

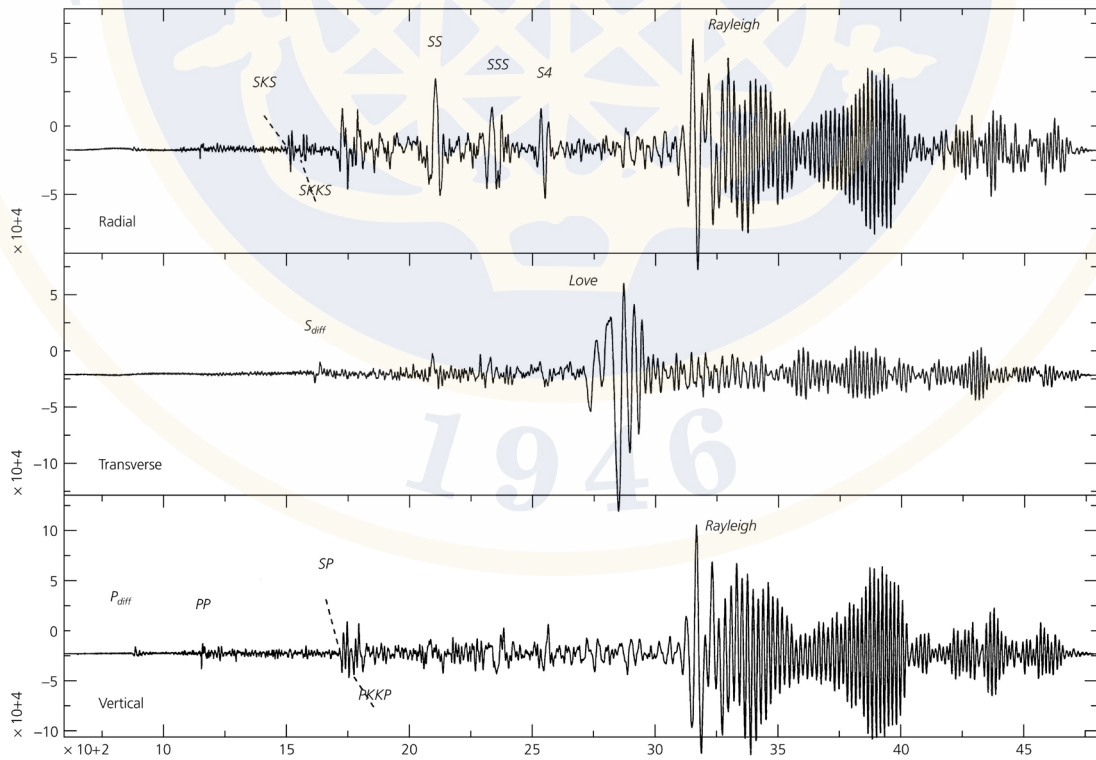
## 4.2 Yüzey Dalgaları

Bir sismik kaynaktan çıkarak yerkürenin serbest yüzeyi boyunca cisim dalgalarından daha yavaş olarak yayılan ve “yüzey dalgaları” olarak adlandırılan başka tür dalgalar da vardır. Bu dalgaların yayılabilmesi için cisim dalgalarının tersine sınırlı yani yarı-sonsuz bir ortam gereklidir. Yer kürenin kabuğu bu dalgaların oluşmasında yarı-sonsuz ortamı oluşturur. Deprem ya da patlatma gibi yüzeye yakın herhangi bir sismik kaynak tarafından oluşturulan sismik enerjinin bir kısmını yüzeye yakın bu yarı-sonsuz ortam içerisinde hapis solur ve bu ortam içerisinde yayılırlar.

Yüzey dalgalarının genliği uzaklığa bağlı olarak  $1/\sqrt{r}$  ile azalır. Oysa cisim dalgaları için geometrik yayılma faktörü  $1/r^2$  olduğundan, genlikteki azalış ise  $1/r$  idi. Dolayısıyla cisim dalgaları ile yüzey dalgalarına ait geometrik yayılma faktörlerindeki böyle bir farkın sonucu, yüzey dalgası genlikleri cisim dalgası genliklerinden daha büyüktür. Özellikle deprem dış-odağının çok uzaklarda olması bu farkı daha da belirgin kılar. Bununla birlikte yüzey dalgalarının genlikleri derinlikle birlikte azalır ve çok derinlerde sıfır olur. Yüzey dalgaları, cisim dalgalarından daha düşük frekans içeriğine sahiptir. Düşük frekansa ve büyük genliklere sahip olmalarından dolayı yüzey dalgaları bir çok depremde yapılara zarar veren dalga türüdür. Başlıca iki tür yüzey dalgası vardır. Bunlar;

- Rayleigh
- Love

dalgalarıdır. Şekil 4.26’da  $110^\circ$  uzaklıktaki bir istasyonda yüzey dalgalarının da kaydedildiği telesismik bir depreme ait sismogramlar görülmektedir.



Şekil 4.26  $110^\circ$  uzaklıktaki bir depreme ait üç bileşen kaydı

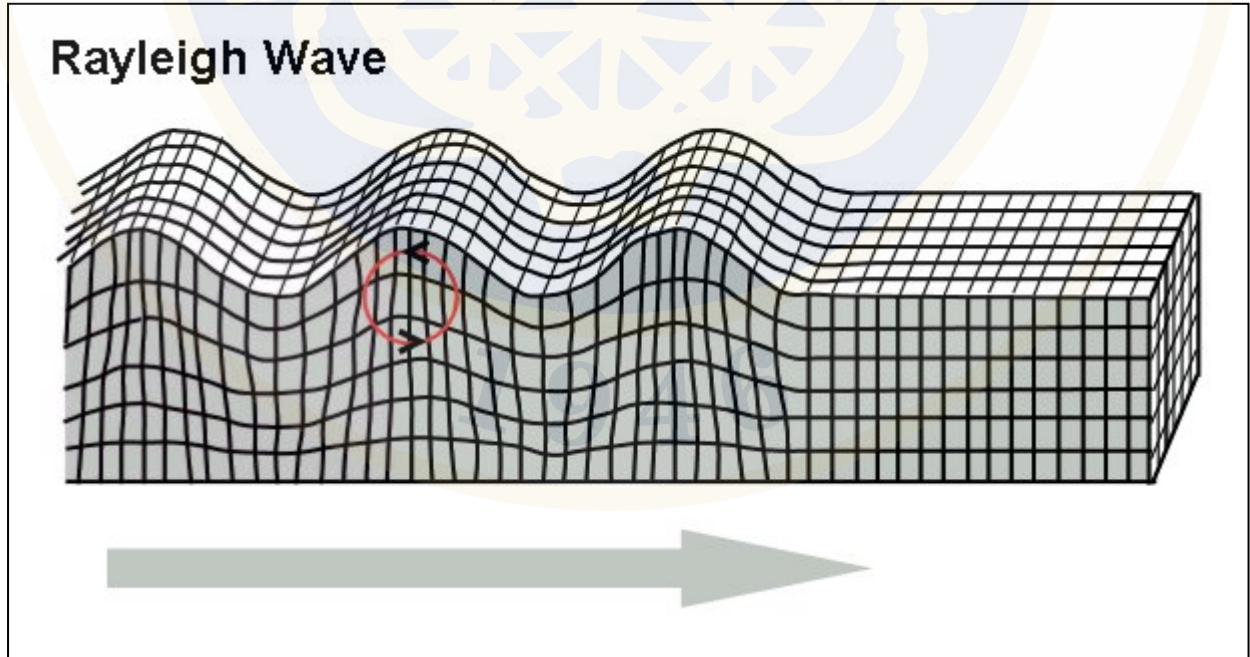
## Rayleigh Dalgası

Bu dalgaları 1885 yılında kuramsal olarak ilk inceleyen ve matematiksel olarak modelleyen kişi İngiliz fizikçi Lord Rayleigh (John William Strutt, 1842-1919) olmuştur. Rayleigh dalgaları tıpkı bir su birikintisinde (göl, deniz) yayılan dalgalar gibi yerin yüzeyi boyunca yuvarlanarak ilerleyen dalgalardır. Bu dalgalar aynı zamanda “yer yuvarlanması (ground roll)” olarak da bilinir ve “R” harfi ile gösterilirler. Rayleigh dalgaları yerkürenin yüzeyi boyunca yayılırken bir çeşit yuvarlanma hareketi yaptıklarından dolayı, geçtikleri ortam içerisinde bulunan tanecikler, yayılma doğrultusu boyunca ters bir elips hareketi çizerler (Şekil 4.27). Taneciklerin yapmış olduğu bu elips hareketi derinlere doğru gittikçe küçülmekte ve daha sonra gözden kaybolmaktadır.

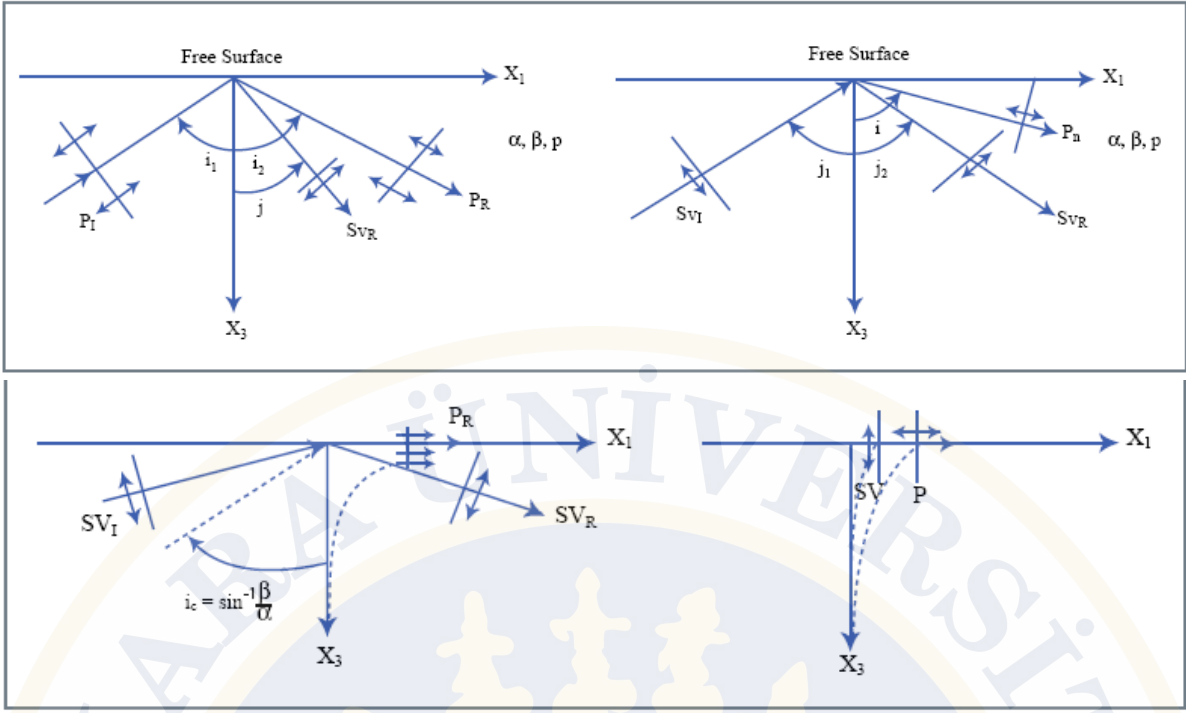


John William Strutt, (1842-1919)

Rayleigh dalgalarının oluşabilmesi için serbest bir yüzey ile sınırlandırılmış yarı sonsuz esnek bir ortamın bulunması gereklidir. Ancak böyle bir ortam içerisinde, serbest yüzeye yakın bir yerde P ve SV dalgalarının girişimi sonucu Rayleigh dalgaları oluşur. SV dalgası hızının ( $\beta$ ), P-dalgası hızından ( $\alpha$ ) daha küçük olduğu bir yarı sonsuz ortam içerisinde, serbest yüzeye kritik açıdan daha büyük bir açıyla herhangi bir SV dalgasının gelmesi durumunda kırılarak serbest yüzey boyunca yatay olarak ilerleyen bir P- dalgası oluşur (Şekil 4.28). Böyle bir durumda P-dalgası doğal yoldan yüzey içerisinde hapsedilmiş olur. Enerjinin korunması için, yatay yönde yayılan P-dalgasının genliği derinlikle azalmalı ve bir noktadan sonra gözden kaybolmalıdır.

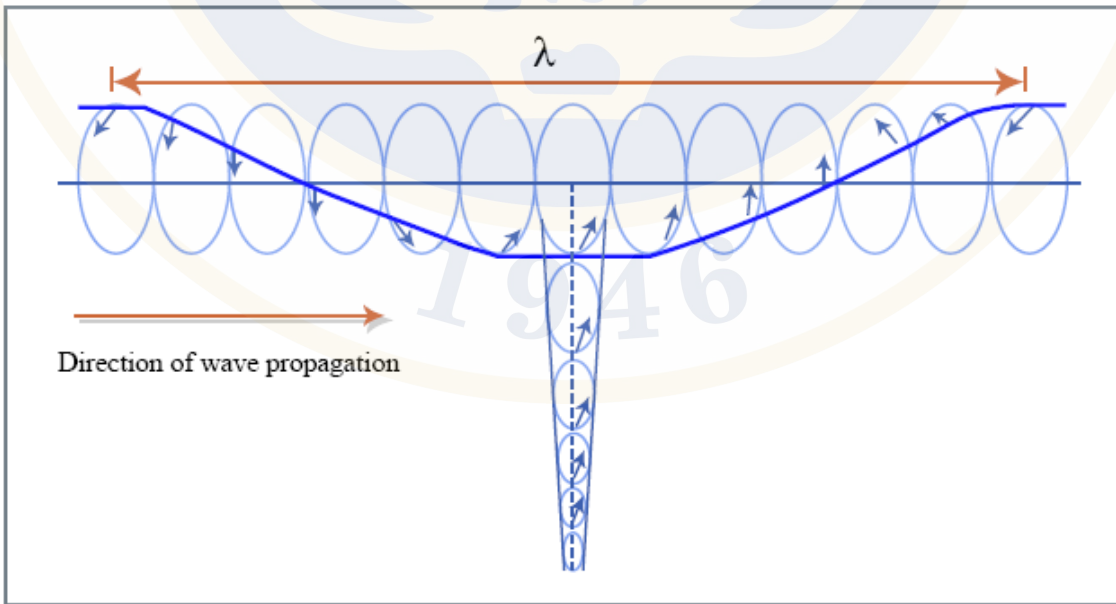


Şekil 4.27 Rayleigh dalgasının yayılım şekli ve tanecik hareketi.



**Şekil 4.28** Serbest yüzeye gelen P ve SV dalgalarının girişimi (üstte). P-dalgası (sol alt) ve SV-dalgası (sağ alt) için gözden kaybolan dalgalar. Genlikler, ara yüzeyden uzaklaştıkça üstel olarak azalmaktadır.

Rayleigh dalgasının oluşabilmesi için, serbest yüzeye kritik açı ile gelerek bu yüzey boyunca kırılan bir SV- dalgasının da eş-zamanlı olarak oluşması gereklidir (Şekil 4.28). Esasen P- dalgaları tek başına serbest sınır koşullarını sağlamaz ve SV dalgaları ile eşleşmeden ara yüzey boyunca yayılamazlar. Bu şekilde serbest yüzey boyunca kırılarak yatay yönde ilerleyen P ve SV dalgalarının girişimi,  $x$ - $z$  düzleminde bir tanecik hareketine neden olur. Bu tanecik hareketi, sıg kesimlerde geriye doğru ters yöne iken daha derinlerde ileriye doğru yani düz yönedir (Şekil 4.29). Bu olay okyanus dalgalarındaki tanecik hareketi ile benzerlik göstermektedir.



**Şekil 4.29** Yer yüzeyi boyunca bir dalga boyu içerisindeki Rayleigh dalgasının eliptik tanecik hareketi ve derinlikle değişimi.

Rayleigh dalgası, yer deęiřtirme alanının hem dūřey ( $z$ - doęrultusu) hem de yatay (radyal,  $x$ - doęrultusu) bileřenlerinde gözlenebilir.

Esnek, tekdüze ve yön bağımsız bir ortamdaki dalga yayılım denklemleri yarı sonsuz bir ortam için düzenlenecek olursa, Rayleigh dalgalarının böyle bir ortam içerisindeki yayılım denklemleri elde edilir. Yarı sonsuz bir ortam söz konusu olunca dalganın  $x$ - eksenini boyunca ilerlediği ve  $y$ - doğrultusu boyunca yer değiştirmelerin sıfır olduğu kabul edilir. Böyle bir durumda P ve SV dalgaları için yer değiştirme potansiyellerinin kısmi türevleri;

$$\begin{aligned}\nabla^2\Phi &= \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} \\ \nabla^2\Psi &= \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2}\end{aligned}\quad (1)$$

burada

$$\nabla = (\partial_x + \partial_y + \partial_z)$$

şeklinde ifade edilir. Burada

$\Phi$  : skaler potansiyel

$\Psi$  : vektörel potansiyel

$\alpha$  : P- dalgası hızı

$\beta$  : S- dalgası hızı

Dalga hareketinin sadece  $x$ - $z$  düzleminde olduğu düşünülürse  $y$ - doğrultusu boyunca tüm türevler sıfır olacağından bu yöndeki yer değiştirmeler de ( $u_y$ ) sıfır olacaktır. Böylece yatay ( $u_x$ ) ve dūřey ( $u_z$ ) yönlerdeki yer değiştirmeler ise,

$$\begin{aligned}u_x &= \frac{\partial\Phi}{\partial x} + \frac{\partial\Psi}{\partial z} \\ u_z &= \frac{\partial\Phi}{\partial z} - \frac{\partial\Psi}{\partial x}\end{aligned}\quad (2)$$

şeklinde olacaktır. Burada üç sınır koşulundan söz edebiliriz.

1)  $z \rightarrow \infty$  için  $\Phi$  ve  $\Psi$  yok olmalı

2)  $z = 0$  için gerilme  $\tau_{xz} = 0$

3)  $z = 0$  için gerilme  $\sigma_{zz} = 0$

$\Phi$  ve  $\Psi$  için dalga yayılım denklemleri, (1) bağıntılarını kullanarak ve  $\omega = kc$  yazılarak

$$\begin{aligned}\Phi &= A \exp\left[ik\left(x + \sqrt{(c^2/\alpha^2)-1}z\right) - ct\right] \\ \Psi &= B \exp\left[ik\left(x + \sqrt{(c^2/\beta^2)-1}z\right) - ct\right]\end{aligned}\quad (3)$$

yazılır. Birinci sınır koşuluna göre,  $\Phi$  ve  $\Psi$   $z \rightarrow \infty$  için yok olmalı. Bu nedenle  $\sqrt{(c^2/\alpha^2)-1}$  ve  $\sqrt{(c^2/\beta^2)-1}$  pozitif sanal terimler olmalı. Buradan,

$$\begin{aligned}\Phi &= A \exp\left(-k\sqrt{1-(c^2/\alpha^2)}z - ct\right)e^{ik(x-ct)} \\ \Psi &= B \exp\left(-k\sqrt{1-(c^2/\beta^2)}z - ct\right)e^{ik(x-ct)}\end{aligned}\quad (4)$$

İkinci ve üçüncü sınır koşullarından ise (Poisson's koşulunun sağlandığı yani  $\nu = 0.25$  ve  $\lambda = \mu$  için) gerilmeler

$$\begin{aligned}\tau_{xz} &= \mu \left[ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial z} \right] = 0 \\ \sigma_{zz} &= \mu \left[ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + 3 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - 2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial z} \right] = 0\end{aligned}\quad (5)$$

şeklinde yazılabilir.  $\Phi$  ve  $\Psi$  için bulunan (4) bağıntısındaki çözümleri, sınır koşulları sağlayan (5) bağıntılarında yerine koyarsak A ve B cinsinden aşağıdaki gibi iki doğrusal denklem elde ederiz.

$$\begin{aligned}-(2 - (c^2/\beta^2))A + 2\sqrt{(c^2/\beta^2)-1}B &= 0 \\ 2\sqrt{(c^2/\alpha^2)-1}A + (2 - (c^2/\beta^2))B &= 0\end{aligned}\quad (6)$$

Birinci sınır koşulundan  $c < \beta < \alpha$  dir. (6) bağıntılarını çözmek için sistemin determinanı alıp sifıra eşitlemek gereklidir.

$$(2 - (c^2/\beta^2))^2 + 4\sqrt{(c^2/\beta^2)-1}\sqrt{(c^2/\alpha^2)-1} = 0\quad (7)$$

Böyle bir denklemin 4 kökü vardır ve sadece bir tanesi  $0 < c < \beta$  şartını sağlar. Yukarıda da belirtildiği gibi, Poisson koşulunun sağlandığı ( $\alpha^2/\beta^2 = 3$ ) durum için determinant,

$$(c^6/\beta^6) - 8(c^4/\beta^4) + (c^2/\beta^2)(24 - 16(\beta^2/\alpha^2)) - 16(1 - (\beta^2/\alpha^2)) = 0\quad (8)$$

şeklinde olacaktır. Buradan denklemin kökleri,

$$(c^2/\beta^2) = 4, 2 + 2/\sqrt{3} (\approx 3.155), 2 - 2/\sqrt{3} (\approx 0.845)\quad (9)$$

olarak hesaplanır. Sadece son kök ( $2 - 2/\sqrt{3} (\approx 0.845)$ )  $c < \beta$  koşulunu sağlamaktadır. Buradan, yarı sonsuz, tekdüze ve Poisson koşulunu sağlayan bir katı içerisindeki Rayleigh dalgasının görünür hızı,

$$c = (2 - 2/\sqrt{3})\beta = 0.92\beta\quad (10)$$

olarak bulunur. Rayleigh dalgasının hızı, kesme dalgasının hızından biraz küçüktür. Bu durumda (2) ve (4) bağıntılarını kullanarak yatay ve düşey yöndeki yer değiştirmeleri hesaplayabiliriz.

$$\begin{aligned} u_x &= kA(e^{-0.8475kz} - 0.5773e^{-0.3933kz})\sin k(ct - x) \\ u_z &= kA(-0.8475e^{-0.8475kz} + 1.4679e^{-0.3933kz})\cos k(ct - x) \end{aligned} \quad (11)$$

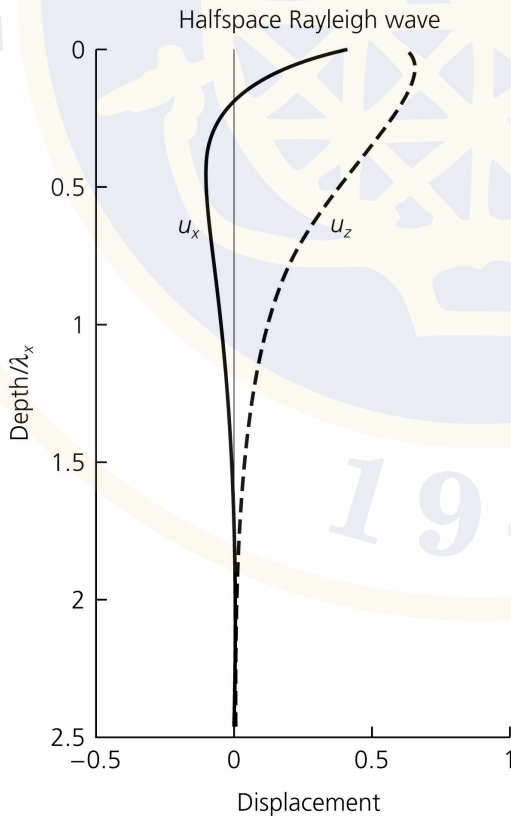
(11) bağıntılarına göre yüzeydeki ( $z = 0$ ) yer değiştirme miktarları,

$$\begin{aligned} u_x &= 0.4227kA \sin k(ct - x) \\ u_z &= 0.6203kA \cos k(ct - x) \end{aligned} \quad (12)$$

şeklinde hesap edilir. Bu sonuçlara göre Rayleigh dalgası için yerdeğıştirmeler harmonik olarak  $x$  ve  $z$  bağılıdır ve geriye doğru titreşen eliptik bir yörünge izlerler (Şekil 4.30). Elipsin düşey eksenini ana eksenidir ve yatay yöndeki ekseninden daha büyüktür.

Rayleigh dalgalarının hızı periyoduna ya da frekansına bağılı değildir. Yani dispersiyon olayı gözlenmez. Ancak katmanlı ya da düşey yönde tekdüze olmayan yapılar söz konusu olduğunda dispersif olmaya başlarlar. Rayleigh dalgaları, iki boyutlu bir ortam içerisindeki elastik dalganın geometrik yayılma özelliğinden dolayı, sismogramlardaki en büyük genliğe sahip dalgalardır. Bu nedenledir ki, yüzeye yakın kaynaklarda kuvvetli Rayleigh dalgaları oluşur. Oysa yer kürenin derinliklerindeki kaynaklar daha zayıf Rayleigh dalgalarına sahiptir.

Figure 2.7-5: Rayleigh wave displacements as a function of depth.



Şekil 4.30 Derinliğin fonksiyonu olarak Rayleigh dalgası yer değıştirmeleri.

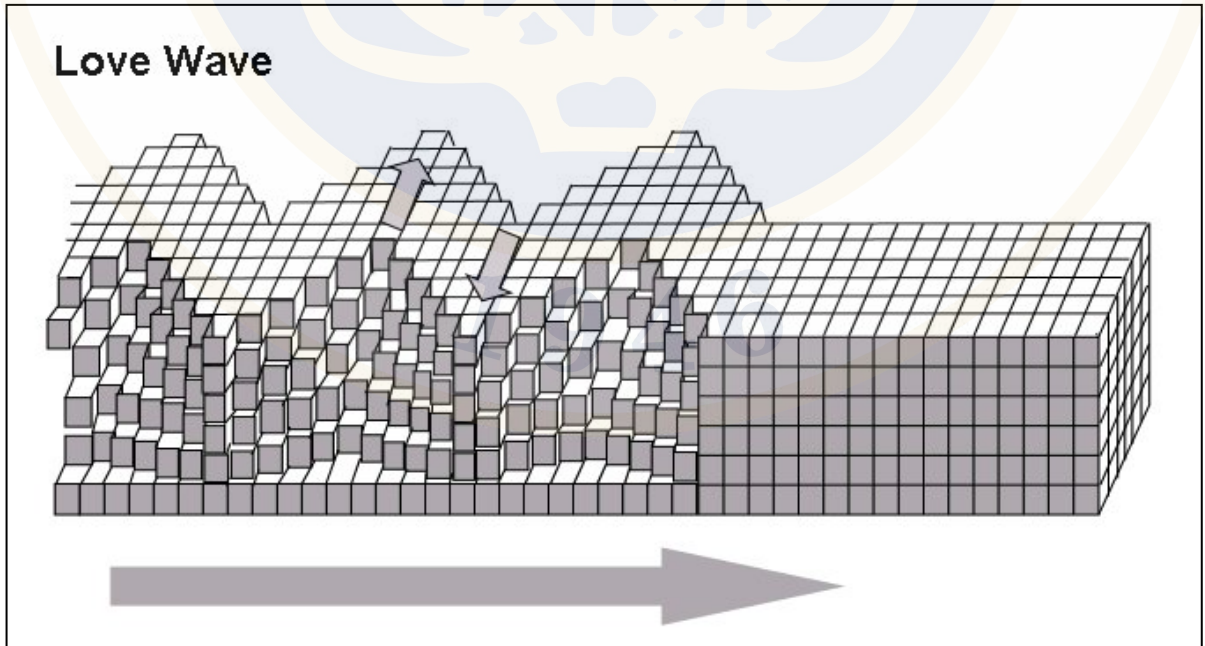
## Love Dalgası



Augustus Edward Hough Love (1863-1940)

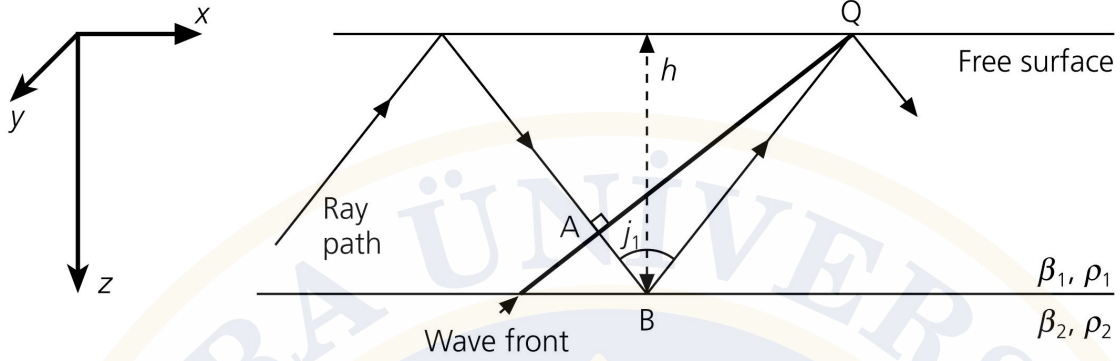
İlk kez İngiliz matematikçi Augustus Edward Hough Love (1863-1940) tarafından 1911 yılında kuramsal olarak incelenmiş bir yüzey dalgası türüdür. Love dalgaları, Rayleigh dalgalarından daha hızlıdır. Bu yüzden sismogramlarda Rayleigh dalgalarından daha önce görülür ve “L” harfi ile gösterilir. Bu iki dalga arasındaki hız farkı sismogramlar üzerinde gözlenemeyecek kadar küçüktür. Love dalgalarının oluşabilmesi için elastik, tekdüze ve yarı sonsuz bir yüzey katmanının bulunması gereklidir. Yer kürenin kabuğu bu görevi üstlenmektedir. Love dalgaları, yerin serbest yüzeyi ile kabuğun alt sınırı arasında ardışık yansımalara uğrayan SH dalgalarının yapıcı girişimi sonucu oluşur. Bu nedenle Love dalgalarının geçtiği ortamda tanecikler tamamen yayılma doğrultusuna dik yatay düzlemde yani  $x$ - veya  $y$ - düzleminde titreşirler (Şekil 4.31). Love dalgaları yer değiştirme alanının enine (transverse) bileşeninde gözlenirler.

Rayleigh dalgalarının tersine, bu dalgaların oluşabilmesi için SH dalgasının serbest yüzeye herhangi bir kritik açıyla gelip kırılması söz konusu değildir. Ayrıca sınır koşullarının sağlanması için SH dalgalarının serbest yüzeyde toplam bir yansıması olması gerekmektedir. Bu durumda SH dalgasının enerjisi yarı sonsuz ortamın yüzeye yakın kısmında hapsedilemez ve dolayısı ile Love dalgaları oluşamaz. Love dalgalarının oluşabilmesi için SH dalgası enerjisini yeryüzüne doğru yansıtarak yarı sonsuz ortam ile yeryüzü arasına hapseden yansıtıcı bir ara yüzey ve bu arayüzey üzerinde yer alan düşük S- dalga hızlı bir katmanın bulunması gerekmektedir (Şekil 4.32). Eğer katmanın S-dalgası hızı derinlikle artarsa, serbest yüzey ile yansıtıcı ara yüzey arasında ışınların ardışık olarak yansıdığı bir dalga kılavuzu (wave guide) oluşur.



Şekil 4.31 Love dalgasının yayılım şekli ve tanecik hareketi.

**Figure 2.7-7: Geometry of Love waves in a layer over a halfspace.**



**Şekil 4.32** Yarı sonsuz bir ortam üzerinde bulunan katman içerisindeki Love dalgalarının geometrisi.

Tekdüze ve yarı sonsuz bir ortam içerisinde ilerleyen Rayleigh dalgalarının yayılım denklemleri çıkarılırken  $y$ - doğrultusu boyunca yer değiştirmelerin ( $u_y$ ) olmadığı kabul edilmişti. Love dalgaları için ise dalga hareketinin  $x$ - doğrultusu boyunca, yer değiştirmelerin ise  $y$ - yönünde olduğu ( $u_x=0, u_z=0, u_y \neq 0$ ) düşünülürse,  $xz$ - düzlemi içerisindeki dalga denklemi,

$$\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial z^2} = \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} \quad (13)$$

şeklinde yazılır. Love dalgalarının içerisinde yayıldığı ve yarı sonsuz ortam üzerinde bulunan katmanın kalınlığı  $h$ , katılık sabiti  $\mu_1$ , yoğunluğu  $\rho_1$ , P- ve S- dalgalarına ait hızlar ise sırasıyla  $\alpha_1$  ve  $\beta_1$  olsun. Aynı şekilde, yarı sonsuz ortam için bu parametreler,  $\mu_2, \rho_2, \alpha_2$  ve  $\beta_2$  olsun. Hareketin basit bir harmonik hareket olduğunu ve genliklerin derinlikle üstel olarak azaldığını düşünelim. Buna göre, yarı sonsuz ortam üzerindeki katman içerisinde A genliği ile aşağıya, B genliği ile de yukarıya giden dalganın, yarı sonsuz ortam içerisinde ise C genliği ile aşağıya doğru giden dalganın yer değiştirme denklemlerini (13) bağıntısına göre aşağıdaki gibi yazabiliriz.

Katman içerisindeki yer değiştirme,

$$u_y^1(x, z, t) = \left\{ A \exp \left[ -i\omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} z \right] + B \exp \left[ i\omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} z \right] \right\} \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (14)$$

Yarı sonsuz ortam içerisindeki yer değiştirme,

$$u_y^2(x, z, t) = C \exp \left[ -\omega \left( \frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2} \right)^{1/2} z \right] \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (15)$$



(14) ve (15) bağıntılarındaki  $\exp[i(k_x x - \omega t)]$  ifadesi “faz faktörü” ya da “yayıma faktörü” olarak isimlendirilir. Love dalgalarının hareket ve yer değiştirme denklemlerinin çözümü için dört sınır koşulu vardır. Bunlar;

1)  $z \rightarrow \infty$  için  $u_y = 0$  olmalı,

2)  $z = 0$  için gerilme  $\tau_{yz} = \mu_1 \frac{\partial u_y^1}{\partial z} = 0$ ,

3)  $z = h$  için yer değiştirmeler sürekli olmalı  $u_y^1 = u_y^2$

4)  $z = h$  için gerilmeler sürekli olmalı  $\tau_{yz}^1 = \tau_{yz}^2$ ,

Birinci sınır koşulundan, SH dalgası enerjisinin ara yüzey yakınlığında hapsedilebilmesi için  $c < \beta_2$  olmalı. Bu durumda,

$$\left( \frac{1}{\beta_2^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} = -i \left( \frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2} \right)^{1/2} \quad (16)$$

dir. İkinci sınır koşuluna göre,

$$\tau_{yz} = \mu_1 \frac{\partial u_y^1}{\partial z} = \left[ \mu_1 i \omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} \right] (B - A) \exp(i(k_x x - \omega t)) = 0, \text{ yani } A = B \quad (17)$$

dir. Üçüncü sınır koşuluna göre  $z=h$  derinliğinde, yani ara yüzeyde, hem düşük hızlı katmandaki hem de yarı sonsuz ortamdaki yer değiştirmeler süreklilik göstermeli diğer bir deyişle birbirine eşit olmalı. Bu nedenle,

$z = h$ 'da

$$u_y^1(x, z, t) = u_y^2(x, z, t),$$

$$A \left\{ \exp \left[ -i \omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} h \right] + \exp \left[ i \omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} h \right] \right\} = C \exp \left[ -i \omega \left( \frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2} \right)^{1/2} h \right] \quad (18)$$

ya da  $\cos u = (e^u + e^{-u})/2$  dönüşümü kullanılarak

$$2A \cos \left[ \omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} h \right] = C \exp \left[ -i \omega \left( \frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2} \right)^{1/2} h \right] \quad (19)$$

yazılabilir. Dördüncü sınır koşuluna göre ise yine  $z=h$  derinliğinde, gerilmelerin sürekli olduğu kabul edilerek,

$z = h$ 'da

$$\tau_{yz}^1 = \tau_{yz}^2$$

$$\mu_1 \frac{\partial u_y^1}{\partial z} = \mu_2 \frac{\partial u_y^2}{\partial z}$$

yazılabilir. Buradan,

$$\begin{aligned} & \mu_1 A \left[ -i\omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} \right] \left\{ \exp \left[ -i\omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} h \right] - \exp \left[ i\omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} h \right] \right\} \\ & = \mu_2 C \left[ -i\omega \left( \frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2} \right)^{1/2} \right] \exp \left[ -i\omega \left( \frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2} \right)^{1/2} h \right] \end{aligned} \quad (20)$$

ya da  $\sin u = (e^u - e^{-u}) / 2i$  dönüşümü kullanılarak

$$\begin{aligned} & 2Ai\omega\mu_1 \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} \sin \left[ \omega \left( \frac{1}{\beta_1^2} - \frac{1}{c^2} \right)^{1/2} h \right] \\ & = C\omega\mu_2 \left( \frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2} \right)^{1/2} \exp \left[ -i\omega \left( \frac{1}{c^2} - \frac{1}{\beta_2^2} \right)^{1/2} h \right] \end{aligned} \quad (21)$$

yazılabilir. (21) bağıntısı, (19) bağıntısına bölünürse ve  $\omega = k_x c$  yazılırsa,

$$\tan \left( k_x h \sqrt{\frac{c^2}{\beta_1^2} - 1} \right) = \frac{\mu_2 \sqrt{1 - \left( \frac{c^2}{\beta_2^2} \right)}}{\mu_1 \sqrt{\left( \frac{c^2}{\beta_1^2} \right) - 1}} \quad (22)$$

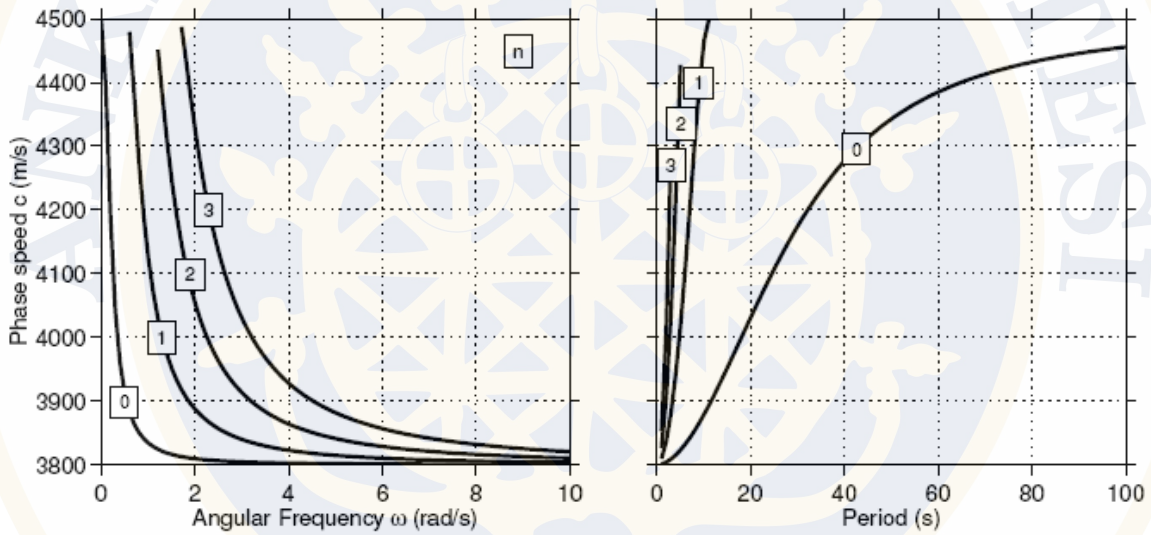
eşitliği elde edilir. Bu bağıntıya “periyot denklemi” veya “dispersiyon denklemi” adı verilir. Bu eşitliğin gerçekleşmesi için  $\beta_1 < c < \beta_2$  olması gerekir. Bu nedenle Love dalgalarının oluşabilmesi için mutlaka yarı sonsuz ortam üzerinde yer alan düşük hızlı bir katmana gereksinim vardır. (22) bağıntısına dikkat edilecek olursa Love dalgasının hızı  $c$ , dalga sayısı  $k$ 'ya ( $k = 2\pi f / c$ ) bağlıdır.

#### 4.2.1 Yüzeysel Dalgalarında Dispersiyon Olayı

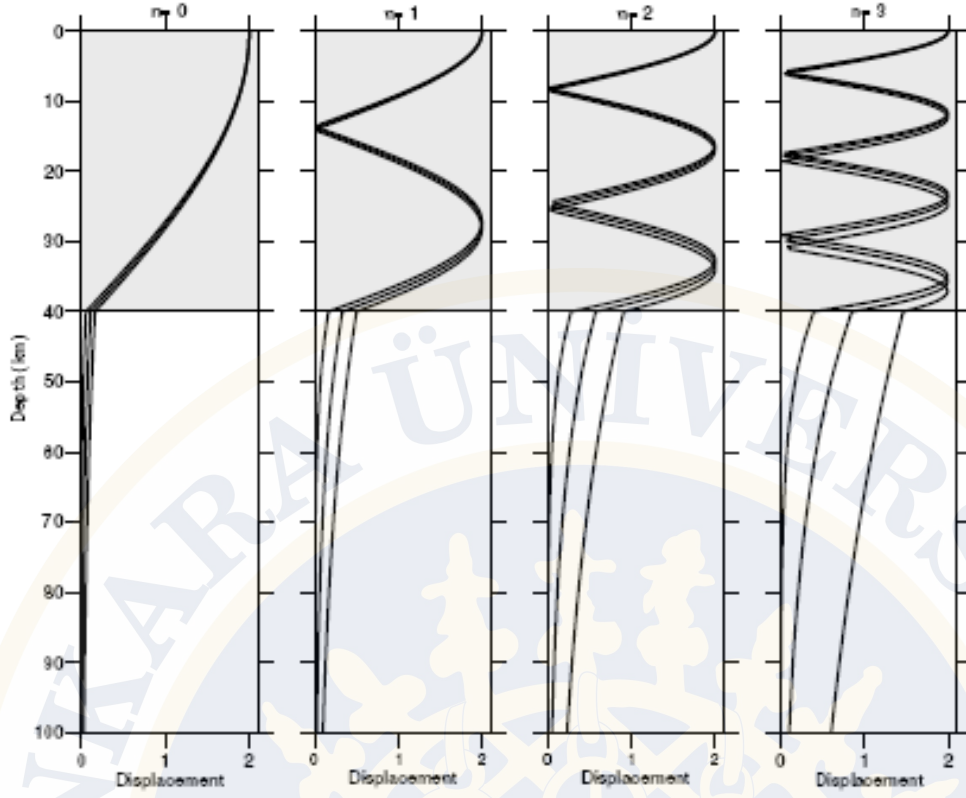
Bir dalga hareketinde hızın frekans veya periyoda bağlı olarak değişmesine “dispersiyon” adı verilir. Hız, periyot arttıkça artıyorsa “normal dispersiyon”, azalıyorsa “ters dispersiyon” denir. Rayleigh dalgası dışında tüm yüzeysel dalgaları, tekdüze, yön bağımsız yarı sonsuz bir ortam içerisinde frekansa bağlı olarak değişen görünür bir hız ile dispersiyon özelliği gösterirler.

(22) bağıntısından da görüleceği üzere,  $c$  hızı yarı sonsuz ortam üzerindeki katman kalınlığına, bu katman ile yarı sonsuz ortamın katılık derecesine (rijitliğine) ve her iki ortamın S- dalgası hızlarına bağlıdır. Bu nedenle sismogramlardan elde edilen bilgilere göre çizilen dispersiyon eğrileri (Şekil 4.33), dalganın geçtiği bölgenin özelliklerini yansıtmaktadır. Bu gözlemsel eğriler, çeşitli parametreler göre kuramsal olarak hazırlanmış olan eğrilerle karşılaştırılmak suretiyle yüzey katmanının (kabuğun) özellikleri kestirilebilir. Kabuk ve üst manto ile ilgili çalışmalarda genellikle gözlemsel dispersiyon eğrilerinden yararlanır.

Tekrar (22) bağıntısı incelenecek olursa, verilen bir  $c$  hızı için trigonometrik bir ifade olan tanjantın özelliğinden dolayı, birden fazla periyot değeri elde edilir. Bir başka anlatımla, (22) bağıntısı, verilen bir hız değeri için birden fazla köke sahiptir. Esas çözümü izleyen bu kökler dalganın yüksek modlarını (harmoniklerini) verir. Sismogramlarda kolayca görülen esas moddur. Frekans arttıkça bu denklemin çok çözümü oluşur. Frekans alt limitlere doğru giderken ( $\omega \rightarrow 0$ ), Love dalgası üstteki düşük hızlı katmanın hızına yakın bir hızla ( $c \approx \beta_1$ ) yayılır, tersine frekans arttıkça ( $\omega \rightarrow \infty$ ) bu sefer dalganın hızı alt ortamdaki hıza yaklaşır ( $c \approx \beta_2$ ).



Şekil 4.33 Kuramsal olarak hesaplanmış farklı modlardaki dispersiyon eğrileri.



**Şekil 4.34** Love dalgasının temel mod  $n=0$  ve üç yüksek modu için  $n=1,2,3$  yüzey katmanı içerisindeki yerdeğiştirme miktarları. Periyotlar  $T= 1, 2,$  ve  $3$  sn'dir. Kullanılan kabuk modeli  $\beta_1 = 3800$  m/s,  $\beta_2 = 4500$  m/s,  $\rho_1= 3000$  g/cm<sup>3</sup>,  $\rho_2 = 3360$  g/cm<sup>3</sup> içindir.