

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MİNİ KARADELİKLER VE OLUŞUMLARI

Musa KÜSKÜ
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Yrd.Doç.Dr. H. Gülay BİRKÖK

GEBZE
2004

ÖZET

Bu tezimizde mini karadeliklerin oluşumunu tasvir eden bir model (ZeDa Modeli) tanıtılmaktadır. Hawking'in modelinden farklı olan bu model galaksi oluşumuna ilişkin Mc Crea – Zebitay modelinden esinlenerek yapılmıştır.

İlk bölümde karadeliklerin genel yapısı ve özellikleri anlatıldıktan sonra, ZeDa modeli III.Bölümde ele alınmıştır. Sonuçlar tablo 2'de özetlenmiştir.

Bu modelde büyük patlamanın hemen ardından evreni oluşturan akışkanın kümeciklere ayrıldığı ve bu kümeciklerin birbirlerinin gravitasyon alanında ses ötesi hızlar ile çarpıştıkları varsayılmaktadır. Bu olay 10^{-43} sn ile 10^{-8} sn arasında kütleleri 10^{-5} gr. ile 10^{30} gr. arasında değişen mini karadeliklerin varlığıyla son bulmaktadır. Bu zaman zarfında 36 farklı nesile ait mini karadelikler oluşmaktadır.

SUMMARY

In this thesis, a model(ZeDa Model) which describes the formation of the mini (primordial) black holes has been introduced. The model which is different from Hawking's model, has been done by taking some treatments from Mc Crea-Zebitay model related to the formation of the galaxies.

In the first chapter, after telling about the general structure and properties of black holes, The ZeDa model is introduced in the third chapter. The results are summarized in table 2.

In this model it has been suggested that the fluid filling the universe separated into mini clusters just after big-bang and these clusters collided with each other under their gravitational attractions with ultrasonic velocities. The whole time for this event is between 10^{-43} sec- 10^{-8} sec, and also 36 different generations of mini black holes whose masses are in the interval of 10^{-5} gr.- 10^{30} gr. were created in that time interval.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalışmasında mini karadeliklerin oluşmasına ilişkin ZeDa modeli tanıtılmaktadır.

Tez çalışmam boyunca benden bilgi ve birikimlerini esirgemeyen Sayın Yrd.Dç.Dr.H.Gülay BİRKÖK Hocam'a teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca çalışmalarımda gerekli olan teorik alt yapı için bana destek veren İstanbul Üniversitesi öğretim üyelerinden Prof.Dr.Şehsuvar Zebitay'a, yorum ve önerileriyle tezimin şekillenmesine katkıda bulunan İstanbul Üniversitesi öğretim üyelerinden Yrd.Dç.Dr. Göksel Daylan ESMER'e içtenlikle teşekkür ederim.

Son olarak bu tez çalışmasını gerçekleştirme fırsatı veren Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Bölümü Başkanlığı'na ve tez çalışmam sırasında maddi-manevi bütün desteğini benden esirgemeyen, her zaman yanımda olan aileme ve eşim Semran İPEK'e teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	IV
SUMMARY	V
TEŞEKKÜR	VI
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	VII
SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ	X
TABLOLAR DİZİNİ	XI
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER	3
2.1. Karadeliklerin Genel Yapısı	3
2.1.1. Beyaz Cüce	4
2.1.2. Nötron Yıldızı	5
2.2. Karadeliklerin Oluşumu	6
2.3. Karadeliğin Yapısı ve Çeşitleri	7
2.3.1. Maddesel Karadelikler	7
2.3.2. Elektriksel Karadelikler	8
2.3.3. Dönen Karadelikler	9
2.4. Karadeliklerin Özellikleri	10
3. MİNİ KARADELİKLER	12
3.1. Mini Karadeliklerin Oluşumuna İlişkin Bir Model (ZeDa Modeli)	18
3.1.1. Amaç	18
3.1.2. ZeDa Modeli	18
3.1.3. Sayısal Bir Örnek	36
4. TARTIŞMALAR	38
5. SONUÇ	39
KAYNAKLAR	40
ÖZGEÇMİŞ	42

SİMGELER DİZİNİ VE KISALTMALAR

G	: Gravitasyon sabiti
r_s	: Schwarzschild yarıçapı
ρ	: Yoğunluk
V	: Hacim
M	: Kütle
c	: Işık hızı
R	: Yarıçap uzunluğu
L_p	: Planck uzunluğu
$\hbar$	: Planck sabiti
λ_c	: Compton dalga boyu
p	: Basınç
k	: Boltzmann sabiti
T	: Sıcaklık
E	: Enerji
N	: Tanecik sayısı
a	: Stefan-Boltzmann sabiti
M_j	: Jeans kütlesi
A	: Karadeliğin ufuk alanı
J	: Açısal momentum
Q	: Elektrik yükü
S	: Entropi
τ	: Karadeliğin buharlaşma süresi
n_B	: Baryonların yoğunlukları
U	: Gravitasyon potansiyeli
ν	: Frekans
r	: Yarıçap
m	: Kütle
H	: Hamilton fonksiyonu
v_s	: Ses hızı
λ_j	: Jeans dalga boyu

r_j : Jeans yarıçapı

t : Zaman

K : Kelvin sıcaklığı

m_0 : Sükunet kütlesi

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil	Sayfa
2.1. Bir yıldızın ana kolu terk etmesinden beyaz cüce oluşuna kadarki evrimin gösterilişi.	4
2.2. Büyük kütleli bir yıldızın ana kolu terk etmesinden nötron yıldızı olana kadarki evrimin gösterilişi.	5
2.3. Farklı gök cisimlerinin uzay-zaman ağındaki etkileri.	7
2.4. Bir karadelikte tekilliğin meydana getirdiği olay ufku.	8
2.5. Madde yutan bir karadelik.	11
3.1. Kübik iki kümecinin birbirlerinin gravitasyon alanında kafa-kafaya çarpışmaları. Çarpışmadan sonra arakesitte oluşan yığılma bölgesi gölgeli olarak gösterilmiştir.	27
3.2. Kübik kümeciklerin çarpışmalarından sonra mini karadeliğe evrimleşebilecek iki yoğunlaşma olmaktadır.	30
3.3. Küresel iki kümecinin birbirlerinin gravitasyon alanında kafa-kafaya çarpışmaları. Çarpışmadan sonra arakesitte oluşan yığılma bölgesi gölgeli olarak gösterilmiştir.	31
3.4. İki küresel kümecinin ses hızı mertebesindeki hızlarla kafa-kafaya çarpışmasından sonra oluşan yığılma bölgesi. Yığılma bölgesinde yalnızca bir tane yoğunlaşma olmaktadır.	33

TABLOLAR DİZİNİ

<u>Tablo</u>	<u>Sayfa</u>
2.1. Karadeliklerin kütle, açısal momentum ve yük değerleri	10
3.1. Evrenin 10^{-43} sn ile 10^{-8} sn arasındaki başlangıç çağında oluşan mini karadeliklerin kütleleri 10^{-5} gr. ile 10^{30} gr. arasında değişmektedir. Son sütunda bu karadeliklerin buharlaşma süreleri görülmektedir.	35

1.GİRİŞ

Tezimiz mini karadeliklerin oluşumu ile ilgili çarpışma modelini anlatmakla beraber önce karadeliklerin genel özellikleri ve yapıları anlatılacaktır. Karadelikler oluşumları bakımından 3'e ayrılırlar. Biz bu tezimizde gravitasyon kökenli karadeliklerden bahsedeceğiz.

II. Bölümde karadeliklerin bugünkü bilinen genel özellikleri anlatılmıştır. Karadeliklerin oluşumu, özellikleri ve yapıları kısaca özetlenmiştir. Bir karadelğin oluşabilmesi için yarıçapının $r_s = \frac{2GM}{c^2}$ Schwarzschild yarıçapı kadar bir alan içinde büzülmesi gerektiği gösterilmiştir.

Varlıkları ilk kez Zel'dovich ve Novikov tarafından belirlenen mini karadelikler Bölüm 3'de ele alınmıştır. Öncelikle mini karadeliklerin yarıçaplarının ve minimum kütlelerinin ne olması gerektiği hesaplanmıştır. Mini karadeliklerin kütlelerinin 10^{-5} gr.dan daha büyük olması gerektiği gösterilmiştir. Mini karadeliklerin olay ufku belirlendikten sonra, bir karadelğin buharlaşması için geçen süre hesaplanmıştır. Gitgide sıcaklığı artan karadeliklerin kütlelerinin hızla küçüldüğü ve bir patlamayla son bulacağı belirtilmiştir.

Tezimizin 3.Bölümünde mini karadeliklerin oluşumuna ilişkin Hawking'in önerdiği modelden farklı bir model önerilmektedir. Bu modelde galaksi oluşumuna ilişkin Birikim Modelinden (Mc Crea-Zebitay Modeli) yararlanılmıştır. Hawking'in modeline göre büyük patlamadan sonra ortaya çıkan kümecikler kendi gravitasyon alanı altında büzülerek karadeliklere evrimleşmektedir. ZeDa modelinde ise büyük patlamanın hemen ardından evreni oluşturan akışkanın kümeciklere ayrıldığı ve bu kümeciklerin birbirlerinin gravitasyon alanında ses ötesi hızlarla çarpıştıkları varsayılmaktadır. Çarpışmadan sonra ortaya çıkan yığılma bölgelerinde mini karadeliklere evrimleşen yoğunlaşmaların oluşumlarına ilişkin koşulların sağlanabileceği gösterilmiştir. ZeDa modelinde önemli bir yeri bulunan ses hızı hesaplandıktan sonra, kümeciklerin kafa kafaya çarpışma hızlarının ses hızından çok da büyük olamayacağı gösterilmiştir. Tezimizde kümeciklerin sadece kafa kafaya

arpışmaları göz önüne alınmıştır. Ayrıca tezde kaç kuşak karadeliğin oluşabileceği de belirtilmiştir. Bu karadeliklerin kütlelerinin değişimleri tablo şeklinde gösterilmiştir. Bu paragrafın sonunda sayısal bir örnek verilerek, bu hale uygun sayısal sonuçlar bulunmuştur.

Tezimizde tanıtılan ZeDa modelinin ardından tezin sonuçları belirtilmiş ve son olarak tezin tartışması ve özeleştirisi yapılmıştır.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. Karadeliklerin Genel Yapısı

İlk kez 1969 yılında Amerikalı J.Wheeler tarafından adlandırılan karadelikler sonsuz yoğunlukta madde taşıyabilen gök cisimleridir. Güneşten yüzlerce kere daha büyük olan yıldızlar yaşamlarının sonunda o kadar küçülürler ki bir nokta kadar boyutsuz hacimsiz bir yapıya bürünebilirler. Öyle ki bu yapıdan bir çay kaşığı kadar almaya kalksanız tonlarca maddeyi taşımanız gerekir. Bu yoğun ve kavranılması güç oluşumlar karadeliklere çok yoğun ve etkili bir çekim alanı kazandırır. Nitekim A.Einstein' ın özel rölativite teorisinde belirttiği evrendeki en yüksek hıza sahip ışık bile karadeliklerin yeterince yakınına geldiğinde bu güçlü kütle çekimine yenilerek karadelik tarafından yutulur. Wheeler hiç şüphe yok ki üzerine gelen ışığı bile yutabildiğinden dolayı karadeliklere bu ismi vermiştir.

Karadelikler üzerlerine gelen her maddeyi ve ışığı kolayca emebildiğinden dolayı hiçbir zaman doğrudan gözlenemezler. Çünkü bir cismi görebilmemiz için ancak ondan bize ışık ışınlarının gelmesi gerekir. Bir karadelik ise uzaydaki gaz ve tozları toplarken çevresindeki uzayda bir takım değişiklikler yapar. İşte onları bu etkilerden yararlanarak dolaylı yoldan görebiliriz.

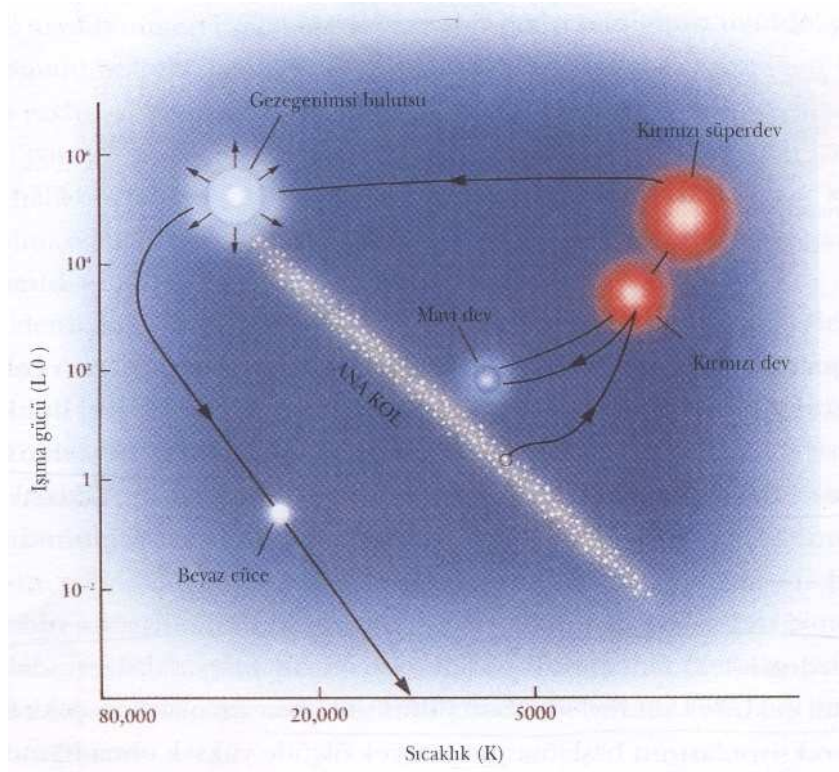
Evrenimizde kütleleri kendi yıldızımız olan güneşin kütlesinden çok daha büyük birçok yıldız vardır. Bu yıldızların yeryüzündeki kütle çekimi kuvveti dünyadaki ya da güneştekinden daha güçlüdür. Böyle bir yıldızdaki muazzam kütle miktarı yıldız içinde hayal edilemeyecek derecede büyük bir basınca neden olur. Böyle bir yıldızın içindeki sıcaklık genelde çok yüksek olduğu için yıldızın çökmesine karşı koyan yeterli basınç oluşur ama yıldız yinede ısı kaybeder. Bir yıldızın yaşamının başlarında sıcaklığı yüksek tutan ve hatta yükselmesine neden olan çeşitli nükleer tepkimeler olur. Fakat eninde sonunda nükleer yakıt tükenir.

Yıldız ne kadar ağır olursa basınç ve sıcaklık o derecede fazla olur. Bu yüzden yakıtın tükenmesi hızlanır. Karşı basınç durur ve yıldız basınç altında çöker. Yıldız küçüldükçe kütle çekimi kuvveti daha da artar. Ani ve tam bir çöküş kaçınılmaz hale

gelir. Yıldızın bundan sonraki evresi beyaz cüce, nötron yıldızı veya karadelik olarak devam eder.

2.1.1. Beyaz Cüce

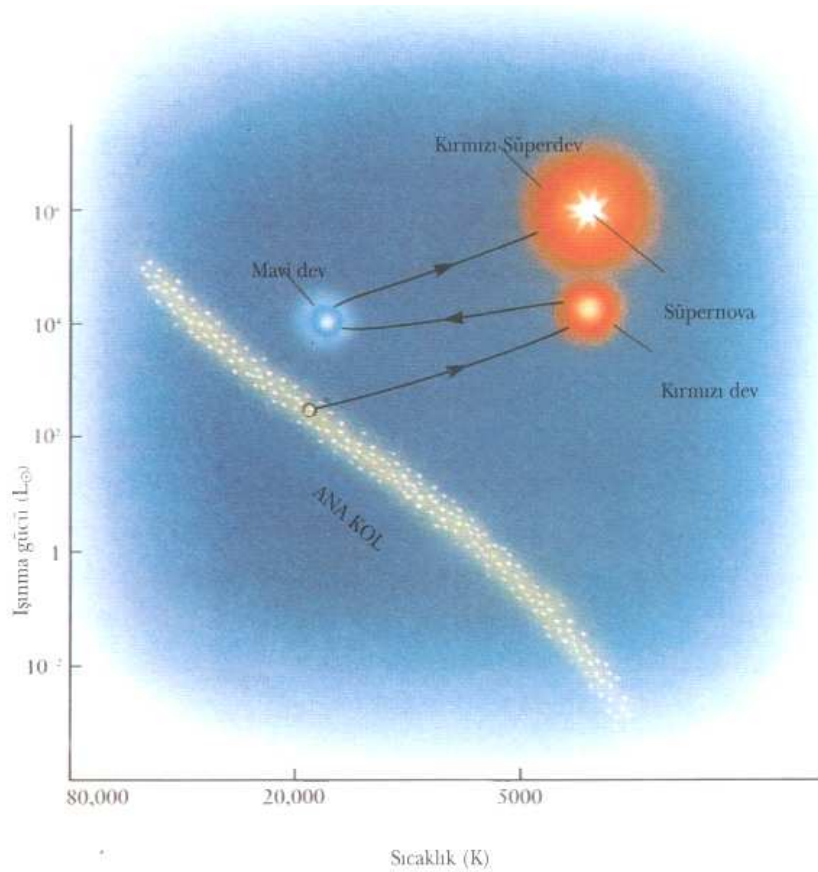
Yıldızların sonları içerdikleri kütlelerine göre tespit edilir. Kütlesi güneşin kütlesinin yaklaşık 8 katı kadar olan yıldızlar, yapılarında bulunan hidrojeni önce helyuma sonrada helyumun tamamını karbon ve oksijene çevirerek yakarlar. Artık yıldızın tüm enerjisi bitmiş ve yıldız beyaz cüce haline gelmiştir. Beyaz cüceler oluşurken atomlar öyle büyük kuvvetlerle sıkışır ki çekirdeğin etrafında dolanan elektronlar yörüngelerinden ayrılırlar. Sonuçta kütlesi güneşin kütlesinin 8 katı kadar olan yıldız kütlesi güneşin kütlesinin 1.4 katı olan bir beyaz cüceye dönüşür.



Şekil 2.1. Bir yıldızın ana kolu terk etmesinden beyaz cüce oluşuna kadarki evrimin gösterilişi.

2.1.2. Nötron Yıldızı

Güneşin kütlesinin 15–30 katından büyük kütleli yıldızların sonu ise uzun süren araştırmalardan sonra cevaplanabilmiştir. Bu yıldızlar büzölmeye başladıktan sonra beyaz cüceden daha da küçölüp yoğun hale gelir. Bu denli büyük kütle nedeniyle oluşan basınç yıldızın sıcaklığını 700 milyon dereceye kadar yükseltebilir. Yıldız atomundaki eksi yüklü elektronla artı yüklü protonlar birleşerek yüksüz nötronları oluştururlar. Oluşan bu nötronlar daha az yer kapladıklarından yıldız çok güçlü ışın yayan ani bir çökme evresinden geçer. Bu çökme anında yayılan enerji o kadar fazladır ki yıldızın doğumundan o ana kadarki yaydığı toplam enerjiye denktir. Daha sonra şiddetli bir patlama duyarız. Çünkü yıldız tümüyle parçalanmış ve süpernova (büyük patlama) oluşmuştur. Bu patlamadan arta kalan ise sadece nötronca zengin bir nötron yıldızıdır.



Şekil 2.2. Büyük kütleli bir yıldızın ana kolu terk etmesinden nötron yıldızı olana kadarki evrimin gösterilişi.

2.2. Karadeliklerin Oluşumu

Karadelikler ise kütlesi güneşin kütlesinin yaklaşık 50 katı olan yıldızların sönmesi sonucu oluşurlar. Bir yıldız kümesi ya da galaksi çekirdeğinin kararsız hale gelerek çökmesi durumunda kütleleri güneşin kütlesinin binlerce milyonlarca ya da milyarlarca katı olan çok büyük kütleli karadeliklerin ortaya çıkabileceğine inanılıyor. Yıldızlar yeterince büyük yoğunluklarda bir araya geldiklerinde kimi zaman birbirleriyle çarpışırlar ve teorik spekülasyonlara göre enkazlar dev bir kara delikte birikir. Bunun nedeni yoğunluğun kütle bölü hacimle yani $\frac{M}{R^3}$ ile orantılı, karadeliğin Schwarzschild yarıçapının ise $r_s = \frac{2GM}{c^2}$ olmasından ötürü yoğunluğunun $\frac{1}{M^2}$ ile orantılı olmasıdır. Burada G gravitasyon sabitini, M kütleyi, c de ışık hızını göstermektedir. Bu da kütlesi güneşin kütlesinin bir milyon katı olan bir karadeliğin oluşumu sırasındaki yoğunluğunun göreceli olarak düşük yaklaşık olarak havanın yoğunluğuna eşit olduğu anlamına gelir. Öylesine küçük bir hacimde öyle çok madde bulunmaktadır ki bu maddenin kütle çekimi bölgeden ışığın bile kurtulmasını engellemektedir. Küçük kütleli karadelikte doğal olarak yoğunluk daha yüksektir. Karadelikler oluşumları açısından üç grupta incelenirler:

- 1- Bir yıldızın son evresini oluşturanlar
- 2- Galaksilerin ya da küresel kümelerin çekirdeklerinde oluşanlar
- 3- Evrenin büyük patlamayı izleyen en erken çağlarındaki çok büyük homojensizliğin bir sonucu olarak ortaya çıkanlar.(Mini karadelikler)



Şekil 2.3. Farklı gök cisimlerinin uzay-zaman ağındaki etkileri

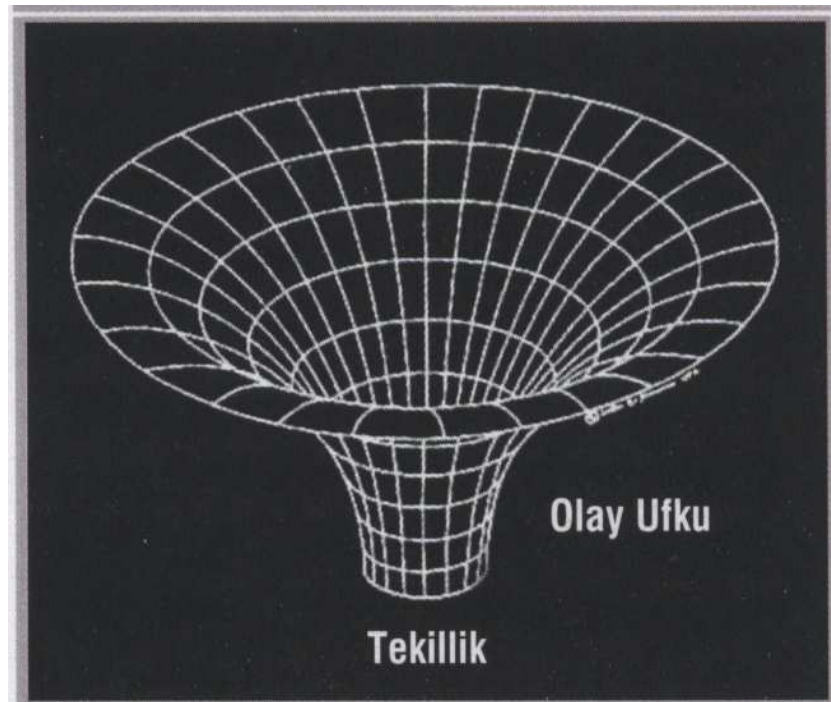
2.3. Karadeliğin Yapısı ve Çeşitleri

Kökenleri farklı olsa bütün karadeliklerin gerek bir yıldızın evriminin son evresine karşı düşenler gerekse mini karadeliklerin oluşumu aslında bir gravitasyonel çökme olayı olup evrimleri ve çevrelerinde gelişen fiziksel olaylar bakımından farklılık göstermezler. Bunlar yalnızca oluşumlarına ilişkin başlangıç koşulları bakımından birbirlerinden ayrılırlar. Karadeliği tam olarak belirlemek için sadece 3 parametre yeterlidir. Kütlesi, açısal momentumu (dönme hareket miktarı) ve elektrik yükü. Buna bağlı olarak karadelikler yapılarına göre 3 kısımda incelenirler. Maddesel, elektriksel ve dönen karadelikler.

2.3.1. Maddesel(Statik) Karadelikler

Maddesel karadelikler çevrelerindeki maddeleri yutarken herhangi bir elektrik yükü taşımazlar ve çevrelerinde dönmezler. Böylece yüksüz durağan karadelik yalnızca tekiliği çevreleyen bir olay ufkuyla oluşur. İlk denklemlerini 1916'da

Alman gökbilimci K.Schwarzschild'in yazdığı bu kara deliklere *Schwarzschild Karadelikleri* de denir. Karadeliklerin yuttuğu maddeye oranla olay ufuklarını genişlettiklerini biliyoruz. Buda karadeliğin daha güçlü çekim alanına sahip olmasına neden olur. Madde yuttukça güçlenen karadelik cisimlerin niteliğine bakmadan sonsuza değin onları geri salmaz. Güneş kadar kütleyle sahip olan bir karadelik için Schwarzschild yarıçapı 3 km. olarak bulunur.



Şekil 2.4. Bir karadelikte tekilliğin meydana getirdiği olay ufku.

2.3.2. Elektriksel Karadelikler

Şimdi de Schwarzschild karadeliğine bir elektron düştüğünü düşünelim. Bu durumda karadelik elektrik yüküyle yüklenir. Yüklenme arttıkça da tekilliğin çevresinde ikinci bir olay ufku oluşur. Böylece karadeliğin çevresinde zamanın durduğu iki yeri rahatlıkla gösterebiliriz. Elektrik yükü arttıkça iç olay ufku büyür maddesel (dış) olay ufku ise küçülür. İki olay ufku çakıştığı an karadelik alabileceği en fazla elektrik yükünü almış demektir. Bu durumda daha çok elektrik yüküyle zorlarsanız olay ufkunun dağıldığı ve geriye çıplak tekilliğin kaldığı bir karadelik elde edersiniz. Bu görüşler ilk kez 1916-1918 yılları arasında Alman H.Reissner ile

Danimarkalı G.Nordstron tarafından ortaya atıldı. Bundan dolayı elektrik yüklü karadeliğe *Reissner-Nordstron Karadelikleri* denir. Bunların varlığı kuramsal olarak kabul edilse de uzayda gerçekten var olmalarını bekleyemeyiz. Nedeni ise elektrik alanlarının çekim alanlarından çok daha baskın olması ve karadeliğin kendini elektrik yüküyle yüklerken çevresinden gelen diğer yükler yardımıyla kısa sürede nötr hale getirilmesidir.

2.3.3. Dönen Karadelikler

Gökyüzündeki hemen hemen tüm yıldızlar kendi çevrelerinde döner. Bunların dönme hızları büyüklükleri nedeniyle çok küçüktür. Ama bu yıldızlardan herhangi biri çökerek karadelik haline gelirse dönme hızı da artar. Böylece bu dönme hareketleri karadelikler için vazgeçilmez derecede önemli olur. Dönen bir karadelik çevresindeki uzay zamanı da sürükler. Bu nedenle ki böyle bir karadeliğin çevresine ışık demetleri gönderilirse demetler tekilliğin çevresinde dönen uzay zamanının çıkış yönüne göre değişik miktarlarda saparlar. Bundan hareketle karadeliğin toplam dönme miktarı ölçülebilir. Yine Schwarzschild karadeliği tipinde karadeliğin döndüğünü düşünürsek tekilliğin çevresinde ikinci olay ufkunun oluştuğunu fark ederiz. Dönen karadeliklerin uzay zamanı sürüklemesini ve önemli özelliklerini Y.Zelandalı matematikçi Dr.Kerr tanımlamıştır. Dr.Kerr 1963’de bir kütle ve dönmeye sahip karadeliği tümüyle açıklayabilen denklemleri yazmayı başarmıştır. Dönen karadeliklere kısaca *Kerr Karadelikleri* de denir. Tıpkı elektrik yüklü karadeliklerde olduğu gibi bunlarda da zamanın akmadığı iki olay ufku bulunur. Deliğin dönme hızının artması iç olay ufkunu genişletir ve dış olay ufkunu daraltır. Karadelik maksimum hızında dönmeye başladığında ise iki olay ufku çakışır. Bu limit değerden yüksek hızlar için olay ufku kaybolur ve çıplak tekillik kalır. Dikkat edilirse elektrik yüklü karadeliklerle dönen karadelikler arasında şaşırtıcı benzerlikler bulunur. Bunlardan en önemlisi ise her iki tipinde çift olay ufkuna sahip olmasıdır.

Bunlara bağlı olarak karadeliklerin gravitasyon alanlarının alan denklemleri;

1- M kütlesine bağlı tek parametrelili *Schwarzschild*

- 2- M kütlesi ve Q yüküne bağlı iki parametrelili *Reisner-Nordstrom*
- 3- M kütlesi ve J açısal momentumuna bağlı iki parametrelili *Kerr*
- 4- M kütleli, J açısal momentumlu ve Q yüklü üç parametrelili *Kerr-Newman*
- çözümleri ile tasvir edilir. Bunlar tablo 2.1’de özetle gösterilmiştir.

2.4. Karadeliklerin Özellikleri

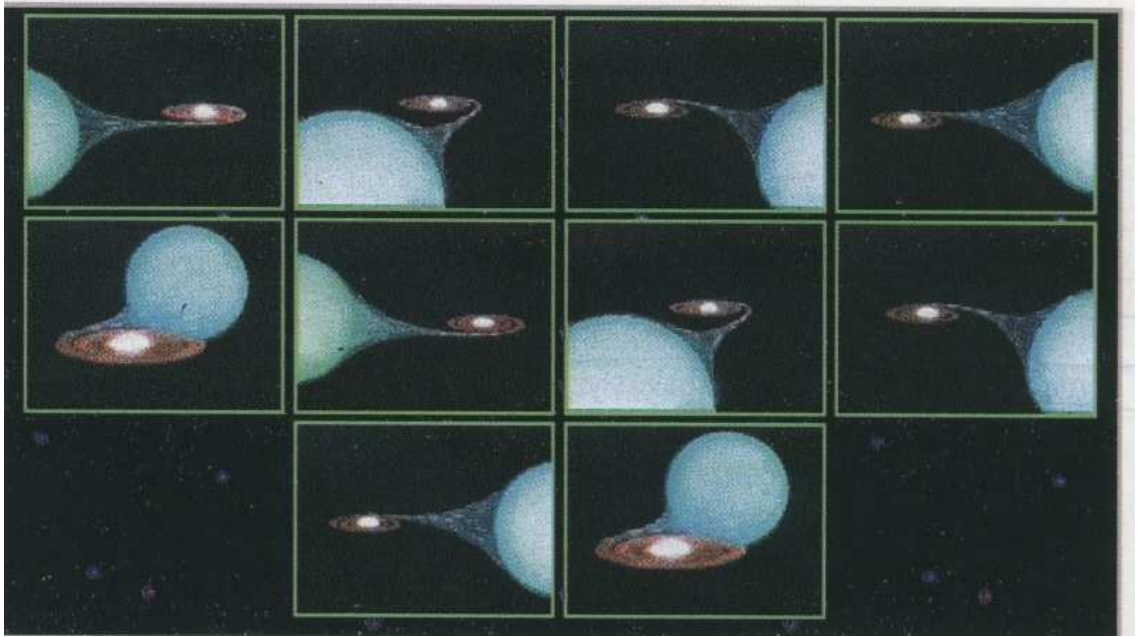
Büyük kütleli bir yıldızın ölümünden sonra uzay zaman eğilmektedir. Uzun yıllar bu eğilmenin fiziksel anlamı üzerinde fikir yürütüldü. 1930 yıllarında Einstein ve Rosen uzay zaman eğrilmesinin, yıldız karadelik haline geldiğinde maksimum olması gerektiğini söylediler. Onlara göre oluşan bu eğrilik başka bir evrene açılmaktadır. Durağan karadeliklerin bu özelliğine *Einstein-Rosen Köprüsü* denir. Bu ikinci evren görüşüyle ilgili olarak çeşitli fikirler oluşturulabilir. Bir düşünceye göre karadelğin açıldığı ikinci evren bizim evrenimizin uzak bir köşesidir. Eğer uzayın düz olduğu kabul edilirse bu durumda oluşan delik daha çok bir elmanın içindeki kurt yolu gibidir. Bu yola da kurt delikleri denir.

Tablo 2.1. Karadeliklerin kütle, açısal momentum ve yük değerleri

	KÜTLE	AÇISAL MOMENTUM	YÜK
<i>KERR KARADELİĞİ</i>	$M > 0$	$J > 0$	$Q = 0$
<i>KERR-NEWMANN KARADELİĞİ</i>	$M > 0$	$J > 0$	$Q \neq 0$
<i>REISSNER- NORDSTROM KARADELİĞİ</i>	$M > 0$	$J = 0$	$Q \neq 0$
<i>SCHWARZSCHILD KARADELİĞİ</i>	$M > 0$	$J = 0$	$Q = 0$

Karadeliklerin olay ufuklarında parçacık çiftleri oluşur. Bu parçacık çiftlerinden biri karadeliğin tarafından tutulurken diğeri uzaya yayılır. Karadeliğin her ayrışan parçacık çifti aynı zamanda onun enerjisinin bir kısmını alıp götürür. Bu olay karadeliğin buharlaşmasıdır. Hawking buharlaşma ile karadeliğin kütlesi arasında bir ilişki olduğu ortaya çıkardı. Karadeliğin küçüldükçe parçacık yayınlanma hızı artar. Bu da kütlenin azalmasıyla daha çok parçacığın çekim alanından kaçmasına izin verir ve en sonunda milyonlarca atom bombasına eşdeğer korkunç bir patlamayla yok olur. En erken yok olan karadeliklerin ömürleri hesaplarla 10 milyar yıl olarak bulunur. Bu nedenle kâinatın ilk yıllarında oluşmuş olan çok sayıda mini karadeliğin günümüzde yok olmalarını izleme şansımız vardır.

Isıl yayılımla buharlaşan karadeliklerin sıcaklıkları kütleleriyle ters orantılıdır. Dolayısıyla daha sıcak olan küçük kütleli karadelikler daha fazla tanecik yayınlamaya kütle ve enerji kaybederler. Bu şekilde kütlesi azalan karadeliğin giderek büyük sıcaklığa sahip olacağından daha büyük bir hızla küçülecek ve süreç aşırı derecede yüksek enerjiye sahip olan her türlü taneciğin ortaya çıktığı mini karadeliğin varlığına son veren bir patlamayla son bulacaktır.



Şekil 2.5. Madde yutan bir karadeliğin

3. MİNİ KARADELİKLER

Bir yıldızın çökmesi sonucu değil fakat madde ve enerji yoğunluğunun olağanüstü yüksek düzeyde bulunduğu, evrenin büyük patlamayı izleyen en erken çağlarında homojensizliğin yol açtığı kütlesi güneşin kütlesinden çok küçük karadeliklerin de bulunduğu gösterilmiştir. Tezimizin esas konusunu oluşturan bu karadelikler bundan böyle mini karadelik olarak adlandırılacaklardır.

$$\text{Bir karadelik } M \text{ kütleli bir cismin, bu kütleye karşı düşen } r_s = \frac{2GM}{c^2}$$

Schwarzschild yarıçapından daha küçük boyutlar içinde büzülmesiyle oluşmakta olduğu bilinmektedir. Bir cismin kendi gravitasyon alanının etkisi altında büzülebilmesinin yani gravitasyon kuvvetinin basınç kuvvetlerine baskın olabilmemesinin temel koşulu bilindiği gibi M kütlesinin M_J Jeans kütlesinden büyük olmasıdır (Zebitay 1984). Jeans kütlesi bir yıldızın gravitasyon olarak çökebilmesi için gerekli olan kritik kütledir. $M > M_J$ koşuluna uyan kütlenin kendi gravitasyon alanı altında büzülmekte, bu büzülmenin r_s den daha küçük olması halinde ise karadelik oluşmaktadır. Bununla birlikte yoğunluğun çok yüksek olduğu genişlemekte olan evrenin başlangıcındaki koşullar çok küçük kütleli karadeliklerin oluşumuna imkân vermektedir. *Primordial Karadelik* veya *Mini Karadelik* olarak adlandırılan bu karadelikler ilk defa Zel'dovich ve Novikov tarafından öngörülmüştür [Zel'dovich-Novikov(1967)]. Bu türlü karadeliklerin evrenin başlangıcındaki koşullara bağlı olarak oluşabileceği Hawking tarafından gösterilmiştir [Hawking (1971) ve (1974)].

Şimdi Hawking'in öngördüğü biçimde, evrenin başlangıcında çok sayıda, çok küçük kütleli karadeliklerin oluşabileceğini ve bunların kütlelerinin alt sınırlarının ne olması gerektiğini göstermek istiyoruz.

Genişleyen evrenin başlangıcında, eş zamanlı hareket eden koordinatlarda bir V hacmi göz önüne alalım. ρ ile yoğunluğu gösterirsek, bu V hacminin gravitasyonel bağ enerjisi $G\rho^2 V^{5/3}$ mertebesinde olduğu bilinmektedir [Adler-Basin-Schiffer (1975)].

Bu hacimdeki maddenin genişleme kinetik enerjisi ise

$$\rho V^{5/3} \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^2 \text{ dır. Ayrıca rölativistik basınçtan oluşan potansiyel enerji ise } \rho c^2 V$$

şeklinde olacaktır. Bu enerji

$$\rho c^2 V > G \rho^2 V^{5/3}$$

gravitasyonel bağ enerjisi ile karşılaştırılacak olursa

$$V > \left(\frac{c^2}{G \rho} \right)^{3/2}$$

olması durumunda ihmal edilebilir. Başlangıçta büyük sapmaların varlığı bu evrede gravitasyon enerjisinin genişleme kinetik enerjisinden büyük olduğunu ve çok sayıda bu türlü hacmin bulunabileceğini göstermektedir. Artık bu bölge öz gravitasyon alanının etkisi altında çökerek bir karadeliğe dönüşecektir. Bir yandan gravitasyon enerjisinin genişleme kinetik enerjisinden büyük olması durumu, bir yandan da gravitasyonun basınç kuvvetlerine baskın olması çöken bölgenin M kütesinin

$\left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2}$ mertebesinden büyük olması yani;

$$M > \left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2} \equiv M_j \quad (3.1)$$

bağıntısını sağlaması anlamına gelir.

Gravitasyonel çökme olayı kuantum olaylarının göz önüne alınmadığı klasik bir süreçtir. Lorentz sisteminde boyutları L olan bir bölge için Planck uzunluğu,

$$L_p \equiv \left(\frac{G \hbar}{c^3} \right)^{1/2} = 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ cm.} \quad (3.2)$$

şeklindedir. Bundan dolayı Planck uzunluğundan daha küçük yarıçaplı bir bölgenin içi tek başına Einstein'ın Genel Gravitasyon Teorisi aracılığıyla tasvir edilemez. Bu sınır Genel Rölativite Teorisinin genel sınırını oluşturur. Planck uzunluğu kadar bir Schwarzschild yarıçapına karşı düşen kütle ise;

$$L_p \equiv \left(\frac{G\hbar}{c^3} \right)^{1/2} = \left(\frac{2GM}{c^2} \right) \equiv r_s$$

olacağından

$$M = \left(\frac{c\hbar}{4G} \right)^{1/2} \sim 10^{-5} \text{ gr.} \quad (3.3)$$

mertebede olduğu bulunur. Bu değer mini karadeliklerin alt sınırını oluşturmaktadır. Diğer yandan çöken cismin Schwarzschild yarıçapı kendisini

oluşturan taneciklerin $\lambda_c \equiv \frac{h}{m_0 c}$ Compton dalga boyundan daha küçük

$$r_s \equiv \frac{2GM}{c^2} < \frac{h}{m_0 c} \equiv \lambda_c \quad (3.4)$$

olduğunda tanecikler kimliklerini kaybedip dalga karakteri kazanırlar. Bu sınır aynı zamanda Genel Rölativite Teorisinin de sınırına karşı düştüğünden karadelinin oluşamayacağını düşünmek akla yatkın görülmektedir. Bu ise çöken cismin kütlesine farklı alt sınır getirir. Buradaki taneciklerin fotonlar, leptonlar, quarklar ve bunların karşıt tanecikleri olabileceği düşünülürse, örneğin quarklar için $\lambda_c \sim 3.10^{-13} \text{ cm}$. mertebesinde olduğundan çöken cismin minimum kütlesi 10^{15} gr . olur. Ancak yeterli bir elektromagnetik radyasyon yoğunluğunun da gravitasyonel çökmeye yol açabileceği düşünülürse bu değerlendirmenin pek doğru olmadığı gözükür. Burada Schwarzschild yarıçapı ile karşılaştırılacak olan Compton dalga boyu sükunet halindeki dalga boyu olmayıp; $\frac{hc}{E}$ dır. E, ultra rölativistik tanecikler için $m_0 c^2$

sükunet enerjisinden çok büyüktür. Evrenin başlangıcında $N = 26$ farklı cins tanecik bulunduğu hesaplanmıştır [Weinberg (1972)]. Buna göre bu evrede evrenin yoğunluğu ve basıncı

$$3p \cong \rho c^2 \cong \frac{1}{2} NaT^4 \quad (3.5)$$

ile verilecektir. Burada k Boltzman sabiti olmak üzere;

$$a \equiv \frac{\pi^2 k^4}{15c^3 \hbar^3}$$

sabitini yerine koyarsak;

$$T \sim \left(\frac{\rho c^5 h^3}{Nk^4} \right)^{1/4} \quad (3.6)$$

evrenin sıcaklığını bulmuş oluruz. Buradan tipik bir dalga boyuda

$$\lambda_c = \frac{hc}{kT} \sim \left(\frac{Nh}{\rho c} \right)^{1/4} \quad (3.7)$$

olur. Schwarzschild yarıçapının bu değerden büyük olması koşulu

$$r_s \equiv \frac{2GM}{c^2} > \lambda_c \sim \left(\frac{Nh}{\rho c} \right)^{1/4} \quad (3.8)$$

buradan;

$$M > \frac{c^2}{2G} \left(\frac{Nh}{\rho c} \right)^{1/4} \quad (3.9)$$

olmasını gerektirir. (3.1) formülünden;

$$M > \left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

olması gerektiğinden iki formülden ρ elenecek olursa;

$$M > \frac{1}{4} \left(\frac{Nch}{G} \right)^{1/2} \sim \sqrt{N} 10^{-5} \text{ gr.} \quad (3.11)$$

şeklinde olur. Dolayısıyla iki farklı yaklaşıma rağmen mini karadeliklerin kütlelerinin alt sınırının 10^{-5} gr. olduğu bulunur.

Şimdi mini karadeliklerin buharlaşmasından bahsetmek istiyoruz. Dönen bir karadeliğin gravitasyon alanında tanecik-karşıt tanecik çiftlerinin oluşacağı Zel'dovich ve Starobinski tarafından gösterilmiştir. Penrose sürecine uygun olarak tanecik-karşıt tanecik çiftlerinden, enerji ve momentumu negatif olanları karadelik tarafından yutulurken, pozitif olanlar karadelik alanından uzaya dağılmaktadır. Uzaktan bakan bir gözlemci karadelikten gelen bir tanecik yayını görecektir. Bu tanecik yayılmasına bağlı olarak dönme enerjisi giderek azalan ve sonunda açısal momentumu sıfıra indirgenen Kerr karadeliği bir Schwarzschild karadeliğine dönüşmektedir. Karadelik kendiliğinden yayılımla enerji kaybederek bir Schwarzschild karadeliğine dönüşmüş olsa bile M kütlesi sabit kalmayacak ve sürekli bir tanecik yayılmasıyla enerji ve kütle kaybetmeye devam edecektir. Bu yüzden karadeliğin ufuk yüzeyinin de bu evreden sonra sabit kalmayacağı M^2 ile orantılı olarak azalacağı görülür. Bir karadeliğin ufuk alanı, A ;

$$A = \frac{8\pi G^2 M^2}{c^4} \left\{ 1 + \left[1 - \left(\frac{cJ}{GM^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (3.12)$$

şeklinde hesaplanır [Hawking (1972)]. Karadeliğin ufuk alanı, A ile S entropisi arasında

$$S = \frac{1}{4} \frac{kc^3}{Gh} A \quad (3.13)$$

ilişkisi vardır [Bekenstein (1973) ve (1974)]. Schwarzschild karadeliğinin sıcaklığının da

$$T = \frac{hc^3}{16\pi^2 kGM} \quad (3.14)$$

şeklinde olduğu gösterilmiştir [Bardeen-Carter-Hawking (1973)]. M gr. cinsinden alınırsa;

$$T = 10^{26} M^{-1} \text{°K} \quad (3.15)$$

olur. Bu tanecik yayılmasına ısı yayılma (Hawking yayılımı) denilmektedir. T ısı yayılması M^{-1} ile orantılıdır. A karadeliğin olay ufku alanını göstermek üzere, yayınlanan taneciklerin taşıdığı enerji $T^4 A$ olur. Onu da

$$T^4 A \sim M^{-4} M^2 \sim M^{-2}$$

şeklinde ifade edebiliriz. Karadelik kütle kaybederken yayınlanan enerji dolayısıyla kütle kaybı artar. Kütle azalan karadeliğin sıcaklığı (3.15) formülüne uygun olarak artar. Götürürken sıcaklığı artan ve kütle kaybeden karadeliğin bütün kütlesi sonlu bir süre içinde ısı tanecik yayılmasıyla buharlaşmış olacaktır. M kütleli bir karadeliğin

$$\tau \sim 10^{-28} M^3 s. \quad (3.16)$$

bir süre içinde buharlaşacağı ve 10^{30} erg. mertebesinde enerji salınacağı hesaplanmıştır [Hawking (1975)]. Bu ise mini karadeliklerin bir patlamayla son bulacaklarının bir ifadesidir. Evrenin başlangıcında oluşmuş mini karadeliklerden kütleleri 10^{14} gr.a kadar olanların 10^{10} yıl içinde yok olacakları hesaplanır.

3.1. Mini Karadeliklerin Oluşumuna İlişkin Bir Model (ZeDa Modeli)

3.1.1. Amaç

Bir cismin kendi gravitasyon alanının etkisi altında büzülebilmesi yani gravitasyon kuvvetlerinin basınç kuvvetlerine baskın olabilmesi için, kütesinin Jeans kütesinden büyük olması gerekmektedir. Evrenin genişleme süreci içinde Jeans kütesi bir artma gösterir. Bu evrede Jeans kütesi $\left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2}$ şeklinde gösterilir. Yine bu evrede kütesi

$$M \geq M_j \sim \left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2} \quad (3.17)$$

koşulunu sağlayan R yarıçaplı bir cisim kendi gravitasyon alanının etkisi altında çöker. ZeDa modelinde, mini karadeliklere evrimleşen ve (3.17) koşulunu sağlayan yoğunlaşma bölgelerinin, Kaotik kozmolojinin temel varsayımları çerçevesi içinde, çok büyük başlangıç pertürbasyonlarının evrimine bağlı olarak oluştukları varsayımına dayanan, Hawking'in önerdiği model yerine farklı bir model önerilmektedir. Mini karadeliklerin oluşumunu tasvir etmek üzere önerilmekte olan bu yeni model, Galaksi oluşumuna ilişkin Birikim Modelinden [Mc Crea-Zebitay Modeli (1984)] esinlenerek, büyük patlamanın hemen sonrasında evreni oluşturan akışkanın kümeciklere ayrılmış olduğu ve bu kümeciklerin birbirlerinin gravitasyon alanının etkisi altında ses ötesi hızlarla çarpıştıkları varsayımına dayanmaktadır.

3.1.2. ZeDa Modeli

Büyük patlamadan sonra ilk 10^{-8} sn. içinde aralarında kuvvetli etkileşme bulunan, ısı denge halindeki fotonlar, mezonlar, baryonlar ve karşıt baryonlardan oluştuğu düşünülen evrende tanecikler arası ortalama uzaklık tipik bir Compton dalga boyundan daha küçüktür. Bu bakımdan sürekli olarak etkileşme halinde olan

bu tanecikler herhangi bir hal denkleminde uymazlar. Bu taneciklerin durumunu anlatan iki farklı model bulunmaktadır.

Bunlardan biri “*Temel Tanecik Modeli*” diğeri de “*Bileşik Tanecik Modeli*” dir.

Temel Tanecik Modeli: Bu modelde, bütün taneciklerin temel taneciklerden (fotonlar, leptonlar, kuarklar ve bunların karşıt taneciklerinden) oluşmuş olduğu ve çok yüksek sıcaklıklarda bu temel tanecikleri birbirine bağlayan kuvvetlerin ihmal edilebildiği varsayılmaktadır. Evrenin başlangıcında fotonlarla maddesel tanecikler ısı denge halinde bulunduklarından $h\nu = kT$ dir. Bu yüzden en ağır temel taneciğin sükunet enerjisinin üzerindeki kT için, evren $\frac{N}{2}$ farklı türde karacisim ışımasına sahipmiş gibi davranacağından, bu evrede evrenin basıncı ve enerji yoğunluğu

$$3p \cong \rho c^2 \cong \frac{1}{2} NaT^4 \quad (3.18)$$

şeklindedir.

Maddesel tanecikler başına foton entropisi

$$S = \frac{\rho c^2 + p}{n_B kT} = \frac{2aT^3}{3n_B k} N \quad (3.19)$$

şeklinde olur [Weinberg (1972)]. Burada n_B baryon ve karşıt baryonların sayısal yoğunluklarının farkını göstermektedir. Eş ısı bir genişlemede entropi sabit olduğundan S ’nin yukarıdaki ifadesi, n_{B0} ile baryonların bugünkü sayısal yoğunluğu gösterilmek üzere, S ’nin bugünkü değeri olan

$$S_0 = \frac{4aT_{\gamma 0}^3}{3n_{B0} k} \quad (3.20)$$

ile karşılaştırarak, başlangıç evresi için evrenin sıcaklığı bugünkü radyasyon sıcaklığı cinsinden

$$\frac{T}{T_{\gamma 0}} = \left(\frac{2n_B}{Nn_{B0}} \right)^{1/3} \quad (3.21)$$

şeklinde bulunur.

Evrenin tekil bir noktadan başlayarak genişlemekte olduğunu ifade eden modellere *Friedmann-Lemaitre* tipi evren modelleri denilmektedir. Friedmann denklemlerinden, başlangıç evresi için, evrenin yaşı ile yoğunluğu arasında

$$t = \left(\frac{3}{32\pi G\rho} \right)^{1/2} + sbt \quad (3.22)$$

bağıntısı vardır [Özemre (1981)].

n_B baryon yoğunluğunun R^{-3} ile değiştiğini göz önünde bulundurursak

$$\frac{T}{T_{\gamma 0}} = \left(\frac{2}{N} \right)^{1/3} \left(\frac{R_0}{R} \right) \quad (3.23)$$

şeklinde olur.

(3.18) ve (3.22) yardımıyla

$$t \cong \left(\frac{3c^2}{32\pi G a T_{\gamma 0}^4} \right)^{1/2} \left(\frac{N}{2} \right)^{1/6} \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \quad (3.24)$$

olur. Buradan ölçek çarpanının zamana bağlı değişiminin

$$R(t) \sim t^{1/2} \quad (3.25)$$

şeklinde olduğu görülür.

Bu evrede evrenin sıcaklığının zamana bağlı değişiminin

$$T \cong \left(\frac{3c^2}{32\pi G a} \right)^{1/4} \left(\frac{2}{N} \right)^{1/4} \frac{1}{t^{1/2}} \cong 1,510^{10} \left(\frac{2}{N} \right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{t}} \quad (3.26)$$

şeklinde olacağı görülür.

Bileşik Tanecik Modeli: Başlangıçta evren leptonlar, baryonlar, bunların karşıt tanecikleri ve fotonlardan oluşmaktadır. Hadronlar birbirlerinin bileşimi olan temel tanecikler olduğu varsayılmaktadır. Bu taneciklerden oluşan akışkana, ideal gaz yaklaşımı uygulanarak evrenin başlangıç evresinde yoğunluğun ölçek çarpanına bağlı değişiminin

$$\rho \propto R^{-3} |InR| \quad (3.27)$$

şeklinde olacağı bilinmektedir [Weinberg (1972)]. Bu ifade Friedmann denklemlerinde yerine konup, evrenin başlangıç evresi için, bu denklemlerden $R(t)$ çözülecek olursa

$$R(t) \propto t^{2/3} |Int|^{1/2} \quad (3.28)$$

şeklinde olacağı görülür.

Geliştirmek istediğimiz çarpışma modeli evrenin sıcaklığının $T \cong 10^{14} \text{ } ^\circ\text{K}$ 'e düştüğü ana kadarki evresidir. Bu evre büyük patlamadan sonra evrenin yaşının 10^{-43} sn. olduğu, Planck zamanından başlamakta olup hadronların oluşumunun kesildiği 10^{-8} sn ye kadar devam etmektedir.

Şimdi çarpışma yoluyla mini karadeliklerin oluşumuna ait ZeDa modelini belirleyen temel varsayımları belirtelim:

1- Evren Friedmann modeline göre evrimleşmektedir.

- 2- Başlangıçta evreni oluşturan akışkan “Temel Tanecik Modeli”ne uymaktadır.
- 3- Evreni oluşturan akışkan 10^{-43} sn ve 10^{-8} sn zaman aralığında kümeciklere ayrılmıştır.
- 4- Kümeciklerin her biri aralarında çok kuvvetli bir etkileşme bulunan, ısı dengede halindeki maddesel tanecikler ve fotonlardan oluşmakta olup opak (saydam olmayan) bir yapıya sahiptirler.
- 5- Kümecikler birbirlerinin gravitasyon alanında ses ötesi hızlarla çarpışmaktadırlar.
- 6- Mini karadelikler ses ötesi hızlarla çarpışan kümeciklerin çarpışma sonrası yığıldıkları ortak hacimde Jeans yoğunlaşması sonucu oluşmaktadır.

Şimdi yukarıdaki modele uygun olarak özdeş küresel iki kümecinin kafa kafaya çarpıştıklarını varsayalım. Kümeciklerin ses ötesi hızlarla çarpışıyor olması boyutları üzerinde bir sınırlandırma getirir. Ayrıca 3. varsayımla belirlenen çağda bu boyutların çok küçük olduğu gösterilebilir. Büyük kütlelerine karşın boyutlarının çok küçük olması nedeniyle, klasik teori çerçevesi içinde birbirlerinin gravitasyon alanındaki hızlarını hesaplarken, küresel kümeciklerin noktasal oldukları varsayılır.

Kümeciklerin birbirlerinin gravitasyon alanındaki hareketlerini kütle merkezine bağlı eş hareketli koordinat sisteminde incelemek istiyoruz. Çarpışmadan önce kümeciklerin kütle merkezleri arasındaki uzaklığı η ile her birinin sistemin kütle merkezine uzaklığını da η_1 ve η_2 ile gösterelim. Kümeciklerin her birinin yarıçapı r ve kütlesi de m olsun. Kümeciklerin birbirlerinin gravitasyon alanında sahip olduğu gravitasyon potansiyeli, klasik gravitasyon teorisi çerçevesi içinde

$$U = -\frac{Gm^2}{\eta} \text{ gösterilir.}$$

Sistemin indirgenmiş kütlesi

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{m}{2} \quad (3.29)$$

şeklindedir.

Kanonik momentumu p_η ile göstermek üzere Hamilton fonksiyonu ve Hamilton denklemleri

$$H = \frac{1}{2} \mu \dot{\eta}^2 - \frac{Gm^2}{\eta} = \frac{p_\eta^2}{m} - \frac{Gm^2}{\eta} \quad (3.30)$$

$$\dot{\eta} = \frac{\partial H}{\partial p_\eta} = \frac{2p_\eta}{m} \quad \dot{p}_\eta = -\frac{\partial H}{\partial \eta} = -\frac{Gm^2}{\eta^2} \quad (3.31)$$

olur. (3.31) denklemlerinin ilkinin zamana göre türetilip ikincisinde yerine koyarsak

$$\ddot{\eta} + \frac{2Gm}{\eta^2} = 0 \quad (3.32)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemin $\eta \rightarrow \infty$ için $\eta \rightarrow 0$ koşulu içinde integre edersek

$$\dot{\eta}^2 = 4 \frac{Gm}{\eta} \quad \text{denklemini elde ederiz. Simetriden dolayı } \eta_1 = \eta_2 = \frac{\eta}{2} \quad \text{olduğundan}$$

her bir kümeğin diğerinin gravitasyon alanındaki hızı

$$v^2 = \dot{\eta}_1^2 = \dot{\eta}_2^2 = \frac{1}{4} \dot{\eta}^2 = \frac{Gm}{\eta} \quad (3.33)$$

şeklinde olur. Bu hız kümeciklerin, evrenin genişlemesine uygun olarak hareket etmekte olan kütle merkezine göre hızlarıdır. İki kümeğin çarpıştığı andaki hızları ise

$$v = \left(\frac{Gm}{2r} \right)^{1/2} \quad (3.34)$$

şeklinde olur.

3.varsayımla sözü edilen çağda ses hızı

$$v_s^2 = \frac{c^2}{3} \quad (3.35)$$

şeklinde olduğu gösterilmiştir [Whitham(1974)].

Zamana bağlı olarak büyüyen yoğunluk pertürbasyonlarının dalga boyu demek olan Jeans dalga boyunun

$$\lambda_j = \left(\frac{\pi v_s^2}{G \rho} \right)^{1/2} \quad (3.36)$$

ifadesinden yararlanılarak [Zebitay (1984)] Jeans kütlesi

$$M_j = \frac{4}{3} \pi \rho \lambda_j^3 = \frac{4}{3} (\pi)^{5/2} \left(\frac{v_s^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2} \quad (3.37)$$

olur.(3.35) ile belirtilen ses hızının karesi bu ifadede yerine koyulursa

$$M_j = 4 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{5/2} \left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2} \quad (3.38)$$

ifadesi elde edilir. Evrenin başlangıcındaki olağanüstü koşulların M_j ifadesindeki katsayılarla ne gibi etki yaptığını bilemediğimizden dolayı biz M_j 'nin yalnız mertebesiyle ilgileneceğiz. Bilindiği gibi Jeans kütlesi bir cismin kendi gravitasyon alanının etkisi altında kararlı olabildiği kütesinin, alt sınırına karşı düşmekte olup kütlesi M_j 'den daha büyük olan bir cisim öz gravitasyon alanı altında büzülebilmektedir.

Ses ötesilik koşuluna göre (3.35)

$$v > v_s = \frac{c}{\sqrt{3}} \quad (3.39)$$

olmasını gerektirir. Ancak $v < c = \sqrt{3}v_s$ olduğundan v 'nin v_s den çok büyük olması da mümkün değildir. Bu durumda

$$c > v > \frac{c}{\sqrt{3}} \rightarrow \sqrt{3}v_s > v > v_s$$

olur. Buna göre çarpışma hızlarının ses hızından çok az büyük olduğu yani bu hızların ses hızı mertebesinde olduğu anlamına gelmektedir.

Şimdi (3.34) ve (3.35) karşılaştırılacak olursa

$$v^2 \geq v_s^2 \rightarrow \frac{Gm}{2r} \geq \frac{c^2}{3} \quad (3.40)$$

$m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$ yerine koyarsak

$$r \geq \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{c^2}{G\rho} \right)^{1/2} \quad (3.41)$$

ifadesi elde edilir. Öte yandan (3.36) ifadesi (3.35) aracılığıyla düzenlenecek olursa

$$\lambda_j \equiv r_j = \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/2} \left(\frac{c^2}{G\rho} \right) \sim \left(\frac{c^2}{G\rho} \right)^{1/2} \quad (3.42)$$

bulunur. Gravitasyonel olarak kararlı bir cismin yarıçapının alt sınırını oluşturan bu ifade (3.41) ile kıyaslanırsa r nin r_j den küçük olmakla birlikte hemen hemen aynı mertebede yani

$$r \sim r_j \quad (3.43)$$

olduğu görülür.

Ayrıca (3.40) formülünden

$$r \sim \frac{3}{2} \frac{Gm}{c^2} \cong r_s \quad (3.44)$$

ifadesi bulunur. Bu ifade modelimizin 3. varsayımıyla tanımlanan çağda ses ötesi hızla çarpışan kümeciklerin yarıçapını gösterir. Bu kümecinin kütlesinin alt sınırı da

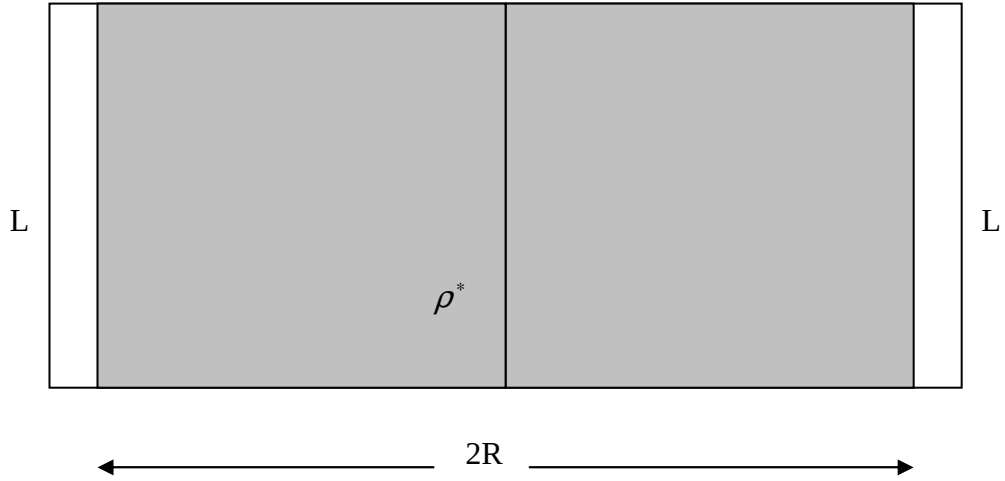
$$m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \geq \left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2} \quad (3.45)$$

ile belirleneceği görülür. Görüldüğü gibi ses ötesilik koşulu bir yandan (3.43) ve (3.45)'in sağlanmasını bir yandan da (3.44) bağıntısı nedeniyle kümeciklerin yarıçaplarının bir karadeliğin yarıçapı mertebesinde olması sonucuna yol açmaktadır.

Şimdi ses ötesi hızlarla kafa kafaya çarpışan kümeciklerin arakesit bölgesinde (3.44)'ü sağlayan Jeans yoğunlaşmalarının mümkün olacağını gösterelim. Modelimizin verdiği sonuçları daha sade bir şekilde görebilmek ve hesapları basitleştirmek için şimdilik çarpışan kümeciklerin kenar uzunlukları L olan küp şeklinde olduklarını varsayalım. Şekil (3.1)'de kafa kafaya çarpışan kübik kümeciklerin çarpışmadan sonra yığıldıkları, $2R$ genişliğindeki ara kesit bölgesi taralı kısımla gösterilmiştir. Buna göre çarpışmaya katılan taneciklerin her birinin ve yığılma bölgesinin yoğunlukları sırasıyla $\rho = \frac{m}{L^3}$ $\rho^* = \frac{2m}{2RL^2}$ olur. Bunları oranlarsak yığılma bölgesinin yarı genişliği

$$R = \frac{\rho}{\rho^*} L \quad (3.46)$$

şeklinde olur.



Şekil 3.1. Kübik iki kümeceğin birbirlerinin gravitasyon alanında kafa-kafaya çarpışmaları. Çarpışmadan sonra arakesitte oluşan yığılma bölgesi gölgeli olarak gösterilmiştir.

Arakesit bölgesinde yoğunlaşmaların olabilmesi için bu bölgenin yarı genişliğinin bu bölgeye karşı düşen Jeans yarıçapından büyük hiç değilse eşit olması gerekir. Yıldızlı büyüklükler arakesit bölgesinin büyüklüklerini göstermek üzere

$$R \geq r_j^* \sim \left(\frac{c^2}{G\rho^*} \right)^{1/2} \quad (3.47)$$

olmalıdır. Bu ifadeyi (3.46) ile karşılaştırsak

$$\rho^* \geq \frac{G\rho^2}{c^2} L^2 \quad (3.48)$$

olacağı görülür. Ancak $R \geq r_j^*$ olmasına karşın arakesit bölgesinde oluşan yoğunlaşmaların n sayısı eğer $n < 1$ ise bu bölgede yoğunlaşma olmayacağı anlamına gelir. Dolayısıyla (3.43)-(3.45)-(3.47) koşulları sağlanmasına karşın çarpışma sonunda yinede yoğunlaşma olmayabilir. Yoğunlaşmanın olabilmesi için $n \geq 1$ olmalıdır.

Yığılma bölgesine arakesit yüzeyinden ultra rölativistik hızla yığılan akışkanın bu yüzeyde oluşturduğu basınç ρv^2 dir. Bu basınç yığılma bölgesinin basıncı ile dengelenmektedir. Onu da şöyle gösterebiliriz;

$$\rho v^2 \cong \frac{\rho^* c^2}{3} \quad (3.49)$$

Buradan yığılma bölgesinin yoğunluğu ile çarpışma öncesi kümeciklerin yoğunluğu arasında

$$\frac{\rho^*}{\rho} \cong 3 \frac{v^2}{c^2} \quad (3.50)$$

bağıntısı elde edilir.(3.34)'deki v hızı yerine konursa

$$\frac{\rho^*}{\rho} = \frac{3Gm}{c^2 L} = \frac{3 r_s}{2 L} \quad (3.51)$$

bulunur.(3.44) göz önünde bulundurulacak olursa

$$L \sim 2 r \sim \frac{3}{2} r_s \quad \text{olacağından}$$

$$\frac{\rho^*}{\rho} \sim 1 \quad (3.52)$$

olmasını gerektirir. Böylece yığılma bölgesinin yoğunluğunun çok değişmeyeceği dolayısıyla r_j^* Jeans yarıçapının r_j mertebesinde olacağı anlaşılır. Jeans yarıçapı değişmediği halde boyutları kümeciklerin her birine göre büyümüş olan yığılma bölgesinde $R \geq r_j^*$ ve $n \geq 1$ koşullarını sağlamaktadır. ρ^* ın ρ ya göre büyük bir değiştirme göstermediği, dolayısıyla (3.46)'dan

$$R = \frac{\rho}{\rho^*} L \sim L \sim 2r \sim 2r_j \sim 2r_j^* \quad (3.53)$$

olduğu görülür. Şekil (3.2)'den

$$n = \left(\frac{R}{r_j^*} \right) \left(\frac{L}{2r_j^*} \right)^2 \quad (3.54)$$

ile verilmesi gereken yığılma bölgesindeki yoğunlaşmaların sayısı (3.53) yardımıyla $n \sim 2$ olarak bulunur.

Burada ses ötesilik koşuluyla ilgili bir noktayı açıklamak gerekir. Yığılma bölgesinde yoğunlaşmaların olabilmesi için iki koşula ihtiyaç vardır.

$$1- R \geq r_j^*$$

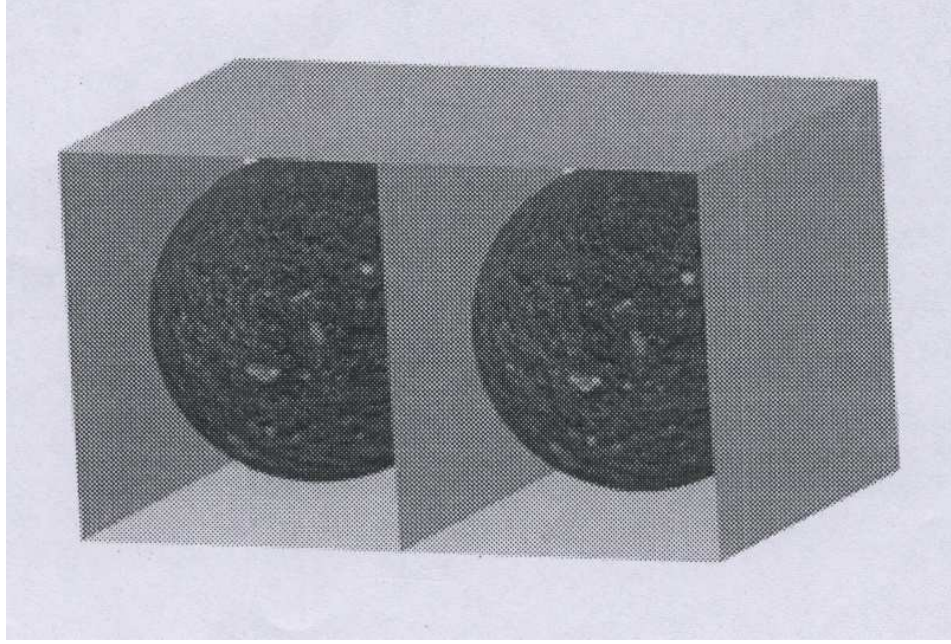
$$2- n \geq 1$$

Yani ;

$$R \sim r_j^* \sim \left(\frac{c^2}{G\rho^*} \right)^{1/2} \quad (3.55)$$

$$n = \left(\frac{R}{r_j^*} \right) \left(\frac{L}{2r_j^*} \right)^2 \sim 1 \quad (3.56)$$

şeklinde olmalıdır.



Şekil 3.2. Kübik kümeciklerin çarpışmalarından sonra mini karadeliğe evrimleşebilecek iki yoğunlaşma olmaktadır.

Bu iki koşul birlikte değerlendirilecek olursa $L \sim 2r \sim 2r_j^*$ ifadesi elde edilir. Bu ifade (3.43) sonucuyla aynıdır. Dolayısıyla kümeciklerin çarpışmalarının karadelik olarak son bulması için gerekli olan ses ötesilik koşulu varsayımdan çok zorunluluk haline gelmiştir.

Şimdi baştaki duruma geri dönüp kümeciklerin r yarıçaplı küresel yapıya sahip olduklarını düşünelim.(3.34) ve (3.44) yardımıyla (3.50)'den

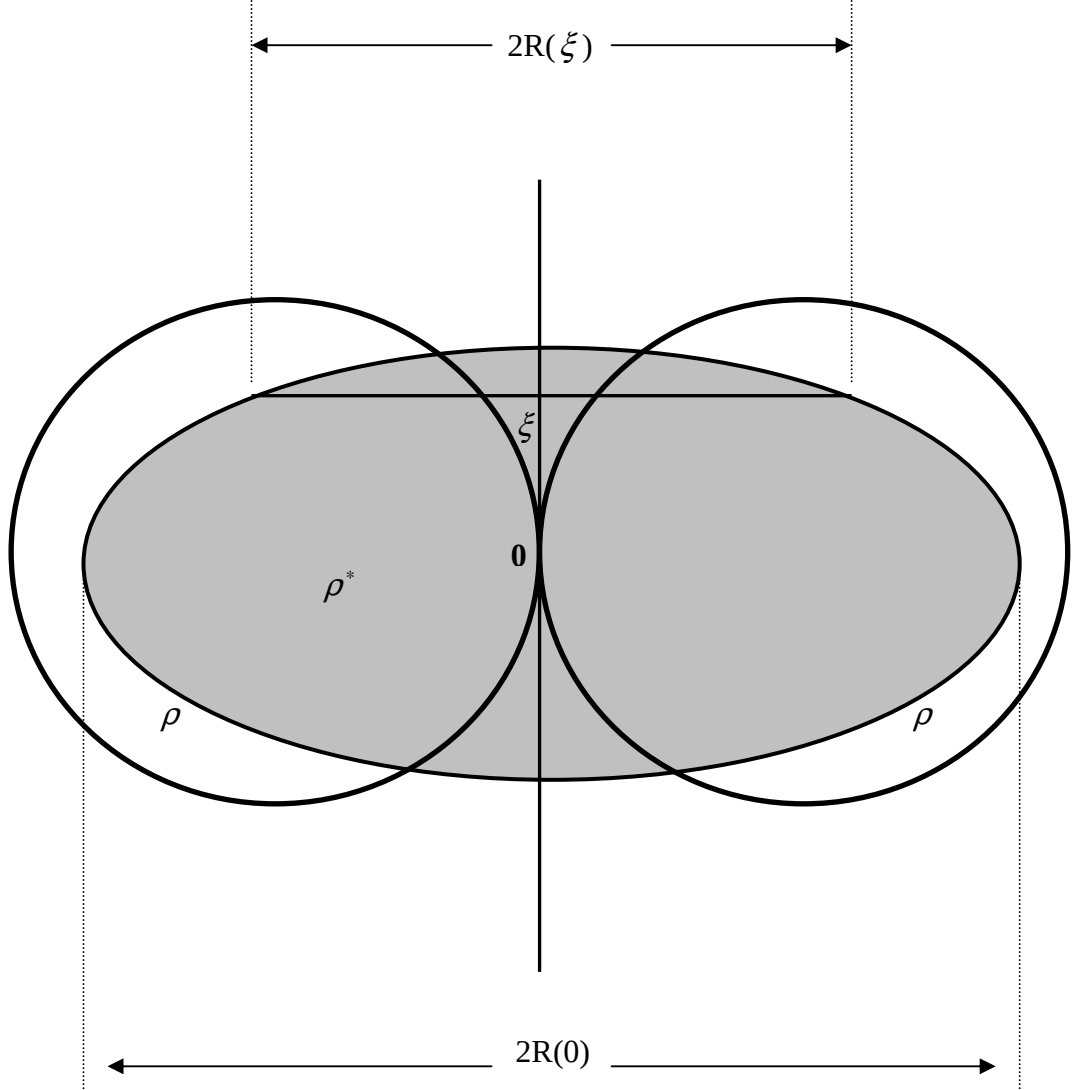
$$\frac{\rho^*}{\rho} \cong 3 \frac{v^2}{c^2} = \frac{3Gm}{2c^2 r} = \frac{3r_s}{4r} \sim 1 \quad (3.57)$$

bulunur.

Özdeş iki küresel kümecinin kafa kafaya çarpışması şekil (3.3)'de gösterilmiştir. Burada taralı kısımlar r yarıçaplı yığılma bölgelerini gösterir. O dan ξ radyal uzaklığında bulunan bir noktada yığılma bölgesinin $R(\xi)$ yarıgenişliği

$$R(\xi) = 2 \frac{\rho}{\rho^*} \sqrt{r^2 - \xi^2} \quad (3.58)$$

şeklinde gösterilmektedir [Zebitay (1984)].



Şekil 3.3. Küresel iki küreciğin birbirlerinin gravitasyon alanında kafa-kafaya çarpışmaları. Çarpışmadan sonra arakesitte oluşan yığılma bölgesi gölgeli olarak gösterilmiştir.

Burada $\xi = 0$ için

$$R(0) = 2 \frac{\rho}{\rho^*} r \sim 2r \quad (3.59)$$

yardımla

$$R(\xi) = R(0) \sqrt{1 - \frac{\xi^2}{r^2}} \quad (3.60)$$

olur.

Yığılma bölgesinin

$$R(\xi) < r_j^* \sim \left(\frac{c^2}{G\rho^*} \right)^{1/2} \quad (3.61)$$

olduğu ξ değerlerine karşı düşen yığılma bölgelerinde yoğunlaşma olamaz.(3.58) ve (3.61) aracılığıyla

$$2r \sqrt{1 - \frac{\xi^2}{r^2}} \geq \left(\frac{c^2}{G\rho^*} \right)^{1/2} \quad (3.62)$$

olur.

$$n = \int_0^\xi \int_0^{2\pi} \frac{R(0)}{4r_j^{*3}} \sqrt{1 - \frac{\xi^2}{r^2}} \xi d\xi d\theta \quad (3.63)$$

olduğundan [Zebitay (1984)].

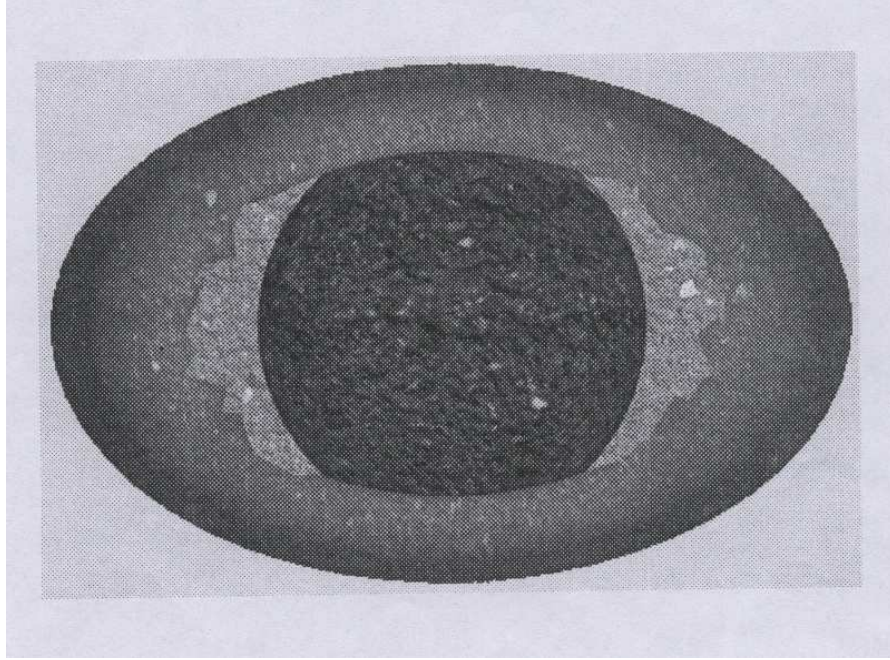
$$n = \frac{\pi R(0)}{2r_j^{*3}} \left[-\frac{(r^2 - \xi^2)^{3/2}}{3r} \right]_0^\xi \quad (3.64)$$

şeklinde elde edilir.

Burada $r \sim r_j^*$ olduğu ve (3.59)'da göz önünde bulundurulursa $n \cong 1$ ifadesi elde edilir.

Buna göre yarıçapları Schwarzschild yarıçapı mertebesindeki ($r \sim r_s$) kümeciklerin kafa kafaya çarpışmaları bir tane karadeliğin oluşumu ile son

bulmaktadır. Kümeciklerin yarıçapları r_s 'den daha küçük olması evrenin zaten karadeliklere evrimleşen kümeciklere ayrılmış olmasını gerektirdiğinden tutarsızdır. Yarıçapları r_s 'den daha büyük olması halinde kümeciklerin çarpışmaları karadeliklerin oluşumunu yol açmamaktadır.



Şekil 3.4. İki küresel kümeğin ses hızı mertebesindeki hızlarla kafa-kafaya çarpışmasından sonra oluşan yığılma bölgesi. Yığılma bölgesinde yalnızca bir tane yoğunlaşma olmaktadır.

Şimdi iki küresel kümeğin çarpışmadan sonra yığılma bölgesinde toplanmaları için geçen süreyi bulalım. v hızıyla hareket eden akışkanın $2r$ yolunu katetmesi için geçen süre (3.19) ve (3.22) yardımıyla

$$\Delta t = \frac{2r}{v} = \frac{2r}{\left(\frac{Gm}{2r}\right)^{1/2}} = \left(\frac{6}{\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{G\rho}\right)^{1/2} \quad (3.65)$$

bulunur.

ZeDa modelinin 3.varsayımıyla belirtilen çağı ve bunu izleyen ikili çarpışmadan sonra mini karadeliklerin oluşması için geçen süre $t_0 = 10^{-43}$ sn olmak üzere

$$\Delta t_0 = \left(\frac{6}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{G\rho_0} \right)^{1/2} \cong 8t_0 \quad (3.66)$$

olur.

Mini karadeliklerin oluşumundan sonra çarpışma hızları ses hızından küçük olan yani yarıçapları r_j den küçük olan dolayısıyla çökme şansı olmayan kümecikler, yoğunlaşmanın tam olarak oluşamayacağı kafa kafaya olmayacak şekilde çarpışan kümecikler evrenin genişlemesine uygun olarak dağılacaklardır. Daha sonra tekrar kümeciklere ayrılarak farklı bir çarpışma süreci izlerler. Tablo (3.1)'den de görüleceği gibi kütleleri gittikçe büyüyen farklı jenerasyonlarda karadeliklerin oluşumu vardır. 36 farklı kuşak karadeliğin oluşabileceği bulunmuştur.

Tablo 3.1. Evrenin 10^{-43} sn. ile 10^{-8} sn. arasındaki başlangıç çağında oluşan mini karadeliklerin kütleleri 10^{-5} gr. ile 10^{30} gr. arasında değişmektedir. Son sütunda bu karadeliklerin buharlaşma süreleri görülmektedir.

T(°K)	t(sn)	ρ (gr/cm³)	r(cm)	m(gr)	v(cm/sn)	τ (sn)
$2,5.10^{31}$	10^{-43}	$1,5.10^{93}$	3.10^{-33}	4.10^{-5}	2.10^{10}	$6,4.10^{-42}$
$2,5.10^{30}$	10^{-41}	$1,5.10^{89}$	3.10^{-31}	4.10^{-3}	2.10^{10}	$6,4.10^{-36}$
$7,9.10^{29}$	10^{-40}	$1,5.10^{87}$	3.10^{-30}	4.10^{-2}	2.10^{10}	$6,4.10^{-33}$
$7,9.10^{28}$	10^{-38}	$1,5.10^{83}$	3.10^{-28}	4	2.10^{10}	$6,4.10^{-27}$
$7,9.10^{27}$	10^{-36}	$1,5.10^{79}$	3.10^{-26}	4.10^2	2.10^{10}	$6,4.10^{-21}$
$7,9.10^{26}$	10^{-34}	$1,5.10^{75}$	3.10^{-24}	4.10^4	2.10^{10}	$6,4.10^{-15}$
$7,9.10^{25}$	10^{-32}	$1,5.10^{71}$	3.10^{-22}	4.10^6	2.10^{10}	$6,4.10^{-9}$
$7,9.10^{24}$	10^{-30}	$1,5.10^{67}$	3.10^{-20}	4.10^8	2.10^{10}	$6,4.10^{-3}$
$7,9.10^{23}$	10^{-28}	$1,5.10^{63}$	3.10^{-18}	4.10^{10}	2.10^{10}	$6,4.10^3$
$7,9.10^{22}$	10^{-26}	$1,5.10^{59}$	3.10^{-16}	4.10^{12}	2.10^{10}	$6,4.10^9$
4.10^{21}	4.10^{-24}	10^{54}	10^{-13}	$1,5.10^{15}$	2.10^{10}	$3,4.10^{17}$
$2,5.10^{21}$	10^{-23}	$1,5.10^{53}$	3.10^{-13}	4.10^{15}	2.10^{10}	$6,4.10^{18}$
$7,9.10^{20}$	10^{-22}	$1,5.10^{51}$	3.10^{-12}	4.10^{16}	2.10^{10}	$6,4.10^{21}$
$7,9.10^{19}$	10^{-20}	$1,5.10^{47}$	3.10^{-10}	4.10^{18}	2.10^{10}	$6,4.10^{27}$
$7,9.10^{18}$	10^{-18}	$1,5.10^{43}$	3.10^{-8}	4.10^{20}	2.10^{10}	$6,4.10^{33}$
$7,9.10^{17}$	10^{-16}	$1,5.10^{39}$	3.10^{-6}	4.10^{22}	2.10^{10}	$6,4.10^{39}$
$7,9.10^{16}$	10^{-14}	$1,5.10^{35}$	3.10^{-4}	4.10^{24}	2.10^{10}	$6,4.10^{45}$
$7,9.10^{15}$	10^{-12}	$1,5.10^{31}$	3.10^{-2}	4.10^{26}	2.10^{10}	$6,4.10^{51}$
$7,9.10^{14}$	10^{-10}	$1,5.10^{27}$	3	4.10^{28}	2.10^{10}	$6,4.10^{57}$
$7,9.10^{13}$	10^{-8}	$1,5.10^{23}$	3.10^2	4.10^{30}	2.10^{10}	$6,4.10^{63}$

3.1.3. Sayısal Bir Örnek

ZeDa modelinin 3.varsayımıyla belirtilen çağında örneğin $t = 10^{-24}$ sn anında evren kümeciklere ayrılmış olsun. Bu anda evrenin sıcaklığı (3.26) yardımıyla

$$T = 1,5 \cdot 10^{10} \left(\frac{2}{N} \right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{t}} \cong 10^{21} \text{ } ^0\text{K}$$

olur. Yoğunluğu da (3.22)'den

$$\rho \sim \frac{3}{32\pi G t^2} \sim 0,5 \cdot 10^{54} \text{ gr/cm}^3$$

şeklinde bulunur. Bu yoğunluğa karşı düşen Jeans yarıçapı ve Jeans kütlesi de

$$r_j \sim \left(\frac{c^2}{G\rho} \right)^{1/2} \sim 10^{-13} \text{ cm.}$$

$$m_j \sim \left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2} \sim 10^{15} \text{ gr.}$$

şeklinde olur.

5.varsayımın sonucu olarak, kümeciklerin gravitasyon yarıçapı ile aynı mertebede olduğunu gördüğümüz r yarıçapları

$$r \sim r_j \sim 10^{-13} \text{ cm.}$$

Aynı şekilde kütleleri de

$m \sim m_j \sim 10^{15} \text{ gr.}$ mertebesindedir. Bu kümeciklerin çarpışma hızları (3.34)'den

$$v = \left(\frac{Gm}{2r} \right)^{1/2} \sim 2 \cdot 10^{10} \text{ cm/sn} = \frac{2}{3} c$$

bulunur. Buradan da v 'nin v_s mertebesinde olduğu, çok az da olsa v 'nin daha büyük olduğu $c > v_s = \frac{c}{\sqrt{3}}$ görülür. Çarpışmadan sonra oluşan yığılma bölgesinin yoğunluğu (3.57)'den

$$\rho^* = 3 \frac{v^2}{c^2} \rho = 1,3 \rho \sim \rho$$

olur. Buna göre

$$r_j^* \sim \left(\frac{c^2}{G\rho^*} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{c^2}{G\rho} \right)^{1/2} \cong r_j \sim 10^{-13} \text{ cm}$$

$$m_j^* \sim \left(\frac{c^6}{G^3 \rho^*} \right)^{1/2} \sim \left(\frac{c^6}{G^3 \rho} \right)^{1/2} \cong m_j \sim 10^{15} \text{ gr}$$

şeklinde bulunur. Buna göre evrenin yaşının $t = 10^{-24}$ sn olduğu andaki her ikili çarpışmaya karşı düşen karadeliğin 10^{15} gr. mertebesinde olan kütesine karşılık yarıçapının 10^{-13} cm mertebesinde olacağı anlaşılır. Tablo (3.1)'de evrenin başlangıcından bu yana oluşan karadeliklerin kütlelerinin değişimi görülmektedir.

4. TARTIŞMALAR

II. Bölümde karadelikler ile ilgili genel bilgiler verilmiş, kısaca özelliklerinden bahsedilmiştir. Konu bütünlüğü bozulmaması için çok fazla ayrıntıya girilmemiştir.

III. Bölümde önce mini karadeliklerden bahsedilip, genel yapısı hakkında bilgiler verilmiştir. Sonra ZeDa modeli anlatılmıştır. Şimdi bu modeli tartışmak ve tezin özeleştirisini yapmak istiyoruz.

Mini karadeliklerin oluşumu ile ilgili ZeDa modeli ayrıntılı bir biçimde tanıtılmış olmakla birlikte bu konudaki ilk model olan Hawking'in modelinin ayrıntılarına girilmemiştir. Karşılaştırma açısından yararlı olabilecek böyle bir çalışma, tezin hacmini çok büyüteceği gerekçesiyle ele alınmamıştır.

Sonuç bölümünde belirtilen üstünlükleri yüzünden mini karadeliklerin oluşumu için yalnız ZeDa modeli tanıtılmıştır.

5. SONUÇ

- 1- ZeDa modeli Hawking'in önerdiği modelden farklı olup evrenin yaşının 10^{-8} sn olduğu ana kadar ki zamanı kapsar. Evren başlangıçta homojen ve izotrop yapıya sahip olup modelin varsayımlarına uygun olarak kümeciklere ayrılmıştır. Gerçekten de varsayımlara uygun karadeliklerin oluşabileceği gösterilmiştir.
- 2- Bu modele uygun olarak evrenin kümeciklere ayrıldığı, bu kümeciklerin yarıçaplarının bir karadeliğin yarıçapı mertebesinde ve kendi haline düşen Jeans yarıçapı mertebesinde olacağı gösterilmiştir. Ancak kümeciklerin hemen karadeliğe evrimleşmesi de mümkün değildir. Kümeciklerin kendi gravitasyon alanları altında çökebilmeleri koşulu Jeans yarıçapı ve Jeans kütesidir. Yarıçapları bir karadeliğin yarıçapı mertebesinde olup çökme için gerekli koşulları sağlamayan kümecikler birbirleriyle çarpışıp tekrar dağılacaklardır.
- 3- 5.varsayımda kümeciklerin çarpışma hızlarının ses ötesi olması öngörülmüştür. Gerçekten de mini karadeliklerin oluşabilmeleri için çarpışma hızlarının en azından ses hızı mertebesinde olması gerekmektedir.
- 4- Bu modelde iki kümecinin ses hızı mertebesinde çarpışması sonucunda mini karadeliğe evrimleşen yalnızca bir tane yoğunlaşma olacağı gösterilmektedir.
- 5- Bu modelde kütleleri giderek büyüyen farklı kuşak karadeliklerin oluşacağı gösterilir. Evrenin yaşının 10^{-8} sn olduğu ana kadar kütleleri 10^{-5} gr. ve 10^{30} gr. arasında değişen 36 farklı nesile ait mini karadelik oluşabileceği görülmektedir.

KAYNAKLAR

BEKENSTEIN, J.D.(1973) : Black Holes and Entropy,Phys.Rev.D,7,2333-2346.

CHANDRASEKHAR, S.(1992) : The mathematical theory of black holes, ISBN 0-19-851291-0, Oxford university pres,New York,Oxford.

DAYLAN ESMER G. ZEBİTAY Ş.(2000) : A New Model for the formation of mini Black Holes, General Relativity and Gravitation, vol 7, p:25

EINSTEIN, A. ROSEN, N.(1935) : The Particle Problem in the General Theory of Relativity,Phys.Rev.48,73-77

GOLSTEIN,H.(1980) : Classical mechanics,ISBN 0-201-02969-3,Addison-Wesley Publ.Comp.,Amsterdam,London.

HARRISON, E.R.(1973) : Standard Model of the Early Universe,Annu.Rev.Astron.Astrophys.204,155-186

HAWKING, S.W.(1972) : Black Holes in General Relativity,Commun.Math.Phys.25,152-166

HAWKING, S.W. (1974) : Black Holes in the Early Universe,Mon.Not.R.Astron.Soc.168,399-415

HAWKING, S.W. (1975) : Particle Creation by Black Holes,Commun.Math.Phys.43,199-220

KERR, R.P. (1963) : Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics,Phys.Rev.Lett.11,237-238

NOVIKOV, I.D,ZEL'DOVICH, Ya.B.(1996) : Physics of Relativistic Collapse,Suppl.Nuovo Cimento,4,810-827

NOVIKOV, I.D,FROLOV, V.P.(1989) : Physics of black holes, ISBN 90-2772685X,Kluwer Academic Publishers,Netherlands.

RIZAOĞLU, E.(1988) : Birikim Modeline Göre Galaksilerin Oluşumunda Basıncın Etkisi ve Açısal Momentum Problemi, İstanbul Üniv.sayı:3500,İ.Ü.Fen.Fak.İstanbul

WEINBERG, S.(1972) : Gravitation and cosmology:Principles and Applications general theory of relativity,ISBN 0-471-92567-5,Jhon Wiley,New York.

ZEBİTAY, Ş.(1984) : Galaksi Oluşumunda Birikim Modeli ve Verim Problemi, İstanbul Üniv.sayı:3178,İ.Ü.Fen.Fak.İstanbul

ZEBİTAY, Ş.(1988) : On the Generalized Accumulation Model of Galaxy Formation, İstanbul Üniv.Fen.Fak.Mec.Seri C,53,51-61

ZELDOVICH, Ya. B.NOVIKOV,I.D.(1967) : The Hypothesis of Cores Retarded During Expansion and the Hot Cosmological Model,Soviet Astronomy-A.J,10,602-603

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında İstanbul'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İstanbul'da tamamladı. 1996 yılında girdiği İstanbul Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2000 yılında mezun oldu. 2001'de Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü'nde yüksek lisansa başladı. 2002'den beri özel bir dershanede öğretmenlik yapmaktadır.