

6. ÇİFT YILDIZLARIN EVRİMİ VE KÖKENİ

6.1 Yakın Çift Sistemlerde Yıldızların Şekilleri

Yakın çift yıldızlarda bileşenlerin etkileşmelerini, büyüklüklerini ve birbirlerine olan kütle transferini anlayabilmek için dönme ve gel-git etkilerinin göz önüne alınması gerekir. Çift sistemin dairesel yörüngesi olduğunu ve sabit bir açısal hız, $\Omega=2\pi/P$, ile döndüğünü varsayıyoruz. Bu varsayım altında sistemi, çift yıldızın Ω açısal hızı ile dönen bir koordinat sisteminden görüldüğü gibi almak büyük bir kolaylık sağlayacaktır. Birlikte dönen koordinat sisteminin orijinini kütle merkezinde alıyoruz. O zaman dönen koordinatlarda yer vektörü r olan bir parçacığın hızı v eylemsiz (durağan) bir sistemde

$$v = \dot{r} + \Omega \times r \quad (6.1)$$

olur. Eşitliğin sağındaki ilk terim $\dot{r} = dr/dt$ parçacığın dönen koordinatlara göre hızıdır, ve ikinci terim dönen sistemde r noktasının eylemsiz sisteme göre hızını gösterir. Böylece durağan bir koordinat sisteminde bir parçacığın hızı bu ikisinin toplamıdır. Benzer şekilde durağan bir sistemdeki parçacığın ivmesi

$$a = \dot{v} + \Omega \times v \quad (6.2)$$

(1)'i kullanarak

$$a = \ddot{r} + 2\Omega \times \dot{r} + \Omega \times (\Omega \times r) \quad (6.3)$$

yazılabilir. Bu denklemim sağ tarafındaki ikinci terim coriolis kuvveti ve son terim de merkezkaç kuvvettir. Merkezkaç kuvvet terimi daha aydınlatıcı bir şekilde yazılabilir. Dönen referans sisteminde (X,Y,Z) kartezyen koordinat eksenlerini alalım. Z-ekseni dönme eksenini boyunca olsun. Yani

$$\Omega = (0,0,\Omega)$$

Bu durumda

$$r = (X,Y,Z)$$

yazarak

$$\Omega \times (\Omega \times r) = \nabla \phi_\Omega$$

eşitliği gösterilebilir. Burada

$$\phi_\Omega = -\frac{1}{2}\Omega^2(X^2 + Y^2) \quad (6.4)$$

dır. Böylece merkezkaç kuvvet dönme ekseninden uzaklaşan yönde etkiyen bir kuvvet alanı olarak gösterilebilir.

Yıldızlar gazdan oluştukları için, dönen bir koordinat sisteminde akışkan hareketinin denklemlerini yazmak için yukarıdakileri genelleştirmeliyiz. Bunun için (3). denklemden başlayabiliriz. Bu denklemin sağ tarafındaki son terimin $\nabla\phi_\Omega$ ile değiştirilebileceğini hatırlamalıyız. Akışkanın belirli bir elemanın hareketini göz önüne alırsak, o zaman durağan sistemdeki elemanın a ivmesi

$$a = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\phi_G \quad (6.5)$$

ile verilir. Burada p basınç, ρ yoğunluk, ve ϕ_G iki yıldız nedeni ile çekimsel potansiyelidir.

Dönen eksenlere göre akışkan elemanın hızını u ile gösterirsek, o zaman basitçe $\dot{r} = u$ olur. Akışkanın belirli bir elemanın hareketini düşündüğümüzden

$$\vec{r} = \frac{Du}{Dt}$$

ile yer değiştirebiliriz, burada

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \nabla \quad (6.6)$$

ifadesi Lagrangian türevi akışkanın akımı boyunca olan türevi) dir. (3) - (7) denklemlerini dikkate alarak, dönen koordinatlarda bir akışkanın hareket denklemini şöyle yazabiliriz:

$$\frac{Du}{Dt} + 2\Omega \times u = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla\phi_G - \nabla\phi_\Omega \quad (6.7)$$

Bunu tamamlamak için süreklilik denklemine gereksinimiz vardır:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot u \quad (6.8)$$

ve çekimsel potansiyel

$$\nabla^2\phi_G = 4\pi G\rho \quad (6.9)$$

Poisson denklemini sağlar.

6.2 Eş Potansiyeller Ve Roche Yaklaşımı

Üç-cisim probleminin matematiğini 19. yüzyıl ortalarında çift yıldızlara uygulayarak bir model ortaya koyan ilk kişi Fransız matematikçi Edouard Roche'dur. Üç-cisim probleminde karşılıklı çekim alanları içinde dolanan üç kütlein genel hareket denklemlerinin

analitik bir çözümü bulunamaz. Ancak çözüm, sınırlı üç-cisim problemi olarak bilinen bir modelde, yani iki kütlelerin ortak bir kütle merkezi etrafında dairesel yörüngelerde hareket ettiğini ve üçüncü cismin çok küçük bir kütleye sahip olduğu ve diğer iki cismin çekim alanı içinde hareket ettiğini kabul eden bir modelde mümkündür. Bu modelde iki cismin etrafında oluşturulan üç boyutlu sanal bir yüzey, dairesel yörüngelerde dönen bu iki cisim ile beraber dönen bir koordinat sistemine göre hızının sıfır olduğu üçüncü cismin hareket ettiği uzayı gösterir. Üç-cisim durumunda tanımlanan sıfır hız yüzeyleri ikili bir sistemde sabit çekimsel potansiyel yüzeylerine eşdeğerdir. Böylece bir yıldızın eş-potansiyel yüzeyi tanımı ile bir çift sisteminde yıldız yüzeylerinin şekilleri bulunabilir.

Bir çift sistemdeki yıldızlar yörünge hareketi ile aynı dönmüyorlarsa, o zaman $u \neq 0$ olur. Fakat yakın çift yıldızlarda uygun bir basitleştirme ile yıldızların yörünge hareketi ile dönmelerini eş-zamanlı kabul edebiliriz ve böylece $u=0$ olur. Bu durumda

$$\frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla \Phi = 0 \quad (6.10)$$

olur. Burada $\Phi = \phi_G + \phi_\Omega$ dır. Bu denklem gösterir ki, sabit p ve sabit Φ yüzeyleri çakışmaktadır ve böylece p ve bunun sonucunda ρ , Φ toplam potansiyelinin fonksiyonlarıdır.

Özellikle yıldızın yüzeyinde yoğunluk ve basınç sıfır sabit değerine meyilimli olduğundan, yıldız yüzeyinin şekli, potansiyel yüzeyinin $\Phi = \text{sabit}$ değeriyle belirlenir. Böylece bir çift yıldız sisteminde bir yıldızın şeklinin belirlenmesi $\Phi = \text{sabit}$ potansiyel yüzeylerinin şekillerinin belirlenmesine eşdeğerdir.

Bunu bulmak o kadar kolay değildir. Çünkü genellikle ϕ_G Poisson denklemi (9) vasıtası ile her yıldızdaki yoğunluk dağılımına dayanır. Bu nedenle problemin tam çözümü çok sayıda sayısal hesaplamayı gerektirir. Bununla beraber pratikte Roche tarafından teklif edilen Poisson denkleminin yaklaşık çözümü yeterlidir. Roche yaklaşımında kabul edilmektedir ki, her yıldızın çekim alanı, dönme ile veya bileşenince deforme edilmemiş yıldızınki gibidir. Veya kabul ediyoruz ki, her yıldızın kütlesi çekim merkezinde yoğunlaşmıştır. Poisson denkleminin çözümü

$$\phi_G = -\frac{GM_1}{|r - r_1|} - \frac{GM_2}{|r - r_2|} \quad (6.11)$$

şeklindeydir. Burada 1 no'lu yıldızın merkezini r_1 de ve 2 no'lu yıldızınkini de r_2 de olarak alınıyor. Bu yaklaşım oldukça iyidir, çünkü çoğu yıldız merkeze doğru yoğunlaşmıştır.

6.3 Roche Eş-potansiyelleri

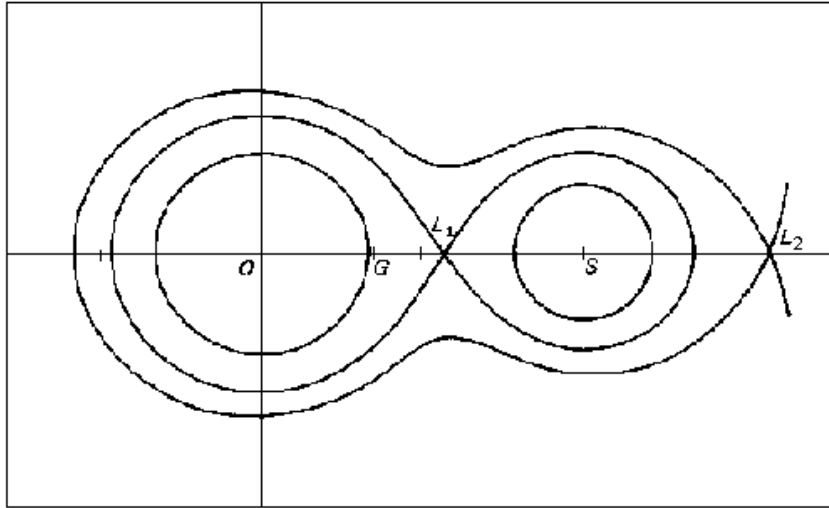
$\Phi = \text{sabit}$ Roche eş-potansiyellerini yazmadan önce, koordinat sisteminin O orijinini kütle merkezinden yıldızların birinin (örneğin 1 yıldızı) merkezine kaydırmak uygun olacaktır. Burada (x, y, z) kartezyen koordinatlarını göz önüne alıp z eksenini yine eskisi gibi dönme eksenini boyunca olduğu düşünülüyor. Koordinat sisteminin ölçeğini 2 yıldızının merkezini $(a, 0, 0)$ noktasında alarak tanımlanıyor (Şekil 6.1). Bu gösterir ki, sistemin kütle merkezi $(\mu, 0, 0)$ noktasındadır. Burada $\mu = M_2 / (M_1 + M_2)$ dir. Böylece koordinat sistemi arasındaki dönüşüm

$$\begin{aligned} x &= X + \mu a \\ y &= Y \\ z &= Z \end{aligned} \quad (6.12)$$

olur. Bu koordinatlarda Roche yaklaşımında toplam potansiyel şu şekilde olur:

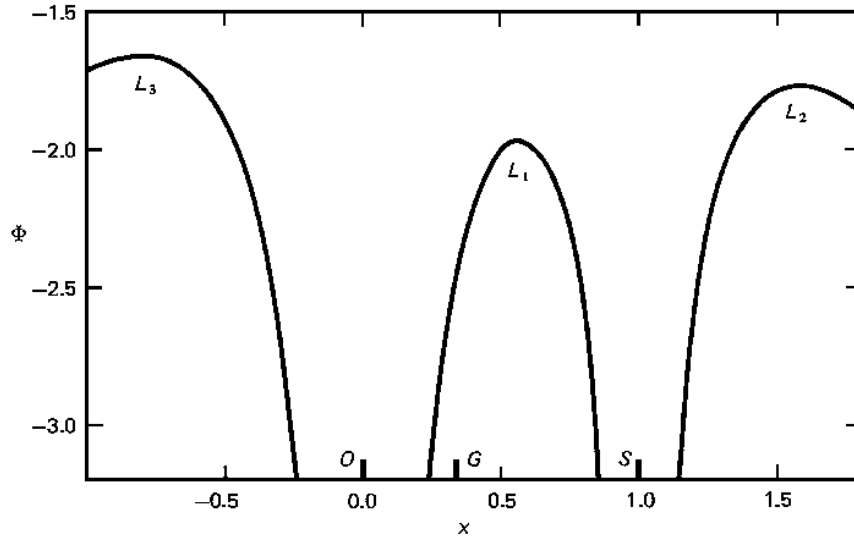
$$\Phi = \frac{GM_1}{(x^2 + y^2 + z^2)} - \frac{GM_2}{[(x-a)^2 + y^2 + z^2]^{1/2}} - \frac{1}{2} \Omega^2 [(x - \mu a)^2 + y^2] \quad (6.13)$$

ve Roche eş-potansiyelleri şimdi $\Phi = \text{sabit}$ ile verilir. Yörünge düzlemindeki ($z = 0$) eş-potansiyeller yukarıdaki şekilde gösteriliyor (Şekil. 6.1). Her yıldızın en yakın eş-potansiyel yüzeyler oldukça küresel olup, diğer yıldızın etkisinin ihmal edilebileceğini gösterir. Bileşen



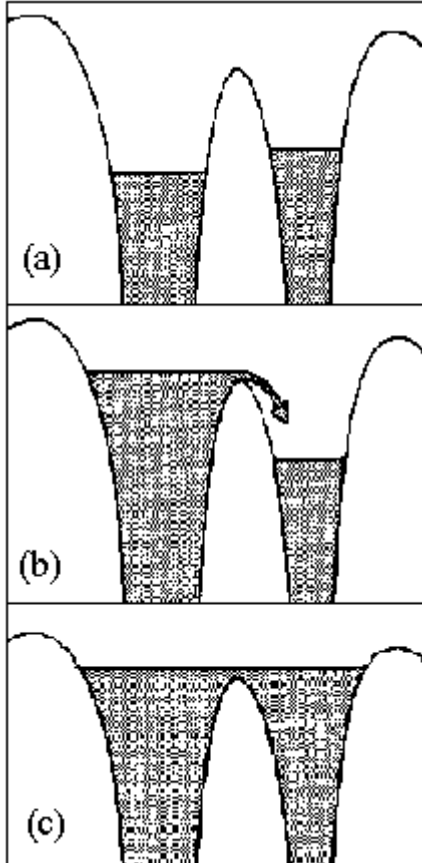
Şekil 6.1. Kütle oranı $M_1/M_2 = 2$ için Roche eş-potansiyelleri. Yıldızların merkezleri 1 yıldızı için O da (aynı zamanda koordinat sisteminin merkezi) ve 2 yıldızı için S dedir Kütle merkezi G dedir. Gösterilen düzlem çiftin yörünge düzlemi içindedir. İç Lagrange ve dış Lagrange noktaları şekilde işaretlenmiştir.

yıldızın varlığı iki farklı şekilde yüzeyleri bozar. İlki, bileşenin çekim alanının gel-git etkisi yıldızı, bileşenin yönünü işaret eden simetri eksenini olan çok basık bir küre (yumurta şeklinde) şekline getirir. İkincisi, yıldızın (yörüngedeki aynı açısal hızla) dönmesi gösterir ki, yıldız, dönme eksenini boyunca simetri eksenini olan kutupları yassılaştırmış bir küre şeklinde kuvvetle yassılaştırılır (düzleştirilir). Bu iki yarı-elipsoidal bozulmanın net etkisi yıldızı, yıldızların merkezlerini birleştiren doğru boyunca en büyük ve dönme eksenini yönünde de en küçük boyutlu hale getirir.



Şekil 6.2. iki yıldızı birleştiren doğru boyunca uzaklığın bir fonksiyonu olarak Φ Roche potansiyelinin değeri. Derin potansiyel kuyuları O da 1 yıldızını ve S de 2 yıldızını çevreler ve bunlar arasındaki potansiyel L_1 de maksimum olur. Merkezkaç potansiyeli büyük uzaklıklarda etkin olduğu için diğer maksimumlar L_2 de ve L_3 de oluşur.

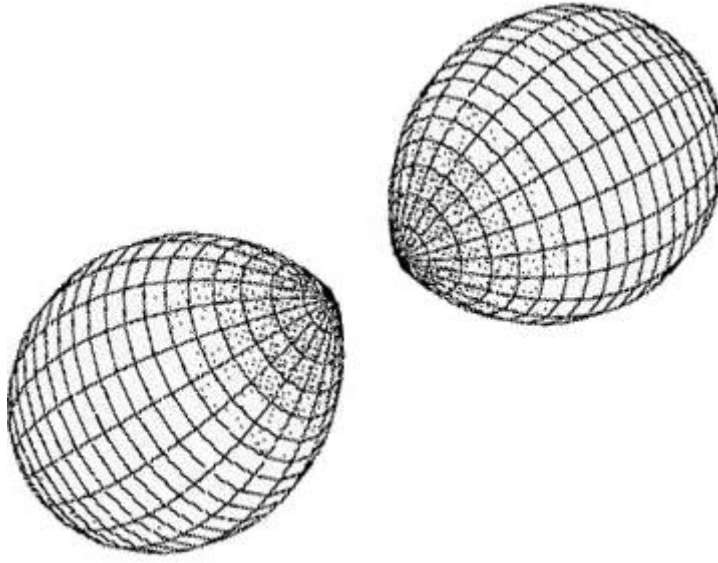
Her yıldızın merkezinden daha uzakta olan yüzeyler, iç Lagrange L_1 den geçen kritik potansiyele erişinceye kadar daha fazla bozulmuş olurlar (Şekil 6.1). Üç boyutlu uzayda eş-potansiyel yüzeyler, yıldızların merkezlerini birleştiren çizgi etrafında kabaca simetrik olarak düşünülebilir.



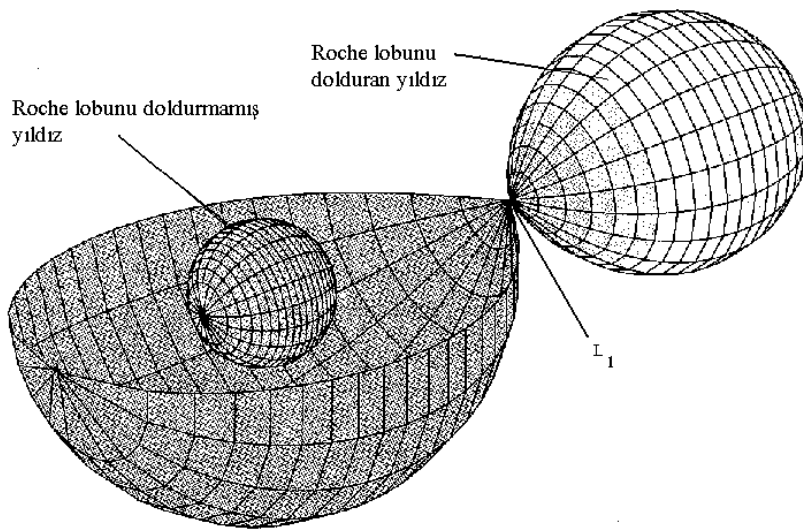
Şekil 6.3. Bir önceki şekilde gösterilen potansiyel. (a) : Ayrık sistemler. Böyle bir sistemde yıldızların hiçbiri, yüzey potansiyelinin L_1 deki değerine yaklaşacak derecede büyük değildir. (b): Yarı-ayrık sistemler. Bu sistemlerde yıldızlardan biri, yüzey potansiyelinin L_1 deki değerine erişecek derecede büyüktür. O zaman yüzeydeki madde L_1 noktası vasıtası ile diğer yıldızın potansiyel kuyusuna akar. (c): Değen sistemler. Bu sistemlerde her iki yıldız L_1 noktasının ötesine kadar genişlemiş ve ortak bir zarfı vardır. Değen bir çift L_2 noktasının ötesine genişleyemez.

Ancak bu tam olarak doğru değildir, çünkü yıldızların dönmesi yüzeylerin $z=0$ düzlemine doğru simetrisinin daha fazla bastırabildiğini gösterir. Ancak bu şekilde oluşan yüzeyler topolojik olarak eşdeğerdir. Böylece L_1 noktası vasıtasıyla eş-potansiyel, Roche lobları olarak bilinen birbirine bir noktada değen iki hacmi kapatır.

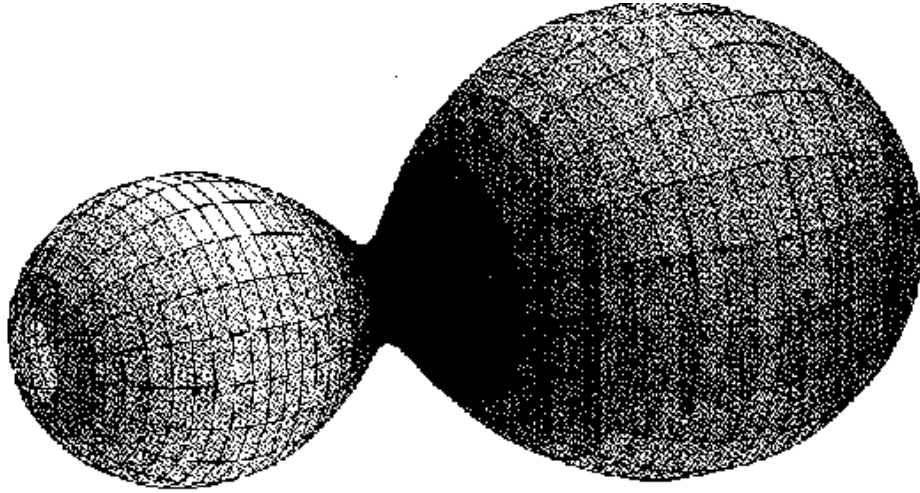
Yıldızların merkezlerini birleştiren doğrunun fonksiyonu olarak Roche potansiyelini, veya $\Phi(x,0,0)$ 'yi x 'in fonksiyonu olarak aşağıdaki şekilde gösterilebilir (Şekil 6.2). Bu şekil, her yıldız etrafındaki derin potansiyel kuyusunu ve büyük uzaklıklarda hakim olan merkezkaç kuvvetini göstermektedir. L_1 , L_2 , L_3 olarak gösterilen üç Lagrange noktasında üç maksimum meydana gelir. İki yıldızda کافی derecede küçük olduğunda her biri kendi Roche lobu içindedir ve çok az bozulmuşlardır. Bu tip çift sistem "ayrık" olarak nitelendirilir (Şekil 6.3(a) ve Şekil 6.4). Yıldızlar evrimleşirlerken genişlerler. Her yıldız kendi Roche lobunu doldurana kadar genişlemeye devam edebilir.



Şekil 6.4. Ayrık bir çift sistem. Bileşenlerin ikisi de tam olarak Roche loblarını doldurmazlar.



Şekil 6.5. Yarı ayrık bir çift sistem. Bileşenlerden biri Roche lobunu doldururken, diğeri doldurmamıştır. L_1 iç Lagrange noktasından madde aktarımı vardır.



Şekil 6.6. Değen bir çift sistem. Her iki bileşende Roche loblarını doldurmuşlardır.

. Roche lobunu dolduran birinci yıldız L_1 noktasından diğer yıldıza madde transferine başlar. Böyle bir sistem "yarı ayrıık" olarak isimlendirilir (Şekil 6.3 (b) ve Şekil 6.5). Eğer iki yıldız da Roche loblarını doldurmuşsa birbirine değen bir çift oluşur ve böyle çiftler "kontakt (değen)" olarak bilinirler (Şekil 6.3 (c) ve Şekil 6.6). Bu durumda ortak yıldız zarfı bir halter şeklini alır. Değen çiftin zarfı, L_2 noktasından, potansiyel yüzeyin başka bir genişlemeye doldurulduğu noktaya kadar yörünge hareketi ile dönebilir. Eğer yıldız şimdi daha fazla genişlerse, madde L_2 vasıtası ile akar ve sistemi yörünge hızı ile döndürecek daha fazla bir kuvvet yoktur. Böyle madde için $u \neq 0$ olur ve buralar Roche eş-potansiyel yüzeyleri ile ilgili değildir.

Roche eş-potansiyelleri yakın çift yıldızların çalışmalarında önemli bir kavramdır ve bazı kısıtlamaları da tartışmak gerekir. Daha önce ifade edildiği gibi, bir çok durumda kütlelerin merkezde yoğunlaştıkları varsayımı oldukça iyi sağlanmaktadır. Ancak bunun dışında iki varsayımda ciddi bir sorun ortaya çıkar. Bunlar (i) yörünge daireseldir ve (ii) yıldızlar yörünge hareketi ile eş-zamanlı dönerler. İki yıldız arasındaki gel-git etkileşimleri yörüngeyi dairesel çevirmeye ve eş-zamanlı dönmeyi ilerletmeye eğilimlidirler. Bundan başka gel-git etkileri yıldızın boyutu Roche lobuna yaklaştıkça daha kuvvetli olur. Roche lobu boyutuna gelen bir yıldız için gel-git etkisi lineer olmaz ve çok karışık olur. Bu nedenle mantıklı olarak çoğu yakın çift yıldızlarda yörünge dairesel olduğunu ve yıldızların eş-zamanlı döndüğünü en azından dış tabakalarda bekleyebiliriz.

Roche loblarının büyüklüğü diğer bir deyişle L_1 , L_2 , L_3 noktalarının yerleri

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad ; \quad y = z = 0 \quad (6.14)$$

denklemlerinden hesaplanabilir. Diğer faydalı bir büyüklük Roche lobu hacminin yarıçapı R_L dir. Bu o şekilde tanımlanır ki, Roche lobunun hacmi $4/3\pi R_L^3$ 'ne eşittir. R_L için $q = M_1/M_2$ kütle oranının fonksiyonu olarak şöyle ifade edilebilir

$$\frac{R_{L1}}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})} \quad (6.15)$$

Burada R_{L1} 1 nolu yıldızın Roche lobu yarıçapını ve α da bileşen yıldızların kütle merkezleri arasındaki uzaklığı göstermektedir. α kütle ve yörünge dönemi cinsinden şöyle verilebilir

$$\alpha = 3.53 \times 10^{10} M_2^{1/3} (1+q)^{1/3} P^{2/3} \text{ (h) cm} \quad (6.16)$$

Bu denklemde yörünge dönemi saat cinsinden alınmıştır.

6.4 Kütle Transferi

Yukarıda anlatılanlar çerçevesinde eğer çift yıldız yarı-ayrık bir sistemse yıldızlardan birinin Roche lobunu doldurması neticesinde L_1 noktasından itibaren diğer yıldıza bir kütle aktarımı başlar. Bu durumda L_1 noktasından madde taşmasının olması ve böylece kütle transferinin başlayabilmesi için üç model ileri sürülebilir:

- a) Roche lobunu dolduran yıldızdaki dinamik kararsızlık,
- b) Roche lobunu dolduran yıldızın nükleer evrimi,
- c) Roche lobunu dolduran yıldızdan ortaya çıkan yıldız rüzgarı.

Yukarıdaki mekanizmaların her birinin ayrı önemi vardır. Örneğin birincisi, kısa sürede kütle kaybına veya tekrarlayan aralıklarla büyük bir kütle kaybına neden olurken, ikinci ve üçüncü modeller ise daha küçük kütle transfer değerleri ortaya çıkarırlar.

Aslında kütle transferini ortaya çıkartan en önemli mekanizma çift yıldızın yörüngesinden açısal momentum kaybıdır. Açısal momentum kaybı iki şekilde olabilir: Çekimsel ışınlam ve Manyetik frenleme.

Çekimsel ışınlam. Genel rölativite kuramına göre madde uzayın eğrilmesine neden olmasına rağmen, dört boyutlu uzayda göremeyeceğimiz için bu eğilmeyi algılayamayız. İki yıldızın birbiri etrafında dönerken uzayı düzenli olarak bükmesi sonucu oluşan periyodik bir dalga dışarıya doğru yayınlanır. Çekimden kaynaklanan bu dalgaya çekimsel ışınlam adı verilir. Diğer bir deyişle çekimsel bir dalga uzay ve zamanın oluşturduğu tüm geometride bir dalgalanma meydana getirir. Çekimsel dalgaları belirlemek çok zordur, çünkü bunlar çok küçük enerji taşırlar. Bundan dolayı bu mekanizma ile açısal momentum kaybı sonucu ortaya çıkan kütle transferi de küçük olur.

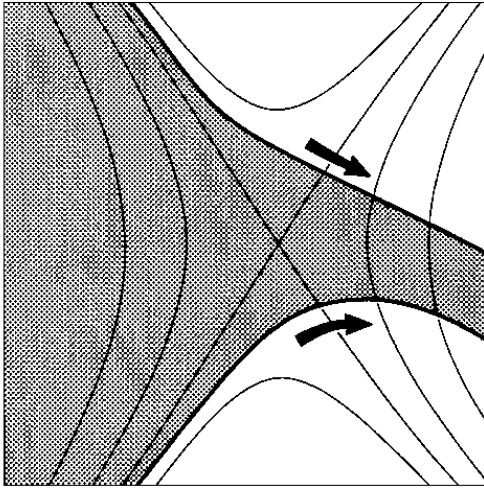
Manyetik frenleme. Yukarıda sözü edilen Roche lobu taşmasına neden olan üçüncü madde aynı zamanda yıldız rüzgarındaki manyetik frenleme olarak da bilinir. Aslında bu tek halde bulunan yıldızların dönmesini yavaşlatan çok popüler bir mekanizmadır. Çift yıldızlarda da önemli etki yaptığı sonradan ortaya kondu. Roche lobunu dolduran yıldız çevresinde oluşturduğu rüzgarla madde atarak kendi dönmesini yavaşlatır. Manyetik alan çizgileri boyunca dışarıya akan maddeyi yıldız kendisi ile beraber dönmeye zorlar. Bu şekilde rüzgar çok küçük kütleyi uzaklara taşıyabilir. Bu mekanizmadan elde edilen kütle transferi değerleri çekimsel ışınlamdan elde edilenlere göre daha büyüktür.

Roche lobunu dolduran bileşen yıldızın L_1 iç Lagrange noktasında bulunan gaz yukarıda anlatılan nedenlerle diğer yıldıza doğru kaçabilir (Şekil 6.7). Bu akım, gazın bir hortumun içinden geçerek boşluğa kaçıışı gibi düşünülebilir. Akımın hızı yaklaşık olarak gaz atomlarının termal hızına eşit alınabilir. Böylece L_1 den olan (1) nolu yıldız için kütle kaybı

$$\frac{dM}{dt} = \dot{M} = Q \rho_{L1} c_s \quad (6.17)$$

şeklinde yazılabilir. Denklemden geçen Q akımın etkin dikine kesitini, ρ_{L1} L_1 noktasındaki ortalama dikine kesit üzerinden yoğunluğu, ve c_s ortalama eş-sıcaklıklı ses hızını gösterir. L_1 noktasından çıkan gaz akımının yarıçapı yaklaşık olarak şöyle verilebilir:

$$W = Q^{1/2} / \pi^{1/2} \quad (6.18)$$



Şekil 6.7. Roche lobunu dolduran yıldızın kritik L_1 Lagrange noktası civarından diğer yıldıza olan gaz akışının şematik resmi.

Q 'nun yaklaşık ifadesi

$$Q \approx 2.4 \times 10^{17} \left(\frac{T_s}{10^4 K} \right) P^2 \quad \text{cm}^2 \quad (6.19)$$

dir. Burada Kelvin cinsinden T_s yüzey sıcaklığıdır. Yörünge dönemi P saat cinsinden alınmalıdır. (6.17) denkleminde geçen ses hızı c_s 'nin değeri

$$c_s = \left[\frac{kT}{\mu_m m_H} \right]^{1/2} = 9.12 \times 10^3 T^{1/2} \quad \text{cm/s (H atomları için)} \quad (6.20)$$

bağıntısı ile verilir. Burada k Boltzmann sabiti, μ_m ortalama moleküler ağırlık ve m_H de hidrojen atomunun kütlesidir. Öte yandan akışkanın ρ_{L1} yoğunluğu

$$\rho_{L1} = \rho_0 e^{-(\Delta R/H)^2} \quad (6.21)$$

şeklindedir. Denklemden geçen ρ_0 eş-sıcaklıklı atmosferin tabanındaki yoğunluk, $\Delta R = R_1 - R_{L1}$ Roche hacmini dolduran yıldızın yarıçapı ile Roche hacminin yarıçapı arasındaki fark, ve H yükseklik ölçeğini göstermekte ve

$$H = \frac{P c_s}{2\pi(A+1/2)^{1/2}} \quad (6.22)$$

ile verilir. Denklemden geçen A değeri ~ 8 olan sayısal bir büyüklüktür.

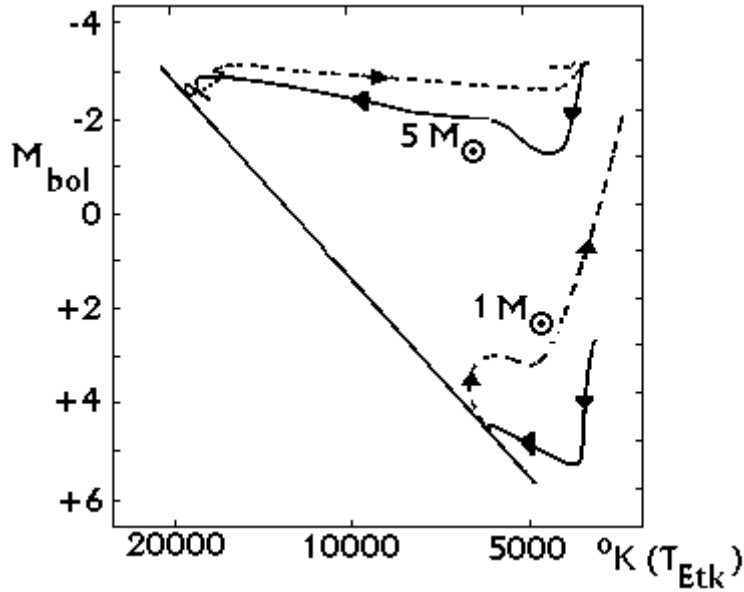
Sonuç olarak Roche lobunu dolduran yıldızdan çıkan madde kaybı şu denklemle basitçe ifade edilebilir

$$\dot{M} \approx -C \frac{M_1}{P} \left[\frac{\Delta R}{R_1} \right]^3 \quad (6.23)$$

Burada C değeri ~ 10 - 20 boyutsuz bir sabit, M_1 ve R_1 (1) nolu yıldızın kütlesi ve yarıçapıdır. P ve ΔR 'nin yukarıda belirtilen anlamları vardır.

6.5 Tek Yıldız Evriminin Çift Yıldızlara Uygulanması

Bilindiği gibi bir yıldızın evrimi yarıçapı veya ısıma gücü açısından ifade edilebilir. Şekil 6.8 evrimleşen bir yıldızın ısıma gücü değişimlerini gösterir. Evrim süreci boyunca yarıçaptaki değişimler dikkat çekicidir. Yıldız ilk olarak yıldızlar arası ortamdan çok büyük yarıçaplı bir cisim olarak yoğunlaşır. Yıldızın merkezi, nükleer reaksiyonları başlatabilecek sıcaklığa ulaşınca kadar içeriye doğru büzülür. Bu durumda yıldız, Hertzsprung-Russel diyagramında ana kol üzerinde esas itibariyle kütle ve daha küçük miktarda da kimyasal bileşimle belirlenen yere gelir. Yıldız merkezindeki hidrojenin büyük bir kısmını yakıp helyuma çevirene kadar ana kol üzerinde sabit bir yarıçap ve sabit bir ısıma gücü ile uzun süre kalır. Merkezi çekirdeğin büzülmesi sonucu ortaya çıkan enerji ile helyumun yanması başlar. Bu sırada ısıma gücü ve yarıçap yavaşça artmaya başlar. Yapılan hesaplara göre, kütlesi 1 ila $15 M_{\odot}$ arasında olanlar bu süreç sırasında yarıçaplarını yaklaşık ikiye katlarlar. Küçük bir büzülme, çekirdek etrafında bir kabukta hidrojenin yanmasını başlatır. Bu hidrojen çabuk bir biçimde tüketilir ve yıldızın hızlı bir genişlemesi başlar. Bunun sonucunda yıldız kırmızı dev olur. Bu evre sırasında yarıçap yıldızın kütlesine bağlı olarak 10 ila 100 arası bir faktör kadar büyür. Daha sonra yarıçap küçülür ve yıldızda bazı değişimler olur, ancak bundan sonraki adım çok iyi bilinmiyor. Evrim sürecindeki evrelerde yıldızın evrimleşme hızı esas olarak kütleye bağlıdır. Daha büyük kütleli bir yıldız daha çabuk evrimleşir. Örneğin B tayf türünden daha kütleli



Şekil.6.8. $1M_{\odot}$ ve $5M_{\odot}$ kütleli yıldızların Hertzsprung-Russel diyagramındaki yaklaşık evrim yolları. Düz çizgi kuramsal ana kolu göstermektedir. Sürekli çizgiler ana kola doğru olan evrimin büzülme evresini ve kesikli çizgiler de ana koldan ayrılan evrimin genişleme evresini göstermektedir.

bir yıldızın ana-kol evresi en çok 10^7 yıl sürerken, güneş benzeri bir yıldız ana-kol üzerinde $10^9 - 10^{10}$ yıl arasında bulunur.

Bu fikirlerin çift yıldızların evriminde uygulamasını görmek için, daha önce ifade ettiğimiz yakın çift yıldız sistemini yeniden hatırlamalıyız. Eğer bir çift sistemin bileşenleri birbirlerini etkileyecek süreçler geçirirlerse o zaman bu sistem yakın çift sistem olarak göz önüne alınır. Ancak bir sistemin bileşenlerinin birbirine yakın veya uzak olması, bileşenlerin yarıçaplarını hesaplamak mümkün olmadıkça bilinemez. Bu tanım bileşen yıldızların tüm tarihi ile ilgilidir ve yıldızlardan birinin yarıçapının Roche lobunu geçtiğinde bileşenlerin birbirini etkilediği beklenir. Bu yıldız ana kola gelmeden veya ana koldan ayrıldıktan sonra olur. Plavec (1968) tüm çift sistemlerin ana kol öncesi büzülme evresinde birbirini etkileyen bileşenleri içeren sistemler olarak kabul etti. Bu evrede bilinmeyen bir kütle miktarı bileşenler arasında yer değiştirmiştir. Kurama göre, ana-kol evresinden sonra daha büyük kütleli yıldız genişleyecek ve ilk olarak Roche lobunu dolduracaktır. Bu durumda yıldız kararsız olur ve kütle kaybetmeye başlar. Kütle kaybı ya diğer yıldıza kütle transferi veya sistemden madde kaybı şeklinde olur. Bu değişimlerin her biri yörünge elemanlarının değişimine yol açar. Böylece bir çift sistemdeki yıldızların evrimi sistemin kendi evrimini işin işinden çıkılmaz bir hale getirir.

Çift yıldız evriminde aşağıda belirtilen varsayımlar göz önüne alınır.

- Yıldız küresel olarak simetriktir, yani kendi eksenini etrafındaki dönmesinden ve diğer bileşenle olan karşılıklı gel-git etkileri ihmal edilir.
- Yıldız hidrostatik dengededir. Yani basınç ve çekim kuvvetleri birbirini dengeler.
- Yörünge daireseldir.
- Yıldızın yarıçapı Roche lobunun yarıçapını aştığında kütle transferi başlar.
- Yıldız yarıçapı her zaman Roche lobunun yarıçapına eşit veya daha küçüktür.
- Sistemlerde toplam kütle ve yörüngesel açısal momentum korunumu söz konusudur. Böylece bir bileşenden kaybedilen madde diğer bileşen üzerinde birikir.

Bir sistemin bileşenlerinin birbirine yakın veya uzak olmasına ilişkin olarak ζ Aurigae sistemleri örnek verilebilir. Bu sistemler, ilk bakışta bileşenleri uzak olarak görülürler. Dev veya süperdev bileşenler tahminen hızlı genişleme evresinden geçmektedirler ve henüz Roche loblarını doldurmamışlardır. Bununla beraber sonraki genişlemenin ne olacağı ve daha küçük kütleli yoldaş bileşenlerin ne zaman genişleyecekleri ve Roche loblarını dolduracakları bilinmiyor. Baş yıldızın Roche lobunu doldurmadığı VV Cephei sistemi bileşenler arasında etkileşme işaretleri gösterir ve bu sistem yakın bir sistem olarak göz önüne alınmalıdır. Dev yıldızların kararsızlığı, normal olarak yakın bir sistem olarak düşünülmeyen sistemlerde bile bileşenler arasında etkileşime yol açabilir. Diğer taraftan, çok küçük kütleli yıldızlar hiçbir zaman ana koldan sonra genişleyemezler ve çok kısa dönemlileri içeren böyle çift sistemler olmasına rağmen, bunlar yakın bir çift sistem olmayabilir.

Plavec (1970) bileşenleri birbirinden uzak olan çift sistemlerin minimum dönemleri üzerine bir araştırma yaptı. Bu araştırmaya göre, dönemleri birkaç yıl olan çiftlerde, yıldızlardan birinin süper dev yani evrimin ileri evrelerinde olması durumunda, bileşenler birbirlerini etkilerler. Buradan şu sonuca vardı: tüm tayfsal ve örten çiftler ve bazı görsel çiftler yakın sistemlerdir. 50 yıllık bir döneme sahip Sirius bile bileşenler arasındaki bir kütle alış-verişinin olası bir sonucu olarak göz önüne alınabilir. Gerçekten beyaz cüce bileşen bu fikri destekler. Çünkü belli koşullarda kütle alış-verişi bir beyaz cüce özelliklerine sahip bir yıldız ortaya çıkarır.

Yıldız evrimi hesaplamaları genellikle uygun zaman aralıklarında bir dizi model göz önüne alınarak yapılır. Roche lobunu dolduran yıldız kütle kaybetmeye başladığında, evrim modelleri zamana bağlı kütle değişimini hesaba katmalıdır. Kütle kaybının beklendiği evrim dönemleri yıldızın genişleme dönemleridir. Yarıçapın iki katına çıkması sırasında yavaş genişleme döneminde, bileşenler arasında başlangıç ayırımı yeterince küçükse, kütle kaybı olabilir. Bu **A** evresinde kütle kaybı olarak bilinir. Bu evrede hala yıldızın merkezinde hidrojen yanmaktadır. Bu genişleme zamanı içinde, eğer yıldız Roche lobunu doldurmaz ise hızlı genişleme sırasında büyük olasılıkla lobu dolduracaktır ve bu sıradaki kütle kaybı **B** evresindeki kütle kaybı olarak bilinir. Bazı yazarlar I ve II harflerini kullanmaktadırlar. Çekirdekte helyumun tükenmesinden sonra genişlemenin üçüncü evresinde kütle kaybı olasılığı ortaya çıkabilir. Bu evrim dönemi **C** evresi olarak bilinir. Bir veya daha küçük Güneş kütleli yıldızların genişlemesinin iki evresini ayırt edilebilmesi için yeterli büzülme zamanları olmadığından, bu yıldızlar için iki evre arasındaki ayırım çok belirgin değildir. Ancak genişleyen yıldızın iç yapısı iki evrede de farklıdır. Daha büyük kütleli yıldızlar için genişleme hızlarındaki fark sayısal bir örnekle gösterilebilir. Plavec (1968) 'e göre $5 M_{\odot}$ kütleli bir yıldız yavaş genişleme sırasında yarıçapını $2.4 R_{\odot}$ den $4.4 R_{\odot}$ 'e kadar 6.56×10^7 yıl içinde arttırır. Yani genişleme hızı yaklaşık 6.8×10^{-5} cm/san 'dir. Hızlı genişleme sırasında, yıldızın yarıçapı 4.7×10^6 yıl içinde $68 R_{\odot}$ kadar artar. Bu da yaklaşık 3.2×10^{-2} cm/san 'lik bir genişleme hızına karşılık gelir.