

# TEORİK FİZİK DERSLERİ

Dizinin Kurucusu : AHMED YÜKSEL ÖZEMRE

Dizinin Yöneticisi : ÇETİN CANSOY

«Teorik Fizik Dersleri» şimdilik 6 sı Lisans ve 6 sı Lisansüstü düzeyinde 12 cild metin kitabı ile 15 cild de çözümlü problem kitabından oluşan bir dizi olarak plânlanmış bulunmaktadır.

## METİN KİTAPLARI :

### Lisans Düzeyinde

1. **Fizikte Matematik Metotlar**; A.Y.Özemre (1. baskısı İTÜ Yayınları No. 826, 1971; genişletilmiş 2. baskısı hazırlanıyor).
2. **Klâsik Teorik Mekanik**; A.Y.Özemre (İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Yayınları No. 132, 1976; 2. baskı No. 158, 1981).
3. **Kuantum Mekaniği**
4. **Klâsik Elektrodinamiğe Giriş**; A.Y.Özemre (İst. Üniv. Fen Fakültesi Yayınları. BASKIDA)
5. **Isı Teorisi**; A.Y.Özemre (İst. Üniv. Fen Fakültesi Yayınları No. 140, 1977).
6. **Özel Rölâtivite Teorisi**

### Lisansüstü Düzeyinde

7. **Gravitasyonun Rölâivist Teorileri**; A.Y.Özemre (İst. Üniv. Fen Fak. Yay. BASKIDA)
8. **Kozmolojiye Giriş**; A.Y.Özemre (İst. Üniv. Fen Fak. Yay. No. 161, 1981)
9. **İleri Kuantum Teorisi**
10. **Çekirdek Teorisi**; Ç.Cansoy (İst. Üniv. Fen Fak. Yay. No. 143, 1978)
11. **Alan Teorilerine Giriş**
12. **Temel Tâncikler Teorisi**

## ÇÖZÜMLÜ PROBLEM KİTAPLARI :

Dizinin tasarlanan 15 adet Çözümlü Problem Kitabından hâlen yayınlanmış, baskıda ya da hazırlanmakta olanlar şunlardır:

- 1/II **Fizikte Matematik Metotlar Çözümlü Problem Kitabı**, E.Rıza (İst. Üniv. Fen Fak. Yay. BASKIDA)
- 2/I **Klâsik Teorik Mekanik Çözümlü Problem Kitabı**; A.Y.Özemre ve Ş.Zebitay (HAZIR-NIYOR)
- 3/I **Kuantum Mekaniği Çözümlü Problem Kitabı**; E.Rıza (İst.Üniv.Fen Fak. Yay. BASKIDA)
- 5/I **Isı Teorisi Çözümlü Problem Kitabı**; A.Y.Özemre ve E.Rıza (İst.Üniv.Fen Fak.Yay. No. 147. 1978)
- 10/I **Çekirdek Teorisi Çözümlü Problem Kitabı**; Ç.Cansoy (İst.Üniv. Fen. Fak. Yay. BASKIDA)

# TEORİK FİZİK DERSLERİ

CİLD 8



## KOZMOLOJİYE GİRİŞ

Prof. Dr. AHMED YÜKSEL ÖZEMRE

Istanbul Üniversitesi Fen Fakültesi

İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
FEN FAKÜLTESİ

1981

İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ  
YAYINLARINDAN

Sayı : 2890

FEN FAKÜLTESİ

Sayı : 161

TEORİK FİZİK

Sayı : 11

© 1981 - Her hakkı İstanbul Üniversitesi  
Fen Fakültesine aittir.

---

*Bu kitabın 1. basımı 1350 adet olarak İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Matbaasında Aralık 1981 de  
tamamlanmıştır.*

*Bu Kitabımı*  
*Başbakanlık Atom Enerjisi Komisyonunun*  
*İlk Genel Sekreteri*  
*Muhterem*  
**Dr. NURİ REFET KORUR**  
*Beyefendiye*  
*Saygılarımla İthaf Ediyorum*

## Y A Z A R I N E S E R L E R İ

- \* **Çözülmüş Atom ve Reaktör Fiziği Problemleri**; İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü, 1962 (Çeviri).
- \* **Nötronların Difüzyon Teorisi, 1. Cild**; İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü, 1963.
- \* **Nötronların Difüzyon Teorisi, 2. Cild**; İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü, 1963.
- \* **Geometrik Eşitsizlikler**; Türk Matematik Derneği, 1963 (Çeviri).
- \* **Contributions à la Théorie de la Diffusion des Neutrons Dépendant du Temps**; İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü, 1964.
- \* **Kuantum Mekaniğine Giriş**; İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü, 1965 (Çeviri).
- \* **Reaktör Kritikliğinin Nötronların Difüzyon Teorisine Göre Analitik Vecheleri**; İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü, 1966 (Çeviri).
- \* **Hızlı Reaktörlerin Fiziksel Analizine Giriş**; İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü, 1966 (Çeviri).
- \* **Nötronların Difüzyon Teorisi, 1. Cild (düzeltilmiş ikinci baskı)**; İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü, 1969.
- \* **Nükleer Reaktörler Fiziğinin Matematik Temelleri**; İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü, 1969 (Çeviri).
- \* **Çağdaş Fiziğe Giriş Çözümlü Problem Kitabı** (Şehsuvar Zebitay ile birlikte); İTÜ Elektrik Fakültesi, 1970.
- \* **Çağdaş Fiziğe Giriş Ders Kitabı, 1. Cild**; İTÜ Elektrik Fakültesi, 1970.
- \* **Fizikte Matematik Metotlar Ders Kitabı**; İTÜ Elektrik Fakültesi, 1971.
- \* **Klâsik Teorik Mekanik**; İst. Üniv. Fen Fakültesi, 1976.
- \* **Isı Teorisi**, İst. Üniv. Fen Fakültesi, 1977
- \* **Isı Teorisi Çözümlü Problem Kitabı** (Emine Rıza ile birlikte), İst. Üniv. Fen Fakültesi, 1978.
- \* **Çağdaş Fiziğe Giriş Ders Kitabı** (ikinci baskı); İst. Üniv. Fen Fakültesi 1978.
- \* **Çağdaş Fiziğe Giriş Çözümlü Problem Kitabı** (ikinci baskı), İst. Üniv. Fen Fakültesi, 1979.
- \* **Gravitasyonun Rölâtivist Teorileri** (Baskıda).
- \* **Kozmolojiye Giriş**; İst. Üniv. Fen Fakültesi, 1981.
- \* **Klâsik Elektrodinamiğe Giriş** (Baskıda).

## HAZIRLANMAKTA OLANLAR

- \* **Klâsik Teorik Mekanik Çözümlü Problem Kitabı** (Şehsuvar Zebitay ile birlikte).

**Ecce Homo!**

*P. Pilatus*

*(Milâdî 26-36 yıllarında  
Kudüs'deki Roma Vâlisi)*

## ÖNSÖZ

İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesinin (eski) Teorik Fizik Kürsüsü tarafından hazırlanan TEORİK FİZİK DERSLERİ külliyyâtının 8. cildini teşkil eden "KOZMOLOJİYE GİRİŞ" isimli bu kitap 1976 - 1977 ders yılında aynı kürsüde kış yarısında "Kozmolojinin Gözlemsel Verileri" ve yaz yarısında da "Teorik Kozmoloji" adı altında yüksek lisans öğrencilerine okutmuş olduğum derslerin derli toplu bir şekilde takdîminden ibârettir. Bu hâliyle de, gene aynı külliyyâtın 7. cildini teşkil eden "GRAVİTASYONUN RÖLÂTİVİST TEORİLERİ" isimli kitabımın tabii uzantısı ve tamamlayıcısıdır.

İçinde yaşamakta olduğumuz Evrenden çeşitli araçlarla elde edilen gözlem verilerini birleştirici, tamamlayıcı ve tutarlı bir matematiksel şema içine oturtarak Evrenin geçerli ve kullanışlı bir matematiksel modelini inşa etmek ne yazık ki bir sürü metodolojik, epistemolojik ve metafizik problemi de kendisiyle birlikte sürükler. Bunun başlıca sebebi, elimizdeki gözlem verilerinin ancak tek bir Evren modeline yol açacak kadar kesin kriterler oluşturamamasıdır.

Arzdan binlerce, milyonlarca ve hattâ milyarlarca ışık yılı uzaklıklarda vukuu bulan olayların kısacık insan hayatına sığan gözlemlerle tesbit edilen verilerinin mâkûl ve tutarlı bir açıklamasını yapmanın tek yolu, bunları, bilinen olaylara ircâ etme işleminden geçer. Ancak, bizim yakinen bildiğimiz fiziksel olayların hemen hepsi de Arzda lâboratuvarda gözleyip tesbit ettiğimiz, izahını yaptığımız ya da tutarlı teorilere bağladığımız olaylardır. Aslında, kozmolojinin gözlemsel verilerini bu cinsten olaylara ircâ etmenin ve bu çerçeve içinde mâkûl bir takım teorilere bağlamanın altında, Arzda geçerli olduklarını tesbit etmiş olduğumuz fizik kaanunlarının, ve kurmuş olduğumuz teorilerimizin hiç değilse bir kısmının, Evrenin herhangi bir yerinde ve herhangi bir anda da aynı biçimde geçerli olduklarına dair kuvvetli bir **îman** yatmaktadır. Bu **îman** olmaksızın Evrenin fiziğinden söz etmenin anlamı yoktur. Bu sebepten ötürü de bu **îman**, fiziği kuşatan fakat fiziğin dışında kalan (*metafizik*) bir ilke hüviyetini haizdir.

Gerçekten de Arzda geçerli olan fizik kaanunlarının bizden milyarlarca ışık yılı uzaklıklara kadar hep aynı biçimde geçerli olmaya devam ettiklerinin, veyâ bunun aksinin ispatı da reddi de mümkün değildir. Bu itibarla bilim adamları, sırf iş görmelerini sağlayan temel bir varsayım, ve hareket noktası olarak, Arzda tesbit edilmiş olan fizik kaanunlarının Evrenin her yerinde geçerliliklerini koruduklarını, vaz geçemeyecekleri bir **îmânî umde** olarak kabul etmek mecbûriyetindedirler.

Ancak, bu **îmânî umde** dahi bizi kozmolojinin gözlemsel verilerinden hareketle tek bir teorik modele ulaştırmaya kaadir değildir. Nitekim, kozmolojik verileri yorumlarken, bunların ardındaki olayları ya da ana etkenlerini tek ve isâbetli bir şekilde kestirmeğe gücümüz maalesef

henüz yetmemektedir. Zîrâ aynı bir kozmolojik gözlem verisini birçok şekilde izah etmek imkânı vardır. Bu imkânlar arasında ise gerçeği en iyi yansıtabilen izah tarzını kesin bir şekilde temyiz ve tefrik edebilmek ve diğer (hiç de daha az mâkûl olmayan) izah tarzlarını eleyebilmek için elde, çoğu kere, yeterli kriterler yoktur. Kozmolojide, bugün için, belirli bir yorumun gerçeği en sâdık bir şekilde yansıttığını kabul etmek ilmî kriterlerden ziyâde ya bir takım epistemolojik mü-lâhazalara, ya bir takım önyargılara, ya o esnâda geçerli olan moda akımlarına, ya da düpedüz bir takım metafizik eğilimlere dayanmaktadır. Bundan dolayı da kozmoloji, dayandığı bütün somut verilere rağmen, spekülâtif değeri henüz hayli yüksek olan bir disiplin olarak karşımıza çıkmaktadır.

Bu vecheleriyle kozmoloji, insanı ister istemez kendi kendine fizik dışı (metafizik) sorular vaz etmeğe sevk etmektedir. Kanaatimce ilimden irfâna yönelmenin de *ilim Ferîsîliğinden* azat olmanın da iptidâsı budur. Ancak, kozmoloji ile münhasıran gözlem teknikleri, ya da teorik şemalarının dayandığı matematik teknikleri yönünden ilgilenen (ya da kendini yalnızca bunlarla ilgilenmekle mükellef gören; bu türlü davranışa da herkesin uymasını ve de alkış tutmasını derpiş eden) bir *bilim teknisyeni* için: «bu türden metafizik içerikli sorular anlamsızdır; bilimsel değildir ve hattâ çağdışıdır (!); bu sorular, çoğu kere de, gerici ve bağnaz bir davranış sergiler». Hattâ, uğraştığı ilmî konunun epistemolojisi, ontolojisi ve metafiziği ile (yâni kısacası felsefesi ile) de ciddi sûrette ilgilenen bir bilim adamının, sırf bu yüzden, *bilim teknisyenleri* tarafından aşağılayıcı bir edâda «ucuz eklettizm» ya da «ucuz senkretizm» yapmakla veyâ, daha da ileri gidilerek, düpedüz lâikliğe aykırı hareket etmekle suçlanması bile mümkündür; ve bu kabil sübjektif reaksiyonlar da maalesef nâdirattan değildir.

Üniversite hocalarının öğrencilerini şekilperestlikten, bilim adına yapılan katı ve tâvîzsiz dogmatizmden, ezbercilikten, gözü kapalı reddiyecilikten uzak bir şekilde ve içinde yaşadığı toplumunun millî, ahlâkî, insânî, mânevî ve kültürel değerlerini; örf, âdet ve inançlarını fehm, idrâk ve tahkim etmeğe mâtûf bir takım motifler üzerinde kafa yormalarını mümkün kılacak imkânlarla techiz etmelerinin gerekli olduğuna samimiyetle inanıyorum. Ayrıca, özellikle kozmoloji söz konusu olduğunda bu konu, sâdece irfan sâhibi pozitif bilim adamları için değil fakat metafizikçiler, epistemologlar ve bilgi teorikçileri için de tefekkürleri bakımından tükenmez bir ilham, misâl ve motivasyon kaynağı teşkil etmektedir.

İşte bu sebeptendir ki bu kitapta kısım ve bölüm başlarında okuyucunun dikkatini bu yönlerde bir nebze olsun tahrik etmeğe ve, buraya alınmalarındaki motivasyon üzerinde tefekkür ettirmeğe mâtûf bazı sözler ve darbimeseller ilâve edilmiş bulunmaktadır. Bunların, okuyucuların fehâmet ve şuurlarına müsbet bir çeşni verecek şekilde tesir etmesini temenni ederim.

Bu kitap ne bir el kitabıdır ve ne de eksiksiz bir ansiklopedi. Bu, sâdece, ihtivâ ettiği 189 kalem referans ile, kozmoloji konusunda yüksek lisans düzeyinde çalışma yapmak isteyen öğrencilere konuya nisbeten zahmetsiz bir girişi temin etme iddiasında olan mütevâzî bir kitâptır; ve sanırım, Türkiye'de bu konuda, bu kapsamda yazılmış olan tek kitaptır.

Bu kapsamda bir yüksek lisans kitabına girecek **kozmojinin gözlemsel verileri** bakımından, sâdece, 1977 sonuna kadar elde edilmiş olan sonuçlar göz önüne alınmıştır. 1977 den günümüze kadar bu alanda elde edilmiş olan gözlem verileri, zâten bu düzeydeki bir kitapta sergilenmesi gerekli olan Evren görüşünü değiştirecek vüs'atte olmadığından bunlara, metni ağırlaştırmamak için, yer verilmemiştir. Teorik kozmoloji konusunda ise daha çok matematik cambazlıklara dayanan ve bugünkü gözlem verileriyle tutarlı olmayan pekçok modele ve bunların sınıflandırılmasına da bililtizam hiç temas edilmemiştir.

Bu kitabı yazma gücünü lütfeden CENÂB-I HAK'ka hamd ve şükürden âcizim.

Kitabın yazılışı esnâsında eleştiri ve teşvikleriyle şevkimi arttırmış olan (eski) Teorik Fizik Kürsüsündeki meslekdaşlarıma ve öğrencilerime de minnettârim.

Kitabın basımında büyük emeği geçen Matbaa Müdürü Mehmet Mardinligil'e, mürettip Metin Çetinkaya'ya ve baskı operatörü Şâkir Çelik'e de kalbî teşekkürlerimi ifâde etmekten büyük haz duymaktayım.

**BİRİNCİ KISIM**

**KOZMOLOJİNİN**  
**GÖZLEMSEL VERİLERİ**

---



Nakş-ı sun'un remzeder hüsnünde ru'yet perdesi,  
Hâce-i hükm-ü ezeldendir Hakıykat perdesi.  
Sîreti sûrette mümkündür temâşâ eylemek,  
Hâil olmaz ayn-ı irfâna basıyret perdesi.  
Her neye im'an ile baksan olur iş âşikâr,  
Etmiş istilâ cihânı hâb-ı gaflet perdesi.  
Bu hayâl-i âlemi gözden geçirmektir hüner,  
Nice kare gözleri mahvetti sûret perdesi.  
Şem-i aşkı yandırıp tasvîr-i cismidir geçen,  
Ademi âmed-ü şûd etmekte azıymet perdesi.  
Hangi zille ilticâ etsen fenâ bulmaz aceb?  
Oynatan Üstâdı gör, kurmuş muhabbet perdesi.  
Dergâh-ı Âl-i Abâ'da müstakıym ol **Kemteri**,  
Gösterir Vahdet ilin kalktıktâ kesret perdesi.

Râşit Ali Efendi (v. 1896)

# I. BÖLÜM

Caeli enarrant gloriam Dei.

[Hz. DÂVÛD : 18. Mezâmirden Saint Jerôme çevirisi].

Biz çarh-ı felekte çünkü meydân döneriz.

Fânûs-ı hayâl içinde devrân döneriz.

Tâbende güneş, çerağ; fânûs, cihân.

Timsalleriz biz, anda hayrân döneriz.

ÖMER HAYYÂM (1044-1123/1136?)

[İhsan Hamâmioglu'nun (1884-1948) çevirisi]

## GİRİŞ

### (I.1) KOZMOLOJİ NEDİR? AMACI ve EPİSTEMOLOJİK SINIRLARI

Kozmoloji, Astronominin, Evreni tümü bakımından inceleyen koludur. Bu itibarla da her şeyden önce gözlemlere dayanan bir disiplin olmak zorunluluğundadır. Bu gözlemler galaksilerin sayımlarını; bunların sınıflandırılmalarını; boyutlarını, uzaklıklarının ve kütlelerinin değerlendirilmesini kapsadığı gibi çok büyük uzaklıklardaki diğer nesnelere incelenmesini de kapsar. Bu amaçla, klâsik teleskoplar aracılığıyla yapılan optik gözlemler yanında radyoteleskopların sağladıkları bilgilerden de yararlanır. Ayrıca atmosfer dışına gönderilen lâboratuvarlar aracılığıyla gök cisimlerinin yayınladıkları X ve  $\gamma$  ışınlarının değerlendirilmesi de Evren hakkındaki görüşümüzün belirginleşmesine katkıda bulunmuştur.

Bu gözlem verilerini soyut olarak incelemek mümkün olduğu gibi bunları, yeni gözlemler aracılığıyla sınanabilecek bir şema içine oturtmak, tutarlı teoriler geliştirmek de olanak dışı değildir. İşte, kozmolojik gözlem verilerini iç çelişiklikten arınmış, tutarlı, geçerliliği sınanmaya müsait matematiksel organik bir şema içinde tasvir edebilmeye yönelik çabalar da kitabımızın İkinci Kısımında inceleyeceğimiz Teorik Kozmoloji'nin malzemesini oluşturmaktadır.

Arzdan binlerce, milyonlarca ve hattâ milyarlarca ışık yılı uzaklıkta vukuu bulan olayların gözlemler aracılığıyla saptanan verilerinin mâkûl ve tutarlı bir açıklamasını vermenin tek yolu, bunları bilinen olaylara indirgeme işleminden geçer. Ancak bildiğimiz olaylar Arzda lâboratuvarda saptadığımız, açıklamasını yaptığımız, tutarlı teorilere bağladığımız olaylardan ibârettir. Kozmolojinin gözlemsel verilerini bu cins olaylara indirgemek, bu tür teorilere bağlamak, aslında, Arzda geçerli olan fizik kaanunlarının Evrenin herhangi bir yerinde de aynı biçimde geçerli olduklarını kabul ederek bu kaanunları bütün Evrene yaymak, bir çeşit ekstrapolâsyon yapmak demektir.

Arzda geçerli olan fizik kaanunlarının bizden milyarlarca ışık yılı uzaklıkta da aynı biçimde geçerli olmaya devam ettiklerini, ya da bunun aksini, kesinlikle ispatlamak mümkün değildir. Bu itibarla, yalnızca iş görmemizi sağlayan temel bir varsayım olarak, Arzda saptanmış olan fizik kaanunlarının Evrenin her yerine geçerliliklerini koruduklarını kabul etmek zorundayız.

Ancak, bu varsayım altında dahi, çoğu kere bize elektromagnetik dalgalar aracılığıyla ulaşan kozmolojik verileri yorumlarken, görünenin ardında olaylara sebep olan ya da yataklık eden ana etkenleri tek bir şekilde kestirmeğe gücümüz yetmeyecektir. Nitekim ileride aynı bir kozmolojik gözlem verisini birçok biçimde açıklama olanağı olduğunu; bunlar arasında gerçeği en iyi yansıtabilen açıklamayı kesin bir biçimde ayırtedebilmek ve diğer, hiç de daha az mâkûl olmayan açıklamaları eleyebilmek için elimizde, çoğu kere, yeterli kriterlerin bulunmadığını; ve belirli bir açıklamayı gerçeği en iyi yansıtan olarak kabul etmenin ise çoğu kere somut bilimsel kriterlerden ziyâde ya epistemolojik bir takım mülâhazalara, ya bir takım önyargılara, ya o sırada geçerli olan moda akımlarına, ya da düpedüz bir takım metafizik eğilimlere dayandığını göreceğiz. Bundan ötürü de Kozmoloji, dayandığı bütün somut verilere rağmen, karşımıza spekülâtif değeri henüz hayli yüksek düzeyde bulunan bir bilim dalı olarak çıkacaktır.

### (1.2) SAMANYOLU VE DİĞER GALAKSİLER

Evrenin yapısını incelemenin ilk adımı Güneş Sisteminin de içinde bulunduğu yıldızlar topluluğunun özelliklerini tanımaktır. Halk dilinde Samanyolu diye isimlendirilen ve çıplak gözle ancak 7500 kadarını ayırtedebildiğimiz yaklaşık yüz milyar yıldızdan oluşan bu dev yıldız sistemine *Galaksi* de denir. Evrenin, bizim Galaksimize benzeyen en azından bir milyar galaksi ihtivâ ettiği hesaplanmıştır.

18. yüzyılın sonunda *HERSCHELL*'in (1738 - 1822) yapmış olduğu incelemeler onu, Galaksinin bir tabak şeklini haiz olduğunu kabul etmeğe sevk etmiştir. 1918 de de *SHAPLAY*, bunu kanıtlayan incelemeleri sırasında, Güneş Sisteminin Galaksinin merkezinde değil de daha ziyâde kenarına doğru bir konumu olduğunu saptamıştır. En son incelemelere göre Galaksi, yukarıdan bakıldığında, helezonî bir yapı arz etmektedir; yandan bakıldığında ise yaklaşık 5000 *parsek*'lik (1 *parsek* = 1 *pc* = 3,26 ışık yılı) bir çapı olan merkezî bir çekirdek etrafında 400 *pc* kalınlığında ve yaklaşık 30 000 *pc* yarıçapında bir tabak gibi görülmektedir. Güneş Sisteminin Galaksinin merkezine olan uzaklığı 10 000 *pc* kadardır. Merkezden itibâren 500 000 *pc* yarıçaplı, Galaksinin ilk hâlinin bir kalıntısını yansıtmakta olduğu sanılan, daha ziyâde yaşlı yıldız kümelerinden oluşan küresel ve çok daha az yoğun bir bölgeye de *Galaksinin hâlesi* adı verilir.

Galaksinin tabağını, merkezini ve hâlesini oluşturan yıldızlar değişik fiziksel özelliklere sâhiptirler. Yukarıda hâlenin daha ziyâde yaşlı yıldız kümeleri ihtivâ

etmekte olduğunu söylemiştik. Merkezî çekirdeğin ise daha ziyâde evrimlerinin son safhasında yaşlı yıldızlar olan plâneter nebölüzlerden (*gezegensel bulutsular*' dan) oluştukları saptanmıştır. Bir gezegensel bulutsu, etrafı bir gaz bulutuyla çevrili çok sıcak merkezî bir yıldızdır. Bu gaz bulutu merkezî yıldızın uyarılmasıyla ışık verir hâlde bulunmaktadır. Galaksinin tabak kısmında bulunan yıldızların dağılımı bir biçim olmayıp bunlar helezon şeklindeki kollarda daha yoğunlardır. Galaksinin kollarında özellikle O ve B spektral sınıfına dâhil yıldızlar, Sefeit tipi değişken yıldızlar, açık yıldız kümeleri, nova ve süpernovalar gözlenmektedir.

Galaksideki yıldızları yaşları bakımından iki sınıfa ayırmak mümkündür: 1) hâlede ve merkezî çekirdekte, bileşimleri mâdenler yönünden zayıf ve en aşağı  $5 \cdot 10^9$  yıllık yaşlı yıldızların oluşturdukları *1. tip yıldız topluluğu*; 2) tabaka ve kollarda, mâdenler yönünden zengin ve yaşları da 1 ilâ 5 milyar yıl olan genç ya da orta yaşlı yıldızların oluşturdukları *2. tip yıldız topluluğu*.

Bundan başka Galaksimizin kendine özgü bir rotasyon hareketi bulunduğu da 1926 da J.H.OORT ve B. LINDBLAD tarafından ortaya konmuştur. Galaksi, merkezinden geçen ve kendi ekvator düzlemine dik bir eksen etrafında dönmekle beraber bu dönme hareketi bir katı cismin dönmesine benzememektedir. Yâni Galaksinin her bir elemanı için açıl hız aynı değildir. Böyle bir dönme hareketine diferansiyel dönme hareketi adı verilir. Güneş Sisteminin bulunduğu uzaklıkta merkez etrafındaki bir dolanımın süresinin 240 milyon yıl olduğu saptanmıştır. Bu, 250 km/san lik bir hız demektir.

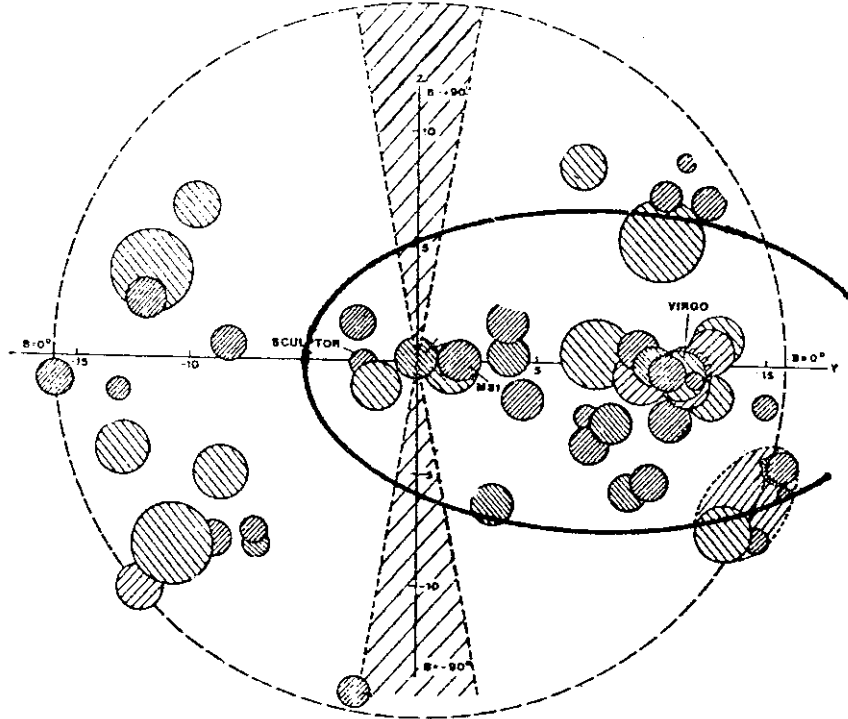
Galaksi içindeki iki yıldızı ayıran ortalama uzaklık bir hayli büyüktür. Genellikle  $10 \text{ pc}^3$  lük bir hacimde ortalama olarak bir yıldız bulunur. Bununla beraber yıldızlararası bu uzay tamâmen de boş değildir. Galaksinin toplam kütesinin hemen hemen  $1/10$  u yıldızlararası gaz ve tozdan oluşmaktadır. Bunların varlığı yıldızların ışığı üzerinde sebep oldukları difüzyon ve absorpsiyon sâyesinde ortaya konulmuştur.

Son yıllarda Galaksi içinde yıldızlararası ortamda gerek nötr gerekse çeşitli derecelerde iyonlaşmış H, C, N, Na, Mg, Ca, Si, K, P, Cl, Ag, Mn, Fe, Ti atomları ve/veyâ bunların bazı izotoplarının varlığı yanında ağır hidrojen atomunun (yâni döteryumun :  $D_1^2$ ) ve kezâ H, OH, HD, CH, CN, CO,  $H_2O$ , HNC,  $H_2CO$ ,  $HC_3N$ , CS v.b. gibi moleküllerle daha karmaşık bir sürü organik molekülün varlığı da tesbit edilmiştir [1]. Yıldızlararası ortamda bu gibi moleküllerin varlığı yıldızların evrimiyle ilgili olarak bir sürü soru ortaya çıkarmış bulunmakta ve bu yöndeki gerek teorik gerekse gözlemsel çalışmaları kamçulamış bulunmaktadır. Bunlar arasında döteryumun varlığı ve hidrojene nisbetle izafî bolluğunun saptanması özellikle kozmoloji açısından, ileride de göreceğimiz gibi, pek büyük bir önemi haizdir.

Princeton Üniversitesinden astronom REGERSON ve YORK'un A.B.D. tarafından uzaya gönderilen astronomik gözlem uydularının üçüncüsü olan OAO - 3

(COPERNİCUS)'un topladığı verilere dayanarak elde ettikleri sonuca göre yıldızlararası ortamda döteryum çekirdeklerinin hidrojen çekirdeklerine oranının  $(1,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$  olduğu anlaşılmıştır.

Gökyüzünde Samanyolu olarak gördüğümüz yıldızlar sistemi bütün Evrende tek değildir. Bizim Galaksimizle ortak özelliklere sâhip olan pekçok nesne gözlenmiştir. Bizden çok uzaklarda bulunan bu yıldız sistemlerine "galaksiler" denilmekte olup bunlardan ancak üçü çıplak gözle farkedilebilecek kadar yakınımızdadır. Bunlardan Andromeda (ya da katalog numarasıyla M 31) gökyüzünün kuzey yarıküresinde 6. derece kadirde bir gök cismi gibi görünür. Uzaklığının 700 000 pc olduğu hesaplanmıştır. Diğer iki galaksi ise gökyüzünün güney yarıküresinde gözlenen Macellan Bulutlarıdır. Bizden yaklaşık olarak 500 000 pc uzaklıktadırlar. Galaksi ile Macellan Bulutları "Yerel Grup" denen daha geniş bir galaksi



Şekil:1.1 — Süpergalaksi ve sınırları. (Açıklama için 7. sayfadaki metne müracaat ediniz)

sistemi içindedirler. Yerel Grup yaklaşık olarak 25 civarında galaksi kapsamaktadır. Macellan Bulutları diye isimlendirilen bu iki komşu galaksinin geniş bir nör hidrojen bulutuyla çevrili oldukları hidrojenin 21 cm dalgaboyunda yaptığı emisyon sayesinde Avustralyalı radyoastronomlar tarafından 15 yıl kadar önce saptanmıştır. Birkaç yıl önce CLEARLY, MATHEWSON ve MURRAY de Macellan

Bulutlarının 3 - 5 000 pc kalınlığında, nötr hidrojen ihtivâ eden ince ve uzun bir nevi köprü aracılığıyla Galaksimize bağlı olduklarını ortaya koymuşlardır. Bu köprüyü oluşturan gazın toplam kütesinin Güneşinkinden 100 milyon defa daha fazla olduğu hesaplanmıştır. Bu köprünün bundan birkaç yüz milyon yıl önce Macellan Bulutlarının, yakınından geçerken Galaksiden koparıp sürüklemiş oldukları gazdan oluştuğu tahmin edilmektedir. Ayrıca galaksilerarası ortamda da detekte edilmiş olan gaz büyük önem taşımaktadır [2].

Galaksilerin Yerel Grup gibi başka gruplar da oluşturdukları ve bunların da birleşerek kümeler meydana getirdikleri saptanmıştır. Virgo Kümesi denilen kümede meselâ 300 kadar galaksi grubu sayılmıştır. G. de VAUCOULEURS Yerel Grubu merkez kabul ederek 15 Mpc yarıçaplı bir uzay küresi içinde 50 kadar galaksi kümesi saptamıştır.

Şekil : I.1 de G. de VAUCOULEURS'ün 15 Mpc lik yarıçap içinde saptamış olduğu galaksi grupları gösterilmiştir. Merkezdeki Yerel Gruptan itibâren yukarı ve aşağıya uzanan ve burada ancak bir kesiti gösterilmiş olan bölge Samanyolundaki tozlar dolayısıyla gözlenemeyen bir bölgedir. Şeklin sağındaki gruplar, basıklığı yaklaşık 1/3 ve çapı da 30 Mpc olan "Süpergalaksi"yi oluşturmaktadırlar. Galaksimizin Süpergalaksinin hemen hemen uç kenarında yer aldığı ve şeklin solundaki galaksi gruplarıyla arasında belirgin bir boşluk bulunduğu görülmektedir.

Gözlem araçlarının erişebildiği en uzak sınırlara kadar galaksiler Evrenin temel yapıtaşları olarak karşımıza çıkarlar. Evrene çoğu kere "Metagalaksi" denildiği de olur. Ancak bütün galaksilerin Evrendeki dağılımlarının kademeli artan hiyerarşik bir galaksi toplulukları yapısı arz edip etmedikleri, eldeki gözlem verileri aracılığıyla henüz kesinlikle çözümlenememiş bir sorundur [3 - 10].

Galaksilerin morfolojik yapıları ve sınıflandırılmaları çok ilginç araştırma ufkuları açmıştır. Bu konular kitabımızın amacı dışında kaldığından bu hususta kısa fakat derli toplu bilgi için [12] ve [13] sayılı referanslara başvurulabilir.

Evrenin tümünü ilgilendirdiği ve dinamik yapısı hakkında çok verimli bir tartışma zemini oluşturduğu için biz Evreni dolduran galaksilerin morfolojik yapıları ve evrimlerinden çok, öncelikle, uzaklıklarına bağlı hareketleri ve katı aç birimi başına sayılarıyla ilgileneceğiz. Bunun için de astronomide uzaklıkların nasıl ölçüldükleri sorununa yakından bir göz atmak gerekmektedir.

## REFERANSLAR

- [1] P.M. SOLOMON, Interstellar molecules, *Physics Today*, March 1973, s. 32 - 40, American Institute of Physics.
- [2] G.B. FIELD, "Intergalactic Gas", *Confrontation of Cosmological Theories With Observational Data*, (Ed, M. S.LONGAIR); D. Reidel Publ. Comp.; s. 13 - 30, (1974).

- [3] C.V.I. CHARLIER, *Arkiv Math. Astr. Fys.*, **4**, No. 24, (1908); a.e., **16**, No. 22, (1922).
  - [4] G. de VAUCOULEUR, *Science*, **167**, 1203, (1970).
  - [5] F. ZWICKY, *Publ. Ast. Soc. Pacific*, **50**, 218, (1938).
  - [6] F. ZWICKY, *Handbuch der Physik*, Bd *LIII*, 390 - 415, (1959).
  - [7] J. NEYMAN, *Handbuch der Physik*, Bd *LIII*, 416 - 444, (1959).
  - [8] F. ZWICKY, K. RUDNICKI, *Astrophys. J.*, **137**, 707, (1963).
  - [9] F. ZWICKY, K. RUDNICKI, *Z.f. Astrophys.* **64**, 246, (1966).
  - [10] G.O. ABELL, *Astrophys. J. Supp.*, **3**, 211, (1958).
  - [11] J.H. OORT, *La Structure et l'Evolution de l'Univers*, XI. Solvay Conference, p. 163, (1958).
  - [12] J. HEIDMANN, R. OMNÈS, "L'évolution de l'Univers", *La Recherche*, Mai 1972, s. 449 - 468, Société d'Éditions Scientifiques, Paris.
  - [13] L. GOUGUENHEIM, "Une clé de l'évolution des galaxies", *La Recherche* Mars 1974, s. 262 - 263, Société d'Éditions Scientifiques, Paris.
-

## II. BÖLÜM

İSÂ dedi ki "Gözlerinin önündekini tam; gizli olan da sana ilhâm olunacaktır. Çünkü gizli hiç bir şey yoktur ki günün birinde açıklansın"

(Aziz Thomas'ya göre İncil, 5. loggia)

# KOZMOLOJİDE UZAKLIKLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ SORUNU

Gök cisimlerinin Arza göre uzaklıklarının değerlendirilmesi güç ve nâzik bir sorundur. Bunu çözümlenecek tek ve evrensel bir yöntem de maalesef yoktur. Uzaklık tâyini Kozmoloji açısından çok büyük bir önemi haizdir; zirâ uzak gök cisimlerinin uzaklıklarının doğru olarak tâyin edilmesi, Evreni tümüyle tasvir etmeye yönelik mümkün teorik şemalar arasında gerçeği yansıtamayanları elemeye kesin bir etken olabilmektedir. Bu itibarla bu bölümde uzaklıkların değerlendirilmeleri için kullanılan yöntemlere ve bunların dayandıkları bazı kavram ve verilere kısaca değineceğiz.

### (II.1) PARLAKLIK ve KADİR

Herhangi bir ışık kaynağının parlaklığı diye ışınlarına dik bir yüzey üzerinde bu kaynağın oluşturduğu aydınlığa denir. Bunun kaynağın uzaklığına bağlı olduğu açıktır. Yıldızlar gibi noktasal ışık kaynakları söz konusu olduğunda aydınlık, doğrudan doğruya ölçülebilen yegâne fotometrik büyüklüktür.

$E_1$  ve  $E_2$  parlaklıklarını haiz iki yıldızın **kadir farkı** diye

$$\Delta m = m_1 - m_2 = -2,5 \log \left( \frac{E_1}{E_2} \right) \quad (II.1.1)$$

şeklinde tanımlanan büyüklüğe denir. POGSON denklemini diye bilinen bu ifâde

$$\log \frac{E_1}{E_2} = 0,4 (m_1 - m_2) \quad \rightarrow \quad \frac{E_1}{E_2} = 2,512^{-(m_1 - m_2)}$$

şeklinde de yazılabilir. Buna göre  $-2,5$  şeklindeki bir kadir farkına, birbirlerine oranı  $10^n$  nin 1 e olan oranı gibi olan parlaklıklar tekaabül edecektir Meselâ 1. kadirde bir yıldızın parlaklığı 6. kadirde bir yıldızınkine nisbetle 100 misli daha fazla olacaktır.



Her bir yıldızın belirli bir kadir tekaabül edebilmesi için kadirler ölçeğinin sıfır noktasını tâyin edecek şekilde birim olarak alınacak belirli bir yıldızın kadirini keyfî olarak tesbit etmek gereklidir. **Görünen kadirler** için bu ölçekteki sıfır noktası Küçük Ayı burcunun  $\lambda$  ile gösterilen ( $\lambda U mi$ ) yıldızının kadirini  $+6,55$  almak sûretiyle saptanmıştır.

Belirli bir  $m_v$  görünen kadirini haiz bir yıldızın parlaklığını *mum* (*kandela*) cinsinden âyârlanmış bir kaynağın belirli bir uzaklıkta hâsıl ettiği parlaklıkla karşılaştırmak sûretiyle görünen kadirler ölçeğini fotometrik birimlere bağlamak mümkün olur. Böylelikle 1 *lux*'luk (yâni 1 *mum*'luk bir kaynağın 1 metre uzaklıkta hâsıl ettiği) aydınlığa tekaabül eden kadirin  $-14,2$  olduğu saptanmıştır. Şu hâlde  $m_v$  görünen kadirini haiz bir yıldızın parlaklığı *lux* cinsinden

$$\log E = -0,4 (m_v + 14,2) \quad (II.1.2)$$

ile verilecektir. Buna göre 1. kadirden ve 6. kadirden yıldızların parlaklıklarının, sırasıyla,  $8,3 \cdot 10^{-7}$  ve  $8,3 \cdot 10^{-9}$  *lux* olduğu hesaplanır.

$r$  uzaklığındaki bir kaynağın  $E$  parlaklığıyla  $I$  ışık şiddeti arasında, bilindiği gibi,

$$I = Er^2 \quad (II.1.3)$$

şeklinde bir bağıntı vardır. Bu bağıntı tabii, ancak, kaynakla gözlemci arasında absorplayıcı veyâ difüzleyici bir ortam bulunmadığı zaman geçerlidir.

Eğer bütün yıldızlar aynı uzaklıkta bulunsalardı parlaklıkları da tabiidir ki şiddetleriyle orantılı olacaktır. Bu itibarla yıldızların ışık şiddetlerinin ölçüsü olarak, bunlar belirli bir uzaklıkta bulunsalardı o zaman haiz olacakları parlaklıkları ya da kadirleri alınabilir. Buna göre eğer  $r$  uzaklığındaki bir yıldızın parlaklığı  $E_r$  ve görünen kadiri de  $m$  ise, 10 pc uzaklıkta aynı yıldızın parlaklığını  $E_{10}$  ve kadirini de  $M$  ile göstererek, absorplayıcı ve difüzleyici bir ortam söz konusu olmadığı takdirde,

$$I_r = I_{10} = E_r r^2 = E_{10} \cdot 100 \quad \rightarrow \quad \frac{E_r}{E_{10}} = \frac{100}{r^2}$$

ve buradan da

$$\log \frac{E_r}{E_{10}} = 2 - 2 \log r$$

ya da (II.1.1) i göz önünde tutarak

$$\boxed{m - M = 5 \log r - 5} \quad (II.1.4)$$

bulunur. Eğer ışık, absorplayıcı veyâ difüzleyici bir ortamdaki geçiyorsa bu takdirde görünen kadir, ışığın absorpsiyonu ve difüzyonunun miktarını kadir cinsinden ifâde eden  $A$  gibi bir miktar artmış olur; ve (II.1.4) ifâdesi de

$$m - M = 5 \log r - 5 + A \quad (II.1.5)$$

şekline girer.  $A$ 'nın gerçek tâyini zor bir sorun teşkil eder; zirâ bize gelen ışık yıldızlararası ortamdaki gaz ve toz tarafından olduğu kadar atmosferin çeşitli tabakalarında da bir mikdar absorpsiyona mâruz kalır. Hemen hemen bütün uzaklık değerlendirmeye yöntemlerinde, tâyini gerekli bir büyüklük olarak karşımıza çıkacak olan  $(m - M)$  farkına **uzaklık modülü** adı verilmektedir.

Bütün bunların dışında, bir yıldızın kadirinin tâyini ister göz aracılığıyla isterse fotoğraf plâğı aracılığıyla yapılmış olsun bunların yıldızın göndermiş olduğu tüm radyasyonun ancak belirli bir bölümüne duyarlı olmaları dolayısıyla, saptanacak olan kadir de ancak izâfî bir değer taşıyacaktır. Bilindiği gibi göz daha ziyâde sarı renge karşı duyarlıdır. Sarıya duyarlı bir fotoğraf plâğı kullanmak sûretiyle bir yıldızın saptanacak olan  $V$  kadiri ile, maviye duyarlı bir fotoğraf plâğıyla saptanan  $B$  kadiri ya da meselâ morötesi ışınlarına duyarlı bir plâkla saptanan  $U$  kadiri arasında tabiidir ki bir fark olacaktır. Kezâ yalnızca radyo dalgaları neşreden yıldızların veyâ galaksilerin kadirleri için de bu böyledir. Bir gök cisminin yayınladığı ışınların tüm spektrumunu hesaba katmak sûretiyle tanımlanan kadire yıldızın **bolometrik kadiri** adı verilmektedir. Yıldızın toplam parlaklığını ya da toplam enerji çıkışını hesaba kattığı için bolometrik kadir kavramı fizik yönünden diğer kadir ölçeklerine nazaran çok daha anlamlıdır. Bir yıldızın bolometrik kadiri, yıldızın yüzey sıcaklığı ile diğer kadirlerinden herhangi birisi bilindiğinde tâyin edilebilir. Güneşin bolometrik kadiri, keyfî olarak, görünen kadirene eşit alınmak sûretiyle bolometrik kadir ölçüğü de tesbit edilmiştir. Bir yıldızın görünen kadiri ile bolometrik kadiri arasındaki farka da **bolometrik düzeltme terimi** denir.

Astrofizikte çok yararlı bir kavram da **renk indeksi** kavramıdır. Bu, bir yıldızın mavi ve sarı filtreler kullanılarak ölçülen  $B$  ve  $V$  kadir değerleri arasındaki

$$C = B - V$$

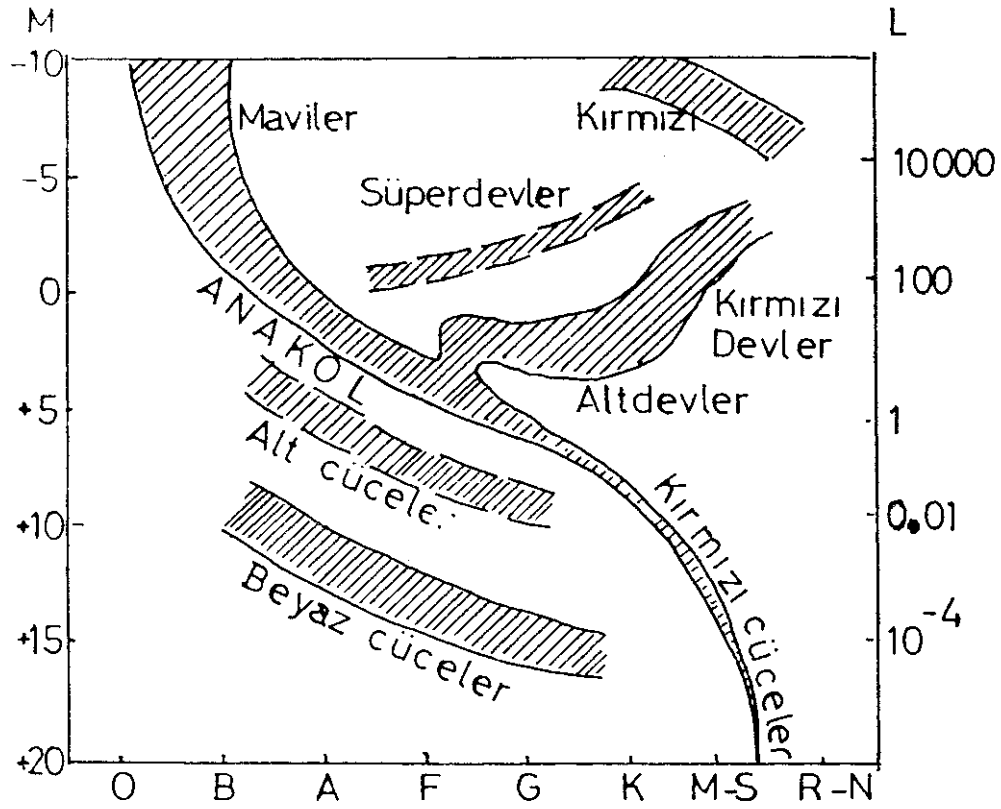
farkıdır. Bir yıldızın renk indeksinin değerinin yıldızın yüzey sıcaklığına bağlı olduğu gösterilir. Bu itibarla bir yıldız için bolometrik düzeltme terimini değerlendirmek üzere renk indeksinden yararlanarak yıldızın yüzey sıcaklığı hakkında kaba bir fikir elde edilir. Bundan sonra da yıldızın atmosferinin elektromagnetik radyasyonları nasıl ilettiğini bildiğimizi varsayarak yıldızın toplam enerji çıkışı takdir edilir. Ancak bu varsayımın doğruluğu garantili değildir. Nitekim son yıllarda yıldızların morüstü ve kızılaltı bölgeler için elde edilen parlaklık değerleri teorik modellerin öngördükleri değerlerle uyuşmamıştır. Bu konuda yıldız atmosferleri teorisinin gelişmesini beklemek gerekmektedir.

## (II.2) HERTZSPRUNG-RUSSELL DİYAGRAMI

Yıldızların yapısı hakkındaki bilgilerimizin çoğu bunların spektrumlarının incelenmesiyle elde edilir. Çok sayıda yıldız spektrumunun incelenmesi çeşitli

parametreler arasında istatistiksel bazı bağıntılar ortaya çıkarmıştır. E. HERTZSPRUNG (1873 - 1967) tarafından 1905 de ve H.N.RUSSELL (1877 - 1939) tarafından da aynı yönde 1910 da yapılmış olan incelemeler yıldızların spektral tipleri ile parlaklıkları arasında bir ilişkinin varlığını ortaya çıkarmış bulunmaktadır. Bu ilişkiyi görüntüleyen ve adına da artık HERTZSPRUNG - RUSSELL diyagramı denen diyagramda apsise ya spektral sınıf, ya (B — V) renk indeksi ya da yıldız yüzeylerinin etkin sıcaklıkları; ordinata da mutlak kadir ya da Güneşin parlaklığının katları taşınır.

H - R diyagramına kısa bir göz atmayla yıldızların keyfi dağılmayıp belli gruplar oluşturmakta oldukları derhâl anlaşılır. Diyagramı sol üstten sağ alta doğru çapraz kateden bir şerit üzerine serpiştirilmiş olan yıldızlar **cüceler** sınıfını



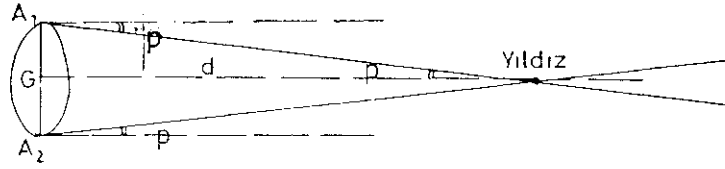
Şekil : II.1. HERTZSPRUNG - RUSSELL Diyagramı

oluştururlar. Bu şeride H - R diyagramının **anakolu** denir. Bunun altında **alt - cüceler** sınıfı ile **beyaz cüceler** sınıfının oluşturdukları iki ince şerit gelmektedir. **Dev** yıldızlarla **üst-dev** ya da **süperdev yıldızların** diyagramın üst tarafında ve sağa doğru gruplaşmış oldukları görülmektedir. Cüce, dev, ilh... şeklindeki isimlendirmelerin kökeni yıldızlara izâfe olunan yarıçapların büyüklüğünde aranmalıdır. Güneş de anakol üzerinde bulunan cüce yıldızlardan biridir.

Şimdi aynı spektrel sınıftan fakat biri anakola, diğeri ise devler koluna ait iki yıldız göz önüne alalım. Bunlar parlaklık bakımından büyük farklar arzederler. Nitekim bir yıldızın parlaklığı, yâni yayınladığı toplam elektromagnetik enerji, bir kara cisimmiş gibi kabul edilen yüzeyi ile ve yüzeyinin STEFAN kaanûnu uyarınca etkin sıcaklığının dördüncü kuvvetiyle orantılıdır. Söz konusu iki yıldız aynı spektrel sınıfa ait olduklarından bunların etkin sıcaklıkları da aynı olur. Şu hâlde aralarındaki parlaklık farkı yalnızca yarıçaplarının farklılığından doğmaktadır.

### (II.3) TRİGONOMETRİK PARALAKS

Bir yıldızın trigonometrik paralaksı diye o yıldızdan bakıldığında Arzın Güneşe olan uzaklığının görüldüğü açıya denir. Arzın Güneşe olan uzaklığına **astronomik birim** denilmektedir. Şu hâlde yıldızın paralaksı,  $d$  ile uzaklığını göstererek



Şekil: II.2

$$p = \frac{\text{astronomik birim}}{d}$$

olacaktır. Arz yörüngesi üzerinde  $A_1$  ve  $A_2$  noktalarında bulunurken yapılan hassas ölçmeler aracılığıyla yıldızın paralaksı tâyin edilebilir. 1 pc uzaklıktaki bir yıldızın paralaksı 1'' dir. Bu yöntem aracılığıyla 0,02'' kadar küçük paralaksı ölçmek mümkündür. Bu ise 50 pc lik bir uzaklığa tekaabül eder.

### (II.4) SPEKTROSKOPİK PARALAKS

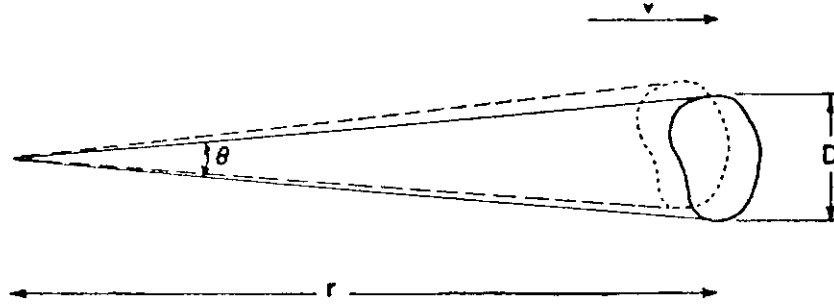
Arzın yakınındaki yıldızların uzaklıkları bir kere tâyin edildi miydi bunların mutlak parlaklıkları ile spektrel sınıfları arasındaki ilişki  $H - R$  diyagramı aracılığıyla derhâl tesbit edilir. Bunun sonucu olarak da spektral sınıfları belirlenmiş olan çok parlak yıldızlar trigonometrik paralaks yönetiminin uygulanamayacağı büyük uzaklıklar için **uzaklık göstergeleri** olarak kullanılabilirler. Böylece (II.1.4) bağıntısı aracılığıyla bunların uzaklıkları hesaplanabilir.

### (II.5) HAREKETLİ KÜME YÖNTEMİ

Bu çok özel yöntem şimdiye kadar yalnızca 40 pc uzaklıktaki *Hyade* yıldız kümesinin uzaklığının değerlendirilmesinde kullanılmıştır. Bu yöntemle elde edilen uzaklık değerinin gerek trigonometrik gerekse spektroskopik paralaks yön-

temleriyle aynı yıldız kümesi için elde edilmiş olan uzaklık değerleriyle uyuştugu saptanmıştır.

Hareketli küme yöntemi, ancak, birbirlerine çok yakın ve uzayda belirli bir yönde topluca hareket eden yıldızlardan oluşmuş kümelere uygulanabilir. Bunun için önce *DOPPLER* olayından yararlanarak spektroskopik yöntemlerle küme yıldızlarının  $v$  radyal hızı ölçülür. Sonra da kümenin yaklaşık onar yıllık aralarla alınmış fotoğraflarının plâkları üzerinde yıldızların konumları karşılıklı mukaayese



Şekil : II.3. Hareketli küme yöntemine dair.

edilip her birinin sanki öz hareketleri imiş gibi yorumlanabilecek olan radyal uzaklığa dik zâhirî hareketleri ölçülerek saptanır. Bu hareket,  $D$  çapının değişmediği varsayımı altında, kümenin  $\theta$  açısız çapının zâhirî bir büzülmesi olarak kendini gösterir.  $\theta$  nın zâhirî azalmasının ölçüsü olan  $\dot{\theta}$  nın değeri plâklar üzerinde yapılan ölçümlerle değerlendirilir. Öte yandan  $D = \text{sâbit}$  olduğundan  $\theta = D/r$  ve  $\dot{\theta} = -D\dot{r}/r^2$  dir; ama  $\dot{r} = v$  olduğundan

$$\dot{\theta} = -\frac{v\theta}{r} \quad \text{veyâ} \quad r = -\frac{v\theta}{\dot{\theta}} \quad (\text{II.5.1})$$

bulunur.  $v$  hızı *DOPPLER-FİZEAU* olayına dayanan spektroskopik ölçümlerle,  $\theta$  ile  $\dot{\theta}$  da kümenin fotoğraf plâkları üzerinde yapılan ölçümlerle saptandıklarından kümenin uzaklığı da (II.5.1) aracılığıyla kolayca değerlendirilir. Eğer kümeyi oluşturan yıldızlar aralarındaki uzaklıklar korunacak yerde belirli bir merkezden uzaklaşıyorlarsa, yâni küme genişlemekteyse bu takdirde  $\dot{\theta}$  nın değerine  $\dot{D}$  nın katkısını da göz önünde tutmak gerekir.

## (II.6) WILSON - BAPPU YÖNTEMİ

Geçkin tipten yıldızların spektrumlarını inceleyen *WILSON* ve *BAPPU* bir kere iyonlaşmış *Ca* absorpsiyon çizgilerinin üzerine binmiş zayıf reemisyona çizgilerine tekaabül eden *W* çizgi genişliği ile yıldızın *M* görünen kadiri arasında

$$\frac{dM}{d(\log W)} = \text{sâbit}$$

şeklinde empirik bir bağıntı olduğunu ortaya koymuşlardır [1]. Şimdiye kadar teorik bir izâh bulamamış olan bu empirik bağıntı aracılığıyla değerlendirilen uzaklıklar üzerindeki hatâ %10 mertebesindedir. Bu yöntemin bütün spektral sınıflar için geçerli olmaması dolayısıyla bu, uzaklıkların belirlenmesi için evrensel bir yöntem değildir. Bununla beraber uygulanabildiği hallerde, başka yöntemlerle bulunan uzaklık değerlerinin pekiştirilmesi bakımından diğer yöntemlere güveni arttırıcı bir rol oynamaktadır.

### (II.7) ANAKOLLARI ÇAKIŞTIRMA YÖNTEMİ

Bir kümenin uzaklığını saptamak üzere kullanılan bir başka yöntem de (B — V) nin fonksiyonu olarak **mutlak kadiri** veren *HERTZSPRUNG - RUSSELL* diyagramı ile gene (B — V) nin fonksiyonu olarak **görünen kadiri** veren, kümeye ait *H - R* diyagramını karşılaştırmaktır. Ancak her iki diyagramda da gerek apsislerin, gerekse ordinatların üzerindeki ölçeklerin aynı olmasına dikkat edilmelidir.

*H - R* diyagramı, üzerinde görülen yıldızların uzaklıklarına değil de evrimlerine bağlı olduğundan, kümenin *H - R* diyagramı, apsisıyla diğerinin apsisindeki değerlerin birbirlerine tekaabüliyeti muhafaza olunacak şekilde, anakolu referans *H - R* diyagramının anakolya çakışacak şekilde kaydırılır. Bunun sonucu olarak her iki ordinat ölçeği arasında ortaya çıkan (*m — M*) farkı ordinat eksenleri üzerinden hemen ölçülür ve (II.1.4) aracılığıyla da kümenin uzaklığı tâyin edilmiş olur. 16. sayfadaki Şekil : II.4. de bu yöntemin somut bir hâle, *M67* kümesinin uzaklığının değerlendirilmesine uygulanması görülmektedir.

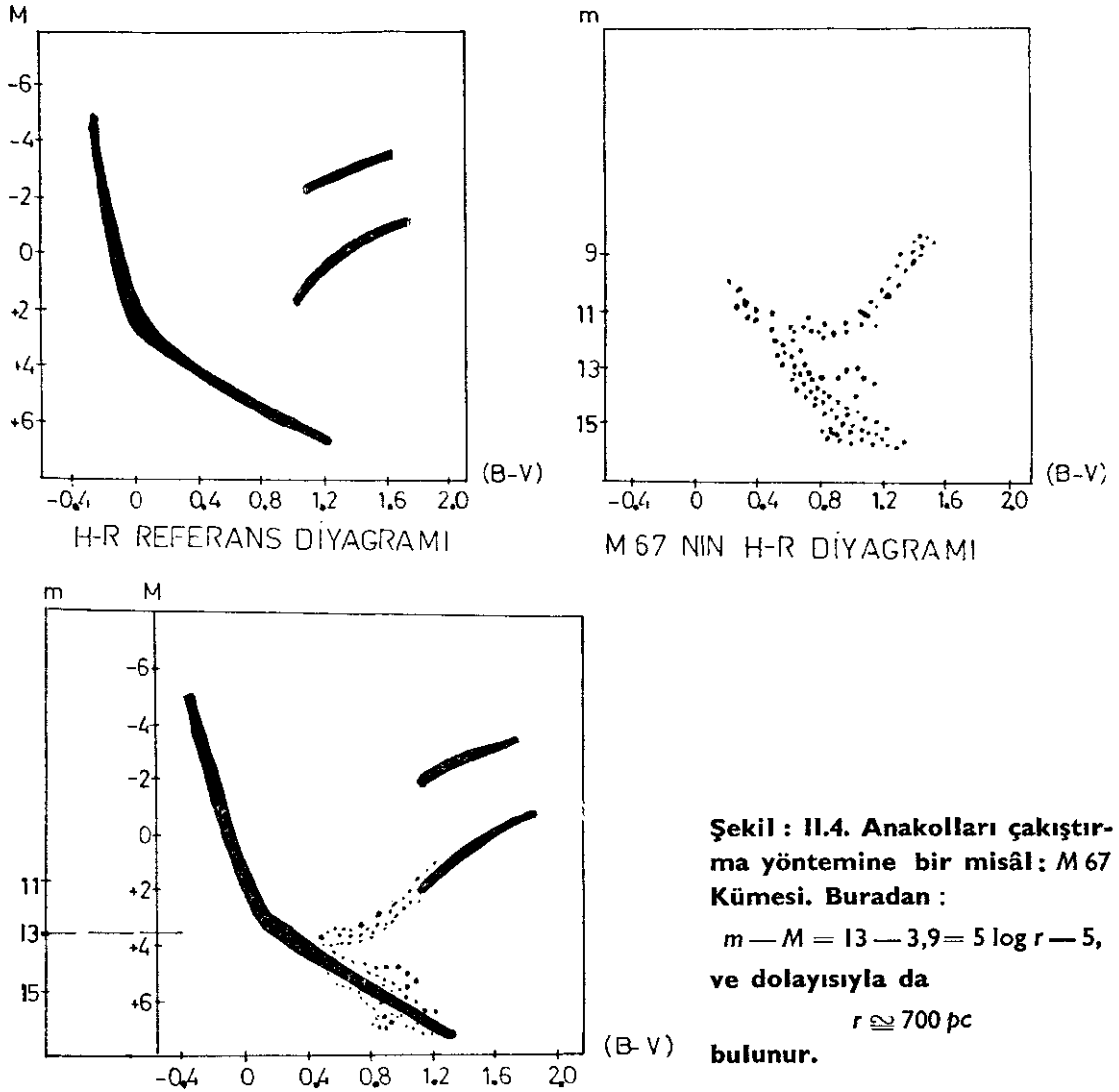
### (II.8) RR LYRAE TİPİ YILDIZLAR

*RR Lyrae* tipi yıldızlar parlaklıkları 2 ilâ 24 saatlik peryotlarla değişen ve bundan ötürü de bir yıldız kümesi içinde kolaylıkla farkedilebilen değişken yıldızlardır. Mutlak kadirleri sıfır civarındadır. Görünen parlaklıklarının değişimi bu tip yıldızların atmosferlerinin periyodik olarak genişleyip büzülmesiyle izah edilmektedir. Bu tip yıldızların mutlak kadirlerinin sâbit olması Galaksideki yıldız kümeleri için iyi bir uzaklık göstergesi olmalarını temin etmektedir. Ne yazık ki *RR Lyrae* tipi yıldızları, mutlak kadirlerinin yeterli olmaması sebebiyle, diğer galaksilerde gözleyebilmek olanağı yoktur.

### (II.9) SEFEİT TİPİ YILDIZLAR

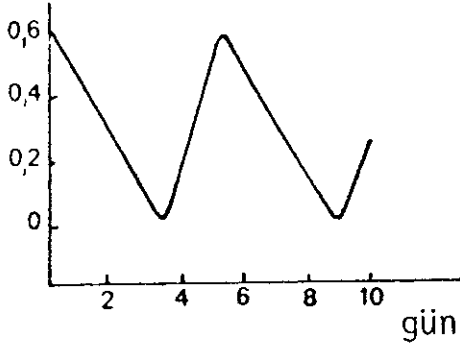
*Sefeit* tipi yıldızlar da periyodik değişken yıldızlardır. İsimlerinin kökeni bu sınıftan incelenen ilk değişken yıldızın  $\delta$  *Cepheus* olmasıdır. Bu yıldızların ışık eğri-

leri Şekil : II.5 de görüldüğü gibidir. Yıldızın parlaklığında görülen bu periyodik değişiklik atmosferinin büzülüp genişlemesine bağlıdır.

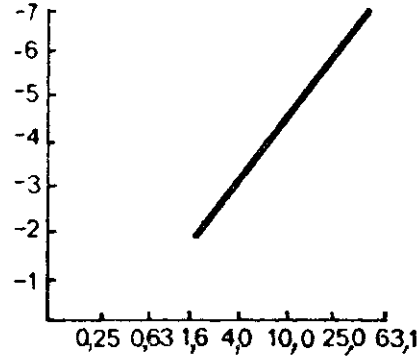


Sefeitler genellikle çok parlak yıldızlardır. Mutlak kadirleri  $-1,5$  ilâ  $-6$  arasındadır. Bu itibarla Sefeitleri diğer yakın galaksiler içinde ayırıp incelemek mümkün olmaktadır. İlk defa 1912 de *Henrietta LEAVITT* Macellan Bulutlarından küçüğünde Sefeitlerin varlığını tesbit ederek bu yıldızların parlaklık değişimlerinin periyodu ile kadirleri arasında bir ilişki olduğunu ortaya koymuştur. Macellan bulutunun Arzdan çok uzak olması dolayısıyla buradaki Sefeitlerin hepsinin Arza olan uzaklıklarının aynı olduğu kabul edilebilir. Bu itibarla Macellan Bulutundaki Sefeitlerin mutlak kadirleri görünen kadirlerinden, Macellan Bu-

lutundaki bütün yıldızlar için aynı olan bir miktar kadar farkederler. Buna dayanarak *H.LEAVITT* Sefeitler için Şekil : II.6 da görüldüğü biçimde bir periyot-parlaklık bağıntısının varlığını ortaya koymuştur. Böyle bir bağıntının zorluğu bunun mutlak kadir cinsinden ölçeklendirilmesindedir. Macellan Bulutu çok uzak olduğundan paralaks ölçümleri için müsait değildir. Bunun için de uzaklığı bir takım istatistiksel yöntemler aracılığıyla değerlendirilebilmiştir.



Şekil : II.5.  $\delta$  Cepheus'un ışık eğrisi. Ordinat eksenini  $\Delta m$  yi göstermektedir.



Şekil : II.6. Sefeit'lerin mutlak kadirlerinin, değişim periyodunun fonksiyonu olarak çizimi (Periyot-parlaklık bağıntısı).

Galaksilerarası uzaklıkların değerlendirilmesi işte bu periyot-parlaklık bağıntısına dayanır. Bu bağıntının mutlak kadir cinsinden ölçeklendirilmesindeki en küçük bir hatânın, sonuçları olağanüstü etkileyebileceği gözden kaçırılmamalıdır.

Bir galaksi ya da bir kümede bir Sefeit gözlenirse, parlaklık değişimlerinin sürekli olarak izlenmesiyle parlaklık değişim periyodu tesbit edilebilir; bu veri de periyot-parlaklık bağıntısı aracılığıyla bize Sefeitin mutlak kadirini verir. Öte yandan Sefeitin görünen kadiri de ölçülürse, galaksilerarası ve atmosferik absorpsiyonun etkilerini yok etmek için gerekli düzeltmeler yapıldıktan sonra, gene (II.1.4) bağıntısından Sefeitin bulunduğu galaksinin Arza olan uzaklığı değerlendirilir.

1952 de BAADE Sefeitlerin iki sınıfa ayırdıklarını ve I. tip yıldız toplulukları içinde rastlanan Sefeitlerin 2. tip yıldız toplulukları içinde rastlanarlardan yaklaşık 1,5 kadir daha parlak olduklarını tesbit etmiştir. M 31 (Andromeda) galaksisinin uzaklığının değerlendirilmesinin M 31 deki bu daha parlak Sefeitlerin, Samanyolundaki 2. tip yıldız toplulukları içindeki daha az parlak Sefeitlerle karşılaştırılmasıyla yapılmış olduğunu da saptayan BAADE, M 31 in uzaklığını bu hatâyı yok ederek yeniden hesaplamış ve söz konusu uzaklığın eskisine nisbetle 2 misli daha büyük olması gerektiği sonucuna varmıştır. Bunun sonucu olarak da bütün galak-



silerin uzaklıkları olarak o âna kadar bilinen uzaklıklarının 2 mislinin alınması gerektiği anlaşılmıştır.

### (II.10) UZAKLIK GÖSTERGESİ OLARAK NOVA ve SÜPERNOVALAR

Eğer bir galaksi Sefeit tipi yıldızların ayırdedilebilmesine imkân vermeyecek kadar uzakta ise bu takdirde galaksi içinde ya bir nova ya da bir süpernova gözlenmeğe çalışılır. Eğer gözlenebilirse bunun maksimum parlaklıktaki ortalama **görünen kadiri**ni Samanyolunda gözlenmiş olan benzer bir novanın maksimum parlaklıktaki **mutlak kadiri** ile karşılaştırarak (II.1.4) formülündeki ( $m - M$ ) büyüklüğü saptanır; ve böylece bu formülden  $r$  uzaklığı da hemen elde edilmiş olur. Bu yöntem aracılığıyla 5 ilâ 6 megaparsek uzaklığındaki galaksilerin uzaklıkları değerlendirilebilmiştir.

### (II.11) UZAKLIK DEĞERLENDİRMESİ İÇİN DİĞER YÖNTEMLER

a. Gerek RR Lyrae tipi, gerek Sefeit tipi yıldızlar, gerekse nova ya da süpernovalar aracılığıyla yapılan değerlendirmeler sonucu uzaklıkları belirlenen civar galaksilerin mutlak kadirleri saptandığında bunun, ortalama,  $-18$  olduğu görülmüştür. Ancak göz önüne alınan herhangi bir galaksinin mutlak kadiri, galaksinin ortalama galaksiden daha parlak ya da sönük olmasına göre  $\mp 4$  kadar farkedebilecektir. Ancak, eğer galaksinin hangi morfolojik sınıfa dahil olduğu saptanabiliyorsa galaksinin mutlak kadiri hakkındaki belirsizliğin sınırını daha da daraltmak mümkündür. Buna göre  $m - M$  uzaklık modülünü saptayıp bu ve (II.1.4) formülü aracılığıyla  $r$  uzaklığını takdir etmek için galaksinin  $m$  görünen kadiri ölçmek kâffidir. Böylelikle galaksilerin 100 megaparseğe kadar uzaklıklarını değerlendirmek mümkün olmuştur.

b. Şimdiye kadar tanıtmış olduğumuz yöntemler aracılığıyla uzaklıkları değerlendirilmiş galaksilerin spektrumlarının sistematik bir incelemesi sonucu bunlardaki spektrel çizgilerin hepsinin Arzdaki referans spektrumlarındaki mütekaabil çizgilere nisbetle, sistematik bir biçimde, spektrumun kırmızı ucuna doğru kaymış oldukları saptanmıştır. E. HUBBLE (1889 - 1953) uzak galaksilerin spektrumlarındaki çizgilerde görülen

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (II.11.1)$$

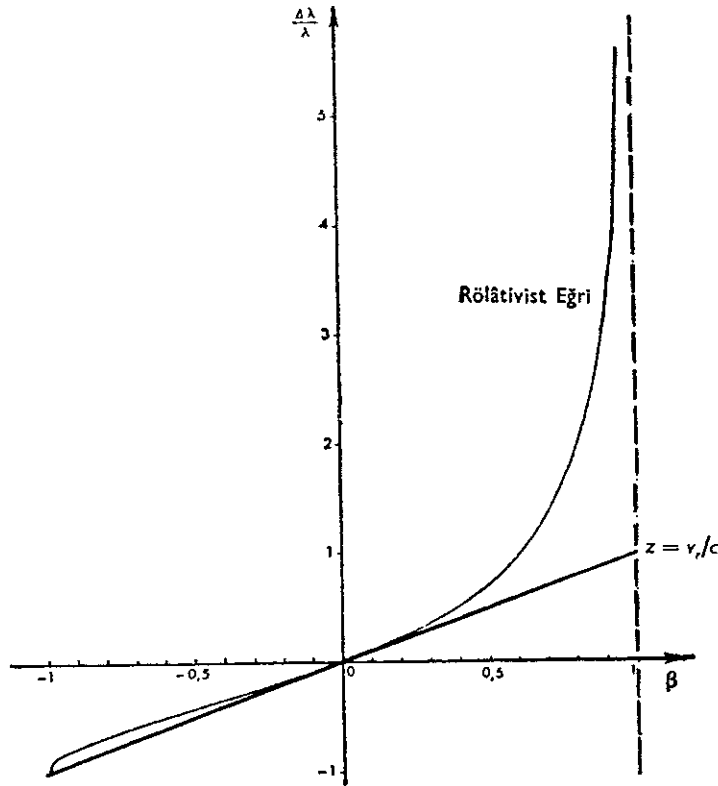
izafî kayma miktarının o galaksi için sâbit olduğunu, yâni spektrumdaki bütün çizgilerin aynı miktarda kırmızıya doğru kaymış olduklarını tesbit etmiştir. Bu ise DOPPLER - FİZEAU olayının belirgin bir özelliğini yansıtmaktadır. Bu itibarla HUBBLE ve HUMASON da galaksilerin spektrel çizgilerindeki bu kaymanın kökeninde gerçekten de DOPPLER - FİZEAU olayı bulunduğunu savunmuşlardır. Buna göre spektrum çizgilerinde kırmızı ucuna doğru izafî  $z$  kayması gözlenen bir galaksinin Arzdan, DOPPLER - FİZEAU olayının klâsik teorisine göre, yâni  $v, \ll c$  için

$$v_r = cz = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad (II.11.2)$$

radyal hızıyla ve aynı olayın rölâivist teorisine göre de

$$z = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} - 1, \quad \beta = \frac{v_r}{c} \quad (II.11.3)$$

bağıntısını gerçekleyen bir radyal hızla uzaklaşmakta olduğuna hükmetmek gerekmektedir. Şekil : II.7 de  $z = \Delta\lambda/\lambda$  nın  $\beta = v_r/c$  nin fonksiyonu olarak hem klâsik hâl için ve hem de rölâivist hızlar için nasıl değiştiği gösterilmiştir.



Şekil : II.7

Buradan da kolayca görüldüğü gibi  $\beta > 0,25$  için (II.11.3) ifâdesini kullanmak gerekli olmaktadır. HUBBLE ve HUMASON, bir galaksi ne kadar uzaksa  $z$  nin de o kadar büyük olacağını ve galaksinin  $v_r$  radyal uzaklaşma hızıyla uzaklığı arasında

$$v_r = H_0 \cdot d \quad (II.11.4)$$

şeklinde lineer bir ampirik bağıntının varlığını ortaya koymuşlardır. HUBBLE - HUMASON kaanûnu diye bilinmekte olan bu ifâdede  $v_r$  uzaklaşma hızı  $km/s$ ,  $d$

uzaklığı da megaparsek ( $Mpc$ ) cinsinden ifade edilmektedir.  $H_0$  ise *HUBBLE* sâbitidir. Bu sâbitin değerini saptamak bir hayli güç ve nâzik bir iştir.  $H_0$ , bir taraftan  $z$  ye, diğer taraftan da  $d$  dolayısıyla galaksinin  $m$  görünen kadirine bağlıdır. Her iki büyüklük için de ölçüldükleri değerler üzerinde (Galaksimizin öz hareketi, galaksilerarası ve yıldızlararası uzayda bulunan tozların ve atmosferin absorpsiyonu v.s. gibi) bir takım düzeltmeler yapmak gereklidir. *HUBBLE* ve *HUMASON* bu sâbitin ilk değerlendirilmesinde  $465 < H_0 < 851$   $km/s/Mpc$  bulmuşlardır. *HUMASON*, *MAYALL* ve *SANDAGE*'in 1956 da 800 galaksi üzerindeki incelemeleri  $z=0,2$  ye kadar giden izafî kayma değerleri için

$$H_0 = 180 \text{ km/s/Mpc}$$

bulmuşlardır [2]. 1961 de ise *SANDAGE* Virgo Kümesi ile kuzey yarı gökküresindeki yakın galaksi grupları için

$$H_0 = 75 \text{ ilâ } 125 \text{ km/s/Mpc}$$

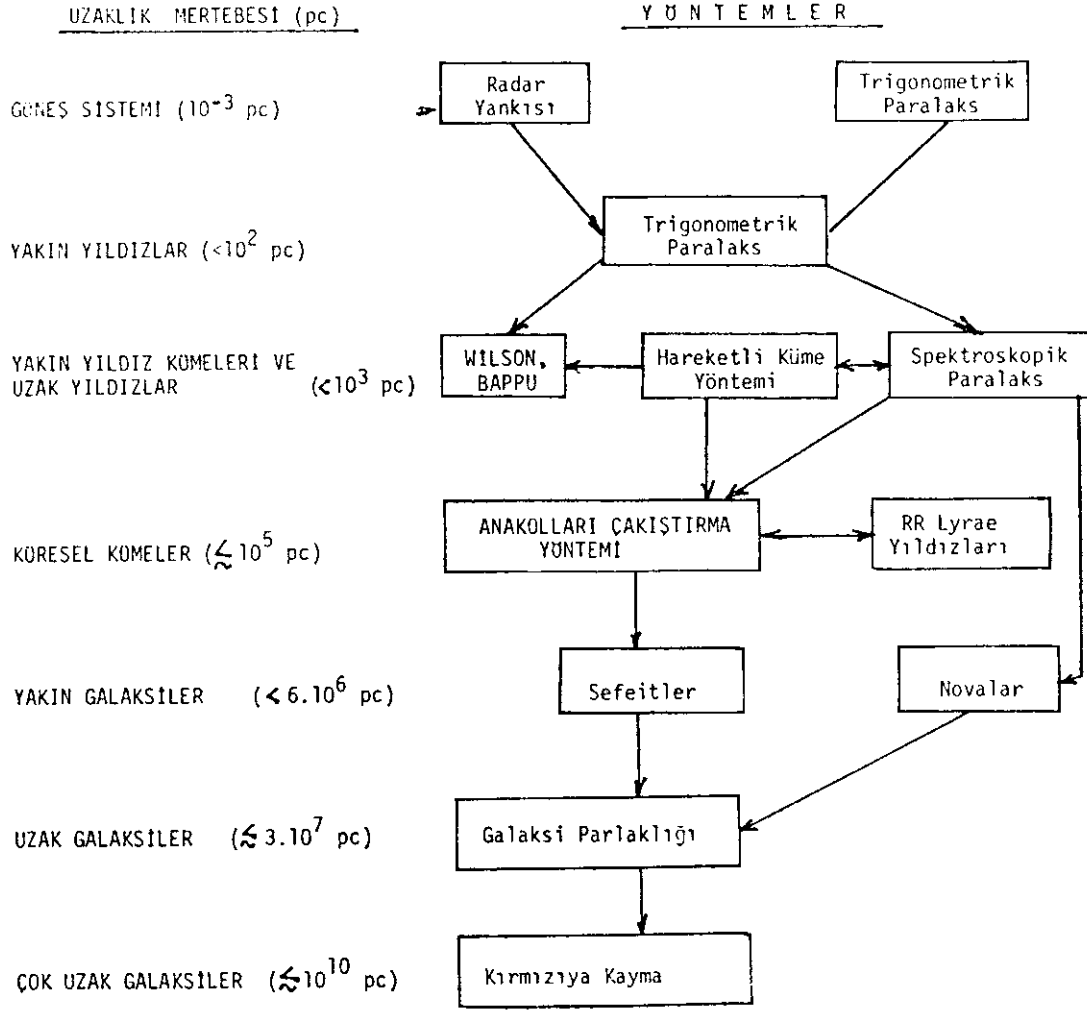
değeri elde etmiştir. *SANDAGE*'in son değerlendirmesine göre

$$H_0 = 55 \pm 5 \text{ km/s/Mpc} \quad (II.11.5)$$

dir [3]. Buna karşılık *G. de VAUCOULEURS* çok yeni bir incelemesinde  $H_0 = 85$   $km/c/Mpc$  olduğu sonucuna varmaktadır [4]. Bu durumda (II.11.4) bağıntısı en uzak galaksiler için bile uygulanabilen bir uzaklık göstergesi oluşturmaktadır. Şimdiye kadar bu yöntemle uzaklıkları değerlendirilen galaksiler arasında en uzakta olduğu tartışmasız saptanan galaksi 3C 123 katalog numaralı radyo kaynağına bağlı olan galaksidir. *LICK* Rasathânesinde, geliştirdiği yeni bir yöntemle ve taramalı bir televizyon tüpü ile bir elektronik bilgisayar kullanarak spektrumda elde ettiği büyük rezolüsyon dolayısıyla bu galaksinin spektrum çizgilerindeki kırmızıya kaymayı ölçen *H.SPİNRAD*  $z = 0,65$  ve dolayısıyla da  $v_r = 140\,000$   $km/s$  değerlerini elde etmiştir [5]. Buna göre bu galaksinin Arzdan, ışık hızının hemen hemen yarısı kadar bir hızla uzaklaşmakta olduğu ve uzaklığının da (II.11.5) e göre yaklaşık 8 milyar ışık yılı ya da 2 800  $Mpc$  civarında olduğu anlaşılmaktadır.

*HUBBLE-HUMASON* kaanûnunun sonuçları kozmoloji bakımından olağanüstü önemi haizdir. Bu kaanun, **eğer yorumu gerçekten de doğru ise**, Evrendeki bütün galaksilerin izotrop (eşyönlü) bir biçimde Yerel Gruptan uzaklaşmakta olduklarını ve uzaklaşma hızlarının da Yerel Gruba uzaklıklarıyla orantılı olduğunu ortaya koymaktadır. *HUBBLE Olayı* ya da *Evrenin Genişlemesi* diye isimlendirilen bu olayı III. Bölümde daha yakından inceleyeceğiz.

Şimdi gök cisimlerinin uzaklıklarının değerlendirilmeleri husûsunda gözden geçirmiş olduğumuz, birbirlerini kısmen uç noktalarda örten yöntemleri kısaca özetlersek ortaya şöyle bir sinoptik tablo çıkacaktır :



## REFERANSLAR

- [1] O.C.WILSON, M.K.BAPPU, "H and K emission in late-type stars: dependance of line width on luminosity and related topics", *Ap.J.*, **125**, 661, (1957),
  - [2] M.L. HUMASON, N.U. MAYALL, A.R. SANDAGE, *Astron. J.*, **61**, 97, (1956).
  - [3] A.R. SANDAGE, "The age of the galaxies and globular clusters, problems of finding the Hubble constant and deceleration parameter"; in: "Nuclei of Galaxies (Pontifica Academia Scientiaum) edit. D.K.O'CONNELL; North Holland Publ. Comp., (1971).
  - [4] G. de VAUCOULEURS *Ap. J.*, **205**, 13, (1976).
  - [5] H. SPINRAD, *Appl. J. Letters*, **199**, No. 2, part: 1, (1975).
- N.B. Kezâ : "L. MOTZ, A.DUVEEN : Astronomide Temel Bilgiler, I. ve III. kitaplar; çevirenler : E. Ballı, N. Gökdoğan, A. Kırıl, K. Özemre, F. Yılmaz; İst. Üniv. Fen Fak. Yay., (1973-1974)" tavsiye olunur.

### III. BÖLÜM

Felix, qui potuit rerum cognoscere causas.  
.....  
Sapiens nihil affirmat quod non probet.  
(Lâtin atasözleri)

## HUBBLE KAANÛNU VE KLÂSİK ÇERÇEVELİ EVREN MODELLERİ

### (III.1) "EVRENİN GENİŞLEMESİ" GÖRÜŞÜ

Geçen bölümün son paragrafında bütün uzak galaksilerin ( $d \lesssim 1 \text{ Mpc}$ ) spektrumlarındaki çizgilerin kızıla kaymış olduklarının tesbit edilmiş olduğunu ve eğer nisbeten yakın galaksiler için uygulanan uzaklık değerlendirme yöntemlerinin sonuçları gerçeği yansıtıyorsa ortaya, bu kızıla kayma olayının kökeninde bir *DOPPLER-FİZEAU* olayı bulunduğunu kabul etmek şartıyla, uzaklıkları böylece değerlendirilmiş galaksilerin Arzdan uzaklıklarıyla orantılı bir hızla uzaklaşmakta oldukları şeklinde bir görünüm çıktığını kaydetmiştik. Ayrıca bu sonucu, daha uzakta bulunan ve herhangi bir başka yöntemle uzaklıkları değerlendirilemeyen galaksilere de yayarak bunların uzaklıklarının değerlendirilmesi için bir yöntem olarak kabul edilebileceğine de değinmiştik.

Bu hükme varırken yapılan bütün kabullerin doğru olmaları hâlinde, sonuç olarak bütün galaksilerin bizden uzaklaştıkları, Evrenin sanki genişlemekte olduğu görünümü ortaya çıkmaktadır. Bu genişleme (!), ayrıca, Arz sanki merkezde kalıyormuş da bütün galaksiler ondan uzaklaşıyorlarmış gibi bir panorama da sergilemektedir. Bu durumda akla, tabii olarak, acaba bunun İnsanı Evrenin geometrik merkezine (!) yerleştirme amacına yönelik **antroposantrik** bir tutumu mu yansıttığı sorusu gelebilir. Eğer galaksilerin spektrumlarındaki kızıla kaymanın kökeni gerçekten de *DOPPLER-FİZEAU* olayı ise Evrenin bu genişlemesinin antroposantrik olmadığı kolayca şu misal aracılığıyla anlaşılabilir: bir duman havada yayılırken dumanı oluşturan parçacıklar, aralarından hiç birini bir dağılma merkezi olarak telâkki etmek imkânı olmaksızın, birbirlerinden uzaklaşırlar; bu parçacıklar bulunduğu aynı anda bütün uzaklıklar meselâ iki misli artsalar duman iki misli boyutları haiz olmakla birlikte kendi kendine benzer olarak kalacaktır; bu parçacıklardan her birinden bakıldığında başka herhangi bir parçacığın uzaklığıyla orantılı bir hızla uzaklaşmış olduğu görülecektir.

Sürekli bir genişlemenin nasıl olabileceğini anlamak için de dış cidârının üzeri bir takım beneklerle işâretlenmiş olan bir balonu yavaş yavaş şişirdiğimizi varsayalım. Balon şiştikçe bu benekler de birbirlerinden uzaklaşacaklar; ve hangi benekten bakılırsa bakılsın civardaki diğer beneklerin, sanki bu nokta bir merkezmiş gibi, bu noktaya uzaklıklarıyla orantılı hızlarla birbirlerinden uzaklaştıkları gözlenecektir.

Galaksilerin kaçış hızlarının 1000 km/s ilâ 60 000 km/s aralığı içinde %15 lik bir dispersiyonla uzayda eşyönlü bir dağılım gösterdikleri tesbit edilmiştir. Uzaklıkların değerlendirilmesindeki büyük marjları göz önünde tutarak bazı müellifler bu büyüklükteki bir dispersiyonun bu şartlar altında Evrenin genişlemesinin eşyönlü olmadığı husûsunda ciddi bir delil teşkil etmediği kanaatinde idirler.

İleride göreceğimiz gibi Genel Rölâtivite Teorisine (GRT) dayanan Evren modellerinin bir kısmı bu Evren genişlemesi olayını öngörmektedirler. Ancak bu modellerin bir kısmı (özellikle kozmolojik basıncın sıfır olduğu kabul edilen modeller) gözlenen galaksi uzaklığı için, *HUBBLE* kaanûnunun ancak I. mertebeden yaklaşıklık olarak telâkki olunabileceği,

$$d = H_0^{-1} \left[ z + \frac{1}{2} (1 - q_0) z^2 + \dots \right]$$

şeklinde bir ifade vermektedirler [1]. Buradaki  $q_0$  büyüklüğüne **yavaşlama parametresi** denilmektedir.  $q_0=1$  değeri *HUBBLE* kaanûnuna tekaabül etmektedir.  $q_0$  in gözlemsel olarak değerlendirilmesi oldukça güçtür. Gerek  $H_0$  in gerekse  $q_0$  in değerlendirilmelerindeki en büyük güçlük, yerel etkenlerin yakın galaksilerin kaçış hızlarının değerlendirilmesini etkilemekte oluşudur. I. Bölümde *G. de VAUCOULEURS*'ün incelemelerine dayanarak galaksilerin kümeler oluşturmalarının söylenebileceğini kaydetmiştik. Bu itibarla, en uzak galaksilere dayanan değerlendirmelerden sarf-ı nazar edilirse,  $H_0$  *HUBBLE* parametresiyle  $q_0$  yavaşlama parametresinin bulunan değerleri Evrenin tümü için değil de yalnızca içinde bulunduğumuz galaksi kümesi için uygun değerler olabilir. Özellikle Evren pekâlâ homogen olmayıp değişik ortalama yoğunlukları haiz hiyerarşik bir yapıya da sâhip bulunabilir. Bu takdirde  $H_0$  ve  $q_0$  ı tâyin ederken zımnen yapılan Evrenin eşyönlü olduğu varsayımı gerçeği yansıtmayacağı gibi buna dayanan teorik modeller de zayıf ve fakir modeller olurlar. *SANDAGE*, *TAMMANN* ve *HARDY* gözlenen kümelerin  $H_0$  in değerini etkilemediklerini göstermişlerdir [2].  $q_0$  in değerini belirlemek ise hayli güç bir problem teşkil etmektedir. Hâlen bunun hakkında değişik müelliflerin vermiş oldukları değerler birbirleriyle uyuşmamakta olup  $q_0$  in değerinin seçimi de maalesef spekülâsyondan arınabilmiş değildir [3]. İleride, §(VII.4G) de  $q_0$  in fiziksel olarak neye delâlet ettiği ve mümkün Evren modelleri arasında bir seçim yapabilmek için ne gibi bir kriter oluşturabileceği konusuna tekrar temas edeceğiz. Ayrıca şunu da ilâve etmek gerekir ki eğer Evren gerçekten de genişliyorsa bu genişlemenin sürekli mi olacağı yoksa bir süre genişledikten

sonra Evrenin büzölmeye mi başlayacağı, yâni salınan bir Evren mi olduğu hususunda da henüz gözlemsel hiç bir kesin kanıtâ sâhip değiliz.

HUBBLE kaanönunu göz önüne alacak olursak buradan  $H_0^{-1}$  in kozmolojik bir zaman ölçeği tanımladığı görölür; ve

$$H_0^{-1} = 20.10^9 \text{ yıl}$$

bulunur. Bu, eğer galaksilerin kaçış yönünü tersine çevirirsek hepsinin aynı bir noktada toplanmış olacakları âna kadar geçmesi gereken zamandır; yâni bir bakıma Evrenin yaşı demektir. Eğer Evrenin genişlemesi gerçek ise  $H_0^{-1}$  in bu değeri- nin Güneşin, küresel yıldız kümelerinin, radyoaktif elementlerin yaşlarıyla da tutarlı olması gerekir. Nitekim başka düşüncelerden hareketle yapılmış olan değeri- lendirmelere göre Güneşin yaşı  $7,1.10^9$  yıl, küresel yıldız kümelerinin yaşı  $14.10^9$  yıl, radyoaktif elementlerin yaşı da en çok  $12.10^9$  yıldır. Görüldüğü gibi bunlar Evrene yakıştırılan yaşla çelişik değildirler.

§(III.3) de *OLBERS* paradoksundan bahsederken bunun ancak genişleyen bir Evren için çözümlenebileceğini de göstereceğiz.

Evrenin gerçekten de genişlemekte olduğuna delâlet edebilecek önemli bir olaya daha değinmek istiyoruz. G. GAMOW 1948 de sunduğu bir teoride G. LE-MAÎTRE'in 1928 de ileri sürmüş olduğu "İlkel Atom Varsayımı"na [4-5] uygun olarak Evrenin, başlangıçta çok küçük bir hacim içine sıkışmış olağanüstü yoğun bir maddenin büyük bir patlama sonucu genişlemeye başlamasıyla doğmuş olduğunu temel varsayım olarak almıştı. GAMOW'un yaptığı hesaplara göre bu- günkü Evrenin, o patlamanın ilk anlarından kalagelmiş ve yaklaşık olarak  $25^\circ\text{K}$  sıcaklığındaki bir kara cismin ışımasına tekaabül eden bir radyasyon ihtivâ etmesi gerekmektedir. 1964 de A.A.PENZİAS ve R.W.WILSON uzayın her yerinden aynı şiddette gelen parazit bir radyo dalgası emisyonunun varlığını tesbit etmişlerdir. Yapılan ölçümler bu emisyonun  $2,7^\circ\text{K}$  sıcaklığındaki bir kara cismin emisyonuna tekaabül ettiğini göstermiştir. Bu keşif DİCKE, PEEBLES, ROLL ve WILKINSON ekibi tarafından derhâl GAMOW'un 1948 de "Büyük Patlama" teorisinde öngör- müş olduğu fosil parazit emisyon olarak yorumlanmıştır. Bu durumu da, genişle- yen Evren fikrinin pekişmesine katkıda bulunabilecek bir delil olarak kabul eden- ler çoktur. İleride §(III.4) de bu fikirde olmayanların görüşlerine de kısaca de- ğineceğiz.

### (III.2) EVRENİN GENİŞLEMESİ HAKKINDA KLÂSİK ANLAMDA FENOMENOLOJİK BİR MODEL

Bu paragrafta NEWTON mekaniği çerçevesi içinde kalmak şartıyla Evrenin genişlemesini içeren fenomenolojik bir model geliştireceğiz. Bu modelin teme- linde yalnızca klâsik mekaniğin ilkeleri ile çok verimli bir ilke olarak karşımıza çıkacak olan KOZMOLOJİK İLKE bulunacak ve bu varsayımların bizi ne gibi müm- kün Evren tasvirlerine sevkedebileceği araştırılacaktır.

Bu modelin takdiminde problemin *H.BONDİ* [6] ve *S.MAVRİDÈS* [7] tarafından ele alınış biçimlerinden geniş ölçüde yararlanılmıştır. Aynı model ile ilgili olarak *E.A.MİLNE* [8] ile *W.H.Mc CREA* ve *E.A.MİLNE*'in [9] orijinal makalelerine; *O.HECKMANN*'ın [10] ve *J.D.NORTH*'un [11] kitaplarındaki ilgili bölümlere de başvurulabilir.

## I. KOZMOLOJİK İLKE VE EVRENİN KİNEMATİĞİ

Geliştirmek istediğimiz Evren modelini : 1) üç boyutlu ÖKLİTsel mutlak bir uzayın, 2) bütün Evren için geçerli mutlak bir  $t$  zamanının varlığını kabul eden klâsik şema içinde kurmağa çalışacak; ve 3) bütün Evrenin, belirli bir iç basıncı haiz ve kendi gravitasyon alanı tarafından etkilenen sürekli bir maddî akışkan ile dolu olduğunu kabul edeceğiz. Bu kozmik akışkanı her noktada  $x_i$  uzay koordinatları ile  $t$  nin fonksiyonu olan bir  $\rho$  yoğunluğu, bir  $p$  basıncı ve bir de  $v^i$  hız vektörüyle tanımlayacağız.

Modelin kuruluşunda yol gösterici bir ilke olarak da: Evreni dolduran kozmik akışkanın, bu akışkanın farklı noktalarına bağlı her gözlemci için, belirli bir ânda, aynı görünümü haiz olduğunu kabul edeceğiz (KOZMOLOJİK İLKE). Bu, bir anlamda, Evrenin homogen olduğunun kabûlü demektir.

Bu varsayımlar çerçevesi içinde akışkana bağlı bir  $O$  gözlemcisi, kendisinin, orijininde bulunduğu bir referans sistemine nazaran bir başka  $P$  noktası için

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{OP} \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \\ \rho &= \rho(\mathbf{r}, t) \\ p &= p(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.2.1})$$

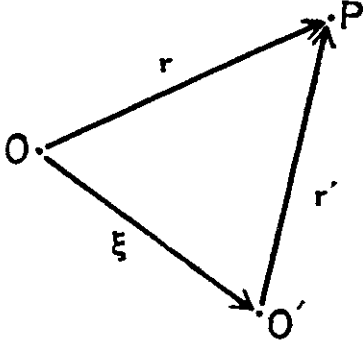
ve akışkana bağlı bir başka  $O'$  gözlemcisi de, akışkanın gerek yoğunluğunun gerekse basıncının gözlemciden bağımsız büyüklükler olduklarını hatırd tutarak, aynı  $P$  noktası için

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{r}' &= \mathbf{O}'\mathbf{P} \\ \mathbf{v}' &= \mathbf{v}'(\mathbf{r}', t) \\ \rho &= \rho(\mathbf{r}', t) \\ p &= p(\mathbf{r}', t) \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.2.2})$$

yazabileceklerdir. Kozmolojik İlkeye binâen  $\mathbf{v}'$ ,  $\rho$  ve  $p$  nin  $\mathbf{r}'$  ve  $t$  ye bağılılıkları  $\mathbf{v}$ ,  $\rho$  ve  $p$  nin  $\mathbf{r}$  ve  $t$  ye bağılılıkları gibi olmalıdır; aksi hâlde Evrenin  $P$  deki görünümünün  $O$  ve  $O'$  deki gözlemciler için farklı olması gerekirdi.



Ŗimdi  $OO' = \xi$  vazedelim.  $O'$  nün  $O$  ya nazaran hızının  $v(\xi, t)$  olacağı âŖikârdır. Ŗekil: III.1 den de yararlanarak hızların bileŖimi kuralından, ve



Ŗekil : III.1

$$r' = r - \xi \quad (III.2.3)$$

olması dolayısıyla

$$v'(r', t) = v'(r - \xi, t) = v(r, t) - v(\xi, t) \quad (III.2.4)$$

bulunur. Öte yandan da

$$\rho(r', t) = \rho(r - \xi, t) = \rho(r, t) \quad (III.2.5)$$

$$p(r', t) = p(r - \xi, t) = p(r, t)$$

dir. Bu son iki bağıntı gerek  $\rho$  nun gerekse  $p$  nin, maddi akıŖkanın noktalarından tamâmen bağımsız olup yalnızca  $t$  mutlak zamanının fonksiyonu olduklarını göstermektedir.

(III.2.3) den

$$x'_i = x_i - \xi_i \quad (III.2.6)$$

ve buradan da  $t$  ye göre türeterek

$$\frac{dx'_i}{dt} = v'_i(x'_j, t) = v_i(x_j, t) - \frac{d\xi_i}{dt} \quad (III.2.7)$$

olur. Hâlbuki Kozmolojik İlke uyarınca  $v'$  nün, argümentlerine bağlılığının Ŗekli aynı  $v$  nin kendi argümentlerine bağlılığı gibi olmalıdır; yâni

$$v'_i(x'_j, t) = v_i(x'_j, t) \quad (III.2.8)$$

olmalıdır. Buna göre (III.2.7) ve (III.2.8) den, (III.2.6) yı da göz önünde tutmak sũretiyle

$$v'_i(x'_j, t) = v_i(x'_j, t) = v_i(x_j - \xi_j, t) = v_i(x_j, t) - \frac{d\xi_i}{dt} \quad (III.2.9)$$

ve bunu da  $x_k$  ya göre türeterek

$$\frac{\partial}{\partial x_k} v_i(x_j - \xi_j, t) = \frac{\partial}{\partial x_k} v_i(x_j, t) \quad (III.2.10)$$

bulunur. Bu ifâde  $\partial v_i / \partial x_k$  nın  $x_j$  ye bağlı olmadığının kanıtıdır. Bu itibarla da  $V_{ik}(t)$  ile ikinci mertebeden ve yalnızca  $t$  ye bağlı bir tansörü göstererek, (III.2.10)

$$\frac{\partial v_i(x_j, t)}{\partial x_k} = V_{ik}(t)$$

Ŗeklinde yazılabilecektir. Bu denklem integre edilerek  $v$  nin bileŖenleri için

$$v_i(x_j, t) = \sum_{k=1}^3 V_{ik}(t) x_k = V_{ik}(t) x_k \quad (\text{III.2.11})$$

ifâdeleri elde edilir. (Burada son ifâdede *EİNSTEİN* toplama kuralı uygulanmıştır). Şimdi

$$V_{(ik)} = \frac{1}{2} (V_{ik} + V_{ki}), \quad V_{[ik]} = \frac{1}{2} (V_{ik} - V_{ki})$$

vazederek  $V_{ik}$  tansörü

$$V_{ik} = V_{(ik)} + V_{[ik]}$$

şeklinde bakışimli ve ters-bakışimli kısımlarına ayrıştırılabilir.  $V_{ik}$  tansörünün ters-bakışimli kısmı,  $\omega$  ile

$$\omega = \begin{cases} \omega^1 = V_{[23]} \\ \omega^2 = V_{[31]} \\ \omega^3 = V_{[12]} \end{cases} \quad (\text{III.2.12})$$

olmak üzere bir vektörü göstererek,

$$V_{[ik]} = \varepsilon_{ikl} \omega^l$$

şeklinde yazılır. (III.2.12) ile tanımlanan  $\omega$  vektörünün Evreni dolduran akışkanın tıpkı bir katı cisimmiş gibi bütünüyle bir rotasyon hareketi yapması hâlinde haiz olacağı ânî dönme vektörünü temsil ettiği anlaşılmaktadır.

$V_{(ik)}$  yı yazabilmek için de bunun köşegensel bileşenleri ile köşegen dışı bileşenlerini ayrı ayrı ele alacağız. İkinci mertebeden bakışimli bir tansör uygun bir koordinat dönüşümüyle köşegenleştirilebilir. Eğer göz önüne aldığımız akışkandaki hız alanı eşyönlü (izotrop) ise bu takdirde  $V_{(ik)}$  nın köşegensel bileşenlerinin birbirlerine eşit olacakları mâlûmdur. Şimdi Evrendeki akışkanın eşyönlü olması şartı altında  $V_{(ik)}$  nın köşegensel bileşenlerinin ortak değerini bulmak için (III.2.11) deki  $V_{ik}$  nın ters-bakışimli kısmının sıfır olduğunu ya da sifıra indirgenmiş olduğunu varsayalım. Buna göre (III.2.11) denklemleri

$$v_i = f(t) x_i \quad (\text{III.2.13})$$

ye indirgenmiş olacaktır. Bunun integrasyonunun da  $x_i^0$  ile  $t = t_0$  gibi belirli bir anda  $r$  yervektörünün bileşenlerinin haiz olacakları değerleri göstererek

$$\boxed{x_i = R(t) x_i^0} \quad (\text{III.2.14})$$

şeklinde olduğunu varsayalım. Buna göre  $f(t)$  ile  $R(t)$  arasında

$$f(t) = \dot{R}/R \quad (\text{III.2.15})$$

şeklinde bir bağıntı bulunması gerektiği ve ayrıca da  $R(t_0) = I$  olması gerektiği

kolaylıkla tesbit edilir. Buna binâen ve  $\sigma_{ik}$  ile  $\sigma_{ii} = 0$  olmak üzere  $V_{(ik)}$  nın köşegeni bileşenlerini göstererek, en genel hâl için,

$$V_{ik} = V_{(ik)} + V_{[ik]} = \frac{\dot{R}}{R} \delta_{ik} + \sigma_{ik} + \varepsilon_{ikl} \omega^l \quad (III.2.16)$$

yazabiliriz.

(III.2.13) ün eşyönlü bir genişlemeyi (ya da büzülme) yansıttığı âşikârdır. Bu model çerçevesi içinde Evrendeki akışkanın hız alanını yansıtan  $V_{ik}$  tansörünün (III.2.16) ile verilen açık ifâdesinde birinci terim Evrenin bu eşyönlü genişleme (ya da büzülmesine) tekaabül etmektedir.  $R(t)$  ye **ölçek çarpanı** adı verilir.  $f(t) = \dot{R}/R = H$  büyüklüğü de genişleme hızıdır. İkinci terim olan  $\sigma_{ik}$  Evrenin global bükülme (**distrosiyon**) hızını, ve nihâyet son terim de Evrenin rotasyon hızını temsil etmektedir.

Kısaca özetlersek yalnızca Kozmolojik İlkenin kabûlü,  $V_{ik}$  tansörü (III.2.16) ile verilmiş olmak üzere,

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \rho(t) \\ p &= p(t) \\ v_i &= V_{ik}(t) x_k \end{aligned} \right\} \quad (III.2.17)$$

olması gerektiği sonucuna sevk etmektedir.

(III.2.17) sonuçlarının elde edilmesiyle Evrendeki akışkanın hareketinin kinematik temellerinin incelenmesi de tamamlanmış olmaktadır.

## 2. EVRENİN DİNAMIĞI

Evrenin dinamiğini yalnızca eşyönlü hâl için, yâni hız alanının (III.2.13) uyarınca

$$\mathbf{v} = f(t) \mathbf{r} = \frac{\dot{R}}{R} \mathbf{r} \quad (III.2.18)$$

ifâdesiyle belirlendiği hâl için inceleyeceğiz. Bu incelemeyi yapabilmek için hareket noktamız, Evreni dolduran akışkan göz önüne alındığında: 1) süreklilik denkleminin geçerli olması; 2) akışkanın lineer momentumunun korunması; 3) birim kütle üzerine etkiyen gravitasyon kökenli  $\mathbf{K}$  kuvvetinin *POISSON* denklemini gerçeklemesi olacaktır. Bu hususlar denklemlere dökülürse, sırasıyla, elimizde

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (III.2.19)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{1}{\rho} \mathbf{grad} p - \mathbf{K} = 0 \quad (III.2.20)$$

$$4\pi G \rho = \Delta \Phi = \text{div}(\mathbf{grad} \Phi) = -\text{div} \mathbf{K} \quad (III.2.21)$$

denklemleri olur. (III.2.17) bağıntıları aracılığıyla (III.2.19) süreklilik denkleminde

$$\rho R^3 = \rho_0 R_0^3 = \text{sâbit} \quad (\text{III.2.22})$$

bulunur.

(III.2.17) ve (III.2.18) aracılığıyla (III.2.19) denklemi de

$$\frac{d\rho(t)}{dt} + 3\rho(t) \frac{\dot{R}}{R} = 0 \quad (\text{III.2.19}')$$

şekline girer.

(III.2.20) denklemi  $p = 0$  hâli için, bir taraftan  $\rho = \rho(t)$  diğer taraftan da  $\mathbf{v} = f(t) \cdot \mathbf{r}$  olması hasebiyle kolayca

$$\left[ \frac{df}{dt} + f^2 \right] \mathbf{r} = \mathbf{K} \quad (\text{III.2.23})$$

ifâdesine indirgenir. Bunun her iki yanının diverjansı alınır ve (III.2.21) POISSON denklemi de göz önünde tutulursa, neticede,

$$3 \left[ \frac{df}{dt} + f^2 \right] = -4\pi G \rho \quad (\text{III.2.24})$$

ve buradan da,  $f = \dot{R}/R$  olması dolayısıyla ve bir de (III.2.22) den ötürü,

$$\boxed{\frac{\ddot{R}}{R} + \frac{4\pi G \rho_0}{3} \frac{R_0^3}{R^3} = 0} \quad (\text{III.2.25})$$

diferansiyel denklemi elde edilir.

Kozmolojik İlkenin doğal sonucu olarak elde edilmiş olan bu ifâdede eğer  $R \equiv 1$  alınırsa yâni Evrenin statik, hareketsiz bir evren olması şartı koşulursa buradan Evrenin yoğunluğunun da sıfır olması gerektiği sonucu çıkar: *Kozmolojik ilke statik madde ile bağdaşmamaktadır.*

Öte yandan birim akışkan kütesine etkileyen gravitasyon kuvvetinin açık ifâdesi de (III.2.23) ve (III.2.24) ün karşılaştırılmasından hemen elde edilir, ve

$$\boxed{\mathbf{K} = -\frac{4\pi}{3} G \rho \mathbf{r}} \quad (\text{III.2.26})$$

dir.

Buraya kadar bu Evren modelinde hep NEWTON mekaniği çerçevesi içinde kalınmış olduğu gözden kaçmayacaktır. Ancak bu modelin, içindeki maddenin hareketsiz olacağı bir Evren ile bağdaşmadığını da görmüş bulunuyoruz. Acaba modelimizin temelindeki varsayımlardan en az birini değiştirmek sûretiyle modeli statik bir Evren (yâni  $\rho \neq 0$ ,  $R = R_0$ ) ile bağdaşabilecek bir şekle sokabilir miyiz? Şimdi bu konuya ve ayrıntılarına kısaca değinmek istiyoruz.

## 3. GENELLEŞTİRİLMİŞ NEWTONsal EVREN MODELİ

Yukarıda değinmiş olduğumuz problemin, ancak (III.2.25) denkleminin  $R = R_0$  için  $\rho \neq 0$  olmasını temin eden bir şekilde bürünmesi hâlinde tatminkâr bir çözümlü olacağı âşikârdır. Hâlbuki bu denklem bir yandan süreklilik denklemine, öte yandan da POISSON denklemine dayanmaktadır. Evreni dolduran akışkanın yoktan yaratılması ya da yokolmasını temel varsayım olarak kabul etmedikçe süreklilik denkleminde bir değişiklik yapma olanağı yoktur. Buna karşılık akışkanın noktaları arasındaki etkileşmenin biri evrensel bir çekim, diğeri ise evrensel bir itim alanının bileşkesi olarak ortaya çıktığını kabul edersek  $\Lambda$  ile bir sâbiti (**kozmojik sâbit'i**) göstererek POISSON denkleminin

$$\Delta\Phi = \text{div grad } \Phi = -\text{div } \mathbf{K} = 4\pi G\rho - \Lambda c^2 \quad (\text{III.2.27})$$

şeklinde genelleştirilmesi düşünülebilir. Buna göre  $\mathbf{K}$  gravitasyon kuvveti de

$$\mathbf{K} = -\frac{4\pi}{3} G\rho \mathbf{r} + \frac{c^2\Lambda}{3} \mathbf{r} \quad (\text{III.2.27}')$$

şeklinde olur. Kuvvetin bu ifâdesinin aracılığıyla  $R = R(t)$  nin gerçeklediği diferansiyel denklem olarak da

$$\frac{\ddot{R}}{R} + \frac{4\pi G\rho_0}{3} \frac{R_0^3}{R^3} - \frac{c^2\Lambda}{3} = 0 \quad (\text{III.2.28})$$

ifâdesi elde edilir. Bu denklemi  $2R\ddot{R}$  ile çarptıktan sonra integre etmek çok kolaydır. Böylece  $-c^2k$  ile integrasyon sâbitini göstererek

$$\dot{R}^2 - \frac{8\pi G\rho_0}{3} \frac{R_0^3}{R} - \frac{c^2\Lambda}{3} R^2 + c^2k = 0$$

ya da

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho_0}{3} \frac{R_0^3}{R} - c^2k + \frac{c^2\Lambda}{3} R^2 \quad (\text{III.2.29})$$

bulunur. Bunun her iki yanını  $3/c^2R^2$  ile çarpıp (III.2.22) yi de göz önünde tutarak

$$\frac{8\pi G}{c^2} \rho = \frac{3k}{R^2} + \frac{3\dot{R}^2}{c^2R^2} - \Lambda \quad (\text{III.2.30})$$

elde edilir ki yapısal bakımdan aynı denklem rölâivist kozmojik modellerin de temel denklemlerinden biri olarak VIII. Bölümde tekrar karşımıza çıkacaktır. (III.2.29) un genel çözümünü eliptik fonksiyonlar aracılığıyla ifâde etmek mümkün-

dür. Ancak bunu hiç integre etmeden de  $k$  ve  $\Delta$  nın çeşitli değerleri için nitel sonuçlar da elde edilebilir. Bu, bir alıştırmaya olarak okuyucuya bırakılmıştır.

#### 4. DOPPLER OLAYI

Gene klâsik *NEWTON* mekaniği çerçevesi içinde kalarak Evrenin eşyönlü genişlemesi modelini kabul edelim. Evrendeki akışkanı oluşturan galaksilerden her biri Arza göre  $v = (\dot{R}/R) \cdot r$  radyal hızıyla uzaklaşıyor görünümünü haiz olacaktır. Bu takdirde böyle bir galaksinin yaydığı ışık da, klâsik mekaniğe göre hızların bileşimi kuralı uyarınca,

$$\frac{dr}{dt} = v \pm c = \frac{\dot{R}}{R} r \pm c$$

radyal hızıyla yayılacaktır. Bu ifâde

$$R \frac{d}{dt} \left( \frac{r}{R} \right) = \pm c$$

şeklinde de yazılabilir. Bu ifâdenin integrasyonu

$$\frac{r(t_0)}{R(t_0)} - \frac{r(t_1)}{R(t_1)} = \pm c \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} \quad (\text{III.2.31})$$

verir. Konumu  $r(t_0) = 0$  ile belirlenen bir gözlemciye radyal uzaklığı  $r(t_1)$  olan bir ışık kaynağı için (III.2.31) ifâdesi

$$\frac{r(t_1)}{R(t_1)} = \pm c \int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} \quad (\text{III.2.32})$$

şeklini alır. Öte yandan (III.2.14) dolayısıyla  $r = R(t) r_0$  ve  $r_0 = \text{sâbit}$  olduğundan  $r(t_1)/R(t_1) = \text{sâbit}$  olacaktır, yâni (III.2.32) deki integral  $t_0$  a da,  $t_1$  e de bağlı değildir; şu hâlde peşpeşe  $t_1$  ve  $t_1 + \Delta t_1$  anlarında yayınlanan iki ışının sırasıyla  $t_0$  ve  $t_0 + \Delta t_0$  anlarında gözleendiğini varsayarsak

$$\int_{t_1}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t_1 + \Delta t_1}^{t_0 + \Delta t_0} \frac{dt}{R(t)}$$

ya da, kolaylıkla yapılacak bazı düzenlemelerden sonra,

$$\int_{t_0}^{t_0 + \Delta t_0} \frac{dt}{R(t)} = \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t_1} \frac{dt}{R(t)} \quad (\text{III.2.33})$$

bulunur.  $R = R(t)$  zamanla çok yavaş değişen bir fonksiyondur. Bu itibarla bunun  $\Delta t_0$  ya da  $\Delta t_1$  aralıklarındaki değişimi de rahatlıkla ihmâl edilebilir. Bu, göz önünde tutulduğunda (III.2.33) den

$$\frac{\Delta t_0}{\Delta t_1} = \frac{R(t_0)}{R(t_1)} \quad (\text{III.2.34})$$

olduğu sonucu elde edilir. Eğer neşredilen ışığın periyodu  $\Delta t_1$  ise ve  $\Delta t_0$  da aynı ışığın Arzdan gözlenen periyodu ise, ışığın hızının sâbit olmasından ötürü

$$\frac{\Delta t_0}{\Delta t_1} = \frac{c/v_0}{c/v_1} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} = \frac{\lambda_1 + \Delta\lambda_1}{\lambda_1} = 1 + \frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1} = 1 + z = \mathcal{Z}$$

olacağı yâni

$$\frac{R(t_0)}{R(t_1)} = 1 + z = \mathcal{Z} \quad (\text{III.2.35})$$

olduğu anlaşılır. Bu ifâde genişleme hâlindeki bir Evrende bütün frekansların sistematik bir biçimde kıvıla kaymalarına tekaabül etmektedir. Aslında bir *DOPPLER-FİZEAU* olayını yansıtan bu kıvıla kaymanın kozmolojik kökenli ve evrensel olduğunu vurgulamak üzere buna **kozmojik spektral kayma** adı da verilir.

### (III.3) OLBERS PARADOKSU

Eğer yıldızlararası absorpsiyon ihmâl edilirse  $r$  uzaklığındaki  $L$  mutlak parlaklığını haiz bir galaksinin görünen parlaklığı  $l = L/4\pi r^2$  dir. Eğer galaksilerin sayılarının yoğunluğunun Evrende sâbit olduğunu varsayar da buna  $\eta$  dersek bu takdirde  $r$  ile  $r + dr$  arasında kalan küresel kabuktaki galaksi sayısı  $4\pi\eta r^2 dr$  olur. Buna binâen bütün galaksilerin toplam ışımaya enerjisinin de, sonsuz ve ezeli bir Evren için

$$\rho = \int_0^{\infty} \left( \frac{L}{4\pi r^2} \right) 4\pi\eta r^2 dr = L\eta \int_0^{\infty} dr \rightarrow \infty \quad (\text{III.3.1})$$

olması yâni başka bir deyişle gecenin gündüz kadar parlak olması gerekecekti; hâlbuki gece, (III.3.1) sonucuna rağmen, hiç de gündüz gibi aydınlık değildir. Bu çelişkili durum *OLBERS paradoksu* diye bilinmektedir. *OLBERS* (1758-1840) bu çelişkiyi ortadan kaldırabilmek için uzayın ışığı absorplayıcı bir maddeyle dolu olduğunu kabul etmişti. Oysa böyle bir kabul, paradoksu halletmek için yeterli değildir. Çünkü sonsuz ve ezeli bir Evrende galaksilerin yayınladıkları enerjilerin galaksilerarası ortam tarafından absorplanmasıyla bu ortam ve galaksiler bir süre sonra termik denge hâlinde bulunmaya başlayacaklar ve ortam da ne kadar enerji absorpluyorsa gene o kadar enerji yayınlayacaktır.

Şimdi bu paradoksun klâsik çerçeve içinde kalınsa dahi, genişleyen bir Evren modelinde kolaylıkla halledilebilir olduğunu göstereceğiz. Bunun için, orijindeki bir gözlemciye olan uzaklığı,  $R = 1$  olduğu zaman  $r_0$  olmuş olan izotrop bir ışık

kaynağı, meselâ bir galaksi göz önüne alalım. Bunun  $t_1$  ânındaki parlaklığı  $L(t_1)$  olsun. Bunun, orijindeki gözlemci tarafından algılandığı  $t_0$  ânında ışık  $r_0 R(t_0) = r_1$  yarıçaplı bir küre üzerine eşyönlü bir biçimde dağılmış olacağından algılanan ışık bu sebeple  $1/4\pi r_0^2 R^2(t_0)$  oranında zayıflamış olacaktır. Ancak, bu kaynağın göndermiş olduğu fotonların enerjisi de, bunların frekanslarının kaynağın uzaklaşması nedeniyle  $R(t_1)/R(t_0)$  oranında azalması dolayısıyla, azalmış olacağından algılanan parlaklık orijinal parlaklığa nazaran bir de  $R(t_1)/R(t_0)$  oranında zayıflamış olacaktır. Öte yandan peşpeşe iki fotonun gözlemci tarafından algılandıklarında aralarındaki  $\Delta t_0$  zaman aralığı bunların kaynak tarafından neşredildiklerinde aralarındaki  $\Delta t_1$  zaman aralığından (III.2.34) e göre  $R(t_0)/R(t_1)$  misli daha büyük olduğundan gözlemciye erişen fotonların sayısı da  $R(t_1)/R(t_0)$  oranında daha az olacaktır. Buna göre, bu model çerçevesi içinde

$$I(t) = \frac{L(t_1)}{4\pi r_0^2 R^2(t_0)} \left( \frac{R(t_1)}{R(t_0)} \right)^2 = \frac{L(t_1) R^2(t_1)}{4\pi r_0^2 R^4(t_0)} \quad (\text{III.3.2})$$

olur.

Şimdi, ışığı,  $t_1 - dt_1$  ile  $t_1$  zamanları arasında yayınlanmış olup da Arzdaki gözlemciye  $t_0$  ânında erişen ve parlaklıkları da  $L$  ile  $L + dL$  arasında bulunan galaksilerin sayısının,  $\eta(t_1, L) dL$  ile  $t_1$  ânında parlaklıkları  $L$  ile  $L + dL$  arasında olan galaksilerin sayılarının yoğunluğunu göstermek üzere,

$$dN = 4\pi r_0^2 R^2(t_1) \eta(t_1, L) dt_1 dL$$

olduğuna dikkati çekelim. Buna göre galaksilerin yayınladıkları toplam enerji yoğunluğu da

$$\rho_T = \int \int I dN = \int_{-\infty}^{t_0} L(t_1) \left[ \frac{R(t_1)}{R(t_0)} \right]^4 dt_1 \quad (\text{III.3.3})$$

olur; burada

$$L(t_1) \equiv \int \eta(t_1, L) L(t_1) dL \quad (\text{III.3.4})$$

ile öz parlaklık yoğunluğu gösterilmiştir.

Kökeninde "büyük patlama" bulunan Evren modelleri için (III.3.3) ün alt limiti  $t_1 = 0$  olacağından  $\rho_T$  ister istemez sonlu olacaktır. Bu da bu tip bir model için OLBERS paradoksunun çözümü demektir. Bu itibarla geceleyin göğün aydınlık olmaması Evrenimizin "büyük patlama" kökenli, genişleyen bir Evren olmasına bir delil sayılabilir.



### (III.4) HUBBLE OLAYININ FARKLI YORUMLARI

*HUBBLE* olayının kökeninde âdi mânâda bir *DOPPLER-FİZEAU* olayı bulunmayıp da yalnızca görünümünün bunu böyle telkin ettiğini ve *HUBBLE* olayının aslında, bambaşka bir fiziksel olaya dayanmakta olduğunu savunan birçok farklı görüş bulunmaktadır. Eğer bu görüşlerden birisi doğru ise bu takdirde Evrenin genişlemesi, bilim adamlarının 50 yıldır peşinden koştukları bir aldatmacadan, bir illüzyondan başka bir şey değildir.

Uzak galaksilerden bize gelen ışıktaki kızıla kaymanın bir *DOPPLER-FİZEAU* olayını değil de, fotonların bize gelirken katettikleri uzaklıklar boyunca Evreni dolduran maddeyle etkileşmeleri sonucu enerjilerinden kaybetmiş olmalarını, yâni bir nevi **ihtiyarlamış** ya da **yorulmuş** olmalarını yansıttığını ifâde eden bu farklı görüşleri kısaca bu paragrafta incelemek istiyoruz.

#### A. *SHELTON* Teorisi [12]: Fotonun *COMPTON* Olayı Dolayısıyla İhtiyarlaması

*SHELTON*'a göre galaksilerin spektrum çizgilerinde görülen kızıla doğru sistematik kayma fotonların yıldızlararası ortamdaki serbest elektronlarla çarpışmasının yol açtığı *COMPTON* olayı sonucudur.

Ancak bu gibi çarpışmalar her ne kadar fotonun frekansında bir azalma hâsıl ederlerse de aynı zamanda fotonun yönünü de değiştirirler. Bu itibarla, eğer bu teori gerçeği yansıtmakta olsaydı en yakındaki galaksilerin bile optik görüntülerinin keskin ve net olacak yerde bulanık olması lâzım gelirdi. Ayrıca bu bulanıklığın galaksi ne kadar uzak ise o kadar büyük olması da gerekirdi. Ancak, teleskopların verdikleri galaksi görüntülerinin netliği bu teoriyi kesinlikle yalanlamaktadır.

#### B. *ZWİCKİ* Teorisi [13]: Fotonun Gravitasyon Etkileşmesiyle İhtiyarlaması

*ZWİCKİ*'ye göre ise  $h\nu$  enerjili bir fotona  $h\nu/c^2$  kütlesi tekaabül ettirilebileceğinden, bunun  $M$  kütleli bir gök cisminin yakınından geçerken bu cisme gravitasyon etkileşmesi sonucu enerji ve impuls intikaal ettirmesi beklenebilir. Katettiği bütün yol boyunca fotonun kaybedeceği toplam impuls miktarını hesaplamak üzere Evrendeki maddenin birbiçim bir  $\rho$  yoğunluğu uyarınca dağılmış olduğunu ve gravitasyon etkileşmesinin de sonlu  $c$  hızıyla yayıldığını varsayan *ZWİCKİ*, gecikmiş potansiyeller teorisi aracılığıyla, fotonun toplam impuls kaybının

$$\Delta \left( \frac{h\nu}{c} \right) = \frac{1,4 \pi G \rho D r}{c} \frac{h\nu}{c^2}$$

olması gerektiği sonucuna varmıştır. Burada  $G$  ile gravitasyon sâbiti;  $r$  ile fotonun katettiği radyal uzaklık;  $D$  ile de Evrende maddenin yaygın bulunduğu yerin yarıçapı, yâni bir nevi "Evrenin yarıçapı," gösterilmektedir.

Yukarıdaki bağıntıdan

$$\frac{\Delta v}{v} = 1,4 \pi G \rho \frac{Dr}{c^2} \quad (\text{III.4.1})$$

sonucu çıkar, ve bunu da gözlemlerle karşılaştırmak mümkündür. (III.4.1) formülünü,  $10^{-31} < \rho < 10^{-26} \text{ g/cm}^3$  kabul ederek,  $r = 1 \text{ Mcp}$  uzaklığından gelen ışığa uygular ve Evrenin boyutu olarak da  $D \approx 1000 \text{ Mpc}$  alırsak

$$3.10^{-7} < \frac{\Delta v}{v} < 3.10^{-2}$$

ya da "DOPPLER olayı" ifâdesi cinsinden

$$9.10^{-2} < v < 9.10^3 \text{ km/s/Mpc}$$

bulunur. Ancak kolaylıkla görüleceği üzere bu teoride HUBBLE sâbitinin değeri hem  $\rho$  ya ve hem de  $D$  ye sıkısıkıya bağlıdır, ve bu sebeple de bu teorinin HUBBLE sâbitini kesinlikle verdiği söylenemez.

ZWICKİ teorisinin temelinde fotonun gravitasyon alanlarıyla özel bir şekilde etkileşmesi yatmaktadır. Bu, her şeyden önce, başka bir yoldan deneysel olarak tahkik edilmiş olmayan ve sırf HUBBLE olayının kökeninin DOPPLER-FİZEAU olayı olmasına mâni olmak üzere amaca uygun vaz olunmuş bir varsayım görünümündedir. Bu itibarla da bir prensip petisyonuna (**savı kanıtsama**'ya), yâni *ispatlanması gereken öneriyi ispat için delil gösterme hatâsına düşmeden HUBBLE olayını ZWICKİ'nin varsaydığı biçimde, fotonların gravitasyon alanlarıyla etkileşmesine delil göstermek olanağı yoktur*. Bu itibarla bu teori epistemolojik yönden zayıf bir teoridir.

### C. BOGORODSKİ Teorisi [14-15]

Mâhiyeti itibâriyle ZWICKİ teorisini andıran fakat başka bir biçimde geliştirilmiş olan bir teori de BOGORODSKİ tarafından ileri sürülmüştür. Bu teoride uzak galaksilerden gelen ışığın frekansındaki azalma, fotonun gravitasyon alanlarıyla etkileşmesinde kendi yarattığı gravitasyon dalgalarıyla arasındaki self-indüksiyona atfedilmektedir. Buna göre fotonun hareketi yalnızca içinden geçtiği gravitasyon alanı tarafından etkilenmekle kalmaz, fakat bir de kendi yarattığı gravitasyon alanının da etkisinde kalır. BOGORODSKİ bu şemayı Genel Rölâtivite Teorisi çerçevesi içinde geliştirmiştir. Ancak bu teorinin sonuçları GRT'ye göre fotonun hareketinin tasviri şemasıyla birçok noktada bağdaşamamaktadır.

### D. FİNLAY-FREUNDLİCH Teorisi [16]

Bu teori şiddetli bir ışımaya alanından geçen bir ışığın, nasıl olduğu açıkça belirtilmeyen bir foton-foton etkileşmesi sonucu frekansının

$$\frac{\Delta v}{v} = - A T^4 d \quad (III.4.2)$$

şeklinde bir formül uyarınca azalacağını varsaymağa dayanmaktadır. Burada  $T$  ile ışınma alanının etkin sıcaklığı,  $d$  ile ışığın ışınma alanında katettiği uzaklık gösterilmektedir.  $A$  ise değeri saptanacak bir sâbittir. (III.4.2) formülünü Güneşe uygulayarak  $A$  için

$$A = 2.10^{-29} \text{ derece}^{-4} . \text{cm}^{-1}$$

değeri elde edilir. Bu formüle yol açan foton-foton etkileşmesi mekanizmasının nasıl olması gerektiğini inceleyen *M.BORN* [17] ve *D.ter HAAR*'ın [18] araştırmaları hiç bir bilinen olayın (III.4.2) formülüne yol açmasının mümkün olmadığını ortaya koymuştur. Ayrıca *W.H. Mc CREA*, eğer *FİNLAY-FREUNDLİCH* formülü doğruysa bunun, örtülmeli çift yıldızlarda örtülme esnâsında gözlenmesi gereken önemli olaylara yol açması gerektiğini ve meselâ  $B$  spektral sınıfına dâhil bir yıldız göz önüne alındığında buna yalnız başına uygulanan (III.4.2) formülünün verdiği sonuçun  $10 \text{ km/s}$  lik bir *DOPPLER* olayı gibi gözükmesine karşılık eğer bu yıldız örtülmeli bir çift yıldız sisteminin bir ferdi ise örtülme esnâsında  $3.10^5 \text{ km/s}$  lik (!?) bir kayma gözlenmesi gerekeceğini ve tabii böyle bir kaymanın da hiç gözlenmemiş olduğuna işaret etmiştir [19].

Kezâ, *FİNLAY-FREUNDLİCH* teorisinin Galaksiye uygulanması sonucu Galaksinin radyo dalgaları emisyonunun gözlenenden 100 misli daha şiddetli olması gerektiği bulunmuştur ki bu da bu teorinin bir başka sakat vechesidir.

Bu teori daha sonra yeniden ilgi uyandırmış ve bir takım lâboratuvar deneylerine de yol açmış ise de bunlardan da kesin ve teoriyi destekler mâhiyette bir sonuç alınamamıştır [20-23].

#### E. LOUIS de BROGLİE Teorisi [24-25]

Kuantum mekaniğinin Paris Okulu yorumuna göre, her maddî temel tânecik gibi foton da, lineer bir denklem olan *SCHRÖDİNGER* denkleminin çözümü olan bir  $v$  dalgasını taban olarak kabul eden ve lineer olmayan bir diferansiyel denklemi gerçekleyen bir  $u$  dalgasının ihtivâ ettiği çok küçük bir tekil bölgeyle temsil edilmektedir. Bu "tekil bölge"  $v$  dalgasının içinde ve daima  $v$  ile aynı fazda olacak şekilde ilerler. Bu bakımdan  $v$  dalgası tâneciğin hareketini, bir bakıma, kılavuzlayan bir dalgadır. Tâneciğin  $\mathbf{V}$  hızıyla,  $v$  dalgasının  $\phi$  fazı arasında da,  $m$  ile tâneciğin kütesini göstererek

$$\mathbf{V} = - \frac{1}{m} \text{ grad } \phi$$

şeklinde "kılavuzlama formülü" denilen bir bağıntı bulunur.

İşte bu şema çerçevesi içinde *L. de BROGLİE*, uzak galaksilerden gelen bir fotonun  $\nu$  dalgasında galaksilerarası ortamın absorpsiyonu dolayısıyla bir zayıflama husûle geldiğini ve fotonun  $\nu$  dalgasıyla kendisi arasındaki enerji dengesini korumak ve  $\nu$  dalgasını "canlandırmak" için enerjisinden bir kısmını ânî ve lineer olmayan bir geçişle  $\nu$  dalgasına intikal ettireceğini varsaymaktadır. Fotonun kendini çevreleyen bu  $\nu$  dalgasına, katettiği yol boyunca enerji intikaal ettirmesi, işte, "ışığın ihtiyarlaması" olayının fiziksel mekanizmasını teşkil edecektir. Bundan önceki teorilerin nisbeten keyfî yorumlarına karşılık, fotonun enerjisinin bu türlü azalması ışığın temel bir özelliği olacaktır.

Bu teori fotonun frekansı için,  $d$  ile katettiği uzaklığı göstererek,

$$\nu = \nu_0 e^{-kd}$$

şeklinde bir bağıntı vermektedir. Buna göre kızıla kayma için

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = e^{-kd} - 1 \sim -kd + \frac{k^2 d^2}{2} + O^3(kd) \quad (III.4.3)$$

yazılabilir. Nisbeten küçük uzaklıklar söz konusu olduğunda

$$k = \frac{H_0}{c} = \frac{55}{3.10^5} \cong 17.10^{-5} \text{ Mpc}^{-1}$$

vaz ederek *HUBBLE-HUMASON* bağıntısı elde edilir. Eğer çok uzak galaksilerin uzaklıklarını başka bir yöntemle kesinlikle ölçebilmek mümkün olsaydı (III.4.3) formülünün geçerliliği ikinci mertebeden terimleri de göz önüne alarak kontrol edilebilir ve *L. de BROGLİE* teorisinin geçerliliği hakkında kesin bir kanaat elde edilebilirdi.

#### F. PECKER-VİGİER Teorisi [26-28]

Bu teori de büyük uzaklıklar kateden ışığın bir nevi yorulması fikrine dayanmaktadır. Ancak bu teori ışığın yorulmasını fenomenolojik bir biçimde değil de temel bir biçimde ele almakta; ve bu yorulmanın nedenini bütün Evreni doldurdukları varsayılan, fakat varlıkları hakkında şimdiye kadar hiç bir deneysel kanıt bulunamamış olan, skalerimsi nötr bir leptonik bozon olan  $\phi$  tâneçikleri üzerinde, yolları boyunca fotonların mâruz kaldıkları elâstik olmayan çarpışmalar sonucu enerjilerinin bir kısmının bu  $\phi$  bozonlarına geçmesi dolayısıyla frekanslarının azalmasına bağlamaktadırlar.

$\phi$  bozonlarıyla fotonların inelâstik çarpışması sonucu fotonların yollarından çok sapıp da uzak gök cisimlerinin noktasal görünüşlerinin bozulmasına mâni olmak için müellifler  $\phi$  bozonunun  $10^{-49}$  gramdan daha düşük kütleli olması gerektiğini kabul etmişlerdir.  $\phi$  nin kütlesi için kabul edilen bu değer yaklaşık  $5.10^7$  Mpc

lik bir uzaklığa kadar gök cisimlerinin görüntülerinin noktasal olmalarını rahatlıkla sağlayacak mertebededir. Uzaklığı bu değerden daha büyük olan gök cisimleri tamâmen bulanık bir görüntü vereceklerdir. Kezâ,  $\varphi$  bozonlarının yüksüz oluşu kuvantum elektrodinamiği bakımından çıkabilecek güçlükleri de peşinen bertaraf etmektedir.

Teori,  $\varphi$  bozonlarının çeşitli kaynakların doğurdukları ışıma alanıyla termodinamik denge hâlinde bulunacaklarını da öngörmektedir. Buna göre ışımanın şiddetli olduğu bölgelerde yâni madde ve enerjinin daha yoğun olduğu bölgelerde, meselâ büyük galaksi kümeleri içinde,  $\gamma$ - $\varphi$  etkileşmesi yoğunluğunun da artması ve bu bölgelerden gelen ışığın daha yorgun, yâni kızıla daha çok kaymış görünmesi gerekecektir. Bu itibarla aynı uzaklıkta bulunan, fakat ışıma alanlarının şiddetleri farklı, iki galaksi için  $\Delta\lambda/\lambda$  kızıla kayma miktarları farklı olabilecektir. Buna binâen, meselâ büyük bir galaksi kümesinin içine tekaabül eden *HUBBLE* sâbitinin değerinin, Evrende madde ve enerjinin daha az yoğun olduğu bölgelere tekaabül eden *HUBBLE* sâbiti değerinden daha büyük olması gereklidir. Müellifler bu yoldan, *HUBBLE* kaanûnunda gözlenmiş olan yerel anormalliklerin doğal bir açıklamaya kavuşacağını savunmuşlar ve özellikle *STEPHEN beşlisi* diye bilinen, aynı uzaklığı haiz olduklarına hükmedilmiş olan ve beş galaksili bir küme görüntüsü veren topluluktaki *NGC 7319* numaralı galaksinin topluluğunun diğer fertlerine nazaran haiz olduğu anormal yüksek kızıla kayma miktarını da bu olaya dayanarak açıklamış ve bunu teorilerinin bir teyidi olarak göstermişlerdir. Ancak daha sonra *G.S.SHOSTAK* tarafından yapılan ölçmeler ilk değerlendirmelerin aksine *NGC 7319* un kümenin diğer fertlerine fiziksel olarak bağlı olmadığını ve bunlardan *30 Mpc* daha uzakta olduğunu ortaya koymuştur [29]. *PECKER-VIGIER* teorisi, aynı zamanda, galaksi kümeleri içinde *HUBBLE* sâbitinin değerinin kümelerin dışındaki *HUBBLE* sâbiti değerinden daha büyük olduğu olgusunun [30] yalnızca bu teoriye has bir özellik ve avantaj olduğunu savunmaktadır. Oysa aynı sonuca, homogen olmayan bir evren modeli seçerek Genel Rölâtivite Teorisi çerçevesi içinde de erişmenin mümkün olduğu *MAVRİDÈS* tarafından gösterilmiştir [31].

Bu teori Evrendeki  $2,7^{\circ}\text{K}$  lik kalıntı kara cisim ışımasına da [bk. § (IV.5)] yerel bir mâhiyet atfetmekte ve bunun, civarımızda  $\gamma$  fotonları ile  $\varphi$  bozonları ve belki de nötrinolar arasındaki termodinamik dengeden ileri geldiğini savunmaktadır. *G.GAMOW*'un teorisine göre "büyük patlama" modelinin kanıtı olabilecek evrensel bir olay gibi gözükken bu ışıma yerel bir karakter atfetmekle *PECKER-VIGIER* teorisi, aynı zamanda, Evrene hem zaman ve hem de uzay içinde sonsuzluk tanıyabilen **durağan** bir model tekaabül ettirmiş olmaktadır.

Bu teorinin en ilginç yanlarından biri de müelliflerinin, *HUBBLE* kaanûnunu ille de *DOPPLER* olayına bağlamamak için yaptıkları bütün bu varsayımları tutarlı bir matematik şema içine sığdırabilmek için ışıma alanının termodinamiği hakkında da yepyeni bir varsayım yapmak gereğini hissetmiş ve ışıma alanının toplam radyasyon

yoğunluğunun (*STEFAN-BOLTZMANN* kaanûnuna uygun olarak)  $T^4$  ile değil de  $T^3$  ile orantılı olduğunu kabul etmek zorunda kalmış olmalarıdır.

Çoğu bilfiil gerçekleşmemiş bir sürü varsayıma dayanarak Evrenin genişlediğini açıklamaya çalışan bu teori, ihtivâ ettiği epistemolojik mahzurlar dolayısıyla zayıf ve hayli spekülâtif bir zihni idmandan öteye gidememiş görünmektedir.

#### G. HOYLE-NARLIKAR Teorisi [32-33]

Bu müellifler de galaksilerin spektrumlarındaki çizgilerin kızıla kaymalarının kökeninde bir *DOPPLER* olayının varlığını reddederek bunları bir tâneçiğin kütesinin zamanla değişebileceği varsayımına bağlamaktadırlar. Bu teoriye göre bir tâneçiğin kütlesi, *MACH* ilkesine uygun biçimde Evrendeki bütün kütlelerin oluşturdukları bir alanla orantılı olmakta ve uzayın bir noktasından diğer bir noktasına değişebilmektedir. Kabul edilen bu şartlar, sonunda, bir cismin kütesinin zamanla değişmesi gerektiği sonucunu da vermektedir. Bu teori de *HUBBLE* kaanûnunda gözlemlendiği ileri sürülen yerel anizotropileri yerel kütle alanının değişimine bağlamakta ve **yıldızimsı nesnelere** [bk. §(IV.7)] gözlenen olağanüstü kızıla kayma miktarlarını da bu gök cisimlerindeki elektronların kütlelerinin Arzdakilerinden farklı olduklarını savunarak açıklamaya çalışmaktadır.

#### H. KISSADAN HİSSE

*HUBBLE* kaanûnunun kökeninde *DOPPLER* olayı bulunmayıp da başka bir fiziksel olay bulunduğu dair, yukarıda kısaca değinmiş olduğumuz karşıt teoriler Evrenin genişliyor görünmesinin başka yollardan da açıklanabileceğine, Evrenin bize sunduğu çığ görüntünün ardında bambaşka bir gerçeğin yatabileceğine dikkati çekmiş ve bunun mümkünliğini ortaya koymuş olmaları bakımından ilgi çekicidirler. Ancak bunların bir kısmının *DOPPLER* olayı görüntüsünün yerine koymak istedikleri olayın içeriğini açıklamayı başaramadan yalnızca fenomenolojik bir tasviriyile yetinmiş olmaları; diğer bir kısmında ise daha temel bir fiziksel olayın aynı görüntüyü vermesini sağlamak için, tâbî oldukları şartların temelindeki olayların lâboratuvarda hiç gözlenmemiş ve sırf bu iş için amaca uygun bir biçimde düşünüp uydurulmuş olması, bu karşıt teorilere hayli spekülâtif bir içerik kazandırmaktadır.

Sonuç şudur ki gözlemsel kozmolojinin bugünkü ölçüm ve gözlem olanakları içinde doğrudan doğruya gözlem ve ölçümler aracılığıyla, galaksilerin bizden uzaklaşmakta oldukları görünümüne dayanak olan temel fiziksel olayın içeriğini kesinlikle açıklayabilecek şekilde, aslında, ontolojik hiç bir kesin kriter elimizde mevcûd değildir. Elimizdeki bütün kriterler epistemolojiktir. Bu itibarla Evrenin genişlemesi gibi gözükten olayın ardındaki gerçek fiziksel olayın (aksi, kesinlikle ortaya konuluncaya kadar), sırf uygun ve basit bir çalışma varsayımı oluş-

turduğu ve Genel Rölâtivite Teorisi çerçevesi içinde de doğal bir yeri olduğu gerekçesiyle, DOPPLER olayı olduğunu kabul edeceğiz. [bk. kezâ (34)]

## ALİŞTIRMALAR ve PROBLEMLER

### III.1. Cisimler arasındaki etkileşmenin

$$\mathbf{K} = -\frac{4\pi}{3} G \rho(t) \mathbf{r} + \frac{c^2 \Lambda}{3} \mathbf{r}$$

şeklinde bir evrensel çekim ile bir de evrensel itimden oluştuğunu kabul ederek geliştirilen klâsik çerçeveli eşyönlü Evren modelinde  $R(t)$  ölçek çarpanının gerçeklediği

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi}{3} \frac{G\rho(t_0)R_0^3}{R} - c^2 k + \frac{c^2 \Lambda}{3} R^2$$

diferansiyel denkleminin çözümlerini  $k$  ve  $\Lambda$  nın mümkün bütün negatif, sıfır ve pozitif değer takımları için nitel olarak inceleyiniz.

### III.2. Cisimler arasındaki etkileşmenin gene

$$\mathbf{K} = -\frac{4\pi}{3} G \rho(t) \mathbf{r} + \frac{c^2 \Lambda}{3} \mathbf{r}$$

şeklinde olduğunu kabul ederek,  $R = 1$  ve  $\sigma_{ik} = 0$  (distorsiyonsuz Evren) için geliştirilen ve Evrendeki akışkanın bir rotasyon hareketi yaptığını öngören bir Evren modelinde akışkanın açısal hızı ile  $\Lambda$  ve  $\rho$  arasındaki bağıntıyı tesis ediniz.

III.3. Cisimler arasındaki etkileşme gene bir önceki problemdeki gibi olmak üzere, distorsiyonsuz fakat genişlemeli ve rotasyonlu Evren modelinde  $R = R(t)$  ölçek çarpanının gerçekleşmesi gereken diferansiyel denklemi tesis ediniz.

III.4. Ezeldenberi hep aynı görünümü haiz olarak mevcûd olageldiği varsayılan (yâni **mükemmel kozmolojik ilke**'ye uyan) Evren modelinde *OLBERS* paradok-sundan kurtulabilmek için galaksilerin yayınladıkları toplam enerji yoğunluğunu veren integralin integrali ne gibi bir şartı gerçeklemedir?

## REFERANSLAR

- [1] G.C. Mc VITTIE, General Relativity and Cosmology; Chapman and Hall, London; 2. baskı; s. 165, (1965).
- [2] A.R. SANDAGE, G.A. TAMMANN, E.HARDY, *Ap.J.*, **172**, 253, (1972).
- [3] G.A.TAMMANN, "The HUBBLE constant and the deceleration parameter," Confrontation of Cosmological Theories With Observational Data, International Astronomical Union Symposium No. 63, s. 47-57; D.Reidel Publ. Comp., (1974).

- 
- [4] G.LEMAÎTRE, *Revue des Questions Scientifiques*, s. 391, (1931).
- [5] G.LEMAÎTRE, *L'Hypothèse de l'Atome Primitif*; Ed. Griffon, Neuchâtel, (1946).
- [6] H.BONDÍ, *Cosmology*, 2d edition, Bölüm: IX, s. 75-89; Cambridge University Press, (1968).
- [7] S.MAVRİDÈS, *L'Univers Relativiste*, Bölüm: IX, s. 217-231; Masson et Cie., Paris, (1973).
- [8] E.A.MİLNE, *Quart. J. Math., Ser. 5*, **64**, (1934).
- [9] W.H.Mc CREA, E.A.MİLNE, *Quart. J. Math., Ser. 5*, **73**, (1934).
- [10] O.HECKMANN, *Theorien der Kosmologie*; berichtiger Nachdruck, Erster Teil, s. 2-31; Springer Verlag, Berling-Heidelberg-New York, (1968).
- [11] J.D. NORTH, *The Measure of the Universe*, s. 176-185; Oxford University Press, London, (1965).
- [12] SHELTON, *Obs.*, **74**, 159, (1954).
- [13] F.ZWÍCKÍ, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **15**, 773, (1929).
- [14] A. Th. BOGORODSKÍ, "*Poulkovo*" *Obs. Cir.*, No. 29, (1940).
- [15] S. MAVRİDÈS, *L'Univers Relativiste*, s. 239-242; Masson et Cie., Paris, (1973).
- [16] FİNLAY-FREUNDLICH, *Phil. Mag.*, **45**, 303, (1954).
- [17] M. BORN, *Proc. Phys. Soc.*, **67A**, 193, (1954).
- [18] D. ter HAAR, *Phil. Mag.* **45**, 320, (1954).
- [19] W.H. Mc CREA, *Phil. Mag.* **45**, 1010, (1954).
- [20] M.A. MELVİN, *Phys. Rev.*, **98**, 884, (1955).
- [21] A.WARD, *Nature*, **192**, 858, (1961).
- [22] R. WEİSS, L.GRODZİNS, *Phys. Rev. Letters*, **1**, 342, (1962).
- [23] R. A. ALPHER, *Nature*, **196**, 367, (1962).
- [24] L. de BROGLİE, *Cahiers de Physique*, No. 147, 429, (1962).
- [25] L. de BROGLİE, *C.R.Acad. Sci. Paris*, **263**, 589, (1966).
- [26] J.C. PECKER, ROBERTS, J.P.VİGİER, *Nature*, **237**, 227, (1972).
- [27] M. MOLES, J.P.VİGİER, *Astron. and Astrophys.* (1976).
- [28] L. NOTTALE, J.C.PECKER, J.P.VİGİER, W.YOURGRAU, *La Recherche*, No. 68, s. 529-540, (1976).
- [29] G.S. SHOSTAK, *Ap. J.*, **187**, 19, (1974).
- [30] J.C. PECKER, Collège de France'daki 1975 akademik yılı dersleri.
- [31] S.MAVRİDÈS, *M.N.R.A.S.*, **177**, 709-716, (1976).
- [32] F. HOYLE, J.V.NARLİKAR, *Nature*, **233**, 41, (1971).



- [33] F.HOYLE, J.V. NARLIKAR, Action at a Distance in Physics and Cosmology; W.H.Freeman and Comp., San Francisco, (1974).
- [34] E.M.BURBRIDGE, "Optical Observations Relevant to Cosmology; HUBBLE Diagram", in General Relativity and Cosmology, (ed. R.K. SACHS); Academic Press, New York, (1971).
- N.B. Ayrīca bk.: 1) G.B.FIELD, H. ARP, J.N.BACHALL: The Redshift Controversy; W.A.Benjamin, (1974).; 2) Décalage Vers le Rouge et L'expansion de l'Univers-L'évolution des Galaxies et ses Implications Cosmologiques; Editions du CNRS, Paris, (1977).
-

## IV. BÖLÜM

# OPTİK DIŞI ASTRONOMİNİN VERİLERİ

Zannitme kim tesâdüfün âsârı, hâdisât!  
Bir sırr-ı pür nizâm ile câri olur hayât!  
*Enis Behiç Koryürek (1891-1949):*  
"Vâridât-ı SÜLEYMAN".

### (IV.1) RADYOASTRONOMİ

Radyoastronomi, gök cisimlerinin yayınladıkları elektromagnetik dalgalar-dan radyo dalgaları denilen sınıfa dâhil olup da dalgaboyları birkaç milimetreden 15 metreye kadar olabilen dalgaların deteksiyonları ve yorumlanmalarını konu alan bir bilim dalıdır. Bu sınırlılık, Arz atmosferinin bu aralıktaki dalgalara saydam oluşu ile belirlenmektedir. Atmosferin **optik penceresinin** yalnızca  $0,4 \mu$  ile  $0,8 \mu$  arasında olduğu düşünülecek olursa bu **radyo penceresinin** çok daha fazla bilgi derlemek husûsunda daha verimli olacağı âşikârdır. Arz atmosferinin radyo penceresinin alt sınırını atmosferdeki oksijen ve su buharı moleküllerinin elektro-magnetik dalgaları absorplamaları, üst sınırını da gelen dalgalardan 15 m den büyük dalgaboylarını haiz olanların iyonosfer tabakası tarafından yansıtılması belirlemektedir. Bu bakımdan sonda balonları ya da yapay uydularla atmosferin bu perdeleyici etkisinden kurtulmak mümkün olduğu vakit çok kısa ya da çok uzun dalgaboylarını da detekte etmek ve yorumlamak olanağı doğmaktadır. Bu anlamda ayrıca bir X-ışınları astronomisinden veyâ bir  $\gamma$ -ışınları astronomisinden ilh... bahsetmek mümkündür.

Aslında radyoastronominin, içeriği bakımından, klâsik optik astronomiden farklı olduğu söylenemez; her iki dalda da amaç, gök cisimlerinin yayınladıkları fotonları toplamak, incelemek ve etkilerini yorumlamaktır. Ancak bunu gerçekleştirmek için kullanılan araçlar ve uygulanan teknolojiler farklıdır.

Radyoastronominin klâsik optik astronomiye nazaran bir üstünlüğü radyo dalgalarının, yıldızlararası ortamdaki ışık fotonlarını absorplayabilen tozlardan etkilenmeden yayılabilmeleri özelliğidir. Bu itibarla, meselâ Galaksi düzleminin optik yolla ancak 3000 pc uzaklığa kadar taranabilmesine karşılık aynı düzlemi radyoastronomik araç ve yöntemlerle 30 000 pc uzaklığına kadar tarayabilmek olanağı Galaksimizin yapısının iyice belirlenebilmesini temin etmiştir. Aslında Arz

dışı ilk radyo kaynağı olarak saptanan da, 1932 da, Galaksimiz olmuştur. Gögün ilk ayrıntılı radyo yayını haritaları 1944 de GROTE REBER tarafından yayınlanmıŐtır. Bu haritalarda Galaksinin merkezi doğrultusundan kuvvetli bir radyo yayını gelmekte olduğu görölmektedir. REBER GüneŐten gelen bir radyo yayınına da kaydetmeği baŐarmıŐtır. Bunun üzerine İngiltere, Avusturalya ve Hollanda'da oluşan radyoastronomi araştırma grupları gitgide mükemmelleŐen araçlarla göğu taramağa baŐlamıŐlardır. İlk noktasal radyokaynağı 1946 da Kuğu Burcunda tesbit edilerek bunun çapı radyoastronomik yöntemlerle 1948 de ölçölmüŐ; 1951 de de nötr hidrojenin 21 cm lik emisyon çizgisi detekte edilmiştir. Bugün radyoastronomların saptamış oldukları binlerce kuvvetli radyokaynağı bilinmektedir. Ayrıca yıldızların çoğunun da radyodalgaları yayınladıkları saptanmıştır. Güneşin, gezegenlerin, bazı yıldızların ve galaksilerin radyo yayınları sürekli gözlem ve araştırma konularıdır. Gök cisimlerinin radyoastronomi yöntemleriyle incelenmesi, bunların yalnızca optik astronominin verdiği görüntülerini tamamlamakla (ve meselâ başka yöntemlerle saptanmış olduğu gibi Galaksimizin helezonî yapısını vurgulamakla) kalmamıŐ, optik astronominin varlığından dahi haberi olmadığı **yıldızimsı nesnelere, atar-yıldızlar** gibi gök cisimlerinin varlığını da ortaya çıkarmıştır. Ve nihâyet Kozmoloji için olağanüstü önemi haiz olan, Evrenin 2,7 °K e tekaaböl eden evrensel kara cisim ıŐması da gene radyoastronomi sâyesinde gözlenebilmiştir.

Gök cisimlerinin radyo yayınları da tıpkı optikteki gibi belirli bir spektrumu haizdir. Bu spektrum sürekli olabildiği gibi spektroskopik çizgiler de ihtivâ edebilir. Radyoastronominin ilk spektrum çizgisi 1945 de teorik olarak öngörölmüŐ ve 1951 de de bilfiil gözlenmiş olan, nötr hidrojen atomunun farklı iki enerji hâli arasındaki geçiŐe tekaaböl eden 21 cm lik çizgisi olmuştur. Hidrojenin Evrende en çok bulunan element olması dolayısıyla bu 21 cm lik çizginin deteksiyonu gerek Galaksimizin gerekse diğer galaksilerin incelenmesinde güçlü bir inceleme olanağı dođurmuŐtur.

1965 den itibâren özellikle iyonlaşmış hidrojene bağlı daha birkaç çizginin varlığı da saptandığı gibi yıldızlararası ortamda daha girift moleküllerin neŐrettikleri çizgilerin varlığı da ortaya konmuş bulunmaktadır. Bu arada 1963 de ilk defa gözlenmiş olan OH radikalının 18 cm lik çizgisini zikredebiliriz. Bu tarihten günümüze kadar ise çok daha girift ve hattâ organik moleküllerin dahi yıldızlararası uzayda var oldukları, yayınladıkları radyo dalgaboyu aralığındaki emisyon çizgileriyle tesbit edilmiştir.

Gögün radyo dalgaları bakımından faaliyetinin biri anizotrop diğer i se eşyönlü olmak üzere iki bileşeni vardır. Anizotrop bileşen daha çok Galaksimiz düzlemindeki magnetik alanlarda dolanan çok yüksek hızlı elektronların yayınladıkları ve adına **senkrotron yayını** denen elektromagnetik dalgalardan ileri gelmektedir. EŞyönlü bileşen ise Galaksi dışı kökenli olup bu da termik bir mekanizmadan ileri gelmemektedir.

Evrendeki tüm radyo yayını üç ayrı türde mekanizma aracılığıyla vukuu bulmaktadır. Bunlar : 1) kara cismin termik ışımaya mekanizması, 2) iyonlaşmış gazın termik ışımaya mekanizması, ve 3) senkrotron ışımaya mekanizmasıdır. İlk iki ışımaya mekanizmasının **termik** diye nitelendirilmesi, ışıyan enerjinin, elektronların termik çalkantı enerjilerinin ışımaya enerjisine dönüşmüş hâli olmasından ötürüdür. Üçüncü tür mekanizmada ise rölâivist hızlardaki elektronların magnetik alanlarda hızlandırılmasının doğurduğu ışımaya söz konusu olduğundan buna **termik olmayan mekanizma** adı da verilir.

#### (IV.2) RADYOGALAKSİLER

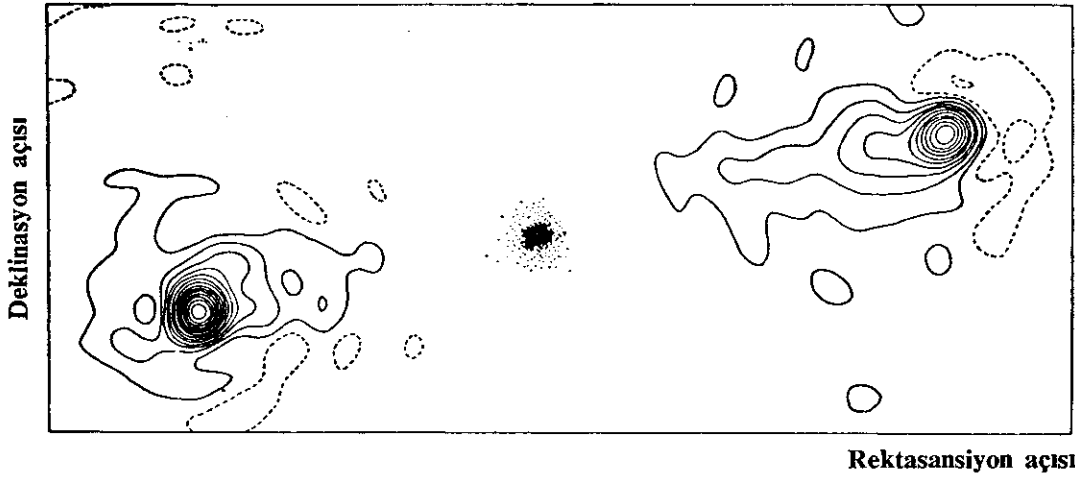
**Radyokaynak** diye, genellikle, sürekli yâni çok geniş bir frekans aralığı içinde radyo dalgaları neşreden gök cisimlerine denir. 1951 de yalnızca 100 kadar radyokaynak bilinirken 1970 de bunlardan 20 000 kadarı kataloglanmış olup çoğu da Galaksi-dışı radyokaynaklardır. Bu sonuncular da iki sınıfa ayrılmaktadırlar: 1) optik yolla gözlenebilen galaksilere tekaabül edenler, ve 2) çok uzaktaki **yıldızimsı nesnelere**. Hâlen Galaksi-dışı radyokaynaklardan ancak 300-400 kadarının optik yolla gözlenebilen galaksilerle özdeşlikleri saptanabilmiştir. Galaksilerle optik özdeşlikleri saptanmış olan radyokaynakları da iki sınıfa ayırmak mümkündür. Bunlardan birincisi **normal galaksiler** denilen sınıftır ki bunların ışımaya güçleri radyo dalgaları bölgesinde  $10^{24} - 10^{26}$  Mw, optik bölgede de  $10^{31}$  Mw mertebindedir. **Andromeda** bu tür galaksileri en iyi temsil eden bir örnektir. Diğer sınıf ise **radyogalaksilerden** oluşur. Bunların ışımaya güçlerinin optik bölgede normal galaksilerininkine kadar olmasına karşılık, radyo dalgaları bölgesinde bu güç  $10^{34}$  Mw mertebesinde yâni normal galaksilerin radyo dalgaları bölgesindeki ışımaya gücünden on milyar misli daha fazla olabilmektedir. Böyle bir radyogalaksinin en iyi temsilcisi olarak da **Cygnus A** gösterilebilir.

Radyogalaksiler genellikle iki ayrı radyokaynaktan oluşmuş bir sistem olarak karşımıza çıkmaktadırlar. Şekil : IV.1 de **Cygnus A** nın civârındaki radyo dalgaları yayın alanlarının şiddet eğrilerinin bir haritası ile optik görüntüsünün fotoğrafını üstüste konmuş olarak görmektesiniz. Bu galaksinin radyo bileşenleri 85'' lik bir açıklıkla optik galaksinin iki yanında simetrik bir biçimde yer almış görülmektedirler. Bu açıklık yaklaşık olarak 60 kpc lik bir uzaklığa tekaabül etmektedir. Bazı radyogalaksilerde ise bu gibi radyobileşenlerin bir **galaksi kümesinin** boyutları kadar olağanüstü büyük yaygınlığa sâhip oldukları saptanmıştır.

**Cygnus A** nın, önceleri, çarpışan iki galaksiden oluştuğu ve yayınladığı radyo dalgalarının ışımaya gücünün de çarpışan iki galaksinin kinetik enerjilerinden ileri gelmekte olduğu düşünülmüştü. Fakat bu tür bir açıklamanın ortaya çıkan ışımaya enerjisini açıklamada yeterli olamayacağına saptanması üzerine bugün radyogalaksilerin, daha ziyâde, optik galaksidede vukuu bulan olağanüstü bir patlama sonucu

aksi yönlere fırlatılmış iyonlaşmış gazlardan ve rölativist hızları haiz tâneceklerden oluşan iki uzantıdan teőekköl edebileceği düşüncesi ağırlık kazanmaktadır.

Radyogalaksilerin hepsi de yalnızca iki radyobileőeni haiz olmayabilmektedir. Nitekim meselâ 3C 465 sayılı radyokaynağının 1407 MHz de çizilmiő radyo hari-sının da ortaya koymuş olduğu gibi [1] bunlar birden fazla ya da peşpeşe patlama-ların oluşturdıkları çok radyobileőenli bir yapıya da sâhip olabilmektedirler.



Şekil : IV.1 — Cygnus A optik galaksisi ile radyobileőenlerinin şiddetlerinin haritası.

Çekirdeklerinden olağanüstü miktarda madde fıőkırtan galaksilere bir başka misâl de **Üçüncü CAMBRIDGE Kataloğu** diye anılan listede 3C 231 sıra numarası ile gösterilen, ve sonradan **MESSIER Kataloğunun M82** optik galaksisi ile özdeş olduğu anlaşılmış bulunan galaksidir. İncelemeler bu galaksinin çekirdeğinden, çoğunluğunu hidrojenin oluşturduğu, yaklaşık  $5 \cdot 10^6 M_{\odot}$  kütleli gazın 1000 km/s lik bir hızla fıőkırmakta olduğunu ortaya koymuştur. Bu gaz kütlelerinin hızı merkezden 4000 pc uzaklıkta 2700 km/s ye eriőmektedir. Buradan, patlamanın bundan  $1,5 \cdot 10^6$  yıl önce vukuu bulmuş olacağı sonucu çıkarılmaktadır.  $10^{34}$  Mw civârında bir ışıma gücüne sâhip olan bu galaksinin ( $10^6$  yıl #  $10^{13}$  s olduğundan) yalnızca radyo dalgaları bölgesinde bile  $10^{47}$  Mw lık bir **toplam ışıma gücü** var demektir. Eğer mâkûl bir kabul olarak güçlü bir radyogalaksinin radyo dalgaları bölgesindeki toplam ışıma gücünün radyogalaksinin bütün spektrumuna tekaabül eden ışıma gücünün %1 ini oluşturabileceği kabul edilirse, şu hâlde güçlü bir radyogalaksinin bütün elektromagnetik spektrumuna tekaabül eden ışıma gücünün  $10^{55}$  watt olması gerektiği saptanmış olur. Bu, yaklaşık olarak,  $10^{10} M_{\odot}$  kadar bir hidrojen kütlelerinin helyuma dönüşmesiyle aőıđa çıkabilecek olan muazzam bir enerjiye tekaabül etmektedir.

Radyogalaksilerin yayınladıkları bu muazzam enerjinin kökeni olarak

- 1) madde ile karşıt-maddenin yok oluşu,
- 2) gravitasyon kökenli çöküntü,
- 3) çok yoğun bir yıldızlar topluluğunda vukuu bulan hızlı çarpışmalar,
- 4) süpernovaların zincirleme patlamaları,

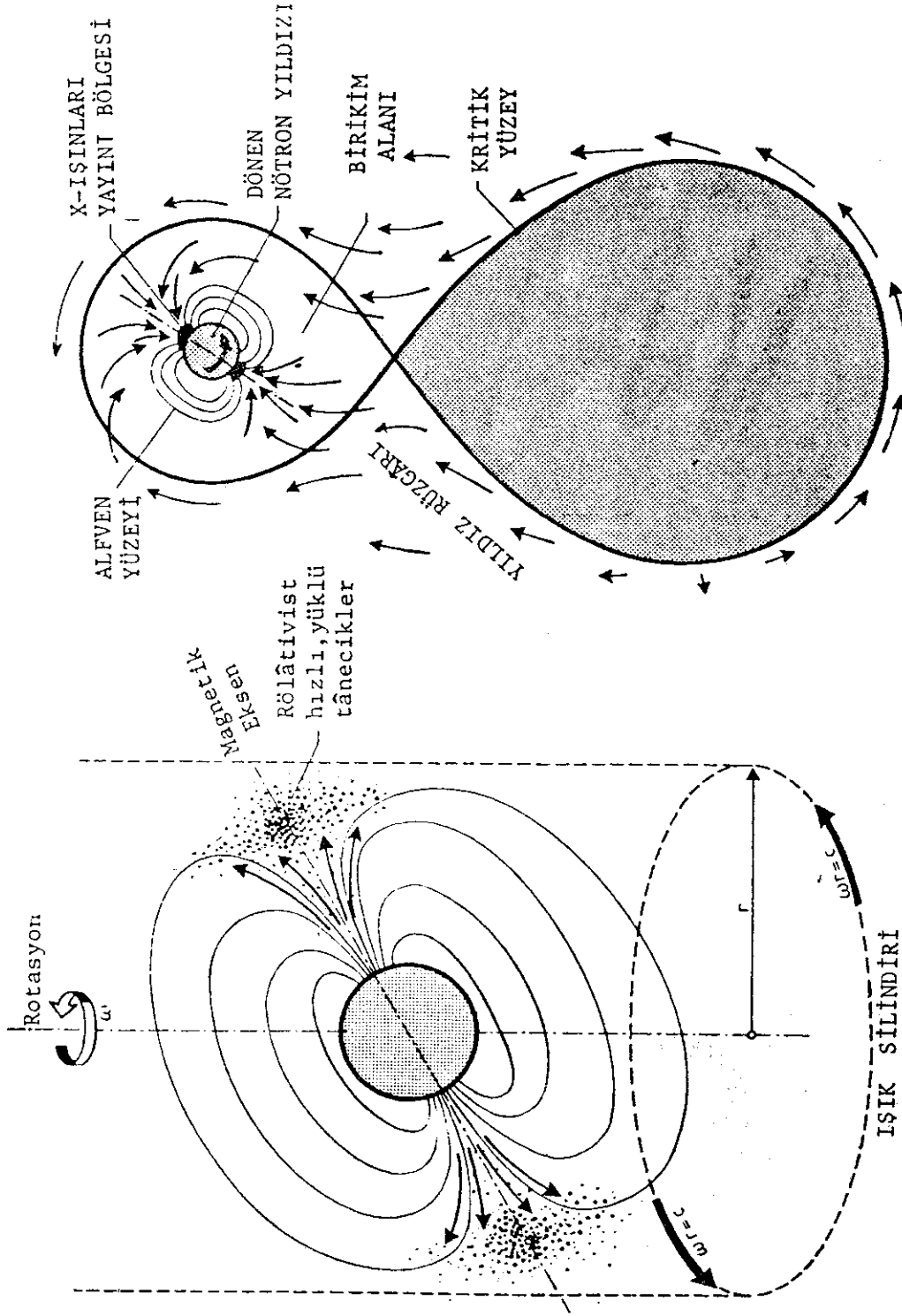
ve daha birçok model teklif edilmişse de bunların hiçbiri diğer mümkün seçenekleri kesinlikle eleyebilecek nitelikte değildir. Problemin çözümü herhâlde gözlem verilerinin birikimi ve bunlardan çıkarılacak olan sonuçların incelenmesiyle açıklığa kavuşacaktır.

### (IV.3) ATAR - YILDIZLAR (PULSAR'LAR) [1-3]

Atar-yıldızlar ilk defa 1968 de radyoastronomik yöntemlerle gözlenmiş olan ve radyo dalgaları bandında yayınladıkları enerjinin de (mikrosaniye ile saniye arasında değişen) çok kısa ömürlü pulslar şeklinde açığa çıkmakta olduğu gök cisimleridir. Hâlen gözlenmiş yüzden fazla atar-yıldız üzerinde yapılan uzaklık değerlendirmeleri ve istatistikler bunların genellikle Galaksi düzlemi içinde dağılmış bulunan galaktik nesnelere olduklarını ortaya koymuştur. Pulsların yayınlanan enerji yönünden değerlendirilişi ise atar-yıldızların muazzam bir enerji kaynağı olduklarını ve meselâ **Yengeç Burcundaki** süpernova kalıntısına tekaabül ettirilen atar-yıldızın radyo dalgaları bölgesindeki parlaklığının Güneşin optik parlaklığının yüz milyon misli olduğu hesaplanmıştır. Böylesine güçlü bir enerji kaynağının kökeni ve mekanizması hakkında hâlen en geçerli ve tutarlı açıklama atar-yıldızların  $10^{10} - 10^{12}$  Gauss'luk olağanüstü bir magnetik alana sâhip **nötron yıldızları** olmaları varsayımına dayanmaktadır.

Teorik fizikçiler olağanüstü yoğunluğa sâhip nötron yıldızlarının varlığını daha 1930 larda öngörmüşlerdir [4 - 9]. Işıma enerjisinin yoğunluğu, içinde oluşan termonükleer reaksiyonlarla üretilme safhasında bulunan bir yıldızın iç katmanları, açığa çıkan radyasyonların icrâ ettikleri basınç ile gravitasyon basıncının ortak etkileri altında denge hâlinde bulunurlar; yıldızın termonükleer yakıtı tükenince termonükleer reaksiyonların da artık durması üzerine, denge, gravitasyon basıncı lehine bozulur ve yıldız bunun etkisi altında hızla büzülerek kendi merkezine doğru çöküntüye uğrar. Kütlesi Güneşin kütlesi mertebesinde olan yıldızlarda, yıldız oluşturan maddedeki elektronların bu büzülme süresince artan kinetik basınçları gravitasyon kuvvetlerini dengeleyebilir. Bunun sonucu olarak da ânî çöküşün yerini yavaş ve sönümlü bir büzülme alır. Bu büzülmenin etkisiyle hacmi Arzın hacmi kadar küçülmüş olan yıldız beyaz bir ışık yayınlamağa başlar; ve böylelikle de evriminin **beyaz cüce** safhasına erişmiş olur.

Eğer yıldız Güneşe oranla çok daha büyük bir kütleyi haiz ise, bu takdirde termonükleer reaksiyonlar safhasının sonunda muazzam bir patlamayla bir **süpernova**



Şekil : IV.2 Bir atar-yıldızı çevreleyen magnetosferdeki yüklü taneceklerden, yıldızın dönme eksenine uzak fakat  $\omega r = c$  ışık silindirin'e yakın bulunanlar bir senkrotron radyasyonu yayınlırlar.

Şekil : IV.3 Bazı örten çift yıldızlarda X-ışınlarının oluş-  
masına sebep olan birikim prosesüsü şeması. Çok yoğun  
bir gravitasyon alanına sâhip nötron yıldızının komşu  
yıldızdan çektiği madde nötron yıldızının yoğun mag-  
netik alanına girice tâbî olduğu etkileşme X-ışınlarının  
hâsil olmasına sebep olmaktadır.

oluşturabilmesi de mümkün görülmektedir. Bu patlama sonucu yıldızın dış katmanları büyük bir hızla dışarı fırlatarak hızlı bir genişleme gösteren bir **bulutsu** oluştururlarken, kalbi de gravitasyon kuvvetlerinin etkisi altında hızlı bir çöküntüye mârûz kalır. Büyük kütleli yıldızlar için bu kuvvetler o kadar büyüktürler ki artık elektronların basıncı bile bu çöküntüyü dengeleyemez ve bunun sonucu olarak da atomlardaki elektronlar çekirdeklerin üzerine düşerek protonlarla birleşmek sûretiyle yeni nötronlar oluştururlar. Böylece yıldız, çoğunluğu nötronlardan oluşan ve yoğunluğu da  $10^{15} \text{ g/cm}^3$  e erişen iyice *soysuzlaşmış* bir maddeye dönüşmüş olur. Bu arada yarıçapı da  $10 \text{ km}$  ye kadar küçülür. Bu tür bir yıldızın kütesinin  $0,2 - 2,5 M_{\odot}$  arasında olacağı hesaplanmıştır.

Bir yıldız nötron yıldızı olmağa sevkeden çöküntü esnâsında, yıldızın  $MR^2\omega$  açısal momenti ile toplam magnetik akısının korunduğu varsayılmaktadır. Böyle bir yıldızın süpernovaya yol açan patlamasından hemen sonra geriye kalan kalbinin, gravitasyon çöküntüsüne uğrarken haiz olduğu yarıçap, çöküntü sonunda eski değerinin yaklaşık olarak  $10^{-4}$  veyâ  $10^{-5}$  ine iner. Açısal impuls korunduğundan bu, nötron yıldızının  $\omega$  açısal hızının  $10^8$  misli artması demektir. Öte yandan yıldızın toplam magnetik akısı da korunduğu için, meselâ yarıçapı  $10^6 \text{ km}$  den  $10 \text{ km}$  ye inen bir yıldızın yüzeyi de başlangıçtaki değerinin  $10^{-10}$  una indirgenmiş olacağından, yıldızın korunan magnetik akısı dolayısıyla, magnetik alan yoğunluğu  $10^{10}$  misli artmış olacaktır. Normâl bir yıldızın yüzeyindeki magnetik alanın  $1$  ilâ  $10^4 \text{ Gauss}$  olmasına karşılık nötron yıldızlarının  $10^{10} \text{ Gauss}$ 'dan daha yüksek toplam magnetik alana sâhip olabilmeleri işte bu sebebe dayanmaktadır.

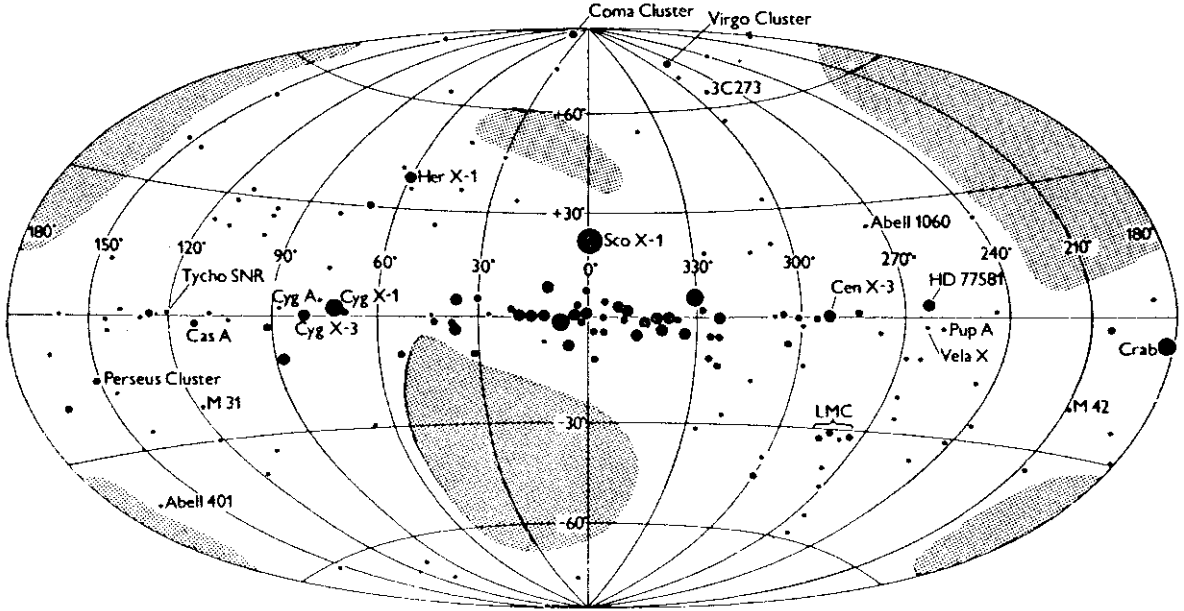
Bir atar-yıldız çevreleyen magnetosferdeki yüklü tâneciklerden yıldızın dönme eksenine uzak, fakat  $\omega r = c$  ışık silindirine yakın bulunanlar bir *senkrotron radyasyonu* yayınlarlar. Bu radyasyon çok dar bir koni içinde yayılır. Eğer bu koni Arza yönelikse bu takdirde radyoteleskopların atar-yıldızın bu faaliyetini detekte etmeleri mümkün olur (bk. Şekil : IV.2). Bu itibarla atar-yıldızlardan ancak küçük bir oranını, o da dönme eksenleri gözlemcinin görüş doğrultusuna dik olanlarını Arzdan gözlemek imkânı vardır. Gözlenen pulsların arasındaki zaman aralığının atar-yıldızın dönme periyoduna eşit olduğu kabul edilmektedir. Gözlenen periyotta zaman zaman kaydedilen süresiz değişimlerin kökeni hakkında da henüz tam bir açıklık yoktur. Şimdiye kadar bu hususta ileri sürülmüş olan teorilerin hiç birini test edebilmek olanağı da olmamıştır.

#### (IV.4) X - IŞINLARI ASTRONOMİSİ

Arz atmosferi X-ışınlarına karşı geçirgen olmadığından Evrenden gelen X-ışınlarını gözleyip kaydetmek için yapay uydulardan yararlanır. Gözlemler, Evrende: a) sürekli bir X-ışınları fonu üzerinde b) münferit 161 kadar X-ışını kaynağı tespit etmiş bulunmaktadır; bu sonuncuların 100 kadarının Galaksi düzlemine dağılmış olduklarını ortaya konmuştur. [10 - 12].



Evrendeki X-ışını fonunun kökeni tam anlamıyla açıklığa kavuşmuş değildir; bunun çok uzak galaksi kümelerinin ışımasından, ya da ışık hızına yakın hızlarda hareket eden elektronların Evreni dolduran ve §(IV.5) de değineceğimiz fosil evrensel kara cisim radyasyonunun fotonlarına çarpmasıyla bunlara X-ışını fotonu



Şekil : IV.4— UHURU yapay uydusu aracılığıyla saptanan X-ışınları kaynaklarının dağılımı (galaktik koordinatlar cinsinden). Kara noktalar kaynakların yaklaşık yerlerini göstermekte olup büyüklükleri de parlaklılarıyla orantılı tutulmuştur.

oluşturacak şekilde bir enerji intikaal ettirmesi demek olan **ters COMPTON olayı**ndan ileri gelebileceği düşünülmüştür. Ancak, WOLF ve G.R.BURBRIDGE yaptıkları teorik bir inceleme sonunda, OSO 3 yapay uydusunun sağladığı gözlemsel verilerle uyuşmayarak gözlenenden [13] çok daha büyük bir eşyönsüzlüğe yol açtığı için ilk varsayımın herhâlde terkedilmesi gerektiğini göstermişlerdir [14-15.]

Galaksimizdeki münferit X-ışınları kaynaklarından ancak 9 tânesini optik nesnelere özdeş kılmak mümkün olabilmüştür. Galaksideki X-ışını kaynakları, ya **X-yıldızları** ya da **süpernova kalıntıları**dır. X-yıldızları olağanüstü parlaklığa sâhip olduklarından bunlardan bazıları diğer galaksiler içinde de gözlenebilmiştir. Normal galaksilerin X-ışını yayınları, ihtivâ ettikleri münferit X-ışını kaynaklarının toplamıdır. Fakat **SEYFERT galaksileri, patlamalı radyogalaksiler, yıldızimsı nesnelere** gibi bazı özel tipli galaksilerin X-ışını yayını bizimki gibi normal bir galaksininkinden defalarca fazla olur.

Gözlemler X-yıldızlarının ışınım akılarının birkaç günlük bir periyodu haiz olarak değişmekte olduklarını ortaya koymuştur. Bu değişimin grafiği, optik alanda

gözlenen örten çift yıldızlarınkini çok andırmaktadır. Ancak X-yıldızlarının akı değişimlerinin periyotları, optik örten çift yıldızlarınkilere nisbetle çok küçüktür. Optik nesnelere özdeşlikleri saptanmış olan dokuz X-yıldızından yedisinin çift yıldız oldukları ve bunların hem optik akılarının hem de X-ışını akılarının aynı periyotlarla değiştikleri tesbit edilmiştir [10].

Gerek X-ışınları akısının değişim eğrisi, gerekse periyodun küçüklüğü bu çift yıldız sistemlerinde X-yıldızı olarak kendini gösteren bileşenin normâl bir dev yıldız etrafında, bunun yüzeyine çok yakın bir yörünge üzerinde dolanan ve Güneşin kütlesi mertebesinde bir kütleyi haiz bulunan bir yıldız olması gerektiğini ve X-ışını yayınının da, muhtemelen, ana yıldızdan fışkıran maddenin çiftin diğer bileşeni üzerindeki birikimi esnâsında geçtiği yoğun magnetik alanlarla etkileşmesi sonucu oluştuğu fikrini telkin etmektedir [bk. Şekil : IV. 3]. Bileşen yıldızın kütlesi ve ana yıldızdan fışkıran maddenin yoğun bir magnetik alanda X-ışınları yayınlamasına olanak verecek biçimde  $10^{11}$ - $10^{12}$  °K lik bir plâzma oluşturabilmesi bu bileşenin, en azından, bir nötron yıldızı olmasını gerektirmektedir. Bu bileşenin bir **karaçukur** olması da mümkündür.

Bir karaçukur çok büyük kütleli bir yıldızın kendi gravitasyon alanının etkisi altında öylesine bir çökmesi sonucu oluşur ki bu çökmede yıldızın yarıçapı SCHWARZSCHILD yarıçapından daha küçük bir değere indirgendiğinden yıldızın dışına elektromagnetik dalgalar da dâhil olmak üzere artık hiç bir şey çıkamaz. Yıldız, üzerine düşen her şeyi kesinlikle ve tümüyle yutar. Bundan ötürü de böyle bir karaçukuru doğrudan doğruya gözlemek imkânı yoktur (bk. A.Y.ÖZEMRE: Teorik Fizik Dersleri, Cild 7, Gravitasyonun Rölâivist Teorileri, VI. Bölüm) [16-19].

Karaçukurların varlığı ortaya Kozmoloji bakımından ilginç sorunlar çıkarılmaktadır. Hâlen, meselâ, X-ışınları yönünden olağanüstü parlak olan fakat daha başka dalgaboylarında hiçbir yayını bulunmayan 40 kadar X-ışını kaynağı tesbit edilmiştir. Bunların hepsinin de karaçukur olup olmadıkları hakkında kesin bir hüküm verebilme olanağımız henüz bulunmamakla beraber bunlardan Cygnus X-1 kaynağının gerçekten de bir karaçukur olması ihtimâli bir hayli yüksek görünmektedir. Bunun dışında, bilinen birkaç yüz galaksi kümesinden 16 sının ise olağanüstü kudretli X-ışını yayıcısı olmalarının ve herbirinin bu bölgedeki gücünün 100 milyar Güneşin toplam ışımaya gücüne eşdeğer olmasının ortaya çıkardığı problem de kolay çözümlenebilecek gibi görünmemektedir. Zirâ söz konusu galaksi kümelerinin zâhirî kütleleri, kümenin gravitasyon kuvvetlerinin etkisi altında dağılmadan kalabilmesi için gerekli olan kütlelerin ancak yüzde birkaçını oluşturabilmektedir. Şu hâlde kümenin kararlılığının sağlanması için gerekli olan "**ek-sik kütle**" nerededir? Bu, acaba, soğuk ve artık ışık vermeyen yıldızlar hâlinde mi, yoksa karaçukurlar hâlinde mi bulunmaktadır?

Karaçukurlar Evrenin ortalama yoğunluğunun değerlendirilmesinde hiç Şüphesiz önemi olan fakat katkılarının mertebesi bugünkü bilgilerimizin ışığı altında maalesef kestirilemeyen nesnelere dir.

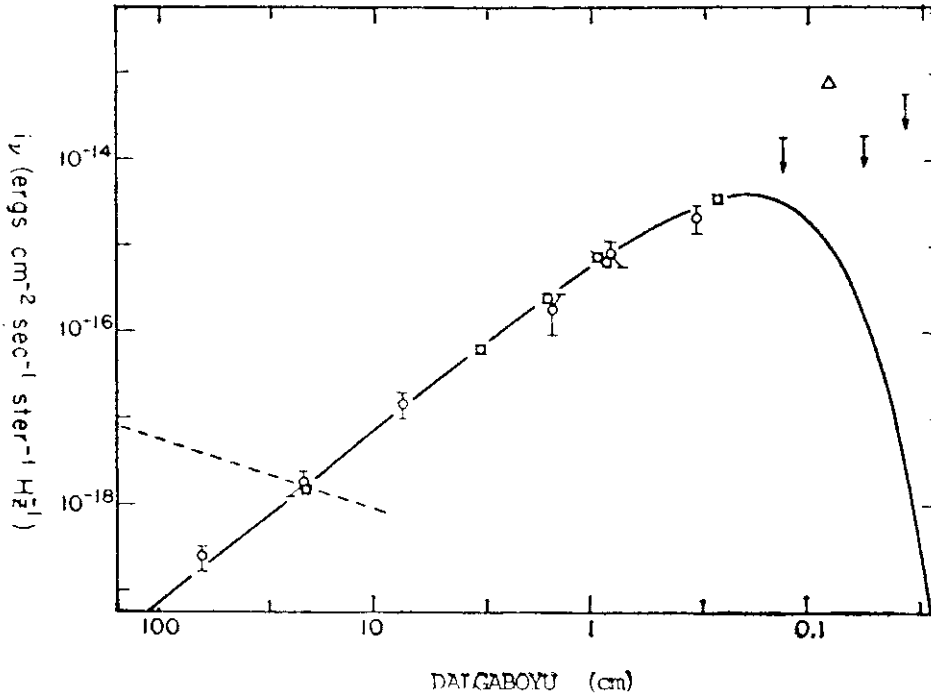
#### (IV.5) EVRENSEL KARA CİSİM RADYASYONU [20]

1948 de GAMOW genişleyen Evrenin başlangıçta olağanüstü yoğun ve sıcak olması gerektiği varsayımından hareketle o zaman geçerli olan Şartlar altında Evrenin ihtivâ ettiği radyasyonun bir kalıntısının, bir nevi bir fosil radyasyonun bugün dahi gözlenebilmesi gerektiğini ileri sürmüştü [21-22]. GAMOW'un hesapları daha ayrıntılı olarak ALPHER ve HERMAN tarafından tekrarlanmış ve bu müellifler eğer böyle bir kalıntı radyasyon varsa bunun yaklaşık  $T \sim 5^\circ K$  sıcaklığına tekaabül eden bir kara cisim radyasyonu olması gerektiğini göstermişlerdir [23].

1965 de bir antenin 7,3 cm lik (4,08 GHz) radyodalgaları için kalibrasyonunu yaparken PENZİAS ve WILSON göğün zenit doğrultusunda  $6,7^\circ K$  civârında bir sıcaklığa tekaabül eden bir radyo yayını tesbit ettiler. Atmosfere has  $2,3^\circ K$  lik sıcaklığı haiz fon ile diğer mümkün pertürbasyonların katkıları bu değerden çıkartılsa bile geriye gene de  $3^\circ K$  sıcaklığına tekaabül eden fazladan bir yayın fonu kalmaktaydı. Üstelik bu, söz konusu dalgaboyu için bilinen radyokaynakların parlaklık sıcaklıklarından yaklaşık yüz misli daha yüksek bir sıcaklığa tekaabül etmekte idi [24]. DİCKE, PEEBLES ve arkadaşları bu keşfi hemen GAMOW teorisinin öngördüğü ve Evrenin başlangıcındaki "büyük patlama"nın kalıntısı olan radyasyon olarak yorumladılar [25]. Ancak, DİCKE ve arkadaşlarının haklı olabilmeleri için bu radyasyonun Evrenin her yönünden geldiğini ve spektrumunun da  $\sim 3^\circ K$  e tekaabül eden bir kara cismin radyasyon spektrumu olduğunu tesbit etmek gerekliydi. Bu spektrumu çeşitli dalgaboyları için ortaya çıkarmak son derece nâzik bir işti; zirâ yapılacak bütün ölçümler mutlak radyasyon ölçümleri olacağından pekçok pertürbasyonun yok edilmesi gerekiyordu. Arz üzerinde bu spektrumun tümünü detekte edebilmek olanağı yoktur. Çünkü söz konusu radyasyonun ölçülmesi  $cm$  civârındaki dalgaboyları için Arz atmosferinin kendi radyasyonu dolayısıyla, ve  $30 cm$  in ötesindeki dalgaboyları için de kökeni Galaksimizin hâlesinde oluşan senkrotron radyasyonu olan radyasyon dolayısıyla zorlaşmaktadır. Spektrumun bu kısımlarını saptamak üzere balon ve füzelerle atmosfer dışı ölçümler yapmak gerektiği gibi FIELD ve HİTCHCOCK'un gerçekleştirmiş oldukları şekilde yıldızlararası uzaydaki CN molekülüne dayanan ve dolaylı ölçümlere yol açan yeni yöntemler geliştirilmesini de gerektirmiştir. [26].

Evrensel kara cisim radyasyonunun spektrumunun saptanması için şimdiye kadar 25 ölçüm yapılmış olup [27] sonuçlar  $0,02 cm - 75 cm$  arasında bu spektrumun  $6,7^\circ K$  sıcaklığına tekaabül eden PLANCK tipi bir spektrum olduğunu doğrulamışlardır. Ancak, ölçümlerin güçlüğü dolayısıyla bu spektrumun maksimum noktasının bulunduğu  $1 cm$  lik dalgaboyundaki ölçümler maalesef büyük bir

hassasiyet arz etmemektedirler. Bundan başka bu radyasyonun olağanüstü bir eşyönlülük arz etmekte olduğu da tesbit edilmiş bulunmaktadır [27]. Bu sonuç da söz konusu radyasyonun yerel kökenli olmadığına, Evrenin tümünü ilgilendirdiğine delâlet etmektedir. Bu radyasyonun başlangıcını, *GAMOW* teorisinde olduğu gibi, Evrenin başlangıcına bağlarsak bu takdirde bu : 1) Evrenin genişlemekte olduğunun dolaylı bir kanıtını oluşturur; çünkü "**büyük patlama**" esnasında Evrendeki ortamın haiz olması gereken olağanüstü sıcaklığın ( $\sim 10^{10}$  °K) bu 2,7 °K sıcaklık değerine inebilmesi ancak Evrenin adyabatik (eşyılı) bir genişlemesiyle açıklanabilir; ve bu aynı zamanda 2) Evrenin genişlemesinin eşyönlü olduğuna da delâlet eder.



Şekil : IV.5 — Evrenin kara cisim radyasyonunun spektrumu.

Bu sonucu husus, tabiidir ki, Evrenin başlangıçta da eşyönlü olmuş olduğu anlamına gelmez. Nitekim *MİSNER* Evrenin başlangıcındaki bir eşyönsüzlüğün zamanla kaybolabileceğini göstermiştir.

Evrensel kara cisim radyasyonunun bu eşyönlülüğü, bu radyasyon substratumundan hemen hemen evrensel bir referans sistemi gibi yararlanabilme fikrini ilhâm etmektedir. Eğer Güneş evrensel kara cisim radyasyonu substratumuna göre  $v$  hızıyla hareket ediyorsa, bu takdirde hareket yönünde gözlenen fotonların frekansı *DOPPLER-FİZEAU* olayı dolayısıyla artacak ve buna paralel olarak radyasyonun sıcaklığı da,  $\Delta T/T = \Delta T/2,7 = v/c$  ile belirlenecek olan,  $\Delta T$  kadar artmış

olacaktır. *CONKLİN*'in Arz üzerinde [28] ve *HENRY*'nin de balonlarla 3 cm lik dalgaboyu üzerinden yaptıkları gözlemlerin ortaya koyduğu zayıf eşyönsüzlükler, Güneşin Evrenin büyük bir kısmına nazaran hızının üst sınırı olarak  $320 \pm 80$  km/s vermişlerdir ki bu da Süpergalaksiye nazaran Güneşin haiz olması gereken ve *DE VAUCOULEURS*, *PETERS* [29] ve *STEWART*, *SCIAMA*'nın [30-31] geliştirdikleri modele göre bulmuş oldukları değerle uyuşmaktadır. Bununla beraber *PERTRIDGE*, ölçülen zayıf eşyönsüzlüklerde yapılmış olması muhtemel hatâlara dikkati çekerek bu hususta daha temkinli olunmak gerektiğine işâret etmiştir [32].

Evrensel kara cisim radyasyonunun kökeninin Evrenin başlangıç ânındaki "büyük patlama" olması modelinin en büyük rakibi bu radyasyonun kökenini yerel kaynaklara bağlayan modeldir. Ancak, bu radyasyonun eşyönlülüğünün, mümkün yerel kaynak modelleri için kuvvetli bir sınırlama getirdiği ortaya konmuştur. Nitekim bu radyasyon hâlen civârımızda bulunan yerel kaynaklar tarafından üretilmekteyse bu kaynakların normal galaksilerden çok daha fazla sayıda olmaları ve bu kaynakların dağılımının, Arzdan hiç değilse 10 Mpc lik bir uzaklığa kadar, maddenin galaksiler biçimindeki dağılımından çok daha birbiçim olması gerekeceği gösterilmiştir [20].

Bu bakımlardan evrensel kara cisim radyasyonunun kökeninin yerel olmaktan ziyâde Evrenin evriminin kökenindeki "büyük patlama" olması daha muhtemel görünmektedir.

#### (IV.6) $\gamma$ -IŞINLARI ASTRONOMİSİ VE EVRENDE KARŞIT-MADDE SORUNU

Atmosfer, Evrenden gelen  $\gamma$  fotonlarının Arzın yüzeyinden gözlenmesine mâ-nî olduğundan bu gözlemler deteksiyon cihazlarıyla donatılmış balonlar ya da füzeler aracılığıyla yapılır. Bu gözlemler sonucunda Galaksi merkezinin yaygın bir  $\gamma$  kaynağı oluşturduğu ve bundan başka da Galaksi içinde noktasal sayılabilecek pekçok  $\gamma$  kaynağının mevcûd olduğu ve bu kaynaklardan bir kısmının pulslu, değişken bir manzara arz ettiği de tesbit edilmiştir.

$\gamma$ -ışınları da tıpkı X-ışınları gibi frenleme radyasyonu olarak ya da ters *COMPTON* olayı sonucu ortaya çıkarlar. Elektromagnetik radyasyonlar spektrumunda X-ışınları bölgesinden hemen sonra gelen ve bir bakıma çok gergin X-ışınları olarak da telâkki edilebilen  $\gamma$ -ışınları, ayrıca, şu üç mekanizma yoluyla da ürerler :

1)  $\pi^0$  ve  $\Sigma^0$  in elektromagnetik bozunumları :

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$$

2) Yokolma :  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$

3) Çekirdeklerin uyarılmasızlaşmaları :  $n + p \rightarrow {}_1^2H + \gamma$

$\gamma$ -ışınları Evrenin her yönünden gelmekle birlikte bunların şiddeti aynı değildir. Galaksi düzleminde ve özellikle Galaksinin merkezi yönünde bu şiddet belirgin bir biçimde artmaktadır.

Çok kısa zaman aralıklarında çok yüksek enerjili pulstar veren  $\gamma$ -kaynaklarının [33] kökenlerinin ne olabileceği husûsunda henüz bir açıklık yoktur. Bu konuda ileri sürülmüş olan çeşitli teorilerin hiç biri de şimdiye kadar tatminkâr gözükmemiştir. [34].

$\gamma$ -ışınları astronomisinin gelişmesiyle elde edilecek olan veriler, özellikle 1) Evrende doğal olarak karşıt-madde var mı, yok mu? 2) Eğer varsa ne oranda var? sorularının cevaplandırılmasında büyük katkıda bulunabilecektir.

Bilindiği gibi atom çekirdeklerini karşıt-çekirdeklerden, atomları karşıt-atomlardan ve molekülleri de karşıt-moleküllerden spektroskopik yöntemlerle ayırdetmek olanağı yoktur. Bu bakımdan Evrende karşıt-madde olup olmadığı sorununa yaklaşımımız çok sınırlı olanaklar içinde mümkündür. Evrende karşıt-maddenin varlığını: ya 1) **doğrudan doğruya**: yâni kozmik ışınlar ve Güneş rüzgârını Ayın ve gezegenlerin yüzeyinde gözleyip bunlarda gerçekten de karşıt-atomlardan ya da karşıt-moleküllerden oluşan karşıt-madde olup olmadığını saptamak sûretiyle, ya da 2) **dolaylı olarak**: yâni madde ile karşıt-maddenin etkileşmeleri sonucu yok olmalarıyla ortaya çıkan a) yüksek enerjili  $\gamma$  fotonları, b) nötrinolar, ve c) elektron-pozitron çiftleri gibi ürünleri detekte etmek sûretiyle saptayabiliriz.

Aya, Venüse, Marsa inen uzay araçlarının yok olmayışları bu gök cisimlerinin Arz ile birlikte aynı cins maddeden yapılmış olduklarına delâlet etmektedir. Kezâ bunları yalayan Güneş rüzgârı ile bunlar arasında bir yokolma etkileşmesi olmadığına göre Güneş de, ve dolayısıyla Güneş rüzgârının yaladığı Güneş sisteminin diğer bütün fertleri de hep Arz ile birlikte aynı cins maddeden yapılmış bulunmaktadır. Ancak meselâ bize en yakın yıldızın maddeden mi yoksa karşıt-maddeden mi olduğunu doğrudan doğruya sınamak olanağımız yoktur. Yalnız Arz dışından bize gelen kozmik ışınlarda, bütün yoğun araştırmalara rağmen şimdiye kadar hiçbir karşıt-çekirdek bulunamamış olduğuna işâret etmeliyiz. Eğer kozmik ışınlar galaktik kökenli iseler bu gözlem Galaksimizin de yalnızca mûtaad maddeden oluşmuş olduğunu kanıtlar. Yok eğer kozmik ışınların kökeni Galaksi-dışı ise, bu takdirde de hiç değilse Evrenin madde ve karşıt-madde bakımından bakışımı (simetrik) olmadığını (yâni %50 madde + %50 karşıt-madde ihtivâ etmediğini) söyleyebiliriz.

Dolaylı gözlemlere gelince, yokolma ürünlerinin deteksiyonu yolunda gösterilmiş olan gayretlerin sonucu, her şeyden önce Evrende mutlak anlamda bir madde - karşıt-madde simetrisinin mevcûd olmadığını, ve Evrenin başlangıcında da böyle bir simetrisinin mevcûd olmamış olduğunu telkiyn etmektedir. Özellikle  $\gamma$

ışınları üzerinde yapılmış olan gözlemler,  $F_\gamma$  ile bunların akısını ve  $\Omega$  ile de bunların Arzdan gözlemlendiği katı açığı göstermek üzere,

$$\frac{dF_\gamma}{d\Omega} \lesssim 3.10^{-5} \quad \gamma \text{ fotonu}/(\text{cm}^2.\text{s.steradyan}) \quad (\text{IV.6.1})$$

şeklinde bir üst sınır arzetmektedirler.  $\gamma$  ışınlarının üremesinde madde ile karşıt-maddenin birbirlerini yok etmeleri, mümkün birkaç mekanizmadan ancak birisi olduğundan (IV.6.1) ifâdesi aynı zamanda yokolma hızı için de bir üst sınır teşkil etmektedir.

*STEIGMAN* Evrenin başlangıcında madde ile karşıt-madde arasında tam bir simetrisinin mevcûd olduğunu varsayan bazı teorik Evren modellerinin bu verilerle tutarlı olmadıklarını göstermiştir [35-37]. Buna göre *R.OMNÈS*'in büyük patlamalı simetrik modeli [38-40] *HOYLE*'un simetrik durağan hâl modeli [41] ve *ALFVÈN*'in modeli [42-43] Evrenin bugünkü hâliyle baėdaőması zor modeller olarak karşımıza çıkmaktadırlar.

#### (IV.7) YILDIZIMSİ NESNELER (QUASAR'LAR)

İlk defa 1962 de yoğun radyo dalgaları yayını olan bazı radyokaynakların, optik görünümleri yıldızları andıran bazı gök cisimleriyle özdeőleőtirilebilmelerinin mümkün olduğu saptanmıőtir. O âna kadar böylesine şiddetli bir radyokaynağı oluşturan hiçbir yıldız gözlenmemiőt olduğundan bu sonuç oldukça olağanüstü olarak nitelendirilmiőt. Gözlemler bu gibi gök cisimlerinin renklerinin normal yıldızlarından çok daha farklı olduklarını ortaya koymuőtlardır. Bu nesnelere renklerdeki morötesi bileşenin diğer bileőenlerden daima daha büyük bir fazlalık arzetmekte olduğu da fotometrik ölçümlerin sonucu karakteristik bir özellik olarak saptanmıőtir.

Bu özellikleri ve aşağıda açıklayacağımız daha bir takım özellikleri haiz bu gök cisimlerine **yıldızımıő kaynaklar** (YK) ya da **yıldızımıő nesnelere** (YN) adı verilmiőtir.

YK arasında yeri kesinlikle ilk belirlenen, YK için çıkarılmıőt. 3. *CAMBRİDGE* kataloğunda 3C 273 ile gösterilendir. Ayın bunu örtmesi esnâsında gök küresi üzerindeki koordinatlarının kesinlikle saptanması mümkün olmuőt olan bu YK sonradan, çok parlak bir yıldızla özdeőleőtirilmiőtir. Sonradan yapılan gözlemler 3C 273 ün aslında 1" den daha küçük açısal çaplı ve birbirlerinden 20" uzakta iki radyo bileőenini haiz olduğunu; bunlardan birinin yıldızımıő bir görünümü olduğunu; diğerinin ise hiç bir optik görüntüye tekaabül etmediğini; yıldızımıő bileőenden diğer bileőene kadar uzanan bir fıőkırmanın mevcûd olduğunu ortaya koymuőtlardır.

YN'ler genellikle yıldızlarda karşılaşılmayan bir takım anormallikler de arz etmektedirler. Normâl yıldızların spektrumlarının sürekli bir fon ve hemen hemen yalnızca absorpsiyon çizgileri arz etmelerine karşılık yıldızimsi nesnelere şiddetli bir sürekli fon üzerinde az kontrastlı, bazan da şiddetli fakat çok geniş emisyon çizgileri sergilerler. Bunların yanında bir sürü absorpsiyon çizgisi de vardır. 3C 273 misâlinde, spektrumun yasak bir çizgi ihtivâ etmesinden, elektron sıcaklığının 3000 °K civârında olması gerektiği sonucu çıkarılmıştır. Ayrıca, emisyon çizgilerinin 20 - 50 Å genişliğine sâhip olmalarından da, bu emisyon çizgilerine sebep olan atomların 1500 km/s lik bir hızı haiz oldukları bulunmuştur. 3C 273 ün spektrum çizgileri  $z = 0,158$  e tekaabül eden bir kırmızıya kayma göstermektedirler. Eğer bu HUBBLE olayının bir sonucu olarak yorumlanırsa 3C 273 ün uzaklığı saptanabilir; buradan da, açısal çapının da göz önünde tutulmasıyla bu YN'nin 0,6 pc lik bir yaygınlığa sâhip olduğu sonucu çıkar. Bu büyüklükte bir cismin 1500 km/s lik hızı haiz atomları kendisine bağlı tutabilmesi için kütesinin  $10^8 M_{\odot}$  civârında olması gerektiği de hesaplanır.

YN'lerin en önemli özellikleri spektrumlarındaki gerek emisyon gerekse absorpsiyon çizgilerinde ölçülen olağanüstü kızıla kayma miktarıdır. Bunlar, en uzak galaksilerde rastlanmış olanlardan da daha büyüktürler. YN'lerin çoğunun  $z = 1,95$  civârında bir kızıla kayma gösterdiği saptanmış olup ayrıca gözlemler  $z > 3$  olan YN'lerin varlığını da ortaya koymuştur. Böylesine büyük bir kızıla kaymada, normal olarak morötesi bölgede bulunan 1216 Å luk LYMAN  $\alpha$  çizgisi, görünen spektruma kadar ötelenebilmektedir.

YN'lerde saptanmış olan bu olağanüstü kızıla kaymaların yorumu, bunların Arza olan uzaklıklarının değerlendirilmesi bakımından büyük önem arz etmektedir. Bu kaymaların istisnâsız hepsinin kırmızıya doğru olması YN'lerin Galaksi içi cisimler olmaları imkânını önler; zirâ eğer bunlar Galaksi içi cisimler olsalardı hiç değilse mora doğru kaymaların varlığının da saptanması gerekirdi. YN'lerin Galaksimizden fırlatılmış olmaları da olanaksızdır; zirâ bu kadar muazzam kütlelerin Galaksi dışına fırlatılmalarına sebep olabilecek hiç bir mekanizma bilinmemektedir. Bunların başka galaksilerden fırlatılmış olmaları da gene aynı sebepten ötürü mümkün görülmediği gibi zâten bu gerçek olsa bile bunların hiç değilse bir kısmının spektrumlarında mora doğru bir kaymanın da saptanmış olması gerekirdi.

YN'lerin spektrumlarındaki bu büyük kırmızıya kaymanın kökeninde, EİN-STEİN'in Genel Rölâtivite Teorisinin öngördüğü yönde, büyük kütleli cisimlerin gravitasyon alanlarından geçerken ışıklarının kızıla kayması olayının bulunabileceği de ileri sürülmüşse de, BONDİ [44] ve BUCHDAHL [45 - 46], bir gök cisminin termodinamik hâl ve mekanik kararlılığı açısından sebep olabileceği gravitasyon kökenli maksimum kızıla kayma miktarının  $z = \Delta\lambda/\lambda = 0,62$  den daha büyük olmayacağını göstermişlerdir. Hâlbuki hâlen  $z > 3$  olan YN'ler gözlenmiştir. Bu arada somut bir misâl olarak  $z = 3,53$  lük bir kızıla kayma miktarına sâhip OQ 172



( $\alpha = 14\text{h } 24\text{m } 50,48\text{s}$  ve  $\delta = 10^\circ 11' 12,4''$ ) yi gösterebiliriz [47]. Şu hâlde YNlerin spektrumlarındaki kıızı kaymaların tümünün gravitasyon kökenli olduklarını iddia etmek mümkün gözükmemektedir. Ayrıca, GREENSTEİN ve SCHMİDT'in incelemeleri de başka yönlerden BONDİ ile BUCHDAHL'ın sonuçlarını te'yid etmektedir [48].

YN'lerin çoğunun  $z = 1,95$  civarında bir kıızı kayma göstermesi bunlarla  $\Lambda$  kozmolojik sâbiti arasında sıkı bir bağıntı bulunduğu yolunda ilginç bir teoriye yol açmıştır. Ayrıntısına burada girmeyeceğimiz bu teorinin temel fikirleri için [61] sayılı referansa baş vurulabilir.

Bu durumda YN'lerin spektrumlarındaki çizgilerin olağanüstü kırmızıya kayma miktarlarını açıklayabilmek için elde kalan yegâne imkân bunların kozmolojik HUBBLE olayı çerçevesi içinde yorumlanmalarıdır. Eğer bu yorum gerçeğe uyuyorsa, bu takdirde YN'lerin uzaklıklarını derhâl saptamamız olanağı da var demektir. Ancak bu yorum da, tutarlı bir Şema içinde oturtulması Şimdilik zor gibi görünen bir takım problemlere yataklık etmektedir. Bu sonuç da YN'lerin, milyonlarca yıl boyunca  $10^{12} M_{\odot}$  ye yâni normâl boyda 100 galaksininkine eşdeğer bir enerji yayınlamalarını gerektirmektedir. Böylesine muazzam bir enerji yayını temin eden kaynağın ve mekanizmasının mâhiyeti bugünkü bilgiler içinde kestirilmesi zor bir problem olarak karşımıza çıkmaktadır.

YN'lerin uzaklıkları hakkındaki değerlendirmeler eğer gerçeğe uyuyorsa bunların optik parlaklıklarının da olağanüstü yüksek, ve mutlak kadirlerinin de en parlak radyogalaksilerinkinden yüz misli daha yüksek olacağı hesaplanmıştır.

YN'ler, yukarıda da işâret edilmiş olduğu gibi, yayınladıkları radyo dalgaları sâyesinde keşfedilmişlerdir. Bunların sâhip oldukları acâyip özellikler ancak optik nesnelere özdeşleştirilmelerinden sonra ortaya çıkmıştır. Buldukları büyük uzaklıklar dolayısıyla YN'lerin yayınladıkları radyo akısı Őiddetinin  $10^{34} \text{ Mw}$  a erişebildiği hesaplanmıştır. YN'lerin mâhiyeti hakkında ipuçları verebilecekleri umuyla bunların radyo yayınlarının spektrumları üzerinde yoğun araŐtırmalar yapılmaktadır. Bu arada, bu spektrumlara dayanarak, eğer fiziğin temel sâbitleri zamanla değişmekteyseler bu değişimlerin yıllık sınırlarının ne olacağı hakkında da ilginç sonuçlar elde edilmiş olduğunu da kaydedelim [49-52].

#### (IV.8) RADYOKAYNAKLARIN SAYIMI

Galaksi düzleminin dışındaki yönlerde bulunan radyokaynakların genellikle Galaksi-dışı nesnelere oldukları düşüncesi ağır bastığındanberi bunların sayımlarının da mümkün teorik kozmolojik modeller için bir test teşkil edebileceği düşünülmüştür.

Bunun için önce bütün Evrendeki radyokaynakların,  $L(\nu)$  ile göstereceğimiz, aynı bir radyo parlaklığını haiz özdeş kaynaklar olduklarını yâni bunlar arasında

hiç bir evrimleşme farkı bulunmadığını varsayalım. Buna göre bir radyokaynağın  $\nu$  ile  $\nu + d\nu$  frekansları arasında saniye başına yayınladığı enerji  $L(\nu) d\nu$  olacaktır. Eğer  $R$  ile bunun Arza olan uzaklığı gösterilirse, bu radyokaynaktan Arza ulaşan radyodalgalarının akı yoğunluğu da

$$S(\nu) = \frac{L(\nu)}{4\pi R^2} \quad \text{w/m}^2 \cdot \text{Hz} \quad (\text{IV.8.1})$$

olacaktır. Öte yandan, eğer radyokaynakların hacim birimi başına dağılımları sâbitse  $R$  yarıçaplı öklitsel bir küre içinde

$$N = \frac{4}{3} \pi R^3 n \quad (\text{IV.8.2})$$

adet radyokaynak bulunacaktır.

$R$  yarıçaplı küre içindeki her bir radyokaynağın akı yoğunluğu (IV.8.1) ile verilen  $S(\nu)$  den daha büyük ve bu kürenin dışında kalanları ise  $S(\nu)$  den daha küçüktür. Şu hâlde (IV.8.1) ile (IV.8.2) arasında  $R$  elenecek olursa elde edilen

$$N(S) = K(\nu) \cdot S^{-1,5} \quad (\text{IV.8.3})$$

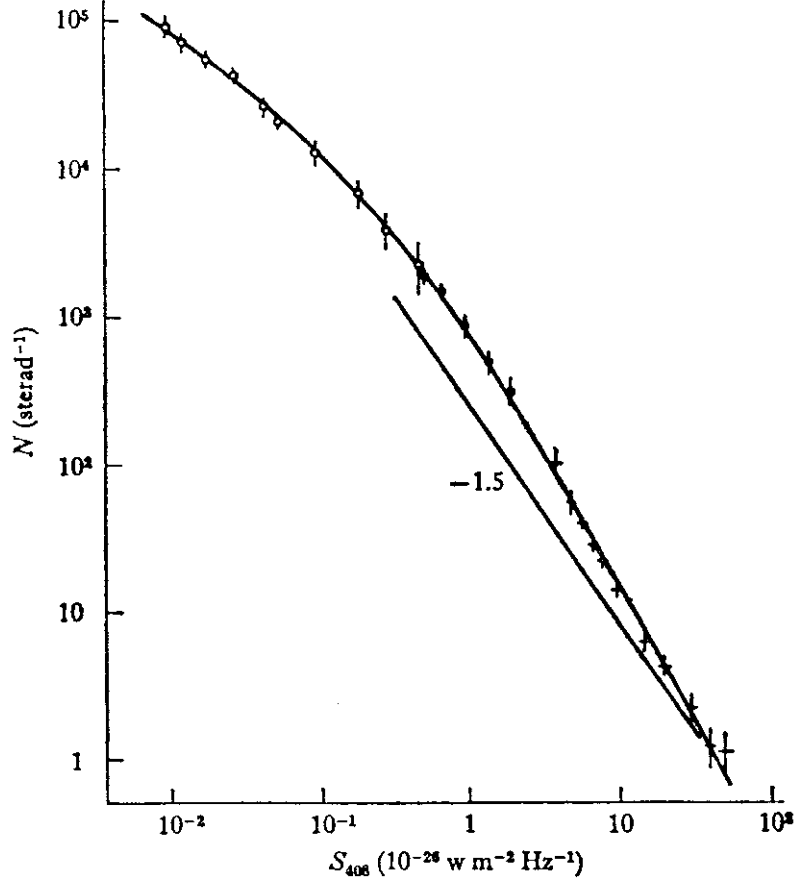
bağıntısı, belirli bir  $\nu$  frekansı için akı yoğunluğu  $S(\nu)$  den büyük olan bütün radyokaynakların sayısının  $S$  ile nasıl değiştiğini verecektir.  $L(\nu) = \text{sâbit}$  olduğuna göre (IV.8.3) deki  $K(\nu) = nL^{3/2}/6\sqrt{\pi}$  katsayısı da sâbittir. Bu durumda,  $\log N$  eğer  $\log S$  nin fonksiyonu olarak çizilirse eğimi  $-1,5$  olan bir doğru elde edilecek demektir.

(IV.8.3) formülünün temelindeki varsayımlar gözden geçirilecek olursa bunun ancak, *BONDİ* ve *GOLD* tarafından ileri sürülmüş olan [54 - 55] ve ezeldenberi hep aynı görünümü haiz olarak süregeldiği varsayılan, yâni **mükemmel kozmolojik ilkeye** uyan, bir Evren modeli çerçevesi içinde doğru olacağı anlaşılır. Böyle bir Evren modeline **durağan hâl modeli** adı verilmektedir.

Ancak, bir yandan kızıla kayma olayının, öte yandan da durağan hâl modeline karşıt bir görüş olan Evrenin evrimci görüşünün (IV.8.3) ifâdesinden sapmalara yol açması beklenebilir. Bu gibi sapmaların tesbiti de hiç değilse Evrenin durağan hâl modeli için bir test oluşturacaktır.

(A) Kızıla kayma bir kaynağın  $L(\nu)$  görünen parlaklığının azalmasına sebep olmaktadır; bu ise  $N = N(S)$  nin azalması demektir. (B) Buna karşılık eğer Evren durağan bir hâl arzetmiyor da evrimleşiyorsa bu da, radyokaynakların geçmişte şimdikinden daha yoğun olduklarını yâni  $n$  nin geçmişte şimdikinden daha büyük olmasını gerektirir. Buna göre, kızıla kayma miktarı ne kadar büyükse, yâni radyokaynak ne kadar uzaksa, biz de onun o kadar geçmişteki hâlini gözlüyoruz demek-

tir. Buna göre, kızıla kayma miktarı ne kadar büyükse, dolayısıyla  $S$  ne kadar küçükse, evrimci modelde  $n$  de o kadar büyük olmalıdır. Bu da  $N$  nin artmasına sebep olacaktır.



Şekil : IV.6 — 408 MHz deki akı yoğunlukları  $S_{408}$  i aÇan radyokaynaklar işin birim katı aŐı başına sayılarının  $S_{408}$  in fonksiyonu olarak değişimi.

Bu olanaklar göz önünde tutularak, durağan hâl modeli hâriŐ, mümkün belli-baŐlı evrimci Evren modelleri işin hesap yapıldığında (A) nın katkısının (B) ninkinden daha fazla olduğu; ve büyük  $z$  değerleri yâni büyük uzaklıklar ve dolayısıyla da küçük  $S$  değerleri işin  $\log N - \log S$  eğrisinin eğiminin daha az dik bir eğim arzedeceği ortaya konulmuştur.

Şekil : IV. 6 da 408 MHz deki akı yoğunlukları  $S_{408}$  i aÇan radyokaynakların birim katı aŐı başına sayılarını  $S_{408}$  in fonksiyonu olarak veren bir grafik gösterilmektedir. POOLEY ve RYLE'in 1968 deki bir araŐtırmalarının [56] sonucu olan bu grafikte  $\log N - \log S_{408}$  eğrisinin  $-1,5$  eğimli doğrudan tamâmen farklı olduğu aÇıkça görölmektedir. Bu eğrinin 408 MHz de yapılmış ölçümlerindeki 4 akı biri-

minden itibaren —1,8 lik bir eğime sâhip olduğu ve 4 ilâ 0,01 akı birimi arasında ise iyice tatlı bir eğim arzettiği farkedilmektedir.

Bu gözlemler, *BONDİ* ve *GOLD*'un Evrenin durağan hâl modelinin gerçeği yansıtmadığının kesin kanıtı olup evrimci rölâtivist modellerin temel varsayımlarını destekler mâhiyettedir [57 - 60].

## REFERANSLAR

- [1] E.J.GROTH, "Observational Properties of Pulsars"; Neutron Stars, Black Holes and Binary X-Ray Sources (ed. H.Gursky and R.Ruffini); D.Reidel Publ. Comp., Dordrecht-Boston; s. 119-173, (1975).  
(Bu makaale atar-yıldızlar hakkında 331 kalemlik bir de komple bibliyografya ihtivâ etmektedir).
- [2] A.M.LENCHEK (ed.), The Physics of Pulsars; Gordon and Breach, New York-London-Paris; (1972).
- [3] H.Y.CHİU, "Les pulsars: radiophares de l'espace", *La Recherche*, Vol. 2, s. 13-19, (1971).
- [4] S.CHANDRASEKHAR, *M.N.R.A.S.*, **91**, (1931).
- [5] L.LANDAU, *Phys. Zeitsch. der Sowjetunion*, **1**, (1932).
- [6] S.CHANDRASEKHAR, *Zeits. f. Astrophys.*, **5**, (1933).
- [7] W. BAADE, F. ZWİCKY, *Phys. Rev.*, **45**, (1934).
- [8] J.R.OPPENHEİMER, G.M.VOLKOFF, *Phys. Rev.*, **55**, (1939).
- [9] J.R. OPPENHEİMER, H. SNYDER, *Phys. Rev.* **56**, (1939).
- [10] H.GURSKY, E.SCHREİER, "The Galactic X-ray Sources"; Neutron Stars, Black Holes and Binary X-Ray Sources (ed. H.Gursky and R.Ruffini); D.Reidel Publ. Comp., Dordrecht-Boston; (1975)
- [11] P.E.BOYNTON, "Optical observations of binary X-ray sources"; *idem.*, s. 221-234, (1975).
- [12] R.P.KRAFT, "Black holes and neutron stars: evolution of binary systems"; *idem.*, s. 235-255.
- [13] P.A. SCHWARZ, *A.J.*, **162**, 439, (1970).
- [14] A.M.WOLF, G.R. BURBRİDGE, *Nature*, **228**, 1170, (1970).
- [15] P.ENCRENAZ, "Rayons X et Cosmologie"; *La Recherche*, Vol., **1**, s. 269-270, (1971).
- [16] J.B.HARTLE, "Relativistic stars, gravitational collapse and black holes"; *Relativity, Astrophysics and Cosmology* (ed.W.Israel); D.Reidel Publ. Comp., Dordrecht-Boston; s. 153-195, (1973).

- [17] M.REES, R.RUFFİNİ, J.A.WHEELER, *Black Holes, Gravitational Waves and Cosmology: An Introduction to Current Research*; Gordon and Breach, New York-London-Paris, (1974).
- [18] C.W.MISNER, K.THORNE, J.A.WHEELER, *Gravitation*; W.H.Freeman and Comp., San Fransisco; s. 591-700 ve s. 819-940, (1973).
- [19] Ya. B.ZELDOVİCH, I.D.NOVIKOV, *Relativistic Astrophysics, Vol. 1: Stars and Relativity*; The University of Chicago Press, Chicago, (1971).
- [20] P.J.E.PEEBLES, *Physical Cosmology*; Princeton University Press, Princeton New Jersey; s. 121-158, (1971).
- [21] G.GAMOW, *Phys. Rev.*, **74**, 505, (1948).
- [22] G.GAMOW, *Nature*, **162**, 680, (1948).
- [23] R.A.ALPHER, R.C. HERMAN, *Nature*, **162**, 774, (1948).
- [24] A.A.PENZİAS, R.W.WİLSON, *Ap.J.*, **142**, 419, (1965).
- [25] R.H.DİCKE, P.J.E.PEBLES, P.G.ROLL, D.T.WİLKİNSON, *Ap.J.*, **142**, s. 414, (1965).
- [26] G.B.FİELD, J.HİTCHCOCK, *Ap.J.*, **146**, s. 1, (1966).
- [27] T.B.CRİSS, R.A.MATZNER, M.P.RYAN, L.C.SHEPLEY, "Modern Theoretical and Observational Cosmology"; *General Relativity and Gravitation* (eds. G. SHAVIV and J.ROSEN); John Wiley and Sons, New York-Toronto; s. 33-107, (1975).
- [28] E.K.CONKLİN, "The motion of the Sun with respect to the cosmic microwave background"; *IAU Symposium No, 44*; D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht-Boston; 518, (1971).
- [29] G. de VAUCOULEURS, W.L.PETERS, *Nature*. **220**, 868, (1968).
- [30] D.SCIAMA, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 1065, (1967).
- [31] J.M.STEWART, D.SCIAMA, *Nature*, **216**, 748, (1967).
- [32] R.B.PERTRİDGE, "Large scale anisotropy of the cosmic microwave background"; *IAU Symposium No. 63*; s. 157-162, (1974).
- [33] R.W.KLEBESADEL, İ.B.STRONG, R.A.OLSEN, *Ap.J.Letters*, **182**, 185, (1973).
- [34] İ.B.STRONG, "Cosmic gamma ray bursts"; *Neutron Stars, Black Holes and Binary X-Ray Sources*, (eds. H.Gursky and R.Ruffini); D.Reidel Publ. Comp., Dordrecht-Boston; s. 47-58, (1975).
- [35] G.STEİGMAN, "The case against antimatter in the universe"; *Cargèse Lectures in Physics Vol. 6.* (ed .E.SCHATZMAN); Gordon and Breach, New York-London-Paris; s. 505-579, (1973).
- [36] G.STEİGMAN, "Confrontation of antimatter cosmologies with observational data"; *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, *IAU Symposium No. 63*; D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht-Boston; s. 347-356, (1974).

- 
- [37] G.STEIGMAN, Proceedings of the International Symposium and Workshop on Gamma Ray Astrophysics, (1973).
- [38] R.OMNÈS, *Astro. Astrophys.*, **10**, 228, (1971).
- [39] R. OMNÈS, *Astro. Astrophys.*, **11**, 450, (1971).
- [40] R. OMNÈS, *Astro. Astrophys.*, **15**, 275, (1971).
- [41] F. HOYLE, *M.N.R.A.S.*, **108**, 372, (1948).
- [42] H.ALFVÈN, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 652, (1965).
- [43] H. ALFVÈN, O.KLEIN, *Arkiv för Fisik*, **23**, 187, (1962).
- [44] H. BONDI, "Lectures on general relativity"; Brandeis Summer Institute in Theoretical Physics; Prentice Hall, (1964).
- [45] H.A. BUCHDAHL, *Phys. Rev.*, **116**, 1027, (1959).
- [46] H.A.BUCHDAHL, *Ap.J.*, **146**, 275, (1966).
- [47] Bk. K.R.LANG, *Astrophysical Formulae*; Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York; s. 200, (1974).
- [48] J.L.GREENSTEIN, M.SCHMIDT, *Ap.J.*, **140**, 1, (1964).
- [49] Bk. "Quasar puts limit on variation of fundamental constants"; *Physics Today*, September 1976, s. 17-18.
- [50] A.M.WOLFE, R.L.BROWN, M.S.ROBERTS, *Phys. Rev. Letters*, **37**, s. 179, (1976).
- [51] E.M.BURBRIDGE, R.D.CALDWELL, H.E.SMITH, L.LIEBERT, H.SPINRAD, *Ap.J. Letters*, **205**, 1117, (1976).
- [52] M.S.ROBERTS, R.L.BROWN, W.D.BURBRIDGE, A.H.ROTS, M.P.HAYNES, A.M.WOLFE, *Astron. J.*, **81**, 293, (1976).
- [53] P.MORRISON, "Resolving the mystery of the quasars?"; *Physics Today*, March 1973, s. 23-29.
- [54] H.BONDI, T.GOLD, *M.N.R.A.S.*, **108**, 252, (1948).
- [55] H.BONDI, *Cosmology*; Cambridge University Press, London-New York; (1960).
- [56] G.C.POOLEY, M.RYLE, *M.N.R.A.S.*, **139**, 515, (1968).
- [57] D.SCIAMA, *Modern Cosmology*; Cambridge University Press, London-New York, s. 83-88, (1971).
- [58] M.REES, R.RUFFINI, J.A.WHEELER, *Black Holes, Gravitational Waves and Cosmology*; Gordon and Breach Science Publ. Comp., New York-London-Paris; s. 165-188, (1974).
- [59] M.S.LONGAIR, "The count of radio sources"; *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, IAU Symposium No. 63, D.Reidel Publ. Comp., Dordrecht-Boston; s. 93-109, (1974).

- [60] İ.İ.PAULİNY-TOTH, K.İ.KELLERMANN, "Radio source counts at centimeter wavelenghts"; *idem.*, s. 111-119, (1974).
- [61] T.B.CRİSS, A.MATZNER, M.P.RYAN Jr., L. C. SHEPLEY, "Modern theoretical and observational cosmology"; *General Relativity and Gravitation* (Ed. (G. SHAVİV, J. ROSEN); John Wiley and Sons; New York, Toronto; s. 46-47; (1975).
-

## V. BÖLÜM

Verâi perdede esrâr var zuhûr edecek.  
Nâil-i Kadîm (17. asır)

# EVRENİN YOĞUNLUĞU

### (V.1) EVRENİN YOĞUNLUĞUNA GALAKSİLERİN KATKISI

Teorik Kozmoloji kısmında da göreceğimiz gibi teorik evren modellerinin gözlemlerle tutarlı olmaları Evrenin ortalama yoğunluğunun bilinmesine bağlı bulunmaktadır. Ancak, bu büyüklüğün gözlemler aracılığıyla değerlendirilmesi oldukça zor, her zaman doğrudan doğruya ölçümlere dayanmayan ve hattâ kesin değerlendirilmesi mümkün olmayan bir takım etkenler de içeren nâzik bir problem teşkil etmektedir.

Evrenin ortalama yoğunluğuna katkıda bulunan en önemli etken hiç şüphesiz ki galaksilerdir. Galaksilerin kütleleri bunların rotasyon hızlarının incelenmesiyle elde edilebilir. Bu münâsebetle galaksinin kenarındaki bölge, kabaca, merkezî çekirdeğin gravitasyon alanında dolanan bir gezegenmiş gibi kabul edilebilir. Galaksilerin kütlelerinin değerlendirilmesi, çift galaksiler hâlinde, bunların izafî hareketlerinden; ve belirli bir kümeye ait galaksiler hâlinde de, bu küme içindeki hareketlerin incelenmesinden yararlanarak yapılabilir. Bu son hâlde elde edilen kütle değerlendirmeleri diğer yöntemlerle elde edilenlerden 10 ilâ 100 kere daha büyük çıkmaktadır. Bu fark ya: 1) galaksi kümelerinin %90 - %99'unun doğrudan doğruya gözlenemeyen maddelerden oluşmuş oldukları varsayımı aracılığıyla, ya da: 2) bu kümelerin kararlı olmamaları yâni sıkışma ya da genişleme hâlinde bulunmaları varsayımı aracılığıyla açıklanmaktadır. Ancak eğer bu son hâl geçerli ise hesaplar bu kümelerin, ihtivâ ettikleri galaksilerin yaşlarının binde biri kadar bir zamanda dağılıp gitmeleri gerektiğini göstermektedir. Bu ise galaksi kümelerinin hâlâ gözlenebilir olmalarıyla tutarlı değildir.

Galaksi kütlelerinin çeşitli yöntemlerle elde edilen ortalama değerleri Galaksimiz için  $2.10^{11} M_{\odot}$  ; M 31 galaksisi için  $1,5.10^{11} M_{\odot}$  ; M 33 galaksisi için  $6.10^9 M_{\odot}$  ... ilh... dir. Bu, galaksilerin ortalama kütlelerinin sâbit olmadığına ve birbirlerinden 100 misli kadar fark edebileceklerine işâret etmektedir.



Gözlemler sonucu, Yerel Grubun yoğunluğunun  $215.10^9 M_{\odot}/\text{Mpc}^3$  ya da  $1,5.10^{-29} \text{ g.cm}^{-3}$  olduğu ortaya konulmuştur. Yerel Grup 1 Mpc'lik bir yarıçapa sahiptir. Eğer Yerel Grubu merkez olarak kabul edip de 10 Mpc'lik bir yarıçap içinde kalan galaksilerin sayımı ve bunun sonucu olarak da böyle bir hacim içindeki ortalama yoğunluğun değerlendirilmesi yapılırsa  $2.10^9 M_{\odot}/\text{Mpc}^3$  ya da  $1,5.10^{-31} \text{ g.cm}^{-3}$  lük bir ortalama yoğunluk değeri elde edilir.

Daha büyük uzaklıktaki galaksi kümelerini de göz önünde tutarak daha geniş bir hacim içindeki ortalama yoğunluğun değerlendirilmesine gidildiğinde artık salt gözlem yeterli olmamakta ve gözlem verilerini, galaksi kümelerinin iç dinamiğinin bir takım kabuller altında istatistiksel bir biçimde incelenmesiyle elde edilen sonuçlarla pekiştirilmesi gerekmektedir. Bu yöntemle bir misâl olarak, Arzdan yaklaşık 100 Mpc uzaklıkta ve zengin bir galaksi kümesi olduğu saptanmış olan **Coma** Kümesini incelemek istiyoruz.

**Coma** Kümesi içinde, her ne kadar birim hacim başına ışık dağılımını veren  $E(r) \sim 1/r^2$  fonksiyonu oldukça iyi bilinmekteyse de, kütle dağılımı pek iyi bilinmemektedir. Eğer küme içinde kütlelerin fotografik parlaklığa oranının  $r$  radyal uzaklığından bağımsız olduğu kabul edilecek olursa kümenin  $\rho(r)$  yoğunluğu da,  $C_0$  ile bir sâbiti göstererek,

$$\rho(r) = \left( \frac{M}{L_f} \right) \cdot E(r) = \left( \frac{M}{L_f} \right) \frac{C_0}{r^2} \quad (\text{V.I.1})$$

şeklinde değişecektir. Bu değişim ise kendi gravitasyon alanının etkisi altında bulunan eşsıcaklıklı bir küreninkinin aynıdır. Buradan hareketle  $M/L_f$  yi tesbit etmemiz mümkündür. Nitekim, yalnızca kendi gravitasyon alanının etkisinde bulunan gazdan oluşmuş bir küresel madde dağılımı göz önüne alınacak olursa, cismin denge hâlinde merkezden  $r$  uzaklığındaki her noktada gazın  $p$  basıncının  $dp/dr$  gradyenti ile gravitasyon kuvveti arasında eşitlik olacaktır :

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{G\rho}{r^2} \int_0^r 4\pi r'^2 \rho dr'.$$

Bu bağıntıyı  $r$  ye göre türetir de  $p$  yerine de,  $m$  kütleli tâneçiklerden oluşan  $T$  sıcaklığındaki bir gazın hâl denkleminde çekilen (\*)

$$p = \frac{\rho}{m} kT$$

değerini vaz edersek  $\rho = \rho(r)$  yi belirleyecek olan

(\*) İdeal gaz denklemi bir mol için  $pV = RT$ , ve  $M$  gram için de  $pV = MRT/\mu$  şeklindedir.  $N_0$  AVOGADRO sayısı ise  $N_0 = \mu/m$  olduğundan,  $p = \frac{R}{\mu} \frac{M}{V} T = \frac{N_0 k}{\mu} \rho T = \frac{\rho}{m} kT$  bulunur.

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{r^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) + \frac{4\pi Gm}{kT} \rho r^2 = 0$$

diferansiyel denklemi elde edilir. Buna EMDEN denklemi denilmektedir. Bunun özel bir çözümünün

$$\rho(r) = \frac{kT}{2\pi Gm} \frac{1}{r^2} \quad (\text{V.1.2})$$

şeklinde olduğu kolaylıkla tahkik olunur. (V.1.1) ve (V.1.2) mukaayese edilirse

$$\frac{M}{L_f} = \frac{kT}{2\pi G C_0 m} \quad (\text{V.1.3})$$

bulunur.

Şimdi, kümedeki galaksilerin hızlarının karesinin  $\langle v^2 \rangle$  ortalama değerini göz önüne alacak olursak bu, bir taraftan seçilen gaz modeli dolayısıyla

$$\frac{m}{2} \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} kT \quad (\text{V.1.4})$$

ve diğer taraftan da,  $\sigma$  ile bunların Arzdan itibâren gözlemlerle ölçülen radyal hızlarındaki dispersiyonu göstermek üzere,

$$\langle v^2 \rangle = 3\sigma^2 \quad (\text{V.1.5})$$

ile belirlenebilecektir. (V.1.3), (V.1.4) ve (V.1.5) den derhâl

$$\frac{M}{L_f} = \frac{\sigma^2}{2\pi G C_0} \quad (\text{V.1.6})$$

bulunur.  $C_0$  in gözlemlerle belirlendiğini de göz önünde tutarak (V.1.6) nın sağ tarafı kolaylıkla hesaplanabilir. Buradan da  $M$  nin değerini hesaplamak mümkün olur. **Coma** Kümesi için  $M = 7,6 \cdot 10^{14} M_\odot$  ve dolayısıyla  $\rho'_{\text{Coma}} = 1,2 \cdot 10^{13} M_\odot / \text{Mpc}^3 = 8 \cdot 10^{-28} \text{ g.cm}^{-3}$  bulunur.

Gözlemler, ayrıca, ortalama her  $175\,000 \text{ Mpc}^3$  lük bir hacim içinde bir zengin galaksi kümesi bulunduğunu göstermektedir. Eğer bu zengin galaksi kümelerinin her birinin hiç değilse **Coma** Kümesi kadar galaksi ihtivâ ettiği varsayılırsa ABELL Kümeleri adı verilen bu galaksi kümelerinin gözlenebildikleri sınır uzaklık olan yaklaşık  $800 \text{ Mpc}$  uzunluğunda bir yarıçapı olan hacim için yapılan ortalama yoğunluk değerlendirmesinde bunların  $4,3 \cdot 10^9 M_\odot / \text{Mpc}^3$  yani  $3 \cdot 10^{-31} \text{ g.cm}^{-3}$  lük bir ortalama yoğunluğa yol açtıkları saptanır. Bu değer Evrenin ortalama yoğunluğu için alt sınır olarak kabul edilmelidir, zirâ Evrenin yegâne yapıtaşları zengin galaksi kümeleri değildir.

Galaksilerin, görünen kadirlerinin fonksiyonu olarak sayımlarından hareketle yapılan değerlendirmeler de  $\rho$  için  $3 \cdot 10^9 M_\odot / \text{Mpc}^3$  ya da  $2 \cdot 10^{-31} \text{ g.cm}^{-3}$  değerini vermiştir.

**(V.2)  $\rho$  NUN DEĞERİNE DİĞER KATKILAR**

Galaksi kümelerinin kütlelerinin değerlendirilmesinde galaksilerarası ortamdaki tozların katkısının toplam kütleinin %1 i kadar olabileceği kestirilmiştir. Nötr hidrojenin katkısı ise %4 ü geçmemektedir. Galaksilerarası ortamda nötr hidrojenin 21 cm lik absorpsiyon çizgisine dayanarak yapılan değerlendirmeler nötr hidrojen yoğunluğu için  $10^{-31} \text{ g.cm}^{-3}$  lük bir değer vermektedirler. Ancak bütün bu değerlendirmeleri, çok uzakta oldukları sanılan ve dolayısıyla da Evrenin çok eski ve belki de nötr hidrojenin yoğunluğunun çok düşük olduğu bir hâline tekaabül eden nesnelere üzerindeki ölçümler sonucu olmaları bakımından, ihtiyatla karşılamak gereklidir.

Evrenin yoğunluğuna önemli katkılardan biri hiç şüphesiz ki ihtivâ ettiği ışınların enerjisidir. Bilindiği gibi  $E$  kadar bir enerji  $E/c^2$  lik bir kütleye tekaabül etmektedir.  $\gamma$  ışınlarından radyo dalgalarına kadar bütün elektromagnetik ışınlar arasında Evrenin yoğunluğuna en fazla katkıda bulunan  $3^\circ\text{K}$  lik evrensel kara cisim ışınımıdır. Bunun toplam enerjisi ise  $7.10^{-34} \text{ g.cm}^{-3}$  lük bir yoğunluğa tekaabül etmektedir (\*).

Kozmik ışınların da, eğer yerel değil de evrensel bir karakteri varsa,  $10^{-33} \text{ g.cm}^{-3}$  lük bir katkıda bulunabilecekleri ve hattâ Evrendeki bütün serbest nötrinoların da aynı mertebeden bir katkıları olabileceği hesaplanmıştır. Evrenin ortalama yoğunluğuna katkılarının ne olabileceği hakkında hiç bir bilginin olmayan bir etken de sayımları ve dağılımları hakkında hiç bir fikir yürütemediğimiz karaçukurlardır. Karaçukurlar ile iyonlaşmış hidrojenin katkılarından sarfı nazar edildiğinde Evrenin bugünkü hâline tekaabül eden mâkul bir ortalama yoğunluğun

$$\rho \cong 2.10^{-31} \text{ g.cm}^{-3} \quad (\text{V.2.1})$$

olabileceği ileri sürülmüştür. Bu değer yukarıda sözü edilen çerçeve içinde ve yalnızca **bir milyar parseklik** bir uzaklığa kadar yapılmış olan gözlemlerinin zorunlu olarak kabaca bir değerlendirilmesinin telkin ettiği bir sonuç olduğunun unutulmaması gerekmektedir [1-2].

**REFERANSLAR**

- [1] J.H.OORT, "Distribution of galaxies and the density of the universe"; Onzième Conseil de Physique SOLVEY: La Structure et l'Évolution de l'Univers; Editions Stoops, Bruxelles; (1958).
- [2] P.E.PEEBLES, Physical Cosmology; Princeton University Press; Princeton, N.J.; 4. Bölüm; (1971).

(\*)  $\rho_{\text{rad}} = \sigma T^4/c^2$  den,  $\sigma = 7,64.10^{-15} \text{ erg.cm}^{-2} = \text{STEFAN sâbiti}$  olmak üzere  $T = 3^\circ\text{K}$  için  $\rho_{\text{rad}}$  enerji yoğunluğu olarak  $\rho_{\text{rad}} = \frac{7,64.10^{-15} \times 81}{9.10^{10}} = 7,05.10^{-34} \text{ g.cm}^{-3}$  bulunur.

## VI. BÖLÜM

Res, non verba!  
(Lâtin atasözü)

# EVRENİN GLOBÂL ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde Evrenin bazı globâl fiziksel özelliklerine kısaca değineceğiz. Bunlar, tüm Evren için : a) kütlelerin eşyönlülüğü, ve b) elemanter zıt elektrik yüklerinin mutlak değerlerinin eşitliği ile c) Evrendeki maddenin eşyönlü dağılımı, d) Evrenin homogenliği, ve e) Evrenin üniformluğu özellikleridir.

Bütün bu özellikler gerek teorik bir kozmolojik modelin seçiminde, gerekse teorik bir kozmogonik modelin seçiminde vaz geçilmez ölçütler oluşturmaktadırlar.

### (VI.1) EYLEMSİZLİK KÜTLESİNİN EŞYÖNLÜLÜĞÜ

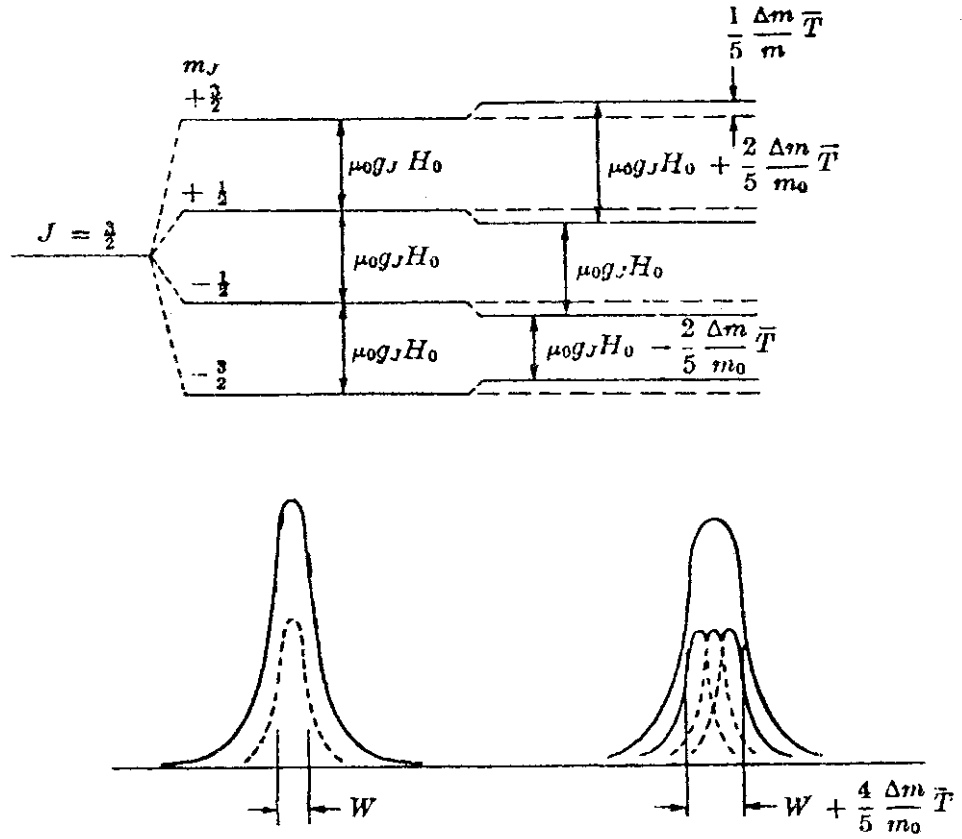
Eylemsizliğin kökenini Evrendeki kütlelerin birbirleriyle etkileşmesine bağlayan *MACH* ilkesi(\*) eğer kuvvetli anlamda geçerli ise bir cismin eylemsizlik kütlelerinin çok büyük kütleli cisimlerin civarında, bu gibi cisimlerden çok uzakta bulunduğu zaman haiz olacağı değerden farklı olması gerekir. Başka bir deyimle, bir cismin hemen yakın civarında büyük kütleler bulunmadığı zaman eylemsizlik sistemlerinin bütün uzak gök cisimlerinin oluşturdukları evrensel gravitasyon alanıyla belirlenmesine karşılık göz önüne alınan cisim eğer Güneş (ya da Galaksi) gibi bir cismin yakınında olsa, bu takdirde bağlı olacağı eylemsizlik sistemi de *MACH* ilkesi uyarınca değişikliğe uğramış ve söz konusu cisim bu eylemsizlik sisteminde Güneş (ya da Galaksiye) göre bir ivme kazanmış olacaktır. Ancak, eşdeğerlik ilkesi dolayısıyla ve ilk yaklaşıklıkta, söz konusu gök cismi üzerine civarındaki kütle dağılımının hiç bir etkisinin olmaması gerekir. Bu anlamda *MACH* ilkesiyle eşdeğerlik ilkesi etki yönünden taban tabana zıt iki ilke görünümü vermektedirler.

Her iki ilke arasında hangisinin daha geçerli olduğu sorusu, yakın büyük kütlelerin yalnızca eylemsizlik sistemlerini mi tâyin ettikleri yoksa hareket kaanunlarını mı tâdil ettikleri husûsu açıkça saptandığında cevaplandırılmış olacaktır.

(\*) Bk. AHMED YÜKSEL ÖZEMRE, Teorik Fizik Dersleri Cild : 7 — Gravitasyonun Rôlativist Teorileri, III. Bölüm.

COCCONI ve SALPETER yakınımızda Galaksinin merkezi gibi çok büyük bir kütlenin bulunduğuna işâret ederek, bir tâneciğin, bunun merkezi yönünde ya da aksi yönde ivmelenmesiyle MACH ilkesine göre eylemsizlik kütlesinde ne kadarlık bir izafi değişim vukuu bulması gerekeceğini hesaplamışlardır. Buna göre:  $3.10^{-10} < \Delta m/m < 2.10^{-5}$  olması gerektiği bulunmuştur [1-3].

Bundan sonra HUGHES, ROBINSON ve BELTRAN-LOPEZ [4] ve daha sonra da DREVER olağanüstü hassas deneylerle eylemsizlik kütlesinin yöne bağlılığını araştırdılar. Bu amaçla HUGHES ve arkadaşları 4700 Gauss'luk bir magnetik alan içinde



Şekil : VI. 1

$Li^7$  nin fotonları absorplamasını incelediler.  $Li^7$  nin temel hâlinin spini  $3/2$  olup bu, bir magnetik alan içinde 4 adet enerji alt-düzeyine ayırır. Eğer fizik kaanunları rotasyona göre invaryant ise bu 4 enerji düzeyinin her zaman birbirlerinden ardarda eşit uzaklıklarda bulunmaları gerekir. Bu takdirde peşpeşe enerji düzeyleri arasındaki geçişler hep aynı enerjiyi haiz olacak ve fotonun absorpsiyon tesir kesidi de bu enerji değerinde tek bir tepe arz edecektir. Fakat eğer eylemsizlik bir

eşyönsüzlük arz ediyorsa Arzın rotasyonu dolayısıyla deney düzeninin Galaksinin merkezine doğru yönlendiği andan 12 saat sonra, bu 4 magnetik alt-hâlin birbirlerinden eşit aralıklarla ayrılmamaları, dolayısıyla peşpeşe düzeyler arasındaki geçiş enerjilerinin de farklı olmaları ve bunun sonucu olarak da tek bir rezonans çizgisi olacak yerde birbirlerine yakın üç rezonans çizgisinin gözlenmesi gerekir. (bk. Şekil : IV.1). HUGHES ve arkadaşları bu şartlar altında 12 saatlik bir peryot boyunca  $5,3 \cdot 10^{-21}$  MeV lik bir çizgi genişliğinden daha büyük bir ayırışım olmyacağına tesbit etmişler ve sonuç olarak bu denel verinin eylemsizlik kütlesi üzerindeki etkisinin de

$$\frac{\Delta m}{m} \lesssim 10^{-20}$$

olduğunu göstermişlerdir. Bu, eylemsizlik kütlesinin eşyönlülüğü için çok kuvvetli bir kanıt teşkil etmektedir. Ayrıca bu sonucun kuvvetli anlamda MACH ilkesinden ziyâde eşdeğerlik ilkesini destekler mâhiyette olduğunu da kaydetmek gerekir.

## (VI.2) ELEMANTER YÜKÜN DEĞİŞMEZLİĞİ [6]

Çağdaş kuvantum alanları teorisi, bilindiği gibi tânecik ve karşıt tânecik değiş-tokuşuna nazaran invaryanttır. Bu itibarla teori bir tânecikle bunun karşıt tâneciğinin büyüklük bakımından eşit fakat işâret bakımından zıt yükleri haiz olmalarını öngörür. Meselâ elektron ile pozitronun yükleri, büyüklük itibâriyle aynı fakat zittir. Aynı şey proton ve antiproton için de geçerlidir. Ancak, teori, farklı iki tâneciğin yüklerinin oranı hakkında hiçbir öngörüde bulunmamaktadır. Bu itibarla meselâ elektron ile protonun yüklerinin oranı hakkında teorik olarak bir şey söylemek mümkün değildir. Bununla beraber elektron ile protonun yüklerinin mutlak değerlerinin kesin eşitliği bir fizik ilkesi olarak ileri sürülebilir mi? Yoksa, acaba, aslında her iki yük arasında çok küçük fakat kesinlikle sıfır olmayan bir fark var mıdır? Eğer böyle bir fark varsa bunun Evrene yansımaları ne biçimde olur?

Böyle bir farkın Evren üzerindeki etkisinin ne olabileceğini değerlendirmek için elektronun yükünü  $q_e = -e$ , ve ondan biraz farklı olduğunu varsayacağımız protonunkini de

$$q_p = (1 + \gamma) e \quad (\text{VI.2.1})$$

ile gösterelim. Bu durumda, bir hidrojen atomunun global yükü  $+$  ye olacaktır. Buna göre, aynı sayıda proton ve elektrondan oluşan madde için ortaya net bir hacim yükü çıkmış olacaktır. Bunun bir sonucu olarak da meselâ Arz gibi eksenî etrafında dönen bir cismin de magnetik dipolü andıran bir magnetik alanı olacaktır. Böyle bir cismin kutbundaki magnetik alanın değeri,  $P$  ile cismin magnetik dipol momentini ve  $R$  ile de yarıçapını göstererek

$$H_{\text{kut}} = \frac{2P}{R^3}$$

dür.  $\omega$  ile açısal hız,  $M$  ile cismin kütlesi,  $\sigma$  ile yük yoğunluğu ve  $\rho$  ile de kütle yoğunluğu gösterilmek üzere  $P$  dipol momentinin ifâdesi

$$P = \frac{0,2 \omega MR^2}{c} \frac{\sigma}{\rho}$$

dur. Cismin aynı sayıda proton ve elektrondan oluştuğu varsayımından hareketle, hidrojen atomunun kütlesini de  $m_H$  ile göstererek

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{ye}{m_H} \quad (\text{VI.2.2})$$

yazılabilir. Buna göre

$$H_{\text{kut}} = \frac{0,4 \omega M}{cR} \frac{ye}{m_H} \quad (\text{VI.2.3})$$

olur. Arz misâli göz önüne alındığında, eğer kutuptaki 0,6 Gauss'luk magnetik alanın yalnızca bu yük eşitsizliğinden doğduğu varsayılırsa (VI.2.3) den  $y$  nin alt sınırı olarak da

$$y_{\text{min}} = 2 \cdot 10^{-19}$$

olması gerektiği bulunur.

Eğer gerçekten de elektronun yükü protonunkinden, (VI.2.1) de ifâde edilmiş olduğu gibi fark ediyorsa bu husus acaba globâl bir biçimde tüm Evrene nasıl yansyacaktı? Şimdi de kabaca bunu incelemek istiyoruz. Bunun için *LYTTLETON* ve *BONDİ*'nin [6 - 7] yaptıkları gibi hidrojen atomlarıyla dolu,  $\rho$  kütle yoğunluğunu ve  $\sigma$  yük yoğunluğunu haiz küresel bir Evren düşünelim. Buradaki  $\sigma$  gene (VI.2.2) ile verilmiş olsun. Eğer  $M_r$  ile  $r$  yarıçaplı küre içindeki toplam kütle gösterirsek bu kütlelerin merkezinden itibâren  $r$  uzaklığındaki  $m_H$  kütleli bir hidrojen atomu üzerine etkileyen elektrostatik kuvvet

$$F_{\text{el}} = \frac{(ye) \times \left( \frac{4}{3} \pi r^3 \sigma \right)}{r^2} = \frac{(ye)^2}{r^2} \frac{M_r}{m_H},$$

ve gravitasyon kuvveti de

$$F_{\text{grav}} = \frac{GM_r m_H}{r^2}$$

olacaktır.  $\mu$  ile, elektrostatik itici kuvvet ile gravitasyon kuvveti arasındaki

$$\mu = \left[ \frac{ye}{m_H \sqrt{G}} \right]^2 = (1,1 \cdot 10^{18} y)^2 \quad (\text{VI.2.4})$$

oranını gösterirsek.  $\mu > 1$  olması hâlinde net itici kuvvet,

$$F = F_{el} - F_{grav} = (\mu - 1) F_{grav} = (\mu - 1) \frac{GM_r m_H}{r^2}$$

$$= (\mu - 1) G \frac{4}{3} \pi r^3 \rho m_H \frac{1}{r^2} = (\mu - 1) \frac{4}{3} \pi \rho m_H G r = kr \quad (VI.2.5)$$

şeklinde,  $r$  radyal uzaklığıyla orantılı olacaktır. Böyle bir net itici kuvvet Evrenin genişlemesinin kökeni olarak kabul edilebilir. (VI.2.5) şeklindeki bir kuvvetin

$$K = (\mu - 1) \frac{4}{3} \pi \rho G \quad (VI.2.6)$$

olmak üzere

$$v = \sqrt{K r} = H_0 r \quad (VI.2.7)$$

şeklinde bir uzaklaşma hızı ile tutarlı olduğu da kolaylıkla tahkik edilir (\*). (VI.2.7) sonucu HUBBLE kaanûnundan ibârettir. HUBBLE sâbitinin gözlemle saptanan değerinin  $H_0 = 55 \text{ km/s/Mpc}$  ve Evrenin yoğunluğunun da  $\rho = 2.10^{-31} \text{ g.cm}^{-3}$  olduğu göz önünde tutularak (VI.2.6) ve (VI.2.7) den

$$H_0 = \sqrt{K} = \frac{5,5.10^6}{3,26.10^{24}} = \left\{ (\mu - 1) \times \frac{4}{3} \times 3,14 \times 2.10^{-31} \times 6,67.10^{-8} \right\}^{1/2}$$

ve buradan da  $\mu$  için

$$\mu = 29$$

değeri elde edilir. Bu değer aracılığıyla da (VI.2.4) den

$$y = 6.10^{-18} \quad (VI.2.8)$$

olması gerektiği bulunur.

Şu hâlde eğer Evrenin genişlemesinin kökeninde yalnızca elektron ve protonun yükleri arasındaki farkın doğurduğu itici kuvvet yatıyorsa, LYTTLETON-BONDİ modeline göre bu yükler arasındaki izâfi fark:  $\delta q/e = (q_p - e)/e = 6.10^{-18}$  dir; ya da başka bir deyişle Evrenin genişlemesinin kökeninin açıklanabilmesi için protonun yükünün elektronunkinden en çok  $\delta q = 6.10^{-18} e$  misli fazla olması yeterlidir.

Ancak ZORN, CHAMBERLAIN ve HUGHES'un alkali atom hüzmeleriyle yapmış oldukları deneyler [8-9] proton ile elektronun yükleri arasında eğer bir fark varsa bunun maksimum mutlak değerinin  $\delta q = 5.10^{-19} e$  olması gerektiğini ortaya koymuşlardır. Bu değer LYTTLETON-BONDİ evren modelinin öngördüğü maksimum

$$(*) \quad F = m_H \frac{dv}{dt} = m_H \frac{dv}{dr} \frac{dr}{dt} = m_H \frac{dv}{dr} v = \frac{m_H}{2} \frac{d}{dr} (v^2) = \left\{ (\mu - 1) \frac{4}{3} \pi \rho m_H G \right\} r$$

$$d(v^2)/dr = 2Kr \Rightarrow v^2 = Kr^2 \Rightarrow v = \sqrt{K} r.$$



$\delta q$  değerinin ancak onda biri kadardır. Bundan başka, çeşitli araştırmacılar tarafından uygulanan başka bir yöntemle de maksimum  $\delta q$  değerinin  $10^{-21}$  e mertebesinde, yâni *LYTTLETON-BONDİ* evren modelinin öngördüğünün 6000 de biri olması gerektiği ortaya konulmuştur [10 - 13]. Bu denel sonuçlara bakarak elektron ve protonun yüklerinin eşitliğinin  $10^{-21}$  gibi olağanüstü bir duyarlık derecesiyle tesbit edilmiş olduğu rahatlıkla söylenebilir. Bu, aynı zamanda, *LYTTLETON-BONDİ* evren modelini de geçersiz kılan bir sonuçtur.

### (VI.3) EVRENDEKİ MADDENİN EŞYÖNLÜ DAĞILIMI

Astronomik gözlemler Evrenin yaklaşık 100 Mpc'lik boyutlarda hem eşyönlü (*izotrop*) ve hem de homogen olduğunu ortaya koymaktadır. Daha küçük bir ölçekte Evrenin eşyönlülüğünden ve homogenliğinden bahsetmek mümkün değildir. Meselâ, aşağı yukarı 1 ışık yılından küçük bölgeler içinde oluşan yıldızlar, 1 Mpc mertebesindeki bölgeleri kaplayan galaksiler ve yaygınlıkları yaklaşık olarak 100 Mpc olan galaksi kümeleri Evrendeki madde dağılımının yerel düzensizliklerini oluştururlar. Ancak, boyutları 1000 Mpc mertebesinde rastgele bölgeler göz önüne alındığında bunlar arasında, maddenin gerek eşyönlü dağılımı gerekse homogen dağılımı yönünden çok az farklar bulunmaktadır. Kezâ, Evrenin gözlenen genişlemesinin globâl olarak %5 den fazla eşyönsüzlük arzetmediği de saptanmıştır [24].

Galaksilerin Evrendeki dağılımları ile bunların görünen kadirlerinin ve arz ettikleri kızıla kayma miktarlarının dağılımlarındaki eşyönlülük bir yandan [14 - 17]; radyokaynakların eşyönlülüğü diğer yandan [18 - 19] ve nihâyet gerek X-ışınlarının [20] gerekse evrensel kara cisim radyasyonunun eşyönlülükleri [21] Evrenin globâl olarak ve oldukça büyük bir duyarlık derecesiyle eşyönlü sayılması gerektiğini ortaya koymuşlardır.

Burada akla, tabii olarak, Evrenin acaba niçin bu kadar eşyönlü olduğu sorusu takılmaktadır. Buna verilecek mümkün ve mâkul cevaplardan biri Evrenin doğumuna yol açan ve bir **Büyük Patlama** şeklinde tezahür etmiş olduğu varsayılan ilkel tekilliğin (*sengülâritenin*) bizâtihi eşyönlü olduğu ve bugün gözlenen eşyönlülüğün de bu başlangıç şartına bağlı olduğudur. Ancak bundan daha tutarlı olduğuna inanılan bir başka çözüm de C.W.MISNER ile A.G.DOROSHKEVİCH, Y.B.ZELDOVİCH ve İ.D.NOVIKOV tarafından ileri sürülmüştür. Buna göre Evren başlangıçta iyice eşyönsüz (**anizotrop**) olabilir; ancak bu eşyönsüzlük, genişlemeğe başladığı evrede Evrende hüküm süren fiziksel işlemler dolayısıyla zamanla çok küçük bir mertebeye indirgenmiş olacaktır. Buna eşyönsüzlüğün dağılması (**anizotropluğun disipasyonu**) adı verilmektedir. Eşyönsüzlüğün disipasyonuna sebep olabilecek en önemli mekanizmanın, uyarılmış nötrinolar ile elektron-pozitron çiftleri arasındaki etkileşmeden doğduğuna inanılmaktadır. Büyük patlamadan bir süre sonra Evrenin sıcaklığı  $10^{10}$  °K e düştüğünde, eğer Evre-

nin genişlemesi gerçekten de bir eşyönsüzlük arz ediyorsa, nötrinolar da çeşitli doğrultularda farklı *DOPPLER* kaymaları arz edeceklerdir. Bununla beraber, nötrinolar ile elektron-pozitron çiftleri arasındaki çarpışmalar sonucu nötrinoların dağılımları eşyönlü olma eğilimi göstereceklerdir. Öte yandan bu evrede Evrenin dinamiği nötrinoların gravitasyon etkilerine sıkı sıkıya bağlı olduğundan, nötrinoların eşyönlü bir dağılıma doğru gitmeleri Evrenin genişlemesinin de eşyönlüleşmesinde etkin olacaktır. Yani bu evrede nötrinolar sanki büyük bir viskozluğa sâhip bir akışkanmışlar gibi davranacaklardır. Bu nötrino viskozluğunun büyüklüğü şüphesiz ki nötrinolar ile elektron-pozitron çiftleri arasındaki etkileşme şiddetine bağlıdır. Söz konusu etkileşme şiddeti her ne kadar lâboratuvarda ölçülememişse de buna dair teorik bir değer *FEYNMAN - GELL-MANN* teorisinden kestirilebilmektedir. *MİSNER*, bu teorik değer doğru bir kestirim olması hâlinde, evrensel kara cisim radyasyonundaki 12 saatlik periyodik eşyönsüzlüğün %0,03 den daha küçük olması gerektiğini göstermiş olup bu sonuç söz konusu eşyönsüzlüğün üst sınırını %0,2 olarak saptamış olan *PERTRIDGE* ve *WILKINSON*'un gözlem sonuçlarıyla da tutarlıdır. (Eşyönsel olmayan Evren hakkındaki çağdaş incelemeler hakkında bir bibliyografya için bk. [22] ve kezâ [23]).

Evrenin üniformalığına gelince bu, gerek yoğunluğunun gerekse basıncının **büyük ölçekte** sâbit olmasına dayanmaktadır.

Bu gözlemsel veriler sonuç olarak bizlere, içindeki madde ve enerjinin dağılımının, büyük ölçek söz konusu olduğunda, eşyönlü olduğu ve kendisi de eşyönlü bir biçimde genişleyen homogen ve üniform bir Evren görünümü yansıtmakta ve ayrıca Evrenin başlangıcında doğumuna yol açan tekil bir durum olduğu fikrini telkin etmektedirler.

Herbiri, çok kere, yaklaşıklıklar ve ekstrapolâsyonlar yapmak sûretiyle elde edilmiş sonuçlar dahi olsa Evrenin gözlemsel bir biçimde ortaya konmuş olan bu globâl özelliklerinden, aksine çok kuvvetli kanıtlar ortaya konmadıkça vaz geçmek mümkün değildir. Biz de II.KISIM'da bu gözlemsel verilerin bizi ne gibi tutarlı teorik evren modellerine sevkedeceklerini araştıracağız ve bu modellerin yeniden, gözlemlerle kontrol edilebilmesi için gerekli teorik temelleri ve sonuçları saptamağa ve açıklamağa çalışacağız.

## REFERANSLAR

- [1] G.COCCONI, E.E.SALPETER, *Phys. Rev. Letters*, 4, s. 176, (1960).
- [2] R.H.DİCKE, *Phys. Rev.Letters*, 7, s. 359, (1961).
- [3] V.W. HUGHES, "Mach's Principle and Experiments on Mass Anisotropy"; *Gravitation and Relativity* (Eds. H.Y.CHIU and W.F.HOFFMANN); W.A. Benjamin Inc., New-York Amsterdam; s. 106-120; (1964).

- [4] V.W.HUGHES, H.G.ROBINSON, V.BELTRAN-LOPEZ, *Phys. Rev. Letters*, **4**, s. 342, (1960).
  - [5] R.W.P. DREVER, *Phil. Mag.* **6**, s. 683, (1961).
  - [6] V.W. HUGHES, "The Lyttleton-Bondi Universe and Charge Equality"; *Gravitation and Relativity*; s. 259-278.
  - [7] R.A.LYTTLETON, H.BONDI, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A252**, s. 313, (1959).
  - [8] J.C.ZORN, G.E.CHAMBERLAİN, V.W.HUGHES, *Phys. Rev.* **129** s. 2566, (1963).
  - [9] J.C.ZORN, G.E.CHAMBERLAİN, V.W.HUGHES, *Bull. Amer Phys. Soc.* **6**, s. 63, (1961).
  - [10] A.PİCCARD, E.KESSLER, *Arch. Sci. Phys. et Nat. (Genève)*, **7**, s. 340, (1925).
  - [11] J.G.KİNG, *Phys. Rev. Letters*, **5**, s. 562, (1960).
  - [12] A.M.HİLLAS, T.E. CRANSHAW, *Nature*, **184**, s. 892, (1959).
  - [13] A.M.HİLLAS, T.E. CRANSHAW, *Nature*, **186**, s. 459, (1960).
  - [14] E.P.HUBBLE, *Ap. J.*, **79**, s. 8, (1934).
  - [15] E.P.HUBBLE, *Ap. J.*, **84**, s. 517, (1936).
  - [16] A.SANDAGE, "Distances to Galaxies: The Hubble Constant, The Friedmann Time and the Edge of the World"; *Proceedings of the Symposium on the Galaxy and the Distance Scale*.
  - [17] A.SANDAGE, G.A.TAMMAN, E.HARDY, *Ap. J.*, **172**, s. 253, (1972).
  - [18] D.J.HOLDEN, *M.N.R.A.S.*, **133**, s. 225, (1966).
  - [19] R.G.HUGHES, M.S.LONGAİR, *M.N.R.A.S.* **135**, s. 131, (19967).
  - [20] P.J.E.PEEBLES, *Physical Cosmology*; Princeton University Press, Princeton-New Jersey; s. 40, (1971).
  - [21] S.P. BOUGHN, D.M.FRAN, R.B.PARTRIDGE, *Ap. J.*, **165**, s. 439, (1971).
  - [22] T.B.CRİSS, R.A.MATZNER, M.P.RYAN r.,(L.C.SHEPLEY, "Modern Theoretical and Observational Cosmology"; *General Relativity and Gravitation* (Eds. G.SHAVİV and J.ROSEN); John Wiley and Sons, New York-Toronto; s. 33-107, (1975).
  - [23] *Confrontation of Cosmological Theories With Observational Data*, I.A.U. Symposium No. 63, (Ed. M.S.LONGAİR); D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht; s. 121-128, 157-173, 283-286; (1974).
  - [24] V.C.RUBİN, "Is there evidence of anisotropy in the expansion of the universe?"; *Colloque de l'UAI, No. 37, Décalage vers le Rouge et l'Expansion de l'Univers*; Editions du CNRS; s. 121-138; (1977).
-

İKİNCİ KISIM

**TEORİK KOZMOLOJİ**

---

---

## VII. BÖLÜM

Nizâm-ı hulk-ı âlem mültezimdir ind-i BÂRÎ'de ;  
HUDÂ kaadirdir ammâ sîmi zer, leyli nehâr etmez!  
*Ziyâ Paşa (1825-1880)*

# TEORİK MODELİN METRİĞİ VE KİNEMATİĞİ

### (VII.1) KOZMOLOJİK MODELİN TEMEL İLKELERİ

Geçen bölümlerde gözden geçirmiş olduğumuz kozmolojinin gözlemsel verileri, Evren hakkında bize şu özellikleri haiz bir görünüm telkin etmiş bulunmaktadır :

1) Evren, kabaca, aralarında büyük uzaklıklar bulunan galaksi kümeleri ve elektromagnetik radyasyonla doludur.

2) Galaksiler *HUBBLE* kaanûnu uyarınca bizden uzaklaşmaktadır.

3) Gerek içindeki madde dağılımı, gerek galaksilerin uzaklaşması, gerekse evrensel kara cisim radyasyonu bakımından (yerel düzensizlikler ihmâl edildiğinde, yâni büyük ölçekte) Evren eşyönlü olup globâl bir rotasyona da tâbî değildir.

4) 2,7 °K e tekaabül eden *PLANCK* tipi bir spektruma sâhip bulunan evrensel kara cisim radyasyonunun varlığı, Evrenin evriminin başlangıcında, bir "**büyük patlama**" ile kendini gösteren tekil bir hâlin mevcûd olması gerektiğini telkin etmektedir.

Bu görünüm, ilgili bölümlerde de vurgulamış olduğumuz gibi, her ne kadar kesin ve nihâf bir gerçek olarak kabul edilemese bile elimizdeki gözlem ve ölçüm olanaklarının, Evren hakkındaki bilgilerimizi daha kesin sınırlar içinde tutacak biçimde gelişmelerini bekleyene kadar, gene de, kurmak istediğimiz matematiksel model için mâkûl bir çıkış noktası olarak kabul edilmelidir.

Kozmolojinin gözlemsel verilerinin ayrıntıları arasından ancak idealize etmek sûretiyle Evrene atfettiğimiz bu özelliklerden hareketle matematiksel modelimiz için yeni bazı varsayımlar vaz etmek de zorunlu görünmektedir, şöyle ki: Evrenin matematiksel bir modeli için hareket noktamız *EİNSTEİN*'in Genel Rölâtivite Teorisinin alan denklemleri olduğunda [1], en önce Evrenin madde ve enerji içeriğini matematiksel bir biçimde yansıtacak olan  $T_{\mu\nu}$  enerji-impuls tansörü hakkında mâkûl bir seçim yapmamız gerekecektir.

Aslında, eğer gözlem ve ölçümlerimiz enerji-impuls tansörünün bütün bileşenlerini Evrendeki madde ve enerji dağılımını eksiksiz yansıtacak biçimde tâyin edebilmemizi mümkün kılabilselerdi

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (R - 2\Lambda) = - \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (\text{VII.1.1})$$

şeklindeki alan denklemlerinden, hiç değilse teorik olarak, sol yandaki  $g_{\mu\nu}$  leri tâyin ederek Evrenin geometrisine tekaabül eden  $ds^2$  yi inşa edebilirdik. Ancak, gözlemlerimiz ve ölçümlerimiz bize Evrendeki madde ve enerjinin dağılımını eksiksiz yansıtacak bir  $T_{\mu\nu}$  tansörünü yazmağa müsaade etmediğinden, önce, çok ideal bir hâl için ve basit sayılabilecek bir enerji-impuls tansörü vaz etmeğe mecburuz. Bu hâlde dahi (VII.1.1) denklemlerini çözmek imkânsız olduğundan, gözlemlerimizin telkin ettiği bazı simetri özelliklerinden yararlanarak  $ds^2$  nin şeklinin ne olacağını tahmin etmek ve, bu simetrilerin peşinen belirlemeye müsaade etmedikleri fakat artık sayıları azalmış olan, sıfırdan farklı bilinmeyen  $g_{\mu\nu}$  leri alan denklemleri aracılığıyla tâyin etmek probleme yaklaşım stratejimizi teşkil edecektir.

Bu münâsebetle, galaksilere, Evreni dolduran özel bir gazın molekülleri gözüyü le bakacak ve bu **kozmik akışkanı** ideal akışkan şemasına uygun olarak, kabaca,

$$T_{\mu\nu} = (\rho c^2 + p) U_\mu U_\nu - p g_{\mu\nu} \quad (\text{VII.1.2})$$

şeklindeki enerji-impuls tansörü aracılığıyla temsil edeceğiz. Bu temsil ne galaksilerin iç yapılarını, ne kümeleşmelerini, ne madde-karşıt madde ayırımını ve ne de elektromagnetik etkileşmeleri hesaba katmaktadır. Evrendeki elektromagnetik radyasyon, nötrino radyasyonu ve gravitasyon radyasyonu gibi radyasyonların varlığını ancak, ortalama  $\rho$  yoğunluğunu  $\rho = \rho_{\text{mad}} + \rho_{\text{rad}}$  şeklinde yazmakla enerji-impuls tansörüne yansıtma imkânı olabilir. Kezâ, galaksilerden oluşan bu kozmik akışkana izâfe edilen  $p$  basıncının da, hem maddenin ve hem de radyasyonun kısmî basınçlarından oluşan bir büyüklük olduğunu da kabul etmek mümkündür. Gözlemlere göre bugün için

$$\rho_{\text{mad}} \ll \rho_{\text{rad}}$$

dir. Ancak, bu eşitsizlik VIII. ve X. Bölümlerde de göreceğimiz gibi Evrenin geçmişi için geçerli değildir. Öte yandan ise daima

$$\rho_{\text{rad}} = \frac{c^2}{3} \rho_{\text{rad}}$$

dur [2].

Şimdi Evren hakkındaki gözlemsel verilerden esinlenerek kurmak istediğimiz modelin geometrik yapısını yansıtacak olan  $ds^2$  nin şeklini basitleştirmeye yardım edecek bazı hususlara değinmek istiyoruz. Bunlardan ilki, galaksilerin **HUBBLE**

kaanûnuna uygun olarak eşyönlü bir biçimde Arzdan uzaklaşmalarının ortaya koyduğu aldatıcı görünümdür. Gerçekten de yalnızca görünüşe itibar edilecek olursa, bu takdirde, Arzın Evrenin merkezinde sâbit olduğuna hükmetmek gerekir. Ancak, *KOPERNİK*'tenberi insanı Evrenin merkezine yerleştiren görüşün -hiç değilse *BATLAMYOS (PTOLEMAEUS)* sistemiyle ilgili olarak- iflâs etmiş olduğu mâlûmdur. Elimizde kesin bilimsel kanıtlar olmamasına rağmen bugün dahi insanın Evrenin, tesâdüfen dahi olsa, merkezinde bulunmadığını bir ilke olarak kabul etmeğe devam edeceğiz (*H. BONDİ*'ye göre: *KOPERNİK İlkesi*). Bunun sonucu da Evrendeki fiziksel görünümün belirli bir anda her yerde (yâni her gözlemci için) aynı olduğunu bir ilke olarak kabul edeceğiz. Buna kozmolojik ilke adı verilir. Şu hâlde kozmolojik ilkeye göre Evrenin tasviri bakımından aynı bir anda Evrenin farklı iki noktası birbirlerine eşdeğerdirler. Bu, aynı zamanda, Evrenin **homogen** olduğunun da tanımıdır. Ancak burada "**belirli bir anda**" demekle ne demek istenildiğinin, hangi zamandan ve neyin zamanından söz edildiğinin açıklığa kavuşturulması gerekir.

*NEWTON* fiziğinde "**belirli bir an**"ın kesin bir anlamı vardır. Özel Rölâtivite Teorisinde, eşzamanlığın bütün *GALİLE* referans sistemleri için tanımlanamaması dolayısıyla bu kavram müphemdir; ancak bu müphemlik belirli bir *GALİLE* referans sistemi verilir verilmez ortadan kalkar çünkü bir *GALİLE* referans sistemine ait bütün noktadaki saatlerin birbirlerine göre âyâr edilerek aynı bir zamanı göstermelerini temin etmek mümkündür. Genel Rölâtivite Teorisinde ise ancak yerel olarak *GALİLE* (ya da eylemsizlik) sistemleri addedilebilecek referans sistemleri mevcûd olduğundan bu kavram gene tamâmen müphem kalır. Ancak eğer uzay-zamanın yapısı, zaman koordinatı üç boyutlu uzaysal hiperyüzeyler ailesine dik olacak şekilde ise bu takdirde aynı bir hiperyüzey üzerinde bütün olaylara aynı bir zaman koordinatı tekaabül edeceği; yâni başka bir deyimle, eşzamanlık yüzeyi yerel olarak bu hiperyüzey ile çakışan bir *GALİLE* referans sistemi bulmanın mümkün olacağı anlaşılmaktadır. Şüphesiz ki bir uzaysal hiperyüzey üzerindeki bu yerel *GALİLE* referans sistemleri bütün uzaya şâmil globâl bir referans sistemi teşkil etmezler; fakat bunların eşzamanlık yüzeyleri hiperyüzeyin zarfını teşkil ederler.

Şu hâlde uzay-zamanın yapısı, zaman koordinatı uzaysal hiperyüzeylere dik seçildiği takdirde "**belirli bir anda**" deyimini "**belirli bir uzaysal hiperyüzey üzerinde**" cümlesiyle eşanlamlı olmaktadır. Buna binâen bütün uzay-zamanı, birbiri üzerine binmiş soğan kabukları misâli, böyle uzaysal hiperyüzeylerin tek parametrelili bir ailesiyle doldurmak ve bir kabuğu diğerinden farkettilen parametreye de **zaman** adını takmak mümkündür.

Kozmolojik İlkedен çıkardığımız Evrenin homogenlik özelliğini şimdi bu görüş açısından ele alırsak, Evrende vukuu bulan her olaydan bir uzaysal hiperyüzey geçeceği ve bu hiperyüzey üzerindeki bütün olayların da aynı fiziksel şartları haiz olacağı anlaşılır: *böyle bir hiperyüzey üzerindeki her olay için  $\rho$  yoğunluğu,  $p$*

basıncı ve uzay-zamanın eğriliği aynı kalacaktır. Bu özellik Evrenin **üniform** olması özelliğiyle eşanlamlıdır.

Buna paralel olarak Evrenin eşyönlülüğü kavramını da daha belirgin kılmak gerekir. Şüphesiz ki Evren her cins gözlemci için eşyönlü değildir. Meselâ  $10^{11}$  GeV lik bir kozmik ışının üzerine binmiş bir gözlemci Evrendeki cisimleri bir yönden kendine doğru geliyor, aksi yönde de kendinden kaçıyorlarmış gibi görecektir. Evrenin eşyönlülüğü ancak kozmik akışkanla birlikte hareket eden bir gözlemci için anlam kazanacaktır. Böyle bir gözlemci herhangi bir yerel fiziksel ölçüm aracılığıyla uzaydaki yönlerden birini diğerinden ayırtedemeyecektir. Belirli bir uzaysal hiperyüzey üzerinde bulunan bir gözlemci eğer bu hiperyüzeye nazaran kendi hızının sıfırdan farklı olduğunu bulursa bu ona uzaydaki yönlerden birini diğerinden tefrik edebilmesini sağlar ki bu takdirde de artık uzayın eşyönlülüğünden bahis edilemez. Gerek galaksilerin uzaklaşması, gerek Evrendeki madde dağılımı ve gerekse evrensel kara cisim radyasyonu bakımından, büyük ölçekte, Evren bize eşyönlü görüldüğünden biz de Evrendeki kozmik akışkanla birlikte hareket ediyor ve ait olduğumuz uzaysal hiperyüzeye nazaran ise hareket etmiyoruz demektir. Eğer  $r$ ,  $\theta$ , ve  $\varphi$  ile Arzın bu hiperyüzey üzerindeki koordinatlarını (**eş-hareketli koordinatlarını**) gösterirsek, eşhareketlilik şartları

$$\boxed{\frac{dr}{ds} = \frac{d\theta}{ds} = \frac{d\varphi}{ds} = 0} \quad (\text{VII.1.3})$$

olacaktır. Buna göre Evrenin metriğini hesaplarken eğer bir takım koordinat dönüşümleri yapmak gerekirse yapabileceğimiz müsait koordinat dönüşümleri ancak (VII.1.3) eşhareketlilik şartları ile tutarlı olanlar olacaktır. Eşhareketlilik şartları kolayca görüleceği üzere, aynı zamanda, kozmik akışkanın girdapsız olmasını da, yâni Evrende büyük ölçekte globâl bir rotasyon hareketinin mevcûd bulunmamasını da içerir. Bütün bu sezgisel sonuçların matematiksel bir biçimde çıkarılması VII.1. numaralı problemle okuyucuya bırakılmıştır.

## (VII.2) ROBERTSON-WALKER METRİĞİ [4-6]

Şimdi, bir önceki paragrafta sezgisel olarak erişmiş olduğumuz sonuçlara dayanarak ve yapılan bütün basitleştirici varsayımların ışığında Evrenin geometrik yapısını yansıtacak olan matematiksel modele tekaabül eden metriğin ifâdesini tesis etmek istiyoruz.

Bu metrikte, yukarıda da görmüş olduğumuz vechile, "zaman" değişkeninin diğer bütün uzay değişkenlerine dik olması gerektiğinden  $ds^2$  nin şekli en azından

$$ds^2 = g_{00} (dx^0)^2 + g_{ij} dx^i dx^j, \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

tarzında olmalıdır. Ancak,  $c dt = \sqrt{g_{00}} dx^0$  vaz ederek zaman ölçeğinde yapılacak bir âyarlamayla bu metrik



$$ds^2 = c^2 dt^2 + g_{ij} dx^i dx^j \quad (\text{VII.2.1})$$

şekline de sokulabilir. (VII.2.1) üzerindeki belirsizliği bir derece daha azaltmak üzere belirli bir  $t$  değerine tekaabül eden üç boyutlu, ve  $d\sigma^2 = g_{ij} dx^i dx^j$  metriği ile de tanımlanabilen uzaysal hiperyüzey üzerinde üç galaksinin oluşturdıkları üçgeni göz önüne alalım [3]. Müteakip herhangi bir anda bu üçgen  $t$  ânından pekçok bakımdan farklı olacaktır. Ancak, Evren homogen ve eşyönlü olduğundan söz konusu hiperyüzey üzerinde hiç bir nokta ve de hiç bir doğrultu bir diğerine tercih edilemez. Buna binâen bu ikinci üçgenin ilkinde geometrik olarak benzer olması ve gene eşyönlülüğün korunabilmesi için büyüme oranının da üçgenin hiperyüzey üzerindeki konumuna, yâni küresel koordinatlar söz konusu olduğunda  $\theta$  ve  $\varphi$  ye bağlı olmaması ve  $g_{ij}$  lerin zamana bağılılıklarının da zamana bağlı ortak bir çarpan aracılığıyla olması gereklidir. Şu hâlde

$$d\sigma^2 = A(r) e^{\mu(x_0)} (dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2)$$

olacaktır.  $A(r) \exp \mu(x_0)$  büyüme oranında  $A(r)$  çarpanının negatif olamayacağını göz önünde tutarak

$$A(r) e^{\mu(x_0)} = e^{\mu(x_0) + \nu(r)} = e^{f(r, x_0)}$$

yazılabilir. Buna göre, aradığımız metrik

$$ds^2 = dx_0^2 - e^{\mu(x_0) + \nu(r)} (dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (\text{VII.2.2})$$

şeklinde olacaktır.

(VII.1.3) şartları altında ve enerji-impuls tansörünün (VI.1.2) ile verilmiş ifâdesine dayanarak (VII.1.1) alan denklemlerinden,  $d\mu/dx_0 = \dot{\mu}$  ve  $d\nu/dr = \nu'$  vaz ederek

$$-\frac{8\pi G}{c^4} T_0^0 = -\frac{8\pi G}{c^2} p = e^{-f} \left( \nu'' + \frac{\nu'^2}{4} + \frac{2\nu'}{r} \right) - \frac{3}{4} \dot{\mu}^2 + \Lambda \quad (\text{VII.2.3})$$

$$-\frac{8\pi G}{c^4} T_1^1 = \frac{8\pi G}{c^4} p = e^{-f} \left( \frac{\nu'^2}{4} + \frac{\nu'}{r} \right) - \ddot{\mu} - \frac{3}{4} \dot{\mu}^2 + \Lambda \quad (\text{VII.2.4})$$

$$\begin{aligned} -\frac{8\pi G}{c^4} T_2^2 &= -\frac{8\pi G}{c^4} T_3^3 \\ &= \frac{8\pi G}{c^4} p = e^{-f} \left( \frac{\nu''}{2} + \frac{\nu'}{2r} \right) - \ddot{\mu} - \frac{3}{4} \dot{\mu}^2 + \Lambda \end{aligned} \quad (\text{VII.2.5})$$

$$-\frac{8\pi G}{c^4} T_\alpha^\alpha = 0, \quad (\alpha \neq \beta) \quad (\text{VII.2.6})$$

ifâdeleri elde edilir. Bunlardan (VII.2.4) ile (VII.2.5) in aralarında tutarlı olabilmelelerinin ancak

$$v' - \frac{v'^2}{2} - \frac{v'}{r} = 0 \quad (\text{VII.2.7})$$

bağıntısının gerçekleşmesine bağlı olduğu görülmektedir. Bu diferansiyel denklemin,  $v' = h$  vaz ederek ilk bir integralinin,  $a$  ile bir integrasyon sâbitini göstererek,

$$v' = a r e^{v/2}$$

ve genel çözümünün de  $b$  ile uygun bir başka integrasyon sâbitini göstererek

$$e^{v(r)} = \frac{b^2}{\left(1 - \frac{ab}{4} r^2\right)^2}$$

olduğu kolaylıkla saptanır. Şimdi metriğin nihai şeklini yazarken  $b^2$  sâbiti  $e^{u(x_0)}$  içine sokulur ve

$$|ab| = \frac{1}{R_0^2} \quad (\text{VII.2.8})$$

diye bir de yeni sâbit tanımlanırsa;  $ab$  çarpımının sıfır, negatif veyâ pozitif olmasına göre sırasıyla  $k=0$ ,  $k=+1$ ,  $k=-1$  olmak üzere gözlemlere göre Evrenin globâl geometrik yapısını yansıtacak olan metrik

$$ds^2 = dx_0^2 - \frac{e^{u(x_0)}}{\left(1 + \frac{k}{4} \frac{r^2}{R_0^2}\right)^2} (dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (\text{VII.2.9})$$

şeklini alır. Buna ROBERTSON-WALKER metriği adı verilmektedir.

### (VII.3) ROBERTSON-WALKER METRİĞİNİN DİĞER ŞEKİLLERİ

(VII.2.9) ifâdesinden hareketle uygun koordinat dönüşümleri aracılığıyla ROBERTSON-WALKER metriğini başka ilginç şekillere de sokmak mümkündür.

Önce,  $\rho = r/R_0$  ve  $R(t) = R_0 \exp \left\{ \frac{1}{2} \mu(t) \right\}$  vaz etmek sûretiyle (VII.2.9)

metriğinin

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[ \frac{d\rho^2 + \rho^2 d\theta^2 + \rho^2 \sin^2 \theta d\varphi^2}{\left(1 + \frac{k}{4} \rho^2\right)^2} \right] \quad (\text{VII.3.1})$$

şeklinde yazılabileceğine dikkati çekelim.  $\rho = r/R_0$  dönüşümünün eşhareketlilik

şartlarını koruduğu ve bu nedenle metriğin (VII.3.1) şeklinin (VII.2.9) şeklinin fiziksel içeriğini bozmamış olduğu da kolayca görülmektedir.

Şimdi de  $r \ll R_0$  hâlini göz önüne alalım. Bu takdirde

$$\rho = \frac{r}{1 + \frac{k}{4} \frac{r^2}{R_0^2}} \quad (\text{VII.3.2})$$

dönüşümü yapılacak olursa buradan

$$d\rho = \frac{dr}{1 + \frac{k}{4} \frac{r^2}{R_0^2}} - \frac{k}{2R_0^2} \frac{r^2 dr}{\left(1 + \frac{k}{4} \frac{r^2}{R_0^2}\right)^2} = \frac{\rho}{r} dr - \frac{k}{2R_0^2} \rho dr$$

yazılabilmesi dolayısıyla  $dr = 0$  in  $d\rho = 0$  sonucunu ve kezâ  $r$  nin değeri ne olursa olsun  $d\rho = 0$  in da  $dr = 0$  sonucunu sürüklediği görülmektedir. Buna göre bu dönüşüm eşareketlilik şartlarını koruyan ve dolayısıyla da ROBERTSON-WALKER metriğinin fiziksel özelliklerini bozmayan bir dönüşümdür. Şimdi gene (VII.3.1) den

$$dr = \left(1 + \frac{k}{4} \frac{r^2}{R_0^2}\right) d\rho + \frac{k}{2} \rho r dr$$

veyâ  $r \ll R$  olduğunu da göz önünde tutarak

$$\begin{aligned} \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{k}{4} \frac{r^2}{R_0^2}\right)^2} &= \frac{d\rho^2}{\left(1 - \frac{k}{2} \frac{\rho r}{R_0^2}\right)^2} = \frac{d\rho^2}{\left[1 - \frac{k}{2} \frac{\rho^2}{R_0^2} \left(1 + \frac{k}{4} \frac{r^2}{R_0^2}\right)\right]^2} \\ &\cong \frac{d\rho^2}{1 - k \frac{\rho^2}{R_0^2}} \end{aligned} \quad (\text{VII.3.3})$$

bulunur. Eğer ayrıca

$$\bar{r} = \frac{\rho}{R_0} \quad \text{ve} \quad R(t) = R_0 \exp\left[\frac{\mu(t)}{2}\right] \quad (\text{VII.3.4})$$

vaz edilirse (VII.3.2), (VII.3.3) ve (VII.3.4) e binâen (VII.2.9) metriği

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left\{ \frac{d\bar{r}^2}{1 - k\bar{r}^2} + \bar{r}^2 d\theta^2 + \bar{r}^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right\} \quad (\text{VII.3.5})$$

şekline girmiş olur.

Şimdi de,  $k = +1$  olması hâlinde gene eşhareketlilik şartlarını koruduğu kolayca görülebilecek olan,

$$\bar{r} = \sin \chi = \frac{\rho}{R_0} \quad (\text{VII.3.6})$$

dönüşümünü yaparsak (VII.3.5) metriği

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + \sin^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)] \quad (\text{VII.3.7})$$

olur. Son olarak gene  $k = +1$  olmak üzere

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= R_0 \sqrt{1 - \frac{\rho^2}{R_0^2}}, & z_2 &= \rho \sin \theta \cos \varphi \\ z_3 &= \rho \sin \theta \sin \varphi, & z_4 &= \rho \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.3.8})$$

şeklinde bir dönüşüm yapacak olursak buradan

$$z_1^2 + z_2^2 + z_3^2 + z_4^2 = R_0^2 \quad (\text{VII.3.9})$$

olduğu yâni  $(z_1, z_2, z_3, z_4)$  noktasının  $R_0$  yarıçaplı 4 boyutlu öklitsel bir küre yüzeyi üzerinde bulunduğu ve ayrıca bu dönüşüm grubuna göre (VII.3.5) metriğinin de

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [dz_1^2 + dz_2^2 + dz_3^2 + dz_4^2] \quad (\text{VII.3.10})$$

şeklini aldığı görülür.

Metriğin bu şekli,  $k = +1$  hâli göz önüne alındığında, Evrenin metriğinin 5 boyutlu bir öklitsel uzay içine daldırılmış gibi yorumlanabileceğini ve belirli bir  $t$  ânı için uzaysal hiperyüzeyin  $R_0$  yarıçaplı 4 boyutlu öklitsel bir küre yüzeyi imiş gibi düşünüleceğini telkîn etmektedir.

#### (VII.4) ROBERTSON-WALKER METRİĞİNİN KİNEMATİK ÖZELLİKLERİ

ROBERTSON-WALKER metriğindeki  $k$  parametresi uzayın **eğrilik parametresi** adını alır. Ayrıca, Evrenin üç boyutlu uzaysal hiperyüzeyinin eğriliğinin de sâbit bir değeri haiz olduğu gösterilir (bk. meselâ [7]).  $k = +1$  hâlinin, (VII.3.8) metriğinin de telkîn ettiği gibi, **küresel** ya da genel anlamda **eliptik** bir uzaya;  $k = 0$  hâlinin öklitsel ya da **silindirik** bir uzaya ve  $k = -1$  hâlinin de **hiperbolik** bir uzaya tekaabül ettiği söylenir. Böylelikle  $k$  parametresinin değerlerine göre farklı üç mümkün Evren geometrisi ortaya çıkmaktadır.

A.  $k = 1$  : ELİPTİK EVREN MODELLERİ

(VII.3.1) metriği göz önüne alındığında eşhareketlilik şartlarını invaryant bırakan

$$\rho = 2 \operatorname{tg} \frac{\chi}{2}, \quad d\rho = \frac{d\chi}{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\chi}{2}} \quad (\text{VII.4A.1})$$

gibi bir dönüşüm yapılırsa, metrik

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + \sin^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)] \quad (\text{VII.4A.2})$$

şekline dönüşür.  $\rho$  nun değişim aralığı  $[0, \infty]$  olduğuna göre yeni  $\chi$  değişkeninin  $[0, \pi]$  dir. §(VII.3) de görmüş olduğumuz vechile Evrenin

$$d\sigma^2 = R^2(t) [d\chi^2 + \sin^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)] \quad (\text{VII.4A.3})$$

ile belirlenen uzaysal hiperyüzeyine, 4-boyutlu öklitsel bir uzaydaki bir hiperkürenin 3-boyutlu yüzeyi gözüyle bakılabilmektedir. Şimdi belirli bir  $t = t_0$  ânı ile belirlenen böyle bir hiperyüzeyde radyal bir yol boyunca ( $d\varphi = d\theta = 0$ ) en uzun mesâfeyi hesaplayalım.  $R = R(t_0)$  vaz ederek bu  $d_{\max}$  uzaklığı

$$d_{\max} = \int_0^\pi R d\chi = \pi R \quad (\text{VII.4A.4})$$

den ibâret olacaktır. Buna  $t = t_0$  a tekaabül eden hiperkürenin çevresinin yarı uzunluğu gözüyle bakılabilir.  $R$  ye de, çoğu kere Evrenin yarıçapı denilmektedir. Aslında  $\chi$  nin, 0 ilâ  $\pi$  arasında değişmesi  $\rho$  nun 0 dan  $\infty$  a kadar değişmesi demektir. Bu durumda söz konusu hiperkürenin sınırsız olmasına rağmen, çevresinin sonlu bir değeri haiz olduğu görülmektedir.

Bu hiperkürenin hacmini hesaplariken, RİEMANN geometrisinde invaryant elemanter hacmin ifâdesinden hareketle

$$dV = \sqrt{-g} d\chi d\theta d\varphi = R^3 \sin^2 \chi \sin \theta d\chi d\theta d\varphi$$

olduğunu göz önünde tutarak,

$$V = \int_0^\pi d\chi \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi R^3 \sin^2 \chi \sin \theta = 2\pi^2 R^3 \quad (\text{VII.4A.5})$$

olduğu, yâni hacmin da sonlu olduğu bulunur.

**B.  $k = 0$  : ÖKLİTSEL ya da SİLİNDİRİK EVREN MODELLERİ**

Öklitsel hâle tekaabül eden metriği de diğer hâller için ortaya çıkan metriklerle uyumlu görünsün diye  $r = \chi$  vaz ederek yeniden yazalım :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + \chi^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)] \quad (\text{VII.4B.1})$$

**C.  $k = -1$  : HİPERBOLİK EVREN MODELLERİ**

Bu hâl için de (VII.3.1) den hareketle

$$\rho = 2 \operatorname{th} \frac{\chi}{2}, \quad d\rho = \frac{d\chi}{1 - \operatorname{th}^2 \frac{\chi}{2}} \quad (\text{VII.4C.1})$$

gibi, gene eşhareketlilik şartlarını invaryant bırakan bir dönüşüm yapılırsa, metrik

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + \operatorname{sh}^2 \chi (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)] \quad (\text{VII.4C.2})$$

şekline dönüşür. Belirli bir  $t = t_0$  ânıyla belirlenen uzaysal hiperyüzeyin hacmi hesaplandığında  $k = -1$  için bunun sonsuz olduğu saptanır.

$k$  parametresinin mümkün üç değerine tekaabül eden bu üç metriği

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \sin \chi, & \rho = 2 \operatorname{tg} \frac{\chi}{2}, & k = +1 \\ \chi, & \rho = \chi, & k = 0 \\ \operatorname{sh} \chi, & \rho = 2 \operatorname{th} \frac{\chi}{2}, & k = -1 \end{cases} \quad (\text{VII.4C.3})$$

olmak üzere tek bir formülde

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + S_k^2(\chi) \cdot (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2)] \quad (\text{VII.4C.4})$$

şeklinde de özetlemek kaabildir.

**D. UZAYSAL HİPERYÜZEYİN MÜMKÜN TOPOLOJİLERİ**

Uzayın homogen ve eşyönel olması şartları her ne kadar 3-boyutlu uzaysal hiperyüzey üzerindeki geometriyi bir  $k$  parametresi yaklaşıklığıyla tesbit etmeğe yetmekteyse de bu, hiperyüzeyin globâl topolojisini tamâmen belirsiz bırakmaktadır. Nitekim, (VII.3.8) dönüşüm grubu aracılığıyla, söz konusu hiperyüzeyin

4-boyutlu bir hiperkürenin yüzeyi olarak 4-boyutlu öklitsel bir uzaya daldırılabilirliğini yukarıda görmüş bulunuyoruz. Fakat aynı hiperyüzeyi, meselâ, 4-boyutlu öklitsel bir uzaya daldırılmış bir elipsin yüzeyi olarak da temsil etmek mümkündür. Gerçekten de sâbit pozitif eğrilikli 3-boyutlu bir uzayın, hepsi de kapalı, fakat birbirlerinden topolojik olarak farklı sonsuz sayıda temsili vardır.  $k = 0$  a tekaabül eden düz uzaylar için, hepsi de açık olmayan toplam 18 temsil vardır. Sâbit negatif eğrilikli uzaylar için gene sonsuz sayıda ve herbiri topolojik olarak farklı temsil vardır. Ancak, ilk defa *F.LOEBELL*'in göstermiş olduğu gibi [8] bunların bir kısmı gene kapalı uzaylardır. Bu itibarla, çoğu kere yapıldığı gibi, eğriliği sıfır olan ya da sâbit bir negatif sayı olan uzayların açık uzaylar olduklarını söylemek her zaman doğru değildir [9,10].

Yerel olarak öklitsel olmayan, ve özellikle küresel ve hiperbolik uzayların geometrik bazı özelliklerinin derli toplu bir incelemesi için *J.HEIDMANN*'ın kitabına başvurulabilir [11].

### E. GEODEZİK EĞRİLERİNİN ÖZELLİKLERİ

Şimdi (VII.3.1) ile verilmiş olan *ROBERTSON-WALKER* metriğinin geodezik eğrilerinin gene mûtab

$$\frac{d^2x^\lambda}{ds^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \frac{dx^\mu}{ds} \frac{dx^\nu}{ds} = 0$$

formülü aracılığıyla verileceğine işâret ettikten sonra, kozmik akışkanla birlikte sürüklenerekten bir geodezik eğrisi boyunca hareket eden maddî noktaları göz önüne alalım. Bu gibi maddî noktalar, kozmik akışkanla birlikte sürüklendiklerinden **bu akışkana nazaran sükûnet hâlinde** olacaklardır; yâni

$$\frac{dr}{ds} = \frac{d\theta}{ds} = \frac{d\varphi}{ds} \quad \text{ve dolayısıyla} \quad \frac{dx^0}{ds} = 1$$

dir. Buna göre geodeziksel hareket denklemi de

$$\frac{d^2x^\lambda}{ds^2} + \Gamma_{00}^\lambda = 0$$

ifâdesine indirgenmiş olur. Ancak, *ROBERTSON-WALKER* metriğine göre  $\Gamma_{00}^\lambda = 0$  olduğundan maddî noktanın ivmesinin bütün bileşenleri için de

$$\frac{d^2x^\lambda}{ds^2} = 0$$

olduğu; yâni kozmik akışkanla birlikte sürüklenen maddî noktaların uzaysal koordinatlara göre **daima sükûnette** olacakları anlaşılabilir. Buna rağmen

A ve B diye böyle iki nokta alındığında bunların arasındaki radyal  $D(A, B)$  uzaklığının zamanla değişeceği kolayca görülür. Nitekim

$$D(A,B) = \int_{A(\rho)}^{B(\rho)} R(t) \frac{d\rho}{1 + \frac{k}{4} \rho^2} = \frac{2}{\sqrt{k}} \int_{A(u)}^{B(u)} R(t) \frac{du}{1 + u^2}$$

$$= \frac{2}{\sqrt{k}} R(t) \left\{ \arctg \frac{\sqrt{k}}{2} \rho_B - \arctg \frac{\sqrt{k}}{2} \rho_A \right\} = f(t) \quad (\text{VII.4E.1})$$

dir. Silindirik hâl, yâni  $k = 0$  için, (VII.4E.1) de  $k \rightarrow 0$  için limit olarak

$$D(A, B, k = 0; t) = R(t) \cdot (\rho_B - \rho_A)$$

olacağı tesbit edilir.

Evrende civarlarına göre her ikisi de sükûnette olan iki nokta arasındaki radyal uzaklığın zamanın fonksiyonu olarak artması: lâstikten bir balonun üzerine işâretlenmiş iki noktanın, balon şişirildiğinde, her birinin diğerinden ayrı olarak bağlı olduğu yerel koordinat sisteminde sükûnette olmasına karşılık aralarındaki uzaklığın artması misâlini hatırlatmaktadır.

Şimdi de kozmik akışkanı oluşturan galaksilerden radyal yönde yayınlanan tâneciklerin geodeziksel hareketlerini inceleyelim. Geodezik boyunca  $s$  öz zamanını parametre olarak seçecek yerde herhangi bir  $\xi$  parametresi seçerek geodeziksel hareket denklemleri

$$\frac{d^2 x^\lambda}{d\xi^2} + \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \frac{dx^\mu}{d\xi} \frac{dx^\nu}{d\xi} = 0$$

şeklinde yazılır. Sırasıyla  $\lambda = 2$  ve  $\lambda = 3$  alarak

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \theta}{d\xi^2} + \Gamma_{11}^2 \left( \frac{d\rho}{d\xi} \right)^2 + 2\Gamma_{10}^2 \frac{d\rho}{d\xi} \frac{dx^0}{d\xi} + \Gamma_{00}^2 \left( \frac{dx^0}{d\xi} \right)^2 &= 0 \\ \frac{d^2 \varphi}{d\xi^2} + \Gamma_{11}^3 \left( \frac{d\rho}{d\xi} \right)^2 + 2\Gamma_{10}^3 \frac{d\rho}{d\xi} \frac{dx^0}{d\xi} + \Gamma_{00}^3 \left( \frac{dx^0}{d\xi} \right)^2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{VII.4E.2})$$

denklemleri elde edilir. Ancak, ROBERTSON-WALKER metriğinin (VII.3.1) ile verilen ifâdesinden CHRISTOFFEL sembolleri hesaplanırsa

$$\Gamma_{11}^2 = \Gamma_{10}^2 = \Gamma_{00}^2 = \Gamma_{11}^3 = \Gamma_{10}^3 = \Gamma_{00}^3 = 0$$

olduğu görülür. Buna göre (VII.4E.2) denklemleri de

$$\frac{d^2 \theta}{d\xi^2} = \frac{d^2 \varphi}{d\xi^2} = 0$$

a indirgenmiş olurlar ki bu sonuç, başlangıçtaki hareketleri yalnızca radyal (yâni



$d\theta/d\xi \equiv d\varphi/d\xi \equiv 0$ ) olan tâneçiklerin, yollarına, radyal doğrultuyu muhafaza ederek devam edeceklerini göstermektedir.

Şimdi bir de, ROBERTSON-WALKER metriğine göre fotonların radyal doğrultudaki yayılmalarını inceleyelim. Bu  $ds^2 = 0$  denklemini gerçekleyen bir harekettir. Radyal yayılma söz konusu olduğundan  $d\theta \equiv d\varphi \equiv 0$  dır; buna göre

$$ds = 0 \Rightarrow \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{c^2 \left( 1 + \frac{kr^2}{4} \right)^2}{R^2(t)}$$

olur. Bizi ilgilendiren, fotonların bir galaksiden çıkarak orijindeki gözlemciye gelmeleri yâni  $t$  arttığında büyük  $r$  değerlerinden küçük  $r$  değerlerine erişmeleri olduğundan radyasyonun hareketini tasvir eden denklemin nihaî şeklinin de

$$\boxed{\frac{dr}{dt} = \frac{c \left( 1 + \frac{kr^2}{4} \right)}{R(t)}} \quad (\text{VII.4E.3})$$

olacağı anlaşılmaktadır.

#### F. ORIJİN DÖNÜŞÜMÜNDE EVRENİN GÖRÜNÜMÜNÜN KORUNMASI: KOZMOLOJİK İLKE

Kozmolojik İlkeye göre: *Evrenin görünümü gözlemcinin konumundan bağımsızdır*; yâni meselâ uzaysal koordinatların orijinde bulunan bir gözlemci için görünüm ne ise eşhareketlilik şartlarını koruyan bir koordinat dönüşümü aracılığıyla orijin bir başka noktaya taşındığında Evrenin oradan görünümü da aynı olacaktır. ROBERTSON-WALKER metriği çerçevesi içinde bunun gerçekten de böyle olduğunu bilfiil görebilmek için, biri uzaysal koordinat sisteminin orijinde bulunan bir  $G_1$  galaksisi ile diğeri de ona  $a$  radyal uzaklığında bulunan bir  $G_2$  galaksisini göz önüne almak ve ROBERTSON-WALKER metriğine uyan yeni bir koordinat sisteminde orijini  $G_2$  ile çakıştırmanın mümkün olduğu göstermek yeterlidir [12].

Bu amaçla,  $k=+1$  için ROBERTSON-WALKER metriğinin (VII.3.5) ile verilen

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t) \left\{ \frac{d\bar{r}^2}{1 - \bar{r}^2} + \bar{r}^2 d\theta^2 + \bar{r}^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right\} \quad (\text{VII.4F.1})$$

şeklinden hareket edeceğiz.  $G_1$ , uzaysal  $S(\bar{r}, \theta, \varphi)$  koordinat sisteminde orijinde sükûnette bulunsun.  $G_2$  ise aynı koordinat sisteminde  $G_1$  den  $a$  radyal uzaklı-

ğında olsun. Orijindeki  $G_1$  galaksisinin açısal değişkenleri belirsiz olduğundan galaksilerin uzaysal koordinatlarını şöyle bir cetvel aracılığıyla gösterebiliriz:

(S) sistemi	$\bar{r}$	$\theta$	$\varphi$
$G_1$ galaksisi	0	—	—
$G_2$ galaksisi	$a$	0	0

Cetvel : VII.1

$G_2$  nin açısal değişkenleri kolaylık olsun diye  $\theta = \varphi = 0$  seçilmişlerdir. Şimdi (S) koordinat sistemini (VII.3.8) dönüşüm takımı aracılığıyla bir fazla boyutu haiz öklitsel bir uzaya ait ( $S_z$ ) koordinat sistemine dönüştürelim. Galaksilerin ( $S_z$ ) deki koordinatları Cetvel : VII.1 den hareketle ve (VII.3.8) aracılığıyla kolayca hesaplanır. Sonuçlar Cetvel : VII.2 de özetlenmiştir :

( $S_z$ ) sistemi	$z_1$	$z_2$	$z_3$	$z_4$
$G_1$ galaksisi	$R_0$	0	0	0
$G_2$ galaksisi	$R_0 \sqrt{1 - \frac{a^2}{R_0^2}}$	0	0	$a$

Cetvel : VII.2

Şimdi de, aynı uzayda, ( $S_z$ ) sistemini ( $z_1, z_4$ ) düzleminde bir  $\alpha$  açısı kadar döndüren bir dönüşüme tâbî tutarak yeni bir ( $S'_z$ ) sistemine geçelim. Bu dönüşüme tekaabül eden denklemler

$$\left. \begin{aligned} z'_1 &= z_1 \cos \alpha + z_4 \sin \alpha, & z'_2 &= z_2 \\ z'_4 &= -z_1 \sin \alpha + z_4 \cos \alpha, & z'_3 &= z_3 \end{aligned} \right\}$$

olacaktır. Bu dönüşüm takımının gerek (VII.3.10) metriğinin şeklini, gerekse (VII.3.9) bağıntısını invaryant bırakacağı kolaylıkla tahkik edilir. Eğer eksenlerin rotasyon açısı olan  $\alpha$

$$\sin \alpha = \frac{a}{R_0} \Rightarrow \cos \alpha = \sqrt{1 - \frac{a^2}{R_0^2}}$$

olarak seçilirse galaksilerin ( $S'_z$ ) koordinat sistemindeki koordinatları da

$(S'_z)$ sistemi	$z'_1$	$z'_2$	$z'_3$	$z'_4$
$G_1$ galaksisi	$R_0 \sqrt{1 - \frac{a^2}{R_0^2}}$	0	0	$-a$
$G_2$ galaksisi	$R_0$	0	0	0

Cetvel : VII.3

olur. Şimdi tekrar (VII.3.8) denklemlerinden yararlanarak ters dönüşüm yapmak suretiyle (VII.4F.1) metriğinin şeklinin korunduğu bir  $S'(r', \theta', \varphi')$  koordinat sistemine geçebiliriz. Bu sistemde  $G_1$  ve  $G_2$  galaksilerinin koordinatları ise

$(S')$ sistemi	$\bar{r}'$	$\theta'$	$\varphi'$
$G_1$ galaksisi	$a$	$\pi$	—
$G_2$ galaksisi	0	—	—

Cetvel : VII.4

olur. Böylece (VII.4F.1) metriğini invaryant bırakan ve orijini,  $G_1$  galaksisinin bulunduğu noktadan  $G_2$  galaksisinin bulunduğu noktaya dönüştürerek  $G_1$  ile  $G_2$  yi Evrenin tasviri bakımından resiprok kılan sürekli bir  $(S) \rightarrow (S')$  koordinat dönüşümünün varlığını göstermiş bulunuyoruz. Buna göre,  $(S)$  sisteminin orijinindeki  $G_1$  galaksisindeki bir gözlemci için Evrenin tasviri bakımından (VII.4F.1) metriğinden çıkartılacak bütün sonuçlar,  $(S) \rightarrow (S')$  koordinat dönüşümü hem  $G_2$  galaksisini orijine getiren ve hem de (VII.4F.1) metriğinin şeklini koruyan bir dönüşüm olduğundan,  $G_2$  galaksisindeki bir gözlemci için de tümüyle aynı olacaktır.

### G. KOZMOLOJİK SPEKTREL KAYMA: HUBBLE KAANÖNÜ

Şimdi Galaksimizle birlikte bir başka galaksiyi göz önüne alalım. Galaksimiz, koordinat sisteminin uzaysal orijininde bulunsun:  $r = 0$ . Diğer galaksinin radyal koordinatı da  $r$  olsun. Belirli bir  $t$  kozmik ânında bu galaksinin Galaksimize olan öz uzaklığı

$$d = R(t) \int_0^r \frac{dr'}{1 + \frac{kr'^2}{4}} = \begin{cases} 2 R(t) \cdot \text{arc tg } \frac{r}{2}, & \text{eğer } k = +1 \text{ ise} \\ R(t) \cdot r, & \text{eğer } k = 0 \text{ ise} \\ 2 R(t) \cdot \text{arg th } \frac{r}{2}, & \text{eğer } k = -1 \text{ ise} \end{cases} \quad (\text{VII.4G.1})$$

olarak bulunur.

Bu ifâdeyi  $t$  ye göre türetelim.  $r$ , kozmik akışkanla birlikte sürüklenmekte olan bir galaksinin radyal koordinatı olması dolayısıyla, eşhareketlilik şartlarına uyacağından  $s$  ye ve dolayısıyla da  $t$  ye bağlı değildir. Buna göre galaksinin öz hızı, (VII.4G.1) i de göz önünde tutarak,

$$v_r = \dot{d} = \dot{R}(t) \int_0^r \frac{dr'}{1 + \frac{kr'^2}{4}} = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} d \quad (\text{VII.4G.2})$$

dir. Bu ise

$$H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \quad (\text{VII.4G.3})$$

vaz etmek sûretiyle

$$\boxed{v_r = H(t) \cdot d} \quad (\text{VII.4G.4})$$

şeklindeki HUBBLE kaanûnunun ifâdesinden başka bir şey değildir. Şu hâlde modelimiz ampirik bir biçimde saptanmış olan HUBBLE olayını yâni **Evrenin genişlemesi** diye isimlendirdiğimiz olayı öngörmekte ve bunu da herhangi bir dinamik sebebe değil, doğrudan doğruya Evrenin geometrisine bağlamaktadır. Ancak, (VII.4G.4) den de görüldüğü gibi genişleme hızı genellikle zamanın bir fonksiyonudur. Astronomların ölçerek saptadıkları ise HUBBLE sâbitinin(!) şimdiki  $t = t_0$  ânında haiz olduğu

$$H_0 = \frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)} \quad (\text{VII.4G.5})$$

değeridir. Ancak,  $H$  nın  $t$  nin çok yavaş değişen bir fonksiyonu olduğu ve çok uzun bir zaman süresi boyunca sâbit varsayılacağı anlaşılmaktadır. Eğer  $H$  nin  $t$  ye bağlı olarak nasıl değişeceği saptanmak istenirse  $dH/dt$  yi teşkil etmek gerekir. (VII.4G.3) e göre

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\ddot{R}R - \dot{R}^2}{R^2} = -\frac{\dot{R}^2}{R^2} \left(1 - \frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2}\right) = -H^2 \left(1 - \frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2}\right)$$

olur. Burada  $H$ ,  $R$ ,  $\dot{R}$  ve  $\ddot{R}$  genellikle hep  $t$  nin fonksiyonudurlar. Eğer

$$\boxed{q(t) = -\frac{\ddot{R}R}{\dot{R}^2} = -\frac{1}{H^2} \frac{\ddot{R}}{R}} \quad (\text{VII.4G.6})$$

vaz edilirse

$$\boxed{\frac{dH}{dt} = -H^2(1+q)} \quad (\text{VII.4G.7})$$

olur. Bu türlü tanımlanmış olan  $q = q(t)$  ye **yavaşlama parametresi** adı verilir ve bunun şimdiki değeri de  $q_0$  ile gösterilir.

Eğer  $q > -1$  ise :  $\frac{dH}{dt} < 0$ , ve  $H$  zamanla azalır;

Eğer  $q = -1$  ise :  $\frac{dH}{dt} = 0$ , ve  $H = \text{sabit}$  ;

Eğer  $q < -1$  ise :  $\frac{dH}{dt} > 0$ , ve  $H$  zamanla artar.

$q$  nun  $t = t_0$  için haiz olduğu değer ampirik olarak saptanabilmesi hâlinde, ileride § (VIII.1) de de gösterileceği gibi, Evren modelimizin dinamiğinden, Evrenin geometrik yapısını belirginleştirmek olanağı doğacağını yâni Evrenimiz için  $k = +1$  mi,  $k = 0$  mı yoksa  $k = -1$  mi olduğunun da saptanabileceği anlaşılmaktadır.

$q$  nun tanımından ve  $R = R(t)$  nin de pozitif bir fonksiyon olması gereğinden,  $q$  nun işaretinin  $\ddot{R}(t)$  ninin karşıtı olması gerektiği anlaşılmaktadır. Buna göre Evrenin genişlemesi artan bir  $R(t)$  fonksiyonuna tekaabül etmektedir. Bu takdirde  $\dot{R}$  hızı da zamanın artan bir fonksiyonu olur ve Evren de, buna göre, ivmeli bir biçimde genişliyor demektir. Buna binâen de  $\ddot{R} > 0$  ve dolayısıyla da  $q < 0$  dır.

Buna karşılık, eğer  $\ddot{R} < 0$  ve  $q > 0$  ise  $R$  zamanın azalan bir fonksiyonu olur; bu takdirde de genişlemenin yavaşladığından bahsedilir. Kozmolojik gözlemler henüz  $q_0$  in değerini kesin bir şekilde tâyin edebilmek için yeterli ve ayrıntılı değildir. Şimdiye kadarki gözlemlerin, yetersiz dahi olsalar, telkin ettikleri sonuç

$$q \cong 1 \pm 1$$

dir. Büyük duyarsızlığına rağmen bu sonuç  $q > -1$  olduğunu, yâni Evrenin genişleme hızının azalmakta olduğu ihtimâlinin yüksek olduğunu göstermekte ve herhâlde  $q = -1$  e tekaabül eden stasyoner Evren modelini saf dışı bırakmaktadır.

Şimdi Evrenin tasviri için ROBERTSON-WALKER metriğinin (VII.4B.4) ile verilen şeklini göz önüne alalım. Galaksimizin gene orijinde yâni  $\chi = 0$  da bulunduğunu varsayalım; ve bir de koordinatları  $\chi, \theta, \phi$  ile verilmiş bir başka galaksi olsun. Bu galaksiden  $t = t_1$  ânında yayınlanmış olan fotonlar Galaksimizdeki bir gözlemci tarafından  $t = t_0$  ânında gözlenmiş olsun.

$t = t_y$  olmak üzere metriğin her iki yanını da  $c^2 dt_y^2$  ile bölünürse

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \left( \frac{ds}{dt_y} \right)^2 &= 1 - \frac{R^2(t_y) \{ d\chi^2 + S_k(\chi) \cdot (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \}}{c^2 dt_y^2} \\ &= 1 - \frac{v^2}{c^2} \quad \Rightarrow \quad \frac{ds}{dt_y} = c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \end{aligned} \quad (\text{VII.4G.8})$$

olur. Burada  $v$  ile galaksinin hızı gösterilmektedir. Galaksinin  $t = t_y$  ânındaki  $v_r$  radyal hızı ise

$$v_r = R(t_y) \frac{d\chi}{dt_y} \quad (\text{VII.4G.9})$$

dir. Öte yandan (VII.4B.4) metriğine göre fotonların, çıktıkları galaksiden Galaksimize  $t = t_0$  ânında varıncaya kadar katetmiş olacakları yol da

$$\int_0^{\chi} d\chi' = c \int_{t_y}^{t_0} \frac{dt}{R(t)}$$

dir.  $R(t)$  nin çok yavaş değişen bir fonksiyon olduğunu göz önünde tutarak buradan

$$\frac{d\chi}{c} = \frac{dt_0}{R(t_0)} - \frac{dt_y}{R(t_y)} \quad \Rightarrow \quad \frac{dt_0}{dt_y} \frac{R(t_y)}{R(t_0)} = 1 + \frac{v_r}{c} \quad (\text{VII.4G.10})$$

bulunur. Eğer meselâ  $dt_y$  yi, yayınlanan radyasyonun periyodu olarak seçersek  $dt$  de bu radyasyonun Galaksimizden gözlenen periyodunu gösterir. Buna göre de gözlemci bu radyasyonda

$$\begin{aligned} 1 + z &= \frac{\tau + \Delta\tau}{\tau} = 1 + \frac{\Delta\tau}{\tau} = 1 + \frac{\frac{\Delta\lambda}{c}}{\frac{\lambda}{c}} = 1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \\ &= \frac{ds_0}{ds} = \frac{c dt_0}{ds_y} = c \frac{dt_0}{dt_y} \frac{dt_y}{ds_y} = \frac{R(t_0)}{R(t_y)} \frac{1 + \frac{v_r}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \end{aligned} \quad (\text{VII.4G.11})$$

kadarlık bir **spektral kayma** gözlemiş olacaktır. Bu spektral kaymanın: 1) ışığını gözlediğimiz galaksinin kendi öz hareketi dolayısıyla ortaya çıkan klâsik  $(1 + v_r/c)$  DOPPLER-FİZEAU teriminden, 2)  $1/\sqrt{1-(v/c)^2}$  ile temsil olunan rölâ-tivist düzeltme teriminden ve bir de 3) bunlardan bağımsız olan  $R(t)/R(t_y)$  kozmolojik teriminden ileri geldiği görülmektedir. Eğer gözlenen galaksi, öz hareketi yok da kozmik akışkanla birlikte hareket ediyorsa, eşhareketlilik şartları dolayısıyla  $d\chi/dt_y = 0$  olacağından spektral kayma da

$$Z = 1 + z = \frac{R(t_0)}{R(t_y)}$$

(VII.4G.12)

den ibâret kalacaktır.

## H. KOZMOLOJİK UFUKLAR

ROBERTSON-WALKER metriğinin kapalı Evren modellerini de öngören ve stasyoner olmayan bir metrik olması, Evrende şu anda ( $t = t_0$  ânında) görebileceğimiz en uzak nesnenin  $r_{gu}$  radyal koordinatının tesbit edilmesi sorununu ilginç bir sorun olarak karşımıza çıkarmaktadır.

Evrende görebileceğimiz en uzak nesne, şüphesiz ki, Evrenin yaratıldığı  $t = t_{\min}$  ânındaki yayınlamış olduğu ışığı bize henüz, yâni  $t = t_0$  ânında erişen nesnedir.

Işığın radyal hareketi, ROBERTSON-WALKER metriğine göre,

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R^2(t)}{\left(1 + \frac{kr^2}{4}\right)^2}$$

ile belirlendiğine göre

$$\int_{t_{\min}}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} = \frac{1}{c} \int_0^{r_{gu}} \frac{dr}{1 + \frac{kr^2}{4}} = \begin{cases} \frac{2}{c} \operatorname{arctg} \frac{r_{gu}}{2}, & k = +1 \text{ için} \\ \frac{1}{c} r_{gu}, & k = 0 \text{ için} \\ \frac{2}{c} \operatorname{argth} \frac{r_{gu}}{2}, & k = -1 \text{ için} \end{cases}$$

olacağından, görebileceğimiz en uzak nesnenin  $r_{gu}$  koordinatı olarak

$$r_{gu} = \begin{cases} \operatorname{tg} \left( c \int_{t_{\min}}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} \right), & k = +1 \text{ için} \\ c \int_{t_{\min}}^{t_0} \frac{dt}{R(t)}, & k = 0 \text{ için} \\ \operatorname{th} \left( \int_{t_{\min}}^{t_0} \frac{dt}{R(t)} \right), & k = -1 \text{ için} \end{cases} \quad (\text{VII.4H.1})$$

bulunur.

$r_{gu}$  nun ötesindeki nesnelere bizim görebilmemize olanak yoktur. Ancak, eğer Evrenin geometrisi silindirik ya da hiperbolikse  $R(t)$  fonksiyonunun bazı şekilleri için  $r_{gu}$  sonsuz olabilir. Böyle bir evren modelinin güncel ufka sâhip olmadığı söylenir. Prensip itibâriyle, böyle bir evrende gözlemci evrenin tümünü görür.

$r = r_{gu}$  değeriyle belirlenen **Evrenin güncel ufku** şu özelliklere sâhiptir:

1) Ancak  $r_{gu}$  dan daha yakında bulunan galaksilerin  $t = t_0$  ânında gözlenmeleri mümkündür.  $r > r_{gu}$  olanlar **gözlenebilen evrenin dışında** kalırlar.

2)  $r_{gu}$  değeri,  $t_0$  ile birlikte artar. Gerçekten de  $R(t)$  nin pozitif olması dolayısıyla (VII.4H.1) deki integraller  $t_0$  ile birlikte artarlar. Buna göre  $r_{gu}$  nun, sonlu değeri haiz olduğu evren modellerinde, gitgide daha çok galaksi gözlenecektir.

3)  $r_{gu}$  nun  $t_0$  in artan bir fonksiyonu olması dolayısıyla gözlenen galaksi,  $t_0 \rightarrow \infty$  için de gözlenilmeye devâm edecektir. Şu hâlde gözlemcinin zamanı akıp geçtikçe yeni galaksiler gözlenecek fakat eksilerden de hiç birisi gözden kaybolmayacaktır.

Şimdi de  $t = t_0$  kozmik ânında vukuu bulup da Galaksimizden daha sonra gözlenmesi mümkün en uzak olaya tekaabül eden  $r_{ou}$  koordinatı nedir? Onu araştıralım. Bu koordinata **olay ufku** adı verilir. Böyle bir olaydan çıkan ışığın Galaksimize en geç Evrenin son bulduğu  $t = t_{max}$  ânında ulaşması gereklidir. Bazı evren modellerinde  $t_{max} = \infty$  dur; fakat ileride göreceğimiz gibi öyle evren modelleri de vardır ki bunlarda genişleme bir müddet sonra durur ve bunun yerini sonlu bir  $t = t_{max}$  ânında muhtemel büyük bir patlamayla sona erecek olan bir büzülme alır. Buna göre

$$\int_{t_0}^{t_{max}} \frac{dt}{R(t)} = \frac{1}{c} \int_0^{r_{ou}} \frac{dr}{1 + \frac{kr^2}{4}}$$

ve dolayısıyla da

$$r_{ou} = \begin{cases} \operatorname{tg} \left( c \int_{t_0}^{t_{max}} \frac{dt}{R(t)} \right), & k = +1 \text{ için} \\ c \int_{t_0}^{t_{max}} \frac{dt}{R(t)}, & k = 0 \text{ için} \\ \operatorname{th} \left( c \int_{t_0}^{t_{max}} \frac{dt}{R(t)} \right), & k = -1 \text{ için} \end{cases}$$

olur.



$r_{ou}$  nun ötesinde vukuu bulan bütün olaylar orijindeki gözlemci için daima gözlenemez kalırlar [13].

## ALIŞTIRMALAR

(VII.I. a) Evrendeki madde ve radyasyonu ideal akışkan şemasına göre modellendirerek enerji-impuls tansörünün korunum kaanûnundan, kozmik akışkanın akım çizgilerinin

$$U^\mu \nabla_\mu U_\nu = \frac{\partial_\mu p}{\rho c^2 + p} (\delta^\mu_\nu - U^\mu U_\nu)$$

denklemini gerçeklediklerini ve bu itibarla da  $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$  metriğine tekaabül eden geodezik eğrilerinden farklı olduklarını gösteriniz.

$$b) F = \exp \left\{ \int_{p_0}^p \frac{dp'}{\rho c^2 + p'} \right\} \text{ olmak üzere } d\bar{s}^2 = F^2 ds^2 \text{ ile tanımlanan, } ds^2 \text{ ye}$$

konform yeni bir metrik göz önüne alındığında kozmik akışkanın akım çizgilerinin bu konform metriğin geodezik eğrilerine tekaabül ettiklerini gösteriniz.

c) Kozmik akışkanın girdapsız bir akışkan olduğunu kabul ederek, göz önüne alınan konform metriğin geodeziklerini oluşturan akım çizgilerinin  $\varphi(x^0, x^1, x^2, x^3) = \text{sabit}$  ile belirlenen tek parametrelili hiperyüzey ailesine dik olacaklarını ve bu sonucun evrensel bir zaman kavramı tanımlamak için yeterli olacağını gösteriniz.

d) Son fıkradaki sonuçlara uygun olarak seçilen koordinat sistemlerinde akışkanın dörtlü hız vektörünü hesaplayarak akışkanın uzaysal hiperyüzeyler üzerinde hareketsiz olduğunu gösteriniz.

## REFERANSLAR

- [1] A.Y. ÖZEMRE, Teorik Fizik Dersleri Cild: 7, Gravitasyonun Rölâivist Teorileri; İst. Üniv. Fen Fak. Yay.; V. Bölüm,
- [2] A.Y. ÖZEMRE, Teorik Fizik Dersleri Cild: 5, Isı Teorisi; İst. Üniv. Fen Fak. Yay. No. 140; §(VII.5), (1977).
- [3] H. BONDİ, Cosmology; Cambridge University Press; London, New York; 2. Baskı, s.101-102; (1968).
- [4] H.P. ROBERTSON, *Proc. Nat. Acad.*, **15**, 822, (1929).

- [5] H.P. ROBERTSON, T.W. NOONAN, *Relativity and Cosmology*; Saunders Comp; Philadelphia, London, Toronto; s. 335-348; (1969).
  - [6] R.C. TOLMAN, *Astrophys. J.*, **69**, 245, (1929).
  - [7] H.P. ROBERTSON, T.W. NOONAN, *a.g.e.*, s. 342-344.
  - [8] C.W. MISNER, K.S. THORNE, J.A. WHEELER, *Gravitation*; W.H. Freeman and Comp.; San Fransisco; s. 725; (1973).
  - [9] W. RINOW, *Die innere Geometrie der metrischen Raeume*; Berlin, (1960).
  - [10] J.L. ANDERSON, *Principles of Relativity Physics*; Academic Press; New York, London; s. 454-455; (1967).
  - [11] J. HEIDMANN, *Introduction à la Cosmologie*; Presses Universitaires de France, Paris; s. 88-128; (1973).
  - [12] R.C. TOLMAN, *Proc. Nat. Acad.*, **16**, 511, (1930).
  - [13] W. RINDLER, "Visual horizons in world models", *M.N.R.A.S.*, **116**, 662, (1956). (1956).
-

## VIII. BÖLÜM

Evet avâlimi, hiç şüphe yok ki bir kaanûn  
İdâre etmede... Lâkin nedir meâlî onun?  
Cihan şu gördüğümüz kütleden ibâret mi?  
Bütün avâlim-i meşhûde, yoksa hiç ismi  
Bilimleyen sayısız kâinat-ı uhrânın  
Kemine cüz'ü müdür? Mâverâsı ekvânın  
Adem değilse; nasıldır, nedir vücûdu acab?  
Neden bu leyl-i serâir açılmıyor yâ RAB?  
*Mehmet Âkif Ersoy (1878-1936)*

## TEORİK MODELİN DİNAMIĞI

### (VIII.1) KOZMOLOJİK MODELLERİN TEMEL DENKLEMLERİ

Şimdi geçen bölümde (VII.2.9) münâsebetiyle

$$e^{\mu(x_0)+\nu(r)} = e^{f(r,t)} = \frac{R^2(t)}{\left(1 + \frac{k}{4} \frac{r^2}{R_0^2}\right)^2} \quad (\text{VIII.1.1})$$

vaz etmiş olmamız dolayısıyla

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv}{dr} = v' &= \frac{-kr/R_0^2}{1 + \frac{k}{4} \frac{r^2}{R_0^2}}, & \frac{d^2v}{dr^2} = v'' &= \frac{-\frac{k}{R_0^2} \left(1 - \frac{kr^2}{4R_0^2}\right)}{\left(1 + \frac{kr^2}{4R_0^2}\right)^2} \\ \frac{d\mu}{dx_0} = \dot{\mu} &= \frac{2\dot{R}}{cR}, & \frac{d^2\mu}{dx_0^2} = \ddot{\mu} &= \frac{2\ddot{R}}{c^2R^2} - \frac{2\dot{R}^2}{c^2R} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.1.2})$$

olacağını göz önünde bulundurursak, (VII.2.3) ve (VII.2.4) ile verilmiş olan EİNSTEİN alan denklemleri

$$\frac{8\pi G}{c^2} \rho = \frac{3k}{R^2} + \frac{3\dot{R}^2}{c^2R^2} - \Lambda \quad (\text{VIII.1.3})$$

$$\frac{8\pi G}{c^4} p = -\frac{k}{R^2} - \frac{\dot{R}^2}{c^2R^2} - \frac{2\dot{R}}{c^2R} + \Lambda \quad (\text{VIII.1.4})$$

şekline girerler. (VII.2.5) in ise, tıpkı (VII.2.4) gibi, aynı (VIII.1.4) denkleminde yol açacağı kolaylıkla tahkik olunur. Bu son iki denkleme FRIEDMANN (1888-1925) denklemleri adı verilmektedir.

Gözlemlere dayanarak yapmış olduğumuz bütün kabullere, basitleştirmelere ve idealizasyonlara rağmen (VIII.1.3 ve 4) denklemlerinin bizi tek bir teorik modele sevketmedikleri kolayca görülmektedir. Maalesef elimizde,  $k$  nın ve  $\Lambda$  nın değerlerinin ne olabileceklerini kestirebilecek kesin ampirik ölçütler olmadığından bu denklemlerin imkân verdiği çözümlerin hepsini gözden geçirmek ve bunların sonuçlarından esinlenerek eleyici bazı yeni ölçütler oluşturmak gerekli olmaktadır.

Hâlbuki eğer gözlemlerimiz bize  $H$  nın ve  $q$  nun bugünkü değerlerini kesinlikle verebilselerdi sorun halledilmiş olacaktı. Nitekim (VIII.1.3) ve (VIII.1.4) denklemlerinden ve (VII.4G.6) vaz'ından

$$\Lambda = \frac{x}{2} [3 p(t) + c^2 \rho(t)] - \frac{3}{c^2} H^2(t) q(t)$$

$$k = R^2(t) \left\{ \frac{x}{2} [p(t) + c^2 \rho(t)] - \frac{1}{c^2} H^2(t) [q(t) + 1] \right\}$$

ifâdeleri bulunarak bunların  $t = t_0$  tekaabül eden şimdiki değerleri göz önüne alınacak olursa

$$\Lambda = \frac{x}{2} (3p_0 + c^2 \rho_0) - \frac{3}{c^2} H_0^2 q_0 \quad (\text{VIII.1.5})$$

$$k = R_0^2 \left[ \frac{x}{2} (p_0 + c^2 \rho_0) - \frac{1}{c^2} H_0^2 (q_0 + 1) \right] \quad (\text{VIII.1.6})$$

olur. Sonuncu denklemde köşeli parantezin pozitif, sıfır ya da negatif olması Evrenin geometrisinin eliptik, silindirik ya da hiperbolik olduğunun anlaşılması için yeterlidir. Bu değer, ölçümler sonucu saptanıp da geometrinin cinsi anlaşıldı mıydı denklemin sol yanına bu geometriye tekaabül eden  $k$  değerini vaz ederek de (VIII.1.6) ifâdesinden  $R_0 = R(t_0)$  ı saptamak mümkün olur.

Tek bir teorik modele ulaşmadaki bir başka zorluk da (VIII.1.3) ve (VIII.1.4) diferansiyel denklemlerinin çözümünde ortaya çıkmaktadır. Gerçekten de bu denklemlerin özel bir çözümünü bulmak için uygun seçilmiş iki sınır şartının verilmiş olması gereklidir. Bu sınır şartları  $\rho$ ,  $p$ ,  $R$  ya da  $\dot{R}$  nın artık zaman orijini olarak kabul edilecek olan şimdiki anda haiz oldukları gözlemsel değerlerinin belirlenmesiyle saptanabilirler. Fakat bütün bu gözlemsel değerler üzerinde zâten büyük bir belirsizlik bulunduğundan bunların çok daha hassas bir biçimde yeniden tâyin edilebilmelerini mümkün kılacak bilimsel ve teknolojik gelişmelerin oluşmasını bekleyene kadar, Evren modelimizin kesinliğinden söz etmek de pek mümkün görünmemektedir.

Rölativist evren modellerinin temelindeki denklemlerin ilginç bir yanı olarak (VIII.1.3) denkleminin, (III.2.29) ile verilmiş olan *NEWTON*sal kozmolojik modelin temel denklemi ile yapı bakımından aynı olduğuna da geçerken işâret edelim.

### (VIII.2) EVRENİN TERMODİNAMIĞINA GİRİŞ

$R = R(t)$  fonksiyonunu Evrenin  $\rho$  yoğunluğu,  $p$  basıncı, geometrisi ( $k$ ) ve bir de  $\Lambda$  kozmolojik sâbitinin fonksiyonu olarak belirleyecek olan (VIII.1.3) ve (VIII.1.4) diferansiyel denklemlerinden hareketle Evrenin termodinamiğine ışık tutacak bazı genel sonuçlar çıkarmak mümkündür. Bu amaçla önce (VIII.1.4) ü 3 ile çarpıp (VIII.1.3) ile taraf tarafa toplamak, sonrada 3 ile çarpmaksızın diğeri ile taraf tarafa toplamakla

$$\frac{4\pi G}{c^2} \left( \rho + \frac{3p}{c^2} \right) = \Lambda - \frac{3}{c^2} \frac{\ddot{R}}{R} \quad (\text{VIII.2.1})$$

$$\frac{4\pi G}{c^2} \left( \rho + \frac{p}{c^2} \right) = \frac{k}{R^2} - \frac{\ddot{R}R - \dot{R}^2}{c^2 R^2} = \frac{k}{R^2} - \frac{d}{dt} \left( \frac{\dot{R}}{c^2 R} \right) \quad (\text{VIII.2.2})$$

şeklinde iki denklem elde edilebileceğine işâret edelim. Bunlardan ilki  $R$  nin yalnız ikinci mertebeden türevini ihtivâ etmekte, ikincisi ise  $\Lambda$  kozmolojik sâbitinden bağımsız bulunmaktadır.

(VIII.1.3) ü  $t$  ye göre türeterek de

$$\frac{8\pi G}{c^2} \frac{d\rho}{dt} = -\frac{6k}{R^3} \dot{R} + \frac{6\dot{R}}{c^2 R} \frac{d}{dt} \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)$$

ifâdesi elde edilir. Bununla (VIII.2.2) ifâdesi arasında  $d(\dot{R}/R)/dt$  elenirse, gerekli düzenlemelerden sonra

$$\boxed{\frac{d}{dt} (\rho R^3) + \frac{p}{c^2} \frac{d}{dt} (R^3) = 0} \quad (\text{VIII.2.3})$$

denklemini elde edilir.

Şimdi eşhareketli koordinatlar cinsinden ifâde edilmiş bir  $V(t)$  hacim elemanı göz önüne alalım. Bunun geometrik muhtevâsının  $V(t) \sim R^3(t)$  ye delâlet ettiğini bilmekteyiz. Öte yandan bu hacim elemanının ihtivâ edeceği  $M(t)$  kütlesi de  $M(t) = \rho V(t) \sim \rho R^3$  şeklinde olacağından (VIII.2.3) denklemi

$$dM + \frac{p}{c^2} dV = 0 \quad (\text{VIII.2.4})$$

şeklinde de yazılabilir. Diğerk taraftan  $V$  hacmindeki enerji  $E = Mc^2$  ile ölçüleceğinden (VIII.2.4) denklemi de

$$dE + p dV = 0 \quad (\text{VIII.2.5})$$

şekline girer. Bu denklem ise, kozmolojik evrim süresince, enerji bilânçosunun korunduğunun ifâdesinden başka bir şey olmayıp termodinamiğin birinci kaanûnunun tüm Evren için geçerli olacağını da kanıtını teşkil etmektedir.

Eğer kozmik akışkan  $p = p(\rho)$  şeklinde bir **hâl denkleminde** uyuyorsa, bu takdirde (VIII.2.3) den  $R(t)$  yi  $\rho$  cinsinden elde etmek mümkün olur. Nitekim (VIII.2.3) ü kolaylıkla

$$\frac{d\rho}{\rho + \frac{p(\rho)}{c^2}} + 3 \frac{dR}{R} = 0 \quad (\text{VIII.2.6})$$

şeklinde de yazmak mümkündür. Buradan ise  $p = 0$  olan yâni Evrendeki maddeyi aralarında herhangi bir etkileşme olmayan bir toz bulutuymuş gibi tasvir eden bir kozmolojik model için

$$\rho R^3 = \text{sâbit} \quad (\text{VIII.2.7})$$

ve hâl denklemini  $p = \alpha \rho$  ile verilen bir ideal gaz modeli için de

$$\rho R^{3(1+\alpha/c^2)} = \text{sâbit}$$

bulunur. Eğer Evrendeki basınç yalnızca radyasyondan ileri geliyorsa bu takdirde

$$p_{\text{rad}} = \frac{u}{3} = \frac{c^2}{3} \rho_{\text{rad}} \quad (\text{VIII.2.8})$$

olacağından (VIII.2.6) nın integrasyonu da

$$\rho_{\text{rad}} R^4 = \text{sâbit} \quad (\text{VIII.2.9})$$

sonucunu verir.

Diğer yandan da Evrenin içindeki elektromagnetik radyasyonu bir kara cisim radyasyonu olarak kabul edersek, bu takdirde bu radyasyonun yoğunluğu da  $T_{\text{rad}}$  mutlak sıcaklığının fonksiyonu olarak

$$\rho_{\text{rad}} c^2 = u(T) = \sigma T_{\text{rad}}^4 \quad (\text{VIII.2.10})$$

STEFAN kaanûnu ile verilecektir. (VIII.2.9) ve (VIII.2.10) dan

$$T_{\text{rad}} R = \text{sâbit} \quad (\text{VIII.2.11})$$

şeklinde Evrenin sıcaklığını Evrenin yarıçapına bağlayan basit bir bağıntı elde edilir. Bu bağıntı Evrendeki radyasyonun sıcaklığının  $R \Rightarrow R(t)$  ile ters orantılı olarak değişeceğini, Evrenin yarıçapı büyüdükçe bu sıcaklığın azalacağını göstermektedir.

Öte yandan ise  $R \sim V^{1/3}$  olduğundan (VIII.2.11) ifâdesi

$$T_{\text{rad}} V^{1/3} = \text{sâbit} \quad (\text{VIII.2.12})$$

şeklinde de yazılır. Oysa ki bu ifâde radyasyonun eşentropi eğrilerinin karakteristik vasfını yansıtan ifâdedir (bk. meselâ [1]). Şu hâlde **Evrendeki radyasyonun entropisi sâbit kalmaktadır**; yâni Evrenin genişlemesi adyabatik bir süreçtir.

Şimdi Evrenin, gene, hem madde ve hem de radyasyonla dolu olduğunu varsayalım. Buna göre ve (VIII.2.8) i de göz önünde tutarak

$$\rho = \rho_{\text{mad}} + \rho_{\text{rad}} = \rho_m + \frac{3p}{c^2} \quad (\text{VIII.2.13})$$

yazabiliriz. Bu ifâde (VIII.2.3) e yerleştirilirse

$$\frac{d}{dt}(\rho_m R^3) + \frac{4p}{c^2} \frac{d}{dt}(R^3) + 3R^3 \frac{d}{dt}\left(\frac{p}{c^2}\right) = 0 \quad (\text{VIII.2.14})$$

bulunur. Bu,  $R$  nin değeri ne olursa olsun geçerli olması gereken bir denklemdir. (VIII.2.7) den  $\rho_m R^3 = \text{sâbit}$  olduğunu bilmekteyiz. Bu itibarla (VIII.2.14) ün ilk terimi otomatikman sıfırdır. Geri kalan diğer iki teriminin de (VIII.2.9) bağıntısı aracılığıyla sıfır olduklarını göstermek istiyoruz. Bunun için (VIII.2.9) u  $t$  ye göre türetelim :

$$0 = \frac{d}{dt}(\rho_{\text{rad}} R^4) = \frac{d}{dt}\left(\frac{p}{c^2} R^4\right) = 4R^3 \frac{dR}{dt} \frac{p}{c^2} + R^4 \frac{d}{dt}\left(\frac{p}{c^2}\right) \quad (\text{VIII.2.9'})$$

Bu ifâdeyi

$$R \neq 0 \quad (\text{VIII.2.15})$$

olmak şartıyla  $3/R$  ile çarparak

$$\frac{4p}{c^2} \left(3R^2 \frac{dR}{dt}\right) + 3R^3 \frac{d}{dt}\left(\frac{p}{c^2}\right) = 0 \Rightarrow \frac{4p}{c^2} \frac{p}{dt}(R^3) + 3R^3 \frac{d}{dt}\left(\frac{p}{c^2}\right) = 0 \quad (\text{VIII.2.16})$$

sonucu elde edilmiş olur. Buna göre (VIII.2.14) ün geçerli olmasının şartları, bu ifâdeyi (VIII.2.16) ile karşılaştırmak ve (VIII.2.9') ile (VIII.2.15) i göz önünde bulundurmak sûretiyle,

$$\left. \begin{array}{l} R \neq 0 \\ \rho_m R^3 = \text{sâbit} \\ (p/c^2) R^4 = \text{sâbit} \end{array} \right\} \quad (\text{VIII.2.17})$$

den ibâettir.

$\alpha$  ve  $\beta$  ile uzunluk boyutunu haiz iki sâbiti göstermek üzere (VIII.2.17) den hareketle

$$\kappa = \frac{8\pi G}{c^4}, \quad \kappa \rho_m = \frac{\alpha c^2}{R^3}, \quad \kappa \frac{p}{c^2} = \frac{\beta^2 c^2}{R^4} \quad (\text{VIII.2.18})$$

vaz edelim. Buna göre

$$\kappa \rho = \kappa (\rho_m + \rho_{\text{rad}}) = \kappa \left( \rho_m + \frac{3p}{c^2} \right) = \frac{\alpha c^2}{R^3} + \frac{3\beta^2 c^2}{R^4} \quad (\text{VIII.2.19})$$

olur. (VIII.2.19) ifâdesi (VIII.1.3) denklemine yerleştirilirse  $R \neq 0$  olmak şartıyla

$$\boxed{\frac{dR}{dt} = \pm c \sqrt{\frac{\Lambda R^2}{3} - k + \frac{\alpha}{3R} + \frac{\beta^2}{R^2}}} \quad (\text{VIII.2.20})$$

bulunur. Bu, uygun sınır şartları altında integre edildiğinde, yaptığımız kabullere uygun olan bütün evren modellerini verecek olan genel denklemdir.

Şimdi de önemli bir husus olarak  $\rho_m/\rho_{\text{rad}}$  oranının değişimine bir göz atalım.  $\rho_m \sim R^{-3}$  ve  $\rho_{\text{rad}} \sim R^{-4}$  olması dolayısıyla

$$\lim_{R \rightarrow 0} (\rho_m/\rho_{\text{rad}}) \sim \lim_{R \rightarrow 0} R \rightarrow 0 \quad (\text{VIII.2.21})$$

olacağı anlaşılmaktadır. Buna göre  $R \rightarrow 0$  için Evrendeki radyasyonun enerji yoğunluğu maddeden ileri gelen enerji yoğunluğunu bastırarak, yâni başka bir deyimle  $R \rightarrow 0$  hâli Evrenin sırf radyasyonla dolu bir limit hâlinde tekaabül edecektir.

Şimdi  $R \rightarrow 0$  için yâni radyasyonun egemen olduğu hâl için (VIII.1.3) ü (VIII.2.8) ile verilen ve bu hâle uyan **hâl denklemi** aracılığıyla çözelim.  $R \rightarrow 0$  için bu denklemlerde  $k/R^2$  ile  $\ddot{R}/R$  ile terimler ikinci mertebeden sonsuz küçük olarak diğer terimlerin yanında rahatlıkla ihmâl edilebilirler. Buna göre bu denklemlerden,  $p = (c^2/3) \rho_{\text{rad}} = AR^{-4}$  olduğu da göz önünde tutularak ve  $\Lambda = 0$  hâli için,

$$R(t) \sim \sqrt{t} \quad (\text{VIII.2.22})$$

sonucu elde edilir. Bu,  $\Lambda = 0$  hâline tekaabül eden mümkün bütün evren modelleri için  $t = 0$  başlangıç ânında  $R = 0$  olacağına ve dolayısıyla da

$$\lim_{t \rightarrow 0} \rho_{\text{rad}} \sim \lim_{t \rightarrow 0} R^{-4} \sim \lim_{t \rightarrow 0} t^{-2} \rightarrow \infty$$

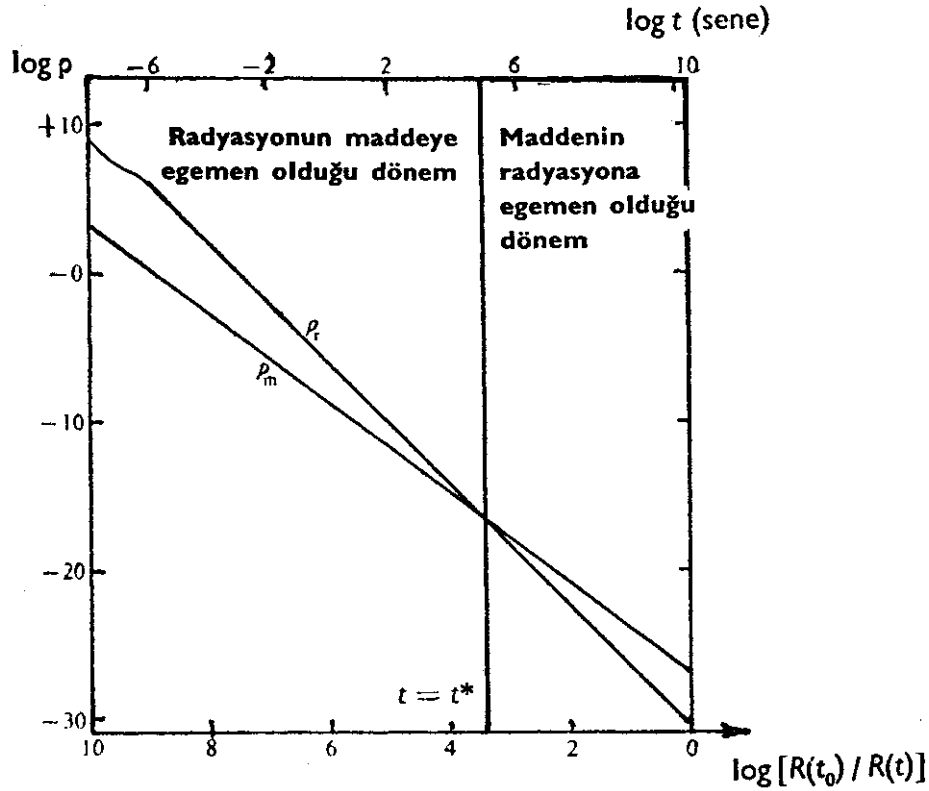
hâlinin yâni Evrenin zaman bakımından başlangıcında bir **Büyük Patlama** olarak evrimleşmesi zorunlu bir başlangıç sengülâritesinin varlığının kaçınılmaz olduğuna delâlet etmektedir [2].



A ve B ile uygun iki sâbiti gösterek maddenin ve radyasyonun enerji yoğunlukları

$$\left. \begin{aligned} \rho_m(t) &= A \left[ \frac{R(t)}{R(t_0)} \right]^{-3} \\ \rho_r(t) &= B \left[ \frac{R(t)}{R(t_0)} \right]^{-4} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.2.23})$$

şeklinde yazılabilir. Bu fonksiyonların logaritmalarını almak ve  $\log [R(t_0)/R(t)]$  leri apside,  $\log \rho(t)$  leri de ordinata taşımak sûretiyle (VIII.2.23) fonksiyonlarının belirli bir  $t = t^*$  ânına tekaabül eden  $\log [R(t^*)/R(t_0)]$  apsisli bir noktada kesişen iki doğruyla temsil edildikleri görülür. (Bk. Şekil: VIII.1).



Şekil : VIII.1

$t > t^*$  maddenin radyasyona egemen olduğu döneme,  $t < t^*$  ise radyasyonun maddeye egemen olduğu döneme tekaabül etmektedir. Şimdiki hâlde maddenin enerji yoğunluğu yanında radyasyonunkini rahatlıkla ihmâl edebiliriz. Bunu göz önünde bulundurarak ve

$$\tilde{\rho}_0 = \rho_0 - \frac{\Lambda}{\kappa} \cong 0, \quad \tilde{\rho}_0 = \rho_0 + \frac{\Lambda}{\kappa c^2}, \quad \tilde{\rho}_{kr} = \frac{3H_0^2}{\kappa c^2} \quad (\text{VIII.2.24})$$

vaz ederek (VIII.1.5) ve (VIII.1.6) dan

$$\frac{k}{R_0^2} = \frac{\kappa c^2}{3} \tilde{\rho}_{kr} (2q_0 - 1) \quad (\text{VIII.2.25})$$

$$\tilde{\rho}_0 = \frac{3k}{\kappa c^2 R_0^2} + \tilde{\rho}_{kr} \quad (\text{VIII.2.26})$$

ve bu denklemlerden de

$$\boxed{\Omega_0 = \frac{\tilde{\rho}_0}{\tilde{\rho}_{kr}} = 2q_0} \quad (\text{VIII.2.27})$$

sonucu çıkar.  $\tilde{\rho}_{kr}$  ye evrenin kritik yoğunluğu adı verilir. (VIII.2.26) ifâdesine dönecek olursak  $\tilde{\rho}_0 > \tilde{\rho}_{kr}$  olması hâlinde:  $k/R_0^2 > 0$ ;  $\tilde{\rho}_0 < \tilde{\rho}_{kr}$  olması hâlinde:  $k/R_0^2 < 0$  ve  $\tilde{\rho}_0 = \tilde{\rho}_{kr}$  için de  $k = 0$  olacağını görürüz. Buna göre eğer  $q_0 > 1/2$  ise evrenin eğriliği pozitif olacak;  $q_0 < 1/2$  ise evrenin eğriliği negatif olacaktır. Başka bir deyişle  $\Omega_0 > 1$  olması evrenin eliptik ve dolayısıyla kapalı fakat sınırsız,  $\Omega_0 = 0$  olması silindirik ve sonsuz,  $\Omega_0 < 1$  olması da hiperbolik ve açık olmasının işâreti olacaktır.

### (VIII.3) ELİPTİK EVREN MODELLERİ: $k = +1$ . [3]

$k = +1$  e tekaabül eden eliptik evren modellerini tartışmak üzere, konuyu fazla ayrıntılara boğmamak için, Evrenin  $\rho$  toplam yoğunluğunu göz önüne alacağız. Bu şartlar altında (VIII.1.3) den

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} = \pm \frac{Rc}{\sqrt{3}} \sqrt{\Lambda - \left( \frac{3}{R^2} - \kappa \rho c^2 \right)} \quad (\text{VIII.3.1})$$

bulunur. Bu ifâdenin reel olması şartı ise,

$$Q(R) = \frac{3}{R^2} - \kappa \rho c^2 \quad (\text{VIII.3.2})$$

vaz ederek,

$$\Lambda \geq Q(R) \quad (\text{VIII.3.3})$$

dir. Eğer  $\dot{R} > 0$  ise Evren genişleme,  $\dot{R} < 0$  ise sıkışma evresinde bulunacaktır. Evrenin, bu farklı iki hâlden birinden ötekine geçmesi için de  $\dot{R} = 0$  yâni  $\Lambda = Q(R)$  olması gerekecektir. Evrenin bütün mümkün evrim biçimlerini ince-

lemek için ise  $y = Q(R)$  fonksiyonunun değişimini inceleyip bunun  $\Lambda$  nın mümkün değerlerine tekaabül eden  $y = \Lambda$  yatay doğrularıyla kesişme noktalarını saptamak yetecektir.

(VIII.1.3) den türev alarak

$$\frac{dQ}{dR} = -\frac{6}{R^3} - \kappa c^2 \frac{dp}{dR} \quad (\text{VIII.3.4})$$

bulunur. Diğer taraftan (VIII.2.3) den

$$\frac{dR}{dt} \left\{ \frac{d}{dR} (\rho R^3) + \frac{p}{c^2} \frac{d}{dR} (R^3) \right\} = 0$$

yazılabileceğinden

$$R^3 \frac{d\rho}{dR} + 3\rho R^2 + \frac{3R^2 p}{c^2} = 0 \Rightarrow R \frac{d\rho}{dR} = -3 \left( \rho + \frac{p}{c^2} \right) \quad (\text{VIII.3.5})$$

bulunur. Bu değer (VIII.3.4) e vaz edilirse  $Q = Q(R)$  yi ekstremal kılan  $R = R_M$  değerinin

$$\frac{dQ}{dR} = 0 \Rightarrow -\frac{3}{R_M^2} + \frac{3\kappa c^2}{2} \left( \rho + \frac{p}{c^2} \right) = 0$$

ile belirleneceği anlaşılır. Buna göre  $Q_M$  ekstremal değerinin

$$Q_M = \frac{1}{R_M^2} + \kappa p \quad \text{veyâ} \quad Q_M = \frac{\kappa}{2} (\rho c^2 + 3p) > 0 \quad (\text{VIII.3.6})$$

olduğu bulunur. Ayrıca (VIII.3.6) ve (VIII.2.1) den de,  $R = R_M$  için,

$$\left( \frac{d^2 R}{dt^2} \right)_{R=R_M} = \frac{R_M}{3} (\Lambda - Q_M) \quad (\text{VIII.3.7})$$

bulunur. Eğer  $\Lambda = \Lambda_M = Q_M$  ise hem  $\dot{R} = 0$  hem de  $\ddot{R} = 0$  olacaktır. Bu önemli bir husustur. Ayrıca gerek (VIII.3.1) den, gerekse bu ifâdenin reel olması şartından  $Q_M = Q_M(R)$  değerinin  $Q(R)$  fonksiyonunun mutlak maksimumunu temsil etmekte olduğu sonucu çıkmaktadır.

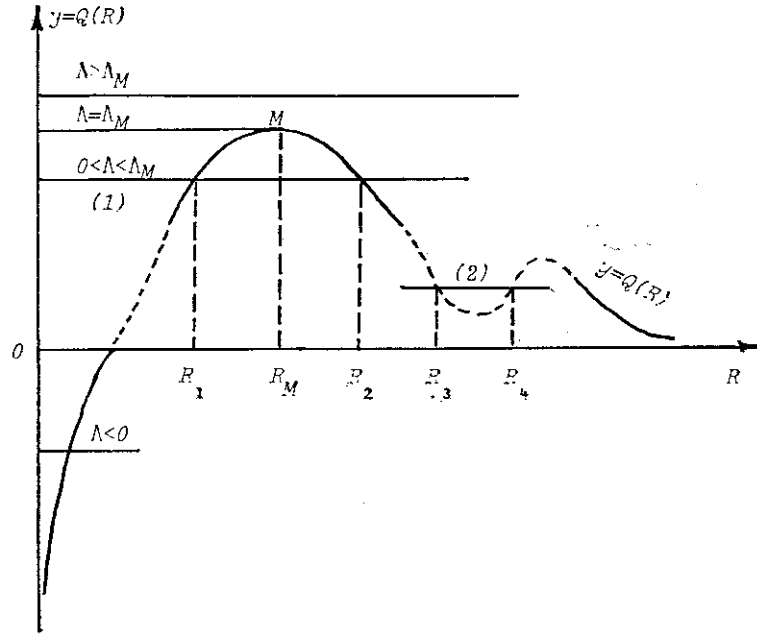
Evrenin şimdiki yoğunluğu göz önüne alındığında  $Q_M$  değerinin,  $10^{-57}$  mertebesinde olacağı kolayca hesaplanır. Diğer taraftan, yıldızimsı nesnelere gözlemleri  $\Lambda$  nın değeri için üst sınır olarak  $10^{-55}$  mertebesinde bir değer telkîn ediyor görünmektedirler [4]. Ancak, Evrenin gözlemlerle takdir edilmiş olan şimdiki basıncı ve yoğunluğu üzerindeki belirsizlik payları ile yıldızimsı nesnelere gözlemlerinin telkîn ettikleri  $\Lambda$  değeri üzerindeki belirsizlik payı göz önünde tutulduğunda  $\Lambda > Q_M$  olduğuna kesin bir şekilde hükmetmek mümkün değildir. Bu itibarla bu sonuçlara bakarak  $\Lambda > Q_M$  vaz ederek bunu, mümkün evren modellerini

kısıtlayıcı bir ölçüt olarak kullanmak doğru olmaz. Bu itibarla biz de mümkün evren modellerinin tartışılmasında  $\Lambda$  nın  $Q_M$  ye nazaran alabileceği her türlü değeri ayrı ayrı göz önünde tutacağız.

Şimdi (VIII.2.19) a binâen  $Q(R)$  yi

$$Q(R) = \frac{3}{R^3} - \kappa c^2 \rho = \frac{3}{R^2} \left( 1 - \frac{\alpha c^4}{R} - \frac{3\beta^2 c^4}{R^2} \right) \quad (\text{VIII.3.8})$$

şeklinde yazarsak  $R \rightarrow \infty$  için  $Q(R)$  nin azalan pozitif değerlerle  $3/R^2$  gibi sifıra yaklaşacağını ve  $R \rightarrow 0$  için de dikey asimtot olarak kabul ettiği y-ekseninin  $-\infty$  doğrultusuna  $1/R^2$  gibi yaklaşacağını kolaylıkla görürüz. (VIII.3.8) şekliyle



Şekil : VIII.2.  $y = Q(R)$  fonksiyonunun  $R$  nin değerlerine göre değişimi hakkında.

yazıldığında,  $Q(R)$  nin  $Q_M = Q(R_M)$  ile belirlenen mutlak maksimumundan başka ekstremumları da haiz olacağı görülmektedir.

Ayrıca (VIII.3.2) tanım bağıntısından  $Q = Q(R)$  nin  $R_S = \frac{1}{c} \sqrt{3/\kappa \rho}$  ile verilen tek bir sonlu kökü haiz olacağı görülmektedir. Buna göre Evrenin yoğunluğu ne kadar yüksekse  $R_S$  nin değeri de o kadar sifıra yakın olacaktır. Bir başka husus de  $Q = Q(R)$  eğrisinin  $[-\infty, R_S]$  arasında hiç bir ekstremumu haiz olmadığı ve monoton bir biçimde artan bir fonksiyon olduğudur. Gerçekten de  $dQ/dR$  yalnızca pozitif  $Q$  değerleri için sıfır olduğundan söz konusu aralıkta  $Q$  nun ekstremal değerleri bulunamaz.

Şekil : VIII.2 de  $y = Q(R)$  fonksiyonunun değişimi gösterilmiştir. Eğrinin kalın ve sürekli çizgiyle gösterilen kısımları fonksiyonun nasıl davrandığını kesinlikle bildiğimiz kısımlarıdır. Noktalı kısımlar ise büküm noktalarının ve diğer mümkün ekstremumların buldukları bölgelere işâret etmektedirler. Bu arada (2) ile işâretlenen bölgede muhtemel bir izafî maksimum da gösterilmiş bulunmaktadır.

$y = Q(R)$  eğrisi üzerinde  $R = R_M$  ye tekaabül eden nokta ilginç özelliklere sâhip bir evren modeline tekaabül etmektedir.  $R = R_M$  apsisli noktada  $y = \Lambda_M$  doğrusu  $y = Q(R)$  eğrisine teğet olmaktadır. Buna binâen (VIII.3.2) den ötürü

$$\Lambda_M = \frac{3}{R_M^3} - \kappa \rho c^2 \quad (\text{VIII.3.9})$$

ve ayrıca (VIII.3.6) dan ötürü de

$$\Lambda_M = Q(R_M) = Q_M = \frac{1}{R_M^2} + \kappa p \quad (\text{VIII.3.10})$$

olacağından (VIII.3.9) ve (VIII.3.10) dan derhâl

$$\left. \begin{aligned} \kappa \rho c^2 &= \frac{3}{R_M^2} - \Lambda_M \\ \kappa p &= \Lambda_M - \frac{1}{R_M^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{VIII.3.11})$$

bağıntıları tesbit edilir.  $R = R_M$  ve  $\Lambda = \Lambda_M$  ile karakterize edilen ve yoğunluğu ile basıncı da  $R_M$  ve  $\Lambda_M$  nin fonksiyonu olarak (VIII.3.11) bağıntılarıyla verilen böyle bir evrenin kararsız bir denge durumunda olacağını görmek kolaydır. Gerçekten de eğer bu evren  $R$  nin, herhangi bir sebepten ötürü,  $R = R_M$  değerinden sapması hâlinde ya  $R$  nin azalan değerleriyle, ve  $dR/dt$  de sürekli negatif kalmak üzere,  $R = 0$  a kadar büzülecek; ya da  $R$  nin artan değerleriyle  $R = \infty$  a kadar sürekli genişleyecektir. Her iki hâlde de  $R = R_M$  değerine yeniden dönmek imkânı olmadığından (VIII.3.11) bağıntılarıyla belirlenen bir evrenin kararsız bir dengeye sâhip olduğu açıktır.

Eliptik evren modellerini  $\Lambda$  kozmolojik sâbitinin mümkün değerlerine göre dört ayrı hâl için incelemek gereklidir.

### I. $\Lambda > \Lambda_M$ HÂLİ

Bu hâlde  $y = \Lambda$  doğrusu ile  $y = Q(R)$  eğrisinin hiç bir arakesit noktası olmadığından  $R = R(t)$  fonksiyonu da  $t = 0$  başlangıç hâlinde itibâren  $t$  nin artan değerleri için monoton bir biçimde artacaktır. Bu, **monoton genişleme tipinden** bir modeldir. Şekil : VIII.3. de bu  $M_1$  ile gösterilmiştir.

(VIII.2.19) u ve, Evrenin başlangıcında radyasyonun egemen olması hasebiyle de,  $\rho R^4 = \text{sabit}$  olduğunu göz önünde tutarak (VIII.2.20) den,  $k = +1$  için,

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= c \sqrt{\frac{\Lambda R^2}{3} - 1 + \frac{R^2}{3} \left( \frac{\alpha}{R^3} + \frac{3\beta^2}{R^4} \right)} \\ &= c \sqrt{\frac{\Lambda R^2}{3} - 1 + \frac{\kappa(\rho R^4)}{3c^2 R^2}} \end{aligned} \quad (\text{VIII.3.12})$$

bulunur.  $R \rightarrow 0$  için buradan  $\dot{R} \rightarrow \infty$  olduğu, yâni Evrenin  $R = 0$  daki tekil hâlini sonsuz bir hızla terkettiği görülmektedir. İşte bu, Evrenin kökenindeki **Büyük Patlamaya** delâlet etmektedir. Hâlen Evren genişleme hâlinde bulunduğundan  $\dot{R} > 0$  alınması gereklidir. Bununla beraber hâlen gözlediğimiz genişleme evresinden önce Evrenin, şekilde noktalı eğriyle işâret edildiği gibi, simetrik bir büzülme evresinden geçmiş olması da mümkündür.

EINSTEIN alan denklemlerinden, kolaylıkla,

$$\ddot{R} = c^2 R \left[ \frac{\Lambda}{3} - \frac{\kappa c^2}{2} \left( \frac{p}{c^2} + \frac{\rho}{3} \right) \right] \quad (\text{VIII.3.13})$$

olacağı saptanır.  $\ddot{R}$  ifâdesi, köşeli parantezin sıfıra eşit olduğu  $R = R_b$  gibi bir noktada sıfır olur. Bu  $R = R_b$  noktası göz önüne alındığında,  $R > R_b$  için  $\ddot{R} > 0$  olacağından  $R = R(t)$  eğrisinin artan  $R$  lere doğru içbükey olacağı anlaşılmaktadır.  $R \rightarrow \infty$  için  $p \rightarrow 0$  ve  $\rho \rightarrow 0$  olacağından

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \ddot{R} \rightarrow \frac{\Lambda c^2 R}{3} \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \dot{R} \rightarrow \infty$$

olacağı (VIII.3.12) ve (VIII.3.13) den görülmektedir. Öte yandan  $R < R_b$  için de  $R = R(t)$  eğrisinin eksilen  $R$  lere doğru içbükey olacağı görülmektedir. Şu hâlde Evren  $R=0$  noktasında, sonsuz bir hızla tekaabül eden bir patlamayla doğarak genişlemekte; bu genişleme  $R = R_b$  büküm noktasına kadar yavaşlayarak sürmekte; fakat bu noktadan itibâren hızlanarak Evrenin yarıçapı sonsuz bir limit hızla sonsuza doğru artmaktadır.

## II. $\Lambda = \Lambda_M$ HÂLİ

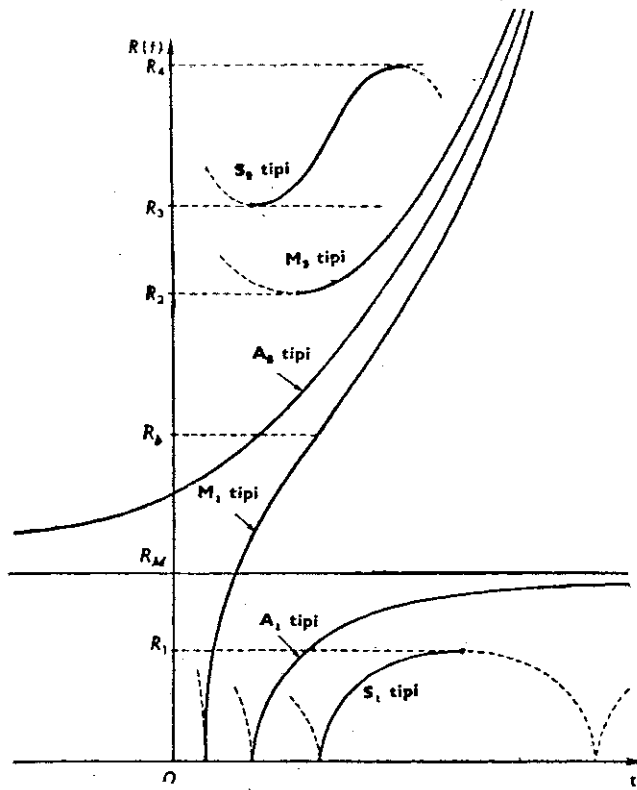
Bu hâl söz konusu olduğunda evren modeli için iki olanak vardır. Evren ya  $M_1$  tipinde monoton genişlemeli bir model arz eder ki bu takdirde  $R = R_M$  noktasında

$$\Lambda = \Lambda_M = Q_M \quad \Rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} [\dot{R}]_{R_M} = 0 \\ [\ddot{R}]_{R_M} = R_M \left( \frac{\Lambda_M}{3} - \frac{Q_M}{3} \right) = 0 \end{array} \right.$$

olacağından  $R = R_M$  noktası yatay teğetli bir büküm noktası oluşturur; ya da

$R = R(t)$  fonksiyonu  $R = R_M$  de yatay bir asimtota sâhip olur. Bu takdirde de gene iki mümkün hâl vardır :

1) Eğer  $R$  nin şimdiki  $R(t_0) = R_0$  değeri  $R_M$  den daha büyük değilse Evren, başlangıçtaki  $R = 0$  tekil noktasını sonsuz bir hızla, yâni gene **büyük patlama** sonucu, terketmiştir. Bu takdirde  $R = R(t)$  fonksiyonu  $R = R_M$  yatay asimtotuna sonsuz bir zaman aralığından sonra erişir. Bu modelin böylece, ileride göreceğimiz, **EİNSTEİN**'in statik evren modeline uzandığından söz edilir. Bu modele  $A_1$  tipi **asimtotik model** adını vereceğiz.



Şekil : VIII.3. Eliptik Evren modellerinin sınıflandırılması

2) Eğer  $R_0 > R_M$  ise bu takdirde model, **EİNSTEİN**'in statik evren modelinden hareket ederek genişlemeye mâruz kalacaktır. Buna da  $A_2$  tipi **asimtotik model** diyeceğiz.

### III. $0 < \Lambda < \Lambda_M$ HÂLİ

Bu hâl söz konusu olduğunda Şekil: VIII.2 de  $y = \Lambda$  doğrusu  $y = Q(R)$  eğrisini en azından  $R_1$  ve  $R_2$  apsisli iki noktada keser. Bu takdirde  $0 < R < R_1$  ya da  $R_2 < R < \infty$  olması gerektiği,  $\dot{R}$  nin gerçellik şartı olan  $\Lambda > Q(R)$  eşitsizliğinden, kolayca görülür.

$R = R_1$  için  $\Lambda = Q(R)$  olduğu ve dolayısıyla  $\dot{R} = 0$  olacağı için  $R = 0$  tekil noktası ile  $R = R_1$  arasında salınımlı bir evren modeli elde edilir. Buna  $S_1$  tipi **salınımlı model** diyeceğiz. Buna karşılık  $R = R_2$  noktası tekil bir nokta olmadığından bu hâle tekaabül eden model  $R = R_2$  de başlangıç noktasından itibâren sıfır hızıyla genişlemeye başlayan ve bunu, monoton artan bir hızla sonsuzadek sürdüren bir modeldir. Bu, monoton genişlemeli  $M_1$  tipi evrenden başlangıç şartları bakımından farketmektedir. Buna da  $M_2$  tipi **monoton genişlemeli** evren modeli diyeceğiz.

$\ddot{R}$ 'nin incelenmesi  $S_1$  tipi salınımlı evreni karakterize eden  $R = R(t)$  fonksiyonunun azalan  $R$  ler yönünde,  $M_2$  tipi monoton genişlemeli evreni karakterize eden  $R = R(t)$  fonksiyonunun ise artan  $R$  ler yönünde içbükey olduğunu ortaya koymaktadır.

$Q(R)$  eğrisinin Şekil : VIII.2 deki gibi bir minimumunun  $R_m$  apsisi,  $y = \Lambda$  nın  $y = Q(R)$  ile arakesit noktalarının apsisi olan  $R_3$  ve  $R_4$  ün,  $R_3 < R_m < R_4$  gibi, arasına düşmesi hâlinde ise evren  $R_3$  ile  $R_4$  arasında salınım gösteren bir yapıya sâhip olur. Bu tip evrene de  $S_2$  tipi **salınımlı evren** diyeceğiz. Böyle bir evren büyük patlamalı bir evren olmayıp periyodik, ve sonlu bir şekilde genişleyip daralan bir evrendir.

#### IV. $\Lambda < 0$ HÂLİ

Bu takdirde  $y = \Lambda$  doğrusunun  $y = Q(R)$  eğrisiyle ancak bir tek kesişme noktası bulunur. Buna tekaabül eden  $R$  apsisi sonlu ve sıfırdan farklıdır. Netice itibâriyle bu bize gene  $R = 0$  noktasından itibâren patlamayla genişlemeye başlayan  $S_1$  tipi salınımlı bir evren modeli verir.

Şekil : VIII.3, gözden geçirdiğimiz bütün bu modellerin sinoptik bir özetini vermektedir. Mümkün evren modelleri arasında genişlemeçi evren modellerine tekaabül eden  $R = R(t)$  fonksiyonları sürekli çizgilerle, büzülmeli evren modellerine tekaabül edenler de kesik çizgilerle gösterilmiş bulunmaktadır.

Gözlemlerin Evrenin hâlen bir genişleme evresinde bulunduğunu telkîn etmesi ve genellikle, büyük bir patlama sonucu doğan evrenlere kanıt olarak yorumlanan bir evrensel kara cisim radyasyonunun varlığının da gözlenmiş olması,  $k = +1$  olmak üzere incelediğimiz bu mümkün evrenler arasında yalnızca büyük patlama kökenli : 1)  $S_1$  salınan, 2)  $A_1$  asimtotik, ve 3)  $M_1$  monoton genişlemeli evren tiplerinden birinin gerçeği yansıtabileceğini ilhâm etmektedir.

#### (VIII.4) SİLİNDİRİK ( $k = 0$ ) ve HİPERBOLİK ( $k = -1$ ) EVREN MODELLERİ

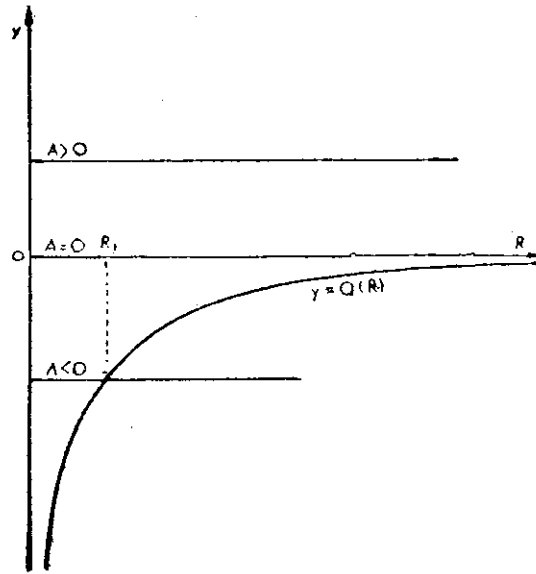
EİNSTEİN alan denklemlerinden

$$k = 0 \quad \text{için : } \dot{R} = \pm \frac{Rc}{\sqrt{3}} \sqrt{\Lambda + \chi R^2} \quad , \quad Q(R) = -\chi R^2 < 0$$



$$k = -1 \text{ için : } \dot{R} = \pm \frac{Rc}{\sqrt{3}} \sqrt{\Lambda + \frac{3}{R^3} + \rho c^2}, \quad Q(R) = -\rho c^2 - \frac{3}{R^2} < 0$$

bulunur. Her iki hâlde de,  $Q(R)$  kritik fonksiyonunun negatif olduğu görülmektedir.  $Q(R)$ , her iki hâlde de,  $R \rightarrow \infty$  için  $\rho \rightarrow 0$  olacağı göz önünde tutulursa,  $R \rightarrow \infty$  için sifıra gidecektir. Kezâ  $R \rightarrow 0$  için  $\rho = \infty$  olacağı için de



Şekil : VIII.4

$Q(0) = -\infty$  olur. Buna göre  $Q = Q(R)$  nin değişimi Şekil: VIII.4 de gösterilmiş bulunmaktadır.  $\dot{R}$  nin reel olma şartı gene  $\Lambda \geq Q$  dur. Buna göre ortaya iki hâl çıkmaktadır :

### I. $\Lambda \geq 0$ HÂLİ

Bu takdirde  $y = \Lambda$  doğrusu ile  $y = Q(R)$  eğrisi arasında kesişme noktası olmayacağından model, kökeni büyük patlamalı  $M_1$  tipi monoton genişlemeli bir evreni yansıtacaktır.

### II. $\Lambda < 0$ HÂLİ

$y = \Lambda$  doğrusu ile  $y = Q(R)$  eğrisi arasında  $R$  nin sonlu ve sıfırdan farklı bir değerine tekaabül eden tek bir kesişme noktası mevcûd olup bu sebeple bu model, kökeni büyük patlamalı  $S_1$  tipi salınımlı bir evreni yansıtmaktadır.

## (VIII.5) $\Lambda = 0$ HÂLLERİ

Evren modellerinde önemli bazı hâller kozmolojik sâbitin sıfır olarak kabul edildiği hâllerle temsil edilirler. Aslında kozmolojik sâbitin Genel Rölâtivite Teo-

risinin alan denklemlerine ithâl edilip edilmemesi gerektiği hususunda kesin ne epistemolojik ve ne de ontolojik bir kanıt vardır.  $\Lambda$  nın sıfır mı yoksa sıfırdan farklı bir değeri mi haiz olduğu sorusuna kesin bir cevap da ancak belki gözlemsel verilerin çok daha güçlü araçlarla elde edilmesine yol açacak teknolojik gelişmeler sonucu verilebilecektir. Bu gerçekleşinceye kadar  $\Lambda$  nın gerekliliği ya da gereksizliği yalnızca bir spekülasyon konusudur [9]. Şimdi biz, yukarıda tartışılmış olan modeller çerçevesi içinde,  $\Lambda = 0$  hâline tekaabül edenlere kısaca değinmek istiyoruz.

$\Lambda = 0$  olduğu takdirde gerek silindirik gerekse hiperbolik modeller büyük patlamalı kökenli monoton genişlemeli  $M_1$  tipi modellerdir. Bunların  $\Lambda > 0$  hâline tekaabül eden diğer silindirik ve hiperbolik  $M_1$  tipi modellerden ve kezâ  $\Lambda > 0$  hâline tekaabül eden eliptik  $M_1$  tipi modellerden farkları, bu sonuncuların aksine,  $R = R(t)$  eğrisinin **büküm noktası** arzetmesidir. Gerçekten de ister eliptik, ister silindirik, ister hiperbolik olsun  $\dot{R}$ , her model için,

$$\ddot{R} = c^2 R \left[ \frac{\Lambda}{3} - \frac{\kappa c^2}{2} \left( \frac{p}{c^2} + \frac{\rho}{3} \right) \right] \quad (\text{VIII.3.13})$$

şeklinde olduğundan  $R = 0$  noktası göz önünde tutulmazsa ancak  $\Lambda > 0$  olması hâlinde  $\dot{R} = 0$  olabileceği âşikârdır.  $R = 0$  için  $\dot{R}$  nın sonsuz olacağı ve ayrıca  $R \rightarrow \infty$  için,  $\rho R^3 = \text{sâbit} = \varepsilon$  olacağından,

$$\begin{aligned} \lim_{R \rightarrow \infty} \dot{R} &= \lim_{R \rightarrow \infty} c \sqrt{\frac{\kappa(\rho R^3) c^2}{3R} - k} \\ &= \lim_{R \rightarrow \infty} c \sqrt{\frac{\kappa \varepsilon c^2}{3R} - k} \\ &= \begin{cases} c & \text{eğer } k = -1 \text{ ise, (hiperbolik model)} \\ 0 & \text{eğer } k = 0 \text{ ise, (silindirik model)} \end{cases} \end{aligned}$$

olduğu görülmektedir.

Sonuç olarak  $\Lambda = 0$  olması, mümkün bütün hâller için, kökeni büyük patlamalı ve 1) geometrinin eliptik olması hâlinde  $S_1$  tipi salınımlı bir evren modeline, 2) geometrinin silindirik ya da hiperbolik olması hâlinde de büküm noktasız  $M_1$  tipi monoton genişleyen bir evren modeline yol açmaktadır.

Son bir husus olarak şuna da işaret edelim ki (VIII.2.17) den  $\rho_0 R_0^3 = \rho R^3$  yazılabileceğini göz önünde bulundurarak  $p = 0$  hâli (yâni Evrenin etkileşimsiz bir tozla dolu olduğunu kabul eden model) için (VIII.1.3) ve (VIII.1.4) den kolaylıkla

$$\frac{\ddot{R}}{R} + \frac{4\pi G\rho_0}{3} \frac{R_0^3}{R^3} - \frac{c^2\Lambda}{3} = 0$$

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_0 \frac{R_0^3}{R^3} - c^2k + \frac{c^2\Lambda}{3} R^2$$

bağıntıları elde edilir. Bu ifâdeler III. Bölümde NEWTONsal evren modelini genişletmek sûretiyle gene de klâsik sayılabilecek fakat her hâlûkârda rölâvist olmayan bir çerçeve içinde elde etmiş olduğumuz ve evrenin dinamiğini tesbit eden (III.2.28) ve (III.2.29) denklemlerinin aynılarıdır.

### REFERANSLAR

- [1] A.Y. ÖZEMRE, Teorik Fizik Dersleri, Cild: 5, ISI TEORİSİ; İst. Üniv. Fen Fak. Yay. No. 140, s. 84, (1977).
- [2] P.C.W.DAVİES, The Physics of Time Assymetry, University of California Press; Berkeley, Los Angeles; Chap. 4: Thermodynamics and Cosmology, s. 80-111; (1974).
- [3] R.C.TOLMAN, Relativity, Thermodynamics and Cosmology; Oxford University Press; Oxford, London; s. 394-399; (1958).
- [4] Ya. B. ZELDOVİCH, İ.D. NAVİKOV, Relativistic Astrophysics, Vol. I: Stars and Relativity; The University of Chicago Press; Chicago, London; s. 28 ve 476; (1971).
- [5] R.C.TOLMAN, a.g.e., s. 399-419.
- [6] H.ANDRİLLAT, Introduction à l'Étude des Cosmologies; Armand Colin, Paris: s. 158-163; (1970).
- [7] S.MAVRİDÈS, L'Univers Relativiste; Masson et Cie., Paris; s. 166-175; (1973).
- [8] M.BERRY, Principles of Cosmology and Gravitation; Cambridge University Press; Cambridge, London, New York, Melbourn; s. 123-136, (1976).
- [9] W.H. Mc. CREA, The Cosmical Constant, Q. Jl. R. Astr. Soc., 12, s. 140-153, (1971).

## IX. BÖLÜM

İste nakkaşı nakşe, aldanma;  
Kuru sûretle iş biter sanma!

.....  
Gönül verme nukûş-i kâinâta;  
Geçüb fâniden ir bâki hayâta!

*Aziz Mahmud Hüdâî (1543-1648)*

## ÖZEL EVREN MODELLERİ

### (IX.1) EİNSTEİN EVRENİ [1]

EİNSTEİN evreni, Genel Rölâtivite Teorisinden çıkarılan ilk evren modelidir. 1917 de EİNSTEİN

$$\left. \begin{aligned} R(t) &= \mathcal{R}_E = \text{sâbit} \\ k &= +1 \\ p &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX.1.1})$$

varsayarak yâni statik, eliptik (ya da küresel) ve iç basıncı sıfır olan (ya da  $\rho c^2$  nin yanında ihmâl edilebilen) bir evrenin metriğini tesis etmiştir.  $r$  ile küresel koordinatlardaki radyal uzaklığı göstererek (IX.1.1) varsayımlarına binâen ve (VII.3.4) vaz'ını da göz önünde tutarak (VII.3.5), ROBERTSON-WALKER metriğinden, EİNSTEİN metriğinin

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{r^2}{\mathcal{R}_E^2}} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (\text{IX.1.2})$$

şeklinde olacağı kolaylıkla elde edilir. (VIII.1.3 ve 4) den de EİNSTEİN yarıçapı (!) ile  $\Lambda$  kozmolojik sâbiti ve  $\rho$  evren yoğunluğu arasında

$$\mathcal{R}_E^2 = \frac{1}{\Lambda}, \quad \rho = \frac{c^2}{4\pi G \mathcal{R}_E^2} \quad (\text{IX.1.3})$$

bağıntılarının mevcûd olduğu saptanır. Buna göre EİNSTEİN evreninin yoğunluğunun sâbit olacağı, yâni ne yer ve ne de zaman koordinatlarına bağlı olduğu; ve bundan dolayı da böyle bir evrende hiç bir evrim olmayacağı anlaşılmaktadır. Böyle bir evrende HUBBLE olayı da olmayacaktır. Bu denklemler, aynı zamanda,  $\Lambda > 0$  olduğunu da göstermektedirler. Öte yandan dikkat edilmesi gerekli bir başka

husus da  $\Lambda$  kozmolojik sâbiti eğer sıfırdan farklı seçilmezse  $\mathcal{R}_E^2 = \infty$  ve  $\rho = 0$  olacağı yâni evrenin yoğunluğunun basınçtan bağımsız olarak sıfır olacağıdır. EİN-STEİN da zâten sırf hem  $p$  ve hem de  $\rho$  nun aynı anda sıfır olmamalarını temin etmek için Genel Rölâtivite Teorisinin alan denklemlerine  $\Lambda$  kozmolojik sâbitini ithâl etmek zorunda kalmıştır.

$k = +1$  olması EİNSTEİN evreninin uzay açısından eliptik (ya da küresel) olmasını karakterize etmektedir. Ancak bu evreni temsil eden uzay-zamanda zaman koordinatı  $[-\infty, +\infty]$  aralığında değerler alabildiğinden, yâni evrenin başlangıcı sayılabilecek bir ânı belirlemek mümkün olmadığından, bu evrenin 4 boyutlu bir hiper-silindir oluşturduğu da söylenir.

### (IX.2) W. De SİTTER EVRENİ [2, 3]

De SİTTER evreni ise

$$\left. \begin{array}{l} k = 0 \\ \rho = 0 \\ p = 0 \end{array} \right\} \quad (\text{IX.2.1})$$

varsayımlarına dayanan bir limit hâli temsil etmektedir. (VIII.1.3 ve 4) den, bu şartlar altında

$$3 \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 - \Lambda c^2 = 0$$

$$\frac{2\ddot{R}}{R} + \left( \frac{\dot{R}}{R} \right)^2 - \Lambda c^2 = 0$$

bulunur. Bu iki denklem arasında  $(\dot{R}/R)^2$  elenecek olursa

$$\ddot{R} - \frac{\Lambda c^2}{3} R = 0$$

bulunur ki bunun da çözümü

$$R(t) = R_0 \exp \left( \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} ct \right) \quad (\text{IX.2.2})$$

dir. (IX.2.2) nin (VII.3.4) ile mukaayesesi

$$\mu(t) = 2 \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} ct \quad (\text{IX.2.3})$$

olduğunu gösterir. Buna göre (VII.2.9) dan da De SİTTER evreninin metriğinin

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \exp\left(2\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} ct\right) [dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\varphi^2] \quad (\text{IX.2.4})$$

şeklinde yazılabileceği anlaşılmış olur. Bu metrikten hareket ederek eğer

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (R - 2\Lambda)$$

ile verilen *EİNSTEİN* tansörünün bileşenleri hesaplanırsa bunların her yerde, her zaman ve hiç bir tekil nokta arzetmeksizin özdeş olarak sıfır oldukları görülür. Bundan ötürü

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (R - 2\Lambda) = -\kappa T_{\mu\nu}$$

ile verilen *EİNSTEİN* alan denklemleri dolayısıyla  $T_{\mu\nu}$  enerji-impuls tansörünün bileşenleri de aynı şekilde özdeş olarak sıfır olurlar. Bununla beraber gene göstermek kaabildir ki (IX.2.4) metriğinin tanımladığı  $R_{\mu\nu\sigma}^{\lambda}$  *RIEMANN-CHRİSTOFFEL* eğrilik tansörü  $G_{\mu\nu}$  *EİNSTEİN* tansörü gibi özdeş olarak sıfır değildir; şu hâlde *De SİTTER* evreni, aslında, eğriliği haiz bir uzayla temsil edilmektedir. Ancak bu uzayda,  $p = \rho = 0$  olması hasebiyle, hiç bir madde dağılımı da yoktur; binâ-enaleyh uzayın eğriliğine tekaabül eden hiç bir gravitasyon alanı da bulunmamaktadır.

Çoğu kere *De SİTTER* evreninin *MACH* İlkesiyle çelişik olan bu garip özelliğinin kökeni olarak  $\Lambda \neq 0$  olması gösterilir. Oysa daha sonraları  $\Lambda = 0$  hâli için *EİNSTEİN*'in alan denklemlerinin öyle çözümleri bulunmuştur ki bunlar için *RİCCI* tansörünün (ve dolayısıyla da tabii *EİNSTEİN* tansörünün) bütün bileşenlerinin özdeş olarak sıfır olmalarına rağmen *RIEMANN-CHRİSTOFFEL* tansörü sıfırdan farklı olabilmektedir; yâni  $\Lambda = 0$  hâli için dahi, içinde madde bulunmamasına rağmen eğriliği sıfırdan farklı ve Genel Rölâtivite Teorisinin alan denklemlerinin çözümü olan uzaylar vardır [4, 5]. Bu gibi uzayların metriğinin *MACH*'a karşıt metrik olduğu söylenir.

*De SİTTER* evreni aslında sâbit eğriliği haiz bir uzay-zamanı temsil eder.  $K$  sâbit eğrilikli bir uzay-zaman için  $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$  *RIEMANN-CHRİSTOFFEL* eğrilik tansörü ile  $K = 1/\mathcal{R}_s^2$  eğriliği arasında

$$R_{\alpha\beta\gamma\delta} = K (g_{\alpha\gamma} g_{\beta\delta} - g_{\alpha\delta} g_{\beta\gamma}) \quad (\text{IX.2.5})$$

şeklinde bir bağıntı olduğu gösterilir [6]. Buradan *RİCCI* tansörü ile skaler invariant eğriliğin

$$R_{\alpha\beta} = 3K g_{\alpha\beta} \quad , \quad R = 12K$$

olduğu kolaylıkla bulunur. Diğer taraftan *De SİTTER* evreni için  $T_{\alpha\beta} \equiv 0$  olduğundan alan denklemlerinden

$$0 \equiv R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} (R - 2\Lambda) = (-3K + \Lambda) g_{\alpha\beta}$$

yâni evrenin  $\mathcal{R}_s^2$  sâbit eğrilik yarıçapının

$$\frac{1}{K} = \mathcal{R}_s^2 = \frac{3}{\Lambda} \quad (\text{IX.2.6})$$

bağıntısını gerçeklediği anlaşılır.

Şimdi

$$\xi_1 = r \cos \theta, \quad \xi_2 = r \sin \theta \cos \varphi, \quad \xi_3 = r \sin \theta \sin \varphi, \quad \xi_4 = ct$$

şeklinde bir koordinat dönüşümü yapılırsa De SİTTER evrenini karakterize eden (IX.2.4) metriği de

$$ds^2 = d\xi_4^2 - \exp\left(2\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}\xi_4\right) (d\xi_1^2 + d\xi_2^2 + d\xi_3^2) \quad (\text{IX.2.7})$$

şekline dönüşür. Bu yeni koordinat sisteminde geodeziklerin incelenmesi daha daha uygundur. Geodezik eğrileri ise

$$\delta \int \left\{ \dot{\xi}_4^2 - \exp\left(2\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}\xi_4\right) (\dot{\xi}_1^2 + \dot{\xi}_2^2 + \dot{\xi}_3^2) \right\} d\tau = 0$$

varyasyon ilkesinden kolaylıkla elde edilir. Bu varyasyon probleminin çözümü

$$\frac{d}{d\tau} \left[ \dot{\xi}_i \exp\left(2\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}\xi_4\right) \right] = 0, \quad (i = 1,2,3) \quad (\text{IX.2.8})$$

şeklindeki LAGRANGE hareket denklemlerine yol açar. Bu denklemlerin

$$\xi_i = \text{sâbit}, \quad (i = 1,2,3) \quad (\text{IX.2.9})$$

sistemini çözüm olarak kabul ettikleri âşikârdır. Buna göre uzay koordinatları (IX.2.9) u gerçekleyen, yâni sükûnetteki bir test tâneciği De SİTTER evreninde zamandan bağımsız olarak durumunu koruyacaktır. Buna karşılık farklı yerlerde bulunan A ve B gibi iki test tâneciği arasındaki  $D_{AB}$  uzaklığını hesaplarsak

$$D_{AB} = \int_A^B e^{\sqrt{\Lambda/3}\xi_4} \sqrt{d\xi_1^2 + d\xi_2^2 + d\xi_3^2} = \int_A^B e^{\sqrt{\Lambda/3}\xi_4} dr = e^{\sqrt{\Lambda/3}\xi_4} (r_B - r_A) \quad (\text{IX.2.10})$$

bulunur ki bu da De SİTTER evreninde farklı iki test tâneciğinin birbirlerinden zamanın üstel fonksiyonu olarak uzaklaşacaklarını göstermektedir. Eğer  $dD_{AB}/d\xi_4 = V_{AB}$  ile iki test tâneciğinin görel hızları gösterilirse (IX.2.10) dan

$$V_{AB} = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} D_{AB} \quad (\text{IX.2.11})$$

olduğu yâni bu iki test tâneciğinin görel hızlarının, aralarındaki uzaklıkla doğru orantılı olarak artacağı tesbit edilmiş olur. (IX.2.6) ile (IX.2.11) in karşılaştırılmasından

$$V_{AB} = H \cdot D_{AB}, \quad H = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} = \frac{1}{\mathcal{R}_s} \quad (\text{IX.2.12})$$

yazılabilir. Bu ifade De SİTTER evreni için bir nev'i HUBBLE kaanûnunun ifâdesidir.

Bütün bu sonuçlara bakarak EİNSTEİN evreninin madde ihtivâ etmekle birlikte statik ve evrimsiz bir evreni, buna karşılık De SİTTER evreninin ise maddesiz fakat genişleyen, yâni evrimli boş bir evreni yansıttığını söyleyebiliriz.

### (IX.3) EVRENİN DURAĞAN HÂL MODELİ

1948 de önce H.BONDİ ve T.GOLD [7] ve daha sonra da F.HOYLE [8-10] başlangıcında bir Büyük Patlama bulunan evren modellerine karşı bir seçenek olarak evrenin durağan hâl modelini ileri sürmüşlerdir.

BONDİ ve GOLD'un soruna yaklaşımları ile HOYLE'unki yöntem bakımından birbirlerinden tamâmen farklıdır. İlk ikisinin yaklaşımı, işin içine hiç bir alan denklemi karıştırmadan, tek bir temel varsayımı olabildiğince eksiksiz bir biçimde inceleyerek bundan sonuçlar çıkarmaktan ibârettir.

Bundan önceki evren modelleri, VII. Bölümde genel ROBERTSON-WALKER metriğini elde edebilmek üzere vaz edilmiş olan bir çeşit bir simetri ilkesine, **kozmolojik ilkeye** dayanıyorlardı. Bu ilkeye göre: evrenin tasviri bakımından evrendeki herhangi iki nokta birbirlerine eşdeğerdirler. Yâni, hangi galaksiden bakılırsa bakılsın evrenin belirli bir andaki globâl fiziksel görünümü bu ilkeye göre aynıdır.

Şimdi kökeninde bir büyük patlama bulunan bir evren göz önüne alalım; bu evren, başlangıcından itibâren, sürekli bir evrim gösterecektir. Pekiyi ama sürekli evrim gösteren bir evrenin ömrünün her ânında fizik kaanunlarının hiç değişmeden kalacaklarını kim veyâ ne garanti etmektedir? Hiç şüphesiz fizik kaanunlarının evrenin etkisinden ebedî bir şekilde korunacaklarını bir varsayım gibi kabul edebiliriz ama bu varsayımın ciddî ve inandırıcı fizikî bir temeli haiz olamayacağı da âşikârdır. Böyle bir varsayımın sağlam bir temele oturacağı yegâne hâl, görüntüsü zamanla değişmeyen bir evren hâlidir; yâni evrenin tasviri bakımından evreni temsil eden **uzay-zamandaki** herhangi iki noktanın birbirlerine eşdeğer oldukları hâlidir. Buna göre evrenin herhangi iki noktasından hangi anlarda bakılırsa bakılsın evrenin görünümü aynı olacaktır. BONDİ ve GOLD bu ilkeye **mükemmel kozmolojik ilke** adını takmışlardır.



Mükemmel kozmolojik ilkenin (MKİ'nin) geçerliliği bir kere kabul edildi miydi bundan çok ilginç sonuçlar çıkartmak mümkündür. Önce, bugün gözlemsel bir olgu olan **evrenin genişlemesini** göz önüne alalım : MKİ'ye göre evrende bir  $t_1$  ânında belirli bir  $V$  hacmi içindeki maddenin yoğunluğu  $\rho$  ise bir  $t_2 > t_1$  ânında da bu yoğunluk aynı  $\rho$  değerini korumuş olacaktır. Oysa  $t_2 - t_1$  zaman aralığı içinde, evrenin genişlemesi dolayısıyla bu hacmin dışına çıkmış olan galaksiler olacaktır; fakat MKİ'ye göre evrenin durumu zamandan da yer koordinatlarından da bağımsız olduğundan,  $V$  dışına çıkan galaksilerin  $V$  de oluşturdukları yoğunluk azalma miktarı ancak aynı hacimde, aynı zaman aralığında, aynı miktarda maddenin yaratılmasıyla telâfi olunacaktır.

Maddenin bu teoriye göre yaratılış hızını gözlemlerden kestirmek mümkündür. Bu miktarı MKİ'nden hareketle hesaplamak üzere evrende kenarları 1 metre ve ihtivâ ettiği maddenin yoğunluğu da  $\rho \text{ kg/m}^3$  olan bir küp tasarlayalım. Buna göre bu küp içindeki maddenin miktarı zâten  $\rho \text{ kg}$  olacaktır.  $H_0$  ile HUBBLE sâbitini göstererek, bu kübün her bir yanı  $H_0$  hızıyla genişlediğine göre 1 sâniye sonra kübün her bir kenarı yaklaşık olarak  $1 + H_0$  ve hacmi da  $(1 + H_0)^3$  olacaktır. Öte yandan  $H_0$  in (III.11.5) ile verilmiş olan değeri

$$H_0 = 55 \text{ km/s/Mpc} \cong 55 \times \frac{1}{3,26 \cdot 10^6 \times 9,6 \cdot 10^{12}} = 1,7 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1} \quad (\text{IX.3.1})$$

çok küçük olduğundan göz önüne alınan  $1 \text{ m}^3$  lük hacmin 1 sâniyedeki  $\Delta V$  artış miktarı yaklaşık olarak

$$\Delta V = (1 + H_0)^3 - 1 \cong 3H_0$$

olacaktır. Ancak, MKİ bize evrenin hâlinin 1 sâniye sonra da 1 sâniye öncesinin aynı olacağını ifâde etmektedir. Buna göre, göz önüne alınmış olan kübün yoğunluğunun değişmemiş olması gereklidir. Bunun mümkün olabilmesi için ise  $\Delta V$  nin yoğunluğunun da  $\rho$  olması, yâni  $\Delta V$  içinde

$$\Delta M \cong \Delta V \cdot \rho = 3H_0 \rho \quad (\text{IX.3.2})$$

miktarı kadar madde yaratılmış olması gereklidir.  $\rho$  nun (V.2.1) ve  $H_0$  in da (IX.3.1) ile verilen değerleri (IX.3.2) ye yerleştirilirse evrenin durağan hâl modeline göre uzayda maddenin yaratılma hızının

$$\Delta M \cong 10^{-45} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$$

olması gerektiği bulunur.

Gene MKİ'den hareketle, evrenin durağan hâl modeline tekaabül eden  $ds^2$  ifâdesini bulmak çok kolaydır. Bir kere evrenin hâli zamandan bağımsız olduğundan  $dt^2$  nin katsayısı ancak sâbit olabilir. Ayrıca (VII.4G.3) den de bildiğimiz gibi HUBBLE sâbiti (!) ile  $R(t)$  arasında  $H(t) = \dot{R}(t)/R(t)$  bağıntısı olduğundan MKİ'ye

göre  $H(t)$  nin zamana bağlı olmaması gerektiğinden  $\dot{R}/R = \text{sâbit}$  den de  $R(t) \sim \exp(2t/\tau)$  olması gerektiği bulunur;  $\tau$  ile burada boyutu zaman olan bir büyüklük gösterilmekte olup 2 katsayısı da uygunluk mülâhazasıyla bulunmaktadır. Buna göre, küresel koordinatlarda, MKİ'nin gerektirdiği  $ds^2$  ifâdesi

$$ds^2 = c^2 dt^2 - e^{2t/\tau} (dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\varphi^2) \quad (\text{IX.3.3})$$

şeklinde olup bu, De SİTTER'in  $ds^2$  sinin ifâdesinden başka bir şey değildir.

HOYLE'un probleme yaklaşımı, yukarıda da ifâde edilmiş olduğu gibi BONDİ ve GOLD'unkinden farklıdır. HOYLE, MKİ'yi ve bunun sonucu olarak ortaya çıkan sürekli madde yaratılışını kabul etmekte fakat evren modelini, bu varsayımlara göre tâdil edilmiş alan denklemlerinden hareketle ve matematiksel bir biçimde kurmayı amaçlamaktadır. BONDİ ve GOLD'un geliştirmiş oldukları model HOYLE'un teorisinde, daha çok, yeni alan denklemlerinin çözümleri arasından gerçeğe uyduğu varsayılan bir tânesinin belirlenmesine rehberlik etmektedir.

Şu hâlde HOYLE'un vaz ettiği alan denklemlerinin (IX.3.3) şeklindeki çözümünü araştırılacaktır. Önce HOYLE'un Genel Rölâtivite Teorisinin alan denklemlerini nasıl tâdil etmiş olduğunu görelim.

EİNSTEİN'in genel alan denklemleri,  $T^{\mu\nu}$  ile enerji-impuls tansörünü gösterecek

$$\nabla_\nu T^{\mu\nu} = 0 \quad (\text{IX.3.4})$$

şeklinde bir korunum kaanûnunu içermektedir. Ancak, eğer madde sürekli olarak yaratılıyorsa artık (IX.3.4) ün sağ yanı sıfır değil  $K^\mu$  gibi bir kaynak terimi ihtivâ eder. Eğer bu kaynak terimi  $C^{\mu\nu}$  gibi simetrik bir tansör alanının diverjansı aracılığıyla

$$K^\mu = \frac{1}{\chi} \nabla_\nu C^{\mu\nu} \quad (\text{IX.3.5})$$

şeklinde ifâde olunabiliyorsa bu takdirde

$$\nabla_\nu \left( T^{\mu\nu} + \frac{1}{\chi} C^{\mu\nu} \right) = 0$$

şeklinde korunumlu ikinci mertebeden bir tansör elde edilmiş ve bunun sonucu olarak da EİNSTEİN alan denklemlerini

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = - (\chi T_{\mu\nu} + C_{\mu\nu}) \quad (\text{IX.3.6})$$

şeklinde genelleştirmek imkânı doğmuş olur. Bu (IX.3.6) sistemi iyice belirsiz bir denklem sistemidir. 10 adet bilinmeyen teşkil eden  $C_{\mu\nu}$  leri belirlemek üzere elimizde yalnızca (IX.3.5) ile verilmiş olan 4 adet denklem bulunmaktadır. Üstelik

gözlemler  $K^u$  hakkında da hiç bir bilgi vermediklerinden  $K^u$  lerin seçimi büsbütün keyfidir. Bununla beraber HOYLE alan denklemlerinin bir çözümünün BONDİ-GOLD modelinin öngördüğü, ifâdesi (IX.3.3) ile verilmiş olan  $ds^2$  olması için

$$\kappa\rho\tau^2 = \frac{3}{c^4}, \quad \tau = \frac{1}{H_0}$$

olması gerektiği gösterilir; ve dolayısıyla da her ne kadar aynı  $ds^2$  ye sâhip iseler de De SİTTER modelinin aksine bu modelde  $\rho \neq 0$  olduğu görülmektedir.

HOYLE bu teorisini sonradan tâdil etmiş ise de teorinin bu tâdil edilmiş şeklinden burada söz konusu etmeyeceğiz [11].

BONDİ, GOLD ve HOYLE'un evrenin durağan hâl modeli, §(IV.8) de de ayrıntılarıyla değinilmiş olduğu gibi, radyokaynakların sayımı probleminde gözlemlerle uyuşmayan bir kestirimde bulunduğu için terkedilmiştir.

#### (IX.4) DİRAC TİPİ KOZMOLOJİ

Bir protonla bir elektron arasındaki gravitasyon kuvvetinin büyüklüğü ile elektrik kuvvetinin büyüklüğü oranlanırsa

$$\frac{Gm_p m_e}{e^2} = 4,4 \cdot 10^{-40} \quad (\text{IX.4.1})$$

gibi boyutsuz bir sayı bulunur. Öte yandan da klâsik elektronun yarıçapı  $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  de,  $D = c/H = c\tau$  ile verilen HUBBLE uzaklığına oranlanırsa bu sefer de

$$\frac{r_e}{c\tau} = 0,16 \cdot 10^{-40}$$

gibi boyutsuz bir sayı bulunur. Her iki sayının da yalnızca temel sâbitlere bağlı olmaları ve ayrıca mertebelerinin de aynı bulunması ilginçtir. Böyle bir olgunun yalnızca bir tesâdüfün eseri olması ise, olasılığı olağanüstü az bir durumdur. Buna bakarak,  $G, \hbar, c, H, m_e, m_p$ , v.s. gibi gerek mikrofiziğe gerekse de makrofiziğe ait temel sâbitlerden hareketle bunların boyutsuz ya da belirli bir boyutu haiz olacak şekildeki kombinezonlarından anlamlı bazı sonuçlar çıkarabilmenin mümkün olup olmadığı ve eğer mümkünse buna yol açan temel ilkenin ya da ilkelerin neler olmaları akla ilk gelen sorulardan biri olmaktadır.

Şimdi yalnızca  $\hbar, H, G$  ve  $c$  den hareketle oluşturulan  $(\hbar H/Gc)^{1/3}$  ifâdesinin kütle boyutunu haiz olduğu ve MeV.  $c^{-2}$  cinsinden ifâde edildiğinde de meselâ piyon gibi tipik bir temel tâneciğin kütlesi mertebesinde olduğu kolayca hesaplanabilir. Nitekim

$$\left(\frac{\hbar H}{Gc}\right)^{1/3} \approx 60 \text{ MeV}/c^2 \approx m_\pi = 140 \text{ MeV}/c^2 \quad (\text{IX.4.2})$$

dir. Hiç şüphesiz (IX.4.2) ye hiç bir özel anlamı olmayan sayısal bir tesâdüf gözüyle de bakılabilir ama temel sâbitlerden hareketle oluşturulacak olan kombinezonlardan kütle boyutunu haiz olanların hepsinin de neden benzer şekilde sayısal tesâdüfler oluşturmayıp da özellikle  $(\hbar H/Gc)^{1/3}$  ifâdesinin piyonun kütlesi mertebesinde bir değeri haiz olduğu da pekâlâ sorulabilecek, anlamlı bir sorudur. Meselâ, gene kütle boyutunu haiz olan  $\sqrt{\hbar c/G}$  ifâdesinin sayısal değerini alacak olursak

$$\sqrt{\hbar c/G} = 1,22 \cdot 10^{22} \text{ MeV}/c^2$$

gibi, tipik bir temel tâneciğin kütlesine nisbetle 20 mertebe daha büyük bir kütle elde edilir. Şu hâlde  $(\hbar H/Gc)^{1/3}$  kombinezonu tipik bir temel tâneciğin kütlesine  $\hbar$ ,  $H$ ,  $G$  ve  $c$  nin diğer keyfî kombinezonlarının verecekleri değerlerden çok daha yakın bir değeri haizdir.

(IX.4.2) gibi hem mikrofiziğin ve hem de makrofiziğin temel sâbitlerini ihtivâ eden bir bağıntının gerçek bir anlamı haiz olması ancak, "temel sâbitlerin değerleri Evrenin tümünün fonksiyonu olarak belirlenirler" şeklinde bir ilkenin geçerliliğinin kabûlü ile mümkün görünmektedir.

(IX.4.2) bağıntısının, kökeni ne kadar esrarlı görünürse görünsün aslında gerçek bir anlamı haiz olduğu kabul edilecek olursa bu sefer de pekçok evren modelinde  $H$  nin aslında bir sâbit olmayıp da Evrenin yaşının bir fonksiyonu olduğu olgusu karşımıza çıkar. DİRAC, (VI.4G.3) ile verilmiş olan  $H(t) = \dot{R}(t)/R(t)$  şeklindeki HUBBLE sâbiti (!) Evrenin yaşı ile değişse bile, (IX.4.1) gibi bağıntılara (kökenleri açıklanmamış bile olsa) temel bazı gerçekler gözüyle bakmayı ileri sürmüştür [12,13] Buna göre  $\hbar$ ,  $G$ ,  $c$  ve  $m$  sâbitlerinden en az birinin de zamanla değişmesi zorunludur. DİRAC bütün atom ve çekirdek fiziğini yeni baştan formüle etmek zorunda kalmamak için zamanla değişen sâbit (!) olarak  $G$  gravitasyon sâbitini seçmiştir. (IX.4.2) nin ise zamandan bağımsız olması için

$$G(t) \sim \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \quad (\text{IX.4.3})$$

olması gerekmektedir. DİRAC ayrıca Evrendeki  $n$  baryon yoğunluğu ile  $H$  arasında da

$$Gnm_p \approx H^2 \quad (\text{IX.4.4})$$

şeklinde bir bağıntı bulunduğunu ve bunun da bir orantı katsayısı yaklaşıklığıyla Evrenin ömrü süresince geçerli kalacağını kabul etmiştir.  $n$  nin Evrenin  $R$  fonksiyonun küpünün tersiyle orantılı olması, (IX.4.4) yerine

$$GR^{-3} \sim \frac{\dot{R}^2}{R^2} \quad (\text{IX.4.5})$$

yazılmasını mümkün kılar. (IX.4.3) ve (IX.4.4) arasında da  $G$  elenerek

$$\dot{R} \sim R^{-2} \Rightarrow R \sim t^{1/3} \quad (\text{IX.4.6})$$

bulunur. (IX.4.3) bağıntısından da (IX.4.6) nin ışığı altında  $G$  nin zamana

$$G \sim t^{-1} \quad (\text{IX.4.7})$$

şeklinde bağlı olduğu çıkar. Bu sonuca göre (IX.4.1) oranının  $10^{-40}$  mertebesinde olmasının yegâne sebebi evrenin çok yaşlı oluşudur. Diğer taraftan Evrenin bugünkü yaşı  $t_0$  ile gösterilirse (IX.4.6) dan

$$H_0 = \frac{\dot{R}_0}{R_0} = \frac{1}{3} \frac{t_0^{-2/3}}{t_0^{1/3}} \Rightarrow t_0 = \frac{1}{3} H_0^{-1} \quad (\text{IX.4.8})$$

bulunur.  $H_0^{-1} = 20.10^9$  sene olduğundan DİRAC kozmolojisine göre. Evrenin yaşının yalnızca  $t_0 = 6,6.10^9$  sene olması gerekir ki bu da ancak Arzın ve Ayın ( $G$  nin zamanla değişiminden bağımsız olan) radyoaktif bozunum yoluyla hesaplanmış olan yaşları kadardır. Ayrıca ağır elementlerin yaşlarının da  $10^{10}$  sene mertebesinde olduğu da saptanmış olduğundan bu durum, tabii, hiç de DİRAC tipi kozmolojiyi te'yd eden bir manzara arz etmemektedir.

Öte yandan SHAPIRO ve arkadaşları [14], 1966-1969 aralığında iç gezegenlerin yörüngelerinin periyotlarını ( $G$  nin zamanla değişiminden bağımsız olan) bir atom saatinin işaret ettiği zamanla mukaayese ederek  $G$  nin zamanla izafî değişiminin bugünkü değerinin üst limiti olarak

$$|\dot{G}/G|_0 \leq 4.10^{-10} \text{ sene}^{-1} \quad (\text{IX.4.9})$$

değerini saptamışlardır.  $|\dot{G}/G|_0$  için DİRAC teorisinin öngördüğü teorik değer ise, (IX.4.7) den hareketle

$$|\dot{G}/G|_0 = t_0^{-1} = 3/H_0^{-1} = 1,5.10^{-10} \text{ sene}^{-1} \quad (\text{IX.4.10})$$

olduğu görülmektedir. 1945 de ise T.C. van FLANDERN ( $G/\dot{G}$ ) için

$$(\dot{G}/G)_0 = (-0,8 \pm 0,5).10^{-10} \text{ sene}^{-1} \quad (\text{IX.4.11})$$

lik bir değer tesbit etmiştir [15]. Bu değer DEARBORN ve SCHRAMM'ın galaksi kümeleri gözlemlerinden çıkardıkları değerle de tutarlıdır [25]. Gözlenen (IX.4.11) değerinin DİRAC teorisinin öngördüğü (IX.4.10) değerinden daha da düşük olması bu teorisinin hiç de lehine kaydedilecek bir husus değildir.

DİRAC tipi kozmolojinin geçersizliğine en etkin kanıtın Güneşin  $L$  parlaklığının  $G$  nin 8. kuvvetiyle orantılı olması olduğunu ifade edebiliriz. Nitekim, eğer

$G$  gravitasyon sâbiti *DİRAC* teorisine göre (IX.4.7) deki gibi değişiyorsa bu, geçmişte  $G$  nin şimdiki değerinden çok daha büyük bir değeri haiz olması ve dolayısıyla da Güneşin parlaklığının da geçmişte şimdikinden çok daha fazla olması demektir. Hâlbuki bir yıldızın parlaklığı ihtivâ ettiği hidrojeni tüketme hızıyla orantılıdır. Şu hâlde Güneşin ihtivâ ettiği hidrojeni, geçmişte, şimdikinden daha hızlı bir biçimde tüketegelmiş olduğu sonucuna varılmaktadır. Buna dayanarak *E.POCHODA* ve *M.SCHWARZSCHILD*,  $G \sim t^{-1}$  olması hâlinde Güneşin sâdece  $1,5 \cdot 10^9$  senede yâni Arzın yaşının üçte biri kadar bir zamanda kırmızı bir dev yıldıza dönüşmesi gerektiğini hesaplamışlardır [16] ki bu da gerçekle açık bir çelişki teşkil etmektedir.

### (IX.5) BAŞKA ÖZEL EVREN MODELLERİ

Şimdiye kadar görmüş olduğumuz evren modellerinin hepsi de, evrenin birbiçim ve eşyönlü olmasını temel varsayım olarak kabul etmekteydiler. Bunun dışına çıkan evren modelleri de teklif edilmiştir. *K.GÖDEL* meselâ çeşitli dönen evren modelleri ileri sürmüştür [17, 18]; bunların hepsi de *EİNSTEİN* alan denklemlerinin çözümleri olan fakat **MACH'a-karşıt** metriklerle temsil olunmaktadır. Bu evrenlerden genişlemekte olanları, aynı zamanda, eşyönsüzdürler de!

Öte yandan konvansiyonel birbiçim ve eşyönlü modelin de Evreni ancak ilk bir yaklaşıklıkla temsil edebileceği aşikârdır; zirâ her bir galaksinin aslında bütün civarından daha yüksek bir yoğunlukla temsil edilmesi gerekir. Bu ise Evrenin gerçek görünümünün birbiçim olmayan modeller aracılığıyla iyi bir şekilde temsil olunabileceğine işâret etmektedir. *TOLMAN*'in ilk olarak geliştirdiği [19] birbiçim olmayan evren modelinden bugüne kadar pekçok birbiçim olmayan evren modeli teklif edilmiştir. Bunlar hakkında kısa fakat derli toplu bilgiyi [20] ve [21] numaralı referanslarda bulmak mümkündür. Ayrıca *S.MAVRİDÈS* ve *A.TARANTOLA*'nın çalışmaları da *HUBBLE* kaanûnunda gözlenen bazı anormalliklerin birbiçim olmayan modeller aracılığıyla gene Genel Rölâtivite Teorisi çerçevesi içinde açıklanabileceğini göstermiştir [22-24].

### REFERANSLAR

- [1] A.EİNSTEİN, *Sitzgsber. Preuss. Akad. Wiss.*, 142, (1917).
- [2] W. De SİTTER, *M.N.R.A.S.*, 78, 3, (1917).
- [3] W. De SİTTER, *Proc. Akad. Wetensch. Amsterdam*, 19, 1217, (1917).
- [4] A.H. TAUB, *Ann., Math., Princeton*, 53, 472, (1954).
- [5] İ.OZSVATH, E.SCHÜCKİNG, *Recent Developments in General Relativity*, (Ed. L. İNFELD); Pergamon Press, London; s. 339, (1962).
- [6] L.P. EİSENHART, *Riemannian Geometry*; Princeton University Press, (1960).
- [7] H.BONDİ, T.GOLD, *M.N.R.A.S.*, 108, 252, (1948).

- 
- [8] F.HOYLE, M.N.R.A.S., **108**, 372, (1948).  
[9] F.HOYLE, M.N.R.A.S., **109**, 365, (1949).  
[10] F. HOYLE, *Nature*, **163**, 196, (1949).  
[11] F.HOYLE, M.N.R.A.S., **120**, 256, (1960).  
[12] P.M.A. DİRAC, *Nature*, **139**, 323, (1937).  
[13] P.M.A. DİRAC, *Proc. Roy. Soc.*, **A165**, 199, (1938).  
[14] İ.İ. SHAPİRO ve ark., *Phys. Letters, Rev.* **26**, 27, (1971).  
[15] T.C. van FLANDERN, M.N.R.A.S., **170**, 333, (1975).  
[16] E.POCHODA, M.SCHWARZSCHILD, *Astrophys. J.*, **139**, 587, (1964).  
[17] K. GÖDEL, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 447, (1949).  
[18] K.GÖDEL, *Proc. Inter. Cong. Math.*, **I**, 175, (1950).  
[19] R.C.TOLMAN, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **20**, (169, (1934).  
[20] S.MAVRİDÈS, *L'Univers Relativiste*; Masson et Comp., Paris; s. 181-187; (1973).  
[21] C.W.MİSNER, K.S.THORNE, J.A.WHEELER, *Gravitation*; W.H.Freeman, San Fransisco; s. 800-816, (1972).  
[22] S.MAVRİDÈS, *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris*, **282A**, 451, (1976).  
[23] S.MAVRİDÈS, *Gen. Rel. Grav.*, **8**, 665, (1977); M.N.R.A.S., **177**, 709, (1976).  
[24] A.TARANTOLA, *Doktora Tezi*, Paris, (1977).  
[25] D.S.DEARBORN, D.N. SCHRAMM, *Nature*, **247**, 441, (1974).
-

## X. BÖLÜM

Tenezzül eyleyip Vahdet ilinden  
Bu kesret âlemin seyrâna geldik.  
Aziz Mahmûd Hüdâî (1543 - 1628)

## KOZMOGONİYE GİRİŞ

### (X.1) GİRİŞ

§(VII.1) de, tutarlı bir kozmolojik model kurabilmek üzere, gözlemlerden esinlenerek dayanacağımız temel ilkelerin neler olması gerektiğini tartışmış ve bunların bir kısmından çıkardığımız sonuçlara dayanarak da Evrenin globâl geometrik yapısını yansıtacak olan metriğin, sonradan çeşitli ifâdelerini verdiğimiz, ROBERTSON-WALKER metriği olması gerektiğini tesbit etmiştik. Bu metrik aracılığıyla yeniden ifâde olunan EİNSTEİN denklemleri, bize, Evrenin dinamiğini yansıtan ve (VIII.1.3 ve 4) formülleriyle ifâdelerini bulan FRIEDMANN denklemlerini vermişti. Ancak,  $q(t) = -\ddot{R}/R^2$  yavaşlama parametresinin bugünkü değeri olan  $q_0$  in gözlem verilerinden hareketle belirlenememesi dolayısıyla ne Evrenin geometrisi (yâni Evrenin eliptik mi, silindirik mi yoksa hiperbolik mi olduğu) hakkında ve ne de  $\Lambda$  kozmolojik sâbiti hakkında, ne yazık ki, kesin bir bilgimiz olamıyordu. Bu durum, VIII. Bölümde tartıştığımız çeşitli mümkün evren modellerine yol açmıştı. Bu modellerin bir kısmı, hatırlanacağı üzere  $R = R(t)$  nin sıfır olabileceği yâni Evrenin belirli bir anda tek bir tekil noktaymış da buradan itibâren genişlemeye başlamış gibi düşünülebileceği bir hâli de içermekteydi. Bu tip evren modellerine FRIEDMANN-LEMAÎTRE tipi evrenler denilmektedir.

§(IV.5) de evrensel kara cisim radyasyonunun Evrenin başlangıç ânındaki "büyük patlama"nın bir kalıntısı olabileceği ve gözlemlerin de bu radyasyonun kökeninin yerel olması ihtimâlini bertaraf ettiklerine değinmiştik. Bu durumda, VIII. Bölümde tartışmış olduğumuz evren modelleri arasında, yalnızca FRIEDMANN-LEMAÎTRE tipi evren modellerinin Evrenimizi globâl bir biçimde temsil edebilme şansları daha büyük olmaktadır.

FRIEDMANN-LEMAÎTRE tipi evrenlerin hepsi de Evrenin hayat hikâyesini nitelik bakımından hemen hemen aynı biçimde nakletmekte olup birbirlerinden, yalnızca, Evrene ve bunun içinde cereyân eden olaylara tekaabül ettirdikleri zamanlar bakımından fark etmektedirler.



Evrenin tekil bir nokta olarak nasıl ve hangi şartlar altında oluşmuş olduğu ve bu tekil noktanın niçin ve nasıl bir büyük patlamayla genişlemeye başlamış olduğu soruları Fiziğin ötesinde kalan ve onun uğraş alanına girmeyen sorulardır. Ancak, büyük patlamadan sonra Evrenin nasıl evrimleşerek bugünkü hâline gelmiş olduğu anlamlı bir fiziksel sorudur; çünkü Evrenin bugünkü durumuna varabilmek üzere ne gibi evrelerden geçmiş olması gerektiği hususunda teorik bir model geliştirerek bu modelin bugünkü gözlem verileriyle uyumlu olup olmadığını araştırmamız, gerektiğinde bu modeli tâdil ederek bugünkü gözlemlerle tutarlı bir biçime sokmamız ve dolayısıyla bugünkü bilgi ve gözlemlerimizin ışığı altında zamanı teorik olarak tersine katederek hiç değilse rasyonel ve tutarlı bir biçimde Evrenin hayat hikâyesinin mümkün ve muhtemel bir tasvirini elde etmemiz kaabilirdir.

Böyle bir model geliştirirken her evredeki kriterimiz modelin öngöreceği evrensel olayların sonuçlarının bugünkü gözlemlerle ilişkisi ve bunun gereği olarak da gözlem verileriyle tutarlılığı olacaktır. Oysa Evrenin tekil bir nokta olarak nasıl ve hangi şartlar altında oluşmuş olduğu ve büyük patlamanın sebebinin ne olduğu hususları Evrenin ilgi alanımıza giren hayat hikâyesinin tümüyle dışında kalmakta ve bugünkü gözlemlerimizle, tutarlılığını kontrol edebileceğimiz bir ilişkisi de bulunmamaktadır.

Aşağıda, Evrenin büyük patlamadan sonraki hayat hikâyesinin modeli kısaca özetlenmiş bulunmaktadır.

## (X.2) SICAK VE AŞIRI YOĞUN EVREN

Gözlemler, Evrenin genişlemesine yol açan büyük patlamanın  $10^{10}$  yıl mertebesinde bir zaman önce vukuu bulmuş olması gerektiğini telkîn etmektedirler. Evrenin genişlemesinin dinamiğini veren  $R = R(t)$  fonksiyonu zamanla artan bir fonksiyondur. Diğer taraftan (VIII.2.7) ile de belirlenmiş olduğu vechile Evrenin ortalama maddesel yoğunluğu da

$$\rho_m \sim [R(t)]^{-3} \quad (\text{X.2.1})$$

şeklinde olduğundan  $R \rightarrow 0$  için yâni Evrenin başlangıcında maddenin aşırı yoğun olması gereklidir. Öte yandan Evrenin radyasyon yoğunluğunun da

$$\rho_{\text{rad}} \sim [R(t)]^{-4} \quad (\text{X.2.2})$$

şeklinde olacağını (VIII.2.9) dan bilmekteyiz.  $\rho_m$  ve  $\rho_{\text{rad}}$  ın değişimlerinin karşılaştırılması Şekil: VIII.1. ile verilmişti. Buradan da anlaşılacağı gibi Evrenin ilk evresinde radyasyon maddeye egemendir, yâni (VIII.2.10) u da göz önünde tutarak,

$$\rho_{\text{rad}} \gg \rho_m \Rightarrow \rho = \rho_m + \rho_{\text{rad}} \approx \rho_{\text{rad}} \sim \frac{\sigma T^4}{c^2} \quad (\text{X.2.3})$$

dir. Burada  $\sigma$ ,

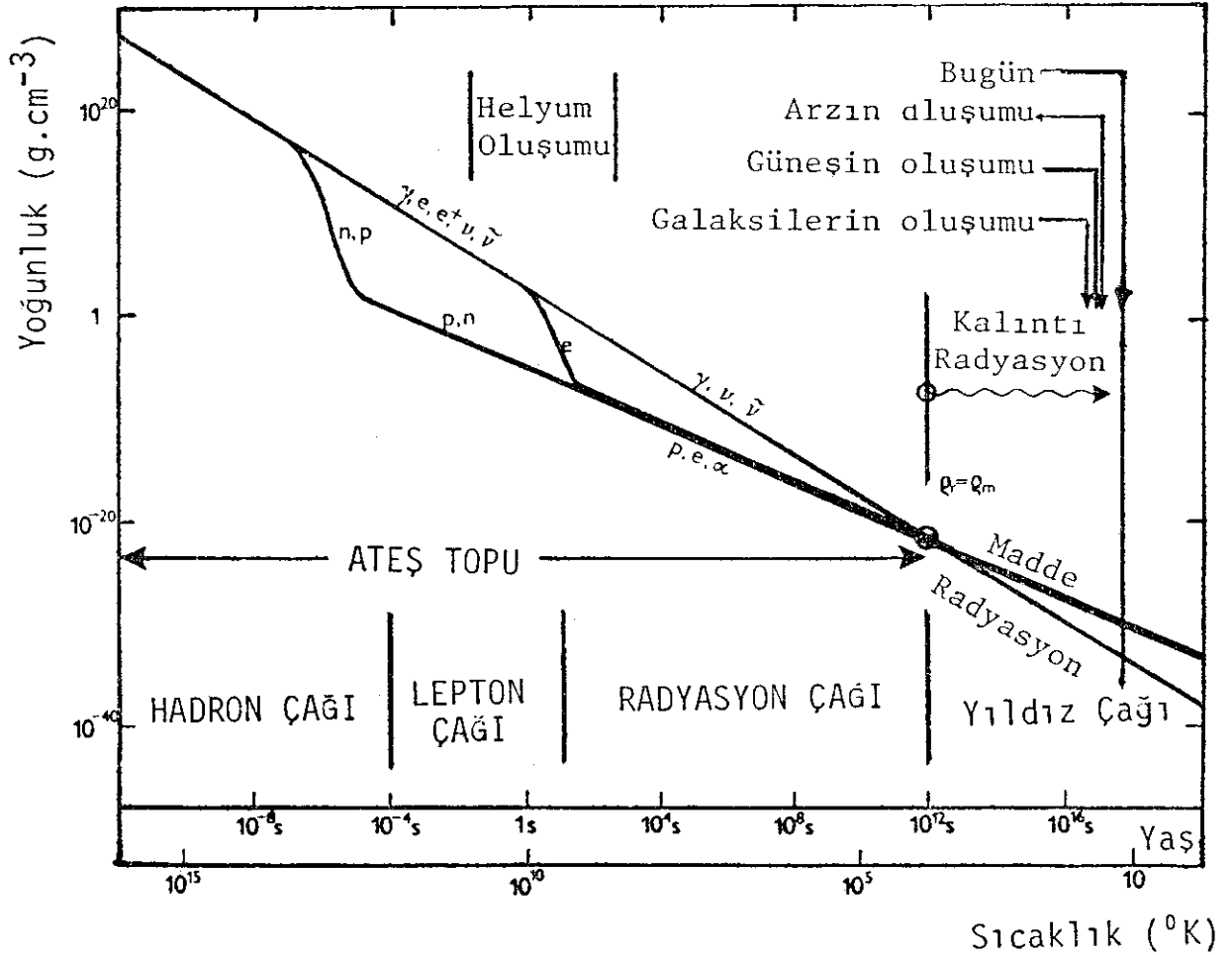
$$\sigma = \frac{8\pi^2 k^4}{15c^3 \hbar^3} = 7,6 \cdot 10^{-15} \text{ erg.cm}^{-3} \cdot \text{derece}^{-4} \quad (\text{X.2.4})$$

olan STEFAN-BOLTZMANN sâbitidir. Şu hâlde Evrenin iki evresinde yâni (X.2.3) ün geçerli olduğu hâl için (X.2.3) ve (X.2.4) den

$$\rho_{\text{rad}} \sim \frac{\sigma T^4}{c^2} \sim \frac{kT}{\hbar c^2} \left( \frac{kT}{c^2} \right)^3 \sim 10^{-35} T^4 \quad (\text{X.2.5})$$

yazılabilir.

Termik denge hâlinde  $kT \sim h\nu$ : bir fotonun ortalama enerjisi, ve  $kT/c^2$  de bu enerjinin kütesel eşdeğeridir; şu hâlde (X.2.5) deki  $(kT/\hbar c)^3$  de bu durumda Evrenin bu evresinde  $\text{cm}^3$  başına düşen foton sayısı demek olacaktır.



Şekil : X.I. — Evrenin çeşitli çağları.

Şimdi (VIII.1.3) ile verilmiş olan *FRİEDMANN* denklemlerinin ilkinde dönecek olursak  $\Lambda = 0$  için bu denklem,  $k$  lı terimin de  $t \rightarrow 0$  için  $\rho \rightarrow \infty$  olması dolayısıyla diğerleri yanında ihmâl edilebilir olmasından ötürü

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} R^3 \quad (\text{X.2.6})$$

şeklinde yazılabilir. (X.2.2) den ötürü (X.2.6) dan hareketle

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -4 \frac{\dot{R}}{R} = -4 \sqrt{\frac{8\pi G\rho}{3}}$$

yazılabilir. Bu denklemin integrasyonu ise

$$t = \left( \frac{3}{32\pi G\rho} \right)^{1/2} + \text{sâbit} \quad (\text{X.2.7})$$

verir. Zamanın başlangıcında ( $t = 0$  da)  $\rho = \infty$  olacağından integrasyon sâbitinin de özdeş olarak sıfır olması gereklidir.

Şimdi (X.2.5) göz önünde tutulacak olursa, (X.2.7) den, genişleyen Evrenin sıcaklığının,  $t$  nin

$$T = 1,13 \frac{10^{10}}{\sqrt{t}} \text{ } ^\circ\text{K} \quad (\text{X.2.8})$$

şeklinde bir fonksiyonu olduğu bulunur. Bu ifâde (X.2.5) e vaz edilirse, radyasyonun maddeye egemen olduğu ilk evrede, Evrenin yoğunluğunun da zamanın fonksiyonu olarak

$$\rho_{\text{rad}} \sim 10^5 t^{-2} \quad (\text{X.2.9})$$

şeklinde değişeceği bulunur. Radyasyonun maddeye egemen olduğu süre için, Evrenin sıcaklığı ile yoğunluğunu Evrenin yaşının fonksiyonu olarak belirleyen (X.2.8) ve (X.2.9) bağıntıları ile, yukarıda sözünü etmiş olduğumuz

$$kT \approx h\nu \quad (\text{X.2.10})$$

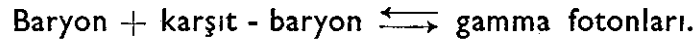
bağıntısı aracılığıyla genişleyen Evrenin en erken çağlarını incelemek mümkün olur.

Evrenin yarıçapının zamanla artmasıyla sıcaklığı da (X.2.8) e uygun olarak gitgide azalır ve  $h\nu \approx kT$  bağıntısı sebebiyle de foton enerjisi aynı oranda azalacağından fotonların maddeleşerek tânecek-karşıt tânecek çiftlerinin oluşması da gitgide daha düşük sükûnet kütleli ( $h\nu \approx mc^2$ ) tâneceklere inhisar eder. Buna dayanarak Evrenin hayat hikâyesini Şekil : X.1 de de görüldüğü gibi: 1) Hadron

Çağı, 2) Lepton Çağı, 3) Radyasyon Çağı, ve 4) Yıldız Çağı diye dört farklı nitelikte çağa ayırmak mümkündür.

### (X.3) HADRON ÇAĞI

Evrenin başlangıcında, büyük patlamadan hemen sonra sıcaklığın  $10^{16}$  °K gibi olağanüstü yüksek düzeyde, Evreni madde ve radyasyondan oluşan bir nevi bir çorbanın doldurduğu ve bu çorba içinde bütün hadronların her cinsinden de aşağı yukarı eşit miktarda bulunduğu varsayılmaktadır. Bu çağda Evrendeki baryonların sayısının karşıt-baryonlarından  $10^{-9}$  luk bir kesir kadar daha büyük olduğu da kabul edilmektedir. Baryonlar ile karşıt-baryonlar birbirlerini ikiye ikiye yok etmekte ve çok yüksek enerjili gamma fotonları da maddeleşerek "baryon"- "karşıt-baryon" çiftleri verebilmektedirler :



$t \sim 10^{-6}$  saniye sonra, genişlemiş olan Evrenin sıcaklığı (X.2.8.) e binâen  $10^{13}$  °K mertebesine düşünce bu sıcaklıkta,  $kT \approx hv$  olması dolayısıyla, tâneciklerin ve fotonların ortalama enerjileri de

$$hv \approx kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K} \times 10^{13} \text{ }^\circ\text{K} = \frac{1,38 \cdot 10^{-10} \text{ J}}{1,602 \cdot 10^{-13} \text{ J/MeV}} \approx 10^3 \text{ MeV}$$

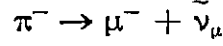
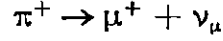
e kadar düşmüş olur. Bu ise baryonların sükûnet enerjilerinin mertebesinde bir değerdir. Bu enerjiyi haiz olan fotonların ise artık "baryon"- "karşıt-baryon" çifti şeklinde maddeleşmesine imkân kalmamıştır. Yâni  $t \sim 10^{-6}$  saniyenin sonunda bütün karşıt-baryonlar sahneden çekilmişlerdir. Geriye kalan baryonlar ise bozularak gitgide en alt düzeydeki baryonlara, yâni nükleonlara dönüşmüşlerdir.

$t = 10^{-4}$  saniye sonunda ise sıcaklık  $10^{12}$  °K e düştüğünde, gerek fotonların gerekse tâneciklerin enerjileri  $\pi$ -mezonlarının üretimi için gerekli olan enerjiden aşağı bir değer olan 100 MeV e intikal etmiş olduğundan artık  $\pi$ -mezonlarının üretimi de durmuş ve mevcûd olanlar da bozularak sahneden çekilmişlerdir. Hadronların en alt kademesini oluşturan  $\pi$ -mezonlarının da yok olmalarıyla yâni büyük patlamadan  $t = 10^{-4}$  saniye sonra Evrenin hadron çağı da son bulmuş olur.

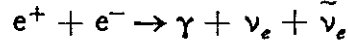
### (X.4) LEPTON ÇAĞI

Bundan sonra, Evrendeki tâneciklerin ve fotonların ortalama enerjileri 100 MeV den 1 MeV e düşünceye kadar geçen zaman süresi içinde, yâni (X.2.10) a binâen sıcaklık  $10^{10}$  °K e düşünceye kadar, leptonlar zuhur eder.

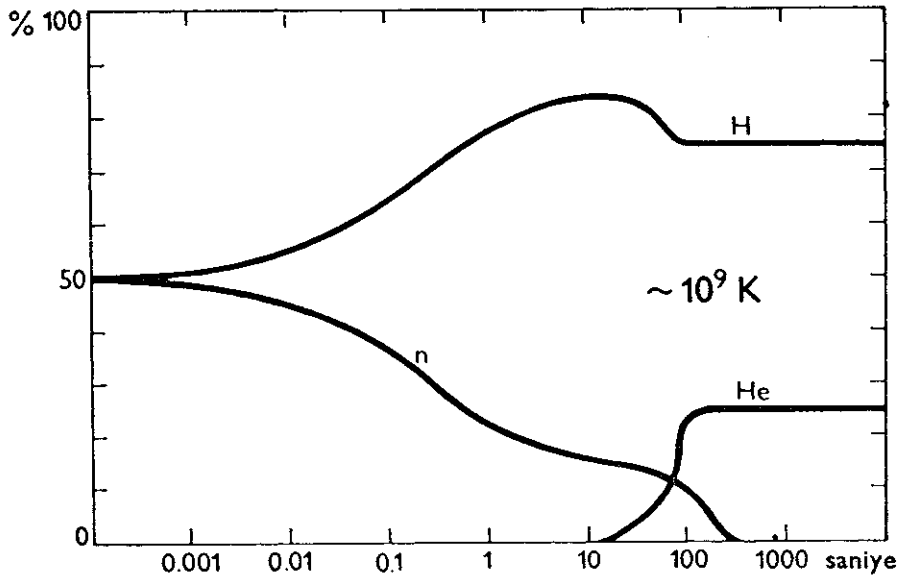
Leptonlar, bilindiği gibi,  $\mu$ -mezonları, elektronlar ve nötrinoların ve bunların karşıt-tâneciklerinin tümüne verilen isimdir. Lepton çağı, son hadronların yâni  $\pi$ -mezonlarının



reaksiyonları uyarınca  $\mu$ -mezonlarına bozunmalarıyla başlar ve Evrenin yaşı 10 sâniye mertebesine eriştiğinde de elektron ve pozitronların



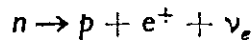
şeklinde birbirlerini yok etmeleriyle son bulur. Hadron çağından lepton çağına intikaal etmiş olan ve artık yalnızca protonlar ile nötronlardan ibâret olan baryonlar hem sayıca azdırlar ve hem de bu çağı zâyiata uğramaksızın atlatırlar. Lepton



Şekil X.2. — Evrendeki He oluşumu yüzdesinin zamanla değişimi.

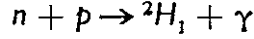
çağı boyunca oluşan nötrinolar ile antinötrinolar bütün Evreni doldurarak maddeyle etkileşmelerinin tesir kesitinin olağanüstü küçük olması dolayısıyla elektronlar, nükleonlar ve fotonlarla ısıl dengede olmaksızın serbest tâneçikler gibi bağımsız bir biçimde hareket ederler. Nötrinoların deteksiyon tekniği çok ilerlediğinde bu lepton çağı kalıntısı nötrinoları (tıpkı, kalıntı bir radyasyon olan evrensel kara cisim radyasyonu gibi) detekte etmek herhâlde mümkün olacaktır.

Lepton çağının başında serbest nötronlar ile protonlar eşit sayıda bulunurlar. Bunlardan, *serbest nötronlar*



şeklinde ve ortalama 12 dakikalık bir yarı ömürle bozunurlar. Böylece Evrendeki protonların sayısında bir artma görülür. Fakat Evrendeki bütün nötronlar bu yolla

tükenmeden önce serbest nötronların bir kısmı da, lepton çağı sonuna doğru yâni sıcaklığın  $10^9$  °K e erişmesinden biraz önce, protonlarla birleşerek



reaksiyonu uyarınca ilk izotopun : ağır hidrojen yâni döteryum izotopunun oluşmasına sebep olurlar. Bu sıcaklıkta fotonların enerjisi

$$h\nu \simeq kT = \frac{1,38 \cdot 10^{-23}}{1,602 \cdot 10^{-19}} \times 10^9 \text{ eV} \simeq 10^5 \text{ eV},$$

yâni döteryum çekirdeğinin bağ enerjisinden daha düşük olduğundan, oluşan çekirdeklerin fotonlar tarafından parçalanması imkânı yoktur. Yeter miktarda  ${}^2H_1$  çekirdeğinin oluşmasından sonra bunlara bir nötron ya da bir protonun çarpmasıyla ya bir  ${}^3H_1$  trityum çekirdeği ya da bir  ${}^3He_2$  helyum izotopu oluşması imkânı doğar. Böylece oluşan trityum çekirdeklerinin bir proton, veyâ  ${}^3He_2$  izotoplarının bir nötron yakalayarak ya da iki döteryum çekirdeğinin çarpışarak  ${}^4He_2$  atomlarının oluşmaları imkânı da doğmuş olur.

Yeni oluşan yıldızlarda ve nebülözlerde, eğer Evrenin yıldız öncesi çağlarında hiç He atomu ürememiş olsaydı, kütle itibâriyle He/H oranının %5 i geçmeyeceği hesaplanmıştır. Oysaki gözlemler bu gibi gök cisimlerinin bileşimlerindeki He bolluğunun : He/H  $\sim$  %25 - %30 olduğunu göstermektedir. Şu hâlde Evrendeki helyumun önemli bir kısmının galaksilerin ve yıldızların oluşumlarından çok önce, lepton çağının sonu ile şimdi gözden geçireceğimiz radyasyon çağı içinde oluşmuş olduğuna hükmetmek gereklidir.

### (X.5) RADYASYON ÇAĞI

Radyasyon çağı Evrenin sıcaklığının  $10^{10}$  °K den ve tâneciklerle fotonların enerjilerinin de 1 MeV den aşağıya düştüğü zaman başlar. Lepton çağının sonunda bütün elektron ve pozitron çiftlerinin birbirlerini yok etmiş olması sonucu radyasyon çağının başında Evrende yalnızca elektronlar, nötronlar, protonlar, fotonlar, nötrinolar ve lepton çağının sonunda yeni yeni oluşmaya başlamış olan hidrojen izotopları ile helyum ve izotopları vardır.

Bu çağda bütün maddî tânecikler sayıca kendilerinden dokuz mertebe daha kalabalık olan bir foton ortamında yüzerler; yâni Evrenin bileşimindeki fotonların oranı madenin oranına nisbetle  $10^9$  mislidir :  $\rho_{\text{rad}} > \rho_m$ . İşte bu sebepten ötürüdür ki bu evreye radyasyon çağı adı verilmiş bulunmaktadır.

Radyasyon çağı Evrenin başlangıcından itibâren geçen ve lepton çağının sonuna işaret eden yaklaşık 10. sâniyeden (S. WEINBERG'e göre [1] tam 13.28 inci sâniyeden)  $\rho_{\text{rad}} = \rho_m$  olunca erişilmiş olan  $10^{12}$  sâniyeye kadar, yâni yaklaşık  $10^5$  yıla kadar, sürer. Bu an radyasyonun enerji yoğunluğunun  $[R(t)]^{-4}$  şeklinde değişmesine karşılık baryonların yoğunluğunun  $[R(t)]^{-3}$  şeklinde değişmesi sonucu

$[R(t)]^{-4} = [R(t)]^{-3}$  eşitliğinin sağlandığı andır. Bu çağın sonunda Evrenin sıcaklığı da (X.2.8) e göre artık  $T = 10^4$  °K e düşer.

Lepton çağının sonunda başlamış olan helyum oluşumu yaklaşık  $t = 10^4$  saniye sürer. Bu standart modele dayanarak PEEBLES'ın 1966 da [2], ve hemen hemen aynı zamanda fakat çok daha ayrıntılı bir biçimde WAGONER, FOWLER ve HOYLE'un da 1967 de [3] yayınlamış oldukları hesaplara göre bu çağda oluşan, ve yıldız çağı denilen bir sonraki çağa intikaaal edecek olan, helyumun kütle itibâriyle hidrojene oranı %20 - %30 arasındadır. Bu sonuç bugün, yâni içinde bulunduğumuz yıldız çağında gözlenen He/H oranı kadar olduğundan Evrenin yaratılışından sonraki çağları yansıtmaya yönelik bir model olarak, yukarıda kısaca takdim edilmiş olan standart kozmogonik modele olan itimâdı arttırıcı bir sonuç olarak yorumlanmaktadır.

Radyasyon çağından sonra gelen, ve hâlen içinde bulunduğumuz, yıldız çağı ise özellikle hidrojen ve helyum bulutlarının yoğunlaşarak galaksilerin ve yıldızların oluşumlarına sahne olan çağ olarak tanımlanabilir. Kendi gravitasyon alanlarının etkisi altında büzülen, büzüldükçe de iç sıcaklığı çeşitli nükleer reaksiyonların oluşmasına ve dolayısıyla da helyumdan daha büyük kütleli elementlerin sentezine yol açan bu bulutların dinamiği ve evrimi konumuzun dışında kalmaktadır. Bu konuda daha fazla bilgi edinmek isteyenler [4 - 6] sayılı referanslara baş vurabilirler.

## REFERANSLAR

- [1] S.WEINBERG, The First Three Minutes: A Modern View of the Origin of the Universe; Basic Books, Inc., Publishers, New York; (1977)
- [2] P.J.E. PEEBLES, A.J., **146**, s. 542 - 552, (1966).
- [3] R.V. WAGONER, W. A.FOWLER, F. HOYLE, A.J., **148**, s. 3-49, (1967).
- [4] L.H.ALLER, Astrophysics, Nuclear Transformations, Stellar Interiors and Nebulae; Ronald Press, New York; (1954).
- [5] J.P. COX, Principles of Stellar Structures in 2 vol.; Gordon and Breach; (1976).
- [6] J.R.GOTT, "Recent Theories of Galaxy Formation", Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 15; Annual Review, Inc., California; s. 235-266; (1977).

# İÇİNDEKİLER

İTHAF .....	V
ÖNSÖZ .....	VII

## BİRİNCİ KISIM

### KOZMOLOJİNİN GÖZLEMSEL VERİLERİ

#### I. BÖLÜM

##### GİRİŞ

(I.1) Kozmoloji nedir? Amacı ve epistemolojik sınırları .....	3
(I.2) Samanyolu ve diğer galaksiler .....	4
Referanslar .....	7

#### II. BÖLÜM

### KOZMOLOJİDE UZAKLIKLARIN DEĞERLENDİRİLMESİ SORUNU

(II.1) Parlaklık ve kadir .....	9
(II.2) Hertzsprung-Russell diyagramı .....	11
(II.3) Trigonometrik paralaks .....	13
(II.4) Spektroskopik paralaks .....	13
(II.5) Hareketli küme yöntemi .....	13
(II.6) Wilson-Bappu yöntemi .....	14
(II.7) Anakolları çakıştırma yöntemi .....	15
(II.8) RR Lyrae tipi yıldızlar .....	15
(II.9) Sefeit tipi yıldızlar .....	15
(II.10) Uzaklık göstergesi olarak nova ve süpernovalar .....	16
(II.11) Uzaklık değerlendirilmesi için diğer yöntemler .....	16
Referanslar .....	21



## III. BÖLÜM

**HUBBLE KAANÜNU VE KLÂSİK ÇERÇEVELİ EVREN MODELLERİ**

(III.1)	"Evrenin genişlemesi" görüşü .....	22
(III.2)	Evrenin genişlemesi hakkında klâsik anlamda fenomenolojik bir model	24
	1. Kozmolojik ilke ve Evrenin kinematığı .....	25
	2. Evrenin dinamiği .....	28
	3. Genelleştirilmiş NEWTONsal Evren modeli .....	30
	4. DOPPLER olayı .....	31
(III.3)	OLBERS paradoksu .....	32
(III.4)	HUBBLE olayının farklı yorumları .....	34
	Alıştırmalar ve problemler .....	40
	Referanslar .....	40

## IV. BÖLÜM

**OPTİK DIŞI ASTRONOMİNİN VERİLERİ**

(IV.1)	Radyoastronomi .....	43
(IV.2)	Radyogalaksiler .....	45
(IV.3)	Atar-yıldızlar (Pulsar'lar) .....	47
(IV.4)	X-ışınları astronomisi .....	49
(IV.5)	Evrensel kara cisim radyasyonu .....	52
(IV.6)	$\gamma$ -ışınları astronomisi ve Evrende karşıt-madde sorunu .....	54
(IV.7)	Yıldızimsı nesnelere (Quasar'lar) .....	56
(IV.8)	Radyokaynakların sayımı .....	58
	Referanslar .....	61

## V. BÖLÜM

**EVRENİN YOĞUNLUĞU**

(V.1)	Evrenin yoğunluğuna galaksilerin katkısı .....	65
(V.2)	$\rho$ nun değerine diğer katkılar .....	68
	Referanslar .....	68

## VI. BÖLÜM

**EVRENİN GLOBÂL ÖZELLİKLERİ**

(VI.1)	Eylemsizlik kütesinin eşyönlülüğü .....	69
(VI.2)	Elementer yükün değişmezliği .....	71
(VI.3)	Evrendeki maddenin eşyönlü dağılımı .....	74
	Referanslar .....	75

## İKİNCİ KISIM

## TEORİK KOZMOLOJİ

## VII. BÖLÜM

## TEORİK MODELİN METRİĞİ VE KİNEMATİĞİ

(VII.1) Kozmolojik modelin temel ilkeleri .....	79
(VII.2) Robertson-Walker metriği .....	82
(VII.3) Robertson-Walker metriğinin diğer şekilleri .....	84
(VII.4) Robertson-Walker metriğinin kinematik özellikleri .....	86
A. $k = 1$ : Eliptik evren modelleri .....	87
B. $k = 0$ : ÖKLİTsel ya da silindirik evren modelleri .....	88
C. $k = -1$ : Hiperbolik evren modelleri .....	88
D. Uzaysal hiperyüzeyin mümkün topolojileri .....	88
E. Geodezik eğrilerinin özellikleri .....	89
F. Orijin dönüşümünde Evrenin görünümünün korunması : Kozmolojik İlke .....	91
G. Kozmolojik spektrel kayma: HUBBLE kaanûnu .....	93
H. Kozmolojik ufuklar .....	97
Alıştırmalar .....	99
Referanslar .....	99

## VIII. BÖLÜM

## TEORİK MODELİN DİNAMİĞİ

(VIII.1) Kozmolojik modellerin temel denklemleri .....	101
(VIII.2) Evrenin termodinamiğine giriş .....	103
(VIII.3) Eliptik evren modelleri: $k = +1$ .....	108
(VIII.4) Silindirik ( $k = 0$ ) ve hiperbolik ( $k = -1$ ) evren modelleri .....	114
(VIII.5) $\Lambda = 0$ hâlleri .....	115
Referanslar .....	117

## IX. BÖLÜM

## ÖZEL EVREN MODELLERİ

(IX.1) EİNSTEİN evreni .....	118
(IX.2) W.De SİTTER evreni .....	119
(IX.3) Evrenin durağan hâl modeli .....	122
(IX.4) DİRAC tipi kozmoloji .....	125
(IX.5) Başka özel evren modelleri .....	128
Referanslar .....	128

X. BÖLÜM

**KOZMOGONİYE GİRİŞ**

(X.1) Giriş .....	130
(X.2) Sıcak ve aşırı yoğun evren .....	131
(X.3) Hadron çağı .....	134
(X.4) Lepton çağı .....	134
(X.5) Radyasyon çağı .....	136
Referanslar .....	137
<i>İÇİNDEKİLER</i> .....	139

★ ★ ★ ★ ★ ★ ★