

508
120

JEOTERMİK

Prof. Dr. Naci ORBAY

İSTANBUL
2001

İstanbul Üniversitesi Yayın No : 4296

Mühendislik Fak. Yayın No : 8

I S B N 975 - 404 - 623 - 9

JEOTERMİK



İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
MERKEZ KÜTÜPHANESİ



2001/08449

Prof.Dr.Naci ORBAY

İ.Ü.Kütüphane ve Dok.D.Bşk.	
Dem. No.	2001/8449
Sıra. No.	55.3 (075)

**İstanbul Üniversitesi
Mühendislik Fakültesi, Jeofizik Mühendisliği
Bölümü**

Ocak 2001
İSTANBUL

İ. Ü. Basımevi Müdürlüğü
İSTANBUL - 2001
Tel : 631 35 04 - 631 35 05

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ ABSTRACT

1.BÖLÜM

1.1	TARİHÇE	1
1.2	GİRİŞ	3

2. BÖLÜM

2.	FİZİKSEL TANIMLAR	4
2.1.	Sıcaklık ve ısı	4
2.1.1.	Isı ile ilgili yasalar	4
2.2.	Isısal iletkenlik	5
2.3.	Sabit basınçtaki özgül ısı	5
2.4.	Isının yayılma yeteneği	5
2.5.	Isısal genişlemenin hacim katsayısı	6

3. BÖLÜM

3.	ISI TRANSFERLERİ	8
3.1.	İletimsel (conductive) ısı transferi	8
3.1.1.	Isı denklemi	9
3.1.2.	Isı denkleminin çözümüne örnek	9
3.2.	Dönüşümsel (convective) ısı transferi	11
3.3.	İşınsal (radiative) ısı transferi	12
3.4.	Yeryüzeyi dışındaki ısı bölgeleri	13
3.5.	Yer içindeki periyodik sıcaklık değişimlerinin yayılımı	14

4. BÖLÜM

4.	ISI AKISI	17
4.1.	Isı gradiyentinin ölçülmesi	17
4.2.	Isısal iletkenliğin ölçülmesi	19
4.2.1.	Isısal iletkenliğin laboratuarda ölçülmesi	19
4.2.2.	Isısal iletkenliğin arazide ölçülmesi	21
4.3.	Isısal iletkenliği etkileyen faktörler	23
4.3.1.	Sıcaklığın ısısal iletkenlik üzerine etkisi	23
4.3.2.	Basıncın ısısal iletkenlik üzerine etkisi	24
4.3.3.	Yoğunluğun ısısal iletkenlik üzerine etkisi	25
4.3.4.	Gözenekliliğin, Akışkan türü ve doygunluk oranının ısısal iletkenlik üzerine etkisi	26
4.4.	Isı akısını hesaplama yöntemleri	29
4.4.1.	Isı akısının klasik yöntemle hesaplanması	29
4.4.2.	Silika termometresi yöntemi ile ısı akısının hesaplanması	31
4.5.	Isı akısı ölçülerine etki eden faktörler	35
4.5.1.	Sondaj kuyusu faktörü	34
4.5.2.	Kuyu eğim faktörü	34
4.5.3.	İklim faktörü	35
4.5.4.	Topoğrafya faktörü	35
4.6.	Horner yöntemi ile sıcaklık düzeltmesi	36
4.7.	Jeolojik devirlerde yer ısı	37
4.8.	Yer ısına toplu bakış	41
4.8.1.	Isı akısının bölgesel değişimleri	42
4.8.2.	Türkiye'de ve civarında yapılan ısı akısı ölçüleri	46
4.8.3.	Isı akısı alanı ve anomalileri	51

5. BÖLÜM

5.	YERİÇİ HAKKINDA ELDE EDİLEN BİLGİLER	57
5.1.	Yer içindeki ısı kaynakları	59
5.1.1.	Radyoaktif izotoplar	59
5.1.1.1	Kısa ömürlü radyoaktif izotoplar	59
5.1.1.2	Uzun ömürlü radyoaktif izotoplar	60
5.1.2.	Yerin meydana gelişinde oluşan ısı kaynakları	61
5.2.	Yerin iç çekirdeği	62
5.3.	Erime noktası gradiyenti ve Manto	64
5.4.	Adyabatik ısı gradiyenti, ısısal genişlemenin hacim katsayısı, sabit basınçtaki özgül ısı ile sabit hacimdeki özgül ısı arasındaki ilişkiler	67
5.5.	Radyoaktivite ve yerin ısısal tarihi	70
5.6.	Birkaç yeriçi modeli için ısı ve ısı akısı değerleri	77

6. BÖLÜM

6.	JEOTERMAL ALANLAR	83
6.1.	Jeotermal sahalarda ısı akısı	83
6.1.1.	Jeotermal sahaların yaşı ve kaynağı	84
6.2.	Volkanik bölgelerde ısı akısı	87
6.3.	Gayzerlerde ısı akısı	87
6.4.	Elektriksel iletkenlikten sıcaklığın saptanması	89
6.5.	Konveksiyon akımları	92
6.6.	Konveksiyon akımları ve gravite alanları	95
Ek.1.	Isı denklemi	98
Ek.2.	Tek boyutlu ortamlarda ısı denkleminin çözümü	104
Ek.3.	Jeotermikte kullanılan birimler	106

KAYNAKLAR	107
INDEX	109

ÖNSÖZ

Dünyamızın oluşumundan günümüze kadar geçen zaman içinde gerek yeriçinin ve gerekse yer yüzünün şekillenmesinde en etkin rolü oynayan fiziksel büyüklük sıcaklıktır. Bu nedenle, yeriçi sıcaklığı her zaman bilim adamlarının ilgisini çekmiştir.

Jeofiziğin dört temel konusunu oluşturan gravite, manyetik, elektrik ve sismik yöntemlerin fiziksel parametreleri olan mıknatıslanmanın, elektrik öz direncin ve yoğunluğun sıcaklıkla çok yakından ilişkili olarak değiştiği bilindiğinden, yer içindeki sıcaklık dağılımının bilinmesi büyük önem kazanmaktadır. Yeriçi sıcaklığı konusunda bilgi ancak yeryüzünde yapılan ısı akısı ölçülerinden elde edilmektedir. Bu ısı akısı ölçülerinin gerek bölgesel ve gerekse yerküre ölçüsünde değerlendirilmesi jeodinamik olayların anlaşılmasında ve açıklanmasında önemli rol oynamaktadır.

Jeofizik Mühendisliği Bölümü Lisans programı içinde verilmekte olan jeotermik dersine ders aracı olarak hazırlanan bu kitapta yeriçi ısı, ısıyın yerküre içinde taşınım şekilleri, ısı akısı, yeriçi hakkında elde edilen bilgiler gibi konulara yer verilmiştir.

Söz konusu kitabın başta öğrencilerim olmak üzere tüm yararlananlara faydalı olacağı inancını taşımaktayım.

Kitabın hazırlanması aşamasında yardımlarından dolayı Dr. Mümtaz Hisarlı, Dr. Ferhat Özçep ve Araştırma Görevlisi Mualla Cengiz'e teşekkür ederim.

Naci Orbay
Ocak, 2001

ABSTRACT

Geothermics can be defined as the study of the temperature distribution in the earth. However, we can not be interested in temperature without also considering the transfer of energy which causes temperature to vary. This energy can be in the form of heat, the degradation of all other forms of energy such as mechanical, electrical, electromagnetic and chemical also produces heat. Below a depth of about 100 km, the temperature distributing is highly uncertain and the distribution of heat sources and the mechanism of heat transfer are unknown. Therefore, the study of thermal processes within the earth is one of the most speculative branches of geophysics. This is because the available evidence on heat flow at the surface and on temperatures within the earth can be interpreted in many different ways.

The main source of heat energy within the earth at the present time is believed to be radioactive decay of long-lived isotopes but, other sources of heat such as release of gravitational energy may have been substantial early in the earth's history. As heat escapes through the earth, a small fraction of it is converted to other terms of energy which drive tectonic processes, cause igneous and metamorphic activity and give rise to the earth's magnetic field.

Heat transfer can take place essentially through three processes: conduction, in which the transfer occurs gradually through a body that may be solid; convection, in which a fluid moves in a close circuit and carries heat. The third type of heat transfer is by radiation.

Heat flow per unit area is equal to the temperature gradient multiplied by the thermal conductivity. Applying this to the earth, the heat escaping from the interior at a place on the surface can be determined by measuring the temperature gradient just below the earth's surface and the thermal conductivity of the rocks. The estimated world's mean heat flow by conduction to be 62.67 mW/m^2 ($1.5 \pm 0.15 \text{ HFU}$). This means that the total heat escaping from the earth's interior by conduction at the surface is about $2.4 \times 10^{20} \text{ cal/year}$, or 10^{28} erg/year .

The temperature distribution in the continental crust and in lithosphere is governed mainly by the conductive heat loss to the surface of heat that is generated internally by the decay of radioactive isotopes in the rocks. The loss of the earth's internal heat through the oceanic crust and lithosphere is controlled largely by conduction, although convective heat transfer by water circulating through the basaltic crustal rocks is also important, especially near ridges.

An important geothermal implication of convection is that heat produced at depth can be transported towards the earth's surface much more rapidly than by conduction. The temperature gradient within the convection cell would not be expected to be more than a few times the adiabatic gradient. The adiabatic gradient which is about $0.3^{\circ}\text{C}/\text{km}$ in the mantle is rate of compression of the rock by the weight of the overlying material.

The energy requirements are increased with population and industrial expansion. To meet these growing energy needs, new energy sources are investigated and developed. The first geothermal power station was built at Larderello, Italy in 1905. New Zealand began major exploration of hot spring and geyser areas in 1950, and successful results there proved that commercial steam can be developed from areas containing very hot water rather than steam at depth. Today, United States, Japan and Russia are also producing power from geothermal sources and Iceland use hot water from geyser field for space heating.

1. BÖLÜM

1.1. TARİHÇE

Yerküre sıcaklığının araştırılması uzun zaman öncesine dayanmaktadır. Sıcaklık hakkındaki hemen hemen ilk bilgi, madenlerde derinlere inildikçe sıcaklığın arttığına keşfedilmesine dayanmaktadır. Agricola (1530) yaptığı madencilik çalışmalarında, evi civarındaki 365 m ve Kuttenburg'da da 914 m derinliklerdeki madenlerde edindiği gözlemlerini anlatmıştır. Bununla birlikte yeriçi sıcaklığı hakkındaki bilinen ilk özgün çalışma 1619'da Morin tarafından yazılmıştır.

16. ve 17. yüzyıl Alman maden konusu ile ilgili kaynaklar yeriçindeki yüksek sıcaklıklar konusunda değerli bilgiler sağlamıştır. Yeriçi sıcaklığı konusundaki ilk tartışmaları yapanlardan biri ünlü fizikçi Boyle (1671) dir. Boyle madenlere hiç inmemiş olmasına karşın, özellikle Macaristan madenlerini 1699'da incelemiş olan fizikçi Brown'dan aldığı bilgileri yorumlamıştır. Boyle yazdığı eserinde, yeriçi sıcaklığının kökenini ve sıcaklığın derinlikle artmasının nedenini, yerin derin kısımlarının yapısından kaynaklandığına bağlamış ve yerkürenin ulaşamadığımız derinliklerinde oldukça sıcak alanların bulunduğunu belirtmiştir.

18. yüzyılda yeriçi sıcaklığı ile ilgili bilgi çok azdır. Prestwich tarafından derlenmiş olan ısı ile ilgili birkaç ölçüm ve 19. yüzyılın ilk yarısında da Humbolt (1848) ve Arago (1856) tarafından ısı konusunda yapılmış tartışmalar vardır. 19. yüzyılın ortalarına kadar yapılan çalışmalar sadece sıcaklık gradiyenti ölçülerine yönelik olmuştur. Bu dönemde ısısal iletkenlik ölçüleri yapılmadığından ısı gradiyentinde görülen değişimlerin yeriçi ısıdaki değişimdenmi yoksa iletkenlikteki değişimdenmi kaynaklandığını söylemek olanaklı olmamıştır. 1868 yılında İngiltere'de çeşitli bölgelerde yeriçi sıcaklığındaki değişimleri incelemek amacı ile aralarında Kelvin ve Evertt'inde bulunduğu bilimsel bir komite kurulmuştur. Söz konusu komite 1868-1888 yılları arasında yapılan çalışmalar sonunda 60 adet bilimsel rapor oluşturmuştur. Bu çalışmalarda sıcaklık gradiyenti ölçümü yanısıra ortalama bir ısısal iletkenlik değeri de kullanılarak günümüzde 62.67 mW/m^2 (1.5 HFU) olan ortalama ısı akısı 54.31 mW/m^2 (1.3 HFU) olarak bulunmuştur. Bu komitenin çalışmalarındaki eksikliğin ısı akısı hesaplamalarında kullanılan ısısal iletkenliğin gerçek değerler olmayışı ileri sürülerek Jeffreys tarafından sıcaklık gradiyentinin ölçüldüğü yerdeki maden ve sondajlardaki kayaçlardan ısısal iletkenliğin belirlenmesini amaçlayan yeni bir komitenin kurulması önerilmiştir. Bu komite 1935 yılında Griffiths'in başkanlığında kurulmuş ve 1935-1938 yılları arasında çalışmalar yaparak 5 adet bilimsel rapor oluşturmuştur. Komitenin deneySEL çalışmaları Bullard ve Benfield tarafından yapılmıştır.

Denizlerde ilk ısı akısı ölçümleri Pasifik okyanusunda 1950 yılında Revelle ve Maxwell tarafından "Capricorn of the Scripps Institution of Oceanography" seferi ile yapılmıştır. Atlantik okyanusunda benzer alet donanımı kullanılarak ısı akısı ölçümleri yapılmış ve okyanus ortası sırt üzerinde yüksek ısı akısı değeri 1956 yılında ölçülmüştür.

Alet teknolojisindeki gelişmelerin katkısı ile yerküre üzerinde 80% i denizlerde olmak üzere 3000 den fazla ısı akısı ölçümü yapılmıştır.

Yeriçindeki sıcaklık konusunda bilgi edinebilmek için elimizde sadece yeryüzeyinden ölçtüğümüz ısı akısı ile yeryüzü sıcaklık değerleri bulunmaktadır. Günümüzde sıcaklığın düşey yöndeki değişimi, yeriçindeki ısı kaynaklarının dağılımı ve ısının yeriçinde hangi şekilde taşındığı konusunda doğrudan bilgiye sahip olamamaktayız. Ayrıca, yerkürenin oluşumunun başlangıç fazındaki sıcaklık konusunda da çok fazla bilgi sahibi değiliz. Ancak sismik, elektrik ve manyetik yöntemlerden elde edilen bilgilerden yararlanarak yapılan model çalışmalar ile bazı varsayımlar yapılmaktadır. Yine günümüzde yeriçindeki radyoaktif maddelerin oluşturdukları ısı miktarlarının belirlenmesinden yararlanarak yapılan hesaplamalardan yerkürenin başlangıcından günümüze kadar geçen zaman içinde farklı derinliklerdeki sıcaklık ve ısı akısı değerleri elde edilebilmektedir.

1.2. GİRİŞ

Yeriçi hakkında bilgi edinebilmek için bir takım fiziksel parametrelerin ölçülmesinden yararlanılmaktadır. Bu parametrelerin en önemlilerinden bir tanesi sıcaklıktır. Bunun nedeni, yere ait diğer fiziksel parametrelerin dolaylı veya dolaysız olarak sıcaklığa bağımlı oluşudur.

Yerküre ölçüsünde oluşan dağ oluşumları, okyanus tabanlarının yayılması, kıtaların kayması, derin depremler vb gibi olayların hepsinin yer içi sıcaklığı ile yakın ilişkisi bulunmaktadır. Bunun nedenini yer içindeki sıcaklık dengelenmesine bağlamak olanaklıdır.

Jeotermiğin içeriğini yer içinde ısı dağılımını ve bu olayın etkilerinin saptanmasına yönelik yapılan çalışmalar olarak tanımlayabiliriz.

Hemen hemen 100 km'nin altındaki ısı dağılımı oldukça belirsizdir. Bunun yanı sıra, ısı kaynaklarının dağılımı ile ısıнын transfer mekanizması da kesin olarak bilinmemektedir. Bunun doğal sonucu olarak araştırmacılar tarafından yer yüzünde ve yer içinde ölçülen ısı farklı biçimlerde yorumlanabilmektedir. Tüm bunlara karşın yukarıda sözü edilen olaylarla ilişkisi yüzünden bu konuda yapılan çalışmalar günden güne daha da artmaktadır.

Bilindiği gibi, dünya dış kaynaklı olarak en büyük ısıyı güneşten almaktadır. Bir yıl içinde, güneşten dünyaya gelen enerji 10^{32} erg dir. Doğal olarak bu ısıнын büyük bir kısmı tekrar dışarıya yayılmaktadır. Ancak, bu ısıнын yer içine olan etkisi ihmal edilecek kadar küçük olmaktadır.

Yerkürenin bir yıl içindeki ısı kaybı 10^{28} erg dir. Oluşan depremlerle açığa çıkan enerji ise 10^{25} erg/yıl olduğu dikkate alınırsa, yerin ısı kaybı depremlerden dolayı açığa çıkan ısı enerjisinin 1000 katı olmaktadır. Yer içindeki ısı kaynağının başlıcaları uzun ömürlü radyoaktif izotoplar olarak düşünülmektedir. Doğal olarak, bunların yanı sıra diğer kaynakların varolduğu da bir gerçektir. Yer içinden açığa çıkan ısıнын küçük bir kısmı diğer enerji şekillerine dönüşerek yukarıda da sözü edilen tektonik olaylara ve yermağnetik alanına neden olmaktadır.

2.BÖLÜM

2.FİZİKSEL TANIMLAMALAR

2.1. Sıcaklık ve Isı

Günlük yaşantımızda sıcaklık ve ısı sözcükleri genellikle birbirine karıştırılır. Günümüzde kabul edilen görüşe göre bir cismin sıcaklığı, cisimlerin moleküllerinin hızına ve o cismin ısı miktarı ise moleküllerin kinetik enerjilerinin toplamına eşittir.

Sıcaklığın uzunluk, kütle ve zaman olarak ifade edilmesi olanaklı ise de şimdiye kadar bu yapılmamış ve birim olarak Celsius derecesi alınmıştır. Celsius derecesi 1 Atmosfer basınç altında kaynayan suyun sıcaklığı ile buzun erime sıcaklığı arasında civarın genleşme miktarının yüz eşit kısma bölünmesi ile elde edilmiştir ki bu da santigrad derecesi olarak isimlendirilmiştir.

Fahrenheit ısısı Celsius derecesi cinsinden tanımlanmış ve her ikisi arasındaki ilişki

$$F=32+1.8\text{ }^{\circ}\text{C} \quad (2.1)$$

bağıntısından kolaylıkla elde edilebilmektedir.

Termodinamiğin ikinci yasası aracılığı ile sıcaklığın mutlak değeri elde edilebilir. En düşük ısı sınırının varlığı gösterilebilir ve bu gaz termometrelerinin skalasında $-273.15\text{ }^{\circ}\text{C}$ a karşı gelmektedir. Derecenin orijinal tanımını korunurken (suyun kaynaması ve buzun erimesi arasındaki $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ farkı) ısısının mutlak sıfırdan sık sık ölçülmesi uygundur. Böylece, Kelvin ($^{\circ}\text{K}$) ve Celsius ($^{\circ}\text{C}$) derecesi cinsinden ölçülen mutlak sıcaklık arasında $273\text{ }^{\circ}\text{C}$ lik sabit bir farkın bulunduğu görülür.

Jeotermikte gerçek sıcaklık değişimine neden olan enerji transferi olmaksızın sıcaklıkla ilgilenilmemektedir. Bu enerji doğrudan doğruya ısı şeklinde olabildiği gibi, mekanik elektrik, elektromagnetik, kimyasal vb gibi ısıya dönüşebilen enerjilerde olabilir. Bu durumda, ısı birimi ile enerji birimi arasında $1\text{ cal}=4.18\text{ J}$ ilişkisi bulunmaktadır. Böylece tüm enerji birimleri ile ısı arasındaki ölçü daha mantıksal bir temele oturtulmuş olur. Kalori, bilindiği gibi, ısı miktarının birimidir ve 1 gr suyun sıcaklığını $114.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ den $15.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ ye yükseltmek için gereken ısı miktarı olarak tanımlanmaktadır.

2.1.1. Isı ile ilgili Yasalar

Termodinamiğin Birinci yasası: Kapalı bir sistemde her çeşit enerjinin toplamı sabittir.

Termodinamiğin İkinci yasası: Isı akışının tek yönlü olduğunu belirten yasadır. Dış etki olmaksızın bir sistemden daha sıcak bir sisteme doğru net bir ısı akışı oluşmaz. Yani ısı kendiliğinden soğuk kaynaktan daha sıcak bir kaynağa geçmez. Bu işlem ancak dışarıdan bir enerji uygulamak koşulu ile gerçekleşebilir.

2.2. Isısal İletkenlik (k)

Isı akışının hesaplanmasında önemli bir parametre olan ısısal iletkenliğe kristal kafesinin titreşimi neden olmaktadır. Gözeneksiz kayaç tiplerinin çoğunluğunun iletkenlik değeri oda sıcaklığında 0.004-0.014 kal/cm.°C.san değerleri arasındadır. Bu iletkenlik değeri 200 °C sıcaklığa kadar zayıf iletken olan kuvars ve feldispatın miktarları arttığı için küçük değerler almaktadır. Bu sıcaklığın üstünde, 600 °C ye kadar ısısal iletkenlik çok yavaş olarak azalmaktadır.

Isısal iletkenliğin basınç etkisi altında nasıl bir davranış gösterdiği konusunda çok az şey bilinmekle beraber basınç ile iletkenliğin çok az arttığı bilinmektedir. Yeryüzünden 50 km derinliğe kadar ısısal iletkenliğin ortalama olarak 0.005 kal/cm.°C.san olduğu çok iyi tahmin edilebildiği halde, bu derinliğin altına belirsizdir.

2.3. Sabit Basıncıdaki Özgül Isı (C_p)

Laboratuarda ölçülen değerler içinde en iyi hesaplanan bir büyüklüktür. Kristalli kayaçlar için 0 °C sıcaklıkta 0.15-0.20 kal/gr.°C ve 800 °C sıcaklıkta ise 0.27-0.32 kal/gr.°C dir. Daha yüksak sıcaklıklar için C_p büyüklüğü çok iyi tahmin edilebilmektedir. Mantonun ortalama atomik ağırlığını 21 ve sabit hacim için özgül ısı (C_v) da yüksek sıcaklıkta 0.3 kal/gr.°C değerine yaklaşık olduğunu varsayarsak termodinamik bağıntılar C_p nin C_v den yüzde birkaç kere daha büyük olduğunu göstermiştir. Manto için C_p nin değeri bu yaklaşıklardan dolayı 0.3 kal/gr.°C olarak alınabilmektedir.

2.4. Isının Yayılma Yeteneği (β)

Bu büyüklük, zamana bağlı olarak sıcaklığın değişmesi halinde, ısı iletkenliği problemlerinin çözümünde kullanılmaktadır. Diğer büyüklüklerle olan ilişkisi

$$\beta = k / \rho \cdot C_p \quad (2.2)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Yer kabuğunun ilk 50 km si için bu değer 0.006 cm²/san olarak tahmin edilmiştir. Bu deriniğin altında, eğer radyoaktif ısı transferi etkili ise β değeri artmaktadır.

2.5. Isısal Genişlemenin Hacim Katsayısı (α)

α , Kristalli kayalar için $(1.5-3.3).10^{-5} / ^\circ\text{C}$ aralığında değişmektedir. 220-1000 $^\circ\text{C}$ sıcaklıkları arasında olivin ve piroksen için sözkonusu katsayı $3.10^{-5} / ^\circ\text{C}$ civarındadır. Bu değer üst manto için de kullanılabilir. Mantonun bütün derinlikleri için dolaysız yoldan, yani sismik hızlardan bu katsayıyı hesaplamak olanaklıdır. Grüneisen oranı (γ), bulk modülünün basınçla değişiminden (db/dp) tahmin edilebilmektedir. Buradaki bulk modülü cismin dalga hızından hesaplanabilmektedir. α katsayısı sismolojiden bilindiği gibi, P ve S dalga hızları ile tariflenen

$$\phi = V_p^2 - 4/3 V_s^2 \quad (2.3)$$

parametresinden saptanabilmektedir. Bu ifade

$$\phi = b/\rho \quad (2.4)$$

olarak da yazılmaktadır. Burada b, bulk modülü ve ρ da yoğunluk olarak verilmektedir. Bu ifadeden b'yi çekerek basınç (p) göre türev alınırsa

$$db/dp = d\phi/dp \cdot \rho \quad (2.5)$$

elde edilir. Basıncın derinlikle değişimi

$$dp = g \cdot \rho \cdot dr \quad (2.6)$$

ile verilmektedir. (2.5) bağıntısında dp yerine eşdeğeri yazıldığında

$$db/dp = d\phi/dr \cdot 1/g \quad (2.7)$$

eşitliği elde edilir.

Buna bağlı olarak α katsayısı

$$\alpha = \gamma \cdot C_v / b \cdot \rho \quad (2.8)$$

bağıntısından hesaplanabilmektedir. Buna göre, sözkonusu katsayının 33 km derinlikte $5.5 \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{C}$ ve manto-çekirdek sınırında da $0.5 \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{C}$ olduğu hesaplanmıştır. Deneysel olarak elde edilen değerler daha yüksek değerler vermekte olup bu değerler üst manto için $2-3 \cdot 10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{C}$ ve alt manto içinde $10^{-5} \text{ }^{\circ}\text{C}$ dir. Bu değerlerdeki belirsizlik 50% civarındadır.

3.1.1. Isı Denklemi

Isı kaynağının yokluğunda, bir elementer hacmin ısısal dengesini saptamak kolaydır. Bu denge, cismin ısınması ile cisim tarafından emilen ısı ve iletkenlik ile kaybolan ısı üzerinde kazanılmış ısı fazlalığından ibarettir. Söz konusu denge ifadesi izotropik cisimler için t zamanı göstermek koşulu ile

$$C \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\text{div} q \quad (3.2)$$

şeklinde verilmektedir. (3.1) denkleminde verilen akı ifadesi (3.2) no'lu denklemde yerine konursa

$$\begin{aligned} C \frac{\partial \theta}{\partial t} &= k \cdot \text{div} \cdot \text{grad} \theta \\ C \frac{\partial \theta}{\partial t} &= k \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \\ C \frac{\partial \theta}{\partial t} &= k \nabla^2 \theta \end{aligned} \quad (3.3)$$

elde edilir. Eğer kayaç içindeki ısı radyoaktif elementlerden dolayı meydana geliyorsa bu son denklemin sağ tarafına birim zaman, birim hacim için bu ısı da eklenmesi gerekir.

Katı cisimler için iletkenlik problemlerini çözmek için θ nın x,y,z ve t nin fonksiyonu olarak bilinmesi gerekir.

3.1.2. Isı Denkleminin Çözümüne Örnek

Çubuk şeklindeki bir prob ile ısısal iletkenliğin ölçülmesinin temeli, ısı denkleminin bir uygulamasıdır. Başlangıç olarak sabit bir sıcaklıkta ($t=0$ olarak alınabilir) sonsuz, izotropik ve homojen bir kütle içinde ısı miktarı doğrultu boyunca mkal/cm.san sabit oranında oluşmuştur. Ölçülmüş olan sıcaklık sadece r radyal mesafesine bağlıdır ve akı da simetriden dolayı radyal doğrultuda alınabilir. (3.3) bağıntısı ile verilen ısı denklemi silindirik koordinatlarda

3.BÖLÜM

3. ISI TRANSFERLERİ

Yer içerisinde ısı transferi üç temel işlem ile gerçekleşmektedir. Bunların ilkinde ısı transferi katı cisim içerisinde geçişli (tedrici) olarak oluşmaktadır ki bu, iletimsel (conductive) ısı transferi olarak isimlendirilmektedir. İkinci tip ısı transferi dönüşümsel (convective) olanıdır ki bunda ısı, akışkanların hareketi ile taşınmaktadır. Bu ısı transferinde ısıdaki farklılık olayın temelini oluşturmaktadır. Üçüncü tip ise ışınsal (radiative) ısı transferidir ki bu genel olarak, radyoaktif elementlerin ayrışması sonucunda ortaya çıkan ısının ışınsal olarak taşınması olayıdır. Aşağıdaki bölümlerde bu ısı transferleri ayrıntılı olarak incelenecektir.

3.1.İletimsel (conductive) Isı Transferi

Katı bir cisimde eğer ısı dağılımı düzgün (uniform) değilse akı olarak isimlendirilen bir ısı transferi gerçekleşir. Bu durumda akı, birim zamanda birim yüzeyden geçen ısı miktarı olarak tanımlanır. Sözü edilen bu akı bir vektör ile gösterilebilir. Eğer cisim içinde sıcaklık düzgün ise akı sıfır olacaktır. Eğer sıcaklık düzgün değilse akı, ısı gradiyenti ile lineer ilişkili olacaktır. Bu durumda akıyı, θ sıcaklığı göstermek üzere

$$q=k.grad\theta \quad (3.1)$$

şeklinde yazmak olanaklıdır. Burada $grad\theta$ doğal olarak bir vektördür ve $d\theta/dx$, $d\theta/dy$ ve $d\theta/dz$ şeklinde bileşenleri cinsinden yazılabilir.

Bir kristalde ve genelde tüm anizotropik cisimler için ısısal iletkenlik (k) bir tensördür. Böylece, akı ve ısı gradiyenti vektörleri aynı doğrultuya sahip olmayabilir. Isısal iletkenliğin anizotropisi önemlidir. Mika'da iletkenlik dilinim düzlemine paralel olduğu durumda, dilinim düzlemine dik olduğu durumdan 5 kez daha büyüktür. Şist'lerde bu farklılık 2 faktörü ile verilmektedir.

k iletkenliğinin skaler olduğu izotropik kayalar için olsa dahi iletkenlik katsayısının ölçülmesi dikkat gerektirir ve ölçü sonuçlarının yüzde birkaç duyarlık içinde olması arzu edilir.

Isısal iletkenlik ve ısı akısı gradiyentinin ölçülmesi konularına daha sonraki bölümlerde değinilecektir.

$$C \frac{\partial \theta}{\partial t} = k \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} \right) \quad (3.4)$$

şeklinde yazılır ve bu denklemin çözümünden

$$\theta = e^{-r^2/4\beta t} / 4\beta t \quad (3.5)$$

elde edilmektedir. Çözümde, β ısıнын yayılma yeteneği, k ısısal iletkenlik ve C de ısısal kapasitedir. $t=0$ için bu çözümün değeri, orjinden başka her yerde sıfırdır. Orjinde ise sonsuz değerini alır. Ancak, sıcaklığın sonsuz gibi bir değer alması gerçekçi olmayacağından sıcaklığın sonsuz yüzey üzerine integrali alındığında

$$\int_0^{\infty} \theta \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr = \pi \quad (3.6)$$

gibi bir sabit bulunur ki eksenin birim uzunluğu için πC ısı miktarının $t=0$ daki görünümüne uygun çözüm olduğu düşünülebilir. Eğer $-t$ ve $t=0$ arasında ısıнын meydana çıkması sürekli olsaydı birbirini takip eden anlarda ısı yayılımından sonuçlanan sıcaklık dağılımı

$$\theta = \frac{q}{\pi C \int_0^t \frac{e^{-r^2/4\beta t}}{4\beta t} dt} \quad (3.7)$$

bağıntısı ile verilecekti. Bağıntıda q prob tarafından saniyede birim uzunluğa verilen ısı enerjisidir. Bu bağıntı bize eksenden r uzaklıkta bulunan bir noktanın sıcaklık değerini vermektedir. Eğer $y=r^2/4\beta t$ gibi bir değişken dönüşümü yapılırsa

$$\theta = \frac{q}{4\pi k} \int_y^{\infty} \frac{e^{-y}}{y} dy \quad (3.8)$$

bağıntısı elde edilir. Bu karmaşık olan exponansiyel ifadenin integralidir ve çözümü için hazır çizelgeler kullanılmaktadır.

Uygulamada t zamanının yeterli derecede büyük olduğunun bilinmesi gerekir. T nin değeri $\ln y$ ye çok yakın olmaktadır. Burada γ 'nın değeri 1.781 e eşittir. Eğer sıcaklık eksenden r mesafede ölçülmüş ise $\ln t$ ye göre θ nin grafiği çizilebilir. Elde edilen eğri asimtotik duruma kadar $d\theta/d\ln t = q/4\pi k$ eğimi ile gelmektedir. Eğer 10 tabanına göre logaritma alınacak olursa bu eğim değeri 0.188q/k ya dönüşür. Böylece eğrinin eğimini ölçmekle ısısal iletkenliğin değeri elde edilebilmektedir. Isısal iletkenlik ölçüleri bu esasa dayalı olarak yapılmaktadır.

3.2. Dönüşümsel (convective) Isı Transferi

Dönüşümsel ısı transferi genel olarak farklı sıcaklıklarda iki yüzey arasındaki akışkanın serbest hareketi ile ısının taşınması olarak tanımlanmaktadır. Dönüşümsel güç, soğuk ve sıcak akışkan arasındaki farklardan kaynaklanmakta olup, dönüşümsel transfer sistemin alttan üste doğru ısı transferini oluşturur. Bu söylenenin tersi durumlarda yani sıcaklık, akışkan ortamın alt kısmında üst kısmın sıcaklığından biraz fazla olduğu durumlarda da dönüşümsel ısı transferi olabilmektedir.

Akışkan ortamı eğer gaz ise ortam genişleme ile soğur. Böylece ısısal gradientin en azından adyabatik gradiente eşit olması gerekir. Adyabatik gradient, herhangi bir ısı alışverişi olmaksızın düşey yönde yer değiştirmiş olan akışkanın kütlesi ile hesaplanmış ısı değişimi olarak tanımlanmaktadır. Bu konu daha sonraki bölümlerde daha ayrıntılı olarak anlatılacaktır.

Olayı daha iyi anlayabilmek için özel bir konuyu ele alalım. Porozlu bir kayaç içinde su devamlı dolanım (sirkülasyon) halindedir ve sözü edilen bu su kayaç ile son derece ilişkilidir. Bu durumda suyun kayaç içindeki tüm noktalarda aynı sıcaklıkta olduğu kabul edilebilir. Bununla birlikte, eğer akış yönü doğrultusunda bir ısı gradiyenti varsa su ile ısı transferine ilişkin olarak iletimsel ısı transferi de vardır. Bu transfer suyun hareketi doğrultusundadır. Ancak, su molekülleri kayaçın taneleri etrafında dolambaçlı bir yol izlediklerinden dolayı suyun hızı doğrultusuna uygun değildir. Bu akışı, birim akış vektörü (u) ile gösterirsek, bir yüzey elementinden geçen akış, birim zamanda yüzey elementinden geçen suyun kütlesine eşit olur. Su ile bu ısı nakli, suyun C_w ısı kapasitesi ve su hareketinin doğrultusundaki ısısal gradientle orantılıdır. Böylece, su hareketi her bir birim hacim için $-C_w(u \cdot \text{grad} \theta)$ ısı kaybını sonuçlar. Pratikte C_w birim olarak alınmaktadır. Bu olay ile birlikte radyoaktif ısı oluşumu (r) da gözönüne alındığında daha önce (3.3) bağıntısı ile verilen ısı denklemi

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} C = k \nabla^2 \theta + r - C_w (u \cdot \text{grad } \theta) \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabilir.

Geçirgen bir bölgede, su sirkülasyonu için hareket ettirici güç her ne ise ısıнын transferinde dönüşümsel transfer rol oynar. Bununla birlikte, eğer hareket ettirici güç sıcaklığın fonksiyonu olarak su içindeki yoğunluk değişimleri ile oluşmuş ise ısı transferine sadece dönüşümsel denir. Bu değişimler 4 °C de kaybolur ve sonuçta şüphesiz konveksiyondan söz edilemez.

3.3. Işınsal (Radiative) Isı Transferi

Bir vakum içinde ısı transferinin tek yöntemi ışınsal transferdir. Bunu bir deney ile açıklamak olanaklıdır. Crookers radyometresi içinin havası boşaltılmış bir cam fanus içinde kolay hareket edebilen bir fırıldaktan ibarettir. Fırıldığın iki ucuna mika plaka konmuş ve bu mikaların yüzeyleri siyaha boyanmıştır. Fanus üzerine dıştan bir ışık hüzmesi verildiği zaman siyah yüzeyin diğer yüzeyden daha yüksek bir sıcaklığa ulaştığı ve plaklar arasında oluşan ısı farkının oluşturacağı kuvvet çiftinin fırıldığı döndürdüğü anlaşılır. Bu deney bize ışınsal transferi çok kısa olarak özetlemektedir.

Tüm cisimler enerji taşıyan elektromagnetik radyasyon yayar ve diğer cisimlerden salınmış olan radyasyonun tümünü veya bir kısmını emerler. Siyah cisimler sadece cismin sıcaklığına bağlı olarak bir radyasyon yayar. Siyah cisim, adi sıcaklıkta kendisini aydınlatan ışığın hiçbir kısmını yansıtmadığı için siyah görünür. Bu nedenle, bu cisimlere siyah cisimler adı verilir. Aynı sıcaklıkta bulunan çeşitli cisimler arasında en fazla enerji yayan siyah cisimlerdir. Eğer sıcaklık, gönderilen enerjinin görünen spektrumunda olmasına karşı gelecek değerde ise, en parlak görünen cisim siyah cisimlerdir. Bu nedenle, siyah cisim terimi yanlış kullanılmaktadır. Siyah cismin belirli bir ışık hüzmesi içerisinde, bütün dalga boyları için yaydığı toplam enerji mutlak sıcaklığın dördüncü kuvveti ile orantılıdır. Bu Stephan yasası olarak bilinir ve bir saniyede bir santimetre kareden yayılan enerji tüm doğrultularda yayılır. Yukarıda ifade edilen Stephan yasası

$$W = \sigma T^4 \quad (3.10)$$

bağıntısı ile verilir. Bağıntıda $\sigma = Kc/4$ olup c ışık hızı, K da sabit bir değerdir. Sayısal olarak da $5.75 \cdot 10^{-5} \text{ erg.san.cm}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ değerindedir.

Eğer cisim, siyah cisim değilse herbir dalga boyu için 1 den küçük olan bir renk faktörüne sahip olacaktır ve yaydığı herbir dalga boyu bu faktör ile çarpılmalıdır. Aynı dalga boyu ile kısmen emilen enerjide aynı faktöre bağlıdır. Radyo astronomları uzayın derinliklerinde varolan bir radyasyonun varlığını ortaya koymuşlardır. Bu ortamın dalga boyu $\lambda = 0.7 \text{ mm}$ de maksimuma erişmektedir ki bu sıcaklık -269°C ye karşı gelmektedir.

İletken cisimlerde bir nokta kaynağından yayılmış olan radyasyon belirli bir süre önce emilmiş olana zıt doğrultuda olabilir ve eğer ısı gradiyenti varsa zıt doğrultuda yayılan radyasyon dengelenemez. Böylece, radyasyon ile ısıнын net transferi söz konusu olur. Radyasyon ile ısı transferinin önemi hakkında fikir edinmek, birim zamanda emilen radyasyonun miktarına (ki onun dalga boyu ile değişir) bağlı olduğundan zordur.

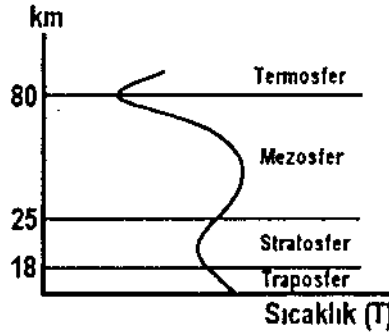
3.4. Yeryüzeyi Dışındaki Isı Bölgeleri

Atmosferin dışında, yer güneşten dakikada 2 kal/cm^2 lik ısınsal enerji almaktadır. Bu enerjinin bir kısmı yer veya atmosferin farklı yüksekliklerinde yansır veya emilir. Diğer taraftan yer, gündüz ve gece esnasında siyah cisimden farklı kuralı takip ederek ısını yayar.

Düzgün bir T sıcaklığında küresel bir siyah cisim, yer gibi aynı mesafede, güneş radyasyonunun etkisi altındadır. Bu cisim $\pi r^2/30 \text{ kal/san}$ 'ye eşit bir enerji emecektir ki bu $(4.118/30) \pi^2 w$ ye eş değerdir. Tüm küre yüzeyinde $(4\pi^2 \sigma T^4)$ kadar ısını yayacaktır. Bu iki ifadenin eşitlenmesinden 7°C bulunur. Güneş radyasyonu ile denge içinde olan siyah cismin sıcaklığı bu şekilde olacaktır. Bu hesaplanmış sıcaklık ve yerin ortalama yüzey sıcaklığı arasındaki benzerlik bir tesadüf değildir. Ancak yer üzerindeki olaylar yukarıda sözü edilen örnekten çok daha karmaşıktır. Atmosfer içindeki farklı seviyelerdeki emilme ve radyasyonun farklılığından, bir noktada yüzey sıcaklığı ne sabit ne de düzgündür (örneğin bulutlarda). Özellikle çok miktarda ultraviyole ışınlar üst atmosfer tarafından kuvvetle emilir ve bu nedenle, bu ortamda sıcaklık yükselir. Buna ek olarak, yerin dönmesinden dolayı yer yüzünün herbir noktasında güneş radyasyonu değişir. Bu nedenlerden dolayı atmosfer statik bir durumda olmayıp karmaşık bir ortamdır ve burada enerjinin büyük bir miktarı dağılır. Bu hareketler sıcaklık değişimini azaltmaya neden olur. Bunun anlamı, atmosfer fonksiyonları bir ısısal makineye benzer ve rüzgarlar, dalgalar ve su gücü gibi mekanik enerjileri oluşturur şeklinde ortaya konabilir.

Atmosferin ilk 10-18 km si olarak kabul edilen Troposfer'de ısı nakli konveksiyon akımları ile oluşmaktadır. Ortalama olarak sıcaklık değişmesi km başına 6.5°C dir. Yeryüzünden yükseldikçe sıcaklık km de 6.5°C lik bir azalma

göstermektedir. Traposfer'in üzerinde bulunan Stratosfer tabakasının kalınlığı kutuplarda ortalama 25 km dir ve ekvatora doğru incelmektedir. Bu bölgede sıcaklık pek değişmemekte ve -50°C de sabit kalmaktadır. 70-80 km kalınlığında Stratosfer'in üzerinde yer alan Mezozfer bölgesinde önce bir ısı yükselmesi ve daha sonra ısı düşmesi görülmektedir. Mezozfer'in ısı dengesi radyasyonla sağlanmaktadır. Bu bölgenin üzerinde bulunan ve üst sınırı belirsiz olan Termosfer bölgesinde sıcaklık yükselmekte ve devamlı artmaktadır. Şekil 3.1 de Atmosferin farklı tabakalarında sıcaklığın yükseklikle olan değişimi görülmektedir.



Şekil 3.1. Atmosfer ortamında sıcaklığın yükseklikle değişimi.

3.5. Yer İçinde Periyodik Sıcaklık Değişimlerinin Yayınımı

Sonsuz bir yüzey düzleminde homojen bir yer düşünüldüğünde, simetriden dolayı sıcaklığın sadece derinliğe bağlı olarak değişeceği açıktır. Buna bağlı olarak ısı akımının düşey yönde gerçekleşeceğini söylemek olanaklıdır. Düşey doğrultu için ısı denklemi

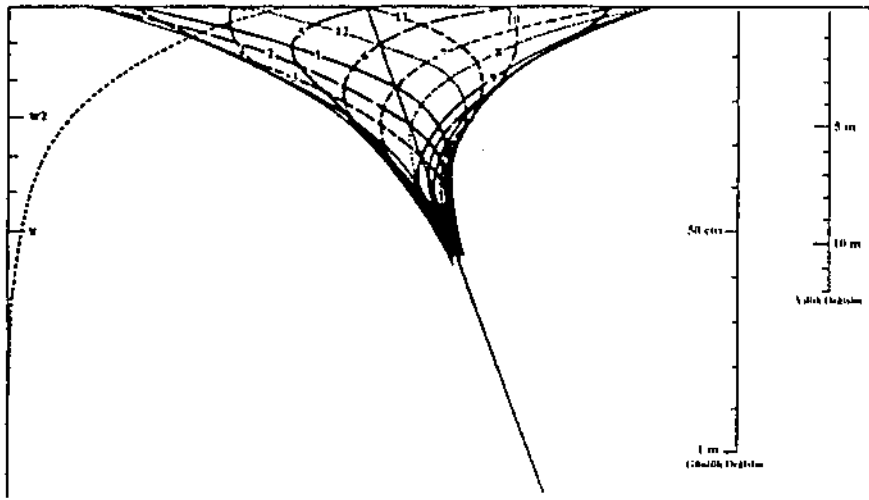
$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \beta \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (3.11)$$

şeklinde yazılmaktadır. $z=0$ için yer yüzeyindeki sıcaklık periyodik terimlerin toplamı olarak çıkarılmış ise, sıcaklık ifadesinin yeterli zaman sonra yer içinde beliri bir derinlikte aynı biçimde olacağı kabul edilebilir. Bu durum başlangıç sıcaklığının belirtilmesi ile tekrarlanır. (3.11) no'lu denklemin çözümleri

$$\begin{aligned}\theta &= A \exp(-z\sqrt{w/2\beta}) \sin(wt - z\sqrt{w/2\beta}) \\ \text{ve} \\ \theta &= A \exp(+z\sqrt{w/2\beta}) \sin(wt + z\sqrt{w/2\beta})\end{aligned}\quad (3.12)$$

şeklinde. Bu iki çözümün ilkinde, sıcaklık değişimlerinin amplitüdü derinlikle azalmakta ikincisinde ise artmaktadır. Ancak, yerkürenin dışındaki ısı kaynağından gelen ısıнын yer içinde derinlikle değişim amplitüdünün artması saçma olacağından ikinci çözüm alınmamaktadır. Eğer yüzey sıcaklığı periyodik ifadelerinin toplamı ile verilmişse, bu ifadelerin herbiri çözüm içindeki ifadelere uygun olacaktır. Sinisoidal yapıdaki sıcaklık değişimlerinin amplitüdlerinin azalması ile aşağıya doğru yayıldığı, verilen çözüm sonucundan görülebilmektedir. $\beta=0.01$ ortalama değerine sahip kayalar için amplitüd $\sqrt{\beta\pi T}$ derinliğinde $e^{-\pi}=1/23$ oranında azalmaktadır. Burada T saniye cinsinden periyottur. $T=1$ gün için 52 cm derinlik bulunur (Şekil 3.2). 1 yıl için derinlik $\sqrt{365}$ kere daha büyüktür ve bu 10 m derinliğe karşı gelmektedir. Aynı derinlikte yarım periyot, yayınının gecikmesine neden olduğundan yayının yüzey değişimlerine zıt yöndedir. Sözü edilen derinliğin iki katı derinlikte amplitüd $(1/23)^2$ ile azalacaktır ki buda ihmal edilebilir.

Bu sonuçlar deneylerle yeterli derecede desteklenmiştir. Eğer yüzey değişimleri sinisoidal değilse, yüksek harmonikler daha hızlı azalır ve sıcaklık değişimi yeraltında sinisoidal olmaya yönelir.



Şekil 3.2. Homojen toprak içinde yüzey sıcaklığının sinüzoidal değişimleri. 12 eğri yıllık değişim için aylık profilleri veya günlük değişimler için 2 saatlik profilleri göstermektedir (Coguel, 1979).

4. BÖLÜM

4. ISI AKISI

Yerçi konusundaki ilk sistematik tartışmalar 1673 yılında Boyle tarafından başlatılmıştır. 18. yüzyıl içerisinde oldukça az sayıdaki araştırmacı bu konu ile ilgilenmiştir. 19. yüzyılın ortalarına kadar yapılan bu konudaki çalışmalarda sadece sıcaklık gradiyenti ölçülerinin sonuçlarından söz edilmiştir. Isısal iletkenlik ise dikkate alınmamıştır. Bu durumda, gradiyent ölçülerinde görülen farklılığın ısı akısı değişimindenmi yoksa ısı iletkenliği farkındanmi ileri geldiği konusuna karar vermek olanaksızlaşmaktadır. 1868 de İngiltere’de kurulan bir çalışma grubu, karalar ve denizlerdeki sıcaklık değişimlerini incelemeye başlamış ve bunun yanında çeşitli kayaçların ısısal iletkenlik katsayılarını ölçmüş ve buradan ısı akısı değerlerini saptamıştır. Bu çalışma grubu yapmış olduğu çalışmalar sonunda, ısı akısı değerini ortalama 54.31 mW/m^2 (1.3 HFU) olarak bulmuşlardı ki bu değer günümüz için saptanan 62.67 mW/m^2 (1.5 HFU) değerine oldukça yakındır.

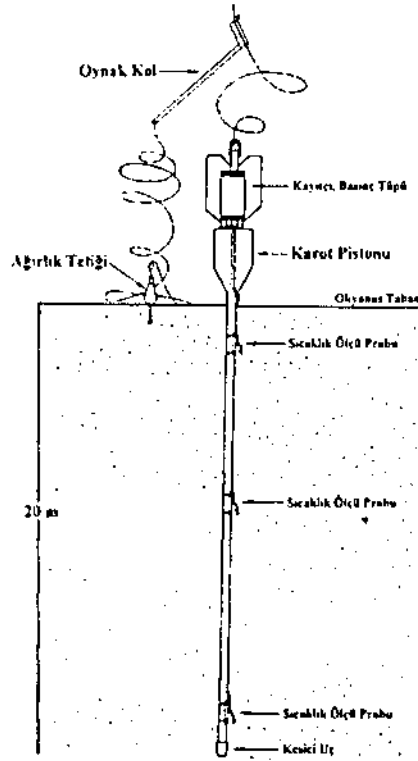
1949 yılına kadar deniz altında ısı akısı ölçüleri yapılmamıştır. Deniz tabanında sıcaklık gradiyenti ölçecek ilk prob Bullard ve arkadaşları tarafından 1949 yılında yapılmıştır. Daha sonra geliştirilmiş bir prob ile ilk okyanus tabanında sıcaklık ölçüsü 1950 yılında yapılmıştır. Denizlerdeki ölçüler böyle yakın bir tarihte yapılmaya başlanmasına karşın karalar üzerinde yapılan ölçülerden daha fazladır. Bunun nedeni karalar üzerinde açılan sondaj kuyularının maliyetinin daha fazla oluşudur.

4.1. Isı Gradiyentinin Ölçülmesi

Isı gradiyenti bir sondaj kuyusu içinde uygun problemler ile ölçülmektedir. Ölçülerin olası olduğu kadar yüzey etkilerinin etkisinden kurtulunacak derinlikten itibaren alınması gerekir. Ölçü gözeneksiz kayaçlar içerisinde alınacaksa belli bir süre beklenilmelidir. Böylece, kuyu içerisinde ısısal denge sağlanmış olur. Ölçünün alınması açısından zamana gereksinme olmasına karşın en tutarlı ölçüler gözeneksiz kayaçların bulunduğu ortamlardan elde edilmektedir. Gözenekli kayaçların bulunduğu ortamlarda akan su ısıyı ortamdan uzaklaştırabileceğinden gözenekli kayaçların bulunduğu ortamlardan olası olduğu kadar uzaklaşılmasında yarar görülmektedir.

Isı gradiyentinin ölçülmesinde kullanılan probta iki termistor arasındaki uzaklık 1-2 m olabilmektedir. Sondaj kuyusu içine yerleştirilen prob yeryüzündeki bir kayıtcıya bağlıdır. Böylece alet, aralarında 1-2 m uzaklık olan bu termistorların bulunduğu yerlerdeki T_1 ve T_2 sıcaklıklarını sürekli kayıt eder.

Böyle bir cihaz 0.001 °C ye duyarlı olarak yapılabilmektedir. Sedimanlar içinde yapılan ölçülerde bazen biri dışarıda olmak üzere dört adet termistor bulunan probalar da kullanılmaktadır. Böylelikle, düşey doğrultudaki gradiyentleri birden fazla aralık için karşılaştırmak olanaklı olmaktadır. Denizlerde ısı gradiyenti ölçüleri ise 2m veya daha büyük probalar ile yapılmaktadır. Şekil 4.1 de denizlerde yapılan ısı akısı ölçülerinde kullanılan Ewing tipi karotiyer ve sıcaklık gradiyenti ölçü probu görülmektedir.



Şekil 4.1. Ewing karot alma pistonu ilave edilmiş okyanus tabanı ısı gradiyenti ölçen prob. Tetikleme ağırlığı deniz tabanına vurduğu zaman karot alıcı serbest kalarak yumuşak sedimentler içerisine gömülmektedir. Sıcaklık ölçü probaları ile ölçülen sıcaklık kayıtcı aracılığı ile kayıt edilmektedir (Bott, 1982).

4.2. Isısal İletkenliğin Ölçülmesi

Kayaçların ısısal iletkenliklerini hem laboratuarda hemde sondaj kuyusu içinde ölçmek olanaklıdır.

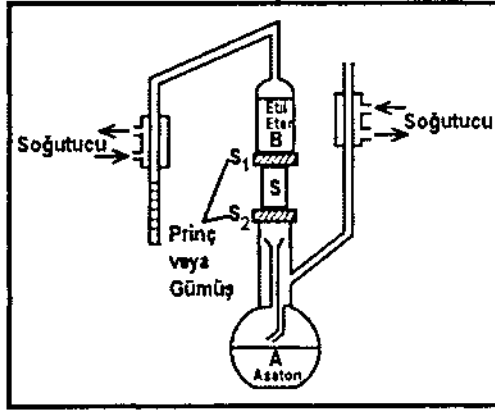
4.1.1. Isısal İletkenliğin Laboratuarda Ölçülmesi

İletkenlik ölçüleri laboratuarda yapılacaksa, kayaç örnekleri en az birkaç saat sabit oda sıcaklığında bekletilerek ısısal dengenin oluşması sağlanmalıdır.

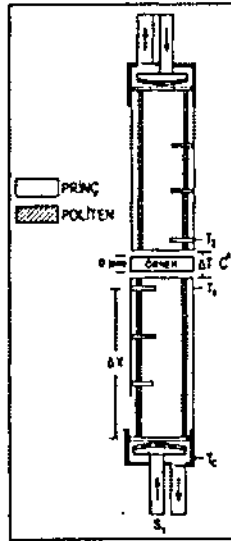
Isısal iletkenliği laboratuarda ölçmek için kullanılan bir düzenek Şekil 4.2 de görülmektedir. Şekildeki aygıt camdan yapılmıştır. Alttaki cam balon yarıyarıya saf ve sıvı aseton ile (A) doldurulmuştur. S_1 ve S_2 ile gösterilen plakalar ısıyı iyi geçirebilmek için princiñten veya gümüştñten yapılmıştır. Bu iki plaka arasına silindirik şekilde kesilmiş S örneği, S_1 plakasının üzerindeki cam kaba etil eter (B) konmuştur. A balonu alttan ısıtıldığı zaman belli bir T_A sıcaklığında kaynamaya başlayacaktır. Cam balondaki ısı S_2 plakası yardımı ile örneğe iletilir. Isının S_1 plakasına geçme olanağı normal olarak örneğin iletkenliğine bağlı olacaktır. S_1 plakası, B sıvısını ısıtacak ve T_B sıcaklığında kaynayan bu sıvı buharlaşmaya başlayacaktır. Buharlaşan etil eter C soğutucusu ile soğutulacak ve ısı kabında birikmeye başlayacaktır. B sıvısının 1 cm^3 nün buharlaşması için gerekli ısı miktarı Q ve B sıvısının 1 cm^3 nün ısıtılması için gerekli zaman (t) bilindiğinden örneğin k iletkenliği

$$k = \frac{l.Q}{a.t.\Delta T} \quad (4.1)$$

bağıntısından hesaplanır. Burada $\Delta T = T_A - T_B$, a:örneğin taban alanı, l:örneğin boyu olarak verilmektedir.



Şekil 4.2. Isısal iletkenliğini laboratuarda ölçmek için yapılan bir düzenek



Şekil 4.3. Isısal iletkenliği laboratuarda ölçmek için kullanılan bir alet.

Isısal iletkenlik laboratuarda Şekil 4.3 de görülen bir alet yardımı ile de ölçülebilmektedir. Bu ölçü sistemi ısı özellikleri bilinen bir örnek ile ısı özellikleri bilinmeyen örneğin karşılaştırılması temeline dayanmaktadır. Bu alet düzeninde, 2-2.5 cm çapında ve 0.5 ile 1.0 cm kalınlığındaki örnek aynı yarıçaplı prinç veya bakırdan yapılmış olan iki silindir arasına yerleştirilmektedir. Prinç veya bakır olan silindirlerden biri ısıtılır ve örneğin ve diğer silindirin uçları arasındaki sıcaklıklar ölçülerek sıcaklık gradiyenti saptanır.

Genel olarak, laboratuardaki ölçmeler ile iletkenliğin elde edilmesi zorunlu olmadıkça pek arzu edilmez. Bunun nedenlerini kısaca şu şekilde özetlemek olanaklıdır:

- Kayaç örneği ile metal plakların temas yüzeyleri arasında küçüğe olsa bir ısısal direnç oluşabilir.
- Kullanılan örneğin çok küçük olması nedeni ile laboratuara getirilişi ve ölçüme hazırlanışı sırasında doğal özelliklerini yitirmesi söz konusu olabilmektedir.
- Bazı iri kristalli kayaçlarda iri kristallerin, özellikle diğer minerallere göre ısısal iletkenlik katsayısı yüksek olan kuvars kristallerinin, plakaların bir yüzünden diğer yüzüne kadar uzanması
- Ölçü sırasında yapılabilecek olan hatalar.

4.2.2. Isısal İletkenliğin Arazide Ölçülmesi

Bu amaca yönelik olarak yapılan çalışmalarda daha önceki bölümlerde sözü edildiği gibi, özel düzeneklerden yararlanılmaktadır. Bu düzenekte kullanılan probun uzunluğu kuyu çapının 20-30 katı kadardır. Proben ortasında bir saniyede birim uzunluk başına q kadar ısı veren bir lineer ısıtıcı ve probun her iki ucundan eşit uzaklıklarda termo-çift bulunmaktadır. Kuyu içinde prob, ölçünün yapılacağı derinliğe geldiğinde ısısal dengenin oluşması için belirli bir süre bekletilmelidir. Daha sonra, probun ısıtıcısına akım verilir. Proben uç kısımlarının dışında proba verilen akımın oluşturduğu ısı kuyu yarıçap doğrultusundadır. Isıtma işleminin başlangıcından uzun bir t zaman sonra probun yüzeyindeki sıcaklık

$$T = \frac{q}{4\pi k} \left(\lg \frac{4\beta t}{a^2} + A + B \frac{a^2}{kt} + C \frac{a^4}{k^2 t^2} + \dots \right) \quad (4.2)$$

ifadesi ile verilmektedir. Bağıntıda a: kuyu çapını, k: ısısal iletkenlik katsayısını, q ısıtıcı tarafından oluşturulan ısı miktarını ve A,B,C de sabitleri göstermektedir.

Isıtmanın başlangıcından birkaç saat sonra (4.2) no'lu bağıntıda verilen ilk terimin büyüklüğü, diğer terimlerin ihmal edilebileceği bir büyüklüğe ulaşır. Bu durumdan sonra (4.2) ifadesi

$$k = \frac{q}{4\pi(T - C)} \lg(t) \quad (4.3)$$

haline dönüşür. Bu zamanda, T değerleri zamanın fonksiyonu olarak kayıt edilir ve T değerlerinin $\lg t$ nin fonksiyonu olarak grafiği çizilir. Daha öncede sözü edildiği gibi, bu eğrinin eğiminden ısısal iletkenlik katsayısı saptanır. Eğrinin asimtotik bir uzanım göstermesi için gerekli zaman kuyu çapına, kuyu ile prob arasında yer alan suyun veya havanın kontakt direncine ve prob civarındaki kayaçların sıcaklık sabitlerine bağlıdır. Kayaçın ısısal iletkenlik katsayısı izotrop değil ise, düşey doğrultudaki ısısal iletkenlik katsayısını bulmada kullanılan başka prob sistemleri de vardır.

Kayaçların ölçülmüş olan ortalama ısısal iletkenlik katsayıları Tablo 1 de verilmiştir.

Tablo 1. Kayaçların ortalama ısısal iletkenlik katsayıları

Kayaç Cinsi	Isısal İletkenlik Katsayısı $\times 10^{-6}$
Bazalt	4000
Granit	7000
Kireçtaşı	5300
Mermer	6700
Fedispat	5800

4.3. Isısal İletkenliği Etkileyen Faktörler

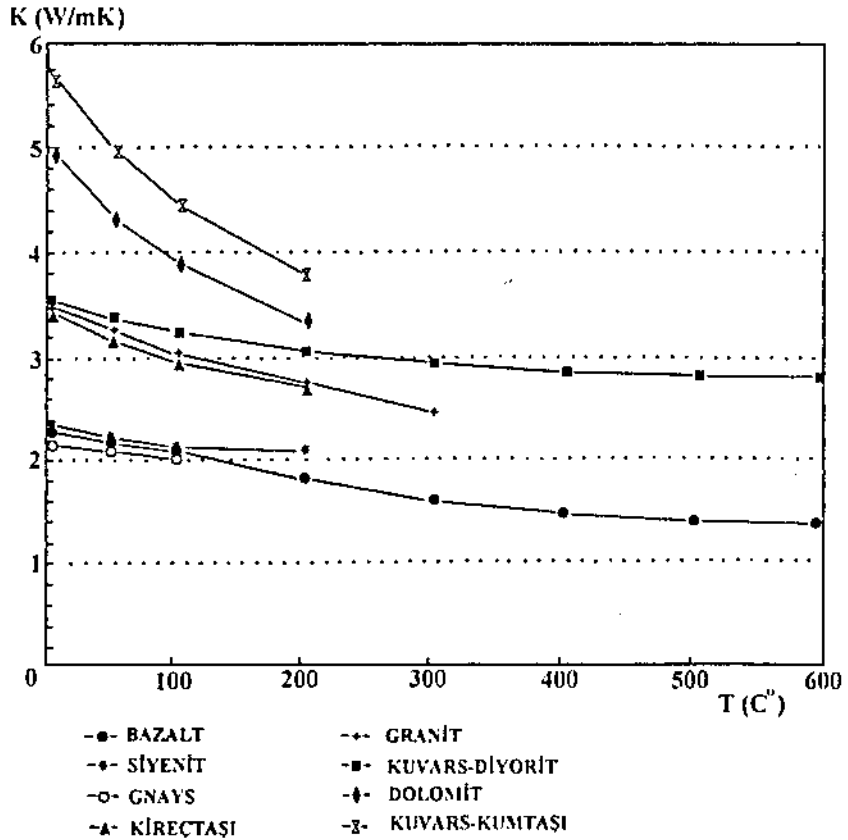
Kayaçların sahip olduğu ısısal iletkenlik değerleri içinde bulundukları ortamın sıcaklığına, basınç, yoğunluğuna, gözenekliliğine, tane boyuna ve şekline, çimentolanma derecesine, mineral içeriğine bağlı olmaktadır. Burada sıcaklığın, basınç, yoğunluğun, gözenekliliğin ve akışkan doygunluğunun ısısal iletkenlik üzerindeki etkilerine değinilecektir.

4.3.1 Sıcaklığın Isısal İletkenlik Üzerine Etkisi

Bazalt, granit, andezit, siyenit, diyorit vb. gibi volkanik kayaçlar, gnays gibi metamorfik kayaçlar ve kireçtaşı, kumtaşı vb gibi sedimanter kayaçlar üzerinde farklı sıcaklık değerlerinde yapılan iletkenlik ölçüleri Şekil 4.4 de gösterilmiştir. Şekil incelendiğinde, söz konusu kayaçların ısısal iletkenlik değerlerinin sıcaklıkla azaldığı görülmektedir. Artan sıcaklıklarda kuvars-kumtaşı ve dolomitin ısısal iletkenlik değerlerinde paralel bir azalma görülürken, yaklaşık olarak aynı değere sahip olan kuvars-diyorit, granit ve kireçtaşının ısısal iletkenlik değerleri arasında artan sıcaklıkla üstel bir fark oluştuğu, granit ile kireçtaşının 200 °C ye kadar olan ısısal iletkenlik değerlerinin hemen hemen aynı olduğu görülmektedir.

Bu konuda yapılan deneysel çalışmalar, her bir kayaçın farklı sıcaklıklarda farklı ısısal iletkenlik değerine sahip olduğunu göstermiştir. Bundan dolayı, Şekil 4.4 e bakarak her bir kayaçın daha yüksek sıcaklıklardaki ısısal iletkenlik değerlerini saptamak olanaksızdır.

Isısal iletkenliğin sıcaklıkla nasıl değiştiğinin bilinmesi yerküre derinliklerinde ısı akısını değerlendirme açısından önemli olmaktadır (Mongelli ve diğ., 1982).



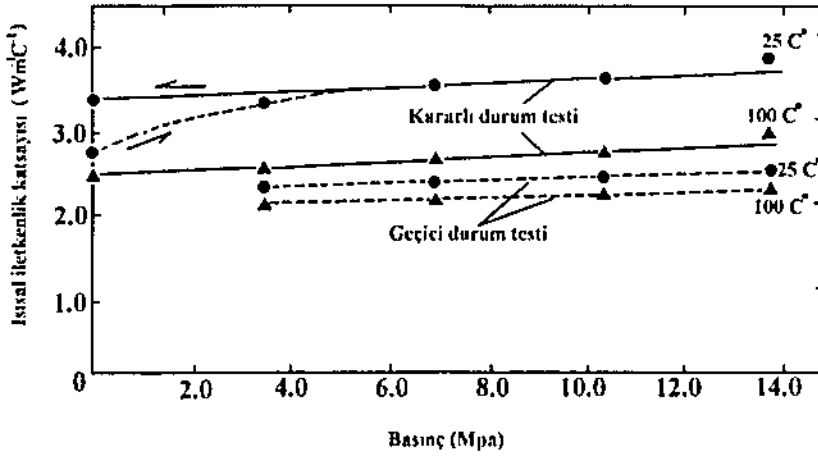
Şekil 4.4. Farklı kayaç türlerinin değişik sıcaklıklarda ısısal iletkenlik katsayılarının değişimi (Kappelmeyer ve Haenel, 1974).

4.3.2. Basıncın Isısal İletkenlik Üzerine Etkisi

Kayaç örneklerinin ısısal iletkenliklerinin sıcaklığa bağlı değişimleri ölçülürken bu örnekler üzerine farklı basınçlar uygulanarak iletkenliğin basınçla nasıl değiştiği de izlenebilmektedir.

Şekil 4.5 de kuru Berea kumtaşı örneği üzerine 25 ve 100 °C sıcaklıklarında 0 ile 14 mPa arasında basınç uygulanarak geçici ve kararlı durum ölçü teknikleri ile ısısal iletkenlikteki değişimler incelenmiştir. Şekilde uygulanan tüm basınçlarda geçici ile kararlı durum tekniği arasında ısısal iletkenlik değerlerinin 25 °C deki ölçümde % 42, 100 °C deki ölçümde ise % 20 kadar bir fark

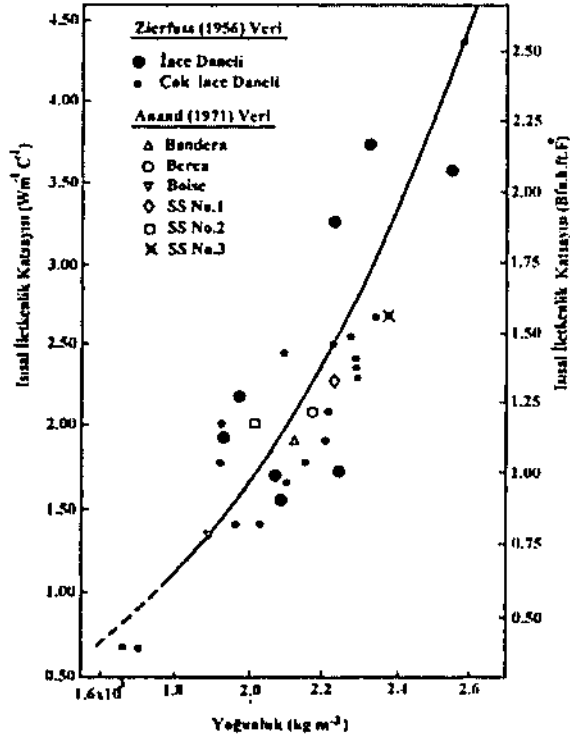
gösterdiği görülmektedir. Kararlı durum tekniği ile yapılan 100 °C'deki ölçümde tüm basınçlarda kumtaşının ısısal iletkenlik değeri, 25 °C'deki ölçümdekinden % 10 kadar azalırken, geçici durum tekniği kullanılarak yapılan ölçümlerde % 36 civarında bir azalış görülmektedir. Sonuç olarak, bu deneyde basıncın Berea kumtaşının ısısal iletkenliği üzerindeki etkisinin yok denebilecek kadar küçük olduğu anlaşılmıştır.



Şekil 4.5. Berea kumtaşının 25 °C ve 100 °C sıcaklıklarda ısısal iletkenlik katsayısının uygulanan basıncın fonksiyonu olarak izlenen davranışı (Somerton, 1992).

4.3.3. Yoğunluğun ısısal iletkenlik üzerine etkisi

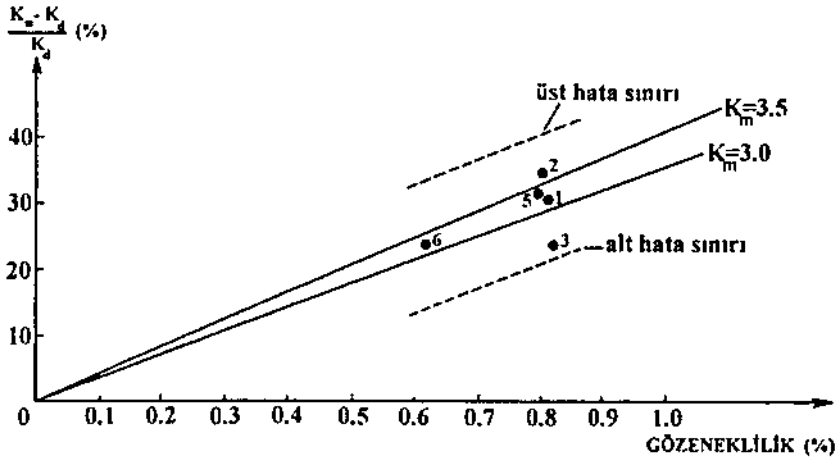
Yoğunluğun kayaçların ısısal iletkenliği üzerinde önemli bir rolü olduğu Şekil 4.6'dan açıkça görülmektedir. Şekilde ince ve çok ince daneli örnekler ile farklı kayaç türlerini içeren örneklerin ısısal iletkenliklerinin basınçla değişimleri görülmektedir.



Şekil 4.6. Yoğunluğun farklı kumtaşlarının ısısal iletkenlik katsayısı-yoğunluk değişimleri (Somerton, 1992).

4.3.4. Gözeneklilik, Akışkan Türü ve Doygunluk Oranının Isısal İletkenlik Üzerin Etkisi

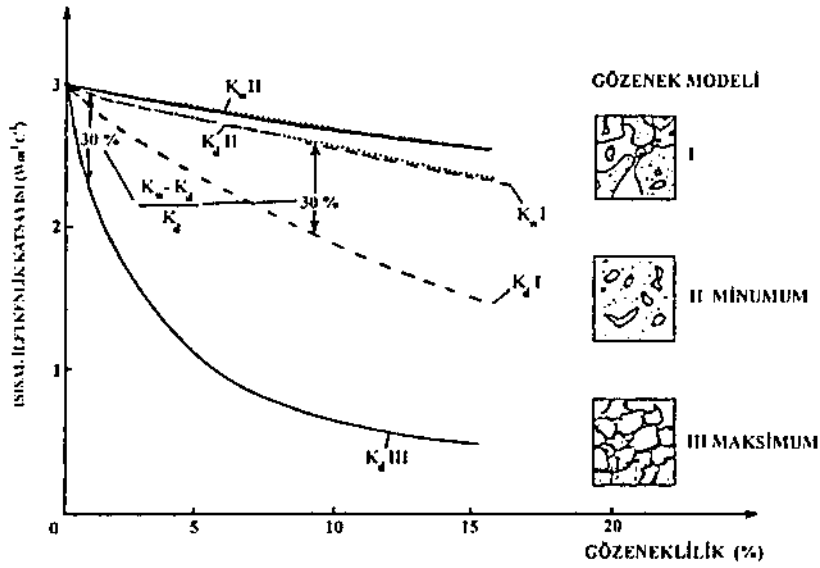
Isısal iletkenlik üzerinde önemli etkileri olan diğer faktörle de gözeneklilik, akışkan türü ve doymunluk oranıdır. Şekil 4.7 de kristalin kayaçlar üzerinde yapılan su doymunluğu deneyinde bu oranın arttıkça ısısal iletkenlik değeri arttığı izlenmektedir.



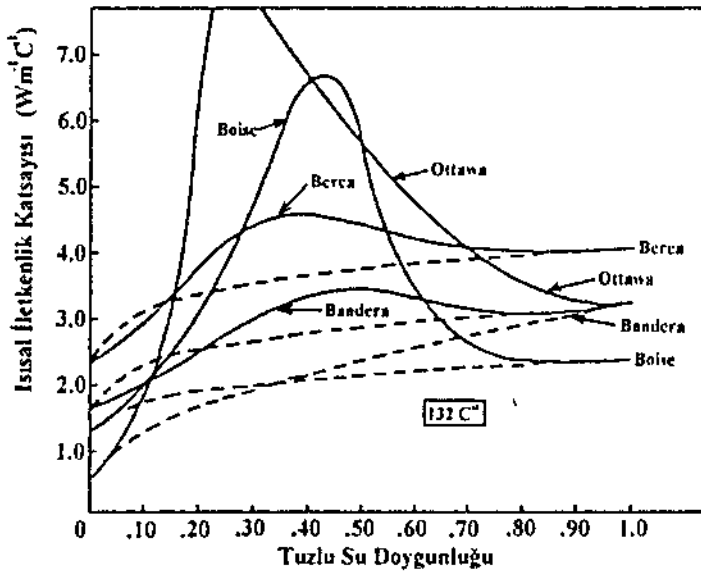
Şekil 4.7. Düşük gözenekli kristalin kayaçların su doygunluğunun ısısal iletkenlik katsayısı üzerine etkisi (Scharli ve Rybach, 1984).

Şekil 4.8 de ise kayaçtaki gözenek oranına bağlı ısısal iletkenlikteki değişim görülmektedir. Kayacın gözenek oranında %1-9 gibi bir değer alması durumundaki suya doymuş ve kuru durumdaki kayaç örneklerinin ısısal iletkenlik değerleri arasında %30 kadar bir fark olduğu görülmektedir.

Değişik oranlarda tuzlu su doygunluğuna sahip Ottawa, Boise, Berea ve Bandera kumtaşları üzerinde 98 °C ve 132 °C deki sıcaklıklarda yapılan ısısal iletkenlik ölçü sonuçları Şekil 4.9 da görülmektedir. Şekilden de izlenebileceği gibi, tuzlu su doygunluğuna bağlı ısısal iletkenlik değerleri birbirinden oldukça farklı sonuçlar vermektedir. Artan tuzlu su doygunluk oranlarına karşı her bir kumtaşının ısısal iletkenlik değerlerindeki değişimler, 98 °C sıcaklık için kesikli çizgilerle, 132 °C sıcaklıktaki değişimler ise sürekli çizgiler ile gösterilmektedir.



Şekil 4.8. Düşük gözenekli kayaçların gözenekliliğinin ısısal iletkenlik katsayısı üzerine etkisi (Scharli ve Rybeck, 1984).



Şekil 4.9. 132 °C de kumtaşlarının tuzlu su doymunluğu ile ısısal iletkenlik katsayısının değişimleri (Somerton, 1992).

4.4. Isı Akısını Hesaplama Yöntemleri

Fizikte bir cismin ısısal iletkenlik katsayısının birimi $\text{kal/cm.san.}^\circ\text{C}$ olarak verilmektedir. Kayaçların ısısal iletkenlik katsayıları çok küçük olduğundan ısısal iletkenlik katsayısı $10^{-6} \text{ kal/cm.san.}^\circ\text{C}$ olarak kullanılmaktadır. Isı gradientinin birimi de $^\circ\text{C/cm}$ olarak alınır, q ısı akısının birimi $10^{-6} \text{ kal/cm}^2.\text{san}$ olarak elde edilir. Bu birime bakarak ısı akısını, bir cismin 1 cm^2 lik yüzeyinden 1 saniyede geçen mikrokcalori cinsinden ısı enerjisi olarak tanımlamak olanaklıdır. Bu birimin kullanılması uzun olduğundan, daha pratik olması nedeni ile ısı akısı biriminin İngilizcesi olan Heat Flow Unite'in baş harfleri alınarak HFU elde edilmiş ve bu yukarıda verilmiş olan birime eşdeğer tutulmuştur. Daha sonraları ısı akısının birimi, standart birim cinsinden mW/m^2 olarak tanımlanmıştır. İki birim arasında $10^{-6} \text{ kal/cm}^2.\text{san}=41.78 \text{ mW/m}^2$ ilişkisi bulunmaktadır.

Yer içindeki sıcaklık rejimi konusunda bilgi sahibi olabilmenin yollarından bir tanesi ısı akısının hesaplanmasıdır. Isı akısını klasik ve silika termometresi yöntemleri ile saptamak olanaklıdır.

4.4.1. Isı Akısının Klasik Yöntemle Hesaplanması

Yeryüzünde belli bir noktadaki q ısı akısı

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial z}$$

bağıntısı ile hesaplanmaktadır. Bağıntıda k ısısal iletkenlik ve dT/dz de ısı gradiyenti olarak verilmiştir.

Isı gradiyenti ısısal iletkenlik katsayısının ani değişim gösterdiği yerlerde süreksizdir. Ortalama bir ısı gradiyentinin hesaplanabilmesi için en az farklı iki noktada sıcaklık ölçülmesi gerekir. Bu durumda ısı gradiyenti

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{T_2 - T_1}{z_2 - z_1} \quad (4.4)$$

şeklinde elde edilir. Doğal olarak bu gradiyent sadece sıcaklığın ölçüldüğü iki nokta arasındaki uzaklık için geçerlidir.

Isısal iletkenlik ölçüleri, ölçülen her bir kayaç örneğinin kendisini temsil eder. Örneğin 100 m uzunluğundaki bir sondaj kuyusundaki 10 cm lik kayaç örneği kuyunun sadece % 0.1'ini temsil eder. Bu nedenle, sondaj kuyusunun derinliği boyunca gerçeğe yakın ısısal iletkenlik değerinin elde edilebilmesi için her 10 cm'de bir ısısal iletkenliğin ölçülmesi gerekir. Ancak, pratikte bu koşulu sağlamak hem teknik açıdan hem de ekonomik açıdan olanaklı olmamaktadır. Dolayısı ile, sağlıklı bir iletkenlik değeri elde edebilmek için olanaklı olduğu ölçüde çok ölçü yapmak gerekir.

Isı gradiyenti ve ısısal iletkenlik katsayısını kullanarak ısı akısını hesaplamamanın birkaç farklı yöntemi bulunmaktadır.

Isı akısının hesaplanmasında en çok kullanılan yöntemlerden biri Termal direnç veya kendi adı ile anılan Bullard yöntemidir. Yöntem, düzgün olmayan ısı gradiyenti ve ısısal iletkenlik katsayılarının görüldüğü durumlarda çok etkili olarak kullanılmaktadır. Isısal direnç, z derinliğinin ısısal iletkenlik katsayısına bölümünün integrali ile verilmektedir ve derinliğin fonksiyonu olan ısısal iletkenlikle geçilen ortamdaki her bir sıcaklık ölçü noktaları için

$$W = \int_0^z \frac{1}{k} dz \quad (4.5)$$

ifadesi ile hesaplanır. Genel olarak, her bir ısısal iletkenlik değeri ölçü yapılan bir önceki ve sonraki noktanın tam orta noktasını ve kayacın ısısal iletkenlik değerinin tamamını temsil ettiği kabul edilir. n.inci aralığın içinde bulunan bir ısısal direnç noktası

$$W = \frac{Z - Z_{n-1,n}}{k_z} + \sum_{r=1}^{n-1} \frac{Z_{r,r+1} - Z_{r-1,r}}{k_r} \quad (4.6)$$

denklemleri ile verilmektedir. Bu ifade her bir sıcaklık ölçü noktasında ısısal direnç hesaplanabilir anlamını taşımaktadır.

Isı Akısı, ısı gradiyentinin ısısal dirence bölümüdür ve bu

$$q = \frac{T(z) - T(0)}{\sum_{z=0}^z \frac{\Delta z}{k}} \quad (4.7)$$

şeklinde verilmektedir. İfadede T_0 ve T_z , k ısısal iletkenliği ölçülmek için alınan kayaç örneğinin üst ve alt sınırındaki sıcaklık değerleri, Δz ise bu iki sınır arasındaki uzaklık farkı olarak verilmektedir. (4.7) ile verilen ifadenin anlamı; hesaplanan ısısal dirençlere karşı gelen her bir sıcaklık değeri grafiklenerek en küçük kareler yöntemi aracılığı ile geçirilen doğrunun eğiminden ısı akısı elde edilir şeklinde açıklanır.

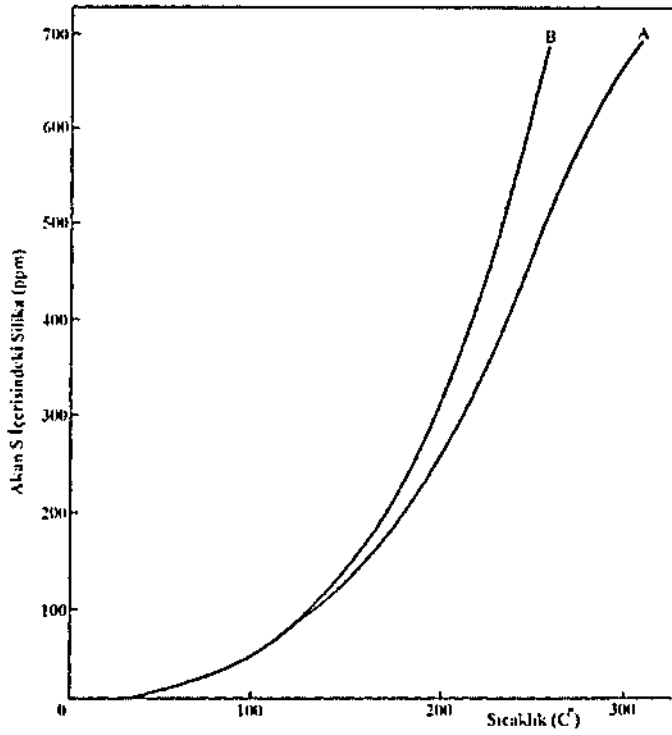
Klasik yöntem içinde ısı akısını hesaplamanın ikinci yolu, sondaj kuyusu içinde geçirilen her bir formasyona ait ısı gradiyenti değerlerinin en küçük kareler yöntemi aracılığı ile hesaplanması ve yine her bir formasyona ait ısısal iletkenlik katsayılarının ölçülmesine dayanır. Elde edilen her bir ısı gradiyenti ile her bir ısısal iletkenlik katsayısı çarpılarak ısı akısı değerleri hesaplanır ve bunların ortalaması alınarak sonuçta o kuyu için tek bir ısı akısı değeri elde edilir.

4.4.2. Silika Termometresi Yöntemi İle Isı Akısının Hesaplanması

Jeotermal alanlarda yeryüzüne çeşitli şekillerde ulaşan sıcak su kaynaklarının kimyasal ve radyoaktif içerikleri, hazne kaya ve kaynağın beslenmesi konusunda bilgileri de taşımaktadırlar. Jeotermal alanlardaki akışkanlar içerisindeki çeşitli maddelerin yoğunluğu ve bunların oranları hazne kaya sıcaklığı ile ilgilidir. Bu nedenle, bunlar yer sıcaklığını ölçen bir "Jeotermometre" olarak kullanılabilir. Bu jeotermometrelerden en önemli iki tanesi SiO_2 ve Na/K jeotermometresidir.

Swenberg ve Morgen (1979) silika sıcaklığı ile ısı akısı arasında bir ilişki olduğunu göstermiştir. Sıcak suların Na/K oranı hazne kaya sıcaklığı ile ilgili bilgi vermekle beraber, maden suları yeryüzüne doğru yükselirken bünyelerine geçtikleri ortamlardan sodyum ve potasyum gibi kimyasal maddeleri alabilirler. Bu nedenden dolayı, ısı akısının hesaplanmasında SiO_2 termometresi daha sağlıklı sonuçlar verebilmektedir.

Sıcak su kaynaklarında veya kuyulardaki silika içeriğinin sıcaklıkla nasıl bir ilişki içinde olduğu Şekil 4.10 da görülmektedir. Su örneği alınmadan önce soğumuş ise



Şekil 4.10. Kuarsın çözünürlüğünün sıcaklıkla değişim eğrileri. A eğrisi, doyuma ulaşmış buharla dengede olan suyun çözümlülüğünü, B eğrisi ise adyabatik soğuma üzerinden 100 °C ye kadar ve bir bar basınçla maksimum buhar kaybindan sonra geriye kalan sıvı içindeki silika miktarını göstermektedir (Fournier, 1977).

Şekil 4.10 da görülen B eğrisi kullanılmaktadır. Bu şekilde maksimum buhar kaybı düzeltilmiş olmaktadır. Eğer su taşıma sırasında soğumuş ise A eğrisi kullanılmaktadır.

Çeşitli saf silika minerallerinin 0 ile 250 °C ler arasındaki sıcaklıklarda bir litre su içindeki SiO_2 nin eriyebilirliği

Amorf silis için

$$t_{Co} = \frac{731}{4.52 - \log SiO_2} - 273.15 \quad (4.8)$$

β Kristobalit için

$$t_{Co} = \frac{781}{4.51 - \log SiO_2} - 273.15 \quad (4.9)$$

ve

α Kristobalit için

$$t_{Co} = \frac{1000}{4.78 - \log SiO_2} - 273.15 \quad (4.10)$$

bağıntıları ile elde edilmektedir.

Jeotermal alanlarda farklı durumlar için hazne kaya sıcaklığı
Kuvarsın adyabatik soğurması (-2 °C den 125-275 °C)

$$T_{SiO_2} = \frac{1533.5}{5.768 - \log SiO_2} - 273.15 \quad (4.11)$$

Kuvarsın kondüktif soğurması (-0.5 °C den 125-250 °C)

$$T_{SiO_2} = \frac{1315}{5.205 - \log SiO_2} - 273.15 \quad (4.12)$$

Kalsedon kondüktif soğurması

$$T_{SiO_2} = \frac{1915.1}{4.655 - \log SiO_2} - 273.15 \quad (4.13)$$

bağıntılarından hesaplanmaktadır. Bu ifadelerden görüldüğü gibi yüksek SiO_2 değeri hazne kaya sıcaklığının da yüksek olacağını göstermektedir.

4.5. Isı Akısı Ölçülerine Etki Eden Faktörler

Isı akısı ölçülerinin yanal yönde sıcaklık değişiminin olmadığı ve yerküre yüzeyinde engebesiz olduğu bir ortamda yapılması arzu edilir. Ancak, gerçekte bu şartları sağlamak olanaklı değildir. Yerkürenin iklim koşulları yanısıra nehirler, göller, dağlar, vadiler vb. ortamlar yeraltı sıcaklık değişimini üzerinde etkili olmaktadır. Bu nedenle, gerçek ısı akısı değerlerini elde etmek için ısı gradiyenti ve iletkenliğinin ölçüldüğü sondajın kuyu etkileri ile kuyu eğiminin, topoğrafyanın ve iklim değişimleri ile ilgili düzeltmelerin yapılması gerekir.

4.5.1. Sondaj Kuyusu Faktörü

Sondaj kuyusu içinde sondaj çamurunun sıcaklığı ile kuyudaki kayaçların sıcaklığı arasındaki sıcaklık farkı kuyu içinde yapılan ısı gradiyenti ölçüleri üzerinde etkili olmaktadır. Sondaj çamurunun sıcaklığı kuyudaki kayaçların sıcaklıklarını artırıcı veya azaltıcı rol oynamaktadır. Başlangıçta sondaj çamurunun sıcaklığı düşük olduğundan kuyunun dip kısımları soğur. Derin sondaj kuyularında çok derinlere giden sondaj çamuru, dipten yukarıya dönerken sürtünmeden ve kayaçların sıcaklıklarından etkilenecek şekilde ısınır ve kuyunun üst kısımlarını bu sıcaklık ile ısıtır. Kuyu içinde sıcaklık dengelenmesi ancak sondaj işleminin bitişi ile başlar. Sondaj çamurunun kuyu içinde oluşturduğu sıcaklık artımı, kuyu içinde yanal yönde de etkili olduğu için kuyu içinde sıcaklığın dengelenmesi için oldukça uzun zamanın geçmesi gerekir. Kuyu içi sıcaklığının dengelenmesi için geçmesi gereken zaman en az kuyunun delinme süresi kadar kabul edilmekle birlikte, sıcaklık ölçümleri için bu süre çok uzun olacağından, ölçüler genellikle 72 saat sonra alınmaktadır.

4.5.2. Kuyu Eğim Faktörü

Özellikle petrol araştırmaları amaçlı açılan kuyular derin sondaj kuyularıdır ve bu tür kuyularda düşey doğrultuyu korumak oldukça güçtür. Çeşitli nedenlerden dolayı (bunların başında sondaj borularının uzunluğu gelmektedir) derinlere

inildikçe sondaj kuyusunun düşey doğrultudan her 8 derece sapması kuyu içinde ısı gradiyentinde 1% lik hataya neden olmaktadır. Bu nedenle, ısı akısı ölçüsü yapılacak derin kuyularda eğim sürekli kontrol edilmeli ve gerektiği takdirde ısı gradiyentine eğim düzeltilmesi uygulanmalıdır. Sığ kuyular için eğim düzeltilmesine gerek görülmemektedir.

4.5.3. İklim Faktörü

Yerküre güneşten yayılan ısı enerjisinin etkisi altındadır. Bu ısı enerjisinin miktarı zamana, tekrarlama aralığına, bölgenin bulunduğu enleme, yüksekliğe ve yüzeyin eğimine bağlı olarak değişmektedir.

Yerküre üzerinde etkili olan ortalama güneş ışığı yoğunluğu

$$q_s = 1.05.10^6 \text{ cal.cm}^{-2}.\text{yıl}^{-1}$$

dir ve bu güneş sabiti olarak adlandırılmaktadır. Yerküre üzerine güneşten gelen enerjinin sadece 46% sı ulaşmaktadır. Geri kalan kısım ise yansıtılarak geri döner.

Bir yılda yeryüzeyine ulaşan güneş enerjisinin toplam miktarı

$$Q_s = 5.6.10^{23} \text{ cal.yıl}^{-1}$$

kadardır. Güneşten gelen ısı enerjisinin periyodik değişimleri (3.5) bölümünde de sözü edildiği gibi, gün ve yıl mertebesinde çok derinleri etkilememektedir.

Yerin paleoiklimsel sıcaklık değişimleri 20 °C civarında olmuş ve birkaç km derinliğe nüfus ederek sıcaklık ve dolayısı ile ısı gradiyenti üzerine etki etmiştir. Ancak, yer sıcaklığı gözönüne alındığında bu etki ihmal edilebilecek mertebede olmakla birlikte ısı akısı hesaplarında ısı gradiyenti üzerindeki etkileri dikkate alınmalıdır.

4.5.4. Topoğrafya Faktörü

Yeryüzü topoğrafyası ısı akısına karşı izolatör etkisi yapmaktadır. Isı vadilere doğru yönelerek buralarda yoğunlaşır. Bunun sonucu olarak, dağlık bölgelerde ısı akısı değerleri vadilerde ölçülen ısı akısı değerlerinden daha düşük olacaktır. Bundan başka, yüzeyin güneşe olan yönü, bitki örtüsü, sedimanter kayalar ve yeraltı su hareketlerinin bir araya gelmeleri ile ortaya çok karmaşık bir sistem çıkmakla birlikte ısı akısı hesaplamalarında topoğrafya etkisinin göz önüne alınması gerekir.

4.6. Horner Yöntemi ile Sıcaklık Düzeltmesi

Sıcaklığa uygulanan düzeltmeler bir kuyu içindeki sıcaklık dağılımının matematiksel modeline ve deneysel düzeltmelere dayanacak şekilde ikiye ayrılabilir.

Ençok kullanılan deneysel düzeltme Amerikan Petrol Mühendisliği Birliği tarafından önerilen yöntemdir. Birlik sözkonusu yöntemi Kuzey Amerika'da yapmış oldukları jeotermal araştırmalar sonucunda ortaya koymuştur. Bu yöntemin temeli 602 kuyuda yapılan ölçümlerde bulunan denge sıcaklıkları ile kuyu dibi sıcaklıkları arasındaki ilişkiye dayanmaktadır. Yöntemde, farklı iki bölgeden (Louisiana ve Batı Teksas) elde edilen veriler iki seviyeye ayrılmış ve sonra herbir kuyu dibi sıcaklığı (KDS) ile denge sıcaklığı arasındaki fark o derinlik için jeotermal gradiyent farkını türetmede kullanılmıştır (Kehle, 1972). Bu farklar en küçük kareler yöntemi kullanılarak üçüncü derece polinom ile ifade edilmiştir. Böylece, ortalama gradiyent düzeltmesinin derinliğin bir fonksiyonu olduğu görülmüştür. Elde edilen bu sonuç derinlikle çarpıldığı zaman sıcaklık düzeltmesinde derinliğin fonksiyonu olarak

$$\Delta T = az + bz^2 + cz^3 + dz^4 \quad (4.14)$$

şeklinde elde edilir. Bağlantıda ΔT düzeltmesinin birimi Celcius derecesi, z derinliği (km) ve a, b, c, d de katsayılar olarak verilmektedir. Bu katsayılar Tablo 2 de verilmektedir.

Tablo 2. Amerika Petrol Mühendisliği Birliği tarafından elde edilen katsayılar.

Bölge	a	b	c	d
Batı Teksas	$-1.169.10^{-3}$	$-4.689.10^{-7}$	$6.609.10^{-10}$	$-8.312.10^{-14}$
Louisiana	$4.926.10^{-3}$	$2.164.10^{-6}$	$-7.628.10^{-10}$	$4.950.10^{-14}$
Ortalama	$1.878.10^{-3}$	$8.476.10^{-7}$	$-5.091.10^{-11}$	$-1.681.10^{-14}$

Horner düzeltme yöntemi, bir kaynağın tabanındaki sıcaklık dağılımının matematiksel modeline dayanmaktadır. Horner tarafından 1951 yılında ortaya konulan bu yöntem rezervuar basıncını belirlemede kullanılmaktadır. Kullanılan bağıntı

$$T_{\infty} = KDS + A \cdot \ln \left(\frac{t + t_{sitk}}{t} \right) \quad (4.15)$$

şeklinde verilmektedir. Bağıntıda KDS:Kuyu dibi sıcaklığını, t_{sirk} :sirkülasyon zamanını, t :kuyu çamuru sirkülasyonu ile KDS arasındaki zamanı ve A: Horner çizgisinin eğimini göstermektedir.

Horner düzeltmesinin yapılabilmesi için aynı yer ve aynı derinlikte ölçülecek farklı t değerlerine karşı gelen kuyu dibi sıcaklıklarına gereksinime duyulur.

Horner yönteminin kullanılmasının iki sakıncası bulunmaktadır. Bunlardan birincisi kuyu dibi sıcaklıklarına uygulanmaması yanında t nin elde edilmesine karşın t_{sirk} in elde edilmesidir. İkincisi ise, elde edilen sıcaklık-zaman verilerinin çok sayıdaki kuyuya uygulanabilir olmayışıdır.

Sıcaklık-zaman serileri uygulanabilir olduğu zaman Horner yöntemini kullanmada karşılaşılan en büyük zorluk, sirkülasyon sürelerinin her zaman gerçekçi olmayışıdır. Pratikte birçok araştırmacı bu sorunu ortadan kaldırmak için standart sirkülasyon sürelerinden yararlanmışlardır. Genel olarak, standart sirkülasyon süresi 4 veya 5 saat alınmasına karşın, gerçek sirkülasyon süresinin 30-40 saate kadar çıktığı yerler görülmektedir.

4.7. Jeolojik Devirlerde Yer Isısı

Çok az miktarda radyoaktif element içeren bir kayaç yardımı ile yerin yaşını ve bir kemik kıymığından da bu kemiğin ait olduğu tarih öncesi devrin zamanını saptamak olanaklıdır. Böylece, elementlerin radyoaktif izotoplarına zamanı ölçen bir saat gözü ile bakmak olasıdır. Bu yöntem aynı zamanda eski denizlerdeki sıcaklığı veren bir termometredir. Yapılan ölçüler, yer ve insan tarihi yanı sıra jeolojik devirler konusunda da bilgilerimizin daha derinleşmesini ve varsa hataların düzeltilmesini sağlamaktadır.

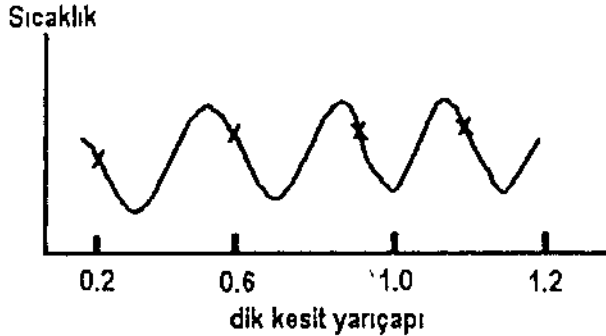
Urey, paleoisi ile ilgili çalışmalarına 1946 yılında izotoplarla çalışarak başlamıştır. Urey'e göre, kaynayan bir bardak suda, buharlaşmadan dolayı bulunan O_{16} , O_{17} ve O_{18} oksijen izotopu aynı miktarda olmamaktadır. Buhar, öncelikle en hafif olan O_{16} izotopunu diğerlerine oranla daha fazla götürmektedir. Reaksiyon devam ettikçe, yani su buharlaşmaya devam ettikçe bardak içindeki su, ağır izotoplar bakımından daha zengin olacaktır. Urey bu sonucu doğa'ya uyguladığı zaman okyanus suyunun taze suya oranla ağır izotoplar bakımından daha zengin olduğu sonucuna varmıştır. Eğer deniz suyundaki ve taze sudaki farklı oksijen izotoplarının oranı farklı ise, bu sularda çökelen ve oksijen içeren maddelerinde bu farkı göstermesi gerekir.

Karbonat yığılımlarının (kireçtaşı, mercen veya suda yaşayan hayvanların iskeletleri) izotop analizi ile bunların taze sularda veya denizde meydana geldiği gösterilebilir. Yine Urey'in yaptığı araştırmalar, karbonatlarda oksijen izotoplarındaki oranın kısmen karbonatın çökeldiği zamandaki suyun sıcaklığına da bağlı olduğunu göstermiştir. Böylece, jeolojik bir termometre

bulunmuştur. Ancak, izotropik ısı ölçülerinin yapılması 1940'lı yılların sonlarında zor idi. Çünkü, su sıcaklığındaki 1 derecelik bir fark karbonattaki O_{18}/O_{16} oranında $2 \cdot 10^{-4}$ lük bir fark doğurmaktadır. Oysa, 1947 lerde kütle spektrometresi ancak $2 \cdot 10^{-3}$ lük bir farkı ölçebilmekteydi.

Daha sonraki yıllarda, yaşadığı ortamın ılık ve sıg bir deniz olduğu bilinen ve yaklaşık 150 milyon yıl önce yaşamış olan sigara şeklindeki Belemnit fosilinin ısısı ölçülmüştür. Bir Belemnit'in eksenine dik kesitinde büyüme halkalarını (ağaçlardaki gibi) görmek olanaklıdır. Fakat ölçü anına kadar her halkanın kaç mevsime veya yıla karşı geldiği bilinemiyordu. Her halkanın dıştan içe doğru analizi sonunda, her halkanın bir mevsimlik değişimi gösterdiği saptanmıştır. Şekil 4.11 de yapılmış olan ölçülerin sonucu görülmektedir. Şekile göre, Belemnit yaz mevsiminde doğmuş hemen hemen 4 yıl yaşamış ve ilkbaharda ölmüştür. Böylelikle, 1956 yılından itibaren jeolojik termometre kullanılmaya başlanmıştır.

İlk zamanlarda bütün okyanuslarda O_{18}/O_{16} oranının sabir bir değerde olduğu sanıldığı halde, bu yargı daha sonraları değişmiştir. Örneğin ekvatordaki sularda O_{18} miktarı kuzey kutup sularından 0.2% daha zengindir. Bu farklılaşmaya buharlaşmalar ve okyanuslara dökülen nehirler neden olabilmektedir. Bu gibi değişimler, doğal olarak paleoisının saptanmasında hatalara neden olabilmektedir. Bu hataların en aza indirilmesi için sadece açık okyanuslarda yaşamış hayvan fosilleri incelenmektedir.



Şekil 4.11. 150 milyon yıl önce yaşamış olan Belemnit fosilinin yarıçap boyunca alınan kesitinden ölçülen sıcaklık profili.

Son 65 milyon yıllık zamanda yani Senozoik veya memeliler devrind  paleoisının incelenmesi için foraminiferler kullanılmıştır. Ölen foraminiferlerin okyanus dibinde oluşturdukları tabakadan yararlanılmıştır. 2.5 cm lik bir foraminifer tabakasının yaklaşık1000 yılda oluştuğu ve bazı bölgelerde bu kalınlığın yüzlerce metre olduğu bilinmektedir. Bu amaç için Atlantik ve Pasifik okyanuslarında 300 den fazla ve boyları 1.5 m den büyük karotlar alınmıştır. İlk önce okyanus altı sıcaklığı incelenmiş ve bu sıcaklığın kısa süreli değişmelerin etkisi altında kalmayacağı görülmüştür. Ayrıca, okyanus altı ölçülerin kutup bölgelerine gittikçe kutup iklimine özgü sıcaklık değerlerinin bulunduğu ortaya çıkmıştır. Pasifik okyanusunda 250 metre derinlikten alınan karotlar üzerinde yapılan ölçüler 32 milyon yıl önce sıcaklığın okyanus altında 11  C olduğunu, 22 milyon yıl önce de 7  C ye düştüğünü ve 1 milyon yıl önce ise hemen hemen bugünkü sıcaklığa eriştiğini göstermiştir. Bu üç sıcaklığında donma sıcaklığının üstünde olması dikkat çekicidir. Son 0.5 milyon yıllık s redeki sıcaklık ise bugünkü sıcaklığın etrafında salınım lar yapmıştır. Bu sürede, sıcaklığın düşüşü ile buzul devrinin başladığı, sıcaklığın y kseliş  ile buzulların erimeye yüz tuttuğu ve tekrar bir buzul devrinin başladığı ifade edilmektedir. 0.5 milyon yıl içinde okyanus altı sıcaklığının saptanması ile buzul devirlerinde yerin iklimindeki değişimler ortaya çıkarılmıştır. Yer iklimindeki değişimlerin incelenmesi durumunda, derin okyanus dibi ölçüleri yerine yüzeye yakın ölçüler daha yararlı olacağından birkaç 30 m derinlikteki fosiller incelenmiştir. Bu amaca yönelik olarak Atlantik okyanusundan, Karaib'lerden ve Akdeniz'den karotlar alınmıştır. Binlerce mil aralıklarla alınmış karotlardan elde edilen ve salınım yapan sıcaklık eğrilerinin birbirleri ile çakıştığı görülmüştür. Bu sonuçlara göre, son buzul devrinin 18 000 yıl önce olduğu saptanmıştır. Jeolojik yöntemler ilk buzul devrinin 500 000 yıl önce gerçekleşmiş olduğunu ortaya koymasına karşın, paleoisı yöntemi ile bunun 300 000 yıl önce başladığı kesin olarak saptanmıştır. Elde edilen bu sonuçlar, buzul devirlerine neden olan olayların ne olduğu sorusunu akla getirmektedir. Bu olayları yerin hareketindeki değişim, volkan p şk rmelerinden ileri gelen toz bulutlarının atmosferi bir yorgan gibi örtmeleri ve dağların oluşumu vb. gibi nedenlere bağlamak olanaklıdır.

Paleoisıdan elde edilen sonuçlar fizikçi olan Milankovitch'in kuramını desteklemektedir. Bu kurama göre, yerin kendi eksenini etrafında dönmesinde ve y r nėsinde meydana gelen değişimlerden dolayı güneşten gelen ısı miktarı değişmektedir. Böylece, Milankovitch tarafından yapılan hesaplara göre, soğuk yaz mevsimi 40 000 yıllık aralıklarla olmaktadır. Aynı periyot okyanus karotlarının incelenmesi sonucunda da elde edilmiştir. Açıklanması gereken asıl konu, buzul devrinin neden son 0.5 milyon yıl içinde olduğudur. Eğer Milankovitch'in kuramı doğru ise bundan 10 000 yıl sonra yer küresi yeni bir buzul devrine sahne olacaktır.

Farklı jeolojik devirlere ait elde edilmiş olan paleoisi sonuçları Tablo 3 de verilmiştir. Devoniyen'de yaşamış olan Brokiopod fosili üzerinde yapılan ölçüler bu devirde batı Avusturalya'da sıcaklığın 33.8-50 °C arasında olduğunu göstermiştir. Fakat bu sonucun bir miktar hatalı olabileceği ileri sürülmektedir. Bu nedenle, bu devre ait sıcaklık değeri tabloda verilmemiştir.

Tablo 3. Jeolojik devirlere ait sıcaklık değerleri.

Karbonifer ≈ 350 my	Alt Karbonifer	27 °C
Permien ≈ 270 my		17
	Sorkmorian (buzul)	7.7
	Artinskian	21
Jura ≈ 180 my		25
	Alt Jura	26.5
	Orta jura	26.5
	Üst Jura	23
Kretase ≈ 130 my		18
	Üst Kretase	24
Tersiyer ≈ 70 my	Paleosen	10
	Eosen	13
	Oligosen	17
	Miyosen	15
	Pliosen	10

Jeolojik devirler için saptanan sıcaklıkların bugünkü sıcaklıklardan hemen hemen hiç farklı olmadığı tablodan açıkça görülmektedir.

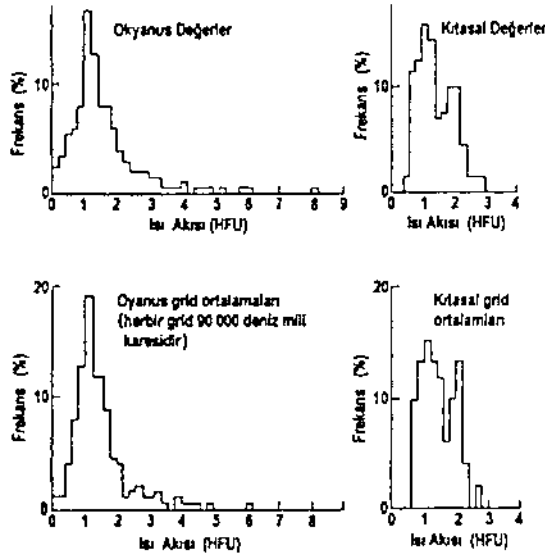
4.8. Yerin Isısına Toplu Bakış

Yerin ısı akısı konusu ilk olarak 1868-1883 yılları arasında İngiltere'de ele alınmış ve 1935-1939 zaman aralığı da ikinci çalışma dönemi olmuştur.

Yapılan ısı akısı ölçüleri bir dünya haritası üzerine işaretlendiği zaman ölçü noktalarının yerküre üzerinde homojen bir dağılım göstermediği açıkça görülebilir. Bu şekilde hazırlanan haritalara bakıldığında, okyanuslardaki ölçülerin karalardakine oranla daha fazla olduğu dikkati çeken bir başka olgudur. Diğer göze çarpan bir olay ise kuzey yarımkürede 55° enleminden daha büyük enlemlerde azda olsa bazı ölçümler olduğu halde, güney yarımkürede 55° enleminin üstünde kalan sahalarda sadece iki ölçünün var olduğudur.

Yerin ortalama ısı akısı değeri olarak hesaplanan 62.67 mW/m^2 (1.5 ± 0.15 HFU) miktarı yapılan diğer ölçülere karşın 1963 yılından beri değişmemiştir. Verilen bu değer anlamı, iletkenlikten dolayı, yerin içinden yayılan ısı miktarının yüzeyde $2.4 \cdot 10^{20}$ kal/yıl veya 10^{28} erg/yıl olduğudur. Bir başka deyişle, her yıl yerküresi bu kadar ısı kaybetmektedir. Bir kıyaslama yapabilmek amacı ile, yerkürenin volkanik aktiviteden dolayı kaybettiği ısı miktarının yukarıda sözünü ettiğimiz değerden 400 kez daha küçük olduğunu söylemek yeterlidir.

Kıtalar ve okyanuslardaki ısı akılarının karşılaştırılması için en iyi yöntem, yeryüzünü eşit alanlara bölmek ve bu bölgeler için ortalama ısı akısı hesaplandıktan sonra kara ve denizlerdeki değerleri karşılaştırmaktır. Bu yöntem, tek tek ölçülen değerlerin karşılaştırılmasından daha iyi sonuç vermektedir. Bu amaç için 5x5 derecelik enlem ve boylam bölgeleri alınarak ortalama ısı akısı değerleri hesaplanmıştır. Karalar için ortalama ısı akısı değeri 58.91 mW/m^2 (1.41 ± 0.52 HFU) olarak bulunmuştur. Burada 0.52 değeri ortalamanın standart sapmasıdır. Karalar için bulunan ortalamanın standart hatası ise ± 0.07 dir. Okyanus bölgeleri için ortalama ısı akısı 59.33 mW/m^2 (1.42 ± 0.78 HFU) hesaplanmıştır. Bunun standart hatası ise ± 0.04 olarak bulunmuştur. Bu iki ortalama arasındaki fark ilk bakışta önemli görülmemektedir. Ancak, kıtalardaki ısı akısı değerlerini Pleistosen yaşlı buzulların 8.36 mW/m^2 (0.2 HFU) kadar etkilediği gözönüne alındığında, kıtalardaki ısı akısı ortalamasının okyanuslardaki ısı akısına oranla 10-15% daha fazla olduğu sonucu ortaya çıkar. Ortalama değerler birbirine oldukça yakın olduğu halde, karalarda ve okyanuslarda ölçülen değerlerin dağılımları birbirinden oldukça farklıdır. Kıtalardaki değerlerin histogramdaki dağılımı, Şekil 4.12 den görüldüğü gibi, kısa ve şekilsiz iken okyanuslardaki değerlerin dağılımı asimetrik, dar bir sivri uç ve uzun bir kuyruk şeklinde görülmektedir.



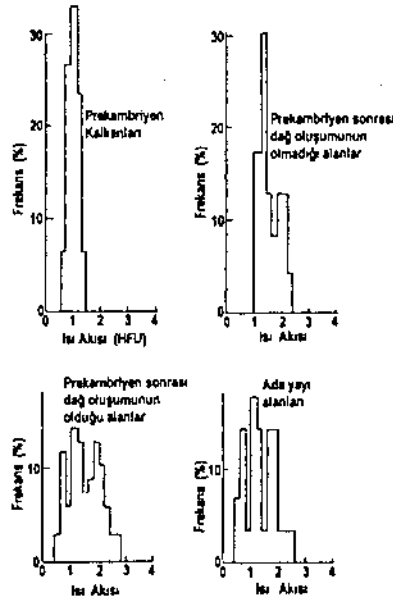
Şekil 4.12. Üstteki histogramlar okyanus ve kıtalar üzerinde ölçülen ısı akısı dağılımlarını alttaki histogramlar ise yine okyanus ve karalarda 90.000 deniz mili karelik bölgelerin ortalamalarından elde edilen ısı akısı değerlerini göstermektedir (Bott, 1982).

4.8.1. Isı Akısının Bölgesel Değişimleri

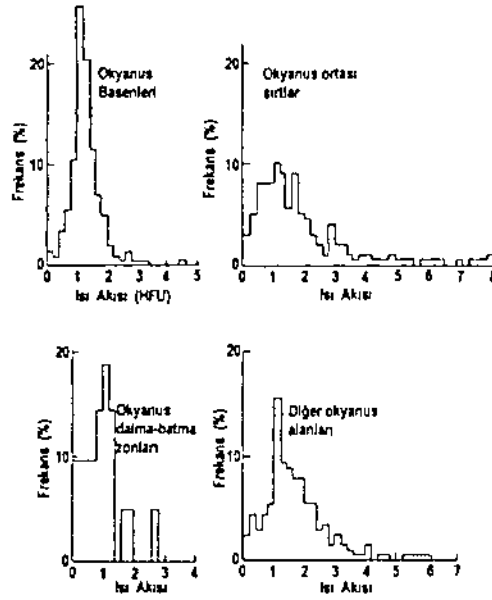
Isı akısının bölgesel değişimlerinden söz etmeden önce kara ve okyanuslarda farklı ortamlarda yapılmış olan ısı akısı değerlerini gösteren Tablo 4'ü vermek yararlı olacaktır.

Tablodan da görüldüğü gibi, kara ve okyanuslardaki ısı akısı değerleri ile jeolojik olaylar arasında büyük bir ilişki bulunmaktadır. Şekil 4.13 ve Tablo 4 de verildiği gibi, Prekambriyen kalkanlarındaki ısı akısı değişimi çok azdır. Dağ oluşumuna uğramış bölgelerde ve 3. jeolojik zamanın volkanik bölgelerindeki ısı akısı değerleri ortalamadan büyüktür ve değerlerin dağılım aralıkları Kambriyen öncesi kalkanlarına ve sonrası dağ oluşumunun olmadığı bölgelerinkine oranla daha geniştir. Ayrıca, yapılan ölçülerden daha genç dağ kuşaklarında ısı akısının daha yüksek olmaya meyilli olduğu izlenmektedir. Bunların yanı sıra, birkaç bölgedeki değişimlerin o bölgenin jeolojik karakterine

uymadığı da görülmektedir. Bunlardan biri güney-orta Sibirya'daki Baykal gölü rift sistemidir. Sibirya platformunun ısı akısı 41.78 mW/m^2 (1.0 HFU) olduğu halde, rift sistemindeki ısı akısı değeri $50.14\text{-}142.05 \text{ mW/m}^2$ ($1.2\text{-}3.4 \text{ HFU}$) değerleri arasındadır.



Şekil 4.13. Farklı kıtasal bölgeler için ısı akısı değerlerinin histogramları (Bott, 1982).



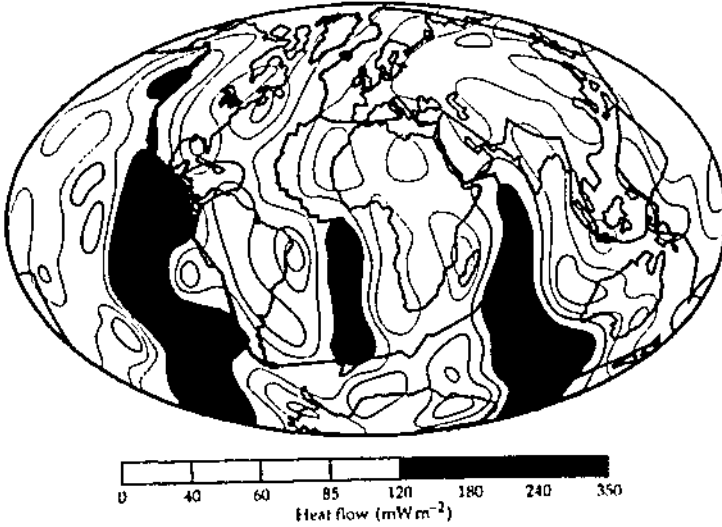
Şekil 4.14. Farklı okyanus bölgeleri için ısı akısı değerlerinin histogramları (Bott, 1982).

Tablo 4. Kara ve okyanuslarda alınmış olan ısı akısı ölçüleri.
N yapılan ölçü sayısını göstermektedir.

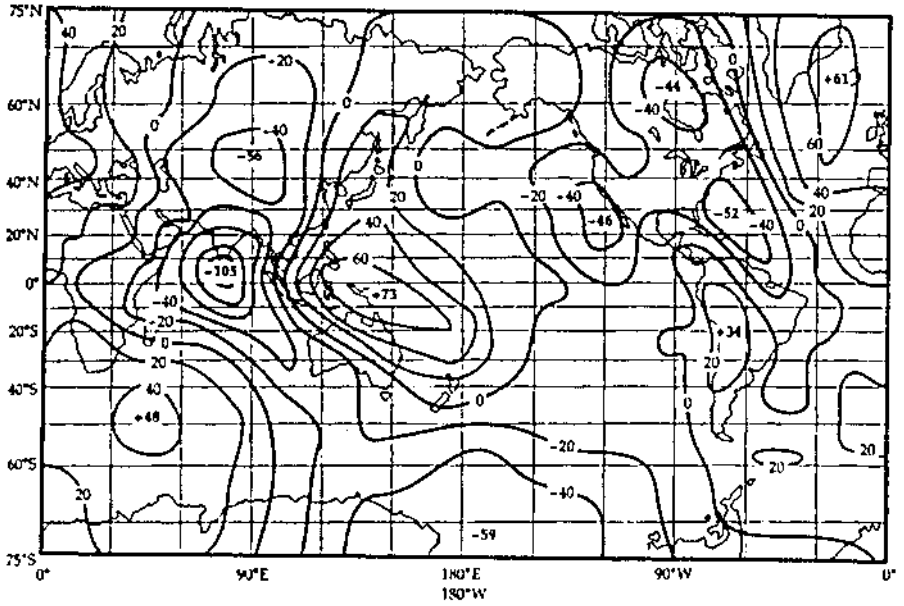
KİTALAR	N	$q(mW/m^2)$	standar sapma	hata
Prekambriyn kalkanları	26	37.60	0.17	0.03
Kambriyen sonrası (dağ oluşumunun olmadığı dönem)	23	66.43	0.38	0.08
Palezoik (dağ oluşumu)	21	51.39	0.40	0.09
Mezozoik-Tersiyer (dağ oluşumu)	19	80.22	0.49	0.11
Tersiyer (volkanik bölgeler)	11	90.24	0.46	0.14
OKYANUSLAR				
Okyanus havzaları	273	53.48	0.53	0.03
Okyanus sırtları	338	76.04	1.56	0.09
Okyanus çukurları	21	41.36	0.61	0.13
Diğer okyanus bölgeleri	281	71.44	1.05	0.06

Okyanuslarda ise durum Tablo 4 ve Şekil 4.14 den görüleceği gibi, okyanus sırtlarında yüksek ortalama ısı akısı değeri görülmektedir. Yerel olarak büyük bir değişim bazen 334.24 mW/m^2 (8.0 HFU) değerine kadar ölçülebilen tam tersine olarak sırtların iki tarafında ortalamadan küçük değerlerin varlığı dikkati çekmektedir. Bağlı olarak, okyanus havzalarında alçak ve düzgün ısı akısı, okyanus çukurlarında ise ortalama değerin en küçük olanları ölçülmüştür. Bu durum bir okyanustan diğer bir okyanusa büyük değişim göstermemektedir.

Isı akısının yer yüzeyi üzerindeki dağılımının daha iyi gözlenebilmesi ve değerlendirilebilmesi için Chapman ve Pollack 1980 yılında, bu zamana kadar birikmiş olan tüm ısı akısı verilerine küresel harmonik analiz uygulamışlar ve 12. terime kadar açılım yapmışlardır. Yerküreye ait elde edilen ısı akısı eşdeğer eğrilerinin haritası Şekil 4.15 de görülmektedir. Şekil incelendiğinde, en yüksek ısı akısı değerlerinin okyanus ortası sırtlar üzerinde olduğu görülmektedir. Karalar üzerinde ise daha düşük değerler görülmektedir



Şekil 4.15. Dünya ısı akısı verilerine küresel harmonik analizin uygulanması ve 12. terime kadar yapılan açılımla elde edilen ısı akısı haritası (Lowrie, 1997).



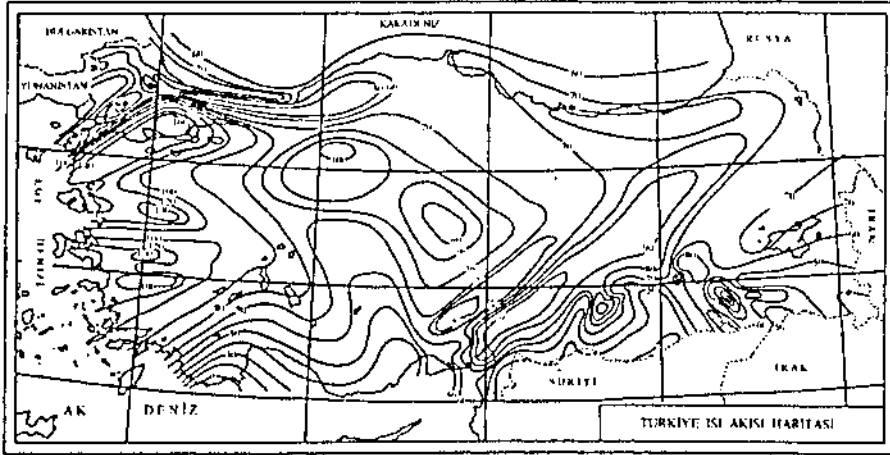
Şekil 4.16. Dünya jeoid haritası (Lowrie, 1997).

Yerin ısı akısı haritası (Şekil 4.15) ile jeoid haritasını (Şekil 4.16) karşılaştırmak oldukça ilginçtir. Jeoid yüzeyinin alçalması ısısal genişlemenin bir sonucudur. Isısal genişleme sonucunda yoğunluk değeri azalacağından bu bölgelerde negatif bir gravite anomalisi meydana gelebilecektir. Isı akısının yüksek olduğu birkaç bölgede gravitenin düşük değerler verdiğine dair ölçümler bulunmaktadır.

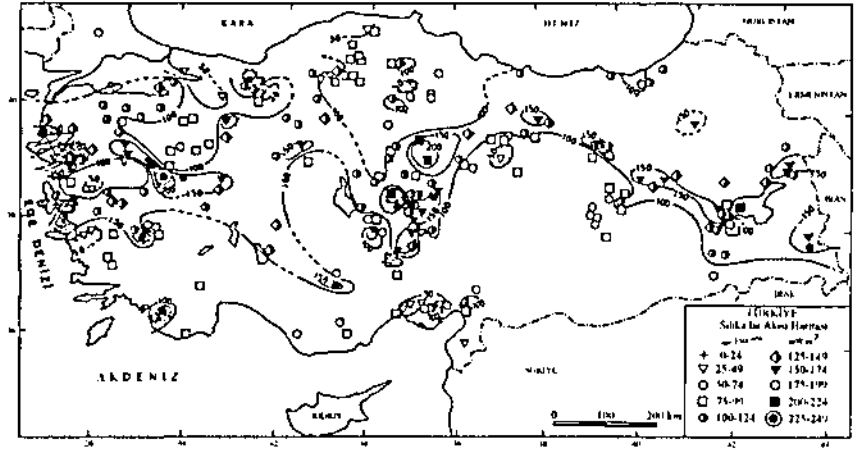
4.8.2. Türkiye’de ve Civarında Yapılan Isı Akısı Ölçüleri

Kabuk ve manto yapısının incelenebilmesi için jeotermal sahalardan uzak noktalarda yapılan ısı gradyenti ve ısısal iletkenlik ölçülerine gereksinime duyulur. Maden Tetkik Arama Enstitüsü (MTA) yakın zamana kadar sadece jeotermal bölgelerde doğal sıcak su kaynaklarını bulmak için ısı veya ısı gradyenti ölçüleri yapmıştır. Türkiye’de ısı akısı dağılımını ancak petrol kuyularında yapılan ölçülerden elde etme olanağı olabilmektedir. Fakat bu kuyularda da sadece ısı gradyenti ölçülmüş olduğundan, bu verilerden gerçek bir ısı akısı dağılımı elde etmek olanaklı olamamaktadır.

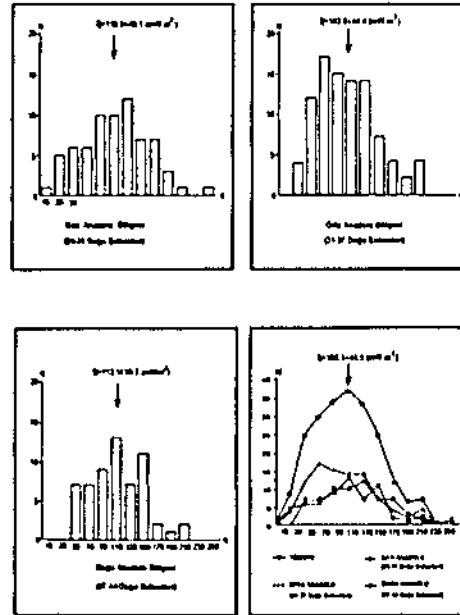
Ülkemizde ısı akısı konusunda ilk çalışma Tezcan tarafından 1979 yılında o güne kadar yapılmış olan tüm ısı gradiyenti değerleri gözönüne alınarak yapılmıştır. Daha sonra Tezcan ve Turgay 1989 yılında kuyu dibi ve ortalama atmosfer sıcaklığından yararlanarak hesapladıkları ısı gradiyenti ve sediman kayalar için ısısal iletkenlik değerini ortalama olarak 0.05 kal/cm.san. $^{\circ}$ C olarak Türkiye'nin ilk ısı akısı haritasını elde etmişlerdir (Şekil 4.17). Daha sonraları, 1990 yılında İlkışık, ilk olarak Batı Anadolu'nun maden sularının gerek daha önce ve gerekse kendi kontrolunda yapılmış olan kimyasal analizlerinin sonuçlarından yararlanarak SiO₂ termometresi aracılığı ile bölgenin ısı akısı haritasını elde etmiştir. Aynı yöntemi kullanarak daha sonraları Orta ve Doğu Anadolu bölgeleri için de ısı akısı haritasını oluşturmuştur. Tüm Türkiye için SiO₂ termometresi kullanılarak elde edilen ısı akısı haritası Şekil 4.18 de görülmektedir. Ancak, kaynak sularının ülke yüzeyindeki dağılımları düzgün olmadığı için bu harita bazı hataları içermektedir.



Şekil 4.17. Türkiye ısı akısı haritası (Tezcan ve Turgay, 1989).



Şekil 4.18. Silika termometresi kullanılarak elde edilen Türkiye ısı akısı haritası (İlkışık, 1995).



Şekil 4.19. Silika verilerine dayanılarak elde edilen ısı akısının bölgelere göre histogramları (İlkışık, 1992).

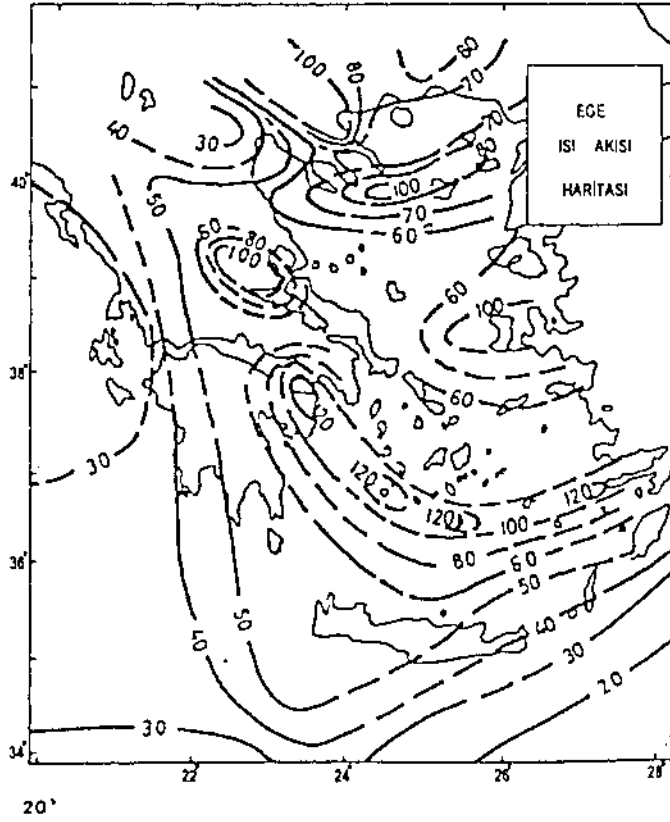
İlkışık'ın silika verilerine dayanarak elde etmiş olduğu ısı akısının bölgelere göre histogramları Şekil 4.19 da verilmiştir. Bölgelere göre ortalama ısı akısı değerleri Batı Anadolu için 110.72 mW/m^2 (2.65 HFU), Orta Anadolu için 102.78 mW/m^2 (2.46 HFU) ve Doğu Anadolu içinde 112.81 mW/m^2 (2.7 HFU) olarak hesaplanmıştır. Şekil 4.17 ve 4.18 da verilen ısı akısı haritaları Türkiye'nin tektonik haritası ile karşılaştırıldığında yüksek ısı akısı gözlenen bölgelerin volkanik alanlar ile çakıştığı yanı sıra, büyük tektonik hatlar ile de uyumlu olduğu görülebilir.

Türkiye'yi çevreleyen denizlerde ısı akısı çalışmaları yabancı araştırmacılar tarafından detaylı olarak yapılmıştır.

Karadeniz'de ısı akısı ölçüleri denizde, Kırım Yarımadasında ve Kafkas'larda yapılmıştır. Kafkasların Alp orojenez bölgesine ait olması nedeni ile buradaki ortalama ısı akısı 83.56 mW/m^2 (2 HFU) civarında bulunmuştur. Karadeniz'deki ısı akısı ölçmelerinin ortalaması ise 35.93 mW/m^2 (0.86 ± 0.29 HFU) dur. Bu değer yer kürenin ortalama ısı akısı değerinin çok altındadır. Karadeniz'in bir iç deniz olması nedeni ile sedimantasyon hızı büyük olmaktadır. Yapılan ölçmelere göre, bazı yerlerde sediman kalınlığının 15 km ye vardığı ifade edilmektedir. Bu durumda, yer içinden gelen ısı akısının büyük bir kısmı bu sedimanların ısıtılmasında harcandığından ölçülen ısı akısı değerleri düşük bulunmaktadır. Bunun için ölçmelere bir düzeltmenin yapılması gerektiği ve bu düzeltme miktarının da 83.56 mW/m^2 (2 HFU) kadar olacağı araştırmacılar tarafından ileri sürülmektedir. Bu duruma göre, Karadeniz gerçekte yüksek ısı akısına sahip bir bölge olmaktadır.

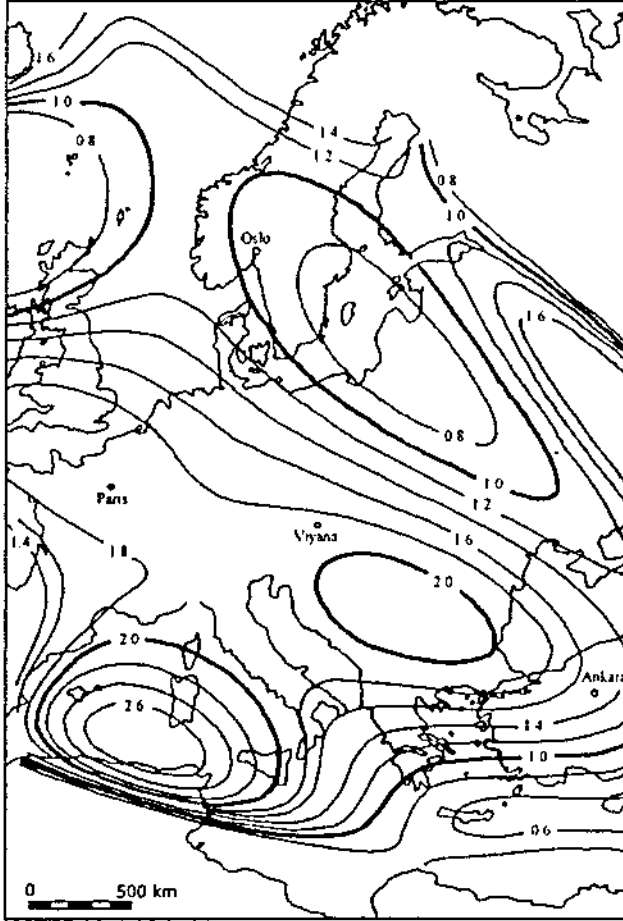
Doğu Akdeniz'de yapılan ısı akısı ölçüleri sonunda 30.92 mW/m^2 (0.74 ± 0.30 HFU) değeri elde edilmiştir ki bu değer de denizler için elde edilen ortalama ısı akısı değerinin altında bulunmaktadır. Batı Akdeniz'de (İtalya, Sicilya, Korsika) 118.24 mW/m^2 (2.83 ± 1.07 HFU) gibi oldukça yüksek ısı akısı hesaplanmıştır. Tüm Akdeniz'in ortalama ısı akısı değeri ise 97.35 mW/m^2 (2.33 ± 1.01 HFU) olarak bulunmuştur.

Ege denizinde yapılan ölçüler sonucunda ortalama ısı akısı 74.37 mW/m^2 (1.78 ± 0.53 HFU) değeri elde edilmiştir. Bu yüksek değer, Ege denizinin tektonik etkinlik bakımından Karadeniz ve Doğu Akdeniz'den farklı olduğunu ortaya koymaktadır. Şekil 4.20 de Ege denizinin ısı akısı haritası görülmektedir.



Şekil 4.20. Ege denizi ısı akısı haritası (Fytikas, 1980).

Şekil 4.21 de Türkiye'yi de içine alan Avrupa'nın genel ısı akısı haritası görülmektedir.



Şekil 4.21 Avrupa'ya ait ısı akısı haritası.

4.8.3 ısı Akısı Alanı ve Anomalileri

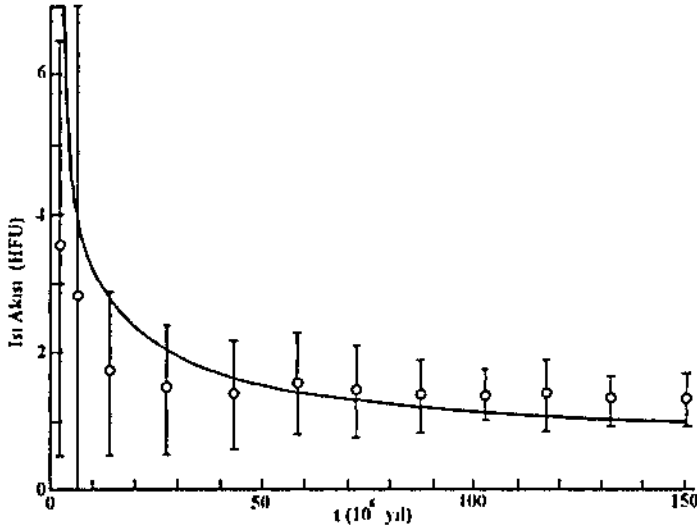
Yeryüzünde ısı akısı değerleri ile başlıca jeolojik bölgeler arasında çok açık bir bağ bulunmaktadır. Bu ilişkileri şu şekilde sıralamak olanaklıdır.

- Alçak ısı akısı değerlerinin bulunduğu bölgeler daha öncede sözü edildiği gibi, Prekambriyen kalkanlarının bulunduğu bölgelerdir. Örneğin Baltık kalkanında ısı akısı değeri 35.93 mW/m^2 (0.86 HFU), Hindistan kalkanında ise 38.44 mW/m^2 (0.92 HFU) dur.

- b) Doğu Avrupa ve Sibirya'daki Prekambriyen platformlarında ısı akısı değerleri oldukça düzgündür ve 41.78 ile 45.96 mW/m² (1.0 ile 1.1 HFU) civarındadır.
- c) Alp dağlarında 91.91 mW/m² (2.2 HFU), Karpatlarda 112.81 mW/m² (2.7 HFU) ve Kafkaslarda 83.56 mW/m² (2.0 HFU) değerleri ile ısı akısı oldukça yüksektir. Ayrıca, Baykal gölünün içinde bulunduğu rift bölgesi 129.52 mW/m² (3.1 HFU) değeri ile bir anomali bölgesidir.
- d) Yeraltı suyunun ısı akısına olan etkisi, orta İngiltere'de jeotermal sahalarda ısı gradiyentinin değişimi ile saptanmıştır. Son jeolojik devirde, hidrotermal aktivitenin görüldüğü yerlerde ve Senozoik volkan bölgelerinde ısı akısı anomalileri görülmektedir. Örneğin İtalya'da, Larderello'da 250.68-504.92 mW/m² (6.0 ile 14 HFU) arasında ısı akısı değerleri ölçülmüştür.
- e) Doğu Avrupa platformunda ve orta Avrupa'daki daha yüksek ısı akısı değerlerinin nedeni Alp dağ oluşumu ile ilgili olmaktadır. Bu gibi anomalilerin nedeni, gerçekte ısısal alandaki bölgesel heterojenlikten kaynaklanmaktadır.
- f) Baykal gölü bölgesinde olduğu gibi, ısı akısına topoğrafyanın etkisi vardır. Bu bölgede yapılan mağnetotellürik araştırmalar sonunda bölgede mantonun yersel ısınmasının varolduğu sonucuna varılmıştır.

Şimdiye kadar yapılan araştırmalar, ısı akısı dağılımı ile yer kabuğu kalınlığı arasında açık bir ilişki vermemiştir. Isı akısı ile yer kabuğunun, özellikle, düşey hareketleri arasında bir korelasyon yapmak için yapılan çalışmalar ısı akısının şiddetli olduğu bölgelerde yer kabuğunun o bölgede yukarı doğru çıktığını göstermiştir.

Yerin ısısal tarihi yer kabuğunun bağıl olarak eski ve duraylı olan bölgelerinde ısı akısı değerlerinin zamanla azaldığını göstermiştir. Oysa daha genç bölgelerde ısı akısı değerleri artmaktadır. Yapılan istatistikler, ısı akısı ile tektonik hareketlerin yaşları arasında bir uygunluğun bulunduğunu göstermiştir (Şekil 4.22).

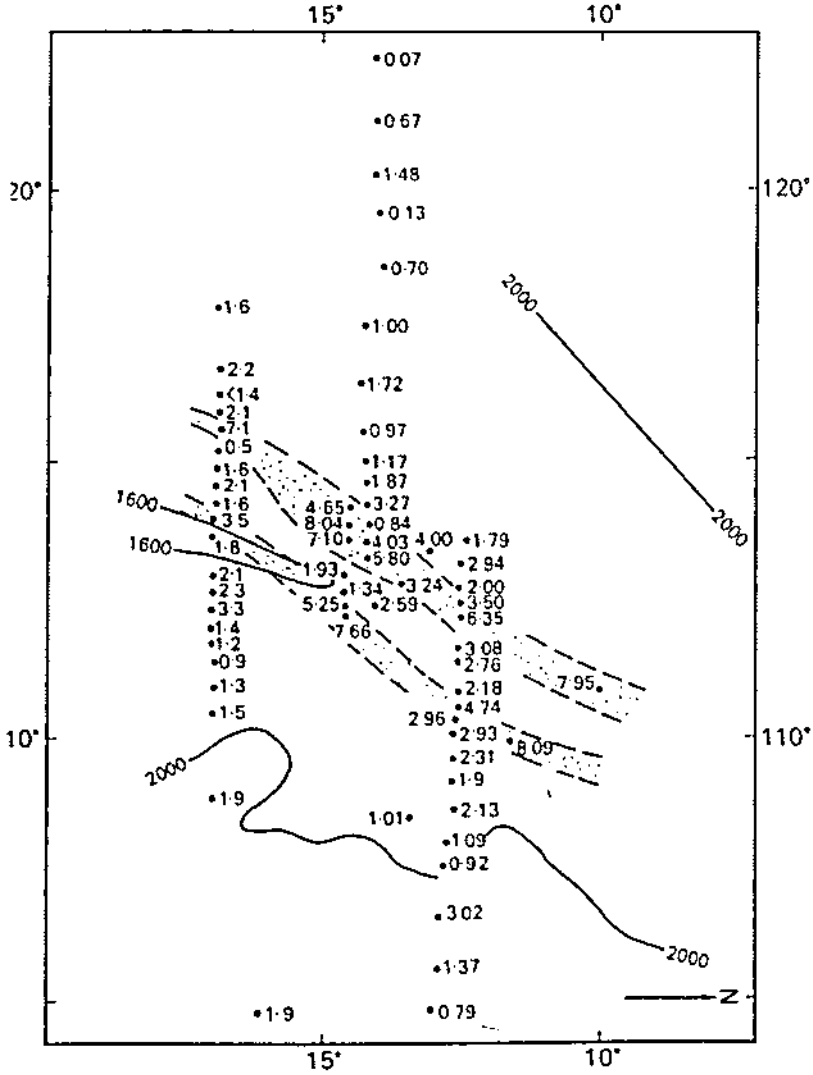


Şekil 4.22. Okyanus ortası sırt üzerinde ölçülen ortalama ısı akısı değerlerinin zamanın fonksiyonu olarak değişimi. Düşey çizgiler standart sapmaları göstermektedir (Sclater ve diğ., 1980).

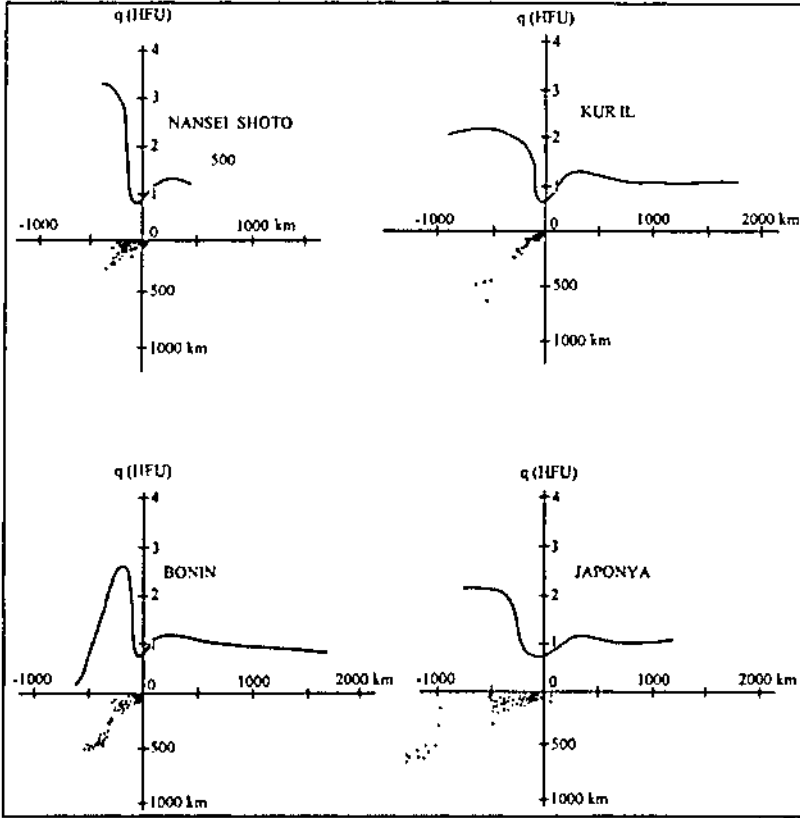
Doğu Pasifik, Orta Atlantik ve Orta Hind okyanuslarında ısı akısı değerlerinin belirli bir bant içinde görülmesi bazı yerlerde ise görülmemesi, okyanus ortası sırtları dik kesen profiller boyunca yapılan ısı akısı ölçülerinin (Şekil 4.23), sırtın tepe noktasına yakın yerlerde oldukça büyük değişim göstermesi ve ısı akısı değerlerinin çok kısa mesafelerde çok büyük farklılıklar göstermesi yere ve zamana bağlı konveksiyon akımlarının var olduğunu göstermektedir. Okyanus ortası sırt bölgelerinde saptanan çok dar ve çok değişken yüksek ısı akısı değişimi gösteren bantlar (Şekil 4.23) konveksiyon akımlarının bu bölgelerde çok sık olduğu sonucunu doğurmaktadır.

Okyanus dalma-batma zonlarında ısı akısı değerlerinin yerküre için hesaplanan ısı akısı değerinden daha düşük ısı akısı değerlerine sahip olduğu yapılan ölçülerden belirlenmiştir. Şekil 4.24 de dört farklı dalma-batma zonu üzerinde yapılan ısı akısı ölçü değerlerinin değişimi görülmektedir. Şekillerde noktalar ile gösterilen dağılımlar dalma-batma zonunu göstermektedir. Şekiller

incelendiğinde, dalma-batma zonuna kadar hemen hemen normal dağılıma sahip olan ısı akısı değerleri bu zon üzerinde düşüş göstermekte ve daha sonra ortalamanın üzerine çıkmaktadır. Bu yüksek ısı akısı değerleri dalan levhanın ergimesi ile açığa çıkan ısıdan kaynaklanmaktadır.



Şekil 4.23. Doğu Pasifik yükseltisine dik doğrultuda ölçülmüş olan ısı akısı değerleri (Bott, 1982).



Şekil 4.24. Farklı dalma-batma zonlarına dik doğrultuda alınan ısı akısı değerlerinin değişim profilleri (Sanver,1977).

Yeryüzü üzerindeki ısı akısının bölgesel değişimlerinin nedenini birkaç faktöre bağlamak olanaklıdır. Bu nedenlerin başında, Uranyum, Toryum ve Potasyum gibi radyoaktif elementlerin varlığı ve bunların yayınladığı ısı gelmektedir. İkinci neden, farklı jeolojik devirlerde üst mantoya enjekte edilmiş olan sıcak materyellerdir. Bunlardan başka diğer nedenler olarak, ısısal

iletkenliğin kabuk içinde farklılığı, yersel kütle transferi gibi olaylar sıralanabilir.

Isı akısı ölçülerinin oldukça pahalı olmasından dolayı, model çalışmalar yardımı ile eldeki ısı akısı değerleri kullanılarak, ölçü noktaları arasındaki noktalarda da ısı akısı değerleri hesaplanabilir. Böyle bir modelin temelini, o güne kadar yapılmış jeolojik ve jeofizik çalışmalar oluşturmaktadır. Bunun için sismik veri olarak gecikme zamanları ve dalga hızları, elektriksel iletkenliğin üst manto içindeki yanal değişiminin bilinmesi yararlı olmaktadır. Çünkü, elektriksel iletkenliğin ısı ile çok hassas olarak değiştiği bilinmektedir. Ayrıca, kabuk için yapılan sismik kırılma verileri ısı akısı değerlerinin hesaplanması için oldukça yararlı olmaktadır.

5. BÖLÜM

5. YER İÇİ HAKKINDA ELDE EDİLEN BİLGİLER

Yerkürenin günümüzdeki sıcaklığı ile ilgili özellikleri geçmişteki ısısal rejimin bir sonucudur. Güneş sisteminin oluşumunu açıklamak için bir takım modeller ortaya konmuştur. Günümüzde bu modeller içinde bir tanesi gezegenlerin gaz-toz bulutundan oluştuğunu kabul ederki astrofizikte bu tür modeller 'soğuk kökenli' olarak nitelendirilmektedir. Diğer bir model ise günümüzde önemini kaybetmiş olan bir modeldirki buda 'sıcak kökenli' olarak adlandırılmaktadır.

'Soğuk kökenli' modelde, yerkürenin partikül bulutlarının birleşmesinden soğuk bir kütle olarak meydana geldiği, daha sonra radyoaktif elementlerden yayınlanan ısınn etkisi ile eridiği, ve radyoaktif elementler azaldıkça ve yerkürenin yaşı ilerledikçe tekrar katılaştığı ileri sürülmektedir.

Yerkürenin böyle bir erimiş, yani sıvı durumundan geçtiği varsayılırsa, ağır materyellerin yerin merkezine doğru çöktüğü de açıklanabilir. Böylece, yer yüzeyindeki ağır materyellerin, yoğunluğu az olan materyelin içine battığı düşünülmüştür. Bu olay düzenli olmayan konveksiyon akımlarını oluşturacağı gibi, ısının yeryüzeyine devamlı olarak taşınmasında sağlayacaktır. Dönüşümlü bir adyabatik basınç artımı (dp) için ısıdaki artma

$$dT = \frac{T\alpha}{\rho C_p} dp \quad (5.1)$$

bağıntısından elde edilebilir. Hidrostatik dengenin olduğu varsayılırsa, basıncın derinlikle değişimi

$$dp = g \cdot \rho \cdot dz \quad (5.2)$$

olarak verilir. (5.1) ve (5.2) bağıntılarından adyabatik ısı gradiyenti

$$\frac{dT}{dz} = \frac{g \cdot \alpha \cdot T}{C_p} \quad (5.3)$$

bağıntısından bulunur. Gravite ivmesi (g) 981 cm/san², ısısal genişlemenin hacim katsayısı (α) 2.10⁻⁵/°C, sıcaklık (T) 1400 °C ve sabit basınçtaki özgül ısı (C_p) de 0.2 kal/gr.°C değerleri alındığında, söz konusu gradiyent değeri 0.3 °C/km olarak bulunur. Bu ısı gradiyenti yerküresi sıvı durumunda olduğu zaman

süresince vardır. Eğer ısı gradyenti bu değerdan büyük olmuş olsaydı konveksiyon akımlarının şiddeti artmış olacaktı ve ısıyı adyabatik olarak tekrar dağıtacaktı. Eğer ısı gradyenti, bulunan değerdan az olsaydı konveksiyon akımları yer içinde viskoziteden dolayı sönümlenecek ve yeryüzüne yakın ortamda soğuma çabuklaşacak ve gradyent tekrar artacaktı. Bu koşullardan dolayıdırki 0.3 °C/km olarak hesaplanan ısı gradyentine 'adyabatik ısı gradyenti' denmiştir.

Bir materyelin erime noktası, materyele etki eden basınca ve bulunduğıu derinliğe bağlıdır. Arı maddelerin erime sıcaklığın (veya faz dönüşümü sıcaklığının) basınçla değişimini hesaplamak için Clausius-Clapeyron denklemi kullanılmaktadır. Bu denklem

$$\frac{dT_m}{dp} = \frac{T_m}{L} \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (5.4)$$

şeklinde verilmektedir. Burada T_m :erime sıcaklığı, L :erimenin gizli ısısı, ρ_1 ve ρ_2 de materyelin sıvı ve katı durumdaki yoğunlukları olarak verilmektedir. (5.2) ve (5.4) bağıntılarından

$$\frac{dT_m}{dz} = \frac{gT_m}{L} \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \quad (5.5)$$

elde edilir. Silikatlı kayalar için T_m :1300 °C, L :100 kal/gr ve ρ_1/ρ_2 :0.9 alınarak yaklaşık 3 °C/km lik bir gradyent hesaplanmıştır. (5.3) ve (5.5) denklemleri için yapılan sayısal tahminlerin yaklaşık değerlere sahip olduğu unutulmamalıdır. Bu hesaplar, hem erime noktasının hem de adyabatik sıcaklığın derinlikle arttığını, fakat erime noktasının adyabatik ısı grandiyentine oranla daha çabuk arttığını göstermiştir.

Yukarıda elde edilen bilgilerden sonra, mantonun ilk anda karışık ve değişmez materyelden oluştuğunu kabul edelim. Böylece, manto içinde ısıyı oluşturan radyoaktivite olmayacak ve (5.3) ve (5.5) bağıntıları ile verilen gradyentler sabit değerlerde olacaktı. Böyle bir varsayımın doğru olmayacağı Manto-Çekirdek sınırında yani 2900 km derinlikte erime noktasının 10 000 °C bulunmasından anlaşılabilir.

5.1.Yer İçindeki Isı Kaynakları

Radyoaktivite keşfedilmeden önce, yerküresinin sıcak durumdan başlayarak soğuduğına inanılmaktaydı. Bu nedenden dolayı Kelvin yerin hemen hemen 80 milyon yıldan daha yaşlı olamayacağı sonucunu çıkarmıştır. Radyoaktivitenin

bulunmasından sonra radyoaktif materyellerin yerküresi içinde ısı yayınlayan bir kaynak olabileceği düşünülmeye başlanmıştır. Daha önce sözü edildiği gibi, günümüzde geçerli olan görüş yerküresinin ilk halinin soğuk olduğudur. Bunun doğru olduğu kabul edilirse, yer içindeki ısı kaynaklarının bugün ölçülen ısı akısını ve yer içindeki yüksek sıcaklığı açıklaması beklenir. Şimdi kaybolan ısıнын bağıl büyüklüğü ile sıcaklığın yükselmesi için gerekli olan ısıнын büyüklüğünü karşılaştıralım: Ölçülebilen yıllık ısı kaybı hemen hemen $2.4 \cdot 10^{20}$ kaloridir. Böylece her yıl aynı ısı kaybının geçmişte de var olduğunu düşünecek olursak, şimdiye kadar yerin kaybettiği toplam ısı miktarı $1.1 \cdot 10^{30}$ kalori olarak bulunur. Sabit basınç altındaki ortalama özgül ısı $0.3 \text{ kal/gr.}^\circ\text{C}$ ve yerin kütlesi $5.977 \cdot 10^{27}$ gr alınırsa, ortalama sıcaklığın 3000°C olması için gerekli ısı miktarı $5.4 \cdot 10^{30}$ kaloridir. Böyle gerekli olan bu yüksek iç sıcaklığı açıklamak için yer içinde ısı yayınlayan önemli dercede ve şimdiki ısı akısını doğurandan daha büyük bir kaynak bulmak gereklidir ki bu, yer içindeki radyoaktif izotoplardır.

5.1.1. Radyoaktif İzotoplar

Yer içinde bulunan radyoaktif izotopları kısa ve uzun ömürlü olmak üzere iki kısımda incelemek gerekir.

5.1.1.1. Kısa Ömürlü Radyoaktif İzotoplar

Bu izotopların ilkel güneş sistemine 5-15 milyon yıllık bir devrede varolanları Al^{26} , Cl^{36} ve Fe^{60} dır. Aliminyum izotopunun yarılanma ömrü 0.73 milyon yıldır ve 10 milyon yıllık bir devrede bunların önemli bir ısı kaynağı olarak işlev yaptığı, diğer izotopların yarılanma ömürlerinin daha kısa (0.3 milyon yıl) olduğu ve 4 milyon yıl içersinde ısı kaynağı olma özelliklerini kaybettiği bilinmektedir. Böylece, ilk 20 milyon yıl içinde yerküresinin yüksek olan iç ısısının başlıca nedeni olarak kısa ömürlü radyoaktif izotoplar gösterilebilir. Fakat, yerküresinin ilk 100 milyon yıllık devresinde bu izotopların etkisi 10% a düştüğü hesaplanmıştır.

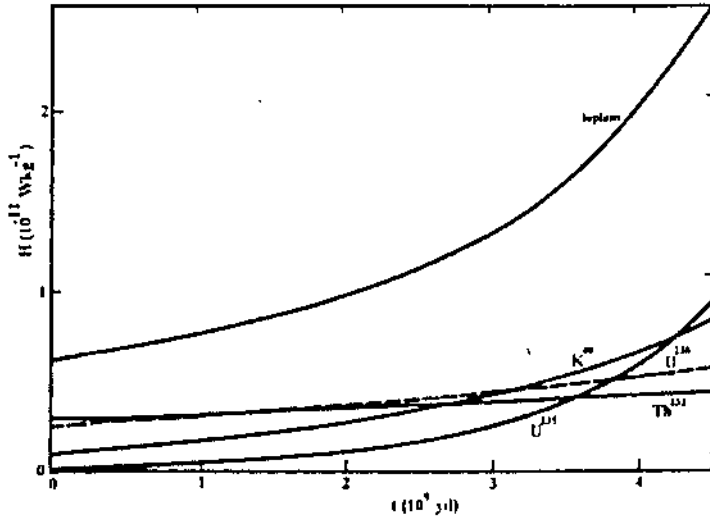
5.1.1.2. Uzun Ömürlü Radyoaktif İzotoplar

Bilindiği gibi, bir radyoaktif izotop bozuldukça, moleküllerde tutulmuş olan enerjinin bir kısmı kayba uğramaktadır. Bu olay, gama ışınlarının enerjisini

sağlar ve alfa ile beta partiküllerine kinetik enerji kazandırır. Bu enerji ısı şekline dönüşerek izotop civarındaki kayaçları ısıtır.

Yer içindeki ısı kaynağına önemli katkıda bulunan belli başlı radyoaktif izotop olarak U^{238} , U^{235} , Th^{232} ve K^{40} sayılabilir. Bunlar yerin yaşına oranla yarı ömürlü yada yarı yaşamışlardır ve bundan dolayı, hala yeter miktarda yer ısını besleyecek kadar boldurlar. Bugün, U^{235} izotopu bütün varolan uranyumun 0.71% ini ve K^{40} ise varolan potasyumun 0.0118% ini oluşturmaktadır.

Sözü edilen bu dört izotopun oluşturduğu ısı miktarları deneysel olarak hesaplanmıştır. Bu izotopların bir gramının bir yılda açığa çıkardığı ısı miktarı U^{238} için 0.71, U^{235} için 4.3, Th^{232} için 0.20 ve K^{40} için 0.21 kaloridir. Bu izotoplardan açığa çıkan radyoaktif ısı miktarı, geçmişte şüphesiz daha fazla idi ve bu miktar, yerin meydana gelişinden beri azalmaktadır. Örneğin, U^{238} izotopunun yerdeki miktarı 1 milyar yıl önce bugünkünün 1.17, 2 milyar yıl önce 1.36, 3 milyar yıl önce 1.59 ve 4 milyar yıl önce 1.85 ve 4.5 milyar yıl önce ise 2 katı idi. Diğerleri için bu oran daha da fazladır. Örneğin, U^{235} izotopunun miktarı 4.5 milyar yıl önce bugünkünün 80 katı kadardır (Şekil 5.1).



Şekil 5.1. U^{238} , U^{235} , Th^{232} ve K^{40} radyoaktif izotoplarının oluşturduğu ısı miktarlarının zaman içinde azalması.

Bu sayılardan anlaşılacağı üzere, geçmişe doğru radyoaktif izotop miktarlarının miktarı eksponansiyel bir artış göstermektedir. Verilen bu değerlerden, izotopların herbirinin 1 yılda 1 gramının açığa çıkardığı ısı miktarı kolaylıkla hesaplanabilmektedir. Daha ileri giderek, başlıca kayaçların 1 gramının 1 yılda

açığa çıkardıkları ısı miktarları da hesaplanmıştır. Örneğin, volkanik kayalar için günümüzdeki ısı miktarı 340.10^{-8} kal/gr.yıl, peridotit için $0.91.10^{-8}$ kal/gr.yıl ve dunit için 0.19 kal/gr.yıl değerleri bulunmuştur.

5.1.2.Yerin Meydana Gelişinde Oluşan Isı Kaynakları

Radyoaktivitenin dışında, yerin meydana gelişi sırasında yeriçi ısını yükselten başka nedenlerde vardır. Bunlardan bir tanesi yerin büyümesi sırasında, gezegen cisimlerinin çarpışmasından ileri gelen kinetik enerjidir. Küçük gezegen parçalarının 1 gramının yeryüzüne çarpmasından ileri gelen kinetik enerjinin 9000 kalori olduğu ileri sürülmektedir. Oysa bu miktar günümüz yerküresinin iç ısından daha fazlasını oluşturabilir. Ancak, bu ısının hemen hemen hepsi uzaya yayıldığından yer içinin derinlerdeki ısını etkilemez. Bununla beraber, bu tesadüfi enerjinin küçük bir kısmı, sismik dalgaları oluşturan elastik dalga enerjisine dönüşebilir ve bu yer içine ısı olarak dağılabilir. Eğer böyle bir olgu olmuş idiyse örneğin, bu enerjinin 0.1% yer içine dağılmış olsaydı, bundan dolayı yeriçi sıcaklığı ancak 300 °C kadar yükselmiş olabilecekti.

Yerin iç ısının yükselmesinde daha önemli bir etken adyabatik kompresyondur. Başka bir deyişle, yerin oluşumu sırasında zamanla artan iç basıncıdır. Yerin merkezinde, meydana gelişinden sonraki basınç olasılıkla 3000 kbar olarak kabul edilirse, adyabatik ısı yükselişi yerin merkezinde 900 °C olarak hesaplanır. Bu ısı yerin dışına doğru azalacaktır.

Yer içi ısının yükselmesinde önemli rol oynayan bir diğer neden, yerin dönme enerjisinin bir kısmının yer içine ısı olarak yayılmasıdır. Bu olay ay'ın ve daha az önemli ve etkili olan güneşin oluşturduğu gel-git olayından kaynaklanmaktadır. Yerkürenin oluşumundan sonra kendi eksenini etrafındaki dönme periyodunun çok küçük , belki 2-4 saat civarında olduğu ileri sürülmektedir. Periyodun büyümesi ile kaybolan enerjinin bir kısmı okyanuslardaki, özellikle sığ denizlerdeki gel-git olaylarına harcanmıştır. Harcanan enerjinin bir kısmı ise, yerkürenin içine dağılmıştır. Çok küçük olan dönme periyoduna sahip olan yerkürenin, periyodunun 24 saate çıkması için gerekli enerji kaybının $1.5.10^6$ erg olduğu hesaplanmıştır. Bu miktardaki enerji tüm yerküresi için 600 kal/gr lık bir ısıya bağlanabilir. Eğer yerin gel-git olayı ile bütün bu ısı yerin içine yayılmış olsaydı yer içi ısı 2000 °C civarında olurdu. Diğer taraftan bu enerjinin 90% kadarı sığ denizlerdeki gel-git olayına harcanmış olsaydı, yer içi ısındaki yükselme 200 °C olabilirdi. Bu konudaki en büyük belirsizlik, bu enerji kaybının ne kadarlık kısmının okyanusdaki, ne kadarlık kısmının da karalardaki gel-git olayından olduğunun bilinmemesinden kaynaklanmaktadır.

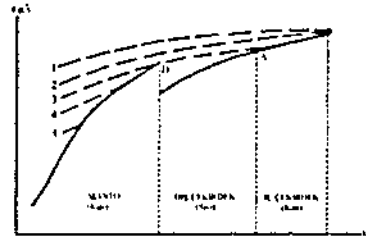
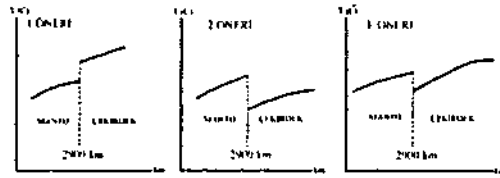
Yer içi ısısının artmasına çekirdeğin oluşumunda etkisi bulunmaktadır. Genel olarak, yerin oluşumu sırasında varolan materyellerin karışık olması dolayısı ile şimdiki orana daha homojen olduğu söylenebilir. Zamanla kabuk, manto ve çekirdek bölgeleri oluşmuştur. Bu bölgelerin meydana gelişinin başlıca nedeni, gravite enerjisidir. Bu enerjiden dolayı daha yoğun elementler yerin merkezinde toplanmıştır. Küçük fakat önemli diğer bir enerjide mantonun üst kısmının kabuklaşması ile ilgilidir. Ayrıca, çekirdeğin oluşumu sırasında açığa çıkan enerjinin bir kısmı elastik gerilim enerjisine dönmüştür. Çünkü, daha yoğun materyelin yerin merkezine doğru birikmesi, yer içindeki graviteyi arttıracak ve böylece basınç artacağından daha büyük bir kompresyon meydana gelecektir. Geriye kalan gravite enerjisinin bir kısmı da sürtünme ve viskoz akıdan dolayı ısı olarak yer içine dağılmıştır. Yapılan hesaplamalara göre, yerin ilk durumundan başlayarak, gravite ve gerilim enerjilerinden doğan tüm yeriçi ortalama ısı miktarı 500 kal/gr civarındadır. Bu miktarın 6% sı demir-nikel fazını eritmede, diğer kalanı ise yerin ortalama ısısını 1500 °C ye kadar yükseltmede kullanılmıştır.

5.2.Yerin İç Çekirdeği

Yapılan araştırmaların tümü, yer çekirdeğinin bir kısmının sıvı, mantonun ise katı olduğunu göstermiştir. Bu nedenle, ortaya konulan her kuram bu durumu içermelidir. Ayrıca, 5000 km den sonraki çekirdek kısmının (iç çekirdek) katı olduğu da saptanmıştır. Bu derinlikte boyuna dalgaların hızlarındaki artışın iç çekirdeğin katı, fakat bileşiminin dış çekirdek ile aynı olduğunu ortaya koyan bir veri olarak değerlendirilmiştir. Ayrıca, iç çekirdeğin kristalen demir, sıvı olan dış çekirdeğin ise daha hafif elementlerden oluştuğu da ileri sürülmektedir. Yerkürenin derinliklerinde katı olan manto ve iç çekirdek arasında sıvı olan dış çekirdeğin nasıl oluştuğu konusuna Jacobs açıklık kazandırmıştır.

Jacobs, manto-dış çekirdek sınırında ve dış çekirdek-iç çekirdek sınırlarında süresiz değişim göstermeyen yeriçi sıcaklığının yerin merkezine doğru arttığını kabul etmiştir. Ancak, silikat bileşiminde olan manto ile kristalen demirden oluşan dış çekirdek arasındaki sınırdaki ergime noktaları eğrisinin süresiz bir değişim gösterdiğini kabul etmiştir. Matematik olarak bu süresizlik Şekil 5.2 de gösterilen üç durumdan biri olabilir. İlk durumda, çekirdekteki erime noktaları daima mantodakinden daha büyüktür. Yukarıdaki paragrafta da belirtildiği gibi, sıcaklığın derinlikle sürekli arttığı kabul edildiğinden, mantoya ait ergime noktaları eğrisinin altından ve çekirdeğe ait ergime noktaları eğrisinin üstünden geçen ısı eğrisi çizilemeyeceğinden bu çözüm geçersiz kabul edilmektedir. İkinci durumda, çekirdekteki erime noktalarının değerleri asla mantodaki erime noktaları değerlerinden ve manto-çekirdek sınırındaki noktalardan büyük değildir. Ergimiş olan yerküre soğumaya başladığında

katılaşma, önce mantonun tabanından başlayacaktır. Zamanla tabandan itibaren hızla katılaşan manto daha derindeki sıvı çekirdeğin soğuyarak katılaşmasını önleyecek olduğundan yerküre yalnız sıvı çekirdeğe sahip olacaktır. Böyle bir yeriçi modelinin geçersiz olduğu bugün çok kesin olarak bilinmektedir. Üçüncü durumda çekirdeğin bir kısmındaki erime noktası değerleri mantodaki erime noktası değerlerini aşmaktadır. Bu durum Şekil 5.2 de altta ayrı olarak verilmektedir. Yerkürenin erimiş durumdan başlayarak soğuduğu düşünülürse ısı gradiyenti oldukça adyabatik olacaktır. Söz konusu şekilde 1 den 5 e kadar numaralanmış olan kesikli çizgiler adyabatik sıcaklık eğrilerini göstermektedir. 1 numaralı adyabatik sıcaklık eğrisinin geçerli olduğu anda yeriçi tamamen sıvı fazında olmalıdır. Zamanla yerküre bir miktar soğuyup yeriçi sıcaklığı 2 numaralı eğri ile temsil edilecek duruma geldiği anda çekirdeğin merkezini oluşturan maddeler katılaşmış olacaklardır. Yeriçi sıcaklığı 3 numaralı eğri ile temsil edilebilir hale geldiğinde adyabatik sıcaklık eğrisinin ergime noktası eğrisini A ve B noktalarında kestiğini görürüz. Şekle göre, A noktasının sağında kalan iç çekirdek bölgesindeki derinliklerde kütle artık katıdır. B noktasına karşı gelen derinliklerde ise manto katılaşmaya başlamıştır. Böylece, silikatlardan oluşan katı manto ile katı iç çekirdek arasında sıvı dış çekirdek adeta kapanlanmış olarak kalmaktadır.



Şekil 5.2. Manto, dış ve iç çekirdeğin nasıl oluştuğuna açıklık kazandırmak için Jacobs tarafından ortaya konan modeller (Sanver,1977).

5.3. Erime Noktası Gradiyenti ve Manto

Boyuna ve enine dalgaların ölçülen α ve β hızlarından manto içinde, farklı derinliklerdeki erime noktasının, 100 km derinlikteki erime noktasına oranı hesaplanmıştır. Bunun için manto sürekli bir elastik ortam olarak alınmış ve katı içindeki moleküler büyüklükteki süreksiz yapılarda hesaba katılmıştır. Yalnız titreşim frekanslarının (ν) bir üst sınırdan (ν_{max}) birdenbire durduğu varsayılır. Böylece, üst sınırdaki titreşim frekans bağıntısı

$$\nu_{max} = \left(\frac{g \cdot \rho \cdot N_0 \cdot n}{4\pi M} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{1}{\alpha^3} + \frac{2}{\beta^3} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (5.6)$$

şeklinde verilir. Burada ρ yoğunluk, N_0 :Avogadro sayısı, M :molekül ağırlığı ve n :moleküldeki atom sayısı olarak verilmektedir.

Manto materyelinin ortalama atomik ağırlığı M/n oranına eşit, tek atomlu katı olduğu varsayılmıştır. Örneğin, olivin için ortalama atomik ağırlık 20 dir.

Bunun yanında kayaçların çoğunluğunun silikat olarak şekillendiği ve bunların ortalama ağırlıklarının 20 değerinden pek farklı olmadığı belirlenmiştir.

Kompresyonun (X), moleküller arasındaki ortalama uzaklık ile doğru, moleküller üzerine etki eden ve birim yer değiştirmeye karşı gelen kuvvetle de ters orantılı olduğu kabul edilerek, moleküller kristaller için karakteristik frekans

$$\nu = C_1 V_m^{\frac{1}{6}} \left(X.M \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5.7)$$

bağıntısı ile verilmiştir. Bağıntıda, V_m :bir molekülün hacmi ve C_1 sabittir.

Bir kristal yeter derecede ısıtıldığı zaman, kristal kafesinin salınım genliklerinin çok büyümesi ile komşu moleküller arasında çarpışmaların yer aldığı ve böylece erimenin gerçekleştiği ileri sürülmüştür. Ayrıca, katının moleküllerinin basit bir kübik kafes şeklinde olduğu ve bunların erime noktalarının (τ), $h\nu_{\max}/k$ ile tanımlanan (h :Planck sabiti, k :Boltzman sabiti) karakteristik ısıdan büyük olduğu, böylece salınım enerjisinin $3k\tau$ değeri ile verilebileceği kabul edilmiştir. Bu durumun manto için varolduğu kesinleşmiş ve karakteristik frekans ifadesi manto için

$$\nu = C_2 M^{-\frac{1}{2}} V_m^{-\frac{1}{3}} \tau \quad (5.8)$$

olarak elde edilmiştir. Burada, C_2 :bir molekülün geometrisine ait bir fonksiyondur ve sabit kabul edilmiştir. (5.7) ve (5.8) bağıntılarından ν frekansı yok edilerek, d derinliğindeki erime noktasının, 100 km derinliğindeki erime

$$\frac{\tau_d}{\tau_{100}} = \frac{(X\rho)_{100}}{(X\rho)_d} \quad (5.9)$$

noktasına oranı

ifadesinden veya (31) ve (33) bağıntılarından

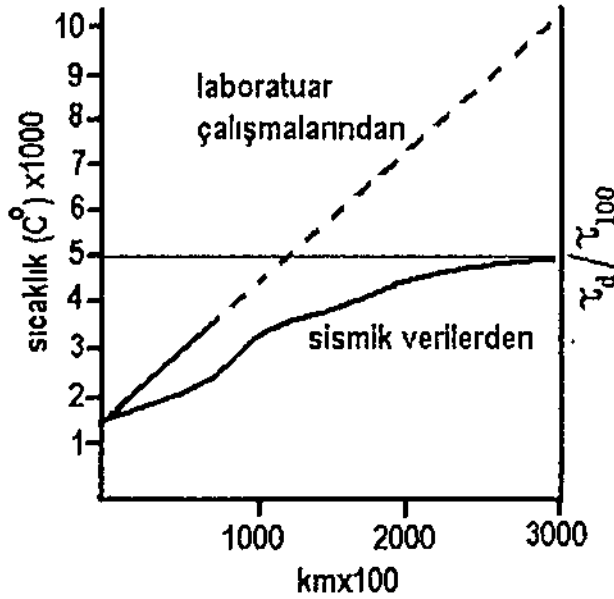
$$\frac{\tau_d}{\tau_{100}} = \left[\frac{(\beta^3 + 2\alpha^3)_{100}}{(\beta^3 + 2\alpha^3)_d} \right]^{\frac{2}{3}} \left[\frac{(\alpha\beta)_d}{(\alpha\beta)_{100}} \right]^2 \quad (5.10)$$

olarak bulunmuştur. (5.9) ve (5.10) bağıntılarından hesaplanan τ_d/τ_{100} oranları Tablo 5 de verilmiştir.

Şekil 5.3 de elde edilen bu sonuçlar görüntülenmiştir. Şekilde ayrıca laboratuarda elde edilen sonuçlarda gösterilmiştir. Tablo 5 ve Şekil 5.3 den görüldüğü gibi, erime noktası gradiyenti derinlikle azalmaktadır. Eğer manto yalnız olivinden meydana gelmiş olsaydı $\tau_{100}=1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ olması gerekirdi, böylece τ_{2900} için yani manto-çekirdek sınırındaki erime noktası için yaklaşık $5000\text{ }^{\circ}\text{C}$ bulunurdu.

Tablo 5. Farklı derinlikler (km) için τ_d/τ_{100} oranları.

Derinlik	34 no'lu bağıntı	35 no'lu bağıntı	ortalama
100	1.00	1.00	1.00
200	1.08	1.07	1.08
300	1.18	1.14	1.16
500	1.51	1.42	1.47
800	1.95	1.90	1.93
1000	2.10	2.04	2.07
1400	2.34	2.22	2.28
2200	2.86	2.50	2.68
2900	3.13	2.71	2.92



Şekil 5.3. Laboratuvar çalışmalarından ve sismik verilerden elde edilen yeriçi sıcaklık değişimi.

5.4. Adyabatik Isı Gradiyenti, Isısal Genişlemenin Hacim Katsayısı ve Sabit Basıncıdaki Özgül ısı ve Sabit Hacimdeki Özgül Isı Arasındaki İlişkiler

Daha önceki bölümde (5.3) no'lu bağıntı ike verilen adyabatik ısı gradiyenti

$$\frac{d}{dz} \log T = \frac{g \alpha}{C_p} \quad (5.11)$$

ifadesi

şeklinde de verilmektedir. Bu denklem yardımı ile eğer belirli bir derinlikteki ısı ve manto içindeki α/C_p oranı biliniyorsa herhangi bir derinlikteki ısı

hesaplanabilir. Adyabatik ısı gradiyentinin en iyi tahmininin yapılabilmesi için yapılan çalışmalardan elde edilen sonuç

$$\frac{d}{dz} \log T = g \cdot \rho \cdot \gamma \cdot X_s \quad (5.12)$$

bağıntısı ile verilmiştir. Bağıntıda X_s : Adyabatik basınç ve γ : Grüneisen oranıdır ve

$$\gamma = \frac{g}{v_{\max}} \frac{\partial v_{\max}}{\partial \rho}$$

şeklinde de verilmektedir. (5.11) ve (5.12) bağıntılarından yararlanarak

$$\frac{\alpha}{C_p} = \rho \cdot \gamma \cdot X_s \quad (5.13)$$

elde edilmiştir. γ 'nın ısıdan bağımsız olduğu kabul edilerek

$$v_{\max} = \left(\frac{g \cdot \rho \cdot N_a \cdot n}{4 \pi m} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{1}{\alpha^3} + \frac{1}{\beta^3} \right)^{-\frac{1}{3}}$$

bağıntısının ρ 'ya göre türevi alınırsa, γ 'nın derinlikle olan değişimi elde edilir. Bu işlem için yeriçinin kimyasal bileşimi hakkında herhangi bir varsayıma gerek olmamaktadır. Ayrıca, X_s doğrudan doğruya sismik hızların ölçülmesi ile elde edildiğinden (5.13) bağıntısı α/C_p oranının derinlikle değişimini vermektedir.

(5.12) bağıntısının derinliğe göre integrali alındığında, herhangi bir derinlikteki adyabatik ısının belli bir derinlikteki ısıya oranı elde edilir. Bu yapıldığında

$$\log \left(\frac{T_d}{T_{200}} \right) = \int_{200}^d g \cdot \rho \cdot \gamma \cdot X_s \cdot dz = \int_{200}^d \frac{g \cdot \alpha}{C_p} dz \quad (5.14)$$

ifadesi elde edilir. Tablo 6 de Verhoogen ve Uffen isimli araştırmacıların α/C_p ve T_d/T_{200} oranı için elde ettikleri sonuçlar verilmiştir.

Tablo 6. α/C_p ve T_d/T_{200} nin derinlikle değişim değerleri

Derinlik (km)	$\alpha/C_p \cdot 10^{12}$ gr/erg		T_d/T_{200}	
	Verhoogen	Uffen	Verhoogen	Uffen
200	3.61	4.47	1.00	1.00
600	2.05	2.12	1.11	1.11
1000	1.54	1.54	1.19	1.20
1400	1.27	1.29	1.25	1.26
1800	1.08	1.12	1.31	1.32
2200	0.92	0.99	1.37	1.38
2600	0.81	0.82	1.41	1.43

Uffen, ayrıca, ısısal genişlemenin hacim katsayısı (α) nın ve ısısal iletkenliğin (k) derinlikle değişimini de hesaplamaya çalışmıştır. İlk olarak sabit bir hacimdeki özgül ısı (C_v) tanımlamış ve bunun manto içinde çok değişmediğini göstermiştir. C_v için $1.2 \cdot 10^7$ erg/gr. $^{\circ}$ C değerini elde etmiştir. Sabit basınçtaki özgül ısı (C_p) ile C_v arasında

$$C_p - C_v = \frac{T \cdot \alpha^2}{g \cdot X_T} \quad (5.15)$$

bağıntısını bulmuştur. Burada X_T izotermal basınçtır. Böylece (5.13)

$$\gamma = \frac{\alpha}{\rho \cdot C_p \cdot X_s} = \frac{\alpha}{\rho \cdot C_v \cdot X_T} \quad (5.16)$$

bağıntısından

ve (5.15) bağıntısı yardımı ile

$$C_p = C_v / \left[1 - \left(\frac{\alpha}{C_p} \right) \gamma - T \cdot C_v \right] \quad (5.17)$$

bağıntısını bulmuştur. Buradan elde edilen α/C_p oranını, γ değerini, T için kendi bulduğu erime noktası ısılarını kullanarak C_p değerlerini hesaplamıştır. Bulduğu C_p değerlerinin manto içinde hemen hemen sabit olduğunu görmüştür. Böylece, α/C_p oranının derinlikle değişimine, α nın derinlikle değişiminin neden olduğu sonucuna varmıştır. Tablo 7 de C_p , α ve k_d/k_{100} ün derinlikle değişimleri verilmiştir.

Tablo 7. Manto içinde C_p , α ve k_d/k_{100} değerlerinin derinlikle değişimleri.
 $k_{100}=0.007 \text{ kal/cm.C}^\circ$ san alınmıştır.

Derinlik (km)	C_p $10^7 \text{ (erg/gr.}^\circ\text{C)}$	α $10^{-6} (^\circ\text{C})$	k_d/k_{100}
100	1.40	65	1.0
600	1.33	28	1.9
1000	1.31	20	2.8
1400	1.29	17	3.4
1800	1.28	14	4.0
2200	1.26	12	4.6
2600	1.25	10	5.9
2900	1.24	9	7.7

5.5 Radyoaktivite ve Yerin Isısal Tarihi

Yer içinin ısısal özelliklerinin tartışılmasında yerin duraylı bir denge durumuna ulaştığı öngörülür ki bu durum pratikte gerçekten çok uzaktır. Çekirdek sınırındaki ısı akışı konveksiyon akımlarının varlığından dolayı hem yer koordinatlarına hemde zamana bağlıdır.

Kelvin ve diğer araştırmacılar yer içindeki sıcaklıkla ilgili hesaplamalarında yer içinde ısı kaynağının olmadığını kabul etmişlerdir. Bu durumun doğal olarak radyoaktivitenin bulunması ile değerini yitirdiği açıktır.

Jeofizik problemlerinde, radyoaktivitenin etkisi ile oluşan ısının sabit bir miktarda olduğu problemin basitleştirilmesi açısından kabul edilir. Yerin yaşı süresince oluşan ısının azalması ise yaklaşık olarak 50% olduğu önerilmiştir. Yerin soğuması konusunda 1941 yılında Slichter tarafından yapılan

çalışmalarda, radyoaktif kaynakların doğurduğu ısı miktarı, yerin merkezinden itibaren yalnız yarıçapın fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Problemin güçlüklerinin en başında, kayalaradaki radyoaktif maddelerin dağılım ve miktarlarının tam bilinemesidir.

Radyoaktif yer için ısı iletkenliği

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + H(r, t) \quad (5.18)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Bağıntıda H:birim hacimdeki materyelin birim zaman içerisinde oluşturduğu ısı miktarı ve ρC de özgül ısıdır. Bu bağıntının çözümü matematiksel olarak bir takım güçlükleri içermektedir. Bu nedenle, çözüm için ne gibi varsayımların yapılabileceği tartışılacaktır. Pratikte önemli olan iki tip radyoaktif dağılım öngörülmektedir. Birincisinde, radyoaktivite birikimi derinlikle eksponansiyel olarak azalmaktadır. İkincisinde ise, küresel kabuklara dağılmış olan radyoaktif maddelerin her tabakadaki birikimi sabit kabul edilmektedir. Hesaplamalarda, verilen bir dağılımın açıklaması için, içinde radyoaktif maddelerin bulunduğu yeter sayıdaki tabakanın alınması daha uygun olacağından ikinci tip dağılım kabul edilmektedir. Ayrıca, daha uygun çözüm, kabuktaki her radyoaktif madde birikimi farklı alınarak da yapılabilir. Oysa, birinci tip dağılım için elde edilen seri ıraksak olduğundan, yalnız bir derinlik için 6000 terimden daha fazlası gerekmektedir.

Bütün fiziksel özellikler bakımından genel olarak, yer yarıçapı doğrultusu boyunca simetrik ve katı varsayılmaktadır. Çekirdeğin sıvı kısmının etkisi ile sıvı içindeki ısı dengelenmektedir. Çünkü ısı gradiyenti yaklaşık olarak, adyabatik olacaktır ve bu işlemde doğan hata mantonun büyük bir kısmında ihmal edilebilecektir. Yeryüzeyinde saptanan ısı, sadece yer içinden gelen ısı değil aynı zamanda güneşten gelip uzaya dağılan ısıdır. Yeryüzeyindeki ısının günlük ve yıllık değişimi ancak metreler mertebesindeki derinliğe nufus edebilmektedir ve iklimsel değişimlerin etkisi eğer problem çok uzun zaman aralığında incelenecekse ihmal edilmektedir. Ayrıca, güneşin yayınladığı ısı miktarındaki değişimi pratik olarak, tüm jeolojik devirler boyunca sabit varsaymak ve ortalama olarak 0 °C almak olanaklıdır.

(5.18) no'lu ifade ile verilen ısı iletkenliği denkleminin çözümünde ısının yayılma yeteneği (β) ve ısısal iletkenlik büyüklükleri sabit alınacaktır. Gerçekte ısısal iletkenlik bilinen kayalar için çok farklı değerlere sahiptir ve Uffen sismik değerleri ve katı hal kuramını kullanarak k nın derinlikle önemli oranda arttığını bulmuştur. Buna karşın Urey ısısal yayılmanın en az 600 km derinliğe kadar sabit kaldığını ve değerinin 0.007 cm²/san olduğunu göstermiştir.

Radyoaktivitenin doğurduğu ısının miktarı

$$H(r,t) = \sum h_i(r) e^{-\lambda_i t} \quad (5.19)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $h_i(r)$: birim hacmin oluşturduğu ilk ısı ve λ_i i ninci radyoaktif maddenin radyoaktivite sabiti ve t : katılma zamanından itibaren ölçülen zamanı göstermektedir. Böylece söz konusu denklem

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial k}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} + k \left(\frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) + \sum_i h_i(r) e^{-\lambda_i t} \quad (5.20)$$

şeklinde yazılabilir. $T(r,t)$ ısı için sınır koşulları $T(a,t)=0$ ile verilmektedir. Burada a : yerin yarıçapıdır ve $T(r,0)=f(r)$ olarak alınmaktadır. $f(r)$ ilk ısı dağılımıdır. Eğer $T=T'+T''$ ise buradaki T'

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial k}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} + k \left(\frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) \quad (5.21)$$

bağıntısı ile verilir. Böylece

$$T'(r,0)=f(r) \quad (5.22)$$

yazılır. Ayrıca,

$$T''(r,0)=0 \quad (5.23)$$

sınır koşulu ile T'' değeri (5.20) denklemini sağlamalıdır. Böylece, verilen bir ilk ısı dağılımı ile radyoaktif bir yer için yapılacak çözüm, radyoaktif olmayan ve verilen ilk ısı dağılımından itibaren soğuyan ve sıfırdan itibaren ısınan radyoaktif bir yer için yapılacak çözümlerin toplamıdır. Burada ikinci durum yani, sıfırdan itibaren ısınan yer için çözüm aranacaktır. Burada T'' yerine kolaylık açısından T kullanılacaktır. Her radyoaktif maddenin etkisini ayrı ayrı hesapladıktan sonra bunların toplam etkisini bulmak çok daha kolay olacaktır. Bundan dolayı (5.20) bağıntısının son toplam terimi $h(r) \cdot e^{-\lambda t}$ olarak alınacaktır. Radyoaktif maddelerin eşit miktarda olmak üzere $n+1$ tane küresel tabakaya dağılmış olduğunu varsayalım. Böylece,

$$h(r) = \{H_0, (a \leq r \leq r_1), H_1 (r_1 \leq r \leq r_2), \dots, H_n (r_n \leq r \leq a) \quad (5.24)$$

ve

$$Q_0=H_0, Q_1=H_1-H_0, Q_2=H_2-H_1, \dots, Q_n=H_n-H_{n-1} \quad (5.25)$$

olacaktır. Eğer, $T_m(r,t)$

$$\rho C \frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{\partial k}{\partial r} \frac{\partial T_m}{\partial r} + k \left(\frac{2}{r} \right) \frac{\partial T_m}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_m}{\partial r^2} + \begin{cases} Q_m e^{-\lambda t}; & (r_m \leq r \leq a) \\ 0 & ; (0 \leq r \leq r_m) \end{cases} \quad (5.26)$$

denkleminin çözümü ise, j inci tabakadaki T_j ısısının

$$T_j = \sum_{m=0}^j T_m \quad (5.27)$$

olduğunu göstermek oldukça kolay olacaktır. Bu işlemi eğer tabakaların sınırlarında k ve ρC sürekli değillerse, bu şekilde yapamayız. Yani k' yı bir sabit olarak almazsak tek tek çözümlerden belli bir sayıdakileri üst üste toplayarak ısı için genel bir çözüme varamayız. Gerçekte hesaplamalar için k değerine değilde, β değerine gereksinme vardır. β değerinin üst mantoda 600 km derinliğe kadar sabit kaldığından söz edilmişti. Bu basitleştirmeyi yaptıktan sonra genel çözüm

$$\begin{aligned} \text{Yeryüzeyinde herhangi bir zamanda} & \quad T(a,t)=0 \\ \text{Yerin oluşum zamanında herhangi bir derinlikte} & \quad T(r,0)=0 \\ \text{Yerin merkezinde herhangi bir zamanda} & \quad T(0,t)<\infty \end{aligned} \quad (5.28)$$

sınır koşulları ile

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \begin{cases} Q e^{-\lambda t}; & (r_1 \leq r \leq a) \\ 0 & ; (0 \leq r \leq r_1) \end{cases} \quad (5.29)$$

bağıntısı $U=rT$ alınarak

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \beta \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \begin{cases} \frac{Q}{\rho C} r e^{-\lambda t}; & (r_1 \leq r \leq a) \\ 0 & ; (0 \leq r \leq r_1) \end{cases} \quad (5.30)$$

$$U(a,t)=0 ; U(0,t)=0 ; U(r,0)=0 \quad (5.31)$$

olarak yazılır.

$$\overline{U} = R(r) \cdot e^{-\lambda t} \quad (5.32)$$

şeklinde bir çözüm için $R(r)$ nin

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \eta^2 R + \begin{cases} \frac{Qr}{k} \\ 0 \end{cases} = 0 \quad (5.33)$$

denklemini sağlaması gerekir. Burada

$$\begin{aligned} \eta^2 &= \lambda / \beta \\ R_1(0) &= R_2(a) = 0 \\ R_1(r_1) &= R_2(r_1) \\ \frac{d}{dr} R_1(r_1) &= \frac{d}{dr} R_2(r_1) \end{aligned} \quad (5.34)$$

dir. Buradaki 1 ve 2 indisleri sırası ile $0 \leq r \leq r_1$ ve $r_1 \leq r \leq a$ bölgelerini göstermektedirler. Son iki koşul ısıнын ve ısı akısının tabaka sınırlarında sürekli olduğunu göstermektedir. (5.34) no'lu bağıntıdaki sınır koşulları ile (5.33) denkleminin çözümü

$$\begin{aligned} R_1 &= C \sin \eta r \\ R_2 &= C_1 \sin \eta r + \cos \eta r - \frac{qr}{\eta^2 k} \end{aligned} \quad (5.35)$$

sonuçlarını verir. C , C_1 ve C_2 sabitleri

$$\begin{aligned} C_1 \sin \eta a + C_2 \cos \eta a - \frac{qa}{\eta^2 k} &= 0 \\ C_1 \sin \eta r_1 + C_2 \cos \eta r_2 - \frac{qr_1}{\eta^2 k} &= c \sin \eta r_1 \\ \eta (C_1 \cos \eta r_1 - C_2 \sin \eta r_1) - \frac{q}{\eta^2 k} &= C \eta \cos \eta r_1 \end{aligned} \quad (5.36)$$

denklemlerinden saptanabilir. Böylece $\bar{U}$ için

$$\begin{aligned} \bar{U}_1 &= \frac{q \sin \eta r e^{-\lambda t}}{\eta^2 k \sin \eta a} \left(a - r_1 \cos \eta (a - r_1) - \frac{1}{\eta} \sin \eta (a - r_1) \right) \\ \bar{U}_2 &= \frac{q e^{-\lambda t}}{\eta^2 k \sin \eta a} \left(a \sin \eta r - r \sin \eta a + \left(r_1 \cos \eta r_1 - \frac{1}{\eta} \sin \eta r_1 \right) \sin \eta (a - r) \right) \end{aligned} \quad (5.37)$$

yazılır ve (5.30) ve (5.31) denklemlerinin tam çözümü istenirse,

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \beta \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \quad (5.38)$$

denklemini sağlaması gerekir. Burada U ifadesi $U(a,t)=0$ ve $U(0,t)=0$ olduğunda

$$U(r,0) = \frac{-aq}{k\eta^2 \sin \eta a} \left[\begin{aligned} &\sin \eta r \left\{ 1 - \frac{1}{\eta a} \sin \eta (a - r_1) - \frac{r_1}{a} \cos \eta (a - r_1) \right\} \\ &\sin \eta r - \frac{r}{a} \sin \eta a + \left(\frac{r_1}{a} \cos \eta r_1 - \frac{1}{\eta a} \sin \eta r_1 \right) \sin \eta (a - r) \end{aligned} \right] \quad (5.39)$$

şeklinde verilmektedir ve bölge sınırları $0 \leq r \leq r_1$ ve $r_1 \leq r \leq a$ şeklindedir. Bu denklemin çözümü ise

$$U = \sum_{m=1}^{\infty} A_m e^{-\frac{\pi^2 m^2 \beta t}{a^2}} \sin \frac{m \pi r}{a} \quad (5.40)$$

şeklinde verilmektedir. Burada A_m ifadesi

$$A_m = \frac{2a}{a^3} \int_0^a U(r,0) \sin \frac{m \pi r}{a} dr = \frac{-2a^3 q}{k \pi} \frac{(-1)^m + \frac{1}{\pi m} \sin \frac{m \pi r_1}{a} - \frac{r_1}{a} \cos \frac{m \pi r_1}{a}}{m \left(a^2 \eta^2 - m^2 \pi^2 \right)} \quad (5.41)$$

olacaktır.

$$T = \frac{U}{r} = \frac{\overline{U}}{r} + \frac{U}{r}$$

olduğundan son çözüm

$$\frac{T}{q} = \frac{ae^{-\lambda t}}{kr \eta^2 \sin \eta a} \left[\begin{aligned} & \sin \eta r \left[1 - \frac{1}{\eta a} \sin \eta (a - r_1) - \frac{r_1}{a} \cos \eta (a - r) \right]; a \leq r \leq r_1 \\ & \sin \eta r - \frac{r}{a} \sin \eta a + \left(\frac{r_1}{a} \cos \eta r_1 - \frac{1}{\eta a} \sin \eta r_1 \right) \sin \eta (a - r); r_1 \leq r \leq a \end{aligned} \right] - \frac{2a^3}{\pi k r} \sum_{m=1}^{\infty} e^{-\frac{\pi^2 m^2 \beta t}{a^2}} \sin \frac{m \pi r}{a} \left[\frac{(-1)^m + \frac{1}{\pi m} \sin \frac{m \pi r_1}{a} - \frac{r_1}{a} \cos \frac{m \pi r_1}{a}}{m \left(a^2 \eta^2 - m^2 \pi^2 \right)} \right] \quad (5.42)$$

bağıntısı ile verilir. Bu son denklem basitleştirilmiş olarak

$$\frac{T}{q} = \frac{2a^3}{\pi k r} \sum_{m=1}^{\infty} \left(e^{-\lambda t} - e^{-\frac{\pi^2 m^2 R t}{a^2}} \right) \sin \frac{m\pi r}{a} \left[\frac{(-1)^m + \frac{1}{\pi m} \sin \frac{m\pi r_1}{a} - \frac{r_1}{a} \cos \frac{m\pi r_1}{a}}{m \left(a^2 \eta^2 - m^2 \pi^2 \right)} \right] \quad (5.43)$$

şeklinde yazılabilir ve q ısı akısı bu son ifadenin derinliğe göre türevinin alınması ile elde edilir.

5.6. Birkaç Yeriçi Modeli için Isı ve Isı Akısı Değerleri

Kayaçlarda varolan uzun ömürlü radyoaktif maddelerin ısısal etkisinin sayısal hesabının yapılabilmesi için bu maddelerin radyoaktivite sabitlerinin 1 gramının yılda açığa çıkardığı ısı miktarını ve seçilen yeriçi modelindeki aynı merkezli küresel tabakaların içerdiği radyoaktif madde miktarını bilmemiz gerektiği daha önce belirtilmişti. Tablo 8 de radyoaktif elementlerin radyoaktivite sabitleri ve oluşturdukları ısı miktarları verilmiştir.

Tablo 8. Radyoaktif elementlerin radyoaktivite sabitleri ve oluşturdukları ısı miktarları

Element	Rady. sabiti (10^{-9} /yıl)	Oluşan Isı kal/gr.yıl
U^{238}	0.154	0.71
U^{235}	0.980	4.30
Th^{232}	0.050	0.20
K^{40}	0.536	0.21

Farklı kayaçlarda radyoaktivite ve yer içindeki radyoaktif maddelerin dağılımı oldukça sınırlıdır. Tablo 9 da bazı kayaçların 1 gramındaki radyoaktivite miktarları verilmiştir.

Tablo 9. Bir gr kayaçtaki gram cinsinden radyoaktivite miktarı

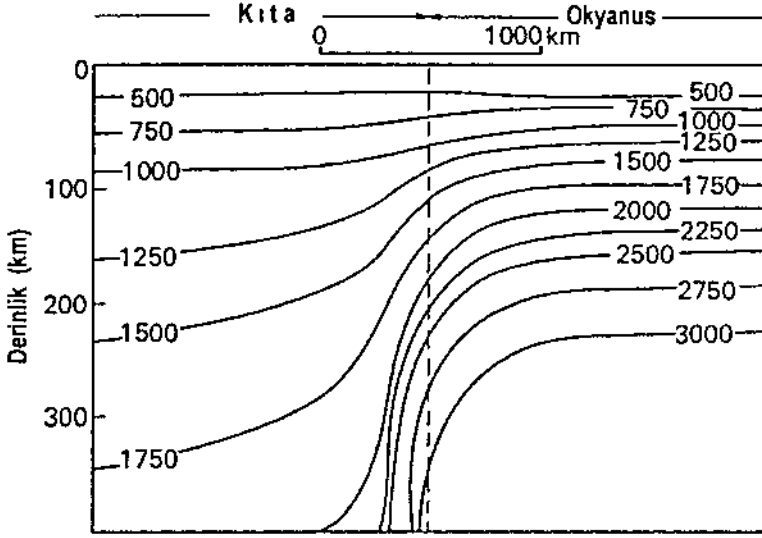
Kayaç cinsi	K^{40}	U^{238}	U^{235}	Th^{232}
Granit-Granodiorit	$3.10.10^{-6}$	$2.90.10^{-6}$	$2.10.10^{-8}$	$10.0.10^{-6}$
Bazalt	$1.10.10^{-6}$	$0.90.10^{-6}$	$0.65.10^{-8}$	$3.2.10^{-6}$
Dunit	$1.20.10^{-9}$	$1.30.10^{-8}$	$0.96.10^{-10}$	$4.6.10^{-8}$
Siderolit	$1.00.10^{-9}$	$0.64.10^{-8}$	$0.47.10^{-10}$	$2.2.10^{-8}$

Yer içinde radyoaktivite dağılımının en önemli özelliği, radyoaktivitenin derinlikle çok çabuk olarak azalışıdır. Eğer, yüzey kayaçları içindeki radyoaktivite miktarının manto içinde de olduğu varsayılırsa, oluşan ısı yer içini tamamen eritirdi. Oysa sismik veriler yerin 2900 km derinliğe kadar olan kısmının katı olduğunu ortaya koymuştur. Bunun sonucu olarak, mantoda radyoaktivite miktarının oldukça küçük olduğu sonucuna varılır. Böylelikle, mantonun bileşimi konusunda bazı sınırlandırmalar yapılabilir ve mantonun olası olarak dunit ve peridotit'ten oluştuğu ileri sürülebilir.

Bağıl olarak, yüksek radyoaktiviteye sahip granitik kayaçların okyanuslar altındaki kabuk içinde olmayışından dolayı deniz diplerindeki ısı akısının kıtalarda ölçülen ısı akısından küçük olacağı ileri sürüldüğü halde, yapılan ölçüler bu varsayımı desteklememiştir. Bu durumun açıklaması iki yolla yapılabilir:

- İlk 100 km derinliğe kadar olan kayaçlar veya okyanus altındaki kayaçlar kabul edilenden daha çok radyoaktifdir.
- Isı konveksiyonla manto içine taşınmaktadır.

İlk açıklamaya göre, okyanus ve kıtaların altındaki radyoaktivite miktarının aynı olması gerekmektedir. Fakat, burada ele alınan yer modellerinden biri için kıtalar altındaki radyoaktivite miktarının daha büyük bir derinliğe dağılmış olduğu düşünülmektedir. Eğer kıtaların sürekli olarak genişlediği düşünülürse, radyoaktif maddelerinde düşey olarak dağıldığını düşünmek doğaldır. Şekil 5.4 kıta ve okyanuslar altındaki ısı dağılımının nasıl olduğunu gösteren bir model çalışmanın sonucunu göstermektedir.



Şekil 5.4. Okyanus ve kıta altlarında Mc Donald tarafından hesaplanmış olan sıcaklık dağılımları (Bott, 1982).

Herhangi bir yer içi modeli düşünülürken en önemli özellik araştırılması istenen fiziksel özelliklere olası olduğu kadar sadık kalmaktır. Mantonun özelliklerinin tartışılmasında, kabuğun ayrıntılı ve karmaşık yapısını ilmal etmek, düzgün kalınlık ve bileşime sahip küresel bir kabuk olarak düşünmek uygun olur.

Burada iki farklı model ele alınacak ve bu modellerden elde edilen sonuçlar tartışılacaktır.

İlk model, kabuk yapısının ayrıntılarını içermez ve basitleştirilmiş bir modeldir. Bununla beraber, yer içinin ısısal özellikleri açısından yararlı bilgiler sağlayabilir. İç içe üç küresel tabakadan oluşan bu modelin dışta 20 km kalınlığında ince bir kabuk tabakası vardır. Bu tabaka granit-granodiorit bileşimindedir. Bunun altında dunit bileşiminde düzgün bir manto ve en içte de meteorit demirden meydana gelen yoğun bir çekirdek vardır.

İkinci model ise 1925 den buyana geliştirilmiş bir modeldir. Bu modelde ise granit-granodiorit'ten oluştuğu varsayılan ve 15 km kalınlığında bir kabuktan sonra 15 km ile yaklaşık 3000 km ler arasında asitik ortamdan bazik ortama ve dunita doğru değişme gösteren mantodan ve yine meteorit demirden oluşan çekirdek kabul edilmiştir. Bu iki modelin ayrıntılı bilgileri Tablo 10 da verilmiştir. Bu iki model yardımı ile farklı zamanlarda ve yerin farklı derinliklerindeki ısı ve ısı akısı değerleri de hesaplanmış ve Tablo 11 de elde

edilen değerler gösterilmiştir. Tablo 11 den görüleceği gibi, alt manto ve çekirdekteki çok az radyoaktiviteye karşın, 2000 ile 2900 km derinlikler arasında 200-300 derecelik ısı artışı bulunmaktadır. Yüzeğe yakın bölgelerdeki koşulların, şimdikine oranla çok farklı olduğu görülmektedir. 60 km derinlikte yüksek bir radyoaktif bölgeye sahip ikinci modelde ise 50-100 km derinlikler arasındaki materyellerin bir milyar yıl sırasında tekrar eridiği söylenebilir. Eğer bu böyle olmuş ise 4.5 milyar yıla sahip yerküresinde 3 milyardan daha yaşlı kayaçların bulunmaması gerekir. Yalnız, yine ısı değerleri incelendiğinde geçmişteki soğuma hızının şimdikinden daha büyük olduğu görülür. Böylece, dağ oluşumunun zamanla azaldığı ve belkide uzak geçmişte ve farklı işlemlerin neden oldukları ileri sürülebilir.

Tablo 10. Ele alınan iki modelin ayrıntılı yapısı ve hesaplanan ilk ısı değerleri

Derinlik (km)	Tabaka	Yoğunluk	Oluşan ilk ısı $H_0(10^6 \text{ kal/gr.yıl})$			
			K^{40}	U^{238}	U^{235}	Th^{232}
1. Model						
0-20	Granit-Granodiorit	2.76	15	11	14	7.1
20-2900	Dunit	4.77	.099	.083	.11	.056
2900-6371	Meteorit demir	1.70	.0081	.046	.06	.031
2. Model						
0-15	Granit-Granodiorit	2.8	15	11	14	7.1
15-30	Asidik ortamdan	2.9	6.9	5.4	7.1	3.1
30-45	bazik ortama	3.1	6.1	3.7	4.8	2.3
45-60	geçiş	3.3	3.0	3.0	3.2	1.6
60-1600	Dunit	3.9	.009	.069	.091	.046
1600-3000	Siderolit	7.0	1.013	.059	.076	.039
3000-6371	Meteorit demir	10.0	0.007	.043	.055	.028

Her iki modelde de 50-100 km ler arasındaki ısı farkı 200 derece kadardır. Böylece, okyanus ve kıta altlarında da aynı farkın olabileceği ileri sürülebilir. Tablo 11 de verilen ısı akısı değerlerini yorumlamak pek kolay değildir. Fakat, çekirdek sınırı için verilen ısı akısı değeri, Bullard'ın yarmağnetik alanının kaynağını açıklayan dinamo kuramında beklenen değere yakındır. Model 1 için tabloda verilen değerlerle gözlenen değerler iyi bir uyum

göstermesine karşın, Model 2 için hesaplanan ısı akısı değerleri gözlenenden biraz farklıdır.

Bugüne kadar tüm elastıklı yer modelleri için yapılan hesaplamalarda hesaplanan ilk sıcaklık dağılımları, burada verilen modellerden elde edilen ilk sıcaklık değerleri ile aynı değeri vermiştir. Bu ilk sıcaklık dağılımı yerin orijinine bağlıdır. Eğer yer başlangıçta çok sıcak bir orjine sahip idiye bunun ısısal tarihi ilk sıcaklığından katılaşmaya kadar gelecektir. Aksine, yer soğuk bir orjine sahip olsaydı, radyoaktivitenin etkisinden uzak olarak, sıkışma ile ısınmış olacağı ileri sürülebilecektir. Bu durumda yerin geçmişte tamamen erimiş olamayacağı söylenebilir. Araştırmalardan elde edilen başlıca iki nokta vardır. Bunlardan birincisi, tüm yer modelleri için derinlerdeki ısının jeolojik devirlere, yani geriye doğru gittikçe artmış olduğudur. Örneğin, manto-çekirdek sınırında bu artışın 300 derece dolayında olduğu olasıdır. İkincisi ise, yerin ısısal tarihinde radyoaktivitenin önemli bir etken oluşudur. Bu nedenlerden dolayı, ilk milyar yıl ve daha sonrasında yüzeye yakın kısım için ilk sıcaklık dağılım etkisinin baskın olduğu kanısına varılmıştır.

Tablo 11. Her iki model için hesaplanan sıcaklık ve ısı akısı değerleri

	Zaman 10^9 yıl	50	100	500	Derinlik 1000	2000	2900
1.Model için ısı ($^{\circ}\text{C}$)	0	665	1220	2310	2856	3615	3958
	0.25	905	1216	2339	2894	3656	3992
	0.5	861	1166	2361	2930	3693	4024
	1	763	1056	2382	2988	3753	4077
	2	606	892	2358	3072	3844	4162
	3	521	785	2308	3124	3913	4225
	4	461	714	2248	3163	3970	4282
2.Model için ısı ($^{\circ}\text{C}$)	0	665	1220	2310	2856	3615	3958
	0.25	1447	1520	2330	2885	3643	3985
	0.5	1424	1576	2346	2910	3667	4040
	1	1267	1481	2369	2960	3705	4052
	2	976	1226	2379	3017	3763	4117
	3	825	1073	2347	3057	3808	4168
	4	712	934	2298	3086	3841	4209
	Zaman 10^9 yıl	50	100	500	Derinlik 1000	2000	2900
1.Model için ısı akısı $\text{kal}/\text{cm}^2.\text{yıl}$	0.25	15.1	14.5	5.3	5.8	4.8	3.3
	0.5	15.2	14.2	5.7	5.8	4.9	3.2
	1	14.2	13.8	7.0	5.9	5.0	3.2
	2	13.1	13.0	9.1	6.1	5.0	3.3
	3	12.3	12.5	10.4	6.7	5.1	3.5
	4	11.6	11.8	11.1	7.4	5.1	3.6
2.Model için ısı akısı $\text{kal}/\text{cm}^2.\text{yıl}$	0.25	12.0	5.4	5.3	5.8	4.8	3.7
	0.5	14.8	7.1	5.6	5.8	4.9	3.7
	1	16.3	9.5	6.6	5.9	4.9	3.8
	2	15.8	11.1	8.2	6.1	5.0	3.9
	3	14.7	11.2	9.3	6.6	5.0	4.0
	4	13.7	11.0	10.9	7.2	5.1	4.2

6. BÖLÜM

6. JEOTERMAL ALANLAR

6.1. Jeotermal Sahalarda Isı Akısı

Jeotermal saha, ısıнын değişik işlemlerle transfer edildiği alanlardır. Sözü edilen bu değişik işlemler, volkanik bölgelerde duman püskürten delikler, buhar kuyuları, sıcak su kaynakları, buharın yükseldiği belli bir alan ve sıcak göllerden yükselen buhar olarak sıralanabilir. Jeotermal kaynakların 1) ısı kaynağı, 2) gözenekli ve geçirgenli bir rezervuar, 3) ısıyı yüzeye taşıyacak olan sıvısı olmak üzere üç ortak noktası bulunmaktadır. Bazı jeotermal kaynakların işletme projelerinde geçirgenlik yapay olarak oluşturulmaktadır.

Sıcak kaya kaynaklarının ısıyı yüzeye taşıyacak doğal sıvıları yoktur. Bu ortamların sahip olduğu enerjilerden yararlanma, bu bölgelerin jeofizik yöntemler ile yerlerinin belirlenmesinden sonra, buralarda açılan sondaj kuyularından yeriçine soğuk su pompolanması ve sıcak kaya tarafından ısıtılan suyun diğer bir kuyudan alınması ile gerçekleştirilmektedir.

Dönüşümsel hidrotermal kaynaklar, jeotermal kaynaklar olup, yerin ısısı doğal olarak bulunan sıcak su veya buharın dolanımı ile yukarı doğru taşınmaktadır. Diğer dönüşümsel kaynaklar suyun, faylar ve çatlaklar boyunca dolanımı ile meydana gelmektedir.

Jeotermal bölgelerde açığa çıkan enerji konusunda bilgi edinebilmek için Japonya'daki Owakudani ve Sounzan jeotermal alanlarında yapılmış olan araştırmaların sonucunu vermek yararlı olacaktır. Bu bölgelerde açığa saniyede 129 kg kütle çıkmaktadır ve bu kütleden açığa çıkan toplam ısı miktarı ise saniyede $10.6 \cdot 10^6$ kaloridir. Bu miktar yılda $1 \cdot 10^{22}$ erglik bir enerjiye eşittir. Bu değer orta büyüklükteki bir volkandan bir yılda çıkan enerji miktarına eşittir. Bu enerji tüm Japonya için $2 \cdot 10^{23}$ erg/yıl dır. Bu değere volkanlardan çıkan enerjiyi ($1.1 \cdot 10^{23}$ erg/yıl), sıcak sulardan çıkan enerjiyi ($1.1 \cdot 10^{24}$ erg/yıl) ve volkanik olmayan bölgelerdeki normal ısı akısı tarafından açığa çıkan enerjiyi ($7.3 \cdot 10^{24}$ erg/yıl) de eklersek Japonya için açığa çıkan toplam enerji $9 \cdot 10^{24}$ erg/yıl elde edilir.

Jeobasınçlı kaynaklar derinlerde kapanlanmış sıvılardan oluşur. Bu sıvılar, çevresini sıkıca saran gözeneksiz kayalar içinde saklı kalmış olduklarından büyük bir basınç altındadırlar. Amerika Birleşik Devletlerinin Golf sahilindeki alanlarda bu basınçlı sıvıların 150°C ye varan sıcaklıkları vardır ve çözünmüş metan içermektedirler. Bu tür kaynaklardan 1) ısı, 2) kuyu ağzındaki yüksek basınçtan doğan mekanik enerji ve 3) metan elde edilmesi şeklinde yararlanılmaktadır.

Yurdumuzda da son yıllarda jeotermal bölgelerin aranmasına hız verilmiş ve bulunan bu kaynaklardan etkin bir biçimde yararlanılmaya başlanmıştır.

6.1.1. Jeotermal sahaların yaşı ve kaynağı

Jeotermal alanları oluşturan sıcaklığın kaynağı nedir? Bu sorunun cevabını verebilmek için volkanik olayları gözönüne almak ve bunların davranışlarını incelemek gerekir. Söz konusu sıcaklığın kaynağı olarak, uzun süre içinde yavaş yavaş soğuyan lokalit ve batolitleri düşünebiliriz. Bunun yanı sıra, daykaları da gözönünde tutmak gerekir. Dayklar genel olarak, ince olduklarından dolayı hızlı soğumaya ve buharın serbest kalmasına duyarlıdırlar. Jeotermal alanlardaki ısı akısı yeraltındaki kayaç kütlesinin çok büyük olan ısı kapasitesi ile düzenlenebilir. Bununla beraber, ısı akısındaki bu düzenlemenin yüksek sıcaklıktaki kayaçların bulunduğu bir derinlikte gerçekleştiğini hesaplamak olanaklı değildir. Söz konusu düzenleme, eğer derin kaynak batolit veya küçük bir lokalit ise oluşabilir. Eğer yeraltındaki buhar formasyonu ile açıklanan yüksek sıcaklıklardaki ısı akısı, volkanik olayların düzensizliklerine katılmışsa, kayaç kütlesi ile biriken sıcaklığın düzenlenmesi sadece jeotermal alanlarda oluşabilir.

Herhangi bir durumda jeotermal alanın yaşı kolaylıkla saptanabilmektedir. Eğer bir jeotermal alan sıcaklık ile güçlendirilmiyorsa basit bir iletim adım sıcaklık azalmasını sağlar ve böylece bölgenin soğuması gerçekleşir. Bu durum, olası konveksiyon veya gayzerler, buhar çıkışları ve çamur çukurları gibi yüzey belirtileri gözardı edilirse doğru olur. Gerçek bir model için iletişimsel soğumayı hesaplamak kolaydır ve bu soğumanın incelenmesi bize maksimum yaş için büyüklüğün mertebesini tahmin etmemizi sağlar. Hesaplamaya başlayabilmek için sonsuz yatay düzlemdeki ve derinliğin fonksiyonu olarak ısısal profil ile karakterize edilen jeotermal bir alan gözönüne alalım. Bu profilde yeraltı jeotermal akının neticesi olarak iletim ile oluşturulan sürekli jeotermal gradient ile aktüel sıcaklık arasındaki farkı olarak jeotermal bölgeyi temsil eden ısısal anomaliyi tanımlamamız gerekir.

Yeraltı sıcaklığının sabit kaldığını ve 0 °C ye eşit olduğu kabul edilmektedir. İlk sıcaklığı $T(z)$ olan bir bölgede z_0 ın fonksiyonu olarak t zaman sonra sıcaklık yayılımını veren bağıntı

$$\theta = \frac{1}{\sqrt{4\alpha\pi t}} \int_{-\infty}^{\infty} T(z) e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4\alpha t}} dz \quad (6.1)$$

eşitliği ile verilmektedir. Bu bağıntı yardımı ile yüzeyde veya herhangi bir noktada ısı gradientini

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right)_0 = \frac{1}{\sqrt{4\alpha\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T(z)e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4\alpha t}}}{dz} dz \quad (6.2)$$

ifadesi ile hesaplayabiliriz.

İntegral yerine sınırlı sayıdaki terimlerin toplamı alınarak güncel sıcaklık profili $\theta=T(z)$ sayısal olarak hesaplanabilir.

$$(z - z_0)/\sqrt{4\alpha t} = s ; I_1(s) = 1/\sqrt{\pi} \int_{-\infty}^s e^{-s^2} ds ; I_2(s) = \int_{-\infty}^s e^{-s^2} s.ds$$

alındığı zaman (burada $I_1(\infty)=1$ ve $I_2(\infty)=0$ dır) (6.1) ve (6.2) eşitlikleri

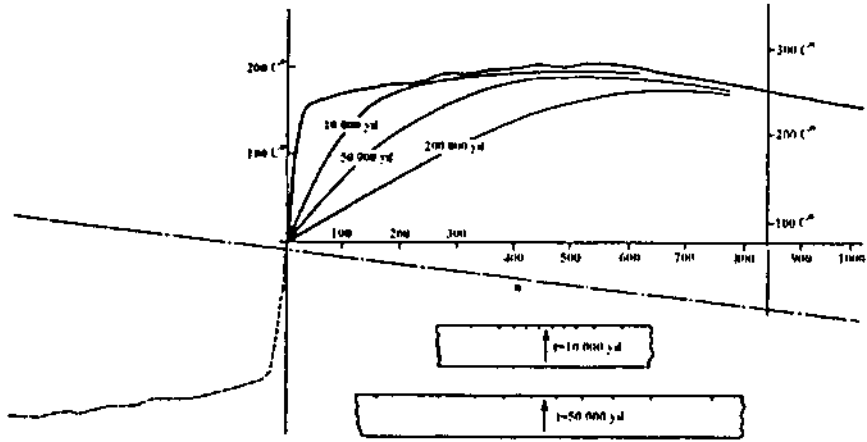
$$\theta = \int T(z)dl_1 \quad \text{ve} \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{\sqrt{4\alpha\pi}} \int T(z)dl_2$$

şeklinde yazılabilir. dl yerine 0.1 e eşit sonlu bir dilim koyacak ve yerinde s nin yerini tutan $s_1, s_2, \dots, s_{10}$ aralıklarını alacağız. $s_1, s_2, \dots, s_{10}$ a karşı gelen z nin değerleri için T nin 10 değerinin ortalamasını almak yeterlidir. Gradyent için aynı ortalama $\sqrt{4\alpha\pi t}$ ile bölünmelidir. $N=10$ için $S_n = \pm 0.088, 0.273, 0.476, 0.732$ ve 1.163 ve gradient içinde $S_n = \pm 0.324, 0.597, 0.832, 1.097$ ve 1.52 alınacaktır.

Pratikte, normal gradiente karşı gelen sıcaklığın çıkarılması ile bulunan ısısal profili başlangıç zamanında grafik olarak çizebiliriz. t zamanında oluşan profili saptamak için S_n ye uygun gelen z- z_0 değerler kuralını z_0 değeri üzerine uygularsak, t zamanında z_0 a ait sıcaklık değerini veren T ye ait 10 değer okumamız gerekir.

Eğer yüzeyde gradiyenti ve bir noktada sıcaklığın gelişimini hesaplamak gerekli görülüyor ise ısısal profili $\ln(z)$ nin fonksiyonu olarak izleyebiliriz.

Şekil 6.1 Yeni Zelanda'da Wairakei bölgesinde 48 kuyuya ait bir sıcaklık profili için sıcaklık gelişim hesaplarının sonucunu göstermektedir.



Şekil 6.1. Isı dağılımı ile jeotermal bölgenin ısısal profil gelişiminin hesaplanması.

Şekilde profil simetrik olarak alınmalıdır. Verilen zamanın sonunda sıcaklığın hesaplanması için simetrik olan şeklin her iki tarafında zamanın karekökü ile azalan uzaklıktaki 10 değerın ortalaması alınarak çalışılmıştır. 10 000 yılın sonunda elde edilen kullanılabilir ısı, örneğin 200 m nin altında hemen hemen değişmemektedir. Yüzeydeki gradiyentin gelişimi doğrudan Tablo 12 deki sonuçlarla hesaplanmıştır.

Tablo 12. Yüzeyde sıcaklık gradiyentinin gelişimi

Günü- müzde	100	200	500	1000	2000	4000	10000 yıl
5	1.5	1.09	0.727	0.54	0.379	0.228	0.148 oC /m

Bu sonuçlardan yükselen buharın bir kısmının yeryüzeyini günümüzde ısıtmış olduğunu fakat jeotermal yatağın enerjisinin günümüzden 10 000 yıl veya 50 000 yıl sonra büyük miktarda azalacağını söylemek olanaklıdır.

6.2. Volkanik Bölgelerde Isı Akısı

Yeryüzüne çıkan toplam ısı miktarı $Q_t = Q_c + Q_m$ bağıntısı ile verilebilir. Burada, Q_c genel olarak yerin iletkenliği sonucu açığa çıkan ısı miktarıdır. Q_m ise kütle yer değiştirmesinden dolayı açığa çıkan ısı miktarı olarak verilmektedir. Volkanik, sıcak su ve jeotermal alanların dışındaki bölgelerde Q_c ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu halde, Q_m oldukça büyüktür ve bu miktarın büyüklüğü o bölgedeki aktiviteye bağlıdır.

Daha önceleri belirtildiği gibi, karalar ve okyanuslardaki ortalama ısı akısı değerlerinin bir birinden pek farklı olmadığı bilinmektedir. Yeryüzeyinde ısı akısı değerlerinin 83.56 mW/m^2 (2 HFU) dan büyük olduğu noktaların dağılımı incelendiğinde bu noktaların Pasifik ve Alp dağ oluş kuşaklarına, okyanus ortası sırt sistemine ve uzanımlarına (Kızıldeniz ve Kaliforniya körfezi gibi), havzalara ve Avusturya'nın doğu kesimi gibi yüksek bölgelere dağıldığı görülür. Örneğin, volkanların 2/3 ü Pasifik zonunda bulunmaktadır. Ayrıca, Kuzey Amerika'nın batı kesimine, Japon adalarına ve Kamçatka'ya bakılacak olursa, 83.56 mW/m^2 (2 HFU) dan büyük değerlerin tamamen volkan bölgelerinde olduğu görülür. Bu kuralın dışında kalan tek bölge Macaristan havzasıdır. Problemi daha ayrıntılı incelemek için yine Japon adalarına bakacak olursak, bölgenin Pasifik kuşağında, Mezozoyik-Senozoyik dağ oluşumuna sahip olduğu, volkanların, sıcaklığı 30°C den büyük olan su kaynaklarının ve jeotermal bölgelerin adaların oluşturduğu yayın içinde yer aldıkları görülür. En yüksek ısı akısı değerleri de bu yayın yine iç tarafında ölçülmüştür. Bu bölgede elde edilen ortalama ısı akısı 90.24 mW/m^2 (2.16 HFU) bulunmuştur. Bu değer Japonya için elde edilen 482.14 mW/m^2 (11.54 HFU) değerinden oldukça yüksektir.

6.3. Gayzerlerde Isı Akısı

Doğal bir gayzer yer içerisinden dışarı doğru ısı taşıyan bir mekanizmadır. Isınan su yeryüzüne gerek su ve gerekse buhar olarak çıkarken ısıyı da beraberinde taşır. Başlıca iki tür gayzer vardır. İlki, sıcak su ile birlikte bulunan materyeli sütun şeklinde yukarı fırlatan gayzerlerdir. İkincisinde ise zaman zaman buhar püskürmeleri görülür. Gayzerlerin çıkardıkları ısı miktarları konusunda fikir edinebilmek için Tablo 13 de büyük gayzerlerin alanları ve ürettikleri ısı miktarları verilmiştir.

Tablo 13. Bazı gayzerlerin alanları ve ısı miktarları.

Gayzer Adı	Alanı (km ²)	Isı Miktarı (kal/san)
Old Faithful (Sadık Emektar)	3.4	1.34.10 ⁶
Narcissus (Nergis Çiçeği)	8.3.10 ⁻³	3.30.10 ³
Solitary (Yalnız, Sessiz)	16.0.10 ⁻³	6.40.10 ³

Gayzerlerdeki ısı akısı, dünya ortalaması olan 62.67 mW/m² (1.5 HFU) dan oldukça büyüktür. Bunu yukarıdaki tabloda verilen üç gayzerin ısı akısının 1671.2 mW/m² (40 HFU) değerinde olduğunu söylemekle daha iyi vurgulamak olanaklıdır.

Hidrojeolojik şartlar gerçekleştiği zaman faylardan ve karstik yapıların içerisinde derinlerde bulunan suyun yükselimi gerçekleşebilir. Akışları yeterince hızlı olan bazı kaynak sularının sıcaklıklarını kaybetmeden yeryüzüne çıktıkları görülmektedir.

Su geçirmeyen tabakalar ile ayrılmış olan farklı su tabakalarının ısısı, derine gittikçe oluşan aşırı su birikiminden dolayı artmaktadır ve böylece karmaşık hidrojeolojik durumlar ortaya çıkabilmektedir. Bazen yeraltı su akışına ait basınç, litosferik basınçla yaklaşmaktadır. Bu basınç, aşırı yüklenmenin neden olduğu basınçtır. 800 veya 900 m de suyun kritik basınçla ulaşması, litosferik basınçla eşit olması demektir. Bununla birlikte, bu derinliklerde sıcaklık hemen hemen kritik sıcaklıktan daha az olmakta (1 °C/2.5 m den daha düşük olan bir gradient yani 375 °C) ve böylelikle su sıvı kalmaktadır. Akışkan basıncının litosferik basınçla eşit olduğu bir bölgede bulunan çatlak, suyun yüzeye geçişine neden olur ki bu akışkan basınçında bir düşüşe neden olur. Eğer sıcaklık yeterli ise bu durumda buharlaşma meydana gelir. Kaliforniya'daki gayzerlerde bu durum görülmektedir. Bu gayzerler Fransiskan formasyonunun ortasında yer almaktadır ve burada sıvı basıncı yaklaşık olarak litosferik basınçla eşittir. Diğer taraftan, bu gayzerlerin ısısal gradienti yüksek olan batolit ile ilişkili olabileceği kabul edilmektedir. Gayzerlerde ortaya çıkan buharın yerel ısınmasını veya basıncın düşmesini sağlayan çatlaklarını yoksa herikisinin birlikte neden olduğu bir olay sonundamı oluştuğuna kesin yanıt getirilememektedir.

6.4 Elektriksel İletkenlikten Sıcaklığın Saptanması

Dielektrik maddelerin elektriksel iletkenlikler (σ) sıcaklığa bağlı olarak, oldukça duyarlı ve çabuk değişir. Manto içinde elektriksel iletkenliğin derinlikle değişiminin bilinmesi ile aynı bölgede ısının veya ısı gradiyentinin saptanması olanaklıdır. Mantonun elektriksel iletkenlikleri 1939 yılında Lahiri ve Price tarafından , yermagnetik alanının kayıt edilen değişimlerinden elde edilmiştir. Bunun için, özellikle, günlük değişimlerden magnetik alan değişimlerinin kaynağı yerin içinde ve dışında olan bileşenlerinin şiddetlerinin oranı ve faz farklarından yararlanılmıştır. Adı geçen araştırmacıların elde ettikleri sonuçlara göre, 0.1a (a:yer yarıçapı) derinliğine kadar yerin elektriksel iletkenliği, giderek hızla artmaktadır. Bu seviyenin altındaki iletkenlik en az 10^{-2} /ohm.cm kadardır. Daha sonra aşağıya doğru yine yükseldiği sonucu elde edilmiştir. 0.1a derinliğinin üst kısmındaki elektriksel iletkenlik ise, okyanuslardaki endüklenmiş elektrik akımlarının etkisinde bulunmaktadır. 1952 yılında Rikitake'nin yapmış olduğu benzer hesaplamalara göre, elektriksel iletkenlik 400 km derinlikte 10^{-6} dan 10^{-3} değerine ani bir sıçrama yapmaktadır.

Yüzey kayaçlarının elektriksel iletkenlikleri genellikle 10^{-9} ile 10^{-6} /ohm.cm arasında değişmektedir. Bu değer kayaçın gözenekli yapısına ve içerdiği su miktarına bağlıdır. Küçük etkiler hesaba katılmazsa dielektrik bir maddenin elektriksel iletkenliği yaklaşık olarak

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\varepsilon/kT} + \sigma'_0 e^{-\varepsilon'/2kT} \quad (6.3)$$

bağıntısı ile verilmektedir. İlk terim iyonik, ikincisi ise elektronik etkiyi içermektedir. Bağıntıda σ_0 : Alkaliler için 10^{-3} - 10^{-5} /ohm.cm mertebesinde olduğu halde silikatlar için daha düşüktür, σ'_0 :gerçek yarı iletkenler için genellikle 30-3000/ohm.cm arasındadır. ε ve ε' :açığa çıkan enerji olup birkaç elektron-volt veya 20-70000 kal/mol olabilmektedir.

Rikitake elektriksel iletkenlik dağılımından manto içindeki sıcaklık değerlerini elde etmek istemiştir. İletkenliğin tamamen iyonik olduğunu varsaymış ve basınça bağlı olarak hesaplamıştır. Bu hesaplamayı yaparken ' ε 'nun hacimle değiştiği' şüpheli varsayımını yapmış ve

$$\frac{d \ln \varepsilon}{d \ln V} = \frac{d \ln v}{d \ln V} = -\gamma \quad (6.4)$$

eşitliğini almıştır. Burada v :moleküler kristal için kritik frekans ve γ :Grüneisen oranıdır.

Homojen bir manto için 400 km deki sıçramanın bir ısı süreksizliğine karşı gelebileceği düşünülmüştür. Rikitake, σ_0 ı bu derinliğin hem üstünde hem de altında aynı büyüklüğe sahip olarak almıştır. Başlangıç sıcaklık olarak, 33 km de 1080 °K alarak 400 k de 1540 °K ve 1600 km de de 3170 °K sıcaklıklarını bulmuştur. Lahiri ve Price ise 0.1a derinliğinde, iletkenğin 10^{-6} dan 10^{-2} /ohm.cm değerine çabucak yükseldiğini bulmuşlardır. Bu derinlikte sismolojik veriler ve bir faz değişimi ve de bir süreksizlik göstermektedir. Lahiri ve Price

$$\sigma = C_0 \left\{ \frac{r}{a} \right\}^{-m} \quad (6.5)$$

şeklinde bir bağıntı önermişlerdir. Bağıntıda a :yerin yarıçapı ve r :yerin merkezinden olan uzaklıktır. Hesaplamalarda C_0 : 4.10^3 /ohm.cm ve m :37 alınmalıdır. Ancak, bu bağıntının yerin çekirdeğine kadar uygulanamayacağı bilinmelidir. Örneğin, çekirdek sınırında r/a :0.545 olduğundan yukarıdaki (6.5) bağıntısı yardımı ile $\sigma=2.3.10^{-5}$ /ohm.cm bulunurki bu tahmin edilen 1.10/ohm.cm değerini çok aşmaktadır. Ayrıca, σ_0 ve ε ve bunların r 'ye göre türevleri henüz bilinmediğinden 0.1a derinliği civarındaki elektriksel iletkenlik verileri, ısının veya ısı gradiyentinin saptanmasında kullanılmamaktadır.

Mantonun alt kısmında, 800 km den çekirdek sınırına kadar olan bölgenin elektriksel iletkenliğini Runcorn 1/ohm.cm olarak elde etmiştir. Bu sonuç, yarmağnetik alanının seküler değişiminde meydana gelen ani değişimlerden ve manto-çekirdek arasındaki kuplajdan dolayı bir günün uzunluğunda meydana gelen değişimlerden hesaplanmıştır. Aynı araştırmacı olivinin iletkenlik ölçülerine dayanarak alt mantodaki iletkenliğin daha çok elektronik olduğunu göstermiştir. Başka bir deyişle, bu bölge için iletkenlik ifadesi yaklaşık olarak

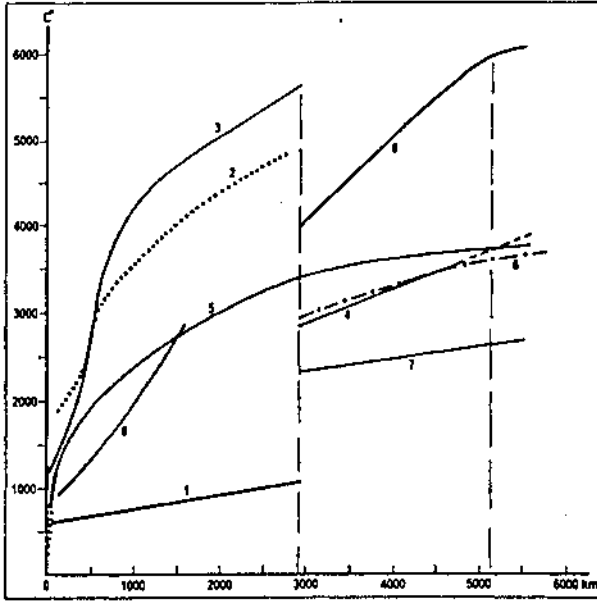
$$\sigma = \sigma'_0 e^{-\varepsilon'/2kT} \quad (6.6)$$

alınabilmektedir. Eğer lineer bir ısı değişimi

$$T = T_c (1 - \alpha L) \quad (6.7)$$

varsa, ϵ değerleri hesaplanabilir. Burada L:çekirdek sınırından olan yükseklik, T_c :çekirdek sınırındaki ısı ve α da ısısal genişlemenin hacim katsayısıdır. Bu yoldan mantonun alt kısmındaki ısı gradiyenti $0.3-0.5^\circ\text{C}/\text{km}$ olarak ve T_c değerlerinin ise 5000°C den daha büyük olduğu bulunmuştur. 600-900 km arasındaki iletkenliğin yükselmesine σ_0 daki ani artmanın veya ϵ daki ani azalmanın neden olduğu düşünülmektedir. Ancak bunu destekleyen sismik veri bulunmamaktadır.

Birçok araştırmacı yeriçi sıcaklığını hesaplamak için farklı değişkenlere bağlı olarak çeşitli denklemler geliştirmişlerdir. Bu çalışmalardan elde edilen yeriçi sıcaklıkları Şekil 6.2 de verilmiştir. Şekil incelendiğinde, farklı araştırmacıların farklı sıcaklık eğrileri elde etmiş olduğu açıkça görülmektedir.



Şekil 6.2. Farklı araştırmacılar tarafından hesaplanan yeriçi sıcaklıkları. 1 no'lu eğri Shimazu, 2 no'lu eğri Uffen, 3,4 ve 5 no'lu eğriler Stacey, 6 no'lu eğri Simon, 7 no'lu eğri Strong, 8 no'lu eğri Rikitake ve 9 no'lu eğri Gilvarry tarafından elde edilmiştir.

6.5. Konveksiyon Akımları

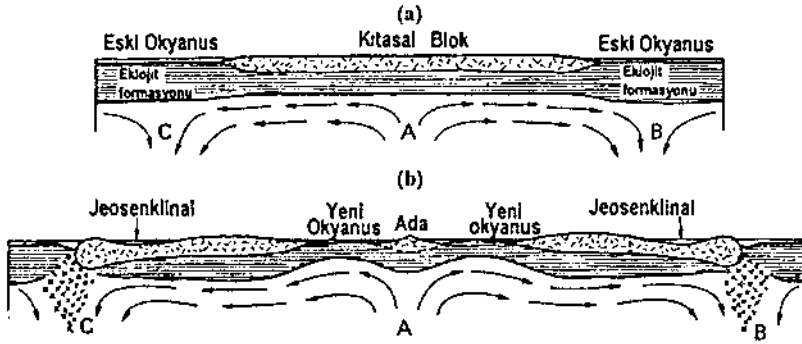
Jeofizikte konveksiyon ifadesi, manto içindeki kütle hareketlerinin adlandırılmasında kullanılmaktadır. Konveksiyon kuramının amacı, jeoloji ve jeofizik konuları içine giren dinamik olaylara ısısal ve kimyasal enerjilerin nasıl neden olduğunu açıklamaktır. Düşünülen akımların veya akım vektörlerinin yer yarıçapını bulan mesafelerde değiştiği ve bu değişimin yüz milyonlarca yılı bulduğu düşünülmüştür. Böyle bir kütle hareketinin kabulü için iki delil vardır. Birincisi, jeolojik ve paleojeofizik olarak, 1-100 milyon yıl zaman aralığında, dağ oluşumunu meydana getiren kabuk hareketlerinin ve streslerin yerin soğumasından dolayı oluşacak kuvvetlerden daha büyük olduğudur. İkincisi ise, belirli jeofizik ölçüler, manto özelliklerinin yarıçapa göre simetrik olmadığını göstermiştir.

Eğer konveksiyon akımlarının olası olduğu düşünülürse, bu olayın nedeni de açığa çıkarılmalıdır. Bu olayı doğuran bir iç enerjinin olması gerektiği, bu enerjinin ise ısısal ve kimyasal olabileceği ilk akla gelen açıklamadır. Başka bir değişle, konveksiyonun nedenlerini ısısal ve kimyasal diye ikiye ayırmak olanaklıdır. Isısal konveksiyon düşünüldüğünde, yer içindeki ısı dağılımındaki düzensizlikler akla gelmektedir. Üst mantoda biriken ısının, zaman zaman volkanizma faaliyeti veya tektonik aktivite olarak yeryüzeyinde gözlenebileceği fakat bu olayların yeryüzeyinin belirli yerlerinde olduğu görülür. Isıyı biriktiren mantonun, hiç değilse bir kısım bölgesinin kaynama noktasında olduğu, bundan dolayı mantoya bir stabilizatör gözü ile bakılabileceği söylenebilir. Kısaca manto ısısal bir denge halinde değildir. Bunun sonucu olarak, ısı nakleden bir kütle hareketinin varlığı ileri sürülmüştür.

Kimyasal konveksiyon ise, manto içindeki materyellerin kimyasal bileşimlerinden dolayı farklı bir yoğunlukta oluşları ve gravite alanından dolayı daha ağır materyellerin alta, daha hafiflerin ise üste çıkışları olarak tanımlanır. Yapılan hesaplamalara göre, yoğunlukta meydana gelen 10^{-5} lik bir farkın 1 cm/yıl hızında bir akımı oluşturabileceği ortaya konulmuştur. İlk olarak bu kuram ile dağların oluşumu daha sonra okyanuslardaki çukurların oluşumunu açıklamaya çalışılmıştır. Aynı kuramın son zamanlarda okyanus ortası sırtların oluşumunu da açıklamada kullanıldığı görülmektedir. Şekil 6.3a ve b de konu ile ilgili olarak önerilen hipotez açıklanmaktadır.

Şekil 6.3a da daha önce de sözü edildiği gibi, kıta altında yükselen konveksiyon akımı (A), okyanuslar altınada ise alçalan konveksiyon akımları (B ve C) görülmektedir. Bu akımların etkisi ile Şekil 6.3b de kıtanın nasıl parçalandığı ve ayrılan kısımların arasında yeni okyanus ve adaların meydana geldiği, ayrıca, meydana gelen kıtaların dış uçlarında (D) dağların ve hemen yanında jeosenklinallerin nasıl oluştuğu görülmektedir.

Eğer kıtaların kayma kuramı kabul edilecek olursa, konveksiyon kuramını bunu açıklamaya olanaklıdır. Bilindiği gibi, 100-200 milyon yıllık geçmişte kıtaların 1000 km kadar hareket ettiğini Wegener öngörmüştür. Kıtaların kayması kuramının paleomağnetizma sonuçları ile de desteklendiği bilinmektedir. Bu sonuçları paleo-iklim verileride desteklemektedir. Bilindiği gibi, her tektonik olay ya sıkışmanın ya da genişlemenin sonucu meydana gelmektedir. Bu iki kuvvet 'Dirac Delta' fonksiyonunun skaler bir dağılımı olarak düşünülmüştür. Bu matematik çözüm ileri sürülürken, bu iki kuvvetin yeryüzeyinde sıfır olduğu kabul edilmiştir. Bu yüzey fonksiyonunun küresel harmonik analizi yapıldığında, sıkışma ve genişlemenin tek bir fizik orjinden geldiği sonucu elde edilmiştir. Bu sonuc, yer yuvarının büzülmekte olduğunu ve bunun sonucu olarak dağların meydana geldiğini desteklemektedir.



Şekil 6.3. Konveksiyon akımlarının üst şekilde (a) görülen kıtasal bloğu parçalayarak alt şekilde (b) görülen jeosenklinalleri, yeni okyanusları ve adaları oluşturması (Bott, 1982).

Yine küresel harmonik analiz yöntemi ile Peleozoyikten günümüze kadar yer çekirdeğinin yarıçapının %1 kadar büyüdüğü hesaplanmıştır. Yer çekirdeğindeki değişmelerle konveksiyon akımlarının yönlerinin değişeceği, bunun ise kıtaların kayması kuramını açıklayacağı düşünülebilir.

Konveksiyon akımlarının varlığını gösterebilmek için dünya jeoid haritasından hesaplanan stresler kullanılmaktadır. Bunun sonucu olarak, Ant ve Rockies dağlarında, Afrika'da ve Japonya'da sıkışma, Doğu Pasifik boyunca, Hint Okyanusunda, Hindistan-Antartika arasında ve Atlantik okyanusunda genişlemenin olduğu görülmektedir.

Bu konuda önerilen ikinci bir yöntem de ısı akısının dağılımıdır. Isı akısının ortalamadan büyük olduğu bölgelerde jeoid'in daha az yüksek, ısı akısının ortalamadan az olduğu bölgelerde jeoid'in daha yüksek olduğu, böylece konveksiyon akımlarının var olduğu gösterilebilir.

Son olarak, zamanımızda yapılan ölçülerden söz etmek gerekir. 1900 yılından beri yapılan ölçülerden coğrafi kutbun yılda 0.000762 cm kadar bir hızla hareket ettiği gözlenmiştir. Bu ise hemen hemen bir milyon yılda bir derece etmektedir. Fakat kıtalar arasında kayda değer bir bağıl yerdeğiştirme görülmemiştir. Bu hızdaki kutup kayması ile konveksiyon akımlarını bağdaştırmak olanaklıdır.

Manto içinde ısısal konveksiyona iki konuda itiraz vardır. Birincisinde, 200-2000 km arasında homojen bir manto kabul edilmiştir. Bu kabul sismik hızlardan elde edilen yoğunluğun, basınç ve sıcaklığın yüzey koşulları azaldığından sabit olduğuna dayanmaktadır. Fakat bu koşul ara zon için geçerli olmamaktadır. Bu yoğunluğun geçiş zonunda açık bir süreksizlik bulunamamıştır. Eğer yoğunluk değişimi kimyasal bileşim ile bağıntılı ise, ısısal konveksiyon geçiş zonuna ulaşmamalı ve mantonun kalın alt bölümünde hapis olan bir akıntı oluşturmamalıdır. Bu akıntı ara zon aracılığı ile üst manto ve kabuğa sürüklenme olarak itilse bile böyle bir işlem karmaşıklıklar gösterir. Kesin kanıt bulunmamış olmasına karşın, alt manto yüzeyinde bariz bir süreksizliğin varlığı kabul edilmektedir. Bununla beraber, eğer yoğunluk değişimi manto kayaçlarının değişimi ile birleştirilirse yukarıda ifade edilen güçlükler ortadan kalkar. Konveksiyon akımları sadece yoğunluk değişiminin görüldüğü yerlerde oluşmaz. Ancak, bu tür faz değişimleri konveksiyon akımlarının oluşumunu kolaylaştırmaktadır.

Manto içindeki konveksiyon akımları hipotezine ikinci itiraz 100-300 milyon yıl içinde çok sıcak kütleleri yukarı ve soğuk kütleleri aşağıya getiren konveksiyon akımlarının yeni bir orojenik periyot için geçerli olan aşağı doğru sıcaklık gradiyentinin gelişiminin açıklanması problemine gelmektedir. Yerküre içinde ısısal iletkenliğin son derece küçük değerde olmasından dolayı orojenik olaylar için çok uzun bir zamana gereksinim olacağı tahmin edilmiştir.

Konuya açıklama mantonun üst ve alt yarısındaki olası konveksiyondur. 500-1000 km boyutundaki konveksiyon hücrelerini destekleyen birçok kanıt vardır. İlk önce derin ve orta deprem odakları, bu derinliklerde makaslama (shear) gerilimlerinin varlığını ortaya koyar ki kabuk altındaki akım sistemlerini kabul etmeksizin bu olayları açıklamak zordur.

Konveksiyon akımları ada yayları içinde derin havzaların orijinini açıklamaktadır ki birçok yerbilimci bu havzaların son zamanlarda geliştiğine inanmaktadır. Konveksiyon akımlarını başlatan tetikleyici etkinin derin kayaçlardan çok, daha fazla radyoaktif madde içeren kabuk içindeki bölgesel

sıcaklık farklarından kaynaklandığı düşünülmektedir. Gerekli olan tetikleyici etkinin bir kısım jeosenklinal kuşağın ya çökme ya da yükselme gibi düşey hareketleri ile özellikle derin depremlerin oluşmasında rol oynadığı söylenebilir.

Konveksiyon akımlarının bu delillerinden başka, yerküre topoğrafyasının küresel harmonik analizi 1400 ve 2000 km çapındaki akım sistemlerine karşı gelen dalgaların var olduğunu göstermiştir.

6.6. Konveksiyon Akımları ve Gravite Anomalileri

Manto elastik bir cisim gibi davranabilmektedir. Eğer manto konveksiyon akımlarına sahip bir viskoz akışkan olarak kabul edilirse uzun dalga boyulu gravite anomalileri için bir açıklama getirilebilir. Doğal olarak "konveksiyon akımlarının kabul edilen modeli yeryüzünde gravite üzerine ne etki yapar?" sorusu sorulabilir.

Konveksiyon kuramı, mantoda birkaç tane büyük boyutta konveksiyon hücrelerinin varolduğunu kabul etmektedir. Manto materyeli hareketinin, kabuğun yatay yer değiştirmesini ve aşağı-yukarı eğilmelerini oluşturduğu kabul edilmiştir. Yukarı eğilme ve parçalanma konveksiyonun yükselen akımları üzerinde bulunan sahalarda görülürken, kıtasal bloklar dalan akımlar ile birlikte hareket etmeye yönelir.

Konveksiyon akımlarının basit örneklerinden belirlenen yüzey gravite anomalisi alanının hesaplanması sıcaklık ile yoğunluk değişimlerinin birleştirilmesi ve yüzeyin yatay yer değiştirmesi ile karmaşık hale gelmektedir.

Manto içinde sıcaklığın $f(r) P_n(\cos\theta)$ biçiminde zonal bozukluğunun varolduğu kabul edilmiştir. Burada, r radyal uzaklık, θ enlem açısı ve P_n de n . mertebeden küresel harmoniktir. Herhangi bir noktada yoğunluğun bozukluğu $-\alpha \cdot \rho_0 f(r) P_n(\cos\theta)$ olacaktır. Burada, α ısısal genişlemenin hacim katsayısı ve ρ_0 da bozulmamış yoğunluktur. Yerküre içinde sıcaklığın bozulması bir U_1 potansiyeli oluştururki yerküre içinde

$$\nabla^2 U_1 = 4\pi G \alpha \rho_0 f(r) P_n(\cos\theta) \quad (6.8)$$

Poisson denklemini ve yerküre dışında da

$$\nabla^2 U_1 = 0 \quad (6.9)$$

Laplasyen denklemini sağlar. Eğer $f(r)$ fonksiyonu basit seçilirse (6.8) ve (6.9) denklemlerinin çözümü bulunabilir. Gravitedeki serbest hava anomalisi

$$\Delta g_1 = - \left(\frac{\partial U_1}{\partial r} \right)_{r=0} - \frac{2U_1}{a} \quad (6.10)$$

şeklinde dir. Burada a : yerin yarıçapıdır. Konveksiyon akımlarının etkisi ile oluşan gravite anomalileri dahan akımlar üzerinde pozitif ve yükselen akımlar üzerinde de negatif olacaktır. Bununla beraber, eğer yerküre içinde yoğunlukta süreksizliğin herhangi bir yüzeyinin biçimini değiştirmesi varsa gravite anomalisine zıt işaretli bir katkı oluşur. Örneğin, kabuğun temeli ve $P_n(\cos\theta)$ miktarı ile eğildiği kabul edilsin. $a-H$ yarıçaplı küre üzerine yayılmış $\Delta\rho.u.P_n(\cos\theta)$ yüzey yoğunluğunda anomali kütlelerinin bir dağılımı vardır. H kabuk kalınlığı olarak verilmektedir.

Bu dağılımın potansiyeli

$$U_2 = \frac{4\pi G}{2n+1} \left(\frac{u\Delta g(a-H^{n+2})}{r^{n+1}} \right) P_n(\cos\theta) \quad (6.11)$$

şeklinde verilmektedir.

Serbest hava gravite anomalisi (6.10) denkleminde analog bir denklem ile verilecektir. Net gravite anomalisinin kestirilmesindeki zorluk U_1 ve U_2 potansiyellerinin bağıl katkısının tahmininden ileri gelmektedir. Pekeris ince bir kabuk altındaki manto içerisinde zonal konveksiyon modelini araştırmış ve herbir seviyede yükselmenin yükselmiş materyelin ağırlığına eşdeğerde normal gerilimin konveksiyon akımları tarafından oluştuğunu kabul etmiştir. Bu durumda, 2. mertebe konveksiyon hücreleri için gravite anomalileri, iki etkinin birbirini yok etmesinden dolayı küçük bulunmuştur. Fakat bu anomaliler yükselen konveksiyon akımları üzerindeki sahalarda pozitiflerdir. Eğer konveksiyonun manto içinde depremlerin maksimum derinliği (800 km) altında var olduğu kabul edilseydi durum çok farklı olacaktı. Böyle kalın bir kabukta yükselme çok az olacaktı, akımlar tarafından tanjansiyel gerilimler oluşsa bile yüzeyde tektonik aktivitede hala etkinlik olacaktı. Eğer bu durum olsaydı, sıcaklık dağılımının etkisi hakim olacaktı ve yükselen konveksiyon akımlarının olduğu alanlar üzerinde negatif anomaliler beklenenecekti. Geoidin

bükülmesinde dış bükülmeler çöken akımlara uygun olacaktı. Gerçek geoid bükülmelerinin herhangi bir düşük harmoniğe uygun olduğu açık değildir. Bununla beraber, geoid bükülmelerini manto içindeki sıcaklık değişimi ile çok kaba olarak tahmin etmek olanaklıdır.

Eğer 800 km derinlik ile çekirdek sınırı aralığında yükselen ve alçalan konveksiyon akımları arasında sabit bir T sıcaklık farkının varlığı kabul edilir ise (6.8) denklemi, $n=2$ ve $\alpha=60.10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ değeri için $2T$ mgal serbest hava gravite anomalisi verir. Düşük mertebe serbest hava gravite anomalileri 20 mgal veya daha az olduğundan bu modelde serbest hava gravite anomalilerini açıklamak için sadece birkaç $^\circ\text{C}$ sıcaklık farkına gereksinim duyulacaktır.

Ek.1. ISI DENKLEMİ

Termodinamiğin birinci yasasına göre, eğer bir cisim ΔT kadar bir sıcaklık değişimine sahip ise maddenin ısı enerjisinde de ΔQ kadar bir enerji değişimine neden olur. Cismin ısı miktarının (ΔQ) artması o cismin m kütlesi ile orantılıdır ve bu

$$\Delta Q \cong m. \Delta T \quad (\text{Ek.1})$$

şekinde ifade edilir. Söz konusu denklem bir orantı faktörü olan özgül ısı kapasitesi (C) nin araya girmesi ile

$$\Delta Q \cong C.m. \Delta T \quad (\text{Ek.2})$$

halini alır.

Kuramsal olarak kanıtlanmamış olan Fourier'in birinci ısı iletim denklemi Fourier'in gözlemleri sonucunda ortaya konmuştur. Kalınlığı h olan A yüzey alanına sahip silindirik bir plakadan (Şekil Ek.1) t zamanı boyunca geçen q ısı akısı miktarı, iki yüzey arasındaki sıcaklık farkı T_2-T_1 ise

$$q = -k \frac{(T_2 - T_1) A t}{h} = -k \frac{\Delta T . A t}{h} \quad (\text{Ek.3})$$

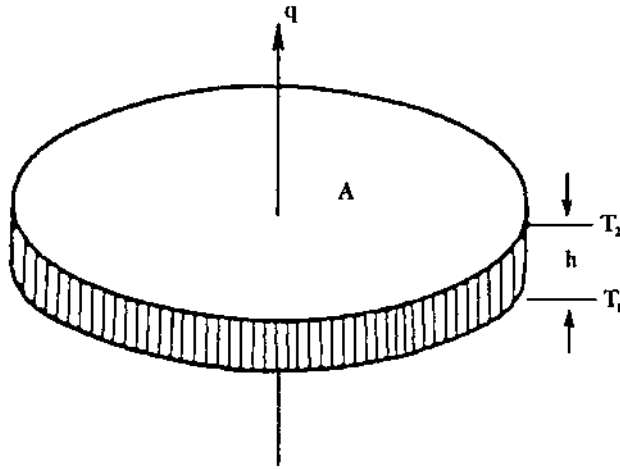
şeklinde verilir.

Birim zaman ve birim alan gözönüne alındığı zaman ısı akısı

$$q = -k \frac{dT}{dh} \quad (\text{Ek.4})$$

denklemi ile ifade edilmektedir. Bağıntı ısı akısı, sıcaklığın azaldığı yönde olmasından dolayı ısı gradiyenti eksi (-) olarak gösterilmiştir. Isı akısı üç boyutlu düşünüldüğünde

$$q = -k. \text{grad} T = k. \nabla T \quad (\text{Ek.5})$$



Şekil Ek 1. Silindirik bir plakadan ısının akışı.

yazılır. Bağınıtıda ısı akısı ve ısı gradiyenti vektörel büyüklüklerdir. Isısal iletkenlik katsayısı (k) anizotropik bir ortam için

$$k = \begin{bmatrix} k_{xx} & k_{xy} & k_{xz} \\ k_{yx} & k_{yy} & k_{yz} \\ k_{zx} & k_{zy} & k_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{Ek.6})$$

şeklinde gösterilen bir tensördür. Buradan hareket ederek heterojen ve anizotropik bir madde için Fourier ısı akısı denklemi bileşenlerine göre

$$\begin{aligned}
q_x &= - \left(k_{xx} \frac{\partial T}{\partial x} + k_{xy} \frac{\partial T}{\partial y} + k_{xz} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\
q_y &= - \left(k_{yx} \frac{\partial T}{\partial x} + k_{yy} \frac{\partial T}{\partial y} + k_{yz} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\
q_z &= - \left(k_{zx} \frac{\partial T}{\partial x} + k_{zy} \frac{\partial T}{\partial y} + k_{zz} \frac{\partial T}{\partial z} \right)
\end{aligned} \tag{Ek.7}$$

şeklinde yazılır. Jeotermikte sıcaklık değişiminin düşey yönde olduğu kabul edildiğinden ısı denklemi olarak

$$q = -k_{zz} \frac{dT}{dz} \tag{Ek.8}$$

ifadesi kullanılmaktadır. Bununla birlikte, aşağıda belirtilen konular dikkate alınmalıdır.

- Özellikle metamorfik ve sedimanter kayalar anizotropik özelliklere sahiptir. Bu nedenle, düşey yöndeki ısısal iletkenlik değeri ölçülmelidir.
- Düşey yöndeki ısı akısı, yerel ısı kaynakları ve farklı ısısal iletkenliğe sahip kayaların geometrik modelleri nedeni ile bazen bozulabilir.

Diğer önemli bir denklem termodinamiğin birinci prensibinin doğrudan bir sonucu olan Fourier'ın ikinci ısı denklemidir.

Isının dV elemanter hacim içinden aktığı kabul edildiği zaman dV elemanter hacime giren ve çıkan ısı akısının farkı bu hacimdeki ısısal enerji birikimine eşit olmak zorundadır. Söz konusu dV hacmi içerisinde ısı üretiminin olmadığını kabul edelim. Bu durumda, alt yüzeyden üst yüzeye ısı akısı yönünü pozitif kabul ederek z eksenindeki enerji dengesi

Alt yüzeyden giren enerji = İç enerjideki değişim + Üst yüzeyden çıkan enerji

şeklinde yazılabilir. Bu ifadedeki herbir enerjinin matematiksel yazılımı

$$\text{alt yüzeyden giren enerji} = q_z = -k \frac{\partial T}{\partial z}$$

$$\text{iç enerjideki değişim} = \rho.C.A \frac{\partial T}{\partial t} dz \quad (\text{Ek.9})$$

$$\text{üst yüzeyden çıkan enerji} = q_z + dz = -A \left[k \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) dz \right]$$

olarak verilmektedir. C özgül ısı kapasitesi, ρ yoğunluk ve A alandır. Yukarıdaki ifadeleri yerine yazacak olursak

$$-kA \frac{\partial T}{\partial z} = \rho.C.A \frac{\partial T}{\partial t} dz - A \left[k \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) dz \right] \quad (\text{Ek.10})$$

denklemini elde edilir. Gerekli düzenlemelerden sonra (Ek.10) bağıntısı

$$\frac{\partial q_z}{\partial z} = \rho.C. \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{Ek.11})$$

ve benzer şekilde üç bileşen için yazıldığında

$$-\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) = \rho.C. \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{Ek.12})$$

veya

$$-\nabla(q) = \rho.C. \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{Ek.12a})$$

Fourier'in ikinci ısı denklemi elde edilir.

(Ek.4) bağıntısında verilen q değeri (Ek.12) de yerine konduğu zaman

$$\left[\partial \left(k_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \partial \left(k_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \partial \left(k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] = \rho.C. \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{Ek.13})$$

elde edilir. Ortamın homojen ve izotrop olduğu durumlarda $k_x=k_y=k_z$ olacağından (Ek.13) denklemi

$$k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = \rho.C. \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{Ek.14})$$

veya

$$\frac{\partial T}{\partial t} \frac{k}{\rho.C} \nabla^2 T = \beta \nabla^2 T = \beta \cdot \text{div}(\text{grad} T) = \beta \nabla^2 T \quad (\text{Ek.14b})$$

olarak elde edilir.

Söz konusu dv hacmi içinde ısı kaynağının olması durumunda Fourier denkleminde yeni bir ifade daha eklenir. dv hacmindeki maddenin ısınmasına kısmen ısı akısı kısmen de hacim içindeki ısı akısı kaynağı neden olur. Bu durumda Fourier denklemi

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \beta \nabla^2 T + \frac{H}{\rho.C} \quad (\text{Ek.15})$$

şeklini alır. Bağlıtıda H , dv hacmi içinde üretilen ısı miktarıdır.

Eğer sıcaklık zaman içinde değişmiyorsa ($\partial T/\partial t=0$) ise Fourier denklemi

$$\nabla^2 T = -\frac{H}{k} \quad (\text{Ek.16})$$

şekline dönüşür ki bu Poisson denklemdir.

Eğer $\dot{v}$ hacmi içindeki ısı üretimi ihmal edilirse (Ek. 16) denklemi

$$\nabla^2 T = 0 \quad (\text{Ek.17})$$

halini alır ki bu Laplace denklemdir.

Ek. 2. TEK BOYUTLU ORTAMLARDA ISI DENKLEMİNİN ÇÖZÜMÜ

İletişimsel ısı transferi ile ısıнын aktarılması durumunda elde edilen Poisson denkleminin çözümü ile sıcaklığın derinlikle değişimini tek boyutlu olarak modellemek olanaklıdır.

(Ek. 16) da verilen Poisson denkleminde sıcaklık değişiminin z yönünde olduğunu kabul ederek denklemin çözümünü daha kolaylaştırılmış olur. Poisson denklemini

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{H}{k} \quad (\text{Ek.18})$$

şeklinde açabiliriz. Her iki tarafın z 'ye göre integralini alırsak

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{H}{k} z + C_1 \quad (\text{Ek.19})$$

elde edilir. Her iki tarafın ikinci kez integrali alındığında

$$T(z) = -\frac{H}{2k} z^2 + C_1 z + C_2 \quad (\text{Ek.20})$$

bulunur. Bu ifadede C_1 ve C_2 başlangıç şartlarıdır. Bunları

$$z=0 \text{ da yeryüzündeki sıcaklık } T(0)=T_0$$

$$z=0 \text{ da yeryüzündeki ısı akısı } q_s = k \cdot dT/dz$$

koşullarını göz önüne alarak belirleyebiliriz.

$z=0$ ise $T(0)=C_2=T_0$ olacaktır. (Ek. 20) denkleminin türevini alarak ve ikinci başlangıç şartından yararlanarak C_1 sabitini elde edelim.

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{H}{k}z + C_1 \quad (\text{Ek.21})$$

ikinci şartları $z=0$ da $dT/dz=-qs/k$ olduğu açıktır. Türevde $z=0$ değeri yerine konularak C_1

$$C_1 s = -\frac{qs}{k} \quad (\text{Ek.22})$$

olarak bulunur. Bu aşamadan sonra (Ek. 20) denklemini düzenleyerek C_1 ve C_2 sabitlerini de yerine yazarak

$$T(z) = T_0 + \frac{qs}{k}z - \frac{H}{2k}z^2 \quad (\text{Ek.23})$$

bağıntısı elde edilir. Bu denklem kullanılarak yerin istenilen derinliğindeki sıcaklık değerini elde etmek olanaklıdır.

EK.3. JEOTERMİKTE KULLANILAN BİRİMLER

DEĞİŞKEN	SİMGE	SI BİRİMİ	DÖNÜŞÜM FAKTÖRÜ	CGS BİRİMİ
Isı, Enerji	J	Joule	10^7	Erg
Isısal iletkenlik	K	W/m °K	2.39	Mcal/cm.sn.°C
Isı Akısı	q	W/m ²		μcal/cm ² .sn
Isı gradiyenti	$\partial T/\partial x$	°K/m	100	°C/km
Isısal yayınım sabiti	κ	W/m ³	10^4	10^3 cal/cm ³ .sn
Sıcaklık	T	°K	°C+273	°C
Isısal Genişlemenin Hacim Katsayısı	α			1/°C
Isı Miktarı		Joule	4.18	Cal
Özgül Isı	C _p ve C _v		1	cal/gr.°C

YARARLANILAN KAYNAKLAR

- Bott, M.H.P., 1982. The interior of the earth, Edward Arnold, London.
- Bodner, D.P., and Sharp, J. M.Jr., 1988. Temperature variations in south Texas subsurface, Bull. Am. Ass. Petrol Geol., 72, pp:21-32.
- Fytikas, M., 1980. Geothermal exploitation in Greece. In: A.S. Strub and P. Ungemach (Eds). 2nd Int. Semp. on the results of E.C. Geothermal Energy Research, Strasbourg. Reidal Publ., Dordrecht, 213-237.
- Fowler, C. M. R., 1990. Solid Earth: Introduction to Global Geophysics, Cambridge Univ. Press.
- Fournier, R. O., 1977. A review of chemical isotopic geothermometers for geothermal systems. Symposium of geothermal energy, Ankara, 133-144.
- Garland, G. D., 1979. Introduction to Geophysics, W. B. Saunders, Philadelphia.
- Goguel, J., 1979. Geothermics, McGraw-Hill Book Company, New York.
- İlkışık, O. M., 1992. Silica heat flow estimates and lithospheric temperature in Anatolia. Proc. of XI Congr. of world hydrothermal organising 13-18. 5. 1992. Pamukkale, 92-106.
- İlkışık, O. M., 1995. Regional heat flow in western Anatolia using Silica temperature estimates from thermal springs, Tectonophysics, 244, 175-184.
- Jessop, A. M., 1990. Thermal Geophysics, Elsevier, Amsterdam.
- Kappelmeyer, O. and Haenel, S., 1974. Geothermics with special reference to application, ISBN 3443130062, Coplo Lumon, Berlin.
- Kehle, R. O., 1972. Geothermal survey of North America. Annual progress report. American Association of Petroleum Geologist. Tulsa, Oklahoma.
- Lowrie, W., 1997. Fundamentals of geophysics, Cambridge Univ. Press.
- Mongelli, F., Loddo, M. and Tramacere, A., 1982. Thermal conductivity, diffusivity and specific heat variation of some travel field (Tuscany) rocks versus temperature, Tectonophysics, 63, 33-43.

- Pollack, H.N., Hunter, S.J. and Johnson, J.R., 1993. Heat flow the Earth's interior. Analysis of the global data set, Reviews of Geophysics, 31(3), pp:267-280.
- Öztürk, S., 1996. Jeotermik değerlendirmelerde kayalarda ısı iletim katsayısının önemi ve Batı Anadolu'da litosferin sıcaklığı, İ.Ü.Fen Bilimleri Enst. Yüksek Lisans Tezi, İstanbul.
- Sanver, M., 1977. Yer içinin sıcaklığı. İ.T.Ü. Maden Fakültesi, İstanbul.
- Scharlt, U. and Rybach, L., 1984. On the thermal conductivity of low porosity cyristaline rocks, Tectonophysics, 103, 307-313.
- Sclater, J. G., Jaupart, C. and Galson, D., 1980. The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the earth. Rewievs of Geophysics and Space Physics, 18, 269-311.
- Somerton, W. H., 1992. Thermal properties and temperature related behaviour of rock/fluid systems, ISBN 0-444-89001-7, Elsevier, Amsterdam.
- Sleep, N. and Fujita, K., 1997. Principles of Geophysics, Blackwell Scientific Co.
- Stacey, F. D., 1992. Physics of the Earth, Brookfield Press, Australia.
- Tezcan, A. K. ve Turgay, İ., 1989. Türkiye ısı akısı haritası, M.T.A. (Yayınlanmamış Rapor), Ankara.

INDEX

- Adyabatik ısı gradiyenti 11, 59, 63
Adyabatik kompresyon 61
Celcius derecesi 4
Celcius-Clapeyron denklemi 58
Dönüşümsel ısı transferi 11
Elektriksel iletkenlik 90
Fahrenheit derecesi 4
Gravite anomalileri 95
Gravite enerjisi 62
Horner yöntemi 36
Isı akısı 17, 42, 46
Isı akısı anomalileri 51
Isı akısının hesaplanması 29, 31, 36
Isı birimleri 4, 29, 106
Isı denklemi 9, 98, 104
Isısal genişlemenin hacim katsayısı 6, 54, 55
Isı gradiyenti 17
Isısal iletkenlik 4, 8, 10, 19, 21
Isı kaynakları 61
Isınsal ısı transferi 12
İç çekirdek 62
İletişimsel ısı transferi 8
Jeotermal alanlar 83
Kelvin derecesi 4
Kritik frekans 64, 65
Konveksiyon akımları 92
Manto 64
Paleoısı 37, 40
Periyodik sıcaklık değişimleri 4
Radyoaktivite 59, 70
Radyoaktif izotoplar 59
Sabit basınçtaki özgül ısı 5, 54
Sabit hacimdeki özgül ısı 7, 54
Siyah cisim 12
Silika termometresi 31
Stephan yasası 12
Yerçi modelleri 77



İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
MERKEZ KÜTÜPHANESİ



2001/08449