**T.C**

**SELÇUK ÜNİVERSİTESİ**

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

# SIVI-GAZ -FAZ GEÇİŞ BÖLGESİNDE Au ÇEKİRDEĞİNİN NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMASININ İNCELENMESİ

**Leyla BÜYÜKGEBİZ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**Konya, 2007**

# ÖZET

**Yüksek Lisans Tezi**

## SIVI-GAZ-FAZ GEÇİŞ BÖLGESİNDE Au ÇEKİRDEĞİNİN NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMASININ İNCELENMESİ

**Leyla BÜYÜKGEBİZ**

Selçuk Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

**Danışman: Prof. Dr. Rıza OĞUL**

**2007, 38 Sayfa**

**Jüri: Prof.Dr.Rıza OĞUL**

**Prof.Dr.Ülfet ATAV**

**Yrd.Doç.Dr.Nihal BABADAĞ**

Sıvı-gaz faz geçişi bölgesinde nükleer parçalanma olayı istatistiksel çok katlı-parçalanma modeline göre araştırıldı. Altın atom çekirdeğinin parçalanmasında ortaya çıkan parçacıkların kütle ve yük dağılımlarının 2-12 MeV/nükleon uyarılma enerjisi aralığı için değişimleri gösterildi. Sıcaklığın uyarma enerjisi ile değişiminin, sıvı-gaz faz geçişinin bir göstergesi olarak yorumlanabilen plato tipinde bir davranış gösterdiği gözlendi. Tüm hesaplamalarımızda, parçacıkların kütle dağılımlarını $5<A\leq 40$ aralığında, yük dağılımlarını $5\leq Z\leq 15$ aralığında, kabul ettik.

**Anahtar Kelimeler:** İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli, faz geçişi

**ABSTRACT**

**M.S. Thesis**

**MULTIFRAGMENTATION OF Au NUCLEI IN LIQUID-GAS PHASE TRANSITION REGION**

**Leyla BÜYÜKGEBİZ**

Selcuk University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

**Supervisor: Prof. Dr. Rıza OĞUL**

**2007, 38 Pages**

**Jury: Prof.Dr. Rıza OĞUL**

**Prof.Dr.Ülfet ATAV**

**Assist.Prof.Dr. Nihal BABADAĞ**

The nuclear fragmentation in the liquid-gas phase transition region is studied on the basis of Statistical Multifragmentation Model (SMM). We demonstrate the evolution of fragment mass and charge distributions for Au nucleus in the excition energy ranges 2-12 MeV/nucleon. It is observed that variation of temperature with excitation energy exhibits a plateau-like behavior, which can be interpreted as a sign of liquid-gas phase transition in the system. In all calculations, we consider the multifragments in the range ($5<A\leq 40$) for mass and ($5\leq Z\leq 15$) for charge numbers.

**Keywords:**Statistical Multifragmentation Model (SMM), phase transition.

# ÖNSÖZ

Bu çalışma Selçuk üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Yüksek lisans tezi olarak sunulmuştur.

Bu tezin hazırlanması sırasında çalışmalarım boyunca yardımlarını esirgemeyen, bilgi ve tecrübeleri doğrultusunda bu konuda çalışmamı öneren, beni teşvik eden danışmanım Prof. Dr. Rıza OĞUL'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmalarıma katkı sağlayan, yardımlarını esirgemeyen Yrd.Doç.Dr.Nihal Babadağ'a çok teşekkürler.

Takıldığım sorularda çekinmeden yardımına başvurduğum, hiçbir zaman yardımlarını esirgemeyen Arş. Grv. Mehmet Erdoğan'a sonsuz teşekkürler.

Tez çalışmam da bana büyük manevi destek sağlayan aileme minnettarım. Onlara çok teşekkür ediyorum.

Leyla BÜYÜKGEBİZ

Ocak 2007, Konya

## İÇİNDEKİLER

ÖZET ..... iii

ABSTRACT ..... iv

ÖNSÖZ ..... v

1. GİRİŞ ..... 1

2. FAZ DEĞİŞİMİ OLAYLARI ..... 6

2.1. Sıkıştırılmış Sıvı ve Doymuş Sıvı ..... 6

2.2. Doymuş Buhar ve Aşırı Isıtılmış Buhar ..... 7

2.3. Doyma Sıcaklığı ve Doyma Basıncı ..... 8

2.4. Saf Cisimlerin Faz Değişimi Çizimleri ..... 9

2.4.1. Sıcaklık-hacim eğrileri ..... 9

3. NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMANIN FİZİKSEL TANIMI ..... 11

3.1. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması ..... 12

3.1.1. Bozunma şekillenimi ..... 12

3.1.2. Parçalanma olayı ..... 15

3.1.3. Parçalanma dağılımı ..... 16

3.2. İstatistik Topluluklar ..... 17

3.2.1. Mikrokanonik topluluk ..... 18

3.3. Parçalanan Bir Sistemin Serbest Enerjisi ..... 19

3.3.1. Serbest enerjinin ayrışması ..... 19

3.3.2. Sıvı damlası modeli ..... 20

3.3.3. Bulk serbest enerjisi ..... 23

3.3.4. Yüzey serbest enerjisi ..... 24

3.3.5. Çok parçacıklı bir sistemin Coulomb enerjisi ..... 25

4. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİNE GÖRE YAPILAN HESAPLAMALAR..... 27

4.1. Üstel Kuvvet Kanununa Göre Üstel Terimlerin ($\tau$ ve $\tau_z$) Hesaplanması..... 27

4.2. Nükleer Maddenin Sıcaklığının Hesaplanması ..... 33

4.3. Çekirdek Kütle ve Yük Dağılımları..... 34

4.4. Nükleer Maddenin Kritik ve Ayrışma Sıcaklıklarının Belirlenmesi……34

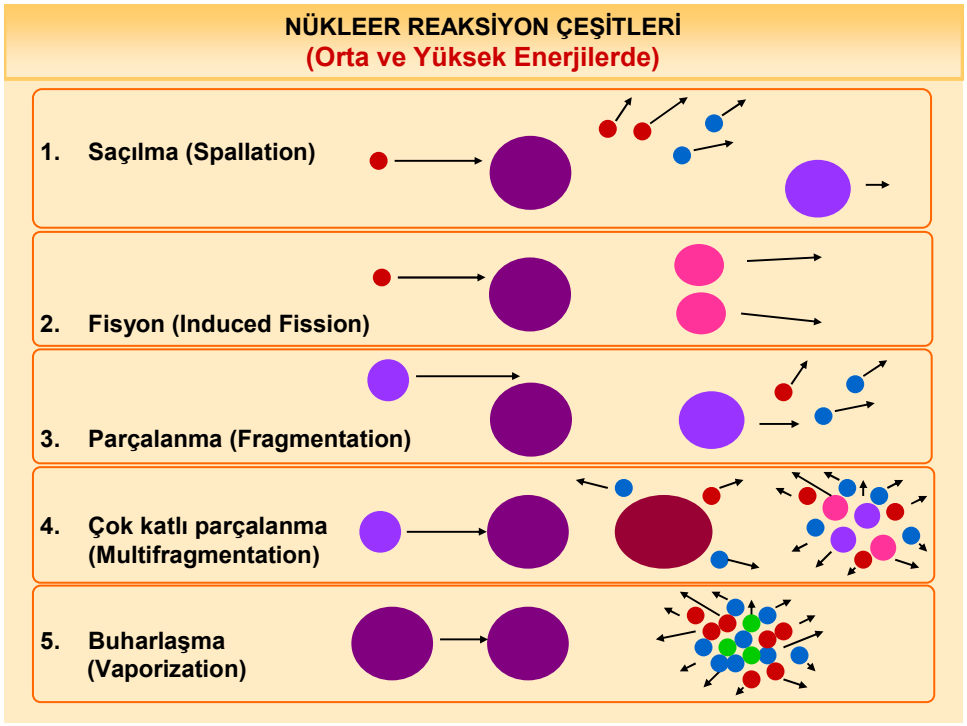
5. SONUÇLAR VE YORUMLAR ..... 35

6. KAYNAKLAR..... 37

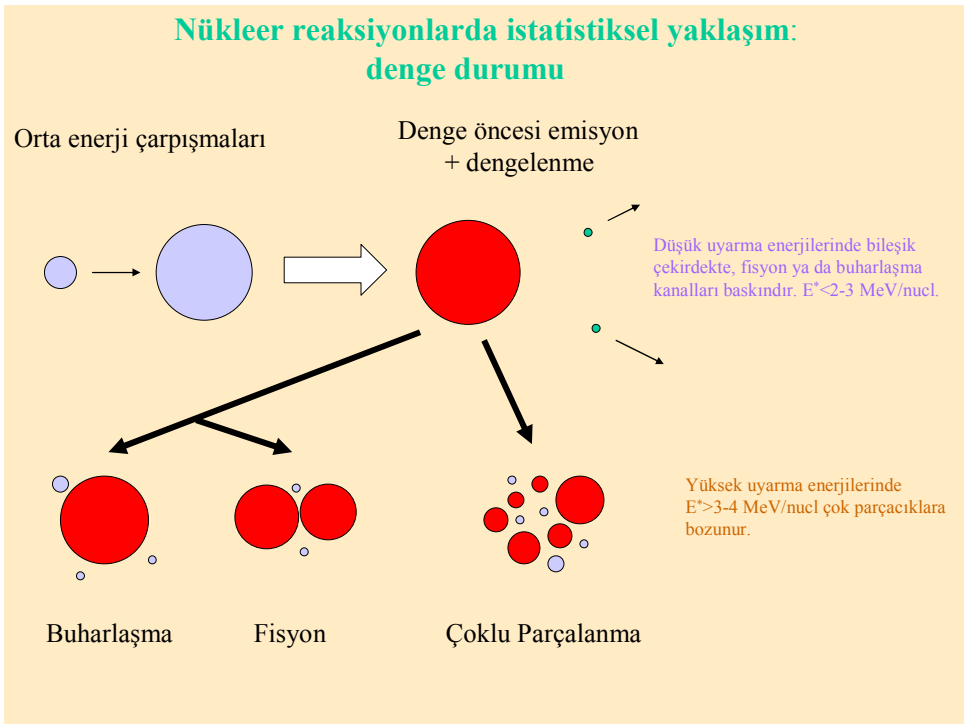
# 1. GİRİŞ

Günümüzde, Nükleer Fizik alanında yapılan araştırmaların amacı; nükleer maddenin yüksek basınç ve sıcaklık altında, davranışını incelemek, durum denklemini belirlemek ve olası faz dönüşümlerini ortaya çıkarmaktır. Yeni hızlandırıcılarda orta ve yüksek enerjide ağır iyonlar, pionlar ve yüksek şiddetli proton ışınları üretilebilmektedir. Hedef çekirdeğe gönderilen böyle parçacıkların esnek olmayan çarpışmaları, nükleer taban durumundan uyarılmış durumdaki ara sistemlerin oluşumu ile sonuçlanabilir. Yeterince yüksek uyarma enerjilerinde, çekirdeğin iç özellikleri, özellikle kabuk yapısı önemini kaybeder ve çekirdeğin uyarılmış durumdaki özellikleri araştırılabilir. Şu anda parçacıkların hızlandırıcılarda ulaşılabilen enerji aralığı, MeV mertebesinden birkaç GeV mertebesine kadardır. Çarpışan iyonların kaynaşması sonucu sistem termodinamik dengeye ulaşır ve sıcak bir bileşik çekirdek oluşur. Düşük enerjilerde bileşik çekirdekte tipik olarak nükleon başına 1-2 MeV uyarılma enerjisi depo edilir. Bileşik çekirdek belli bir süre yaşadıktan sonra hafif parçacık ve gamma ışını yayınlayarak soğur veya ikiye bölünerek bozunur. Bombardıman enerjisi arttıkça çekirdeğe depo edilen uyarma enerjisi ve dolayısıyla sıcaklık artar. Bununla beraber sıkışma sonucu sistemin yoğunluğu da artar. Bu enerjilerde bileşik çekirdeği sıcak ve sıkışmış bir ara durum gibi görmek daha uygun olur. Ara durumun bozunma süreci başlangıç şartlarına bağlı olarak değişik şekillerde olur. Başlangıçta sıcaklık ve basınç yüksek ise genişleme fazında sistem tamamen proton ve nötronlara ayrılır, buna **buharlaşma** veya **patlama** diyebiliriz. İlk sıcaklık ve basınç pek fazla değilse genişleme fazında buharlaşma yerine sistem irili ufaklı nükleer damlalara ayrılır, buna da **nükleer çok katlı parçalanma** denir. Çok parçacıklı durumlara neden olan bu süreç, nükleer çok katlı parçalanma (veya çok parçacığa ayrışma, multifragmentation)olarak isimlendirilir(Bondorf 1976).

Parçalanma ve buharlaşma olaylarının ortaya çıkması homojen nükleer maddenin dinamiği göz önüne alınarak nitel olarak anlaşılabilir. Nükleer kuvvetler kısa mesafelerde itici uzun mesafelerde çekici olduğundan maddenin durum




**Şekil 1.1.** Orta ve yüksek enerjilerde nükleer reaksiyon çeşitleri




**Şekil 1.2.** Nükleer reaksiyonlarda istatistiksel yaklaşım:denge durumu

denklemi Van der Waals durum denklemine benzer. Sıkışabilirlik katsayısının negatif olduğu bölgede nükleer madde termodinamik olarak kararsızdır. Kararsız bölgede yoğunluk dalgalanmalarından dolayı, nükleer madde irili ufaklı nükleer damlacıkların karışımı şeklindedir. Damlalar arası etkileşmelerin kargaşalı olarak geliştiğini kabul edersek, donma hacminde nükleer damlalardan oluşan sıvı faz ile protonlardan ve nötronlardan oluşan gaz fazının termodinamik denge halinde bulunduğunu düşünebiliriz. Dolayısıyla parçalanma olayını nükleer maddenin sıvı-gaz faz dönüşümü olarak görmek mümkündür. Uyarılmış nükleer maddede bir sıvı-gaz faz geçişi düşünülerek parçalanma olayı çalışılabilir(Jaqaman ve ark. 1983, Curtin ve ark. 1983, Siemens 1983, Goodman ve ark. 1984). Sıcak nükleer madde ve sonlu çekirdeğin termodinamik özellikleri olaycıl yaklaşımlar (Stocker ve Burzlaff 1973, Ravenhall ve ark. 1983), Varyasyonel Metod (Friedman ve Pandharipande 1981,Schlagel ve Pandharipande 1987), Hartree-Fock Yöntemi (Sauer ve ark. 1976, Bonche ve ark. 1984), Thomas-Fermi Yaklaşımı (Suraud 1987, Müller ve Dreizler 1994), Relativistik Ortalama Alan Yaklaşımı (Serot ve Walecka 1986, Müller ve Serot 1995) ve Sanki Parçacık Yaklaşımı (Küpper ve ark.1974) gibi çeşitli yöntemlerle çalışıldı. Bu yöntemlerle sıcak nükleer maddenin tipik olarak sıvı-gaz faz geçişi gösteren karakteristik bir Van der Walls davranışına sahip olduğu belirlenmiştir.

Nükleer maddenin dinamik olarak nasıl davranacağı başlangıçtaki sıcaklık ve basınca bağlıdır. Sıkışmış ve sıcak madde basıncın etkisiyle radyal olarak genişler. Eğer sıcaklık kritik bir değerin üzerinde ise basınç her yerde pozitif olduğundan madde dışarı doğru hareketlenir. Potansiyel enerji ve kısmen termal enerji kolektif enerjiye dönüşür ve madde aniden buharlaşır. Başlangıçta sıcaklık ve yoğunluk pek fazla değilse, belli bir noktadan sonra basınç negatif olduğunda genişleme yavaşlar ve madde normal yoğunluk civarında salınır. Başlangıçta sıcaklık ve yoğunluk kritik şartların altında ise genişleme durmadan önce madde kararsız bölgeye girebilir ve bu da parçalanma ile sonuçlanabilir.

Nükleer maddenin kararsız bölgedeki termodinamik özelliklerini damlalar arası etkileşmeleri hesaba katarak istatistik mekaniğin temel prensiplerine göre incelemek mümkündür. Belli enerjide ve belli sayıda parçacıktan oluşan kapalı bir sistem için

sistemin mikrokanonik dağılım fonksiyonunu hesaplamak gerekir. Dağılım fonksiyonundan sistemin bütün termodinamik ve istatistiksel özelliklerini ortaya koymak mümkündür. Hesaplar sistemin donma hacmindeki sıcaklığın 5 MeV civarına ulaştığında bir faz dönüşümünü ve dolayısıyla bozunma mekanizmasının değiştiğini göstermektedir. Bu da ölçülen kütle ve yük dağılımlarından belirlenen kritik sıcaklığa oldukça iyi uymaktadır.

Genel olarak parçalanma olayının dinamik olarak ele alınması gerekir. Ortalama alan yaklaşımında bütün açık kanallar üzerinden alınan ortalama tek parçacık yoğunluk matrisi veya ortalama faz uzayı dağılım fonksiyonu göz önüne alınır. Faz uzayı dağılım fonksiyonu yarı klasik limitte Boltzmann denklemine benzer bir transport denklemi Boltzmann-Uehling-Uehlenbeck (BUU) ile belirlenir. BUU denklemi hem nükleonlar arası iki parçacık etkileşmelerini hem de ortalama potansiyel alanın sıkıştırma etkisini içine alır. Ortalama alan dinamiğinde, potansiyel alandaki dalgalanmalar ihmal edildiği için sadece reaksiyonun ortalama davranışını incelemek mümkündür. Parçalanma olayının incelenebilmesi için potansiyel dalgalanmaların hesaba katılması gerekir. Brown parçacığının hareket probleminde olduğu gibi ikili çarpışmalar hem sistemi dengeye ulaştırır, hem de potansiyel alanın da dalgalanmalara yol açar. Potansiyel dalgalanmalarını hesaba katarak ortalama alan dinamiğini genelleştirmek mümkündür ve dalgalanan faz uzayı dağılım fonksiyonu bir stokastik transport denklemi ile belirlenir. Hareket denklemi belli ilk şartlara karşılık gelen birden fazla çözüm verir. Her çözüm belli bir parçalanma kanalına karşılık gelir. Dolayısıyla genelleştirilmiş ortalama alan dinamiği çerçevesinde nükleer parçalanma olayını mikroskobik olarak incelemek mümkündür.

Çekirdek parçalanması için pek çok yaklaşım ortaya atılmış ve son olarak aşağı yukarı mikroskobik yöntemlerle parçalanma için dinamik türetimi dikkate alan modeller oluşturulmuştur. Orta enerjilerde [nükleon başına bombardıman enerjisi, E/A=2-20 MeV] ağır iyon reaksiyonları üzerine gerek deneysel gerekse teorik çalışmalar yoğun ilgi alanıdır.

Coulomb etkileşiminin ihmal edildiği ve termodinamik denge şartının sağlandığı sonsuz nükleer madde tanımı gerçekci bir yaklaşım değildir. Çünkü gerçek nükleer sistemler sonludur ve birkaç yüz nükleondan oluşur. Bu nedenle

sonlu parçacık etkileri faz geçişlerinde önemli değişmelere neden olur. Ayrıca gerçekçi bir hesaplamada yüzey ve coulomb etkileri göz önüne alınmalıdır. Özellikle, doyma yoğunluğunun altındaki yoğunluklarda yüzey gerilimi ve coulomb etkileşiminin madde dağılımının geometrisini önemli ölçüde etkilediği gösterilmiştir(Ravenhall ve ark.1983, Ogul ve Atav 2003). Yeterince düşük yoğunluklarda ( $\rho < \rho_o/2$) ve sıcaklıklarda (T<$T_c$) farklı büyüklükte damlacıkların oluştuğu sıvı faz ortaya çıkar. Daha yüksek yoğunluklarda ( $\rho_0/2 < \rho < \rho_0$) gaz (bubble veya kabarcık) faz oluşabilir. Böylece, geniş kütle spektrumlu çok sayıda nükleer parçacıkların oluşumu (nükleer parçalanma) sıvı-gaz faz geçişinin özel bir şekli olarak ele alınabilir.

Bu yüksek lisans tez çalışmasında, uyarılmış nükleer sistemleri çok uygun biçimde tanımlayabilen İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanıldı(Bondorf ve ark. 1982-95). SMM, basitliği yanında uyarılmış durumdaki nükleer sistemlerin tanımlanması için çok uygundur. Bu modele göre, yüksek uyarma enerjisinde sistemin girilebilir durumlarının sayısı artar ve parçalanma süreci içerisinde çeşitli bozunma kanallarının olasılıkları, istatistiksel ağırlık fonksiyonu ile belirlenir. Böylece bütün olası serbestlik dereceleri hesaba katılmış olur.

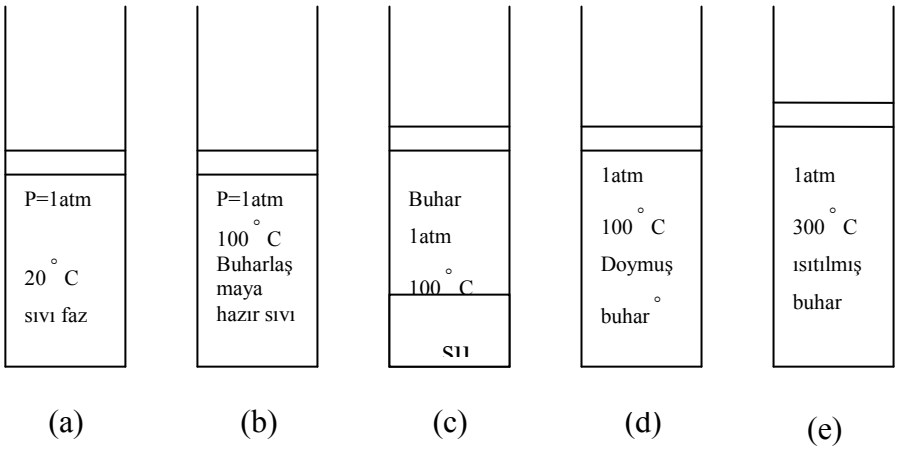
Bu çalışmada aynı zamanda bozunma durumlarının sınıflandırılmasına değinildi. Parçalanan bir sistemin enerjisi ve serbest enerjisi üzerinde duruldu. Bağlanma enerjisinin basit bir açıklaması için, kısaca sıvı damlası modeline değinildi. $Au^{197}$ çekirdeğinin 2-12 MeV/n uyarılma enerjilerindeki parçalanma özelliklerini belirlemek için SMM kullanıldı. $Au^{197}$ çekirdeğinin bu uyarılma enerjilerinde kütle ve yük dağılım grafikleri çizildi, ayrıca kütle ve yük dağılımlarına ilişkin kritik üstel değerler $\tau$ ve $\tau_z$ belirlendi. Farklı uyarma enerjilerine bağlı olarak sistemin değişen sıcaklığı belirlendi.

## 2. FAZ DEĞİŞİMİ OLAYLARI

Bu bölüm sıvı ve buhar fazları ve bu fazların incelenmesi ile ilgilidir. Bilinen bir cisim olarak, su temel ilkelerin gösterilmesinde kullanılacaktır. Unutmamak gerekir ki bütün saf cisimler genelde aynı davranışı gösterirler.

### 2.1. Sıkıştırılmış Sıvı ve Doymuş Sıvı

Şekil 2.1.a da gösterildiği gibi 1 atm. basınç altında 20 °C de sıvı içeren bir piston–silindir sistemi düşünelim. Bu koşullar altında su sıvı fazındadır ve bir sıkıştırılmış sıvı diye veya buhar içermeyen anlamında yarı donmuş sıvı diye adlandırılır. Suyu ısıtarak sıcaklığını 40 °C ye kadar artırdığımızı düşünelim. Sıcaklığın yükselmesi ile sıvı su çok az genişleyecek ve böylece öz hacmi de artacaktır. Bu genişlemenin sonucunda piston biraz yukarı hareket edecektir. Bu olay sırasında basınç 1 atm de sabit kalacaktır. Çünkü bu olay, her ikisi de sabit olan dış basınca ve pistonun ağırlığına eşittir. Bu koşullar altında buharlaşma başlamadığından sıvı hala sıkıştırılmış sıvıdır




**Şekil 2.1.** 20 °C-300 °C aralığında suyun hal değişim olayları

Suya daha fazla enerji yüklenmesiyle şekil 2.1.b deki gibi 100 $^{\circ}$C ye yükseltsek bile su hala bir sıvıdır. Ne var ki bu koşullardaki sıvıya çok az bir miktar daha enerji eklenirse sıvının bir kısmının buhar fazına geçmesine neden olacaktır. Yani bu sırada sıvı fazından buhar fazına geçiş olayı yer alacaktır. Buharlaşma civarındaki bir sıvı doymuş sıvı diye anılır ve şekil 2.1.b durumu doymuş sıvı durumudur.

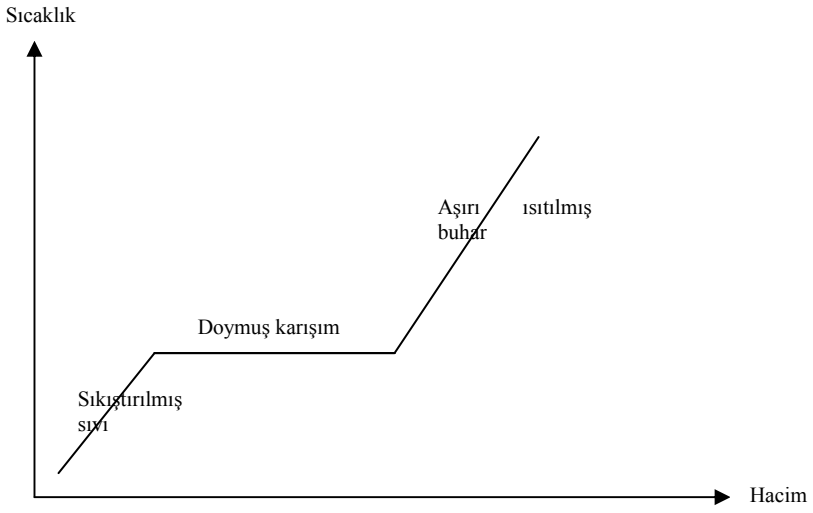
## 2.2. Doymuş Buhar ve Aşırı Isıtılmış Buhar

Kaynama başladığında, sıcaklık, sıvının tamamı buharlaşana kadar sabit kalacaktır. Yani, basınç sabit tutulursa faz değişimi olayının tamamı boyunca sıcaklık sabit kalacaktır. Buharlaşma (kaynama) olayı sırasında sadece büyük hacim artması gözlenecektir ve daha çok sıvı buhara dönüştüğü için sıvı seviyesinde düzenli bir azalma olur.

Şekil 2.1.c deki gibi buharlaşma çizgisinin ortasında silindir eşit miktarda sıvı ve buhar içerir. Enerji vermeye devam edersek, buharlaşma olayı sıvının son damlası bitene kadar devam eder. Bu noktada silindirin tamamı sıvı fazının sınırında buharla dolar. Bu buhar ne kadar az olursa olsun herhangi bir enerji kaybı bir kısmının yoğunlaşmasına neden olacaktır(Buhar fazdan sıvı fazına faz değişimi).Yoğunlaşma civarındaki bu buhar doymuş buhar diye anılır. Buradan şekil 2.1.d bir doymuş buhar durumudur. Şekil 2.1.b ve şekil 2.1.d arasındaki durumlarda bir cisim, bir doymuş sıvı-buhar karışımı olarak değerlendirilir. Çünkü bu durumlarda sıvı ve buhar fazları birlikte dengededirler.

Böylece faz değişim olayı tamamlanmıştır. Eğer tek fazlı bölgedeki örneğin buhar fazındaki sisteme daha fazla enerji verilirse hem sıcaklık, hem de özhacim artar (şekil 2.1.e). Bu durumda buharın sıcaklığı 300 $^{\circ}$C olsun ve buhardan bir miktar enerji alalım. Bu sırada sıcaklık biraz azalır. Fakat sıcaklık (P=1atm için) 100 $^{\circ}$C nin üstünde olduğunda yoğunlaşma yer almayacaktır. Yoğunlaşmanın yer almadığı bir buhar aşırı ısıtılmış buhar diye anılır. Bu yüzden şekil 2.1.e durumundaki su, aşırı

ısıtılmış bir buhardır. Yukarıda tanımlanan sabit basınç altındaki faz geçişi olayı şekil 2.2 de sıcaklık hacim grafiğinde gösterilmiştir.

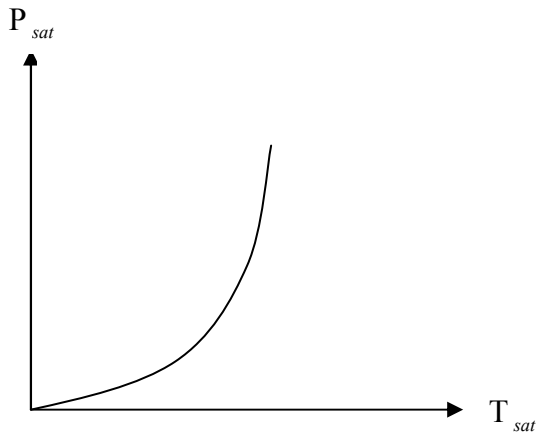



**Şekil 2.2.** Sabit basınç altında suyun ısıtılması olayında faz geçişlerinin sıcaklık hacim düzleminde gösterilimi

## 2.3. Doyma Sıcaklığı ve Doyma Basıncı

Verilen bir basınçta, saf cismin kaynamaya başladığı sıcaklığa doyma sıcaklığı($T_{sat}$), verilen bir sıcaklıkta saf cismin kaynamaya başladığı basınca doyma basıncı($P_{sat}$) adı verilmiştir.

Bir faz değişimi olayı sırasında, basınç ve sıcaklık bağımlı özelliklerdir ve bunlar arasında $T_{sat}=fP_{sat}$ şeklinde bir bağıntı vardır. $T_{sat}$ nun fonksiyonu olarak $P_{sat}$ incelenirse şekildeki eğri elde edilir. Bu eğriye Sıvı- buhar doyma eğrisi adı verilmiştir. Bu eğri bütün saf cisimler için karakteristik bir eğridir. $P_{sat}$ nun artışı ile $T_{sat}$ nun arttığı açık bir şekilde görülmektedir. Böylece, yüksek basınç altında bir cisim daha yüksek sıcaklıklarda kaynayacaktır.

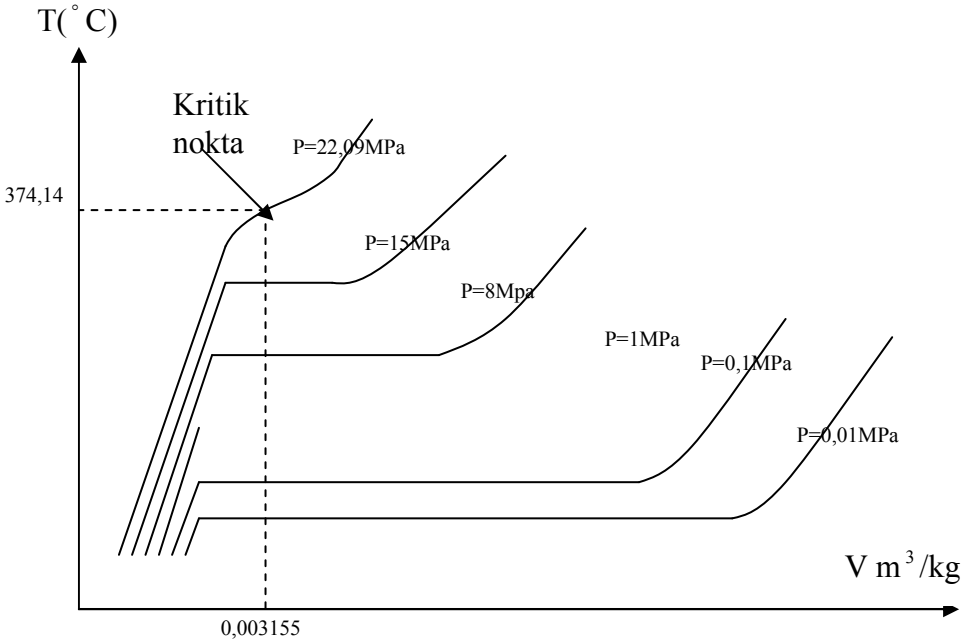



**Şekil 2.3.** Saf cismin sıvı-buhar doyma eğrisi

## 2.4. Saf Cisimlerin Faz Değişimi Çizimleri

### 2.4.1. Sıcaklık-hacim eğrileri

Şekil 2.1. de silindir üzerine ağırlıklar eklemek suretiyle basıncı 1MPa'a kadar artıralım. Yüksek basınçlarda suyun özhacmi 1 atm. basınç altındaki değerinden biraz daha küçük olacaktır. Bu basınç altında suya enerji vermek suretiyle, bu basınçta su daha yüksek sıcaklıkta kaynamaya başlayacaktır ve bu basınçta doymuş sıvının özhacmi daha büyüktür ve doymuş buharın özhacmi, 1atm basınç altındaki değerlere göre daha küçüktür. Yani, doymuş sıvı ve doymuş buhar durumlarını bağlayan yatay çizgi daha kısadır. Basıncı daha fazla artırırsak doyma çizgisi şekil 2.4. de görüldüğü gibi kısalmaya devam edecek ve basınç su için 22,09 MPa değerine ulaştığı zaman bir nokta olacaktır. Bu nokta kritik nokta diye anılır ve doymuş buhar durumu ve doymuş sıvının eşdeğer olduğu nokta diye tanımlanabilir.




**Şekil 2.4.** Suyun farklı basınçlarda sıcaklık-hacim grafiği

Kritik noktada, bir cismin sıcaklığı, basıncı ve özhacmi sırasıyla kritik sıcaklık $T_c$, kritik basınç $P_c$ ve kritik özhacmi $V_c$ diye adlandırılır.

Kritik durumun üzerinde, aşırı ısıtılmış buhar ve sıkıştırılmış sıvı bölgelerini ayıran çizgi yoktur. Burada olan cisim, kritik sıcaklığın üzerindeki sıcaklıkta aşırı ısıtılmış buhar ve kritik sıcaklığın altındaki sıcaklıkta sıkıştırılmış sıvı diye anılması bir alışkanlıktır. Doymuş sıvı durumları birleştirilerek doymuş sıvı çizgisi elde edilebilir. Aynı şekilde doymuş buhar durumları birleştirilerek doymuş buhar çizgisi elde edilir. Bütün sıkıştırılmış sıvı durumları doymuş sıvı çizgisinin sol tarafında yer almıştır ve bu bölgeye sıkıştırılmış sıvı bölgesi adı verilmiştir. Bu iki çizgi kritik noktada karşılaşırlar.

## 3. NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMANIN FİZİKSEL TANIMI

Nükleer parçacıkların oluşum süreci çeşitli aşamalara ayrılabilir.

1. Ağır iyonlar diğerlerine yaklaşır.

2. İyonlar birleşir, yoğun ve sıcak nükleer madde oluşur, sıcak ve yoğun bileşik çekirdekten, foton –ışık parçacıklarının salınımı, gama ışını ve pionlar açığa çıkar.

3. Kalan madde yayılır ve yoğunluğu azalırken, yoğunluk dalgalanmaları, boşluklar ve çatlaklar büyümeye başlar. Parçacıklar bu aşama boyunca oluşur.

4. Parçacıklar diğerlerinden uzaklaşmaya başladığı sırada bozunma aşamasına ulaşılır.

5. Hala sıcak olan parçacıklar dışa doğru hareketlerini sürdürür ve ikincil parçacıklar buharlaşır, sonunda gama ışınları, parçacıklar soğuyuncaya kadar oluşur.

İki ağır iyon orta enerjilerde çarpıştığında ya da bir ağır iyon yüksek enerjili bir hadron ile uyarıldığında sıcak ve sıkışmış bir nükleer madde oluşur. Daha sonra bu madde basınç nedeniyle dışarıya doğru genişleme sürecine girer. Bazı dinamik süreçlerin sonucu olarak V hacimli $E_o$ uyarma enerjili, $A_0$ nükleon sayılı ve toplam yükü $Z_0$ olan uyarılmış nükleer madde oluşur. Yüksek sıkışma ve basınç yüzünden nükleer madde genişler ve soğur. Genişleme sürecinde yoğunluk dalgalanmalarından dolayı nükleonlar gaz fazından sıvı fazına dönüşür. İrili ufaklı bu nükleer damlacıklar p,n,d,t, $^3He$ ve $\alpha$ gibi parçacıkları yayınlayarak (buharlaşarak) soğur ve nükleer parçacıklar olarak ortaya çıkarlar. İç basınç yeterince büyük değilse sistem çatlama noktasına ulaşamaz ve biraz genişledikten sonra tekrar bir kabarcık oluşturacak şekilde sıkışır. Sistem salınımlar yaparak uyarılma enerjisini salar ve buharlaşır ya da fisyona uğrar. Bu yeterince uzun yaşam süreli duruma bileşik çekirdek denir.

Genişleme sırasında sistemin farklı kısımları arasında şiddetli enerji yük ve kütle değişimleri gerçekleşir. Ayrışmadan hemen önce termodinamik bir denge

kurulduğu kabul edilir. Parçacık oluşum süreci kararsız bir ortamda gerçekleşir, bu nedenle kargaşalı bir karakterdedir. Olaydan olaya parçacık bileşiminde büyük değişiklikler beklenebilir. Bu nedenle, tek bir olaydaki çeşitli tipteki parçacıklar üzerinde kimyasal bir denge göz önüne alınmaz. Kimyasal denge yalnızca her bir parçacık türünün ortalama çok katlılığı ile ilgili bir duruma karşılık gelecektir. Nükleer damlacıkların yüzeyleri arasındaki uzaklık nükleer kuvvetlerin menziline ulaştığında ayrışmanın oluştuğu kabul edilir. Daha sonra damlacıklar arasındaki etkileşmeler kaybolur ve birincil parçacıklar oluşur.

Açık bozunma kanallarının sayısı, 2-8 MeV/nükleon uyarılma enerjisi aralığında çok fazladır. Parçacıkların son durumlarını tanımlamak için istatistiksel yaklaşımlar kullanmak daha uygun olur. Dinamik modellerde sistem oluşumunun son durumları verilen başlangıç şartlarından bulunurken, istatistiksel yaklaşımda tüm olası durumlar seçilir ve bağıl olasılıkları hesaplanır.

Böylece yukarıda tanımlanan ara sistemin ayrışma senaryosu aşağıdaki kabulleri içerir:

1) Kuvvetli etkileşmelerin etkin olduğu bir $\rho_b$ yoğunluğundan genişleme ve parçalanma moduna geçiş çok şiddetli olur.

2) Sistemin termodinamik karakterlerini yansıtan sıcaklık T, entropi S gibi fiziksel büyüklüklerin tanımlanması için gerekli olan bir termodinamik denge oluşmalıdır.

3) Farklı bozunma kanallarının olasılıklarının istatistiksel bir dağılımı olmalıdır

## 3.1. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması

### 3.1.1. Bozunma şekillenimi

İstatistik parçalanma modelinde bozunma aşamasında parçacıkların, normal çekirdek hacminden daha büyük olan bir bozunma hacmi içinde sınırlandığını kabul ederiz. Bu hacimdeki parçacıkların termodinamik denge civarında hareket ettiklerini ve bileşik bir dengede olduklarını da kabul ederiz.

Modelin temel versiyonunda yalnızca sıcak kaynağın yük $Z_0$ ve kütle A değeri, taban durumu üzerindeki toplam uyarma enerjisi E* ve bozunma hacmi $V_b$ gibi dört girdi değeri bulunmaktadır. Girdi dışındaki tüm değerler bağlanma enerjisi ve seviye yoğunluk sabitleri gibi karakteristik nükleer sabitlerdir.

Tam olarak parçacıklar içinde sistemin ayrılmasına bölünme denir. Mümkün bölünme sayısı genellikle çok büyüktür.10 benzer yapılı bir parçacık 42 farklı parçaya ayrılabilir ve 100 parçacıklı bir sistem 190.562.992 farklı parçaya ayrışabilir. Bu her bir parçacığın genellikle çok sayıda uyarılmış durumunun, bozunma hacminde pek çok farklı konum ve momentumunun olduğunu gösterir. Bozunan bir sistemin durumunu karakterize eden değişkenlerin tam bir seti, bütün parçacıkların kütle merkezlerinin koordinatları, açısal momentumu $s_i$, uyarma enerjisi $E_i$, momentumu $P_i$, yükleri $Z_i$ ve kütleleri $A_i$'yi içerir. Öyleyse F ile gösterilen bir bozunma şekillenimini;

$$F:\left\{ A_i, Z_i, \vec{P}_i, \varepsilon_i, \vec{s}_i \vec{r}_i, 1 \le M \right\} \tag{3.1}$$

şeklinde gösterebiliriz. M, parçacıkların toplam sayısı olup parçacık yük ve kütleleri baryon ve elektrik yük korunumu şartıyla sınırlandırılır.

$$A_F = \sum_{i=1}^{M} A_i = A_0 \quad \text{ve} \quad Z_F = \sum_{i=1}^{M} Z_i = Z_0 \tag{3.2}$$

F şekilleniminin toplam enerjisi;

$$E_F = \sum_{i=1}^{M} (E_i^{td} + \frac{P_i^2}{2m_i} + \frac{s_i^2}{2I_i} + \varepsilon_i) + U_F \tag{3.3}$$

şeklinde gösterilir. Burada parantez içindeki terimler sırasıyla, i. parçacığın taban durum, öteleme, dönme ve iç uyarma enerjileridir. Burada $m_i$ öteleme hareketi yapan i. parçacığın etkin kütlesidir. $m_i = m_N A_i$ olarak alınır. $m_N$=938 MeV durgun nükleon kütlesidir. Son terim, parçacık uyarma enerjisidir ve $U_F^c$ Coulomb ve $U_f^N$ nükleer etkileşmelerinin toplamı olarak yazılabilir. Kuvvetli (nükleer) etkileşmeler ayrışma sonuna doğru sona erer. Bu durumu sert küre potansiyeli ile tanımlayabiliriz:

$$U_F^N = \begin{Bmatrix} \infty, |\vec{r}_i - \vec{r}_j| < R_i + R_j \\ 0, |\vec{r}_i - \vec{r}_j| > R_i + R_j \end{Bmatrix} \tag{3.4}$$

Parçacıkların küre şeklinde oldukları kabul edilir ve $R_i = r_0 A_i^{\frac{1}{3}}$ ($r_0$=1.17 fm) i. parçacığın yarıçapıdır. Coulomb etkileşimi parçacıkların ayrışması aşamasında ve sonraki aşamalarda parçacıkların yayılmasını idare eder. Wigner Seitz yaklaşımında toplam coulomb enerjisi;

$$E_F^C = E_0^C(V) + \sum_{i=1}^{M} E_i^C(V) \quad \text{ve} \quad E_0^C(V) = \frac{3}{5}\frac{Z_0^2 e^2}{R} \tag{3.5}$$

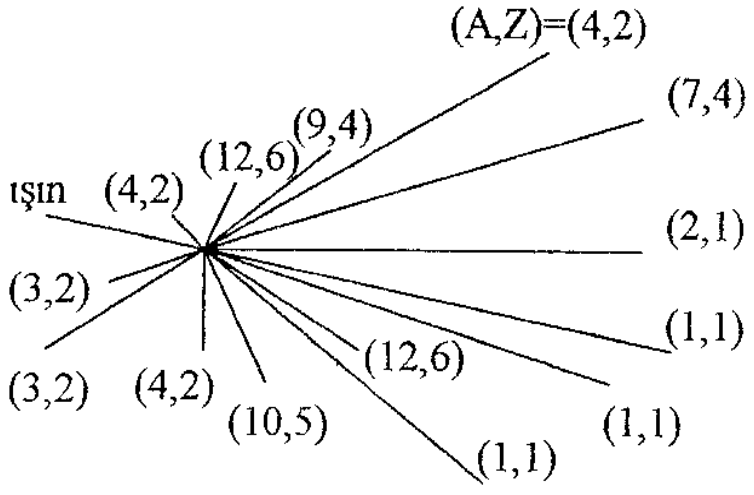
olarak verilir. Burada $E_0^C$, $Z_0 e$ yüküyle kararlı olarak yüklenmiş kürenin Coulomb enerjisidir ve R=$(3V/4\Pi)^{\frac{1}{3}}$ bozunmadaki sistemin yarıçapıdır. Sistemin toplam uyarma enerjisi $E_0^*, A_0$ nükleonları ve $Z_0$ protonlarını içeren bileşik sistemin $E_0^{taban}$ taban durum enerjisine göre ölçülür. Bu durumda, parçalanmada enerji korunumu

$$E_F = E_0^* + E_{A_0,Z_0}^{tabandurum} = E_0 \tag{3.6}$$

olarak yazılabilir. Burada sistemin $E_0$ toplam enerjisi ve uyarılma enerjisi $E_0^*$ sabitlenir. Nükleon başına uyarma enerjisi $\varepsilon^* = E_0^*/A_0$ olarak ifade edilmektedir.

### 3.1.2. Parçalanma olayı

Yukarıda tanımlanan değişkenler seti (3.1), (3.2), (3.6) denklem sınırlamalarıyla genelde fazlalık teşkil eder. Genellikle, böyle son durumların detaylı bir tanımı gerekli değildir, çünkü yalnızca asimptotik karakterler deneyle gözlenebilir. Bu nedenle, parçacık kütleleri, yükleri ve momentumlarıyla, bozunmadaki sistemi karakterize eden değişken sayısını bir yerde kesmek gerekir. Üstelik termal denge kabülü sayesinde, parçacık momentumu diğer değişkenler setinde dahil edilmeyebilir. Sistem termal dengeye ulaştığı zaman, belli bir T sıcaklığı alınır ve bu sıcaklık değeri için bütün girilebilir durumları üzerinden sistemin bölüşüm fonksiyonu belirlenir. Bu sıcaklıkla, aynı zamanda parçacıkların denge momentum dağılımları (Maxwellian) da belirlenir. Bu durum göz önüne alınarak, son durumdaki bütün parçacıkların momentumlarını Monte Carlo metodu ile seçmek mümkündür.




**Şekil 3.1.** Uyarılmış bir $^{12}C$ çekirdeği için örnek dağılım şeması

### 3.1.3. Parçalanma dağılımı

Son durumların en kaba sınıflandırması birincil parçacıkların yalnızca kütle ve yüklerini içerir. A kütle numaralı ve Z yüklü bir parçacık (A,Z) olarak ifade edilebilir. Aynı türden birkaç tane bulunabilen parçacıkları tek tek saymak yerine, her türün çarpanlarını kullanmak daha uygun olur. A kütle numaralı ve Z yüklü parçacıkların sayısı (çarpanı) $N_{AZ}$ ile gösterilir. Parçacık çarpanlarını kullanarak ayrışma dağılımını şu şekilde de ifade edebiliriz.

$$f : \{N_{AZ}; 1 \le A \le A_0, 0 \le Z \le Z_0\} \tag{3.7}$$

Ayrışan sistemin toplam kütle ve yükü üzerinde parçacık çarpanları cinsinden sınırlamaları

$$\sum_{(A,Z)} N_{AZ} A = A_0 \quad \text{ve} \quad \sum_{(A,Z)} N_{AZ} Z = Z_0 \tag{3.8}$$

olarak yazabiliriz. Burada toplam f dağılımına ait bütün parçacıklar üzerinden alınır. Dolayısıyla, f kanalındaki toplam parçacık çarpanı aşağıdaki gibidir.

$$M_f = \sum_{(A,Z)} N_{AZ} \tag{3.9}$$

O zaman, bir dağılımın toplam enerjisini hacim ve sıcaklığının bir fonksiyonu olarak belirtecek olursak;

$$E_f(T,V) = E_f^{\ddot{o}}(T,V) + \sum_{(A;Z)} E_{AZ}(T,V) N_{AZ} + E_0^C(V) \tag{3.10}$$

şeklindedir. Denklemde ilk terim öteleme hareketi enerjisi, ikincisi tek tek bütün parçacıkların iç ve Coulomb enerjisini de içine alan ortalama enerjidir. Son terim (3.5) de olduğu gibi toplam yükün Coulomb enerjisidir.

### 3.2. İstatistik Topluluklar

İstatistiksel model çerçevesinde, şekillenimler, olaylar veya dağılımlar olarak sınıflandırılabilen bozunma kanallarını kullanacağız. İstatistik bir toplulukla, bozunan bir sistemin, momentum, enerji, yük ve kütlesi üzerindeki sınırlamaları sağlayan ve istatistik ağırlıklarıyla $\Delta\Gamma_f$ karakterize edilen bütün $\{f\}$ kanallarının sınırlı ya da tam bir seti ifade edilebilir. Bütün ağırlıklar bilinerek, bütün fiziksel niceliklerin ortalama topluluk değerleri hesaplanabilir. Bu yaklaşımda bir Q fiziksel büyüklüğünün, bir f kanalındaki beklenen değeri $Q_f$ ile verilir ve $\{f\}$ topluluğu üzerinden alınan ortalama değeri ise

$$\langle Q\rangle = \frac{\sum_{\{f\}} Q_f \Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \tag{3.11}$$

ile verilir. Burada toplam topluluğun tüm elemanları üzerinden alınır. Örnek olarak, verilen bir $(A,Z)$ türünde parçacıklar için ortalama çarpan ve çarpan dağılımlarına karşılık gelen dispersiyon(sapma) bağıntısı

$$\langle N_{AZ}\rangle = \frac{\sum_{\{f\}} (N_{AZ})\Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \quad \text{ve} \quad \sigma_{AZ} = \sqrt{\langle N_{AZ}^2\rangle - \langle N_{AZ}\rangle^2} \tag{3.12}$$

olarak hesaplanır. $Q$ niceliği parçacıklara göre toplanabilir özelliğe sahipse $Q_f = \sum_{(AZ)} Q_{AZ} N_{AZ}$ ve ortalama değeri bütün parçacıklar üzerinden toplam alınarak basitçe hesaplanır.

$$\langle Q\rangle = \sum_{(A,Z)} Q_{AZ} \langle N_{AZ}\rangle \tag{3.13}$$

A kütle numaralı parçacıkların ortalama çarpanı ve dispersiyonu

$$\langle N_A\rangle = \sum_{Z=0}^{A} \langle N_{AZ}\rangle \text{ ve } \sigma_A = \sqrt{\langle N_A^2\rangle - \langle N_A\rangle^2} \tag{3.14}$$

ifadelerine eşittir. Ortalama yükleri ve yük dağılımının dispersiyonu

$$\langle Z_A \rangle = \sum_{z=0}^{A} Z_A \left\langle \frac{N_{AZ}}{N_A} \right\rangle \text{ve} \sigma_z^A = \sqrt{\langle Z_A^2 \rangle - \langle Z_A \rangle^2} \tag{3.15}$$

ile verilir.

### 3.2.1. Mikrokanonik topluluk

Sistemin tüm mikroskobik durumlarının yük, kütle (baryon sayısı), açısal momentum, momentum ve enerji korunum kanunlarına sıkı biçimde uyduğu topluluğa mikrokanonik topluluk denir. Bütün durumların eşit derecede olası olduğu kabul edilir.

Parçacık koordinat, momentum ve uyarma enerjileri ile ilgilenilmiyorsa, böyle bütün değişkenler üzerinden bir toplam alınabilir. O zaman, parçacık çarpanlarının f seti ile ayrışma kanallarını ifade eden dağılımlara ulaşılır. Bu durumda verilen bir dağılıma neden olan tüm mikroskobik durumlar üzerinden enerji korunum denkleminin ortalaması alınır. Sonuç olarak, bir f dağılımıyla ilgili yalnızca ortalama enerjiyi sınırlayan denklem elde edilir.

$$\forall f E_f(T_f, V) = E_0 \tag{3.16}$$

Bu ifade bir f dağılımını ifade eden $T_f$ denge sıcaklığını verir. Verilen $E_0$ ve $V$ değerleri için, ayrışma sıcaklığı $T_f$ oluşan dağılımların parçacık çarpanlarının fonksiyonelidir. Dağılımların sıcaklıkları üzerinde hiçbir kısıtlama yoktur.

Sistemin hacim ve ortalama enerjisinin sabit olduğu şartlar altında, verilen bir ayrışma dağılımının istatistiksel ağırlığı (bu duruma neden olan mikroskobik durumların sayısı) dağılımın $\Delta\Gamma_f = \exp S_f$ entropisi ile belirlenir. Verilen bir dağılım için normalize edilmiş olasılık,

$$w_f^{mikro} = \frac{1}{\xi} \exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0) \quad \text{ve} \quad \xi = \sum_f \exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0) \tag{3.17}$$

ile ifade edilir. Burada $\xi$ normalizasyon sabitidir.

### 3.3. Parçalanan Bir Sistemin Serbest Enerjisi

Bu bölümde, termal dengede ve farklı türde parçacıklara sahip bir sistemin $F_f(T,V)$ serbest enerji ve bu enerji ile ilgili niceliklere değinilecektir.

#### 3.3.1. Serbest enerjinin ayrışması

Bir f dağılımının serbest enerjisi biliniyorsa, entropi ve enerjisi, bilinen termodinamik formüllerden hesaplanabilir.

$$S_f = -\left(\frac{\partial F_f}{\partial T}\right)_{V,\{N_{AZ}\}} \quad \text{ve} \quad E_f = F_f + TS_f \tag{3.18}$$

Serbest enerji aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

$$F_f = -TlnZ_f \tag{3.19}$$

Burada verilen bir f dağılımı için istatistiksel toplam,

$$\mathrm{Z}_f(\mathrm{T,V}) = \sum_{\{r.p.\varepsilon\}} \exp\left(-E_f / T\right) \tag{3.20}$$

olarak yazılır. Burada $\mathrm{E}_f$ denklem (3.3) de verilmiştir. Toplam, f dağılımını oluşturan parçacıkların uyarılma enerjileri, momentumları ve tüm koordinatları üzerinden alınmaktadır. İstatistiksel toplamın hesaplanmasından sonra sistemin serbest enerjisi

$$F_f(T,V) = F_f^{öt}(T,V) + \sum_{(A,Z)} F_{AZ}(T,V)N_{AZ} + E_0^C(V) \tag{3.21}$$

şeklinde yazılabilir. İlk terim parçacıkların öteleme hareketini gösterir. İkinci terim, parçacıkların Coulomb enerjisi ve iç uyarma enerjilerini ifade eder. Son terim ise, homojen olarak V hacmine dağılan toplam yükün Coulomb enerjisidir. Sıcak çekirdek ortamında bileşik çekirdek parçacıkları için $F_{AZ}$'nin direkt olarak hesaplanması çok karışıktır. Standart SMM yaklaşımı, istatistiksel toplamın direkt olarak hesaplanmasını gerektirmez. Hafif parçacıklar dışında tüm parçacıklar nükleer maddenin damlaları olarak kabul edilir. Taban durumdaki çekirdeğin tersine, böyle damlacıklar sıfırdan farklı sıcaklıklarda nükleonlar ve parçacıklarla çevrilidir. Böyle damlaların normal nükleer yoğunluğa ($r_0 = 1.17 fm$) karşılık gelen $R_{AZ} = r_0 A^{1/3}$ yarıçaplı küresel bir şekilde olduğu kabul edilir. Bu yaklaşıma, dönme ve titreşim serbestlik dereceleri kadar parçacıkların şekil ve yoğunluklarındaki değişimi tanımlayan serbestlik dereceleri dahil edilebilir. A $\rangle$ 4 olan ağır parçacıklar sıvı damlacıkları olarak düşünülür. Bir $(A,Z)$ parçacığının serbest enerjisini,

$$F_{AZ} = F_{AZ}^{bulk} + F_{AZ}^{yüzey} + F_{AZ}^{simetri} + F_{AZ}^{Coulomb} \tag{3.22}$$

şeklinde gösterebiliriz.

### 3.3.2. Sıvı damlası modeli

Nükleonları çekirdeğe böyle güvenli bir biçimde bağlayan kısa erimli kuvvet, bilinen kuvvetlerin içinde en yeğin olanıdır. Ne yazık ki çekirdek kuvveti elektromanyetik kuvvet kadar iyi anlaşılmamış ve çekirdek yapısının kuramına göre henüz tamamlanmamıştır. Fakat çekirdek kuvveti tam olarak anlaşılmasa bile, çekirdek özelliklerinin ve davranışının bellibaşlı yönlerini açıklayacak çekirdek modellerinin geliştirilmesinde epey gelişme sağlanmıştır. Bu kısımda ve bundan sonrakinde, bu modellerdeki bazı kavramların üzerinde duracağız.

Nükleonların birbirleri üzerine uyguladıkları çekici kuvvetler çok yeğin olmakla birlikte, erimleri çok kısadır. 3 fm civarında bir uzaklığa kadar, iki proton arasındaki çekirdek çekimi, aralarındaki elektriksel itmeden yaklaşık 100 kat daha

yeğindir. Protonlarla protonlar, protonlarla nötronlar ve nötronlarla nötronlar arasındaki çekirdek etkileşmelerinin özdeş oldukları gözlenmektedir.

Bir ilk yaklaşıklık olarak, bir çekirdekteki her nükleonun sadece en yakın komşularıyla etkileştiğini kabul edelim. Bu durum, bir katıda, kristal örgüdeki sabit konumların etrafında titreşen atomlarla veya bir sıvıda sabit bir moleküllerarası uzaklığı korurken serbestçe hareket edebilen moleküllerle aynıdır. Katıyla olan benzerlikte fazla ileriye gitmek mümkün değildir, çünkü yapılacak bir hesap, nükleonların ortalama konumları etrafındaki titreşimlerinin çekirdeğin kararlılığını bozacak kadar büyük olduğunu gösterir. Diğer taraftan sıvıyla olan benzerliğin, bazı çekirdek davranışlarının açıklamasında çok yararlı olduğu ortaya çıkar.

Çekirdeğin bir sıvı damlası gibi düşünülmesinin, nükleon başına düşen bağlanma enerjisinin gözlenen kütle sayısıyla değişimini nasıl açıkladığını görelim. Her nükleon-nükleon bağına ilişkin enerjinin aynı bir U değerinde olduğunu kabul ederek başlayalım. Her U bağlanma enerjisi iki nükleon tarafından paylaşıldığından, her birisi U/2'lik bir bağlanma enerjisine sahiptir. Bir çekirdekteki nükleonların yaptığını umduğumuz gibi, aynı büyüklükte bir küreler topluluğu en küçük hacmi kaplayacak şekilde paketlendiğinde, içerdeki her küre 12 başka küreye dokunur. Dolayısıyla, bir çekirdeğin iç kısmındaki her nükleonun bağlanma enerjisi (12)(1/2U) veya 6U'dur. Bir çekirdekteki A tane nükleonun hepsi içte olsaydı, çekirdeğin bağlanma enerjisi

$$E_h = -6AU \tag{3.23}$$

olurdu.(3.23) denklemi genellikle basit bir biçimde

$$E_h = -a_1 AU \tag{3.24}$$

şeklinde gösterilebilir. $E_h$ enerjisi bir çekirdeğin hacim enerjisi diye anılır ve A ile doğru orantılıdır. Gerçekte, tabii ki her çekirdekte bazı nükleonlar çekirdeğin yüzeyinde ve dolayısıyla 12'den az sayıda komşuya sahiptir. Bu tür nükleonların sayısı, çekirdek yüzeyinin büyüklüğüne bağlıdır. R yarıçaplı bir çekirdeğin

yüzölçümü $4\pi R^2 = 4\pi R_0^2 A^{2/3}$'dir. Dolayısıyla, bağ sayısı en büyük değerden az olan nükleonların sayısı, $A^{2/3}$ ile orantılı olup bu, bağlanma enerjisini

$$E_y = a_2 A^{2/3} \tag{3.25}$$

kadar azaltır. $E_y$ enerjisi bir çekirdeğin yüzey enerjisidir. Bu en çok, hafif çekirdeklerde önemlidir; çünkü bunlarda nükleonların daha büyük bir kesri yüzeydedir. Doğal sistemler her zaman en düşük potansiyel enerjili yerleşimlere doğru gittiklerinden, çekirdekler en büyük bağlanma enerjili yerleşimlere doğru giderler. Dolayısıyla, bir çekirdek, bir sıvı damlasıyla aynı yüzey gerilimi etkilerini gösterecek ve diğer etkilerin yokluğunda küresel olacaktır, çünkü verilmiş bir hacim için en düşük yüzölçümüne sahiptir.

Bir çekirdekteki her proton çifti arasındaki elektriksel itme de bağlanma enerjisini azaltmaya katkıda bulunur. Bir çekirdeğin $E_c$ Coulomb enerjisi, Z tane protonu sonsuzdan çekirdek büyüklüğünde bir küresel topluluğa getirmek için yapılması gereken iştir. $E_c$ Coulomb enerjisi (3.26) da gösterildiği gibidir.

$$E_c = a_3 Z^2 A^{-1/3} \tag{3.26}$$

Bağlanma enerjisi bağıntısı iki etki daha hesaba katılarak geliştirilebilir. Bu etkilerden birisi, bir çekirdekteki nötronların sayısı protonların sayısını geçtiğinde ortaya çıkar. Bu durumda N ile Z'nin eşit olduğu durumdakinden daha yüksekteki enerji durumları doldurulur. Bir çekirdekteki nükleonların sayısı ne kadar büyükse, enerji düzeyleri arasındaki $\varepsilon$ aralığı o kadar küçük olup $\varepsilon$, 1/A ile orantılıdır. Bu sebepten N ile Z arasındaki farktan doğan $E_a$ asimetri enerjisi şöyle yazılabilir:

$$E_a = a_4 \left[(A/2) - Z\right]^2 / A \tag{3.27}$$

Son düzeltme terimi proton çiftlerinin ve nötron çiftlerinin oluşma eğiliminden dolayıdır. Çift çift olanlar en kararlı çekirdeklerdir ve bundan dolayı beklenenden daha yüksek bağlanma enerjilerine sahiptirler. ${}_2^4He$, ${}_6^{12}C$ gibi çekirdekler deneysel nükleon başına bağlanma enerjisinin tepelerinde yer alır. Diğer uçtan çiftlenmemiş

proton ve nötronlara sahip olan tek-tek çekirdekler olup, bunlar nispeten düşük bağlanma enerjilerine sahiptirler. $E_ç$ çiftlenme enerjisi çift-çift çekirdekler için pozitif, tek-çift ve çift-tek çekirdekler için 0, tek-tek çekirdekler için ise negatif olup $A$ ile $A^{-3/4}$ şeklinde değişir. Dolayısıyla,

$$E_ç = \lambda a_5 A^{-3/4} \tag{3.28}$$

olur.

İlk kez C.F. von Weizsacker tarafından 1935'te elde edilen, Z atom sayılı ve A kütle sayılı bir çekirdeğin bağlanma enerjisini veren ifede sonunda şu şekli alır:

$$E_b = -a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 Z^2 A^{-1/3} + a_4 \left[(A/2) - Z\right]^2 / A + \lambda a_5 A^{-3/4} \tag{3.29}$$

### 3.3.3. Bulk serbest enerjisi

Bir parçacığın taban durum ve termal enerjisinin toplamı, bulk serbest enerjisini verir. İç parçacık yoğunluğu $\rho_0$ sabit olduğu için, A kütle numaralı bir parçacığın bulk enerjisi T=0 da $-W_{0.}A$ dır. Burada, $W_0 = 16\,\mathrm{MeV}$ sonsuz nükleer maddenin bağlanma enerjisidir. Termal enerji çekirdek seviye yoğunluğu fermi gaz modeli ile hesaplanabilir.

$$\rho_A(E) = \frac{\pi^{\frac{1}{2}}}{12E^{\frac{5}{4}}a^{\frac{1}{4}}} \exp(2\sqrt{aE}) \tag{3.30}$$

Burada, a seviye yoğunluk parametresidir, Fermi yüzeyindeki tek parçacık seviye yoğunluğu $\frac{1}{6}\pi^2 a$'dır. İç istatistik toplam, exp(-E/T) Gibbs çarpanı ile bu ifadenin integralinin alınmasıyla elde edilir. Bu durumda düşük sıcaklıklarda,

$$F_{AZ}^{bulk}(T) = -(W_0 + T^2/\varepsilon_0)A \tag{3.31}$$

ifadesi geçerlidir.Burada, $\varepsilon_0 = A/a'dır$. İdeal Fermi gazı için $\varepsilon_0 = 4E_f/\pi^2$ olup, $E_f$ Fermi enerjisidir. Normal nükleer madde yoğunluğunda, $E_f$=40 MeV ve $\varepsilon_0$=16 MeV'dir. Az uyarılmış bir çekirdek için $\varepsilon_0$'ın deneysel değeri 2 çarpanı kadar küçüktür ve kütle numarasına önemli derecede bağlıdır.

Bir parçacıktaki proton ve nötron sayısı arasındaki farklılığa karşılık gelen simetri enerjisi genel Bethe-Weizsaecker denklemi olarak alınır.

$$F_{AZ}^{simetri} = E_{AZ}^{simetri} = \gamma(A-2Z)^2/A \tag{3.32}$$

Bu arada $\gamma$=25 MeV dir. Simetri enerjisi bulk enerjisinin bir kısmıdır.

### 3.3.4. Yüzey serbest enerjisi

Bir $(A,Z)$ parçacığının yüzey serbest enerjisi, $\sigma(T)$ yüzey gerilimi ile belirlenir:

$$F_{AZ}^{yüzey}(T) = 4\pi R_{AZ}^2 \sigma(T) = \beta(T)A^{\frac{2}{3}} \tag{3.33}$$

Burada $\beta(0) = \beta_0 \approx 18$ MeV Bethe-Weizsaecker formülündeki yüzey katsayısıdır. Yapılan tüm çalışmalar yüzey geriliminin sıcaklık artarken azaldığını ve $T_c$ kritik sıcaklığında sıfır olduğunu göstermiştir. Düşük sıcaklıklarda $\sigma(T)$ katkısı $T^2$ ile orantılıdır. Yüksek sıcaklıkta yüzey geriliminin davranışı, nükleer madde içindeki sıvı-gaz faz geçişinden belirlenir. Kritik noktada T=$T_c$, sıvı ve gaz faz arasında hiçbir ayrım yoktur yoktur. $\beta(T)$ için kullanılan ifade aşağıdaki gibidir.

$$\beta(T) = 4\pi r_0^2 \sigma(T) = \beta_0 \left( \frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{\frac{5}{4}} \tag{3.34}$$

Yukarıdaki ifade düşük sıcaklılarda iyi sonuçlar vermektedir. Yüzey geriliminin azalmasıyla çekirdek içinde fisyon ve parçalanma olasılığı artar. (3.18) formülü kullanılarak parçacık yüzey enerjisini hesaplanabilir.

$$E_{AZ}^{yüzey}(T)=\left(\beta(T)-T\frac{d\beta(T)}{dT}\right)A^{\frac{2}{3}} \tag{3.35}$$

şeklinde de belirtebiliriz. Bu bağıntıda $\beta(T)$ ifadesi yerine yazılırsa, T'nin artışı ile yüzey enerjisinin ilk olarak arttığını maksimuma ulaştığını ve sonra azalarak $T=T_c$'de sıfır olduğu gözlenir. Sayısal hesaplamalarda $T_c$=18 MeV kullandık.

### 3.3.5. Çok parçacıklı bir sistemin Coulomb enerjisi

Çok parçacığa ayrışmış bir sistemin Coulomb enerjisini hesaplamak için en uygun yol Wigner- Seitz yaklaşımıdır. Sistem elektriksel olarak nötr olmadığı için, toplam coulomb enerjisinden bozunma hacmindeki toplam $Z_0e$ yükünün oluşturduğu Coulomb enerjisi katkısı çıkarılır. Yük yapılanmasını içeren geri kalan enerjiyi hesaplamak için standart gösterim kullanılabilir. Bu yaklaşım da sistem her birinin merkezinde bir parçacık bulunan hücrelere ayrılabilir. Wigner-Seitz yaklaşımında hücreler arasındaki etkileşim ihmal edilir. O zaman oluşan parçacıkların enerjisi tek tek hücrelerin coulomb enerjilerinin toplamıdır. Böylece, f dağılımındaki toplam Coulomb enerjisi (3.5) formülünden hesaplanabilir. Tek bir hücrenin coulomb enerjisi;

$$E_{AZ}^{C}=\frac{3}{5}Z^2e^2\left(\frac{1}{R_{AZ}}-\frac{1}{R_{AZ}^{C}}\right) \tag{3.36}$$

bağıntısından hesaplanır. Burada $R_{AZ}^{C}$ hücre yarıçapı, $R_{AZ}$ ise parçacık yarıçapıdır. Bozunma hacmi, parçacıkların kendi toplam hacimleri ile parçacıkların hareket ettiği düşünülen serbest $V_f$ hacminin toplamıdır. Böylece,

$$V_b=V_0+V_f=V_0(1+\mathrm{K}) \tag{3.37}$$

olur. Hücre yarıçapı ise;

$$\frac{R_{AZ}^{C}}{R_{AZ}} = (1+\kappa)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{Z/A}{Z_0/A_0}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{3.38}$$

olarak yazılabilir. Yukarıda ki ifadeden anlaşılacağı üzere hücre hacminin parçacık hacmine oranı, tüm sistemin ortalama yük yoğunluğu ile verilen parçacığın içindeki ortalama yük yoğunluğunun oranına eşittir. $\kappa$ parametresi, coulomb enerjisinin ayrışmada başlangıç değerine göre ne kadar azaldığını ifade eder.

# 4. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİNE GÖRE YAPILAN HESAPLAMALAR

SMM ile normal nükleer madde yoğunluğunun üçte biri olan donma yoğunluğunda ve farklı uyarma enerjilerinde $Au^{197}$ çekirdeğinin parçalanma özelliklerini belirlemek için hesaplamalar yaptık. $Au^{197}$ çekirdeğinin 2-12 MeV/n uyarma enerji aralığında, nükleer çok katlı parçalanması durumunda oluşan parçacıkların kütle ve yük dağılım grafiklerini belirledik, bu uyarma enerji değerlerinde, kütle ve yük dağılımları için kritik üstel $\tau$ ve $\tau_z$ değerlerini hesapladık. Nükleer maddenin sıcaklık-uyarma enerjisi diyagramını (kalorik eğri) gösterdi

## 4.1. Üstel Kuvvet Kanununa Göre Üstel Terimlerin ($\tau$ ve $\tau_z$) Hesaplanması

Nükleer parçalanma sonucunda oluşan orta kütleli parçacıkların kütle ve yük dağılımları, $A^{-\tau}$ ve $Z^{-\tau_Z}$ terimleri ile orantılı bir kuvvet kanunu ile verilir. (Goodman ve ark. 1984, Hüfner 1985):

$$Y(A)=Y_0(A)\,A^{-\tau} \text{ ve } Y(Z)=Y_0(Z)\,Z^{-\tau_Z} \qquad (4.1)$$

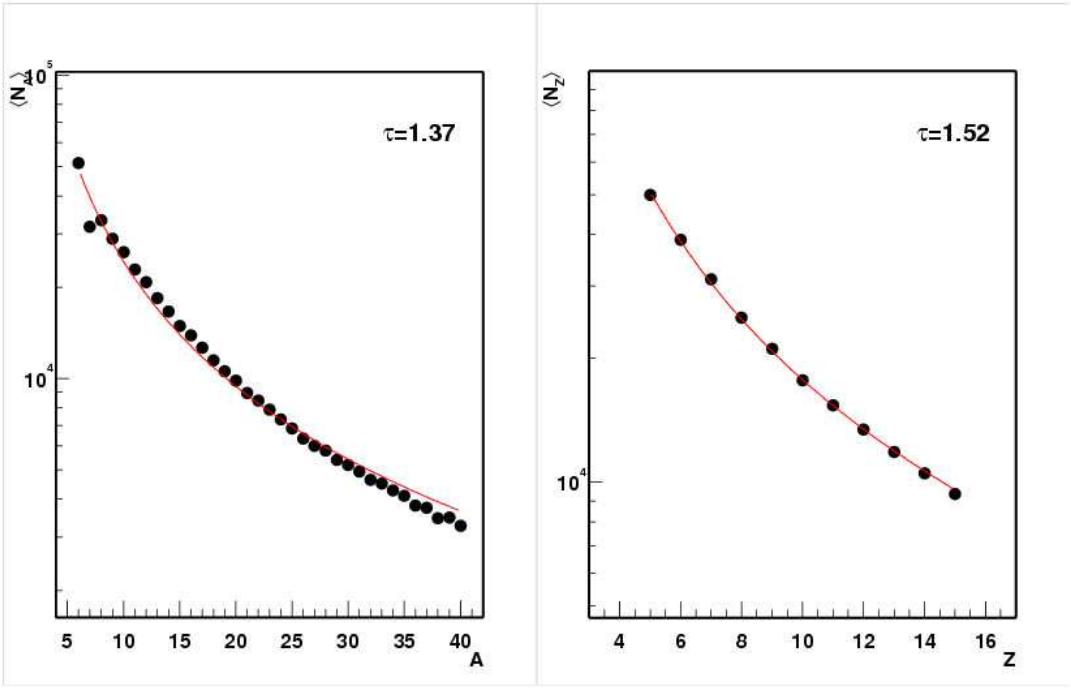
Burada $\tau$ ve $\tau_z$ üstel kuvvet- kanunu terimleridir. Y(A), A kütleli parçacığın çarpanı ve Y(Z), Z yüklü parçacığın çarpanını gösterir. $Y_0$(A) dağılımdaki toplam kütle çarpanı ve $Y_0$(Z) dağılımdaki toplam yük çarpanını ifade eder. SMM ile $Au^{197}$ çekirdeği için 2-12 MeV/n uyarma enerjisi aralığında elde edilmiş olan kütle ve yük dağılımları için, yukarıda tanımlanan üstel kuvvet kanunu kullanarak, bu parametreleri belirledik. Çalışmamızda bütün hesaplamalar için, orta kütleli parçacıkların kütleleri $5<A\leq 40$ ve yükleri $5\leq Z\leq 15$ aralığında ve daha hafif parçacıklar da nükleer gaz olarak kabul edildi. Şekil 4.1 de $Au^{197}$ çekirdeği için $E^*$=5 MeV/n uyarma enerjisi değerinde orta kütleli parçacıkların kütle ve yük dağılımlarının grafikleri ile $\tau$ ve $\tau_Z$ değerleri gösterilmiştir. Oluşan orta kütleli

parçacıkların nötron-proton oranları dar yük aralığında çok az değiştiği için $\tau$ ve $\tau_z$ değerlerinin birbirine çok yakın değerler aldığı sonuçlardan görülebilmektedir.

$\tau$ ve $\tau_z$ değerleri genellikle birbirine yakın değerlerdir, bu değerler sıcaklıkla azalır ve T=5-6 MeV'de (E*=5-6 MeV/n) minimuma gider ve tekrar artar. Tablo 4.1 deki değerler de bunu doğrulamaktadır. $\tau$ 'nün küçük değerleri, en büyük parçanın kalma olasılığının sıcaklıkla ciddi bir biçimde azaldığını gösterir. Bu davranış sonlu sistemlerdeki faz geçişi ile ilişkilendirilebilir. Bu sıcaklık ve enerji bölgesindeki, kalorik eğrideki plato olayı, oluşan parçacıkların sayısı ve sıcaklıktaki büyük dalgalanmalar, parçalanma ürünleri için dağılım kanunları gibi pek çok özellik çok sayıda çalışmada (Bondorf ve ark 1995, D'Agostino ve ark. 1999, Bugaev ve ark. 2000, Elliott ve ark. 2000, Srivastava ve ark. 2002 ve içindeki referanslar) ele alınmıştır.

$\tau$ ve $\tau_z$ parametrelerinin uyarma enerjisine bağlılıkları yaklaşık olarak aynıdır. Birincil sıcak parçacıklar (uyarılmış nükleer madde damlacıkları ) ve onların yeniden uyarılmalarından oluşan soğuk parçacıklar için elde edilen parametrelerde, 3-7 MeV/n uyarma enerji aralığında, dikkate değer bir farklılık bulunmadığı $Au^{197}$ çekirdeği için Ogul ve Botvina (2002) tarafından gösterilmiştir. Diğer incelenen çekirdekler için de durumun benzer olduğu gözlenmiştir. İki durum arasındaki farklılık $\tau_{\min}$ civarında ihmal edilecek kadar azdır. Bu yüzden, $\tau_{\min}$ noktası iki parçalanma süreci sonucunda çok fazla değişmez.

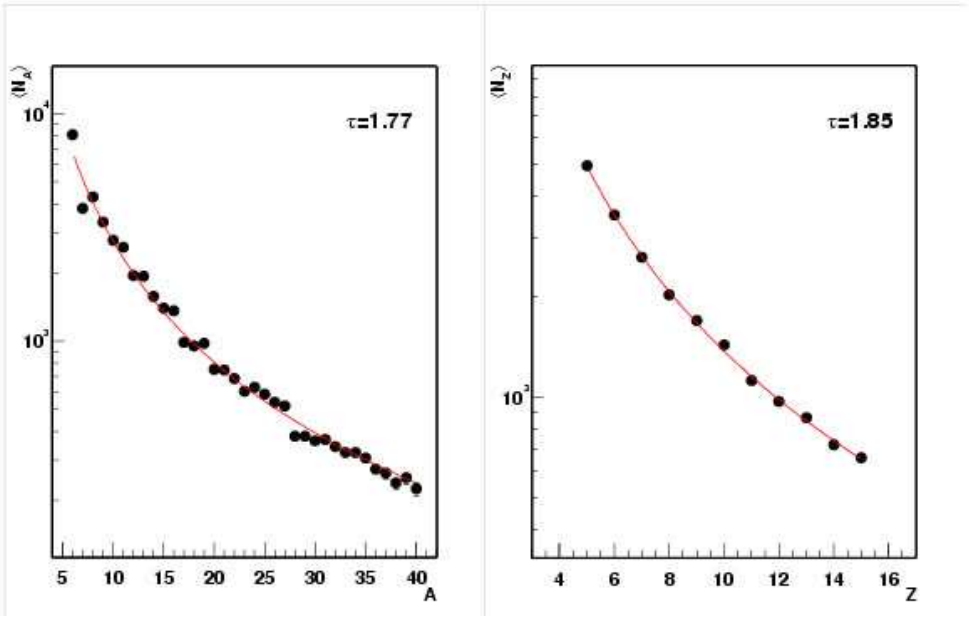
Uyarma enerjisinin artışı ile yüzey enerjisinin etkisi hızla azaldığı için, bir çekirdek daha düşük sıcaklıklı daha küçük parçacıklara ayrılacaktır. Anlık olarak, parçacıkların büyüklüklerindeki dalgalanmalar dikkate değer derecede artabilir. Sonuç olarak geçiş bölgesinde kütle dağılımı düz hale gelir ve bu da $\tau$ 'nun azalmasına yol açar.



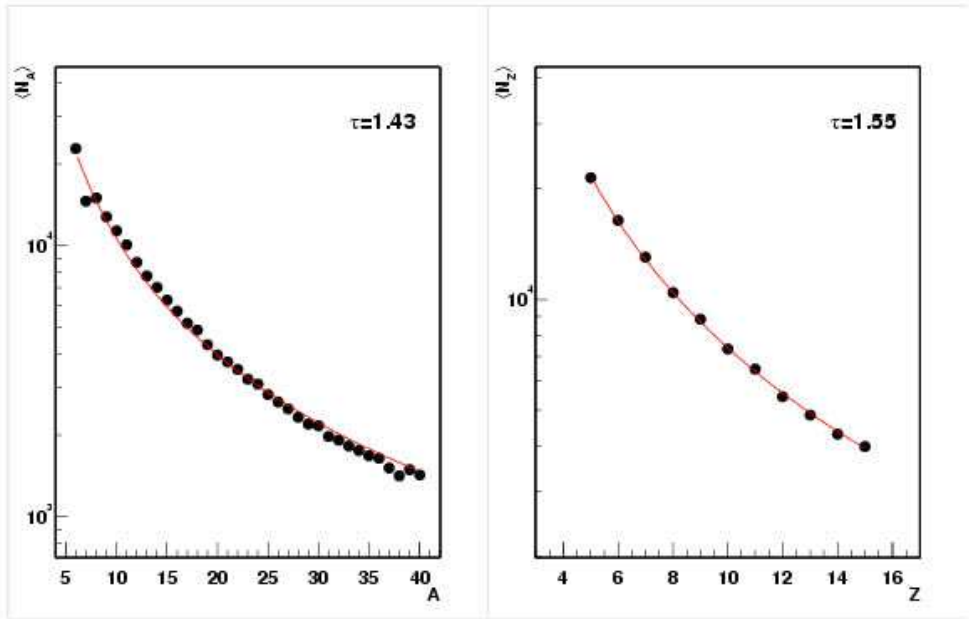

**Şekil 4.1.** $Au^{197}$ çekirdeğinin 5 MeV/n uyarma enerjisindeki nükleer çok katlı parçalanmasında açığa çıkan orta kütleli parçacıkların yük ve kütle dağılımlarına karşılık gelen kritik üstel $\tau$ ve $\tau_z$ değerleri

**Tablo 4.1 $Au^{197}$ çekirdeği için belirlenen T, $E^*$, $\tau$, $\tau_z$ değerleri**

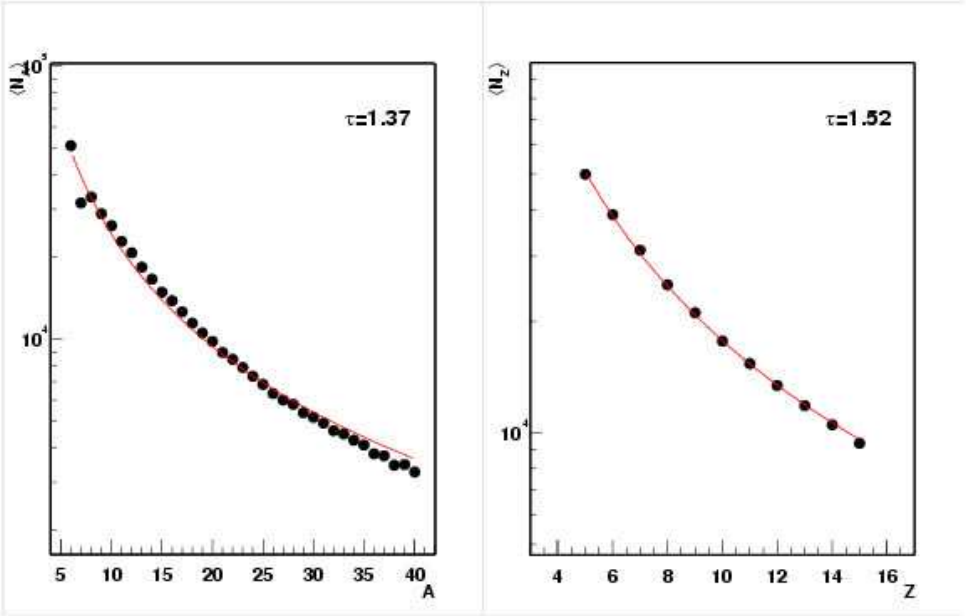
| $E^*$ (GeV) | T (MeV) | $\tau$ | $\tau_z$ |
|---|---|---|---|
| 0,002 | 4,54 | 2,46 | 2,65 |
| 0,003 | 5,54 | 1,77 | 1,85 |
| 0,004 | 5,93 | 1,43 | 1,55 |
| 0,005 | 5,82 | 1,37 | 1,52 |
| 0,006 | 5,98 | 1,42 | 1,62 |
| 0,007 | 5,98 | 1,54 | 1,84 |
| 0,008 | 6,25 | 1,75 | 2,18 |
| 0,009 | 6,54 | 2,06 | 2,65 |
| 0,010 | 6,86 | 2,46 | 3,25 |
| 0,011 | 7,21 | 2,94 | 3,95 |
| 0,012 | 7,65 | 3,42 | 4,60 |



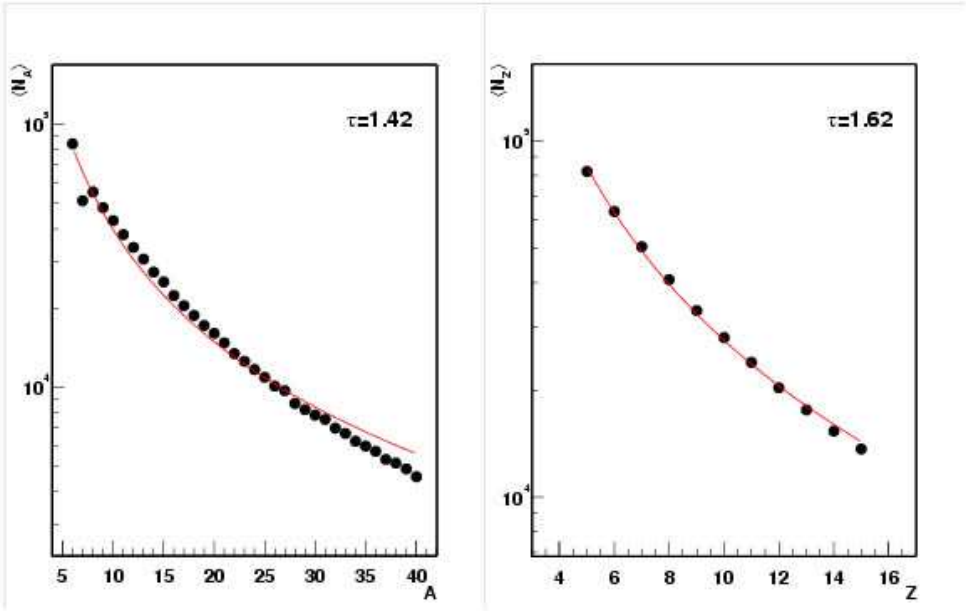

**Şekil 4.2**. Au[197] çekirdeğinin 3 MeV/n uyarma enerjisinde, kütle ve yük dağılım grafikleri



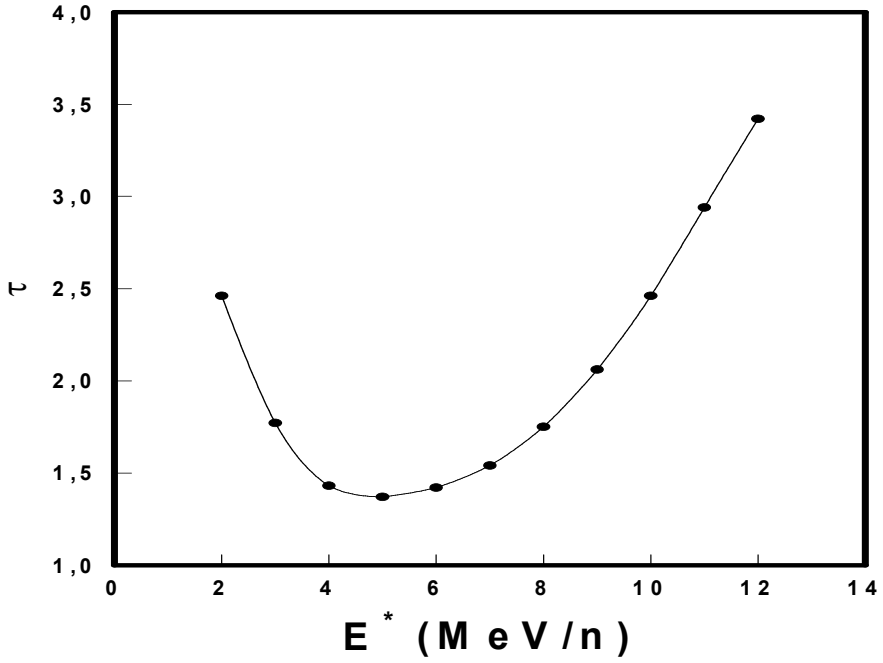

**Şekil 4.3.** Au[197] çekirdeğinin 4 MeV/n uyarma enerjisinde kütle ve yük dağılımı



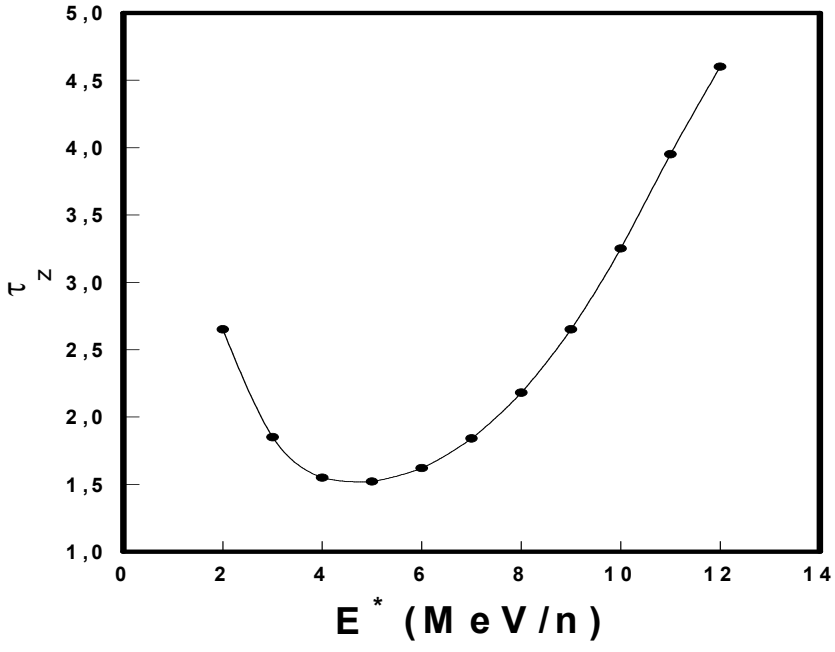

**Şekil 4.4**. $Au^{197}$ çekirdeğinin 5 MeV/n uyarma enerjisinde kütle ve yük dağılımı




**Şekil 4.5.** $Au^{197}$ çekirdeğinin 6 MeV/n uyarma enerjisinde kütle ve yük dağılımı



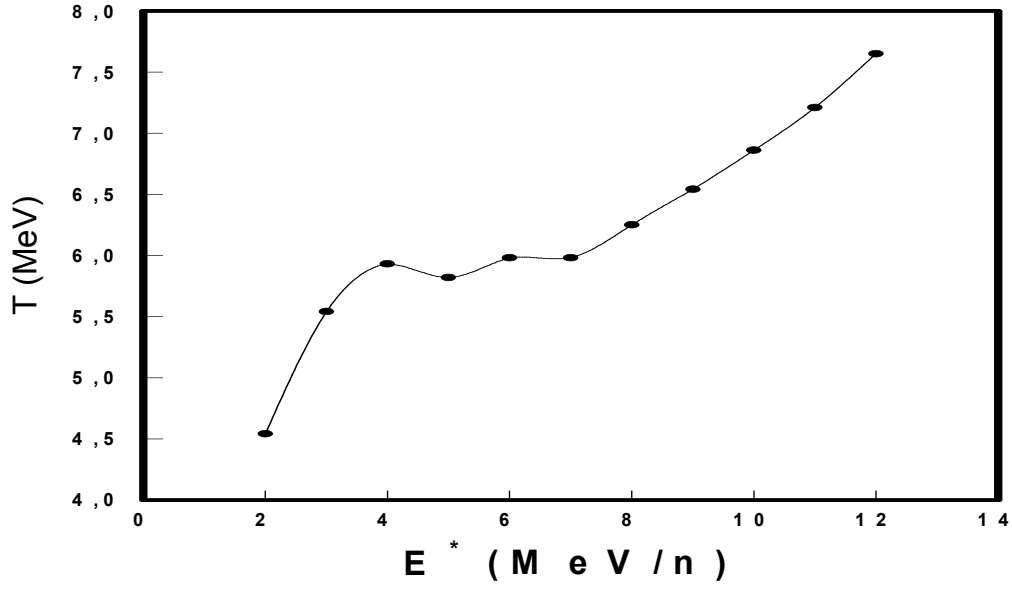

**Şekil 4.6.** $Au^{197}$ çekirdeğinin farklı uyarma enerjilerindeki nükleer parçalanmada açığa çıkan orta kütleli ürünlerin kütle dağılımları için $\tau$ kritik üstel değerleri




**Şekil 4.7.** $Au^{197}$ çekirdeğinin farklı uyarma enerjilerindeki nükleer parçalanmada açığa çıkan orta kütleli ürünlerin yük dağılımları için $\tau_z$ kritik üstel değerleri

## 4.2. Nükleer Maddenin Sıcaklığının Hesaplanması

$Au^{197}$ çekirdeği için parçalanma sisteminin 2-12 MeV/n uyarma enerji aralığında, değişen sıcaklığını SMM ile hesapladık. Hesaplanan sıcaklık değerlerini uyarma enerjisinin fonksiyonu olarak gösterdik. Düşük uyarma enerjilerinde sıcaklık, bileşik çekirdeğin sıcaklığıdır ve $T \approx (\varepsilon_0 E^*)^{1/2}$ ifadesi ile hesaplanır. Uyarma enerjisinin E*=4-7 MeV/n olduğu aralıkta sıcaklık T=T* yaklaşık olarak sabittir. Farklı çekirdekler için, T* değeri 5.5-6 MeV aralığında değişir ve sabit sıcaklık bölgesi (plato bölgesi) büyük çekirdekler için daha geniştir. Bu durum iki fazın bir arada bulunduğu bölge için karakteristiktir. Bu davranış, sistem içinde transfer edilen enerjinin, parçacıkların kinetik enerjilerini artırmak yerine nükleonlar arsındaki bağları bozmak için kullanıldığını gösterir. T* sıcaklığına, çatlama sıcaklığı denir. Sonsuz bir nükleer madde içindeki bir parçacığın ortalama kütlesinin, başlangıçtaki çekirdek kütlesinden daha az duruma gelmesi şartından belirlenebilen böyle bir sıcaklığın varlığı ilk kez Bondorf ve ark. (1983) tarafından önerilmiştir.




**Şekil 4.8.** $Au^{197}$ çekirdeğinin nükleon başına uyarma enerjisiyle T sıcaklığının değişimi

### 4.3. Çekirdek Kütle ve Yük Dağılımları

Parçacıkların kütle ve yük dağılımları, belli bir uyarma enerjisi sonucunda çekirdeklerin bozunmasıyla oluşur. Düşük sıcaklıklarda ($T \leq 5$ MeV), bir büyük artık parçacık ve birkaç küçük parçacıktan oluşan bir topluluğa karşılık gelen U şeklinde bir dağılım oluşur. Bu dağılım buharlaşmanın sonucu gibidir. Yüksek sıcaklıklarda (T>6 MeV),büyük parçacıklar kaybolur ve dağılım üstel olarak azalan bir şekil alır. Geçiş bölgesinde ($T \approx 5$-6 MeV), sistemin sonluluğu nedeniyle, bir fazdan diğer faza yavaş bir geçiş gözlenir. Ayrıca Nükleer parçalanmanın başladığı andan itibaren (ör:4-7 MeV/n uyarma enerjilerinde nükleer sıvı-gaz faz geçiş bölgesinde.) orta kütleli parçacıkların dağılımlarının çekirdeklerin N/Z oranları ile doğrudan bağlantılı olduğu çeşitli çalışmalarla kanıtlanmıştır. 8 MeV/n uyarma enerjisi ve daha büyük enerjilerde ise dağılım çekirdeklerin yükleriyle doğru orantılı olarak üstel biçimde azalır yani atom numarası büyük olan çekirdekler uyarma enerjisinin artışıyla daha hızlı biçimde bozunurlar.

### 4.4. Nükleer Maddenin Kritik ve Ayrışma Sıcaklıklarının Belirlenmesi

Çok katlı parçalanma olayının oluşmasında, nükleer maddenin kritik sıcaklık ve ayrışma sıcaklığının etkisi çok fazladır. Uyarılmış nükleer madde de sıvı-gaz faz geçişi düşünülerek parçalanma olayı çeşitli yöntemlerle incelenmiştir. Bu yöntemlerle, sıcak nükleer maddenin tipik olarak sıvı-gaz faz geçişi gösteren karakteristik bir Van der Waals davranışına sahip olduğu belirlenmiştir. Çünkü homojen nükleer madde içinde nükleer kuvvetler kısa mesafelerde itici uzun mesafelerde çekicidir.

Faz geçişi bütün modellerle tahmin edilebilmesine rağmen, özelliklerindeki önemli belirsizlikler hala giderilememiştir. Ayrışma sıcaklığı ve kritik sıcaklık nükleer maddenin özelliklerini yansıtır.

## 5. SONUÇLAR VE YORUMLAR

Bu çalışmada, İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanılarak $Au^{197}$ çekirdeğinin 2-12 MeV/n uyarılma enerjisi aralığında parçalanma özelliklerini inceledik. Bu doğrultuda, her bir çekirdek parçalanması için orta kütleli parçacıkların kütle ve yük dağılımlarını $5<A\leq 40$ ve $5\leq Z\leq 15$ aralığında belirledik. Bulunan her bir dağılım için, tanıtılan üstel kuvvet kanununa göre $\tau$ ve $\tau_z$ üstel terimlerini 2-12 MeV/n enerji aralığında tek tek hesapladık. Elde edilen değerleri şekil (4.6) ve şekil (4.7) de ve tablo 4.1 de gösterdik. $\tau$ parametresi uyarılma enerjisi arttıkça azalır, yaklaşık olarak $T\cong 5$-6 MeV'de($E^*\cong 4$-5MeV/n) minimuma gider ve tekrar artar. $\tau$ nun küçük değerlerinin fiziksel anlamı, en büyük parçacığın hayatta kalma ihtimalinin sıcaklıkla hızlı bir şekilde azalmasıdır. $\tau$ nun küçük değeri nükleer çok katlı parçalanmanın en yüksek düzeye ulaştığının bir göstergesi kabul edilir, sistem çok fazla parçacığa ayrıştığı için $\tau$ azalma göstermiştir. Yük dağılımları için belirlenen $\tau_z$ değeri de $\tau$ ile hemen hemen aynı özelliği gösterir. Bu davranış sonlu sistemlerde faz geçişi ile özdeşleştirebilir. Pek çok çalışmada bu bölgede kalorik eğrilerin plato davranışı bu sıcaklıktaki büyük dalgalanmalar gibi kritik olaylar gösterilmiştir.(D'Agostino ve ark. 1999, Srivasta ve ark. 2002, Bondorf ve ark. 1995). Bu yüzden bu olayları karakterize eden sıcaklığa sonlu sistemler için kritik sıcaklık, $\tau$ parametresine de kritik üstel adı verilir. Biz bu çalışmada kritik üstel değerlerini parçacık kütle ve yük dağılımlarının şekillerini karakterize etmek için kullandık. Nükleer maddenin kritik sıcaklığının standart tanımı ile bir karışıklık olmaması için kritik olaylara karşılık olarak sonlu çekirdeğin ayrışma sıcaklığını $T^*$ olarak tanımladık(Botvina ve Mishustin 1985). $\tau$ parametresinin bu davranışı $Au^{197}$ çekirdeği için daha önce belirlenmiştir(Ogul ve Botvina 2002).

SMM ile $Au^{197}$ çekirdeğinin 2-12 MeV/n uyarılma enerji aralığı için T sıcaklığını hesaplayarak bunları şekil 4.8 de gösterdik. Değerler incelendiğinde 4-8 MeV/n aralığında sıcaklığın yaklaşık olarak sabit kaldığını gördük. Bunun temel nedeni bu noktada ayrışmanın güçlü bir şekilde meydana gelmesidir, bu noktada

sisteme verilen enerji ortamın sıcaklığını artırmak yerine nükleonlar arasındaki bağları bozmak için kullanılır. Bu durum iki fazın bir arada bulunduğu bölge için her bir çekirdeğin karakteristiğidir. Bu bölgedeki plato davranışı, Au çekirdeği için daha önce belirlenmiştir(Botvina ve ark. 1985, Bondorf ve ark. 1995). Belirlediğimiz $\tau$ ve $\tau_z$ üstel terimlerinin minimum değerlerinin bulunduğu sıcaklıkların yaklaşık olarak $T^*$ ayrışma sıcaklığıyla aynı olduklarını belirledik ve elde ettiğimiz sonuçları tablo 4.1 de gösterdik. Üstel terimlerin minimum değerlerine karşılık gelen sıcaklıklar kalorik eğrideki plato bölgesine karşılık gelmektedir. Bu nedenle, bu durum nükleer parçalanmada sıvı-gaz faz geçişlerinin varlığı için bir gösterge olarak yorumlanır.

## 6. KAYNAKLAR


Aichelin., J., Hüfner, J. ve Ibarra, R. 1984 Cold breakup of spectator residues in nucleus-nucleus collisions at high energy. Phys. Rev. C30:107-118

Bonce, P., Levit, S. ve Vautherin, D. 1984 Mean-field description of nuclei at high temperature. Nucl. Phys. A428:95c-100c.

Bonche, P., Levit, S. ve Vautherin, D. 1984 Properties of highly excited nuclei.Nucl. Phys. A427:278-296.

Bondorf, J.P., Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N. ve Sneppen, K. 1995 Statistical multifragmentation of nuclei. Phys. Rep. 57:133-221

Bugaev, K. A., Gorenstein, M. I., Mishustin, I. N. ve Greiner, W. 2000 Exactly soluable model for nuclear liquid-gas phase transition. Phys. Rev. C62:044320-1-7.

Büyükcizmeci N., Nükleer Çoklu Parçalanmaya Çekirdek Yükünün Etkileri, Doktora Tezi, Selcuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (2005)

Curtin, M. W., Toki, H. Ve Scott, D. K. 1983 Phys.L ett. B123:289

D'Agostino, M. ve ark. 1999 Thermodynamical features of multifragmentation in peripheral Au-Au collisions at 35 A Mev. Nucl. Phys. A650:329-357.

Elliott, J. B. ve ark. 2000 Statistical signatures of critical behavior in small systems. Phys. Rev. C62:064603-1-33.

Friedmann, B. ve Pandharipande, V. R. 1981 Hot and cold, nuclear and neutron matter. Nuc. Phys. A361:502-520.

Goodman, A. L., Kaputsa, J. I. ve Mekjan, A. Z. 1984 Liquid-gas phase instabilities and droplet formation in nuclear reactions. Phys. Rev. C 30:851-865.

Hüfner, J. 1985 Heavy fragments produced in proton –nucleus and nucleus-nucleus collisions at relativistic energies. Phys. Rep. 125(4):129-185.

Jagaman, J., Mekjian, A. Z. ve Zamick, L. 1983 Nuclear condensation. Phys. Rev. C27:2782-2791.

Küpper, W. A., Wegmann, W. ve Hilf, E. R. 1974 Thermostatic properties of symmetric nuclear matter. Ann. of Phys. 88:454-471.

Mishustin, I. N. 1985 Statistical break-up of highly excited nuclei. Nucl. Phys. A447:67c-94c.

Müller, H. ve Serot, B. D. 1995 phase transition in warm, asymmetric nuclear matter. Phys. Rev. C52(4):2072-2091

Ogul, R., Büyükcizmeci, N. and Botvina A. S. Nuclear fragmentation and critical temperature for liquid-gas phase transition region. Nucl. Phys. A 749 126c (2005)

Ogul. R. ve Botvina, A. S. 2002 Critical temperature of nuclear matter and fragment distributions in multifragmentation of finite temperature. Phys. Rev. C 66:R051601-R051605.

Serot, B. D. Ve Walecka, J. D. 1986. Adv. Nucl. Phys. 16, 1, ed. Negele, J. and Vogt, E. Plenum, New York.

Srivastava, B. K. ve ark. 2002 Multifragmentation and phase transition: A systematic study of multifragmentation of 1A GeV Au, La, Kr.

Siemens, P. J. 1983 Liquid-gas phase transition in nuclear matter. Nature 305:410-412

Sauer, G., Chandra H. ve Mosel, U. 1976 Thermal properties of nuclei. Nucl. Phys. A264:221-243.

Suraud, E. 1987 Semi-classical calculations of hot nuclei. Nucl. Phys. A462:109-149.

Stöckher, W., Burzlaff, J. 1973 Liquid-drop description of the nuclear excitation energy. Nucl. Phys. A202:265-273.