

169587

EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

(YÜKSEK LİSANS TEZİ)

**ASTROFİZİKTEKİ TEMEL PROBLEMLERDEN
EVRENSEL SABİTLERİN DEĞİŞİMİ**

Özgür AKARSU

Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı

Bilim Dalı Kodu: 402.02.01.

Sunuş Tarihi: 07.07.2005

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Can Battal KILINÇ

Bornova-İZMİR

III

Özgür Akarsu tarafından yüksek lisans tezi olarak sunulan “**Astrofizikteki Temel Problemlerden Evrensel Sabitlerin Değişimi**” başlıklı bu çalışma E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği ile E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi’nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve **15.07.2005** tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği/oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri:

Jüri Başkanı : Prof. Dr. Ömür Gülmen

Raportör Üye: Prof. Dr. Can Battal Kılınç

Üye : Doç. Dr. Alpay Kırlangıç

İmza

Ömür Gülmen
Can Battal Kılınç
Alpay Kırlangıç

ÖZET**ASTROFİZİKTEKİ TEMEL PROBLEMLERDEN
EVRENSEL SABİTLERİN DEĞİŞİMİ****AKARSU, Özgür****Yüksek Lisans Tezi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü
Tez Yöneticisi: Prof. Dr. Can Battal Kılınç
Temmuz 2005, 125 Sayfa**

Bu çalışmada astrofiziğin çözülmemiş temel problemlerinden ikisi kozmolojik sabit problemi ve temel fiziksel sabitlerin gerçekten sabit olup olmadığı problemi kütleçekim sabiti özelinde incelenmiştir.

Kozmolojik sabit problemi, kuantum kuramlarının vakum enerji yoğunluğu için verdiği değer ile (kozmozolojik terimin vakum enerjisine atfedilmesi üzerine) vakum enerji yoğunluğu için kozmozolojik olarak hesaplanan değer arasındaki yaklaşık 10^{80} - 10^{120} mertebesindeki uyumsuzluktur. Bu problem, kozmozolojik terimin, dolayısıyla vakum enerjisinin, dinamik bir büyüklük olarak ele alındığı enflasyon evren modeli çerçevesinde incelenmiştir.

G 'nin sabit bir büyüklük olması gerektiğini söyleyen hiçbir a priori ilke yoktur. G 'nin, küçük ölçeklerde etkisi fark edilemeyecek denli küçük olası zamana bağıllığının günümüz kozmozolojisinin kuramsal ve gözlemsel araştırma ölçeklerinde önemli etkileri olabilir. Bu yüzden G 'nin zamana bağıllığı olasılığının araştırılması ve yalnızca varsayımsal bir ilke olarak bırakılmaması gerekir. Gözlemsel araştırmalar G 'nin yıllık göreli değişiminin 10^{-12} 'den büyük olamayacağını söylemekte ancak bu G 'de zamana bağılı bir değişim olmadığı anlamına da gelmemektedir.

Anahtar sözcükler: Kozmozolojik terim, temel fiziksel sabitler, enflasyon evren modeli, zamana bağılı G ve Λ

ABSTRACT

**VARIATION OF THE UNIVERSAL CONSTANTS FROM
THE FUNDAMENTAL PROBLEMS IN THE
ASTROPHYSICS**

AKARSU, Özgür

**MSc in Astronomy and Space Science
Supervisor: Prof. Dr. Can Battal KILINÇ
July 2005, 125 pages**

In this dissertation, two of the unsolved fundamental problems of the astrophysics studied. The first problem is known as cosmological constant problem. The second problem is the possible time dependence of the G which is one of the fundamental physical constants.

Cosmological constant problem arises from discrepancy, which is approximately in the order of 10^{80} - 10^{120} , between the vacuum energy density that is suggested by quantum theories and is computed from cosmological studies. This problem studied in the connection with inflation universe model where the cosmological term, hence vacuum energy, thought to be dynamical parameter.

There isn't any a priori principle which suggests G to have a constant value. G 's possible time dependence which may be too small to be perceived, can have some curious effects on the large scale theoretical and observational studies of the modern cosmology. Hence, possibility of G to be time dependent has to be studied and it's constancy mustn't left as a mere hypothetical principle. Observational studies suggest that G 's relative change per a year can't be larger than 10^{-12} but this doesn't mean that there is no variation in the value of G .

Keywords: cosmological term, fundamental physical constants, inflation universe model, time dependent G and Λ



TEŞEKKÜR

Bu çalışma süresince çalışmalarında bilgi ve görüşlerinden yararlandığım ve bana olan desteğini eksik bırakmayan Tez Danışmanım Prof. Dr. Can Battal KILINÇ'a; proje desteği sağlayan Ege Üniversitesi Araştırma ve Fon Saymanlığı'na (2004/FEN014 No'lu Proje); bana maddi ve manevi destek veren, düşünsel paylaşıma her zaman açık olan sevgili dostlarıma sonsuz teşekkürler.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	V
ABSTRACT	VII
TEŞEKKÜR	IX
1. GİRİŞ	1
2. KOZMOLOJİK ‘SABİT’ PROBLEMİ	7
2.1 Einstein’ın Statik Evren Modeli	7
2.2 Enflasyon Evren Modeli	11
2.2.1 Gerekli enflasyon miktarı	19
2.2.2 Gözlemsel sonuçlardan Λ ’nın gerekliliği	22
2.2.3 H_0 , q_0 ve evrenin yaşı	24
2.2.4 Kozmolojik Terimin evrenin yaşına etkisi	25
2.2.5 Parlaklık uzaklık bağıntısı, süpernovalar ve Λ	26
2.2.6 Mikrodalga ardalın ışınlımı ve Λ	34
2.2.7 Kozmik tamamlayıcılık	38
2.3 Vakum Enerji Yoğunluğu	41

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
2.4 Kozmolojik Sabit Problemi	45
3. TEMEL FİZİKSEL SABİTLERDEN G VE DEĞİŞİMİ	59
3.1 Dirac'ın Sayıbilimsel İlkesinden İnsancıl Sava	70
3.2 Ölçümbilim	74
3.3 Yöntemlere Kısa Bir Bakış	79
3.4 G 'nin Zamana Bağlılığın Bazı Temel Sonuçları	81
3.5 Newton sabiti	84
3.5.1 Paleontolojik ve jeofiziksel savlar	86
3.5.1.1 Dünya yüzey sıcaklığı	86
3.5.1.2 Dünya'nın genişlemesi	88
3.5.2 Gezegen ve yıldız yörüngeleri	90
3.5.2.1 Elde edilen ilk sınırlamalar	92
3.5.2.2 Güneş dizgesi	94
3.5.2.3 Atarcılar	97

İÇİNDEKİLER (devam)

	<u>Sayfa</u>
3.5.3 Yıldızıl sınırlamalar	101
3.5.4 Kozmolojik sınırlamalar	104
3.5.4.1 Kozmik mikrodalga ardalanı	105
3.5.4.2 İlkel çekirdek sentezlemesi	107
3.6 G 'nin Zamana Olası Bağlılığının Değerlendirilmesi	109
4. SONUÇ	115
YARARLANILAN KAYNAKLAR	119
ÖZGEÇMİŞ	125

1. GİRİŞ

Eğer bilim ya da bilginin bir başlangıç noktası olduğunu varsayarsak şu geçerli olur: Bilginin çıkış yeri, algılar ya da gözlemler, veri birikimi veya olgular değil, *problemlerdir*.

Karl R. Popper

Fizikte problemlerin karşımıza *kavramsal* ve *teknik* problemler olmak üzere iki ana biçimde çıktığını söyleyen Wesson (2001), teknik problemlerin, ilkesel olarak, geliştirilen yeni teknikler ve hesaplama yöntemleri ile çözülebilirken kavramsal problemlerin genelde elde bulunan kavramların yeniden formüle edilmesi ile çözülebildiğini belirtmektedir. Elbette, kavramsal bir dönüşümün teknik problemlere, ya da teknikte ve hesaplama yöntemlerinde bir yeniliğin kavramsal problemlere çözüm oluşturabileceği seçeneğini de göz ardı etmemek gerekir. Ancak ortaya bir çözüm koyulabilmesi için de problemlerin iyi belirlenmesi ve ortaya iyi bir biçimde koyulması oldukça önemlidir.

Günümüz astrofiziğinde en çok değinilen ve dikkate alınan problemlere ilişkin bir düşünce oluşturması bakımından Wesson (2001) aşağıdaki listeyi vermektedir:

- Süper-Simetri ve vakum alanları,
- Elektromanyetik sıfır noktası alanı,
- Kozmolojik sabit problemi,
- Hiyerarşi problemi,
- Büyük Birleşik Kuram,

- Kuantum kütle çekimi,
- Nötrinolar,
- Karanlık madde problemi,
- Parçacık özellikleri ve nedensellik,
- Mikrodalga aralan ufuk problemi,
- Temel sabitler (G , $\hbar$, c),
- Büyük Patlama oldu mu?,
- Uzayın topolojisi,
- Evrenin kaç boyutlu olduğu,
- Mach İlkesi,
- Negatif kütle,
- Gökadaların ve diğer yapıların kökeni,
- Gökada dönmelerinin kökeni,
- Açısız Momentum/Kütle İlişkisi,
- Yaşam ve Fermi-Hart Paradoksu.

İlk bakışta da görülebileceği gibi Wesson'un vermiş olduğu bu listedeki problemler kuramsal ağırlıklıdır. Elbette farklı kişiler tarafından farklı listeler oluşturulabilir, bu konuda bir örnek Bahcall ve Ostriker'in (1997) editörlüğünü yaptığı 'Unsolved Problems in Astrophysics' adlı ortak kitap verilebilir. Bundan başka Ellis (1998) kozmolojinin son 83 yılının ve günümüzdeki önde gelen problemlerine değinmiştir. Aslına bakılırsa günümüz fiziğinin temel ve önemli problemlerinin gerçekten neler olduğu günümüzden daha ileri bir tarihte anlaşılabacaktır. Ancak yine de, yukarıdaki listede verilen bu problemlerin günümüzde en çok uğraşılan, çözümü beklenen ve çözülmesi durumunda en çok sayıda bilimsel alana etkisi olacak çalışmalar olduğu söylenebilir.

Bu listedeki her problemin ayrı ayrı açıklamasına burada girilmeyecektir; ancak bu problemlerin, Wesson'ın da belirttiği üzere, bir ağ gibi, birbirleriyle iç içe geçmiş olduğu da söylenmeden geçilemez ve dolayısıyla bunlardan biri ya da birkaçında geliştirilecek bir çözüm tüm diğer alanlara da yayılan bir gelişmeye neden olabilir.

Bu çalışmada bu problemlerden ikisi göz önüne alınmıştır. Ele alınacak olan birinci problem, 'kozmojik sabit problemi' olarak bilinen, boşluğun enerji yoğunluğu için kozmojik olarak elde edilen değerle kuantum kuramlarının verdiği değer arasındaki yaklaşık 10^{40} - 10^{120} kat uyuşmazlıktır. Ayrıca, kozmojik terime, Big Bang'in bazı sorunlarına çözüm getiren Enflasyon Evren modeli tarafından nasıl gerek duyulduğuna da değinilecektir. İkinci problem ise, temel fiziksel sabitlerin gerçekten sabit olup olmadığı genel probleminin Newton kütleçekim sabitinin, yani G 'nin, zamana bağlı olup olmadığı kısmıdır.

Bu problemlerden birincisi, kozmojik sabit problemi, bu çalışmada da değinileceği gibi mikrodalga ardaan ufuk problemiyle de ilişkilidir. Kozmojik sabitin yer aldığı enflasyonist evren modeli, evrenin bir enflasyonist şişme döneminden geçtiğini ve yarıçapını yaklaşık e^{60} kez arttırdığını öne sürerek ufuk problemine bir çözüm önermektedir. Ayrıca kozmojik sabit probleminin kaynağında kozmojik terimin (Λ) elektromanyetik sıfır noktası alanı, süper simetri ve vakum alanı problemleriyle de yakın ilişkisi yatmaktadır.

Big Bang'in beraberinde getirdiği genişleme problemi, düzlük problemi, manyetik monopol problemi, yapıların oluşumu problemi ve ufuk problemi için enflasyon evren modeli tarafından olası çözümler önerilmektedir. Bu modelde de kozmojik terim temel öneme sahiptir ve

günümüzde de yeniden gündeme gelmesinin nedeni budur. Çünkü boşluğun enerjisine atfedilen kozmolojik terim, negatif basınç gibi alışık olunmayan ancak enflasyonun gerçekleşebilmesi için oldukça gerekli olan itme mekanizması sağlamaktadır ve en güncel kozmolojik gözlemler de bu düşüncenin lehindedir.

Kozmolojik terim, ilk önceleri Einstein Alan denklemlerinin sol tarafına eklenmiş geometrik bir sabit olarak ele alınmış ve adına ‘kozmojik sabit’ denmiştir. Günümüzde ise kozmolojik terim Einstein alan denklemlerinde enerji-momentum tensörüne dahil edilmektedir ve böylece kozmolojik terim evrenin yeni bir fiziksel bileşeni olarak ele alınmış olmaktadır. Bu da, doğal olarak, kozmolojik terimin fiziksel bir tanımlamasına gereksinimi beraberinde getirmektedir. Kozmolojik terime fiziksel karşılık olarak vakum enerjisi atfedilmiştir. Ancak bu, beraberinde çözülmesi gereken bir problem de getirmiştir. Şöyle ki, kozmolojik terim için kozmolojik gözlemlerden bulunan ve vakum enerji yoğunluğuna atfedilen değer ile kuantum alan kuramlarının vakum enerji yoğunluğu için verdiği değer arasında yaklaşık 10^{40} - 10^{120} kat bir uyumsuzluk vardır. Bu uyumsuzluk bugün kozmolojik sabit problemi olarak bilinmektedir. Bu durum bir bakımdan olumsuz bir problem olarak görülmekteyken bir bakımdan da olumlu bir problem olarak ele alınabilmektedir. Çünkü enflasyon evren modeline bakılacak olursa, evrenin başlangıcında büyükçe bir değere sahip kozmolojik terime gerek olsa da bu değer bir biçimde küçülmesi enflasyon döneminin sona ermesi ve evrenin Big Bang’in öngördüğü biçiminde evrimine devam etmesi gerekir. Bu durum da kozmolojik terimin dinamik bir büyüklük olmasını talep etmektedir. Öyleyse kozmolojik terim en başta büyük bir

değere sahipken, evren evrimleştikçe, enflasyon dönemini sona erdirecek biçimde küçülerek bugünkü küçük değerine ulaşmış olabilir.

Bu çalışma kapsamında değinilecek olan ikinci problem, Newton kütleçekim sabitinin zamana bağlı olup olmadığı problemi ise yapı oluşumları, Mach ilkesi, uzayın topolojisi ve büyük birleşik kuram gibi problemlerle de ilişkilidir. Günümüz kozmolojisinde evrenin, bir başka deyişle uzay-zamanın, bir bütün olarak yapısı ve biçimi Genel görelilik kuramı çerçevesinde, ya da daha genel olarak söylenirse kütleçekim tarafından belirlenmektedir. Işığın hızının sonlu bir büyüklükte olması da evrenin evriminin farklı dönemlerinin incelenmesi olanağı sağlamaktadır. Çünkü sonlu hıza sahip ışık sayesinde farklı uzaklıklara bakılarak evrenin farklı yaşlarındaki durumuna ilişkin gözlemsel veri toplanabilmektedir. Ancak bu gözlemsel verilerin değerlendirilmesi için kullanılan fizik yasaları bazı temel fiziksel sabitler içermektedir. Küçük zaman ve uzay ölçeklerinde değişmediği varsayılan bu temel fiziksel sabitlerin, büyük zaman ve uzay ölçeklerinde evrenin evrimine ya da zamana bağlılığının incelenmesi, bu varsayımın geçerli olup olmadığının araştırılması gerekmektedir. Çünkü küçük ölçeklerdeki gözlem ve deneylerde hata sınırlarının içerisinde kalacak denli küçük olası değişimlerin kozmik zaman ölçeklerinde önemli etkileri olabilir. Öyleyse, Uzan'ın (2003) da işaret ettiği gibi temel fiziksel sabitlerin *sabit* olduğu varsayımı geçerli değilse evrenin bir resmini oluştururken hatalar yapıyor olabilir. Temel fiziksel sabitlerin evrenin evrimine ya da zamana bir bağlılığı araştırılır ve bir değişim belirlenirse gözlemlerin değerlendirilmesinde gerekli düzeltmelere gidilebilir ve evrenin evriminin daha doğru bir betimlemesine olanak sağlanabilir. Diğer yandan, eğer bir değişimin

olmadığı saptanılabilirse temel fiziksel sabitlerin sabitliği akılda hep kuşku bırakan ve yalnızca bir varsayım olan bir ilke olmaktan çıkacaktır. Var olan yöntemlerle G 'nin yıllık göreceli değişiminin yaklaşık 10^{-12} yıl⁻¹ mertebesinde daha büyük olamayacağı sonucu elde edilmektedir. Fakat bu yöntemler evrenin evriminin enflasyon çağına göre çok daha yavaş bir hızla gerçekleştiği günümüz dönemine ilişkin bilgi vermektedir. Öyleyse, enflasyon döneminde G 'de çok daha ciddi ölçülerde değişim olabileceği seçeneği açıktır. Ayrıca, kozmolojik evren modellerinde bu seçeneğin göz ardı edilmesini ve Uzan'ın (2003) belirttiği gibi temel fiziksel sabitlerin sabit alınması gerektiğini söyleyen hiçbir a priori ilke yoktur. Bu nedenlerle de, günümüz kozmolojisi büyük ölçekli çalışmalara girdiği ve bugünkü evrenin yapısının tohumlarının ilkel evrende atıldığını söylediği ölçüde temel fiziksel sabitlerin sabitliği varsayımının araştırılması zorunluluk kazanmaktadır.

Yukarıda işaret edilen nedenler doğrultusunda iki ana bölümden oluşan bu çalışmada önce kozmolojik sabit problemi ardından da Newton Kütleçekim sabitinin zamana bağlılığı ele alınacaktır.

2. KOZMOLOJİK ‘SABİT’ PROBLEMİ

2.1. Einstein’ın Statik Evren Modeli

Newton, evrensel çekim yasasını açıkladıktan sonra sonsuz ya da sonlu bir evrende ne olacağı sorusuyla karşı karşıya kalmıştır. Evrendeki tüm parçacıklar birbirlerini kütle çekim yasasına uygun olarak çekmekte iseler evren nasıl kararlı olacaktı? 1917’de, Genel Görelilik kuramını kullanarak bir evren modeli elde eden Einstein da aynı problemle karşı karşıya kalmıştır. Ancak Einstein bu problemi çözmek için kozmolojik sabite başvurmuştur.

R_{ik} Ricci eğrilik tensörü ve T_{ik} enerji-momentum tensörü olmak üzere, kozmolojik sabitsiz Einstein alan denklemleri şöyledir:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = 8\pi G T_{ik} \quad (1)$$

Bu eşitliğin sol tarafı evrenin geometrisi ile ilgili iken sağ tarafı evrenin fiziksel içeriği ile ilgilidir. Bu alan denklemi eşdağılımlı (homojen) ve izotropik evren için çözülmek istenirse Friedmann-Robertson-Walker (FRW) metriğinin,

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = dt^2 - a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 + Kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right], \quad (2)$$

kullanılması gerekir. Bu metrikte, $a(t)$ ölçek çarpanı (ya da uzayın eğrilik yarıçapı), K ise eğrilik sabitidir. Maddenin ideal akışkan olduğu varsayımıyla bu metriğin (denklem 2), Einstein alan denklemleri

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) \quad (3)$$

denklemini verir. Denklem 3, a yarıçaplı, M kütleli bir kürenin yüzeyindeki bir noktasal parçacığın devinim denklemine benzetilebilir. ρ yoğunluk, p basınç olmak üzere, a yarıçaplı kürenin içindeki toplam kütle

$$M = \frac{4\pi}{3}a^3(\rho + 3p), \quad (4)$$

biçiminde yazılabilir. Denklem 4, gerekli düzenleme yapılarak denklem 3'te kullanılırsa evrenin yarıçapının ivmelenmesine ilişkin denkleme ulaşılır:

$$\ddot{a} = -\frac{GM}{a^2} \quad (5)$$

Bu denkleme göre boş olmayan bir evren statik kalamaz. Einstein bu problemi çözmek için alan denklemlerinin sol tarafına kozmolojik sabit adını verdiği bir terim eklemiştir. Bu durumda yukarıda verilmiş olan denklem 1,

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R - \Lambda g_{ik} = 8\pi GT_{ik} \quad (6)$$

biçiminde yazılır.

Yine FRW metriği kullanılarak, ancak bu kez denklem 6 göz önüne alınarak çözüme gidilirse denklem 3 yerine

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (7)$$

denklemini elde edilir. Buradan da evrenin yarıçapının ivmelenmesine ilişkin denklem 5, Einstein alan denkleminin yeni durumuyla,

$$\ddot{a} = -\frac{GM}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}a \quad (8)$$

biçimine dönüşür. Dikkat edilirse, eşitliğin sağ tarafının ilk teriminin işareti negatiftir ve ivmeye negatif katkıda bulunur. Diğer yandan, kozmolojik sabitin yer aldığı kısmın işareti pozitifdir ve dolayısıyla $\Lambda > 0$ durumunda kozmolojik sabit ivmelenmeye pozitif yönde katkıda bulunur. Böylece, uygun değerler seçilmek üzere denklem 8'de $\ddot{a} = 0$ elde edilebilmektedir. Böylece, Einstein, evreni statik yapabileceğini düşündü ve kozmolojik sabit ilk kez kozmoloji dünyasına tanıtılmış oldu.

Ancak, evrenin statik olduğunu varsayan Einstein, bu şekilde elde edilecek olan bir denge durumunun kararsız olduğuna dikkat etmemiştir (Peebles and Ratra, 2003). Denklem 8'e göre $\ddot{a} = 0$ sağlansa da en küçük bir kararsızlıkta bu denge bozulacaktır. Eğer evrenin belli bir bölgesinde bir tedirginlikle yoğunluk artışı olursa o bölgenin yoğunluğu hızla artacak, yoğunluğun azaldığı bölgelerde ise yoğunluk hızla düşecek ve geniş boşluklar oluşacaktır. Peebles'ın (1993) belirttiği gibi, büyük ölçeklerde eşdağılımlı bir evrende yaşıyor olsak bile, bu evren, Güneş kütleli yıldızların yaşam süresinden daha uzun süre eşdağılımlı yapısını sürdüremez, karadeliklerden ve çok büyük boşluklardan oluşan bir evrene dönüşürdü.

Evrenin boş olması durumunda, yani hiçbir parçacık içermemesi durumunda, enerji-momentum tensörü sıfıra eşit olur, $T_{ik} = 0$. Böylece, denklem 6

$$R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}R - \Lambda g_{ik} = 0 \quad (9)$$

biçimini alır. Bu denkleme göre evren boş olsa bile uzayın bir eğriliği olacaktır; çünkü Einstein alan denklemlerinin sol tarafı uzay-zamanın geometrisi, sağ taraf ise maddesel içeriği ile ilgili idi. Bu bağlamda, Einstein alan denklemi madde ile uzay-zamanın geometrik yapısı arasındaki bağıntıdır. Öyleyse, eşitliğin sağ tarafı sıfır iken, yani evren boş iken, Λ teriminin belli bir değere sahip olması durumunda R_{ik} ve R uzay-zamanın belli bir geometrisinden söz edecektir ki, bu da anlamsız olacaktır.

1922’de, Einstein statik evren modelini önerdikten beş yıl sonra, Friedmann kozmolojik sabitin yer almadığı ve Hubble yasasıyla uyumlu bir genişleyen evren modeli oluşturdu (Sahni, 2000). Evrenin genişleyebileceği fikri Einstein’ın kozmolojik sabiti ile birlikte statik evren modelini terk etmesine neden olmuş ve daha sonra Einstein kozmolojik sabit düşüncesinin hayatının en büyük gafı olduğunu söylemiştir.

Kozmolojik sabit, ilerleyen dönemlerde Bondi ve Gold ile Hoyle tarafından evrenin yaşı krizini çözmek ve ‘kusursuz kozmolojik ilkeyi’ sağlamak için ikinci kez gündeme getirilmiştir. Ancak, bunu yaparken kozmolojik sabiti Einstein alan denklemlerinin sağ tarafına alarak enerji momentum tensörüne dahil etmişlerdir. Bu da, evrenin maddesel içeriğine yeni bir şeyler eklenmesi demektir (Peebles and Ratra, 2003). Denklem 7 ve 8’de Λ ivmelenmeye geometrik bir katkı olarak dahil olmaktadır. Ancak, eğer kozmolojik sabit Einstein alan denklemlerinde eşitliğin sağ tarafına eklenirse, Λ terimi denklem 7’de basınç ve kütleli içeren paranteze $\rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}$ biçiminde yazılabilir ve kozmolojik terim

evrenin ortalama yoğunluğuna fiziksel bir katkı olarak dahil edilmiş olur. Bu durumda kozmolojik Λ -terimi, ona atfedilen bir enerji yoğunluğu olarak, denklem 8'de M içerisine dahil edilebilir. Bu yaklaşımın dinamik sonuçları kozmolojik sabitin Einstein alan denkleminin sol tarafında bulunmasından elde edilen sonuçlardan daha farklıdır. Bunlara ileride ayrıntılı olarak değinilecektir. Ancak bundan önce günümüz kozmolojisinde bu terimin rolünün ne olduğuna değinilecektir.

2.2. Enflasyon Evren Modeli

Enflasyon evren modeli, Big Bang evren modelinin bazı kozmolojik olguları açıklamakta başarılı olmasına karşın karşılaştığı bazı problemlere çözüm üretebilmek için geliştirilmiştir. Bu bakımdan, Big Bang'in enflasyon modeli ile çözülen problemlerine değinilmeden önce Big Bang'i destekleyen kanıtlar verilecektir (Gumjudpai, 2003):

- i) *Uzak Gökadaların Kırmızıya Kayması*: Gökadaların tayf çizgilerinden elde edilen kırmızıya kaymalarının Hubble yasasını sunması genişleyen evrenin ilk kanıtı olarak değerlendirilmektedir.
- ii) *İlkel Çekirdek Sentezlemesi*: Big Bang evren modelinin ilkel çekirdek sentezlemesinde, hafif element bollukları hakkında öngörülerde bulunulabilmektedir ve Big Bang'in öngördüğü değerler astrofiziksel gözlemlerle uyumludur.
- iii) *Kozmik Mikrodalga Ardalan Işınımı (CMB)*: Kozmik mikrodalga ardalan ışıınımı 1965'te Penzias ve Wilson tarafından kazara gözlemlenmiştir. Ardalanın tayfı, yaklaşık 2.7 K

sıcaklıktaki bir karacisim ışıınım kaynağı biçiminde ve tüm gökyüzüne son derece izotropik olarak dağılmıştır. Gamow da, Big Bang evren modeline göre büyük patlamadan geriye kalan ve tüm gökyüzünü saran bir ardalın ışıınımı olması gerektiğini öne sürmüştür. Gamow'un yaptığı ilk hesaplar gözlemlenen değerle iki kat kadar bir uyumsuzluk vermiş olsa da daha sonra Alpher ve Herman'ın yaptığı hesaplamaların öngördüğü değer gözlemlenen değerle uyuşmaktaydı.

Big Bang, kozmolojik birçok olguğu açıklamakta başarılı olsa da bugün enflasyon modeli çerçevesinde olası çözümler getirilen bazı problemlere sahiptir:

- 1) *Genişleme problemi* (Peacock, 2001): Problem $t = 0$ anında evrenin neden genişlediğidir. Standart evren modelinde, bu bir başlangıç durumu olarak ele alınmaktadır. Ancak bu bir çözüm değildir çünkü yine de bu genişlemeyi sağlayacak bir fiziksel mekanizma öne sürülmesi gerekmektedir.
- 2) *Düzlük problemi* (Peacock, 2001): Bir önceki probleme ek olarak, genişlemenin tam olarak doğru bir hızla başlaması gerekir, öyle ki, kritik yoğunluğa çok yakın olan evren yaklaşık olarak Planck çağından bugüne (yaklaşık 10^{30} kat) genişleyebilsin. Bu aşırı hassas bir başlangıç koşulu gerektirir. Bu, Big Bang'de İnsancıl İlke (Anthropic Principle) çerçevesinde kabul edilmek istenmiştir. Ancak, bu aşırı hassas başlangıç koşulu belirlemesi birçok kozmoloğu rahatsız etmektedir.

3) *Manyetik Monopol Problemi* (Gumjudpai, 2003): Parçacık fiziği kuramı erken evrenin yüksek enerji düzeylerinde birçok egzotik parçacığın oluşması gerektiğini öngörmektedir. Monopoller, kozmik sicimler, domain duvarları bu parçacıklara örnektir. Ancak günümüz kozmolojisi bunların var olduğuna ya da geçmişte var olduğuna ilişkin hiçbir kanıt bulamamıştır.

4) *Yapıların Oluşumu Problemi* (Gumjudpai, 2003): Big Bang kozmolojisi ‘kozmozik ilkeye’ ve Genel göreliliğe dayanır ve bunlara göre evren, büyük ölçeklerde, eşdağılımlı ve izotropiktir. 1990’ların başında COBE gözlemleri CMB’de küçük dalgalanmalar ($\Delta T / T \sim 10^{-5}$) olduğunu saptamıştır. Yani, evren küçük ölçeklerde ne eşdağılımlı ne de izotropiktir. İlk bakışta bu durum kozmozik ilkeyle çelişir gibi gözükse de küçük ölçeklerdeki bu dalgalanma Big Bang’e göre bugünkü yapıların kökeni olabilirdi. Ancak; ilk başta Big Bang’in bu önerisinin evrendeki yapıların kökenini açıklayabileceği düşünölmüş olsa da sonradan Big Bang’in nicel olarak açıklama yapmakta yetersiz kaldığı görölmüştür.

5) *Ufuk problemi* (Peacock, 2001): Big Bang evren modelinde ışınının baskın olduğu dönemlerde sonlu bir ufuk mesafesi vardı. Bu durumda, evrenin farklı bölgeleri arasında ortak bir ortalama yoğunluğu ve ortak bir genişleme hızını sağlayacak nedensel ilişki yoktur.

Geleneksel kozmoloji için listelenen bu problemler evrenin en erken dönemlerinde maddenin durum denkleminin çok farklı olabileceği

yönünde güçlü ipuçları vermektedir (Peacock, 2002). Ufuk mesafesini veren integral

$$r_H = \int \frac{cdt}{a(t)} \quad (10)$$

göz önüne alınırsa, standart evren modelinde evrenin ışıyım baskın olan erken döneminde, $t \rightarrow 0$ 'da, bu integral ıraksar. Bu, ufuk mesafesi problemi olarak bilinir. Bu problemin çözümü, yani son saçılma döneminde evrenin tüm bölgelerinin nedensel bir ilişki içerisinde olması, $t = 0$ komşuluğunda evrenin ışık hızından daha büyük bir hızla genişlemesiyle olanaklıdır. Bu durum da $a \propto t^\alpha$ ve $\alpha > 1$ koşulları ile sağlanabilmektedir. Evrende gözlemlenen eşdağılımlılık, evrenin tüm bölgeleri arasında bir nedensel ilişkinin olmuş olması gerektiğini öne sürmeyi çekici kılsa da, bu, evrenin erken dönemlerinde durum denkleminin,

$$\rho_i = w_i p_i, \quad (11)$$

alışılmışıtan farklı olmak zorunda olduğu anlamına gelir. Gerçekten de, Friedmann denkleminin ikinci biçimine,

$$\ddot{a} = -4\pi G a(\rho + 3p)/3, \quad (12)$$

bakılacak olursa, $a \propto t^\alpha$ durumunda, $\alpha > 1$ varsayımı altında verilen bu orantının zamana göre ikinci türevi pozitif bir değer verir ve bu da hızlanan bir genişleme anlamına gelmektedir. Denklem 12'nin pozitif bir değer vermesi için de denklem 12'deki parantez teriminin

$$\rho + 3p < 0 \quad (13)$$

biçiminde olması gerekir, ki bu durum ancak basıncın negatif olması ile sağlanabilir.

Negatif basınç için bilindik bir kaynak vakum enerjisidir ve az önce işaret edilen bu durum evrenin erken döneminde vakumun baskın olabileceğine ipucudur. Bu yaklaşım enflasyon döneminde evrenin hızlanması için gerekli olan fiziksel bir mekanizma sorununun çözümüne de ışık tutar. Çünkü vakum baskın bir evrende evren hızla ivmelenecektir. $k = 0$ olmak üzere, vakum baskın evren için Friedmann denklemlerinin çözümü de-Sitter çözümüdür:

$$a \propto e^{Ht}, \quad (14)$$

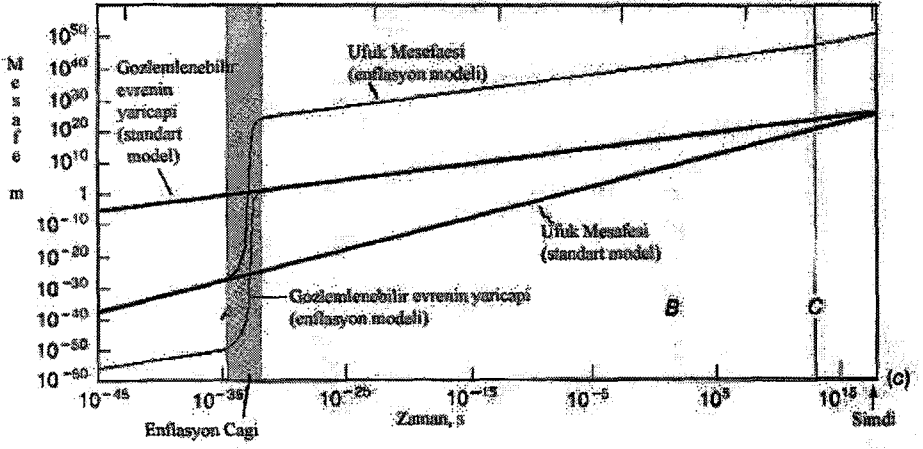
Burada $H = \sqrt{8\pi G \rho_{vak} / 3}$ 'tür.

Bu enflasyonist evren modelinin temel düşüncesidir; şöyle ki, vakum itmesi evrenin sürekli hızlanarak genişlemesini sağlayabilir. Bu Hubble genişlemesini de başlatır ve nedensel olarak bağlı olan küçük bir bölgeyi bugün gözlemlenen tüm evreni kapsayacak kadar genişleterek ufuk problemini de çözebilir (Bakınız Şekil 1).

Böylesi bir genişleme aynı zamanda düzlük problemini de çözebilir. Friedmann denklemi,

$$\dot{a}^2 = \frac{8\pi G \rho a^2}{3} + K, \quad (15)$$

göz önüne alınırsa vakum baskın bir evrede, evren genişledikçe ρa^2 de artacaktır. Böylece denklem 15'de bu terim her zaman, düz olmaya yakın bir evreni oluşturmak üzere, eğrilik teriminden baskın duruma getirilebilir (Peebles and Ratra, 2003).



Şekil 1 Standart Big Bang ve Enflasyon evren modelleri için, her bir kozmolojik model ikişer çizgi ile gösterilmek üzere, evrenin yaşına göre ufuk mesafesi ve evrenin yarıçapı çizilmiştir. Kalın çizgiler Standart Big Bang modelini, ince çizgiler Enflasyon modelini temsil etmektedir. Big Bang’de ufuk mesafesi, şimdiki zamana gelene dek, her zaman gözlemlenebilir evrenin yarıçapından küçüktür. Enflasyon modelinde ise ufuk mesafesi her zaman gözlemlenebilir evrenin yarıçapından daha büyüktür. Big Bang’de ufuk mesafesi ve gözlemlenebilir evrenin yarıçapı doğrusal olarak değişmekte iken, enflasyon modelinde bu büyüklükler enflasyon çağında üstel bir büyüme gerçekleştirirler. (Guth and Steinhardt, 1989)

Denklem 15, Guth ve Steinhardt’ın (1989) verdiği daha açık olan ve sık kullanılan bir biçime dönüştürülerek incelenebilir. Ancak bunun için önce ileride de kullanılacak olan bazı tanımlamalar verilmelidir. Birincisi kritik yoğunluktur. Evrenin düz olması için gereken enerji yoğunluğu olan ρ_{kritik}

$$\rho_{\text{kritik}} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (16)$$

şeklinde verilir. Evrenin herhangi bir tarihindeki Hubble parametresi

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (17)$$

biçiminde verilir. H_0 da Hubble parametresinin bugünkü değeridir ve Hubble sabiti olarak bilinmektedir.

Ayrıca büyük omega ile gösterilen yoğunluk oranı

$$\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_{\text{kritik}}}, \quad (18)$$

biçiminde tanımlanmıştır. Sırasıyla kozmolojik terime atfedilen enerji yoğunluğu oranı, enerji yoğunluğu ve evrenin geometrisinden kaynaklanan enerji yoğunluğu oranı denklem 19'da verilmiştir.

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}, \quad \rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G}, \quad \Omega_{K_0} = \frac{K}{(H_0 a_0)^2} \quad (19)$$

Burada kullanılan parametrelerde evrenin evriminin günümüzdeki değerlerini belirtmek için '0' alt indisi kullanılmıştır. Evrenin tüm içeriği dikkate alınırsa evrenin bugünkü ortalama yoğunluğu,

$$\rho_{\text{toplam0}} = \rho_{M0} + \rho_{R0} + \rho_{\Lambda0} \quad (20)$$

biçiminde verilir. Burada; ρ_{M0} , relativistik olmayan maddedeki şimdiki ortalama yoğunluktur. Ana olarak baryonlar ve baryonik olmayan maddenin katkısıdır. ρ_{R0} , yaklaşık 3-K'lik kozmik aralan ışıınının ve düşük kütleli nötrinoların katkısıdır. $\rho_{\Lambda0}$ ise kozmolojik sabite ait bileşendir.

Gerekli olan bu tanımlamalar yapıldıktan sonra artık denklem 15'den daha kullanışlı bir denklem türetiler. Denklem 15'in ölçek çarpanının karesi a^2 'ye bölümünden

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{8}{3}\pi G\rho + \frac{K}{a^2} \quad (21)$$

denklemini elde edilir. Buradan da az önce verilen tanımlardan yararlanılarak, önce

$$H^2(t) = \frac{8\pi}{3}G\rho_{\text{toplam}}(t) + \frac{K}{a^2(t)} \quad (22)$$

denklemine; buradan da fiziksel içeriğinin yoğunluğu kritik değerde olan bir evrenin eğriliğinin de dahil edildiği yoğunluk oranı için,

$$\Omega_{\text{toplam}}(t) = 1 - \frac{K}{a^2(t)H^2(t)} \quad (23)$$

denklemine ulaşılır. Bu denklemin sağ tarafındaki ikinci terim 1'den sapmanın yani düz evrenden sapmanın bir ölçüsüdür. Standart Evren modelinin yaklaşık kritik yoğunlukta başladığı düşünülürse $a(t) \propto t^{2/3}$ ve $H(t) \propto t^{-1}$ olur ve buna göre 1'den sapma $t^{2/3}$ ile orantılı olarak büyür. Bu da Big Bang kozmolojisinde düzlük probleminin doğduğu yerdir. Eğer en başta K sıfır olursa omega zamanla değişmeyecektir. Ancak K değerinin sıfırdan farklı olması durumunda omega birden hızla uzaklaşacaktır. Öyleyse, evren başladığı gibi hızla üzerine çökmemiş ve hızla dağılmamış olduğuna, yani yaşamın oluşabilmiş olduğu bir evrende yaşadığımıza göre evren tam olarak K değerinin sıfır olduğu bir durumdan başlamış olmalıdır. Bu kadar hassas bir başlangıç varsayımı kozmologlar tarafından aşırı bir varsayım olarak değerlendirilmektedir.

Diğer yandan, $a \propto e^{Ht}$ durumunda, yani enflasyonist model yaklaşımında, denklem 23'te $a^2(t)H^2(t) \propto a^2 \rho_{vak}$ 'yi içeren terim vakum yoğunluğu sabit kaldığından,

$$\frac{K}{a^2(t)H^2(t)} \propto e^{-2t}, \quad (24)$$

olur. Buna göre, t büyüdükçe e^{-2t} terimi sıfıra gideceğinden denklem 23'teki bir değerinden sapmayı gösteren denklem 24 sıfıra gider. Dolayısıyla başlangıçta evrenin ortalama yoğunluk oranı ne olursa olsun enflasyon döneminde bu değer hızla kritik yoğunluk oranına, yani bire, yaklaşır. Bu demektir ki, enflasyon modelinde evrenin herhangi bir başlangıç durumundan düz evrene ulaşılabilir. Böylece, enflasyon modeliyle, Big Bang'in aşırı hassasiyet gerektiren başlangıç koşulundan kurtulmuş olunur.

2.2.1. Gerekli enflasyon miktarı

Peacock (2001), niceliksel konuşulabilmesi için, enflasyonun ne zaman olduğuna karar verilmesi gerektiğine işaret etmiştir. Fiziksel olarak anlamlı olası en erken dönem Planck çağıdır ($t \simeq 10^{-43} s$) ve bu çağda nedensel bağlantı ölçeği Planck uzunluğu ($ct \simeq 10^{-35} m$) kadardır. Planck çağına denk gelen kırmızıya kayma değeri, kabaca, Planck enerji yoğunluğunun (10^{19} GeV) CMB ışıınının bugünkü enerji yoğunluğuna bölümü kadardır ki bu da,

$$z_{\text{Planck}} \simeq 10^{31.6} \quad (25)$$

değerini verir. Bu da evrenin olası en erken dönemdeki nedensel bağlantı ölçeğinin yaklaşık 10^{31} kat genişleyerek bugün için 0.4 mm'ye uzaması demektir. Buna göre, evrende bugün yalnızca 0.4 mm'lik bir yarıçap içerisindeki bölgeler geçmişte nedensel olarak bağlantı içerisinde idi. Bu şu anki ufuk mesafesinden 10^{30} kat, başka biçimde ifade etmek istenirse e^{69} kat ya da $(6000 h^{-1} \text{ Mpc})$ daha küçüktür.

Yaygın olarak, enflasyon, yukarıda işaret edilen kuantum-kütleçekimi enerji düzeylerinin (10^{19} GeV) olduğu dönemlerde (10^{-43} s) değil de evrenin daha büyük yaşlarında, ortalama enerji yoğunluğunun GUT (Grand Unified Theory) enerji düzeylerinde (10^{15} GeV) olduğu dönemlerde (10^{-36} s) başlatılmaktadır. GUT-ölçeği ufuk mesafesinin, bugün gözlemlenen eşdağılımlılıkla uyumluluk oluşturulabilmesi için, yalnızca e^{60} kat genişlemesi gerekmektedir. Bu da enflasyon döneminin minimum ne kadar sürdüğünü söyler:

$$\Delta t_{\text{enflasyon}} > 60 H_{\text{enflasyon}}^{-1} . \quad (26)$$

Bu ölçüt aynı zamanda düzlük problemini de çözmektedir. Eğer bugün $8\pi G\rho a^2/3 \sim K$ ise bu değer z uzaklığında eğrilikten $(1+z)^2$ çarpanı kadar daha küçük olmalıdır (ışınımın baskın olduğu düşünülerek elde edilmiştir). GUT döneminde $z \sim 10^{28}$ olduğundan $8\pi G\rho a^2/3$ 'in K 'dan 10^{56} kat daha küçük olması gerekir. Bu da, başlangıçtaki yoğunluk ve eğrilik terimlerinin aynı mertebeden olduğu varsayımına göre doğal bir varsayımdır. Bir Δt aralığında gerçekleşen enflasyon ρa^2 'yi $e^{2H\Delta t}$ denli arttıracaktır ki bu da kabaca e^{120} katlık bir artıştır. Böylece enflasyon süreci evreni düzleştirecektir.

Ancak, enflasyon evren modeli dinamik bir kozmolojik terime gereksinim duymaktadır. Çünkü evreni hızlandırarak şişiren vakum itmesinin, kullanıldıktan sonra bir biçimde üstel genişleme madde yoğunluğunu sıfıra düşürmeden önce, sonlanması yani vakum enerji yoğunluğunun azalması gerekir. Dolayısıyla, kozmolojik sabite atfedilen sabit bir vakum enerjisinin değil daha karmaşık, dinamik bir vakum enerjisinin dikkate alınması gerekir.

Son yıllarda, aşağıda Sahni (2000) tarafından verilen birkaç kullanımından dolayı, evrendeki toplam enerji yoğunluğunun baskın olarak pozitif bir Λ tarafından oluşturuluyor olabileceği düşüncesi yeniden doğmakta ve Λ 'nın dinamik bir büyüklük olabileceği düşüncesi yaygın bir görüş haline gelmeye başlamaktadır:

- i) Yüksek derecede kırmızıya kayma gösteren tip Ia Süpernova gözlemleri, evrenin kozmolojik Λ -teriminin biçimlendirdiği bir biçimde ivmeleniyor olabileceğini öneriyor gözüküyor.
- ii) Evrenin ortalama yoğunluk oranı için kümelenmiş maddelerden elde edilen en muhafazakâr üst sınır $\Omega_M \leq 0.3$ 'tür. Ek olarak $\Omega_M = 1$ ile Soğuk Karanlık Madde (CDM) modeli üzerine kurulu kuramsal yapı oluşum modelleri, gözlemlerle nicel olarak uyuşmamaktadır. Buna karşıt olarak, düz evrende CDM+ Λ modeli çerçevesinde $\Omega_M \simeq 0.3$ ve $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$ alındığında sayıl eşdağılımsız (inhomojen) metriğin başlangıç Fourier tayfı ve yoğunluk tedirginlikleri olağanüstü bir biçimde CMB ışınımının büyük ve orta ölçekli anizotropi gözlemleri ve büyük ölçeklerdeki gökada kümeleri gözlemlerine kadar geniş bir gözlemsel alanda olağanüstü uyuşma göstermektedir.

iii) Kuramsal düzeyde, kozmolojik sabitin temel sayıl, spinor, vektör ve tensör alanlarının sıfır-noktası vakum dalgalanmalarından doğduğu tahmin edilmektedir. Ancak, kuramsal olarak elde edilen ρ_{vak} günümüzde gözlemsel olarak belirlenmiş olan sınır değerlerden çok daha büyük çıkmaktadır. Yine de, çeşitli çalışmalarda Λ 'ın değeri gözlemlenen çok küçük değerine getirilebilse de tam olarak sıfır yapacak olan herhangi bir fiziksel süreç, kuramsal olarak da, bilinmemektedir.

Yukarıdaki savların hiçbiri tek başına kozmolojik terimin bir gerçekliğinin olduğuna kesin bir kanıt değildir. Ancak sürekli artan sayıda çalışma, evrenin erken bir döneminde sahip olduğu büyük değeriyle enflasyona neden olan ve sonrasında küçülen bir değeriyle enflasyonu sonlandırarak bugünkü küçük değerine ulaşan bir kozmolojik terimin ciddiye alınması gerektiğini göstermektedir.

2.2.2. Gözlemsel sonuçlardan Λ 'nın gerekliliği

Sahni (2000) pozitif bir kozmolojik terimin günümüz kozmolojisinde gözlemleri açıklamadaki önemini ortaya koymak için dört tane olguya işaret etmiştir:

i) *Yaş Problemi:* Hubble sabitinin büyük değerleri, $H_0 \sim 80 \text{ km/s/Mpc}$, eğer evren $\Omega_M < 0.1$ olmak üzere açık evren değilse, ya da Λ baskın olmak üzere düz ($\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$) değilse, en yaşlı yıldızların yaşıyla (12-16 Gyl) uyumsuz yaş tahminlerine götürmektedir.

ii) *Yapı Oluşumları:* Normalize edilmiş standart COBE soğuk karanlık madde modelleri $\Omega_M = 1$ alınmak koşulu ile gözlemlerle ciddi bir uyuşmazlık göstermektedir. Diğer yandan CDM+ Λ modellerinde, eğer evren düzse, madde baskın olarak kozmolojik terim biçiminde tüm evrene düzgün olarak dağıtılmışsa ve kümelenen madde yalnızca $\Omega_M h \simeq 0.2$ olan küçük bir kısım olarak alınırsa uyuşma sağlanabilmektedir. Element bolluğu ve gökada kümelerinin evrimi üzerine çalışmalar ve kütle çekimsel mercekleme çalışmaları da sıradan madde yoğunluğu düşük olan bir evren lehinde sonuçlar vermektedir.

iii) *Kümelerdeki Baryon Fazlalığı:* $\Omega_M = 1$ 'li düz evrende Coma gökada kümesindeki baryon kütle kesrinin alacağı değerlerde, nükleer tepkimeler muazzam bir hızda gerçekleşmeli ve “baryon felaketine” yol açmalıydı. Nükleer tepkimelerden elde edilen sınırlar, Coma gökada kümesindeki baryon kütle kesri yalnızca eğer $\Omega_M h \simeq 0.16$ alınırsa gözlemlerle bir uyuşma içerisinde tutulabilmektedir. Uzamsal olarak düz bir evreni destekleyen enflasyon senaryosu, baryon kütle kesrinin dışındaki kütle yoğunluğunun kozmolojik terim biçiminde var olması gerektiğini öne sürmektedir.

iv) *Yüksek Kırmızıya Kayma Gösteren Süpernovalar ve CMB Işınımı:* Kozmolojinin hızla gelişen bu alanının ilk sonuçları, evrenin kozmolojik Λ -teriminden gelen enerji yoğunluğunun baskın katkısıyla hızlanan bir evren olduğunu öne sürmektedir. Bu sonuçlar, orta ölçekli CMB anizotropi gözlemleri ile birleştirildiğinde çok güçlü bir biçimde $\Omega_A \sim 0.6 - 0.7$ ve $\Omega_M + \Omega_A = 1$ olan düz bir evreni desteklemektedir.

2.2.3. H_0 , q_0 ve evrenin yaşı

Sahni'nin (2000), Alan Sandage'a (1970) atfederek belirttiği üzere, günümüz kozmolojisi, temelde yalnızca iki sayıyı araştırmaktadır. Bunlardan birincisi, gözlemlenen evrenin büyüklüğü ve yaşı hakkında bilgi sağlayan Hubble parametresidir, $H_0 = (\dot{a}/a)_0$. İkincisi ise maddenin durum denklemini ve kozmolojik yoğunluk parametrelerinin araştırılmasına olanak sağlayan ivmelenme parametresidir,

$$q_0 = -H_0^{-2}(\ddot{a}/a)_0. \quad (27)$$

Kozmolojik terimin varlığı durumunda ivmelenme parametresi

$$q_0 = \frac{\Omega_M}{2} - \Omega_\Lambda \quad (28)$$

biçiminde yazılabilir. Kritik yoğunluktaki düz bir evrende, yani $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ iken, denklem 28,

$$q_0 = \frac{3}{2}\Omega_M - 1 \quad (29)$$

biçimini alır. Buna göre içerisinde yaşadığımız evren kritik yoğunlukta ise $\Omega_M < 2/3$ durumunda evren hızlanacaktır. Ancak evrendeki yapı evrimleri bu parametreyi oldukça etkilediğinden, gözlemsel olarak elde edilen değerlerden yapı evrimlerinin etkilerinin arındırılıp q_0 'ın gerçek değerinin bulunması oldukça zordur. Bunun yanı sıra, son yıllarda yapı evrimine daha duyarlı olan yeni gözlemler ve yapı evrimlerinin iyice anlaşılması ile arındırmaların daha iyi yapılabilmesi umut vericidir.

2.2.4. Kozmolojik terimin evrenin yaşına etkisi

Kozmolojik Λ -teriminin varlığı evrene daha büyük yaşlar atfedilmesine olanak sağlar (Sahni, 2000). Bunu anlaşılması için ilk önce kritik yoğunlukta ve madde baskın olan Einstein-de Sitter evreni göz önüne alınabilir. Bu evren modelinde $a \propto t^{2/3}$ olduğundan evrenin yaşı

$$t_0 = \frac{2}{3} H_0^{-1} \quad (30)$$

biçimindedir. Bu nedenle Hubble sabiti, H_0 , uzaysal olarak düz ve madde baskın evrende evrenin yaşını tek bir biçimde belirler. $H_0 \geq 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ gibi ölçülen değerler evrenin yaşının en yaşlı küresel kümelerin yaşından küçük çıkmasıyla sonuçlanmaktadır. Eğer açık bir evrende yaşıyorsak bu sorundan kurtulabilmektedir. Örneğin, $\Omega_M \leq 0.2$ için boş evren çözümü iyi bir yaklaşımdır ve bu yaklaşım da $a \propto t$ biçiminde bir değişim verir. Buna göre de evrenin yaşı ile Hubble sabiti arasındaki ilişki

$$t_0 = H_0^{-1} \quad (31)$$

biçiminde olur.

Bu iki *yaş-Hubble sabiti ilişkisi* birleştirilirse $\Omega_M \leq 1$ olmak üzere madde baskın bir evrende evrenin yaşı için

$$\frac{2}{3} H_0^{-1} \leq t_0 \leq H_0^{-1} \quad (32)$$

aralığı verilebilir.

Sahni (2000), gözlemsel olarak elde edilen aynı Hubble sabiti, açık evrenin yaşını düz evreninkine göre daha büyük verse de açık

evrende iki güçlükle karşılaşıldığını belirtmektedir. Birincisi, açık bir evrende CMB’da büyük ilkel dalgalanmalara neden olan yoğunluk dalgalanmalarının büyümesinin dikkate değer ölçüde yavaşlamasıdır, ki bu da gözlemlerle uyuşmamaktadır. İkincisi omega problemidir. Küçük bir omega değeri başlangıç koşullarında olağanüstü bir ince ayarlama gerektirmektedir, ki bu kozmologlar tarafından pek istenen bir durum değildir.

Kozmolojik Λ -teriminin baskın olduğu düz bir evrende, $\Omega_\Lambda = \Lambda / 3H_0^2 = 1 - \Omega_M$ olmak üzere, evrenin yaşı

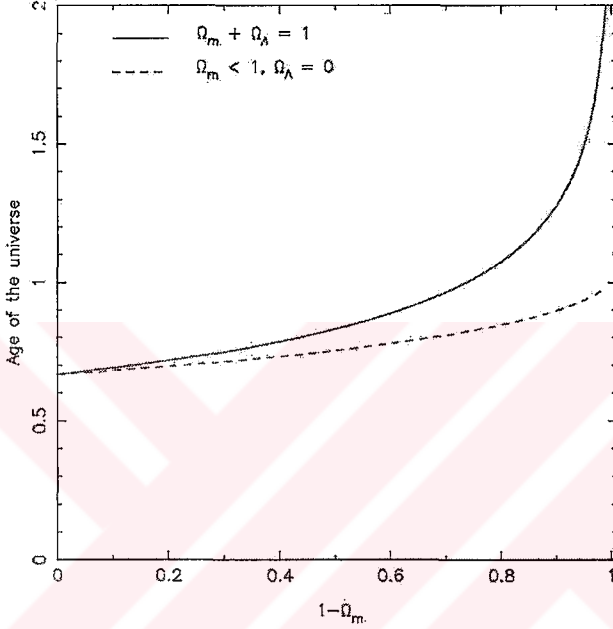
$$t_0 = \frac{2}{3H_0} \left[\frac{1}{2\Omega_\Lambda^{1/2}} \log \frac{1 + \Omega_\Lambda^{1/2}}{1 - \Omega_\Lambda^{1/2}} \right] \quad (33)$$

denklemiyle verilebilir. şekil 2’de görüldüğü üzere, bu denkleme göre $\Omega_\Lambda = 1 - \Omega_M$ olan düz bir evrenin yaşı her zaman için $\Omega_M < 1$ olan açık bir evrenden daha büyüktür. Buna ek olarak, $\Omega_\Lambda \geq 0.74$ olması durumunda hesaplanan t_0 değeri H_0^{-1} değerini de aşmaktadır. 1998 yılında, Perlmutter ve ark. tip Ia süpernovaları temelinde yaptıkları çalışmadan, $\Omega_M \simeq 0.28$ ve $\Omega_\Lambda \simeq 0.72$ alınmak üzere, uzaysal olarak düz evrenin yaşı için $t_0 \simeq 14.9$ Gyl değerini vermişlerdir.

2.2.5. Parlaklık-uzaklık bağıntısı, süpernovalar ve Λ

Yüksek derecede kırmızıya kayma gösteren süpernovalardan kozmolojik Λ -terimi için sınır değerler elde edilebilmektedir (Sahni,

2000). Bunun için önce parlaklık-uzaklık bağıntısının evren modeline göre nasıl bir biçim aldığına bakılmalıdır.



Şekil 2 Kozmolojik sabitin yer aldığı modellerde evrenin yaşı kozmolojik sabite yer verilmeyenlere göre her zaman daha büyük çıkmaktadır. Evrenin yaşı (H_0^{-1} cinsinden), $1 - \Omega_M$ 'nin fonksiyonu olarak çizdirilmiştir. $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ olan düz evren modelleri kesiksiz çizgiyle, $\Omega_M < 1$ ve $\Omega_\Lambda = 0$ olan açık evren modelleri ise kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Dikkat edilirse, kozmolojik sabitin yer aldığı modellerde evrenin yaşı kozmolojik sabite yer verilmeyenlere göre her zaman daha büyük çıkmaktadır. (Sahni, 2000)

Mutlak ışırtması L olan $r=0$ 'da bulunan bir gözlemciden r uzaklığında bulunan bir gökcismi düşünelim. Kaynaktan t anında salınan bir ışık gözlemciye t_0 anında ulaşacaktır, t ve t_0 kozmolojik kırmızıya kayma, $1+z = a(t_0)/a(t)$, ile ilişkilidir. Gözlemciye ulaşan parlaklık

$$F = \frac{L}{4\pi d_L^2} \quad (34)$$

biçiminde verilebilir. Burada d_L kaynağa olan parlaklık uzaklığıdır ve

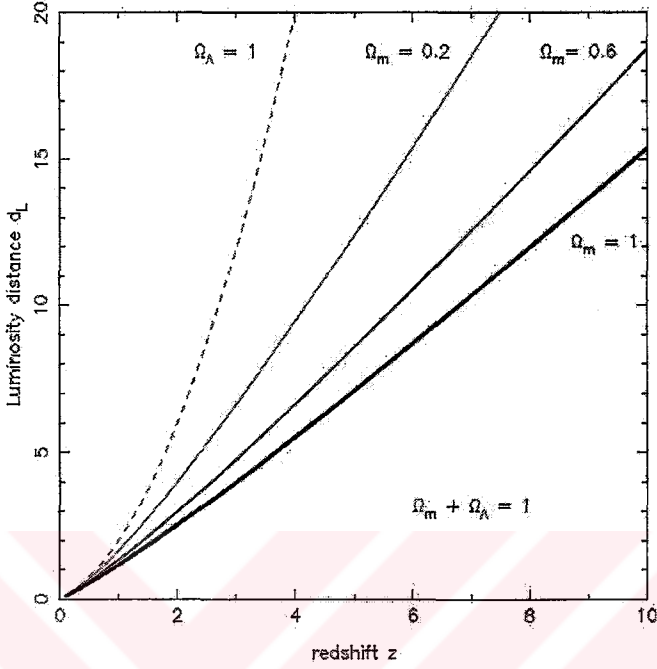
$$d_L = a(t_0)r(1+z) \quad (35)$$

biçiminde verilir. Dikkat edilirse, parlaklık uzaklığı d_L hem evrenin uzamsal yapısına hem de genişleme dinamiğine bağlıdır. Şekil 3'te $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ alınan düz bir evrende, farklı Ω_M ve Ω_Λ 'lar için, parlaklık uzaklığı, d_L , z 'nin fonksiyonu olarak çizilmiştir. Ω_Λ değeri arttıkça belli bir z değerine denk gelen parlaklık uzaklığının da arttığı açıkça görülmektedir.

Eğer elimizde mutlak parlaklığı iyi bilinen standart ışık kaynakları varsa parlaklık uzaklığı (d_L) kozmolojik parametrelerin belirlenmesinde önemli bir rol oynar. Bunun için, görünen parlaklığı m , mutlak parlaklığı M olan standart ışınım kaynağının uzaklık modülü için

$$\mu \equiv m - M = 5 \log_{10} \frac{d_L}{\text{Mpc}} + 25 \quad (36)$$

kullanılır. Farklı evren modelleri için z ile d_L arasındaki ilişkinin nasıl olacağı Şekil 3'te verilebildiğine göre uzaklık modülü aracılığıyla da bu ilişki, uygun bir standart ışınım kaynağının tanımlanmasıyla, z ile $m-M$ arasındaki ilişkiye dönüştürülebilir (Şekil 4).



Şekil 3 $\Omega_M + \Omega_A = 1$ alınan düz bir evrende, farklı Ω_M ve Ω_A için, parlaklık uzaklığı, d_L , ilişkisi. Daha kalın çizgiler Ω_M 'ın daha büyük değerlerine denk gelmektedir. Bir karşılaştırma yapılabilmesi için düz bir de Sitter evreninde ($\Omega_A = 1$) kırmızıya kayma parlaklık uzaklığı ilişkisi kesikli çizgi ile gösterilmiştir. (Sahni, 2000)

Uygun bir standart ışınım kaynağının gözlemlerle elde edilmiş m - M ve z değerleri istatistik olarak incelenebilir ve uzaklık modülü aracılığıyla d_L ile rahatça ilişkilendirilebilir. Buradan da, Şekil 3'te de görüldüğü gibi d_L değerleri uzayın geometrisine, uzayın geometrisi de evrenin maddesel içeriğine bağlı olduğundan dolayı uygun bir standart ışınım kaynağının

kırmızıya kayma parlaklık ilişkisinin istatistiksel incelemesinden ilkesel olarak Ω_M ve Ω_Λ değerleri belirlenebilir.

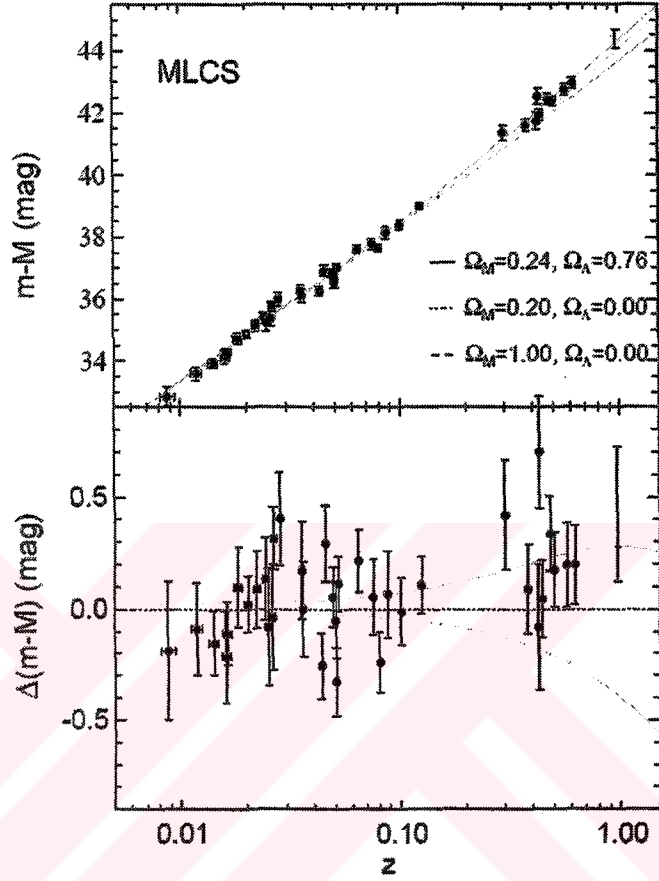
Tip Ia süpernovalarının bu amaçla kullanılabilecek standart ışık kaynakları olarak alınabileceğinin keşfi son yıllarda kozmolojide oldukça önemli bir gelişmedir (Sahni, 2000). Tip Ia Süpernovaların yüksek parlaklığı çok uzaktakilerin bile gözlemlenebilmesine olanak sağladığından kozmolojik parametrelerin ya da bunların sınırlarının belirlenmesi için onları ideal gökcisimleri yapmaktadır. Maksimum parlaklıklarındaki saçılmanın oldukça küçük olması (≤ 0.3 mag) ve süpernova ışık eğrisinin genişliğinin onun kendine özgü parlaklığı ile ilişkili olması beraberce tip Ia süpernovaların mutlak parlaklığındaki saçılmayı oldukça küçültür. Bu da onların mükemmel standart ışık kaynakları olarak alınmasına olanak sağlar.

Sahni'nin (2000) değindiği üzere, 2000 itibariyle süpernova gözlemleri yapan iki grup vardır; bunlardan birisi Supernova Cosmology Project diğeri ise High-Z Supernova Search Team'dir. Her iki grubun süpernova gözlemlerinin çözümlemesinden Ω_Λ 'ın pozitif bir değeri olduğu yönünden bir uzlaşım doğmaktadır. Örneğin, 1998 yılında, Perlmutter ve arkadaşlarının orta derecede yüksek kırmızıya kayma gösteren ve kırmızıya kayma değeri $z \leq 0.83$ olan, 42 tane tip Ia süpernova gözlemi ile elde ettikleri sonuçlar kozmolojide dönüşüm niteliğinde bir çalışma olarak algılanmıştır. Gözlem sonuçlarıyla en iyi uyuşmayı, $\Omega_M + \Omega_\Lambda \simeq 1$ olmak üzere $\Omega_M \simeq 0.28$ ve $\Omega_\Lambda \simeq 0.72$ değerleri sağlıyordu (Şekil 4). Yine buna göre, denklem 29 da yavaşlama

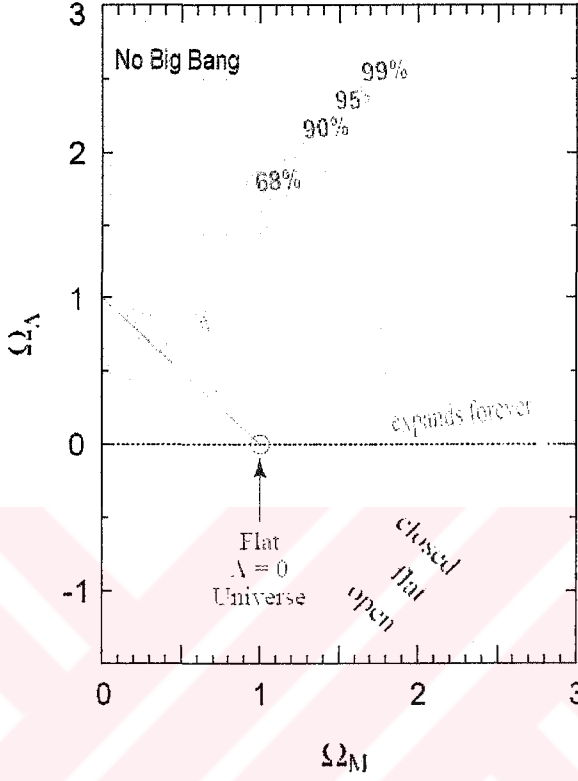
parametresi için, evrenin ivmelendiğini söyleyen, $q_0 = -0.58$ değerini verir.

Bu sonuçlar evrenin genişleme dinamiklerine ilişkin ilgi çekici görümler sunmaktadır. Örneğin, süpernovaların kapsadığı zaman aralığının erken dönemlerinde evrenin yavaşladığı daha bugüne doğru geldikçe hızlandığı görülmektedir. Diğer bir deyişle, evrenin negatif ivmeli ($\ddot{a} < 0$) bir dönemden pozitif ivmeli ($\ddot{a} > 0$) bir döneme geçtiğini söylemektedir. Bu bilgi dinamik bir kozmolojik Λ -terimi alarak yapılacak evren modellerinde Λ 'nın değişiminin nasıl olması gerektiği ile ilgili bir şeyler de söyleyebilir.

Bu gözlem sonuçlarıyla elde edilen, $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ düzlemindeki en iyi fit güven bölgeleri Şekli 5'te verilmiştir. Bu düzleme bakılarak, Supernova Cosmology Project ve High Z Supernova Search Team takımları tarafından elde edilen sonuçlar sıfır olmayan bir kozmolojik Λ -terimin doğrudan kanıtı olarak değerlendirilmektedir. $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ düzleminde Tip Ia süpernova gözlemleri ile elde edilen güven aralıkları çok çeşitli evren modellerine izin verse de, bu sonuçlar, bu gözlemlerin CMB anizotropi gözlemleri ile birleştirildiğinde Ω_M ve Ω_Λ için daha güvenilir değerler elde edilebilmektedir.



Şekil 4 Üst çerçevede tip Ia Süpernova kırmızıya kayma gözlemleriyle elde edilen Hubble diyagramı gösterilmiştir. Üst çerçevede gözlem verileri, farklı Ω_M ve Ω_Λ değerlerine sahip üç evren modeli için çizdirilen eğrilerle karşılaştırılmıştır. Gözlem verileri ile en uyumlu eğri $\Omega_\Lambda = 0.76$ alan düz evren modeli olduğu görülmektedir. Alt çerçeve ise standart modelin verdiği eğri ile gözlem noktalarının farkının alınması ile elde edilmiştir. Standart modele ilişkin doğru tam 0.0 noktasından z eksenine paralel olarak geçmekte. Bu doğrunun üzerinde kalan ve gözlem verileri ile uyum içerisinde olan eğri $\Omega_\Lambda = 0.76$ olan düz evren modelinin verdiği eğridir. Doğrunun altında kalan ve gözlem verilerinden oldukça farklı bir eğri oluşturan bu eğri ise Einstein-de Sitter evren modelinden elde edilen eğridir. (Peacock, J.A., 2001)



Şekil 5 $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ düzleminde Perlmutter ve arkadaşlarının (1998) tip Ia süpernova kırmızıya kayma gözlemlerinin çözümlemesinden elde edilen en iyi güven bölgeleri gösterilmiştir. $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ doğrusu düz evreni göstermektedir ve doğrunun üstünde kalan bölgede evren kapalı, alt kısmında kalan bölgede ise açıktır. %99 güvenle Ω_Λ ve Ω_M değerlerinin sol üstte verilen kesikli elipsin içinde olması, % 68 güvenle de yine sol üstte en koyu mavi ton ile gösterilmiş olan en küçük elipsin içinde olduğu söylenebilir. (Sahni, 2000)

2.2.6. Mikrodalga ardalın ışınmı ve Λ

Kozmoloji, COBE ölçümlerinin kozmik mikrodalga ardalın ışınmında anizotropi keşfetmesiyle dönüşüme uğramıştır. Bu anizotropi, enflasyon evren modelinin evrenin en erken dönemlerinde gerçekleşmiş olduğunu öngördüğü olayların başlattığı CMB dalgalanmalarının bir resmini çekme olanağı sağlar. Her bir evren modeli, mikrodalga ardalın ışınmında, kendisini diğerlerinden ayıran bir anizotropi üretir. Anizotropi ölçümlerinin önemli bir avantajı bugün için oldukça iyi anlaşılmış olan fiziksel süreçlerle doğrudan ilişkili olmasıdır. Dolayısıyla, anizotropi ölçümlerinin fiziksel olarak yorumlanması diğer kozmolojik testlere göre daha az oranda modele bağımlılık içerir. Bu nedenle kozmologlar önümüzdeki yıllarda mikrodalga ardalın ışınmında yapılacak farklı ölçeklerdeki gözlemlerin evrenin anlaşılmasına tarihi bir katkı sağlayacağını düşünmektedirler. (Steinhardt, 1996)

CMB, yeniden birleşme çağında son saçılma yüzeyinden yolculuğa çıkan fotonlardan oluşmuştur ve büyük oranda izotropik olsa da tamamen düz değildir. CMB'daki dalgalanmalar, bir kürenin titreşim modları olarak düşünebileceğimiz her biri belirli bir frekansı üreten küresel armoniklerle betimlenebilmektedir. Bu dalgalanmaları incelemenin tipik yöntemi gökyüzünde bir noktadan bir noktaya sıcaklık değişimlerini incelemektir (Yu, 2001). Sıcaklık (T) dağılımı küresel armoniklerin bir toplamı olarak yazılabilmektedir,

$$\frac{\delta T(\theta, \phi)}{T} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi). \quad (37)$$

Burada θ, ϕ küresel koordinatlarda kullanılan bilindik açılarıdır. Y_{lm} ise

$$Y_{lm}(\theta, \phi) = \left[\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} \right]^{1/2} P_{lm}(\cos \theta) e^{im\phi} \times \begin{cases} -1^m, & m \geq 0 \\ 1, & m < 0 \end{cases} \quad (38)$$

biçiminde tanımlanır ve $P_{lm}(\cos \theta)$ da l . dereceden Legendre polinomlarıdır.

C_l her bir l değeri için $2l+1$ tane küresel armonik modundaki sıcaklık dalgalanmalarının karelerinin ortalaması olmak üzere, l' ye karşı $l(l+1)C_l$ 'nin noktalanmasıyla CMB güç tayfı elde edilebilmektedir ve Şekil 6'da verilmiştir. C_l değerleri, kabaca, açısal ölçeği $\theta \sim \pi / l$ olan dalgalanmalar tarafından üretilmiştir ve buna göre, CMB anizotropisinin büyük ölçeklerdeki, $\theta \geq 1^\circ$, gözlemleri ilkel maddedeki dalgalanmaların, henüz astrofiziksel süreçlere girerek, biçimleri bozulmamışkenki durumunu araştırma olanağı sağlar (Steinhardt, 1996). Şekil 6'da $l \approx 100$ 'den dik bir çizgi geçtiği düşünülürse bu çizginin sol tarafındaki bölgede son saçılma dönemindeki Hubble ufuk mesafesinden çok daha büyük dalga boylarındaki dalgalanmaların etkisi baskındır. Enflasyon evren modeline göre; son saçılma döneminden önce, bugün detektörlere yakalanan bir fotonun yolculuğa başlama ve bu dalga boylarındaki dalgalanmaların evrimleşme şansı yoktur. Dolayısıyla, son saçılma döneminden sonraki herhangi bir fiziksel süreçten etkilenmemişlerdir ve bu dalgalanmalar son saçılma döneminden önce evrendeki anizotropi ne ise onu hala korumaktadır.

Çizginin sağ tarafında ise, son saçılma dönemindeki ufuk mesafesinden daha küçük uzunlukta dalga-boylarına sahip dalgalanmalar baskındır. Bu tarafın, sol taraftan farklı olmasının nedeni Hubble ufuk mesafesine eşdağılımsızlıkların girmesi ve evrimleşmesidir. Ufuk

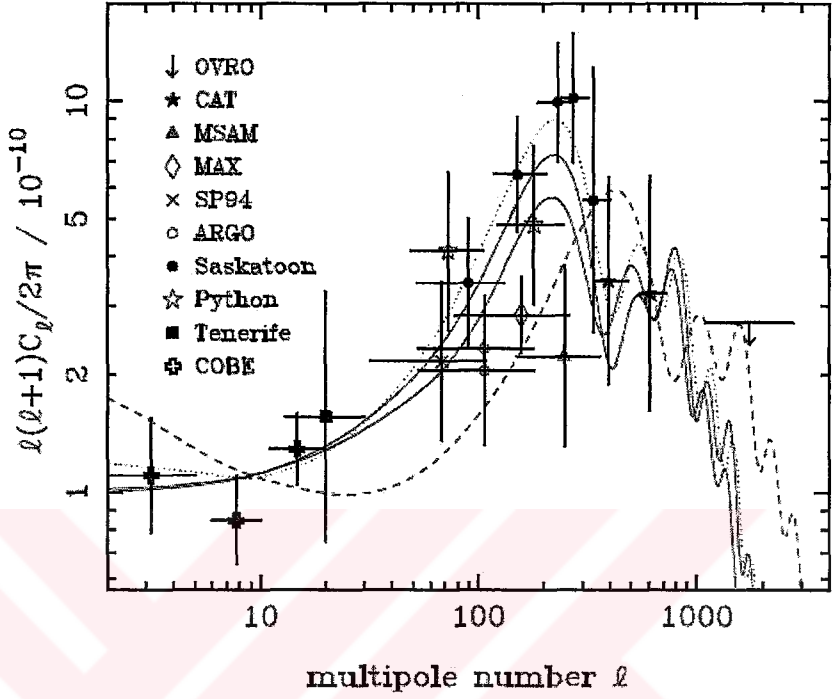
mesafesi içerisindeki kütleçekimsel dalgalar kırmızıya kaymaya uğrar ve tükenir. Enerji yoğunluk dalgalanmaları için ise, baryon ve foton yüksek ve düşük enerji yoğunluklu merkezler etrafında çökmeye, seyrelmeye ve akustik olarak salınım yapmaya başlar. Böylece mikrodalga araldan ışınlamında eşdağılımlılıktan sapmalar doğar.

Enflasyon döneminde başlayan her bir dalgalanma Hubble ufuk mesafesine girdikten hemen sonra akustik olarak salınım yapmaya başlar. Farklı dalga boylarının akustik salınımları arasında iyi tanımlanmış evre ilişkileri vardır. Son saçılma döneminde, Hubble ufuk mesafesi dalga boylarının tam katı olan dalgaların genliği rezonansa gelerek maksimum olur. Diğer dalgalanmalar ise dalgaboyları ile ufuk mesafesi arasındaki orana göre sönümlenirler, değişmezler ya da belli ölçüde genliklerini artırırlar. Bunun sonucunda CMB güç tayfında belli tepeler ve çukurlar oluşur.

Şekil 6’da da gözüken en yüksek tepeye birinci Doppler tepesi denir ve bunun diğer Doppler tepelerine göre özel bir önemi vardır. Birinci Doppler tepesinin l ’ye göre konumunun, yani sağ-sola hareketinin, en duyarlı olduğu kozmolojik parametre Ω_{top} ’dır. Büyük Ω_{top} değerleri için, bu tepe sağa doğru $1/\sqrt{\Omega_{\text{top}}}$ ile orantılı olarak hareket eder. Hubble sabitine ve diğer kozmolojik parametrelere ise çok zayıfça bağlıdır. Örneğin, Ω_{top} ’da 0.2’lik bir artış $l \approx 200$ ’deki bir tepenin $l \approx 600$ ’e kaymasına neden olur. Bu da oldukça büyük bir değişimdir. Dolayısıyla birinci Doppler tepesinin konumuna göre Ω_{top} ’ya ilişkin güvenilir sonuçlar elde edilebilmektedir.

Şekil 6’da CMB’nın gözlemlenen anizotropisinin güç tayfı ile farklı kuramsal evren modellerinin güç tayflarının karşılaştırılması verilmiştir. Noktacıklardan oluşan eğri, düz evren için $\Omega_\Lambda = 0.7$ alınan CDM+ Λ modelinden elde edilmiştir. $\Omega_M = 1$ olan madde baskın düz evreninki kalın düz eğri ile, $\Omega_M = 0.3$ olan madde baskın açık evreninki ise kesikli eğri ile gösterilmiştir. Hem evrenin eğriliğine hem de madde içeriğine son derece duyarlı olduğu bilinen ilk Doppler tepesine denk gelen açısal ölçeğin yeri kozmolojik modeller üzerinde bir sınırlandırma elde etmek için kullanılabilir. Sahni (2000), ilk Doppler tepesinin yerinin $l \simeq 200$ yöresinde ölçüldüğüne ilişkin bazı göstergeler olduğunu söylemekte ve $l_{tepe} \sim 200\Omega_{top}^{1/2}$ olduğundan $0.85 < \Omega_{top} < 1.25$ aralığı %65 güven aralığında verilebildiğini belirtmektedir.

Ancak, farklı evren modelleri benzer CMB anizotropilerinin oluşmasına neden olduğundan dolayı CMB güç tayfına bakarak farklı evren modellerinin karşılaştırması tek başına belirleyici bir ölçüt olamaz. Diğer yandan daha önce değinilen süpernova gözlemleriyle birleştirildiğinde kozmoloji için son derece işe yarar sonuçlar üretilebilmektedir.



Şekil 6 ℓ 'ye karşı $\ell(\ell+1)C_\ell$ 'nin noktalanması CMB güç tayfını verir. Verilen belli bir ℓ , C_ℓ 'de açısal ölçeği $\theta \sim \pi / \ell$ olan dalgalanmalar baskındır. Farklı şekildeki noktalar farklı ölçeklerde anizotropiyi ölçmek için yapılmış farklı gözlemlere ilişkindir. (Sahni, 2000)

2.2.7. Kozmik tamamlayıcılık

CMB güç tayfı gözlemleri, süpernova gözlemleri ile birlikte ele alındığında Ω_M ve Ω_Λ için belirlenecek değerlerdeki hata oldukça düşmektedir. Yüksek derecede kırmızıya kayma gösteren süpernovalardan elde edilen $\Omega_M - \Omega_\Lambda$ düzlemi CMB çözümlmelerinden elde edilene neredeyse diktir, bu nedenle de bu iki desenin kesiştiği yer

oldukça anlamlı sonuçlar verir. Kozmolojide, tip Ia Süpernova gözlemlerinden ve CMB güç tayfından elde edilen ve birbirine dik olan bu iki güven bölgesinin bir araya getirilmesi “kozmetik tamamlayıcılık (cosmic complementarity)” olarak bilinmektedir.

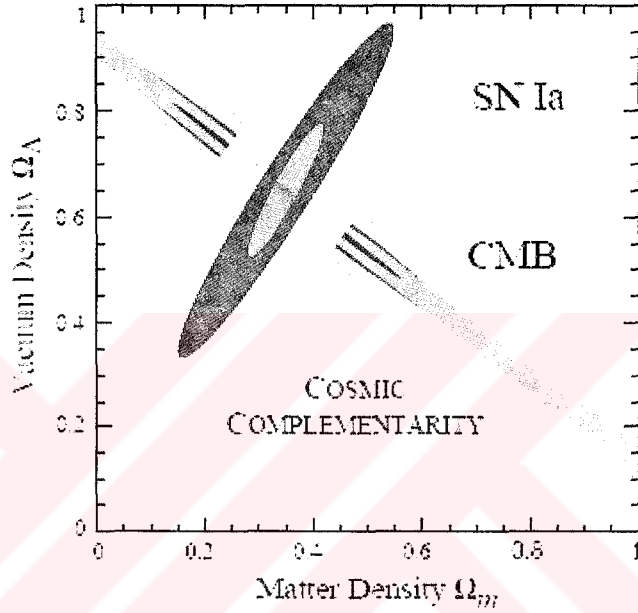
Kozmik tamamlayıcılık Şekil 7’de verilmiştir. Burada negatif eğimli desenler bütünü CMB gözlemlerinden elde edilen ve elde edilmesi beklenen verilere, pozitif eğimli desenler bütünü ise tip Ia süpernova gözlemlerinden elde edilen ve beklenen verilere göre çizilmiştir. SN Ia’ya ait en dış kontur, Perlmutter ve arkadaşlarının burada daha önce de değinilmiş olan 5 yıllık SN Ia gözlem verilerinden elde edilmiştir ve %68 güven aralığına sahiptir. İlerideki gözlemlerin beklendiği biçimde sonuç vermesi durumunda olması beklenen ve daha büyük yüzdelere sahip güven aralıkları daralan konturlarla gösterilmiştir. CMB konturları MAP ve PLANCK misyonlarından elde edilen verilere atfen çizilmiştir.

CMB güç tayfında ilk Doppler tepesinin yeri $l \simeq 200$ yöresinde olması uzaysal olarak düz evreni desteklemektedir. BOOMERANG CMB anizotropi ölçümleri ve SN Ia gözlemleriyle en iyi uyumayı sağlayan omega değerleri

$$0.2 \leq \Omega_M \leq 0.45, \quad 0.6 \leq \Omega_\Lambda \leq 0.85 \quad (39)$$

olarak verilmektedir. Bu da güçlü bir biçimde $\Omega_M + \Omega_\Lambda \simeq 1$ olan düz bir evrenin lehinedir (Sahni, 2000). İşte, Big Bang’in birçok sorununa çözüm sunan ve elimizde lehine birçok bulgu olan enflasyon evren modeli matematiksel olarak dinamik bir kozmolojik terime gerek duymaktadır ve bu kozmolojik terime atfedilen fiziksel kaynak vakum enerji yoğunluğudur. Vakum enerji yoğunluğu enflasyonun gerek duyduğu itme

kuvvetine de kaynak sağlamaktadır. Takip eden bölümlerde buna biraz daha ayrıntılı olarak bakılacaktır.



Şekil 7 CMB güç tayfı ve tip Ia Süpernova kırmızıya kayma gözlemlerinden elde edilebilen ‘kozmik tamamlayıcılık’ anlatılmıştır. CMB çözümlmeleri, daha önce gözlemlerden ulaşılan öngörüler doğrultusunda MAP ve PLANCK uydu misyonlarına atfen çizilmiştir. SN Ia’ya ait en dış kontur 5 yıllık SN Ia gözlem verilerinden elde edilmiştir %68 güven aralığını aittir. İlerideki gözlemlerinin beklendiği biçimde sonuç vermesi durumunda olması beklenen ve daha büyük yüzdelere sahip güven aralıkları daralan konturlarla gösterilmiştir. (Sahni, 2000)

2.3. Vakum Enerji Yoğunluğu

Klasik kütleçekim yasasının aksine, Genel görelilikte basıncın kütleçekimsel etkisinin olmasının, enflasyon kuramı bağlamında da, en önemli sonucu vakumun da bir enerji yoğunluğunun olabileceğinin gösterilmesidir. Vakumun enerji yoğunluğu, tanım gereği sıfır olması gerekirken, nasıl olur da bir değere sahip olmaktadır? Aslına bakılırsa bu ilk bakışta biraz garip gelse de, Genel görelilik de Kuantum kuramları da vakumun klasik olarak tanımlandığı gibi olmadığını, bir enerji yoğunluğu olması gerektiğini söylemektedir.

Vakumu, basitçe bir boş uzay olarak düşünmemek herhangi bir fiziksel kuramın temel durumu olarak düşünmek gerekir (Yu and Maloney, 2001). Temel durum en düşük enerji düzeyidir ve Kopernikçi ilkeye göre de her koordinat dizgesinde bu özelliğini korumalıdır.

Klasik olarak vakum en düşük enerji durumudur yani $\rho_{vak} = 0$ 'dır. Ancak kuantum mekaniğinde durum biraz daha karmaşıktır. Kuantum mekaniğinde en basit enerji dizgesi armonik salıncıdır ve x doğrultusu boyunca, ω frekansı ile salınım yapan, m kütleli parçacığın potansiyeli

$$V(x) = \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 \quad (40)$$

denklemleri ile verilir. Diğer yandan, bir parçacığın enerjisi kuantumlaşmıştır ve $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ olmak üzere olası enerjiler

$$E_n = \frac{1}{2}\hbar\omega + n\hbar\omega \quad (41)$$

denklemleri ile verilir. Dolayısıyla en düşük enerji düzeyi, $n = 0$,

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega \quad (42)$$

olur. Bu enerji, vakum durumu ya da sıfır-noktası-enerjisi olarak bilinir (Yu and Maloney, 2001).

Yu ve Maloney (2001), vakumun enerjisi olduğunun düşünülebileceği bir alternatif yol olarak Heisenberg Belirsizlik İlkesini göstermektedir. Heisenberg Belirsizlik İlkesine göre vakumda sürekli olarak sanal parçacık anti-parçacık çiftleri oluşur ve yok olur.

Kuantum alan kuramında ise, vakum alanı tüm frekanslardaki armonik salınıcıların bir toplamı olarak değerlendirilmektedir (Yu an Maloney, 2001). Vakum enerjisi, L^3 biçiminde verilen bir oylumda $L \rightarrow \infty$ alınarak, katkısı olan tüm modlar üzerinden yapılan toplamla bulunur:

$$E_0 = \sum_j \frac{1}{2} \hbar \omega_j \quad (43)$$

Standart periyodik sınır koşulları öyledir ki, n_i tamsayılar ve λ_i dalgaboyları olmak üzere, yalnızca

$$k_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} = \frac{2\pi n_i}{L} \quad (44)$$

dalgasayıları izinlidir. Eğer katkı sağlayan tüm dalgaboyları toplanırsa $k_i \rightarrow \infty$ iken E_0 ıraksar. Ancak, kuantum mekaniği belli bir enerji değerinden sonra geçerliliğini yitirdiğinden dolayı tüm dalgaboylarını toplama zorunluluğu ortadan kalkar ve dalgaboylarının enerjileri toplanırken toplama işlemi kuantum mekaniğinin geçerliliğinin kalmadığı dalga sayısında kesilebilir. Böylece ıraksamadan kurtulmuş olunur. Daha sonra, Weinberg (1989) kozmolojik sabit probleminde

sonsuzluktan kurtulmak için benzer bir anlayışa başvurmuştur. Ancak sonsuzluktan kurtulsa bile vakumun enerji yoğunluğu için kuantum kuramlarının öngördüğü değerle kozmolojik olarak elde edilen değeri birbiriyle uyuşturmakta başarılı olamamıştır.

Kuantum kuramları bakımından boşluğun enerji yoğunluğunun ne kadar olması gerektiği bir tartışma konusu olsa da tüm kuantum kuramları vakumun enerji yoğunluğunun sıfırdan farklı olduğunu söylemektedir ve Sıfır-noktası-enerjisinin varlığının gerçekliği Casimir etkisi ile gösterilmiştir (Bordag et al., 2001). Diğer yandan, Einstein Görelilik kuramı, eğer vakumun sıfır olmayan bir enerji yoğunluğu var ise vakumun aynı zamanda sıfır olmayan bir basıncının olması gerektiğini söyler. Ancak bu basınç alışılmış basınçtan biraz farklıdır ve ‘negatif basınç’ olarak bilinmektedir; ρ_{vak} vakumun enerji yoğunluğu, p_{vak} basıncı olmak üzere vakumun durum denkleminde

$$w_{vak} = -1 \quad (45)$$

olarak verilmektedir.

Buna göre, vakumun basıncı vakumun enerji yoğunluğu ile aynı büyüklükte ancak negatiftir. Böylece denklem 12’de yer alan $\rho + 3p$ terimi gerçekten de sıfırdan küçük olacaktır. Buna göre, denklem 12’de görüldüğü üzere, boşluğun pozitif enerji yoğunluğu negatif basıncının etkisiyle, büyük ölçeklerde, itmeye neden olacak yani $\ddot{a}$ pozitif işaret alacaktır.

Vakum basıncının negatif olmasına kanıt, enerjinin korunum yasasından gelmektedir. Durum denkleminin denklem 45’te verilene uygun olması durumunda evrenin genişlemesiyle basınç tarafından

yapılan iş vakumun enerji yoğunluğunu sabit tutabilmektedir. Böylece, vakum sınırsız bir enerji kaynağı gibi davranır. Bu enerji kaynağı da, tam da ‘enflasyon’ evren modelinin tüm evrenin ‘hiçbir şeyden’ oluşması için gerek duyduğu enerji kaynağıdır.

Vakumun oylumu arttığı zaman enerji yoğunluğu azalmaz sabit kalır. Vakumun basıncı vakumun bu özelliğinden elde edilebilir. Bu, Guth ve Steinhardt’ın (1989) verdiği basit bir düşünce deneyi ile gösterilebilir. Vakumla dolu hipotetik bir silindir düşünelim. Bu silindirin iç kısmının, silindirin dışından devinebilir bir pistonla ayrıldığını düşünelim. Piston dışarıya doğru dl kadar çekilirse vakumun oylumu, A pistonun yüzey alanı olmak üzere, $Adl = dV$ kadar artacaktır. Vakumun enerji yoğunluğu, ρ_{vak} , sabit kalacağından dizgenin içerisindeki enerji

$$dE = \rho_{vak} Adl \quad (46)$$

denli değişmelidir; yani, enerji yoğunluğu pozitif bir değere sahip olduğuna göre, artmalıdır.

Enerjinin korunumu ilkesine göre, dizgedeki enerji arttığına göre pistonu devindirirken iş yapılmış olmalıdır. Dışarıdaki basınç sıfır olduğuna göre, vakumun basıncı, p_{vak} , negatif olmalıdır. Pistonu dışarıya doğru çekmek için gerekli olan kuvvetin, basınç farkından doğan ve pistonu içeriye doğru çeken kuvveti dengelemesi için kuvvet şöyle olacaktır:

$$F = -p_{vak} A. \quad (47)$$

Pistona uygulanan kuvvet tarafından yapılan iş, kuvvet çarpı yer değiştirme denli olacaktır:

$$dE = Fdl = -p_{vak} Adl. \quad (48)$$

Denklem 46 ile 47 beraber kullanılırsa

$$p_{vak} = -\rho_{vak} \quad (49)$$

olduğu, yani denklem 45'te verilene uygun olduğu, kolayca görülür. Sonuç olarak vakum basıncı vakumun enerji yoğunluğu ile aynı büyüklüktedir ancak negatiftir. Kozmolojik sabite gösterilen ilk kaynak bu vakum enerji yoğunluğudur.

Bir sonraki bölümde vakum enerji yoğunluğu ile kozmolojik sabitin ilişkisine daha yakından bakılacaktır.

2.4. Kozmolojik Sabit Problemi

Kozmolojik terimin ilk kez 1917'de Einstein alan denklemlerinin (denklem 1) sol tarafına, Einstein tarafından, statik bir evren modeli oluşturabilmek için bir sabit olarak eklendiğine Einstein'ın Statik Evren Modeli başlıklı bölümde değinilmişti. Böylece Einstein alan denklemleri denklem 6 biçimini alıyordu. Böylece de Λ geometrik bir bileşen olarak yorumlanmış oluyordu.

Daha sonraki çalışmalarda ve son yıllardaki çalışmalarda kozmolojik terim denklem 1'in sağ tarafında karşımıza çıkmaktadır:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = 8\pi G T_{ik} + \Lambda g_{ik} \quad (50)$$

Böylece Λ evrenin geometrisi ile ilgili bir bileşen olarak değil evrenin içerdiği maddenin bir biçimi olarak ele alınmaktadır. Ancak, bu durumda elbette kozmolojik terimin evrenin fiziksel bir içeriği olması dolayısıyla evrenin geometrisine bir etkisi olacaktır. Bu, yine Genel görelilik bağlamında enerji yoğunluğunun uzay-zamanın yapısını belirlemesi

biçimindedir. Yani, buna göre Einstein alan denklemlerinin sağ tarafında bulunan enerji momentum tensörünün şu biçimde yazılması olanağı doğar:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = 8\pi G \tilde{T}_{ik} . \quad (51)$$

Bu yazımda etkin enerji-momentum tensörü, $\tilde{T}_{ik}$,

$$\tilde{T}_{ik} = T_{ik} + \frac{\Lambda g_{ik}}{8\pi G} , \quad (52)$$

şeklinde. Yapılan bu düzenlemenin önemli bir sonucu vardır. Etkin enerji-momentum tensörü, $\tilde{T}_{ik}$, enerjinin korunum yasasını, $\nabla^k \tilde{T}_{ik} = 0$, sağlamak koşulu ile Λ 'nın değişebilir bir büyüklük olmaması için *a priori* bir neden yoktur (Overduin and Cooperstock, 2005). Burada Einstein alan denklemlerinde hiçbir şey değişmemekte ancak evrenin yapısında ve içeriğinde yeni bir bileşen olduğu öne sürülmüş olmaktadır.

Λ 'nın değişiminin bir tartışmasına geçilmeden önce bir sabit olarak Λ 'nın standart evren modelindeki yerine değinilmelidir.

CMB anizotropi ve tip Ia Süpernova gözlemleri olmak üzere birçok kozmolojik veri kritik yoğunluktaki bir evrende yaşadığımız yönünde sonuçlar vermektedir. 2004 yılı itibariyle CMB anizotropi gözlemlerinden elde edilen yoğunluk parametresi

$$\Omega_{top} = 1.02 \pm 0.02 \quad (53)$$

olarak verilmektedir (Sahni, 2004). Burada, $\Omega_{top} = \rho_{top} / \rho_{kritik}$ 'tir. Bu değer $\Omega_{top} = 1$ alınan Friedmann-Lemaitre evren modeli ile uyumludur. Bu bağlamda kısaca Friedman-Lemaitre evren modeline bakılmalıdır.

Bu modelde büyük ölçeklerde (>100 Mpc) evrenin eşdağılımlı ve izotropik olduğu varsayılır. Öyleyse, koordinatlar FRW metriği (denklem 2) ile ifade edilebilir. Denklem 51 kullanılırsa, genel görelilikte, genişleme parametresinin ikinci türevi

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4}{3}\pi G(\rho + 3p) \quad (54)$$

şeklinde dir. Burada $\rho(t)$ evrenin ortalama yoğunluğu, $p(t)$ de ortalama basıncıdır ve bunlar içerisinde karanlık enerji, ya da şimdilik bir sabit olarak ele alınan kozmolojik terimden gelen katkılar da vardır. Yerel enerji korunum yasasından

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) \quad (55)$$

denkle mi elde edilir. Denklem 54 ve 55'ten de

$$\dot{a}^2 = \frac{8}{3}\pi G\rho a^2 + \text{sabit} \quad (56)$$

denkle mi elde edilir. Buradaki sabit FRW metriğinde uzayın eğriliğinin bir ölçüsü olan K sabitidir. Buna göre denklem 56 daha önce verilen denklem 15'e dönüşür.

Denklem 21 ve 20 kullanılarak evrenin şimdiki zamanı, $t=t_0$, için

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8}{3}\pi G(\rho_{M0} + \rho_{R0} + \rho_{\Lambda0}) + \frac{K}{a_0^2} \quad (57)$$

elde edilir. Daha sonra,

$$\frac{8}{3}\pi G = \frac{H_0^2}{\rho_{kritik}} \quad (58)$$

denkle mi ile de denklem 57 ve 19'dan

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 [\Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_{\Lambda0}] + \frac{K}{H_0^2 a_0^2} \quad (59)$$

denkleminde ulaşılır. Denklem 59'da K 'yı içeren terim de parantez içerisine alınabilir, böylece

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 [\Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_{\Lambda0} + \Omega_{K0}] \quad (60)$$

denkleminde ulaşılır. Bu bağıntı genelleştirilebilir. Bunun için denklem 11'den ve ölçek çarpanı a ile kırmızıya kayma arasındaki

$$1+z = \frac{\lambda_{göz}}{\lambda_{sal}} = \frac{a(t_{göz})}{a(t_{sal})} \quad (61)$$

bağıntısından yararlanılır. Burada $t_{göz}$ ve $\lambda_{göz}$, gözlem anındaki değerleri belirtirken t_{sal} ve λ_{sal} ise ışınının salınma anındaki değerleri belirtmektedir.

Sıradan madde için, ölçek çarpanı a (ya da evrenin eğrilik yarıçapı) ile ortalama yoğunluk arasında $\rho_M \propto a(t)^{-3}$ ile verilen bir ilişki olduğuna göre denklem 61'den

$$\rho_M \propto (1+z)^3 \quad (62)$$

elde edilir. Işınım için, durum denkleminde, $w_R = 1/3$ 'tür. Öyleyse, denklem 55'te $\rho_R = p_R/3$ bağıntısı kullanılabilir. Böylece

$$\dot{\rho}_R = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho_R + \frac{1}{3}\rho_R) = -4\frac{\dot{a}}{a}\rho_R \quad (63)$$

denkleminde ulaşılır. Buradan

$$\frac{\dot{\rho}_R}{\rho} = -4\frac{\dot{a}}{a} \quad (64)$$

elde edilir ve buradan da

$$\rho_R \propto a^{-4} \quad (65)$$

olduğu açıktır. Böylece denklem 61'den,

$$\rho_R \propto (1+z)^4 \quad (66)$$

elde edilir. Kozmolojik terimin sabit olduğu düşüncesi çerçevesinde kalındığı durumda, $d\Lambda/dt=0$ ise $d\rho_\Lambda/dt=0$ olacaktır. Buna göre de

$$\rho_\Lambda = \rho_0 \quad (67)$$

olur.

Kozmolojik sabite atfedilen enerji yoğunluğunun evrenin yarıçapından bağımsız olması hiçten enerji yaratılması gibi gözükabilir. Çünkü evrenin oylumunun artmasına karşın yoğunluğun değişmemesi demek evrendeki toplam enerjinin artması demek olacaktır. Burada, ilk bakışta bir sorun var gibi görünse de burada bir sorun yoktur ve enerjinin korunumu ihlal edilmiş değildir. Bunu görmek için vakumun negatif basıncının olduğunu anımsanması yeterlidir.

Son olarak da,

$$\Omega_{K_0} = \frac{K}{(H_0 a_0)} \quad (68)$$

ise

$$\Omega_K \propto a^{-2}. \quad (69)$$

Buradan,

$$\Omega_K \propto (1+z)^2 \quad (70)$$

elde edilir. Denklem 62, 66, 67 ve 70'de verilen orantılar denklem 60'ta kullanılırsa evrenin herhangi bir anı için

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left[\Omega_{M0}(1+z)^3 + \Omega_{K0}(1+z)^4 + \Omega_{\Lambda0} + \Omega_{K0}(1+z)^2 \right] \quad (71)$$

denklemleri elde edilir. Denklem 71'den evrenin evrimine ilişkin bilgi edinilebilir.

Benzer bir biçimde denklem 54 de

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -H_0^2 \left[\Omega_{M0}(1+z)^3 / 2 + \Omega_{R0}(1+z)^4 - \Omega_\Lambda \right] \quad (72)$$

biçiminde yazılabilir. Dikkat edilirse burada Ω_Λ terimi ivmelenmeye pozitif bir katkı sağlamaktadır. Bu da tip Ia Süpernova gözlemlerinin evrenin yavaşlamadığı hızlandığı sonucunu verdiği gözlemlere bir açıklama sunabilmektedir. Dolayısıyla da tip Ia Süpernova gözlemleri denklem 72'den elde edilen sonucu destekler doğrultudadır. Bundan başka, kozmolojik terime ait enerji yoğunluk oranı enflasyon evren modeli için gerekli olan itmeyi de sağlamaktadır. Ancak, enflasyonun bir dönem gerçekleşip sonlanması için Ω_Λ teriminin bir süre büyük bir değere sahip olduktan sonra küçülerek enflasyonu sonlandırması gerekir.

Yukarıda da işaret edildiği üzere, günümüz evreni için $\Omega_{top} = 1$ alınmaktadır. Böylece,

$$\Omega_{top} = 1 = \Omega_{M0} + \Omega_{R0} + \Omega_{\Lambda0} + \Omega_{K0} \quad (73)$$

olmalıdır. Günümüz evreninde uzayın eğriliği göz ardı edilebilecek değerde olduğundan, $\Omega_{K0} = 0$ alınabilir. Ayrıca, $\Omega_{R0} \sim 1 \times 10^{-4}$ 'tür (Peebles and Ratra, 2003). Böylece,

$$\Omega_{M0} + \Omega_{\Lambda0} = 1 \quad (74)$$

olur.

Kırmızıya kayma parlaklık ilişkisi, kütleçekimsel dinamikler ve zayıf mercekleme, gökada kümelerinde baryonik kütle oranı, kütlelerin ve kırmızıya kaymanın bir fonksiyonu olarak küme bollukları ve büyük

ölçeklerde gökada dağılımları Ω_{M0} için şu sınırları vermektedir (Peebles and Ratra, 2003):

$$0.15 \leq \Omega_{M0} \leq 0.4 \quad (75)$$

Eğer denklem 74 ve 75 bağıntıları beraber değerlendirilirse $\Omega_{\Lambda 0}$ için

$$0.85 \leq \Omega_{\Lambda 0} \leq 0.6 \quad (76)$$

aralığı elde edilir. Ortada bir değer için

$$\Omega_{\Lambda 0} \approx 0.75 \quad (77)$$

olsun. Buna göre

$$\frac{\rho_{\Lambda 0}}{\rho_{krit}} \approx 0.75 \quad (78)$$

olur. Buna göre kritik yoğunluktan kozmolojik terimin enerji yoğunluğu elde edilebilir. Kritik yoğunluğun elde edilmesi için denklem 16'dan yararlanılabilir; bunun için yalnızca Hubble sabitinin ölçülmesi yeterlidir. Hubble sabiti için Peebles ve Ratra'nın (2003) verdiği değer şöyledir:

$$H_0 \cong 100 h k m s^{-1} M p c^{-1} = 67 \pm 7 k m s^{-1} M p c^{-1} = (15 \pm 2 G y ıl)^{-1} \quad (79)$$

Bu değerden kritik yoğunluk hesaplandığında, Weinberg'in (1989) verdiği

$$\rho_{krit} \cong 10^{-29} g / c m^3 = 10^{-47} G e V^4 \quad (80)$$

değerine ulaşılabilir. Denklem 78 ve 80 de beraber ele alınırsa, kozmolojik terime atfedilen enerji yoğunluğu olarak

$$\rho_{\Lambda} \cong 10^{-47} G e V^4 \quad (81)$$

değeri bulunur.

Bu enerji yoğunluğu değeri kozmolojiden fenomenolojik olarak belirlenmiş bir değerdir. Bu enerji yoğunluğuna fiziksel bir kaynak belirlemek gerektiğinden ve bu kaynak gözlemlenememiş olduğundan “karanlık enerji” olarak anılmıştır. Bugün “vakum enerji yoğunluğu olarak da anılan bu “karanlık enerjiye” kaynak olarak “elektromanyetik sıfır-noktası-alanı” düşünülmektedir (Peebles and Ratra, 2003; Dolgov, 2003). Ancak burada bir problemle karşılaşmaktadır. Daha önce de değinildiği gibi kuantum kuramları, eğer toplama işlemi belli bir dalga sayısında kesilmez ise sıfır noktası enerji yoğunluğu için sonsuz değerini vermektedir.

Burada konuya biraz niceliksel olarak bakılmalıdır. k , hesaba katılacak kütesiz gerçek bir bozon alanının normal modlarının dalga sayısı olmak üzere, sıfır noktası enerji yoğunluğunu bulmak için sıfırdan sonsuza kadar tüm dalga sayılarının işleme katılması gerekir. Denklem 82’de $k_{\max} = \infty$ kullanıldığında, kuantum alan kuramında vakum enerji yoğunluğu sonsuz olarak bulunur.

$$\langle \rho_{\Lambda} \rangle = \lim_{k_{\max} \rightarrow \infty} \left[\int_0^{k_{\max}} \frac{4\pi k^2}{(2\pi)^3} dk \frac{1}{2} k \right] = \lim_{k_{\max} \rightarrow \infty} \frac{k_{\max}^4}{16\pi^2} = \infty \quad (82)$$

Aslında, ilk bakışta bu bir sorun olarak görünse de Newton’cu kütleçekim kuramında ve hem klasik mekanikte hem de kuantum mekaniğinde, parçacıklar arasındaki etkileşim mutlak potansiyelden bağımsız, yalnızca potansiyel farklarına bağlı olduğundan vakum enerjisinin çok büyük, hatta sonsuz olması bir sorun yaratmaz. Çünkü her zaman için potansiyel farkının belirlenmesine uygun bir potansiyel referans olarak seçilebilir, $V' \rightarrow V + V_0$ (Sahni, 2000). Ancak vakumun enerji yoğunluğunun sonsuz olması genel görelilik kuramı bağlamında

önemli sonuçlar doğurmaktadır. Genel göreliliğin temel ilkelerinden birisi, Einstein alan denklemleri aracılığıyla, her türlü enerjinin kütleçekimsel kuvvetle etkileştiğini söylemesidir. Bu nedenle vakum enerjisi de kütleçekimsel etkileşimde rol oynar ve Genel görelilik kuramında enerji yoğunluğunun mutlak değeri de dikkate alınmak zorundadır; çünkü bu değer doğrudan uzayın geometrisini belirleyecektir. Sonuç olarak, Genel görelilik çerçevesinde vakumun enerji yoğunluğunun sonsuz olmaması gerekiyor, eğer olsaydı evrenin kendi üzerine çökmüş olması gerekirdi.

Weinberg (1989), kütesiz gerçek bir bozon alanının normal modlarının sıfır noktası enerjilerinin toplamını, belli bir $k_{\max}$ dalga-sayısında keserek boşluğun enerji yoğunluğu için sonsuz olmayan bir değer elde etmiştir.

Weinberg bunun için,

$$\langle \rho_{\Lambda} \rangle = \int_0^{k_{\max}} \frac{4\pi k^2}{(2\pi)^3} dk \frac{1}{2} k = \frac{k_{\max}^4}{16\pi^2} \quad (83)$$

denkleminde, genel göreliliğin Planck ölçeğine kadar geçerli olduğunu düşünerek, maksimum dalga sayısını $k_{\max} = (l_{\text{Planck}})^{-1} = (8\pi G)^{-1/2}$ olarak almıştır. Böylece,

$$\langle \rho_{\Lambda} \rangle \cong \frac{[(8\pi G)^{-1/2}]^4}{16\pi^2} \cong 2 \times 10^{71} \text{ GeV}^4 \quad (84)$$

elde edilir.

Problem buradadır. Vakumun enerji yoğunluğu için kozmolojiden elde edilen değer ($\rho_{\Lambda K}$, Bkz. denklem 81) ile kuantum elektrodinamiğinden elde edilen değer ($\rho_{\Lambda KED}$) arasında

$$\frac{\rho_{\Lambda KED}}{\rho_{\Lambda K}} \cong \frac{10^{71} GeV^4}{10^{-47} GeV^4} = 10^{118} \quad (85)$$

gibi oldukça büyük bir uyumsuzluk vardır.

Bu uyumsuzluğu küçültmek için Genel göreliliğin Planck ölçeğine kadar değil de Kuantum Renkdinamiği (QCD-Quantum Chromodynamics) kuramı ölçeklerine kadar geçerli olduğu da düşünülebilir. QCD, kuark ve gluonlar arasındaki güçlü etkileşimi ve atom çekirdeğinin bileşenlerini bir arada tutan kuvveti açıklayan kuramdır. Bu durumda denklem 83

$$\rho_{\Lambda QCD} \cong 10^{-6} GeV^4 \quad (86)$$

değerini verir. Böylece söz konusu uyumsuzluk

$$\frac{\rho_{\Lambda QCD}}{\rho_{\Lambda K}} \cong \frac{10^{-6} GeV^4}{10^{-47} GeV^4} = 10^{41} \quad (87)$$

değerine iner (Weinberg, 1989). Ancak uyumsuzluk hala çok büyüktür.

Parçacık fizikçilerinin, bilim felsefecilerinin de ilgilendiği (örneğin; Rugh et al., 2002), bu problemle ilgilenmesi için uzun bir süre geçmesi gerekmiştir. Bu değer bilinemeyen nedenle sıfır olduğunu varsaydılar. Ancak Weinberg'e (1989) göre, kozmologlar genel olarak daha açık görüşlü davrandılar ve kozmolojik verileri kozmolojik terimin yok sayılmadığı modellerle çözümlediler. Evrenin yaş problemini çözmek için $\Lambda \neq 0$ durumlarını göz önüne aldılar. Gerçekten de, eğer Λ yeterince büyük alınırsa $a(t)$ 'nin geçmişte sabit bir değer altına düşmediği ve evrenin yaşının sonsuz olduğu evren modelleri yapılabilir. Büyük Patlamasız zonklayan böylesi bir model geçen 65 yıl boyunca dikkate alınmıştır. Ancak bu modeller için gerekli olan Λ değerleri ile ölçülen Λ değerleri arasında uyumsuzluk olduğundan bu modellerin

fiziksel bir karşılığı olamayacağı düşünülerek bugün terk edilmiştir. Bu çalışmaların neredeyse hepsinde $\Lambda = \text{sabit}$ varsayılmıştır, ancak bugün yapılan çalışmalarda Λ dinamik bir terim olarak alınmaktadır. Burada daha önce söz edilen 10^{40} - 10^{120} mertebesindeki uyumsuzluğu çözmek için kuantum alan kuramcıları ve kuramsal fizikçiler kozmolojik terimin dinamik bir nicelik olduğunu öne sürmektedirler. Bu görüşe göre; boşluğun enerji yoğunluğu ρ_Λ 'ye katkıda bulunan ve $\Lambda_{\text{vakum}} = 8\pi G \rho_{\text{vakum}}$ aracılığıyla kozmolojik terim gibi davranan kaynak arayışına girmişlerdir. Peebles ve Ratra (2003), bugün, salınım yapan vakum enerjisi için tanımlanmış olan birçok potansiyel kaynak olduğuna işaret etmiştir. Bunlar; sayıl alanlar, tensör alanları, yerel olmayan etkiler, kurt delikleri, enflasyon mekanizması ve kozmolojik tedirginliklerdir. Bunların her biri zamanla büyüyen bir negatif enerji yoğunluğunun oluşmasına neden olur. Böylece sıfır-noktası-enerjisinden kaynaklanan pozitif $\rho_{\Lambda KED}$ ya da $\rho_{\Lambda QCD}$ azalır ve net etki evrende bugün gözlemlenen $\rho_{\Lambda K}$ değerine kadar küçülebilir:

$$\rho_{\Lambda KED} - \int_0^{t_{\text{evren}}} \dot{\rho}_{\Lambda \text{diğer}} dt = \rho_{\Lambda K} \cong 10^{-47} \text{ GeV}^4 \quad (88)$$

Bugün, kozmolojik *sabit* probleminin bu yaklaşımla çözüme ulaşılacağı düşünülmektedir (Alam et al., 2004; Cardone, 2004; Gregori, 2004).

Sonuç olarak, “kozmojik sabit” bundan sonra “kozmojik terim” olarak anılırsa daha doğru bir ifade kullanılmış olacaktır. Daha önce Λ ’nın Einstein alan denklemlerinin sağ tarafına alınması Λ ’nın değişebilir olduğunu söylüyordu. Diğer yandan 10^{40} - 10^{120} katlık

uyumsuzluğun çözümünde de etkin ρ_Λ bileşeninin zamanla değiştiği öne sürülmektedir. Bu problem henüz kesin bir çözüme ulaşmamış olsa da, burada, bugüne kadar Λ 'nın, dolayısıyla ρ_Λ 'nın değişimine yer veren modeller için bir tablo sunulursa, Λ 'nın kozmolojik parametrelerle nasıl ilişkilendirildiğini görülebilir (Tablo 1; Overduin et al., 2005).

Dikkat edilirse tüm bu modellerde Λ zamanla ya da bir biçimde evrenin evrimine bağlı olarak azalmaktadır. Bu bağlamda denklem 15'e geri dönülürse ve ρ_{top} yerine madde, enerji, eğrilik ve kozmolojik terimden gelen katkılar yerleştirilirse denklem 15

$$\left(\frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{8}{3}\pi G a^2 \left[\rho_M + \rho_R + \rho_\Lambda + \frac{3K}{8\pi G} \frac{1}{a^2} \right] \quad (89)$$

biçimini alır. Denklem 19'da verilenlere bakılırsa da denklem 89

$$(\dot{a})^2 = \frac{8}{3}\pi G a^2 \left[\rho_M + \rho_R + \frac{\Lambda}{8\pi G} + \frac{3K}{8\pi G} \frac{1}{a^2} \right] \quad (90)$$

biçimini alır.

Bu denklem, Λ 'nın geçmişte büyük değerlere sahip olmasının evrenin evriminde Λ 'nın bir dönem hakim bir rol oynamış olacağını söylemektedir ve bu da Big Bang'in birçok sorununa çözüm getiren enflasyon evren modeli için gerekli fiziksel açıklamalara olanak sağlamaktadır.

Tablo 1 Fenomonolojik Λ bozunmalarına örnekler. T , a , t , H sırasıyla sıcaklık, ölçek çarpanı, zaman ve Hubble parametresidir. β , ε , l , m ve C birer sabittir. (Overduin and Cooperstock , 2005)

Bozunma Yasası	Referans
$\Lambda \propto t^{-2}$	J. L. Lopes et al., 1996; A. Beesham, 1994
$\Lambda \propto T^4$	V. Canuto et al., 1977
$\Lambda \propto T^\beta$	D. Kazanas, 1980
$\Lambda \propto e^{-\beta a}$	S. G. Rajeev, 1983
$d\Lambda / dt \propto \Lambda^\beta$	W. A. Hiscock, 1986
$\Lambda \propto a^{-2}$	J. L. Lopez et al., 1996; A. and R.G. Vishwakarma, 1997
$\Lambda \propto a^{-4(1+\varepsilon)}$	V. Méndez et al., 1996
$\Lambda \propto a^{-m}$	J. M. Overduin, 1993; M. Birkel et al., 1997
$d\Lambda / dt \propto aH^n \Lambda$	M. Reuter, 1987
$d\Lambda / dt \propto H^3$	M. Reuter, 1987
$\Lambda \propto C + \beta a^{-m}$	R. F. Sistero, 1991; J. Matyjasek, 1995
$\Lambda \propto t^{l-2} + \beta t^{2(l-1)}$	D. Kalligas, 1992
$\Lambda \propto \beta a^{-2} + H^2$	J. C. Carvalho et al., 1992
$\Lambda \propto t^{-2} + \beta t^{-2/l}$	A. Beesham, 1993
$\Lambda \propto C + e^{-\beta t}$	A. Beesham, 1994; Ph. Spindel et al., 1994
$\Lambda \propto C + \beta a^{-2} + H^2$	I. Waga, 1993
$\Lambda \propto \beta a^{-m} + H^2$	J. M. Salim et al., 1993
$\Lambda \propto H^2$	J. A. S. Lima et al., 1994; A. I. Arbab, 1997
$\Lambda \propto (1 + \beta H)(H^2 + k/a^2)$	J. A. S. Lima et al., 1996
$\Lambda \propto t^{-1}(\beta + t)^{-1}$	D. Kalligas, 1995
$d\Lambda / dt \propto \beta \Lambda - \Lambda^2$	J. W. Moffat, 1996
$\Lambda \propto a^{-3}$	F. Hoyle and G. Burbidge et al., 1997
$\Lambda \propto a^{-2} + \beta a^{-4}$	M. V. John et al., 1997
$\Lambda \propto H^2 + \beta aH(dH / da)$	A. V. Nesteruk, 1997



3. TEMEL FİZİKSEL SABİTLERDEN G VE DEĞİŞİMİ

Modern fiziğin oluşumunda Kopernikçi ilkenin oldukça önemli bir yeri vardır. Bu ilke insan türünün evrenin özel bir bölgesinde yaşamadığını ve fizik yasalarının uzay-zamanda bir noktadan bir başka noktaya farklılaşmadığını söyler. Newton'un devinim yasaları gökcisimlerine bu ilke zemininde uygulanabilmiş ve Newton kütleçekim kuramının doğmasına neden olmuştur. Kütleçekim kuramı, aynı ilke zemininde çift yıldız dizgeleri aracılığıyla Güneş dizgesi dışına, giderek gökada ölçeklerine, gökada kümelerine ve son olarak -Genel Görelilik kuramıyla- bir bütün olarak evren de dahil edilecek biçimde genişletilmiştir.

Ancak, modern fiziğin gelişiminde Kopernikçi ilkenin önemli bir yeri olsa da, fizik bugün belli bakımlardan Kopernikçi ilkeyi belli bakımlardan da Aristotelesçi ilkeyi barındırmaktadır. Örneğin, doğadaki tüm olguların Newton fizik yasaları ile anlaşılabilceği mekanik bir doğa anlayışı Kopernikçi ilke üzerinde temellenmiştir. Bununla beraber, bugün kuantum kuramları ile Genel ve Özel Görelilik kuramları doğanın farklı ölçeklerdeki olaylarını anlamak için kullanılan ancak birbirine dönüştürülemeyen iki farklı fizik yasasıdır. Bu da Aristotelesçi ilkeyle uyumlu bir durum olarak değerlendirilebilir. Diğer yandan, Kopernikçi ilke çerçevesinde de bu iki ayrı yasanın Her-Şeyin Kuramı denen tek bir yasa altında birleştirilmesine çalışılmaktadır. Günümüz biliminin

oluşumunda ve gelişiminde her iki ilkenin de çeşitli biçimlerde rol aldığı söylenebilir olmakla beraber günümüz bilim anlayışında Kopernikçi ilke egemendir.

Kopernikçi ilke çerçevesinde, doğa yasalarının zaman ve konuma göre bir değişiminin var olduğunun düşünülmesi oldukça zordur. Örneğin, kütleçekim kuvvetinin Güneş dizgesinde ters kare yasasına uygun olarak değiştiği, evrenin başka bir köşesinde daha farklı değiştiği düşünülmez. Düşünülse bile bu aşırı kuşkuculuk olarak değerlendirilir ve belki de bilimde bu denli kuşkucu olmak için bir gerekçe de yoktur. Ancak, fizik yasalarının biçiminde değil de, temel fiziksel sabitlerde yavaşça bir değişimin var olabileceğinin düşünülmesi daha kolay kabul edilebilir (Barrow, 2002; Karshenboim et al., 2004a). Bu kabul modern kozmoloji bakımından kesinlikle aşırı bir kuşkuculuk değildir.

Deneylerin yinelenebilir ve karşılaştırılabilir ve *gözlemlerin* karşılaştırılabilir ve bir ölçüde yinelenebilir olması bilimsel yöntemin en temel ilkelerinden biridir. Ancak, bu ilke eğer fizik yasaları uzay ve zamana bağlı değilse, yani zamanla ve konumla değişmiyorsa, ya da değişim bir fonksiyonla ifade edilebilirse anlamlıdır. Bu bağlamda, burada, doğadaki devinimi ve evrimi betimlediği düşünülen temel fizik yasalarında biçimsel bir değişimden neredeyse söz bile edilmeyecek olsa da, özellikle gökbilim ve kozmoloji gibi alanlarda oldukça önemli bir rol oynayan temel fiziksel sabitlerin ‘sabit’ olduğu, yani uzay-zamanda değişmediği, hipotezinin geçerliliğinin araştırılması gerekmektedir. Bunun bir nedeni, ışığın hızının sonlu olmasının bir sonucu olarak, ne denli uzak bir gökcismine bakıyorsak o denli geçmişe bakıyor olmamızdır. Bu noktada, sabitlerin sabit olduğu hipotezinin küçük

ölçeklerde çalışıyor, yani işe yarıyor olması bu hipotezin geçerliliğinin yalnızca bir *varsayım* olarak değerlendirilmesi için artık yeterli değildir. Örneğin, Büyük Patlama evren modeli çerçevesinde zamanda ne denli geçmişe baktığımızı kırmızıya kayma ölçümlerinden belirlemekteyiz. Ancak bunun için kullanılan fizik yasalarında bazı temel fiziksel sabitler vardır ve bunların sabit olmama olasılığı göz ardı edilmektedir. Oysa bu, evrenin hatalı bir resminin oluşturmasına neden olabilir. Eğer temel fiziksel sabitlerde bazı değişimler varsa ve bunlar belirlenebilirse evrenin bir resminin oluşturulmasındaki olası hatalar giderilebilir. Veya temel fiziksel sabitlerde bir değişim olmadığı gösterilebilir ve evrenin oluşturulmakta olan resminde nelerin hata olmadığı konusunda söylenecek daha çok şey olabilir. Değerleri dünya üzerinde kurulan laboratuarlarda gerçekleştirilen deneylerle belirlenen (*G* için Cavendish Deneyi, Bkz. Misner et al., 1973) temel fiziksel sabitlerin sabit olduğu yalnızca bir *varsayımsal* ilke olmaktan çıkabilir. Özetle, evrenin belli bir noktasında belli bir zamanda belli bir deney yapılarak elde edilmiş bir temel fiziksel sabitin, Kopernikçi ilke bağlamında, hiç kuşku duymadan uzay-zamandan bağımsız kabul edilişi tartışılmaya açık bir konudur.

Özellikle gözlem araçları daha duyarlı duruma geldikçe bu türden değişimlerin var olup olmadığının araştırılması anlam kazanmaktadır. Güneş Dizgesi ölçeklerinde ve jeolojik zaman ölçeklerinde büyük değişimler olmadığı açıktır; ancak bu, fark edilmesi güç olan çok küçük değişimlerin olmadığı anlamına gelmez. Olası küçük değişimlerin, fizik yasalarıyla küçük ölçeklerdeki olayların anlaşılmasında ya da bu yasaların mühendislik kullanımlarında bir önemi olmayabilir, ancak fiziksel sabitlerdeki olası değişimler bir bütün olarak evrenin evrimini

incelerken önemli olabilir (Tomaschitz, 2000). Üstelik evrenin evriminin gözlemlenebilen tarihinde olası değişimler fark edilemeyecek kadar küçük olsa da, enflasyonist evren modeli çerçevesinde düşünülürse eğer evrenin çok erken dönemlerinde çok hızlı değişimlerin gerçekleşmiş olabileceği seçeneği unutulmamalıdır. Bunun yanı sıra, Uzan'ın (2003) belirttiği gibi, temel fiziksel sabitlerin değerleri de kuramsal fiziğin temel konularından biridir ve bu sabitlerin değerlerinin, bazı yüksek-enerji kuramlarının öngördüğü gibi, dinamik büyüklükler olabileceği ve hesaplanılabileceği de düşünülebilir.

Doğadaki sabitlerin ya da, daha doğrusu, doğayı anlamak için kullanılan fizik kuramlarında karşılaşılan temel fiziksel sabitlerin özellikleri tartışılmadan önce nelerin temel fiziksel sabit olarak dikkate alınacağına karar verilmesi gerekir.

Fizikte, bazı fiziksel sabitler diğerlerine göre daha önemli bir rol oynarlar. Levy-Leblond (1979) temel fiziksel sabitleri üç sınıfa ayırır (Uzan, 2003): A sınıfı sabitler belli bir cisme; B sınıfı sabitler belli bir fiziksel olguya ait sabitlerdir ve C sınıfı sabitler de evrensel sabitlerdir. Gerçekte, bir sabitin hangi gruba ait olduğu hangi fiziksel kuram çerçevesinde kalındığına göre değişebilmektedir. Örneğin, ışığın hızı en başta A sınıfından bir sabit olarak değerlendirilmekteydi; şöyle ki, bir fotona ilişkin bir sabit olduğu düşünülüyordu. Daha sonra ışığın hızı elektromanyetik olayla ilişkilendirilince ışığın hızı B sınıfına geçti. Son olarak, nedensellik kavramı da olmak üzere elektromanyetik dalga olayından göreliliğe kadar birçok fizik yasasında yer alarak C sınıfına geçmiştir. Günümüzde uzunluğun (metrenin) tanımlanmasında da yer alarak çok daha temel bir sabit durumuna gelmiştir (Uzan 2003;

Petley'den, 1983). Burada, fiziksel sabitler için bir tanım verilmesi istenirse; *temel fiziksel sabitler, var olan fizik bilgisinden tümdengelimsel olarak, yani deney yapılmadan yalnızca fizik kuramlarının kullanılmasıyla, elde edilemeyen parametrelerdir.* Ancak, bu, muhafazakâr bir tanımdır ve bir çerçeve çizebilir ancak asla tam ve kesin bir tanım değildir.

Dikkate alınması gereken kaç tane temel fiziksel sabit olduğu sorusuyla devam etmek uygun olacaktır. Günümüzde uzlaşımsal olarak temel fiziksel sabit olarak değerlendirilen sabitler şunlardır: elektronun elektrik yükü e , elektronun kütlesi m_e , protonun kütlesi m_p , indirgenmiş Planck sabiti $\hbar$, ışığın boşluktaki hızı c , Avogadro sabiti N_A , Boltzmann sabiti k_B , Newton sabiti G , boşluğun geçirgenliği ϵ_0 ve boşluğun elektriksel geçirgenliği μ_0 (Flowers ve Petley, 2001). Aslında bu listeye biraz daha yakından bakılırsa bunların sayısının azaltılabileceği görülür. Uluslararası Birimler Dizgesinde (International System of Units – SI) boşluğun elektriksel geçirgenliği μ_0 'nın ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$) amperin tanımının içinde bulunan sabit bir değeri vardır. Böylece, listede verilen ϵ_0 da $\epsilon_0 \mu_0 = c^{-2}$ bağıntısıyla sabitlenmiş olur. Bundan başka, Uzan (2003) Birge'yi (1929) örnek vererek, N_A temel fiziksel sabitler listesine katılıp katılmaması gerektiğinin çok tartışılmış olduğuna işaret etmektedir. Ayrıca, Uzan (2003), verilen bu listeyle bir karşılaştırma yapılması için, Cahn (1996) ve Hogan'ın (2000) bilinen dört temel etkileşimi açıklayan standart parçacık fiziği modeli ve kütleçekimi kuramı toplam 20 tane serbest parametreye bağlı olduğunu söylediğini de anımsatır.

Uzan (2003), Weinberg'e (1983) atıfta bulunarak, aslında serbest parametre sayısının elde bulunan fiziksel modele bağılı olduğuna dikkat çekmektedir.

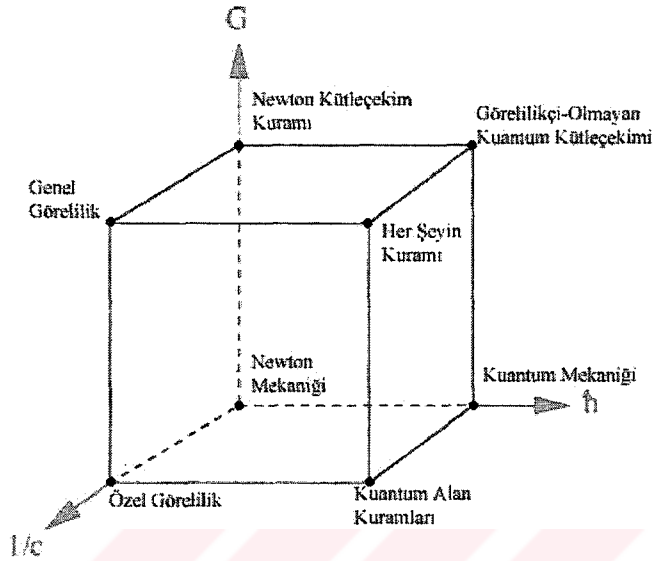
Örneğin, Duff (2002) hiçbir temel fiziksel sabitin olmadığını öne sürer (Uzan, 2003). Bu da temel fiziksel sabitlerin birer dönüşüm parametreleri olarak değerlendirilmesine yol açar. Boltzmann sabiti gibi bazı fiziksel sabitler dönüşüm parametreleri olarak değerlendirilebilir; ancak kuantum etkilerindeki $\hbar$ ve görelilik etkilerindeki c gibi bazı sabitler fiziksel bir niceliğe denk geldiğinden fizik yasalarında daha derin bir rol oynamaktadır. Okun da, bu bağlamda, yalnızca üç temel fiziksel sabitin yeterli olduğunu öne sürmüştür (Uzan, 2003). Okun'un bu savının altında şu neden yatar: Uluslararası Birimler Dizgesi (SI) yedi tane temel birim (Bakınız Tablo 2) ve ayrıca bu temel birimlerden türetilmiş birleşik birimler içerir. Gerçekte yedi temel birimin de dördü diğer üç temel birimden türetilmiş birimlerdir (amper, Kelvin, mol, kandil). Geriye kalan üç temel birim (metre, saniye ve kilogram) ise üç temel fiziksel sabitle (c , $\hbar$ ve G) ilişkilidir.

Bu üç temel fiziksel sabit, fizikte sınır değerler olarak değerlendirilebilir; c en yüksek hızla, $\hbar$ ise birim kuantum açısal momentumuyla ve en küçük belirsizlikle ilişkilidir. G 'nin ise herhangi bir fiziksel nicelikle doğrudan bir bağlantısı olduğu konusunda bir uzlaşım bulunmamakla beraber son yıllarda G 'nin, bir kütlenin bir karadelik (M kütle olmak üzere, bir karadeliğin olay ufku $r_g = 2GM / c^2$ denklemiyle verilir) oluşturmasını engelleyen en küçük potansiyel olarak bir fiziksel olguyla doğrudan ilişkilendirilebileceği düşünülmektedir. Kuantum Alan kuramı + Genel Görelilik kuramı çerçevesinde üç temel

fiziksel sabitin dikkate alınması gerekir gözükmektedir ve bu sabitler fizik kuramlarının sınıflandırılmasına da olanak sağlamaktadır (Şekil 8).

Tablo 2 Uluslararası Birimler Dizgesinde yer alan yedi temel birim yaklaşık görelî belirsizliği ile birlikte verilmiştir.

Nicelik	Birim	Yaklaşık görelî belirsizlik
Uzunluk	Metre	1×10^{-12}
Kütle	Kilogram	1×10^{-8}
Zaman	Saniye	3×10^{-15}
Elektrik akımı	Amper	4×10^{-8}
Termodinamik sıcaklık	Kelvin	3×10^{-7}
Işıtma yeğînlîği	Kandil	1×10^{-4}
Madde miktarı	Mol	8×10^{-8}



Şekil 8 Fizik kuramlarıyla temel fiziksel sabitler arasındaki ilişkiyi betimleyen ve Okun tarafından 1991 yılında sunulan şekil. Orijinde Newton kütleçekim yasasının yer almadığı Newton Mekanikliği bulunmakta. Özel görelilik, Kuantum Mekanikliğiyle birleşerek Kuantum Alan Kuramını ve Newton Kütleçekim Kuramı ile birleşerek de Genel Görelilik Kuramını oluşturmaktadır. Kuantum Mekanikliği ile Newton Kütleçekim Kuramı bir araya getirildiğinde Görelilikçi-Olmayan Kuantum Kütleçekim Kuramına varılır ve tüm kuramlar bir araya gelirse de Her Şeyin Kuramı elde edilir. (Okun, 1991)

Okun'un (1991) vermiş olduğu Şekil 8'de orijinde Newton Mekanikliği bulunmaktadır (Uzan, 2003). Newton'un üç devinim yasasının bir sonucu olarak fiziksel cisimlerin birbirlerini kütleleri ile doğru, aralarındaki uzaklığın karesi ile ters orantılı olarak çekmekte olduğu söylenebilmektedir. Ancak, bu ifade $F \propto m_1 m_2 / d^2$ biçimde gösterilebilecek olan bir orantı betimlemektedir ve bu orantının bir

eşitliğe çevrilmesi için Şekil 8’de bir eksenle gösterilmiş olan Newton kütleçekim sabitinin (G) söz konusu orantıya bir çarpan olarak dahil edilmesi gerekir, ancak böylece $F = Gm_1m_2 / d^2$ eşitliği elde edilir. Böylece Newton sabiti ile Newton Mekaniğinin bir araya getirilmesinden Newton Mekaniğine ışığın sonlu olan hızı c dahil edilirse Özel Görelilik kuramına varılır. Newton Mekaniğinden hareketle Newton Kütleçekim kuramı ile Özel Görelilik kuramı birleştirilirse, c ve G sabitlerinin beraber yer aldığı, Genel Görelilik kuramına varılır. Newton Mekaniğinden hareketle Planck Sabiti, $\hbar$, devreye sokulursa Kuantum Mekaniğine varılır. G ve $\hbar$ beraber ele alınırsa bu kez Görelilikçi-Olmayan Kuantum Kütleçekim kuramına varılır. Eğer c ve $\hbar$ beraber ele alınırsa Kuantum Alan kuramlarına varılır. Son olarak da, her üç temel fiziksel sabit (G , $\hbar$, c) birlikte ele alınırsa tüm fizik kuramlarının kendisinden tümdengelsel olarak çıkarılabileceği düşünülen Her Şeyin Kuramı’na varılır.

Uzan (2003) başka yaklaşımların da var olduğundan söz etmektedir ve örnekler de vermektedir. Bunlardan birisi Veneziano’nun yaklaşımıdır. Veneziano, evrenin en erken dönemlerinin ve bugüne doğru evriminin anlaşılmasına yardımcı olabileceği düşünülen büyük birleşik kuramlardan olan sicim kuramları çerçevesinde, boyutlu olan yalnızca iki sabite, c ve sicim uzunluğu λ_s , gerek olduğunu öne sürmüştür. Yine Uzan’ın (2003) verdiği bir başka örnek, Novikov ve Zel’dovich’in 1982 yılında verdiği kuantum kütleçekimidir. Bu kuramda $\hbar$ ve G hiçbir zaman birbirlerinde ayrı olarak görülmezler; Planck uzunluğunu

($\ell_{\text{Pl}} = \sqrt{G\hbar/2\pi c^3}$) veren ifade içinde her zaman birlikte bulunurlar, dolayısıyla burada yalnızca c ve ℓ_{Pl} gerekli ve yeterlidir.

Aslına bakılırsa, bu konunun oldukça ayrıntılı bir incelemesi fiziksel bir incelemenin oldukça ötesindedir. Belli yönleriyle daha çok bilgikuramsal ve varlıkbilimsel bir konu olması bakımından bilim felsefesi kapsamında da ele alınmaktadır (Martins, 2002). Bununla beraber, yukarıda söz edilenler de görüldüğü üzere verilebilecek yanıtlar elde bulunan ya da dikkate alınan kurama bağlıdır. Bu konuda, bilgikuramsal bir tartışmaya girmeden, pragmatik bir yöntemle, herhangi bir kuram tarafından belirlenmemiş olan sabit parametrelerin tümünün bilindiği bir kuramsal çerçeve seçilerek bu parametrelerin niçin bu değerlere sahip olduğu ya da bunların gerçekten de sabit olup olmadığı, yani evrenin evrimine bağlı olup olmadığı araştırılabilir (Ivanchik et al., 2002).

Bu çalışmanın bu kısmında da, özel olarak temel fiziksel sabitlerden G 'nin zamana bağlı olası değişiminin deneysel olarak belirlenen sınırları üzerinde durulacaktır. Genel olarak fenomolojik düzeydeki bu çalışmada, temel fiziksel sabitlerin zamana bağlılığı düşüncesini ilk kez gündeme getiren Dirac'ın savına ve kısaca bu savın antropik savlarla ilişkisine değinilecektir. Ardından, genel bir çerçevede kalarak, temel fiziksel sabitlerin ölçümbilim (metrology) ile ilişkisine ve ölçümbilimin bazı önemli noktalarına değinilecektir. Daha sonra da kütleçekim sabitinin zamana olası bir bağlılığının gözlemsel olarak belirlenmiş sınırlarına değinilecektir.

Bu çalışmada SI birimleri temel alınmıştır ve üç temel fiziksel sabit için CODATA tarafından önerilen değerler şöyledir¹ (Tablo 3).

Tablo 3 2002 yılında CODATA tarafından üç temel fiziksel sabit için önerilmiş olan değerler.

Nicelik	Sembol	Değer	Görelî Hata	Birim
Işığın boşluktaki hızı	c	299 792 458	hatasız	ms^{-1}
İndirgenmiş Planck sabiti	$\hbar$	$1.054\,571\,68 \times 10^{-34}$	1.7×10^{-7}	J s
Newton kütleçekim sabiti	G	6.6742×10^{-11}	1.5×10^{-4}	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1} \text{s}^{-2}$

Fizik literatüründe kullanılan boyutsuz fiziksel sabitler sırasıyla elektromanyetik, zayıf, güçlü ve kütleçekimsel kuvvetlerin güçleri ve elektron-proton kütle oranlarıdır.

$$\alpha_w = \frac{G_F m_p^2 c}{\hbar^3} \sim 1.03 \times 10^{-5}, \quad (91)$$

$$\alpha_s(E) \equiv \frac{g_s^2(E)}{\hbar c}, \quad (92)$$

$$\alpha_G \equiv \frac{G m_p^2}{\hbar c} \sim 5 \times 10^{-39}, \quad (93)$$

¹ Üç temel fiziksel sabitin ve diğer fiziksel sabitlerin en güncel değerleri <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/> internet adresinden izlenebilir.

$$\mu \equiv \frac{m_e}{m_p} \sim 5.44617 \times 10^{-4}, \quad (94)$$

$$\alpha_{EM} = \frac{q^2}{\hbar c} \sim 1/137.03599976(50) \quad (95)$$

denklem 92’de oranın değeri enerjiye bağlı olduğundan burada bir değer verilmemiştir. Bohr yarıçapı da

$$a_0 = \frac{\hbar}{m_e c \alpha_{EM}} = 0.5291771 \text{ Å}, \quad (96)$$

şeklinde tanımlanır.

3.1. Dirac’ın Sayıbilimsel İlkesinden İnsancıl Sava

Temel fiziksel sabitlerin sabitliğini sorgulayan ilk kişinin “Büyük Sayılar Hipotezi” ile Dirac olduğu düşünülmektedir. Dirac, Büyük Sayılar hipotezinde çok büyük (ya da küçük) boyutsuz evrensel sabitlerin arı matematiksel sayılar olamayacağını, böylesi sayıların temel fizik yasalarında yer almaması gerektiğini düşünür. Dirac, bu sayıbilimsel ilke temelinde, bu sayıların evrenin durumunu karakterize eden değişken parametreler olarak değerlendirilebileceğini öne sürmüştür. Beş tane boyutsuz parametre tanımlayan $(\alpha_{EM}, \alpha_W, \alpha_G, \delta \equiv H_0 \hbar / m_p c^2 \sim 5h \times 10^{-42}$ ve $\epsilon \equiv G \rho_0 / H_0^2 \sim 5h^{-2} \times 10^{-4})$ Dirac daha sonra kendine bu parametrelerden hangilerinin evren evrimleştikçe sabit kaldığını sormuştur. Sonra, Dirac bir proton ile bir elektron arasındaki elektrostatik kuvvet ile kütleçekimsel kuvvetin göreceli büyüklüğünün $(\alpha_G \mu / \alpha_{EM})$ evrenin atomik yaşıyla $(H_0 e^2 / m_e c^2 = \delta \alpha_{EM} / \mu)$, ayrıca

$\delta\alpha_{EM}/\mu$ 'in değeri kabaca evrenin ömrü süresinde bir elektronun bir protonun çevresinde attığı tur sayısıdır) aynı mertebeden olduğunu fark etmiştir. Böylece α_G ve δ 'nın zaman ve evrenin eğrilik yarıçapıyla, yani kozmik zamanla ters orantılı olarak, değiştiği varsayılırsa Dirac'ın verdiği beş sayının arasında bir uyum oluşturulabilir. Bu da tüm kütleçekimsel etkilerin yeğinliğinin 10^{-10} yıl⁻¹ gibi bir oranla azalması demektir. Böylesi bir değişim varsa eğer bunların saptanabilir astronomik sonuçları olacağına ilk dikkat çekenler 1937'de Chandrasekhar ve 1938'de Kothari olmuştur ve daha önceden 1935'de Milne de benzer görüşler ifade etmiştir (Uzan, 2003).

Dicke, evrenin yoğunluğu evrenin yaşı ile belirleniyorsa bu yaştan gökada, yıldız ve ağır çekirdek gibi yapıların oluşması için gerekli olan süreyle ilişkili olacağına dikkat çekmiştir. Bu, Dicke'yi evrende fizik yasaları üzerine gözlenebilir sınırlamalar getirebilecek bir gözlemcinin varlığını formüle etmeye götürür. Hogan'a (2000) göre; aslında, gözlemci ile kastedilen yüksek derecede organize olmuş dizgelerin varlığıdır ve böylece bu formülasyon İnsancıl İlkenin “evren niçin böyledir?” sorusunun bir başka ifadesidir (Uzan, 2003). “İnsancıl ilke” kavramını ilk kez dile getiren gerçekte Carter'dır.

Dirac'ın fenomolojik düşüncesinin bir alan-kuramı çerçevesi içerisinde uygulanması (örneğin, modifiye edilmiş Einstein kütleçekimi) ilk kez Jordan tarafından önerilmiştir. Jordan, Dirac'ın yaklaşımının alan-kuramlarına uygulanması durumunda temel fiziksel sabitlerin dinamik alanlar olarak ele alınabileceğini fark etmiştir. Daha sonra, Fierz, Jordan'ın yaklaşımında atomik tayfın uzay-zamana bağlı olması gerektiğini fark etmiş ve bu bağımlılığı engelleyecek biçimde bir

düzeltilme önermiştir. Bunları, konuyu Mach İlkesi çerçevesinde ele alan Brans ve Dicke'nin (1961) tek parametrelili sayıl-tensör kuramları sınıfının tanımını sağlamaları izlemiştir. Jordan ile başlayan bu çalışmalar sonucunda, kütleçekim sabitinin yerine uzay-zamana bağlı bir sayıl-alanın getirildiği Jordan-Fierz-Brans-Dicke kuramı doğmuştur. Bu kuram, kozmolojik çözümler için şu sonuçları doğurmaktadır (Uzan, 2003):

$$G \propto t^{-n}, \quad (97)$$

$$H \propto t^{-1} \quad (98)$$

ve

$$\rho \propto t^{n-2}. \quad (99)$$

Burada n , keyfi bir parametre olan ω_{BD} 'ye

$$n^{-1} = 2 + 3\omega_{BD} / 2 \quad (100)$$

biçiminde bağlı bir parametredir. Burada eğer $\omega_{BD} \rightarrow \infty$ alınırsa Einstein'ın kütleçekim kuramı elde edilir. Bundan başka, bu yaklaşım $\alpha_G \propto t^{-n}$ ve $\delta \propto t^{-1}$ öngörüsünde bulunurken α_{EM} , α_w ve ϵ değerlerinin sabit olduğunu söyler. Bu tür bir kuram daha sonra kütleçekimin sayıl-tensör kuramları formülasyonlarında G için çeşitli fonksiyonel bağımlılıklar elde edilecek biçimde genelleştirilmiştir (Uzan, 2003).

Dirac'ın düşüncesinin kozmolojideki yeri, Contopoulos ve Kotsakis (1987) tarafından daha sade ve pedagojik bir anlatımla verilmiştir: Dirac'ın büyük sayılar hipotezindeki boyutsuz olan üç sayıyı dikkate alalım. Bunlardan birincisi, bir proton ile elektronun arasındaki elektromanyetik kuvvetin bunlar arasındaki kütle çekimsel kuvvete

oranıdır, $e^2 / Gm_p m_e \cong 10^{40}$. İkinci ise; evrenin yaşının, T , ışığın bir elektronun yarıçapı denli bir erimi geçmesi için gerekli olan süreye, t_e , oranıdır, $T / t_e \cong 10^{40}$. Üçüncü sayı da; evrendeki tüm parçacıkların sayısının kareköküdür, $\sqrt{N} \cong 10^{39}$. Bu üç sayı merteye düzeyinde aynı değere sahiptir. Dirac, bu denk gelişlerin yalnızca bir rastlantı olamayacağını, bunun doğanın temel yasalarına ilişkin bir şeyler söylüyor olabileceğini ve bu sayılar arasındaki ilişkinin evrenin evrimi ile bozulmaması gerektiğini düşünür.

Dikkat edilirse, bu sayılardan ikincisi evrenin yaşıyla doğru orantılıdır. Buna göre, Dirac haklı ise, diğer iki sayının da değişmesi gerekir. Buna göre, N evrenin yaşının karesiyle orantılı ve e , m_e , m_p sabit ise G de evrenin yaşıyla ters orantılı olarak değişmelidir: $N \propto T^2$ ve $G \propto T^{-1}$. Böylece G 'nin zamana bağlılığı gündeme gelmiştir.

Burada, İnsancıl İlkeye değinilecek olursa İnsancıl İlke temel fiziksel sabitlerin değişip değişmediğini değil, bunların insan türünün ortaya çıkabileceği biçimde nasıl bir düzene sahip olduklarını göstermeye çalışır. Bu bağlamda; bu ilke çerçevesinde araştırma yapanlar, temel fiziksel sabitlerdeki küçük değişimlerin insan türünün oluşmasına olanak vermeyecek sonuçlar doğuracağını göstermeye çalışır. Bunun için temel fiziksel sabitlere çok duyarlı bir biçimde bağlı olgular bulmaya çalışırlar. Bu ilke insan türünün evrende yaşadığı bölgede temel fiziksel sabitlerin ne denli kararlı olduğunu göstermeye çalışmaktadır. Ancak, bu ilke çerçevesinde yapılmış çalışmalar temel fiziksel sabitlerin olası değişiminin araştırılabileceği çalışmalara ilişkin fikirlerin oluşmasına da yol göstermiştir.

3.2. Ölçümbilim

Fizik yasalarına sabitlerin girişi bir birimler dizgesinin varlığıyla yakından ilişkilidir (Uzan, 2003). Örneğin, Newton kütleçekim yasası iki kütle arasındaki çekim kuvvetinin her bir kütlenin büyüklüğü ile doğru orantılı ve kütlelerin birbirlerinden uzaklığının karesiyle ters orantılı olduğunu söyler. Bu orantıyı bir eşitliğe çevirmek için kütlelerin büyüklüğünden, arasındaki uzaklıktan, kimyasal ya da atomik yapısından (eşdeğerlik ilkesi) ve evrendeki konumlarından (yerel konuma bağlı olmama) bağımsız olan $m^3 \text{ kg}^{-1}$ birimine sahip bir sabit gerekmektedir. Buna göre, bu sabit, kullanılan birime bağlı olarak başka başka sayısal değerler alacaktır.

Temel fiziksel sabitlerin değerlerinin laboratuarlarda belirlenmesi temelde uzunluk, frekans, zaman vb. büyüklüklerin ölçüm ve karşılaştırılmalarına dayanmaktadır (Flowers and Petley, 2001). Bu nedenle, sabitlerin değişimiyle ilgili herhangi bir inceleme ölçümbilimsel ögeler içerir ve bir birimler dizgesinin tanımlanmasına, belirlenmesine bağlıdır.

Atomik maddenin davranışı temel olarak elektronun kütlesinin değeri ve ince yapı sabiti tarafından belirlenir (Uzan, 2003). Rydberg enerjisi (görelilikçi olmayan) atomik düzeyleri belirler, yüksek-ince-yapı ince yapı sabitinin daha yüksek kuvvetlerini içerir (yani, yüksek-ince yapı ince yapı sabitine çok duyarlıdır) ve moleküler modlar (titreşim, dönme vb. modlar dahil) m_e / m_p oranına bağlıdır. Bu durumda, ince yapı sabiti uzay-zamana bağlı ise saat ve cetvel gibi çeşitli deney aletleri

arasındaki karşılaştırmalar da zamana bağlı olacaktır. Bu bağıllık kullanılan saate göre de değişecektir, böylece ölçümbilim hem kullanılan alete hem de uzay-zamana bağlı olacaktır. Bu ilk ölçümbilimsel sorunun yanı sıra kullanılacak birimlerin seçiminin, boyutları olan belli sabitlerin izin verilebilir değişimleri üzerinde açılımları vardır.

Bir örnek olarak Petley'in (1983) metrenin tanımı ile ilgili söyledikleri verilebilir (Uzan, 2003). Metrenin prototip bir platin-iridyum çubuğu ile tanımlanması çubuğun yapımında kullanılan maddenin atomları arasındaki boşluğun büyüklüğüne bağlıdır. Atkinson (1968) bu boşluğun öncelikle atomların Bohr yarıçapına bağlı olduğunu ve böylece metrenin tanımının denklem 96'da verilen birleşimi bir sabit olarak tayin ettiğini öne sürer (Uzan, 2003). Metrenin en yeni bir tanımı ise, ışığın boşlukta saniyenin $1/299\,792\,458$ 'lik kesri denli bir sürede kat ettiği yolun uzunluğu olarak verilmektedir. Bu tanımda, dikkat edilirse, metrenin tanımı aracılığıyla ışığın boşluktaki hızı c 'nin sabit olduğu dayatılmaktadır. Çünkü burada yapılan ışığın hızını doğrudan bir sabit olarak almaktan çok ışığın hızının metrenin tanımının bir sonucu olarak bir sabit olarak tayin edilmesidir. Aynı biçimde, saniyenin tanımı temel durumdaki Sezyum-133 atomunun iki yüksek-ince düzeyi arasındaki geçişin $9\,192\,631\,770$ dönemi için geçen süre olarak verilir ve burada da $m_e c^2 \alpha_{EM}^2 / \hbar$ 'in sabitliği garantiye alınmış olur. Yine, kilogramın uluslararası bir prototip aracılığıyla tanımlanmasında m_p sabit olarak kabul edilir.

Bir birimler dizgesinin tanımlanması ve temel fiziksel sabitlerin değerlerinin belirlemesi (dolayısıyla da sabitlerin sabitliği) iç içe

geçmiştir. Boyutlu bir niceliğin ölçülmesi gerçekte birimler olarak seçilmiş standartların oranlarının belirlenmesinden başka bir şey değildir.

Kuramsal fizikte genelde birimler olarak temel fiziksel sabitler kullanılır. SI daha çok insanın gündelik yaşamındaki olayların ölçümüne uygundur. Ancak, örneğin yüksek-enerji fiziği çalışırken birim olarak kullanılan Planck kütesinin, zamanının ve uzunluğunun (Tablo 4) tanımlanmasında $\hbar$, c ve G oldukça kullanışlıdır ve aynı biçimde $\hbar$, e , m_e ve ϵ_0 temel fiziksel sabitler kullanılarak da kütle (m_e), uzunluk ($4\pi\epsilon_0\hbar^2/m_e e^2$) ve zaman ($2\epsilon_0\hbar^3/\pi m_e e^4$) birimleri elde edilebilir. Fiziksel bir nicelik, her zaman, referans alınan standart bir nicelik ile bu standart niceliği çarpan bir sayıdan oluşan iki bileşene ayrıştırılabilir. Uzan'ın (2003) işaret ettiği gibi, bu; verilen bir X fiziksel niceliği, boyutsuz bir k_1 niceliği ile temel birimlerin (örneğin burada SI) bir fonksiyonu olan F_1 'in çarpımı olarak şöyle ifade edilebilir demektir: $X = k_1 F_1(m, kg, s, \dots)$. Diğer yandan, aynı X fiziksel niceliği k_2 'nin yine boyutsuz bir nicelik olduğu ancak F_2 'nin yeterli sayıda temel fiziksel sabitlerin birleşimlerini içeren bir fonksiyon olduğu bir biçimde de yazılabilir: $X = k_2 F_2(\hbar, e, c, \dots)$. Böylece, X 'in zamanla değişimi şu biçimde gösterilebilir:

$$\frac{d \ln X}{dt} = \frac{d \ln k_1}{dt} + \frac{d \ln F_1}{dt} = \frac{d \ln k_2}{dt} + \frac{d \ln F_2}{dt} . \quad (101)$$

Yalnızca dk_1/dt ya da dk_2/dt ölçülebilir olduğundan, bir cismin deviniminin betimlenebilmesi için bir referans çerçevesinin belirlenmesi gerektiği gibi, X 'in zamana bağlı değişimine ilişkin bir şeyler

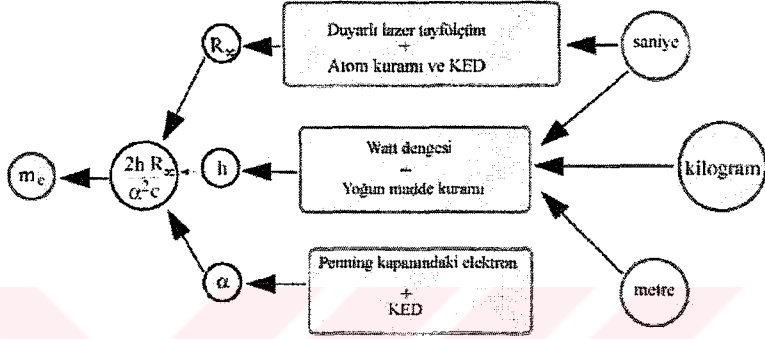
söyleyebilmek için de sabit bir birimler dizgesi seçilmesi gerekir; başka bir deyişle $dF_1 / dt = 0$ ve $dF_2 / dt = 0$ olmalıdır.

Tablo 4 Planck birimleri. (CODATA 2002)

Birim	Sembol	Gösterimi	Değeri	Hatası	SI
Planck kütlesi	m_P	$(hc/2\pi G)^{1/2}$	$2.176\,45 \times 10^{-8}$	$0.000\,16 \times 10^{-8}$	kg
Planck uzunluğu	l_P	$(Gh/2\pi c^3)^{1/2}$	$1.616\,24 \times 10^{-35}$	$0.000\,12 \times 10^{-35}$	m
Planck zamanı	t_P	$(Gh/2\pi c^5)^{1/2}$	$5.391\,21 \times 10^{-44}$	$0.000\,40 \times 10^{-44}$	s
Kütleçekimsel ince-yapı sabiti	α_G	$Gm_P^2 2\pi/hc$	$\sim 5.095 \times 10^{-39}$		

Birimlerin seçiminin ve kuram ile deney arasındaki iç içe geçmişliğinin önemini bir örnekle anlamak için bir elektronun kütlesinin SI dizgesindeki, yani kilogram cinsinden, değerinin nasıl belirlendiğine bakılabilir (Şekil 9) (Uzan, 2003). Elektronun kütlesi kilogram cinsinden ifade edilmek isteniyorsa elektronun kütlesini kilogramın tanımında kullanılan platin-iridyum çubuğun kütlesi ile kıyaslamak gerekir. Bu ölçümdeki en önemli nokta elektronun kütlesinin $m_e = 2hR_\infty / \alpha_{EM}^2 c$ biçiminde ifade edilmesidir. Saniyenin tanımından, R_∞ hidrojen ve döteryum atomundaki duyarlı lazer tayfölçümü ile ve KED'den (Kuantum Elektrodinamiği) belirlenir. İnce-yapı sabiti elektronun tuhaf (anomalous) manyetik momenti, kuram ile deneyin karşılaştırılmasından elde edilir ve burada KED yine dahil olur. En son olarak, Planck sabiti

elektriksel Watt gücü ile mekanik Watt gücünün karşılaştırılmasıyla, bir Watt dengesiyle, ölçülür.



Şekil 9 Elektronun kütesinin belirlenmesine götüren kuramsal ve deneysel sürecin bir taslağı. Dikkat edilirse, beklendiği gibi, e 'nin belirlenmesi boyutlu bir girdiyi gerektirmemektedir. (Uzan, 2003)

Sonuç olarak; (i) temel fiziksel sabitlerin değerleri genelde doğrudan bir ölçümle belirlenmez, hem kuramsal hem de deneysel basamaklardan oluşan bir dizi ölçümlerle belirlenir; (ii) dolayısıyla temel fiziksel sabitlerin değerlerinin elde bulunan kuramlardan bağımsız olduğu söylenemez; (iii) fiziksel temel sabitlerin kendi içinde tutarlı bir değerler kümesi, belirlenmiş bir deneyler kümesi ile kuram arasında en iyi uyumayı sağlayacak bir ayarlamadan doğar; (iv) kullanılan birimler dizgesi ölçüm zincirinde çok önemli bir rol oynar; örneğin, SI birimler dizgesi değil de atomik birimler dizgesi kullanıyor olsaydı elektronun kütlesi, kütle oranları deneyleri ile doğrudan ve daha duyarlı

bir biçimde belirlenebilirdi ve (v) şanslıyız ki, dikkate alınan temel fiziksel sabitlerin değişiminin incelenmesi bu sabitlerin *a priori* bir yüksek-duyarlılıklı ölçümüne gerek duymamaktadır (Uzan, 2003).

3.3. Yöntemlere Kısa Bir Bakış

Uzan (2003), temel fiziksel sabitlerin ve bundan önce bu temel fiziksel sabitlerden elde edilen boyutsuz oranların değişim sınırlamalarının ayrıntılarına girilmeden önce ne tür deney ve gözlemlerin dikkate alınabileceğine ve bunlardan neler beklenebileceğine değinmiştir.

Öncelikle, bilinmelidir ki, bir önceki bölümde de değinildiği gibi, yalnızca iki dalga boyunun, iki bozunma hızının, iki kesit alanın oranı gibi boyutsuz niceliklerin ölçümü olanaklıdır.

Temel düşünce şudur; öyle bir fiziksel dizge ele alınacak ki, bu dizge temel fiziksel sabitlerin değerine çok duyarlı olarak bağlı olsun ve böylece temel fiziksel sabitlerdeki küçük bir değişim dizgede dramatik bir değişimin ortaya çıkmasına neden olsun.

Genel strateji, gözlemlenen niceliğin uzay-zamana bağlılığının olanaklı olduğu denli sınırlandırılması ve sonra geriye kalan değişiminin birtakım temel fiziksel sabitlerle ilişkilendirilmesi biçimindedir.

Uzan'ın işaret ettiği üzere, temelde tüm yöntemler üç grup içerisinde toplanmaktadır: (i) *atomik yöntemler* (Karshenboim et al., 2004b); atomik saatleri, kuazar soğurma tayflarını ve atomik geçiş frekans oranlarının karşılaştırılabileceği kozmik mikrodalga ardalan

ışınımı gözlemlerini içermektedir (ii) *nükleer yöntemler*; çekirdek sentezlenmesi, α ve β bozunmasını içermektedir; (iii) *kütleçekimsel yöntemler*, serbest düşmenin evrenselliğinin sınanması, yıldız evrimleri gibi konular dahildir.

Bu yöntemler, dizgeselliğin daha iyi kontrol edilebileceği *deneysel* (örneğin; atomik saatler), ayrıca *gözlemsel* (örneğin; jeokimyasal, astrofiziksel, kozmolojik gözlemler) ve *karışık* (örneğin; α ve β bozunmaları, serbest düşmenin evrenselliği) yöntemler olabilir. Seçilen yöntem olası değişimlerin ölçülebileceği zaman ölçeğini de belirlemektedir. Örneğin, ince yapı sabiti konusunda α_{EM} 'nin göreceli değişimi [$d\alpha_{EM}/(\alpha_{EM}dt)$], burada t yıl cinsinden zamandır] için verilen değerler şöyledir: 10^9 yıl mertebesinde bir zaman ölçeğinde jeokimyasal olarak 10^{-8} mertebesinde değer verilmektedir. 10^9 - 10^{10} yıl mertebesinde bir zaman ölçeğinde astrofiziksel olarak kuazarlardan 10^{-5} mertebesinde değer verilmektedir. 10^{10} yıl mertebesinde bir zaman ölçeğinde kozmolojik yöntemlerden 10^{-3} - 10^{-2} mertebesinde göreceli değişim değeri verilirken 1-12 aylık bir zaman ölçeğinde de laboratuarlarda yapılan deneylerden 10^{-13} - 10^{-14} mertebesinde bir değer verilmektedir. Bu durum, çoğu kez sabit olduğu varsayılan bir sabitin (örneğin burada α_{EM} 'nin) olası değişim hızı dikkate alındığında, farklı ölçümlerden hangisinin dikkate alınacağı, farklı ölçümlerin nasıl karşılaştırılacağı ve elde edilen farklı değişim hızlarının uyumluluğu sorusunu doğurmaktadır. Bu, genelde hem dikkate alınan fiziksel sürecin evriminin yasasını hem de sabitler arasındaki bağlantıları belirleyen bir model belirlenmesini gerektirir. Uzun zaman ölçekli deneyler temel sabitlerdeki olası yavaş bir

evrimin sınanmasına izin verirken kısa zaman ölçekli deneyler temel sabitlerdeki olası hızlı değişimlerin sınanmasına olanak sağlar.

Bir sonraki adım ölçülen bazı fiziksel nicelikler üzerindeki sınırların (bozunma hızı, etki kesiti vb.) bazı sabitlerin değişimine dönüştürülmesidir. Ancak bu adım, ölçülen fiziksel nicelik çoğu zaman birden fazla temel fiziksel sabite bağlı olduğundan dolayı, bazı varsayımlar içermektedir.

Kütleçekimsel yöntem, serbest düşmenin evrenselliğinin sınanması, güneş dizgesindeki gezegenlerin devinimi, yıldız ve gökada evrimleri gibi kütleçekim kuramının sınanmasından elde edilen sınırlandırmaları içerir. Bunlar iki zaman ölçeğinin karşılaştırılması üzerine kuruludur; bu zaman ölçeklerinden biri kütleçekim tarafından belirlenen kütleçekimsel zaman (yıldız evrimleri, gök günlüğü (ephemeris)) iken diğeri kütleçekim tarafından belirlenmeyen bir dizge tarafından belirlenen zamandır (örneğin, atomik zaman). Örneğin, gezegen uzaklık ölçümleri, nötron yıldızı çiftleri, ilkel çekirdek sentezlemesi ve paleontolojik veriler G 'nin görelî değişimine sırasıyla 10^{-12} - 10^{-11} , 10^{-13} - 10^{-12} , 10^{-12} ve 10^{-10} mertebesinde sınırlamalar getirmektedir.

3.4. G 'nin Zamana Bağlılığın Bazı Temel Sonuçları

Temel fiziksel sabitlerin evrendeki toplam kütle miktarı ile doğrudan ilişkisi vardır. Örneğin, bir atom çekirdeğinin kütlesi güçlü ve zayıf etkileşime ve elektromanyetik etkileşime ait niceliklere, yani bu

temel etkileşimleri anlatan fizik yasalarında yer alan bazı temel fiziksel sabitlere bağlıdır.

Büyük ölçekli cisimlerde de bağlanma enerjisinden dolayı toplam kütleye negatif bir katkı gelir:

$$\Delta m(G) = -\frac{G}{2c^2} \int \frac{\rho(\vec{r})\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3\vec{r} d^3\vec{r}'. \quad (102)$$

Sonuç olarak, cisimlerin kütleleri bazı sabitlere bağlıdır, yani herhangi bir cismin kütlesi şöyle bir fonksiyonla ifade edilebilir: $m = m(\alpha_{EM}, \alpha_W, \alpha_G, vb.)$. Böylece, görüyoruz ki, temel fiziksel sabitlerin değeri fiziksel cisimlerin kütlelerini, dolayısıyla evrendeki toplam kütle, doğrudan belirlemektedir.

Bundan başka, temel fiziksel sabitlerin zaman bağıllığının bir cismin devinimini ilgilendiren çok önemli bir sonucu vardır. Şimdi buna bakalım. α herhangi bir temel fiziksel sabit olsun, sayıl bir fonksiyon olduğunu varsayalım ve kozmolojik kökenli bir zamana bağıllığı olsun, böylece evrenin belli bir anındaki durgun referans çerçevesindeki değeri $\alpha(t)$ biçimde gösterilebilir. Bu durumda, $\vec{v}$ hızı ile devinen m kütleli bir cisim beklenmedik bir ivmelenme hisseder, şöyle ki,

$$\delta \vec{a} = \frac{1}{m} \frac{dm\vec{v}}{dt} - \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \ln m}{\partial \alpha} \dot{\alpha} \vec{v}. \quad (103)$$

Dicke (1964, 1969), Eardley (1975), Haugan (1979) ve Nordtverdt (1990) bu beklenmedik ivmelenmenin bağlanma enerjisindeki (elektromanyetik, kütleçekimsel, vb.) değişimle üretileceğini söylemektedirler (Uzan, 2003). Bunun yanı sıra, α bağımlılığı *a priori* olarak bir cismin kompozisyona (örneğin, kimyasal) da bağımlıdır. Sonuç olarak, temel fiziksel sabitlerdeki herhangi bir değişim serbest

düşmenin evrenselliğinin ihlal edilmesini gerektirir; çünkü bir cismin toplam kütlesi uzaya bağlı olmaktadır ve toplam enerji korunuyorsa yukarıda söz edilen beklenmedik ivmelenme gerçekleşir. Dolayısıyla da, literatürde temel fiziksel sabitlerin değişimi Genel görelilikten ayrılma ve zayıf eşdeğerlilik ilkesinin ihlali genelde birlikte ele alınmaktadır.

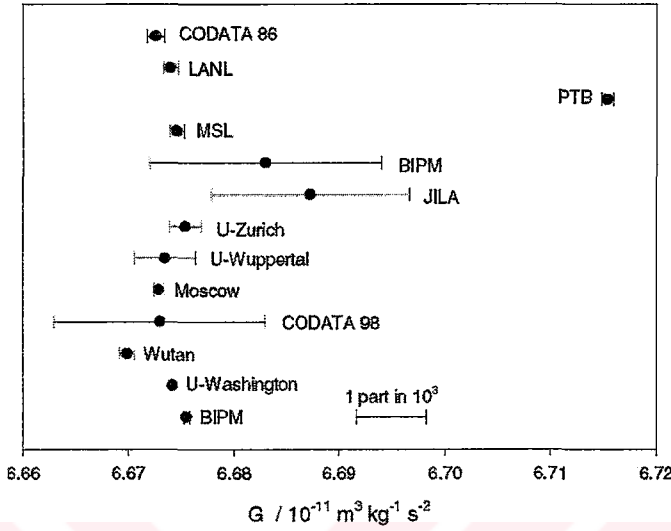
Eşdeğerlilik ilkesi Newton Kütleçekim kuramından Genel Göreliliğe kadar kütleçekim olayını açıklayan kuramların geliştirilmesiyle yakından ilişkilidir. Fizikte dile getirilmiş olan ilk eşdeğerlilik ilkesi *zayıf-eşdeğerlilik* ilkesi olarak bilinir. Bu ilkeye göre; bir cismin ağırlığı o cismin kütlesi ile orantılıdır; diğer bir deyişle, serbest düşüş yapan bir cismin yörüngesi o cismin içyapısından, kütlesinden ve içeriğinden bağımsızdır. Daha sonra Einstein *güçlü-eşdeğerlilik* ilkesini geliştirmiştir. Bu ilkeye göre ise; (1) *zayıf-eşdeğerlilik* ilkesi aynen geçerlidir, ek olarak, (2) kütleçekimle ilgili olmayan herhangi bir deney deneyin yapıldığı düzeneğin hızından bağımsızdır (Yerel Lorentz Değişmezi) ve (3) böylesi bir deney deneyin ne zaman ve nerede yapıldığından da bağımsızdır (Yerel Konum Değişmezi).

Eğer Einstein eşdeğerlilik ilkesi geçerli ise, kütleçekim bir metrik kuramıyla uzay-zamanın eğrilmesinin bir sonucu olarak ifade edilebilir (Genel görelilik ve Brans-Dicke). Bu bir teorem değildir, ancak bunu destekleyen birçok kanıt vardır (Will, 2000; Uzan'dan, 2003). Bunun yanı sıra, örneğin süper-sicim kuramları kütleçekimsel kuvvetin gücünün değişimini de içerdiğinden zayıf-eşdeğerlilik ilkesini ihlal etmektedir. Bundan başka, bir temel fiziksel sabitin zamanla değişimi, yerel konum değişmezini ihlal ettiğinden Einstein'ın eşdeğerlilik ilkesi ile çelişir.

3.5. Newton sabiti

Elektromanyetik ve çekirdek kuvvetleri ile karşılaştırıldığında kütleçekimsel kuvvet oldukça zayıf kaldığından dolayı Newton sabitinin laboratuvarda ölçülmesi çok zordur. Newton sabitinin değerinin ölçümünde duyarlılık önemli ölçüde artmış olsa da ölçüm yöntemi ilkesel olarak değişmemiştir. Diğer birçok temel sabitten farklı olarak, ölçümlerin duyarlılığı artukça G 'nin ölçülen değerleri arasındaki fark da artmıştır (Şekil 10). Şekil 10'da da görüldüğü gibi farklı deneylerden elde edilen değerler birbirlerinin hata sınırlarının içerisinde dahi düşmeyebilmektedir. Bu durum CODATA²'nin 1998'de, tüm deney sonuçlarını dikkate alarak, G 'nin göreceli hatasını 0.013%'ten 0.15%'e yükseltmesine neden oldu (Gundlach and Merkowitz, 2000; Uzan'dan, 2003). G 'nin Tablo 3'te verilen en güncel değerinde bir iyileşme yoktur ve verilen göreceli hata yine 0.15%'tir.

² CODATA (Committee on Data for Science and Technology; <http://www.codata.org/>)



Şekil 10 Newton kütleçekim sabitinin en son ölçümleri. Farklı noktalar, noktaların yanlarında adı yazan, farklı tarihlerde yapılmış olan deneyleri göstermektedir. Dikkat edilirse farklı deneyler birbirlerinin hata sınırlarını girmeyen sonuçlar verebiliyor. (Flowers and Petley, 2001)

Kütleçekimsel etkileşim dört temel etkileşimin içerisinde en zayıf olanı olsa da, Dicke ve Peebles'ın 1965'da gösterdiği gibi, kütleçekimsel etkileşimin büyük ölçeklerde önemli duruma gelmesinin nedeni kuvvetli ve zayıf etkileşimlerin kısa erimli olması ve elektromanyetik kuvvetlerin büyük ölçekli yapılarda toplam yükün nötr olmasından dolayı zayıf kalmasıdır (Uzan, 2003). Gökbilim, uzay bilimleri ve kozmoloji kütleçekim kuramının sınanmasını (örneğin, gezegen yörüngelerinden, çift yıldızlardan, ışığın yörüngesinin sapmasından) sağladığı gibi, Newton sabitinin sabitliğinin araştırılabileceği yöntemler de sunmaktadır.

Bu bölümün devamında genel olarak Uzan'ın 2003 çalışması kapsamında derlemiş olduğu, G 'nin zamana olası bağıllığının araştırıldığı gözlemlere değinilecektir. G 'nin olası göreceli değişimine sınırlamalar sunulan bu çalışmalarda yıldız ve/veya gezegenlerin kütlelerin sabit olduğu varsayılmıştır.

3.5.1. Paleontolojik ve jeofiziksel savlar

Uzan (2003), makalesinde paleontolojik ve jeofiziksel savların bir derlemesini sunmaktadır. Buna göre; Dicke, dünyanın çok karmaşık bir dizge olduğunu ve bu yüzden kütleçekim sabitinin zamanla değişimini destekleyen ya da yanlışlayan bir kanıtın kaynağı olarak Dünyanın kullanılmasının çok güç olduğunu vurgulamıştır. Dicke, 1955'te Jordan'ı izleyerek, G 'nin değişiminin doğrudan etkileri arasında Dünya yüzey sıcaklığının, yarıçapının ve bir günün uzunluğunun değişimini saymıştır.

3.5.1.1. Dünya yüzey sıcaklığı

Uzan (2003) dünya yüzey sıcaklığı ile G arasında bağlamında, Dirac hipotezi ile paleontolojik kanıtlar arasında bir çelişki olduğunu ilk kez vurgulayanın 1948 yılında Teller olduğuna işaret etmektedir. Teller'in savı, virial teoreminden yararlanarak Güneş'in merkez sıcaklığının tahmin edilmesi, $T_o \propto GM_o / R_o$, üzerine kuruluydu. Güneş'in ısıtması, ısıtım enerjisinin gradyenti çarpı fotonların ortalama

serbest yolu çarpı Güneş'in yüzeyi ile orantılıdır; buradan $L_{\odot} \propto T_{\odot}^7 M_{\odot}^{-2} R_{\odot}^7$ yazılabilir. Bu orantıda, $T_{\odot} \propto GM_{\odot} / R_{\odot}$ kullanılarak, $R_{\odot}$ ayıklanırsa orantı $L_{\odot} \propto T_{\odot}^7 M_{\odot}^{-5}$ biçimini alır. Newton mekaniğiyle Dünya'nın yörüngesinin yarıçapı hesaplanırken açısal momentumun korunduğu varsayılır, dolayısıyla $GM_{\odot}R_{\odot}$ sabit alınır. Ayrıca Dünya'nın ortalama sıcaklığı Güneş'ten alınan enerjinin dördüncü kökü ile orantılı olduğundan Teller,

$$T_{Dünya} \propto G^{2.25} M_{\odot}^{1.75} \quad (104)$$

sonucuna varıyor.

Bu bağıntıya göre, $M_{\odot}$ sabit alınır ve G 'nin 300 milyon yıl önce %10 daha büyük olduğu düşünülürse yeryüzünün ortalama sıcaklığı bugünkünden %24 kadar daha yüksek olmalıydı. Bu sıcaklık değeri Cambrian döneminde (yaklaşık 500 milyon yıl öncesi) trilobitlerin var olması ile çelişmektedir.

1967'de Gamow, G 'de daha yavaş bir değişim olsa ve Cambrian dönemi tribolitler için uygun koşullar sunsa bile, 4×10^9 yıl önce yaşadığı tahmin edilen bakterilerin ve alglerin varlığı ile hala bir çelişki olduğunu göstermiştir. Buna göre; 4×10^9 yıllık zaman ölçeğinde $|\Delta G / G| < 0.1$ olmalıdır. Eichendorf ve Reinhardt 1977'de evrenin yaşının yeni tahminleri ve yeni paleontolojik bulgular ışığında Teller'in savını yeniden etkinleştirip

$$|\dot{G} / G| < 2.0 \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (105)$$

sınırlamasını elde etmişlerdir (Petley, 1985; Uzan'dan, 2003).

3.5.1.2. Dünya'nın genişlemesi

Uzan'ın, G 'nin olası değişiminin paleontolojik ve jeofiziksel savlar bakımından sonuçlarını incelerken ele aldığı ikinci konu G 'nin değişiminin Dünya'nın yarıçapına etkileri üzerine olan çalışmalardır. Yeryüzünün farklı jeolojik dönemlerine ait yarıçaplarından yararlanarak G 'nin olası değişimi hakkında bir şeyler söylenebilir. G 'nin azalması yeryüzü küresinin genişlemesi demektir. Aralarındaki mesafenin bilindiği iki yerin farklı jeolojik dönemlerindeki enlemlerinin belirlenmesi yeryüzünün farklı jeolojik dönemlerdeki yarıçaplarının bir ölçüsünü verebileceği düşünülmüştür. Creer, 1965'te, 3×10^8 yıldan büyük verilerin $\dot{r}_{yer}$ 'de tutarlı bir grup oluşturduklarını göstermiştir ve Wesson, 1973'te, derlemiş olduğu verilerden “tamamen sial ile kaplı 3700 km yarıçaplı bir yerkürenin 0.66 mm.yıl^{-1} sabit hızla 4.5×10^9 yıl genişlemesi kıtalara şu anda bizlerin gördüğü konfigürasyonu verebileceği” sonucuna varmıştır (Uzan, 2003).

1962 ve 1964'teki çalışmalarında Dicke yeryüzünün yarıçapının değişiminin Newton sabitinin değişimi arasındaki ilişkiyi

$$\Delta \ln r_{Dünya} = -0.1 \Delta \ln G \quad (106)$$

bağıntısıyla vermiştir.

McElhinny ve arkadaşları, 1978 yılında, Dünyanın farklı jeolojik dönemlerdeki yarıçaplarını yeniden hesaplamışlar ve Ay, Mars ve Merkür için de çözümler yapmışlardır. $M(r)$ 'nin r yarıçaplı küre içerisinde kalan kütle olduğu hidrostatik denge denkleminde,

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{\rho(r)M(r)}{r^2}, \quad (107)$$

yola çıkararak Dicke'nin sonucunu;

$$\Delta \ln r_{Dünya} = -\alpha \Delta \ln G \quad (108)$$

olacak biçimde genelleştirmişlerdir. Buradaki α , durum denklemine bağlıdır. Örneğin, bir politropik gaz için durum denklemi $P = C\rho^n$ olarak verilir ve burada $\alpha = 1/(3n - 4)$ olur. Küçük gezegenler için basınç $P = K_0(\rho/\rho_0 - 1)$ biçiminde verilmektedir. Bu durumda denklem 107'den $\alpha = (2/15)(\Delta\rho/\rho_0)$ elde edilir. Burada $\Delta\rho$, gezegenin merkezi ile yüzeyi arasındaki yoğunluk farkıdır. Bu, yeryüzü için iyi bir yaklaşım değildir ve yeryüzünü daha iyi betimleyecek olan daha karmaşık modeller vardır. Bu modeller, alfa için şu değerleri vermektedir: $\alpha_{Dünya} = 0.085 \pm 0.02$, $\alpha_{Mars} = 0.032$, $\alpha_{Merkür} = 0.02 \pm 0.05$ ve $\alpha_{Ay} = 0.004 \pm 0.001$. Son 4×10^8 yılda Dünya'nın 0.8%'den, son 4×10^9 yılda Ay'ın 0.06%'dan ve Mars'ın 0.6%'dan daha fazla genişlememiş olduğu gözlemsel gerçeğinden,

$$-\dot{G}/G \leq 8 \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (109)$$

yaklaşık sonucuna varılıyor.

Dünya'nın genişlemesine ilişkin gerçek bir kanıtın yokluğuna karşın, genişleme hızı başka jeofiziksel nedenlerle de sınırlanmaktadır (örneğin, Dünya'nın dönmesinin yavaşlaması).

Dicke, 1957'de, Ay'ın oluşum senaryosu ve jeomanyetik alan üzerine Newton sabitinin zamanla değişiminin olası sonuçlarının bir listesini vermiştir, ancak bunlardan hiçbirini ciddi sınırlamalar elde edilmesine olanak sağlamamaktadır.

3.5.2. Gezegen ve yıldız yörüngeleri

G 'nin değişiminin gezegen ve yıldız yörüngeleri üzerinde de bir etkisinin olması beklenir. Uzan (2003), ilk önce bu konudaki çalışmaların kuramsal bir çerçevesini vermektedir.

Vinti, 1974'te, Dirac kozmolojisinde iki-cisim dizgelerinin dinamiğini çalışmış, k 'nın bir sabit ve G_0 'ın kütle çekim sabitinin şimdiki değeri olmak üzere devinim denklemini,

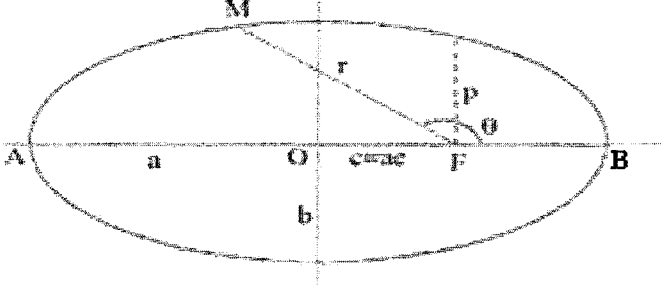
$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -G_0 \frac{k+t_0}{k+t} m \frac{\vec{r}}{r^3} \quad (110)$$

şeklinde ifade etmiş ve bu denklemin integre edilebileceğini göstermiştir. Kapalı yörüngelerde (Şekil 11), bir cismin eliptik yörüngesinin odağından olan uzaklığı r aşağıdaki gibi verilir:

$$r = \frac{a(t)(1-e^2)}{1+e \cos \theta}, \quad (111)$$

Bu çözüm, yörünge basıklığı e 'yi sabit vermektedir. Ancak, yörünge yarı büyük eksen uzunluğu a zamana bağlıdır ve aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$a(t) = (l^2 / G_0 m)(k+t)/(k+t_0)(1-e^2) \quad (112)$$



Şekil 11 Standart yörünge parametreleri. a yarı büyük eksen, b yarı küçük eksen, $c=ae$ odak uzaklığı, p parametre, θ gerçel ayrıklıktır. F odak, A enöte, B enberi. $b^2 = a^2(1 - e^2)$, $p = a(1 - e^2)$ olduğu kolayca kontrol edilebilir ve P dolanma dönemi olmak üzere frekans $n = 2\pi / P$ olarak tanımlanabilir.

Bu bağıntıda l açısal momentumdur ve sabittir. Denklem 111 ve 112'ye birlikte bakılırsa; yarı büyük eksen uzunluğu zamanla doğrusal olarak artan, dolayısıyla sürekli büyüyen bir yörünge betimlemektedir. Benzer biçimde; 1982 yılında Lynden-Bell, eğer Newton sabiti zamanla ters orantılı olarak, yani $G \propto t^{-1}$ gibi değişiyor ise N -cisim sorununun devinim denklemlerinin standart denklemlere dönüştürülebileceğini göstermiştir. Buradan, Newtonian limitte, iki cisimden oluşan bir dizgenin yörünge dönemi için elde edilen denklem

$$P = \frac{2\pi}{(Gm)^2} \frac{1}{(1 - e^2)^{3/2}} \left[1 + \Theta \left(\frac{G^2 m^2}{c^2 l^2} \right) \right] \quad (113)$$

biçimindedir. Burada, düzeltme terimi (Θ) Kepler bağıntısına yapılan Newton-sonrası düzeltmedir. Bu düzeltme tipik olarak Güneş

dizgesindeki gezegenler için 10^{-7} , çift atarcılar için 10^{-8} mertebesinde. Bu nedenle bu düzeltme göz ardı edilebilir ve şu denklem elde edilir:

$$\frac{\dot{P}}{P} = \frac{\dot{l}}{l} - 2\frac{\dot{G}}{G} - 2\frac{\dot{m}}{m}. \quad (114)$$

Kendi kütleçekim enerjisi göz ardı edilebilecek büyüklükte olan cisimlerin yörüngeleri için denklem 114

$$\frac{\dot{P}}{P} = -2\frac{\dot{G}}{G} \quad (115)$$

biçimine indirgenebilir. 1964'te Shapiro, 1968'de ise Counselman ve Shapiro, bu sonucun (denklem 115) Güneş dizgesinde gözlemlenebilir iki etkisi olduğuna işaret etmişlerdir. Birincisi, Güneş dizgesinin ölçeklerinin değişmesidir. İkincisi ise; eğer G adyabatik olarak değişiyorsa, yani $G = G_0 + \dot{G}_0(t - t_0)$ gibi, her cismin ortalama boylamında kuadratik olarak büyüyen bir artış olmalıdır.

Kompakt bir cisim için kütle, Newton sonrası parametrelere bağlı olduğu gibi G 'ye de bağlıdır. Newton sonrası yaklaşımlarda ilk sırada yer alan, kütleçekimsel bağlanma enerjisinin toplam kütleyle negatif bir katkı sağlamasıdır ve böylece bazı dizgelerde kütleçekimsel bağlanma enerjisinin denklem 114'deki $\dot{m}$ 'ne bir katkı sağlayacağı göz ardı edilemez.

3.5.2.1. Elde edilen ilk sınırlamalar

Kuramsal çerçeveyi verdikten sonra Uzan (2003), bu çerçevede yapılmış ilk çalışmaların, genel olarak G 'nin zamanla değişimini Ay'ın

Dünya etrafındaki dolanma dönemiyle ilişkilendirmeye odaklandığını belirterek devam etmektedir. Dünyanın, G 'nin azalmasına bağlı olarak genişlediği savı da Dünya'nın dönme döneminin belirlenmesine ilgi oluşturmuştur. Bu çalışmalardaki en büyük sorunlardan biri; Ay'dan kaynaklanan gelgitin, denizlerde oluşturduğu sürtünme sonucunda yeryüzünün dönmesinin yavaşlamasının [Van Flandern, 1981 yılında, yerin dönme frekansının (P dönem olmak üzere, $n = 2\pi / P$) yüzyıllık değişimi için öngördüğü değer, $\dot{n}_{gelgit} = (-28.8 \pm 1.5)'' \text{yy}^{-1}$ 'tır.] ve Ay'ın uzaklaşmasının katkılarının değerlendirilmesi ve ayıklanmasıdır.

Newton, 1970 ve 1974 çalışmalarında, dünyanın geçmişteki dönme hızları için yıldızların dikaçıklık ölçümlerine güvenilebileceği gibi paleontolojik verilere ve geçmişteki tutulma gözlemlerine de güvenilebileceğine işaret etmektedir. Bu çalışmalardan, Devonyan döneminde (400–360 milyon yıl öncesi) yeryüzünde bir yılın 400 gün sürdüğü sonucuna varılmaktadır. Aslında, bu çalışmalar birçok belirsizlik içermektedir; örneğin 1964'te Runcorn teleskop gözlemlerini 17. yüzyıldan eski (antik) döneme kadarki tutulma kayıtlarıyla karşılaştırmış ve 2 kat kadar bir uyumsuzluk bulmuştur. Başka örneklerle bakılacak olursa, Muller, 1978'de yayımladığı bir çalışmasında 1374 MÖ ile 1715 MS arasındaki tutulmaları değerlendirerek,

$$\dot{G}/G = (2.6 \pm 15) \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (116)$$

sonucuna varmıştır.

1973 tarihli çalışmasında Morrison 1663'ten 1972'ye dek olan ve 1943–1972 arasındaki 40000 ay tutulmasını içeren gök günlüğünü kullanarak,

$$|\dot{G}/G| < 2 \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (117)$$

sonucuna varmıştır.

1976'da Van Diggelen'in belirttiği üzere; büyüme ritimleri saptanabilen eski mercan ve deniz kabukluları fosilleri, yeryüzünün dönme hızının değişimi ve Ay'ın yörüngesi için sınırlar belirlenmesine olanak sağlar. Bunu takiben 1977'de, Blake bu verilere dayanarak yapmış olduğu çalışmada,

$$\dot{G}/G = (-0.5 \pm 2) \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (118)$$

sonucuna varmıştır.

Van Flandern, 1971 ve 1975 yıllarına ait çalışmalarında atom saati kullanarak, 1955-1974 yılları arasındaki Ay tutulmalarıyla Ay'ın devinimini çalışmış ve gelgit etkilerini de hesaba katarak,

$$\dot{G}/G = (-8 \pm 5) \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (119)$$

değerini vermiştir. Yine Van Flandern 1981'deki bir çalışmasında daha yeni bir çözümleme yöntemi kullanarak,

$$\dot{G}/G = (3.2 \pm 1.1) \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (120)$$

sınırlamasına ulaşmıştır.

3.5.2.2. Güneş dizgesi

Gezegen ve yıldız yörüngeleri bağlamında yapılan ilk çalışmalara değinen Uzan (2003) Güneşin etrafında dolanan cisimlerin ayrıklığının G 'nin zamana bağlılığı ile ilgili bir sınırlama belirlenmesine olanak verdiğini belirtmiştir. Bu, kütleçekimsel zaman ölçeği (gökcisimlerinin

yörüngelerinin dönemleri ile belirlenen) ile atomik zaman ölçeğinin (dönemsel atomik olaylarla belirlenen) karşılaştırılmasıyla gerçekleştirilmektedir. Dolayısıyla, atomik sabitlerin deney ya da gözlem süresince değişmediği varsayılır. Shapiro ve arkadaşları 1971'deki bir çalışmalarında, 1964–1969 yılları arasındaki Dünya ile Venüs ve Merkür arasındaki radar-yansıma zaman gecikmeleriyle sezyum atom saatini karşılaştırmışlardır. Veriler bir Schwarzschild uzay-zamanındaki cisimlerin kuramsal devinim denklemlerine fit edilmiş ve aydan ve diğer gezegenlerden kaynaklanan tedirginlikler hesaba alınmıştır. Bu koşullarda,

$$|\dot{G}/G| < 4 \times 10^{-10} \text{ yıl}^{-1} \quad (121)$$

sonucuna varılmıştır.

Venüs ile ilgili veriler, bu gezegenin geriye yansıttığı radar ışınının miktarı yeterli duyarlılıkta olmadığından dolayı kullanılamamıştır. Ancak, Reasenbergl ve Shapiro 1976 ve 1978 tarihli çalışmalarında bu verileri, Mariner 9 ve Mars Orbiter'in elde ettiği verileri dahil ederek geliştirmiş ve

$$|\dot{G}/G| < 1.5 \times 10^{-10} \text{ yıl}^{-1} \quad (122)$$

sınırlaması elde etmişlerdir. Shapiro daha sonra çözümlemeyi geliştirerek 1990 yılında

$$\dot{G}/G = (-2 \pm 10) \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (123)$$

sınırlamasını vermiştir.

1992' yılında ise Anderson ve arkadaşları, Mariner 10'un Merkür ve Venüs'ün uzaklıklarına ilişkin verilerinin birleşiminden

$$\dot{G}/G = (0.0 \pm 2.0) \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (124)$$

sınırlamasını elde etmişlerdir.

Lunar Laser Ranging (LLR, Ayın uzaklığının lazerle ölçülmesi) deneyi 35 yıldır Ay'ın konumunu 1cm duyarlılıkla ölçmektedir. Bu, Amerika Birleşik Devletlerinin Apollo 11, 14 ve 15 görevleri ve Sovyet – Fransız Lunakhod 1 ve 4 görevleri ile olanaklı olmuştur. Bu görevlerde Ay'ın yüzeyine Dünyadan gönderilecek olan lazer atmalarını geriye yansıtacak yansıtıcılar yerleştirilmiştir.

1976 tarihli bir çalışmalarında Williams ve ark. evrenin uzaysal kısmının düz olduğu varsayımı altında kozmolojik sabitin olmadığı Jordan-Fierz-Brans-Dicke kuramını kullanarak ve verileri w_{BD} 'nin pozitif değerlerine kısıtlayarak ilk altı yıllık LLR verilerinden $w_{BD} > 29$ çıkarımında bulunmuşlardır; bu da, (97) ve (99) denklemleri anımsanırsa,

$$|\dot{G}/G| \leq 3 \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (125)$$

anlamına gelir. 1991'de ise Müller ve ark. 20 yıllık veri kullanarak

$$|\dot{G}/G| \leq 1.04 \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (126)$$

sonucuna varmışlardır. Daha sonra Dicke ve ark. da 1994 yılında Aydan kaynaklanan gelgitin getirdiği hataları da dikkate alarak

$$|\dot{G}/G| \leq 6 \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (127)$$

sınırlamasını elde etmişlerdir. Bunu takiben 1996'da Williams ve ark. 24 yıllık veri kullanarak

$$|\dot{G}/G| \leq 8 \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (128)$$

sonucunu elde etmişlerdir.

Reasenbergl ve ark., 1979'da, Viking uzay aracının 14 aylık uzaklık ölçümlerinden elde edilen verileri değerlendirerek $w_{BD} > 500$

çıkarımında bulunmuşlardır; bu, yine az önce yukarıda değinilen çerçevede,

$$|\dot{G}/G| < 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (129)$$

sınırlandırmasını vermektedir.

1983 yılında, Hellings ve ark. elde edilen tüm astrometrik verileri ve özellikle Mars'a inen Viking uzay aracıyla elde edilen uzaklık ölçümelerini kullanarak aşağıdaki sınırlamayı elde etmişlerdir:

$$|\dot{G}/G| = (2 \pm 4) \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} . \quad (130)$$

Buradaki belirsizliğin nedeni, başlıca Dünya-Mars arasında bulunan asteroitlerin dinamiğinin modelinin seçiminden kaynaklanan etkilerdir. Helling ve arkadaşları elde ettikleri bu sonucu atomik sabitlerin değişimine de atfetmeyi denemişlerdir. Diğer yandan, yine 1983 yılındaki bir çalışmada, aynı verileri kullanan ancak asteroitlerin dinamiği için başka bir model kullanan Reasenber,

$$|\dot{G}/G| < 3 \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (131)$$

sınırlamasını vermektedir. Bu çalışmayı geliştiren Chandler ve ark. 1993 yılında

$$|\dot{G}/G| < 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (132)$$

değerini vermişlerdir.

3.5.2.3. Atarcalar

Güneş dizgesindekinden farklı olarak, atarcalarda yörünge dönemi değişimlerini hesaplarken kütleçekimsel bağlanma enerjisi göz

ardı edilemez. Uzan (2003) da makalesinde atarcaların bu özelliğini dikkate alan çalışmaların bir derlemesine yer vermiştir.

1975 yılında Eardley, Brans-Dicke kuramı çerçevesinde Newton sabitinin zamanla değişimini çift atarcalarda incelemiştir. Çift-uçlu kütleçekimsel ışınlam ve G 'nin değişimi, atarcanın atma döneminde dönemsel değişimlere neden olmaktadır. Bu bağlamda, Nordtvedt 1990 tarihli çalışmasında, bir atarca çiftinin yörünge dönem değişimi ile G değişimi arasındaki ilişki için kuramsal olarak

$$\frac{\dot{P}}{P} = - \left[2 + \frac{2(m_1 c_1 + m_2 c_2) + 3(m_1 c_2 + m_2 c_1)}{m_1 + m_2} \right] \frac{\dot{G}}{G} \quad (133)$$

denklemini vermiştir. Burada $c_i \equiv \delta \ln m_i / \delta \ln G$ 'dir. Nordtvedt PSR 1913+16 atarcası ($m_1 \cong m_2$ ve $c_1 \cong c_2$) için

$$\frac{\dot{P}}{P} = - [2 + 5c] \frac{\dot{G}}{G} \quad (134)$$

denklemini elde etmiştir. Burada c modele bağlı bir sabittir. Başka bir çalışmada $c_{yer} \sim 5 \times 10^{-10}$, $c_{yer} \sim -10^{-8}$, $c_{yer} \sim -4 \times 10^{-6}$ değerlerini elde etmiştir. Bu değer, 'Gezegen ve yıldız yörüngeleri' konusunda Güneş dizgesi için verilen denklem 115 ile örtüşmektedir.

Bu arada, 1988 yılındaki bir çalışmalarında Damour ve ark., Nordtvedt tarafından verilen kuramdan bağımsız bir yöntemle PSR 1913+16 çift atarcasının zamanlama verilerini kullanarak

$$\dot{G}/G = (1.0 \pm 2.3) \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (135)$$

sınırlamasını elde etmişlerdir.

Daha sonra, 1991 yılında, Damour ve Taylor PSR 1913+16 atarca çiftine ait verileri yeniden inceleyip daha üst bir sınır belirlemişlerdir:

$$\dot{G}/G = (1.0 \pm 1.07) \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1}. \quad (136)$$

Daha bugüne doğru gelinecek olursa 1994 yılında Kaspi ve ark. PSR 1913+16 ve PSR B1855+09'e ait verileri kullanarak sırasıyla

$$\dot{G}/G = (4 \pm 5) \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (137)$$

ve

$$\dot{G}/G = (-9 \pm 18) \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (138)$$

sınırlamalarını elde etmişlerdir. Belirlemiş oldukları ikinci değer dizgenin bileşenlerinden biri bir nötron yıldızı olmadığı için daha güvenilirdir.

Verilen bu sonuçların hepsi çift atarcalardan elde edilmiştir. Ancak, tek atarcalardan da sonuçlar elde edilebilmiştir. Heintzmann ve Hillebrandt, 1975 yılında, G 'nin değişimiyle JP1953 atarcasının dönmesinin yavaşlamasını ilişkilendirmiştir. Bu yavaşlama, elektromanyetik etki kaynaklı kayıpların, kütleçekimsel dalga salmasının ve madde birikiminin olası hızlandırmasının bir bileşkesidir. Açılal momentumun korunduğu varsayımıyla, $I/P = \text{sabit}$ olmak üzere,

$$\frac{\dot{P}}{P_G} = \left(\frac{d \ln I}{d \ln G} \right) \frac{\dot{G}}{G} \quad (139)$$

denklemleri elde edilebilir. Bir atarcanın dönmesindeki gözlemlenen bir yavaşlama,

$$\frac{\dot{P}}{P_{güz}} = \frac{\dot{P}}{P_{man}} + \frac{\dot{P}}{P_{KD}} + \frac{\dot{P}}{P_G} \quad (140)$$

biçiminde ayrıştırılmaktadır. Burada, manyetik etkilerden kaynaklanan $\dot{P}/P_{man}$ ve kütleçekimsel dalgalardan kaynaklanan $\dot{P}/P_{KD}$ pozitif olduğundan dolayı, denklem 140'tan, $\dot{P}/P_G$ G 'nin olası değişiminden

kaynaklanan yıllık yörünge dönemi değişimi olmak üzere, gözlemlenen yıllık yörünge dönemi değişim oranı için

$$\dot{P}_{göz} / P \geq \dot{P} / P_G \quad (141)$$

eşitsizliği elde edilir. Buradan da, eğer ana atma dönemi dönmenin dönemi ise, $\dot{G}$ için bir üst sınır elde edilebilir.

1975 yılında atarcayı $P \propto \rho^n$ gibi bir politropik beyaz cüce ile modelleyen Heintzmann ve Hillebrandt, $d \ln I / d \ln G = 2 - 3n/2$ çıkarımında bulunmuşlar ve buradan,

$$|\dot{G} / G| < 10^{-10} \text{ yıl}^{-1} \quad (142)$$

sınırlamasını elde etmişlerdir.

Mansfield görelilikçi yozlaşma ve sıfır-sıcaklıklı politropik yıldız varsayımıyla, $\dot{G} < 0$ durumunda,

$$0 \leq -\dot{G} / G < 6.8 \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (143)$$

sınırlamasını vermiştir.

Mansfield, ayrıca, pozitif bir $\dot{G}$ değerinin elektromanyetik yavaşlamaya karşı hızlandırıcı etkiye neden olabileceğini belirtmiştir. Böylece, eğer bir atarcanın manyetik alanının bağımsız bir saptaması bulunabilirse $\dot{G}$ için başka bir sınırlama daha elde edilebilir.

Eardley'in 1975 tarihli çalışmasından hareket eden Goldman, 1990 yılında elde ettiği $2d \ln I / d \ln G = -5 + 3d \ln I / d \ln N$ bağıntısından (Burada $N \propto G^{-3/2}$ orantısı ile verilen bir ölçekleme bağıntısıdır.) yararlanarak PSR0655+64 atarcasına ait verileri kullanmış ve G 'nin azalış hızı için

$$0 \leq -\dot{G} / G < 5.5 \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (144)$$

sonucuna varmıştır.

3.5.3. Yıldızlı sınırlamalar

Uzan (2003), yıldız evrim süreçlerinden yararlanarak G 'nin zamana olası bağlılığının araştırıldığı erken dönem çalışmaları arasında Pochoda ve Schwarzschild'in 1963 tarihli çalışmasına, Ezer ve Cameron'un 1966 tarihli çalışmasına, Roeder ve Demarque'nin 1966 tarihli çalışmasına yer vermektedir. Yine bu erken dönem çalışmalarının takipçisi olarak da Gamow'un 1970 tarihli çalışmasını, Shaviv ve Bachall'ın 1969 tarihli çalışmasını ve Chin ve Stothers'ın 1975, 1976 yıllarında yaptıkları zamanla değişen Newton sabiti durumunda Güneş evrimi çalışmalarını saymaktadır. Bu çalışmalar, Dirac hipotezi altında Güneşin orijinal çekirdek kaynağının bugün tükenmiş olması gerekirdi sonucuna varmışlardır. Bu sonuca, Newton sabitinin büyümesinin yıldızın yoğunluğunun da artmasına denk gelmesi gerçeğinden varılmaktadır. Azalmakta olan bir G durumunda, Güneş daha hızlı evrimleşirdi ve böylece merkezi helyum içeriği, sıcaklık ve nötron ısıtması standart Güneş modelinin öngördüğünden daha büyük olurdu.

Isıtma değişiminin yan etkisi konveksiyon bölgesinin derinliğinin değişmesidir. Bu da, titreşim modlarında ve özellikle akustik dalgalarda küçük değişikliklere neden olur. Uzan (2003), Demarque ve arkadaşlarının, p modlarını inceledikleri 1994 tarihli bir çalışmada verdikleri

$$\left| \dot{G}/G \right| < 2 \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (145)$$

sınırlamasını örnek olarak vermektedir.

Daha sonra, 1995 yılında, Guenther ve ark. g modlarının daha sıkı bir sınırlama sağlayabileceğini göstermişlerdir. Ancak, o tarihlerde bu modların gözlemlenmesi çok zordu. Buna karşın, daha önceden 1990 yılında, Hill ve Gu bu modları ölçtüklerini iddia ettikleri verileri kullanarak

$$|\dot{G}/G| < 4.5 \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (146)$$

sınırlamasını elde etmişlerdir.

Guenther ve ark., 1998 yılında, değişen Newton sabitinin kullanıldığı farklı kuramlar ile öngörülen p -modu tayfını, bir ağ oluşturan 6 teleskopla elde edilen tayfla karşılaştırarak

$$|\dot{G}/G| < 1.6 \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (147)$$

sonucuna varmışlardır.

Standart Güneş modeli birkaç parametreye bağlıdır ve yıldızların evrimi kütleçekim ve diğer etkileşimler arasındaki dengeyle yönetildiğinden bu süreçlerde G önemli bir yere sahiptir.

Astronomik gözlemlerle $GM_{\odot}$ değeri çok doğru olarak belirlenebilmektedir. $GM_{\odot}$ sabit olmak üzere G 'deki bir değişim basınç ($p = GM_{\odot}^2 / R_{\odot}^2$) ve yoğunlukta ($\rho = M_{\odot} / R_{\odot}^3$) da bir değişime neden olur. 2002 tarihli bir çalışmalarında Ricci ve Vilante, G 'deki değişimin Güneş'in yoğunluk ve basınç profilinde nasıl bir etki yapacağını incelemişlerdir ve var olan verilerin G 'yi %0.01'den daha iyi sınırlayamayacağı sonucuna varmışlardır.

Yıldız evriminin son dönemlerini, ana hatlarıyla yozlaşmış elektron Fermi basıncı ile kütleçekim arasındaki dengeyle belirlenen Chandrasekhar kütlesi,

$$M_{NY} = (\hbar c / G)^{3/2} m_n^{-2}, \quad (148)$$

belirlemektedir. (Burada M_{NY} nötron yıldızının kütlesi, m_n ise nötronun kütlesidir.)

Ortalama bir nötron yıldızının kütlesinin Chandrasekhar kütlesiyle verildiği varsayılırsa;

$$\frac{\dot{G}}{G} = -\frac{2}{3} \frac{\dot{M}_{NY}}{M_{NY}}, \quad (149)$$

denklemini elde edilir.

Thorsett, 1996 tarihli çalışmasında Kepleryen parametrelerinin belirlenebileceği ve enberinin görelî gelişiminin belirlenebileceği 5 tane çift nötron yıldızının gözlemlerini kullanmıştır. Bir nötron yıldızının kütlesinin $M_{NY} = M_{NY}^{(0)} - \dot{M}_{NY} t_{NY}$ biçimde çok yavaşça değiştiğini varsayarak, yaş ile çiftin dolanma dönemindeki değişimin hızı arasında bir ilişki kurmuştur. Buradan Thorsett'in verdiği sınırlama ise şöyledir:

$$\dot{G} / G = (-0.6 \pm 4.2) \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1}. \quad (150)$$

Benzer biçimde, Chandrasekhar kütlesi süpernovaların ışık eğrisinin karakterini de belirlemektedir (Riazuelo and Uzan, 2002; Uzan'dan, 2003). Bu bakımdan, G 'nin zamana bağlılığı ile ilgili olarak süpernovalardan bir şekilde yararlanılabileceği düşünülmektedir.

Garcia-Berro ve ark. 1995 yılındaki bir çalışmalarında Newton sabitinin değişiminin beyaz cücelerin soğumasındaki etkisini ve bunların ısıtma fonksiyonuna etkisini dikkate almışlardır. İlk kez Vila tarafından

dikkat edildiği üzere beyaz cücelerin enerjisi tamamen kütleçekimsel ve ısısal kökenli olduğundan G 'deki bir değişim enerji dengesinde küçük değişimlere neden olacaktır.

On Güneş ısıtmasından daha küçük ısıtmalı soğuk beyaz cücelerle sınırlı olarak, beyaz cücelerin ısıtması, bağlanma enerjisi B ve kütleçekimsel enerji $E_{\text{kütleçekim}}$ ile ilişkilendirilebilir:

$$L = -\frac{dB}{dt} + \frac{\dot{G}}{G} E_{\text{kütleçekim}}. \quad (151)$$

Bu sonuç hidrostatik denge denklemlerinden elde edilebilmektedir. [Newton sabitinin değişimi Poisson denklemi ve kütleçekimsel enerji aracılığıyla dahil olmaktadır.]

Eğer $\dot{G}/G < 0$ ise beyaz cücede soğuma işlemi hızlanır ve ısıtma fonksiyonun yapısı buna göre değişir. Bu düşünceden hareketle Garcia ve ark., 1995 yılında,

$$0 \leq -\dot{G}/G < 4 \times 10^{-11} \text{ yıl}^{-1} \quad (152)$$

sınırlamasını vermişlerdir.

3.5.4. Kozmolojik sınırlamalar

Uzan (2003), Newton sabiti G 'nin zamana bağlı olası değişiminin incelenebileceği kozmolojik araştırma alanları olarak G 'nin kozmik mikrodalga aralan ve ilkel çekirdek sentezlemesi ile ilişkisine değinmektedir.

3.5.4.1. Kozmik mikrodalga ardalanı

Zamana bağı Newton sabitinin, enflasyon evren modelinde söz edilen CMB açısal güç tayfına (Bkz. Şekil 6) başlıca üç etkisi vardır (Uzan, 2003):

(1) G 'nin değişimi Friedmann denklemlerini biraz değiştirecektir ve bu yüzden evrenin yaşı da değişecektir. Örneğin, daha erken dönemlerde G daha büyük bir değere sahip olsaydı, yeniden birleşme zamanında evrenin yaşı daha küçük olacaktır; bu da birinci Doppler tepesinin daha yüksek açısal ölçeklere, yani Şekil 6'da ilk Doppler tepesinin l değerinin daha küçük değerlere kayması demektir.

(2) Silk sönümlemesinin genliğini de biraz değiştirir. Küçük ölçeklerde, foton-baryon akışkanında viskozite ve ısı iletimi foton perturbasyonunda bir sönümlenme üretir. Sönümlenme ölçeği yeniden birleşmedeki foton difüzyon mesafesi tarafından belirlenir ve bu yüzden bu evredeki ufkun büyüklüğüne bağlıdır, dolayısıyla da Evrenin Evrimi boyunca Newton sabitinin herhangi bir değişimine de bağlıdır.

(3) Son saçılma yüzeyinin kalınlığında küçük bir değişim olur. Benzer biçimde, genişleme hızı farklılaşacağı için, Newton sabitinin değişimi yeniden birleşme süresinde küçük değişikliklere neden olur. Buna bağlı olarak, son saçılma “yüzeyinin” sonlu bir kalınlığının olmasından dolayı küçük ölçekli CMB anisotropisinin etkilendiği iyi bilinmektedir.

Kırmızıya kaymayı zamana ya da uzaklığa çevirirken de Newton sabitindeki bir değişiminin etkileyeceği Friedmann denklemlerinin kullanılması gerektiğini söyleyen Uzan (2003) G 'nin değişiminin

yukarıda işaret edilen etkileri bağlamında yapılan aşağıdaki çalışmalara değinmiştir.

Liddle ve ark., 1998 yılında yayınladıkları bir çalışmalarında, Jordan-Brans-Dicke kuramında evrenin, ışıınım baskın evreden madde baskın evreye geçişini ve bunun CMB anizotropisi üzerindeki etkilerini araştırmışlardır. Chen ve Komionkowski (1999), Brans-Dicke-Jordan kuramında, daha ayrıntılı bir CMB tayfında araştırma yapmışlardır. Bu araştırmada, MAP gibi CMB deneylerinin, w_{BD} için, eğer tüm parametreler aynı deneyde elde edildi ise $w_{BD} < 100$, tüm parametre sabitlenmiş ancak CMB normalize edilmişse $w_{BD} < 500$ ve eğer polarizasyon kullanılmışsa $w_{BD} < 800$ sınırlanmaları elde edilmiştir. Planck misyonundan elde edilen CMB tayfı dikkate alındığında ise sınırlamalar sırasıyla $w_{BD} < 800$, $w_{BD} < 2500$ ve $w_{BD} < 3200$ olarak saptanmıştır.

Bilindiği kadarıyla, Newton sabitinin değişiyor olmasının CMB üzerindeki etkilerinin tam olarak araştırıldığı bir çalışma gerçekleştirilmemiştir (örneğin, sayıl-tensör kuramı). Ancak, şuna dikkat edilmesinde yarar vardır; CMB anizotropisinin hesaplanması için yalnızca ayrışma (decoupling) zamanındaki G değerinin bilinmesi değil, toplam Sachs-Wolfe etkisini etkileyeceği için, G 'nin bugüne kadarki evriminin tamamının bilinmesi gerekir.

3.5.4.2. İlkel çekirdek sentezlemesi

Son olarak aşağıda, çekirdek sentezlemesinin G 'deki olası bir değişimle ilişkisinin Uzan (2003) tarafından verilen sonuçlarına değinilmiştir. Newton sabitinin değerinin farklılaşması donma (freze-out) sıcaklığını etkiler. Daha büyük bir G değeri daha yüksek genişleme hızına karşılık gelmektedir. Bu hız $G\rho$ birleşimi tarafından belirlenir ve standart kozmolojide Friedmann denklemleri $G\rho t^2$ 'nin sabit olduğuna işaret eder. Yoğunluk, ρ , çekirdek sentezlemesi sırasındaki relativistik parçacıkların sayısı, N_* , tarafından belirlenir ve böylece çekirdek sentezlemesi nötrino sayısı, N_ν 'ye, bir sınır koyulmasına izin verir. Buna eşdeğer olarak, nötrinoların sayısının üç olduğu varsayımı, ilkel çekirdek sentezlemesinden bu yana G 'nin değerinin %20'den daha fazla değişmediği sonucuna götürmektedir. Ancak, hem G 'de hem de N_ν 'de birlikte bir değişime izin verilirse daha geniş aralıkta bir değişime de izin verilmiş olur.

Steigmann, 1976'da, Dirac kuramına sınırlamalar koymak üzere çekirdek sentezlemesini kullanmıştır. 1978 yılında, Barrow Dirac'ın verdiği $G \propto t^{-n}$ varsayımıyla (Bkz. denklem 97), helyum bolluklarından $-5.9 \times 10^{-3} < n < 7 \times 10^{-3}$ eşitsizliğini elde etmiştir. Bu eşitsizlik, evrenin düz olması durumunda, G 'nin değişimi için,

$$\left| \dot{G}/G \right| < (2 \pm 9.3)h \times 10^{-12} \text{ yıl}^{-1} \quad (153)$$

sınırlamasını verir.

Verilen bu sınırlama, Brans-Dicke parametreleri bakımından, bugün elde edilenlerden çok daha küçük olan, $w_{BD} > 15$ eşitsizliğine

karşılık gelmektedir. 1979 yılında Yang ve ark. döteryum ve lityumu da dahil etmişler ve Barrow tarafından 1978 yılında verilmiş olan sonucu, $w_{BD} < 50$ eşitsizliğine denk gelen, $n < 5 \times 10^{-3}$ olarak geliştirmişlerdir. Ayrıca, fazladan nötrino olması durumunda sınırlamanın daha dar olacağını göstermişlerdir. Yang ve arkadaşlarının çalışması daha sonra, 1982 yılında, Rothman ve Matzner tarafından $|n| < 3 \times 10^{-3} \text{ yıl}^{-1}$ olarak geliştirilmiştir; bu da,

$$|\dot{G}/G| < 1.7 \times 10^{-13} \text{ yıl}^{-1} \quad (154)$$

sınırlamasına karşılık gelmektedir.

Accetta ve ark. ise D, ^3He ve ^7Li 'nin bolluklarının G 'nin değişimine bağlılığını çalışmışlar ve 1990'da

$$-0.3 < \Delta G/G < 0.4 \quad (155)$$

sonucunu vermişlerdir. Bu değer kabaca $9 \times 10^{-3} < n < 8 \times 10^{-3}$ ve $|\dot{G}/G| < 9 \times 10^{-13} \text{ yıl}^{-1}$ sınırlamalarına karşılık gelmektedir.

Newton sabitini zamana bağlı alan birçok kuramdan, yalnızca Newton sabitinin zamana bağlı alındığı Brans-Dicke kuramı iyi çalışılmıştır. Örneğin, Casas ve ark. helyum ve döteryum bolluklarını çalışarak, 1992'de, $N_\nu=2$ durumunda $w_{BD} > 20$ ve $N_\nu=3$ durumunda $w_{BD} > 380$ sonuçlarını elde etmişlerdir.

1995 yılında Kim ve Lee Newton sabiti, elektron kimyasal potansiyeli ve entropi için ^7Li 'ye kadar olan, gözlemlerle tutarlı değerleri hesaplayarak berilyum-9 ve boron-11 bolluklarının G 'nin değişimine çok duyarlı olduğunu iddia etmiştir. Daha sonra 1998'de, Kim ve ark. buna nötrino yozlaşmasını da dahil etmişlerdir. 1999 yılında Damour ve Pichon ilkel çekirdek sentezlemesinin Genel görelilikten ayrılmanın

ölçüsüne ilişkin gözlemsel olarak tam sınırlamalar elde edilebileceğini göstermişlerdir. Carroll ve Kaplinghat 2002 yılında yayınlanan bir çalışmalarında evrenin çekirdek sentezlemesi sırasındaki genişleme tarihini modele-bağılı bir yöntemle sınırlamayı denemişlerdir.

3.6. G 'nin Zamana Olası Bağlılığının Değerlendirilmesi

Burada kısaca açıklanan tüm sınırlamaların ve ek bazı sınırlamaların bir listesi Tablo 5'te sunulmuştur. Burada bir değer verilmemiş olsa da G 'nin olası değişimi tip Ia süpernova gözlemleri çerçevesinde de çalışılmakta ve kozmolojik terimle birlikte de ele alınabilmektedir (Amendola et al., 1999).

Tabloya baktığımızda G 'nin yıllık değişim oranı için 10^{-12} mertebesine kadar inen sonuçlar görülmektedir. Ancak bu gözlemler G 'de bu değer altında olan bir değişim olmadığını da göstermez. Bu mertebede bir değişim küçük ölçekli çalışmalarda rahatlıkla göz ardı edilse de kozmoloji çalışmalarında bizleri hataya götürebilir. Tabloda verilmiş olan değerler, bir kaç dışında, evrenin bugün komşuluğundaki değişimlerine ilişkindir. Bugünkü evrenin genişleme hızı çok büyük hızlar değildir. G 'nin değişiminin evrenin büyük ölçeklerdeki yapısına bağlı olduğunun öne sürülmesi durumunda, zaten bugün için evrenin büyük ölçekli yapısında hızlı değişimler olmadığından G 'de de hızlı değişimler beklenmez. Ancak, enflasyon evren modeli bağlamında düşünülürse, evrenin erken dönemlerinde, özellikle enflasyon döneminde çok kısa bir sürede evrenin yarıçapı e^{60} kat kadar bir artış göstermiştir. Bu hızlı değişim döneminde G 'de de hızlı bir değişim olmuş olabilir. Bu

bakımdan G 'nin büyüklüğündeki olası bir değişim kozmoloji çalışmalarında göz ardı edilemez. Bu düşünceden hareketle Melek (2000) de evrenin genişleme tarihçesinin bir incelemesiyle hem G 'nin hem de Λ 'nın değişim ölçeğinin sınır değerlerine ulaşılabilceği üzerine kuramsal olarak çalışmıştır.

Burada verilen yöntemlere göz atılacak olursa elde edilen sonuçlara güvenmemek için göz ardı edilemeyecek bazı noktalar da vardır.

Dünya yüzey sıcaklığına bağlı olarak bir sav geliştirilirken, atmosferin ısı dengesinin, su buharı ve/veya karbondioksit içeriği ve dolaşım yapısı gibi birçok etkenden etkilendiğinin unutulmaması gerektiğidir. Bu da birkaç milyar yıllık ekstrapolasyonları güvenilmez yapmaktadır. Örneğin, belli bir dönemde atmosferin sıcaklığının artması o dönemde su buharı içeriğinin de artması demektir ve bu durumda atmosferin iletim mekanizmasının değişmesi ve yansıtıcılığının yükselmesi beklenir. Bu da Güneş'ten gelen ışığın daha büyük bir kısmının geriye uzaya yansıtılması demek olduğundan yeryüzünün sıcaklığının düşmesi ya da en azından olası bir artışta azalma olması demektir.

Tablo 5 Newton sabitinin zamana bağıllığının sınırlarının bir özeti. 1998 yılına kadar olan veriler Uzan'dan (2003) alınmıştır. Son iki sınırlama ise Copi ve ark. (2003) ve Biesiada ve ark. (2004) tarafından verilmiştir. BBN, Büyük Patlama çekirdek sentezlenmesini işaret etmektedir. Güven düzeyi (G.D.) X ile gösterilen gözlemler için güven düzeyi σ olarak alınmalıdır.

Referans	Sınırlama (yıl ⁻¹)	G.D.	Yöntem
Teller, 1948	$(0 \pm 2.5) \times 10^{-11}$	X	Dünya sıcaklığı
Shapiro ve ark., 1971	$(0 \pm 4) \times 10^{-10}$	X	Gezegen uzaklık ölçümleri
Morrison, 1973	$(0 \pm 2) \times 10^{-11}$	X	Ay tutulması
Deaborn ve Schramm, 1974	$< 4 \times 10^{-11}$	X	Gökada kümeleri
Van Flandern, 1975	$(-8 \pm 5) \times 10^{-11}$	X	Ay tutulması
Heintzmann ve Hillebrandt, 1975	$(0 \pm 1) \times 10^{-10}$	X	Atarca dönme yavaşlaması
Reasenberg ve Shapiro, 1976	$(0 \pm 1.5) \times 10^{-10}$	X	Gezegen uzaklık ölçümleri
Mansfield, 1976	$< (3.4 \pm 3.4) \times 10^{-11}$	X	Atarca dönme yavaşlaması
Williams ve ark., 1976	$(0 \pm 3) \times 10^{-11}$	X	Gezegen uzaklık ölçümleri
Blake, 1977	$(-0.5 \pm 2) \times 10^{-11}$	X	Dünya yarıçapı
Muller, 1978	$(2.6 \pm 1.5) \times 10^{-11}$	X	Güneş tutulması
MCElhinny ve ark., 1978	$< 8 \times 10^{-12}$	X	Gezegen çapı
Barrow, 1978	$(2 \pm 9.3) \times 10^{-12}$	X	BBN
Reasenberg ve ark., 1979	$< 10^{-12}$	X	Viking uzaklık ölçümleri
Van Flandern, 1981	$(3.2 \pm 1.1) \times 10^{-11}$	X	Ay tutulması
Rothman ve Matzner, 1982	$(0 \pm 1.7) \times 10^{-13}$	X	BBN
Hellings ve ark., 1983	$(2 \pm 4) \times 10^{-12}$	X	Viking uzaklık ölçümleri
Reasenberg, 1983	$(0 \pm 3) \times 10^{-11}$	X	Viking uzaklık ölçümleri
Damour ve ark., 1988	$(1.0 \pm 2.3) \times 10^{-11}$	X	PSR 0655+64
Shapiro, 1990	$(-2 \pm 10) \times 10^{-12}$	1 σ	Gezegen uzaklık ölçümleri

Goldman, 1990	$(2.25 \pm 2.25) \times 10^{-11}$	1σ	PSR 0655+64
Accetta ve ark., 1990	$(0 \pm 9) \times 10^{-13}$	2σ	BBN
Müller ve ark., 1991	$(0 \pm 1.04) \times 10^{-11}$	1σ	Ayın uzaklığının lazerle ölçülmesi
Anderson ve ark., 1992	$(0.0 \pm 2.0) \times 10^{-12}$	1σ	Gezegen uzaklık ölçümleri
Damour ve Taylor, 1991	$(1.10 \pm 1.07) \times 10^{-11}$	1σ	PSR 1913+16
Chandler ve ark., 1993	$(0 \pm 1) \times 10^{-11}$	1σ	Viking uzaklık ölçümleri
Dickey ve ark., 1994	$(0 \pm 6) \times 10^{-12}$	1σ	Ayın uzaklığının lazerle ölçülmesi
Kaspi ve ark., 1994	$(4 \pm 5) \times 10^{-12}$	2σ	PSR B1913+16
Kaspi ve ark., 1994	$(-9 \pm 18) \times 10^{-12}$	2σ	PSR B1855+09
Demarque ve ark., 1994	$(0 \pm 2) \times 10^{-11}$	1σ	Helyosismoloji
Guenther ve ark., 1995	$(0 \pm 4.5) \times 10^{-12}$	1σ	Helyosismoloji
Garcia-Berro ve ark., 1995	$(2 \pm 2) \times 10^{-11}$	1σ	Beyaz Cüce
Williams ve ark., 1996	$(0 \pm 8) \times 10^{-12}$	1σ	Ayın uzaklığının lazerle ölçülmesi
Thorsett, 1996	$(-0.6 \pm 4.2) \times 10^{-11}$	2σ	Atarca istatistiklerinden
Del'Innocenti ve ark., 1996	$(-1.4 \pm 2.1) \times 10^{-11}$	1σ	Küresel kümeler
Guenther ve ark., 1998	$(0 \pm 1.6) \times 10^{-12}$	1σ	Helyosismoloji
Craig, J. Copi ve ark., 2003	$(0.5 \pm 3.5) \times 10^{-13}$	X	BBN
Biesiada ve ark., 2004	$\leq 4.10 \times 10^{-10}$	X	Beyaz Cüce

Paleontolojik veriler Newton kütleçekim sabitinin zamanla değişimi ile ilgili ancak zayıf sınırlar vermektedir ve yeryüzü Newton kütleçekim sabitinin daha önceki durumlarının bir belleğini tutmasına karşın bu bellek kabadır ve jeolojik verilerin yorumlanması oldukça güçtür.

Van Flandern'in ay tutulmaları üzerinde yaptığı iki çalışmada aynı veriler kullanılmasına karşın farklı bir çözümleme yöntemi

kullanarak elde ettiği ikinci sınırlama değerinin işareti değişmiştir (Bkz. denklem 119 ve 120). Bu da tutulma sũrelerine dayalı olan bu yũnteme kuşku dũřũrmektedir. Bu sonuçlara gũvensizlik doğuran iki etken de, bu şalışmalarda (i) gezegen kũtlelerinin ve (ii) atom saatini belirleyen ince yapı sabitinin değişmediğinin varsayılması, ayrıca Dũnya'nın yarıçapının değişmesinin etkilerinin de dikkate alınmamasıdır.

Gũneř dizgesi çerçevesinde yapılan gezegen uzaklık ølçũmleri, uydu uzaklık ølçũmleri gibi tũm ølçũmler, aslında, yalnızca Newton sabitinin zamana bağlılığını sınamaktan fazlasıdır. Bu ølçũmler aynı zamanda kũtleçekim yasasının, Newton-sonrası dũzeltme parametrelerinin, uzayın jeodezikliğinin bir sınanmasıdır (Damour, 1999). Dolayısıyla, G 'nin olası değişiminin etkilerini saydığımız diğer etkilerden ayırmak da ayrı bir sorundur.

4. Sonuç

Bu çalışmada, günümüz astrofizikinde en çok değinilen ve dikkate alınan problemlere ilişkin bir düşünce oluşturması bakımından Wesson tarafından sunulan listeden hareketle Kozmolojik Sabit problemi ve Temel Sabitler probleminin özel olarak kütleçekim sabiti G 'nin zamana, daha doğru bir ifade ile evrenin evrimine bağıllığı incelenmiştir.

Bu her iki problemin ayrı ayrı incelemesinden ortak bir fikir edinmek mümkün olmuştur. Fizikte problemlere çözüm üretilebilmesi için problemlerin iyi belirlenmesi ve iyi bir biçimde ortaya koyulması gerektiği görülmektedir. Bir problemin kaynağı ve yapısına ilişkin bir uzlaşım oluşması her zaman mümkün olmamaktadır ve temel problemlere ilişkin olarak çoğu zaman farklı yaklaşımlar bulunmaktadır. Bundan başka, astrofizik'in temel problemlerinden bir kaçına bile değinildiğinde görülmüyor ki, bu problemler birçok başka problemden kesinlikle izole edilerek ele alınamaz. Bu problemler bir örgü gibidir ve birinde üretilecek bir çözüm, diğer problemlere de çözüm getireceği gibi beklenmedik yeni problemlerin doğmasına da neden olabilmektedir.

Kozmolojik sabit problemi CMB ufuk problemi, vakumun enerji yoğunluğunun değeri, evrenin yaşı gibi birçok konu ile iç içe olduğu görülmektedir. Aynı fiziksel olguya atfedilen bir büyüklüğün Genel görelilikten hareketle elden edilen değeriyle Kuantum kuramlarından hareketle elde edilen değeri arasındaki çok büyük uyumsuzluk, doğayı anlamak için elde bulunan fiziksel kuramların da gözden geçirilmesi gerektiğine işaret ediyor olabilir.

Bu çalışmada değinilen ikinci problem olan Kütleçekim Sabiti G ve Değişimi problemi ise Mach ilkesi, eşdeğerlilik ilkesi gibi konularla ilişkilidir. Bu konular da evrenin yapısının belirlenmesinde temel öneme sahiptirler.

Kozmolojik Sabit problemi, modern kozmoloji açısından bir problem olmakla beraber Big Bang modelinin sorunlarını çözen Enflasyon modelinin mekanizmasının temelindeki fizik problemine çözümdür. En genel olarak söylenecek olursa, Big Bang modeli kozmolojik olguları nitel olarak açıklamakta başarılı olsa da nicel olarak açıklamada başarı Enflasyon modeli ile sağlanmaktadır. Tüm kuantum kuramları vakumun enerjisinin sıfır olmadığını söylemektedir. Eğer vakumunun enerjisi sıfır değilse Genel göreliliğe göre de vakum bir negatif basınca sahip olmalıdır. Bu negatif basıncın, Genel görelilikte basıncın da kütleçekime dahil olmasından kaynaklanan bir itici özelliği vardır. Bu iticilik enflasyon modelinin gerek duyduğu itme mekanizmasını sağlayabilmektedir. Diğer yandan bu iticiliğin elde edildiği kozmolojik terimin değerinin enflasyon dönemi boyunca büyük bir değere sahip olarak enflasyonu gerçekleştirdiği gibi bir şekilde küçülerek enflasyon sürecinin sonlanması gerekir ki bu da kozmolojik terimin dinamik bir değere sahip olmasını gerektirir. Bu kozmolojik terime atfedilen fiziksel kaynak olan vakum enerji yoğunluğu ise kozmolojik terimin kozmolojik gözlemlerden hesaplanan değerinden yaklaşık 10^{40} - 10^{20} kez daha büyüktür. Kozmolojik sabit problemi olarak bilinen bu problem aslına bakılırsa enflasyon modeliyle de bir bakımdan olumlu bir paralellik göstermektedir. Çünkü hiçbir Kuantum kuramı vakum enerji yoğunluğu için sıfır değerini vermemektedir ancak bazı

Kuantum kuramlarında vakum enerji yoğunluğu dinamik olarak ele alınabilmektedir. Vakumun enerji yoğunluğunun klasik Kuantum kuramlarının belirttiğinden daha karmaşık bir yapıda olabileceğine, evrenin erken dönemlerinde büyük bir değere sahip vakum enerji yoğunluğunun evrenin evrimiyle birlikte küçülmüş olabileceğine işaret ediyor olabilir. Kozmolojik sabit probleminin çözümü için öne sürülen dinamik bir kozmolojik terim ele alınması gerektiği düşüncesi enflasyon evren modelinin de gerek duyduğu fiziksel mekanizmalara paralel düşmektedir.

Modern kozmoloji Kopernikçi ilke üzerine kurulmuştur, ancak bugünkü kozmolojinin uzay ve zamandaki çok büyük ölçekli çalışmaları bu ilkenin gözden geçirilmesini talep etmektedir. Çünkü, temel fiziksel sabitlerin uzay ve zamana bağlı olmadığını söyleyen hiçbir a priori ilke bulunmamaktadır. Temel fiziksel sabitlerinin uzay ve zamana bağıllığı araştırıldığında göz önüne alınması gereken üç tane temel fiziksel sabit olduğu görülüyor, bunlar G , $\hbar$ ve c 'dir. Bu çalışma kapsamında ise G 'nin zamana bağıllığının bir incelemesi yapılmıştır. Bir temel fiziksel sabitin incelenmesinin, kullanılan fizik yasasına ve bu fizik yasalarında yer alan diğer temel sabitlerle ilişkili olduğu görülmektedir. Bu nedenle G 'nin zamana bağıllığının bir incelemesi diğer temel fiziksel sabitlerin sabitliği varsayımıyla yapılabilmektedir. Bu anlayışla yapılan çeşitli gözlemlerde G 'nin yıllık görelî değişimi için 10^{-12} mertebesine kadar inen sınırlamalar verilmiştir. Buna göre G 'de bir yılda bu değerden daha büyük bir görelî değişim olamaz. Bu yaklaşım G 'nin gerçekten sabit olabileceği seçeneğini de içermekle beraber G 'nin sabit olduğunu söylememektedir. Buna ek olarak, bu değerlerin elde edildiği dönemler daha çok evrenin

yakın geçmişine ilişkin, yani evrenin yavaşça bir değişim içerisinde olduğu bir döneme ilişkin bilgi vermektedir. G 'de bir değişim varsa bunun evrenin bütünsel yapısına (Mach ilkesi) bağlı olduğu düşünülürse ve zaten evrenin bugünkü yavaş evriminde G çok büyük değişimler olmasa da enflasyon evren modeli çerçevesinde bakarsak evrenin yapısında çok hızlı bir değişimin gerçekleştiği enflasyon döneminde G 'de göz ardı edilemez değişimler olmuş olabilir. Evren modelleri oluşturulurken, evrenin erken dönemlerinde G 'nin değişiminin dikkate alınacağı modellerin bugünkü evreni açıklamakta daha başarılı sonuçlar verip vermeyeceğinin araştırılması gerekmektedir.

Günümüzde Λ 'yı dinamik, G 'yi statik alan evren modelleri sıklıkla çalışılmakla (Chimento and Pavon, 1998; Liu and Wesson, 2001; Novello et al., 2004) beraber her ikisini de dinamik büyüklükler olarak alan evren modelleri üzerine çalışmalar yapılmaktadır (Abdel-Rahman, 1990; Berman, 1991). Bunlara ek olarak sicim kuramları çerçevesindeki kozmoloji çalışmalarında temel fiziksel sabitler zamana bağlı, daha doğru bir ifade ile evrenin evrimine bağlı büyüklükler olarak ele alınmaktadır (Damour, 2003).

KAYNAKLAR DİZİNİ

- Abdel-Rahman, A-M. M.**, 1990, A Critical Density Cosmology Model with Varying Gravitational and Cosmological “Constants”, General Relativity and Gravitation, Vol.22 No.6, June 1990.
- Alam, U., Sahni V., et al.**, 2004, The Case for Dynamical Dark Energy Revisited, arXiv:astro-ph/0403687 v2, 29 Jun 2004.
- Amendola, L., Corasaniti, S., et al.**, 1999, Time Variability of the Gravitational Constant and Type Ia Supernova, arXiv:astro-ph/9907222 v1, 16 Jul 1999.
- Bahcall, John N. and Ostriker, Jeremiah P.**, 1997, Unsolved Problems in Astrophysics (Princeton University Press, 1997), pg. 25-60.
- Barrow, John D.**, 2002, Constants and Variations: From Alpha to Omega, arXiv:gr-qc/0209080 v1, 23 Sep 2002.
- Berman, Marcelo S.**, 1991, Cosmological Models with Variable Gravitational and Cosmological “Constants”, General Relativity and Gravitation, Vol.23 No.4, April 1991.
- Biesiada, Marek and Malec, B.**, 2004, A new white dwarf constraint on the rate of change of the gravitational constant, arXiv:astro-ph/0303489 v3, 12 May 2004.
- Bordag, M., Mohideen U., et al.**, 2001, New Developments in the Casimir effect, Physics Reports 353 (2001), P.1-205.
- Cardone, V.F., Troisi, A., et al.**, 2004, Unified dark energy models: a phenomenological approach, arXiv:astro-ph/0402228 v1, 10 Feb 2004.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Chimento, Luis P. and Pavon, Diego**, 1998, Inhomogeneous Universe Models with Varying Cosmological Term, General Relativity and Gravitation, Vol. 30, No.4, p.643-651.
- Contopoulos, G. and Kotsakis, D.**, 1987, Cosmology the Evolution of the Universe (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987, Printed in Germany).
- Craig, J. C., Davis, A. N., et al.**, 2004, A New Nucleosynthesis Constraint on the Variation of G , arXiv:astro-ph/0311334 v1, 14 Nov 2003.
- Damour, T.**, 1999, 14. Experimental Tests of Gravitational Theory, IHES, Bures-sur-Yvette, France.
- Damour, T.**, 2003, String Theory, Cosmology and Varying Constants, Astrophysics and Space Science 283, P.445-456, 2003.
- Dolgov, A.D.**, 2003, Cosmology at the Turn of Centuries, arXiv:hep-ph/0306200 v2, 2 Jul 2003.
- Ellis, George F.R.**, 1998, 83 Years of General Relativity and Cosmology: Progress and Problems, Class. Quantum Grav. 16, A37-A75, 1999.
- Flowers, Jeffery L. and Petley, Brian W.**, 2001, Progress in our knowledge of the fundamental constants of physics, Reports on Progress in Physics 64, P.1191-1246.
- Gregori, Andrea**, 2004, Naturally Time Dependent Cosmological Constant, arXiv:hep-th/0402126 v1, 17 Feb 2004.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Guenther, D.B., Krauss, L.M., et al.,** 1998, Testing the Constancy of the Gravitational Constant Using Helioseismology, The Astrophysical Journal 498, P.871-876, 10 May 1998.
- Gumjudpai, Burin,** 2003, Introductory Overview of Modern Cosmology, arXiv:astro-ph/0305063 v2, 23 May 2003.
- Guth, Alan and Steinhardt, Paul,** 1989, The Inflationary universe, The New Pyhsics (Published by the Syndicate of the University of Cambridge, 1989), P.34-61.
- Ivanchik, A.V., Rodriguez, E., et al.,** 2002, Do the fundamental constants vary in the course of the cosmological evolution?, arXiv:astro-ph/0112323 v2, 14 Jan 2002.
- Karshenboim, Savely G. and Peik, Ekkehard,** 2004, An Introduction to Varying Fundamental Constants, Lecture Notes Physics 648, P.1-18, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2004.
- Karshenboim, Savely G., Flambaum, Victor, et al.,** 2004, Atomic Clocks and Constraints on Variations of Fundamental Constants, arXiv:physics/0410074 v1, 12 Oct 2004.
- Liu, Hongya and Wesson, Paul S.,** 2001, Universe Models with a Variable Cosmological “Constant” and a “Big Bounce”, The Astrophysical Journal, 562, 1-6, 20 November 2001.
- Martins, Carlos J. A. P.,** 2002, Cosmology with Varying Constants, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 360, 2681-2695.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Melek, M.**, 2000, Universe's Expansion Puts Limits on the Cosmic Time Scale Variations of Gravitational and Cosmological 'Constants', Astrophysics and Space Science 272, P.417-421, 2000.
- Misner, C. W., Thorne, K. S., et al.**, 1973, Gravitation, Printed in the United States of America, Freeman.
- Novello, M., Barcelos-Neto, J., et al.**, 2004, A model for time-dependent cosmological constant, arXiv:hep-th/0006061 v2, 6 Mar 2001.
- Overduin, J.M. and Cooperstock F.I.**, 2005, Evolution of the scale factor with a variable cosmological term, arXiv:astro-ph/9805260 v1, 20 May 1998.
- Peacock, J.A.**, 2001, Astrophysical Cosmology 4 2001-2002 (Lecture Notes), <http://www.roe.ac.uk/japwww/teaching/cos4.html>.
- Peacock, J.A.**, 2002, Cosmological Physics (Published by the Syndicate of the University of Cambridge, 2002).
- Peebles, P.J.E.**, 1993, Principles of Physical Cosmology (Princeton University Press, 1993).
- Peebles, P.J.E. and Ratra, B.**, 2003, The Cosmological Constant and Dark Energy, Reviews of Modern Physics, Vol.75, P.559-606.
- Rugh, S.E. and Zinkernagel, H.**, 2002, The Quantum Vacuum and the Cosmological Constant Problem, Studies in History and Philosophy of Modern Physics 33, p.663-705.
- Sahni, Varun**, The Case for a Positive Cosmological Λ -term, arXiv:astro-ph/9904398 v2, 19 Apr 2000.

KAYNAKLAR DİZİNİ (devam)

- Sahni, Varun**, Dark Matter and Dark Energy, arXiv:astro-ph/0403324 v3, 13 Apr 2004.
- Sahni, Varun and Starobinsky, A.**, 2000, The Case for a Positive Cosmological Λ -term, arXiv:astro-ph/9904398 v2, 19 Apr 2000.
- Steinhardt, Paul J.**, 1996, In The Beginning..., Unsolved Problems in Astrophysics (Princeton University Press, 1997), pg. 25-60.
- Tomaschitz, R.**, 2000, Cosmic Time Variation of the Gravitational Constant, Astrophysics and Space Science 271, P.181-203, 2000.
- Uzan, Jean-Phillippe**, 2003, The fundamental constants and their variation: observational and theoretical status, Reviews of Modern Physics, V.75, 2003.
- Weinberg, Steven**, 1989, The Cosmological Constant Problem, Reviews of Modern Physics, Vol.61, No.1, January 1989.
- Wesson, Paul S.**, 2001, Fundamental Unsolved Problems in Astrophysics, Space Science Reviews 98, 329-342, 2001.
- Yu, Ka Chun**, 2001, ASTR 3740:Relativity and Cosmology, Spring 2001, <http://casa.colorado.edu/kachun/3740/>
- Yu, Ka Chun and Maloney, Phil**, 2001, ASTR 3740:Relativity and Cosmology, Spring 2001, <http://casa.colorado.edu/kachun/3740/>, P. 149-160

ÖZGEÇMİŞ

Özgür Akarsu, 14 Şubat 1980’de İzmir’de dünyaya gelmiştir. Orta Öğrenimini İzmir Özel Türk Koleji Anadolu Lisesinde tamamladıktan sonra Lise öğrenimine 1995 yılında girdiği İzmir Özel Türk Koleji Fen Lisesi’nde devam etmiştir. Lise mezuniyetini 1998 yılında lise öğreniminin son yılını geçirdiği İzmir Bornova Mustafa Kemal Lisesi’nden almıştır. 1998 yılında Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü’ne başlayan Akarsu 2003 yılında bölümünü birincilikle bitirmiştir. Halen, Ege Üniversitesi Astronomi ve Uzay Bilimleri Anabilim Dalı’nda Astrofizik Bilim Dalı’nda Yüksek Lisans öğrenimini sürdürmektedir. İyi derecede İngilizce bilen Akarsu, özel olarak Bilim Felsefesi çalışmaları da sürdürmekte ve yayın yapmaktadır.