

Ders 16: Okyanusal Subsidans ve Isı akımı

Eğer bir gezegen zamanla durağan olarak soğuyorsa, yani konveksiyon ya da plaka tektoniği işlemiyorsa, bu fonksiyonu bir gezegenin sathından ısı kaybını hesaplamak için kullanabiliriz. Hata fonksiyonundan ön görülecek yüzeysel ısı akısı aşağıdaki bağıntıdan hesaplanabilir:

$$q(z, t) = \kappa \frac{\partial T}{\partial z}$$

Burada, κ ısı iletkenliğidir. Hata fonksiyonunun yerine $T(z,t)$ koyarsak, ısı akısı değeri q

$$q(z, t) = \left[\frac{2K(T_m - T_s)}{2\sqrt{\pi\kappa t}} \right] e^{-\left(\frac{z}{2\sqrt{\kappa t}}\right)^2}$$

olacaktır.

$z=0$ 'da sathta değerlendirilirse

$$q(0, t) = \left[\frac{K(T_m - T_s)}{\sqrt{\pi\kappa t}} \right]$$

bağıntısı elde edilecektir.

Bu, yüzey ısı akısı iletkenlikle soğuyan yarı-uzayda zamanın karekökünün tersi ile azalacağını ima etmektedir (ya da tabanı henüz soğumayan çok kalın bir katman). Bunun işleyip işlemediğini Yeryuvarının okyanusal litosferine ba Eğer bir gezegen zamanla durağan olarak soğuyorsa, yani konveksiyon ya da plaka tektoniği işlemiyorsa, bu fonksiyonu bir gezegenin sathından ısı kaybını hesaplamak için kullanabiliriz. Hata fonksiyonundan öngörülecek yüzeysel ısı akısı aşağıdaki bağıntıdan hesaplanabilir:

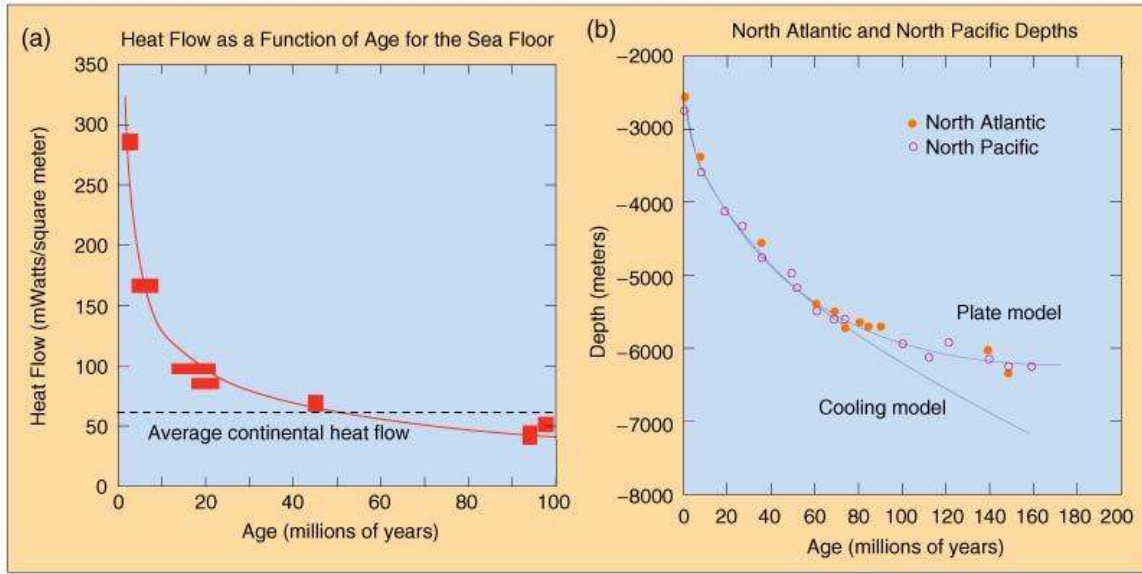
Bu, iletimle soğuyan yarı-uzayda yüzey ısı akısının, zamanın karekökünün tersi ile azalacağına ima etmektedir (ya da tabanı henüz soğumayan çok kalın bir katman). Yeryuvarı'nın okyanusal litosferine bakarak bu uygulayabiliriz, ve bunun işleyip işlemediğini görebiliriz.

Okyanusal subsidans ve Isı akısı

Okyanus tabanı yayılması kuramı, okyanus ortası sırtlarda yeni okyanusal kabuğun üretildiğini ve bu yeni litosferin zamanla sırtlardan uzağa doğru hareket ettiğini söylemektedir. Eğer bu doğru ise, Yeryuvarı'nın en dış kabuğu zamanla soğurken, okyanusal litosferin nitelikleri ısı iletimi yasalarına tabi olacaktır. Bunun fiziksel gözlenebilir özelliklere nasıl sebebiyet verdiğini anlamak yalnızca yeryuvarını anlamak için değil, aynı şekilde diğer gezegenlerde litosfer yaşı ve soğumanın nasıl gösterilebileceğini anlamak için de önemlidir.

Yukarıda soğuyan bir litosferin yüzeysel ısı akısının bir bölü zamanın karekökü ile gerçekleştiğini gösterdik. Okyanuslarda gözlenen ısı akısı verilerine karşı diyagrama

aktarıldığında, gözlenen ısı akısı ile zamanın karekökü arasındaki ilişki K/\sqrt{t} vs. in uygun değerleri için oldukça iyi gözükmetedir.

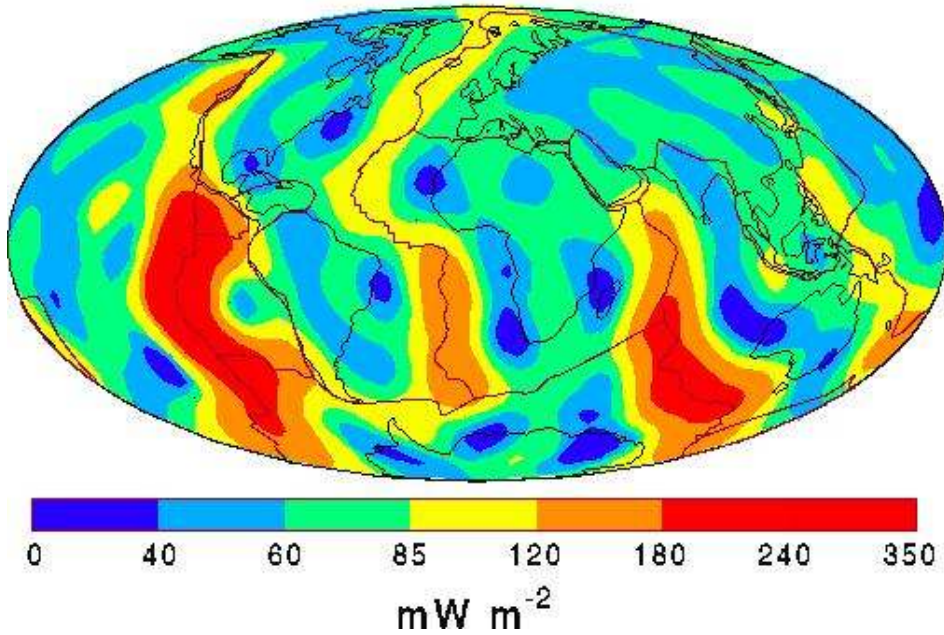


<http://www.earth.northwestern.edu/seth/107/Ridges/depthage.htm>

Northwestern Üniversitesinden Seth Stein'in nezaketi ile izinle kullanılmaktadır.

Ancak, aşağıdaki haritada da görülebileceği gibi, ısı akısı gözlemlerinde gerçekte büyük bir saçılma vardır. Çünkü, ısı akısı ölçümleri, okyanus tabanındaki tortullardaki su döngüsü ve altlayan temel kayalarındaki çatlaklardan kolayca rahatsız edilmektedir.

Heat Flow



Litosferde birkaç km derinlikte sıcaklıkları ölçemiyoruz. Fakat, soğuyan mantonun daralması ve ısıl genişlemenin etkileriyle ortalama sıcaklığı ölçebiliriz.

İlk olarak, bir manto kolonu (ve onun üzerindeki kabuk) soğurken ne kadar daraldığını hesaplayalım: Maddenin korunumu yasası dolayısıyla, malzeme miktarı aynı kalmakta, ancak malzemenin ısıl ya da düşey boyutu genişleme katsayısına ve sıcaklığa göre azalacaktır:

Daha önce yaptığımız gibi, mantonun başlangıç sıcaklığının, T_m , tekdüze olduğunu ve daha sonra mantonun sıcaklığının $T(z,t)$ olduğunu farz edelim. Isıl genişleme katsayısı, α , aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır:

$$\partial l = \partial l_0 [1 + \alpha(T - T_0)]$$

Burada ∂l_0 , T_0 sıcaklığında bir kaya kolonunun kalınlığı, ∂l ise aynı kaya kolonunun T sıcaklığındaki yüksekliğidir. Denklem yeniden düzenlenirse, sıcaklık T_0 'dan T ye giderken kaya kolonunun yüksekliği aşağıdaki miktarda değiştiğini görürüz:

$$(\partial l - \partial l_0) = \partial l_0 \alpha (T - T_0)$$

Bunu sonsuz bir yarı-uzayda yüzeyden büyük derinliğe doğru giden bir kayaç kolonuna uygularsak, yalnızca entegral almamız gerekecektir:

$$\Delta l = \int_0^{\infty} \alpha (T(z) - T_0) dz$$

İlerlemenin birçok yolu vardır. Ancak en kolay olanı sıcaklığı ısı ile ilişkilendirmektir. Anımsarsak, sıcaklıktaki değişim birim hacim başına ısıdaki değişimle aşağıdaki şekilde bağlantılıdır:

$$\Delta Q = \rho C_p \Delta T$$

Sıcaklık yerine birim hacim başına ısı değişimini yerleştirirsek, aşağıdaki ilişkiyi buluruz.

$$\Delta l = \frac{\alpha}{\rho C_p} \int_0^{\infty} \Delta Q(z) dz$$

Bu entegral yalnızca yüzeyden aşağıya doğru sonsuza ulaşan birim yüzey alanlı bir kolonda ısı değişimini vermektedir. Bunu zamana göre zaman türevini alırsak, birim yüzeyde birim zamanda bir kolondaki ısının değişme hızını elde ederiz. Bu $z=0$ 'da yüzeyden kolonu terk eden ısının hızına eşit olmalıdır. Diğer bir söylemle, bu da yüzey ısı akısına, q_s , denk olmalıdır.

$$\frac{\partial \Delta l}{\partial t} = \frac{\alpha}{\rho C_p} \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_0^{\infty} \Delta Q(z) dz \right] = \frac{\alpha}{\rho C_p} q_s(t)$$

Bu tam olarak malzeme kalınlığının değişim hızı, iletimle soğuyan bir yarı uzayda yüzeysel ısı akısı ile çizgisel orantılı olduğunu söylemiş olduğundan kolaydır. Biz çoktan yüzeysel ısı akısını hesaplamıştık. Şimdi bunu aşağıdaki denklemde yerleştirelim

$$\frac{\partial \Delta l}{\partial t} = \frac{\alpha}{\rho C_p} \left[\frac{K(T_m - T_s)}{\sqrt{\pi \kappa t}} \right]$$

ya da bu bağintıyı zamana göre entegre edebiliriz:

$$\Delta l = \left[\frac{2\alpha K(T_m - T_s)}{\rho C_p \sqrt{\pi \kappa}} \right] \sqrt{t}$$

Son olarak, $K = \kappa \rho C_p$ olduğunu hatırlayalım:

$$\Delta l = \frac{\sqrt{\kappa}}{\sqrt{\pi}} 2\alpha(T_m - T_s) \sqrt{t}$$

Bu, soğuma sırasındaki büzülme miktarı zamanın karekökü ile orantılı olduğu anlamına gelmektedir. Bu da soğuyan okyanusal litosferde görmeyi beklediğimiz subsidans miktarı olacaktır. Ancak okyanus tabanının üzerinde bir su katmanı olduğundan, bu da bir güçlendirme etkisi olacaktır (su yüke eklemektedir). Bu etkinin nasıl hesaplanacağını önümüzdeki haftalarda öğreneceğiz. Şu anlık bu noktada kalacağız:

$$\Delta l = \frac{\sqrt{\kappa}}{\sqrt{\pi}} 2\alpha(T_m - T_s) \left(\frac{\rho_m}{\rho_m - \rho_w} \right) \sqrt{t}$$

Burada ρ_m ve ρ_w sırasıyla manto ve deniz suyunun yoğunluklarıdır.

Bu denklemin ne kadar iyi işlem gördüğünü değişik yaşlardaki okyanusla-tabanlarının derinliğine bakarak onaylayacağız. Yukarıdaki şekil karekök zaman-derinlik-yaş ilişkisini 60 milyon yıl civarına kadar mükemmel olduğunu göstermektedir. Okyanus tabanı 60 My'dan daha sonra hata fonksiyonu modelinin işaret etmiş olduğu kadar hızlı batmamaktadır. Bu çoğunlukla 100-125 km arasındaki derinliklerde soğumayı sınırlandıran süreçlere bağlanmaktadır. Fakat bu süreçler yeterince anlaşılmamıştır. **Bu plaka tektoniği ve yüzeğe çıkma olmadığında ısıyı hızlıca yitirmeye devam eden diğer gezegen kütlelerinin değişimlerini anlama açısından son derece önemli olabilir.**

Isı Konveksiyon Kavramları

Yoğunluk ve Sıcaklık

Manto ısı konveksiyonu, büyük derinliklerde sığ derinliktekilere nazaran daha sıcak kayaçların bulunmasından kaynaklanmaktadır. Elbette konveksiyon için önemli olan

kayaçların sıcaklığından ziyade kayaçların yoğunluğudur. Yoğunluk sıcaklığın bir işlevi olarak azalır ve belirli bir kaya paketi için termal genleşme katsayısı (α) sıcaklıkla şu şekilde ilişkilendirilebilir:

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T)$$

ya da

$$d\rho = -\rho_0\alpha dT$$

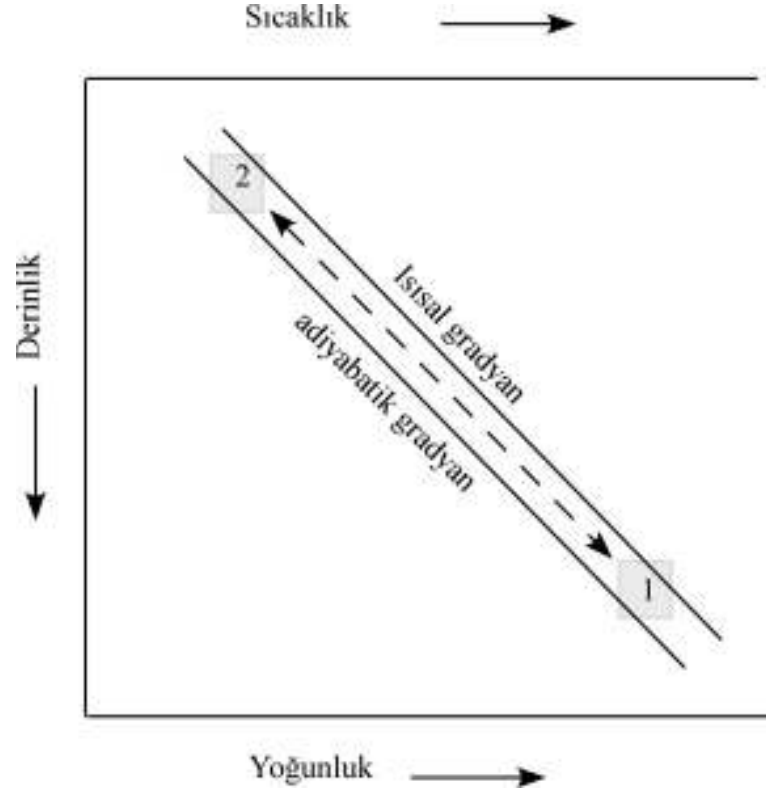
ρ_0 , kaya kütlelerinin $T=0$ 'daki yoğunluğudur. Termal genleşme katsayısı genel olarak son derece küçüktür. Bu nedenle, Yeryuvarı'nda ya da gezegenlerde sıcaklık değişimi dolayısıyla meydana gelen yoğunluk değişimi toplam yoğunluğa kıyasla çok küçüktür. Örnek olarak Yeryuvarı'nın üst mantosu için $\alpha=3*10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ 'tir. 2000°C 'lik bir sıcaklık değişimi için yoğunluktaki değişim %3 civarında olacaktır.

Yoğunluk sıcaklıktan ziyade çok daha güçlü olarak basınca bağlıdır. Yeryuvarı'nın mantosunda, yoğunluk aşağıya doğru artar, çünkü artan basınç artan sıcaklığa nazaran yoğunluk üzerinde daha büyük bir etkiye sahiptir. Bu "adiyabatik gradyan" kavramının gelişimine neden olmuştur.

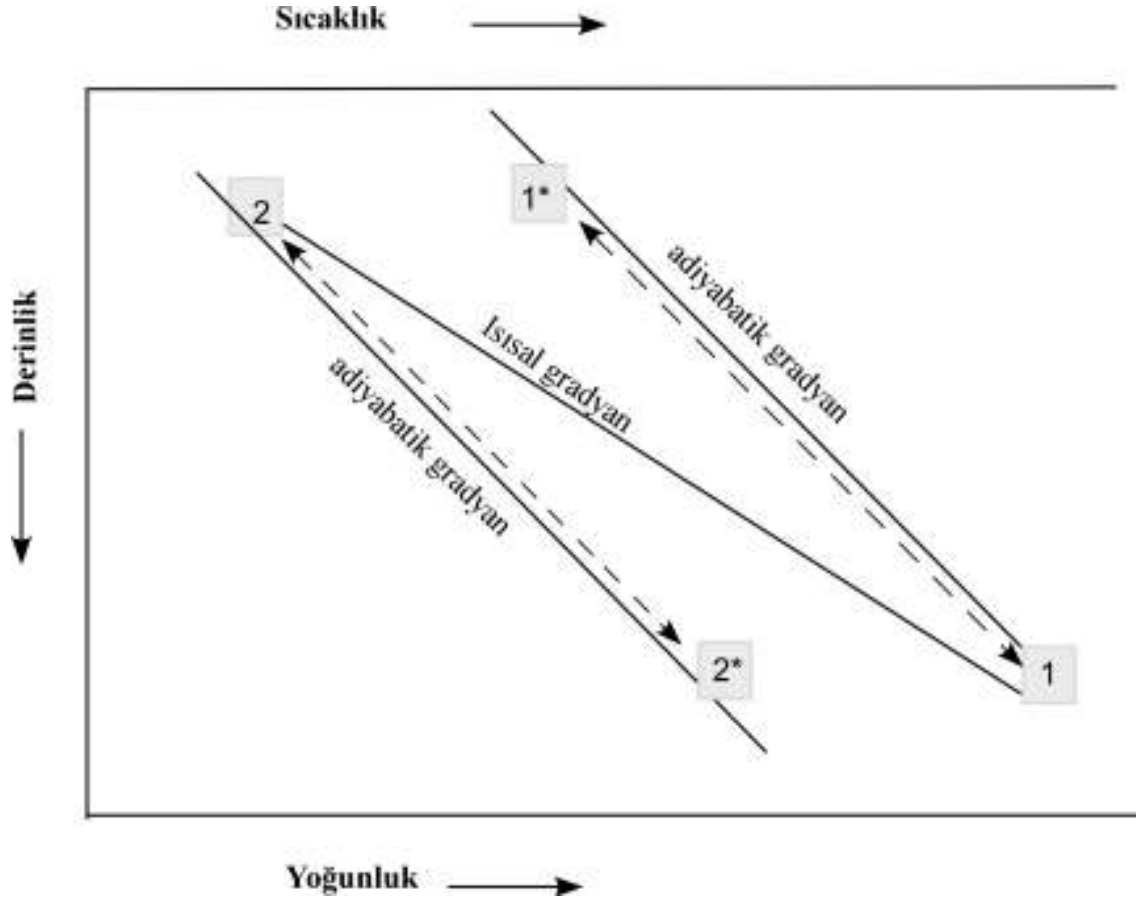
Manto adiyabati

Mantonun derinliklerinde sıcak ve yüksek basınç mantosuna ait bir paketi tasavvur edelim (1) ve bu paketi çevresiyle herhangi bir ısı alışveriş yapmasına izin vermeden daha sığ seviyeye getirelim (2). Kayaç mantodan daha sığ seviyeye getirilirken, basınç düşeceğinden, hacim genişleyecek ve sıcaklık ve yoğunluk azalacaktır. Derinliğin bir işlevi olarak sıcaklıktaki bu değişim *adiyabatik gradyandır*.

Eğer adiyabatik gradyan ile jeotermal gradyan özdeş ise, yükselmiş kayaç paketi (2) yükselmeden önce ve sonra çevresiyle aynı sıcaklıkta olacaktır. Şimdi sığ derinliklerde ikinci bir kayaç kütlelerini düşünelim (2) ve bunu çevresiyle herhangi bir ısı alışverişine müsaade etmeden mantonun daha derinlerine götürelim (1). Bu *adiyabatik taşınma* olarak adlandırılmaktadır. Bu durumda kaya kütlelerinin sıcaklığı ve yoğunluğu benzer şekilde aynı adiyabatik gradyan boyunca artacaktır. Eğer adiyabatik ve jeotermal gradyan özdeş ise, o zaman kaya derine taşınmış olduğu noktadaki çevresiyle aynı sıcaklıkta olacaktır. Bu adiyabatik gradyana denk olan bir jeotermal gradyan için, manto içersinde hareket eden malzeme derinliğin bir işlevi olarak mantonun sıcaklık ve yoğunluğunu değiştirmedeği anlamına gelmektedir. Böylece bu mantonun potansiyel enerjisini değiştirmemekte ve bu nedenle mantoda devinimi sürüklemek için hiçbir enerji mevcut değildir.

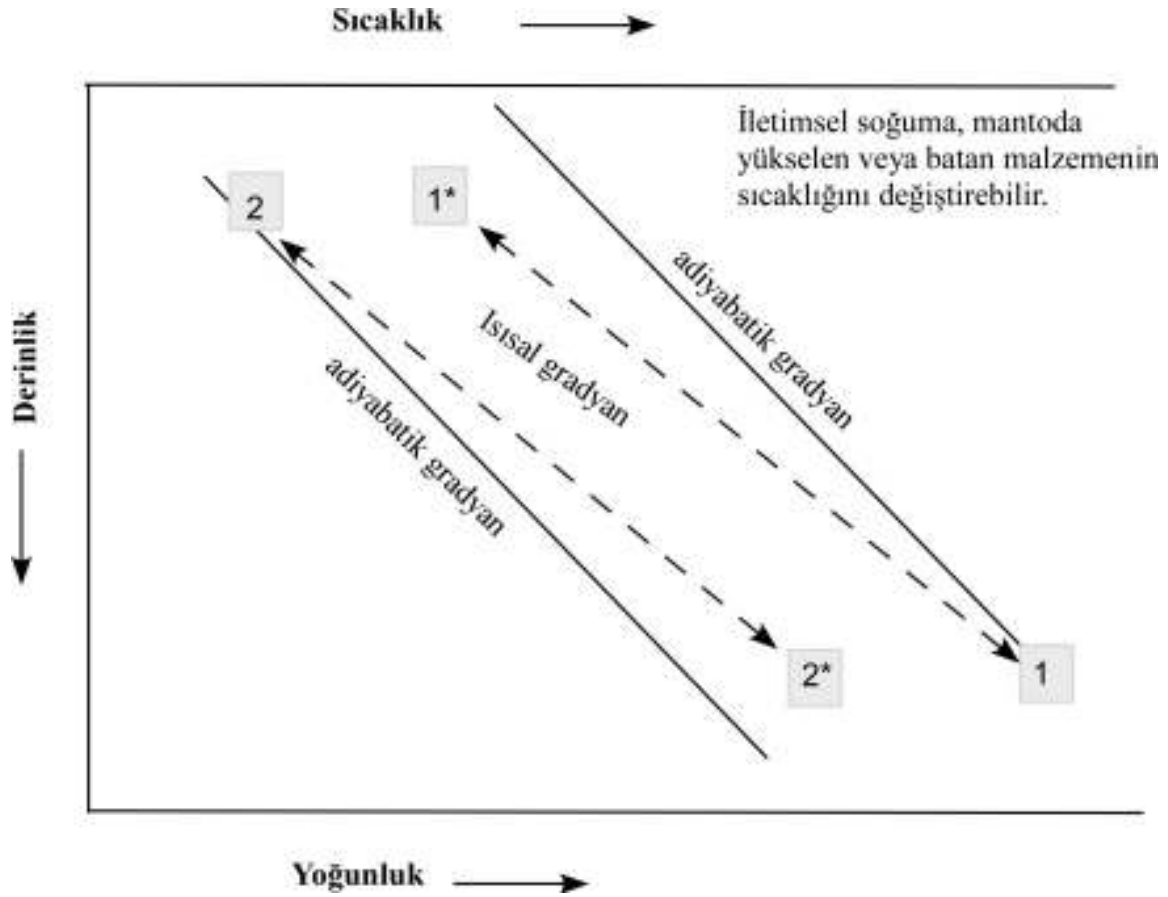


Şimdi mantoda jeotermal gradyandan daha büyük olan bir adiyabatik gradyanı tasavvur edelim. Adiyabatik taşınma ile 1'den 1*'a kadar yükselmiş olan bir kayaç daha önce olduğu gibi, sıcaklığı ve yoğunluğu azalacaktır. Ancak taşınmadan sonra çevreleyen kayaçlardan daha sıcak, ancak onlarla aynı basınç altında olacaktır. Bu nedenle düşük yoğunluğa sahip olacaktır. Benzer şekilde, bir kayaç adiyabatik olarak daha büyük derinliğe taşınırsa, sözgelimi 2'den 2*'a kadar, yoğunluğu ve sıcaklığı artacaktır. Ancak çevreleyen kayaçlardan daha soğuk ve fakat daha yoğun olacaktır. Böylece adiyabatik gradyandan daha büyük termal gradyanın olduğu mantoda kayaç paketlerini düşey hareketi, tabanda daha soğuk üst kesimlerde ise daha sıcak bir manto yaratacaktır. Aynı şekilde bu yoğunluk yapısını değiştirecek, yani tabana yakın kayaçlar daha yoğun tavana yakın kayaçlar ise daha az yoğun olacaktır. Bu gerçekleşirken mantonun potansiyel enerjisi azalacaktır. (Bir referans düzlemi üzerinde h yüksekliğinde, Δz kalınlığında bir malzeme dilimi için potansiyel enerjinin $PE = \rho gh \Delta z$ olduğunu hatırlayalım).



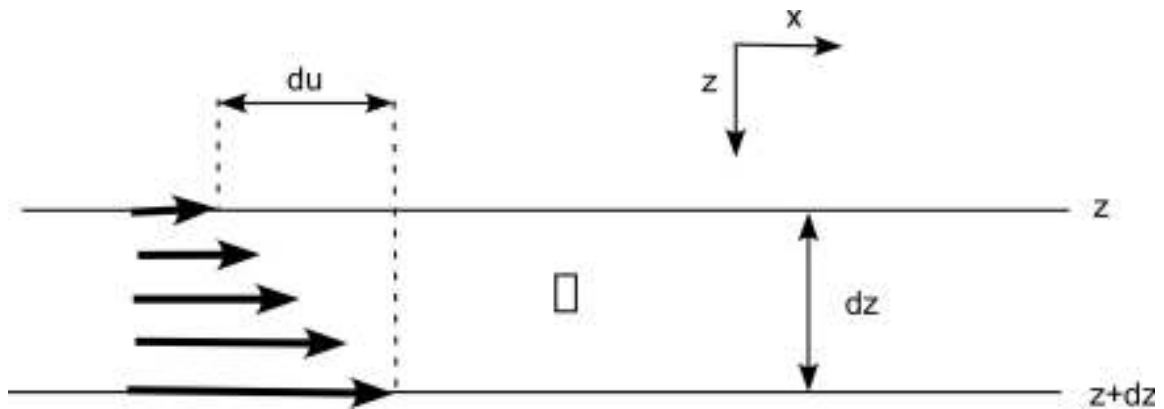
Bu, termal gradyanın adiyabatik gradyandan büyük olduğu durumlarda, mantoda kaya paketlerinin düşey hareketini sürüklemek için enerjinin mevcut olduğu anlama gelmektedir. Bu ısıyla sürüklenen ters dönme süreci *ısısal konveksiyon* olarak bilinmektedir. Burada dikkat edilecek nokta, konveksiyona neden olan etmenin, yalnızca jeoterm (derinliğin işlevi olarak Yeryuvarı içerisindeki sıcaklık profili) ile adiyabat (eğimi bütün derinliklerde adiyabatik gradyan olan eğri) arasında sıcaklık farklılığı olduğudur. Adiyabata eşit veya adiyabatın altındaki jeotermli bir manto, konveksiyona uğrayamaz ve ısıyı yalnızca yavaş iletim süreciyle yitirebilir.

Son olarak, mantoda bir kaya paketinin yükselmesi veya batması anlık değil ise, yükselen paket yükselme sırasında ısı fazlasının bir miktarını çevreleyen manto kayaçlarına verecektir. Batma sırasında ise bu sürecin tam tersi gerçekleşecektir. Böylece sıcaklığı adiyabat ile manto jeotermi arasında bir yolu izleyecektir. Eğer paket hızlıca yükselirse ya da ısı difüzyonu yavaş ise (malzemenin ısısal difüzivitesinin, κ , küçük olduğu anlamına gelmektedir), o zaman kaya paketi yalnızca az miktarda ısı yitirecek ve takip ettiği çığır adiyabata yakın olacaktır. Eğer kaya paketi çok yavaş yükseliyor ve hızlı ısı difüzyonuna sahip ise, izlenilen çığır (yolcuk) jeotermine yakın olacaktır. Bunun anlamı, mantoda termal iletim/difüzyonun çok hızlı olması konveksiyonu önleyecek yönde etki yapacağıdır.



Ağdalı (Viskoz) Deformasyon

Konveksiyon için gerekli yüksek sıcaklıklarda, gezegenlerin manto malzemeleri sünek olarak deforme olmaktadır. Bizim burada kullanacağımız sünek deformasyonun matematiksel olarak en basit biçimi, “çizgisel” ya da “Newton” ağdalılığıdır. Aşağıda gösterildiği gibi u hızıyla basit makaslamaya uğrayan, μ viskoziteli bir malzeme katmanı için, gerilim (birim alana etki eden güç, tipik olarak Pascal biriminde ifade edilir, Pascal ise N/m^2 yada kg/ms^2) hızın alansal gradyanıyla çizgisel orantılıdır.



Eğer kanalın uzunluğu boyunca hız değişmiyorsa (yani $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$), o zaman yatay düzlem boyunca gerilim, hız gradyanıyla şu şekilde ilişkilidir:

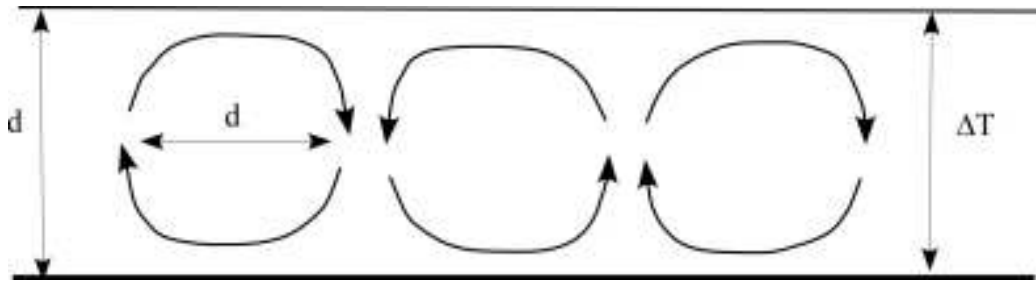
$$\sigma_{xz} = \mu \partial u / \partial z$$

Bu bağlantı, akımı işletmek için gerekli gerilimin malzemenin ağırlıklılığı ile çizgisel olarak artmış olduğunu göstermektedir. (Newtoniyen olmayan ağırlıklılık için, gerilim ile deformasyon arasında üssel bir ilişki vardır.

Rayleigh Sayıları

Rayleigh sayısı, konveksiyona uğrayan bir seviye içerisinde konveksiyonun canlılığını (etkinliğini) betimleyen boyutsuz bir sayıdır. Bu sayı, esas olarak konveksiyonun canlılığını arttıran parametrelerin konveksiyonu önleyen parametrelere oranıdır.

Aşağıdaki gibi gözükten potansiyel olarak konveksiyona uğrayan bir seviyeyi tasavvur edelim:



Burada döngüler, konvektif sistemin yükselen ve inen kanatlarını göstermektedir. d, seviye kalınlığını göstermektedir. Seviye boyunca sıcaklık farklılığı ise (yalnızca adiyabattan fazla olanı) ΔT 'dir.

Yitimi etkileyen parametreler şunlardır:

K: Termal difüze olabilme (m^2/s)

A: Termal genişleme katsayısı ($^{\circ}C^{-1}$)

ΔT : Seviyedeki sıcaklık farklılığı ($^{\circ}C$)

μ : Viskozite ($Pa \cdot s = Ns/m^2 = kg/ms$)

d: Seviye kalınlığı ve yaklaşık olarak konveksiyon hücresinin boyutu (m)

ρ : Yoğunluk (kg/m^3)

Konveksiyona yardımcı olma

Konveksiyona, (adiyabatı çıkardıktan sonra) dalan plakanın tabanıyla tavan arasındaki sıcaklık farklığı yardımcı olur. Bu nedenle, konveksiyonu gütmek için kullanılabilir ortaya çıkan yoğunluk farklılığı $\alpha\rho\Delta T$ 'dir. Artan seviye kalınlığı (d), konveksiyonu güçlendirir. Çünkü (a) akışı sürüklemek için mevcut olan potansiyel enerji d^2 ile artar (P.E.= $\rho g d^2/2$), (b) sabit bir akış geometrisi için, akışın alansal gradyanı gerilimle orantılıdır. Böylece uygulanan gerilimden kaynaklanan akış hızı çizgisel olarak sistemin boyutuyla ölçeklidir. Bu da diğer bir d faktörünün ortaya çıkmasına neden olur.

Konveksiyon için mevcut olan potansiyel enerji, yer çekimi alanının (g) büyüklüğüyle çizgisel olarak ilişkilidir.

Konveksiyonu Önleme

Büyük ağdalılıklar, belirli bir hızda akışa neden olmak için daha büyük gerilimlerin gerekli olduğu anlamına gelmektedir. Bu nedenle büyük viskozite (μ) konveksiyonu önleyici yönde etki eder.

Kayaç paketleri yükselirken iletimle (kondüksiyonla) ısı kaybederler (ve batmada ise bunun tersi). Çabuk ısı difüzyonu konveksiyonu süren yoğunluk farklılığını ve enerjiyi düşürdüğünden, konveksiyonu önler. Böylece konveksiyon büyük ısı difüzyona uğrayabilirlikle (κ), azalmaktadır.

Konveksiyonu hızlandıran etmenlerin, geciktiren etmenlere bölünmesi bize Rayleigh sayısını (Ra) verir:

$$Ra = \frac{d^3 \alpha \rho g \Delta T}{\mu \kappa}$$

Bu sayının boyutsuz olduğunu ev ödevinde göstereceğiz. Deneyler (laboratuar ve bilgisayar) konveksiyonun yalnızca Rayleigh sayısının 200-1000 aralığından fazla olduğunda gerçekleştiğini göstermektedir. Konveksiyonun başlayacağı Rayleigh sayısının tam değeri sistemin çevre koşullarına ve geometrisine bağlıdır: Söz gelimi, rijit ya da gerilimsiz üst sınır, ısının malzeme içinde üretilip üretilmediğine, ya da alttan ısı girdisi olup olmadığına vs.

Sıvı akışını denetleyen jeofizik denklemler oldukça karmaşık olduğundan, Rayleigh sayısı konveksiyonun gezegen içlerinde gerçekleşip gerçekleşmeyeceği, eğer gerçekleşirse ne kadar etkinlikle gerçekleşeceğini anlamamızı sağlar.