

ANIZTOPROPIK KARANLIK ENERJİNİN VARLIĞINDA BAZI EVREN MODELLERİ

Can B. Kılınç¹, Özgür Akarsu²

^{1,2}Ege Üniversitesi, Fen Fakültesi, Astronomi ve Uzay Bilimleri Bölümü, 35100,
Bornova/İzmir,
e-posta: ¹can.kilinc@ege.edu.tr ²ozgur.akarsu@mail.ege.edu.tr

Özet

Standart Büyük Patlama kozmolojisinin temel problemlerine çözüm getiren enflasyonist evren modellerinin karakteristik özelliği evrenin, erken evrende, hızlanarak ve ışık hızından büyük hızlarla genişlediği bir dönemden geçmesidir. Bu genişlemenin nedeni uzay genişledikçe enerji yoğunluğu değişmeyen ya da çok yavaş değişen karanlık enerjidir. Çoğu enflasyon modelinin en önemli öngörülerinden birisi erken evrendeki kuantum dalgalanmalarından Gaussian, adyabatik ve neredeyse ölçekten-bağımsız bir kozmik mikrodalga aralanının (CMB) oluşmasıdır. Ancak, karanlık enerji, karanlık madde ve sıradan madde içeren standart enflasyonist evren modelinde CMB anizotropisi için kuramsal olarak öngörülen güç tayfında kuadrupol momentinin ($l=2$) değeri gözlemlerle elde edilen değerden daha büyük çıkmaktadır. Bu uyumsuzluk, son saçılma döneminde uzayın elipsoid bir geometriye sahip olması durumunda ortadan kaldırılabilir. Ancak böylesi bir geometri enflasyonun evreni izotroplaştırıcı özelliği ile çelişkili görünmektedir. Enflasyon kuramının evreni izotroplaştırmasının ardındaki neden karanlık enerjinin basıncının izotrop olduğunun varsayılmasıdır. Oysa ki, karanlık enerjinin basıncını, enerji momentum tensörünün korunumunu ihlal etmeden anizotrop seçmek ve izotropluğu yalnızca özel bir durum olarak ele almak mümkündür. Anizotropik karanlık enerjinin basıncının düzlemsel simetrik olarak seçilmesi durumunda enflasyon döneminde uzayı elipsoid bir geometriye evrimleştirmek mümkün olmaktadır. Enerji momentum tensörünün korunumu, çok özel durumlar dışında, karanlık enerjinin anizotropisinin dinamik olması gerektiğini göstermekte ve karanlık enerjinin

anizotropisi için farklı dinamiklerin seçilmesine izin vermektedir.

Anahtar Kelimeler: *anizotropik karanlık enerji, Enflasyon, Bianchi metrikleri*

Abstract

An accelerating and superluminous expansion phase at the very early time of the universe is the characteristic of inflationary universe models, those resolve the basic problems of standart Big Bang cosmology. The reason of such an expansion is attributed to dark energy that it's energy density do not change or change very slowly with the expansion. One of the most important estimate of the many inflationary models is creation of Gaussian, adiabatic and almost scale free cosmic microwave background from the quantum fluctuations of the early universe. However, best fit curves gained from standart Λ CDM inflationary models have a higher value then the observed value of $l = 2$. This discrepancy can be avoid if the space have a ellipsoidal geometry at the last scattering era. But, such a geometry is in conflict with the isotropization feature of the inflation. Isotropization feature of the inflation is caused from the assumption on EoS of dark energy is isotropic. In fact it is possible to choose the pressure of dark energy anisotropic without violating the energy momentum tensor and account an isotropic case as a special case. In case of choosing the anisotropy of the dark energy as axially symmetric, it is possible to evolve space to ellipsoidal geometry. Conservation of energy momentum tensor shows that, except very special cases, the anisotropy of the dark energy must be dynamical and allows us to choose different dynamics for the anisotropy of dark energy.

Keywords: *Anisotropic dark energy, inflation, Bianchi metrics*

1. Giriş

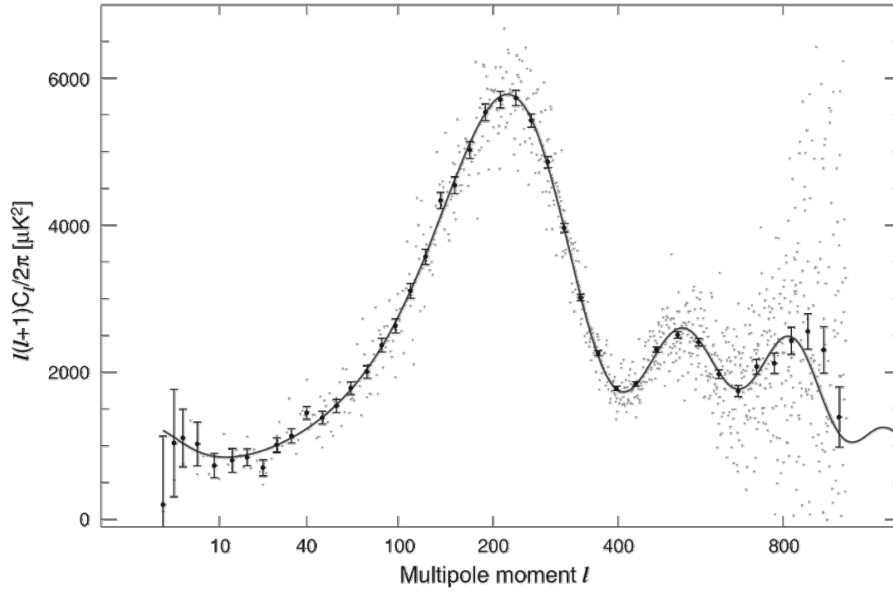
Sıcak Büyük Patlama (SBP) kozmolojisi evrenin fiziğini anlatan en basit ve başarılı fizik kuramıdır. Arkasındaki üç önemli kanıt kozmik genişleme, büyük patlama çekirdek sentezlemesi ve kozmik mikrodalga ar dalan (CMB) ışınımıdır; ve üzerine kurulduğu üç kuram kozmolojik ilke (uzayın homojen ve izotrop olduğu varsayımı), genel görelilik ve kuantum fiziğidir (Caldwell, 2008). SBP kozmolojisinde evrenin erken döneminde ışınım, ilerleyen

dönemlerinde ise madde baskındır. Her iki durum için de Einstein Alan Denklemelerinin çözümü ölçek çarpanının zamana göre ikinci türevi için eksi değerler vermektedir; diğer bir deyişle SBP kozmolojisinde uzayın genişleme hızı zamanla azalmaktadır. Ancak yavaşlayan bir genişlemenin varlığında SBP kozmolojisinin temel problemleri olarak bilinen düzlük, homojenlik ve izotropluk, ufuk ve büyük ölçekli yapıların kökeni gibi problemleri aşırı varsayımlar yapmadan çözmek olanaklı olmamaktadır. Örneğin, uzayın düzlüğünü açıklamak için başlangıçta uzayın 10^{-16} mertebesinde bir duyarlılıkla düz olduğunu varsaymak gibi aşırı varsayıma gitmek gerekmektedir. Oysa ki, erken evrende hızlananmanın olduğu ve ışık hızından daha büyük hızlara ulaşıldığı bir genişleme döneminin var olduğu varsayılırsa bu problemler tek bir hamlede çözülebilmektedir (bkz. Tsujikawa, 2003).

Sözünü ettiğimiz bu hızlanma dönemi “enflasyon dönemi” olarak bilinmektedir. Bugün “eski enflasyon” olarak bilinen, ilk enflasyon düşüncesi 1981’de birbirlerinden bağımsız olarak Guth ve Sato tarafından ortaya atılmıştır. Bu modelin karşılaştığı bazı sorunları çözmek üzere Linde ve Albrecht ile Steinhardt 1982’de “yeni enflasyon” diye bilinen yeni bir düşünce ortaya attılar. Ancak bu model de bazı sorunlarla karşılaştığından Linde 1983’te “kaotik enflasyon” düşüncesini ortaya attı. Buna göre bizim homojen ve izotropik evrenimiz enflasyonun yeteri kadar sürdüğü bir bölgede oluşabilirdi. Eski ve yeni enflasyon modelleri evrenin en başta ısıl denge halinde olduğunu varsayarken, kaotik enflasyonla birlikte böyle bir varsayıma gerek kalmamıştır (Tsujikawa, 2003). Ne var ki, bugün enflasyon kuramında hala bazı düzeltmelere gerek duyulmaktadır, CMB ışınımındaki kuadrupol problemi de buna işaret ediyor olabilir.

Enflasyon paradigması düzlük ve ufuk problemini kolaylıkla çözmek için yanı sıra yoğunluk dalgalanmaları üreterek büyük ölçekli yapıların tohumunu atar. Enflasyona neden olan alandaki kuantum dalgalanmaları ivmeli genişleme döneminde Hubble yarıçapının terk ederek donar ve klasik dalga olurlar. Bu dalgalarda, enflasyon sona erdikten sonra yeniden Hubble yarıçapına girerek büyük ölçekli yapıların oluşması için gerekli olan dalgalanmaları üretirler. Bu ilkel dalgalanmalar, enflasyon modellerinin çoğunda Gaussian, adyabatik ve hemen hemen ölçekten bağımsızdır. Bu özelliklerden küçük bir sapma kozmolojik modellerdeki varsayımları güçlü bir şekilde

sınırlandırabilir (Peiris ve diğ., 2003; Liddle ve Lyth, 2000). CMB anizotropisi doğrusal bir karakter gösterdiğinden yukarıda sözünü ettiğimiz temel özelliklerini korur ve bu nedenle CMB anizotropisi enflasyon modellerini sınamak için biçilmiş kaftandır (Peiris diğ., 2003). Ne var ki, 1992’de açıklanan ilk COBE/DMR sonuçlarından beri bilinmektedir ki, CMB güç tayfında gözlemlenen kuadrupol momentinin ($l=2$, CMB anizotropisinin gözlemlenebilen en büyük ölçeğine karşılık gelmektedir) büyüklüğü, tüm gözlemsel CMB güç tayfını en iyi betimleyen Λ -baskın soğuk karanlık madde (Λ CDM) modelinin verdiği değerden daha küçük bir değerdedir (Smoot ve diğ., 1992; Bennett ve diğ., 1996). CMB *kuadrupol problemi* olarak bilinen bu anomali Wilkinson Morley Anisotropy Probe (WMAP) uydusunun bir yıllık (2003, WMAP) (Hinshaw ve diğ., 2003) ve üç yıllık (2005, WMAP3) (Hinshaw ve diğ., 2007) yüksek çözünürlüklü verileriyle de doğrulanmıştır. Bu yıl açıklanan beş yıllık (2008, WMAP5) (Nolta ve diğ., 2008; Hinshaw ve diğ., 2008) verilerinde de kuadrupolün değerinde bir düzelme olmamıştır (Şekil 1). Bu durum açıklama bekleyen bir sorun olarak önümüzde durmaktadır. Bu anomalinin nedeni olarak başlıca dört açıklama öne sürülmüştür (Eriksen ve diğ., 2003; Copi ve diğ., 2006): i) Sistemik hatalar; yani gözlemlerde kullanılan teknik ile ilgili bir durum. ii) Basitçe istatistiksel bir rastlantıdır. iii) Astrofiziksel etkilerin bir sonucudur; yani CMB ışınımı yolculuğu sırasında böylesi bir sonuç doğuracak biçimde astrofiziksel süreçlerden etkilenmiştir. iv) Kozmolojik kaynaklıdır; uzayın geometrisi RW metriği ile betimlenebilecek bir geometriden daha karmaşık bir geometriye, yani Bianchi metriği ile betimlenebilecek bir geometriye sahiptir. Doğru açıklamanın hangisi olduğu henüz bilinmiyor olsa da, ilk üç aday olası gözükmemektedir (Eriksen ve diğ., 2003). Eğer bu anomali gerçekten kozmolojik kaynaklı ise, CMB güç tayfında en büyük ölçekler (yani en küçük multipoller) yaklaşık olarak karanlık enerjinin baskın olduğu çağlardaki ufkun ölçeğini temsil ettiğinden dolayı kuadrupolün beklenenden küçük bir değere sahip olmasını karanlık enerjinin yapısı ile ilişkilendirmek doğal gözükmemektedir.



Şekil 1 WMAP5 verilerinden elde edilen CMB ışınımı güç tayfi. Sürekli çizgi noktaları en iyi temsil eden Λ CDM modelidir. $l = 2$ momentinin gözlemsel değeri modelin öngördüğü değerinin altında kalmaktadır (Dunkley ve diğ., 2008).

Bianchi metriklerinin anizotropisinin modele bağlı olarak kendine özgü CMB anizotropisi ürettiği bilinmektedir (Ellis, 2006). Campanelli ve arkadaşları (2006, 2007), ayrışma çağında evrenin büyük ölçekli uzaysal geometrisinin herhangi bir mekanizma ile 10^{-2} mertebesinde bir basıklığa sahip düzlemsel simetrik olmasına izin verilmesi durumunda, daha yüksek multipollerin değerini etkilemeden kuadrupol moment değerinin gözlemlenen değerine çekilebileceğini göstermiştir. Uzaysal olarak ellipsoid bir evren Bianchi metrikleri ile temsil edilebilir. Ancak, Bianchi tip I, V ve VII evren modelleri sıradan madde ile birlikte bile evrenin geç zamanları için izotroplaşmaktadır, yani bu metriklerdeki olası bir anizotropi enflasyon döneminde kaçınılmaz olarak izotroplaşacaktır (Ellis, 2006). Dolayısıyla modellerde Bianchi metriği kullanılsa da enflasyon, Bianchi metriğini RW metriğine evrimleştirecektir; yani istenen elipsoid geometriye ulaşamayacaktır. Aslında Bianchi metriklerinin enflasyon döneminde izotroplaşmasının ardında karanlık enerjinin izotrop olduğu varsayımı vardır. Bu varsayım gevşetilerek enflasyonun izotrop olmayan geometriler oluşturmasına olanak sağlanabilir.

2. Anizotropik Karanlık Enerji

Karanlık enerjinin izotrop olduğu yani basıncının yönden bağımsız olarak her yönde aynı değere sahip olduğu varsayımı gevşetilirse, Bianchi metriklerinin izotroplaşmasına herhangi bir basınlıkta ellipsoid bir geometri oluşturacak biçimde ince ayar yapılabilir. Dolayısıyla da, Bianchi metriğinin anizotropisi CMB anizotropisini belirlediğinden CMB anizotropisine de ince ayar yapılmış olur.

Karanlık enerjinin böyle bir özelliğinin olabileceği varsayımının bedeli, karanlık enerjinin Phantom ayırım çizgisini (PDL) geçmesinden (hal denklemi parametresi w 'nin değerinin -1 'in altına inmesi) dolayı (özellikle yöne bağlı olarak) null enerji koşulunun (NEC) ihlal edilmesidir (Rodrigues, 2008). 1980'lerden beri bilinmektedir ki, böylesi enerji bileşenleri olanaklıdır ve Caldwell (2002) 1990'ların sonunda bunların olası karanlık enerji adayları olarak rol oynayabilecekleri düşüncesini gündeme getirmiştir. Bu duruma izin veren gözlemsel kısıtlamalar bulunmakla birlikte, kuramsal olarak, genel göreliliğin uzantısı olan kuramlar PDL'nin geçilmesiyle tutarlıdır (Nesseris ve Perivolaropoulos, 2007). Gözlemsel olarak, SNIa, CMB ve büyük ölçekli yapı gözlemlerinden (LSS) elde edilen güncel kozmolojik veriler $w \ll -1$ durumunu dışarıda bırakmakla birlikte PDL'yi geçen ve dinamik olarak evrimleşen bir w değerini desteklemektedir (Astier ve diğ., 2006; Riess ve diğ., 2004; Komatsu ve diğ., 2008; MacTavish ve diğ., 2006; Eisenstein ve diğ., 2005; Carroll, 2003 ve Nesseris ve Perivolaropoulos, 2007).

Rodrigues (2008) ve Koivisto & Mota (2008a, 2008b) anizotropik hal denklemi (EoS) kullanarak bazı evren modellerini incelediler. Rodrigues, karanlık enerjiyi enflasyon dönemini uzayın anizotropi izlerini silmeyecek şekilde ayarlamayı öneriyor. Diğer yandan, Koivisto & Mota ise CMB anizotropi problemini çözmek için CMB'nin başlarda izotropik olarak oluşmuş olsa da, yön bağımlı ivmelenmeden dolayı evrenin ilerleyen zamanlarında $l=2$ 'deki anomaliyi üretecek biçimde evrimleşmiş olabileceğini öneriyor. Anizotropik hal denkleminin kuadrupol problemini açıklayabileceğini ve bunun SNIa verileriyle sınanabileceğini öne sürüyorlar.

Son olarak, Mota ve arkadaşları (2007); karanlık enerjinin mükemmel akışkan olarak ele alınması karanlık enerjinin gözlemsel sonuçlarının tümünü açıklamakta fenomenolojik olarak yeterli olsa bile, karanlık enerjinin mükemmel akışkan olmayabileceği seçeneğinin dışlanamayacağını söylemektedir. Günümüz evreninin hızlanarak genişlediğine ilişkin çok güçlü kanıtlar olsa da, hızlanmanın nedeni olduğu düşünülen karanlık enerjinin doğası henüz tam olarak anlaşılabilir değildir (Carroll ve diğ., 2003). Dolayısıyla, anizotropik karanlık enerjinin kozmolojik sonuçlarının incelenmesinde yarar vardır. Bu incelemeler, en azından, karanlık enerjinin doğasını daha iyi anlamamıza yardımcı olabilir ve karanlık enerjinin anizotropluğu dışlanacaksa bile neden dışlanması gerektiğini anlamamızı sağlayabilir. Bu tartışma bileşenlerinden biri anizotropik karanlık enerji olan iki bileşenli, özellikle Λ CDM, kozmolojik modellerin incelenmesini özendirilmektedir.

Einstein alan denklemlerinin artı ivmelenme vermesini sağlayan ilk düşünce Einstein'ın kozmolojik sabiti Λ 'dır. Bugün evrenin ortalama enerji yoğunluğunun yaklaşık %70'ini oluşturduğu yönünde güçlü kanıtları olan karanlık enerji adaylarının karakteristik özelliği tüm uzaya homojen bir biçimde dağılmış ve hacim değiştikçe enerji yoğunluklarının hiç değişmemesi (Λ 'da olduğu gibi) ya da çok yavaş değişmesidir (Copeland ve diğ., 2006). Λ için enerjinin kaynağı boşluğun enerjisi olarak düşünülebilir; bu yaklaşımda EoS parametresi $w = p / \rho = -1$ olarak alınır. Λ dışındaki karanlık enerji adayları EoS parametresinin $-1 < w < 1$ aralığında olduğu quintessence ve $w < -1$ olan phantomdur. Karanlık enerji $w < -1/3$ durumunda artı ivmelenmeye neden olmaktadır. Ancak, hal denklemindeki basınç p vektörel bir büyüklük iken enerji yoğunluğu ρ skaler bir büyüklüktür. Bu durumda hal denklemini her bir uzaysal eksen için ayrı ayrı yazarak en genel biçimde betimlemek olanaklıdır:

$$p_x^{(de)} = w_x^{(de)} \rho^{(de)} = (w^{(de)} + \delta) \rho^{(de)}$$

$$p_y^{(de)} = w_y^{(de)} \rho^{(de)} = (w^{(de)} + \gamma) \rho^{(de)}$$

$$p_z^{(de)} = w_z^{(de)} \rho^{(de)} = (w^{(de)} + \eta) \rho^{(de)}$$

Burada $p_x^{(de)}$, $p_y^{(de)}$ ve $p_z^{(de)}$ ve δ , γ ve η sırasıyla x , y ve z yönlerindeki basınçlar ve çarpıklık parametreleri, $\rho^{(de)}$ karanlık

enerjinin enerji yoğunluğudur. Bu durumda karanlık enerjinin EoS parametresini her bir eksen için enerji momentum tensörünün korunumuna uygun olarak ayrı ayrı seçmek olanaklıdır. Buna göre karanlık enerjinin izotrop olduğu durum özel bir durumdur. Karanlık enerjinin daha en baştan yapılan izotropluğu varsayımı kozmolojik modellerdeki daha genel çözümlerin önünü en baştan kapatmaktadır. Anizotropluk dikkate alındığı takdirde daha genel kozmolojik çözümler elde etme olanağı doğar. Küresel simetrik RW metriği böylesi bir hal denklemi yazılmasına izin vermez, yalnızca serbestlik derecesi bir olan bir hal denkleminde izin verir. O halde kozmolojik model için seçilen metriğin uzaysal serbestlik derecesi en az hal denklemi parametrelerinin sayısı kadar olmalıdır. Dolayısıyla, düz bir uzayda bir evren modeli yapmak istiyorsak düzlemsel simetrik anizotropiye sahip bir EoS için Bianchi Tip I ya da düzlemsel simetrik Bianchi Tip I metrik kullanılmalıdır. Kuadrupol probleminin, Campanelli'nin (2006, 2007) evrenin elipsoid olması durumunda çözülebildiği düşüncesinden hareketle EoS'ni ve metriği düzlemsel simetrik anizotropiye sahip olarak seçebiliriz.

3. Anizotropik Karanlık Enerjili İki Kozmolojik Model

Düzlemsel simetrik anizotropiye sahip bir karanlık enerjinin enerji-momentum tensörünü aşağıdaki gibi ifade edebiliriz:

$$T_{\mu}^{(de)\nu} = \text{diag}[\rho^{(de)}, p_x^{(de)}, p_y^{(de)}, p_z^{(de)}] = \text{diag}[1, -w_x^{(de)}, -w_y^{(de)}, -w_z^{(de)}] \rho^{(de)}$$

$$= \text{diag}[1, -(w^{(de)} + \delta), -(w^{(de)} + \gamma), -(w^{(de)} + \gamma)] \rho^{(de)}$$

Bu enerji-momentum tensörü ile betimlenen karanlık enerji için enerji-momentum tensörünün korunumu aşağıdaki denklemi verir:

$$T_{;\nu}^{(de)\mu\nu} = \dot{\rho}^{(de)} + (1 + w^{(de)}) \rho^{(de)} \left(\frac{\dot{a}}{a} + 2 \frac{\dot{b}}{b} \right) + \rho^{(de)} \left(\delta \frac{\dot{a}}{a} + 2\gamma \frac{\dot{b}}{b} \right) = 0$$

En son kozmolojik veriler $w^{(de)} \approx -1$ değerini verdiğinden, aşağıdaki modellerde $w^{(de)} = -1$ alınmıştır ve karanlık enerjinin enerji yoğunluğunun zamanla değişmediği, $\dot{\rho}^{(de)} = 0$, varsayılmıştır. Bu varsayımlar altında, çok özel bazı durumlar dışında denklem 3'ün sağlanması için çarpıklık parametrelerinin, yani anizotropinin,

zamanın fonksiyonu olması gerektiği gibi ilginç bir sonuç hemen görülebilir. Aşağıda düzlemsel simetrik Bianchi Tip I metrik,

$$ds^2 = dt^2 - a(t)^2 dx^2 - b(t)^2 (dy^2 + dz^2),$$

için denklem 3'ü sağlayan iki ayrı anizotropik karanlık enerjili birer modelin, ivmelenme parametresi $q = -1$, yani evrenin hacminin $V^3 = c_1 e^{3Ht}$ biçiminde arttığı özel durum için bazı ilginç sonuçları verilmiştir. Burada H evrenin hacminin büyümesinden elde edilen ortalama Hubble parametresidir ve

$$H = \frac{\dot{V}}{V} = \frac{1}{3} \left(\frac{\dot{a}}{a} + 2 \frac{\dot{b}}{b} \right) = s + b$$

biçiminde gösterilebilir. Böylesi bir anizotropik karanlık enerji ve mükemmel akışkan iki bileşen ile birlikte Einstein Alan Denklemlerinin,

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = - \left(T_{\mu\nu}^{(pf)} + T_{\mu\nu}^{(de)} \right),$$

çözümünden aşağıdaki alan denklemleri elde edilir:

$$\frac{\dot{b}^2}{b^2} + 2 \frac{\dot{a}\dot{b}}{ab} = \rho^{(pf)} + \rho^{(de)}$$

$$\frac{\dot{b}}{b} + 2 \frac{\dot{b}}{b} = -w \rho^{(pf)} - (w^{(de)} + \delta) \rho^{(de)}$$

$$\frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{a}\dot{b}}{ab} + \frac{\dot{b}}{b} = -w \rho^{(pf)} - (w^{(de)} + \gamma) \rho^{(de)}$$

Bu alan denklemleri, çarpıklık parametreleri için enerji-momentum tensörünün korunumunu ihlal etmeyen iki farklı varsayım göz önüne alınarak çözülmüştür. İlk modelde evren RW metriği ile betimlenebilecek bir dönemden geçebilmekte, ancak RW evresinde kalamamaktadır. İkinci modelde ise evren RW evresinden geçebileceği gibi enflasyonun yeterince uzun olması durumunda kararlı bir RW evresinde doğru gitmektedir.

Model 1: Bu modelde alan denklemleri, çarpıklık parametreleri

$$\delta(t) = 2n \frac{\dot{b}}{b} \text{ ve } \gamma(t) = -n \frac{\dot{a}}{a}$$

biçiminde seçilerek çözülmüş (n çarpıklığın büyüklüğünü belirleyen bir sabit bir parametredir) ve ölçek çarpanları

$$a(t) = k^{2/3} c_1^{1/3} e^{Ht + \frac{2}{9} \frac{\lambda}{H} e^{-3Ht} + \frac{2}{3} n \rho^{(de)} t}$$

$$b(t) = k^{-1/3} c_1^{1/3} e^{Ht - \frac{1}{9} \frac{\lambda}{H} e^{-3Ht} - \frac{1}{3} n \rho^{(de)} t}$$

biçiminde bulunmuştur. Burada k , c_1 ve λ birer sabit ve t kozmik zamandır. Ölçek çarpanlarından hareketle sırasıyla x ve y yönlerindeki Hubble parametreleri şöyledir:

$$H_1 = \frac{\dot{a}}{a} = H - \frac{2}{3} \lambda e^{-3Ht} + \frac{2}{3} n \rho^{(de)}$$

$$H_2 = \frac{\dot{b}}{b} = H + \frac{1}{3} \lambda e^{-3Ht} - \frac{1}{3} n \rho^{(de)}$$

Evrenin genişleme hızının anizotropisinin büyüklüğünün bir ölçüsünü veren genişleme anizotropisi

$$\Delta = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{H_i - H}{H} \right)^2$$

biçiminde tanımlanır. Düzlemsel simetrik Bianchi I metriği için bu değer sıfırdan farklı olması genişleme hız dağılımının elipsoidliğinin büyüklüğünün bir ölçüsüdür. Denklem 5 ve 10 denklem 11'de kullanıldığında bu model için genişleme anizotropisi aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\Delta = \frac{2}{9} \frac{1}{H^2} \left(n \rho^{(de)} - \lambda e^{-3Ht} \right)^2.$$

$n = 0$ durumu karanlık enerjinin izotrop olma durumuna karşılık gelir ve görüldüğü üzere standart enflasyon kuramlarında beklendiği gibi genişleme hızının anizotropisi eksponansiyel ve monoton olarak sıfıra gitmekte, yani izotroplaşmaktadır. Ancak $n \neq 0$ durumda, yani karanlık enerji anizotrop iken, genişleme hızının anizotropisi sıfırdan farklı bir değere yakınsamakta ve bu her zaman da monoton olarak azalmamaktadır. Diğer bir deyişle, enflasyon döneminde zamanla değişen bir elipsoid hız dağılımı söz konusudur. Elipsoid bir hız dağılımı, uzayın enflasyondan önceki geometrisine bağlı olarak, uzayı daha da basıklaştırabilir ya da RW metriği ile betimleyebileceğimiz küresel bir geometriden bir kez geçirerek basıklık eksenini

değiştirebilir veya iki kez geçirdikten sonra aynı basıklık ekseninde daha basık bir geometriye evrimleştirebilir.

Karanlık enerji için ortalama hal denklemi parametresi

$$w_{\text{ort}} = \frac{w_x + w_y + w_z}{3}$$

biçiminde tanımlanabilir ve bu modelde şöyle bulunmaktadır:

$$w_{\text{ort}} = -1 - \frac{2}{3} \left(n^2 \rho^{(\text{de})} - n \lambda e^{-3Ht} \right).$$

Buradaki ilginç bir sonuç ortalama EoS parametresinin zamanın bir fonksiyonu olması ve nihai olarak PDL'yi geçmesidir. Bu model anizotropinin doğurabileceği bir takım kozmolojik sonuçlara ışık tutmakla birlikte uzayın RW metriği ile betimlenebilen bir evreden geçmesini sağlamakta ancak nihai olarak uzayı elipsoid bir geometriye evrimleştirmektedir.

Model 2: Bu kez çarpıklık parametreleri,

$$\delta(t) = 2n \frac{1}{b ab^2} \quad \text{ve} \quad \gamma(t) = -n \frac{1}{a ab^2}$$

biçiminde seçilmiştir. Burada Model 1'dekine ek olarak çarpıklık parametrelerinin evrenin hacmi ile de ters orantılı olarak küçüldüğü varsayılmıştır. Denklem sistemi 7'nin denklem 15'teki çarpıklık parametreleri ile çözümünden elde edilen ölçek çarpanları aşağıdaki gibidir:

$$a(t) = k^{2/3} c_1^{1/3} e^{Ht + \frac{2\lambda}{9H} e^{-3Ht} + \frac{2(1+3Ht)}{9c_1H} n \rho^{(\text{de})} e^{-3Ht}}$$

$$b(t) = k^{-1/3} c_1^{1/3} e^{Ht - \frac{\lambda}{9H} e^{-3Ht} - \frac{1(1+3Ht)}{9c_1H} n \rho^{(\text{de})} e^{-3Ht}}$$

Yine ilk bakışta görüleceği üzere $n = 0$ için ölçek çarpanları zamanla birbirlerine yakınsarlar. Ancak karanlık enerjinin anizotropik olması durumunda ölçek çarpanları enflasyon yeterince uzun sürerse birbirlerine monoton olarak yakınsamaya başlarlar, yani uzay RW metriği ile betimlenecek bir geometriye evrimleşmeye başlar. Ancak enflasyonun erken dönemlerinde parametrelerin değerlerine bağlı olarak uzayın geometrisinin evrimi daha karmaşık davranışlar gösterebilir. Ölçek çarpanlarından hareketle farklı yönlerdeki Hubble parametreleri bu kez şöyledir:

$$H_1 = \frac{\dot{a}}{a} = H - \frac{2}{3c_1} (\lambda c_1 + n\rho^{(de)} 3Ht) e^{-3Ht}$$

$$H_2 = \frac{\dot{b}}{b} = H + \frac{1}{3c_1} (\lambda c_1 + n\rho^{(de)} 3Ht) e^{-3Ht}$$

Uzayın farklı yönlerdeki genişleme hızındaki erken dönem farklılıkları zamanla ortadan kalkmaktadır. Bunu genişleme hızının anizotropisinden de görebiliriz:

$$\Delta = \frac{2}{9H^2 c_1^2} (\lambda c_1 + n\rho^{(de)} 3Ht)^2 e^{-6Ht}$$

Bu denklemde görüleceği gibi, karanlık enerjinin izotropik ($n = 0$) olması durumunda genişleme hızında küresel simetriden sapma standart enflasyon modeline uygun olarak monoton ve eksponansiyel olarak azalmaktadır. Ancak karanlık enerjinin anizotrop olması durumunda parametrelerinin seçimine bağlı olarak genişleme hızı başlarda küresel simetrik bir genişleme hızından zamanın fonksiyonu olan bir sapma gösterecektir. Ancak parametreler nasıl seçilirse seçilsin enflasyon yeterince sürdükten sonra küresel simetrik bir enflasyon evresine gidilebilecektir.

Son olarak bu modelde ortalama hal denklemi parametresi aşağıdaki gibi bulunur:

$$w_{ort} = -1 + \frac{2}{3} \frac{1}{c_1^2} (n\lambda c_1 + n^2 \rho^{(de)} 3Ht) e^{-6Ht}.$$

w_{ort} zamanın bir fonksiyonudur ve enflasyonun erken evrelerinde parametrelerin seçimine göre farklı davranışlar göstermekle birlikte enflasyonun yeterince sürmesi durumunda vakum enerjisinin EoS parametresine yakınsamaktadır, yani $w_{ort} \cong w_{vak} = -1$ olmaktadır.

Kozmolojik gözlemler w 'nın dinamik olabileceğini göstermekle birlikte, w 'nın davranışı hakkında farklı gözlemler arasında henüz bir tutarlılık yoktur. Anizotropik karanlık enerjinin dinamik karakterde bir hal denklemi parametresi doğurması herhangi bir yeni fiziğe başvurmadan dinamik bir hal denkleminin elde edilebileceğini de göstermektedir.

Kaynakçalar:

- Albrecht, A. ve Steinhardt, 1982, P., Phys. Rev. Lett. 48, 1220.
- Astier, P. ve diğ., 2006, Astronomy and Astrophysics, 447, 31-48; [arXiv:astro-ph/0510447].
- Linde, A., 1982, Phys. Lett. 108B, 389.
- Linde, A., 1983, Phys. Lett. 129B, 177.
- Bennett, C.L. ve diğ., 1996, Astrophysical Journal, 464, L1L4; [arXiv:astro-ph/9601067].
- Caldwell, R., 2008, Dark Energy (Lecture notes), Summer School in Cosmology, ICTP, July.
- Caldwell, R.R., 2002, arXiv:astro-ph/9908168v2.
- Campanelli, L. ve diğ., 2006, Physical Review Letters, 97, 131302.
- Campanelli, L. ve diğ., 2007, Physical Review D, 76, 063007; [arXiv:astro-ph/0706.3802v2].
- Carroll, S.M. ve diğ., 2003, Physical Review D, 68, 023509; [arXiv:astro-ph/0301273].
- Copeland, E. J. ve diğ., 2006, Int.J.Mod.Phys. D15, 1753-1936; [arXiv:hep-th/0603057v3].
- Copi, C.J. ve diğ., 2006, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 367, 79-102.
- Dunkley, J. ve diğ., 2008, arXiv:0803.0586v1.
- Eisenstein, G. ve diğ., 2005, The Astrophysical Journal, 633, 560-574; [arXiv:astro-ph/0501171].
- Ellis, G.F.R., 2006, General Relativity ve Gravitation, 38(6), 1003-1015.
- Eriksen, H.K. ve diğ., 2004, Astrophysical Journal., 605, 1420; [arXiv:astro-ph/0307507].
- Hinshaw, G. ve diğ., 2003, The Astrophysical Journal Supplement Series, 148, 135.
- Hinshaw, G. ve diğ., 2007, The Astrophysical Journal Supplement Series, 170, 288.
- Hinshaw, G. ve diğ., 2008, arXiv:astro-ph/0803.0732v1.
- Guth, A. H., 1981, Phys. Rev. D 23, 347.
- Komatsu, E. ve diğ., 2008, arXiv:astro-ph/0803.0547v1.
- Koivisto T. ve Mota, D.F., 2008, arXiv:astro-ph/0707.0279v3.
- Koivisto T. ve Mota, D.F., 2008, arXiv:astro-ph/0801.3676v1.
- Liddle, A. R. ve Lyth, D. H., 2000, Cosmological Inflation and Large-Scale Structure, Cam. Uni. P.
- MacTavish, C.J. ve diğ., 2006, Astrophysical Journal, 647, 799; [arXiv:astro-ph/0507503 v1].
- Mota, D.F. ve diğ., 2007, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 382, 793-800.

- Nesseris, S. ve Perivolaropoulos, L., 2007, Journal of Cosmology ve Astroparticle Physics, 0701, 018.
- Nolta, M.R. ve diğ., 2008, arXiv:astro-ph/0803.0593v1.
- Peiris, H.V. ve diğ., 2003, The Astrophysical Journal Supplement Series, 148, 213231.
- Riess, A. G. ve diğ., 2004, Astrophysical Journal, 607, 665-687; [arXiv:astro-ph/0402512].
- Rodrigues, D.C., 2008, Physical Review D, 77, 023534; [arXiv:astro-ph/0708.1168v2].
- Sato, K., 1981, Mon. Not. R. Astron. Soc. 195, 467.
- Smoot, G.F. ve diğ., 1992, Astrophysical Journal, 396, L1.
- Tsujikawa, S., 2003, arXiv:hep-ph/0304257v1.