



**T.C.
İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**



[Yüksek Lisans Tezi]

[ERKEN EVRENDE İLKEL NÜKLEOSENTEZ]

[Mehtap AYDIN YALÇINKAYA]

[Fizik Anabilim Dalı]

[Nükleer Fizik Programı]

DANIŞMAN
[Doç. Dr.] [Lidya AMON SUSAM]

[Aralık, 2022]

İSTANBUL

Bu çalışma, [16.01.2023] tarihinde aşağıdaki jüri tarafından [Fizik Anabilim Dalı], [Nükleer Fizik Programı]nda [Yüksek Lisans tezi] olarak kabul edilmiştir.

Tez Jürisi

[Doç. Dr.] [Lidya AMON SUSAM] (Danışman)
İstanbul Üniversitesi
[Fen Fakültesi]

[Prof. Dr.] [Baki AKKUŞ]
İstanbul Üniversitesi
[Fen Fakültesi]

[Doç. Dr.] [Arzu ÇİLLİ]
Yıldız Teknik Üniversitesi
[Fen Edebiyat Fakültesi]

İntihal Programı Beyanı

20.04.2016 tarihli Resmi Gazete’de yayımlanan Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliğinin 9/2 ve 22/2 maddeleri gereğince; Bu Lisansüstü teze, İstanbul Üniversitesi’nin aboneli olduğu intihal yazılım programı kullanılarak Fen Bilimleri Enstitüsü’nün belirlemiş olduğu ölçütlere uygun rapor alınmıştır.

Proje Destekleri

[Bu tez, İstanbul Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yürütücü Sekreterliğinin numaralı projesi ile desteklenmiştir.

[Bu tez, numaralı projesi ile desteklenmiştir.]

Tezden Üretilmiş Yayınların Künye Bilgileri

[]

ÖNSÖZ

[Tez çalışmam boyunca bana her zaman destek olan sevgili danışman hocam Doç. Dr. Lidya AMON SUSAM’a, lisans ve yüksek lisans hayatım boyunca tecrübelerinden ve bilgilerinden yararlandığım sevgili hocam Prof. Dr. Metin ARIK’a en içten teşekkürlerimi ve saygılarımı sunarım.

Sadece tezimin hazırlanma sürecinde değil, hayatımın her alanında her zaman benim yanımda olan sevgili eşim Egemen Berat YALÇINKAYA’ya teşekkür ederim.

Hayatım boyunca bana hep güvenen, sevgileriyle beni motive eden, canım aileme teşekkür ediyorum. Beni bugünlere getiren ve her zaman yanımda olan canım babam Hasan AYDIN’a ve canım annem Naciye AYDIN’a en büyük teşekkürlerimi borç bilirim.

Bana hayattaki en güzel, en farklı duyguları yaşatan sevgili yeğenlerim Defne KAYA, Hamza ÜNAL, Duru KAYA ve Bahar ÜNAL’a tezimi ithaf ederim.]

Aralık 2022

[Mehtap AYDIN YALÇINKAYA]

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

[ÖNSÖZ	ivv
İÇİNDEKİLER.....	v
ŞEKİL LİSTESİ	vvi
TABLO LİSTESİ.....	vvii
SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ	viiviii
ÖZET	x
SUMMARY	xxi
1. GİRİŞ	1
2. GENEL KISIMLAR.....	2
2.1. EVRENİN TARİHİ.....	2
2.2. BÜYÜK PATLAMA NÜKLEOSENTEZİ TEORİSİNİN GELİŞİMİ.....	5
3. MALZEME VE YÖNTEM.....	122
3.1. BÜYÜK PATLAMA NÜKLEOSENTEZİ.....	12
3.1.1. Nötronlar ve Protonlar.....	15
3.1.2. Döteryum Sentezi.....	21
3.1.3. Döteryum Sonrası.....	25
3.1.4. Baryon - Antibaryon Asimetrisi.....	33
4. BULGULAR.....	35
4.1. HAFİF ELEMENT MİKTARLARI.....	35
4.1.1. Helyum-4.....	35
4.1.2. Döteryum.....	36
4.1.3. Lityum-7.....	37
4.2. KOZMİK MİKRODALGA ARKA PLAN IŞIMASI.....	40
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	44
KAYNAKLAR.....	46
EKLER	47
ÖZGEÇMİŞ	48

]

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa No

Şekil 1: Büyük Patlama Kronolojisi.....	2
Şekil 2: Nötron yakalama kesitlerinin, nükleer türlerin görelî miktarı ile korelasyonu.....	7
Şekil 3: Atom ağırlığının bir fonksiyonu olarak görelî miktarının logaritması.....	8
Şekil 4: Gamow'un "ilahi yaratılış eğrisi".....	10
Şekil 5: Atom çekirdeğî içeriğî gösterimi.....	13
Şekil 6: Kütle numarasına bağılı olarak nükleon başına düşen bağlanma enerjisi.....	14
Şekil 7: Parçacıkların donması.....	18
Şekil 8: Döteryum sentezi döneminde döteryum-nötron oranı.....	24
Şekil 9: Nükleosentez döneminde çekirdeklerin kütle fraksiyonu.....	27
Şekil 10: H sayı yoğunluğunun bir kesri olarak ilkel elementler.....	30
Şekil 11: BBN'deki reaksiyonların şematik gösterimi.....	32
Şekil 12: Lityum miktarının metalliğe sahip yıldızlar için dağılımı.....	39
Şekil 13: WMAP uydusu tarafından görüldüğü şekliyle CMB dipolü.....	41
Şekil 14: COBE uydusundan alınan verilerden çıkarılan CMB'nin tam gökyüzü haritası.....	42

TABLO LİSTESİ

Sayfa No

Şekil tablosu ögesi bulunamadı.



SİMGE VE KISALTMA LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
H	: Hidrojen
D	: Döteryum
He	: Helyum
Li	: Lityum
Be	: Berilyum
C	: Karbon
N	: Azot
O	: Oksijen
Fe	: Demir
Ni	: Nikel
E	: Enerji
T	: Sıcaklık
t	: Zaman
Q	: İyonlaşma Enerjisi
Z	: Proton Sayısı
N	: Nötron Sayısı
A	: Atom Numarası
p	: Proton
n	: Nötron
B	: Bağlanma Enerjisi
c	: Işık Hızı
m	: Kütle
γ	: Foton
σ	: Kesit
e^-	: Elektron
e^+	: Pozitron
q	: Kuark
$\bar{q}$	: Antikuark

Kısaltmalar**Açıklama**

WIMP	: Weakly Interacting Massive Particles / Zayıf Etkileşimli Büyük Kütleli Parçacıklar
CMB	: Cosmic Microwave Background / Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işıması
BBN	: Big Bang Nucleosynthesis / Büyük Patlama Nükleosentezi



ÖZET

[YÜKSEK LİSANS TEZİ]

[ERKEN EVRENDE İLKEİ NÜKLEOSENTEZ]

[Mehtap AYDIN YALÇINKAYA]

İstanbul Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

[Fizik Anabilim Dalı]

Danışman : [Doç. Dr.] [Lidya AMON SUSAM]

[Büyük Patlama Nükleosentezi, evrenin genişlemesi ve Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işıması ile birlikte Büyük Patlama Teorisi'nin üç kanıtından biridir. İlkel Nükleosentez, erken evreni araştırmamızı sağlar. Bu yüksek lisans çalışmasında, Büyük Patlama Nükleosentezi'ne genel bir bakış sağlanmıştır. Teorinin nasıl geliştiğine tarihsel bir giriş yaparak, ilk elementlerin nasıl oluştuğu, onların ilkel miktarlarının bize neler anlattığı ve Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işıması'nın keşfine nasıl katkıda bulunduğunu anlatılmıştır.]

Aralık,2022 [59] sayfa.

Anahtar kelimeler: [İlkel nükleosentez, büyük patlama teorisi, ilkel element miktarları, erken evren]

SUMMARY

[M.Sc. THESIS]

[PRIMORDIAL NUCLEOSYNTHESIS IN THE EARLY UNIVERSE]

[Mehtap AYDIN YALÇINKAYA]

İstanbul University

Institute of Graduate Studies in Sciences

[Department of Physics]

Supervisor : [Assoc. Prof. Dr.] [Lidya AMON SUSAM]

[Big Bang Nucleosynthesis is one of the three evidents for the Big Bang Theory, including expansion of the universe and Cosmic Microwave Background. Through this master thesis, an expanding view of Big Bang Nucleosynthesis, with a beginning of how the theory evolved over time historically, how the very first elements are occurred and what their primordial abundances tells us, and how those findings influence the exploration of Cosmic Microwave Background provided.]

December,2022 [59] pages.

Keywords: [Primordial nucleosynthesis, big bang theory, abundances of primordial elements, early universe]

1. GİRİŞ

[Evrenimizin ve maddelerin nasıl oluştuğu doğa felsefecilerinden bu yana fizikçilerin en çok merak ettiği konulardan biridir. Yıllar boyunca fizikçiler evrenin ve maddelerin nasıl oluştuğuna dair birçok teori geliştirmiştir. Günümüzde evrenin oluşumuna dair en çok benimsenen teori Büyük Patlama Teorisi'dir. Büyük Patlama Teori' sinin bilinen üç kanıtı vardır. Bunlar, ilkel nükleosentez, evrenin genişlemesi ve kozmik mikrodalga arka plan ışımasıdır. Biz bu makalede ilkel nükleosentezi, bir diğer adıyla Büyük Patlama Nükleosentezi'ni (BBN) inceleyeceğiz.

Büyük Patlama Nükleosentezi'nin temel çerçevesi 1 Nisan 1948'de R. A. Alpher, H. Bethe, and G. Gamow tarafından yayımlanan[1] Kimyasal Elementlerin Kökeni adlı makalede ortaya çıkmıştır. Bunu takip eden yıllarda büyük patlama nükleosentezinin önemi giderek arttı. [2]

Büyük Patlama teorisine göre evren bir zamanlar sıcak ve yoğun bir haldeydi. Nükleer reaksiyonlar sadece hafif elementlerin oluştuğu ilk 20 dakika için mümkündü. Evren genişleyip soğudukça, nükleer reaksiyonların gerçekleşmesi artık mümkün değildi. Bu nedenle daha ağır elementlerin oluşması için uygun ortam kalmamıştı.

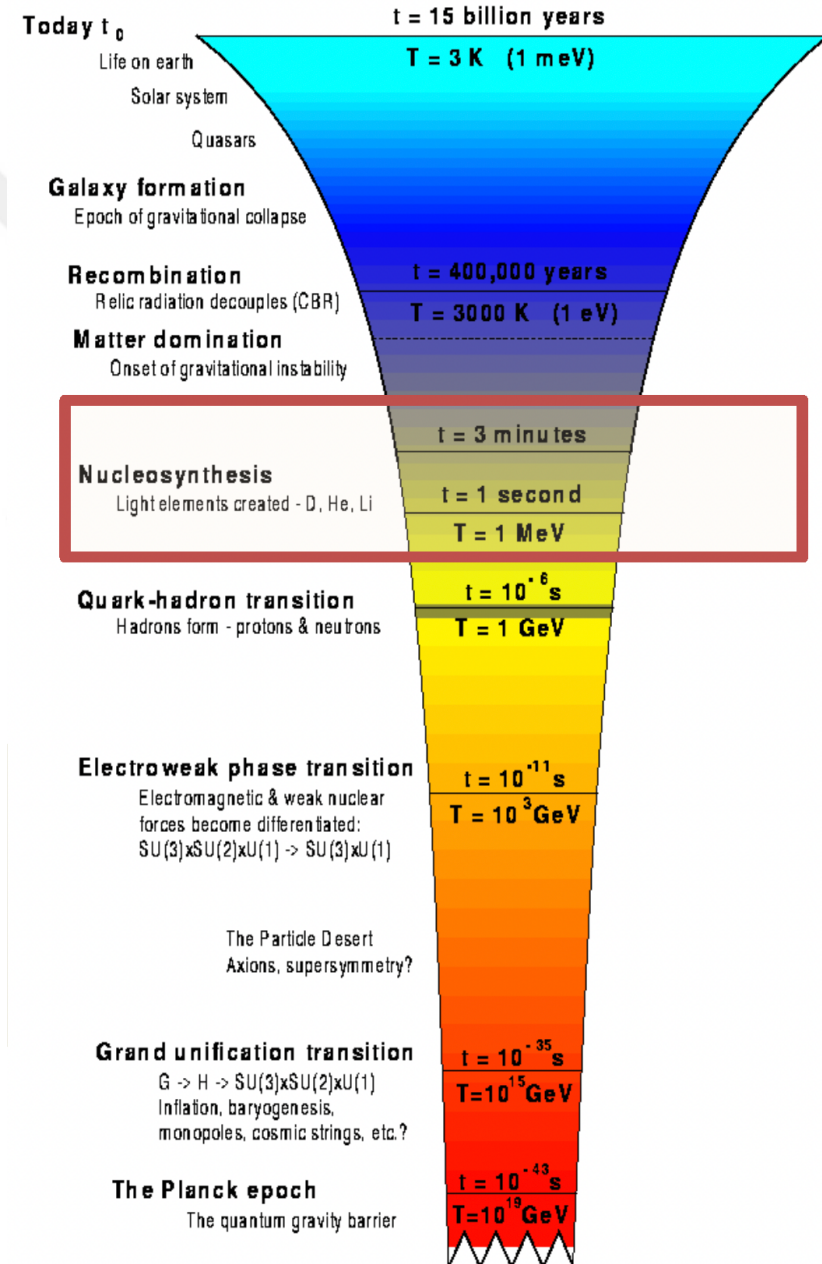
Şu an evrenimizde bulunan hidrojen, helyum ve lityumun kökeni, erken evrendeki nükleer reaksiyonlarda oluştuğu düşünülmektedir. Büyük Patlama Nükleosentezi'nden hesaplanan parçacık miktarının, gözlemlerle uyuşması Büyük Patlama teorisini güçlü bir şekilde destekler. Büyük Patlama Nükleosentezi tahminleri evrenin baryon yoğunluğunu sınırlamak için de kullanılabilir. Hafif elementlerin ilkel nükleosentezi kozmolojinin önemli bir parçasıdır. Simülasyonların ve gözlemsel yöntemlerin geliştirilmesi devam eden araştırma alanlarıdır.

]

2. GENEL KISIMLAR

2.1. EVRENİN TARİHİ

Bu bölümde evrenin tarihine genel bir bakış yapılmıştır. Tanımlanan olayların çoğu anlık değildir, bu nedenle zaman ve sıcaklıklar kesin bir değerde değildir ama oldukça yaklaşıktır.



Şekil 1: Büyük Patlama Kronolojisi

Evren başlangıçta, sıfır hacme ve sonsuz yoğunluğa sahip bir noktaydı. İlk tekillikten sonraki döneme Plank Dönemi denir. Bilinen dört temel kuvvetin tek bir kuvvette birleştiği düşünülmektedir. Plank Dönemi, sıfır zamanından yaklaşık olarak 10^{-43} saniyeye kadar sürmüştür ve sonrasında Büyük Birleşme Dönemi gelmiştir.

Büyük Birleşme Dönemi'nde Yerçekimi kuvveti bir arada kalan diğer temel kuvvetlerden ayrılmıştır. Bu aşamada, ilk temel parçacıklar ve antiparçacıklar oluşmaya başlamıştır. Sadece 10^{-34} saniye sonra, kozmik enflasyon uzayı 10^{26} kat genişlemiştir ve evren önemli ölçüde soğumuştur. Bu zamana kadar veriler spekülatif ve gözlemsel verilerle pek bir bağlantısı yok. [3]

Bir sonraki çağa Elektrozayıf Çağı denir. Bu çağda çok sayıda ilginç parçacıklar oluşturulmuştur. W, Z ve Higgs bozonları bunlara bir örnektir. Elektrozayıf Çağ'ın sonunda, Büyük Patlama'dan 10^{-12} saniye sonra, sıcaklık yaklaşık 100 GeV civarındaydı.

Kuarklar, elektronlar, nötrinolar ve bunların antiparçacıkları Kuark Çağı'nda oluşur. Kuarklar ve antikuarklar yok olur, ama baryogenesis adı verilen bir süreç nedeniyle, madde ile antimadde arasında küçük bir asimetri oluşur. Her milyar çift (kuark-antikuark) için yalnızca bir kuark hayatta kalır. Asimetrisinin neden olduğu şimdilik bilinmemektedir. Kuark Çağı boyunca sıcaklık yaklaşık 150 MeV'a düşer.

Sonraki döneme Hadron Dönemi denir. Sıcaklık geri kalan kuarkları hadrona dönüştürmek için yeterince düşmüştür. Bu dönemde hadronlar ve antihadronlar oluşmuştur ve parçacıkların çoğu birbirini yok etmiştir. Bu çağın sonunda sadece hafif ve kararlı baryonlar kalmıştır. Bunlar nötronlar ve protonlardır. Büyük Patlama'dan yaklaşık bir saniye sonra, nötronlar kozmik plazmadan ayrılır. Bu sırada sıcaklığın yaklaşık olarak 1 MeV civarında olduğu tahmin edilmektedir. Karanlık madde sıradan madde ile çok zayıf etkileşime girer. Bu nedenle kozmik plazmadan erken ayrıldığı düşünülür. Karanlık maddenin gerçekten ne zaman donduğu bilinmiyor. Farklı teoriler farklı sonuçlar ortaya çıkarıyor. Örneğin, WIMP teorisi donmanın 1 MeV civarında olacağını öngörür. Bu neredeyse nötrinolarla aynıdır. [4]

Lepton Dönemi'nde, yani Büyük Patlama'dan 1 saniye ile 3 dakika sonra, evrenin kütlesine leptonlar ve onların antiparçacıkları hakimdir. μ ve τ leptonları kısa ömürlüdür ve elektrona bozunarak evrene elektronik leptonların hâkim olmasını sağlarlar. Elektron ve pozitronlar

çarpıştıkça ve yok oldukça, enerji foton olarak açığa çıkar. Çarpışan fotonlar daha fazla elektron – pozitron çifti oluştururlar. Evren genişledikçe fotonların enerjisi azalır ve bu dönemin sonunda fotonlar daha fazla elektron – pozitron çifti oluşturamazlar. Bu durum sadece küçük bir miktar elektron bırakarak tekrar madde – antimadde yok oluşuna yol açar. Enerji fotonlara aktarılır ama plazmadan ayrılan nötrinolara aktarılmaz. Bugün fotonların neden kozmik nötrinolardan daha yüksek sıcaklıkta olduklarını buradan anlayabiliriz.

Büyük Patlama Nükleosentezi hafif element çekirdeklerinin proton ve nötron füzyonuyla oluşma sürecidir. Nükleosentez büyük patlamadan yaklaşık 3 dakika sonra başlar. Sadece 15 dakika sonra sıcaklık ve yoğunluk düşer ve nükleer reaksiyonlar durur. Hidrojen, helyum ve küçük bir miktar lityum ve berilyum çekirdekleri oluşur. Büyük Patlama Nükleosentezi sıcaklık $100 \text{ keV} - 1 \text{ keV}$ arasındayken gerçekleşir.

Sıcaklık yaklaşık olarak 0.4 eV 'ye düştüğünde, çekirdekler elektronlu atomlar oluşturmaya başlar. Rekombinasyon olarak adlandırılan bu süreç Büyük Patlama'dan 260.000 – 380.000 yıl sonra gerçekleşir. Kozmik plazmadaki fotonlar artık atomları iyonize edecek kadar enerjik değildir. Fotonlar atomlardan ayrılırlar ve evrende serbestçe gezmeye başlarlar. Evren ışığa şeffaf hale gelir. Foton ayrışması rekombinasyondan sonra kademeli olarak gerçekleşir ve bugün tespit etmiş olduğumuz radyasyonu oluşturur: Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işıması (CMB – Cosmic Microwave Background)

Yıldızların oluşmaya başlamasından önceki periyoda Karanlık Çağlar denir. Bu çağ 150 milyon yıldan fazla sürmüştür. Başlangıçta Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işıması'ndaki fotonlar uzayı aydınlatır, fakat genişleyen evrende seyahat ettikçe kırmızıya kayarlar. Yaklaşık 3 milyon yıl sonra görünen bir ışık kalmaz. Karanlık Çağ boyunca evrenin sıcaklığı 4000K 'den 60 K 'ye düşmüştür.

Yıldızların ve galaksilerin oluşumu, büyük patlamadan yaklaşık 300 ila 500 milyon yıl sonra başlar. Yerçekiminden dolayı evrenin bazı bölgeleri, diğerlerinden daha yoğun hale gelir. Bu bölgeler uzayda genişlemek yerine içlerine doğru çökerler ve sıcak ve yoğun hale gelirler. Tekrar nükleer reaksiyonlar oluşmaya başlar ve ilk yıldızlar doğar. Maddelerin yüksek hacmi galaksileri oluşturur ve yerçekimi galaksileri birbirine çekerek gruplar ve kümeleri oluşturur. İlk ışık kaynakları oluştuğunda bunlardan yayılan fotonlar hidrojen atomlarını iyonlaştırır. Bu

durum tekrar iyonlaşma olarak adlandırılır. Sonrasında evrenin çoğu tekrar nötr halden iyonize plazma haline döner.

Uzay genişlediğinde hem madde hem de radyasyon seyrelir. Evren sadece karanlık maddeyle değil, aynı zamanda karanlık enerjiyle doludur. Karanlık enerjinin kendine özgü bir özelliği vardır, evren genişledikçe seyrelmez. Büyük Patlama'dan 9 milyar yıl sonra, karanlık enerji evrendeki maddeye hakim olmaya başlar. Bunun sonucu olarak genişleme daha çok hızlanmaya başlar.

Bugün, Büyük Patlama'dan 13.8 milyar yıl sonra, rekombinasyondan gelen fotonlar hala tespit edilebiliyor. Sıcaklık şimdi 2.73 K'ye düştü. Bugün evren, galaksi, gaz bulutları ve onlara eşlik eden yıldızlar, güneş sistemleri, patlayan süpernovalar, kara delikler ve çok daha fazlasından oluşuyor.

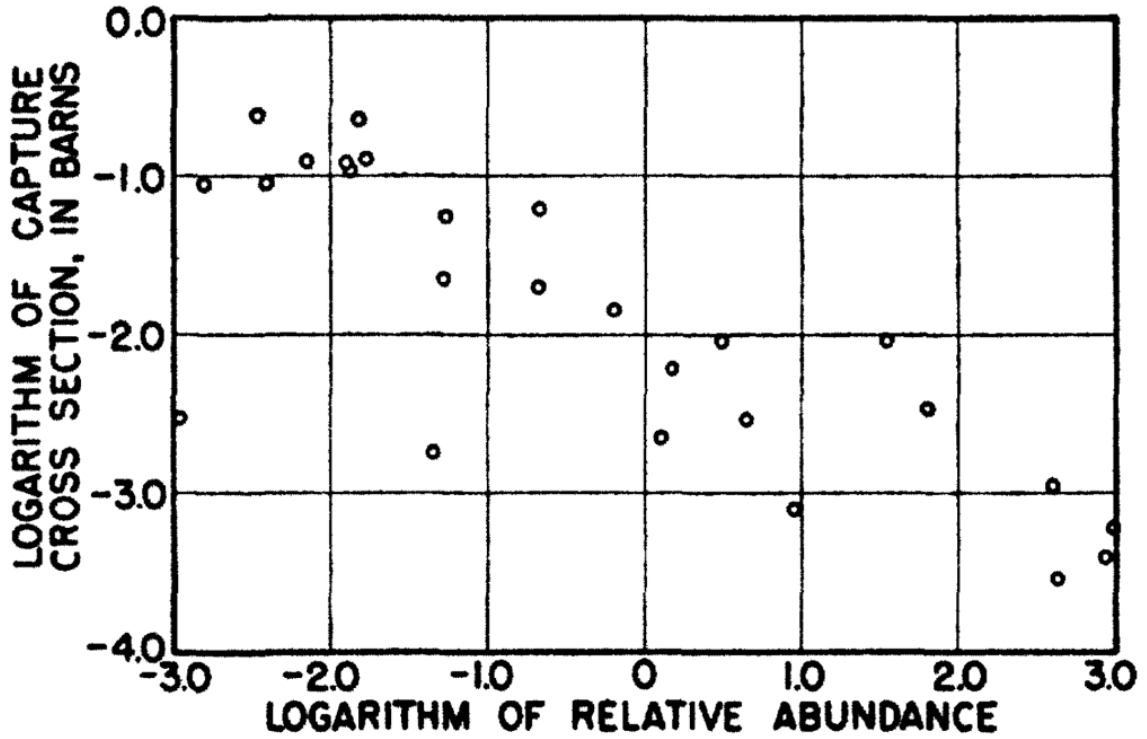
2.2. BÜYÜK PATLAMA NÜKLEOSENTEZİ TEORİSİNİN GELİŞİMİ

Erken evrende elementlerin oluşumu, 20. Yüzyılın başlarında fizikçilerin ilgisini çekmeye başladı. Bu konu Büyük Patlama Teorisi'nin önemli bir parçasıydı. Evrenin tek bir noktadan genişlediği ve tüm maddelerin tek bir ilkel atomdan oluştuğu düşüncesi ilk defa bir fizikçi ve rahip olan Lemaitre tarafından ortaya atıldı. Erken evrendeki elementlerin oluşumuna dair ilk ciddi fikirleri sunan kişi ise Rusya doğumlu teorik fizikçi George Antonovich Gamow'dur. Lemaitre'nin fikrini alıp kendi versiyonunda formüle etti.

1930'ların sonlarında bir grup Amerikan fizikçi nükleer astrofiziğin gelişiminde önemli rol oynadı. Grubun liderliği Gamow'daydı. 1946'da Gamow bu konudaki ilk makalesini yayınladı. 'Genişleyen Evren ve Elementlerin Kökeni'. O zamanlar, erken evrendeki fiziksel koşulların kimyasal elementlerin miktarını belirlediği genel olarak kabul edilmişti. Tüm açıklamalar, yüksek sıcaklıktaki nükleer bağlanma enerjisi tarafından belirlenen denge durumundan kaynaklanmaktadır. Gamow farklı çekirdek türlerinin denge durumundan kaynaklanmadığı sonucuna varmıştır. Çünkü teori deneysel gerçeklerle örtüşmemektedir. Bağlanma enerjisi, atom ağırlığının doğrusal bir fonksiyonudur. Bu da element dizisi boyunca üstel bir miktarın azalmasına neden olur. Daha hafif elementler bu öngörüye takip eder ama daha ağır elementler neredeyse sabit kalır. Gamow makalesinde 'Gözlemlenen miktar eğrisini açıklamanın tek yolu, sınırlı bir zaman aralığında meydana gelen bir tür dengesizlik sürecinin varsayımında yatmaktadır' iddiasında bulunur. Vardığı sonuca genişleme sürecinin kendisinde destek bulur.

Hızlı nükleer reaksiyon koşulları yalnızca çok kısa bir süre var olmuştur. Bu zaman aralığı serbest nötronların bozunmasından daha kısa bir sürede gerçekleşmiş olmalıdır. Aksi halde tüm nötronlar herhangi bir çekirdek oluşturmada protona dönüşürdü. Gamow erken evrenin serbest nötron bulutlarıyla dolu olduğunu öne sürdü. Ona göre nötronlar kademeli olarak nötr kompleksler halinde kümellendiler ve daha sonra beta bozunmasıyla çeşitli atomlar oluşturdular. Element dizisi boyunca göreceli miktarın azalması, nötron kümelerini oluşturmak için geçen zamanla açıklanabilir. Kümeler ne kadar büyük olursa oluşma süresi o kadar uzun ve miktar o kadar düşük olur. Gamow evrenin sıcak ve yoğun halden genişlemesi fikrinden yani Büyük Patlama Teorisi'nden çok etkilenmişti. Kimyasal elementlerin miktar eğrisiyle uyuşan ve bu tür bir evreni gösteren bir element üretimi teorisi bulmak istedi.

Düşünceyi teoriye dönüştürmek için Gamow'un deneysel doğrulamalara ihtiyacı vardı. Bu da onun doktora öğrencisi Ralph Alpher tarafından hızlı nötron yakalama kesitlerini incelerken bulundu. Alpher 'çok sayıda çekirdeğin küçük yakalama kesitlerine sahip olduğunu ve bunun tersinin de geçerli olduğunu' keşfetti. [1]Kesitler, bir reaksiyonun meydana gelme olasılığını ölçer. Küçük kesitli çekirdeklerin daha fazla nötron yakalama olasılığı daha düşüktü ve bu nedenle miktarı daha fazla oldu. Daha fazla nötron yakalayan çekirdekler için enine kesit artırıldı ve daha fazla nötron yakalama olasılığı arttı. Bu çekirdekler, diğer elementlerle kaynaştıkları için miktarları daha az oldu. Bu ilişki Gamow'un fikrinin doğru olabileceğini ve ileriye dönük bir yol olabileceğini gösterdi. Alpher tarafından bulunan korelasyon aşağıdaki şekilde görülmektedir:

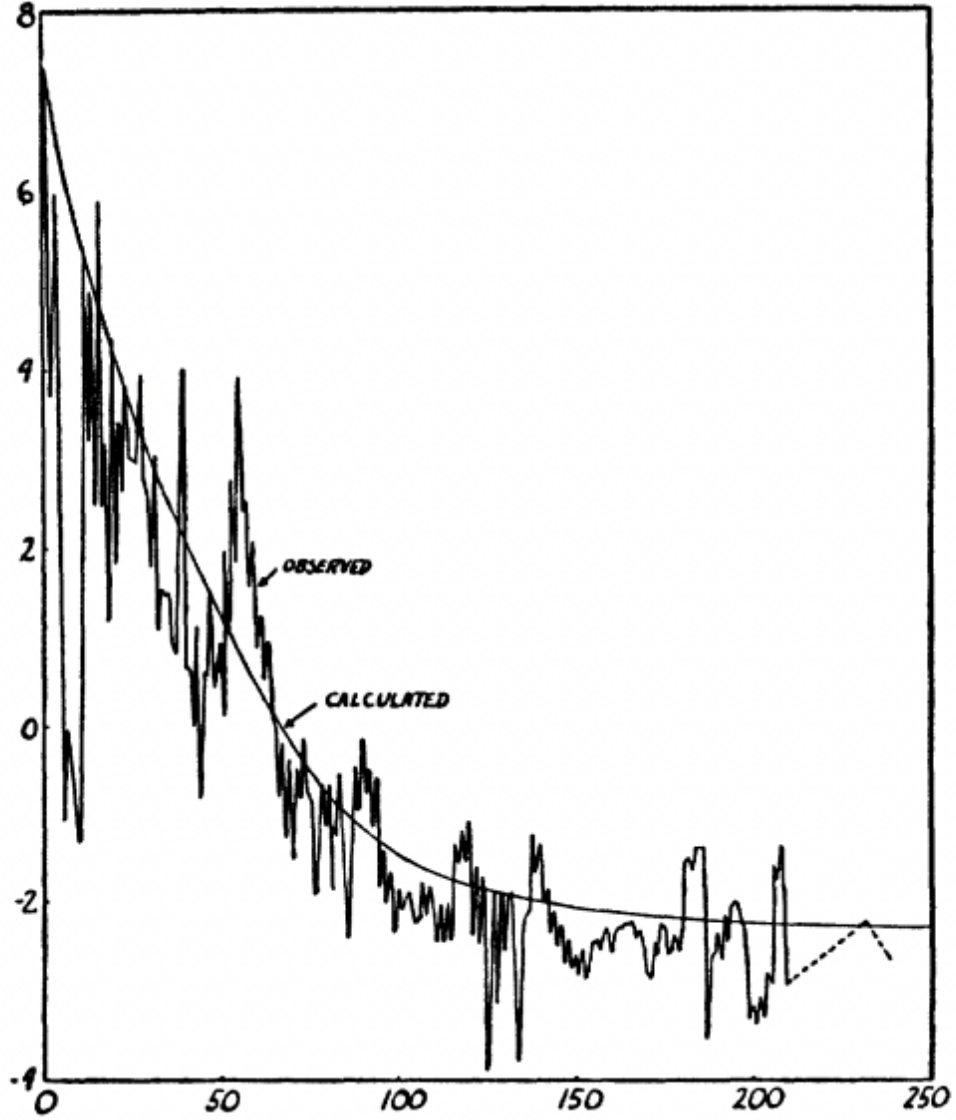


Şekil 2: Nötron yakalama kesitlerinin, nükleer türlerin göreceli miktarı ile korelasyonu. [1]

Gamow 1948’de yayınlanan bir makalede Alpher ile birlikte bu fikri daha da geliştirdi. [5]Evrenin çok erken dönemlerinin sıcak, yoğun bir nötron gazıyla dolu olduğunu varsaydılar. Uzay genişledikçe basınç düştü ve nötronlar, protonlar ve elektronlara bozunmaya başladı. Nötronlar ve protonlar daha sonra döteryum çekirdeklerine kaynaşmış olabilirdi. Bu, sürecin başlangıcıydı. Döteryum oluşuktan sonra ağır elementler nötron yakalayarak oluşular. Gamow ve Alpher uranyuma kadar bütün elementlerin bu şekilde oluştuğunu inandılar. Beta bozunması, gümüşten daha ağır elementler oluşturmak için daha fazla nötron yakalayabilen çekirdeklerin, elektrik yükünün ayarlanmasına yol açtı. Bu süreç göreceli miktar eğrisinin şeklini açıklayabilir. Eğim, nötron yakalamanın enine kesitiyle ilgiliydi. O zamanlar, nötron yakalama kesitinin periyodik tablonun ortalarına kadar atom numarasıyla katlanarak arttığı ve ardından daha ağır elementler için yaklaşık olarak sabit kaldığı düşünülüyordu. Bu, aşağıdaki şekilde görülen hem dik eğimi hem de platoyu açıklamaktadır. Bu oluşturma sürecini yöneten denklemlerin şu şekilde yazılabileceğini öne sürdüler:

$$\frac{dn_i}{dt} = f(t)(\sigma_{i-1}n_{i-1} - \sigma_i n_i), \quad i = 1, 2, \dots, 238 \quad (2.2.1)$$

Burada n_i görelî sayı ve σ_i i atom numaralı bir çekirdek için yakalama kesitidir. $f(t)$ yoğunluğun zamanla azalmasını temsil eden bir faktördür. Bu ifadeyi, o sırada mevcut olan enine kesitlerle entegre ederken teorik bir eğri elde ettiler. Şekildeki düzgün eğri gözlemlerle iyi bir uyum içindeydi.



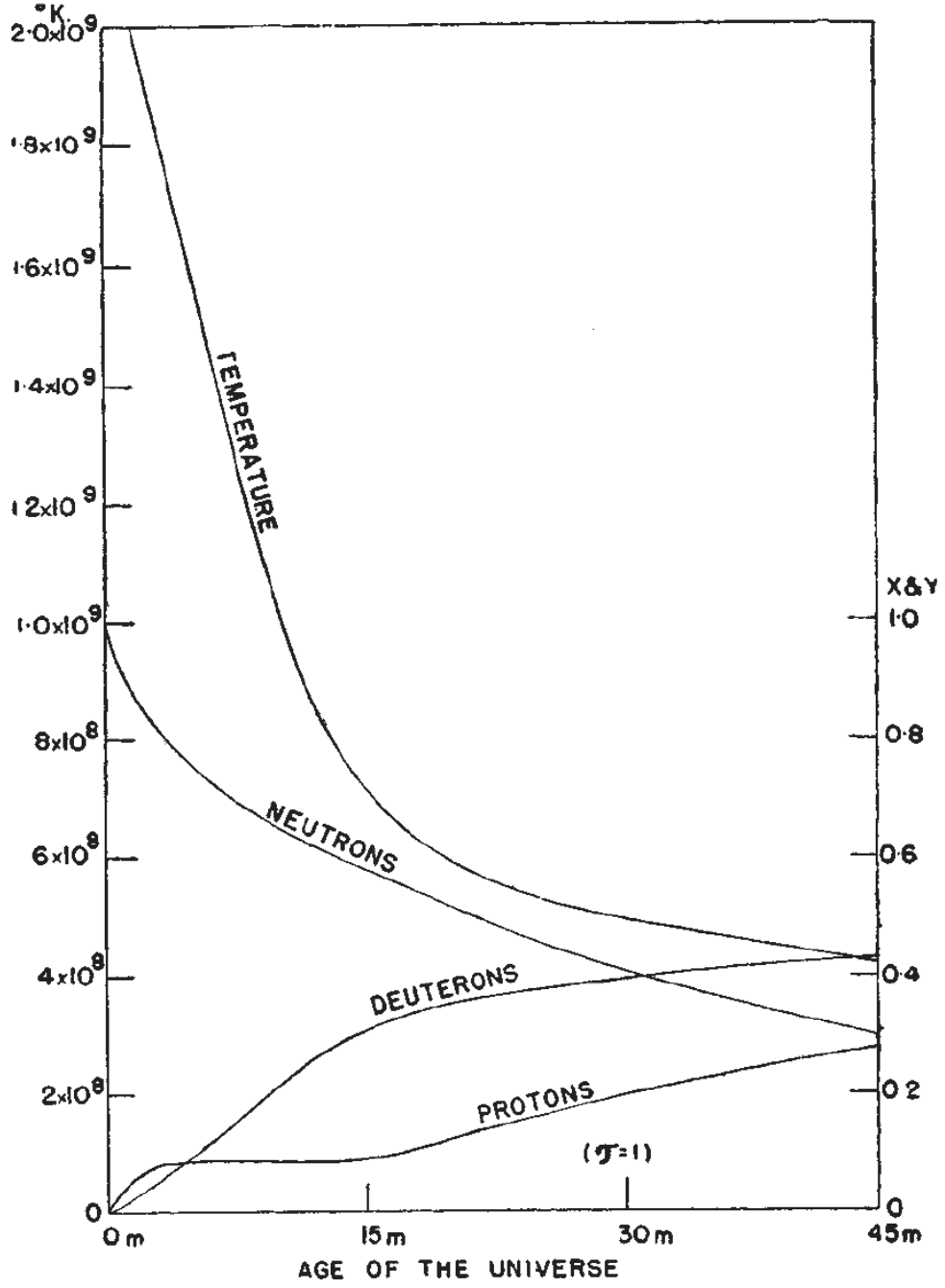
Şekil 3: Atom ağırlığının bir fonksiyonu olarak görelî miktarının logaritması. Düzgün çizgi, Alpher ve diğerlerinin tahminleridir, pürüzlü çizgi Goldschmidt'e göre evrendeki elementlerin gözlenen görelî miktarıdır. [1]

Nötron gazı ‘mevcut genişlemeden önceki varsayımsal bir evrensel çöküşün’ sonucu olarak ortaya çıkmış olabilirdi. [5]Bu Gamow’un evrenin bir büyük patlamadan kaynaklandığını

düşündüğü, ancak patlamanın zamanın başlangıcını değil, salınımlı bir evrende bir aşama olabileceğini gösteriyordu. Ayrıca, basıncın çok yüksek olduğu ve serbest elektronların protonlara sıkıştırılarak nötron gazını oluşturduğu $t=0$ anında bir ‘tekil noktadan’ bahsediyor. Sürecin başlangıcında, sıcaklığın en az 10^9 K olması gerektiğini, çünkü bu sıcaklığın nükleer parçacıkların bağlanma enerjisine karşılık geldiğini savundu. Gamow ayrıca, o andaki maddenin yoğunluğunun 10^{-9} g/cm^3 büyüklüğünde olması gerektiğini de türetmiştir.

1948’de Gamow, erken evren tarihinin grafiksel bir açıklamasının ilk versiyonunu da üretti. Buna, nötronların, protonların ve döteryum çekirdeklerinin konsantrasyonlarının zamana göre sunulduğu ‘kutsal yaratılış eğrisi’ adını verdi. [6]Aşağıdaki şekilde görebilirsiniz.





Şekil 4: Gamow'un "ilahi yaratılış eğrisi" nötronların, protonların ve döteryum çekirdeklerinin konsantrasyonlarını sağ ölçekte zamanla ve solda sıcaklıkla gösterir. Yatay eksenindeki ölçek, dakika cinsinden zamandır. [5]

Teori esas olarak Alpher ile birlikte Robert Herman tarafından ve daha sonra James Follin adlı bir fizikçi ile geliştirildi. 1950'nin başlarında Chusihiro Hayashi, bu yüksek sıcaklıklarda hem nötronların hem de protonların var olması gerektiğini ve nötronlar ile protonlar arasındaki

oranın zamanla değişeceğini öne sürdü. Hayashi, oranın 1/4 olacağını ve tüm nötronlar helyuma dönüştüğünde, protonların geri kalanının hidrojenle sonuçlanacağını savundu. Hesaplamalar, gözlemlenen helyum-hidrojen oranıyla iyi bir uyum içindeydi. Alpher, Herman ve Follin bu yaklaşımı ilginç buldular ve biraz gözden geçirdikten sonra 4.5:1 - 6.0:1 [7] aralığında bir nötron-proton oranı buldular. Üst sınır bugün öngörülen orana yakın.

Alpher, Herman ve Follin, kütle numarası beş ve sekiz olan çekirdekler arasındaki boşlukların nasıl kapatılacağı konusunda çok zaman ve çaba harcadı, ancak başarılı bir teori bulunamadı. 1953'ten sonra erken evrende hafif element üretimine olan ilgi, hem Gamow'un çalışma arkadaşları dışındaki fizikçilerin ilgisizliği hem de teorinin fizikteki birkaç yeni alanla rekabet etmesi nedeniyle azaldı. 1950'lerde yıldız nükleosentezinin gelişimi de erken evrendeki nükleer reaksiyonlara daha az ilgi duyulmasına yol açtı. Bugün erken Evren'de sadece hafif elementlerin üretildiğini ve ana sürecin nötron yakalama değil, iki cisim reaksiyonları olduğunu biliyoruz. Ancak Gamow'un fikri, bugün bildiğimiz Büyük Patlama Nükleosentezi olarak bilinen bir teorinin geliştirilmesini doğurdu.

]

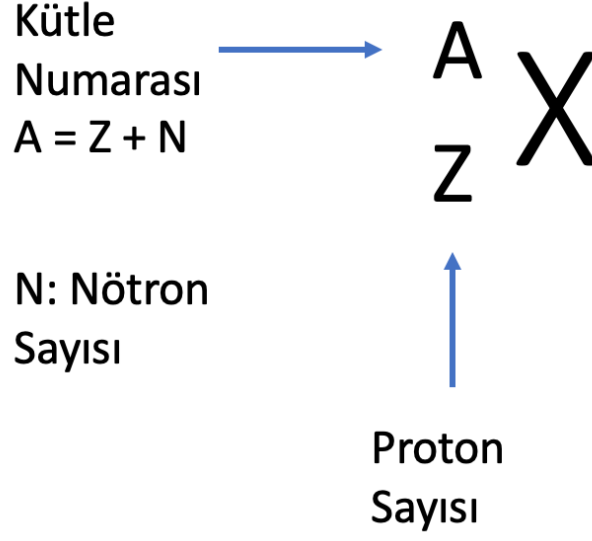
3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1. BÜYÜK PATLAMA NÜKLEOSENTEZİ

Kozmik Mikrodalga Arka Planı bize evrenin son saçılma sırasındaki durumu hakkında çok şey anlatıyor. ($t_{1s} \sim 0.35$ Myr) Fakat erken evrenin opaklığı, evrenin $t < t_{1s}$ 'de nasıl olduğunu doğrudan görmemizi engeller. Bazı bilgiler kozmik ışınlar ve nötrinolar tarafından taşınsa da, Güneş sistemimizin ötesindeki evren hakkında bildiklerimizin çoğu fotonlar tarafından gelmektedir. Her ne kadar fotonlar sayesinde birçok şeyi bilsek de, bilim insanları opak bölgelerdeki koşulların nasıl olduğunu merak etmiştir.

Evren genişleyip soğudukça, foton başına ortalama enerji Plank zamanında $E_{ort}(t_p) \sim E_P \sim 10^{28}$ eV'tan günümüzde $E_{ort}(t_0) \sim 6 \times 10^{-4}$ eV'a kadar düştü. Bu geniş enerji aralığında, bazı enerjiler fizikçiler için diğerlerinden daha fazla ilgi çekicidir. Örneğin, rekombinasyon ve fotoiyonlaşmayı inceleyen fizikçiler için en önemli enerji ölçeği, bir atomun iyonlaşma enerjisidir. Bir hidrojenin iyonlaşma enerjisi $Q = 13.6$ eV'dir. Diğer elementlerin iyonlaşma enerjileri karşılaştırılabilir. Bu nedenle, atom fizikçileri, atomların iyonlaşmasını düşünürken, yaklaşık olarak 10 eV'lık enerjilerle ilgilenirler.

Nükleer fizikçiler ise iyonlaşma ve rekombinasyon ile değil, çok daha yüksek enerjili fisyon ve füzyon süreçleriyle ilgilenirler. Bir atom çekirdeği, $Z \geq 1$ ve $N \geq 0$ olmak üzere Z proton ve N nötron içerir. Protonlar ve nötronlar topluca nükleonlar olarak adlandırılır. Bir atom çekirdeğindeki toplam nükleon sayısına kütle numarası denir ve $A = Z + N$ formülüyle verilir.



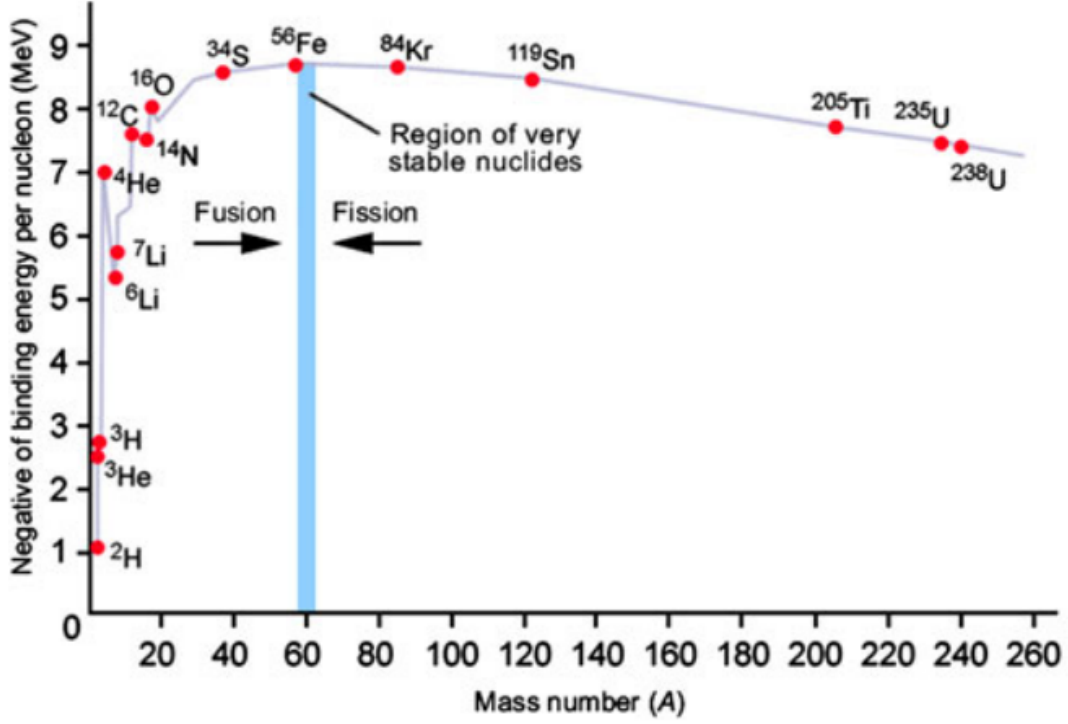
Şekil 5: Atom çekirdeği içeriği gösterimi

Bir çekirdeğin Z proton sayısı, o çekirdeğin ait olduğu atomik elementi belirler. Örneğin, hidrojen (H) çekirdeklerinin tümü $Z = 1$ 'e sahiptir, helyum (He) çekirdekleri $Z = 2$ 'ye sahiptir, lityum (Li) çekirdekleri $Z = 3$ 'e sahiptir. Periyodik tablo bu şekilde ilerler. Belirli bir elementin tüm atomlarının çekirdeklerinde aynı sayıda proton olmasına rağmen, bir elementin farklı izotopları farklı sayıda nötrona sahip olabilir. Bir elementin belirli bir izotopu, o elementin sembolüne A kütle numarası eklenerek belirtilir. Örneğin, bir protonu olan ve nötronu olmayan standart bir hidrojen çekirdeği ${}^1\text{H}$ olarak sembolize edilir. Sıradan bir hidrojen çekirdeği bir protondan başka bir şey olmadığı için, nükleer reaksiyonları ele alırken ${}^1\text{H}$ yerine p de yazabiliriz. Ağır hidrojen veya döteryum, bir proton ve bir nötron içerir ve ${}^2\text{H}$ olarak sembolize edilir. Nükleer füzyon bağlamında döteryumdan çok sık söz edildiğinden, kendi özel sembolü D 'ye sahiptir. Sıradan helyum iki proton ve iki nötron içerir ve ${}^4\text{He}$ olarak sembolize edilir.

Bir çekirdeğin bağlanma enerjisi (B), çekirdeği proton ve nötron bileşenlerine ayırmak için gereken enerjidir. Eşdeğer olarak, tek tek proton ve nötronlardan bir çekirdek kaynaştığında açığa çıkan enerjidir. Örneğin, bir nötron ve bir proton bir döteryum çekirdeği oluşturmak için birbirine bağlandığında, $B_D = 2.22$ MeV'lik bir enerji açığa çıkar:



Döteryum çekirdeği, diğer atom çekirdeklerine kıyasla çok sıkı bağlı değildir. Aşağıdaki şekilde farklı atom numaralarına sahip çekirdeklerin nükleon başına düşen bağlanma enerjisi gösterilmiştir.



Şekil 6: Kütle numarasına bağlı olarak nükleon başına düşen bağlanma enerjisi [8]

Toplam bağlanma enerjisi $B = 28.3$ MeV ve nükleon başına bağlanma enerjisi $B/A = 7.07$ MeV olan ⁴He'nin, diğer hafif çekirdeklere kıyasla nispeten daha sıkı bağlıdır. En sıkı bağlı çekirdekler, her ikisi de $B/A \sim 8.8$ MeV'ye sahip olan ⁵⁶Fe ve ⁶²Ni çekirdekleridir. Bu nedenle, demir veya nikelden daha ağır olan çekirdekler, daha hafif çekirdeklere bölünerek enerji açığa çıkarabilir. Demir veya nikelden daha az kütleli çekirdekler, daha ağır çekirdeklerle birleşerek füzyon yoluyla enerji açığa çıkarabilir.

Böylece, tıpkı iyonizasyon ve rekombinasyon çalışmalarının 10 eV'lik bir enerji ölçeğiyle ilgilenmesi gibi, nükleer füzyon ve fisyon çalışmaları da 8 MeV'lik bir enerji ölçeğiyle ilgilenir. Dahası, sıcaklık hidrojenin iyonlaşma enerjisinin ($Q = 13.6$ MeV) yeterince altına düştüğünde elektronlar ve protonların nötr hidrojen atomlarını oluşturmak için birleşmesi gibi, sıcaklık

döteryumun bağlanma enerjisinin yeterince altına düştüğünde de protonlar ve nötronlar döteryum oluşturmak için kaynaşmış olmalıdır ($B_D = 2.22 \text{ MeV}$). Rekombinasyon çağından önce, genellikle Büyük Patlama Nükleosentezi (BBN) çağı olarak adlandırılan bir nükleer füzyon çağı gelmiş olmalıdır. Erken evrende nükleosentez, döteryum oluşturmak için nötronların ve protonların füzyonuyla başlar, ardından birbirini izleyen füzyon eylemleriyle daha ağır çekirdekler oluşturmaya devam eder. Döteryumun bağlanma enerjisi, hidrojenin iyonlaşma enerjisinden $B_D/Q = 1.6 \times 10^5$ faktörü kadar büyük olduğundan, döteryum sentezinin rekombinasyon sıcaklığından $T_{rec} = 3740 \text{ K}$, 1.6×10^5 kat daha yüksek bir sıcaklıkta gerçekleşmesini bekleriz. Yani döteryum sentezi, $T_{nuc} \sim 300 \text{ s}$ zamanına karşılık gelen $T_{nuc} \sim 1.6 \times 10^5 (3740 \text{ K}) \sim 6 \times 10^8 \text{ K}$ sıcaklıkta meydana gelmiştir.

Enerji açısından bakıldığında, tercih edilen evren, baryonik maddenin bir demir-nikel alaşımından oluştuğu evren olacaktır. Fakat böyle bir evrende yaşamıyoruz. Şu anda, baryonik bileşenin dörtte üçü hala bağlı olmayan protonlar veya 1H formundadır. Ayrıca, 1H 'den daha ağır çekirdekleri aradığımızda, bunların ^{56}Fe ve ^{62}Fe 'nin kıyasla nispeten hafif bir çekirdek olan 4He olduğunu görürüz. Evrenin ilkel helyum oranı genellikle boyutsuz sayı olarak ifade edilir.

$$Y_p \equiv \frac{\rho(^4He)}{\rho_{bary}} \quad (3.1.2)$$

Yani Y_p , 4He 'nin kütle yoğunluğunun tüm baryonik maddenin kütle yoğunluğuna bölümüdür. Güneş atmosferinin helyum oranı $Y = 0.28$ 'dir. Ancak Güneş, önceki nesil yıldızlarda oluşan helyumla kirlenmiş geri dönüştürülmüş yıldızlararası gazdan yapılmıştır. Farklı türden astronomik nesnelere baktığımızda, minimum $Y = 0.24$ değeri buluruz. Yani, yıldızlar ve gaz bulutları gibi baryonik nesnelerin tümü en az %24 helyumdur.

3.1.1. Nötronlar ve Protonlar

Nükleosentez için temel yapı taşları nötronlar ve protonlardır. Bir nötronun durgun enerjisi, bir protonunkinden daha büyüktür

$$Q_n = m_n c^2 - m_p c^2 = 1.29 \text{ MeV} \quad (3.1.1.1)$$

Serbest bir nötron kararsızdır, reaksiyon yoluyla bozunur:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.1.1.2)$$

Serbest bir nötron için bozunma süresi $\tau_n = 890$ s'dir. Yani, bir serbest nötron popülasyonu ile başlarsanız, bir t süresinden sonra, $f = \exp(-t/\tau_n)$ oranı kalacaktır. Bir nötronun bozunarak bir protona dönüşmesiyle açığa çıkan Q_n enerjisi, bir elektronun durağan enerjisinden ($m_e c^2 = 0.51$ MeV) daha büyük olduğundan, enerjinin geri kalanı elektronun kinetik enerjisi ve elektron anti-nötrinin enerjisi tarafından taşınır. Yalnızca on beş dakikalık bir bozunma süresiyle, serbest bir nötronun varlığı çabuk geçer; evren birkaç saatlikken, hiç serbest nötron içermez. Bununla birlikte, kararlı bir atom çekirdeğine bağlı bir nötron, bozulmaya karşı korunur. Bugün hala nötronlar var, çünkü döteryum, helyum ve diğer atomlarda bağlanmış durumdadır.

Evrenin yaşı $t = 0.1$ s iken o sırada sıcaklık $T \approx 3 \times 10^{10}$ K idi ve foton başına ortalama enerji $E_{ort} = 10$ MeV idi. Bu enerji, bir elektronun veya pozitronun durgun enerjisinden çok daha büyüktür, dolayısıyla $t = 0.1$ s'de çift üretimi tarafından yaratılan elektronların yanı sıra pozitronlar da vardı:

$$\gamma + \gamma \rightleftharpoons e^- + e^+ \quad (3.1.1.3)$$

$t = 0.1$ s'de nötronlar ve protonlar, etkileşimler yoluyla birbirleriyle denge halindeydi.

$$n + \nu_e \rightleftharpoons p + e^- \quad (3.1.1.4)$$

$$n + e^+ \rightleftharpoons p + \bar{\nu}_e \quad (3.1.1.5)$$

Nötronlar ve protonlar denklemlerde gösterilen reaksiyonlarla dengede tutuldukları sürece, sayı yoğunlukları Maxwell-Boltzmann denklemi ile verilir. Nötronların sayı yoğunluğu;

$$n_n = g_n \left(\frac{m_n kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_n c^2}{kT} \right) \quad (3.1.1.6)$$

olur ve protonların sayı yoğunluğu,

$$n_p = g_p \left(\frac{m_p kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_p c^2}{kT} \right) \quad (3.1.1.7)$$

olur.

Protonların ve nötronların istatistiksel ağırlıkları eşit olduğundan, $g_p = g_n = 2$, yukarıdaki denklemlerden çıkarılan nötron-proton oranı aşağıdaki gibidir:

$$\frac{n_n}{n_p} = \left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{(m_n - m_p)c^2}{kT}\right) \quad (3.1.1.8)$$

Yukarıdaki denklem sadeleştirilebilir. $(m_n/m_p)^{3/2} = 1.002$ olduğundan bu faktörü bire eşitlersek doğrulukta büyük bir kayıp olmayacaktır. İkinci olarak, nötron ve protonun durgun enerjilerindeki fark $(m_n - m_p)c^2 = Q_n = 1.29 \text{ MeV}$ 'dir. Bu nedenle, dengedeki nötron-proton oranı özellikle basit bir forma sahiptir.

$$\frac{n_n}{n_p} = \exp\left(-\frac{Q_n}{kT}\right) \quad (3.1.1.9)$$

$kT \gg Q_n = 1.29 \text{ MeV}$ sıcaklıklarında, $T \gg 1.5 \times 10^{10} \text{ K}$ ve $t \ll 1$ s'ye karşılık gelir, nötron sayısı neredeyse proton sayısına eşittir. Bununla birlikte, sıcaklık $1.5 \times 10^{10} \text{ K}$ 'nin altına düşmeye başladığında, protonlar güçlü bir şekilde tercih edilmeye başlar ve nötron-proton oranı katlanarak düşer.

Nötronlar ve protonlar dengede kalsaydı, o zaman evren altı dakikalıkken, her milyon proton için yalnızca bir nötron olurdu. Yukarıdaki (3.1.1.4) ve (3.1.1.5) denklemlerinde gösterilen, erken evrende nötronlar ve protonlar arasında aracılık eden etkileşimler, bir baryonun bir nötrino (veya anti-nötrino) ile etkileşimini içerir. Nötrinolar, zayıf nükleer kuvvet aracılığıyla baryonlarla etkileşime girer. Zayıf etkileşimler için kesitler, sıcaklık bağımlılığına sahiptir $\sigma_\omega \propto T^2$. Düşündüğümüz sıcaklıklarda kesitler küçüktür. Bir nötrinonun diğer herhangi bir parçacıkla zayıf nükleer kuvvet yoluyla etkileşimi için tipik bir enine kesit şu şekildedir:

$$\sigma_\omega \sim 10^{-47} m^2 \left(\frac{kT}{1 \text{ MeV}}\right)^2 \quad (3.1.1.10)$$

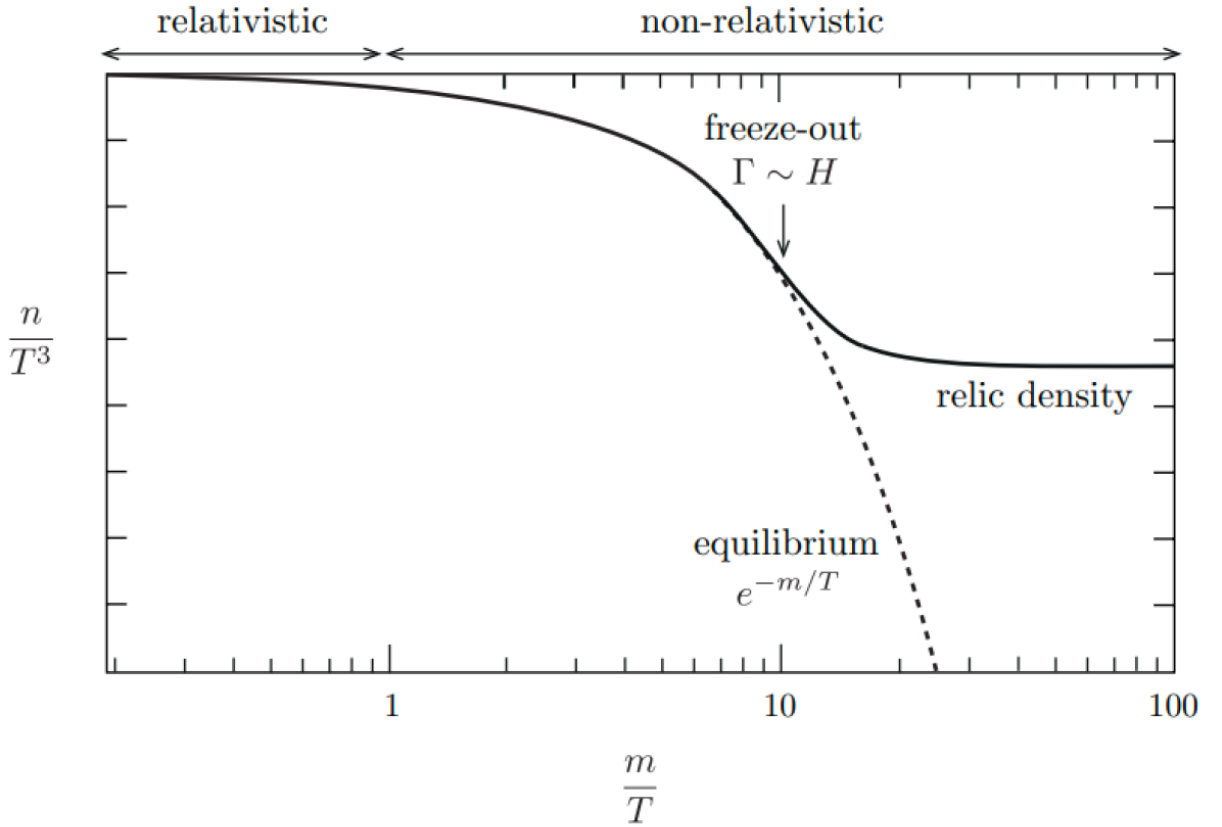
Radyasyonun egemen olduğu evrende, sıcaklık $T \propto a(t)^{-1} \propto t^{-1/2}$ oranında düşer ve dolayısıyla zayıf etkileşimler için enine kesitler $\sigma_\omega \propto t^{-1}$ oranında azalır. Nötrinoların sayı yoğunluğu $n_\nu \propto a(t)^{-3} \propto t^{-3/2}$ oranında düşer ve dolayısıyla nötronların ve protonların zayıf kuvvet yoluyla nötrinolarla etkileşime girdiği Γ oranı hızla düşer:

$$\Gamma = n_\nu c \sigma_\omega \propto t^{-5/2} \quad (3.1.1.11)$$

Bu arada, Hubble parametresi sadece $H \propto t^{-1}$ oranında azalmaktadır. $\Gamma \sim H$ olduğunda, nötrinolar, nötronlardan ve protonlardan ayrılır ve nötronların protonlara oranı "donar". $\Gamma = H$ 'nin olduğu T_{donma} sıcaklığının tam olarak hesaplanması, zayıf etkileşimler için proton ve nötronun enine kesitinin kesin olarak bilinmesini gerektirir. Mevcut en iyi laboratuvar bilgilerini kullanarak, "donma sıcaklığı"nın $kT_{donma} = 0.8 \text{ MeV}$ veya $T_{donma} = 9 \times 10^9 \text{ K}$ olduğu ortaya çıkar. Evren bu sıcaklığa, yaşı $t_{donma} \sim 1 \text{ s}$ olduğunda ulaşır. Nötron-proton oranı, sıcaklık T_{donma} değerinin altına düştüğünde şu değerde donar:

$$\frac{n_n}{n_p} = \exp\left(-\frac{Q_n}{kT}\right) \sim \exp\left(-\frac{1.29 \text{ MeV}}{0.8 \text{ MeV}}\right) \sim 0.2 \quad (3.1.1.12)$$

$t_{donma} < t \ll \tau_n$ zamanlarında, evrendeki her beş proton için bir nötron vardı.



Şekil 7: Yüksek sıcaklıklarda, $T \gg m$, parçacık bolluğu denge değerini izler. $T \sim m$ 'de parçacıklar donar ve denge miktarından çok daha büyük bir yoğunluğu korur. [4]

Büyük Patlama Nükleosentezi'nin neden bu kadar tamamlanmamış olduğunu ve baryonların dörtte üçünü kaynaşmamış protonlar biçiminde bırakmasının nedeni, protonlara göre nötronların azlığıdır. Bir nötron, bir protonla, bir protonun başka bir protonla kaynaşacağından çok daha kolay bir şekilde kaynaşacaktır. İki proton birleşerek bir döteryum çekirdeği oluşturduğunda, yükü korumak için bir pozitronun yayılması gerekir; bu, bir elektron nötrinosunun da yayılması gerektiği anlamına gelir. Proton-proton füzyon reaksiyonu şu şekilde yazılabilir:



Bir nötrinin bu reaksiyona dahil olması bize bunun zayıf nükleer kuvvet içerdiğini ve dolayısıyla σ_w mertebesinde çok küçük bir enine kesite sahip olduğunu söyler. Buna karşılık, nötron-proton füzyon reaksiyonu



Hiçbir nötrinin dahil olmadığı; güçlü nükleer kuvvet içeren bir etkileşimdir. Güçlü nükleer kuvvet içeren etkileşimler için enine kesit, zayıf nükleer kuvvet içeren etkileşimlerden çok daha büyüktür. Proton-proton füzyon hızı, iki nedenden dolayı nötron-proton füzyon hızından çok daha yavaştır. Birincisi, zayıf bir etkileşim olduğu için proton-proton füzyonunun enine kesiti, nötron-proton füzyonunun enine kesitine kıyasla çok küçüktür. İkincisi, protonların tümü pozitif yüklü olduğundan, kaynaşabilmeleri için aralarındaki Coulomb engelini aşmaları gerekir.

Elbette, iki protonu birbiriyle kaynaşmaya ikna etmek mümkündür. Bunu Güneş'te görebiliyoruz. Ancak Güneş'teki füzyon çok yavaş bir süreçtir. Güneş'in çekirdeğindeki belirli bir protonu seçerseniz, gelecek yıl on milyarda bir füzyon geçirme şansı vardır. Yalnızca olağanüstü hızlı protonların füzyona uğrama şansı vardır ve bu yüksek hızlı protonların bile başka bir protonun Coulomb bariyerini aşıp onunla kaynaşma olasılığı çok düşüktür. Ancak Güneş'in çekirdeği sabit bir ortamdır; hidrostatik dengededir ve sıcaklığı ile yoğunluğu zamanla çok yavaş değişir. Erken evrende, güçlü bir tezatla, sıcaklık $T \propto t^{-1/2}$ olarak düşer ve baryonların yoğunluğu $n_{bary} \propto t^{-3/2}$ olarak düşer. Büyük Patlama Nükleosentezi zamana karşı bir yarışır. Bir saatten kısa bir süre sonra sıcaklık ve yoğunluk, füzyonun meydana gelmesi için çok düşmüştür.

Bütünlük adına, erken evrendeki nötron-nötron füzyon hızının, nötron-proton füzyon hızına kıyasla ihmal edilebilecek kadar küçüktür. Nötron-nötron füzyonunu yöneten reaksiyon aşağıdaki gibidir.



Yine, bir nötrinin varlığı bize bunun zayıf nükleer kuvveti içeren bir etkileşim olduğunu söyler. Bu nedenle, nötronlar arasında Coulomb bariyeri olmamasına rağmen, nötron-nötron füzyon hızı küçüktür. Bunun nedeni kısmen, nötronların protonlara göre az sayıda olmasıdır. Fakat asıl nedeni nötron-nötron füzyonu için küçük enine kesitidir.

Proton-proton ve nötron-nötron füzyonunun yavaş hızıyla karşılaştırıldığında nötron-proton füzyonunun canlılığı göz önüne alındığında, en düşük dereceli bir yaklaşım olarak, BBN'nin her serbest nötron bir atom çekirdeğine bağlanana kadar ilerlediğini söyleyebiliriz. Bu yaklaşımda, baryon kütesinin ${}^4\text{He}$ biçimindeki fraksiyonu olan Y_p 'nin mümkün olan maksimum değerini hesaplayabiliriz. Y_p 'nin olası maksimum değerini hesaplamak için, proton-nötron donmasından sonra mevcut olan her nötronun bir ${}^4\text{He}$ çekirdeğine dahil olduğunu varsayalım. $n_n/n_p = 1/5$ 'lik bir nötron-proton oranı verildiğinde, 2 nötron ve 10 protondan oluşan temsili bir grup düşünebiliriz. 2 nötron, tek bir ${}^4\text{He}$ çekirdeği oluşturmak için 2 protonla birleşebilir. Ancak kalan 8 proton kaynaşmamış olarak kalacaktır. ${}^4\text{He}$ 'nin kütle kesri aşağıdaki gibi olur.

$$Y_{max} = \frac{4}{12} = \frac{1}{3} \quad (3.1.1.16)$$

Daha genel olarak, $0 \leq f \leq 1$ ile $f \equiv n_n/n_p$ ise, Y_p 'nin olası maksimum değeri $Y_{max} = 2f/(1 + f)$ olur.

Gözlenen $Y_p = 0.24$ değeri, tahmin edilen Y_{max} değerinden büyük olsaydı, proton-nötron donma sürecini gerçekten anlamadığımız anlamına gelebilirdi. Ancak gözlemlenen Y_p değerinin Y_{max} değerinden küçük olması normaldi; Y_p 'nin gerçek değerini teorik maksimum değerinin altına düşürmek için hareket eden çeşitli faktörler vardır. İlk olarak, $t \sim 1$ s'de donmadan hemen sonra nükleosentez gerçekleşmediyse, o zaman nötronların kendiliğinden bozunması kaçınılmaz olarak nötron-proton oranını düşürür ve böylece üretilen ${}^4\text{He}$ miktarını azaltır. Daha sonra, bazı nötronlar füzyondan tamamen kurtulursa veya ${}^4\text{He}$ 'den daha hafif çekirdeklerle son

bulursa, Y_p 'ye katkıda bulunmayacaklardır. Son olarak, eğer nükleosentez ${}^4\text{He}$ 'den daha ağır çekirdekler üretecek kadar uzun sürerse, bu da Y_p 'yi azaltacaktır. Diğer izotopların bolluğunun yanı sıra Y_p 'yi doğru bir şekilde hesaplamak için nükleer füzyon sürecini daha ayrıntılı olarak ele almak gerekecektir.

3.1.2. Döteryum Sentezi

Proton-nötron donması tamamlandıktan hemen sonra, Büyük Patlama Nükleosentezi'nin bir sonraki aşamasında zaman $t \sim 2$ s'dir. Nötron-proton oranı $n_n/n_p = 0.2$ 'dir. Nötronlar ve protonlar ile etkileşimi durdurdukları aynı zamanda elektronlarla etkileşimi de kesilen nötrinolar, artık evrenin geri kalanından ayrıştırılmıştır. Bununla birlikte, fotonlar, protonlar ve nötronlara hala güçlü bir şekilde bağlıdır. Büyük Patlama Nükleosentezi, adım adım daha ağır çekirdekler inşa eden bir dizi iki cisim reaksiyonu yoluyla gerçekleşir. Büyük Patlama Nükleosentezi'ndeki temel ilk adım, bir döteryum çekirdeği oluşturmak için bir proton ve bir nötronun füzyonudur:



Bir proton ve bir nötron kaynaştığında, salınan (ve bir gama ışını tarafından taşınan) enerji, bir döteryum çekirdeğinin bağlanma enerjisidir:

$$B_D = (m_n + m_p - m_D)c^2 = 2.22 \text{ MeV} \quad (3.1.2.2)$$

Tersine, enerjisi B_D 'den büyük olan bir foton, bir döteryum çekirdeğini bileşen proton ve nötrona fotoayrışabilir. Denklem (3.1.2.1)'de gösterilen reaksiyon, hidrojenin rekombinasyonunu yöneten reaksiyonla aynı yapısal forma sahiptir:



Denklem (3.1.2.1)'in denklem (3.1.2.3) ile karşılaştırılması, her durumda iki parçacığın, bir foton tarafından taşınan fazla enerji ile bileşik bir nesne oluşturmak üzere birbirine bağlandığını gösterir. Nükleosentez durumunda, bir proton ve nötron, bir döteryum çekirdeği oluşturmak için güçlü nükleer kuvvet tarafından birbirine bağlanır ve bir gama ışını fotonu yayılır. Fotoiyonizasyon durumunda, bir proton ve elektron, bir ultraviyole foton yayılan nötr bir hidrojen atomu oluşturmak için elektromanyetik kuvvetle birbirine bağlanır. Nükleosentez ve

yeniden birleşme arasındaki en büyük fark, söz konusu enerji ölçekleri arasındadır. Döteryumun bağlanma enerjisi, $B_D = 2.200.000$ eV, hidrojenin iyonlaşma enerjisinden ($Q = 13.6$ eV.3) 160.000 kat daha fazladır.

Enerji ölçeklerindeki farklılığa rağmen, rekombinasyonu analiz etmek için kullanılan denklemlerin çoğu, döteryum nükleosentezini analiz etmek için yeniden kullanılabilir. Örneğin rekombinasyon sırasında, serbest protonların, serbest elektronların ve nötr hidrojen atomlarının göreceli sayıları Saha denklemi ile verilir:

$$\frac{n_h}{n_p n_e} = \left(\frac{m_e kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{Q}{kT} \right) \quad (3.1.2.4)$$

Bu bize nötr hidrojenin $kT \rightarrow 0$ limitinde tercih edildiğini ve iyonize hidrojenin $kT \rightarrow \infty$ limitinde tercih edildiğini söyler. Döteryum sentezi sırasında, serbest protonların, serbest nötronların ve döteryum çekirdeklerinin göreceli sayıları, doğrudan bir denklemle verilir:

$$\frac{n_D}{n_p n_n} = \frac{g_D}{g_p g_n} \left(\frac{m_D}{m_p m_n} \right)^{3/2} \left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{-3/2} \exp \left(\frac{[m_p + m_n + m_D]c^2}{kT} \right) \quad (3.1.2.5)$$

(3.1.2.2) denkleminden, $[m_p + m_n + m_D]c^2 = B_D$ çıkarımını yapabiliriz. Döteryum çekirdeğinin istatistiksel ağırlık faktörü, bir proton veya nötron için $g_p = g_n = 2$ ile karşılaştırıldığında $g_D = 3$ 'tür. Kabul edilebilir doğruluk için $m_p = m_n = m_D/2$ yazabiliriz. Bu ikameler, Saha denkleminin nükleosentetik eşdeğerini verir,

$$\frac{n_D}{n_p n_n} = 6 \left(\frac{m_n kT}{\pi\hbar^2} \right)^{-3/2} \exp \left(\frac{B_D}{kT} \right) \quad (3.1.2.6)$$

bu bize $kT \rightarrow 0$ limitinde döteryumun tercih edildiğini ve $kT \rightarrow \infty$ limitinde serbest protonların ve nötronların tercih edildiğini söyler.

Döteryumun nükleosentezinin gerçekleştiği kesin bir sıcaklık T_{nuc} tanımlamak için, "döteryumun nükleosentezi" ile ne demek istediğimizi tanımlamamız gerekir. Tıpkı rekombinasyonun sınırlı bir süre alan bir süreç olması gibi, nükleosentez de öyle. Yine de, T_{nuc} 'nu $n_D/n_p = 1$ olan sıcaklık olarak tanımlamak yararlıdır; yani, serbest nötronların yarısının döteryum çekirdeklerine kaynaştığı sıcaklık. Denklem (3.1.2.6) doğru olduğu sürece, döteryum-nötron oranı şu şekilde yazılabilir:

$$\frac{n_D}{n_n} = 6n_p \left(\frac{m_n kT}{\pi \hbar^2} \right)^{-3/2} \exp \left(\frac{B_D}{kT} \right) \quad (3.1.2.7)$$

Bazı basitleştirici varsayımlar yaparsak, döteryum-nötron oranını T'nin bir fonksiyonu ve baryon-foton oranı η olarak yazabiliriz. Bugün bile evrendeki tüm baryonların %75'inin bağlı olmayan protonlar şeklinde olduğunu biliyoruz. Döteryum sentezi başlamadan önce, 6 baryondan 5'i bağlanmamış proton formundaydı. Bu nedenle, aşağıdaki denklemi yazabiliriz.

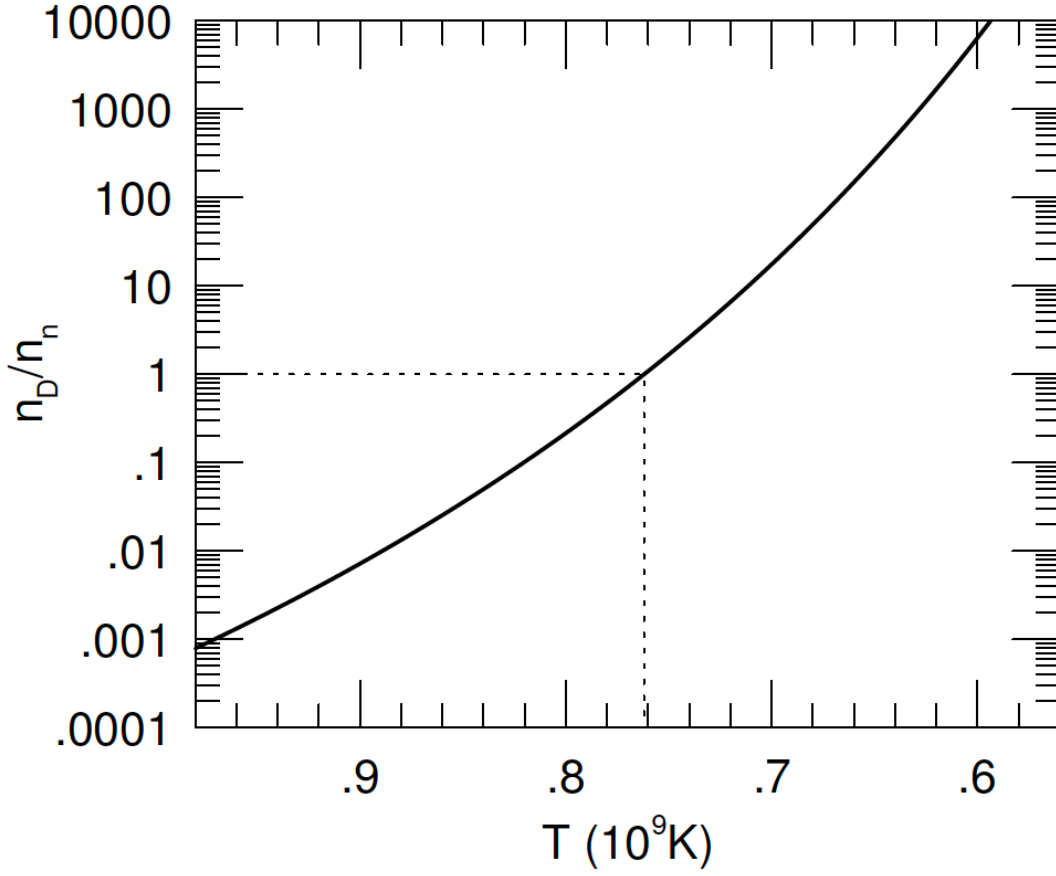
$$n_p = 0.8n_{bary} = 0.8\eta n_\gamma = 0.8\eta \left[0.243 \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3 \right] \quad (3.1.2.8)$$

(3.1.2.8) denklemini (3.1.2.7) denklemi ile değiştirerek, döteryum-proton oranının nispeten basit bir sıcaklık fonksiyonu olduğunu buluruz:

$$\frac{n_D}{n_n} \approx 6\eta \left(\frac{kT}{m_n c^2} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{B_D}{kT} \right) \quad (3.1.2.9)$$

Bu fonksiyon, baryon-foton oranının $\eta = 5,5 \cdot 10^{-10}$ olduğu varsayılarak Şekil 8'de çizilmiştir. Döteryum nükleosentezinin sıcaklığı T_{nuc} , denklemi çözerek bulunabilir.

$$1 \approx 6.5\eta \left(\frac{kT_{nuc}}{m_n c^2} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{B_D}{kT_{nuc}} \right) \quad (3.1.2.10)$$



Şekil 8: Döteryum sentezi döneminde döteryum-nötron oranı.

$m_n c^2 = 939.6$ MeV, $B_D = 2.22$ MeV ve $\eta = 5.5 \times 10^{-10}$ ile döteryum sentezinin sıcaklığı $kT_{nuc} \approx 0.066$ MeV'dir, $T_{nuc} \approx 7.6 \times 10^8$ K'ye karşılık gelir. Evrenin yaşı $t_{nuc} \approx 200$ s olduğunda sıcaklık bu değere düşer.

Nükleosentezin başlangıcına kadar olan zaman gecikmesinin, $t_{nuc} \approx 200$ s, nötronun bozunma süresi, $\tau_n = 890$ s ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilir olmadığına dikkat edin. Nükleosentez fiilen başladığında, nötron bozunması nötron-proton oranını $n_n/n_p = 1/5$ 'ten biraz düşürmüştür.

$$\frac{n_n}{n_p} \approx \frac{\exp(-\frac{200}{890})}{5 + [1 - \exp(-\frac{200}{890})]} \approx \frac{0.8}{5.2} \approx 0.15 \quad (3.1.2.11)$$

Bu da mümkün olan maksimum ${}^4\text{He}$ kütle oranını $Y_{max} \approx 0.33$ 'ten $Y_{max} \approx 0.27$ 'ye düşürür.

3.1.3. Döteryum Sonrası

Döteryum-nötron oranı n_D/n_p , verilen denge değerinde sonsuza kadar kalmaz. Önemli miktarda döteryum oluştuğunda, birçok olası nükleer reaksiyon vardır. Örneğin, bir döteryum çekirdeği bir protonla birleşerek ^3He oluşturabilir:



Alternatif olarak, "trityum" olarak da bilinen ^3H 'yi oluşturmak için bir nötronla birleşebilir:



Trityum kararsızdır; kendiliğinden ^3He 'ye bozunur ve bu süreçte bir elektron ve bir elektron anti-nötrino yayar. Ancak trityumun bozunma süresi yaklaşık 18 yıldır; Büyük Patlama Nükleosentezi'nin sürdüğü kısa süre boyunca, trityum etkili bir şekilde kararlı olarak kabul edilebilir.

Döteryum çekirdekleri ayrıca ^4He oluşturmak için birbirleriyle kaynaşabilir:



Bununla birlikte, iki döteryum çekirdeğinin etkileşiminin bir trityum çekirdeğinin oluşumuyla sonuçlanması (bir proton emisyonu ile) daha olasıdır,



veya bir ^3He çekirdeğinin oluşumu (bir nötron emisyonu ile),



Nükleosentez sırasında hiçbir zaman büyük miktarda ^3H veya ^3He bulunmaz. Oluştuktan kısa bir süre sonra, aşağıdaki gibi reaksiyonlarla ^4He 'ye dönüştürülürler.





Yukarıdaki denklemlerde belirtilen döteryum sonrası reaksiyonların hiçbirisi nötrino içermez; hepsi güçlü nükleer kuvvet içerir ve geniş kesitlere ve hızlı reaksiyon hızlarına sahiptir. Böylece, nükleosentez başladığında, D, ${}^3\text{H}$ ve ${}^3\text{He}$ verimli bir şekilde ${}^4\text{He}$ 'ye dönüştürülür.

Böyle bir hafif çekirdek için, ${}^4\text{He}$, son derece sıkı bir şekilde bağlıdır. Buna karşılık, $A = 5$ olan kararlı çekirdekler yoktur. Bir protonu veya nötronu ${}^4\text{He}$ 'ye kaynaştırmaya çalışırsanız, bu işe yaramaz; ${}^5\text{He}$ ve ${}^5\text{Li}$ kararlı çekirdekler değildir. Böylece ${}^5\text{He}$, proton ve nötronlarla füzyona karşı dirençlidir. Lityumun iki kararlı izotopu olan küçük miktarlarda ${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$, aşağıdaki gibi reaksiyonlarla yapılır:



ve



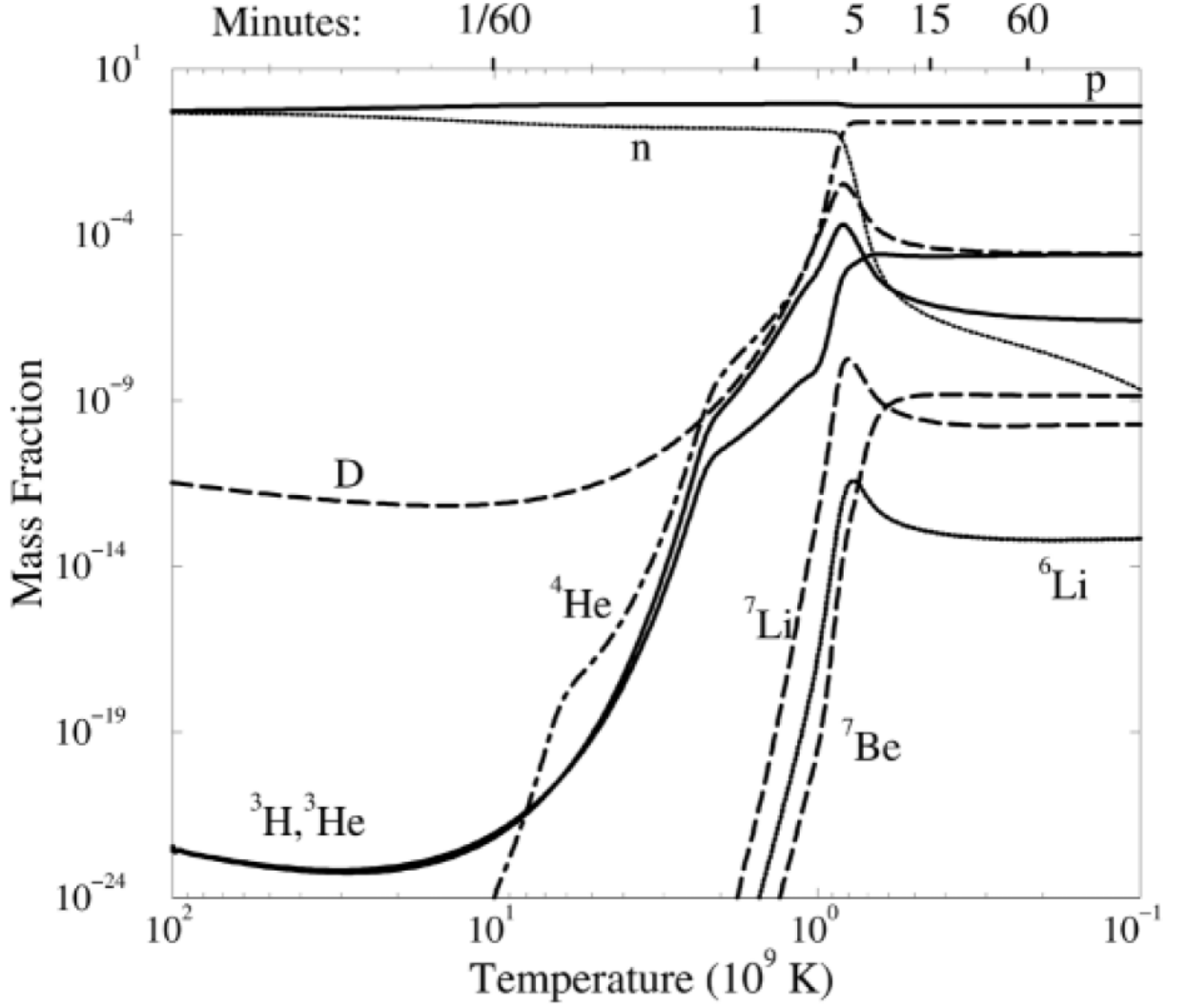
Ek olarak, aşağıdaki gibi reaksiyonlarla az miktarda ${}^7\text{Be}$ yapılır:



$A > 7$ olan çekirdeklerin sentezi, $A = 8$ olan kararlı çekirdeklerin olmaması nedeniyle engellenir. Örneğin, reaksiyon tarafından ${}^8\text{Be}$ yapılırsa



${}^8\text{Be}$ çekirdeği, yalnızca $\tau = 3 \times 10^{-16}\text{s}$ 'lik bir bozunma süresiyle bir çift ${}^4\text{He}$ çekirdeğine ayrılır.



Şekil 9: Nükleosentez döneminde zamanın bir fonksiyonu olarak çekirdeklerin kütle fraksiyonu. [9]

Sonuç olarak, döteryum oluşmaya başladığında, sıkıca bağlı ^4He çekirdeğine kadar füzyon çok hızlı ilerler. Daha ağır çekirdeklerin füzyonu çok daha yavaş gerçekleşir. BBN'de yer alan farklı izotopların kesin verimleri, geleneksel olarak oldukça karmaşık bir bilgisayar algoritması kullanılarak hesaplanır. Döteryum oluşuktan sonra meydana gelebilecek çok sayıda olası reaksiyon nedeniyle karmaşıklık gereklidir ve bunların tümü sıcaklığa bağlı enine kesitlere

sahiptir. Evren genişledikçe ve soğudukça farklı izotopların kütle kesirlerini takip eden tipik bir BBN algoritması sonuçları Şekil 8'de gösterilmektedir. Başlangıçta, $T \gg 10^9$ K'de hemen hemen tüm baryonik madde serbest proton ve nötron formundadır. Bununla birlikte, döteryum yoğunluğu yukarı doğru tırmandıkça, sonunda önemli miktarlarda ^3H , ^3He ve ^4He 'nin oluştuğu noktaya ulaşılır. Sıcaklık $t \sim 10$ dakikada $T \sim 4 \times 10^8$ K'ye düştüğünde, Büyük Patlama Nükleosentezi sona ermiştir. Hemen hemen tüm baryonlar serbest proton veya ^4He çekirdeği şeklindedir.

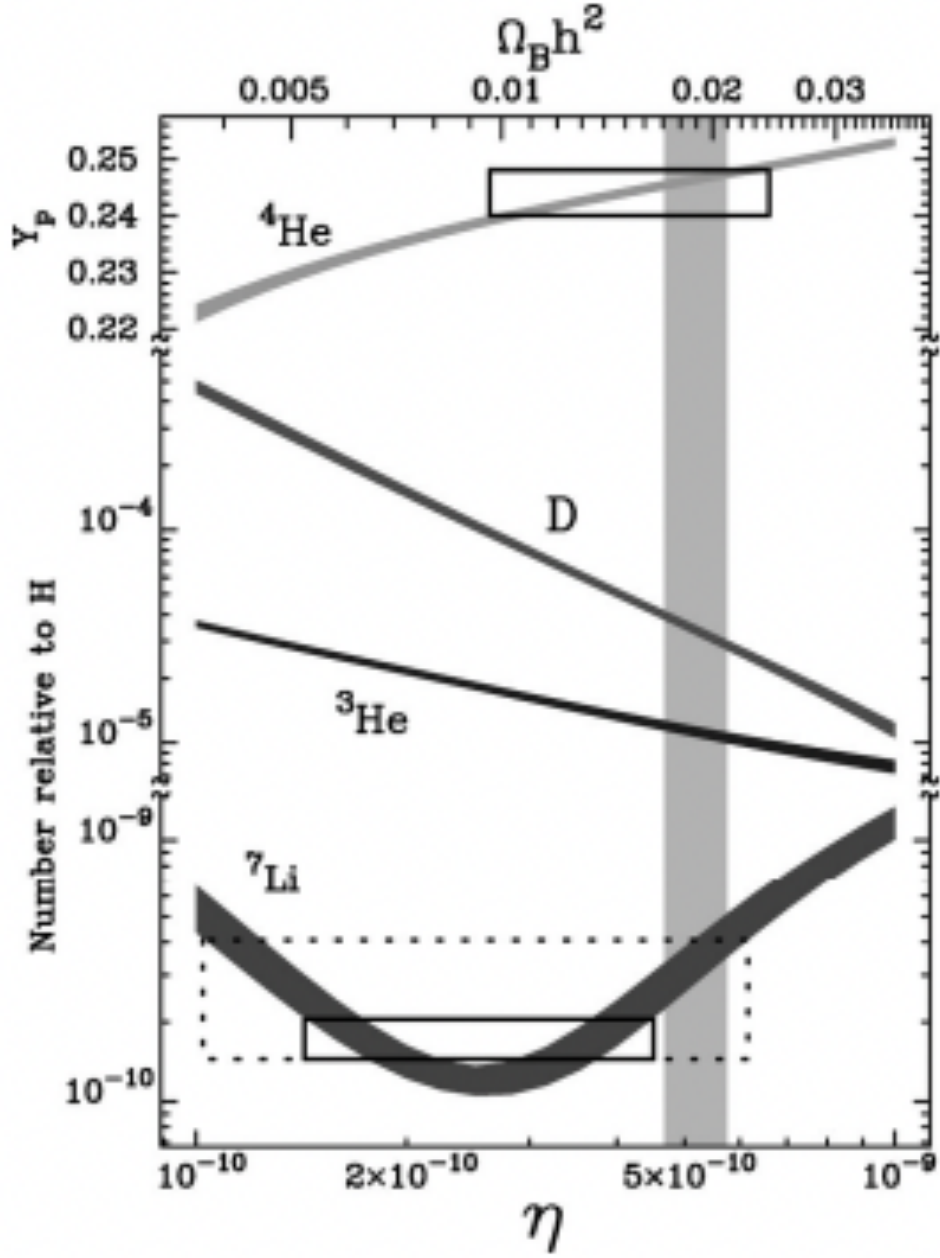
Küçük serbest nötron kalıntısı protonlara bozunur. Küçük miktarlarda D, ^3H ve ^3He kalmıştır. ^3H daha sonra ^3H 'ye bozunur. Çok küçük miktarlarda ^6Li , ^7Li ve ^7Be yapılır.

D, ^3He , ^4He , ^6Li ve ^7Li 'nin verimleri çeşitli fiziksel parametrelere bağlıdır. En önemlisi, baryon-foton oranına (η) bağlıdır. Yüksek bir baryon-foton oranı, döteryum sentezinin meydana geldiği T_{nuc} sıcaklığını artırır ve dolayısıyla Büyük Patlama Nükleosentezi'nin daha erken başlamasını sağlar. BBN, evrenin yoğunluğu ve sıcaklığı düştükçe zamana karşı bir yarış olduğundan, daha erken başlamak, nükleosentezin ^4He üretmede daha verimli olduğu ve kalıntı olarak daha az D ve ^3He bıraktığı anlamına gelir. Büyük Patlama Nükleosentezi tarafından üretilen çeşitli elementlerin kütle kesirlerinin çizimi Şekil 10'da gösterilmektedir. Yukarıda açıklandığı gibi, daha büyük η değerlerinin Y_p için daha büyük değerler ve döteryum yoğunluğu için daha küçük değerler ürettiğine dikkat edin. ^7Li yoğunluğunun η üzerindeki bağımlılığı daha karmaşıktır. Şekil 10'da çizilen η aralığında, ^4He ve ^3H 'nin füzyonu ile ^7Li 'nin doğrudan üretimi, η 'nin azalan bir fonksiyonuyken, ^7Be elektron yakalama yoluyla ^7Li 'nin dolaylı üretimi, η 'nin artan bir fonksiyonudur. Net sonuç, $\eta \approx 3 \times 10^{-10}$ 'da tahmin edilen ^7Li yoğunluğunda bir minimumdur.

Genel olarak, baryon-foton oranının $\eta \sim 10^{-12}$ kadar küçük olamayacağını biliyoruz. Öyle olsaydı, BBN son derece verimsiz olurdu ve sadece küçük miktarlarda helyum üretilmesini beklerdik ($Y_p < 0.01$). Tersine, baryon-foton oranının $\eta \sim 10^{-7}$ kadar büyük olamayacağını da biliyoruz. Öyle olsaydı, nükleosentez çok erken (nötronlar bozunma şansı bulamadan önce) gerçekleşmiş, evren temelde döteryumdan arınmış olurdu ve Y_p izin verilen maksimum değeri olan $Y_{max} 0.33$ 'e yakınsardı. η değerini daha kesin bir şekilde tespit etmek, hafif elementlerin ilksel yoğunluklarının doğru gözlemlerini yapmayı gerektirir; yani yıldızlarda nükleosentez öncesi yoğunluklar evrenin kimyasal bileşimini değiştirmeye başladı. η değerini belirlerken, en çok döteryumun ilksel bolluğunu belirlemek yararlıdır. Bunun nedeni, döteryum bolluğunun

ilgi aralığında η 'ya güçlü bir şekilde bağlı olmasıdır. Bu nedenle, döteryum bolluğunu yalnızca mütevazı bir doğrulukla belirlemek, η 'yi oldukça iyi belirlememizi sağlayacaktır. Buna karşın, ilkel helyum fraksiyonu Y_p , Şekil 10'da gösterildiği gibi, ilgilenilen aralık için η 'ye yalnızca zayıf bir bağımlılığa sahiptir. Bu nedenle, makul bir doğruluk derecesi ile η belirlemek, Y_p 'nin hassasiyetle ölçülmesini gerektirir.





Şekil 10: ^4He 'nin kütle kesri ve D, ^3He ve ^7Li 'nin sayı yoğunlukları, H sayı yoğunluğunun bir kesri olarak ifade edilir. [10]

İlkel döteryum bolluğunun belirlenmesindeki en büyük sorun, döteryumun yıldızlarda çok kolay bir şekilde yok edilmesidir. Yıldızlararası bir gaz bulutu bir yıldız oluşturmak için yerçekimsel olarak çöktüğünde, meydana gelen ilk füzyon reaksiyonları, döteryumun helyuma füzyonunu içerir. Bu nedenle, evrendeki döteryum bolluğu zamanla azalma eğilimindedir. Döteryum bolluğu geleneksel olarak döteryum atomlarının sayısının hidrojen atomlarının sayısına oranı (D/H) olarak verilir. Örneğin, gökbilimciler Galaksimizdeki yerel yıldızlararası ortamda ortalama bir $D/H \sim 1,6 \times 10^{-5}$ değeri buluyor; yani her 60.000 sıradan hidrojen atomu için bir döteryum atomu vardır. Bununla birlikte, Güneş ve yıldızlararası ortam, yıldızların iç kısımlarında dolaşan malzeme ile kirlenmiştir. Bu nedenle, ilkel döteryum-hidrojen değerinin $(D/H)_p > 1,6 \times 10^{-5}$ olmasını bekliyoruz.

Şu anda, D/H 'nin ilkel değerini bulmanın en umut verici yolu, uzaktaki kuasarların tayflarına bakmaktır. Galaksiler arası bir gaz bulutu saptanabilir yıldız içermiyorsa ve çok düşük seviyelerde lityumdan daha ağır elementlere sahipse, D/H değerinin ilkel değere yakın olduğunu ve içindeki füzyonun etkisiyle aşağı doğru sürüklenmediğini varsayabiliriz. Bu galaksiler arası bulutlardaki nötr hidrojen atomları, enerjisi Lyman- α geçişine karşılık gelen fotonları emecek; yani, atomun elektronunun taban durumundan ($n = 1$) sonraki daha yüksek enerji düzeyine ($n = 2$) geçişi. Sıradan bir hidrojen atomunda (1H), Lyman- α geçişi, $\lambda_H = 121.57$ nm dalga boyuna karşılık gelir. Bir döteryum atomunda, çekirdeğin daha büyük kütlesi elektronun enerji seviyelerinde küçük bir izotop kaymasına neden olur. Sonuç olarak, döteryumdaki Lyman- α geçişi biraz daha kısa bir dalga boyuna, $\lambda_D = 121,54$ nm'ye karşılık gelir. Kırmızıya kayma z_{cl} 'de galaksiler arası bir buluttan geçen bir kuasardan gelen ışığa baktığımızda, sıradan hidrojenden soğurma nedeniyle $\lambda_H(1 + z_{cl})$, $\lambda_D(1 + z_{cl})$, 'de güçlü bir soğurma çizgisi ve çok daha zayıf bir soğurma çizgisi görürüz. $\lambda_D(1 + z_{cl})$. Farklı kuasarların tayflarındaki absorpsiyon çizgilerinin gücüne ilişkin ayrıntılı çalışmalar, $(D/H) = (3,0 \pm 0,4) \times 10^{-5}$ oranıyla tutarlı sonuçlar verir.

Bu, $\eta = (5,5 \pm 0,5) 10^{-10}$ 'luk bir baryon-foton oranı anlamına gelir.

η değeri, ilişki ile mevcut baryon yoğunluğu için bir değere dönüştürülebilir.

$$n_{bary,0} = \eta n_{\gamma,0} = 0.23 \pm 0.02 \text{ m}^{-3} \quad (3.1.3.14)$$

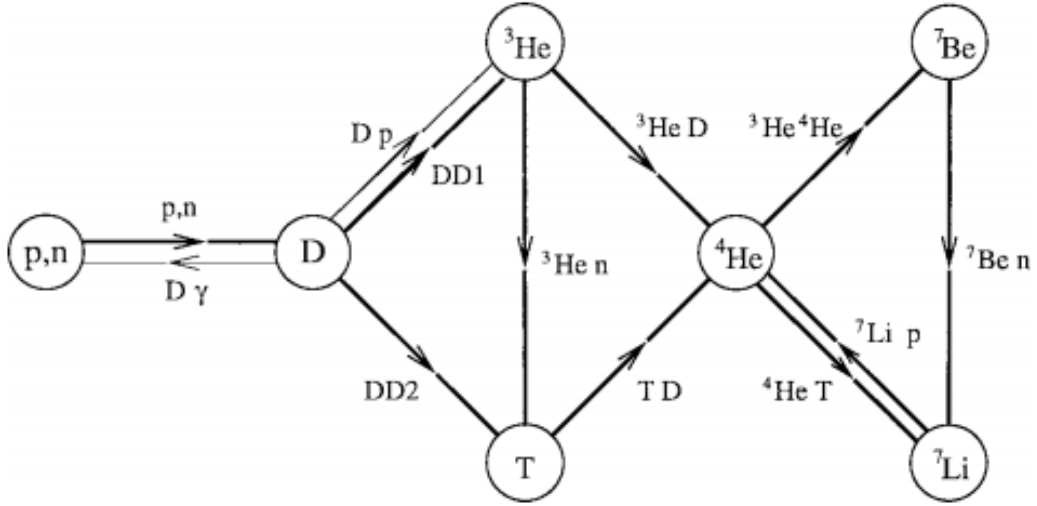
Baryonların çoğu proton olduğundan, kabul edilebilir doğrulukta yazabiliriz,

$$\varepsilon_{\text{bary},0} = (m_p c^2) n_{\text{bary},0} = 210 \pm 20 \text{ MeV m}^{-3} \quad (3.1.3.15)$$

Baryonlardaki akım yoğunluğu parametresi bu nedenle;

$$\Omega_{\text{bary},0} = \frac{\varepsilon_{\text{bary},0}}{\varepsilon_{c,0}} = \frac{210 \pm 20 \text{ MeV m}^{-3}}{5200 \pm 1000 \text{ MeV m}^{-3}} = 0.04 \pm 0.01 \quad (3.1.3.16)$$

$\Omega_{\text{bary},0}$ değeriindeki en büyük belirsizlik kaynağının baryon yoğunluğundaki belirsizlik değil, kritik yoğunluktaki belirsizliktir.



Şekil 11: BBN'deki reaksiyonların şematik gösterimi [11]

3.1.4. Baryon – Antibaryon Asimetrisi

Büyük Patlama Nükleosentezi'nin sonuçları bize evrenin nispeten sıcak ($T_{nuc} \approx 7 \times 10^8$ K) ve yoğun olduğu zamanların nasıl olduğunu anlatmaktadır:

$$\epsilon_{nuc} \approx \alpha T_{nuc}^4 \approx 10^{-33} \text{MeV } m^{-3} \quad (3.1.4.1)$$

Bu enerji yoğunluğu, $\epsilon_{nuc}/c^2 \approx 2000 \text{ kg } m^{-3}$ 'lük bir kütle yoğunluğuna karşılık gelir. Yine de, BBN sırasındaki enerji yoğunluğunun neredeyse tamamen radyasyon şeklindedir. BBN sırasındaki baryonların kütle yoğunluğu

$$\begin{aligned} \rho_{bary}(t_{nuc}) &= \Omega_{bary,0} \rho_{c,0} \left(\frac{T_{nuc}}{T_0} \right)^3 \\ &\approx (0.04)(9.2 \times 10^{-27} \text{ kg } m^{-3}) \left(\frac{7 \times 10^8}{2.725} \right)^3 \approx 0.007 \text{ kg } m^{-3} \end{aligned} \quad (3.1.4.2)$$

Metreküp başına birkaç gramlık bir yoğunluk, günlük standartlara göre tuhaf bir şekilde yüksek değildir; Dünya'nın stratosferinin yoğunluğuna eşittir. $2.7kT_{nuc} \approx 0.2 \text{ MeV}$ ortalama foton enerjisi, günlük standartlara göre aşırı yüksek değildir.

Bununla birlikte, Büyük Patlama Nükleosentezi'nin başlangıç koşullarından bazıları oldukça kafa karıştırıcıdır. Baryon-foton oranı, $\eta \approx 5.5 \times 10^{-10}$, oldukça küçük bir sayıdır; Evren, baryonlar yerine fotonları güçlü bir şekilde tercih ediyor gibi görünmektedir. Evrenin antibaryonlara karşı baryonları güçlü bir şekilde tercih ediyor gibi görünmektedir. Fizik yasaları, antiprotonların her birinin iki "anti-yukarı" kuark ve bir "anti-aşağı" kuark içerdiğini ve antinötronların her birinin bir "anti-yukarı" kuark ve iki "anti-aşağı" kuark içerdiğini söyler. Ancak pratikte, evrenin antiprotonlara ve antinötronlara göre aşırı derecede fazla proton ve nötrona sahip olduğu (ve dolayısıyla kuarkların antikuarklara göre fazla olduğu) bulundu. Büyük Patlama Nükleosentezi sırasında, antibaryonların sayı yoğunluğu, baryonların sayı yoğunluğuna kıyasla çok küçüktü ve bu da fotonların sayı yoğunluğuna kıyasla çok küçüktü. Bu dengesizliğin, $n_{antibary} \ll n_{bary} \ll n_\gamma$, kökeni çok erken evrenin fiziğindedir.

Erken evrenin sıcaklığı $kT \approx 150 \text{ MeV}$ 'den yüksek olduğunda, içerdiği kuarklar bugün olduğu gibi baryonlar ve diğer parçacıklar içinde hapsolmemiş, serbest kuarklardan oluşan bir deniz

oluşturmuşlardı. Evrenin ilk birkaç mikrosaniyesinde, kuark çorbası son derece sıcakken, kuarklar ve antikuarklar sürekli olarak ikili üretimle yaratılıyor ve karşılıklı yok oluşla yok ediliyordu:

$$\gamma + \gamma \rightleftharpoons q + \bar{q} \quad (3.1.4.3)$$

burada q ve $\bar{q}$, örneğin bir "yukarı" kuark ve bir "anti-yukarı" kuark veya bir "aşağı" kuark ve bir "anti-aşağı" kuark'ı temsil edebilir. Kuark çiftlerinin üretildiği bu dönemde, "yukarı" kuarklar, "anti-yukarı" kuarklar, "aşağı" kuarklar, "anti-aşağı" kuarklar ve fotonların sayıları hemen hemen birbirine eşitti. Bununla birlikte, kuarklar ve antikuarklar arasında çok küçük bir asimetri olduğunu varsayabiliriz,

$$\delta_q \equiv \frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_q + n_{\bar{q}}} \ll 1 \quad (3.1.4.4)$$

Evren genişledikçe ve kuark çorbası soğudukça, kuark-antikuark çiftleri artık üretilmez. Mevcut antikuarklar daha sonra kuarklarla birlikte yok olur. Bununla birlikte, kuarkların antikuarklara göre küçük fazlalığı nedeniyle, sayı yoğunluğuna sahip bir kuark kalıntısı olacaktır.

$$\frac{n_q}{n_\gamma} \sim \delta_q \quad (3.1.4.5)$$

Böylece, erken evrende her 999.999.997 antikakuark için 1.000.000.000 kuark olsaydı, diğerleri antikuarklarla karşılaşp yok edildikten sonra bir milyarda üç kuark geride kalırdı. Ancak arta kalan kuarklar, yok oluşların ürünü olan yaklaşık 2 milyar fotonla çevrelenecekti. Üç kuark $kT \approx 150$ MeV'de bir baryon halinde birbirine bağlandıktan sonra, ortaya çıkan baryon-foton oranı $\eta \sim 5 \times 10^{-10}$ olacaktır.

Bu nedenle, günümüzde baryonlar ve antibaryonlar arasındaki çok güçlü asimetri var ve baryon başına düşen çok sayıda foton, erken evrende kuarklar ve antikuarklar arasındaki küçük asimetrinin ürünleridir. Erken evrendeki kuark-antikuark asimetrisinin kesin kaynağı hala tam olarak bilinmiyor.

]

4. BULGULAR

4.1. HAFİF ELEMENT MİKTARLARI

Büyük Patlama Nükleosentezi erken evrendeki hafif elementlerin miktarlarını hesaplamamızı sağlar. Erken evrende hidrojen, helyum, lityum ve berilyumların izotopları üretilir. Ama sadece D, ^3He , ^4He ve ^7Li kararlı olarak kalır. Yıldız nükleosentezi C, N, O ve Fe gibi daha ağır elementleri üretir. Bu durum hafif elementlerin ilkel miktarlarını değiştirir. Bu değişimi en aza indirmek için, ilkel miktarlar belirlenirken düşük metalikliğe ve yüksek kırmızıya kaymaya sahip yıldızlar veya kozmolojik oluşumlar seçilir. D, ^4He ve ^7Li için ilkel miktarlar ölçülmüştür. Düşük metalik gözlemlerinin az olması nedeniyle ^3He için güvenilir bir ilkel miktar mevcut değildir.

4.1.1. Helyum-4

Galaksi dışı HII bölgelerinden gelen helyum ve hidrojen emisyon çizgileri, ilkel ^4He miktarlarını belirlemek için kullanılır. Bu bölgeler düşük metalikliğe ve düşük kırmızıya kaymaya sahiptir. HII bölgelerinden gelen büyük miktarda veri, yıldızların helyum miktarına katkısının metal üretimi ile pozitif bir şekilde ilişkili olduğunu göstermektedir. Bu nedenle sıfır metalikliğe ekstrapolasyon, ^4He 'nin ilkel miktarını verir. HII bölgeleri karmaşık sistemlerdir.

$^4\text{He}/\text{H}$ belirlemesini etkileyen fiziksel parametreleri hesaba katmak için ayrıntılı bir modele ihtiyaç vardır. Böyle bir modele dahil edilen bazı parametre örnekleri, emisyon bölgesi, atomik emisyonlar, kızarma ve iyonizasyon fraksiyonu için düzeltmelerdir. Modeldeki belirsizlikler, çıkarılan ^4He miktarlarında belirsizliklere yol açar ve bugün doğruluğu %1 civarındadır.

Son zamanlarda ilkel helyum tespitinde iki iyileştirme uygulandı: ^4He emisyonlarının güncellenmiş hesaplamaları ve He 10830 Å hattının dahil edilmesi. Kızılötesi He 10830 Å çizgisinin dahil edilmesi, sıcaklıkla bozulmayı kırarak hem helyum miktarını hem de ilkel helyum miktarını daha doğru hale getirir. Örneğin, Aver ve arkadaşları [12] bu emisyon hattını dahil ederken, belirsizlikte %50'nin üzerinde bir azalma buldu. Emisyon hattı yoğunluklarını iyonik miktar oranlarına dönüştürmek için rekombinasyon oranı katsayılarına ihtiyaç vardır.

He I emisyonlarının hesaplanmasındaki yüksek belirsizlik nedeniyle iki fiziksel parametre, fotoiyonizasyon kesitleri ve çarpışma oranlarıdır. He I emisyonlarının Porter ve diğerleri

tarafından hesaplanmasında [13] ilk kez büyük bir fotoiyonizasyon kesiti seti dahil edildi. Spektrum simülasyon kodunun güncellenmiş bir versiyonuyla birlikte, He I emisyonlarındaki belirsizliği %0.2'ye düşürdüler.

Field ve ark.'da [14] önerilen ilkel ^4He miktarı nispeten düşük belirsizliğe sahip 16 nesneye dayanmaktadır.

$$Y_p = 0.2449 \pm 0.0040:$$

Bu değer, Zyla ve arkadaşlarının [15] sonuçlarının belirsizliği ve Fields ve arkadaşlarının bahsettiği tamamlayıcı analiz sınırları içindedir.

4.1.2. Döteryum

Döteryum üretiminin bilinen önemli bir astrofiziksel kaynağı yoktur, bu nedenle gözlemlenen tüm döteryumun ilkel kökenli olduğu düşünülmektedir. Döteryum, yıldızlar arasında dolaşırken yok olur ve erken zamanlarda döteryumun çok az evrim geçirmiştir. Bu nedenle gözlemler, yüksek kırmızıya kaymadaki sistemlerde gerçekleştirilir. Kuasar nesnelerindeki döteryumu tanımlamak için yüksek çözünürlüklü spektrumlar kullanılır. Ölçüm, soğurucu gazın kırmızıya kayma, hidrojen sütun yoğunluğu ve iç hız yapısının doğru kombinasyonunu gerektirir. Bu nedenle, tüm sistemler döteryum tespiti için uygun değildir.

D/H gözlemlerinde son yirmi yılda önemli ilerlemeler kaydedilmiştir. Yeni ölçümler ve yeniden analizler, daha önceki çalışmalara kıyasla gelişmiş hassasiyet sağlamıştır. Örneğin, 2012'de Pettini ve Cooke [16] doğru döteryum türevi için ideale yakın özelliklere sahip bir nesneden gelen verileri analiz ederken hata ve yanlılığı azaltmaya odaklandı. D/H değerlerinden bir baryon yoğunluğu hesaplandı. Sonuç, CMB ölçümlerinden elde edilen baryon yoğunluğu ile çok iyi bir uyum içindeydi. Sonuçları, gözlemlenen değerlerin BBN sırasında üretilen gerçek D/H olması durumunda, b'nin CMB ve D/H belirlemelerini uzlaştırmak için standart dışı fiziğe gerek olmadığıydı.

Fields ve diğerleri [14] tarafından seçilen ilkel döteryumun 11 ölçümünün ağırlıklı ortalaması şu oranı verir:

$$\left(\frac{D}{H}\right)_p = (2.55 \pm 0.03) \times 10^{-5} \quad (4.1.2.1)$$

Zyla ve arkadaşları [15] tarafından sunulan en son 11 ölçümün ağırlıklı ortalaması aynı oranı verir. Zyla ve diğerleri tarafından sunulan iki farklı seçimin her ikisi de denklem (4.1.2.1) ile tutarlıydı. Farklı ölçümlerin ortalama değerlerinin dağılması, ölçümleri etkileyen sistematik hataların hafife alınmış olabileceği gerçeğiyle açıklanabilir. Döteryumun erken yok edilmesi de saçılmanın arkasındaki sebep olabilir.

4.1.3. Lityum-7

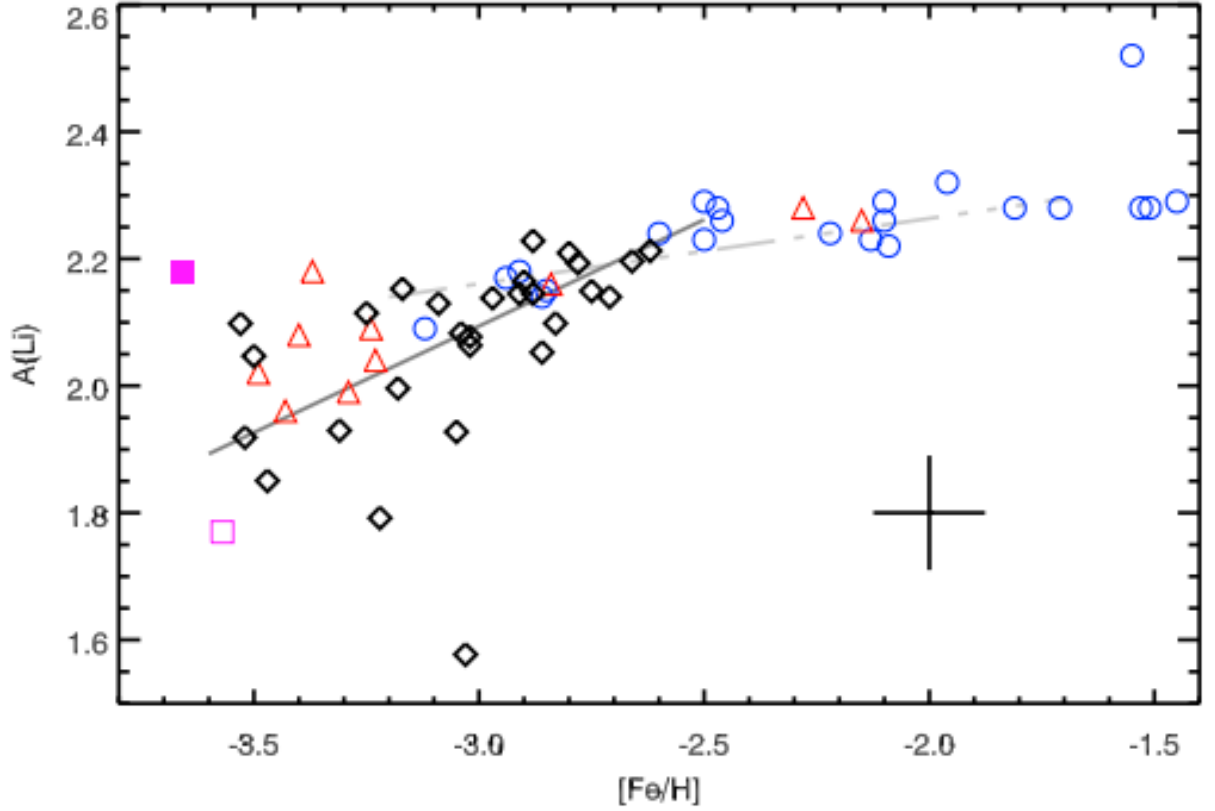
Galaktik haledaki metal açısından fakir yıldızlardan gelen yıldız spektrumları, ^7Li 'yi tespit etmek için kullanılır. Cüce yıldızlar seçilir çünkü lityum çekirdeği 2,6 milyon K'nin üzerindeki sıcaklıklarda yok olur. Spektrum nötr lityumdan bir çizgi gösterir. Lityumun çoğu iyonize olduğundan, toplam lityum bolluğunu bulmak için atmosferin termodinamik durumunun bir modeline ihtiyaç vardır. Modeller sıcaklığa ve yerel termal denge üzerine yapılan varsayımlara duyarlıdır, bu da tahmin edilen değerde belirsizliklere yol açar.

Gözlemler, galaktik haleda düşük metalikliğe sahip cüce yıldızlarda ^7Li miktarının önemli ölçüde değişmediğini uzun zamandır göstermiştir. Bu ilk olarak 1982'de iki astronom Monique ve François Spite tarafından gösterildi. Bolluğun sıcaklıktan ve metaliklikten bağımsız olduğunu gösterdiler. Gözlemlenen değerler bir plato oluşturdu. Gözlenen yıldızlardaki lityumun kaynağı, yıldızların olduğu mevcut malzemedir. Bu nedenle Spite'lar, gözlemlenen lityum bolluğunun ilkel değere yakın olması gerektiğini öne sürdüler. [17]

Lityumun yıldızsal yıkım olasılığı zaten Spite'lar tarafından öne sürülmüştü. Yıldızın dış tabakasının daha sıcak iç kısmıyla karışması, lityumun kısmen yok olmasına yol açabilir. Bu etkiyi en aza indirmek için dış konvektif bölgeleri ince olan yıldızlar seçilmelidir. Molaro ve arkadaşları [18] tarafından sunulan bir model, hem bir yıldızın erken çağında ilkel lityumun önemli ölçüde yok edileceğini hem de daha sonra yeni lityumun birikmesiyle miktarın artacağını tahmin etmektedir.

Sbordone ve arkadaşları [19] tarafından yakın zamanda yapılan bir analiz nispeten düşük metalliğe sahip yıldızlarda lityum miktarında bir düşüş gösterir. Yedi yıldızdan yalnızca biri, Spite platosuna yakın bir miktar gösterdi, diğer yıldızlar daha düşük miktar gösterdi. Şekil 10'da gösterilmiştir. Bunun nedeni ise hala bilinmemektedir. Melendez ve arkadaşları [20] lityum bolluğundaki dağılımın muhtemelen analiz edilen yıldızların karışımından

kaynaklandığını iddia etmektedir. Daha büyük bir yıldız örneğiyle, Spite platosunun hala orada olduğunu ancak iki seviyeye ayrıldığını göstermektedir. Spite platosunun gerçeğinden bağımsız olarak, her iki çalışma da gözlemlenen lityum miktarlarının ilkel olmadığı ve ilkel miktarları türetmek için lityum tükenmesini içeren modellerin daha fazla geliştirilmesi gerektiği sonucuna varmaktadır.



Şekil 12: Çizim, lityum miktarının metalliğe sahip yıldızlar için dağılmaya başladığını gösteriyor. Çeşitli belirteçler, farklı çalışmalardan elde edilen sonuçları temsil eder.[19]

Zyla ve arkadaşları tarafından sunulan ilkel miktar Fields ve arkadaşlarının sunduğuyla aynı değer;

$$\left(\frac{Li}{H}\right)_p = (1.6 \pm 0.3) \times 10^{-10} \quad (3.1.3.1)$$

Her ikisi de yalnızca düşük metalliğe sahip ve gözlemsel hatayı aşan hiçbir saçılmanın gözlemlenmediği yıldızların gözlemlerini dahil etmeyi seçmiştir. Lityumun yok olma olasılığı nedeniyle bir önlemden ziyade bu değer bir alt sınır olarak kabul edilmelidir.

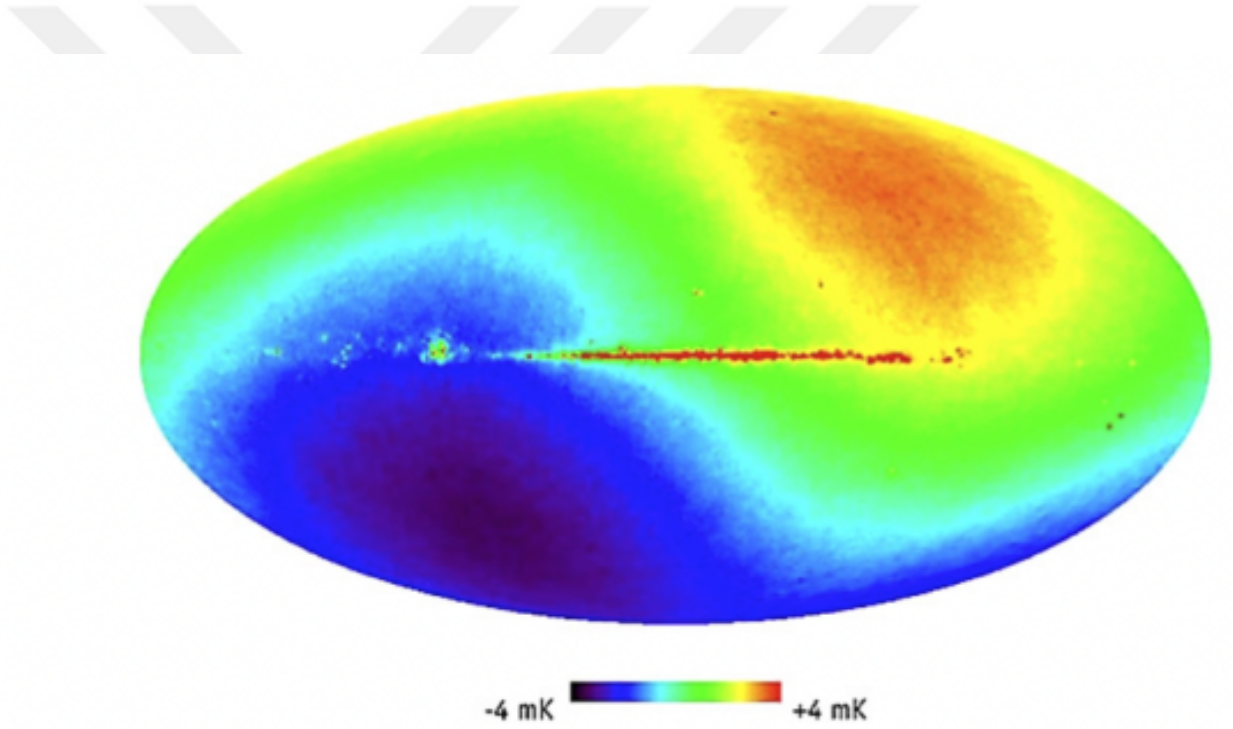
4.2.KOZMİK MİKRODALGA ARKA PLAN IŞIMASI

Büyük Patlama modelinde evrenin başlangıçta çok sıcak ve yoğun olduğundan bahsetmiştik. Evren daha sonra genişler ve soğur. Bu nedenle evren, Büyük Patlama'dan kalan ve artık ısı olan bir radyasyonla dolu olmalıdır. Kozmik Mikrodalga Arka Plan ışımasının varlığı ilk olarak Ralph Alper'in Büyük Patlama Nükleosentezi üzerine yaptığı çalışmalarla bağlantılı olarak tahmin edildi. Sıcaklığının 5 Kelvin olması gerektiğini düşünülüyordu. Ardından, Penzias ve Wilson, sıcaklığı 3 K olan bir Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işımaları'nı keşfetti. [21] Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işımaları'nın keşfiyle birlikte kozmolojinin Büyük Patlama modeli kuruldu. Hafif elementlerin kozmik miktarlarının açıklanması ve gözlemlenmesiyle birlikte evrenin başlangıçta çok sıcak ve yoğun olduğu teorisi güçlendi.

Penzias ve Wilson, New Jersey'de bulunan Bell Laboratuvarı'nda çalışan iki genç radyo astronomlarıydı. İletişim uydularından gelen radyo yayınlarını araştırmak için yapılmış ve bir radyo teleskopla gökyüzünü gözlemliyorlardı. Zamanın en gelişmiş radyo alıcısına sahipti. Buna rağmen beklediklerinden önemli ölçüde büyük olan kalıcı ve izotropik bir alıcı gürültüsü buldular. Ekipmanlarını kontrol ettikten sonra 3.5 K anten sıcaklığına denk gelen bu gizemli arka plan gürültüsünün hala kaybolmadığını farkettiler.

Penzias daha sonra Princeton'daki Robert Dicke'yi aradı ve 3 K civarında bir aşırı anten sıcaklığı ölçtüğünü söyledi. Bunun üzerine Dicke çalışma arkadaşlarıyla beraber Bell Laboratuvarı'nı ziyarete gitti. Ve deneyin detaylarını ve verilerini inceledi. Dicke alınan sonuca ikna olmuştu. Penzias ona beraber bir makale yazmayı önerse de Dicke kabul etmedi. Art arda iki ayrı makale yayınladılar. Bu keşif için Penzias ve Wilsan 1978'de Nobel Fizik Ödülü'ne layık görüldü.

Penzias ve Wilson'ın bu keşfinden hemen sonra, kozmologlar Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işıması'nda anizotropi aramaya başladılar. 1989'da Nasa uydusu Kozmik Arka Plan Kaşifi COBE (Cosmic Background Explorer) fırlatıldı. COBE Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işıması'nı büyük bir hassasiyetle ölçtü ve aynı zamanda Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işıması'nda 10^{-5} düzeyinde dalgalanmalar buldu. [22]Kozmologlar bu dalgalanmaları inceleyerek galaksilerin kökeni hakkında bilgi edinebilir ve Büyük Patlama teorisinin temel parametlerini ölçebilirlerdi.



Şekil 13: WMAP uydusu tarafından görüldüğü şekliyle galaktik koordinatlardaki CMB dipolü. Ortadaki kırmızı yatay çizgi Samanyolu'ndan gelen emisyonlardan kaynaklanmaktadır

Bugün Kozmik Mikrodalga Arka Plan ışıması mutlak sıfırın sadece 2.725 derece üzerindedir. Bu radyasyon, elektromanyetik spektrumun mikrodalga bölümünde parlar ve çıplak gözle görülmez. Fakat evreni doldurur ve baktığımız her yerde algılanabilir. Eğer mikrodalgaları görebilseydik, tüm gökyüzü her yönde tekdüze bir parlaklıkta parlardı. Bu tekdüzelik, radyasyonun Büyük Patlama'dan kalan ısı olarak yorumlanmasında önemli bir sebeptir.



Şekil 14: COBE uydusundan alınan verilerden çıkarılan CMB'nin tam gökyüzü haritası. Renkteki varyasyonun olmaması CMB'nin yüksek derecede izotropisine işaret eder; her yönde neredeyse aynı parlaklık ve sıcaklık.

Gökyüzünde gözle görülebilen yıldızların çoğu 10 ila 100 ışık yılı uzaklığındadır. Bu sebeple, biz gökyüzüne baktığımızda aslında o yıldızların 10 ila 100 sene önceki hallerini görüyoruz. CMB radyasyonu 13.7 milyar yıl önce, Büyük Patlama'dan yalnızca birkaç yüz bin yıl sonra, yıldızlar ve galaksiler var olmadan önce yayınlandı. Radyasyonun ayrıntılı fiziksel özelliklerini inceleyerek, çok erken zamanlardaki evrenin koşulları hakkında bilgi edinebiliriz. Bu sebeple CMB, Büyük Patlama Nükleosentezi ile birlikte Büyük Patlama teorisinin en önemli kanıtlarından biridir.

]



5. TARTIŞMA VE SONUÇ

[Büyük Patlama Nükleosentezi 1960’larda Büyük Patlama Teorisi’nin en güçlü kanıtlarından biri oldu. Hesaplamalardan ve gözlemlerden çıkarılan miktarların birbiriyle uyması, Büyük Patlama Nükleosentezi’nin erken evrendeki hafif elemenlerin sentezinin tanımlanmasında doğru bir yol olduğunu gösterdi. Evrenin genişlemesi ve Penzias ve Wilson tarafından keşfedilen Kozmik Mikrodalga Arka Plan Işıması da Büyük Patlama Nükleosentezi’nin diğer iki önemli kanıtı oldu.

1930’ların sonunda Gamow ve çalışma arkadaşları Lemaitre adlı bir fizikçinin Büyük Patlama Teorisi’ni geliştirmek istedi. Gamow, evrenin sıcak ve yoğun bir halden genişlemesi fikrine, bu teoriyi destekleyecek bir element üretim teorisi bulmak istedi. Gamow’un bunun için deneysel doğrulamalara ihtiyacı vardı. Bunu da doktora öğrencisi Ralph Alpher hızlı nötron yakalama kesitlerini incelerken buldu. 1948’de Gamow ve Alpher erken evrenin çok sıcak ve yoğun bir nötron gazıyla dolu olduğunu varsaydıkları bir makale yayınladı. [1]

Erken evren, çok sıcak ve yoğundu. Çeşitli nükleer reaksiyonlar meydana geldi. Başlangıçta tüm parçacık türleri termal dengede idi ve aynı sıcaklığı paylaşıyordu. Bu genellikle kozmik plazma olarak tanımlanır. Bir reaksiyon evrenin genişleme hızından daha hızlı ilerliyorsa kimyasal dengededir. Bu durumu aşağıdaki şekilde tanımlayabiliriz.

$$\Gamma > H$$

Burada Γ etkileşim oranı, H ise Hubble genişleme oranıdır.

Etkileşim oranı evrenin yoğunluğuna bağlıdır ve genişlemeyle birlikte azalır. Hubble genişleme oranı da zamanla azalır fakat genel olarak Γ ’den daha yavaştır. Evren genişledikçe, kimyasal denge koşulları sürekli değişir. $\Gamma > H$ koşulu $\Gamma < H$ ’ye değiştiğinde, reaksiyon kimyasal dengeden düşer. Etkileşim oranı artık dengeyi sağlayacak kadar yüksek değildir. Böylelikle parçacıklar kimyasal dengeden çıkmış olur ve kozmik plazmadan ayrılırlar.

Kimyasal dengenin bozulması parçacıkların konsantrasyonunu değiştirmez. Parçacık konsantrasyonu $\Gamma \sim H$ değerindeyken donar. Farklı parçacıkların etkileşim oranı, Γ , da farklıdır. Bu nedenle farklı parçacıklar farklı sıcaklık derecelerinde ayrışır. Eğer denge bugüne kadar korunmuş olsaydı, daha yüksek kütleli parçacıklar bastırılırdı. Bu nedenle dengenin bozulması,

Evren’de bugün gözlemleyebildiğimiz farklı parçacıkların miktarını açıklayabilmek için çok önemlidir.

Büyük Patlama Nükleosentezi teorisi sayesinde bugün erken evrendeki hafif elementlerin miktarlarını tahmin edebiliyoruz. Erken evrende hafif elementler, hidrojen, helyum, lityum ve berilyum izotopları üretilir. Karbon, azot, oksijen ve demir gibi daha ağır elementler yıldız nükleosentezinde üretilir.

Büyük Patlama Nükleosentezi’nin yaptığı bu tahminler daha sonra hafif elementlerin miktarlarının gözlemsel tespitleriyle karşılaştırılır ve ilkel miktarları etkileyen astrofiziksel süreç hakkındaki bilgimizi ortaya çıkarır. Son olarak, hafif element miktarına ilişkin veriler geliştikçe, Büyük Patlama Nükleosentezi fiziği Standart Modelin ötesinde araştırma yeteneğini keskinleştirecektir. Bu nedenle, erken evreni doğrudan incelemek için kullanılabilen tek araç olmaya devam ediyor.]]

KAYNAKLAR

- [1] R. A. Alpher+, H. Bethe, and G. Gamow, “Letters to the Editor: PUBLICATION of brief reports of important discoveries The Origin of Chemical Elements,” 1948.
- [2] F. Iocco, G. Mangano, G. Miele, O. Pisanti, and P. D. Serpico, “Primordial nucleosynthesis: From precision cosmology to fundamental physics,” *Physics Reports*, vol. 472, no. 1–6. pp. 1–76, Mar. 2009. doi: 10.1016/j.physrep.2009.02.002.
- [3] Bernard Jean Trefor Jones. Precision cosmology : the first half million years. Cambridge: Cambridge University Press, 2017. isbn: 9780521554336.
- [4] Daniel Baumann. Cosmology. Institute of Theoretical Physics, University of Amsterdam, 2018. url: <http://cosmology.amsterdam/education/cosmology/>.
- [5] GAMOW, G. “The Evolution of the Universe” *Nature* 162, 680–682 (1948). doi: 10.1038/162680a0
- [6] H. Kragh, “Cosmology and Controversy THE HISTORICAL DEVELOPMENT OF TWO THEORIES OF THE UNIVERSE,” 1996.
- [7] R. A. Alpher, J. W. Follin, and R. C. Herman, “Physical Conditions in the Initial Stages of the Expanding Universe*!,” 195AD.
- [8] A. L  pine-Szily and P. Descouvemont, “Nuclear astrophysics: Nucleosynthesis in the Universe,” *Int J Astrobiol*, vol. 11, no. 4, pp. 243–250, Oct. 2012, doi: 10.1017/S1473550412000158.
- [9] D. Tytler, J. M. O’meara, N. Suzuki, and D. Lubin, “Review of Big Bang Nucleosynthesis and Primordial Abundances,” 2000. [Online]. Available: <http://iopscience.iop.org/1402-4896/2000/T85/002>
- [10] Nollett, K.M., & Burles, S.M. (2000). Estimating reaction rates and uncertainties for primordial nucleosynthesis. *Physical Review D*, 61, 123505.
- [11] V Mukhanov. “Nucleosynthesis without computer”. In: *International Journal of Theoretical Physics* 43.3 (2004), pp. 669{693.

- [12] E. Aver, K. A. Olive, and E. D. Skillman, “The effects of He I 10830 on helium abundance determinations,” Mar. 2015, doi: 10.1088/1475-7516/2015/07/011.
- [13] R. L. Porter, G. J. Ferland, P. J. Storey, and M. J. Detisch, “Improved He I Emissivities in the Case B Approximation,” Jun. 2012, doi: 10.1111/j.1745-3933.2012.01300.x.
- [14] B. D. Fields, K. A. Olive, T.-H. Yeh, and C. Young, “Big-Bang Nucleosynthesis After Planck,” Dec. 2019, doi: 10.1088/1475-7516/2020/03/010.
- [15] P. A. Zyla *et al.*, “Review of particle physics,” *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2020, no. 8. Physical Society of Japan, pp. 1–2093, 2020. doi: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [16] M. Pettini and R. Cooke, “A new, precise measurement of the primordial abundance of Deuterium,” May 2012, doi: 10.1111/j.1365-2966.2012.21665.x.
- [17] Spite, M., Spite, F. “Lithium abundance at the formation of the Galaxy”, *Nature* 297, 483–485 (1982), doi: 10.1038/297483a0
- [18] P. Molaro, A. Bressan, M. Barbieri, P. Marigo, and S. Zaggia, “Pre-MS depletion, accretion and primordial ${}^7\text{Li}$,” Jun. 2012, [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1206.1298>
- [19] L. Sbordone *et al.*, “The metal-poor end of the Spite plateau. 1: Stellar parameters, metallicities and lithium abundances,” Mar. 2010, doi: 10.1051/0004-6361/200913282.
- [20] J. Meléndez, L. Casagrande, I. Ramírez, M. Asplund, and W. J. Schuster, “Observational evidence for a broken Li Spite plateau and mass-dependent Li depletion,” *Astron Astrophys*, vol. 515, no. 11, Jun. 2010, doi: 10.1051/0004-6361/200913047.
- [21] M. Kamionkowski and A. Kosowsky, “THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND AND PARTICLE PHYSICS,” 1999. [Online]. Available: www.annualreviews.org
- [22] R. Durrer, “The cosmic microwave background: The history of its experimental investigation and its significance for cosmology,” *Class Quantum Gravity*, vol. 32, no. 12, Jun. 2015, doi: 10.1088/0264-9381/32/12/124007.

EKLER

]



ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler	
Adı Soyadı	Mehtap AYDIN YALÇINKAYA
Doğum Yeri	
Doğum Tarihi	Tarih girmek için tıklayın veya dokununuz.
Uyruğu	☒ T.C. ☐ Diğer:
E-Posta Adresi	
Web Adresi	

Eğitim Bilgileri	
Lisans	
Üniversite	Boğaziçi Üniversitesi
Fakülte	Eğitim Fakültesi
Bölümü	Fizik Öğretmenliği
Mezuniyet Yılı	2019

Yüksek Lisans	
Üniversite	İstanbul Üniversitesi
Enstitü Adı	Fen Bilimleri Enstitüsü
Anabilim Dalı	Fizik Anabilim Dalı
Programı	Nükleer Fizik