

**YILDIZLarda DÖNME VE TÜRBÜLANS**

**HALİL KIRBIYIK**

**ODTÜ. FİZİK BÖLÜMÜ, 06531 ANKARA**

**ÇAĞRILI TEBLİĞ**

## I. TARİHÇE

Yıldızlarda dönme ile ilgili ilk çalışma Johannes Goldschmidt'in 1611 yılındaki mercekli teleskopla güneş lekelerini gözlemlemesiyle başlar. Bilindiği gibi 1600 lü yıllarda Avrupa da mercek yapılmış ve teleskoplarda kullanılmaya başlanılmıştır. Yine aynı yıllarda Galileo Galilei de benzeri gözlemler yapmıştır. Güneş lekelerinin ilk gözlemlerini İngiltere ve Almanya'da başkaları izlemiştir. (Thomas Harroot (Ing.), Christoph Scheiner (Alm.))

G. Galilei bir lekenin güneş diskini 14 günde katettiğini bulmuştur. Alman Papaz C. Scheiner gözlemleri sonucu güneşin görünen dönme peryodunun 27 gün olduğunu göstermiştir. Lekelerin enleme göre farklı dönme peryodu verdiği ve kutuplara doğru gidildikçe hızının küçüldüğünü gözlemleri ile bulmuştur.

İkiyüz yıl gibi bir aradan sonra 1800 lü yıllarda amatör astronom Richard Carrington ve Alman astronom Gustav Sporer güneşin düzgün dönme göstermediğini fakat ekvator bölgesinde peryodun minimum ve kutuplara doğru gidildikçe tedricen arttığı sonucunu tekrar gözlemleriyle göstermişlerdir.

1842 yılında Avusturyalı fizikçi Christian Doppler "Doppler olayı"ni keşfetmiştir. 1871 yılında Johann Zöllner tarafından yeni bir spektroskop yapılmış ve bununla güneşin dönmesinin gözlenebileceği düşünülmüştür. Bunu ilk gerçekleştirenler Mount Wilson güneş gözlemeviden Walter S. Adams ve George E. Hale'dir.

1877 yıllarında eksenel dönmenin bazı soğurma çizgilerinde genişleme yaratacağı öne sürülmüştür (Abney, 1877). Herman Vogel baştan bunu kabul etmemiş ancak sonradan 1898 yılında görüşünü değiştirerek yıldızlarda dönmenin soğurma çizgilerini genişleteceği fikrini desteklediğini belirtmiştir.

Yıldızlarda eksenel dönmenin keşfi ilk 1909 da olmuştur. Frank Schlesinger  $\delta$  Librae yi gözleyerek keşfini yapmıştır. Bir yıl sonra aynı etkiyi  $\lambda$  Tauri yıldızında gözlemiştir. 1924 yılında Richard Rositer  $\beta$  Lyrae de benzer olayı gözlemlemiştir. Bunlar çift yıldızlardı.

Tek yıldızlarda eksenel dönme konusu 1930-1934 yılları arasında sistematik olarak ele alındı. Çalışmayı O. Struve, Christian T. Elvey ve Miss Christine Westgate yürüttüler. O, B, A ve erken F tayıf türündeki yıldızların daha hızlı döndüklerini buldular. Konuya 1949 yılına kadar pek ilgi gösterilmedi. O yıllarda (1949) Arne Slettebak ile konu tekrar canlılık kazandı. Bu tarihten sonra yıldızlardaki dönme konusu sürekli gündemde kalmış ve birçok gözlemlisel bulguların açıklanmasına yardımcı olmuştur.

Akışkanlarıa ilgili olarak dönme konusunun ele alınışı çok eskilere dayanmaktadır (I. Newton (1643-1727), C. Huygens (1629-1695), R. Decartes (1596-1650), A.C. Clairaut (1713-1765), C. Maclaurin (1698-1746), M. P. S. Laplace (1749-1827), A.M. Legendre (1752-1833), K. Jacobi (1804-1851), H. Poincare (1854-1912), M. Liapunov (1857-1918). Ancak dönen yıldızlarla ilgili temel çalışmalar yüzyılımızın ilk yarısında yapılmış ve son yıllarda çok hızlı bir gelişme göstermiştir.

Yirminci yüzyılın başında yıldızların merkezi yoğunluğu fazla, gaz bir yapıya sahip oldukları biliniyordu. 1923 yılında E.A. Milne işimsal dengede yavaş dönen bir yıldız modeli yapmıştır. 1933 yılında S. Chandrasekhar politroplar için benzer bir çalışma yapmıştır.

Bundan sonra yıldızlarda dönme konusunda en önemli çalışma Hugo von Zeipel (1873-1959) tarafından yapılmıştır. 1924 yılında Zeipel kimyasal olarak homojen olan,  $\Omega$  açısal hızı ile katı bir cisim gibi dönen ve statik işimsal dengedeki bir yıldızın herhangi bir noktasında çekirdek enerjisi üretme hızının şu şekilde verildiğini göstermiştir,

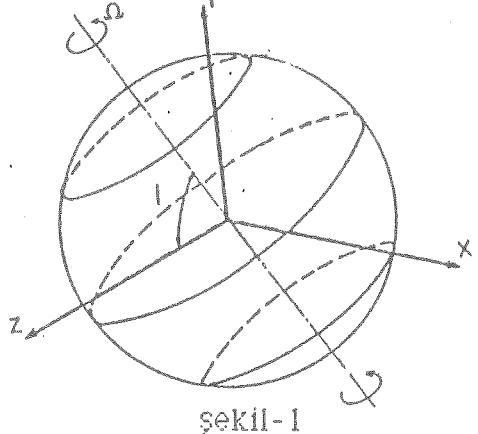
$$\dot{E}_W = \text{Sabit} \left( 1 - \frac{\Omega^2}{2mG\rho} \right)$$

Burada  $G$  = çekim sabiti ve  $\rho$  o noktadaki yoğunluktur.

Görüldüğü gibi, yıldızın yüzeyinde enerji üretimi eksiz sonsuza gitmektedir. Bu gerçekçi değildir. Heinrich Vogt (1890-1968) ve A. E. Eddington (1882-1944) bu sonuctan hareketle 1924 yılında düzgün dönen bir yıldızın tümüyle işimsal dengede olamayacağını göstermiştir. Eş potansiyel yüzeylerde sıcaklık ve basıncın sabit olamayacağına ve sonuç olarak meridyen düzlemi içinde madde hareketinin veya dolaşım akımlarının oluşacağına işaret edilmiştir. Bununla ilgili ilk somut çalışmaya ise 1929 yılında Eddington yapmıştır.

## II. GÖZLEMLER VE SONUÇLARI

Yıldızlardaki dönmeyi çizgilerdeki Doppler genişlemesinin ölçülmeyeyle tesbit ediyoruz. Türbülans gibi başka etkiler de Doppler genişlemesi yapıyor ise de eksenel dönmenden kaynaklanan genişlemeyi ayırdetmek mümkün olmaktadır. Tek yıldızlarda sadece  $V \sin i$  gözleme bilinmektedir. Burada  $i$  bakış doğrultumuzla dönde ekseni arasındaki açıdır (Şekil-1).



Şekil-1

Dönde ekseninin doğrultusunun ne olduğu hakkında bir şey söylemek mümkün değildir. Bu nedenle istatistiksel bilgiye gereksinme vardır. Dönde ekseninin doğrultusu ile ilgili aşağıdakiler söylenebilir:

- Yıldızlar galaksinin açısal momentum vektörünü hatırlarlar,
- Dönde eksenleri uzayda rastgele bir dağılım gösterir.

(i) şikkini ele alalım:

Galaksinin dönde ekseni galaksi düzlemine dikdir.  $R_c$  yarıçaplı bir gaz bulutunun dömesini düşünelim. Birim kütle başına açısal momentum

$$\mathbf{h} \approx \frac{\mathbf{V}_2 - \mathbf{V}_1}{2} R_c \text{ dir.}$$

Galaksideki farklı dönmenden

$$V \approx 10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

olduğunu biliyoruz.  $V_2 - V_1 \approx 10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  ( $2 R_c$ ) olduğundan,

$$h \approx 10 R_c^2$$

elde edilir. Bu ifade gaz bulutunun başlangıçtaki açısal momentumunu verir. Yıldız böyle bir bulutun çökmesiyle oluşursa

$$h_{\text{son}} \approx V_{\text{dön}} R_{\text{son}}$$

olduğundan,  $h$ 'in yukarıda bulunan değeri yerine koyulursa

$$V_{\text{dön}} \approx 10 R_c^2 / R_* \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$$

elde edilir. Tipik olarak  $R_* \approx 10^{11} \text{ cm} \approx 10^{-7} \text{ pc} \approx 10^{-10} \text{ kpc}$ ,

$R_c \approx 1 \text{ kpc} \approx 10^{-3} \text{ kpc}$  alınırsa

$$V_{\text{dön}} \approx 10^5 \text{ km s}^{-1} \approx \text{işik hızı}$$

çıkar. Bu ise mümkün değildir.

Diğer yandan gözlemeel olarak baktığımızda  $V$  Sin i değerlerinin Galaksi kordinatları ile korelasyon göstermediğini görmekteyiz. Böylece birinci sık dışlanabilir. İkinci sık daha muhtemeldir. Bu sebeple istatistiksel bilgilere gereksinme vardır.

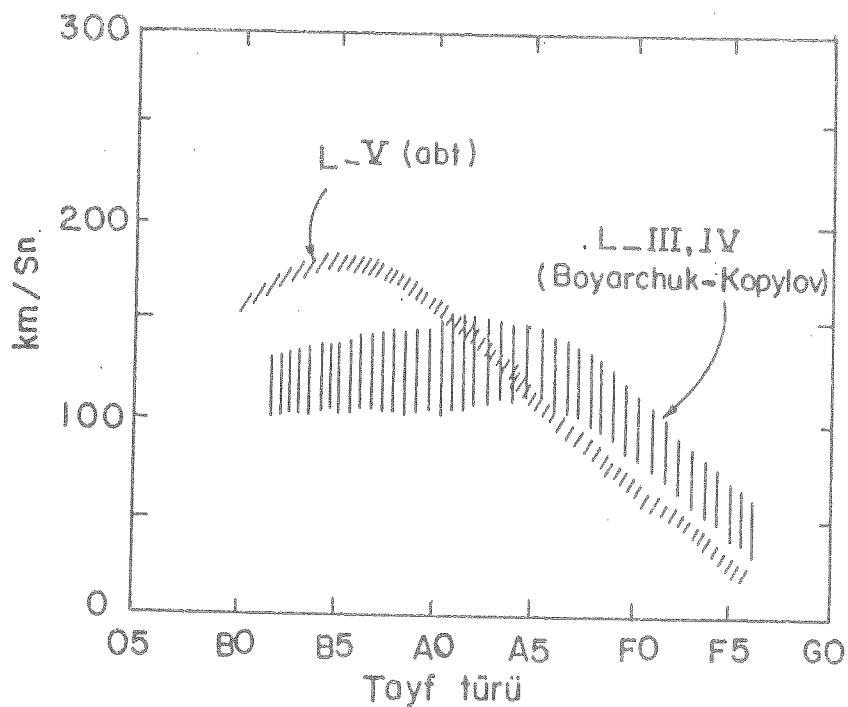
Gözlemeel veriler özellikle 1949 (Slettak) dan sonra çoğaldı (Boyarchuk ve Kopylov, 1958, 1964, Uesugi ve Fukuda, 1970, Bernacca ve Perinotto, 1971). Bu verilerden yararlanılarak çizilen grafik, tek yıldızların ortalama hızlarının ( $V$  Sin i) tayf türünün fonksiyonu olarak şekil-2 de görülmektedir (Slettak, 1970). Şekilde kısa çizgilerle taranmış olan eğri anakol yıldızlarının (Abt ve Hunter, 1962) ve geniş aralıklı uzun çizgilerle taranmış eğri ışma gücü sınıfı III ve IV olan yıldızlarının (Boyarchuk ve Kopylov, 1958) konumunu göstermektedir. Görüldüğü gibi erken tayf türüne doğru gidildikçe dönme hızlanmaktadır. Zaten bu durum 1930 lu yıllarda fark edilmişti. Yavaş dönen yıldızlarla hızlı dönen yıldızlar arasında belirgin bir ayırım göze çarpmaktadır. Grafikten, aynı tayf türündeki erken

tip devlerin anakol yıldızlarına göre daha yavaş döndüğü, fakat geç A- ve F- türündeki yıldızlarda bunun tersi olduğu açık bir şekilde görülmektedir. Bu sonucun evrimle ilgili olduğu söylenebilir. F-tayf türündeki devler, evrimleşmiş B- ve A- türü anakol yıldızlarıdır. Doğasından yavaş dönen anakol yıldızlarından daha hızlı dönme göstermekte dirler. Dikkat edilirse eğrilerdeki değişme FO - tayf türü civarında olmaktadır. Bu da geç türlerin konvektif zarfları ile ilgili olabilir. Konvektif zarfın olması yıldız rüzgarını kolaylaştırabilir ve o da açısal momentum kaybının nedeni olabilir.

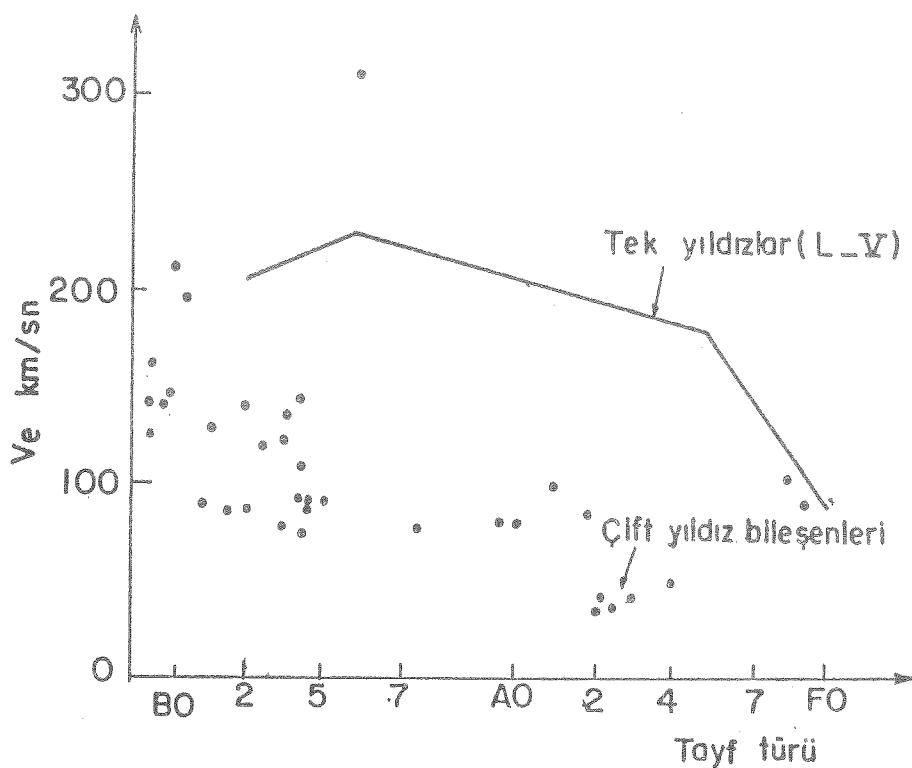
Olson (1968) yakın çift yıldızlarda dönme ile ilgili gözlemler yapmıştır. Gözlenen yıldız sistemlerinin çoğu örten çift olduğundan yörünge eğim açısı biliniyordu. Dönme ekseninin yörünge düzlemine dik olduğu varsayılarak gerçek ekvator hızı ( $V$ ) bulunabilmiştir. Şekil -3 te yakın çift yıldızların ekvator hızının tayf türünün fonksiyonu olarak çizimini görüyoruz. Şekilde ayrıca ankoldaki tek yıldızların ortalama hız grafiği de verilmiştir. Yakın çift sistemindeki bileşenlerin dönme hızı, aynı tayf türündeki tek yıldızlara göre daha düşüktür. Grafikten bu açıkça görülmektedir. Demek ki bileşenin etkisi yıldızın dönmesini yavaşlatma yönünde olmaktadır. Bunun ilk ayrimına varan Kreiken (1935) olmuştur.

### III. DÖNME VE EVRİM

İkinci bölümde görüldüğü gibi erken tayf türündeki yıldızlar, geç tayf türündekilere göre daha hızlı dönmektedirler. Yüksek dispersiyon gerektirdiğinden bunların gözlenmesi kolaydır. Bu özellikler erken tayf türündeki yıldızları ilginç yapmaktadır.



Şekil - 2: Tek yıldızların ortalama hızlarının tayf türüne göre grafiği.



Şekil - 3: Yakın çift yıldızların ekvator (eşlek) hızının tayf türüne göre dağılımı (noktalar). Çizgi grafik ise anakoldaki tek yıldızların ortalama hız grafiğidir.

Dönmenin yıldız yapıları üzerine etkisi çok eskilerden bu yana biliniyordu. Eski çalışmaların çoğu Jeans (1929) in "Astronomy and Cosmogony" adlı kitabında özetlenmiştir. Düzgün dönen akişkan kütlelerin yapısı ve kararlılığı üzerine yapılan araştırmalar sürmüştür ve sonradan daha da güncel hale getirilmiştir (Lyttleton, 1953, Lebovitz, 1967).

Dönmenin yıldız yapılarına ve evrime etkisi yüz yılımızın ikinci yarısında bir çok kişi tarafından ayrıntılı bir şekilde ele alınmış ve çeşitli yönleriyle incelenmiştir. Ancak son yıllarda bu konunun tekrar canlılık kazanmasının nedeni 1987 yılında Büyük Macellan Bulutundaki (BMB) süpernova patlamasıdır. Bilindiği gibi 1987A süpernovasının yerinde, patlamadan önce Sandulek-69202 ismi ile bilinen B-tayıf türünde bir üst dev vardı. 1987A ile ilgili bazı gözlemlerin açıklanmasında güçlük çekildiğinden yine tarihi gelişim içinde olduğu gibi dönme etkisi ile açıklanmaya çalışılmaktadır.

IUE gözlemlerinden, süpernova 1987A da, düşük hızla genişleyen madde içinde N/C ve N/O oranları yüksek bulunmuştur (Cassatella, 1987). Ayrıca He/H oranı da yüksektir. Gözlemler patlamadan önce yıldızın zarfında beklenmeyen bir kimyasal yapıya işaret etmektedir.

Yukarıda bahsedilen gözlemlerin açıklanması ve ilgili soruların cevaplanması gerekmektedir.

- i) Patlama Herzsprung-Russel (H-R) diyagramının mavi bölgesinde olmuştur. Bu standart evrim kuramına ters düşmektedir. Açıklanması gereken noktalardan birisi budur.
- ii) B-tayıf türündeki Sandulek 69202 yıldızi evrim süreci içinde daha önce hiç kırmızı üstdev olmuşmuydu?

Patlamanın mavi bölgede olmasıyla ilgili soruya, simdiye kadar üç çeşit açıklama getirilmeye çalışılmıştır:

- i) Büyük Macellan Bulutu'ndaki daha az olan metal bolluğu ile (Hillebrandt ve dig., 1987). Kimyasal yapıda az metal olması yıldızın kırmızı bölgeye evrimleşerek gitmesini önler.
- ii) Yüksek hızda kütle kaybetmesiyle (Maeder, 1987). Model yüksek hızda kütle kaybı içerirse yıldız önce kırmızı bölgeye doğru evrimlesir ve daha sonra mavi bölgeye döner.
- iii) Konveksiyonun üst dev yıldızların evrimine etkisiyle.

Sıralanan bu açıklamalar gözlemlsel bulgular için yeterli olmamıştır. Örneğin EMB'da Sandulek-69202 ile aynı işime gücüne sahip kırmızı üstdevlerin varlığı bilinmektedir. Diğer yandan  $10 M_{\odot}$  lik bir hidrojen zarfinin varlığı, mavi bölgeye dönüş için gerekli olan yüksek hızda kütle kaybı ile uyuşmamaktadır.

Normal olmayan bollukların açıklanması konvektif karışma yoluyla yapılmaya çalışılmış, fakat yeterli olmadığı gösterilmiştir (Weiss ve dig., 1988).

Weiss ve arkadaşları gözlemlerinin açıklanmasında dönmenin rolünün incelenmesi gerektiğini ve normal olmayan kimyasal yapının dönmenin sonucu oluşan dolaşım akımları ile açıklanabileceğini ileri sürmüştür. Öneri dolaşım akımlarının çekirdek yanması sonucu elementleri yıldızın dış katmanlarına taşıyabileceği ve bollukla ilgili gözlemleri açıklayabileceğidir.

1960 lı yıllarda sonra dönmenin yıldız yapısı üzerine yaptığı etkileri inceleyen önemli çalışmalar yapılmıştır (Roxburgh ve Strittematter, 1965; Faulkner ve dig., 1968; Mark, 1968; Sanderson ve dig., 1970; Sackman ve

Anand, 1970; Kippenhahn ve Thomas, 1970). Bu çalışmalar sonucunda, katı bir cisim gibi düzgün dönme yapan anakol yıldız modelleri elde edilmiş ve anakolun Hertzsprung-Russel diyagramında sağa doğru kaydiği bulunmuştur (Şekil-4a,4b). Diğer yandan Kippenhahn ve arkadaşları (1970) açısal momentumun radyatif bölgelerde yerel, konvektif bölgelerde global olarak korunduğunu varsayıarak yıldızın iç bölgelerinin daha hızlı, zarfının da daha yavaş döndüğünü göstermiştir. Crampin ve Hoyle (1960) da dönmenin etkisi ile yıldızda ekvator düzlemini civarında atılan kütlenin disk oluşturacağına işaret etmiştir. Yıldızlarda dönme konusu üzerine yapılan bu çalışmalarla ilgili başka ayrıntılı bilgi ve referanslar Mestel (1965), Kraft (1968), Slettabak (1970) in derlediği "Stellar Rotation" isimli kitapta ve "Annual Review of Astronomy and Astrophysics" in 10. cildinde (Fricke ve Kippenhahn (1972)) bulunabilir. Daha sonra J.-L. Tassoul (1978) tarafından yazılan "Theory of Stellar Rotation" başlıklı kitapta yıldızlarda dönmenin tüm yönleri incelemiştir ve o zamana kadar yapılan çalışmalar özetlenmiştir.

1970 li yillardan sonra yıldızlarda farklı dönme daha çok ilgi toplamıştır. Bunun nedeni de yukarıda bahsedilen Kippenhahn ve arkadaşlarının bulduğu sonucun parçalanmaya ve çift yıldız oluşumuna gidebileceğidir. Böyle bir senaryoyu 1966 yılında Roxburgh önermişti. Ancak yapılan çalışmalar -iç bölgeler yüzey tabakalarına göre çok hızlı dönmedikçe -dönmenin anakol yıldızlarının iç yapıları üzerindeki etkisinin küçük olduğunu göstermektedir. Endal ve Sofia (1976, 1978, 1981) dönen yıldızların evrimi üzerinde çalışarak dönmenin evrime etkilerini anakol sonrası için incelemiştir. Geride bıraktığımız 10 yıl içinde dönme çeşitli şekillerde dahil edilerek çalışmalar sürdürülmüştür (Sreenivasan ve Wilson, 1982, 1985, 1986; Schatzman ve Maeder 1981, Bienayme ve diğ., 1984; Lebreton ve Maeder, 1986; Maeder, 1987).

Bilindiği gibi yıldızlar anakolda uzun süre kahırlar. Bu süre içinde de hızlı dönen çekirdek bazı mekanizmalarla yavaşlatılmış olabilir. Örneğin meridyen düzleme içinde oluşan dolaşım akımları yolu ile. Bu sebepledir ki dönmenin etkisi anakolda ve hemen anakol sonrasında küçüktür. Ancak evrimin sonraki safhalarında önemli olmaktadır.

Dönmenin etkisi anakol öncesi safhada da incelenmiş ve pek çok çalışma yapılmıştır. (Okamoto, 1969; Bodenheimer ve Ostriker, 1970; Bisnovatyi-Kogan ve dig., 1979; Eryurt ve dig., 1986), Çelikel, 1989 ).

Görüldüğü gibi dönme yıldızın yapısını etkilemektedir. Evrim sürecinde hem yapı hemde başlangıçta verilen açısal momentum dağılımı evrimleşmektedir. Ancak biz konuya Süpernova 1987A açısından baktığımızdan dolaşım akımlarının doğasını ve evrimle ilişkisini ayrıntılı ele alıp diğer etkilere kısa ve genel olarak değineceğiz.

Dönmenin yıldızların yapı ve evrimine etkisini üç ana gurupta ele alabiliriz:

i) Dönmenin sonucu yıldızın iç basıncı azalır. Bu durum merkezciil kuvvetin sonucudur. Merkezi bölgedeki basınç azalırsa, o bölgenin evrimi de farklı seyredecektir. Açısal hızın dağılımı küresel simetrik alınır; ve yıldız küresel kabul edilerek ortalama merkezciil kuvvet  $\Omega^2 r \sin^2 \theta$  bulunursa, hidrostatik denge denklemi

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM_r}{r^2} \rho + \frac{2}{3} \Omega^2 r \rho \quad (1)$$

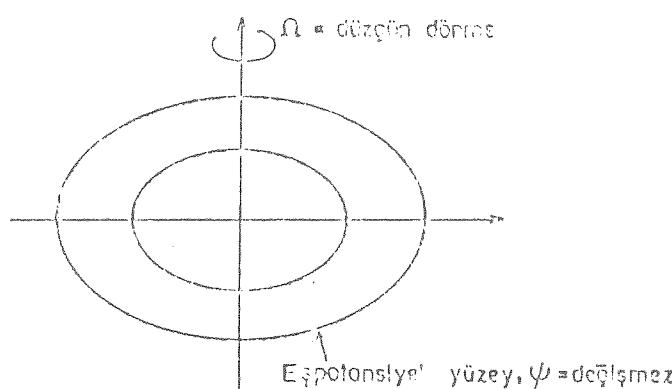
veya

$$\frac{dp}{dM_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} + \frac{\Omega^2}{6\pi r} \quad (2)$$

olur. Meydana gelen değişiklik merkezde hidrojen yanma zamanını etkiler. Hidrojen daha yavaş yanar. Yanma süresinde %3 gibi bir artış olduğu gösterilmiştir (Kippenhahn, ve diğ., 1970; Strittmatter, ve diğ., 1970).

ii) Dönme aynı zamanda işıma gücünü de azaltır. Dönme yıldızın şeklinde değişiklik meydana getirir. Küreselliği bozar ve basıklık yaratır. Bunun evrime etkisi önemli değildir, ancak yıldızın tayfını değiştirir. Hızlı dönen yıldızlar daha soğuk görünür.

Yıldızın şeklinde basıklık olur. Ekvator bölgelerinde şiper. Eşpotansiyel yüzeyler küresel değildir.



Şekil - 5

Yıldız hidrostatik dengede olduğu için  $P$  ve  $\rho$  da eşpotansiyel yüzey üzerinde sabittir. Böylece  $P = P(\psi)$ ,  $\rho = \rho(\psi)$ ,  $T = T(\psi)$  yazılabilir. Hidrostatik denge denklemi

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = \nabla \psi \quad \text{dir.} \quad (3)$$

Enerji radyatif mekanizma ile taşınıyorsa,

$$F = -\frac{16}{3} \cdot \frac{\sigma}{\kappa} \cdot \frac{T^3}{\rho} \nabla T$$

$$\mathbf{F} = -\mathbf{f}(\psi), \nabla \psi = -\mathbf{f}(\psi) \mathbf{g} \quad (4)$$

olur. Burada  $\mathbf{f}(\psi) = -\frac{16}{3} \frac{\sigma}{\kappa} \frac{T^3}{\rho} \frac{dT}{d\psi}$  dir,  $\mathbf{g} = -\nabla \psi$

(4) nolu denklemden anlaşılacağı gibi yıldızın yüzeyinden çıkan ışının akısı eş potansiyel yüzeyler üzerinde çekim ivmesine ( $\mathbf{g}$ ) orantılı olarak değişir. (3) ve (4) nolu denklemlerde kullandığımız  $\psi$  toplam potansiyeldir. ( $\psi = \text{Çekim potansiyeli} + \text{dönme potansiyeli}$ ). Dönen yıldızın yüzeyinden çıkan ışının akısı, gerçekte şöyle ifade edilmelidir,

$$F_{\text{yüzey}} \sim g_{\text{et}} \quad (5)$$

(5) nolu denklemdeki bu ifade ilk kez Von Zeipel tarafından bulunmuş ve "çekim kararması yasası" olarak bilinmektedir. Etkin sıcaklık cinsinden yazarsak

$$T_{\text{et}} = \left( \frac{F_{\text{yüzey}}}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (6)$$

elde edilir. Yıldız kutup bölgelerinde basiktir. Öyleyse etkili kutup bölgelerinde ekvator civarına göre daha büyük olacak ve (6) nolu denklemden de sıcaklık daha fazla olacaktır.

iii) Dönmenin üçüncü ve en önemli etkisi, dönme kararsızlıklarından kaynaklanan açısal momentum taşınması ve yıldızın belirli bölgelerinde meydana gelen kimyasal karışmadır.

Standart yıldız evrim modelleri yetersiz kaldıkça bugüne kadar dikkate alınmayan etkiler evrim kuramına dahil edilmeye başlandı. Son yıllarda dönme ve ilgili kararsızlıkların evrimle etkileşmesine ilişkin fizik, hesaplamalara tam olmasa bile, kısmen girdi. Bu konuda önemli ilerlemeler kaydedildi ve birçok çalışma yapıldı (Kippenhahn ve Thomas, 1981; Zahn, 1983; Tassoul, 1978; 1984; Schatzman, 1984)

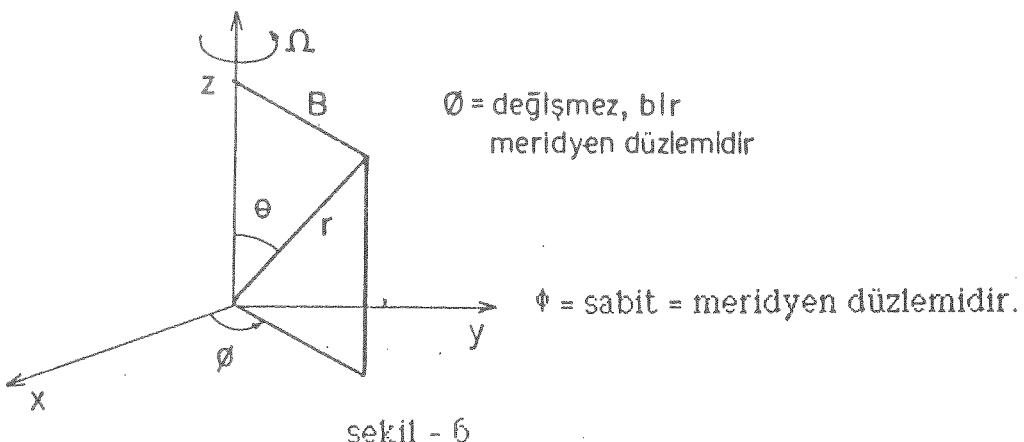
Eksenei dönde yapan bir yıldızda enerji taşınması sadece ışınım (radyasyon) yoluyla olmamakta, kısmen meridyenel dolaşım akımları yoluyla taşınmaktadır. ışınım denge koşulunu yazarsak

$$\nabla \cdot \underline{E} = \rho \epsilon_N \text{ dir.} \quad (7)$$

$\epsilon_N$  çekirdek enerjisi üretme hızıdır. Önce bu koşulun eksenei dönde yapan bir yıldızda sağlandığını düşünelim. O durumda

$$\rho \epsilon_N = \nabla \cdot \underline{E} = -\nabla \cdot (f(\phi) \nabla \phi) = -f(\phi) \nabla^2 \phi - \frac{df}{d\phi} |\nabla \phi|^2 \quad (8),$$

$$\nabla^2 \phi = \nabla^2 \phi + \nabla^2 V \quad (V = \text{dönme potansiyeli}) \quad (9)$$



Şekil - 6

$$V = \int_0^\omega \Omega^2 \varpi' d\varpi' = \frac{1}{2} \Omega^2 \varpi^2 \quad (\Omega = \text{deðlþmez alınır}) \quad (10)$$

(9) nolu denklem

$$\nabla^2 \phi = \nabla^2 \phi + \nabla^2 V = -4\pi G\rho + \nabla \cdot (\Omega^2 \varpi)$$

$$\nabla^2 \phi = -4\pi G\rho + \frac{1}{\varpi} \frac{d}{d\varpi} (\Omega^2 \varpi^2) \quad \text{olur.} \quad (11)$$

(8) nolu denklem ise

$$\rho \epsilon_N = f(\varphi) \left[ 4\pi G\rho - \frac{1}{\omega} \frac{d}{d\omega} (\Omega^2 \omega^2) \right] - \frac{df}{d\varphi} |\underline{\nabla} \varphi|^2 \quad (12)$$

olarak yazılabilir.  $\Omega$ 'yı öyle seçelim ki

$$\frac{1}{\omega} \frac{d}{d\omega} (\Omega^2 \omega^2) = \text{sabit} = 2C_1, \text{ olsun, ve}$$

buradan

$$\Omega^2 = C_1 + \frac{C_2}{\omega^2} \quad (13)$$

olduğu görülür.

(12) nolu denklemde eş potansiyel yüzey üzerinde, hersey sabit sadece  $|\underline{\nabla} \varphi|^2$  sabit değil.  $|\underline{\nabla} \varphi|^2$  ekvatorдан kutuplara değişir, çünkü eş potansiyel yüzeyler paralel değildir. Bu ancak  $df/d\varphi = 0$  olduğunda mümkündür.

Böylece

$$f = \text{Sabit} = C$$

olduğu bulunur. (12) nolu denklemden

$$\epsilon_N = 4\pi G C \left( 1 - \frac{C_1}{2\pi G \rho} \right) \quad (14)$$

elde edilir. Yüzeyde  $\rho \rightarrow 0$  ve  $\epsilon_N \rightarrow \infty$  olur. Bu ise gerçek bir sonuç değildir, çünkü  $\epsilon_N$  merkezi bölgeler dışında sıfırdır. (14) nolu denklem Zeipel ikilemi (paradoks) olarak bilinmektedir. (14) nolu denklemden ışınım dengesinin eksenel dönme yapan yıldızlarda çok katı bir şekilde uygulanamayacağı çıkmaktadır.

Vogt (1925) ve Eddington (1925, 1929) Von Zeipel (1924) in bulduğu bu sonucu kullanarak, yıldız katı bir ışınım dengesinde değilse, eşpotansiyel yüzeyler üzerinde sıcaklık ve basınç farkları olacağını ve bunun da meridyen dolaşım akımlarını başlatacağını göstermişlerdir. Bu sebepledir ki literatürde Eddington-Vogt akımları olarak geçmektedir. Eddington-Vogt dolaşım akımlarının hızını ilk kez Sweet (1950) tayin etmiştir. Daha sonra benzer çalışmalarla başları izlemiştir. (Öpik, 1951; Baker ve Kippenhahn, 1959; Smith, 1966, 1970; Mestel, 1966; Brand ve Smith, 1971). Bu akımların evrim açısından önemli olup olmadıkları zaman ölçüleriyle anlaşılabılır. Öyleyse dolaşım akım hızlarının büyüklüklerini ve ilgili zaman ölçülerini kaba bir şekilde tayin etmek fikir edinmek bakımından yararlı olacaktır.

Eksenel dönmesi olan yıldızlarda ısisal denge meridyen düzlemi içindeki dolaşım akımları vasıtıyla sağlanır. Dolaşım akımları beraberinde ısı enerjisi taşırlar. Eğer  $Q$  taşınan ısı enerjisi ise ısisal denge denklemini şöyle yazabiliriz:

$$\rho \underline{\epsilon}_N - \underline{\nabla} \cdot \underline{F} = \rho \frac{dQ}{dt} \quad (15)$$

Durgun hal için,

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\partial Q}{\partial t} + \underline{V} \cdot \underline{\nabla} Q = \underline{V} \cdot T \underline{\nabla} S = T \underline{V} \cdot \underline{\nabla} S \quad (S = \text{entropy} \quad V = \text{akım hızı})$$

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{du}{dt} + P \frac{dV}{dt} = C_V \frac{dT}{dt} - \frac{P}{\rho^2} \frac{dp}{dt},$$

$$P \frac{dQ}{dt} = C_V \left( P \frac{dT}{dt} - \frac{P}{\rho} \frac{dp}{dt} \right), \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \underline{V} \cdot \underline{\nabla} \text{ bağıntısını kullanarak, ve}$$

durgun hal için

$$P \frac{dQ}{dt} = C_V \left( P \frac{dT}{d\phi} \frac{d\phi}{dt} - \frac{P}{\rho} \frac{dp}{d\phi} \frac{d\phi}{dt} \right)$$

$$= C_V \left( \rho \frac{dT}{d\psi} - \frac{\rho}{\rho} \frac{dp}{d\psi} \right) \frac{d\psi}{dt}$$

$$\rho \frac{dQ}{dt} = C_V \left( \rho \frac{dT}{d\psi} - \frac{\rho}{\rho} \frac{dp}{d\psi} \right) V \cdot \underline{V}_\psi \text{ bulunur.} \quad (16)$$

Enerji üretim hızını sıfır alırsak ( $\epsilon_N = 0$ ), (15) nolu denklem

$$- \underline{V} \cdot \underline{E} = C_V \left( \rho \frac{dT}{d\psi} - \frac{\rho}{\rho} \frac{dp}{d\psi} \right) V \cdot \underline{V}_\psi \quad (17)$$

otur ki,  $P/\rho = \frac{R}{\mu}$   $T = (C_p - C_V) T = C_V(\gamma - 1) T$

ilişkisini kullanırsa k ve P ile  $d\rho/d\psi$  'da yok edersek (17) nolu denklem şu şekli alır,

$$- \underline{V} \cdot \underline{E} = \rho \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{R}{\mu} \frac{dT}{d\psi} - 1 \right) V \cdot \underline{V}_\psi \quad (18)$$

(18) den V'nin büyüklüğünü tayin etmeye çalışalım:

$$\underline{V} \cdot \underline{E} \approx \alpha \frac{1}{R} \cdot \frac{L}{R^2} = \frac{\alpha L}{R^3}, \quad \alpha = \frac{F_C}{F_g} = \frac{\text{Merkezil kuvvet}}{\text{Çekim kuvveti}}$$

$$\underline{V}_\psi \approx \frac{GM}{R^2},$$

$$\rho \approx \frac{M}{R^3},$$

$$[ \quad ] \approx 1$$

yaklaşıklıkları kullanarak

$$V \approx \alpha \frac{L}{R^3} \frac{R^5}{GM^2} = \alpha \frac{LR^2}{GM^2}$$

$$V \approx \alpha \frac{LR^2}{GM^2} \quad (19)$$

bulunur. Güneş için,  $\alpha \approx 2.5 \times 10^{-5}$  dir, ve

$$V_0 \approx 2 \times 10^{-9} \text{ cm s}^{-1} \text{ dir.}$$

Göründüğü gibi dolaşım akımlarının hızı, yıldızın özelliklerine (L,R,M) ve dönmesine bağlıdır. Bununla ilgili zaman ölçüsü

$$t_{\text{dol}} \approx \frac{R}{V} = GM^2/R / \alpha L = \frac{t_{\text{KH}}}{\alpha} \quad (20)$$

olarak bulunur.  $t_{\text{KH}}$  Kelvin-Hemholtz zaman ölçüsüdür.  $t_{\text{KH}}$  tanımı şöyledir.

$$t_{\text{KH}} = \frac{\text{Çekimsel enerji}}{\text{işinim gücü}} = \frac{GM^2/R}{L} \quad (21)$$

$\alpha$  parametresi birden küçük olduğu için, (20)'den görüleceği gibi

$$t_{\text{dol}} > t_{\text{KH}} \quad (22)$$

Bu sonuç bize, dolaşım akımlarının, ısisal zaman ölçüsü içinde pek etkin olmayacağı göstermektedir.

Şimdi de evrim zaman ölçüsünü bulalım ve onunla karşılaştıralım. Evrim zaman ölçüsünü saf hidrojenden oluşan bir yıldızın kütlesinin yüzde yirmisini yaktığı süre olarak alalım. Hidrojenin helyuma dönüşmesinde, 1 gram hidrojen maddesi helyuma dönüşürse  $6 \times 10^{18}$  erglik enerji açığa çıkar. Böylece

$$t_{\text{ev}} \approx 6 \times 10^{18} \times (1/5 M) / L = \frac{6}{5} \times \frac{10^{18} M}{L},$$

$$t_{\text{ev}} \approx 10^{18} \frac{M}{L} \quad \text{olur.}$$

(20) nolu denklemle birleştirirsek,

$$t_{\text{dol}} \approx 10^{-18} \frac{GM}{\alpha R} t_{\text{ev}} \text{ dir.} \quad (23)$$

Güneş için sonucu bulursak ( $\alpha = 2 \times 10^{-5}$ )

$$t_{\text{dol},0} \approx 10^2 \text{ tev} \quad (24)$$

Görülüyor ki, güneşte meridyenel dolaşım akımları evrim üzerinde etkili olamayacaktır, çünkü dolaşım akımları zaman ölçüsü evrim zamanından yaklaşık yüz kez daha büyütür.

Bununla beraber, örneklemeyi güneş yerine erken tayf türünde (örneğin B5) bir yıldız için yaparsak farklı sonuc alacağımızı göreceğiz. Gözlemler bu tür yıldızların ekvatoral hızlarının  $200 \text{ km s}^{-1}$  ve  $(GM/R)^{1/2} \approx 600 \text{ km s}^{-1}$  olduğunu göstermektedir. Buradan da  $\alpha \approx 0.1$  çıkar.  $\alpha$ 'yı (23) te yerine koyduğumuzda

$$t_{\text{dol}} \approx 3.6 \times 10^{-2} \text{ tev} \quad (25)$$

bulunur. Bundan çıkarılacak sonuc ise B-tipi yıldızlarda dolaşım akımları zaman ölçüsü evrim zaman ölçüsüne göre kısa olduğu ve evrim üzerinde önemli olduğudur. Demekki hızlı dönen yıldızlarda dolaşım akımları yoluyla büyük çapta bir karmaşa beklenmelidir. Böylece dolaşım akımlarının etkin olduğu bölgelerde yıldız kimyasal olarak homojen bir yapıya sahip olacaktır. Ancak buna karşı koyan başka bir olayı da unutmamak gereklidir. Yıldızın içinde kimyasal yapıda yarıçap boyunca bir farklılık gelişirse ( $\mu$  gradyant = ortalama molekül ağırlığı gradyantı), başka bir deyişle  $\nabla\mu > 0$  ise, bu özelliği taşıyan kütle, belirli koşullar sağlanırsa dolaşım akımları tarafından dışarıya taşınmaz ve ters yönde bir  $\mu$ -akışı oluşur. Böylece dolaşım akımlarını durdurucu yönde etki yapar (Mestel, 1953).

#### IV. EKSENEL DÖNME SONUCU YILDIZLarda KARIŞMA

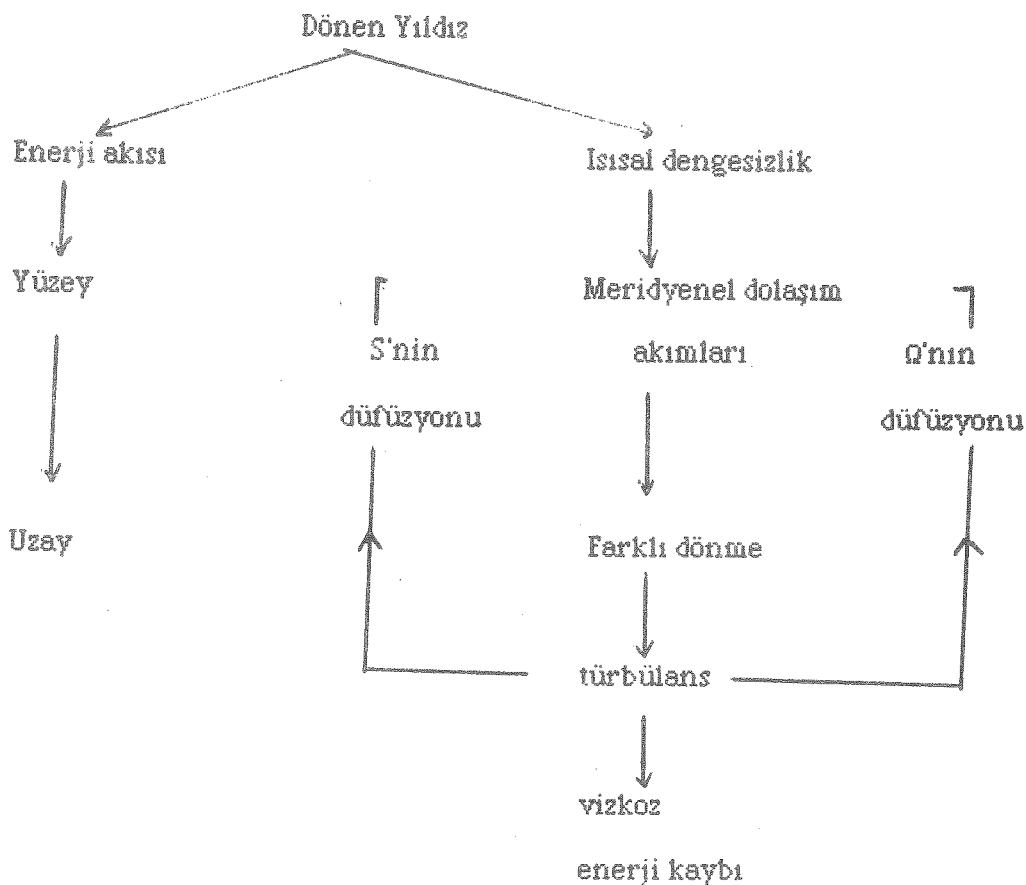
Bir önceki bölümde yıldızın içinde  $\mu$  - gradyantı oluştugunda meridyenel dolaşım akımlarını yok edici bir etkinin gelişeceğini belirtmiştim. Ancak, çekirdek evriminin başlangıcında,  $\mu$ -gradyantı henüz oluşmamış iken kimyasal karışma olabilir. Kimyasal yapı gradyantı engelinin belli bir ölçüde aşılmasıyla da bir miktar karışma meydana gelebilir. Bu gelişme, açısal momentum korunacağından, yıldızda farklı dönmeye neden olur (Zahn, 1974; Kippenhahn, 1974; Huppert ve Spiegel, 1977; Tassoul ve Tassoul, 1982, 1984; Zahn, 1983; Tassoul, 1984).

Eşpotansiyel yüzeylerde meydana gelen farklı dönme kararsızdır ("shear unstable"), ve bu da türbülansa yol açar. Açısal momentum ve kimyasal element düfütyonunu böyle bir türbülans sağlar. (Zahn, 1983.)

Türbülansın sürekliliği için enerjiye gereksinim vardır. Klasik türbülans kuramından, birim zamanda ve birim kütledede yazdığımızda, gereklili olan enerji

$$\epsilon_t \approx \frac{v^3}{l} \quad \text{dir.} \quad (26)$$

Burada  $V$  hız ve  $l$  enerji taşıyan hareketli kütle biriminin (eddy) boyutudur. Türbülans enerjisinin kaynağı, eksenel dönmenin sonucu olan ısısal dengesizliktir (thermal imbalance).



Şekil - 7

Denklem (26) da verilen  $V$  ve  $I$  bazı koşulları sağlamalıdır. Eş potansiyel yüzeyde türbülant enerji üretim hızının ( $\epsilon_t$ ), olayı yaratan kaynak enerjiden (isisal dengesizliğin sağladığı enerji) küçük olmalıdır;

$$\frac{V^3}{I} \ll K \Omega^2 . \quad (27)$$

$K$  = isisal difüzyonu temsil etmekte ve  $\Omega$  açısal dönme hızıdır.  $K$ 'nın açık ifadesini yazarsak,

$$K = \frac{4}{3} \frac{\alpha c T^3}{\kappa \rho^2 C_p} \quad \text{dir.} \quad (28)$$

Burada  $\kappa$  donukluğu (opasite) gösterir. Sabit basınçtaki özis

$$C_p = \frac{p\delta}{v_{ad} \rho T}, \quad \delta = \left( \frac{\partial \ln p}{\partial \ln T} \right)_p \text{ dir.}$$

Denklem (26) ile ilgili ikinci bir koşul ise kararsızlığın (shear kararsızlığı) sürmesi bakımından kritik Reynolds sayısı ile ilgilidir. Söz konusu koşul,

$$v l > R_c = \frac{v l}{v} \approx 10^3, \quad v = \text{kinematik viskozite} \quad (29)$$

Kaynağı ısisal dengesizlik olan enerjinin ( $= K \Omega^2$ ) türbülant enerjisine dönüşme verimliliğini ölçen katsayının tanımı

$$\eta = c_t / K \Omega^2 \quad \text{dir.} \quad (30)$$

Böylece dikey yönde (radial), türbülant hareketle, madde taşınması, şu şekilde yazılabilir,

$$D = K \eta, \quad (31)$$

Verimlilik katsayı

$$\eta \approx \frac{\Omega^2 r}{g} \cdot (\nabla_{\text{ad}} - \nabla_{\text{rad}})^{-1} \quad (32)$$

olduğundan,

$$D = K \frac{\Omega^2 r}{g} \cdot (\nabla_a - \nabla_{\text{rad}})^{-1} \quad (33)$$

elde edilir (Zahn, 1983). Dikey düfüzyonla ilgili Reynolds sayısı aşağıdaki gibi verilmektedir. (Schatzman, 1977),

$$Re = \frac{K}{v} \frac{\Omega^2 r}{g} \cdot (\nabla_{\text{ad}} - \nabla_{\text{ra}})^{-1} \quad (34)$$

Burada  $v = v_{\text{mol}} + v_{\text{rad}}$ , kinematik viskositedir.

İşımasal viskosite,  $v_{\text{rad}}$ ,

$$v_{\text{rad}} = \frac{4aT^4}{15ck\rho^2} \cdot 6.72 \times 10^{-26} \cdot \frac{T^4}{\kappa\rho^2}, \quad (35)$$

ve moleküler viskosite,  $v_{\text{mol}}$ ,

$$v_{\text{mol}} = \frac{0.4m^{1/2} (kT)^{5/2}}{\rho e^4 \ln \lambda} = 2.18 \times 10^{-15} \cdot \frac{T^{5/2}}{\rho \ln \lambda}, \quad (36)$$

şeklinde ifade edilir. Burada

$$\lambda = \frac{3kT}{\epsilon^2} \left( \frac{m}{\rho} \right)^{1/3} \text{ dür.}$$

Yıldızın içinde gelişen üç boyutlu türbülansın dikey bileşeninin radyal yönde madde taşımاسını kimyasal yapı gradyantının ( $\mu$ -gradyantının) önleyeceği daha önce belirtilmiştir.

Konu ile ilgisi bakımından önce Brunt-Vaisala frekansını tanımlayalım. Brunt - Vaisala frekansı, kararlı bir yoğunluk katmanlaşması varsa, ortamda yüzdürme kuvvetinin (buoyant force) ölçüsüdür. Yıldızın içinde denge konumundan ayrılan bir madde hücresi dikey olarak hareket ederse yüzdürme kuvvetinin etkisi altında salınım yapar. Madde hücresi denge konumu civarında  $N^2$  frekansı ile salınır. Dikey yönde  $\mu$ -gradyantı var, ve  $\nabla_\mu = \partial \ln \mu / \partial \ln p$  ise,

$$N^2 = \frac{g}{H_p} (\nabla_{ad} - \nabla_{rad} + \nabla_\mu) = N_T^2 + N_\mu^2 \text{ dir.} \quad (37)$$

Burada  $H_p$  basınç ölçü, ve

$N_T^2 = g (\nabla_{ad} - \nabla_{rad}) / H_p$  frekansın ısisal kısmı ve

$N_\mu^2$  de kimyasal yapı gradyantının katkısıdır.

Aşağıda verilen koşul sağlanıyorsa, kimyasal yapıdaki gradyant üç boyutlu türbülansın gelişmesini önleyebilir (Zahn, 1983)

$$N_\mu^2 > \eta \frac{K}{v} \Omega^2 \quad (\text{Hareketli kütte biriminin alt-üst olma (turnover) frekansı})$$

veya

$$\left| \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln r} \right| > \frac{K}{v} - \left[ \frac{\Omega^2 r}{g} \right]^2 \quad (\nabla_{\text{ad}} - \nabla_{\text{rad}} + \nabla_\mu)^{-1}. \quad (38)$$

Düfüzyon olabilmesi için bu koşul sağlanmamalıdır.

Göründüğü gibi hem denklem (38) hem de (32)  $\Omega$ 'yi içermektedir. Eğer  $\Omega$  önceden biliniyorsa sorun yok, fakat bilinmiyorsa sorun var demektir.

Yıldızın dönmesinin kararlı olup olmadığı da evrim süreci içinde kontrol edilmelidir.  $|\Omega(r)|$  açısal hızı ile eksenel dönme yapan yıldızımızın dönmesi kararlı ise (32) ve (38) deki parametrelerin hesaplanmasına gecilmelidir. Isı düfüzyonunu da içeren durumlarda ilk ortaya çıkan kararsızlık Eksenel simetrik, baroklinik Düfüzyon kararsızlığıdır (Zahn, 1983). Sözedilen kararsızlık, aşağıdaki koşullarda meydana gelir,

$$\left| \frac{\partial \ln \Omega}{\partial \ln r} \right|^2 > \delta \left( \frac{v}{K} \right) \frac{N^2}{\Omega^2} \quad (39)$$

$N^2$  (37) nolu denklemde verilmiştir.

$N/\Omega$  gerçekte çekimsel kuvvetin, merkezcil kuvvete oranını ifade etmektedir.

Böylece (32), (38) ve (39) nolu denklemlerdeki ölçütlerin evrim sırasında hesaplanmasıyla türbülant düfüzyonun olup olamayacağı tesbit edilmiş olacaktır.

Bu aşamada  $\mu$  - akımlarının değerlendirmesini yapmak isabetli olacaktır. Evrim sürecinde herhangi bir anda toplam hız

$$\underline{V} = \underline{V}^\Omega + \underline{V}^\mu \text{ dir.} \quad (40)$$

$\mu$  - nin herhangi bir noktadaki değişim hızı, şöyle verilir,

$$\left( \frac{d\mu}{dt} \right) \text{çekirdek yanması} = \frac{d\mu}{dt} + \underline{V} \cdot \nabla \mu. \quad (41)$$

Akişkan ile beraber hareket eden birim kütle için  $\mu$ - sabittir ve  $(d\mu/dt)$  sıfır olur.

Mestel (1953)  $\mu$ - akımları problemini incelemiştir ve şu sonuca varmıştır:

- i)  $\mu$  - akımları,  $\Omega$  - akımlarına ters yöndedir.

ii)  $\mu$ - akımları, yıldızın merkezi bölgesindeki  $\Omega$ -akımlarının etkisini tamamen yok edebilecek kadar büyük değerlere sahip olabilir.

$V^\mu$  nin  $\mu$ - gradyantla orantılı olduğunu varsayırsak, ısisal denge denkleminden

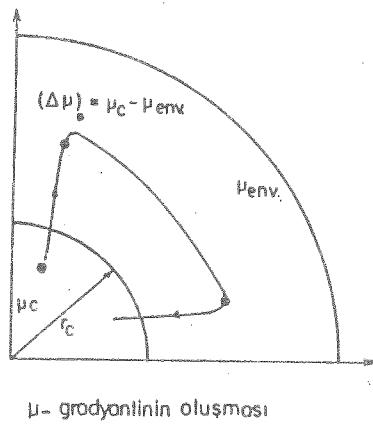
$$V^\mu \approx \frac{LR^2}{GM^2} \left( \frac{\Delta\mu}{\mu} \right) \quad (42)$$

yazılabilir. Buna karşılık

$$V^\Omega \approx \frac{LR^2}{GM^2} \propto (r) \quad (43)$$

olduğunu daha önce bulmuştuk.

$V_c^\mu$  nin büyüklüğünü bulabilmek için  $\frac{\Delta\mu}{\mu}$  'nin değerini bilmek gerekmektedir. Kimyasal yapıdaki değişiklik, yıldızın merkezindeki çekirdek yanması ile olmaktadır.  $\Omega$ - akımları bu yeni oluşan maddeyi yıldızın dış katmanlarına taşır. Bu süreç içinde  $\Delta\mu/\mu$



$\mu$ - gradiyantının oluşması

Şekil - 8

büyüklüğünde bir gradiyant oluşur.  $\Omega$ - akımlarının merkezi bölgeden madde taşımaları ile ilgili zaman ölçütü

$$t_\mu \approx \frac{r_c}{V_c \Omega} \quad (44)$$

$r_c$  yarıçaplı bölgede ( $r_c$  yeterince küçük ise)  $\rho(r) = \rho_c$  yazabiliriz. (43) deki  $\alpha(r)$  nin merkezcil kuvvetin çekim kuvvetine oranı olduğunu hatırlarsak ve  $V_c^\mu / V^\Omega$  yi yazarsak

$$\frac{V_c^\mu}{V^\Omega} = \frac{\rho}{\rho_c} \text{ buluruz.} \quad (45)$$

B5-tayf türündeki yıldızlar için

$$\frac{V_c^\mu}{V^\Omega} \approx \frac{1}{30} \text{ dur.} \quad (46)$$

Denklem (46) dan  $V_C^\mu < V_\Omega$  olduğu görülmektedir. Bundan da dolaşımın merkezi bölgede çok yavaş olduğu ve burada uzun bir süre geçirdiği ortaya çıkmaktadır. Böylece  $t_\mu \approx t_{\text{dol}}$  alınabilir, ve

$$t_\mu \approx t_{\text{dol}} \approx \frac{GM^2}{RL\alpha} \quad (47)$$

$t_\mu$  zaman sürecinde  $\Delta\mu$  ne olur? Merkezi bölgedeki bütün hidrojenin helyuma dönüştüğünü varsayıyalım. Dönüşme sonunda  $\mu$ -artar. Bunu,  $\mu$ 'nin tanımını kullanarak gösterebiliriz:

$$\frac{1}{\mu} = 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z \quad (X+Y+Z=1),$$

$$\Delta Y = -\Delta X \quad (\Delta Z = 0) > 0,$$

ve

$$\frac{\Delta\mu}{\mu} = \frac{-5 \Delta X}{6X_0 + Y_0 + Z} > 0 \quad (48)$$

Burada  $X_0$  ve  $Y_0$  başlangıçtaki bolluklardır. (48) deki ifadeden  $\mu$ -'nın arttığı görülmektedir. Dönüşüm zaman ölçütü

$$t \approx \frac{(6 \times 10^{18} \text{ erg/gm}) M}{L} \quad (49)$$

olduğundan,  $t_\mu$  zamanı içinde helyuma dönüsen kesirsel hidrojen miktarı

$$\Delta X(t_\mu) \approx \frac{t_{\text{dol}}}{t} \approx \frac{GM}{6 \times 10^{18} RL\alpha},$$

ve

$$\frac{\Delta \mu}{\mu} \approx 3 \times 10^{-4} \left( \frac{M/M_\odot}{R/R_\odot} \right)^{1/2}$$

olarak (42) ve (43) nolu denklemeleri kullanarak

$$\frac{V_\mu}{V_n} \approx 3 \times 10^{-4} \left( \frac{M/M_\odot}{R/R_\odot} \right)^{1/2} \frac{\rho_c}{\rho} \quad (50)$$

bulunacaktır. Birazlık bir A5-Tayıf türü yıldız için, yukarıdaki oran

$$\frac{V_\mu}{V_n} \approx \frac{1.5 \times 10^{-2}}{\alpha^2}, \quad \text{ve}$$

$\alpha < 10^{-1}$  olduğundan

$$V_\mu > V_n$$

bulunur.  $\mu$ - akım hızının büyük olması,  $\Omega$  akımlarını yenmesi ve etkisiz hale getirmesi demektir. Ancak hızlı bir dönme var ise ( $\alpha = \alpha_{\text{krit}}$ , ise)  $V_\mu < V_n$  olur ve karışma bekliyebiliriz. Eğer  $\Omega(r)$  içeriye doğru artarak evrimleşirse  $V_c^\Omega$  daha büyük olur ve böylece yine karışma olabilir.

## V. SONUÇ:

Erken tayf türündeki yıldızlarda eksenel dönme sonucu meridyenel dolaşım akımlarının oluşabileceği, bunların farklı dönmeyi beslediği ve böylece türbülant bir ortamınoluğu gösterildi. Oluşan üç boyutlu türbülansın radyal yöndeki hareketi besleyerek, türbülantın verimliliğine, ve kimyasal yapı gradyantına ve  $\Omega(r)$  'nın evrimine ilişkin bazı koşulların sağlanmasıyla, difüzyon yoluyla karışım yarataceği bulundu. Ayrıca düzgün dönme koşullarında, ayrıntıya inmeden hız ve zaman ölçütleri hesaplandı.

Bulgulardan meridyenel akımların evrim süreci içinde kimyasal bir karmaşma yapabileceği sonucu çıkarıldı.

Karmaşma ile ilgili yapılan bu tesbitten sonra, kimyasal yapının değişiminin ifade edilmesi gereklidir. Eğer  $i$ inci elementin atom kütte numarası  $A_i$  ise, birbirini takip eden iki model arasındaki kimyasal değişim şu şekilde yazılır (Schatzman ve Maeder, 1981)

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} = \left( \frac{\partial Y_i}{\partial t} \right)_{\text{çekirdek}} + \left( \frac{\partial Y_i}{\partial t} \right)_{\text{dürr.}} \quad (52)$$

Böylece dönmenin sonucu meydana gelen kimyasal elementlerin difüzyonu evrim hesaplarına katılmış olur.

**KAYNAKLAR:**

Abney, M. N. Roy. Astron. Soc., 37, 278, 1877

Abt, H. A. ve Hunter, J.H. Jr., Astrophys. J., 136, 381, 1962

Baker, N. ve Kippenhahn, R., Z. Astrophys., 48, 140, 1959

Bernacca, p. L. ve Perinotto, M., Contrib. Oss. Astrofis. Asiago, Univ. Padova, No 239, No 250, 1971

Bienayme, o., Maeder, A., Schatzman, E., Stellar Evolution With Turbulent Diffusion Mixing, Astron. Astrophys., 131, 316, 1984

Bisnovatyi - kogan, G. S., Blinnikov, S. I., Kostyuk, N. D. ve Fedorova, A. V., Evolution of Rapidly Rotating Stars in the Gravitational Contraction Phase, Sov. Astron., 23, 432, 1979

Bodenheimer, P. ve Ostriker, J. P., Rapidly Rotating Stars. VI. Pre - mainsequence Evolution of Massive stars, Astrophys. J., 161, 1101, 1970

Boyarchuk, A. A. ve Kopylov, I. M., Soviet Astron. J., 35, 804, 1958

Boyarchuk, A. A. ve Kopylov, I. M., Public. Crimean Astroph. Observatory, 31, 44, 1964

Brand, D. ve Smith, R. C., Meridional Circulation in Rotating Stellar Atmospheres - II, M. N. Roy. Astron. Soc., 154, 293, 1971

Cassatella, A., in SN 1987A, ed. J. I. Danziger, ESO Garching bei München, p. 25, 1987

Crampin, J., Hoyle, F., M. N. Roy. Astron. Soc., 120, 33, 1960

Çelikel, R. ve Eryurt - Ezer, D., Evolutionary Status of the Primary Component of Yz Cassiopeiae, Astrophys. and Space Sci., 153, 213, 1989

Eddington, A. S., Observatory, 48, 73, 1925

Eddington, A. S., M. N. Roy. Astron. Soc., 90, 54, 1929

Elvey, T. ve Struve, O., Astrophys. J., 71, 221, 1930

Elvey, T. ve Struve, O., Astrophys J., 72, 1, 1930

Endal, A. S. ve Sofia, S., The Evolution of Rotating Stars I. Method and Exploratory Calculations for a  $7 M_{\odot}$  star, Astrophys. J., 210, 184, 1976

Endal, A. S. ve Sofia, S., The Evolution of Rotating Stars. II. Calculations With Time Dependent Redistribution of Angular Momentum for 7 and  $10 M_{\odot}$  Stars, Astrophys. J., 220, 279, 1978

Endal, A. S., ve Sofia, S., Rotation in Solar - Type Stars. I. Evolutionary Models for the Spin - Down of the Sun, *Astrophys. J.*, 243, 625, 1981

Eryurt - Ezer, D. Kirbiyik, H. ve Özkar, N., Mainsequence for Rotating Stars of Intermediate Mass, *Astrophys. and Space Sci.*, 126, 29, 1986

Faulkner, J., Roxburgh, I. W., Strittamatter, P. A., Uniformly Rotating Main Sequence Stars, *Astrophys. J.*, 151, 203, 1968

Fricke, K ve Kippenhahn, R., Evolution of Rotating Stars, in Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 10, p. 45, 1972.

Hillebrandt, W., Hofflich, p., Truran, J. W., ve Weiss, A., in SN1987, ed. J. I. Danziger, ESO Garching bei München, p. 25, 1987

Huppert, H. E., Speigel, E. A., *Astrophys. J.*, 213, 157, 1977

Jeans, J., *Astronomy and Cosmogony*, 1929

Kippenhahn, R. ve Thomas, H. - C., A Simple Method for the Solution of the Stellar Structure Equations IAU col. No.IV, in Stellar Rotation, held at Columbus, Ohio, ed. A. Slettabak, D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, Holland, p. 20, 1970

Kippenhahn, R., Meyer - Hofmeister, E., ve Thomas, H. - C., Rotation in Evolving stars, *Astron. Astrophys.* 5, 155, 1970

Kippenhahn, R., in Late Stages of stellar Evolution, IAU Sympos. 66, eds. R. J. Tayler, J. E. Hesser, Reidel Dordrecht, p. 21., 1974

Kippenhahn, R. ve Thomas, H. - C., in Fundamental Problems in the Theory of Stellar Rotation, IAU Symp. 93, eds. D. Sugimoto, D.Q. Lamb, D. N. Schramm, Reidel, dordrecht, p. 237, 1981

Knobloch, E, Spruit, H.C., Astron. Astrophys. 125, 59, 1983

Kraft, R. P., Stellar Rotation, in Stellar Astronomy, ed. H. K. Chiu, R. L. Warasila and J. H. Remo, N. Y., Gordon and Breach Sci. Publ., Vol. 1, Chp. IV - 1, p. 317, 1968

Lebovitz, N., Adv. Astron., Vol. 5, p. 465, 1967

Lebreton, A., ve Maeder, A., Stellar Evolution with Turbulent Diffusion Mixing. VI. The Solar Model Surface  $^7\text{Li}$  and  $^3\text{He}$  Abundances, Solar Neutrinos and Oscillations, Astron. Astrophys. 175, 99, 1987

Lyttleton, R. A., Stability of Rotating Liquid masses, Cambridge Univ. Press, 1953

Meader, A., in SN 1987A, ed. J. I. Danziger, ESO, Garching bei München, p. 25, 1987

Meader, A., Evidences for a bifurcation in massive star evolution. The On-blue stragglers, Astron. Astrophys., 178, 159, 1987

Mark, J. W., - K., *Astrophys. J.*, 154, 627, 1968.

Mestel, L., M. N. Roy. *Astron. Soc.*, 113, 716, 1953

Mestel, L., Meridian Circulation in Stars, in *Stars and Stellar Systems*, Vol. VIII, ed. Aller and McLaughlin, The Univ. of Chicago, P.465, 1965.

Mestel, L., *Z. Astrophys.*, 63, 196, 1966

Milne, E. A., M. N., 83, p. 118, 1923

Okamoto, I., in *Stellar Rotation*, ed. Slettabak Reidel Dordrecht, p.73 1969

Olson, E. C., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 80, 185, 1968

Ostriker, J. P., Fission and the Origin of Binary Stars in Stellar Rotation, ed. Slettabak, p. 147, N. Y. Gordon and Breach, 1970

Öpik, E. J., M. N. Roy. *Astron. Soc.*, 111, 278, 1951

Roxburgh, I. W. ve Strittmatter, P. A., *Z. Astrophys.*, 63, 15, 1965

Roxburgh, I. W., On the Fission Theory of the Origin of Binary Stars *Astrophys. J.*, 143, 111, 1966

Sackmann, I. - J., Anand, S. P. S., Structure and Evolution of Rapidly Rotating B - Type Stars, *Astrophys. J.*, 162, 105, 1970

Sanderson, A. D., Smith, R. C., Hazlehurst, J., *Astrophys. J.*, 159, L69, 1970

Schatzman, E., Turbulent Transport and Lithium Destruction in Main Sequence Stars, *Astron. Astrophys.*, 56, 211, 1977

Schatzman, E., ve Maeder, A., Stellar Evolution with Turbulent Diffusion Mixing III. The Solar Model and the Neutrino Problem *Astron. Astrophys.*, 96, 1, 1981

Schatzman, E., in Observational Tests of the Stellar Evolution Theory, IAU Sympos., 105, eds. A. Maeder, A. Renzini, Reidel Dordrecht, p.491, 1984

Slettabak, A., *Astrophys. J.*, 110, 498, 1949

Slettabak, A., Observed Rotational Velocities of Single Stars, in Stellar Rotation, ed. Slettabak, A., P.5, N. Y. Gordon and Breach, 1970

Smith, B. L. ve Roxburgh, I. W., Meridional Circulation in the Surface Layers of Rotating Stars, *Astron. Astrophys.*, 61, 747, 1977

Smith, R. C. A note on Meridian Circulation in Rotating Stars, *Z. Astrophys.*, 63, 166, 1966

Smith, R. C., Meridional Circulation in Rotating Stellar Atmospheres,  
M. N. Roy. Astron. Soc., 148, 275, 1970

Sreenivasan, S. R. ve Wilson, W. J. F, The Evolution of massive Stars  
Losing Mass and Angular Momentum: Origin of Wolf - Rayet Stars  
Astrophys. J., 254, 287, 1982

Stritt matter, P. A., Robertson, J. W. ve Faulkner, D. J., Astron.  
Astrophys., 5, 426, 1972

Sweet, P. A., M. N. Roy. Astron. Soc., 110, 548, 1950

Tassoul, J. - L., Theory of Rotating Stars, Princeton Univ. Press,  
Princeton, N. Jersey, 1978

Tassoul, J. - L., Tassoul, M., Meridional Circulation in  
Rotating Stars. II. Mean Steady motions in Rotationally  
and Tidally Distorted Stars, Astrophys. J., 261, 265, 1982

Tassoul, M., Tasasoul, J. - L., Astrophys. J., 279, 384, 1984

Tassoul, J. - L., in Observational Tests of the Stellar Evolution  
Theory, IAU Sympos. 105, eds. A. Maeder, A. Renzini,  
Reidel Dordrecht, p. 475, 1984

Uesugi, A ve Fukuda, I., Mem. Fac. Sci. Kyoto Univ., Ser.  
Phys., Astroph. Geophys., Chem., 33, 205, 1970

Vogt, H., Astr. Nachr., No. 5342, 1925

Von Zeipel, H., M. N. Roy. Astron. Soc. 84, 665, 1924

Weiss, A., Hillebrandt, W., Truran, J. W., Rotation - Induced mixing and the nitrogen abundances in SN 1987A, Astron Astrophys., 197, L11, 1988.

Zahn, J. P., IAU Sympos. 59, Stellar Instability and Evolution, eds. P. Ledoux, A. Noels and R. W. Rogers (Reidel Dordrecht), p. 185, 1974

Zahn, J. - P<sub>1</sub>, Instabilitiy and Mixing Processes in Upper Main Sequence Stars, 13<sup>th</sup> Saas - Fee Course, eds. B. Hauck, A. Maeder, p - 253, 1983

Z. ASLAN: 1987 A Süpernovası için kırmızı dev olmadığı yolunda bir şeyler söyledimiz. Yani patlama öncesinde mavi üst devdi ama kırmızı dev bölgesine gitmediği yolunda.

H. KIRBIYIK: Gitmiş olabilir mi?, sorusunu soruyoruz.

Z. ASLAN: Biliyorsunuz, süpernovada yanık halkaları gözlenmişti. Bu yanık halkalarının da merkez patlama noktasından uzaklığına bakılırsa, belli bir zaman önce bu yıldızın kırmızı dev bölgesinde olduğu ve halkaların da belli zaman aralıklarında, kırmızı dev bölgesinde kütle atımının kalıntıları olduğu savunuluyor. Bu konuda onların başka bir açıklaması mı var yoksa buna önemli bir destek mi? Kırmızı dev bölgesine gidip tekrar, kütle atımında soğuk dış kısmını attığı için geriye dönüp, tekrar mavi üst dev bölgesine patlama öncesinde döndüğü öne sürüülüyor.

H. KIRBIYIK: Bunu, sanıyorum Meader (1987) çalışmasında söylüyor. Eğer diyor, kütle kayıp hızını yıldızın evrimi sırasında yüksek tutarsınız tekrar mavi bölgeye döner ve patlamasını orada yapar. Ancak sorunlar çıkıyor; Modelinize o kadar büyük kütle kaybı verdığınız zaman zarftaki hidrojeni atması lazım. Halbuki gözlemlerde 10 Mo'lik bir hidrojen zarfının varlığından bahsediliyor. Şimdi eğer bu doğruysa, hala zarfında 10 Mo kütlesi hidrojen varsa, ya olayın içinde başka birşey var hidrojeni atamıyor ya da.

O.DEMİRCAN: Ben ne olduğunu değil ama ne olabileceğini söyleyeyim. Halil bey kuramsal çalıştığını için son on yılın gözlemeşel çalışmalarına pek degenmedi. Öncelikle Güneş'i ele alalım; birkaç yıl öncesine kadar bildiğimize göre, Güneş dahil bütün yıldızların içeriye doğru gidildikçe daha hızlı döndüğüne inanılıyordu. Radyo Sismoloji gözlemleri gösterdi ki, durum böyle değil. Güneşin radyatif kısmı daha yavaş dönüyor ve katı cisim görünüşü gösteriyor, bu artık kesin. Sadece Güneş değil Güneş benzeri yıldızlarda da durum böyle. Belki büyük kütleseli yıldızlarda durum farklı. Gözlemeşel olarak bildiğimiz, yıldızların dönmesi ile ilgili çok önemli bir şey daha var: Morötesi ve x-işin gözlemleri sonucuna dayanılarak denilebiliyor ki; yıldızlar anakola gelirken ve anakol sonrası evrimlerinde çok fazla kütle ve momentum kaybediyorlar. Bu momentum ve kütle kaybı manyetik alanla doğrudan ilgili ve manyetik alan hiçbir zaman dönmeden ayrı düşünülemiyor. Biri diğerini yaratıyor. Yıldızların dönmesi doğrudan doğruya yaşıla orantılı. Tayf türüyle ilişkili olması aslında yaştan kaynaklanıyor. Bir de bazı elementlerin bolluğu ile orantılı görülüyor ki, o da tamamen yaşıla ilgili. Hatta H-R diyagramında bir çizgi oluşuyor, o çizginin sol tarafında yıldızlar çok hızlı dönerken, sağ tarafındaki yıldızlar neredeyse durmuş gibi dönme göstermiyorlar. Bugün kromosferlerin, koronaların varlığı yıldızlarda tamamen dönme ile ilgili. Dönme varsa korona, kromosfer oluşuyor. Dönme yoksa oluşmuyor. Bu çizgiler H-R diyagramında çok belirgin. O zaman galiba diyebiliyoruz ki; kuramsal çalışmalar ile gözlemeşel çalışmalar 80'li yıllarda tamamen birbirinden ayrılmıştır. Kuram, bu gözlemleri dikkate almalı ve açıklamalıdır.

K.AVCIOĞLU: 80'li yıllarda emisyonlu B yıldızları Üzerine çalışmıştım ve hem dönme hızlarını hesaplamış hem de istatistik bir çalışma yapmıştım. B yıldızlarının dönme hızları fazla, emisyonlu B yıldızlarının da aynı spektrel tipteki yıldızlara göre dönme hızlarının çok daha fazla olduğu ortaya konulmuştur. Bunun bir açıklaması olabilir mi?

H.KIRBIYIK: Şimdi, tabii emisyon yapan yıldızlarda böyle olması doğal. Çevredeki, ekvator bölgesindeki kütlenin kritik dönme sonucu atılan kütleden oluştuğu açık. Yani emisyon çizgileri gösteren yıldızların daha hızlı dönüyor olması beklenmelidir. Disk oluşumu ancak o şekilde açıklanabilir.

K.AVCIOĞLU: O zaman bir madde toplanması oluyor. Ancak son zamanlarda farklı açıklamalar getirildi mi?

H.KIRBIYIK: Bildiğim kadarıyla yok. Ama o şekilde oluştuğu Üzerinde sanıyorum fikir birliği var. O yıldızlar dönmeden dolayı ekvator bölgelerine sürekli madde aktarıyor ve bu da emisyon çizgilerine sebep oluyor.

