

## EVRENİN İLK ANLARINDAKİ KUARK GLUON MADDE

İhsan YILMAZ<sup>1,2</sup> ve Can AKTAŞ<sup>3</sup>

**Özet:** Bu çalışmada, genel rölativite çerçevesinde kuark ve acayıp kuark madde incelenmiştir. Bu amaçla kuark – gluon maddenin anizotropi parametresi sıfır alınarak kuark ve acayıp kuark madde için statik olmayan küresel simetrik uzay zaman için Einstein alan denklemleri çözülmüştür. Böylece kuark ve acayıp kuark maddenin uzay – zaman geometrisi elde edilmiştir.

*Anahtar Kelimeler: Kuark madde, acayıp kuark madde, Einstein alan denklemleri, durum denklemi, anizotropi parametresi*

### 1. Giriş

Evrenin oluşumu ile ilgili en tutarlı teori olan Büyük Patlama (Big Bang) teorisine göre, yaklaşık 14,5 milyar yıl önce, evrenimizdeki madde ve enerji çok küçük bir hacim kaplıyordu. Bu sırada, dört temel etkileşim (kütle çekimi, elektromagnetik kuvvet, zayıf ve güçlü etkileşim) büyük olasılıkla tek bir etkileşim olarak birleşmiş haldeydi (Aktaş, 2008).

Planck zamanının ( $10^{-43}$  saniye,  $10^{32}$  Kelvin,  $10^{19}$  GeV) ardından kütle çekimi, öteki kuvvetlerden (elektromagnetik, zayıf ve güçlü çekirdek kuvveti) ayrıldı.  $10^{-35}$  saniyede ( $10^{27}$  K,  $10^{15}$  GeV) “Şişme Dönemi” olarak adlandırılan hızlı genişleme başladı. Şişme  $10^{-32}$

---

<sup>1</sup> Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü, [iyilmaz@comu.edu.tr](mailto:iyilmaz@comu.edu.tr)

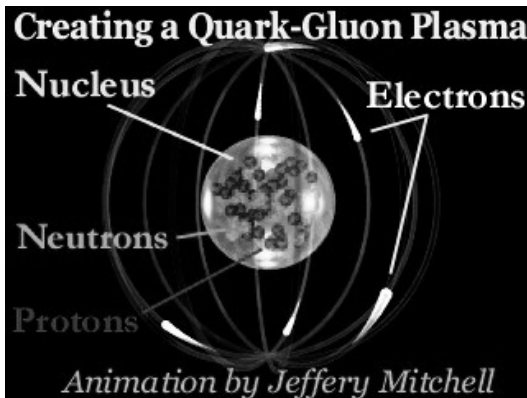
<sup>2</sup> Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Astrofizik Araştırma Merkezi

<sup>3</sup> Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Matematik Bölümü, [canaktas@comu.edu.tr](mailto:canaktas@comu.edu.tr)

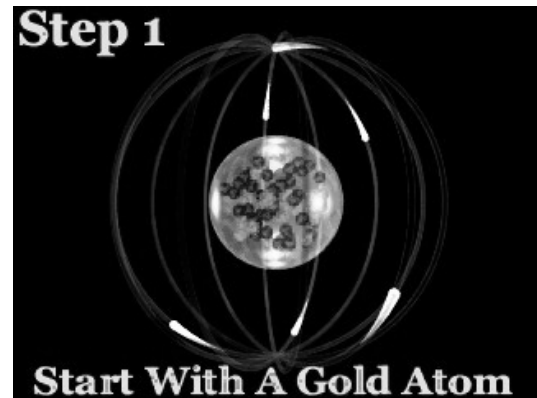
saniye sonunda durdu. Bu sırada, evren başlangıç hacminin  $10^{50}$  katı hacme ulaştı.  $10^{-32}$  saniye sonunda güçlü çekirdek kuvveti de diğer iki kuvvetten ayrıldı. Madde ve anti – madde bu sırada birbirini yok etti. Ancak, madde miktarı, anti – maddeye göre biraz daha fazla olduğundan, fazla madde evrende varlığını sürdürdü.  $10^{-11}$  saniyede ( $10^{16}$  K,  $10^3$  GeV) zayıf kuvvet ve elektromagnetik kuvvet birbirinden ayrıldı.  $10^{-6}$  saniyede ( $10^{13}$  K, 1 GeV) kuark – hadron geçişi oldu. Sıcaklık azaldıkça kuarklarla anti – kuarkların birbirlerini yok etmesi süreci sona erdi ve arta kalan kuarklar üçlü gruplar oluşturarak proton ve nötronları oluşturdu.

1. saniyede ( $10^{10}$  Kelvin, 1 MeV) elektronlar ve nötrinolar oluştu. 3. dakikada, sıcaklık  $10^9$  (1 milyar) Kelvin'e düştü. Bu sırada proton ve nötronlar, helyum ve döteryum gibi atomların çekirdeklerini oluşturdu. 300 000 yıl ( 3000 K) sonra eksi yüklü elektronlar, artı yüklü proton taşıyan çekirdeklere bağlanmaya başladılar. Sonunda hafif element diye adlandırılan hidrojen, helyum ve lityum atomları oluştu. Böylece evrenin yapısı büyük ölçüde tamamlanmış oldu. Daha sonra sıcaklık daha da azaldıkça sırasıyla diğer atomlar, yıldızlar ve gökadalalar oluştu (Vilenkin, 2000; Akoğlu, 2007; Aktaş, 2008).

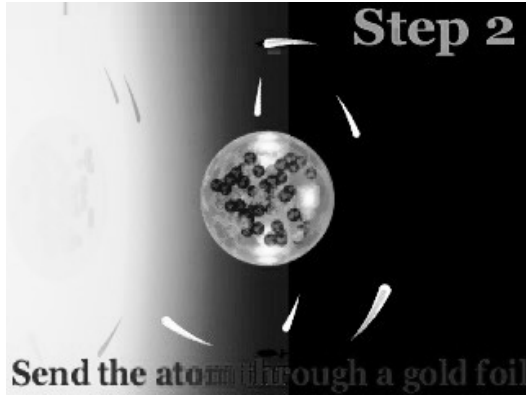
Şiddetli etkileşimleri en iyi şekilde açıklayan Kuantum Renk Dinamiği (QCD) teorisine göre en kararlı atom çekirdeği  $^{56}\text{Fe}$  'dan daha kararlı maddenin yeni bir formu olan Kuark – Gluon maddenin var olabileceği öne sürülmektedir. Nisan 2005'te Amerika'daki Brookhaven Ulusal Laboratuvarı bu maddeyi laboratuvar ortamında oluşturduğunu ve bu maddenin ideal(perfect) formda olduğunu ilan etti(<http://www.bnl.gov/physics>) (Aktaş, 2008).



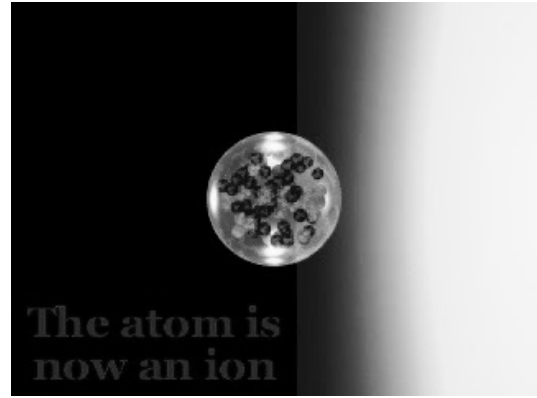
1. adım: Bir altın atomunun iç yapısı



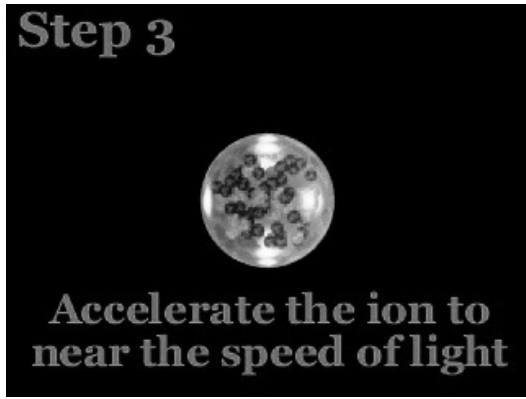
2. adım: Altın atomu



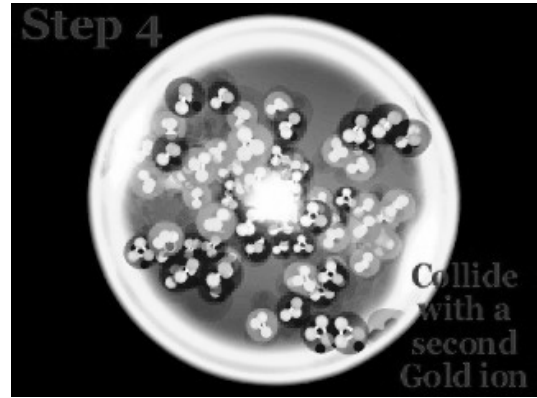
3. adım: Altın atomu elektronlarından ayrılıyor



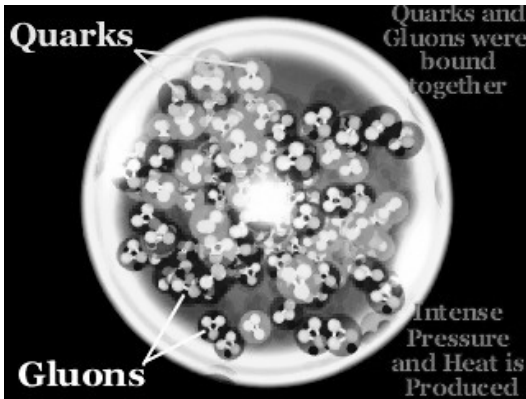
4. adım: Altın atomu artık iyon halde



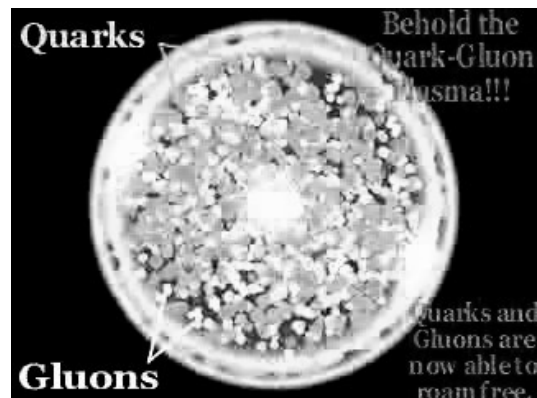
5. adım: Altın iyonları ışık hızına yakın hızlandırılıyor



6. adım: İki altın iyonu çarpışıyor



7. adım: Atomun içindeki kuarklar ve gluonlar serbest halde



8. adım: Kuark – gluon madde

Şekil 1. Kuark – gluon madde oluşum basamakları (Brookhaven, 2005; Aktaş, 2008)

Bu maddenin aşağıdaki üç durumda oluşabileceği önerilmektedir.

a) Standart kozmolojik modele göre evrenin başlangıç sıcaklığı ve yoğunluğu gittikçe düşmekte ve bu nedenle erken evrende birçok evre geçişinin olabileceği beklenmektedir. Bu tür geçişlerden biri de sıcaklığın  $T \approx 200 \text{ MeV}$  olduğu durumdaki kuark – hadron geçişidir. Bu esnada bu tür bir maddenin oluşabileceği öne sürülmektedir (Xu, 2003).

b) Bunun yanında, bu tür madde yoğun yıldızların özellikle de nötron yıldızlarının çekirdeklerinde oluşabilir. Bu tür yıldızlara acayip kuark yıldızlar (Strange Quark Stars) olarak da adlandırılmaktadır (Xu, 2003).

Aşağıda tabloda verilen yıldızların bu tür kuark yıldız adayları olabileceği düşünülmektedir.

Compact object	Peculiar feature
RX J1856.5-3754	Small radius
4U 1728-34	Small radius
SAX J1808.4-3658	Small radius
Her X-1	Small radius
1E 1207.4-5209	Peculiar timing
PSR 0943+10	Microstorms
3C58 (J0205+6449)	Low temperature
GRO J1744-28	X-ray burst features
SGR 0526-66, SGR 1900+14, SGR 1806-20	X-ray burst features

*Tablo I. Kuark yıldızı olabileceği düşünülen yıldızlar (Weber, 2005)*

c) Diğer bir olasılık ise, kuark maddenin kozmik ışınlarda ortaya çıkabileceğidir. Bilindiği gibi Dünya'ya, Ay'a ve diğer gök cisimlerine yüksek enerjili kozmik ışınlar sürekli çarpmaktadırlar. Dolayısıyla çok kısa süren kuark-gluon madde oluşumu evrende sürekli meydana gelmektedir (Ellis ve diğ., 2008).

Kuark – gluon madde üzerine son yıllarda birçok çalışma yapılmıştır. Bunları deneysel, yıldızlar ve evren ile ilgili olmak üzere üç grupta toplamak mümkündür (Aktaş, 2008).

Back ve diğ. (2005), Adams ve diğ. (2005) ve Adcox ve diğ. (2005) kuark – gluon maddenin ideal akışkan gibi davrandığını laboratuvar ortamında bulmuşlardır. Shuryak (2004) RHIC'deki deneylerde meydana getirilen kuark – gluon maddenin özelliklerini ve neden ideal akışkan olması gerektiğini incelemiştir. Liao ve Shuryak (2008) kuark – gluon maddenin magnetik bileşenlerini deneysel olarak çalışmışlardır. Nayak (2008), BNL ve CERN'de yapılan ve yapılmakta olan kuark – gluon madde deneyleriyle ilgili genel bir değerlendirme yapmıştır (Aktaş, 2008).

Acayip kuark yıldızlar (Strange Quark Star) konusunda son yıllarda yapılan çalışmalardan bazıları aşağıdaki şekilde özetlenebilir. Gondek – Rosinska ve diğ. (2000) çanta modelini kullanarak rotasyon yapan acayip kuark yıldız modeli çalışmışlardır. Harko ve Cheng (2002) lineer durum denklemini kullanarak acayip kuark yıldızların kütlesi ve yarıçapı arasındaki ilişkiyi incelemiştir. Mak ve Harko (2002) anizotropik madde dağılımı için kuark yıldız modeli çalışmıştır. Yılmaz ve Baysal (2005), Gödel tipi metrik olarak elektromagnetik alanlı acayip kuark yıldız modelini incelemiştir. Weber (1999, 2003, 2005) kuark yıldızları ve nötron yıldızlarını arasındaki ilişkiyi incelemiştir. Xu (2003, 2005, 2006) kuark madde ve acayip kuark yıldızların özelliklerini araştırmıştır. Jaikumar (2007) acayip kuark yıldızlarının ve nötron yıldızlarının özelliklerini incelemiştir. Sharma ve Maharaj (2007), anizotropik madde dağılımını ve lineer durum denklemini kullanarak acayip yıldız modeli çalışmışlardır. Daha sonra Komathiraj ve Maharaj (2007), Mak ve Harko'nun 2002'de yaptığı çözümlerin genelleştirmesini yapmışlardır. Gondek – Rosinska ve Limousin (2008) çeşitli durum denklemlerini kullanarak acayip kuark yıldızların kütlelerini ve yarıçaplarını nümerik olarak hesaplamıştır. Limousin ve diğ. (2008) acayip kuark yıldız çiftlerini incelemiştir (Aktaş, 2008).

Belczynski ve diğ. (2002), nötron yıldızları, kuark yıldızlar ve kara delikler arasındaki ilişkiyi çalışmıştır. Madsen (2008) astrofiziksel kompakt objelerin (kuark yıldızları, nötron yıldızları ve kara delikler) yarıçapları ve yükleri arasındaki bağıntıyı incelemiştir. Bunların yanında Thakur (2007) kara deliklerin kuark yıldızı olarak sonlanabileceğini ileri sürmektedir.

Son zamanlarda özellikle CERN’de yapılmakta olan deneyler kara deliklerin oluşması üzerine birçok tartışma başlatmıştır. Bu deneylerde kara delik oluşup oluşmayacağından kısaca bahsedelim. Parçacık hızlandırıcılarında kara delik oluşması aşağıdaki sebeplerden dolayı mümkün görülmemektedir.

1. Bilindiği gibi evrende gözlenen kara delikler çok büyük kütlelidirler. Diğer taraftan hızlandırıcılardaki çarpışmalarda ortaya çıkacak kütle ise iki sivrisineğin çarpışmasına benzer bir kütle açığa çıkaracaktır ki bu da astrofiziksel açıdan bilinen kara delikleri oluşturacak mertebede değildir (Ellis ve diğ., 2008).
2. Genel rölativite teorisine göre temel parçacıklar arasındaki gravitasyonel etkileşmenin çok küçük olmasından dolayı laboratuvar ortamında kara delik oluşması mümkün değildir (Ellis ve diğ., 2008).
3. Bilindiği gibi parçacık hızlandırıcılarındaki çarpışmalarda kütle merkezli enerji ( $\cong 200 MeV$ ), Dünya’ya ve diğer gök cisimlerine milyarlarca yıldan beri çarpan kozmik ışınlarından ( $\cong 10^{14} TeV$ ) çok daha azdır. Bununla birlikte kozmik ışın çarpışmalarındaki parçacıkların hızları çok büyük iken, parçacık hızlandırıcılarındaki hızlar çok daha düşüktür. Eğer parçacık çarpışmalarıyla kara delik oluşacak olsaydı, şimdiye kadar kozmik ışın çarpışmalarından dolayı bir sürü kara delik oluşup Dünyamızı veya Ay’ı yutması gerekirdi (Ellis ve diğ., 2008).
4. Eğer proton içindeki kuark ve gluonların çarpıştırılmasıyla küçük kara delikler oluşsaydı, bu tür kara delikler Hawking ışımasından dolayı çok kısa sürede kendilerini oluşturan aynı tür parçacıklara bozulacaklardır. Çünkü kuantum mekaniğinin bir sonucu olarak parçacık anti-parçacık çifti her hangi bir kara deliği çevreleyen olay ufkuna yakın oluşmalıdır. Oluşan parçacıklar kara deliğin içinde kaybolurken bu parçacıklara karşılık gelen anti-parçacıklar ışınım olarak kaçmalıdırlar ki buna da Hawking ışıması denir (Ellis ve diğ., 2008).
5. Bilindiği gibi kozmik ışın veya parçacık hızlandırıcılarındaki kuark-gluon plazma veya oluşması muhtemel acayip(strange) kuark madde oluşması çok kısa(nano saniye mertebesinde) sürmektedir.

Bu nedenle kara delik oluşturacak miktarda madde birikmesi mümkün değildir (Ellis ve diğ., 2008).

6. Fakat yüksek boyut teorilerine göre; çok küçük uzaklıklarda (yüksek boyuttaki diğer boyutların 0,1 mm ile 0,7 mm arasında değiştiği düşünülmektedir) parçacık çiftleri arasındaki gravitasyonel etkileşim çok güçlü olabilir. Bu nedenle kararlı ve negatif yüklü acayip (strange) kuark maddenin oluşabileceği ve bu maddenin etrafındaki maddeleri toplayarak daha da büyüüp kara delik oluşturabileceği öne sürülmektedir. Fakat acayip kuark madde nano saniye mertebesinde oluşup bozulduğundan böyle bir şey de mümkün değildir (Ellis ve diğ., 2008).

7. Matematiksel açıdan bakacak olursak, Bilindiği gibi kara deliğin uzay-zaman geometrisi

$$ds^2 = dt^2 \left(1 - \frac{2GM}{r}\right) - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2GM}{r}\right)} - r^2 d^2\Omega$$

şeklinde dir. Burada G Newton sabitidir. Yukarıdan da görüleceği gibi  $\frac{2GM}{r} = 1$  olursa madde kara delik oluşturur ve olay ufku ortaya çıkar. Yani

$$r = R_s = 2GM = \frac{M}{M_p^2} \approx 10^{-33} \text{ cm} \left( \frac{M}{M_p} \right)$$

olması demektir. Hâlbuki CERN’de parçacık hızlandırıcılarında oluşturulacak enerji yaklaşık olarak  $10^{-17} \text{ cm} (1 \text{ TeV}^{-1}$  bu değer aynı zamanda elektro zayıf etkileşimin ortaya çıkma ölçüsüne yakındır) civarındadır. Yukarıdan da görüleceği gibi  $M / M_p > 10^{16}$  olduğunda kara delik oluşur.  $M_p \approx 10^{19} \text{ GeV}$  olduğundan kara delik oluşması için  $M > 10^{35} \text{ GeV}$  olmalıdır. Bu da 1 TeV enerjili  $10^{32}$  nükleona karşılık gelir. Bu kadar büyük sayıda nükleonu oluşturacak bir parçacık hızlandırıcısının olması mümkün değildir (Blazot ve diğ., 2008).

Benzer bir irdelemeyi yüksek boyutlu uzay – zamanlar için yapacak olursak,  $M > 10^3 \times 10^{7(1+d)} \text{ GeV}$  olarak elde edilir. Örneğin

$d=2$  yani 6-boyutlu uzay-zaman için  $M > 10^{24} GeV$  olmalıdır(bu da yaklaşık  $10^{21}$  nükleona karşılık gelmektedir.). Görüldüğü gibi yüksek boyuttaki kütle sınırı da mevcut parçacık hızlandırıcılarınınkinden çok daha fazladır. Bu nedenle yüksek boyutta oluşacağı önerilen kara deliklerin dahi bugün ki parçacık hızlandırıcılarında oluşması mümkün değildir. Bu değer 4-boyuttaki değere göre küçük olsa bile yinede parçacık hızlandırıcılarında elde edilebilecek bir değer değildir (Blaizot ve diğ., 2008).

Kuark ve acayip kuark madde büyük ölçekte ise aşağıdaki araştırmacılar tarafından çalışılmıştır. Mak ve Harko (2002) lineer durum denklemini kullanarak statik küresel simetrik metrik için anizotropik kuark madde dağılımı incelemişlerdir. Daha sonra Mak ve Harko (2004), elektrik alandaki acayip kuark yıldızları statik küresel simetrik uzay – zamanda çalışmıştır. Yavuz ve diğ. (2005), statik küresel simetrik uzay – zamanda konformal dönüşümleri kullanarak sicim bulutuna iliştilmiş acayip kuark madde için çözümler elde etmişlerdir. Yılmaz (2006), string bulutuna ve domain wall'lara iliştilmiş kuark ve acayip kuark maddeyi 5 – boyutlu Kaluza – Klein kozmolojik modelinde incelemiştir. Yılmaz ve Yavuz (2006) n – boyutlu statik küresel simetrik uzay – zamanda kuark madde çözümleri yapmışlardır. Pradhan ve diğ. (2007) n – boyutlu statik küresel simetrik uzay – zamanda konformal dönüşümleri kullanarak sicim bulutuna iliştilmiş acayip kuark madde için çözümler elde etmişlerdir (Aktaş, 2008).

Bilindiği gibi deneylerde kuark – gluon maddenin anizotropi parametresi sıfıra çok yakın bir değer bulunmuştu. Buradan hareketle de kuark maddenin hemen hemen ideal akışkan gibi davrandığı bulunmuştu. Bu çalışmanın amacı, evrenin anizotropi parametresini sıfır alarak kuark ve acayip kuark maddenin evrendeki davranışını incelemektir. Bu bağlamda genel rölativite çerçevesinde evrenin anizotropi parametresi sıfır alınarak kuark ve acayip kuark madde için statik olmayan küresel simetrik uzay – zamanda Einstein alan denklemleri elde edilmiş ve çözümleri bulunmuştur (Aktaş, 2008).



## 2. Einstein Alan Denklemleri

Gravitasyonel etkileşmeleri ve dolayısıyla büyük ölçekte evrenin yapısını açıklayan genel rölativite teorisinin temel denklemleri olan Einstein alan denklemleri;

$$G_{ik} : R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = -T_{ik} \quad (1)$$

şeklindedir. Burada;  $g_{ik}$  uzay – zamanın metrik potansiyelleri,  $T_{ik}$  enerji – momentum tensörü,  $R$  Ricci skaleri,  $G_{ik}$  Einstein alan tensörü,  $R_{ik}$  Ricci tensörüdür (Aktaş, 2008).

Alan denklemlerinin bir yanı uzayın geometrisini içerirken diğer tarafı ise madde ve madde dağılımını içermektedir (Aktaş, 2008).

Uzay – zamanın geometrisi için küresel simetrik metrik seçilmesinin iki nedeni vardır. İlki; yıldızların geometrisinin ideal durumlarda küresel simetriğe yakın olması; ikincisi de bugünkü evreni en iyi şekilde açıklayan FRW evreninin küresel simetrik olmasıdır (Aktaş, 2008).

Statik olmayan küresel simetrik metrik,

$$ds^2 = -e^{2\nu(r,t)} dt^2 + e^{2\lambda(r,t)} dr^2 + R^2(r,t) d\Omega^2 \quad (2)$$

şeklindedir. Burada  $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2$  ve  $\nu$ ,  $\lambda$  ve  $R$ ;  $r$  ve  $t$ 'ye bağlı fonksiyonlardır (Joshi, 2000).

Brookhaven Ulusal Laboratuvarı (<http://www.bnl.gov/>), yaptığı deneyler sonucunda kuark maddenin ideal akışkan formda olması gerektiğini açıklamıştır. Bu nedenle kuark maddenin enerji – momentum tensörü aşağıdaki şekildedir.

$$T_{ik}^{Kuark} = (\rho + p)u_i u_k + p g_{ik} \quad (3)$$

Burada,  $u^i = \delta_4^i \frac{1}{\sqrt{-g_{44}}}$  (+ 2 signaturde) 4 – lü hız vektörü,

$\rho = \rho_q + B$  toplam yoğunluk,  $p = p_q - B$  toplam basınç ve  $B$  çanta sabitidir.

(1) denklemindeki Einstein alan denklemlerinin sol tarafındaki geometri için (2) denklemindeki statik olmayan küresel simetrik metriği ve Einstein alan denklemlerinin sağ tarafındaki madde yerine de (3) denklemindeki enerji – momentum tensörü alınarak Einstein alan denklemleri aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$\frac{1}{R^2} - e^{-2\lambda} \left( \frac{R'^2}{R^2} + 2\nu' \frac{R'}{R} \right) + e^{-2\nu} \left( 2 \frac{\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} - 2\dot{\nu} \frac{\dot{R}}{R} \right) = -p \quad (4)$$

$$e^{-2\lambda} \left( -\nu'' - \nu'^2 + \lambda' \nu' - \frac{R''}{R} + (\lambda' - \nu') \frac{R'}{R} \right) + e^{-2\nu} \left( \ddot{\lambda} + \dot{\lambda}^2 - \dot{\lambda} \dot{\nu} + \frac{\ddot{R}}{R} + (\dot{\lambda} - \dot{\nu}) \frac{\dot{R}}{R} \right) = -p \quad (5)$$

$$\frac{1}{R^2} + e^{-2\lambda} \left( 2\lambda' \frac{R'}{R} - 2 \frac{R''}{R} - \frac{R'^2}{R^2} \right) + e^{-2\nu} \left( \frac{\dot{R}^2}{R^2} + 2\dot{\lambda} \frac{\dot{R}}{R} \right) = \rho \quad (6)$$

ve

$$\dot{R}' - \dot{\lambda} R' - \nu' \dot{R} = 0 \quad (7)$$

burada ( . ) ve ( ' ) sırasıyla,  $t$ 'ye ve  $r$ 'ye göre kısmi türevleri göstermektedir.

Fiziksel değişkenler, yani genişleme skaleri ve shear sırasıyla, (2) denklemindeki statik olmayan küresel simetrik metrik için aşağıdaki şekilde elde edilmiştir.

$$\Theta(r, t) = e^{-\nu} \left( \dot{\lambda} + 2 \frac{\dot{R}}{R} \right) \quad (8)$$

ve

$$\sigma^2 = \frac{e^{-2\nu}}{3} \left( \frac{\dot{R}}{R} - \dot{\lambda} \right)^2 \quad (9)$$

(8) ve (9) denklemlerinden evrenin anizotropi parametresi aşağıdaki şekildedir.

$$\frac{\sigma}{\theta} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\dot{\lambda}R - \dot{R}}{\dot{\lambda}R + 2\dot{R}} \quad (10)$$

Brookhaven Ulusal Laboratuvarının deneysel sonuçlarına göre kuark – gluon maddenin anizotropi parametresi sıfıra çok yakın bir değerdir (Back ve diğ., 2005; Adams ve diğ., 2005; Adcox ve diğ., 2005). Buradan hareketle, evrenin anizotropi parametresi olan  $\sigma/\theta$  'yı sıfıra eşitleyebiliriz. (15) denklemini sıfıra eşitlenerek,

$$\frac{\dot{R}}{R} = \dot{\lambda} \quad (11)$$

veya

$$R = q_2(r)e^{\lambda} \quad (12)$$

elde edilir. Burada  $q_2(r)$ ,  $r$ 'ye bağlı keyfi bir fonksiyondur. Genelliği bozmaksızın  $q_2(r) = r$  alabiliriz. Bu durumda

$$R = re^\lambda \quad (13)$$

olur. (13) denkleminde elde ettiğimiz  $R$  fonksiyonunu, (7) alan denkleminde yerine yazılıp çözümlerse

$$\nu(r, t) = \ln(a(t)\dot{\lambda}) \quad (14)$$

elde edilir. Burada  $a(t) = a$ , keyfi fonksiyondur.

(13) ve (14) denklemleri, (4) – (7) alan denklemlerinde kullanılırsa,

$$\frac{3}{a^2} - 2\frac{\dot{a}}{a^3\dot{\lambda}} - \left( 2\frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} + 2\frac{\lambda'}{r} + 2\frac{\dot{\lambda}'\lambda'}{\dot{\lambda}} + \lambda^2 \right) e^{-2\lambda} = -p \quad (15)$$

$$\frac{3}{a^2} - 2\frac{\dot{a}}{a^3\dot{\lambda}} - \left( \frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} + \frac{\lambda'}{r} + \frac{\dot{\lambda}''}{\dot{\lambda}} + \lambda'' \right) e^{-2\lambda} = -p \quad (16)$$

$$\frac{3}{a^2} - \left( 4\frac{\lambda'}{r} + 2\lambda'' + \lambda^2 \right) e^{-2\lambda} = p \quad (17)$$

bulunur. (15) ve (16) denklemleri taraf tarafa çıkarılırsa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$-\frac{\lambda'}{r} - \lambda^2 - \frac{\dot{\lambda}'}{r\dot{\lambda}} - 2\frac{\dot{\lambda}'\lambda'}{\dot{\lambda}} + \lambda'' + \frac{\dot{\lambda}''}{\dot{\lambda}} = 0 \quad (18)$$

Bu denklemi çözmek için  $\lambda(r, t)$  fonksiyonunu aşağıdaki şekilde değişkenlerine ayrılabilir olarak seçersek,

$$e^{\lambda(r, t)} = f(t)g(r)$$

dir. Burada  $f(t) = C_1 t^n$  ve  $g(r) = \frac{1}{C_2} r^{-m}$  dir. Ayrıca  $m$  ve  $n$

sabitlerdir. Yani,

$$\lambda(r, t) = \ln(C_1 t^n) - \ln(C_2 r^m) \quad (19)$$

olur. Yukarıdaki  $\lambda(r, t)$  fonksiyonunu (18) denkleminde yerine yazarsak

$$\frac{m(m-2)C_2^2 r^{2m-2} t^{-2n}}{C_1^2} = 0 \quad (20)$$

elde edilir. (20) denkleminin sağlanması için  $m = 0$  veya  $m = 2$  değerlerini almalıdır. Bununla birlikte  $n$  sabiti üzerinde herhangi bir kısıtlama yoktur.

Buradan metrik potansiyellerini ( $\nu(r,t)$ ,  $\lambda(r,t)$  ve  $R(r,t)$ ) tam olarak belirleyebiliriz. Yani, maddenin uzay – zaman geometrisi Einstein Genel Rölativite teorisine göre belirlenebilir.

(15), (16), (17) ve (19) denklemlerinden aşağıdaki çözümleri elde ederiz.

$$p = -\frac{3}{a^2} + \frac{2t\dot{a}}{na^3}, \quad (21)$$

$$\rho = \frac{3}{a^2}, \quad (22)$$

ve genişleme skaleri

$$\Theta = \frac{3}{a} \quad (23)$$

Bu denklemlerdeki  $a(t)$  fonksiyonunu, durum denklemlerini kullanarak belirleyebiliriz.

### (a) Barotropik Durum Denklemi ( $p = w\rho$ )

İdeal akışkan için durum denklemi,

$$p = w\rho \quad (24)$$

şeklindedir. Burada  $0 \leq w \leq 1$  bir sabittir. Kuark madde ideal akışkan gibi davrandığından (24) denklemindeki durum denklemini

kullanabiliriz. (24) durum denklemini ve (21), (22) denklemlerini kullanarak

$$\frac{2\dot{a}}{na^3} - \frac{3}{a^2} - \frac{3w}{a^2} = 0 \quad (25)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümü

$$a(t) = C_3 t^{\frac{3n(w+1)}{2}} \quad (26)$$

dir. Bu durumda kuark maddenin basıncı ve yoğunluğu aşağıdaki şekildedir.

$$p = \frac{3w}{C_3^2 t^{3n(w+1)}} \quad (27)$$

ve

$$\rho = \frac{3}{C_3^2 t^{3n(w+1)}} \quad (28)$$

Acayip kuark maddeler, kuark maddenin çanta – modeline bağlı olarak durum denklemini modellenirler (Drake ve diğ., 2002; Haensel ve diğ., 1986). Bu model,  $\alpha_c$  güçlü etkileşim için etkileşim sabiti,  $B$  çanta sabiti ve  $m_s$  acayip kuarkın kütlesi olmak üzere üç parametre ile karakterize edilir. Yıldız özelliklerinin  $B$  sabitine bağımlılığı  $\alpha_c$  ve  $m_s$ 'lere bağımlılığından daha fazladır. Çanta modelin en basit versiyonunda kuarklar birbirleriyle etkileşmesiz kabul edilir. Bu modelde kuarklar, hacimle orantılı enerji terimiyle açıklanır. Kuark maddenin bu modelinde, kuarklar yukarı, aşağı kuark, ağır acayip kuarklar ve elektronlardan oluşur (Gondek ve diğ., 2003). Bu modelde toplam yoğunluk

$$\rho = \rho_q + B \quad (29)$$

ve toplam basınç ise

$$p = p_q - B \quad (30)$$

ile verilmektedir. Bu ikisi arasında ise  $p_q = \rho_q/3$  ( $p_q$  kuark basıncı ve  $\rho_q$  kuark enerji yoğunluğu) şeklinde bir bağıntı mevcuttur.  $p_q = \rho_q/3$ , (30) ve (31) denklemlerinden

$$p = \frac{\rho - 4B}{3} \quad (31)$$

acayıp kuark maddenin çanta modeli için durum denklemi elde edilir. Burada  $B$  çanta sabitidir (Alcock ve diğ., 1986; Xu, 2003).

Son zamanlarda Dey ve diğ. (1998) tarafından acayıp kuark madde için yeni bir durum denklemi daha elde edilmiştir. Bu durum denklemi daha sonra Gondek ve diğ. (2000) tarafından yaklaşık olarak lineer formda ifade edilmiştir. Bu durum denklemi aşağıdaki şekildedir.

$$p = \varepsilon(\rho - \rho_0) \quad (32)$$

Burada  $\rho_0$ , sıfır basınçtaki enerji yoğunluğu ve  $\varepsilon$  bir sabittir (Sharma ve diğ, 2006).

Acayıp kuark madde için (31) ve (32) durum denklemlerini kullanarak (21) ve (22) denklemlerindeki  $a(t)$  keyfi fonksiyonunu belirleyebiliriz.

$$(b) \text{ Acayıp Kuark Madde Durum Denklemi } (p = \frac{\rho - 4B}{3})$$

(31), (21) ve (22) denklemlerinden

$$\frac{2t\dot{a}}{a^3 n} - \frac{4}{a^2} + \frac{4B}{3} = 0 \quad (33)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümünden

$$a(t) = \pm \frac{3}{\sqrt{3B + 9C_4 t^{-4n}}} \quad (34)$$

bulunur. (34) denklemindeki  $a(t)$  fonksiyonu (21) ve (22) denklemlerinde yerine yazılırsa,

$$p = -B + \frac{C_4}{t^{4n}} \quad (35)$$

$$\rho = B + \frac{3C_4}{t^{4n}} \quad (36)$$

elde edilir.

**(c) Lineer Durum Denklemi ( $p = \varepsilon(\rho - \rho_0)$ )**

(32), (21) ve (22) denklemlerinden

$$\frac{2t\dot{a}}{a^3 n} - \frac{3(\varepsilon + 1)}{a^2} + \varepsilon\rho_0 = 0 \quad (37)$$

elde edilir. Bu denklemin çözümünden

$$a(t) = \pm \frac{\sqrt{3(\varepsilon + 1)}}{\sqrt{3(\varepsilon + 1)C_5 t^{-3n-3n\varepsilon} + \varepsilon\rho_0}} \quad (38)$$

bulunur. (38) denklemindeki  $a(t)$  fonksiyonu (21) ve (22) denklemlerinde yerine yazılırsa,

$$p = \varepsilon \frac{3(\varepsilon + 1)C_5 t^{-3n-3n\varepsilon} - \rho_0}{\varepsilon + 1}, \quad (39)$$

$$\rho = \frac{3(\varepsilon + 1)C_5 t^{-3n-3n\varepsilon} + \varepsilon\rho_0}{\varepsilon + 1}, \quad (40)$$

dir.



### 3. Sonuçlar

Genel Rölativite teorisi, Einstein alan denklemleri sayesinde madde ve geometri arasındaki doğal ilişkiyi anlamamıza yardımcı olur. Elde ettiğimiz sonuçlar Brookhaven Ulusal Laboratuvarında elde edilen sonuçlarla uyum içindedir (kuark – gluon maddenin ideal akışkan olması ve anizotropi parametresinin sifıra yakın bir sabit olması). Ayrıca, elde ettiğimiz çözümler  $r$  koordinatına bağlı değildir. Basınç ve yoğunluğun  $r$ 'den bağımsız olması madde dağılımının homogen olduğunu göstermektedir. Kuark madde evrenin ilk birkaç saniyesinde oluştuğu için, evrenin bu esnada homogen olduğu sonucuna varabiliriz. Bu beklenen sonuç, çözümlerimizin tutarlı ve fiziksel olarak anlamlı olduğunu göstermektedir (Aktaş, 2008).

Brookhaven Ulusal Laboratuvarı'nda kuark – gluon maddenin hemen hemen ideal akışkan gibi davrandığının bulunmasından dolayı, Genel rölativite teorisindeki madde ve geometrinin özdeşliğini kullanarak kuark ve acayıp kuark maddenin uzay – zaman geometrisini belirleyebiliriz (Aktaş, 2008).

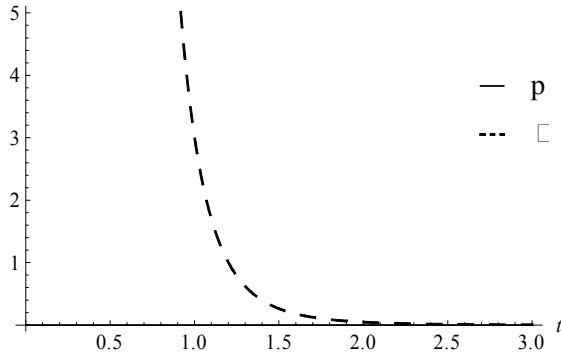
Anizotropi parametresinin sıfır alınması durumunda kuark maddenin uzay – zaman geometrisi

$$ds^2 = -C_3^2 n^2 t^{3n+3nw-2} dt^2 + \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^{2m}} \left( dr^2 + \frac{d\Omega^2}{r^2} \right)$$

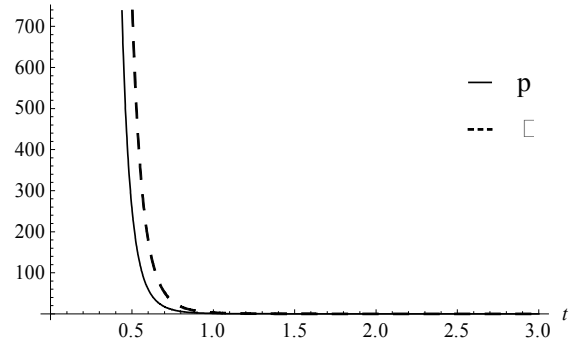
(41)

şeklindedir. Burada  $m = 0$  veya  $m = 2$  'dir.

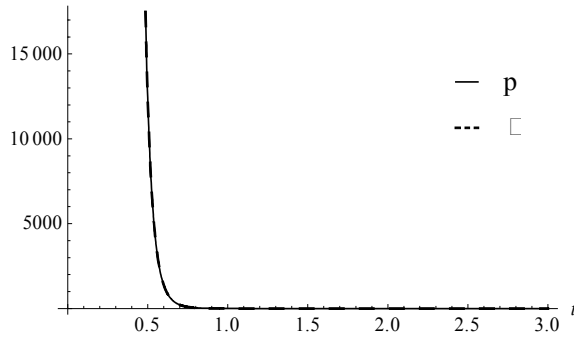
Ayrıca şekil 2, şekil 3 ve şekil 4'de  $w$  'nın farklı değerleri için kuark maddenin basınç ve yoğunluk grafikleri çizdirilmiştir.



Şekil 2.  $w=0$  için (27) ve (28) denklemlerinin grafiği (Aktaş, 2008)



Şekil 3.  $w=1/3$  için (27) ve (28) denklemlerinin grafiği (Aktaş, 2008)



Şekil 4.  $w=1$  için (27) ve (28) denklemlerinin grafiği (Aktaş, 2008)

Anizotropi parametresinin sıfır alınması durumunda acayip kuark maddenin uzay – zaman geometrisi

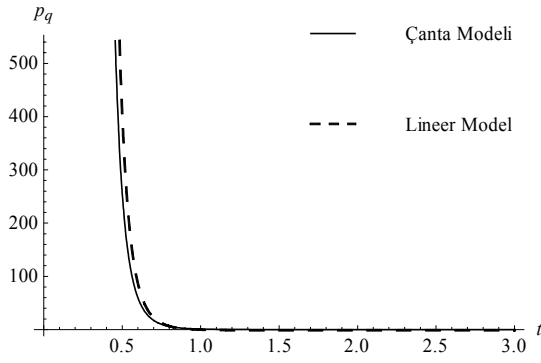
$$ds^2 = -\frac{3n^2}{(B + 3C_4 t^{-4n})t^2} dt^2 + \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^{2m}} \left( dr^2 + \frac{d\Omega^2}{r^2} \right) \quad (42)$$

dir. Burada  $m = 0$  veya  $m = 2$  dir.

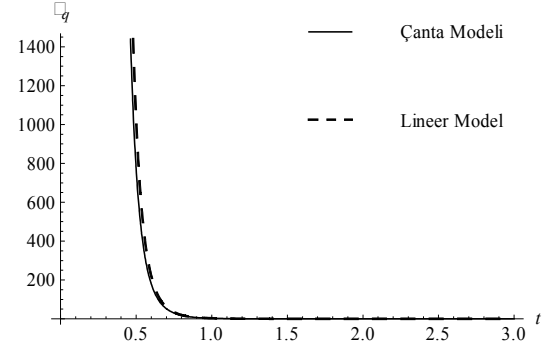
Lineer durum denklemleri kullanılarak bulunan acayip kuark madde için uzay – zaman geometrisi ise aşağıdaki şekildedir.

$$ds^2 = -\frac{3(\varepsilon + 1)n^2}{[3(\varepsilon + 1)C_5 t^{-3n-3n\varepsilon} + \varepsilon\rho_0]t^2} dt^2 + \frac{C_1^2 t^{2n}}{C_2^2 r^{2m}} \left( dr^2 + \frac{d\Omega^2}{r^2} \right) \quad (43)$$

Burada  $m = 0$  veya  $m = 2$  dir.



Şekil 5. (35) ve (39) denklemlerinin grafiği



Şekil 6. (36) ve (40) denklemlerinin grafiği

Anizotropi parametresinin sıfır olması durumunda kuark ve acayıp kuark madde çözümlerinde elde ettiğimiz her üç durumda da, maddenin uzay – zaman geometrisindeki fark sadece  $dt^2$  teriminin önündeki metrik potansiyellerindedir ( bkz. (41), (42) ve (43) denklemleri) (Aktaş, 2008).

Bizim elde ettiğimiz çözümler analitik (exact) çözümler olduğu için, çözümlerimiz kullanılarak acayıp kuark yıldızlar için nümerik sonuçlar elde edilebilir. Şekil 5 ve şekil 6'da çanta modeli ve lineer durum denklemi durumunda elde edilen basınç ve yoğunluğun grafikleri verilmiştir. Grafiklerde de görüleceği gibi her iki durum denklemi için basınç ve yoğunluk hemen hemen aynıdır. Evrenin ilk başlangıcında ( $t$ 'nin çok küçük değerleri için) basınç ve yoğunluğun çok büyük olduğu, daha sonra da azaldığı görülmektedir. Buradan da evrenin ilk başlangıcındaki kuark maddenin daha sonraki zamanlarda proton ve nötron gibi temel parçacıkları oluşturduğu sonucunu çıkarabiliriz. Bu durum evrenin oluşumu ile ilgili en tutarlı teori olan Büyük Patlama (Big Bang) teorisiyle uyumaktadır (Aktaş, 2008).

Bu bildirinin sayfa 6-15 arası SCI kapsamındaki *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 7(6), 757 – 763 adlı dergide İ. Yılmaz ve C. Aktaş tarafından 2007 yılında, “Space – Time Geometry of Quark and Strange Quark Matter” adlı makale olarak yayınlanmıştır. Ayrıca bu bildirinin bazı kısımları “Kuark Gluon Maddenin Uzay-Zaman Geometrisi” başlıklı doktora tezinde de mevcuttur.

## KAYNAKLAR

- Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z., Amonett J., Anderson B.D., Arkhipkin D., Averichev G.S., Badyal S.K., Bai Y., Balewski J., Barannikova O., 2005. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl Phys. A*, 757(1 – 2): 102 – 183
- Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S., Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y., Al-Jamel A., Alexander J., Amirikas R., Aoki K., Aphecetche L., Arai Y., Armendariz R., 2005. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration. *Nucl Phys. A*, 757(1 – 2): 184 – 253
- Akoğlu A., (2007), <http://www.biltek.tubitak.gov.tr/bilgipaket/evren/>
- Aktaş C., 2008. Kuark Gluon Maddenin Uzay – Zaman Geometrisi (Doktora Tezi), Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Türkiye.
- Alcock C., Farhi E. ve Olinto A., 1986. Strange stars. *Astrophysical Journal*, 310(1): 261 – 272
- Alcock C. ve Olinto A., 1988. Exotic phases of hadronic matter and their astrophysical application. *Annual Review of Nuclear and Particle Sciences*, 38(38): 161 – 184
- Back B.B., Baker M.D., Ballintijn M., Barton D.S., Becker B., Betts R.R., Bickley A.A., Bindel R., Budzanowski A., Busza W., Carroll A., Chai Z., Decowski M.P., Garcia E., 2005. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. *Nucl Phys. A*, 757(1 – 2): 28 – 101
- Belczynski K., Bulik T. ve Kluźniak W., 2002, Population Synthesis of Neutron Stars, Strange (Quark) Stars, and Black Holes, *The Astrophysical Journal*, 757(1), L63–L66.
- Blaizot J.P., Iliopoulos J., Madsen J., Ross G.G., Sonderegger P. ve Specht H.J., 2003, Study of potentially dangerous events during heavy-ion collisions at the LHC: report of the LHC safety study group, <http://doc.cern.ch/yellowrep/2003/2003-001/p1.pdf>.
- Bodmer A.R., 1971. Collapsed nuclei, *Phys. Rev. D*4, 1601 – 1606
- Brookhaven National Laboratory, RHIC Scientists Serve Up "Perfect" Liquid, 2005. [http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/PR\\_display.asp?prID=05-38](http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/PR_display.asp?prID=05-38)

- Dey M., Bombaci I., Dey J., Ray S. ve Samanta B. C., 1998. Strange stars with realistic quark vector interaction and phenomenological density-dependent scalar potential. *Phys. Lett. B*, 438(1): 123 – 128
- Drake J. J., Marshall H. L., Dreizler S., Freeman P. E., Fruscione A., Juda M., Kashyap V., Nicastro F., Pease D. O., Wargelin B. J. ve Werner K., 2002. Is RX J1856.5-3754 a Quark Star? *The Astrophysical Journal*, 572(2): 996 – 1001
- Ellis J., Giudice G., Mangano M. L., Tkachev I., ve Wiedemann U., 2008, Review of the Safety of LHC Collisions, 2008arXiv0806.3414E.
- Gondek – Rosińska D., Bulik T., Zdunik L., Gourgoulhon E., Ray S., Dey J. ve Dey M., 2000. Rapidly rotating compact strange stars. *Astronomy and Astrophysics*, 363: 1005 – 1012
- Gondek – Rosińska D., Haensel P., Zdunik J. L. ve Gourgoulhon E., 2000. Rapidly rotating strange stars. *Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond, ASP Conference Series, Vol. 202*, Proceedings of the 177th Colloquium of the IAU held in Bonn, Germany, 30 August - 3 September 1999. (San Francisco: ASP). Edited by M. Kramer, N. Wex, and N. Wielebinski, p. 661
- Gondek – Rosińska D., Gourgoulhon E. ve Haensel P., 2003. Are rotating strange quark stars good sources of gravitational waves? *Astronomy and Astrophysics*, 412: 777 – 790, astro-ph/0311128.
- Gondek – Rosińska D. ve Limousin F., 2008. The final phase of inspiral of strange quark star binaries. arXiv:0801.4829
- Haensel P., Zdunik J. L. ve Schaeffer R., 1986. Strange quark stars. *Astronomy and Astrophysics*, 160(1): 121 – 128
- Harko, T. ve Cheng, K. S., 2002. Maximum mass and radius of strange stars in the linear approximation of the EOS. *Astronomy and Astrophysics*, 385: 947 – 950
- Jaikumar P., 2007. Quark stars: features and findings. *The European Physical Journal C*, 49(1): 199 – 203
- Joshi Pankaj S., 2000. Gravitational collapse: The story so far. *Pramana*, 55(4): 529 – 544
- Komathiraj, K. ve Maharaj, S. D., 2007. Analytical Models for Quark Stars. *International Journal of Modern Physics D*, 16(11): 1803 – 1811
- Liao J. ve Shuryak E., 2008. Magnetic Component of Quark-Gluon Plasma is also a Liquid!. arXiv:0804.0255
- Limousin F., Gondek-Rosińska D. ve Gourgoulhon E., 2008. Last orbits of binary strange quark stars. *Physical Review D*, 71(6): 064012

- Madsen J., 1999. Physics and Astrophysics of Strange Quark Matter. *Lecture Notes in Physics* ,516: 162.
- Madsen J., 2008. Universal Charge-Radius Relation for Subatomic and Astrophysical Compact Objects. *Physical Review Letters*,100(15).
- Mak M. ve Harko, T., 2002. An Exact Anisotropic Quark Star Model. *Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics*, 2: 248 – 259
- Mak, M. K. ve Harko, T., 2003. Anisotropic stars in general relativity. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 459(2030): 393 – 408
- Mak M.K. ve Harko T., 2004. Quark Stars Admitting a One-Parameter Group of Conformal Motions. *International Journal of Modern Physics D*, 13(01): 149 – 156
- Nayak T. K., 2008. Quark-Gluon Plasma: Present and Future. arXiv:0804.1368
- Pradhan A., Khadekar G. S., Mishra M. K., Kumbhare S., 2007. Higher Dimensional Strange Quark Matter Coupled to the String Cloud with Electromagnetic Field Admitting One Parameter Group of Conformal Motion, *Chinese Physics Letters*, 24(10): 3013 – 3016.
- Sharma R., Karmakar S. ve Mukherjee S., 2006. Maximum Mass of a Class of Cold Compact Stars. *International Journal of Modern Physics D*, 15(3): 405 – 418
- Sharma, R. ve Maharaj, S. D, 2007. A class of relativistic stars with a linear equation of state. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 375(4): 1265 – 1268
- Shuryak E. 2004. Why does the quark-gluon plasma at RHIC behave as a nearly ideal fluid? *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 53(1): 273 – 303
- Thakur, R. K., 2007. Do Black Holes End up as Quark Stars ? arXiv:astro-ph/0702671.
- Vilenkin A., Shellard E. P. S., 2000. *Cosmic Strings and Other Topological Defects*, Cambridge University Pres
- Weber F., 1999. Quark matter in neutron stars. *J. Phys. G*, 25(9): R195 – R229
- Weber F., 2003. Quark matter in compact stars. *Nuclear Physics A*, 721: C1032 – C1035
- Weber F. , 2005. Strange quark matter and compact stars, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 54(1): 193 – 288
- Xu R. X., 2003. Strange Quark Stars - A Review, High Energy Processes and Phenomena in Astrophysics. *Proceedings of the 214th*

*Symposium of the International Astronomical Union held at Suzhou, China, 6-10 August, 2002*

- Xu R. X. 2005. Astrophysical Quark Matter. *Chinese Journal of Astronomy & Astrophysics*, 5(Supplement): 353 – 358
- Xu, R. X., 2006. Pulsars and Quark Stars. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 6(S2), Proceedings of the 2005 Lake Hanas International Pulsar Symposium. Editors: N. Wang, R. N. Manchester, B. J. Rickett and A. Esamdin, 279 – 286
- Yavuz İ., Yılmaz İ. ve Baysal H., 2005. Strange Quark Matter Attached to the String Cloud in the Spherical Symmetric Space-Time Admitting Conformal Motion. *International Journal of Modern Physics D*, 14(08): 1365 – 1372
- Yılmaz İ. ve Baysal H., 2005. Rigidly Rotating Strange Quark Stars. *International Journal of Modern Physics D*, 14(03-04): 697 – 705
- Yılmaz İ. ve Yavuz A. A., 2006. Higher-Dimensional Cosmological Models with Strange Quark Matter. *International Journal of Modern Physics D*, 15(04): 477 – 483
- Yılmaz İ., 2006. String cloud and domain walls with quark matter in 5-D Kaluza Klein cosmological model. *General Relativity and Gravitation*, 38(09): 1397 – 1406
- Yılmaz İ. ve Aktaş C., 2007. Space – Time Geometry of Quark and Strange Quark Matter. *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 7(6): 757 – 763