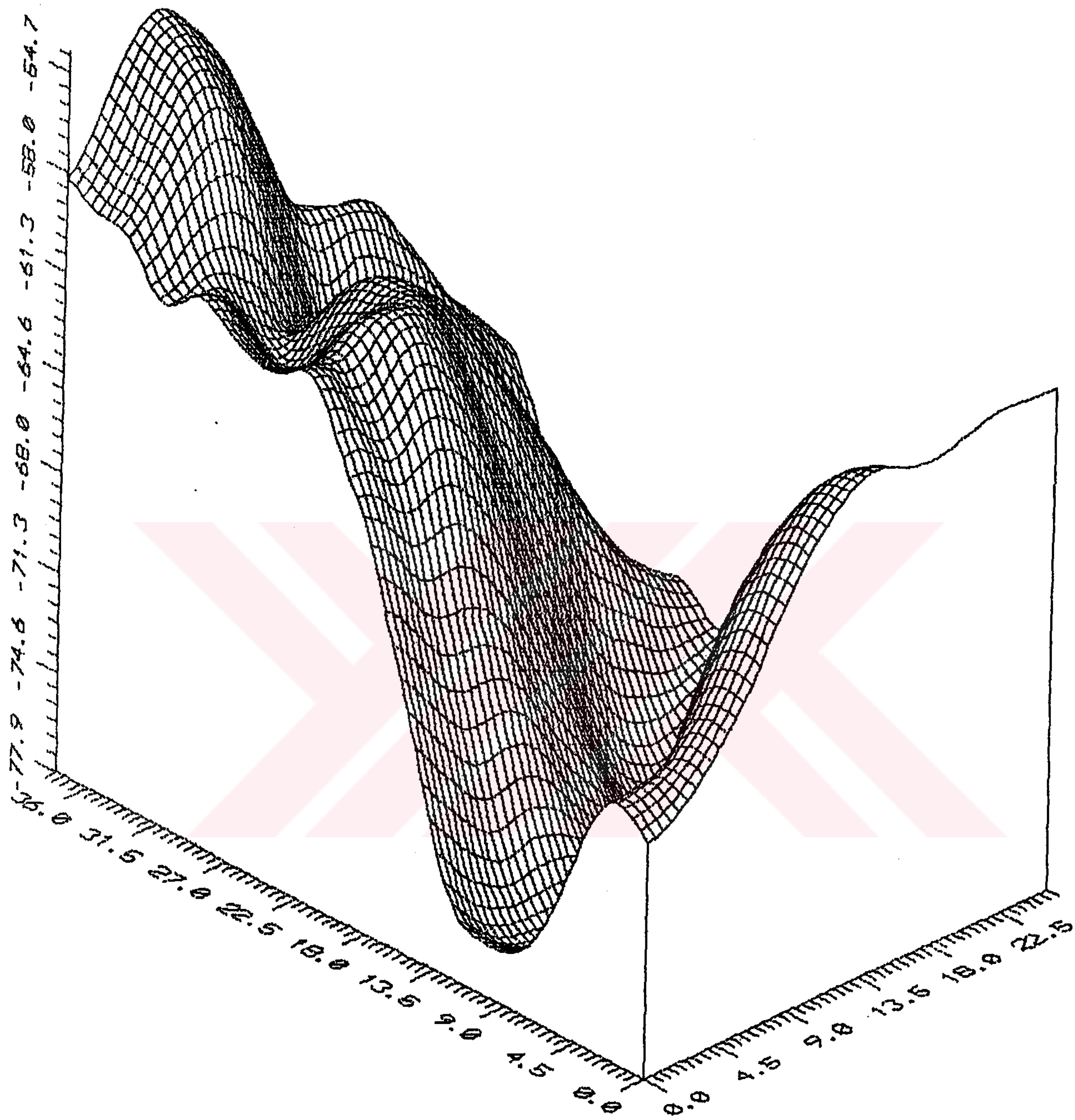
Şekil 4.15a. Fuller dönüşümü ile 4 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen harita.



Şekil 4.15b. 4 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen haritanın üç boyutlu görünümü.



Şekil 4.16a. Fuller dönüşümü ile 5 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen harita.



Şekil 4.16b. 5 grid yukarı analitik uzanım sonucu elde edilen haritanın üç boyutlu görünümü.

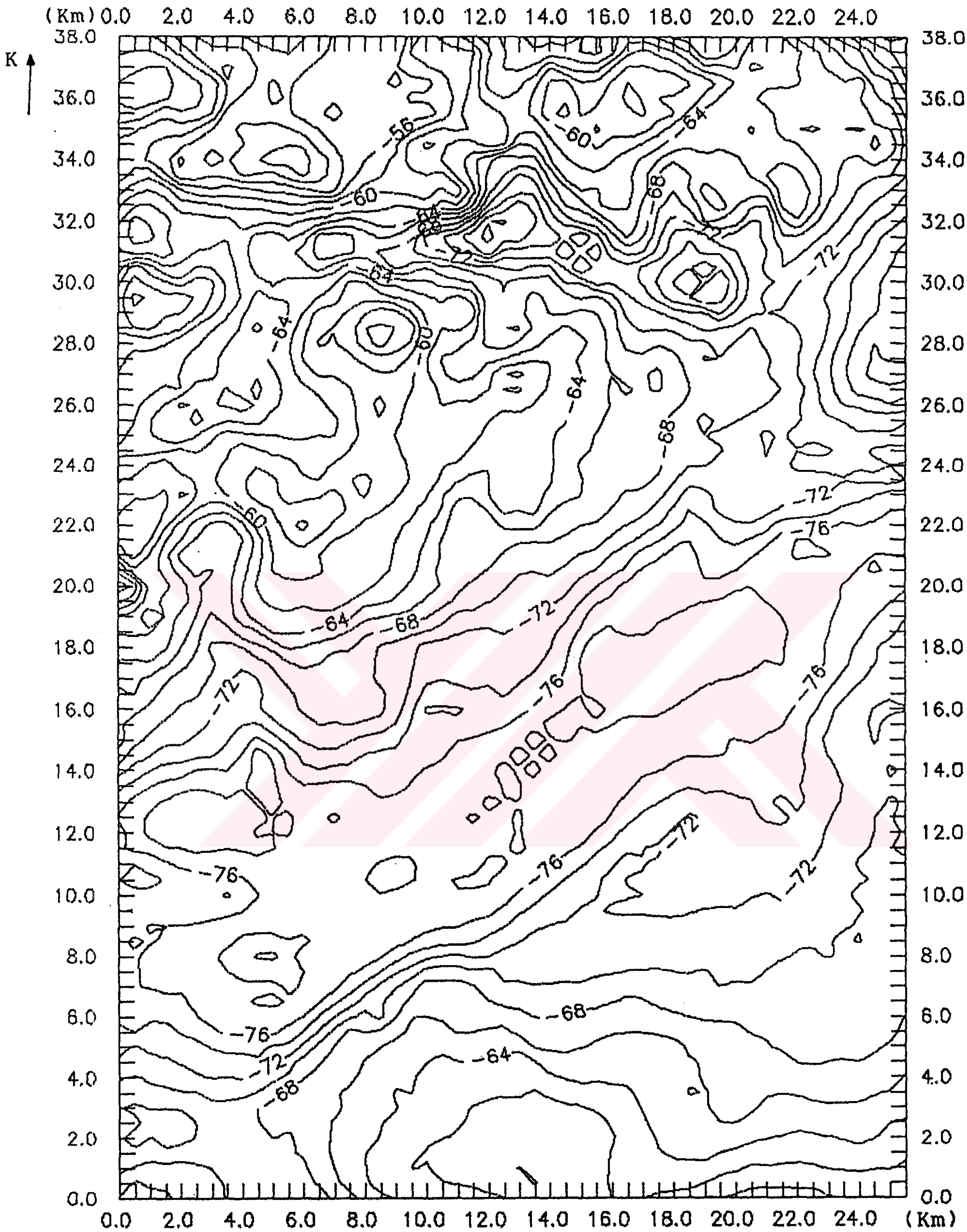
4.4.3. Fuller dönüşümü ile aşağı analitik uzanım ve ikinci türev uygulamaları

Üzerinde çalışılan Bouguer anomali haritasının Fuller dönüşümünde 9x9 olarak alınan bir operatörle 1 ve 2 grid aşağıya analitik uzanımları yapılarak elde edilen haritalar sırasıyla Şekil 4.17 ve Şekil 4.18 de görülmektedir. Daha önceki süzülmüş Bouguer ve yukarı doğru analitik uzanım haritalarında ilginç bir bölge olarak göze çarpan G senklinalinin üzerinde ve çevresinde küçük boyutlu kütle dağılımlarının yeraldığı anlaşılmaktadır.

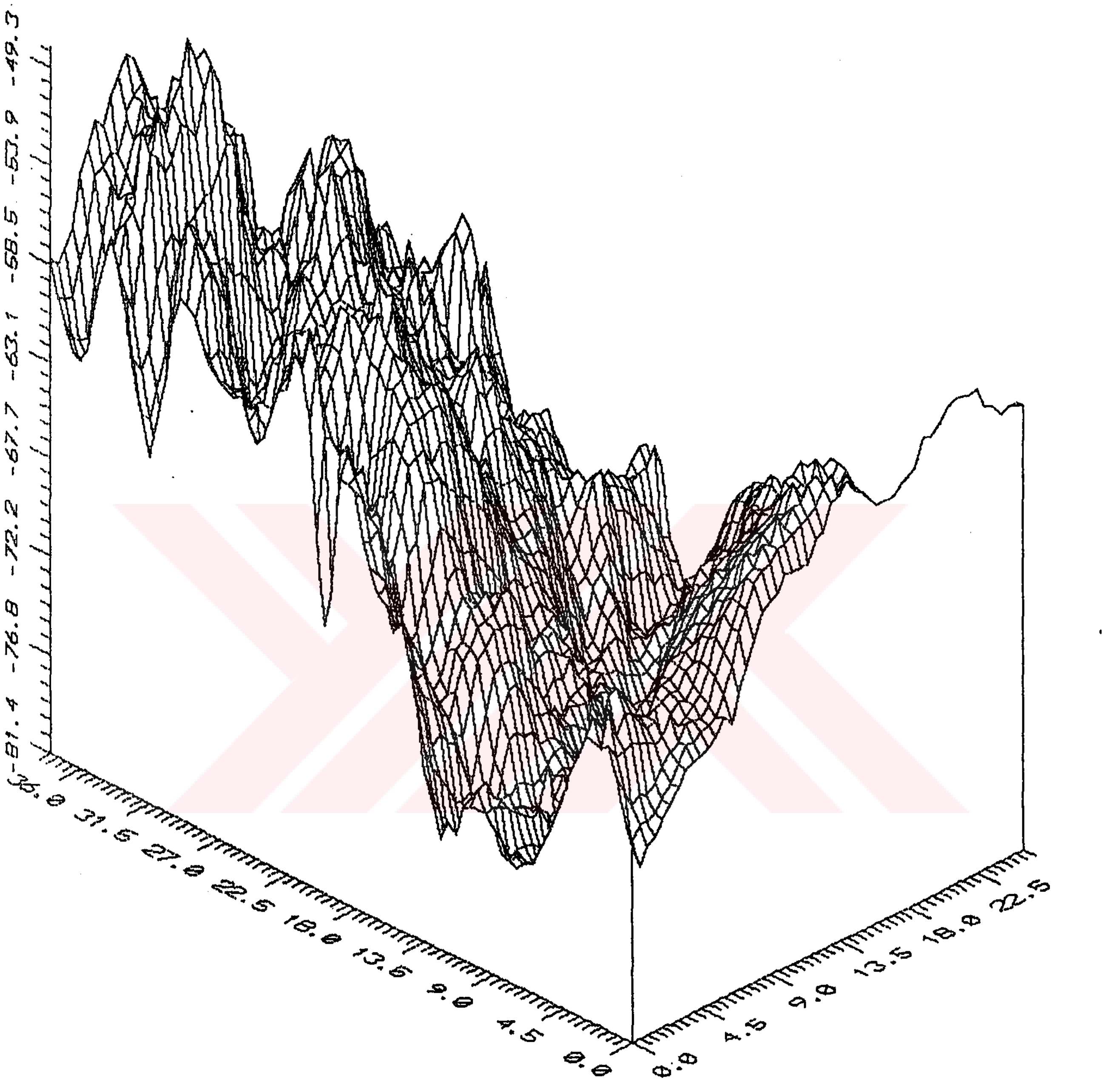
Yine aynı yöntem ve aynı operatör uzunluğu ile Bouguer anomali haritasının ikinci türevi hesaplanmıştır (Şekil 4.19). İkinci türev haritası, aşağı analitik uzanım sonuçlarında (Şekil 4.18) olduğu gibi sığ etkilerin gayet açık şekilde göstermektedir. Dikkat edildiğinde çok küçük dalga boyuna sahip yeraltındaki yapı unsurları bile harita üzerinde belirginleşmiştir.

4.4.4. Enküçük kareler yöntemi ile yüzey uydurma sonuçları

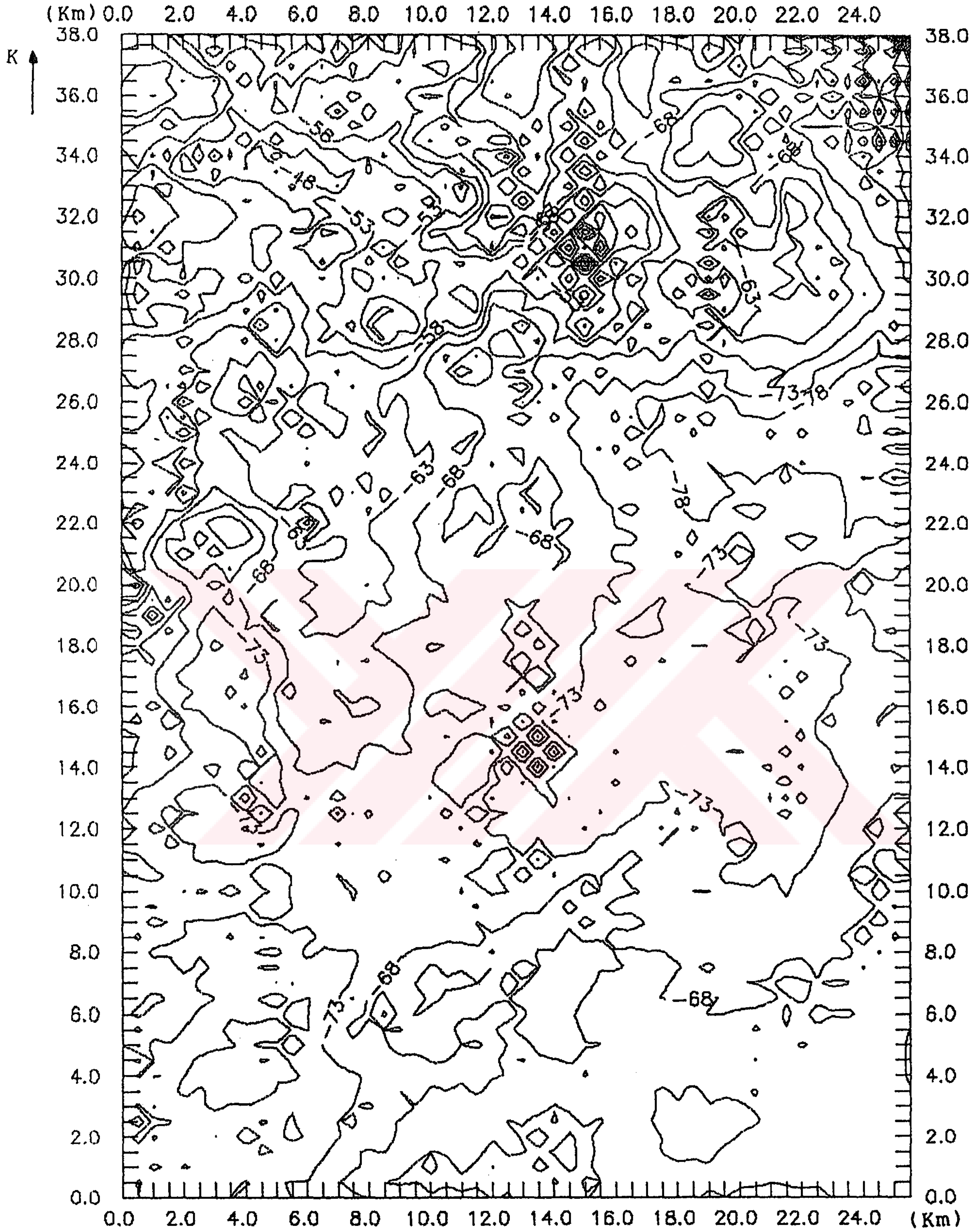
Çalışılan bölgenin Bouguer anomali haritasının rejyonal bileşeni trend analizi ile de hesaplanması düşünülmüştür. Bu amaçla 1. dereceden 4. dereceye kadar yüzeylerle rejyonal bileşen temsil edilmeğe çalışılmıştır. Herbir dereceden yüzey uydurma işlemlerinin ilişki katsayıları Tablo 3.2 de verilmektedir. Şekil 4.1a da verilen Bouguer anomali haritasında gravitenin maksimum gradyentinin yaklaşık kuzeybatı-güneydoğu doğrultusunda olduğu görülmektedir. Bu özellik enküçük kareler yöntemi ile elde edilen yüzey uydurma sonuçlarının doğruluğunu test etmede en önemli kıstas olarak kullanılmıştır. 1. derece ile temsil edilen rejyonal bileşen (Şekil 4.20a ve b) yeraltındaki büyük ölçekli (dalga boylu) kütle dağılımlarını göstermektedir. Bu yaklaşımın ilişki katsayısı (R) 0.6612 dir. 2. dereceden yüzey ise (Şekil 4.21a ve b) 1. derece yüzeye oldukça benzemekte, genelde aynı özellikleri yansıtmaktadır. En önemli farkı bölgenin en güneyinde



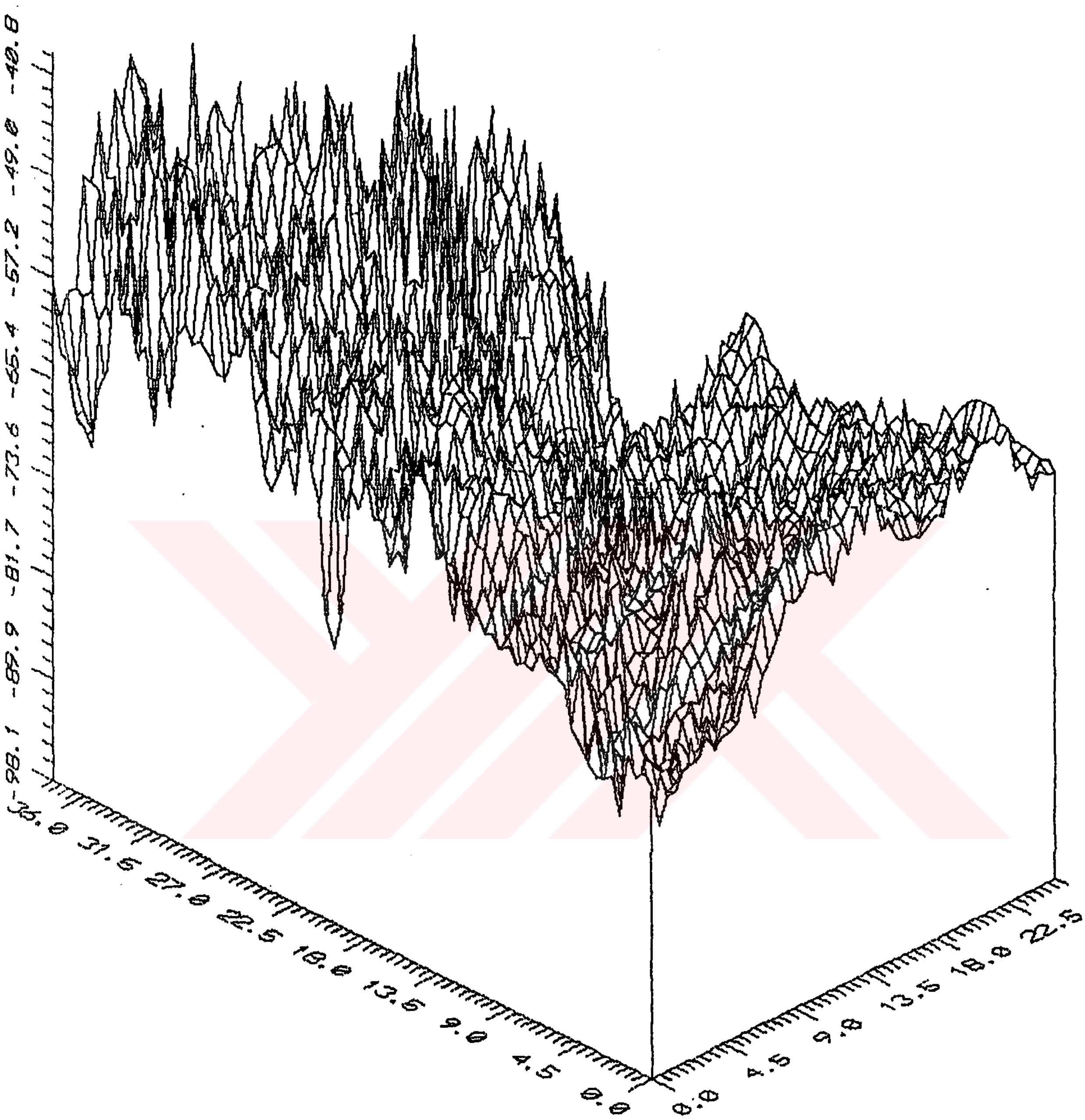
Şekil 4.17a. Fuller dönüşümü ile 1 grid aşağı analitik uzanım sonucu elde edilen harita.



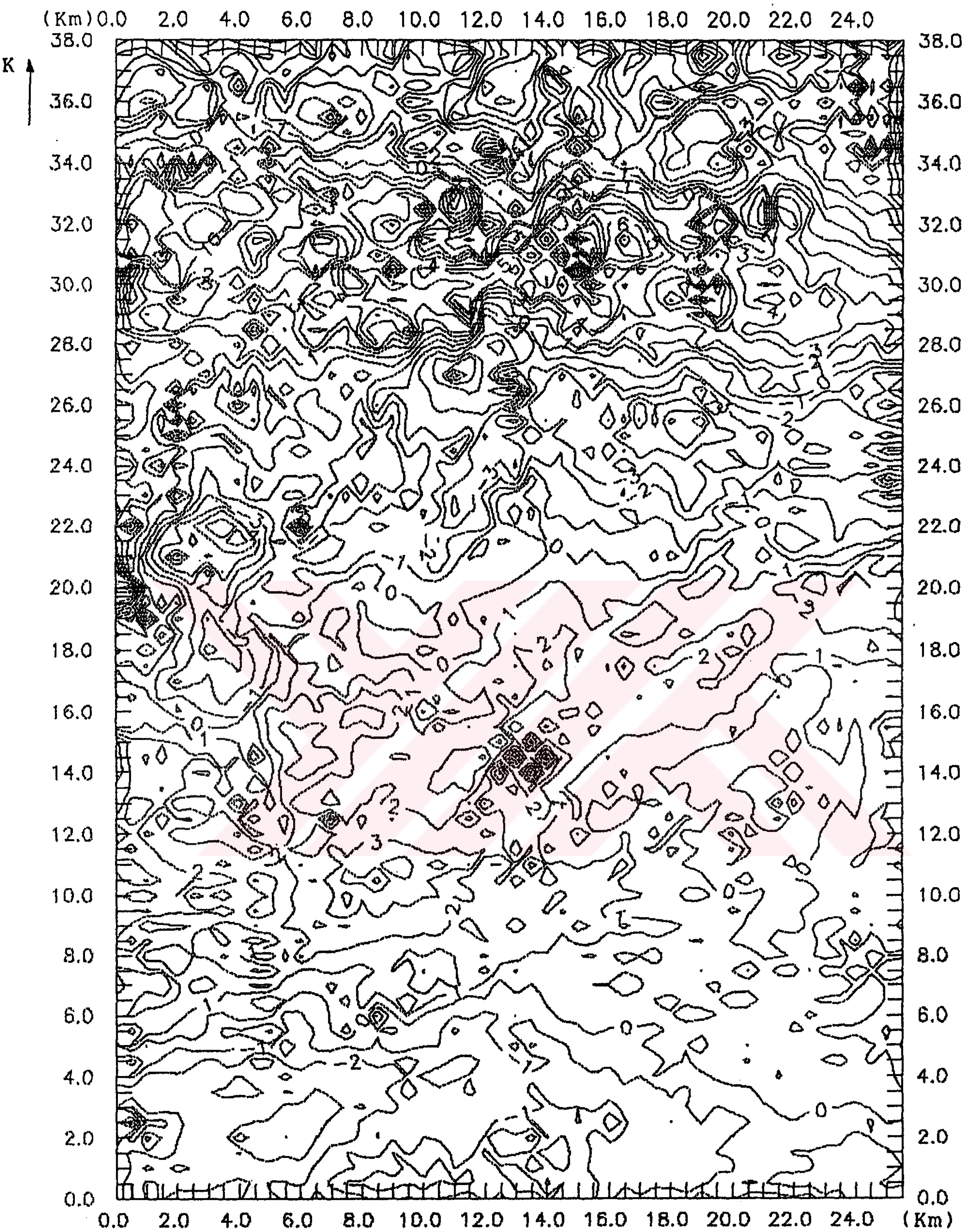
Şekil 4.17b. 1 grid aşağı analitik uzanım sonucu elde edilen haritanın üç boyutlu görünümü.



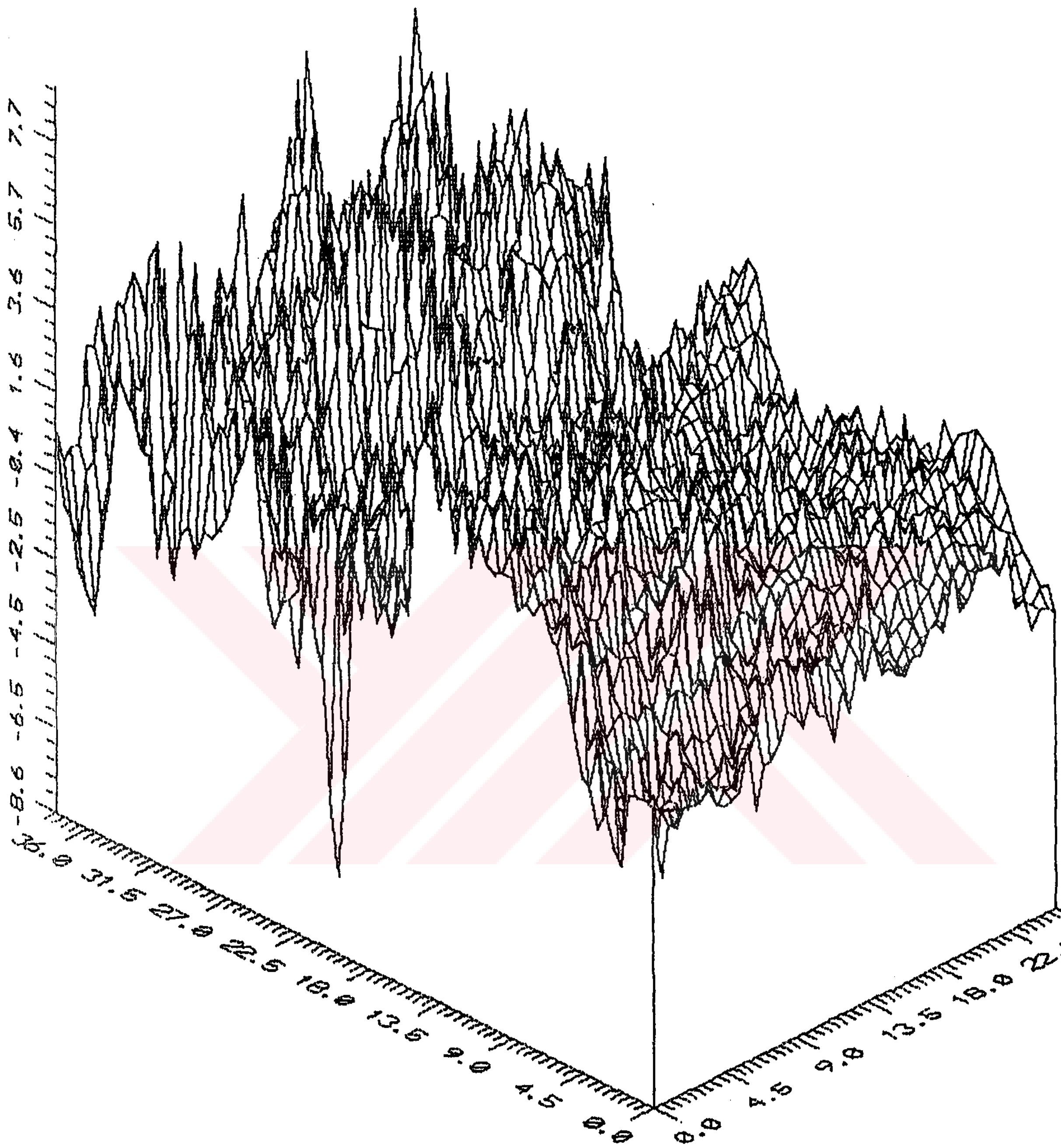
Şekil 4.18a. Fuller dönüşümü ile 2 grid aşağı analitik uzanım sonucu elde edilen harita.



Şekil 4.18b. 2 grid aşağı analitik uzanım sonucu elde edilen haritanın üç boyutlu görünümü.



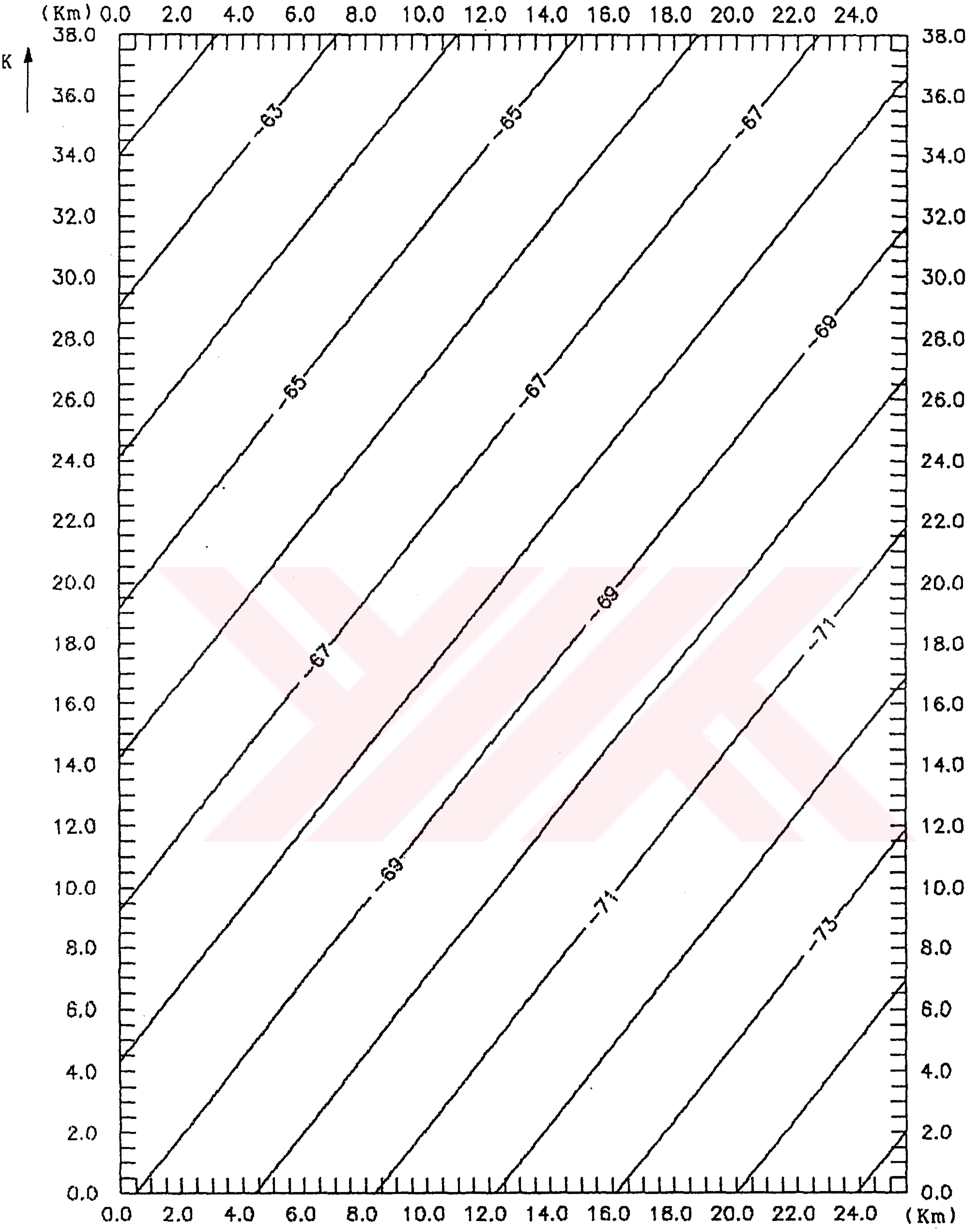
Şekil 4.19a. Fuller dönüşümü ile elde edilen ikinci türev haritası.



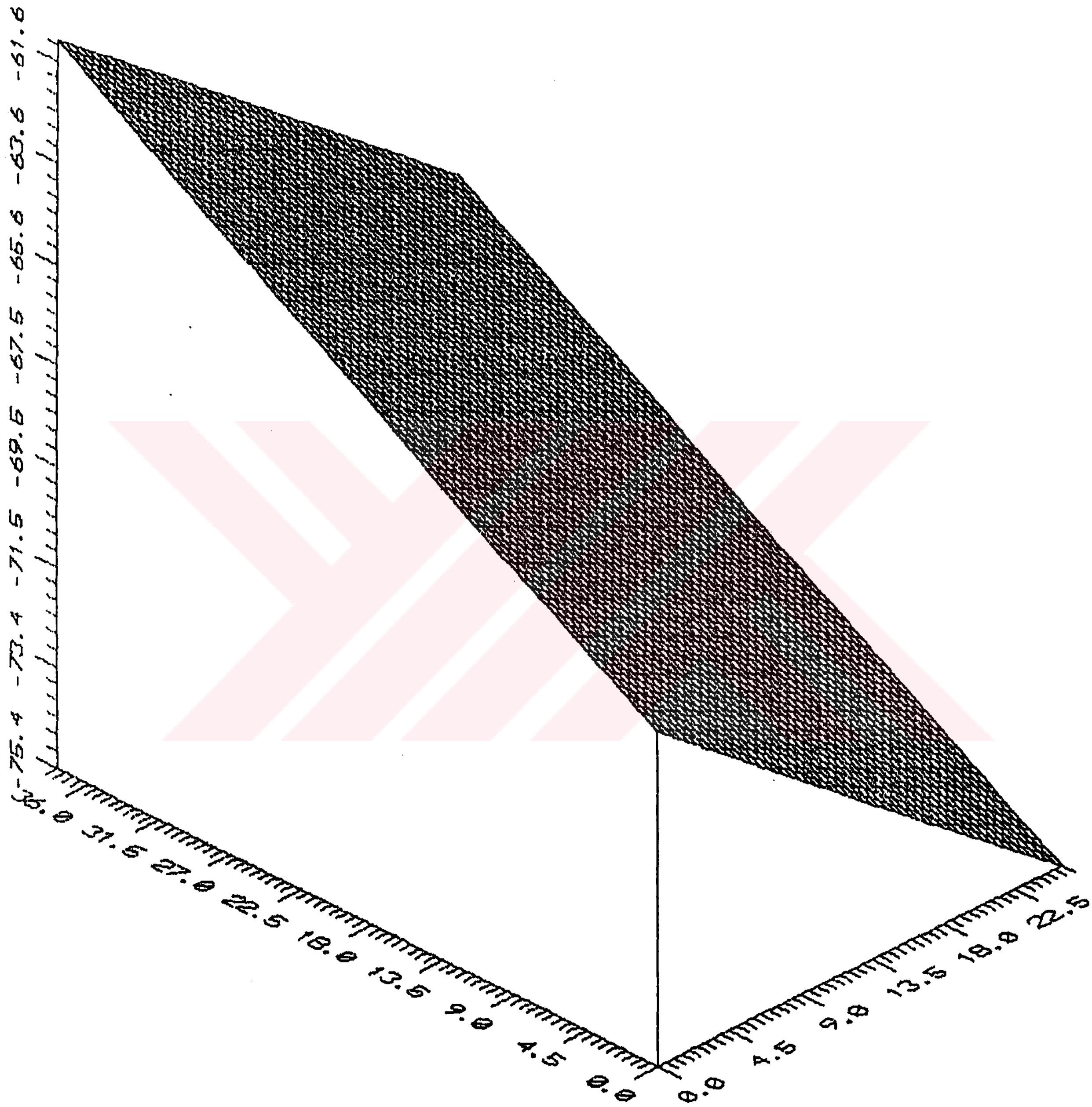
Şekil 4.19b. Fuller dönüşümü ile elde edilen ikinci türev haritasının üç boyutlu görünümü.

yaklaşık doğu-batı doğrultusunda doğuya doğru pozitif gradyente sahip olmasıdır. Yaklaşımın ilişki katsayısı (R) 0.8720 dir. Bu 2. derece rejyonal bileşende G senklinalinin Bouguer anomali haritası üzerinde -79 mgal konturları ile karakterize edilen çukurların etkilerinin giderilmeğe başlandığı görülmektedir. 3. derece yüzeye yaklaştırmada (Şekil 4.22) ilişki katsayısı (R) 0.9060 dır. Burada da Bouguer anomalisindeki gözlenen oluşumlar daha belirginleşmekte, kuzeyde büyük dalga boylu yapı unsurlarının yüzey üzerinde yeraldığı görülmektedir. İki boyutlu harita üzerinde de G senklinali bölgesindeki rejyonal etkiler belirginleşmiştir. Uydurulan 4. dereceden yüzey ise (Şekil 4.23a ve b) kuzey-güney doğrultusunda sinüzoidal bir yapının belirtisi görünümündedir. Yeraltında, derinlerde yaklaşık 38 km boyutunda bu derece ondüleli yapılara rastlamak güçtür. Üç boyutlu şekile dikkat edildiğinde yapının kuzey-güney uçları arasında yaklaşık 15 mgal mertebesinde bir fark görülmektedir. Bu yaklaşımın ilişki katsayısı (R) 0.9219 dur. İşte bu nedenle rejyonal anomaliyi en iyi şekilde temsil etmek üzere ilişki katsayıları da gözönünde bulundurularak 3. dereceden yüzey tercih edilmiştir. Uydurulacak yüzeyin derecesi arttıkça ilişki katsayısıda bire yaklaşmaktadır. En ideal yüzey verinin kendisidir. Ancak bizim amacımız rejyonal bileşeni en iyi temsil eden yüzeyi uydurmaktır.

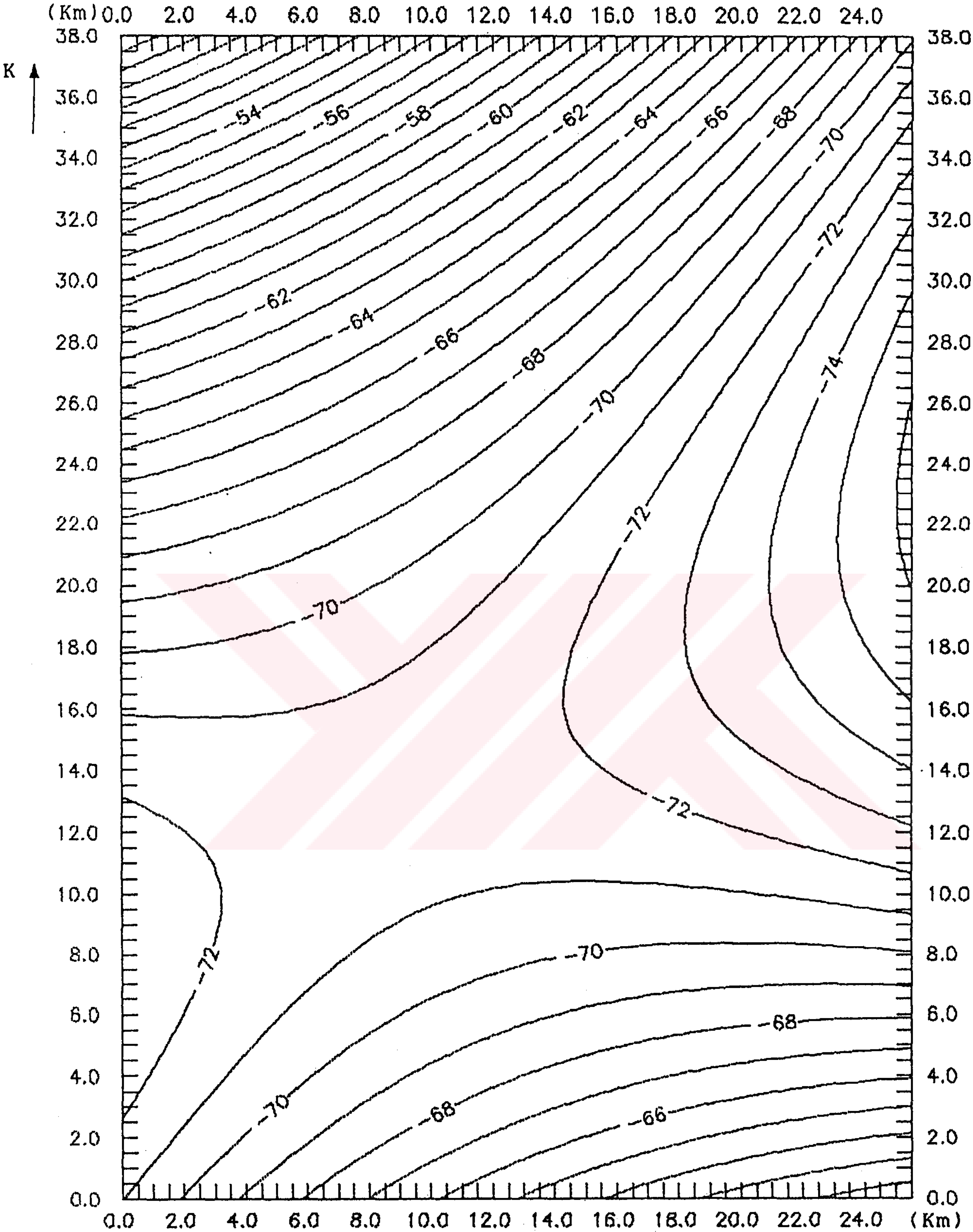
Bouguer anomali değerlerinden herbir dereceden yüzey için elde edilen rejyonal değerler çıkarılarak rezidüel bileşenler elde edilmiştir (Şekil 4.24, 4.25, 4.26, 4.27). Bu rezidüel haritalar incelendiğinde sığ etkiler rahatça gözlenmektedir. 1. 2. ve 3. dereceden yüzeyler için rezidüel etkiler hemen hemen birbirine benzemekte, bunun sonucunda G senklinalinde bu tür etkilerin hakim olduğu anlaşılmaktadır. Sadece 4. dereceden polinomla elde edilen rezidüel harita (Şekil 4.27) üzerinde bu sığ etkilerden bazıları görülmemektedir. Rejyonal bileşeni en iyi temsil etmek için kabul edilen 3. derece yüzeyin rezidüeli Bouguer anomali haritasında G senklinalinde görülen çukurların etkilerini içerdiği görülmektedir.



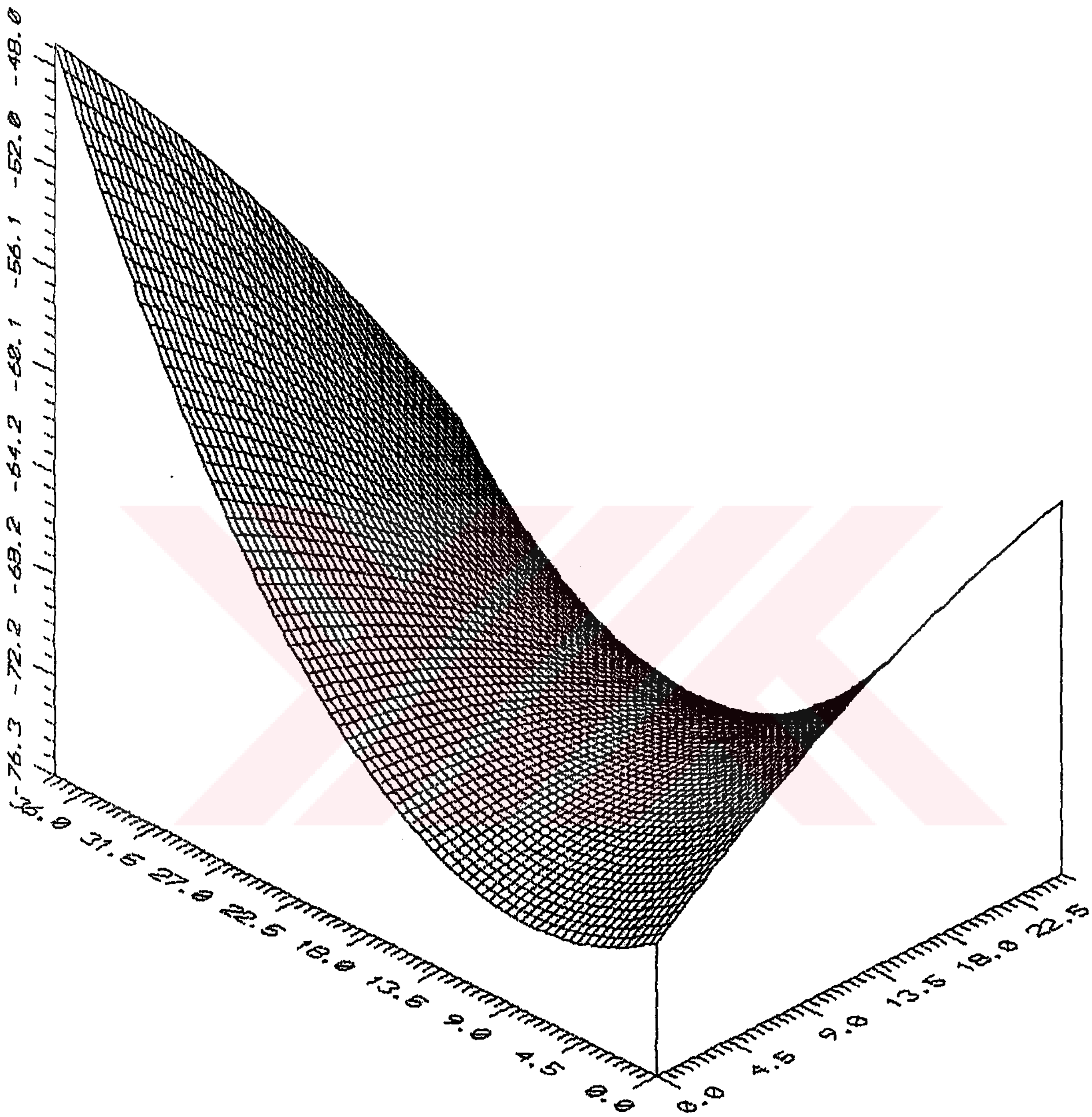
Şekil 4.20a. Enküçük kareler yöntemi ile elde edilen 1. derece yüzeyin görünümü.



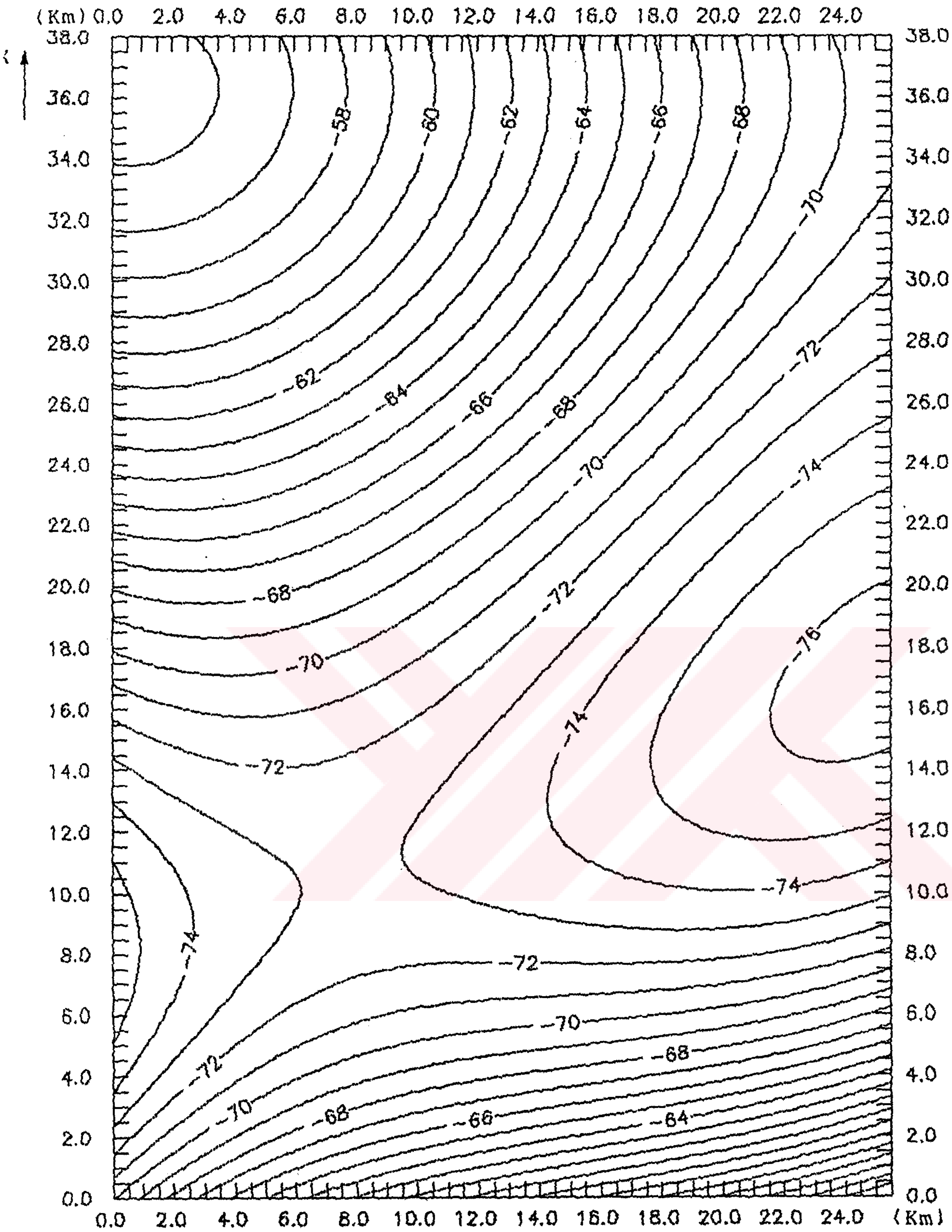
Şekil 4.20b. Rejyonal bileşeni temsil eden 1. derece yüzeyin üç boyutlu görünümü.



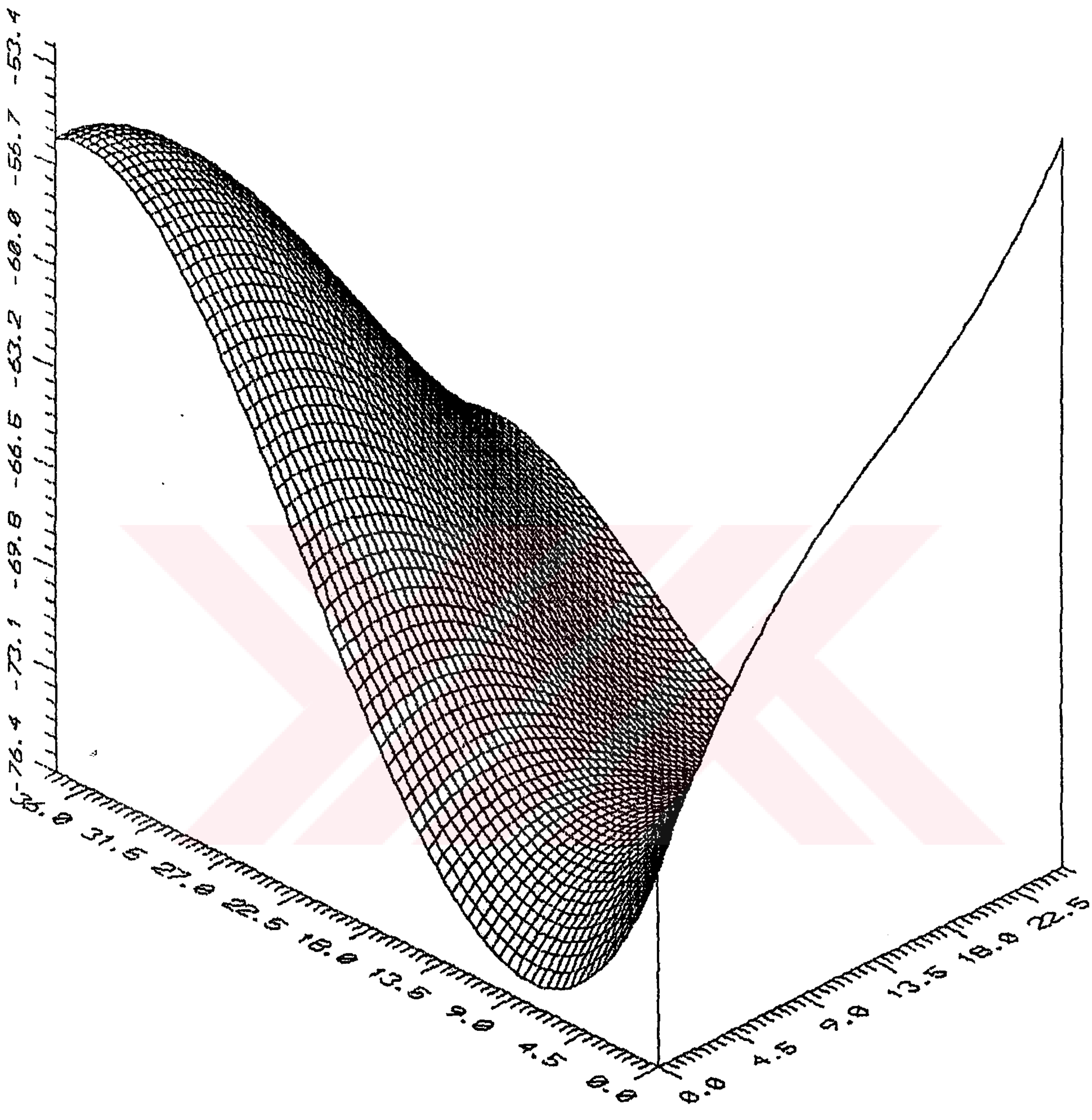
Şekil 4.21a. Enküçük kareler yöntemi ile elde edilen 2. derece yüzeyin görünümü.



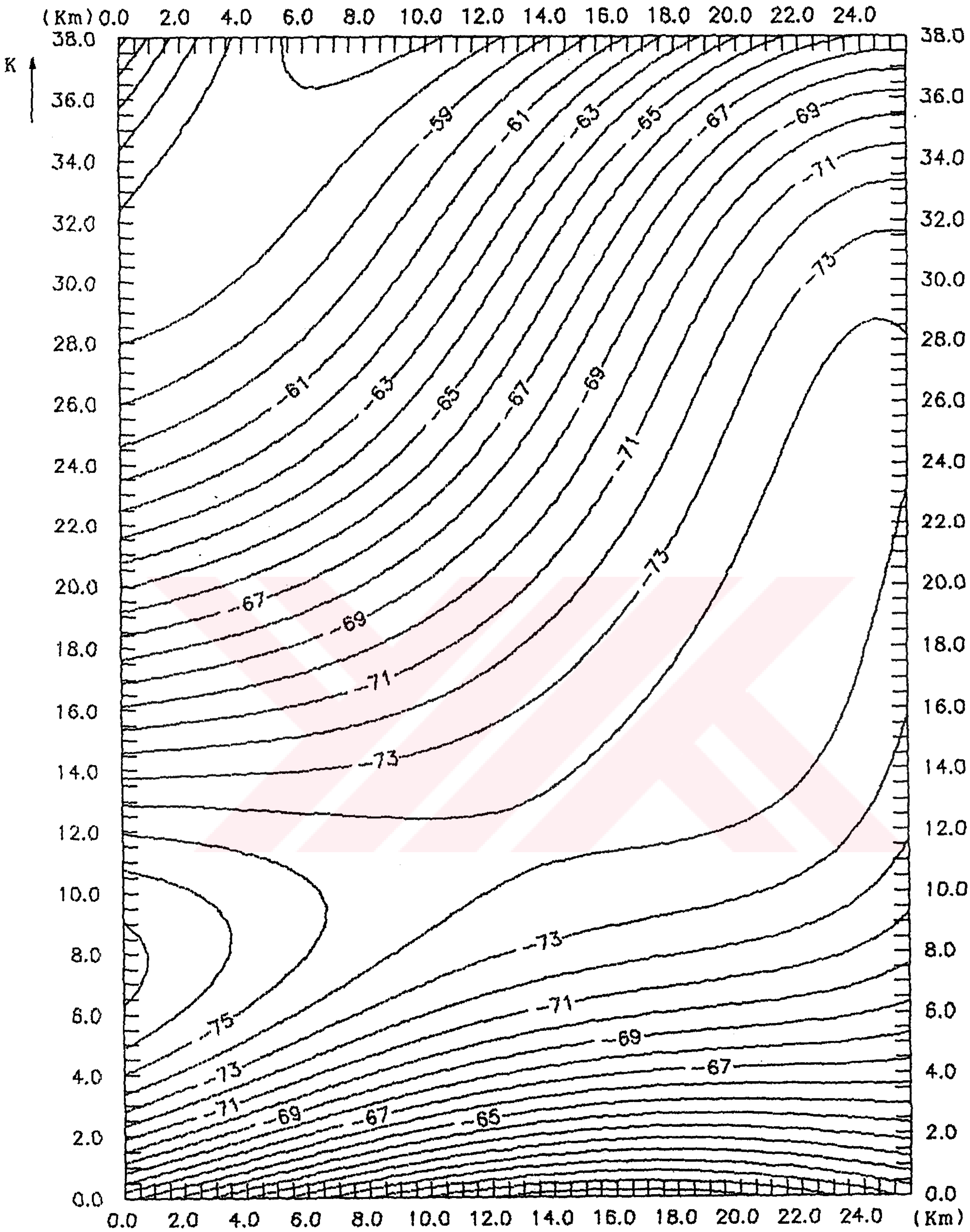
Şekil 4.21b. Rejyonal bileşeni temsil eden 2. derece yüzeyin üç boyutlu görünümü.



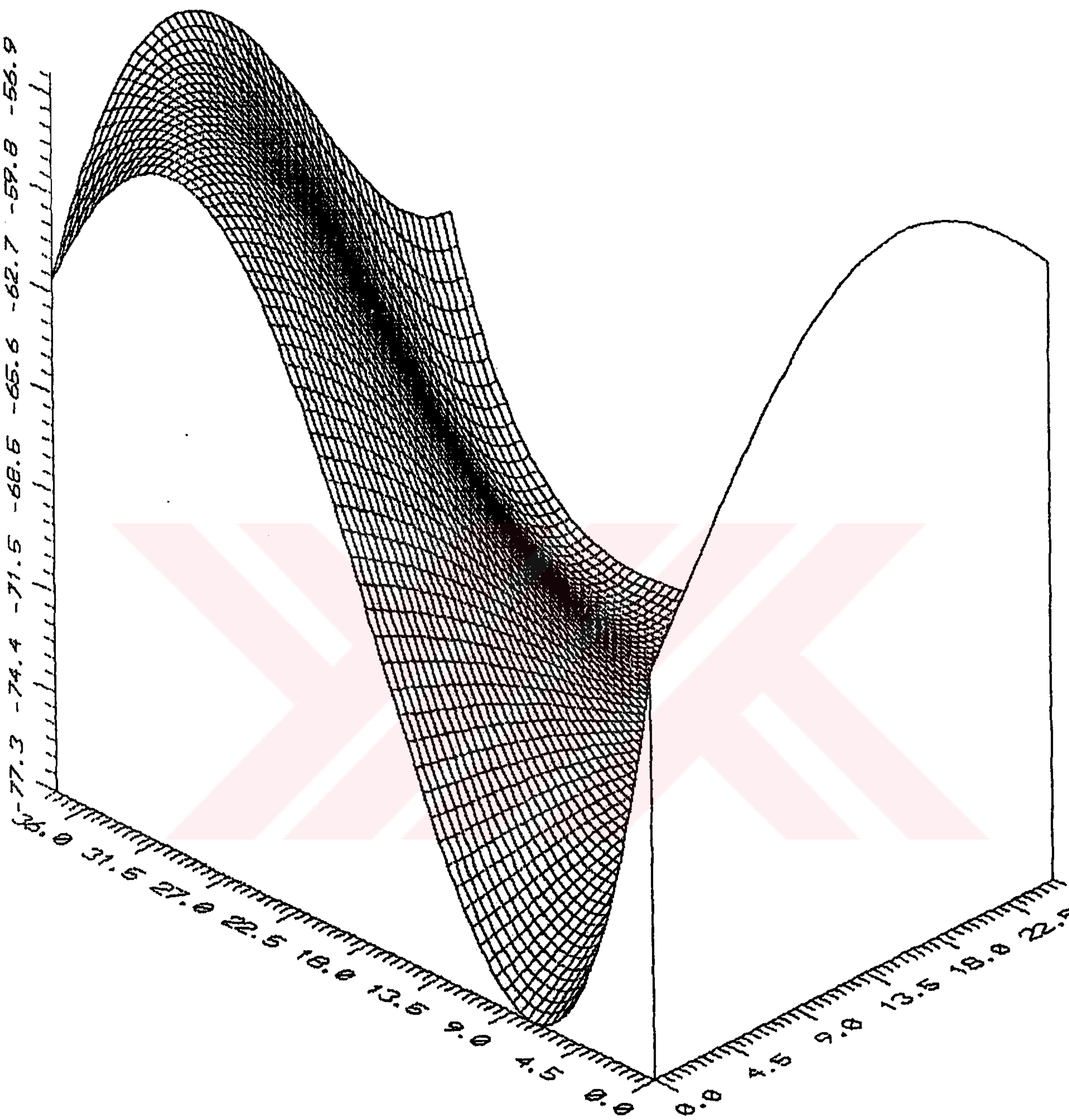
Şekil 4.22a. Enküçük kareler yöntemi ile elde edilen 3. derece yüzeyin görünümü.



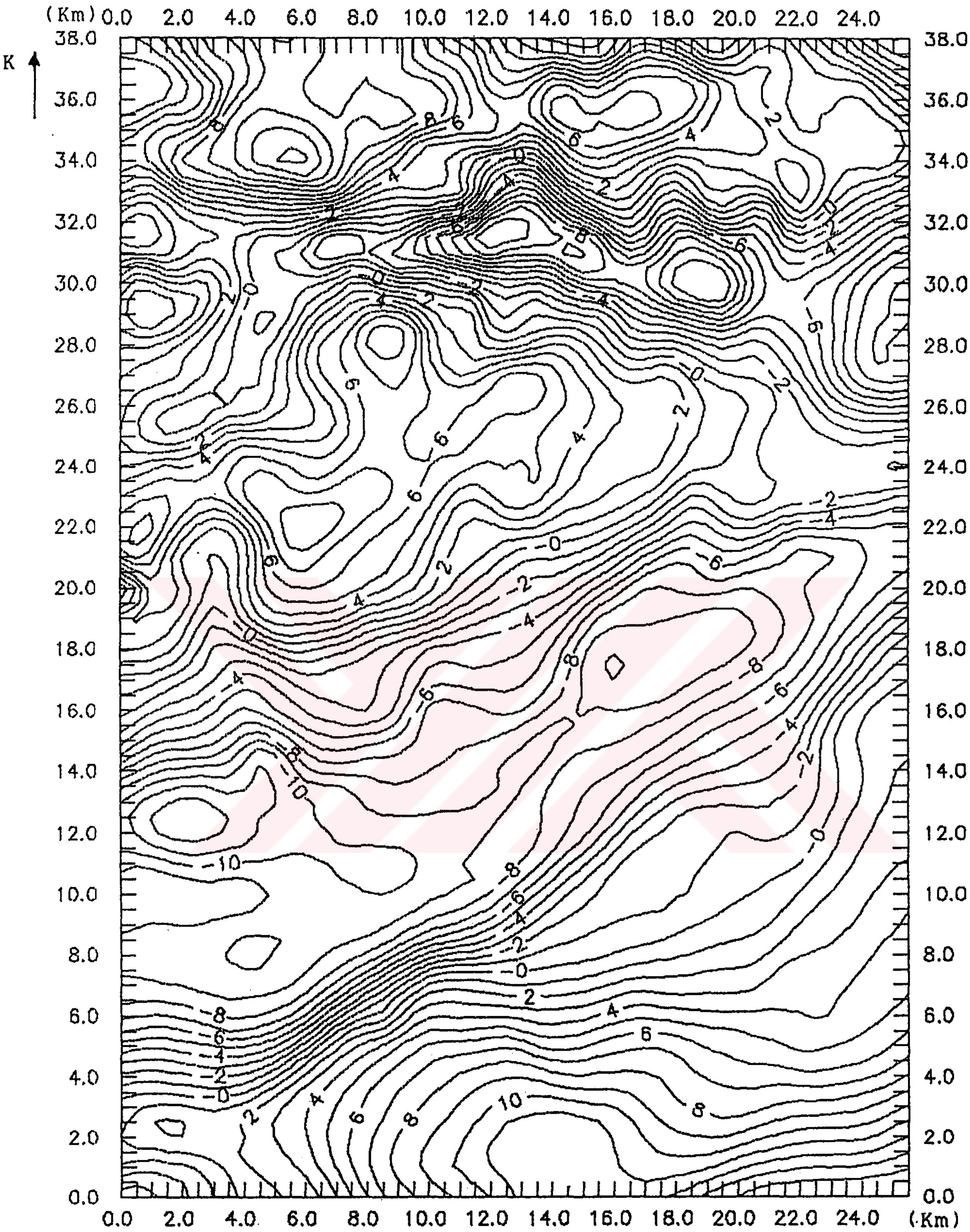
Şekil 4.22b. Rejyonal bileşeni temsil eden 3. derece yüzeyin üç boyutlu görünümü.



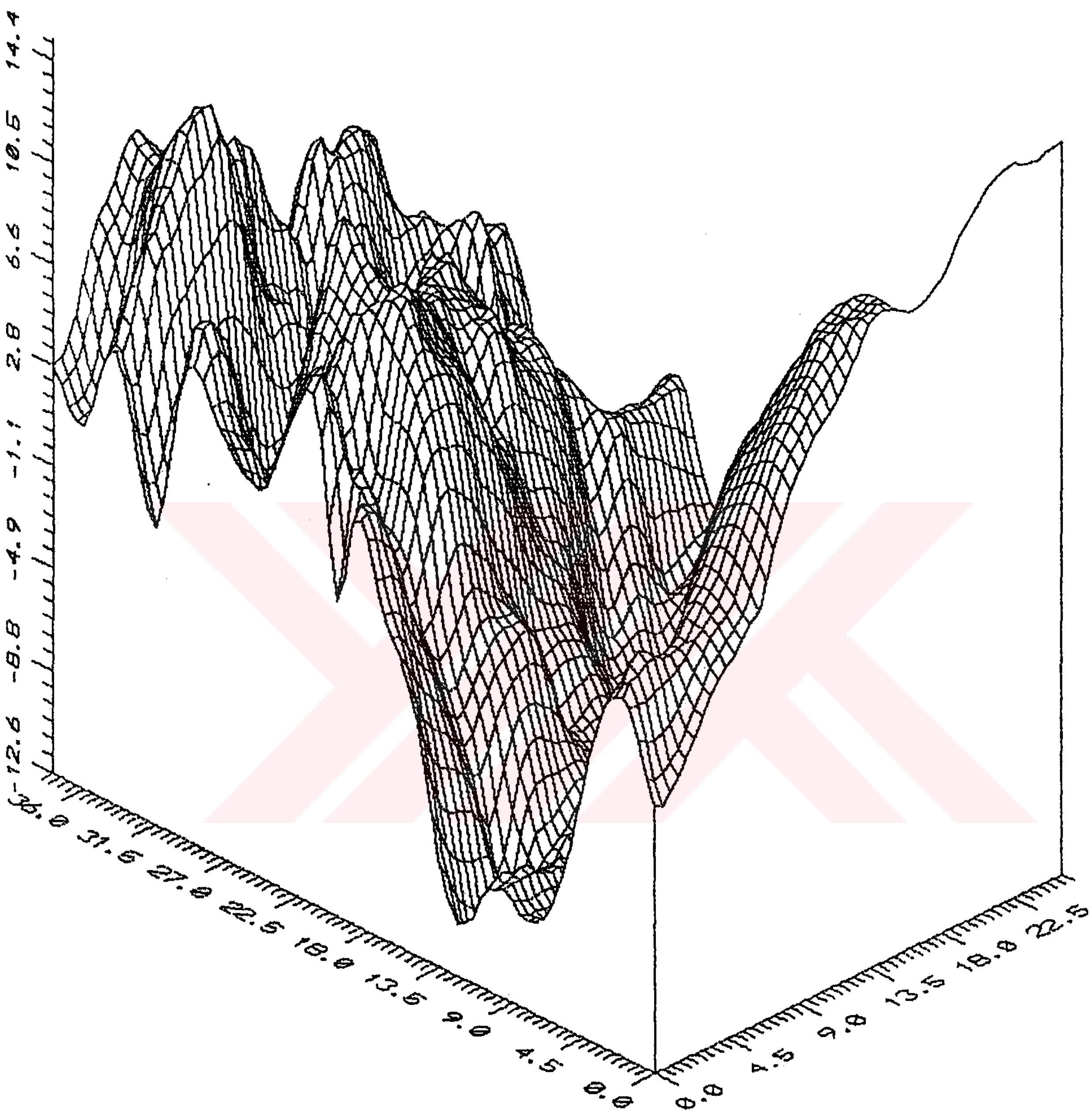
Şekil 4.23a. Enküçük kareler yöntemi ile elde edilen 4. derece yüzeyin görünümü.



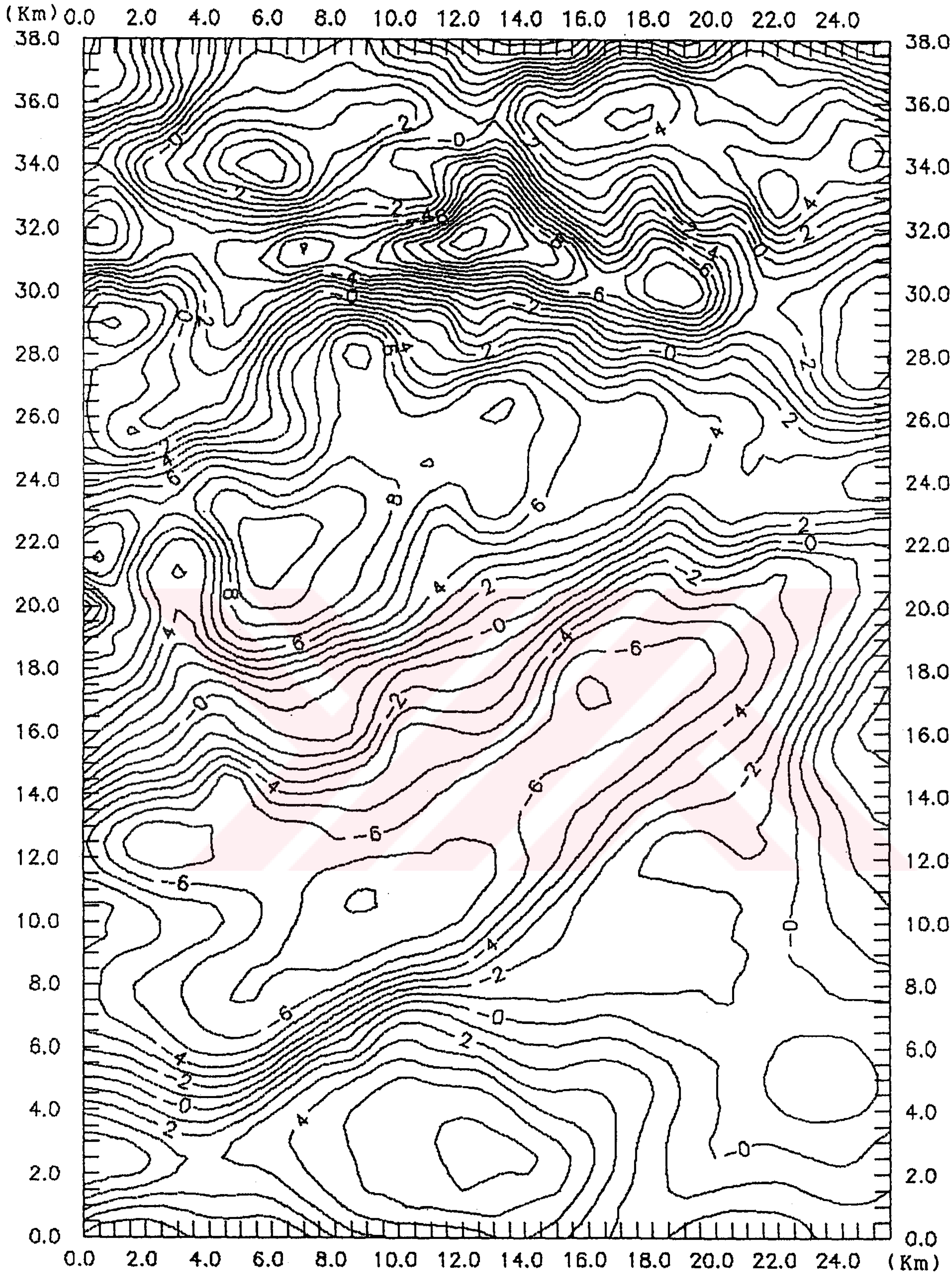
Şekil **4.23b.** Rejyonal bileşeni temsil eden 4. derece yüzeyin üç boyutlu görünümü.



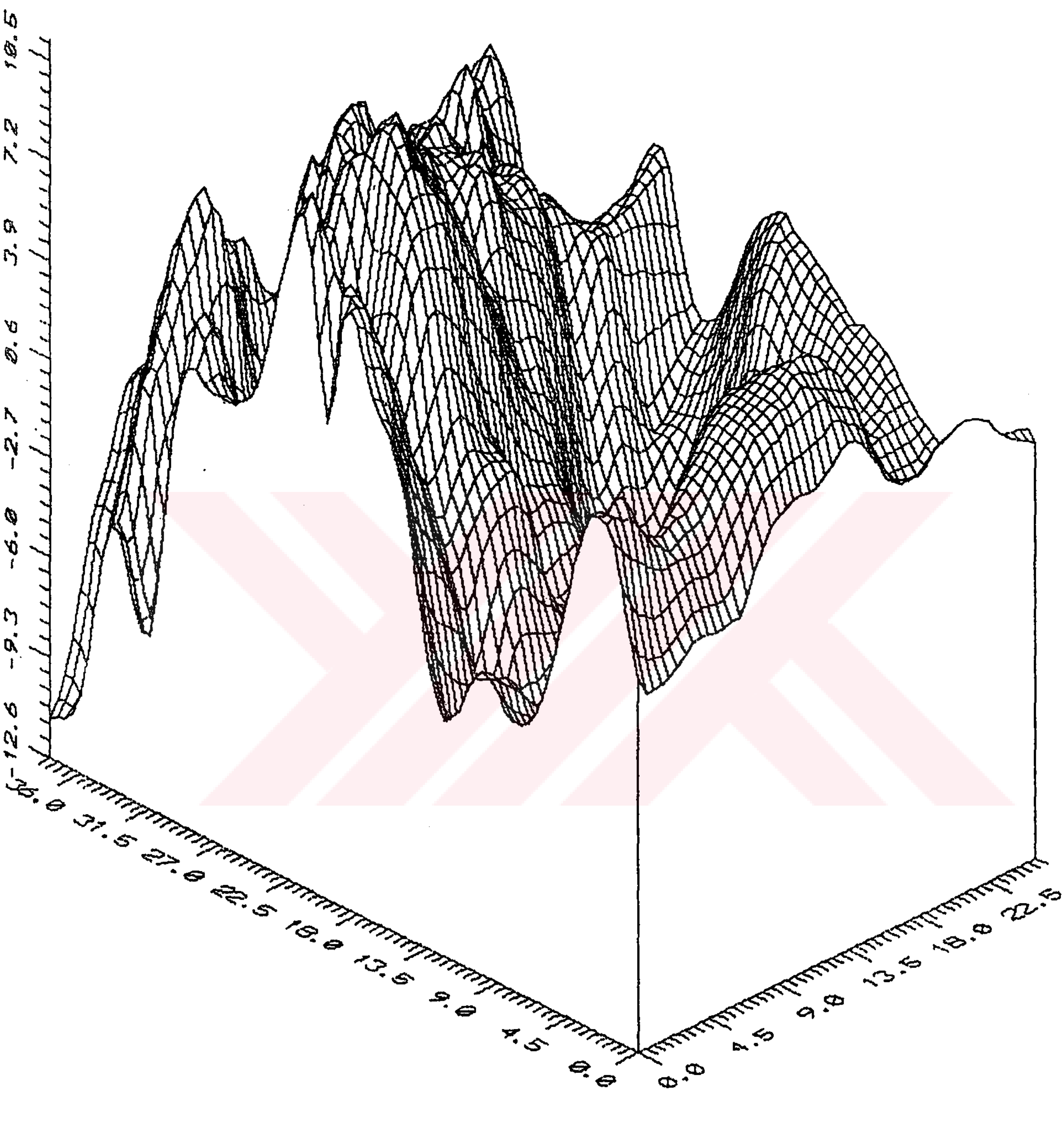
Şekil 4.24a. Enküçük kareler yöntemi ile elde edilen 1. derece rejyonalin Bouguer anomali haritasından olan farkının (rezidüelin) iki boyutlu görünümü.



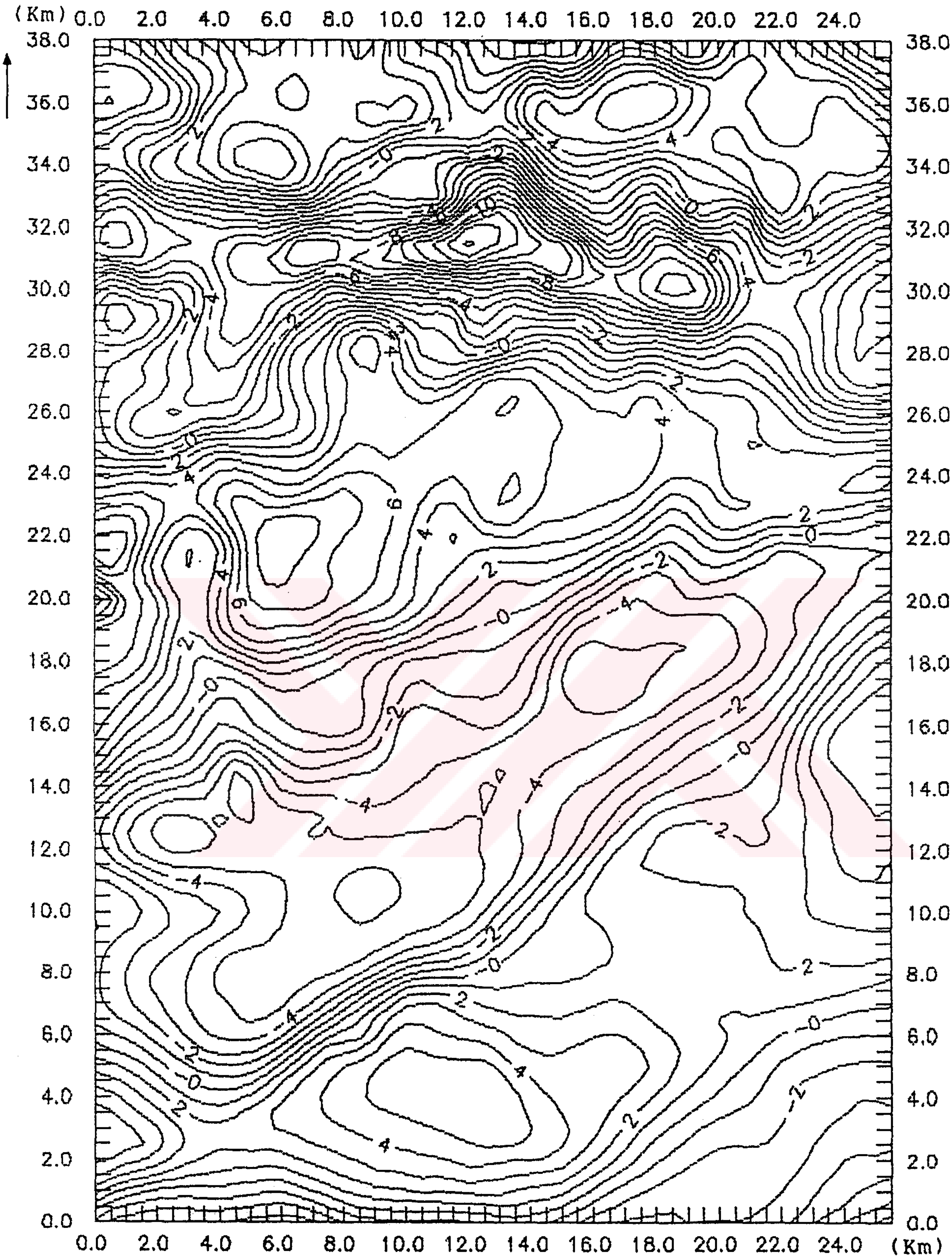
Şekil 4.24b. Enküçük kareler yönteminden elde edilen 1. derece rezidüel haritanın (Şekil 4.24a) üç boyutlu görünümü.



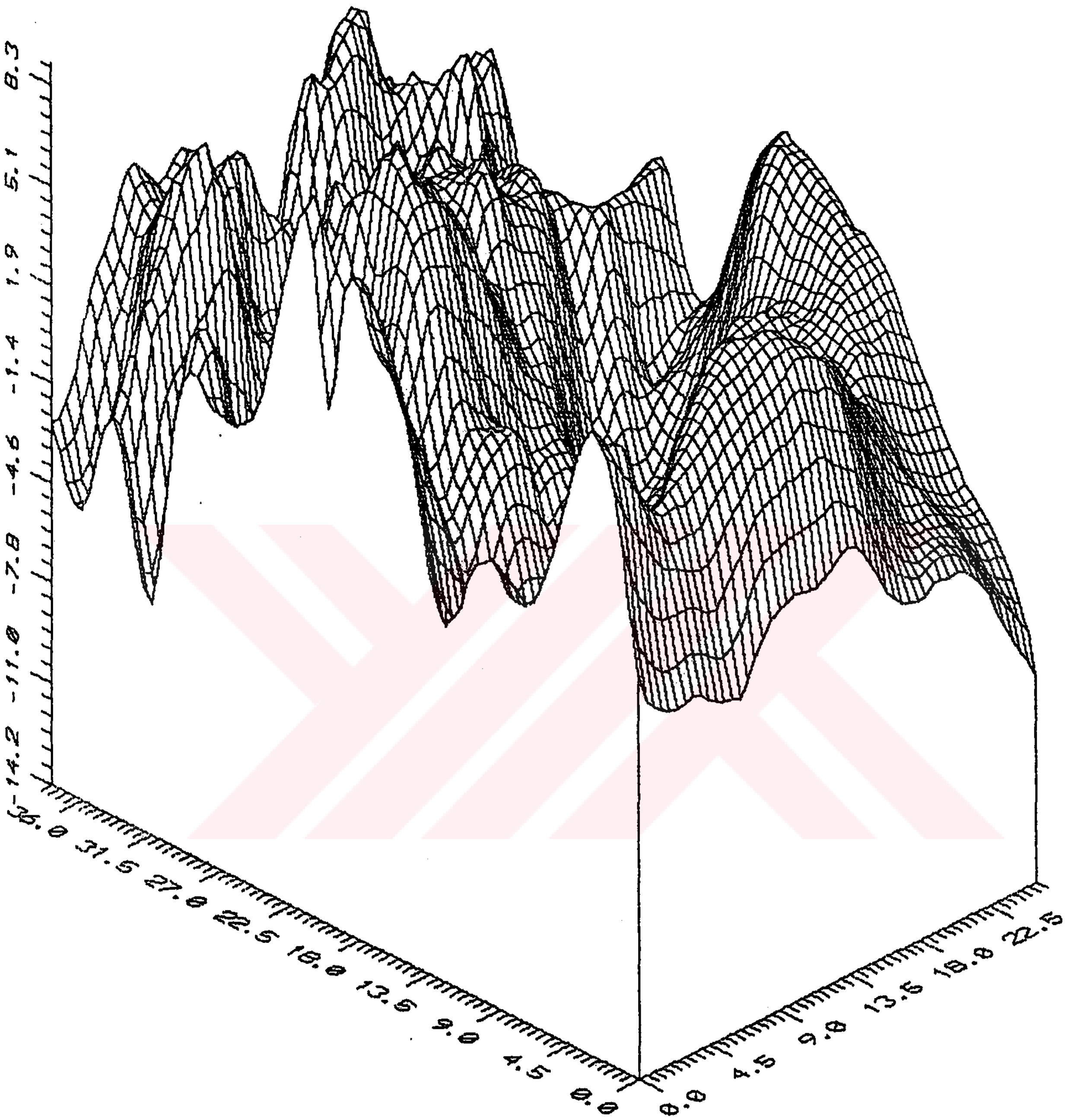
Şekil 4.25a. Enküçük kareler yöntemi ile elde edilen 2. derece rejyonalin Bouguer anomali haritasından olan farkının (rezidüelin) iki boyutlu görünümü.



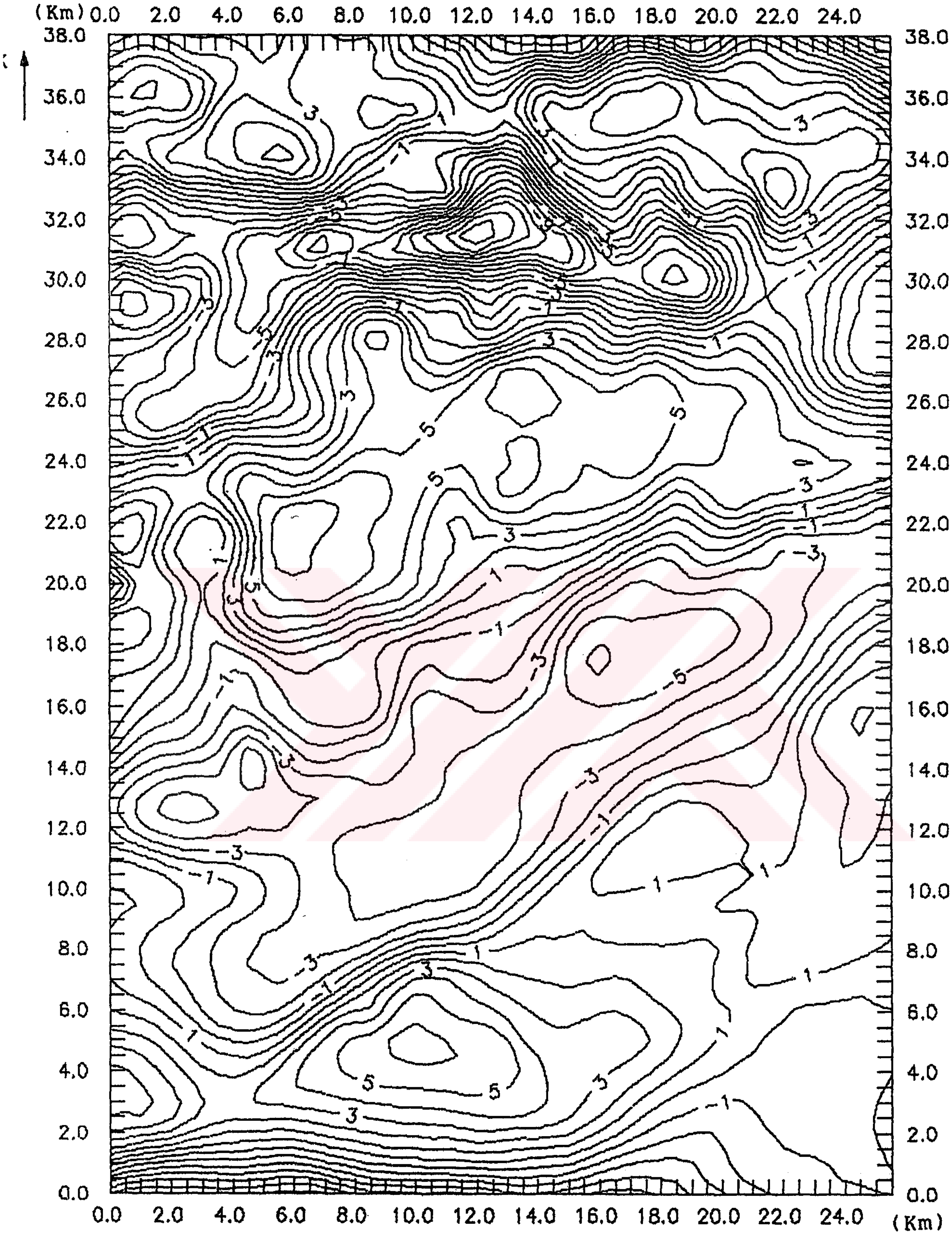
Şekil 4.25b. Enküçük kareler yönteminden elde edilen 2. derece rezidüel haritanın (Şekil 4.25a) üç boyutlu görünümü.



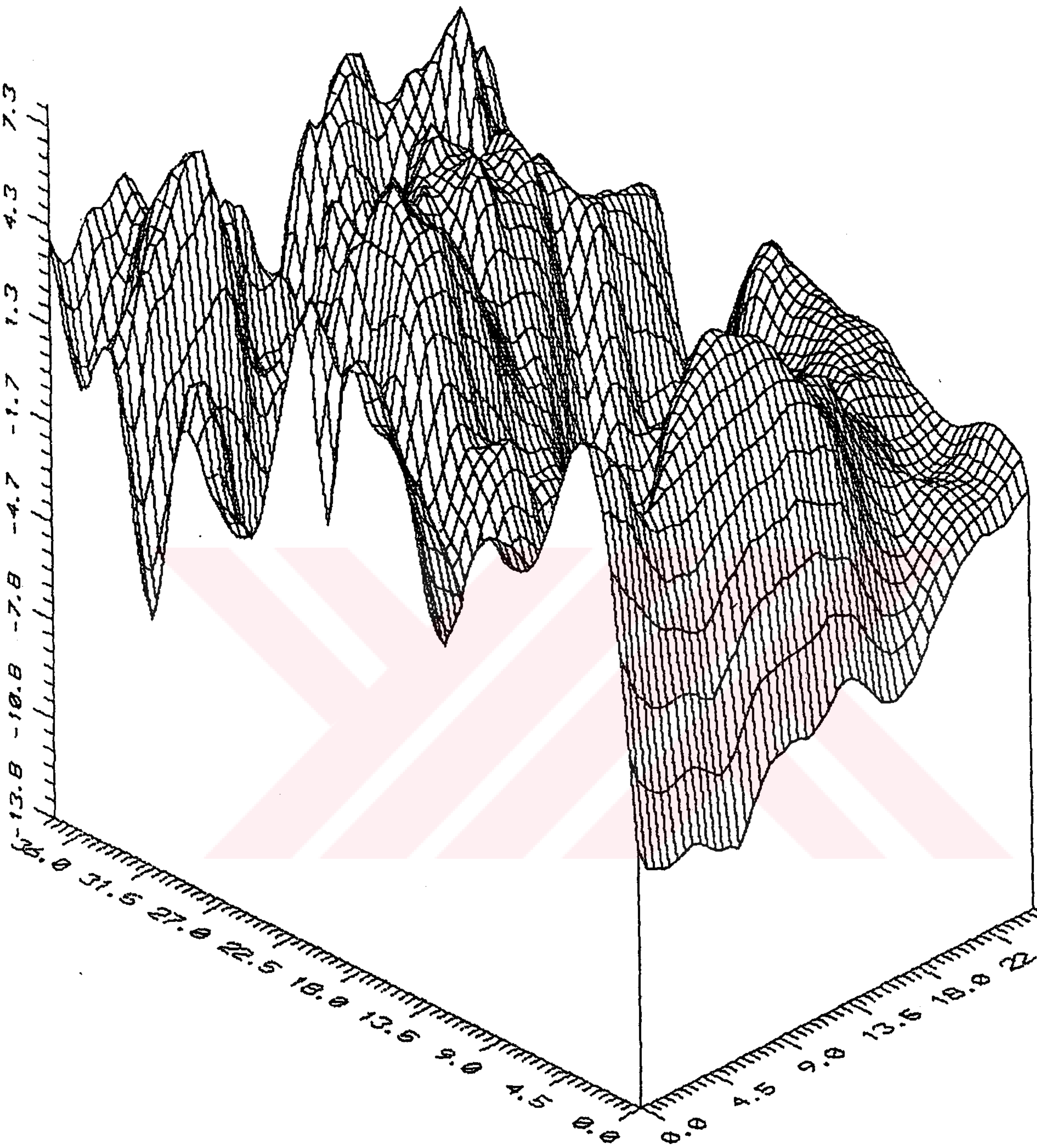
Şekil 4.26a. Enküçük kareler yöntemi ile elde edilen 3. derece rejyonalin Bouguer anomali haritasından olan farkının (rezidüelin) iki boyutlu görünümü.



Şekil 4.26b. Enküçük kareler yönteminden elde edilen 3. derece rezidüel haritanın (Şekil 4.26a) üç boyutlu görünümü.



Şekil 4.27a. Enküçük kareler yöntemi ile elde edilen 4. derece rejyonalin Bouguer anomali haritasından olan farkının (rezidüelin) iki boyutlu görünümü.



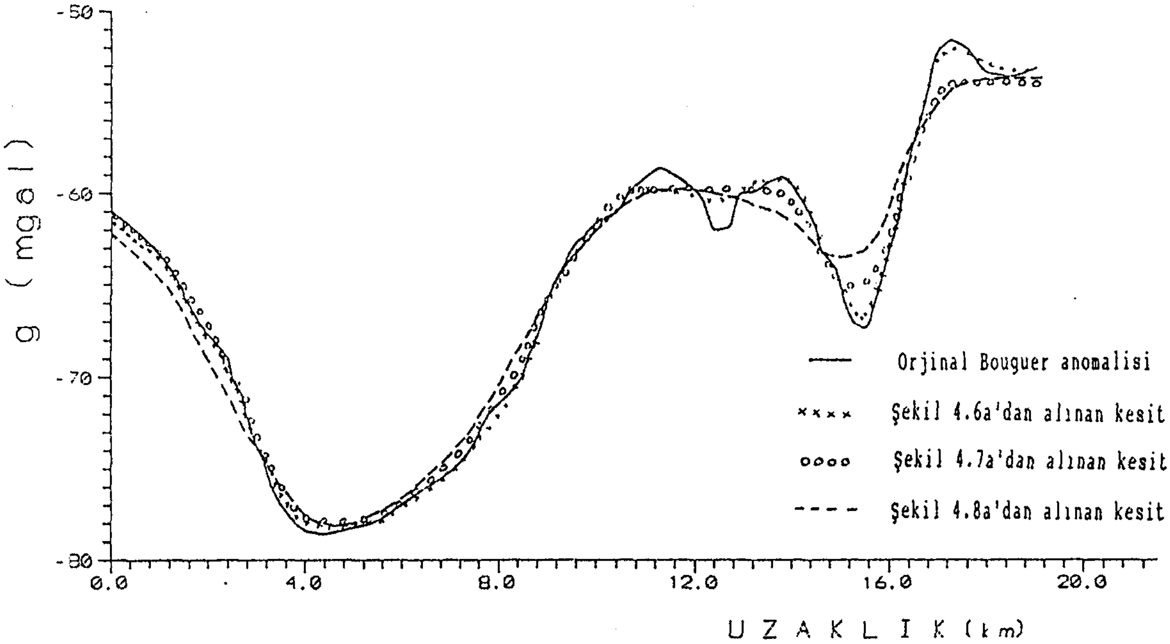
Şekil 4.27b. Enküçük kareler yönteminden elde edilen 4. derece rezidüel haritanın (Şekil 4.27a) üç boyutlu görünümü.

4.4.5. B-B' profilinden alınan kesitlerin incelenmesi

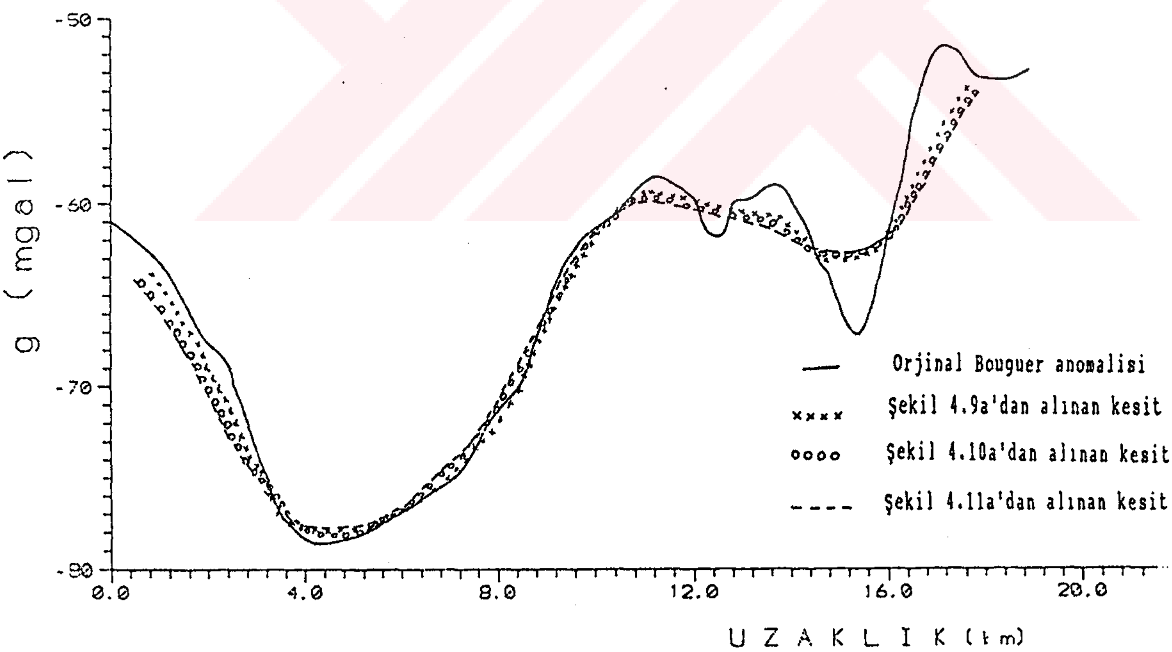
Gözlemsel Bouguer anomali haritasından, Fuller ve Hankel dönüşümleri ile düzenlenen süzgeçlerden geçirilmiş haritalardan, Enküçük kareler yöntemi ile uydurulan yüzeylerden (rejyonal bileşenlerden) aynı profil (B-B') boyunca alınan kesitler sırasıyla Şekil 3.28, 3.29 ve 3.30'da verilmiştir.

Özellikle haritaların kuzey kısımlarındaki küçük dalga boylu olayların elimine edildiği alınan kesitlerden de gözlenmiştir. Çalışmanın uygulamaları sonucu elde edilen iki ve üç boyutlu haritaların yorumunda da belirtildiği gibi güneydeki büyük dalga boylu olaylarda pek bir değişiklik olmadığı sadece konturların dikkati çekecek derecede yumuşatıldığı gözlenmiştir. Bunun sebebi, bu olayların dalga sayılarının seçilen süzgeç kesme dalga sayılarından küçük olmasıdır.

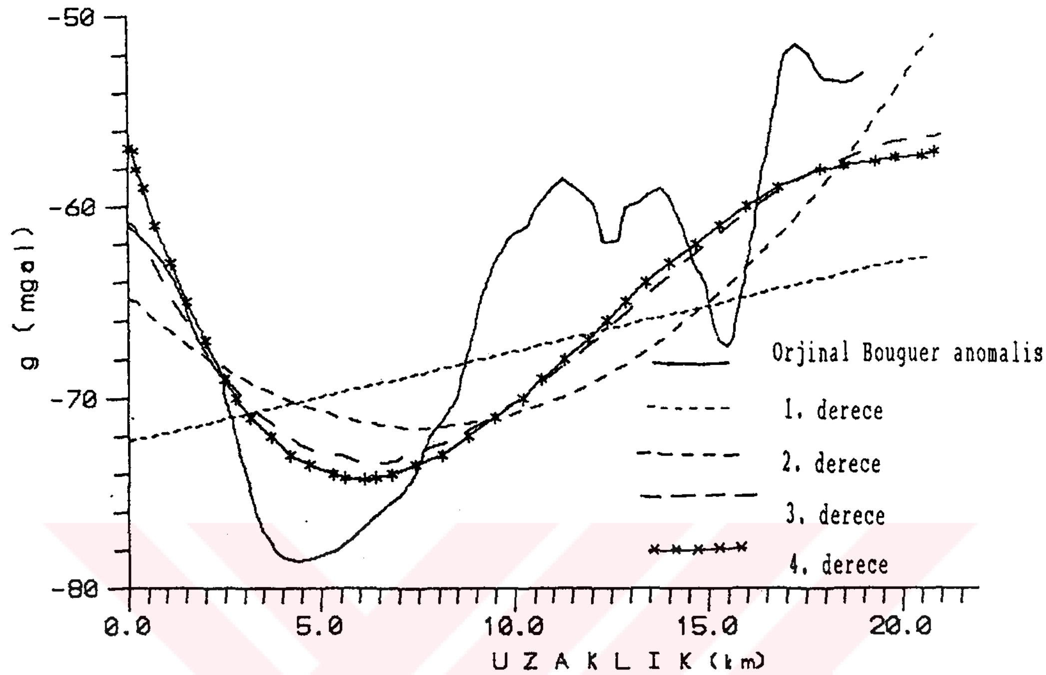
Yüzey uydurma işleminde gözlemsel Bouguer anomalisinin rejyonal bileşenine yaklaşılmaya çalışılmıştır. Bu amaca yönelik olarak 1. dereceden 4. dereceye kadar yüzeyler hesaplanmıştır. Bu yüzeylerden aynı profil boyunca alınan kesitler (Şekil 3.30) incelendiğinde, uydurulan yüzeyin derecesi arttıkça orjinal veriye yaklaşılmakta ve ilişki katsayısıda büyüyerek 1'e yaklaştığı (Tablo 3.2) yapılan uygulama sonuçlarından gözlenmiştir. Uydurulan yüzeylerden hangisinin en iyi yüzey olduğunu belirlemek için, orjinal haritadan alınan kesit ve hesaplanan istatistik sonuçlar incelenmiştir. Bu incelemeler sonucunda 3. dereceden yüzeyin en iyi rejyonal bileşen olabileceğine karar verilmiştir.



Şekil 3.28 Bouguer anomalisinden ve Fuller dönüşümü ile düzenlenen süzgeçlerden geçirilmiş haritalardan alınan kesitler.



Şekil 3.29 Bouguer anomalisinden ve Hankel dönüşümü ile düzenlenen süzgeçlerden geçirilmiş haritalardan alınan kesitler.



Şekil 3.30 Enküçük kareler yöntemi ile elde edilen reyjonal bileşenlerden ve orjinal Bouguer anomali haritasından B-B' profili boyunca alınan kesitler.

BÖLÜM 5

SONUÇLAR

Bölgenin kuzeyinde bulunan volkanik ve serpantinitler Bouguer anomali değerlerini arttırmaktadır. Güneyde görülen büyük ölçekli (-78 mgal) ve süreklilik arzeden azalımlar bu bölgede kalın tortulların olabileceğini göstermektedir. Bu bakımdan petrol için en elverişli yerlerin bu kısımlar olacağı açıktır. Nitekim bu bölgede açılan kuyulardan petrol alınmıştır.

Aynı parametrelerle düzenlenmiş Hankel süzgeçleri, Fuller süzgeçlerine göre daha etkindir. Mutlaka ikisinden birisi tercih edilecekse Hankel süzgeçleri seçilmelidir.

Enküçük kareler yöntemi ile yüzey uydurarak yapılan rejyonal-rezidüel ayırımında hangi dereceden yüzeyin gerçek rejyonal belirtiyi temsil ettiğini kestirebilmek tamamen kişisel karara bağlıdır. Bu ise elde edilen rejyonalin güvenilirliği hakkında kuşku uyandırmaktadır. Zira, uydurulan rejyonal yüzeyin derecesi arttıkça gerçek veriye yaklaşılarak ilişki katsayısı da büyür. Bu yöntemin uygulanabilmesi kişisel deneyim ve iyi bir arazi bilgisini gerektirmektedir.

KAYNAKLAR

1. **Telford, W.M., Geldart, L.P., Sheriff, R.E. and Keys, D.A.,** Applied Geophysics, First Edition, Cambridge University, New York, 1981.

2. Erden, F., Uygulamalı Gravite, birinci baskı, Maden Tetkik ve Arama Enstitüsü, Ankara, 1979.

3. Ergin, K., Uygulamalı Jeofizik, beşinci baskı, İ.T.Ü. Maden Fakültesi, İstanbul, 1985.

4. **Dobrin, M.B.,** Introduction to Geophysical Prospekting. Second Edition, McGraw-Hill., New York, 1960.

5. **Sanver, M.,** Ege Bölgesi Havadan Mağnetik Haritasının İki Boyutlu Filtreler ve İstatistik Yöntemlerle Analizi, Doçentlik Tezi, İ.T.Ü. Maden Fakültesi, İstanbul, 1974.

6. **Clement, W.G.,** Basic Principles of Two-dimensional Digital Filtering, Geophys. Prospect., 21 (1973) 125-145.

7. **Odegar, M.E. and Berg, J.W.,** Gravity Interpretation using the Fourier Integral. Geophysics, 30 (1965) 424-438.

8. **Dean, W.C.,** Frequency Analysis for Gravity and Magnetic Interpretation, Geophysics, 23 (1958) 97-127.

9. **Fuller, B.D.,** Two-dimensional Frequency Analysis and Design of Grid Operators, Mining Geophys., 2 (1967) 658-708.

10. **Lavis, M.P. and Devane, S.J.,** Direct Design of Two di-dimensional Digital Wavenumber Filters, Geophysics, 35, 6 (1970) 1073-1078.

11. **Skeels, D.C.,** What is Residual Gravity?, Geophysics, 33 (1967) 872-876.

12. **Ulrych, T.J.,** Effect of Wavelength Filtering on the Shape of the Residual Anomaly, Geophysics, 33 (1968) 1015-1018.

13. **Darby, E.K. and Davies, E.B.,** The Analysis and Design of Two dimensional Filters for Two dimensional Data, Geophys. Prosp., 15 (1967) 383-406.

14. **Zurflueh, E.G.,** Applications of Two dimensional Linear Wavelength Filtering, Geophysics, 32 (1967) 1015-1035.

15. **Anders, E.B., et al,** Digital Filters, NASA CR-136, O.T.S., Washington, Dept. of Commerce, 1964, 132 p.

16. Bracewell, R., The Fourier Transform and Its Applications, , McGraw-Hill Book Co., New Yok, 1965.

17. Akçığ, Z., Batı Anadolu Gravite Verilerinin Veri-İşlem Yöntemleriyle Yorumu, Doktora Tezi, D.E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, İzmir, 1983.

18. Henderson, R.G. and Zietz, I., The Computation of Second Vertical Derivatives of Geomagnetic Fields, Geophysics, 14, 4 (1949) 508-516.

19. Peters, L.J., The Direct Approach to Magnetic Interpretation and Its Practical Applications, Geophysics, 14, 3 (1949) 290-319.

20. Elkins, T.A., The Second Derivative Method of Gravity Interpretation, Geophysics, 16, 1 (1951) 29-50.

21. Rosenbach, O., A Contribution to the Computation of the "Second Derivative" from Gravity Data, Geophysics, 18, 4 (1953) 894-909.

22. Henderson, R.G., A Comprehensive System of Automatic Computation in Magnetic and Gravity Interpretation, Geophysics, 25, 3 (1960) 569-585.

23. Oldman, C.H.G. and Sutherland, D.B., Orthogonal Polynomial, Their Use in Estimating the Regional Effect, Geophysics, 20 (1955) 295-306.

24. Krumbeiin, W.C., Confidence Interval of Low Order Polynomials, Their Use in Estimating the Regional Effect, Geophysics, 20 (1963) 295-306.

25. Grant, F.S., A Problem in the Analysis of the Geophsical Data, Geophysics, 12 (1957) 309-344.

26. Mendelbaum, H., Statistical and Geological Implications of Trend Mapping with Non-orthogonal Polynomials, Jour. Geophys. Res., 68 (1963) 505-519.

27. Davis, J.C., Statistics and Data Analysis in Geology, Wiley, New York, 1973.

28. Rao, R.S.B., and Radhakrishnammurthy, Some Remark Concerning Residuals and Derivatives, Pure and Appl. Geophys., 61 (1965) 5-16.

29. El-Batroukh, S.I., and Zehtani, A.S., Gravity Interpretation of Raguba Field, Sirta Basin, Geophysics, 45 (1980) 1153-1163.

30. Nettleton, L.L., Gravity and Magnetics in Oil Prospecting. McGraw Hill Book Co., 1976.

31. **Agocs, W.B.,** Least-squares Residual Anomaly Determination, Geophysics, 16 (1951) 686-696.

32. **Fajklewicz, Z.,** The Use of Cracovian Computation in Estimating the Reginal Gravity, Geophysics, 24 (1959) 465-478.

33. **Coons, R.L., Woollard, G.P., and Hershey, G.,** Structural Significance and Analysis of Mid-continent High, Bull., Am. Assn. Petr. Geol., 51 (1967) 2381-2399.

34. **Ergün, M. ve Akçığ, Z.,** Jeofizikte Trend Analizi, Jeofizik, IX, 1 (1982) 35-51.

EK-1A:

```
C *************************************************
C         2D-KONVOLUSYON ISLEMI YAPILIR.          *
C *************************************************
      DIMENSION S(100,100),V(100,100),C(100,100)
      CHARACTER * 12 FILE1,FILE2,FILE3
      WRITE(*,*) 'SUZGEC KUTUK ADINI GIRINIZ'
      READ(*,99) FILE1
      OPEN(5,FILE=FILE1,STATUS='OLD')
      WRITE(*,*) 'VERI KUTUK ADINI GIRINIZ'
      READ(*,99) FILE2
      OPEN(6,FILE=FILE2,STATUS='OLD')
      WRITE(*,*) 'CIKTI KUTUK ADINI GIRINIZ'
      READ(*,99) FILE3
   99 FORMAT(12A)
      OPEN(7,FILE=FILE3,STATUS='NEW')
      WRITE(*,*)'SUZGECIN SATIR SAYISINI GIRINIZ'
      READ(*,*) M1
      WRITE(*,*)'SUZGECIN SUTUN SAYISINI GIRINIZ'
      READ(*,*) N1
      WRITE(*,*)'VERININ SATIR SAYISINI GIRINIZ'
      READ(*,*) M2
      WRITE(*,*)'VERININ SUTUN SAYISINI GIRINIZ'
      READ(*,*) N2
      BM=M1+M2-1
      BN=N1+N2-1
      DO 40 I=1,BM
      DO 40 J=1,BN
      C(I,J)=0
      S(I,J)=0
   40 V(I,J)=0
      DO 1 I=1,M1
    1 READ(5,*)(S(I,J),J=1,N1)
      DO 2 I=1,M2
    2 READ(6,*)(V(I,J),J=1,N2)
      DO 50 I=1,BM
      DO 60 J=1,BN
      MM=-1
      DO 70 JJ=1,I
      MM=MM+1
      KK=-1
      DO 80 K=1,J
      KK=KK+1
      L1=M1-MM
      L2=N1-KK
      L3=I-MM
      L4=J-KK
      IF ((L1.LE.0).OR.(L2.LE.0)) GOTO 80
      IF ((L3.LE.0).OR.(L4.LE.0)) GOTO 80
      IF ((L1.LE.0).OR.(L2.LE.0)) GOTO 80
      IF ((L3.LE.0).OR.(L4.LE.0)) GOTO 80
      C(I,J)=S(L1,L2)*V(L3,L4)+C(I,J)
```

```
80 CONTINUE
70 CONTINUE
   WRITE(*,*) I,J,C(I,J)
60 CONTINUE
50 CONTINUE
   END
```

EK-1B:

```
C * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * *
C
C   İKİ-BOYUTLU DALGASAYISI SÜZGEÇLEMESİ (HANKEL DÖNÜŞÜMÜ)
C   FKT : DALGA SAYISI TEPKİ FONKSİYONUNUN İLK SIFIR OLDUĞU
          DEĞER
C   FKC : FİLTRENİN GEÇİŞ BANDI SONUNDAKİ DEĞER
C   M   : FİLTRENİN ORTA NOKTASI HARİÇ BİR YARIM EKSEN ÜZE-
         RİNDEKİ KATSAYI ADEDİ
C * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * * *
   DIMENSION R(35,35),W(35,35),S(115,90),V(115,90),C(115,90)
   DIMENSION AB(29,29),BJ11(29,29),BJ00(29,29),AY1(29,29)
   DOUBLE PRECISION R,W,AB,BJ11,BJ00,BJ1,BJ0
   DOUBLE PRECISION X,Y,IER,BJ3,BJ4
   CHARACTER * 12 FILE1,FILE2
   WRITE(*,*) 'VERİ KÜTÜK ADINI GİRİNİZ'
   READ(*,99) FILE1
   OPEN(6,FILE=FILE1,STATUS='OLD')
   WRITE(*,*) 'ÇIKTI KÜTÜK ADINI GİRİNİZ'
   READ(*,99) FILE2
99 FORMAT(12A)
   OPEN(7,FILE=FILE2,STATUS='NEW')
 C VERİNİN SATIR VE SÜTUN SAYISI (M2,N2)
   READ(6,*) M2,N2
   WRITE(*,*)'FKT,FKC,M DEĞERİNİ GİRİNİZ'
   READ(*,*) FKT,FKC,M
   WRITE(*,*)'DDX ARTIM ARALIĞINI GİRİNİZ'
   READ(*,*) DDX
   DATA PI,ALFA,D/3.1415927,4.8096,0.000001/
   A=(FKT+FKC)/2.
   DELK=FKT-FKC
   M1=M+1
   N1=M1
   BM=2*M1+M2-2
   BN=2*N1+N2-2
   DO 41 I=1,BM
   DO 41 J=1,BN
   C(I,J)=0
   S(I,J)=0
41 V(I,J)=0
 C YARIÇAP HESAPLANMASI
   DO 20 I=1,M1
   Y=I-1
   DO 10 J=1,M1
   X=J-1
10 R(I,J)=DSQRT(X*X+Y*Y)
20 CONTINUE
 C KÖŞE NOKTALARININ FİLTRE KATSAYILARI HESABI
   DO 40 I=1,M1
   DO 30 J=1,M1
   IF (R(I,J).EQ.0.0D0) GO TO 150
   ARG1=2.*PI*A*R(I,J)
   ARG0=PI*DELK*R(I,J)
   CALL BESJ (ARG1,1,BJ1,D,IER)
   CALL BESJ (ARG0,0,BJ0,D,IER)
   BJ11(I,J)=BJ1
```

```
      BJ00(I,J)=BJ0
      AB(I,J)=2.*PI*R(I,J)*DELK/ALFA
      AB(I,J)=AB(I,J)*AB(I,J)
      IF (AB(I,J).EQ.1.) GO TO 5
    C FİLTRE KATSAYI FORMÜLÜ
      W(I,J)=((A*BJ11(I,J)/R(I,J))*(BJ00(I,J)/(1-AB(I,J))))
      GO TO 30
    5 A1=ALFA*A/DELK
      A2=ALFA/2.
      CALL BESJ (A1,1,BJ3,D,IER)
      CALL BESJ (A2,1,BJ4,D,IER)
      W(I,J)=PI*A*DELK/2.*BJ3*BJ4
      GO TO 30
  150 W(I,J)=PI*A*A
   30 CONTINUE
      DO 12 J=1,M1
   12 CONTINUE
   40 CONTINUE
      NN=2*M1-1
      KK=0
      DO 130 I=1,M1
      DO 110 L=1,M1
      C(L,I)=W(M1-L+1,M1-KK)
  110 CONTINUE
      LL=0
      DO 120 L=M1,1,-1
      LL=LL+1
      C(M1+LL,I)=C(M1-LL,I)
  120 CONTINUE
      KK=KK+1
  130 CONTINUE
      KK=1
      DO 140 I=M1+1,NN
      DO 750 J=1,M1
      C(J,I)=C(J,M1-KK)
  750 CONTINUE
      KK=KK+1
  140 CONTINUE
      DO 160 J=M1+1,NN
      K=M1-1
      DO 170 I=M1+1,NN
      C(J,I)=C(K,J)
      K=K-1
  170 CONTINUE
  160 CONTINUE
    C---------------------
    C AYNALAMAYA BAŞLADIK
    C---------------------
      DO 190 I=1,NN
      K=1
      DO 100 J=NN,1,-1
      AY1(K,I)=C(J,I)
      K=K+1
  100 CONTINUE
  190 CONTINUE
```

```
C---------------------
C İKİNCİ AYNALAMAYA
C---------------------
      L=1
      DO 220 I=NN,1,-1
      K=1
      DO 230 J=NN,1,-1
      AY1(K,L)=AY1(J,I)
      K=K+1
230   CONTINUE
      L=L+1
220   CONTINUE
C-----------------------
C SCALE ETME
C-----------------------
      SUM=0
      DO 250 I=1,NN
      DO 250 J=1,NN
      SUM=SUM+AY1(I,J)
250   CONTINUE
      SUM1=0
      DO 260 I=1,NN
      DO 260 J=1,NN
      S(I,J)=AY1(I,J)/SUM
      SUM1=SUM1+S(I,J)
260   CONTINUE
C------------------------
C  2D-KONVOLUSYON ISLEMI
C------------------------
      DO 2 I=1,M2
      DO 2 J=1,N2
  2   READ(6,*) V(I,J)
      M1=2*M1-1
      N1=2*N1-1
      DO 51 I=1,BM
      DO 61 J=1,BN
      MM=-1
      DO 71 JJ=1,I
      MM=MM+1
      KK=-1
      DO 81 K=1,J
      KK=KK+1
      L1=M1-MM
      L2=N1-KK
      L3=I-MM
      L4=J-KK
      IF ((L1.LE.0).OR.(L2.LE.0)) GOTO 81
      IF ((L3.LE.0).OR.(L4.LE.0)) GOTO 81
      IF ((L1.LE.0).OR.(L2.LE.0)) GOTO 81
      IF ((L3.LE.0).OR.(L4.LE.0)) GOTO 81
      C(I,J)=S(L1,L2)*V(L3,L4)+C(I,J)
 81   CONTINUE
 71   CONTINUE
 61   CONTINUE
 51   CONTINUE
      MC=M1+M2-1
      MD=N1+N2-1
```

```
      MCC=MC-NN+2
      MDD=MD-NN+2
      CMAX=C(NN,NN)
      CMIN=C(NN,NN)
      DO 31 II=NN,MCC
      DO 31 JJ=NN,MDD
      IF (C(II,JJ).GT.CMAX) CMAX=C(II,JJ)
      IF (C(II,JJ).LT.CMIN) CMIN=C(II,JJ)
      AX=((II-NN)*DDX+(NN-1)/2)
      AY=((JJ-NN)*DDX+(NN-1)/2)
   31 WRITE(7,*) AX,AY,C(II,JJ)
      END
C *****************************************************
C X : BESSEL FONKSİYONUNUN ARGÜMANI. ARG0 VE ARG1'E
C      KARSILIK GELİR.
C N   : BESSEL FONKSİYONUNUN MERTEBESİ
C BJ  : HESAPLANAN DEĞER.
C IER : HATA MESAJI.
        0 İSE HATASIZ
        1 İSE N NEGATİF VERİLMİŞ
        2 İSE X NEGATİF VEYA SIFIR VERİLMİŞTİR
        3 İSE İSTENİLEN DOĞRULUĞA ULAŞILAMAMIŞ
        4 İSE X E GÖRE N MERTEBESİ YANLIŞ DEMEKTİR.
C *****************************************************
      SUBROUTINE BESJ (X,N,BJ,D,IER)
      DOUBLE PRECISION BJ,BPREV,IER
      BJ=.0
      IF (N) 11,21,21
   11 IER=1
      RETURN
   21 IF (X) 33,33,31
   33 IER=2
      RETURN
   31 IF (X-15.) 32,32,34
   32 NTEST=20.+10.*X-X**2/3
      GO TO 36
   34 NTEST=90.+X/2
   36 IF (N-NTEST) 41,38,38
   38 IER=4
      RETURN
   41 IER=0
      N1=N+1
      BPREV=.0
      IF (X-5.) 50,60,60
   50 MA=X+6
      GO TO 70
   60 MA=1.4*X+60./X
   70 MB=N+IFIX(X)/4+2
      MZERO=MAX0(MA,MB)
      MMAX=NTEST
      DO 290 M=MZERO,MMAX,3
      FM1=1.0E-28
      FM=.0
      ALPHA=.0
      IF (M-(M/2)*2) 220,210,220
  210 JT=-1
      GO TO 230
```

```
220 JT=1
230 M2=M-2
    DO 360 K=1,M2
    MK=M-K
    BMK=2.*FLOAT(MK)*FM1/X-FM
    FM=FM1
    FM1=BMK
    IF (MK-N-1) 350,340,350
340 BJ=BMK
350 JT=-JT
    S=1+JT
360 ALPHA=ALPHA+BMK*S
    BMK=2.*FM1/X-FM
    IF (N) 180,171,180
171 BJ=BMK
180 ALPHA=ALPHA+BMK
    BJ=BJ/ALPHA
    IF (ABS(BJ-BPREV)-ABS(D*BJ)) 200,200,290
290 BPREV=BJ
    IER=3
200 RETURN
    END
```

ÖZGEÇMİŞ

1984 yılında Trabzon Fatih Lisesi'ni bitiren yazar, 1985 yılında girdiği K.T.Ü. Mühendislik Mimarlık Fakültesi Jeofizik Mühendisliği Bölümünü 1989 yılında bitirdi. Girdiği sınavı kazanarak aynı yıl mezun olduğu bölümde araştırma görevlisi olarak çalışmaya başladı. Halen bu görevine devam etmektedir.