ÖZET

Doktora Tezi

ARTIK ÇEKİRDEK İSTATİSTİK TOPLULUĞUNUN RASGELE HESAPLANMASI: YÜZEY GERİLİM ENERJİSİNİN NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMAYA ETKİSİ

Mehmet ERDOĞAN

Selçuk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Rıza OĞUL
2007, 100 Sayfa

Bu çalışmada, İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli kullanılarak farklı N/Z oranlarına sahip Xe, Au ve U çekirdeklerinin, donma hacmindeki nükleer çok katlı parçalanmaları incelendi. Nükleer çok katlı parçalanma sonucunda oluşan sıcak ve soğuk parçacıkların yüzey enerjilerindeki değişim ve yüzey enerji katsayısının izospin bağımlılığı incelendi. Bunun için, hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerde, farklı yüzey enerjilerine sahip parçacık dağılımlarına karşılık gelen τ parametreleri, kuvvet kanunu parametrizasyonu ile hesaplandı. Böylece, yüzey enerjisindeki değişimin parçacıkların kütle ve yük dağılımlarını etkilediği görüldü. Ayrıca, sıcak ortamdaki çekirdek ile izole edilmiş çekirdek arasındaki farklılığı vurgulamak için T donma sıcaklığının yanında bir de T_e etkin sıcaklığı tanımlanarak, bu sıcaklık değerlerinin nükleon başına uyarma enerjileri ile değişimlerinin sıvı-gaz faz geçişi ile ilişkisi gösterildi. Düşük uyarma enerjilerine sahip çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanmaları sonucunda oluşan sıcak parçacıkların yüzey enerjilerinin, izole edilmiş çekirdek için bulunan değerlere benzemediği sonucuna ulaşıldı. Parçacık çok katlılığının fazla olduğu durumda yüzey enerjisinin, parçacıkların nötron içeriğinden neredeyse bağımsız hale geldiği görüldü. Hesaplamalarda elde edilen sonuçların deneysel verilerle uyumlu olduğu görüldü.

Anahtar Kelimeler: İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli, yüzey enerjisi, donma hacmi, donma sıcaklığı, etkin sıcaklık, faz geçişi, kalorik eğri, sıcak nükleer sistem, topluluk parametresi

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

RANDOM CALCULATIONS OF THE RESIDUAL NUCLEI STATISTICAL ENSEMBLE: EFFECTS OF SURFACE TENSION ON NUCLEAR MULTIFRAGMENTATION

Mehmet ERDOĞAN

Selcuk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics
Supervisor: Prof. Dr. Rıza OĞUL
2007, 100 Page

In this study, nuclear multifragmentation processes of Xe, Au and U nuclei having different N/Z ratios, at the freeze-out volume, have been investigated on the basis of Statistical Multifragmentation Model (SMM). The change of surface energy and also isospin dependency of surface energy coefficient of the hot and cold fragments produced at this nuclear multifragmentation processes have been determined. For this purpose, τ parameters which correspond to the particle distributions having different surface energy have been calculated by means of the power-law exponents. Consequently, it is found that the change of surface energy affects the mass and charge distributions of the fragments. In addition, to emphasize the difference between the isolated nuclei and nuclei in the medium, we have introduced an effective temperature T_e besides the freeze-out temperature T. The relationship between the change of this effective temperature with the excitation energy per nucleon and liquid-gas phase transition has been investigated. It has been concluded that the surface energy of hot fragments produced in multifragmentation processes have different values from those the obtained for isolated nuclei at low excitations. It is also found that the surface energy becomes nearly independent of the neutron content of fragments. The results obtained in this study are in a good agreement with the experimental data.

Key Words: Statistical Multifragmentation Model, surface energy, freeze-out volume, freeze-out temperature, effective temperature, phase transition, caloric curve, thermalized nuclear system, ensemble parameter

ÖNSÖZ

Bu çalışma Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Doktora tezi olarak sunulmuştur.

Bu tezin hazırlanmasında bilgi ve tecrübeleri ile bu konuda çalışmamı öneren, teşvik eden ve çalışmalarım boyunca yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Rıza OĞUL'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Doktora çalışmamda, İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli-Statistical Multifragmentation Model (SMM) program kodunu sağlayan ve çalışmalarımda öneri ve desteğini esirgemeyen Dr. A. S. Botvina'ya teşekkür ederim. Çalışmalarım sırasında yardım ve desteğini esirgemeyen, sorularımı bıkmadan cevaplayan Sayın Yrd. Doç. Dr. Nihal BABADAĞ'a teşekkürü bir borç bilirim.

Takıldığım konularda, hiç çekinmeden yardımlarına başvurduğum Prof. Dr. Ülfet ATAV'a, Doç. Dr. Haluk ŞAFAK'a, Yrd. Doç. Dr. Nuretdin EREN'e, Yrd. Doç. Dr. Mustafa KOYUNCU'ya, Yrd. Doç. Dr. Atilla GÜLEÇ'e, Yrd. Doç. Dr. Gültekin ÇELİK'e ve bölümümüzün tüm öğretim elemanlarına teşekkür ederim.

Çalışmalarım esnasında manevi desteklerini esirgemeyen eşime ve kızıma, beni yetiştiren aileme sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Doktora çalışmama maddi destek sağlayan Selçuk Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (BAP) Koordinatörlüğü'ne teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....iii
ABSTRACT.....iv
ÖNSÖZ.....v
İÇİNDEKİLER.....vi

1. GİRİŞ 1
2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ 7
2.1. Nükleer Çok Katlı Parçalanmanın Fiziksel Tanımı 11
2.2. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması 13
2.2.1. Bozunma şekillenimi 13
2.2.2. Parçalanma olayı 15
2.2.3. Parçalanma dağılımı 16
2.3. İstatistiksel Topluluklar 17
2.3.1. Mikrokanonik topluluk 19
2.4. Parçalanan Bir Sistemin Serbest Enerjisi 20
2.4.1. Serbest enerjinin ayrışması …… 20
2.4.2. Parçacıkların öteleme hareketi 22
2.4.3. Bulk serbest enerjisi 24
2.4.4. Yüzey serbest enerjisi 25
2.4.5. Çok parçacıklı bir sistemin Coulomb enerjisi 26
2.5. Ayrışmadan Sonra Parçacıkların Yayılmaları ve Yeniden Uyarılmaları 28
3. NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMAYA YÜZEY GERİLİM ENERJİSİNİN ETKİSİ 30
3.1. Üstel Kuvvet Kanununa Göre (τ ve τ_z) Üstel Terimlerin Hesaplanması .. 31
3.2. Nükleer Maddenin Yüzey Enerjisine Sıcaklığın Etkisi 40
3.3. Yüzey Enerjisinin Maksimum Kütleli Parçacığa Etkisi 52
3.4. Çekirdeğin Kütle ve Yük Dağılımlarına Yüzey enerjisinin Etkileri 56

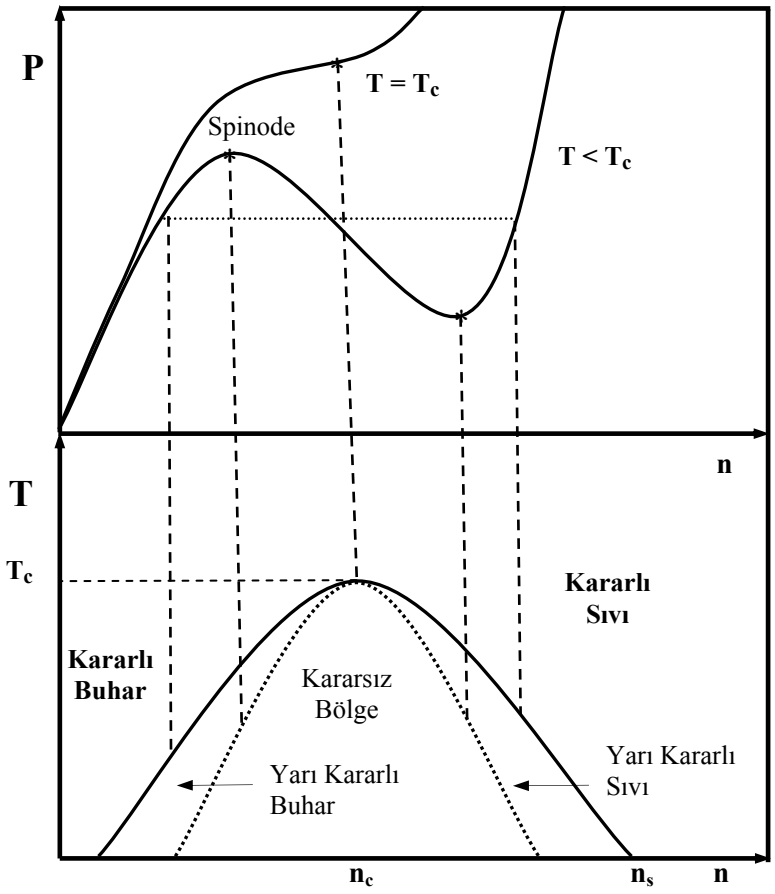
4. ARTIK ÇEKİRDEK İSTATİSTİK TOPLULUĞUNUN RASGELE HESAPLANMASI 59
4.1. Orta Kütleli Parçacıkların Dağılımları 65
4.2. Dengedeki Artık Çekirdek Topluluğunun Üstel Kuvvet Kanununa Göre τ Üstel Teriminin Hesaplanması. 70
5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA 78
6. KAYNAKLAR 89

1. GİRİŞ

Son yıllarda, Nükleer Fizik alanındaki en güncel konuların arasında çekirdek çarpışmaları ve çekirdeğin çok katlı parçalanması yer almaktadır. Çalışmalardaki büyük ilgi, yüksek uyarılmış çekirdeğin oluşması ve parçalanması arasındaki ilişkinin fiziksel özelliklerinin araştırılması üzerinedir. Böylece yüksek sıcaklık ve basınç altında nükleer maddenin davranışı incelenebilir. Aynı zamanda nükleer maddenin hal denklemi belirlenerek olası faz geçişleri araştırılabilir. Günümüzdeki hızlandırıcıların parçacıklara kazandırdığı uyarma enerjisi, MeV mertebesi ile birkaç GeV mertebesi aralığındadır. Yeni hızlandırıcılarda, orta ve yüksek enerjide ağır iyonlar, pionlar ve yüksek şiddetli proton ışınları üretilebilmektedir. Hedef çekirdek ile hedefe gönderilen çekirdek (projectile nuclei) veya hızlandırılan parçacıkların esnek olmayan (deep-inelastic) çarpışmaları, nükleer sistemi, nükleer taban durumdan uyarılmış durumdaki ara nükleer sisteme dönüştürebilir. Uyarma enerjisi yeterince yüksekse, çekirdeğin iç özellikleri, özellikle kabuk yapısı önemini kaybeder ve çekirdek veya hadronik maddenin uyarılmış durumdaki özellikleri araştırılabilir. İki iyonun çarpışıp kaynaşması sonucunda sistem termodinamik dengeye ulaşır. Böylece bileşik sıcak çekirdek oluşmuş olur. Standart bileşik çekirdek durumu sadece düşük uyarma enerjilerinde geçerlidir. Çünkü bu durumda hafif parçacıkların buharlaşması ve fisyon kanalları baskındır. Düşük enerjilerde bileşik çekirdekte nükleon başına 1-2 MeV uyarılma enerjisi depo edilir. Bileşik çekirdek belli bir süre yaşadıktan sonra buharlaşma veya fisyona uğrayarak bozunur. Hedef çekirdeğe gönderilen çekirdeğin veya hızlandırılmış parçacığın enerjisi arttıkça, bileşik çekirdekte depo edilen uyarılma enerjisi ve bileşik çekirdeğin sıcaklığı da artar. Ayrıca, çarpışma sonucu oluşan bileşik çekirdek sıkışır ve sistemin yoğunluğu artar. Bu yüzden yüksek enerjilerde bileşik çekirdeği, sıkışmış ve sıcak bir ara durum gibi düşünebiliriz. Bu ara durumun hayatta kalma süresi, bileşik çekirdekte depo edilen uyarılma enerjisine ve basıncına bağlıdır. Yüksek uyarılma enerjilerinde, yüksek sıcaklık ve basınçtan dolayı sistem genişleme sürecine girmeden tamamen proton ve nötronlarına ayrışır. Bu durum buharlaşma veya patlama olarak adlandırılabilir. İlk sıcaklık ve basınç çok fazla değilse sistem,

genişleme süreci sonunda parçalanma yerine irili ufaklı parçalara ayrılır. Bu parçalar nükleer damlalar olarak kabul edilir. Bu olay da **nükleer çok katlı parçalanma** (‘‘multifragmentation’’) olarak adlandırılır(Bondorf 1976).

Nükleer kuvvetler kısa mesafelerde itici uzun mesafelerde çekici olduğundan homojen nükleer maddenin durum denklemi Van der Waals denklemine benzer. Tipik bir Van der Waals sıvısı için şematik faz diyagramı Şekil 1.1 de gösterilmiştir. Alt panelde düz çizgiler iki fazın bir arada bulunduğu (coexistence) eğrisini gösterir. Kesikli çizgiler ise spinodal eğridir. Bu iki eğri arasında sıvı ve gaz faz aynı anda bulunabilir. Yarı kararlı buhar bölgesi aşırı doymuş buhar bölgesidir ve bu bölgede



Şekil 1.1. Van der Waals sıvısı için basınç ve sıcaklığın yoğunlukla değişimini gösteren şematik faz diyagramı

damlacık oluşumu (droplet formation) gerçekleşir. Yarı kararlı sıvı bölgesi ise aşırı soğutulmuş sıvı bölgesidir ve bu bölge de kabarcık oluşumunun (bubble formation) gerçekleştiği bölgedir. Nükleer maddenin dinamik davranışı başlangıçtaki sıcaklık ve yoğunluğuna bağlıdır. Sıkışmış ve sıcak nükleer 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. Nükleer madde, sıkışabilirlik (compressibility) katsayısının negatif olduğu bölgede kararsızdır. Başlangıçta sıcaklık ve yoğunluğun kritik değerlerin altında olduğu genişleyen bir nükleer sistem, genişleme durmadan önce yoğunluğu azaldığı için termodinamiksel olarak kararsız olan yarı kararlı bir bölgeye girebilir ve parçalanma (droplet formation) oluşabilir. Nükleer madde bu bölgede küçük genlikli yoğunluk dalgalanmalarına karşı kararlıdır. Fakat büyük genlikli yoğunluk dalgalanmaları sonucu, nükleer madde irili ufaklı nükleer damlacıkların karışımı şeklindedir. Damlalar arası etkileşmelerin kargaşalı olarak geliştiğini kabul edersek, donma hacminde nükleer damlalardan oluşan sıvı faz ile nükleonlardan oluşan gaz fazın termodinamik denge halinde bulunduğunu düşünebiliriz. Sonuç olarak, çok katlı parçalanma olayını sonlu bir nükleer sistemin sıvı-gaz faz geçişinin bir belirtisi olarak ele alabiliriz. Dolayısıyla, 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 Metot (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 Waals davranışına sahip olduğu belirlenmiştir. Faz geçişi bütün modellerle tahmin edilebilmesine rağmen,

özelliklerinde önemli belirsizlikler vardır. Örneğin, çeşitli modellerle yapılan hesaplamalarda T_c kritik sıcaklık değerleri 10-22 MeV aralığında değişir.

Termodinamiksel olarak kararsız bölgedeki nükleer maddenin özellikleri, damlalar arası etkileşmeler hesaba katılarak istatistik mekaniğin temel prensiplerine göre incelenebilir. Bunun için sistemin mikrokanonik dağılım fonksiyonunun bulunması gerekir. Belli bir enerjide ve belli sayıda parçacıktan oluşan bir sistem düşünülürse, bu sistemin mikrokanonik dağılım fonksiyonu hesaplanarak bütün termodinamik ve istatistiksel özellikleri ortaya çıkarılabilir. ALADIN deneylerinin verilerine göre yüksek enerjilerdeki yüzeysel çekirdek-çekirdek reaksiyonlarında kaynağın çok katlı parçalanması hakkında öğretici bilgiler sağlanmıştır(Schüttauf ve ark. 1996). Ayrıca bu çalışmalarda uyarma enerjisi ile çok katlı parçalanmanın yükseldiği ve düştüğü, bu süreç esnasında da sıcaklığın yaklaşık T~5 MeV civarında sabit kaldığı gösterilmiştir(Pochodzalla ve ark. 1995). Bileşik çekirdek benzeri bir durumdan çok parçacıklı duruma geçiş gölgesinde parçacık sayısındaki büyük kararsızlık ve parçacıkların maksimum büyüklüğü gösterilmiştir(Kreutz ve ark. 1993). Alt nükleer yoğunluklardaki donma hacminde (freeze-out volume) sıcak parçacıklar arasında termal bir denge olduğunu kabul eden istatistik modellerin verilerle tutarlı olduğu görülmüştür(Botvina ve Mishustin 1992, Li ve ark. 1993, Bondorf ve ark. 1995, Raduta A.H. ve Raduta A.R. 2000).

Parçalanma olayı genel anlamda dinamik olarak ele alınmalıdır. 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 alanda 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 parçalanma kanallarına karşılık gelir. Dolayısı ile genelleştirilmiş ortalama alan dinamiği çerçevesinde nükleer parçalanma olayını mikroskobik olarak incelemek mümkündür.

Coulomb etkileşiminin ihmal edildiği ve termodinamik denge şartının sağlandığı sonsuz nükleer madde tanımı gerçekçi değildir. Bunun sebebi de gerçek nükleer sistemlerin birkaç yüz nükleondan oluşan sonlu sistemler olmasıdır. Bu yüzden sonlu parçacık etkileri faz geçişlerinde önemli değişmelere neden olur. Ayrıca, gerçekçi bir hesaplamada yüzey ve Coulomb etkileri dikkate alınmalıdır. Son yirmi yıl içinde bütün bu etkiler farklı modellerle yoğun bir biçimde çalışılmaktadır. 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, Manisa ve ark. 2005, Botvina ve ark. 2006).

Çekirdeğin çok katlı parçalanması üzerine yapılan çalışmaların başlıca iki amaca hizmet ettiğine inanılır. Bunlardan birincisi, bu reaksiyonların daha iyi tanımlanması ve genel anlamıyla ilişkilidir. Bu reaksiyonların % 10-15 kadarı yüksek enerjili hadron-çekirdek çarpışmaları ve yaklaşık bunun iki katıda çekirdek-çekirdek çarpışmalarıdır. İkincisi, çok katlı parçalanma reaksiyonu, sıcak parçacıkların özelliklerini, $\rho \approx (0{,}1-0{,}3)\rho_0$ yoğunluklarda (normal nükleer madde yoğunluğu, $\rho_0 \approx 0{,}15\,\mathrm{fm}^{-3}$) ve nükleer maddenin donma hacmine ulaşmasının beklendiği $T \approx 3-8\,\mathrm{MeV}$ civarındaki sıcaklıklardaki faz diyagramını çalışmak için deneysel bir vasıta olarak göz önünde bulundurulabilir. Çok katlı parçalanma, sıcak ortamda çekirdekteki değişimleri belirlemek için ve faz diyagramının bu bölümünü araştırmak için bir olanak sağlar. Bu ikinci nokta birçok astrofiziksel uygulamalar için çok önemlidir. Özellikle, Supernova II tipi patlamalar esnasındaki süreçleri ve nötron yıldızlarının oluşumu için oldukça önemlidir(Bethe 1990, Botvina ve Mishustin 2004, Botvina ve Mishustin 2005).

Bu doktora çalışmasında, uyarılmış nükleer sistemleri tanımlamada oldukça başarılı olan 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 enerjilerinde sistemin girilebilir durumlarının sayısı artar ve parçalanma süreci içerisinde çeşitli bozunma kanallarının olasılıkları, istatistik ağırlık fonksiyonları ile belirlenir. Dolayısıyla olası bütün serbestlik dereceleri hesaba katılmış olur. Bugüne kadar SMM kullanılarak yapılan hesaplamaların, deneysel verilere çok iyi uyduğu görülmektedir. İleride bu modeli daha detaylı olarak tanıtacağız. Tezin içeriğini aşağıdaki gibi özetleyebiliriz.

İkinci bölümde, nükleer çok katlı parçalanmada kullanılan modeller sunulacak ve bu modellerden İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) tanıtılacaktır. Üçüncü bölümde, standart SMM kullanılarak, nükleon başına 2-12 MeV uyarma enerjilerinde Xe, Au ve U çekirdeklerinin çok katlı parçalanmalarına yüzey enerjisinin etkileri tartışılacaktır. Bu uyarma enerjilerinde çekirdeklerin kütle ve yük dağılımlarına yüzey enerjisinin etkileri tartışılacak ve nükleon başına uyarma enerjisi ile sıcaklığın değişim grafiği (kalorik eğri) gösterilecektir. Kalorik eğriye yüzey enerjisinin etkileri tartışılacaktır. Dördüncü bölümde dengedeki artık kaynakların toplulukları kullanılarak yapılan SMM hesaplamalarından bulunan kütle ve yük dağılımlarına yüzey enerjisinin etkileri tartışılacaktır. Beşinci bölümde elde edilen sonuçlar tartışılarak yorumlanacaktır.

2. İSTATİSTİKSEL ÇOK KATLI PARÇALANMA MODELİ (STATISTICAL MULTIFRAGMENTATION MODEL, SMM)

Çok sayıda nükleer parçacığın oluştuğu nükleer parçalanma süreci, 40 yıldan fazla bir süre önce, ağır çekirdeklerin orta ve yüksek enerjili protonlarla yaptığı reaksiyonların sonucunda keşfedildi(Barashenkov ve ark. 1959, Perfilov ve ark. 1962, Tolstov 1984). Daha sonra böyle olaylar, kozmik ışınlardaki ağır iyonların foto-emilsiyonla etkileşimlerinde ve pion-çekirdek reaksiyonlarında gözlendi(Gagarin ve ark. 1970, Gagarin ve ark. 1975, Gutborg 1978). Seksenli yıllarda nükleer parçalanma çalışmaları orta enerjilerdeki ağır iyon reaksiyonları ile başladı(Goodman ve ark. 1984).

Orta enerjide ağır iyon reaksiyonları, 4π multi detektör sistemleri kullanılarak, GSI'de ALADIN (Hubele ve ark. 1991) ve FOPI (Alard ve ark. 1992, Jeong ve ark. 1994), MSU'da MINIBALL (De Souza ve ark. 1991, Peaslee ve ark. 1994), Grenoble'da AMPHORA (Desesquelles ve ark. 1993) ve GANIL'de INDRA'da gerçekleştirilmiştir. Relativistik proton ve alfa parçacıkları kullanılarak ağır iyon reaksiyonları Dubna'da gerçekleştirilmiştir(Lips ve ark. 1994). Şu anda, çekirdek-çekirdek ve hadron-çekirdek reaksiyonlarında nükleer parçacık üretimi hakkında zengin deneysel bilgi toplanmıştır. Şimdi yalnızca kütle ve yükün enerjiye bağlı dağılımlarına değil aynı zamanda farklı korelasyon fonksiyonları ve dış karakteristik verilerine de ulaşılabiliyor. Parçalanmada farklı modellere dayanan böyle verilerin sistematik analizi teorik fizikçiler için büyük önem taşımaktadır.

Son 20 yılda nükleer parçalanma için çok çeşitli modeller önerilmiştir. Bugünkü modeller şu şekilde gruplandırılabilir.

● Olasılık modellerine örnek olarak en küçük bilgi ilkesi, Percolation Teori, vb. gösterilebilir (Aichelin ve ark. 1984, Hasselquist ve ark. 1985, Shibata ve Fujita 1986, Essam 1980, Campi ve Desbois 1985, Bauer ve ark. 1986, Biro ve ark. 1986, Knospe ve ark. 1987).

● Makroskopik modellere örnek olarak, Faz-Geçişleri Teorisi, Fisher Yoğunlaşma Teorisi vb. verilebilir(Jaqaman ve ark. 1983, Curtin ve ark. 1983,

Siemens 1983, Goodman ve ark. 1984, Fisher 1967, Finn ve ark. 1982, Hirsh ve ark. 1984, Porile ve ark. 1985, Fai ve ark. 1985, Glendenning ve ark. 1986, Boal ve Goodman 1986, Schmelzer ve ark. 1997).

● Mikroskobik dinamik modellere örnek olarak Zamana Bağlı Hartree-Fock Teorisi, Moleküler Dinamik Model, Kuantum Moleküler Dinamik Model gösterilebilir(Knoll ve Strack 1984, Vautherin ve ark. 1987, Dhar ve Das Gupta 1984, Vicentini ve ark. 1985, Aichelin ve ve ark. 1988, Peilert ve ark. 1989).

● Kinetik modellere örnek olarak Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU), Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (VUU) denklemleri, kararsız modlar yaklaşımı ve dalgalanma yaklaşımları vardır(Aichelin ve Bertsch 1985, Aichelin 1986, Bauer ve ark. 1986, Bauer ve ark. 1987, Bauer ve ark. 1992, Beauvais ve ark. 1987, Gregorie ve ark. 1987, Vinet ve ark. 1987, Gan ve ark. 1987, Bertsch ve Das Gupta 1988, Ayık ve Gregorie 1988, Xu 1992, Larionov ve ark. 1992, Pethick ve Ravenhall 1987, Heiselberg ve ark. 1988, Nemeth ve ark. 1990, Papp ve ark. 1992, Colonna ve ark. 1994, Larionov ve Mishustin 1994).

● Farklı türlerde istatistiksel modeller (FREESCO, MMMC, SMM, vb.) bulunmaktadır(Mekjian 1978, Randrup ve Koonin 1981, Fai ve Randrup 1982, Fai ve Randrup 1983, Koonin ve Randrup 1987, Randrup ve Koonin 1987, Lopez ve Randrup 1989, Lopez ve Randrup 1990, Bondorf 1982, Bondorf ve ark. 1983, Bondorf ve ark. 1985, Botvina ve ark. 1985, Mishustin 1985, Barz ve ark. 1986, Botvina ve ark. 1986, Botvina ve ark. 1987, Sneppen 1987, Sneppen ve Donangelo 1989, Gross ve ark. 1982, Gross 1983, Gross 1984, Zhang ve ark. 1987, Gross ve Massmann 1987, Gross 1990, Lopez ve Siemens 1984, Hahn ve Stöcker 1988).

● Anlık Buharlaşma (Friedman ve Lynch 1983, Bernstein ve ark. 1984, Blann ve ark. 1989, Blann ve ark. 1991) veya Çok Asimetrik Fisyon (Moretto 1975, Sobotka ve ark. 1983) yaklaşımları mevcuttur.

● Hibrit modeller (Reaksiyonun farklı aşamalarında farklı yaklaşımlar kullanılmaktadır) bulunmaktadır(Botvina ve ark. 1985, Jung ve ark. 1988, Das Gupta ve ark. 1986, Sneppen ve Vinet 1988, Botvina ve Lanin 1992, Sangster ve ark. 1992, Souza ve ark. 1994).

Modellerdeki çok çeşitlilik, çalışılan olayın karmaşık karakterini yansıtır. 80'li yıllardan buyana yapılan çalışmalar, hiçbir modelin orta ve yüksek enerjideki

bir reaksiyonda çok uyarılmış nükleer sistemlerin bozunma, oluşum ve gelişiminin yeterli tarifini tek başına vermediğini gösterir. Reaksiyonun seçilen bazı özelliklerini tanımlayan çeşitli yaklaşımları geliştirmek problemi çözmek için en uygun yol gözükmektedir. Buna göre her bir teorik modelin sonuçları ile deneysel sonuçlar sistematik olarak karşılaştırılmalıdır.

İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modelinin (Statistical Multifragmentation Model, SMM) temelleri ilk olarak, 1936'da bileşik çekirdek kavramı ile Niels Bohr, 1937'de Weisskopf (Buharlaşma Modeli), 1950'de Fermi, 1953'de Landau ve 1956'da Fong (İstatistik Fisyon Modeli) tarafından önerilmiştir. İstatistik termodinamik çerçevesinde çok nükleonlu çekirdek oluşumları ilk kez 1978'de Mekjian tarafından çalışılmıştır. Ancak bu çalışma, sistemde yalnızca hafif çekirdeklerin (d, t, ^3He, α) var olabildiği 10-30 MeV/nükleon mertebeli uyarma enerjilerindeki parçalanmalara odaklandı. Daha sonra daha gerçekçi bir çalışma, sıcak yoğun çekirdek ortamının parçacıklar üzerindeki etkisini dikkate alarak, 1982'de G. Röpke, L. Münchov ve H. Schulz tarafından gerçekleştirilmiştir. 10MeV/nükleon uyarma enerjisindeki nükleer madde içinde farklı kütlede çok sayıda nükleer parçacık bulunduğu, Kuantum İstatistiksel Model (QSM) kullanılarak D. Hahn ve H. Stöcker (1988) tarafından da hesaplandı.

SMM'in gelişimine önemli bir katkı J. Randrup ve S. Koonin (1981) tarafından yapılan bir çalışma ile yapıldı. Bu yazarlar, baryon sayılarının ve toplam enerjinin ortalama değerinin sabit olduğu parçacıkların bulunduğu büyük kanonik topluluğu incelediler. Hesaplamalar 10 MeV/nükleon değerinden büyük uyarma enerjileri için uygulandı. Bozunma sürecinin istatistik tanımının önemli bazı elemanları bu çalışmada tanımlanmış olmasına rağmen, formülasyon sonsuz bir sisteminkiyle ilgiliydi. Daha sonra bu model, G. Fai ve J. Randrup'un 1982 ve 1983'de yaptığı çalışmalarla genişletildi ve genelleştirildi. Kullanılan modelin genel ismi literatürde FREESCO olarak bilinmektedir.

Sonlu nükleer sistemler için de geçerli olan çekirdek çok katlı parçalanmasının istatistiksel modelinin formülasyonu J. P. Bondorf, I. N. Mishustin ve C. Pethick tarafından 1981 ve 1983 yıllarında gerçekleştirildi(Bondorf 1981, Bondorf 1982, Bondorf ve ark. 1983). İlk sonuçlar, Nuclear Physics Workshop (ICTP, Trieste, October 5-30, 1981), International Conference on Selected Aspect of

Heavy Ion Reactions (Saclay, May 3-7, 1982) ve International Conference on Nuclear Interactions and Nuclear Excitations (Dubna, June 29 – July 2, 1982) konferanslarında rapor edildi. Farklı parçalanma kanallarının kanonik istatistik ağırlıkları Bondorf (1981), Bondorf (1982) ve Bondorf ve ark. (1983) tarafından sunuldu. Aynı zamanda, parçacıkları saran ortamın sıfırdan farklı yoğunluğa sahip olduğu ve sonlu sıcaklık için genelleştirilmiş sıvı-damlası modeli temelinde parçacıkların incelenebileceği önerildi. Örnek hesaplamalar, yalnızca tüm benzer parçacıkların fiziksel olmayan bir sistemi için gerçekleştirildi. Daha sonraki çalışmalarda (Bondorf ve ark. 1985, Botvina ve ark. 1985) yaklaşımın ana fikri daha da geliştirildi. Aynı zamanda, büyük kanonik topluluk temelinde istatistik parçalanma modeli Gross ve ark. (1982) tarafından önerildi.

Şimdi çoğunlukla Copenhagen Modeli olarak adlandırılan SMM, Bondorf ve ark. (1985), Botvina ve ark. (1985), Mishustin (1985), Barz ve ark. (1986), Botvina ve ark. (1986), Botvina ve ark. (1987), Sneppen (1987), Sneppen ve Donangelo (1989) nun kaynaklarında şekillendirilmiştir. Parçacıkların mikrokanonik, kanonik ve makrokanonik toplulukları için istatistik modelin genel formülasyonu yapılmıştır. Burada şekillenim uzayının özellikleri de çalışılmıştır. Tek bozunma kanalları ve temsili dağılım (partisyon) örnekleri için sayısal çözümler gerçekleştirilmiştir. Nükleer madde içindeki sıvı-gaz faz geçişi ile parçalanmanın ilişkisi gösterilerek parçalanan sistemin termodinamik özellikleri çalışılmıştır. Reaksiyonun son aşamalarında Coulomb yayılması (Botvina ve ark. 1986) ve sıcak parçacıkların yeniden uyarılmaları (de- excitation) (Sneppen 1987) sayısal çözümle gerçekleştirilmiştir. Botvina ve ark. (1985 ve 1990) tarafından Çağlayan-Bozunma-Buharlaşma Modeli (Cascade-Fragmentation-Evaporation Model, CFEM) orta enerjili protonların neden olduğu nükleer parçalanmayı belirlemek için tasarlanmıştır. Parçacık oluşumunda deneysel veriyi analiz etmek için istatistiksel parçalanma modelinin pek çok uygulaması yayın olarak sunulmuştur. 1995 yılında modelin gelişimi bir rapor şeklinde Bondorf ve arkadaşları tarafından sunulmuştur.

Sonlu nükleer sistemler için uygun olan istatistiksel parçalanma modelleri, J. Randrup ve arkadaşları (Fai ve Randrup 1983, Lopez ve Randrup 1990) ve D.H.E. Gross ve arkadaşları (Gross 1984, Zhang ve ark. 1987, Gross ve Massmann 1987, Gross 1990) tarafından da geliştirilmiştir. Modelin böyle versiyonları; sayısal

hesaplama metotları, bireysel parçacıkların tanımı ve istatistiksel topluluğun seçiminde farklılık gösterir. Yine de istatistik modeller farklılıklardan daha çok ortak özelliklere sahiptirler.

2.1. Nükleer Çok Katlı Parçalanmanın Fiziksel Tanımı

Nükleer parçacıkların oluşum süreci çeşitli aşamalara ayrılabilir.

a) Orta derecede uyarılmış nükleer sistemin oluşumu.
b) Bireysel parçacıkların ayrışması ve sistemin genişlemesi.
c) Sıcak birincil parçacıkların yeniden uyarılması

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_0 uyarma enerjili, A_0 nükleon sayılı ve toplam yükü Z_0 olan uyarılmış nükleer madde oluşur. Yüksek uyarma enerjisinin neden olduğu yüksek basınç yüzünden ve muhtemelen sıkışma yüzünden, nükleer madde genişler ve soğur. Bu genişleme süreci içerisinde nükleon parçacık yoğunluğundaki dalgalanmaların sonucu olarak nükleonlar gaz fazından sıvı fazına (droplets-damlalar) dönüşür(hot fragments). İrili ufaklı bu nükleer damlacıklar, p, n, d, t, ^{3}He ve α gibi parçacıkları yayınlayarak (buharlaşarak) soğur ve nükleer parçacıklar ortaya çıkarlar(cold fragments). Hesaplamalara göre (Ravenhall ve ark. 1983), $\rho < \rho_0/2$ de nükleonlarla sarılmış damlacıkların fazı gerçekleşirken, $\rho_0/2 < \rho < \rho_0$ da gaz (bubble-kabarcık) faz oluşur. İç basınç yeterince büyük değilse sistem çatlama (cracking) 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 (compound nucleus) denir. Standart bileşik çekirdek durumu sadece düşük uyarma enerjilerde geçerlidir. Çünkü bu durumda hafif parçacıkların buharlaşması ve fisyon kanalları baskındır. Bununla birlikte bu durum, çekirdek hızlı bir biçimde çok sayıda parçacıklara bozunduğundan yüksek uyarma enerjilerinde

($E^* \geq 2-3\,\mathrm{MeV/nükleon}$) uygulanabilir değildir. Çoğu deneyde (Botvina ve ark. 1995, D'Agistino ve ark. 1996, Scharenberg ve ark. 2001, Pienkowski ve ark. 2002, Bellaize ve ark. 2002, Avdeyev ve ark. 1998, Avdeyev ve ark. 2002, Botvina ve ark. 2006) görüldüğü gibi dengedeki bir kaynak bu durumda da oluşabilir ve istatistik modeller genelde parçacık oluşumunu tanımlamada çok başarılıdır.

Ara sistemin parçalanmasına kadar geçen genişleme süresi başlangıç şartlarına kuvvetli bir şekilde bağlıdır. Başlangıçta hızlı bir genişlemeye neden olan sıkışma durumunda, bu süre 50 fm/c civarındayken; genişleme normal nükleer yoğunluktan başladığında bu süre hadron-çekirdek veya yüzeysel ağır iyon reaksiyonları için birkaç 100 fm/c kadar uzun olabilir(hadron-çekirdek, merkezcil olmayan çekirdek- çekirdek çarpışmaları sonucunda).

Genişleme sırasında sistemin farklı kısımları arasında şiddetli enerji, yük ve kütle değişimleri gerçekleşir. Bu nedenle, ayrışmadan hemen önce en azından parçal (partial) bir termodinamik denge kurulduğunu kabul edebiliriz. 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 çarpanı (çok katlılık, ''multiplicity'') ile ilgili duruma karşılık gelecektir. Nükleer damlacıkların yüzeyleri arasındaki uzaklık nükleer kuvvetlerin menziline ulaştığında (2-3 fm) ayrışmanın olduğu kabul edilir. Daha sonra damlacıklar arasındaki kuvvetli etkileşmeler kaybolur ve birincil (primary) parçacıklar oluşur. Bu, donma (freeze-out) geçişi $\rho_0/2$ ile $\rho_0/10$ yoğunluk değerleri aralığında oluşur. Burada $\rho_0 \sim 0.15$ fm^{-3} dengedeki çekirdek yoğunluğudur.

Açık bozunma kanallarının sayısı, 2-8 MeV/nükleon uyarılma enerjisi aralığında çok fazladır. Bu durumda, 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 son durumlar seçilir ve bağıl olasılıkları hesaplanır. İstatistiksel fizik kurallarına uygun olarak, her bir bozunma kanalının olma olasılığı onun istatistiksel ağırlık fonksiyonu ile verilir. Bu durumda geriye kalan iş, bütün kanallar üzerinden toplam enerji, kütle numarası ve yük korunumu göz önüne alınarak, bu

ağırlık fonksiyonunun hesaplanmasıdır. Başlangıçtan son duruma geçişi tanımlayan matris elemanlarındaki farklılık bu yaklaşımda ihmal edilir. Açık kanalların sayısı çok büyük olduğu zaman, bu yaklaşım iyi bir yaklaşımdır. Çünkü istatistiksel ağırlıklar birçok büyüklük mertebesinde kanaldan kanala değişir.

Yukarıda tanımlanan ara sistemin ayrışması senaryosu, sonuç olarak aşağıdaki kabulleri içerir:

1) Kuvvetli etkileşmelerin etkin olduğu bir ρ_b yoğunluğundan genişleme ve parçalanma moduna geçiş çok şiddetli olur.
2) Sistemin termodinamik karakterlerini yansıtan sıcaklık T ve entropi S gibi fiziksel büyüklüklerin tanımlanması için gerekli olan bir termodinamik denge oluşmalıdır.
3) Farklı bozunma kanallarının olasılıklarının istatistiksel bir dağılımı olmalıdır.

2.2. Bozunma Durumlarının Sınıflandırılması

2.2.1. Bozunma şekillenimi

J. Randrup ve S. E. Koonin (1981) tarafından tanımlanan gösterimlerin ışığında son durumları, şekillenimler (konfigürasyonlar), olaylar ve dağılımlar olarak gruplandıracağız. Kanal genel terimi, bu türlerin herhangi bir elemanı için kullanılabilecektir. Bozunmada sistemin durumunu karakterize eden değişkenlerin tam bir seti, bütün parçacıkların kütle merkezlerinin koordinatları, açısal momentumu $\vec{s}_i$, uyarma enerjisi ε_i, momentumu $\vec{P}_i$, yükleri Z_i ve kütleleri A_i'yi içerir. Bu değişkenlerle karakterize edilen bu duruma F ile gösterilen bir bozunma şekillenimi denir.

$$F: \left\{A_i, Z_i, \vec{P}_i, \varepsilon_i, \vec{s}_i, \vec{r}_i, 1 \le M\right\} \tag{2.1}$$

Burada, M parçacıkların toplam sayısıdır. Parçacık yük ve kütleleri baryon ve elektrik yük korunumu şartıyla sınırlandırılır.

$$A_F = \sum_{i=1}^{M} A_i = A_0 \qquad \text{ve} \qquad Z_F = \sum_{i=1}^{M} Z_i = Z_0 \tag{2.2}$$

Sanki-klasik yaklaşımda, F şekilleniminin toplam enerjisi

$$E_F = \sum_{i=1}^{M} \left(E_i^{\text{taban durum}} + \frac{P_i^2}{2m_i} + \frac{s_i^2}{2I_i} + \varepsilon_i \right) + U_F \tag{2.3}$$

olarak gösterilir. Burada parantez içindeki terimler sırasıyla, 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. (2.3) denklemindeki son terim, parçacık uyarma enerjisidir ve U_F^C Coulomb ile U_F^N nükleer etkileşmelerin toplamı olarak yazılabilir. Kuvvetli (nükleer) etkileşmeler ayrışma süreci sonunda son bulur. Bu durumu sert küre potansiyeli olarak tanımlayabiliriz:

$$U_F^N = \begin{cases} \infty, & \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right| < R_i + R_j \\ 0, & \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right| > R_i + R_j \end{cases} \tag{2.4}$$

Burada $R_i = r_0 A^{1/3}$ (r_0 = 1.17fm) i. parçacığın yarıçapıdır. Parçacıkların küre şeklinde oldukları kabul edilir. Gerçekçi bir yöntemle parçacıkların artık etkileşimlerini dikkate alan yaklaşımlar J. Randrup ve S. E. Koonin tarafından (1987) yılında yapılmıştır(Randrup ve Koonin 1987, Lopez ve Randrup 1989, Lopez ve Randrup 1990). Uzun menzilli Coulomb etkileşimi parçacıkların ayrışması aşamasında ve sonraki aşamalarda parçacıkların yayılmasını idare eder. Wigner Seitz yaklaşımında toplam Coulomb enerjisi

$$E_F^C = E_0^C(V) + \sum_{i=1}^{M} E_i^C(V) \qquad \text{ve} \quad E_0^C(V) = \frac{3}{5}\frac{Z_0^2 e^2}{R} \tag{2.5}$$

olarak verilir. Buradaki E_0^C, Z_0e yüküyle kararlı olarak yüklenmiş kürenin Coulomb enerjisidir ve $R = (3V/4\pi)^{1/3}$ bozunan sistemin yarıçapıdır. Sistemin toplam uyarma enerjisi E_0^*, A_0 nükleonlarını ve Z_0 protonlarını içeren bileşik sistemin $E_0^{\text{taban durum}}$ taban durum enerjisine göre ölçülür. Bu durumda parçalanmadaki enerji korunumu ifadesi

$$E_F = E_0^* + E_{A_0,Z_0}^{\text{taban durum}} = E_0 \tag{2.6}$$

olarak yazılabilir. Burada sistemin E_0 toplam enerjisi ve E_0^* uyarılma enerjisi sabitlenir. Nükleon başına uyarma enerjisi genellikle $\varepsilon^* = E_0^*/A_0$ olarak ifade edilmektedir. Denklem (2.2) şartlarına ek olarak parçacıkların $\vec{P}_0$ toplam momentumları ve $\vec{J}_0$ toplam açısal momentumlarının korunumu da göz önüne alınır. Parçacıkların momentumlarının toplamı,

$$\vec{P}_F = \sum_{i=1}^{M} \vec{P}_i = \vec{P}_0 \tag{2.7}$$

şartına uymaktadır ve bileşik sistemin durgun referans sisteminde toplam momentumu $\vec{P}_0 = 0$'dır.

2.2.2. Parçalanma olayı

Yukarıda tanımlanan değişkenler seti (2.1), (2.2), (2.6) ve (2.7) denklem sınırlamalarıyla genelde fazlalık teşkil eder. Genellikle, son durumların böyle 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 kabulü sayesinde, parçacık momentumu diğer değişkenler setine dâhil 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 sıcaklıkta, 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.

2.2.3. 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 edilecektir. Aynı türden birkaç tane bulunabilen bütün parçacıkları tek saymak yerine, her türün çarpanlarını (multiplicity) kullanmak daha uygundur. A kütle numaralı ve Z yüklü parçacıkların sayısı (çarpanı) N_{AZ} ile gösterilir. 0, 1, 2, 3, 4, ….. değerlerini alabilir. Bütün son durumlar, parçacık çarpanlarının setine göre sınıflandırılabilirler. Değişkenlerin böyle bir kısaltılışı f ile gösterilecek ve buna ayrışma dağılımı denilecektir.

$$f : \{N_{AZ} ; 1 \le A \le A_0, 0 \le Z \le Z_0\} \tag{2.8}$$

Bu set, A_0 elemanlı satırları ve Z_0+1 elemanlı sütunları olan bir matristir. Satır ve sütun elemanları A ve Z'ye göre düzenlenir. Sistemin toplam kütle ve yükü üzerinde (2.2) sınırlamasını sağlayan bütün f dağılımları mümkündür. Bu sınırlamalar parçacık çarpanları N_{AZ} cinsinden

$$\sum_{(A,Z)} N_{AZ}\, A = A_0 \qquad \text{ve} \qquad \sum_{(A,Z)} N_{AZ}\, Z = Z_0 \tag{2.9}$$

olarak yazılabilir. Burada toplam, f dağılımına ait bütün parçacıklar üzerindendir. Dolayısıyla, f kanalındaki toplam parçacık sayısı

$$M_f = \sum_{(A,Z)} N_{AZ} \tag{2.10}$$

ile verilir.

Ayrılma durumlarının daha kaba sınıflandırması (denklem (2.8)), enerjinin daha kaba bir temsilini getirir. Yani denklem (2.3) yerine, denge istatistik dağılımı kullanılarak bulunan öteleme, dönme ve iç enerji ortalamaları ile koordinatlar üzerinden ortalaması alınan Coulomb enerjisi kullanılır. Böylece, bir dağılımın toplam enerjisi sistemin hacim ve sıcaklığının bir fonksiyonuna dönüşür.

$$E_f(T,V) = E_f^{ö}(T,V) + \sum_{(A,Z)} E_{AZ}(T,V)\, N_{AZ} + E_0^C(V) \tag{2.11}$$

Burada, $E_f^{ö}(T,V)$ öteleme hareketi enerjisi ve $E_{AZ}(T,V)$ tek tek bütün parçacıkların iç ve Coulomb enerjisini de içine alan ortalama enerjidir. Son terim ise denklem (2.5) deki gibidir.

2.3. İstatistiksel Topluluklar

SMM hesaplamalarında istatistik model çerçevesinde, şekillenimler, olaylar veya dağılımlar (partition) olarak sınıflandırılabilen bozunma kanallarını kullanacağız. İstatistik bir toplulukla, bozunan bir sistemin, momentum, enerji, yük ve kütlesi üzerindeki sınırlamaları sağlayan ve $\Delta\Gamma_f$ istatistik ağırlıklarıyla karakterize edilen bütün {f} kanallarının sınırlı ya da tam 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

$$\langle Q\rangle = \frac{\sum_{\{f\}} Q_f \Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \tag{2.12}$$

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

$$\langle N_{AZ}\rangle = \frac{\sum_{\{f\}} (N_{AZ})\Delta\Gamma_f}{\sum_{\{f\}} \Delta\Gamma_f} \qquad \text{ve} \quad \sigma_{AZ} = \sqrt{\langle N_{AZ}^2\rangle - \langle N_{AZ}\rangle^2} \tag{2.13}$$

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

$$\langle Q\rangle = \sum_{(A,Z)} Q_{AZ} \langle N_{AZ}\rangle \,. \tag{2.14}$$

A nükleon sayısıyla verilen bütün parçacıkların çarpanı $N_A = \sum_{Z=0}^{A} N_{AZ}$ 'dir. (proton için $Z_p=A_p=1$, $Z\leq A$ olan herhangi bir durum için) A kütle numaralı parçacıkların ortalama çarpanı ve dispersiyonu

$$\langle N_A\rangle = \sum_{Z=0}^{A} \langle N_{AZ}\rangle \qquad \text{ve} \qquad \sigma_A = \sqrt{\langle N_A^2\rangle - \langle N_A\rangle^2} \tag{2.15}$$

ifadelerine eşittir. Ortalama yükleri ve yük dağılımlarının dispersiyonu

$$\langle Z_A\rangle = \sum_{Z=0}^{A} Z_A \left\langle \frac{N_{AZ}}{N_A} \right\rangle \qquad \text{ve} \qquad \sigma_Z^A = \sqrt{\langle Z_A^2\rangle - \langle Z_A\rangle^2} \tag{2.16}$$

ile verilir. Burada Z_A, (A,Z) parçacığının yüküdür.

2.3.1 Mikrokanonik topluluk

Sistemin tüm mikroskopik 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. (2.1) denkleminde tanımlanan F değişkenler setine göre ayrışma konfigürasyonlarının (şekillenimlerinin) sınıflandırılması bu topluluğa karşılık gelir.

Parçacıkların uyarma enerjileri, momentumları ve koordinatlarıyla ilgilenilmiyorsa, böyle bütün değişkenler üzerinden bir toplam alınabilir. Sonra parçacık çarpanlarının f seti ile (denklem (2.8)) ayrışma kanallarını ifade eden dağılımlara ulaşılır. Bu durumda verilen bir dağılıma neden olan tüm mikroskopik durumlar üzerinden (2.6) enerji korunum denkleminin ortalaması alınır. Sonuç olarak, bir f dağılımıyla ilgili yalnızca ortalama enerjiyi sınırlayan denklem

$$\forall f \; E_f\,(T_f, V) = E_0 \tag{2.17}$$

elde edilir. Denklemin sol tarafı (2.11) ile verilmiştir. Bu ifade bir f dağılımını ifade eden T_f denge sıcaklığını verir. Verilen E_0 ve V değerleri için, T_f ayrışma sıcaklığı, 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 mikroskopik durumların sayısı) dağılımın $\Delta\Gamma_f = \exp S_f$ entropisi ile belirlenir. Verilen bir dağılım için normalize edilmiş olasılık,

$$W_f^{mikro} = \frac{1}{\xi}\exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0) \text{ ve } \xi = \sum_f \exp S_f(E_0, V, A_0, Z_0) \tag{2.18}$$

ile ifade edilir. Burada ξ normalizasyon sabitidir. Burada bütün parçacıkların toplam kütle ve yükünün denklem (2.9) ile sabitlendiği kabul edilir. Böyle sınırlamalar

parçacık çarpanlarının çok büyük olmadığı sonlu nükleer sistemler için çok önemlidir.

2.4. Parçalanan Bir Sistemin Serbest Enerjisi

Bu bölümde, termal dengedeki ve farklı türdeki parçaları içeren bir sistemin $F_f(T,V)$ serbest enerjisine olan ana katkıları inceleyeceğiz.

2.4.1. Serbest enerjinin ayrışması

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

$$S_f = -\left(\frac{\partial F_f}{\partial T}\right)_{V,\{N_{AZ}\}} \qquad \text{ve} \quad E_f = F_f + TS_f \tag{2.19}$$

Serbest enerji aşağıdaki denklem ile ifade edilir.

$$F_f = -T \ln Z_f \tag{2.20}$$

Burada verilen bir f dağılımı için istatistiksel toplam,

$$Z_f(T,V) = \sum_{\{r,p,\varepsilon\}} \exp\left(-\frac{E_f}{T}\right) \tag{2.21}$$

olarak yazılır.

Burada E_f denklem (2.3) de verilmiştir. Toplam, f dağılımını oluşturan parçacıkların uyarılma enerjileri, momentumları ve tüm koordinatları üzerinden

alınmaktadır. (2.3) denkleminde verilen E_f ayrışma enerjisi bu özelliğe karşılık gelir. İstatistiksel toplamın hesaplanmasından sonra sistemin serbest enerjisi

$$F_f(T,V) = F_f^{öt}(T,V) + \sum_{(A,Z)} F_{AZ}(T,V) N_{AZ} + E_0^C(V) \tag{2.22}$$

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. Bu problemin pek çok araştırmacı tarafından ele alınmasına rağmen hala açık olamayan araştırılacak sorular vardır. 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 ve nükleon ve parçacıklarla çevrilidir. Böyle damlaların normal nükleer yoğunluğa ($r_0 = 1.17\,\mathrm{fm}$) 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>4 olan ağır parçacıklar sıvı damlacıkları olarak düşünülür. Bir (A,Z) parçacığının serbest enerjisi F_{AZ},

$$F_{AZ} = F_{AZ}^{\mathrm{Bulk}} + F_{AZ}^{\mathrm{Yüzey}} + F_{AZ}^{\mathrm{Simetri}} + F_{AZ}^{\mathrm{Coulomb}} \tag{2.23}$$

şeklinde yazılabilir. Denklemin sağ tarafındaki terimler sırasıyla, bulk (hacim), yüzey, simetri ve Coulomb enerjileridir.

2.4.2. Parçacıkların öteleme hareketi

Genel olarak, parçacıkların öteleme hareketi, termal bileşen ve ortak (kolektif) akı olarak ayrılabilir. i. parçacığın hızı her bir uzaysal r noktasında

$$\upsilon_i(\vec{r}) = \upsilon_i^t(\vec{r}) + \upsilon^a(\vec{r}) \tag{2.24}$$

olarak gösterilebilir. Burada t termal bileşen ve a akı bileşenini ifade eder. Tanıma göre, her tür parçacık için topluluk ortalamasında termal hız $<\upsilon_i^t(\vec{r})=0>$ sıfırdır. Diğer taraftan akı hızı $\upsilon^a(\vec{r})$ parçacık türüne bağlı değildir ve tamamen yayılan maddenin dinamiği ile belirlenir. Termal dengede, parçacık hızları Maxwell dağılımına göre dağılırlar.

Bir f dağılımındaki parçacıkların öteleme hareketi ile ilgili serbest enerji için aşağıdaki ifade kullanılır.

$$F_f^{\ddot{o}}(T,V) = -T\sum_{(A,Z)}\left[N_{AZ}\ln(g_{AZ}\frac{V_f}{\lambda_T^3}A^{3/2}) - \ln(N_{AZ}!)\right] + T\ln(\frac{V_f}{\lambda_T^3}A_0^{3/2}) \tag{2.25}$$

Burada $\lambda_T = (2\pi\hbar/m_N T)^{1/2}$ nükleon termal dalga boyudur. Ortak kütle merkezinin konumu ve toplam parçacık momentumu üzerindeki sınırlamalar dikkate alınır. Bu, M=1 ve $N_{A_0Z_0} = 1$ olduğunda bileşik çekirdek için termal hareket katkısını yok eder. Bu durumda yalnızca onun iç enerjisi istatistik toplama katkıda bulunur. Denklem (2.25) tam bir termodinamik limittedir ve $M \to \infty$ da bir tür parçacık durumunda Boltzmann gazının serbest enerjisine dönüşür.

Denklem (2.25) serbest hacim V_f terimini içerir. Bu terim parçacıkların kuvvetli etkileşimi ve sonlu ölçüleri nedeniyle gerçek V hacminden farklıdır. 1. prensipten V_f'yi hesaplamak zordur. Bu nedenle V_f,1 mertebesinde olduğu düşünülen boyutsuz χ parametresi cinsinden

$$V_f = \chi V_0 = \chi A_0/\rho_0 \tag{2.26}$$

ile ifade edilir. V_0 normal çekirdek yoğunluğunda sistemin hacmidir. Bir f dağılımındaki parçacıkların öteleme hareketiyle ilgili ortalama enerji

$$E_f^{öt} = E_f^{termal}(T) + E^{akı} \tag{2.27}$$

şeklinde yazılabilir. Burada birinci terim termal bileşenden gelir ve

$$E_f^{termal} = \frac{3}{2}(M-1)T \tag{2.28}$$

ile ifade edilir ve parçacık oluşumundan bağımsızdır. Yalnızca T sıcaklığı ve M toplam çarpanla orantılıdır. Büyük M limitinde, tek bir parçacığın ortalama enerjisi bu nedenle (3/2)T dir ve parçacık kütlesinden bağımsızdır.

Akı hızı $\upsilon^{akı}(r) = (r/R)\upsilon_0$ ifadesine denktir. (2.27) denkleminin ikinci terimi toplam akı enerjisi,

$$E^{akı} = \frac{3}{10} m_N A_0 \upsilon_0^2 \tag{2.29}$$

$m_A = m_N A$ kütleli bir parçacığın ortalama akı enerjisi $E^{akı} = \frac{3}{10} m_A \upsilon_0^2$ ifadesidir ve parçacık kütle numarası A ile orantılıdır. (2.29) ifadesi sistemin toplam kütle numarası üzerindeki (2.2) sınırlamasını kullanarak ve bütün parçacıklar için katkıları toplayarak elde edilir. A bağımlılıklarındaki farklılık, parçacıkların geçiş enerjilerinin akı ve termal bileşenlerini ayırmak için kullanılır. Yaptığımız hesaplamalarda akı enerjisinden gelen terim ihmal edilecektir.

2.4.3. Bulk serbest enerjisi

Bir parçacığın taban durum ve termal enerjisinin toplamı, bulk serbest enerjisini verir. İç parçacık yoğunluğu ρ_0 sabit olduğu için, A kütle numaralı bir parçacığın bulk enerjisi T=0 da $-W_0A$ dır. Burada, W_0=16 MeV sonsuz nükleer maddenin bağlanma enerjisidir. Termal enerji çekirdek seviye yoğunluğu için Bethe (1937) formülü kullanılarak Fermi gaz modeli ile hesaplanabilir.

$$\rho_A(E) = \frac{\pi^{1/2}}{12E^{5/4}a^{1/4}} \exp(2\sqrt{aE}) \tag{2.30}$$

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,

$$F_{AZ}^{bulk}(T) = -(W_0 + T^2/\varepsilon_0)A \tag{2.31}$$

ifadesi geçerlidir. Burada, $\varepsilon_0 = A/a$ 'dır. İdeal bir Fermi gazı için $\varepsilon_0 = 4E_f/\pi^2$ olup, E_f Fermi enerjisidir. Normal nükleer madde yoğunluğunda, E_f =40 MeV ve ε_0=16 MeV'dir. Az uyarılmış çekirdek için ε_0'ın deneysel değeri 2 çarpanı kadar küçüktür ve kütle numarasına önemli derecede bağlıdır. Bu davranış sonlu ölçü ve kabuk etkileriyle açıklanabilir(Bohr ve Mottelson 1969). Termal denge şartı altında $\varepsilon_0 \approx$16 MeV'dir.

Denklem (2.31) ile verilen ifade 20 MeV altındaki sıcaklıklarda daha gerçekçidir. Sonlu çekirdekteki bağıl olarak uzun ömürlü durumların yoğunluğu 5 MeV/n'den daha düşük uyarma enerjilerinde (2.30) Fermi gaz formülü ile incelenebilir. Daha yüksek uyarma enerjisinde gerçek seviye yoğunluğu maksimum değerine ulaşır ve daha sonra azalır(Mustafa ve ark. 1992). Koonin ve Randrup (1987) tarafından önerildiği gibi, Fermi gazı seviye yoğunluğu exp(-E/T) üsteli ile azalacak şekilde tanımlanarak ele alınır. Bu düzeltmeden sonra, bulk termal enerjisi

yüksek sıcaklıklarda $\varepsilon^*_{lim} = T_0^2 / \varepsilon_0$ limit değerine yönelir. Teorik tahminler oldukça belirsizdir. Örneğin, Mustafa ve ark.'ın (1992) hesaplamaları, A=40 olan bir çekirdek için, model kabullerine bağlı olarak 6 MeV ile 15 MeV arasında bir ε^*_{lim} değeri verir. Bu 7-11 MeV aralığındaki sıcaklıklara karşılık gelir. Serbest parametrelerin sayısını azaltmak için, aşağıda, ε_0 parametresi için bütün olası düzeltmeleri nitelendiren düşük sıcaklık ifadesi kullanılır.

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

$$F_{AZ}^{simetri} = E_{AZ}^{simetri} = \gamma(A - 2Z)^2 / A \qquad (2.32)$$

Burada γ=25 MeV'dir. Simetri enerjisi bulk enerjisinin bir kısmıdır. Z≈A/2 olan ara kütleli çekirdek durumunda daha küçüktür. E_{AZ}^S'nin sıcaklığa bağımlılığı ihmal edilir.

2.4.4. Yüzey serbest enerjisi

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

$$F_{AZ}^{yüzey}(T) = 4\pi R_{AZ}^2 \sigma(T) = \beta(T) A^{2/3} \qquad (2.33)$$

ile ifade edilir. Burada $\beta(0) = \beta_0 \approx 18\,MeV$ Bethe-Weizsaecker formülündeki yüzey katsayısıdır. $\sigma(T)$'nin hesaplanması için pek çok çalışma yapılmıştır(Stocker ve Burzlaff 1973, Ravenhall ve ark. 1983, Suraud 1987, Müller ve Dreizler 1994). Bütün hesaplamalar yüzey geriliminin sıcaklık artarken azaldığını ve T_c kritik sıcaklığında sıfır olduğunu göstermiştir. Düşük sıcaklıkta, sıcaklığa bağlı $\sigma(T)$ katkısı T^2 ile orantılıdır. Yüksek sıcaklıkta yüzey geriliminin davranışı, nükleer

madde içindeki sıvı-gaz faz geçişinden belirlenir. $T=T_c$ kritik nokta sıcaklığında sıvı ve gaz faz arasında hiçbir fark yoktur ve $\sigma(T)=0$'dır. $\beta(T)$ için Bondorf ve ark. (1983) ve Ravenhall ve ark. (1983) tarafından kullanılan ifade

$$\beta(T) \equiv 4\pi r_0^2 \sigma(T) = \beta_0 \left(\frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4} \tag{2.34}$$

ile verilir. Bu ifade düşük sıcaklıklarda iyi sonuçlar vermektedir. Yüzey geriliminin azalmasıyla sıcak çekirdek içinde fisyon ve parçalanma olasılığı artar. (2.19) formülü kullanılarak,

$$E_{AZ}^{yüzey}(T) = \left(\beta(T) - T \frac{d\beta(T)}{dT} \right) A^{2/3} \tag{2.35}$$

elde edilen ifadeyle parçacık yüzey enerjisi bulunabilir. Bu formülde (2.34) ifadesi yerine yazılırsa, T'nin artışı ile yüzey enersinin (serbest enerjinin tersine) ilk olarak artarak maksimuma ulaştığı ve sonra azalarak $T=T_c$'de sıfır olduğu görülür. Bu ifade yalnızca termodinamik denge altında uygulanabilir. Sayısal hesaplamalarımızda T_c=18 MeV değerini kullandık.

2.4.5. Çok parçacıklı bir sistemin Coulomb enerjisi

Çok parçacığa uyarılmış bir sistemin Coulomb enerjisi, ayrışma hacminde parçacıkların konumları rastgele değiştiği için dağılımdan dağılıma farklılık gösterir. Coulomb enerjisini hesaplamak için en basit yol, yoğun madde teorisinde başarılı olarak uygulanan Wigner-Seitz yaklaşımıdır. Sistem elektriksel olarak nötr olmadığı için, katıhal fiziğinde genel olarak dikkate alınan sistemlerden farklıdır. Bu nedenle, ilk olarak, toplam Coulomb enerjisinden, homojen yük dağılımı varsayılarak hesaplanan ve toplam hacimdeki toplam Z_0e yükünün oluşturduğu Coulomb enerjisi

katkısı E_0^C çıkarılır. Yük yapılanmasını içeren geriye kalan enerjiyi hesaplamak için standart gösterim kullanılabilir. Bu yaklaşımda tüm sistem, her birinin merkezinde bir parçacık bulunan hücrelere ayrılabilir. Hücreler üst üste binebilir. Hücre yarıçapı R_{AZ}^C, negatif temel seviye yük yoğunluğu ve parçacık yüküyle belirlenir. Wigner-Seitz yaklaşımında, hücreler arasındaki etkileşim ihmal edilir. O zaman, oluşan parçacıkların enerjisi tek tek hücrelerin Coulomb enerjilerinin toplamıdır.

$$\Delta E_f^C = \sum_{A,Z} N_{AZ} E_{AZ}^C \tag{2.36}$$

Böylece, f dağılımındaki toplam Coulomb enerjisi (2.5) formülü ile hesaplanabilir. Bir parçacık içindeki yük yoğunluk dağılımına basamak fonksiyonu ile yaklaşılırsa, tek bir hücrenin Coulomb enerjisi

$$E_{AZ}^C = \frac{3}{5} Z^2 e^2 \left(\frac{1}{R_{AZ}} - \frac{1}{R_{AZ}^C} \right) \tag{2.37}$$

ifadesi ile hesaplanabilir. (2.5) ve (2.37) ifadeleri iki limit durumda da doğru davranışa sahiptir. Bileşik çekirdek durumunda nükleer madde tüm hacmi doldurduğunda, $R_{AZ} = R_{AZ}^C$, $E_{AZ}^C = 0$'dır ve R yarıçaplı ve Z_0e yüküyle kararlı olarak yüklenmiş kürenin enerjisine gider. Diğer yandan, parçacıklar birbirlerinden ayrıldıklarında, $(R, R_{AZ}^C \to \infty)$ (2.37) ifadesi tek parçacıkların Coulomb enerjilerinin toplamına yaklaşır. Bu katkıyı çıkarırsak, parçacıklar arasındaki Coulomb etkileşimi ile ilgili enerji elde edilir.

$$U_F^C = \frac{3}{5} \frac{Z_0^2 e^2}{R} - \sum_{(A,Z)} \frac{3}{5} \frac{Z_0^2 e^2}{R_{AZ}^C} N_{AZ} \quad . \tag{2.38}$$

Hücre hacminin parçacık hacmine oranı, tüm sistemin ortalama yük yoğunluğu ile verilen parçacığın içindeki ortalama yük yoğunluğunun oranına eşittir. Bozunmadaki toplam hacim

$$V = (1+\kappa)V_0 \tag{2.39}$$

ile verilir. Hücre yarıçapı ise,

$$\frac{R_{AZ}^{C}}{R_{AZ}} = (1+\kappa)^{1/3}\left(\frac{Z/A}{Z_0/A_0}\right)^{1/3} \tag{2.40}$$

olarak yazılabilir. κ parametresi, Coulomb enerjisinin ayrışmada başlangıç değerine göre ne kadar azaldığını belirler. κ parametresi denklem (2.26) da tanıtılan parçacıklar arasındaki şiddetli etkileşimleri kontrol eden χ parametresinden farklıdır. Sayısal hesaplamalarımızda κ parametresi 2 olarak kullanılmıştır. Fisyon parçacıklarından belirlenen χ parametresinin değerleri ise 5 civarındadır. Bu değer yaklaşık olarak küresel parçacıkların sıkı paketlendiği duruma karşılık gelmektedir. Wigner-Seitz yaklaşımı ile yapılan hesaplamalar, az sayıda parçacık içeren dağılımlarda bile iyi sonuçlar vermektedir.

2.5. Ayrışmadan Sonra Parçacıkların Yayılmaları ve Yeniden Uyarılmaları

İstatistiksel tanım, zamanı açıkça içermemesine rağmen birincil parçacıkların oluşum süreci ve ayrışma hacminde sistemin yayılma süresi $\tau_{exp} \sim R/C_s \sim$ 50-100 fm/c civarında olmalıdır. Son ayrışma durumunun oluşumu daha uzun bir zaman ölçeği ile karakterize edilir. Bu aşamada parçacıklar karşılıklı Coulomb alanının etkisi altında hareket ederler. Sıcak parçacıkların yeniden uyarılmaları da bu aşamada gerçekleşir. Böyle süreçler, hafif parçacıkların artmasına ve parçacık enerjilerinin yeniden dağılımına neden olur. Özellikle birincil sıcak parçacıklar (primary hot fragments) ve bunların parçacık yayınlayarak dönüştüğü soğuk parçacıklar (secondary cold fragments) bu süreçlerin bir sonucudur.

Parçacıkların iç uyarmalarının iç ve geçiş sıcaklıklarının eşit olmasını gerektiren termodinamik dengeye eğilimi takip edip etmedikleri önceleri açık değildi. Parçalanma sürecinde zayıf uyarılmış ya da soğuk parçacıkların olduğu

soğuk parçalanma senaryosu (Gross ve ark. 1982, Gross 1983 ve Aichelin ve ark. 1984) referansları tarafından dikkate alındı. Genellikle, bizim notasyonumuza göre (SMM modeline göre) κ =5 notasyonuna karşılık gelen daha büyük bozunma hacimlerini de seçerler. Bizim yaklaşımımızda (SMM yaklaşımında) bu durum, κ'ya ek olarak parçacıkların iç uyarma enerjilerini belirleyen T_c ve ε_0 parametrelerini değiştirmekle kolayca modellenebilir. Soğuk parçalanma, yani iç serbestlik derecelerindeki tam azalma $\varepsilon_0 = \infty$ ve $T_c = \infty$ seçimine karşılık gelir. Bunun tersine sıcak parçalanmada parametrelerden $\varepsilon_0 = 16$ MeV ve $T_c = 18$ MeV seçilerek geçiş ve iç serbestlik dereceleri arasındaki termal dengeye bağlanır.

Sıvı damlası yaklaşımı hafif parçacıklar için anlamsızdır. A≤4'den hafif ve ağır parçacıkları ayrı ele almak gerekir. ^{2}H, ^{3}H ve ^{3}He uyarılmış durumda olmadıkları sürece, nükleonlarıyla birlikte, deneysel kütleleri $m_{A,Z}$ (Bağlanma enerjileri $B_{A,Z}$), yarıçapları $R_{A,Z}$ ve taban durum spin dejenerasyon çarpanları $g_{A,Z}$ ile karakterize edilen temel parçacıklardır. Bu parçacıkların öteleme serbest enerjisi ve Coulomb enerjilerine katkıları (2.25) ve (2.37) genel formülleri kullanılarak hesaplanır. Coulomb enerjileri deneysel taban durum enerjisinin içinde bulunduğundan, protonlar, ^{2}H, ^{3}H ve ^{3}He için iç ve Coulomb serbest enerjilerinin toplamı $F_{AZ} = -B_{AZ} - \frac{3}{5} Z^2 e^2 / R^C_{AZ}$ (Bakınız Denklem (2.37)) olarak ifade edilir. Nükleonlar için $B_{AZ} = 0,\ g_{AZ} = 4$; döteron için $B_{21} =$ =2.22 MeV, $g_{21} = 3$; ^{3}H için $B_{31} = 8.48$ MeV , $g_{31} = 2$ ve ^{3}He için $B_{32} = 7.72$ MeV , $g_{32} = 2$'dir. ^{4}He çekirdeği için ($B_{42} = 28.3$ MeV , $g_{42} = 1$) 20 MeV bölgesinde pek çok uyarılmış duruma sahiptir. ^{4}He çekirdeğinde bu uyarılmış durumların etkisini de kabaca hesaba katmak için, $-4T/\varepsilon_0$ iç serbest enerjisi ve B_{42} terimi eklenmiş (denklem (2.31)) fakat yüzey katkısı ihmal edilmiştir.

3. NÜKLEER ÇOK KATLI PARÇALANMAYA YÜZEY GERİLİM ENERJİSİNİN ETKİSİ

SMM kullanılarak farklı izospinli Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin 0-12 MeV/n aralığındaki uyarma enerjilerinde nükleer çok katlı parçalanmalarına yüzey enerjisinin etkilerini inceledik. İncelediğimiz çekirdeklerden Xe^{129} 1.39 N/Z oranına sahipken Au^{197} ve U^{238} sırasıyla 1.49 ve 1.59 N/Z oranlarına sahiptir. Tablo 3.1 de hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerin kütle numaraları, atom numaraları, nötron sayıları ve N/Z oranları verilmiştir.

Bu bölümde, Tablo 3.1 de verilen çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanması, soğuk parçalanma ve sıcak parçalanma olarak iki bölümde ele alınmıştır. İncelediğimiz çekirdekler için her iki durumda oluşan parçacıkların kütle ve yük dağılımları, kuvvet kanunu terimleri τ ve τ_z, mikrokanonik sıcaklık ve ayrışma sıcaklığı hesaplanıp, bu özelliklerin çekirdeklerin N/Z oranlarına ve yüzey enerjilerine bağlılığı incelenecektir. Yapılan incelemelerin sonuçları ALADIN S 114 grubunun deneysel verileriyle karşılaştırılacaktır.

Tablo 3.1. Hesaplamalarımızda kullanılan çekirdeklerin kütle ve atom numaraları, nötron sayıları ve N/Z oranları.

Çekirdek	Kütle numarası	Atom numarası	Nötron sayısı	N/Z
Xe	129	54	75	1.39
Au	197	79	118	1.49
U	238	92	146	1.59

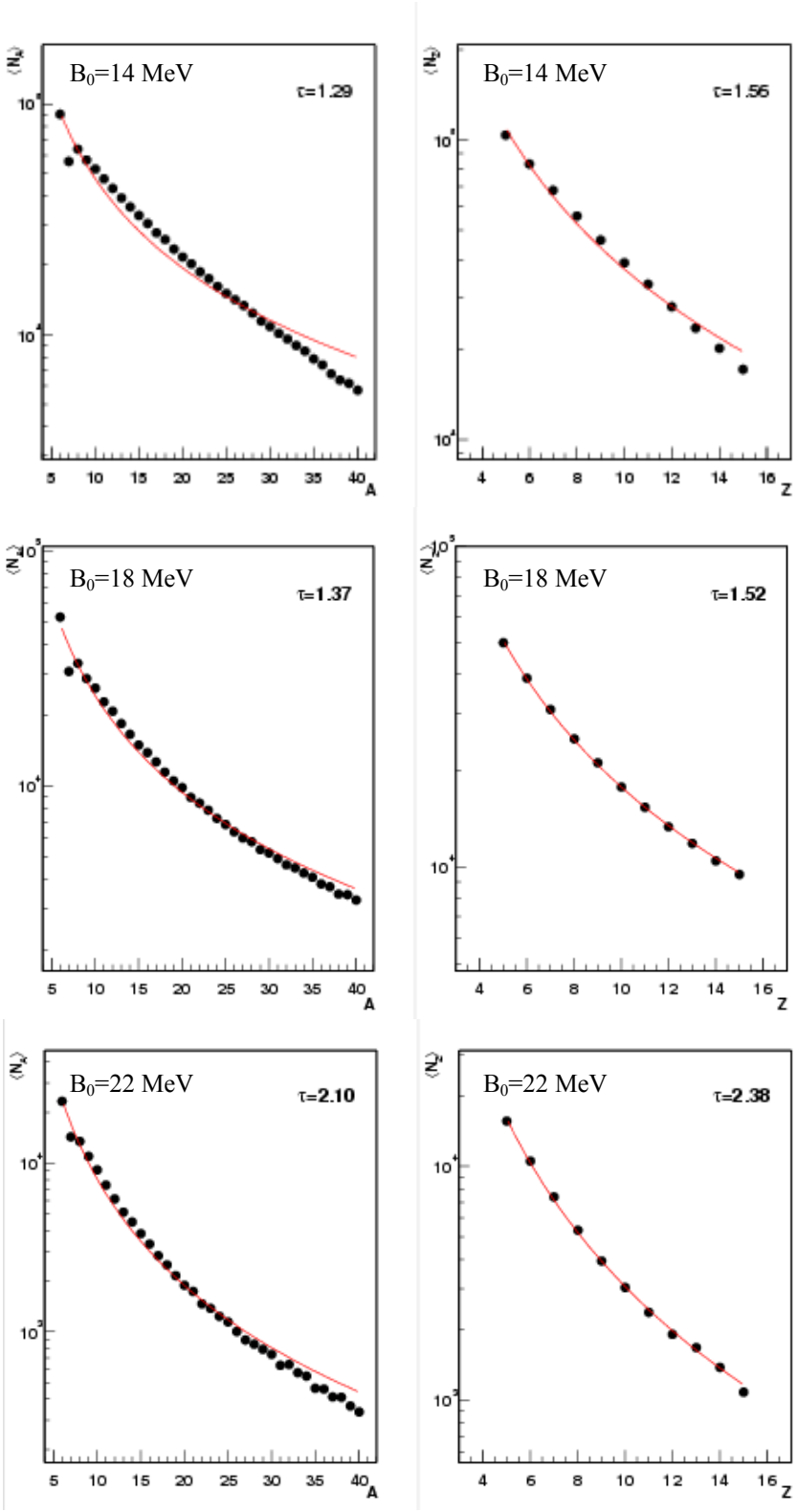
3.1. Üstel Kuvvet Kanununa Göre Üstel Terimlerin (τ ve τ_z) Hesaplanması

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

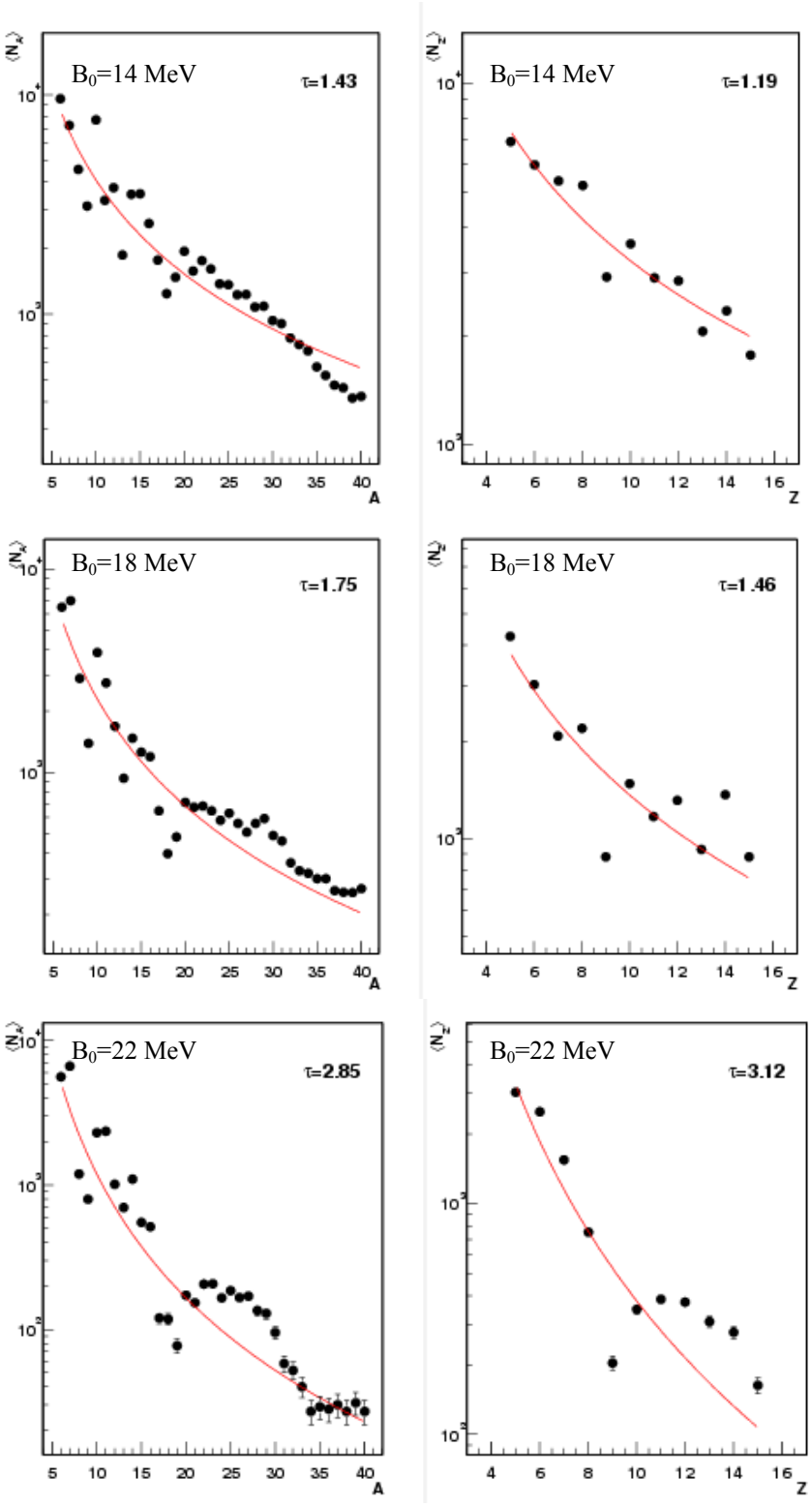
$$Y(A) = Y_0(A)\,A^{-\tau} \quad \text{ve} \quad Y(Z) = Y_0(Z)\,Z^{-\tau_z} \tag{3.1}$$

şeklindedir. Burada τ ve τ_z üstel kuvvet-kanunu terimleridir(power-law exponents). Y(A), A kütleli parçacığın çarpanını, Y(Z), Z yüklü parçacığın çarpanını gösterir. $Y_0(A)$ ve $Y_0(Z)$, sırasıyla dağılımdaki toplam kütle ve yük çarpanını ifade eder. SMM ile Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdekleri için 2-12 MeV/n uyarma enerjisi aralığında elde edilmiş olan kütle ve yük dağılımları için, (3.1) denkleminde tanımlanan kuvvet kanunu kullanılarak orta kütleli parçacıkların kütleleri $5<A\leq40$ aralığında ve yükleri $4<Z\leq15$ aralığında seçildi. Daha hafif parçacıklar ise nükleer gaz olarak kabul edildi. Şekil 3.1.a ve Şekil 3.1.b de Au^{197} çekirdeğinin $E^* = 5$ MeV/n uyarma enerjisindeki nükleer çok katlı parçalanması sonucu oluşan sıcak ve soğuk orta kütleli parçacıkların kütle ve yük dağılımları için hesaplanan τ ve τ_z parametrelerine yüzey enerjisinin etkileri gösterilmiştir. Buradan, yüzey enerjisindeki artışın τ ve τ_z parametrelerini de artırarak parçacık dağılımlarını etkilediği görülür.

Sıcak ve soğuk parçalanma için yaptığımız hesaplamalarda standart SMM modeli kullanılmıştır. Farklı izospinli kaynakların farklı yüzey enerjilerindeki parçalanmaları incelenmiş ve kritik üstel parametreleri (τ ve τ_z) hesaplanmıştır. Bu parametrelerin, sıcak ve soğuk parçalanma durumu için uyarma enerjilerine göre değişimleri yüzey enerji katsayılarının B_0=14, 18 ve 22 MeV değerlerinde Şekil 3.2.a-c ile 3.4.a-c de sunulmuştur. Bu parametrelerin uyarma enerjisine bağlılıklarının yaklaşık olarak aynı olduğu görülmüştür. Bununla birlikte, düşük uyarma enerjilerinde, çekirdeklerin yüzey enerjileri düştükçe kritik üstel (τ ve τ_z)



Şekil 3.1.a. Au^{197} çekirdeğinin 5 MeV/n uyarma enerjisindeki nükleer çok katlı parçalanmasında açığa çıkan orta kütleli sıcak parçacıkların, yüzey enerji katsayısının B_0=14, 18 ve 20 MeV değerleri için yük ve kütle dağılımlarına karşılık gelen kritik üstel τ ve τ_z parametreleri



Şekil 3.1.b. Au^{197} çekirdeğinin 5 MeV/n uyarma enerjisindeki nükleer çok katlı parçalanmasında açığa çıkan orta kütleli soğuk parçacıkların, yüzey enerji katsayısının B_0=14, 18 ve 20 MeV değerleri için yük ve kütle dağılımlarına karşılık gelen kritik üstel τ ve τ_z parametreleri

parametrelerinin de düştüğü görülmektedir. Yani düşük yüzey enerjisine sahip bir çekirdek daha düşük uyarma enerjilerinde parçalanır. Aynı zamanda sıcak ve soğuk parçalanmada, örneğin B_0=18 MeV değeri için τ ve τ_z parametreleri sıcaklıkla azalır ve $T \cong 5-6$ MeV'de ($E^* \cong 4-5$ MeV/n) minimuma gider ve tekrar artar. Yüzey enerjisinin artmasıyla, τ parametresinin minimum olduğu uyarma enerjisi değeri de artar. Yani, yüksek yüzey enerji katsayısı değerlerinde çekirdeğin parçalanması için daha yüksek uyarma enerjileri gerekir. τ'nun küçük değerleri, en büyük parçanın olma olasılığının sıcaklıkla ciddi 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 ve kritik davranış için diğer beklenen olaylar 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, Ogul ve ark. 2005, Büyükçizmeci ve ark. 2005) ele alınmıştır. Yüksek uyarma enerjilerinde yüzey enerjisinin etkisi sıcaklıkla hızla azalacağı için çekirdek, düşük sıcaklıklı daha küçük parçacıklara ayrılacaktır. Dolayısıyla, yüksek uyarma enerjilerinde çekirdeklerin yüzey enerjileri arttıkça kritik üstel (τ ve τ_z) parametrelerinin düştüğü görülmektedir(Şekil 3.2.a-c ile 3.4.a-c'nin alt panelleri).

Hesaplamalarımızda, farklı izospinli Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin sıcak ve soğuk parçalanmaları için τ ve τ_z parametrelerinin minimum değerlerine karşılık gelen E^*_{min} minimum uyarma enerjileri ve sıcaklıkları farklı yüzey enerjileri için bulunmuştur. Örneğin, yüzey enerji katsayısı B_0=18 MeV değerinde, Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin soğuk parçalanması için τ parametresinin minimum değerleri sırasıyla $E^*_{min} = 5,\ 5{,}35$ ve $5{,}6$ MeV/n, τ_z parametrelerinin minimum değerleri ise $E^*_{min} = 5,\ 5{,}2$ ve $5{,}65$ MeV/n uyarma enerjilerinde bulunmuştur. Sonuçlar B_0 =18 MeV değerinde soğuk ve sıcak parçalanma için Tablo 3.2 de verilmiştir. Kritik üstel parametrelerinin minimum değerleri ile bu değerlere karşılık gelen minimum enerji değerleri, hesaplamalarda kullandığımız çekirdeklerin N/Z oranları ile orantılı olduğu görülmüştür. Yani, orta kütleli parçacıkların dağılımları yaklaşık olarak kaynakların boyutları ile ölçülür ve kaynakların N/Z oranlarına

bağlıdır. Çünkü böyle orta kütleli parçacıklar için simetri enerjisi Coulomb etkileşme enerjisinden baskındır. Böylece, düşük N/Z oranına sahip kaynakların τ ve τ_z parametrelerinin minimum değerlerinin daha küçük olduğu görülmüştür. Kritik sıcaklığın T_c=18 MeV alındığı standart SMM hesaplamalarında farklı izospinli kaynakların nükleer çok katlı parçalanmaları daha önce çalışılmış ve büyük N/Z oranına sahip kaynakların büyük parçacık oluşumunu desteklediği, küçük N/Z oranına sahip kaynaklarda ise büyük parçacık oluşma olasılığının az olduğu görülmüştür(Ogul ve ark. 2005, Büyükçizmeci ve ark. 2005, Büyükçizmeci 2005). Birincil sıcak parçacıklar ve onların yeniden uyarılmaları sonucu oluşan soğuk parçacıklar için elde edilen τ ve τ_z parametrelerinin, Au^{197} çekirdeği için 3-7 MeV/n uyarma enerjisi aralığında dikkate değer bir ölçüde değişmediği daha önce de çalışılmıştır(Ogul ve Botvina 2002, Ogul ve ark. 2005, Büyükçizmeci ve ark. 2005, Büyükçizmeci 2005). Çalışmamızda incelediğimiz çekirdekler için de durumun benzer olduğu görülmüştür. Sıcak ve soğuk parçalanmada hesaplanan τ_{min} değerleri arasındaki farkın çok fazla olmadığını gördük(Şekil 3.2.a-c ve 3.4.a-c). Bunun sebebi, sıcak parçalanmada oluşan kararsız parçacıkların uyarılmış durumda olmaları ve halâ bozunma kanallarının baskın olmasıdır. Uyarılmış nükleer madde damlacıklarının (sıcak parçacıkların) yeniden uyarılmalarından sonra kararlı parçacıklar (soğuk parçacıklar) oluşur. Sonuç olarak, sıcak ve soğuk parçalanma arasındaki bu farklılık τ_{min} civarında ihmal edilebilecek kadar azdır. Sıcaklık ise yaklaşık T≈5-6 MeV aralığında değişik değerler almaktadır. Bu sıcaklık aralığı oldukça dardır ve bu sıcaklık değerlerinin yaklaşık olarak $(E^* - T)$ grafiğindeki plato bölgesine karşılık geldiği Şekil 3.3.a-d'de görülmektedir. Dolayısıyla τ_{min} niceliği, nükleer maddenin sıcaklık-uyarma enerjisi diyagramı (kalorik eğri) ve faz geçişi ile ilişkilendirilebilir(Bölüm 3.2 de incelenecek).

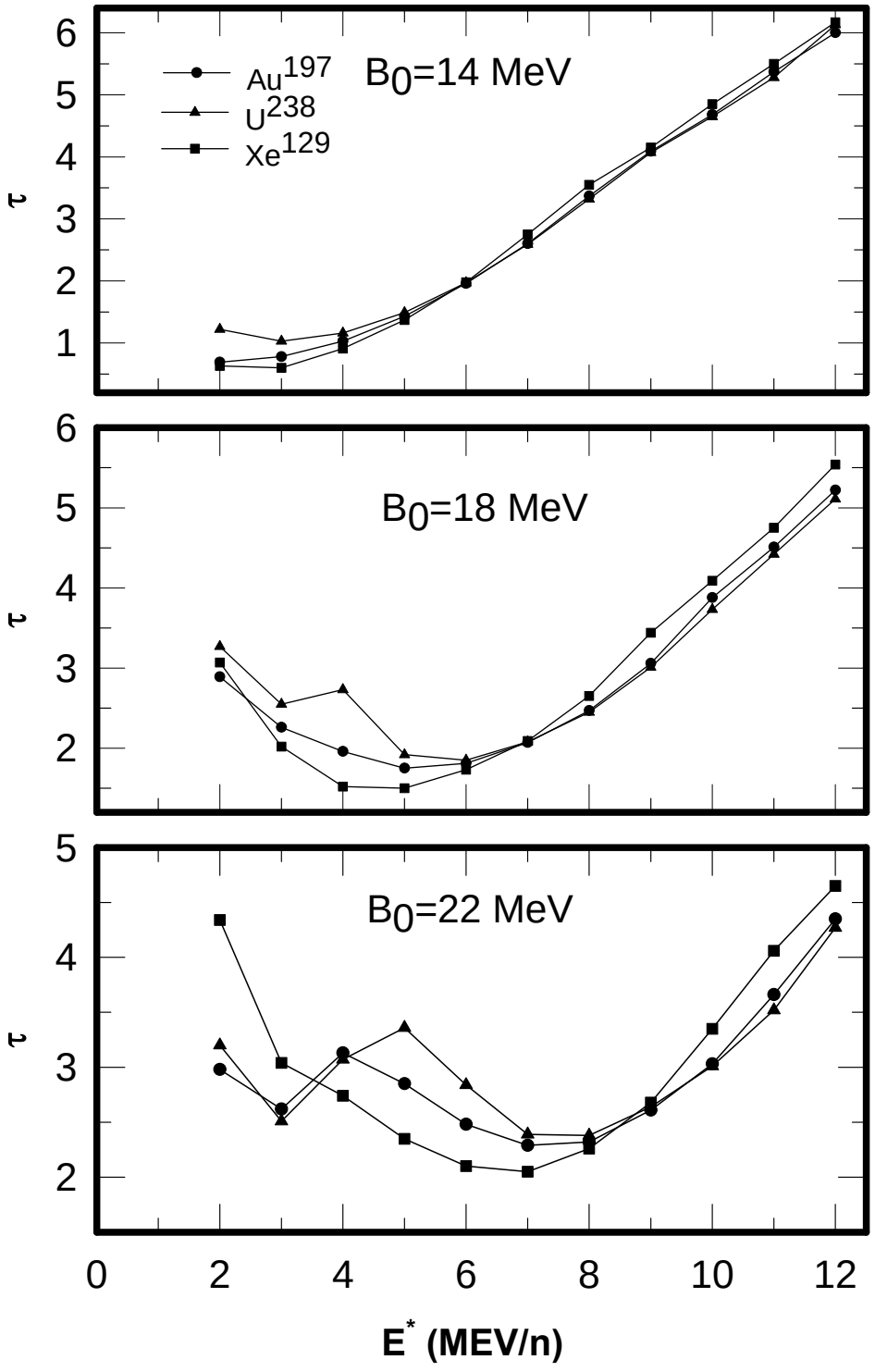
Hesaplamalarımızda kullandığımız farklı izospinli çekirdeklerin sıcak ve soğuk parçalanma durumları için bulunan τ_{min} değerlerinin yüzey enerji katsayısı ile değişimlerini Şekil 3.3.e-h'de gösterildi. Yüzey enerjisinin artmasıyla, oluşan soğuk parçacıklar için hesaplanan τ_{min} değerlerinin de arttığı görülmüştür. Bu artış sıcak parçacıklar için daha yavaş olmaktadır. Bu olayın fiziksel açıklaması, sıcak parçalanmada, yüzey enerjisinin artmasıyla daha küçük parçacık oluşma olasılığının

azalmasıdır. Ayrıca sıcak ve soğuk parçalanma durumları için N/Z oranı düşük olan çekirdeklerin τ_{min} değerlerinin de düşük olduğu görülmektedir. Bunun sebebi, nötron-zengin çekirdeklerin daha az kararlı olmasıdır.

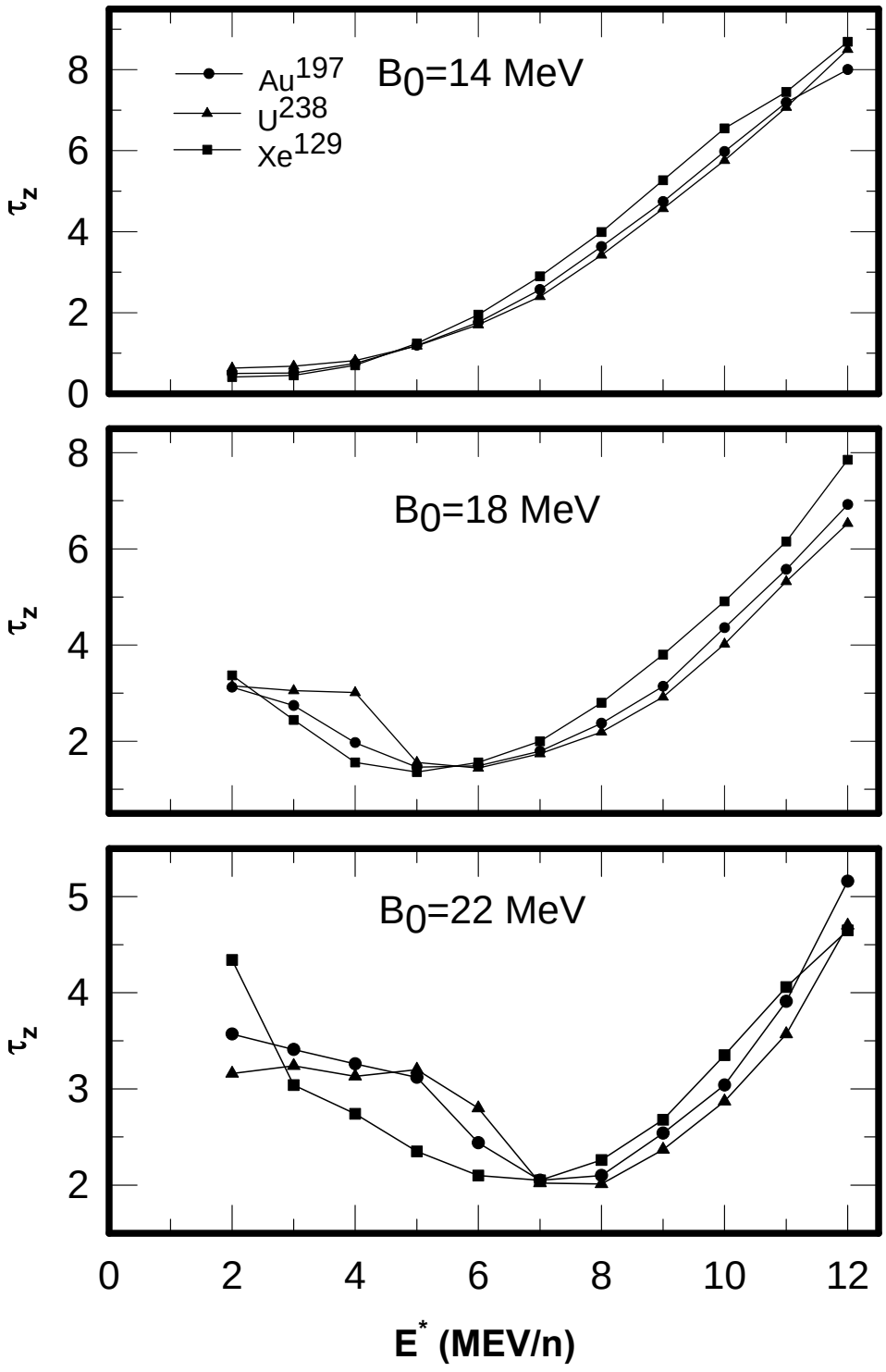
Elde ettiğimiz parametre değerleri ALADIN grubunun GSI'da yaptığı deney sonuçları ile karşılaştırıldı ve deneysel sonuçlar ile hesaplamaların birbiriyle uyumlu olduğu görüldü(Trautmann 2001).

Tablo 3.2. Hesaplamalarımızda kullanılan çekirdeklerin sıcak ve soğuk parçalanmalarında yüzey enerji katsayısının B_0=18 MeV değeri için bulunan τ_{min}, E^*_{min} (MeV/n) ve T_{min} (MeV) değerleri.

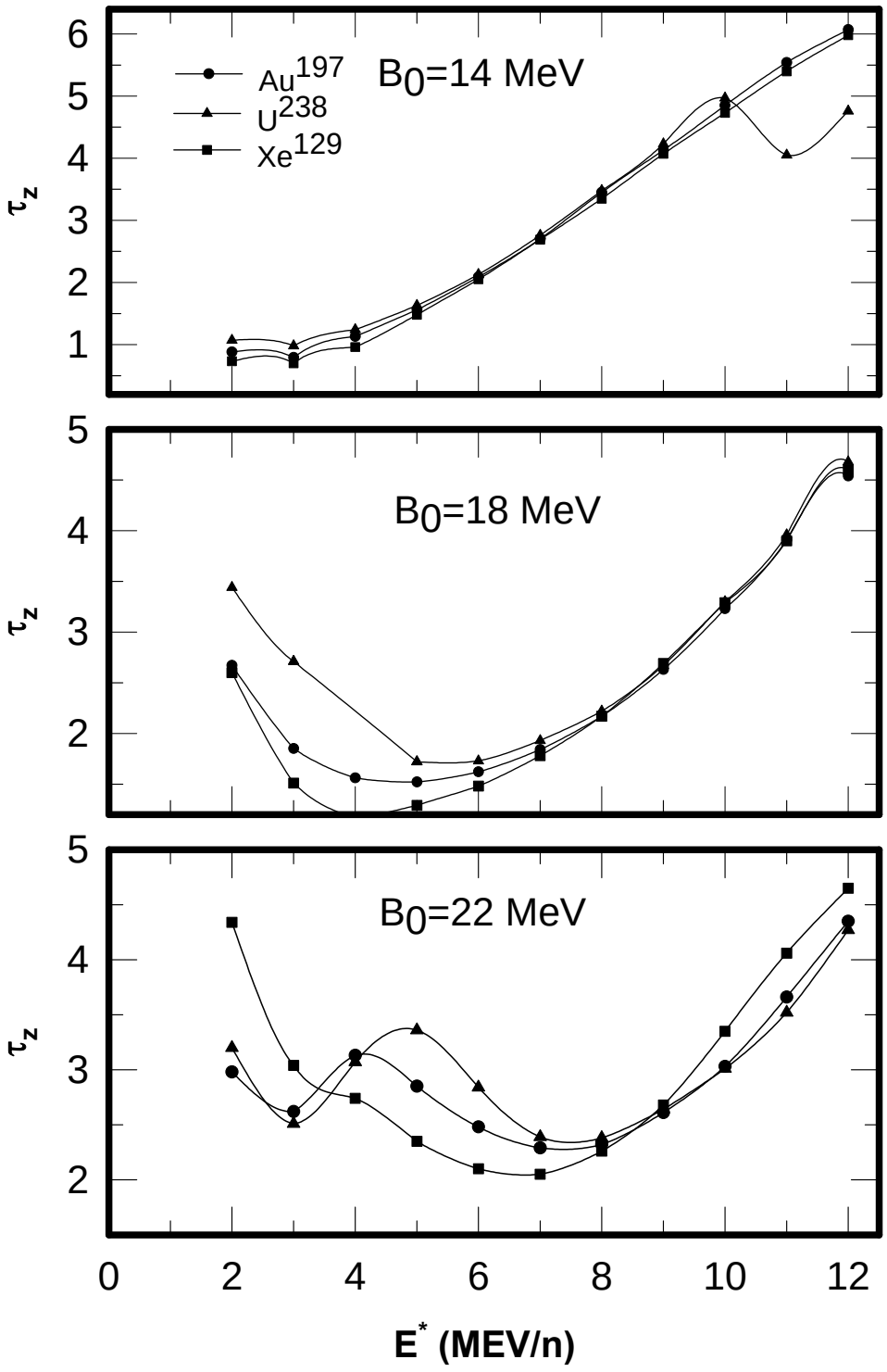
ÇEKİRDEK (Sıcak Parçalanma)	N/Z	τ_{min}	E^*_{min}	T_{min}	$\tau_{z_{min}}$	E^*_{min}	T_{min}
Xe^{129}	1,39	1,12	3,90	5,74	1,17	4,20	5,80
Au^{197}	1,49	1,36	5,10	5,794	1,51	4,85	5,815
U^{238}	1,59	1,46	5,60	5,72	1,70	5,6	5,72
ÇEKİRDEK (Soğuk Parçalanma)	N/Z	τ_{min}	E^*_{min}	T_{min}	$\tau_{z_{min}}$	E^*_{min}	T_{min}
Xe^{129}	1,39	1,50	5	5,84	1,36	5	5,30
Au^{197}	1,49	1,72	5,35	5,77	1,39	5,20	5,78
U^{238}	1,59	1,82	5,60	5,72	1,40	5,65	5,72



Şekil 3.2.a. Farklı izospinli çekirdeklerin farklı yüzey enerjilerindeki nükleer çok katlı parçalanmalarında açığa çıkan soğuk orta kütleli ürünlerin kütle dağılımları için τ kritik üstel değerleri ve uyarma enerjileri.



Şekil 3.2.b. Farklı izospinli çekirdeklerin farklı yüzey enerjilerindeki nükleer çok katlı parçalanmalarında açığa çıkan soğuk orta kütleli ürünlerin yük dağılımları için τ_z kritik üstel değerleri ve uyarma enerjileri.



Şekil 3.2.c. Farklı izospinli çekirdeklerin farklı yüzey enerjilerindeki nükleer çok katlı parçalanmalarında açığa çıkan sıcak orta kütleli ürünlerin yük dağılımları için τ_z kritik üstel değerleri ve uyarma enerjileri.

3.2. Nükleer Maddenin Yüzey Enerjisine Sıcaklığın Etkisi

Sıcak parçacıkların yüzey serbest enerjisi 2. Bölümde Denklem (2.33) ve (2.34)'te tanımlandı. Buradan yüzey teriminin yüzey enerji katsayısı B_0 ve kritik sıcaklık T_c'nin bir fonksiyonu olduğu görülür. İzole edilmiş soğuk parçacıkların özellikleri ile karşılaştırılarak bulunan sıcak parçacıkların özelliklerindeki değişim, çekirdeklerin gömülü olduğu sıcak ortam sebebiyle mümkündür. Dolayısıyla, nükleer çok katlı parçalanmada yüzey enerjisine sıcaklığın etkisi büyüktür. Denklem (2.34)'te sunulduğu üzere, T/T_c' nin artmasıyla yüzey enerjisindeki azalma, parçacık üretimini etkiler ve bu yüzden parçacık dağılımları oluşabilir. Bu olayın arkasındaki fiziksel olay oldukça açıktır. Eğer yüzey enerjisinin katkısı hızla azalıyorsa, bu çekirdek zaten düşük sıcaklıklarda olan küçük parçalara ayrılmayı tercih edecektir. ALADIN deneylerinin verilerine göre yüksek enerjilerdeki yüzeysel çekirdek-çekirdek reaksiyonlarında kaynağın çok katlı parçalanması hakkında öğretici bilgiler sağlanmıştır(Schüttauf ve ark. 1996). Ayrıca bu çalışmalarda uyarma enerjisi ile çok katlı parçalanmanın yükseldiği ve düştüğü, bu süreç esnasında da sıcaklığın yaklaşık T~5 MeV civarında sabit kaldığı gösterilmiştir(Pochodzalla ve ark. 1995). Bileşik çekirdek benzeri bir durumdan çok parçacıklı duruma geçiş gölgesinde parçacık sayısındaki büyük kararsızlık ve maksimum parçacıkların büyüklüğü gösterilmiştir(Kreutz ve ark. 1993). Uyarılmış nükleer maddede sıvı-gaz faz geçişi düşünülerek parçalanma olayı Jaqaman ve ark. (1983), Curtin ve ark. (1983), Siemens (1983), Goodman ve ark. (1984), Bauer ve Botvina 1995, Ogul 1998, Chomaz ve Gulminelli 1999, Ogul ve Botvina (2002), Ogul ve Atav (2003), Ogul ve ark. (2005), Buyukcizmeci ve ark. (2005), Buyukcizmeci ve Ogul (2006) tarafından çalışılmıştır. Sıcak nükleer madde ve sonlu çekirdeğin termodinamik özellikleri, olaycıl yaklaşımlar (Stocker ve Burzlaff 1973, Ravenhall ve ark. 1983), Varyasyonel Metot (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 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, özelliklerinde önemli belirsizlikler halâ giderilememiştir. Çalışmamızın bu bölümünde yüzey enerjisine sıcaklığın etkilerini inceleyerek sonuçlarını yorumlayacağız.

Nükleer çoklu parçalanmaya yüzey enerjisinin etkilerini göstermek için U^{238}, Au^{197} ve Xe^{129} çekirdeklerini seçtik ve E^{*}=2-12 MeV/n aralığındaki uyarma enerjileri için sıcaklıkları hesapladık. İncelediğimiz çekirdekler için nükleon başına uyarma enerjilerinin sıcaklıkla değişimlerini (kalorik eğri) Şekil 3.3.a-d'de gösterdik. Buradan, sıvı-gaz faz geçiş bölgesinde sıcaklığın yaklaşık olarak sabit kaldığı görülür. Ayrıca, yapılan deneysel çalışmalarda uyarma enerjisi ile çok katlı parçalanmanın yükseldiği ve düştüğü, bu süreç esnasında da sıcaklığın yaklaşık T~5 MeV civarında sabit kaldığı gösterilmiştir(Pochodzalla ve ark. 1995). Nükleer çok katlı parçalanmada, sıcak parçacıklar donma hacmini terk ederek bozunur ve onların normal özellikleri değişir. Donma hacmindeki sistemin termodinamiksel özellikleri, parçacıkların yüzey enerjisinin değişiminden etkilenir. Dolayısıyla donma hacmindeki çekirdek ile izole edilmiş çekirdek arasındaki farklılığı vurgulamak için iki farklı sıcaklık tanımlanır. Bunlardan ilki T_e, etkin sıcaklıktır ve parçacıkların özelliklerinin izole edilmiş çekirdeğin özellikleri ile aynı olduğu kabul edilerek donma hacmindeki enerji dengesinden bulunur. Etkin sıcaklık parçacıkların taban durumlarına göre iç uyarılmalarını yansıtır. Böylece etkin sıcaklık, aynı uyarılmada bileşik çekirdekte ulaşılmış sıcaklık ile karşılaştırılabilir. Diğer sıcaklık ise T, donma sıcaklığıdır ve nükleer bir ortamdaki parçacıkların özelliklerinin değişimlerini kapsar. İncelediğimiz çekirdekler için her iki sıcaklığın uyarma enerjisi ile değişimlerini Şekil 3.3.a-c'de gösterildi. Düşük uyarma enerjilerinde her iki sıcaklıkta benzer davranış sergiler. Yüzey enerji katsayısı B_0 değerinin düşük olduğu durumlarda etkin sıcaklık değerinin donma sıcaklığına göre daha düşük olduğu görülür. Yüksek uyarma enerjilerinde ise sistem hafif parçacıklara bozunduğundan daha küçük yüzey enerji katsayısı değerlerinde, donma sıcaklığının daha yüksek değerler aldığı görülür(Şekil 3.3.a-c). Bu olayın fiziksel açıklaması, yüzey teriminin küçülmesinin parçacıkların iç uyarılmalarını yansıtan seviye yoğunluk

parametresinin de küçülmesine yol açmasıdır. Enerji dengesinin sağlanması için de donma sıcaklığının daha yüksek değer alması gerekir.

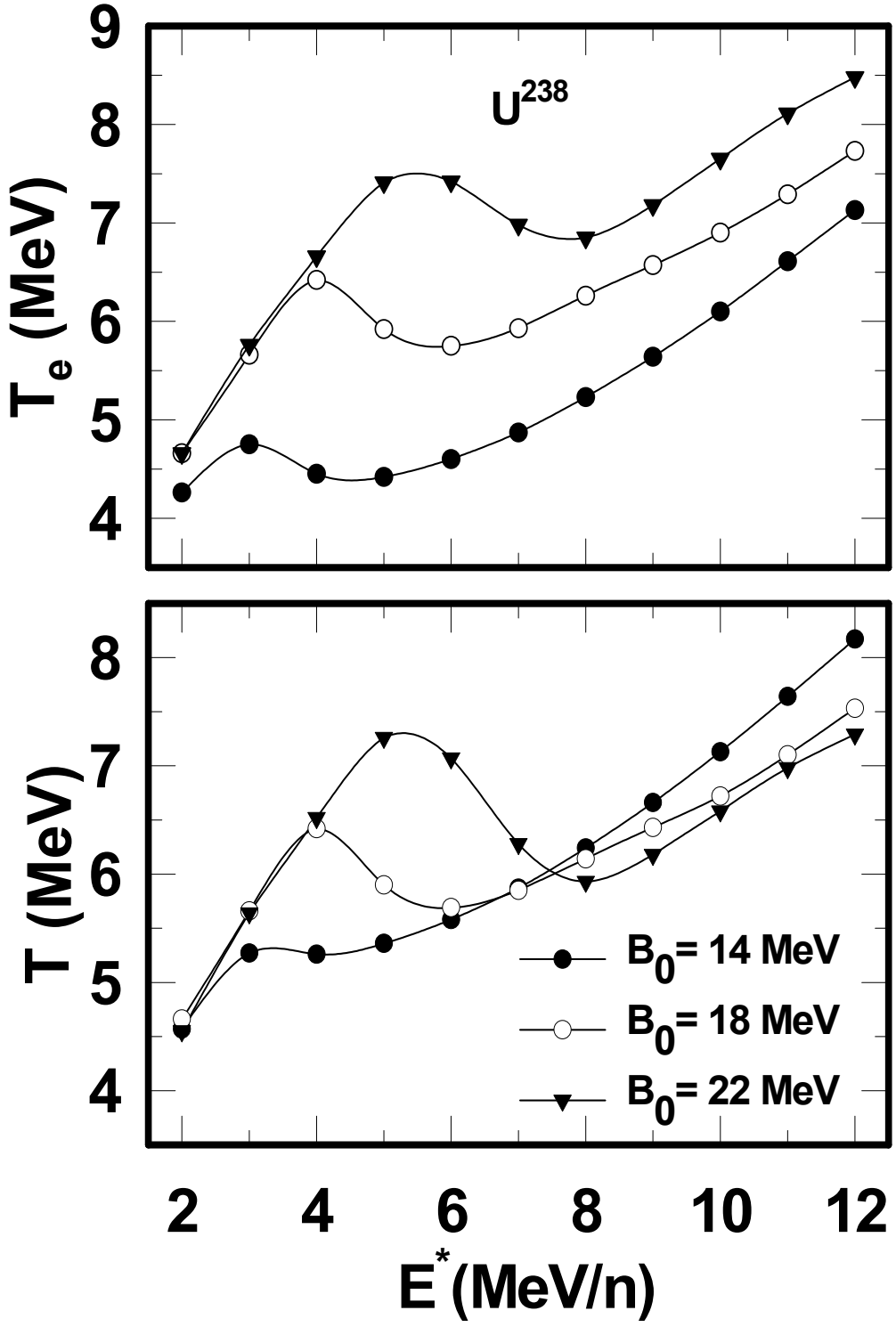
Sıcak ve soğuk parçalanma için sıcaklıklardaki farklılık ihmal edilebilir büyüklüktedir. İncelediğimiz çekirdeklerin nükleer çoklu parçalanmasında oluşan soğuk parçacıkların T sıcaklığının uyarma enerjisi ile değişimi Şekil.3.3.d de gösterildi. Düşük uyarma enerjilerinde sıcaklık, bileşik çekirdeğin sıcaklığıdır ve $T\sim(\varepsilon_0 E^*)^{1/2}$ ifadesi ile hesaplanır. Farklı yüzey enerjileri için uyarma enerjilerinin E^*=3-8 MeV/n olduğu aralıkta sıcaklık $T=T^*$ yaklaşık olarak sabittir. Farklı yüzey enerjileri için T^* değeri yaklaşık 4-7 MeV aralığında değişmektedir. Ayrıca, yüzey enerjileri arttıkça çekirdeğin T^* sıcaklığının da arttığı görülmektedir(Şekil 3.3.a-d). Bu durum, daha yüksek yüzey enerjilerinde, çekirdeğin yüzeyinin kaybolması için daha yüksek enerji gerektiğini gösterir. Sabit sıcaklık bölgesi büyük çekirdekler için daha geniştir. Bu durum, iki fazın bir arada olduğu (coexistence) bölge için karakteristiktir. Bu davranış, sistem içinde transfer edilen enerjinin, parçacıkların kinetik enerjilerini artırmak yerine nükleonlar arasındaki bağları bozmak için kullanıldığını gösterir. (Bu durumda bir bağı bozmak için yaklaşık 8 MeV'lik enerji gerekir.) T^* sıcaklığına, çatlama veya ayrışma sıcaklığı denir(Bondorf ve ark. 1985, Mishustin 1985). Sonsuz bir nükleer madde içindeki bir parçacığın (fragment) ortalama kütlesinin, başlangıçtaki çekirdek kütlesinden daha az duruma gelmesi şartından belirlenebilen böyle bir sıcaklığın varlığı ilk kez Bondorf ve ark. (1983) tarafından önerilmiştir. T^* değeri sonsuz nükleer maddenin $T_c\approx$ 18 MeV kritik sıcaklık değerinden daha küçüktür. Ayrışma sıcaklığı ve kritik sıcaklık nükleer maddenin özelliklerini yansıtır. E^*'ın daha da artması durumunda sıcaklık Boltzmann gaz limitine $T\approx 2E^*/3\langle M\rangle$ ulaşır. Bu gerçek, parçalanma durumlarının eş entropili (isoentropic) spinodal bölge içinde ve izotermik kritik bölgenin altında olduğu anlamına gelir.

Farklı yüzey enerjili çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanmasında, uyarma enerjisi artarken oluşan sıcaklık değişiminin çekirdeklerin N/Z oranları ile ilişkilerini inceledik. N/Z oranı daha büyük olan kaynakların, geçiş bölgesinde daha yüksek sıcaklıklarda bulunduğunu Şekil 3.3.a-d ile gösterdik. Aynı zamanda büyük N/Z oranlı çekirdekler için, T^* ayrışma sıcaklığı değerine ulaşıldıktan hemen sonra sıcaklık değerlerinde hafif bir azalma olduğunu (back-bending davranışı) gösterdik.

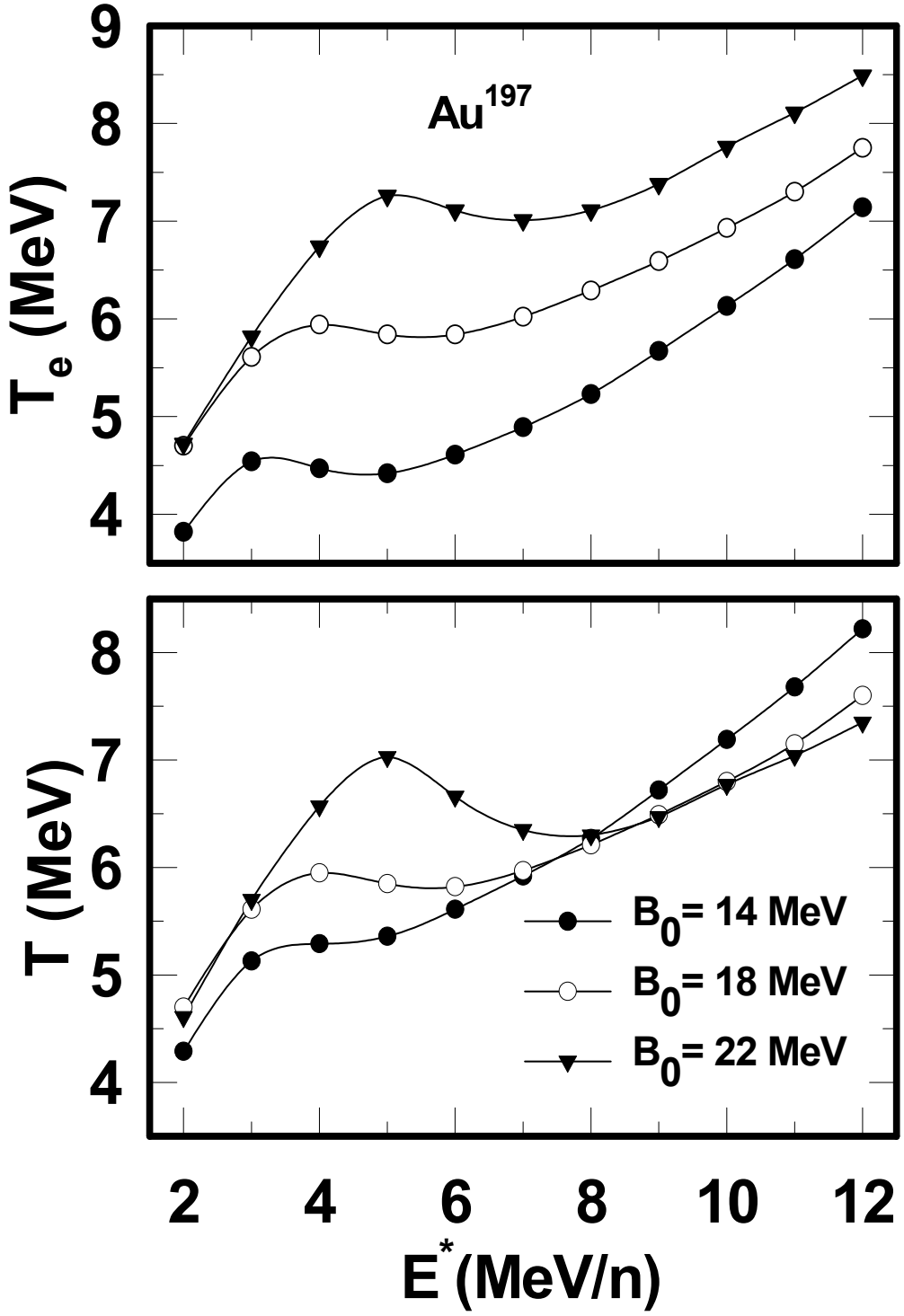
Yüzey enerjisinin artmasıyla da bu durum gözlenmektedir. Hafif çekirdekler, ağır çekirdeklere göre parçalanmada daha kararlıdır. Bu sonlu büyüklük etkisinin bir kanıtıdır. Çünkü nükleer maddenin daha küçük damlacıklara parçalanması daha yüksek sıcaklık gerektirir.

Nötron zengini çekirdekler için çekirdeklerin ayrışması durumunda kritik sıcaklık araştırılabilir(Bonche ve ark. 1985). Kritik sıcaklığın τ parametresine bağlılığı (Ogul ve Botvina 2002, Büyükçizmeci 2005) ve çekirdeklerin izospini ile ilişkileri (Büyükçizmeci 2005) daha önce çalışıldı. Biz çalışmamızda kritik sıcaklığı T_c= 18 MeV aldık. Yüzey enerjisinin değişik değerleri için τ ve τ_z parametrelerinin minimum değerlerini ve bunlara karşılık gelen T_{min} değerlerini elde ederek Şekil 3.3.e-h de gösterdik. τ_{min} ve T_{min} değerlerinin yüzey enerjisi ile arttığı görülmektedir. Ayrıca N/Z oranı düşük olan çekirdeklerin τ_{min} değerlerinin de düşük olduğu görülmektedir. Bunun sebebi, nötron-zengin çekirdeklerin daha az kararlı olmasıdır.

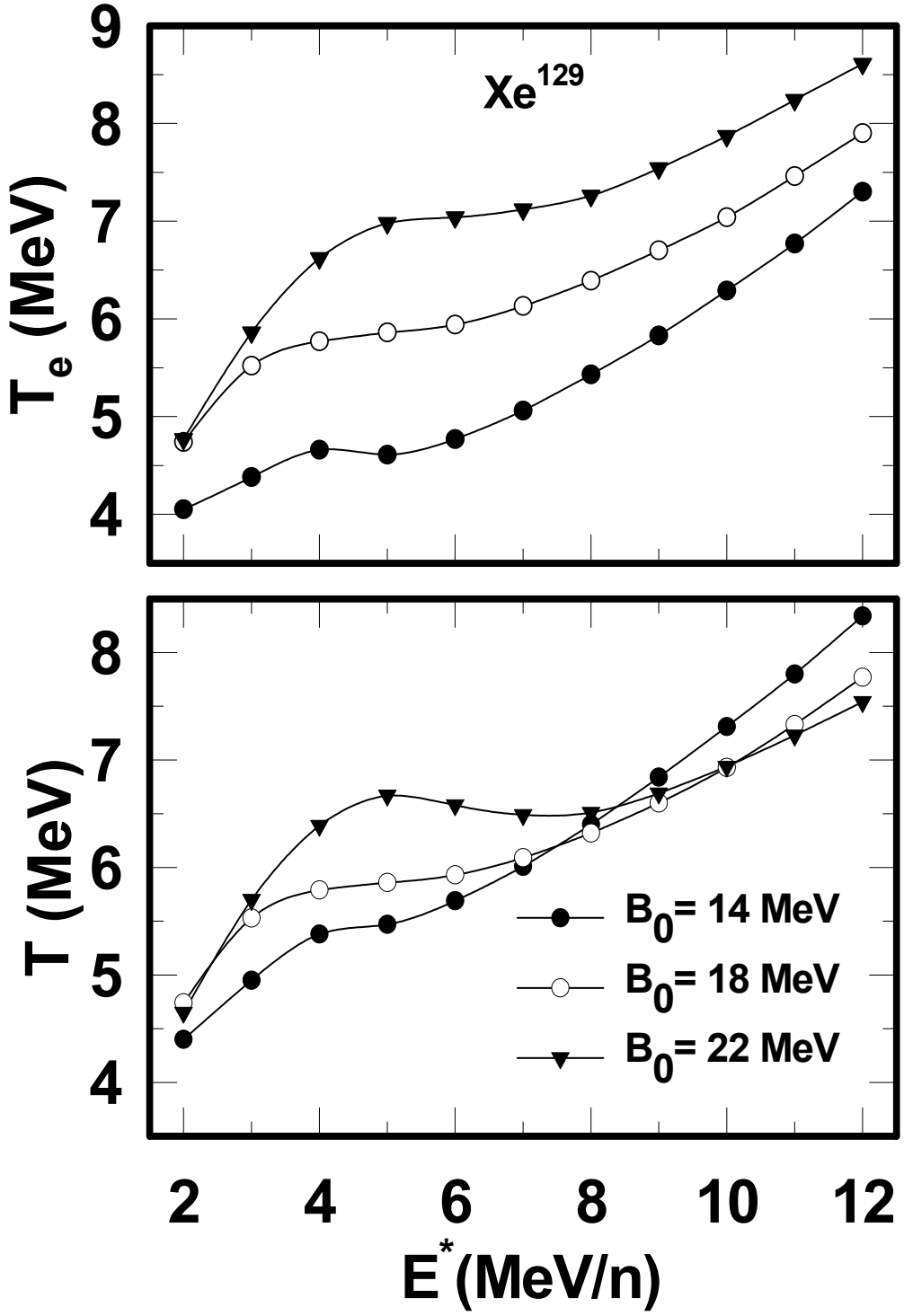
Sonuç olarak SMM kullanarak incelediğimiz farklı izospinli çekirdeklerin yüzey enerjilerinin sıcaklık üzerine etkilerini inceledik ve yüzey enerjisinin çekirdek parçalanmasında parçacık oluşumlarını etkileyebileceğini gösterdik.



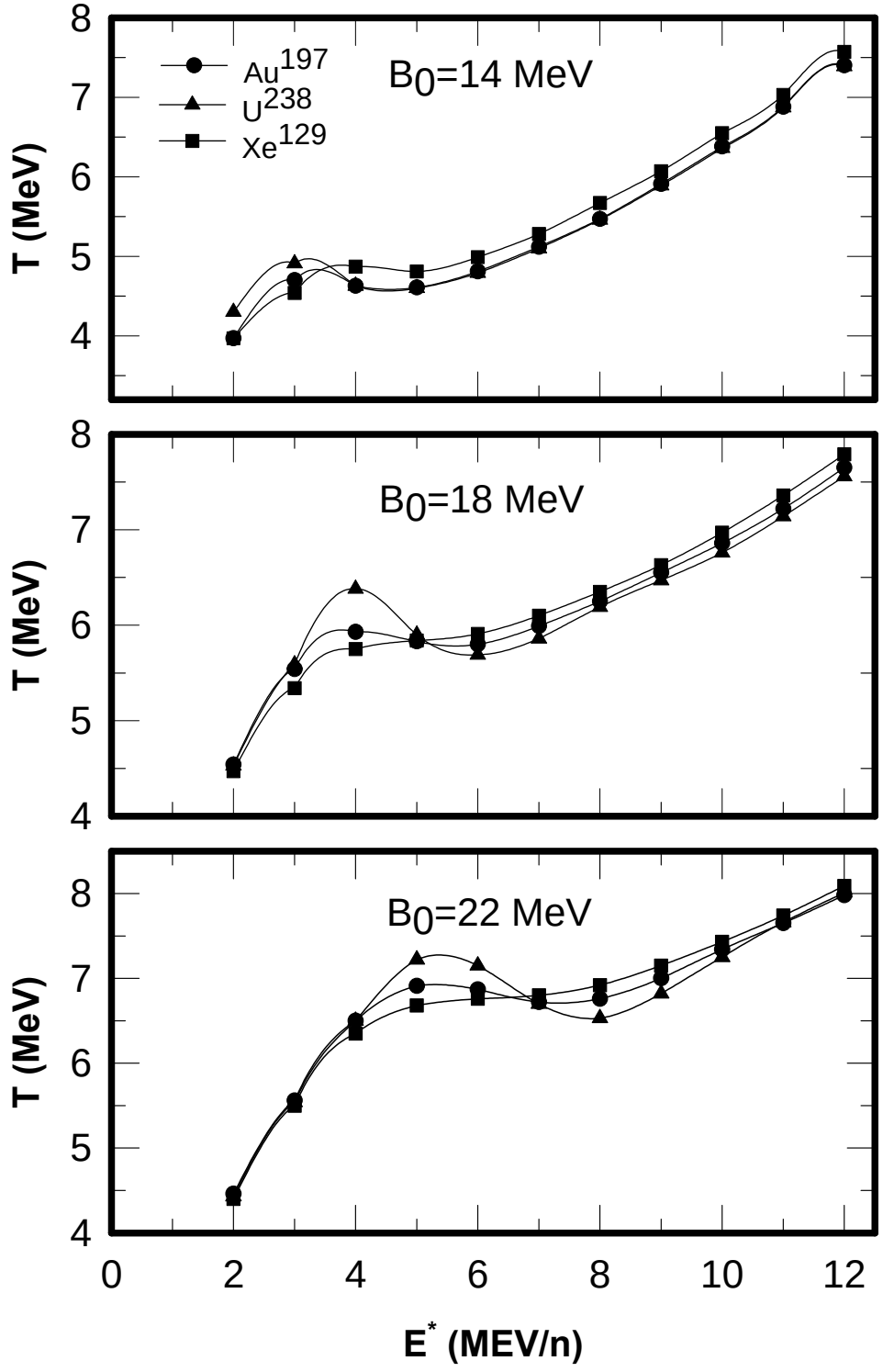
Şekil 3.3.a. U^{238} çekirdeğinin nükleer çoklu parçalanmasında açığa çıkan sıcak orta kütleli ürünlerin B_0=14, 18 ve 22 MeV yüzey enerji katsayıları için etkin sıcaklık T_e ve donma sıcaklığı T'nin uyarma enerjisi ile değişimleri



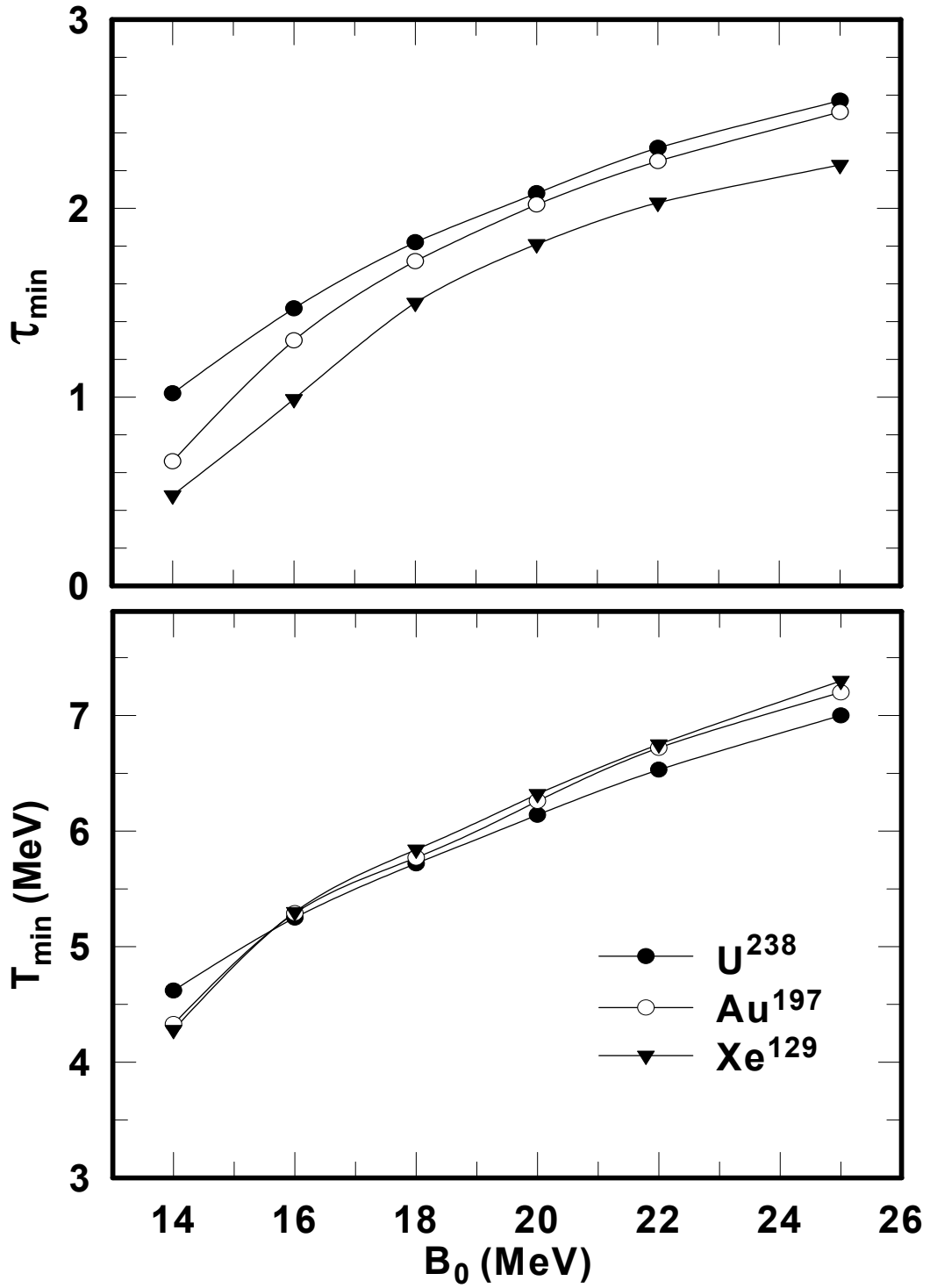
Şekil 3.3.b. Au^{197} çekirdeğinin nükleer çoklu parçalanmasında açığa çıkan sıcak orta kütleli ürünlerin B_0=14, 18 ve 22 MeV yüzey enerji katsayıları için etkin sıcaklık T_e ve donma sıcaklığı T'nin uyarma enerjisi ile değişimleri



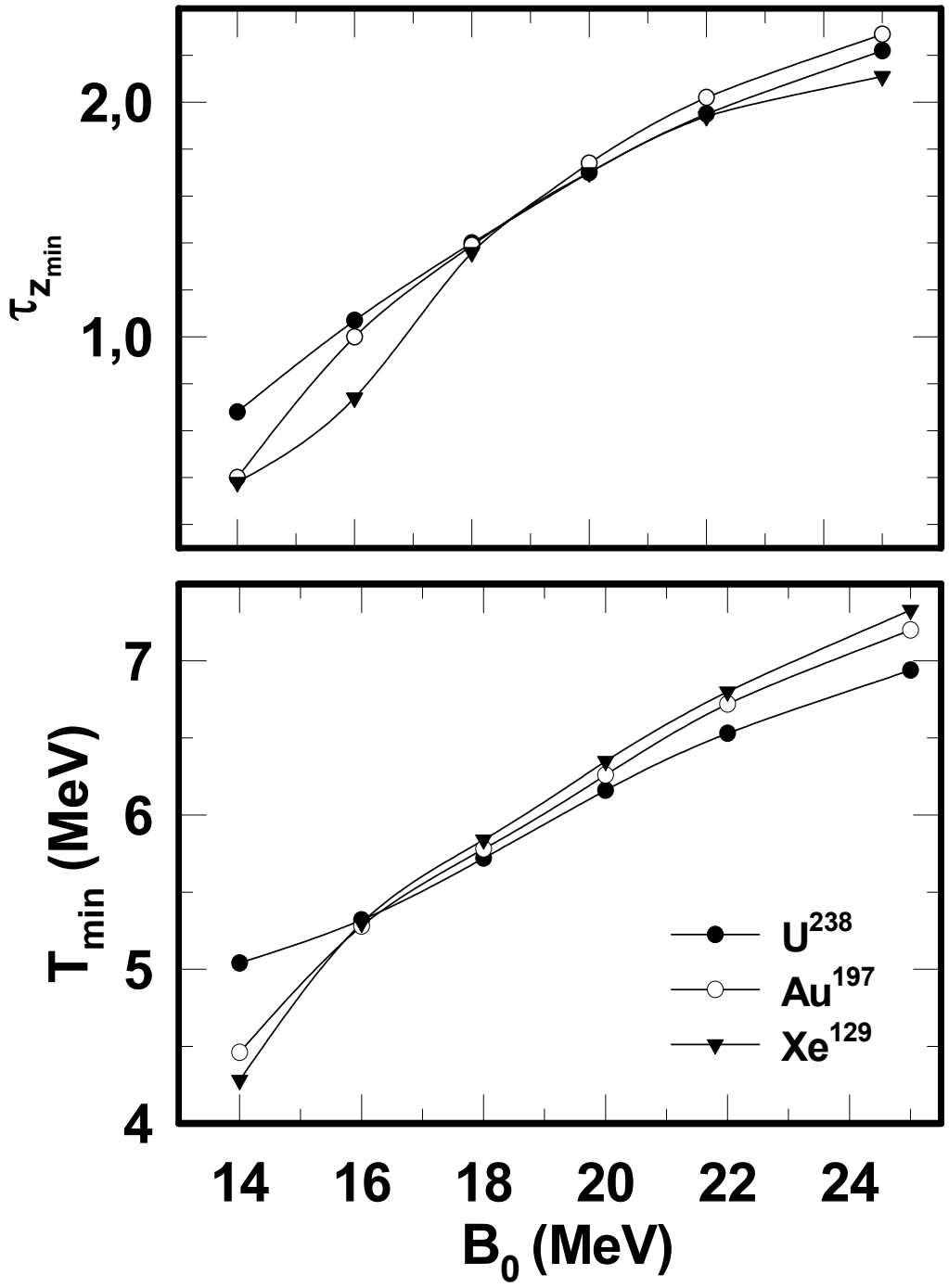
Şekil 3.3.c. Xe^{129} çekirdeğinin nükleer çoklu parçalanmasında açığa çıkan sıcak orta kütleli ürünlerin B_0=14, 18 ve 22 MeV yüzey enerji katsayıları için etkin sıcaklık T_e ve donma sıcaklığı T'nin uyarma enerjisi ile değişimleri



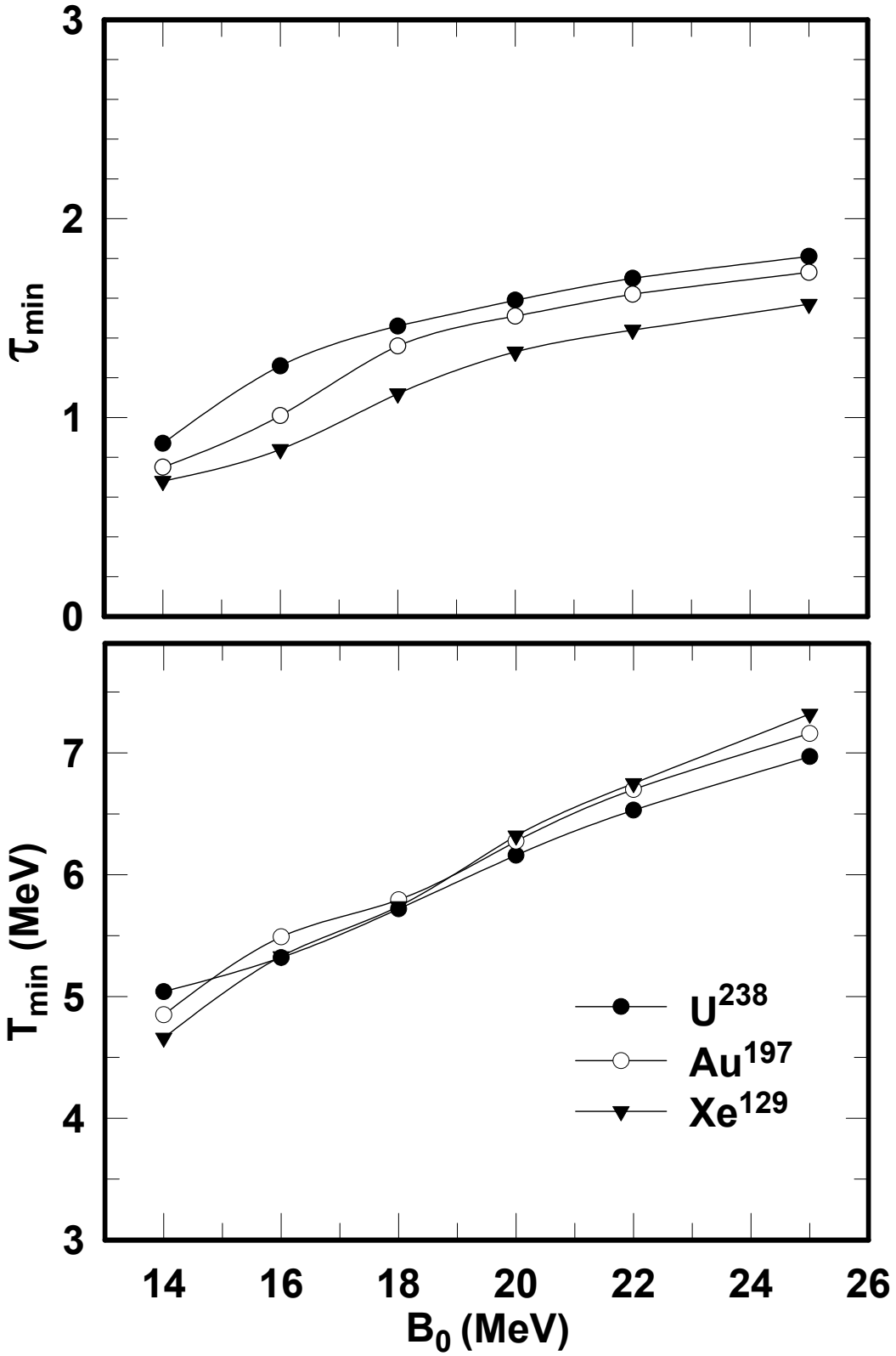
Şekil 3.3.d. U^{238}, Au^{197} ve Xe^{129} çekirdeklerinin nükleer çoklu parçalanmasında oluşan soğuk parçacıklar için B_0=14, 18 ve 22 MeV yüzey enerji katsayılarında hesaplanan T sıcaklıklarının uyarma enerjisi ile değişimleri



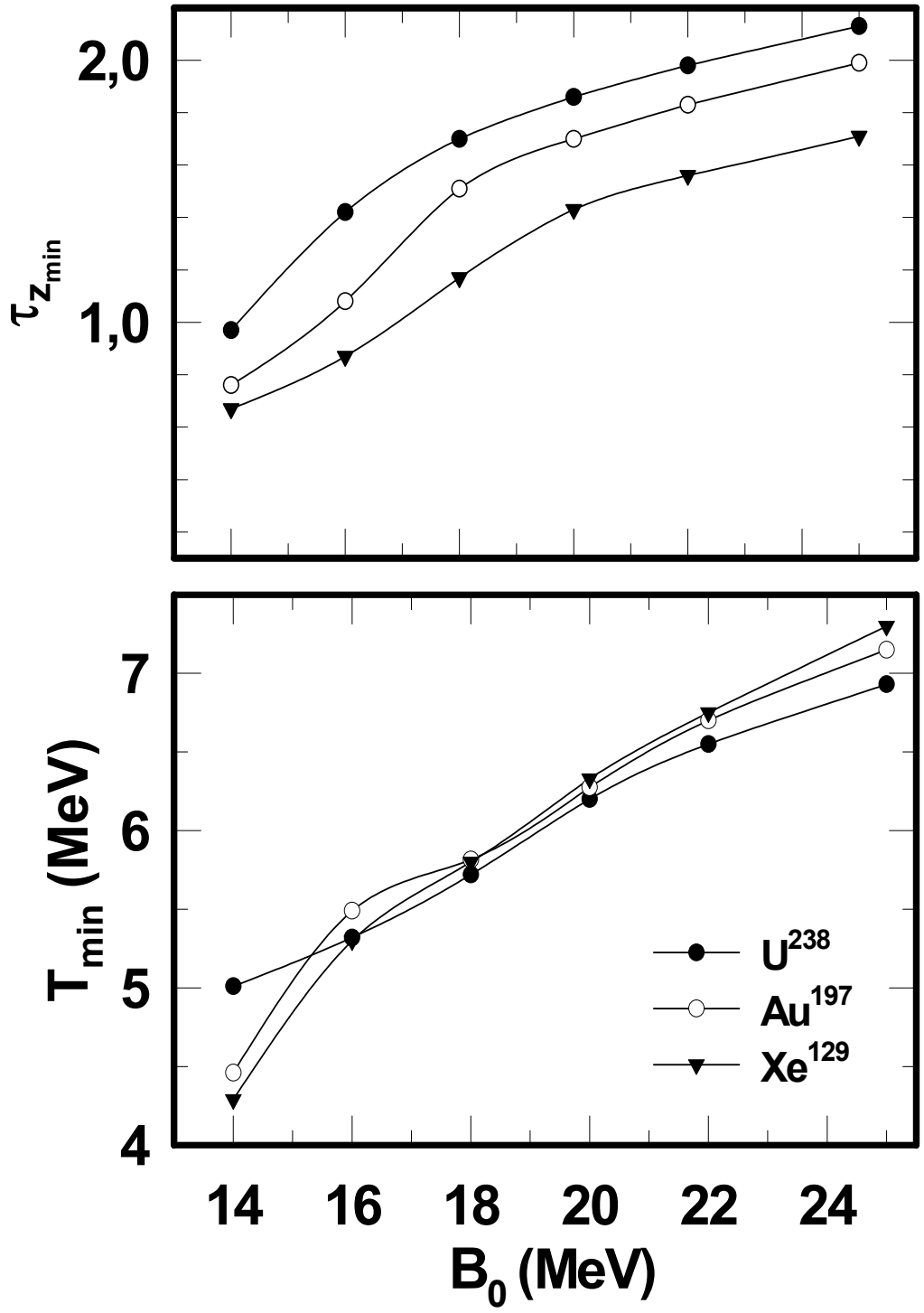
Şekil 3.3.e. Xe^{129}. Au^{197}, U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanmalarında açığa çıkan soğuk orta kütleli ürünler için elde edilen τ_{min} ve T_{min} değerlerinin B_0 yüzey enerjisi ile değişimleri



Şekil 3.3.f. Xe^{129}. Au^{197}, U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanmalarında açığa çıkan soğuk orta kütleli ürünler için elde edilen $\tau_{z\,min}$ ve T_{min} değerlerinin B_0 yüzey enerji katsayısı ile değişimleri



Şekil 3.3.g. Xe^{129}. Au^{197}, U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanmalarında açığa çıkan sıcak orta kütleli ürünler için elde edilen τ_{min} ve T_{min} değerlerinin B_0 yüzey enerjisi ile değişimleri

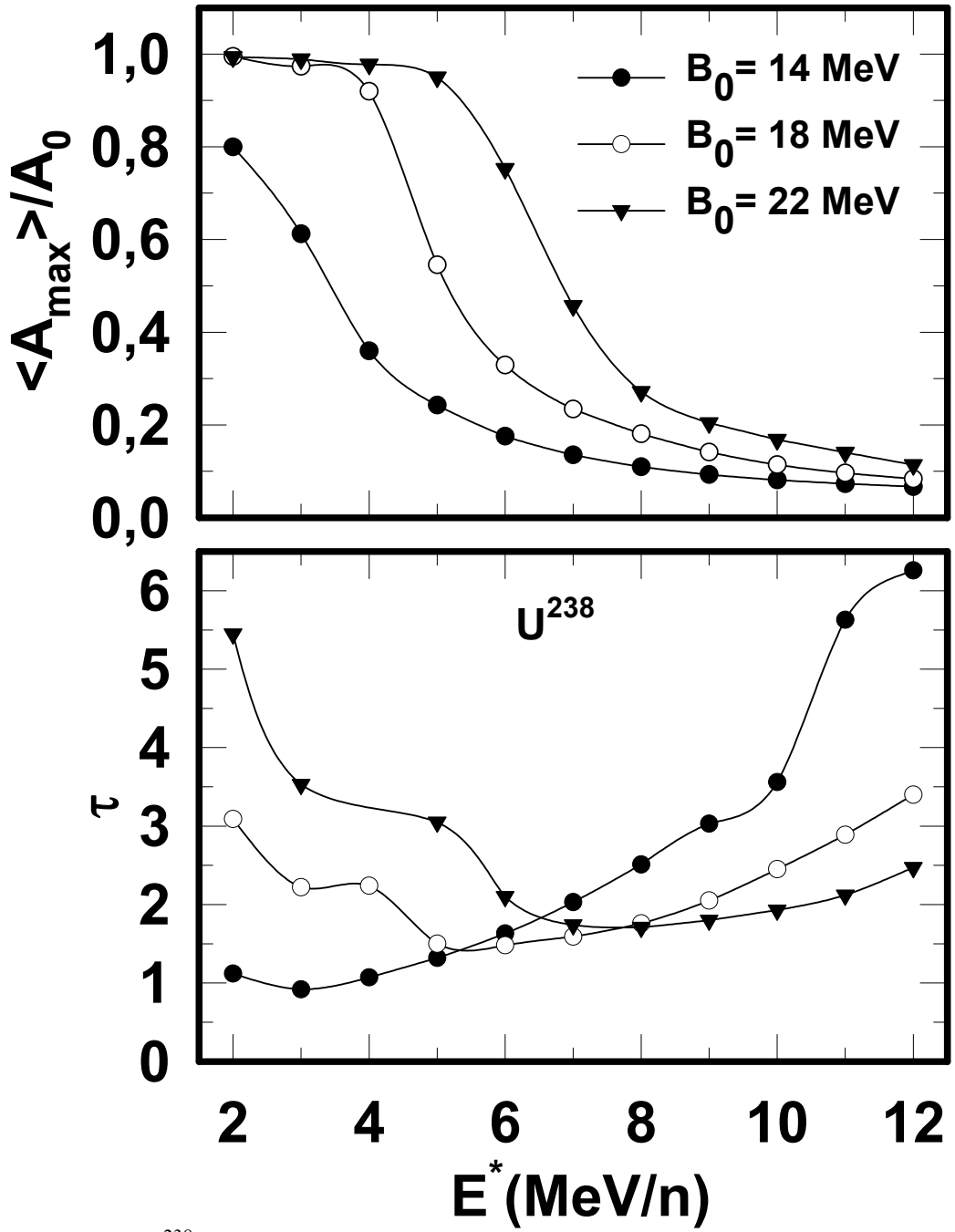


Şekil 3.3.h. Xe^{129}. Au^{197}, U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanmalarında açığa çıkan sıcak orta kütleli ürünler için elde edilen $\tau_{z\,min}$ ve T_{min} değerlerinin B_0 yüzey enerjisi ile değişimleri

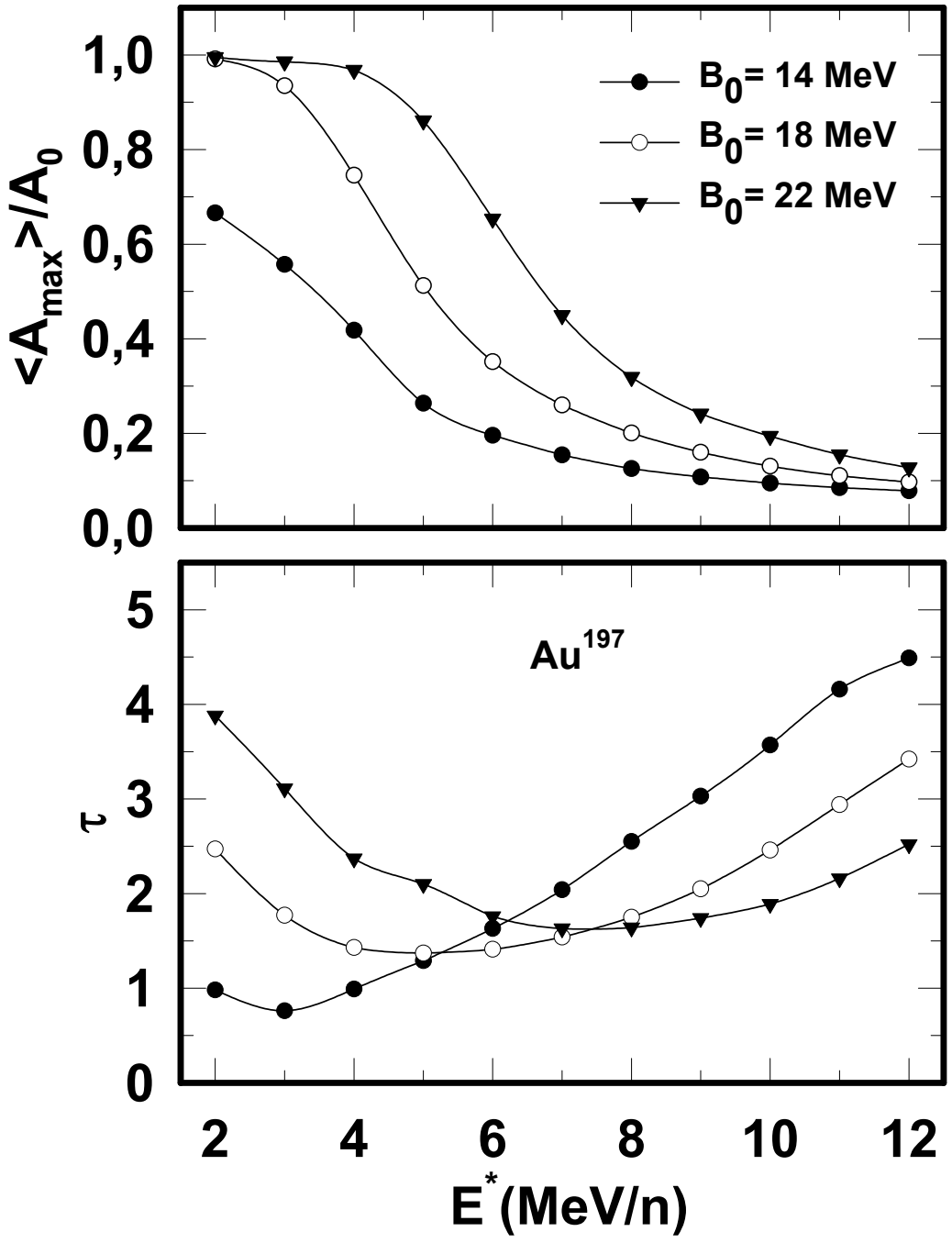
3.3. Yüzey Enerjisinin Maksimum Kütleli Parçacığa Etkisi

Nükleer çok katlı parçalanma sonucunda oluşan en büyük kütleli parçacık, nükleer çok katlı parçalanma olayının işleyişi hakkında bize bilgi vermesi açısından oldukça önemlidir. Oluşan en büyük çekirdek, deneysel ölçümlerde dedektörler yardımıyla belirlenebilmektedir. Yaptığımız çalışmada, farklı kaynakların değişik yüzey enerjilerindeki nükleer çok katlı parçalanmaları 2-12 MeV/n uyarma enerjilerinde incelenmiştir ve belirlenen en büyük kütleli çekirdeğe yüzey enerjisinin etkisi araştırılmıştır. En büyük kütleli parçacığın ortalama değerinin belirlenmesinde (2.15) denklemi kullanılmıştır.

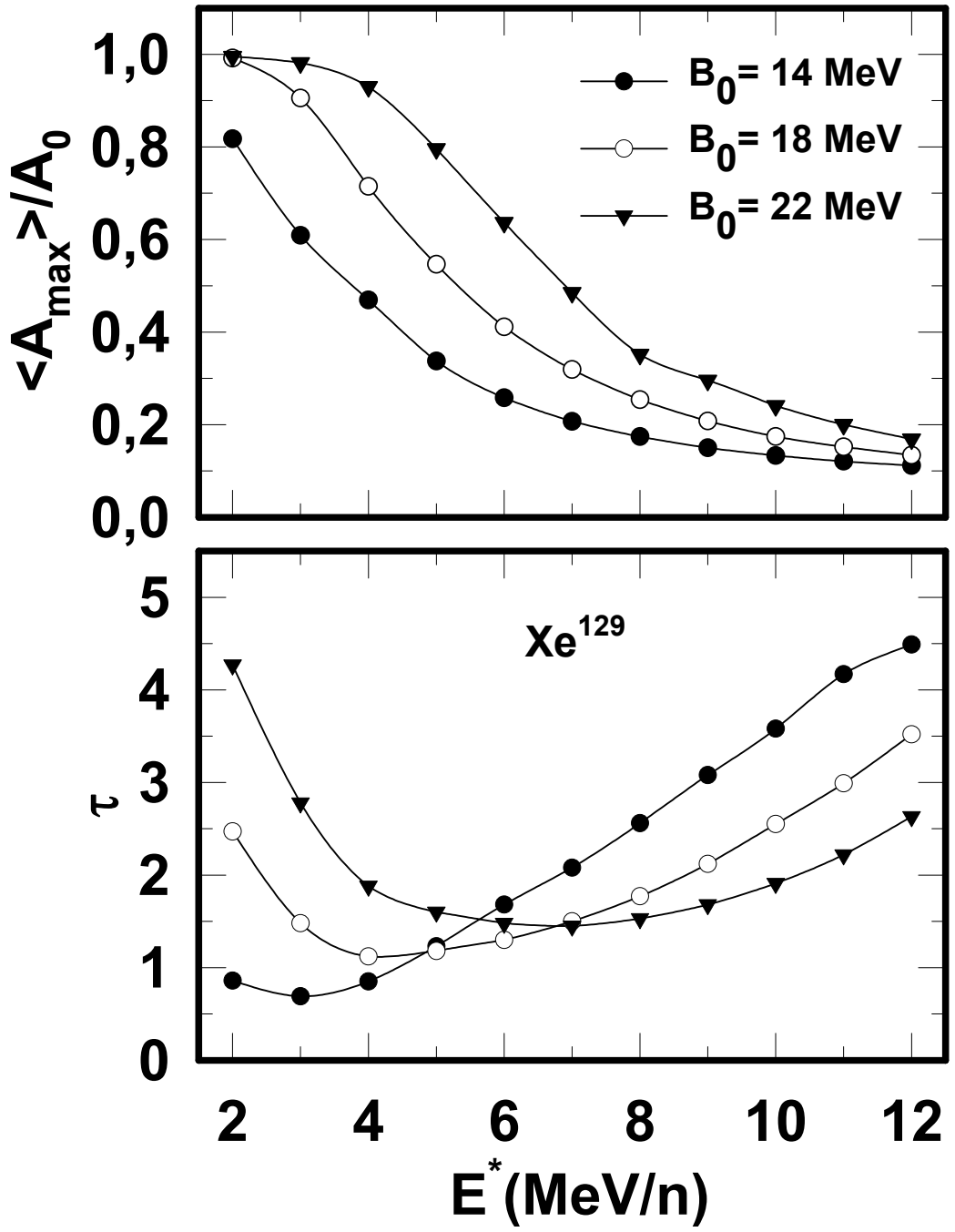
Nükleer çok katlı parçalanmada en büyük kütleli parçacık A_{max} ile ifade edilir ve bu ifade seviye parametresi olarak kullanılabilir. Çünkü A_{max} parçalanma sürecinde oluşan parçacıkların sayısı ile doğrudan ilişkilidir. Bu ilişkiden dolayı, farklı yüzey enerjilerine sahip çekirdekler için A_{max}'ın davranışını uyarma enerjisine göre inceledik. Çoklu parçalanmada, yüzey enerjisi ve izospin etkisini görebilmek, kaynağın büyüklüğünün etkisini ortadan kaldırmak için, A_{max} değişimini kaynağın kütle numarası A_0 cinsinden inceledik. İncelediğimiz çekirdeklerin değişik yüzey enerjileri için, hesapladığımız A_{max}/A_0 değeri uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak Şekil 3.4.a-c de gösterilmiştir. A_{max}/A_0 değerleri E^* ile önce hızlı bir biçimde azalır, sonra, belli bir değerin ötesinde, yaklaşık E^*~10MeV/n değerinden sonra daha yavaş azalır. Bu davranış, bu nokta civarında buharlaşma sürecinin baskınlaştığını ifade eder(Srivastava ve arkadaşları 2002'de benzer bir çalışma yapmıştır). Çalışmamızın bir diğer kısmında, incelediğimiz çekirdeklerin yüzey enerjileri düştükçe en büyük kütleli parçacığın da küçüldüğü, ayrıca kaynak büyüdükçe, uyarma enerjisinin artmasıyla en büyük parçacığın kütlesinin daha da düştüğü görülmüştür. Çünkü büyük kütleli çekirdekler daha kararsızdır. Başka bir incelemede ise geçiş bölgesindeki tüm eğrilerin yaklaşık olarak çakışmasıdır(A_{max}'ın evrensel davranışı **(**Şekil 3.4.a-c)). Bu davranışı, Şekil 3.3.a-d ile verilen grafikte sıcaklığın uyarma enerjisine göre değişimi de desteklemektedir. Şekil 3.4.a-c'nin üst panelinde nükleer çok katlı parçalanmaya izospin etkisi de görülmektedir. Farklı kaynaklar için en büyük kütleli parçacığın ortalama değeri ve maksimum dispersiyon değerleri daha önce (Kreutz ve ark. 1993, Büyükçizmeci 2005) çalışılmıştır.



Şekil 3.4.a. U^{238} çekirdeğinin çoklu parçalanmasında oluşan sıcak parçacıklar için yüzey enerji katsayısı B_0=14, 18 ve 22 MeV değerlerinde maksimum kütleli parçacık A_{max} ve τ parametresinin uyarma enerjisine göre değişimleri.



Şekil 3.4.b. Au^{197} çekirdeğinin çoklu parçalanmasında oluşan sıcak parçacıklar için yüzey enerji katsayısı B_0=14, 18 ve 22 MeV değerlerinde maksimum kütleli parçacık A_{max} ve τ parametresinin uyarma enerjisine göre değişimleri.



Şekil 3.4.c. Xe^{129} çekirdeğinin çoklu parçalanmasında oluşan sıcak parçacıklar için yüzey enerji katsayısı B_0=14, 18 ve 22 MeV değerlerinde maksimum kütleli parçacık A_{max} ve τ parametresinin uyarma enerjisine göre değişimleri.

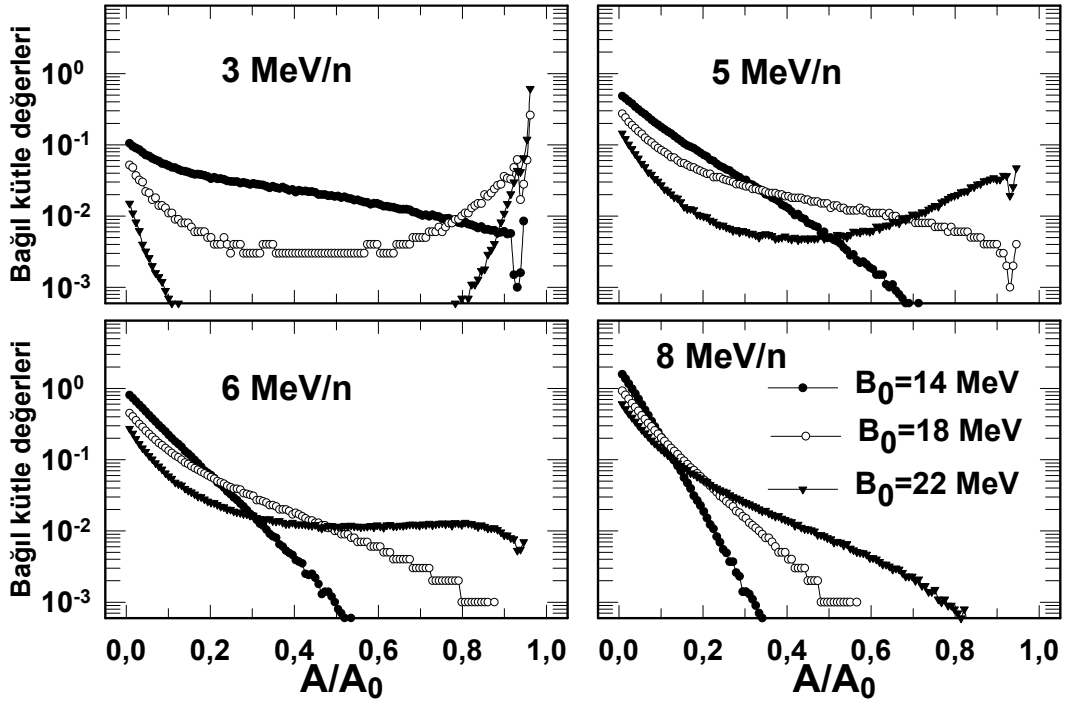
3.4. Çekirdeğin Kütle ve Yük Dağılımlarına Yüzey enerjisinin Etkileri

Uyarılmış bir çekirdeğin parçalanması sonucunda parçacıkların kütle ve yük dağılımları oluşur(Bondorf ve ark. 1985, 1995, Botvina ve ark. 1985, 1995, 2006, Scharenberg ve ark. 2001). Nükleer çoklu parçalanma olayının yüzey enerjisine bağlılığını araştırmak için farklı izospinli Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdekleri için 100000 olay üzerinden, açığa çıkan sıcak parçacıkların donma yoğunluğundaki bağıl değerlerini farklı yüzey enerji katsayıları ve uyarma enerjileri için inceledik. Nükleon başına 3, 5, 6, 8 MeV/nükleon uyarma enerjisi ile uyarılan Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin parçalanması sonucunda oluşan sıcak birincil parçacıkların bağıl kütle değerlerinin yüzey enerji katsayısı B_0=14, 18 ve 22 MeV değerleri için değişimlerini inceledik(Şekil 3.5.a-c). Yüzey enerji katsayısının standart değeri B_0=18 MeV için, düşük sıcaklıklarda (T≤5 MeV), bir büyük artık parçacık ve bir kaç küçük parçacıktan oluşan bir topluluğa karşılık gelen U şeklinde bir dağılım oluşur. Bu dağılım buharlaşma ya da fisyon kanallarının baskın olduğu bir duruma karşılık gelir. Yüksek sıcaklıklarda (T>6 MeV), büyük parçacıklar kaybolur ve dağılımlar üstel azalan bir hal alır. Geçiş bölgesinde (T≈5-6 MeV), sistemin sonlu olmasından dolayı, bir fazdan diğer faza yavaş bir geçiş gözlenir. İncelediğimiz çekirdekler için yüzey enerjisinin artması, bir fazdan diğer faza geçiş sıcaklığının da arttığını göstermektedir. Başka bir deyişle yüzey enerjisi yüksek olan çekirdeklerin çoklu parçalanmaya maruz kalabilmesi için nükleon başına uyarma enerjisinin daha fazla olması gerekir. Örneğin Au^{197} çekirdeği için E=5 MeV/n uyarma enerjisinde, yüzey enerji katsayısı B_0=14 MeV değeri için üstel olarak azalan bir dağılım gözlenirken, yüzey enerji katsayısı B_0=18 MeV değeri için bu durum geçiş bölgesine karşılık gelir. Yüzey enerji katsayısı B_0=22 MeV değeri için ise dağılım U şeklini alır(Şekil 3.5.b). Diğer çekirdekler için de, B_0 yüzey enerji katsayısının değişimi, dağılımı aynı şekilde etkilemektedir(Şekil 3.5.a ve Şekil 3.5.c). Sonuç olarak yeni parçacıkların oluşumundan itibaren sistemin toplam enerjisine yüzey katkısının artmasından dolayı yüzey enerjisi oldukça önemlidir. Yüzey enerjisindeki küçük değişimler kütle ve yük dağılımlarında önemli değişimlere yol açar(Botvina ve ark. 2006). Düşük yüzey enerjilerine sahip çekirdekler düşük uyarma enerjilerinde bozunmayı tercih ederken,

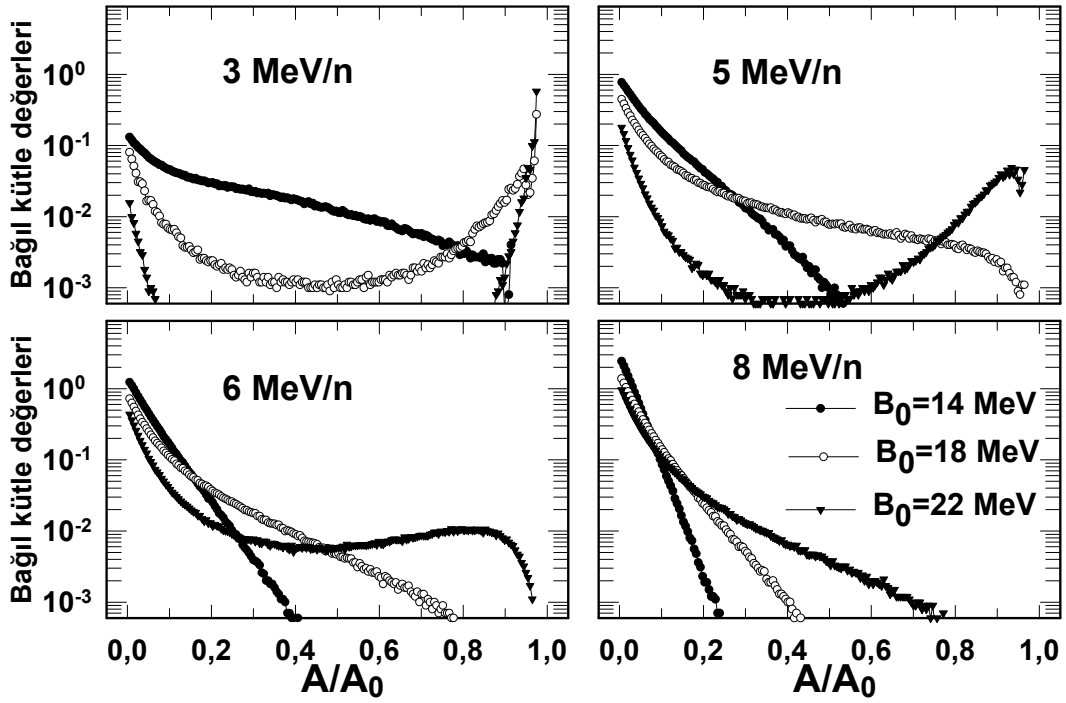
daha yüksek yüzey enerjilerine sahip çekirdeklerde ise çoklu parçalanma kanalları bastırılmıştır.

Ayrıca nükleer çoklu parçalanma başladıktan itibaren orta kütleli parçacıkların (Intermediate Mass Fragments, IMF) dağılımlarının incelediğimiz çekirdeklerin N/Z oranları ile de ilişkili olduğu görülmektedir. N/Z oranı büyük olan çekirdeklerin, uyarma enerjisi arttıkça daha hızlı biçimde bozunduğu görülür. Şekil 3.5.a, 3.5.b ve 3.5.c de 8 MeV/n değerinde Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin bozunmasındaki dağılımın üstel azalışı, N/Z oranı büyük olan çekirdekler için daha dik ve keskin olarak görülür. Nükleer çoklu parçalanmaya izospin etkisi daha önce çalışılmıştır(Oğul ve ark. 2005, Büyükçizmeci ve ark. 2005, Büyükçizmeci 2005).

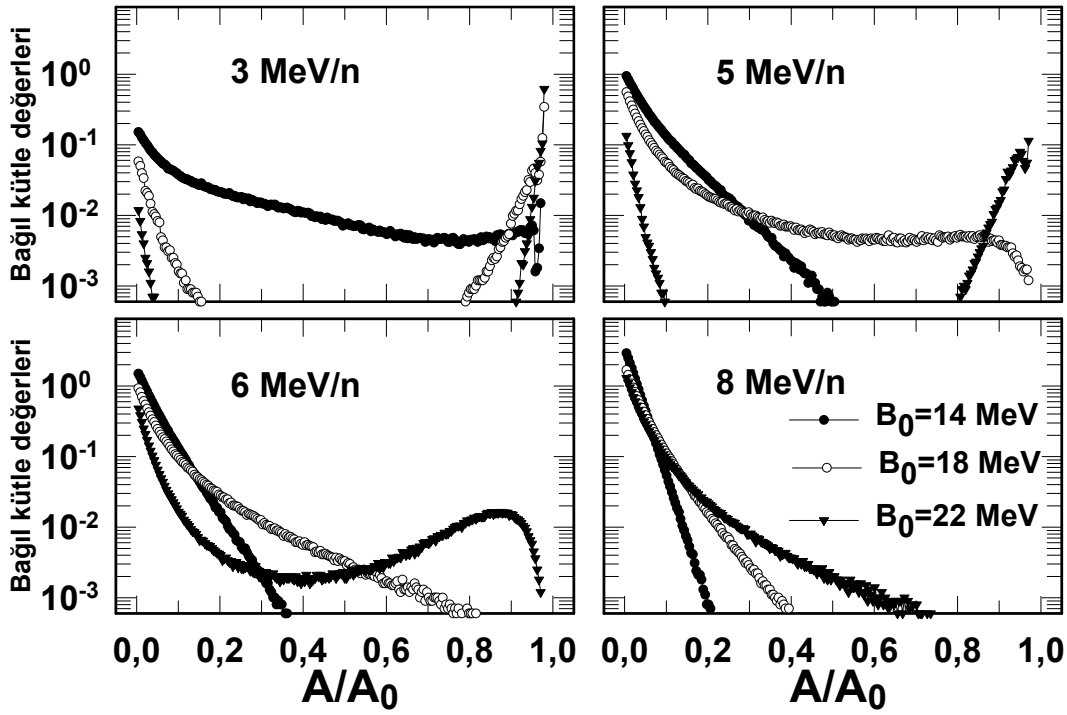
Hesaplamalarımızda Au çekirdeği için bulduğumuz sonuçlar, yine Au çekirdeğinin deneysel sonuçlarıyla uyum içinde olduğu görülmektedir(D'Agostino ve ark.1996, Bondorf ve ark. 1995, Botvina ve ark. 1995, D'Agostino ve ark.1999, Hauger ve ark. 2000).



Şekil 3.5.a Xe^{129} çekirdeğinin çoklu parçalanmasında 3, 5, 6 ve 8 MeV/n uyarma enerjilerinde sıcak parçacıkların bağıl kütle değerlerine B_0 yüzey enerji katsayısının etkileri



Şekil 3.5.b Au^{197} çekirdeğinin çoklu parçalanmasında 3, 5, 6 ve 8 MeV/n uyarma enerjilerinde sıcak parçacıkların bağıl kütle değerlerine B_0 yüzey enerji katsayısının etkileri



Şekil 3.5.c U^{238} çekirdeğinin çoklu parçalanmasında 3, 5, 6 ve 8 MeV/n uyarma enerjilerinde sıcak parçacıkların bağıl kütle değerlerine B_0 yüzey enerji katsayısının etkileri

4. ARTIK ÇEKİRDEK İSTATİSTİK TOPLULUĞUNUN RASGELE HESAPLANMASI

İstatistik modellerin ara kütleli ürün parçacıklarını tanımlamadaki açık başarısı, reaksiyonun sonraki aşamaları boyunca belli bir termodinamik denge durumunun oluştuğunu göstermesidir(Botvina ve ark. 1987, Botvina ve ark. 1990, Gross 1990, Bowman ve ark. 1991, De Souza ve ark. 1991, Hubele ve ark. 1992, Kreutz ve ark. 1993, Moretto ve Wozniak 1993). Hafif parçacıklara ayrılma ve orta kütleli parçacıklara ayrılma yavaş yavaş gelişebildiği için bir ara nükleer sistemin hazırlanmasının iki yolunun olduğuna inanılır. Birinci yol, yüksek enerjilerde hadron-çekirdek reaksiyonları ve yine yüksek enerjilerde merkezi olmayan yanal çekirdek- çekirdek çarpışmalarıyla ilişkilendirilir. İkinci yol ise, ara enerjilerdeki ağır çekirdeklerin kafa kafaya çarpışmasıyla ilişkilendirilebilir. Öyleki, çarpışmanın ilk durumunda nükleer madde sıkışmış ve sıcak olabilir. Uyarılma enerjisi de yüksek değilse, parçacıklar yayılma aşamasında birleşme ya da yoğunlaşma mekanizmasıyla oluşabilir. Parçacık oluşmasında bu iki yol bir arada da olabilir. Ya da çarpışma parametresi ve bombardıman enerjisine göre bir yoldan diğer yola kademe kademe değişebilir(Botvina ve ark. 1995).

Au^{197} çekirdeğinin (E^*/A) = 600 MeV uyarma enerjisinde C, Al, Cu ve Pb hedef çekirdekleri ile yüzeysel çarpışma reaksiyonlarında (Ogilvie ve ark. 1991, Hubele ve ark. 1991, Hubele ve ark. 1992, Kreutz ve ark. 1993), Botvina ve arkadaşları tarafından nükleer çok katlı parçalanma olayı araştırıldı(Botvina ve ark. 1995). ALADIN spektrometresinin deneysel verilerinin analizlerinden yüzeysel çarpışma sürecinin 3 aşamasının olduğu gösterildi(Hubele ve ark. 1992, Botvina ve Mishustin 1992, Kreutz ve ark. 1993, Barz ve ark. 1993). Bu üç aşama şu şekildedir.

1. Hedef çekirdek ile hedefe gönderilen çekirdeğin şiddetli bir şekilde çarpışmasıyla hızlı bir dinamik süreç baskındır.
2. Çarpışan çekirdeklerin çarpışmaya katılmayan bölümlerinden aşırı uyarılmış sıcak nükleer sistemin (SNS, Thermalized Nuclear Systems, TNS) oluşumu
3. Sıcak nükleer sistemin (SNS) istatistiksel olarak parçalanması

İlk durumun ICM (Intranuclear Cascade Model) gibi dinamik bir modelle tanımlanabilmesine rağmen, deneysel verilerle direk olarak karşılaştırılabilmesi bakımından dengede olmayan bir durum sonrası dengeye ulaşan kaynakların bir topluluğunu belirlemek daha kullanışlıdır(Botvina ve Mishustin 1992). Göz önünde bulundurduğumuz dengedeki kaynakların topluluklarının Au^{197} çekirdeği için ALADIN deneysel verilerinin çok iyi bir tanımını sağladığı görülmüştür(Botvina ve ark. 1995, Xi ve ark. 1997). Ayrıca, oluşan artık çekirdeğin özellikleri istatistiksel çok katlı parçalanma modelleri ile araştırılmıştır(Botvina ve Mishustin 1992, Barz ve ark. 1993, Li ve ark. 1993). Bu araştırmaların analizine göre, sıcak nükleer sistemin (SNS) dağılımı, nükleon başına uyarma enerjisinin artmasıyla istatistiksel çok katlı parçalanmaya maruz kalan artık çekirdeğin kütle numarası A değerinin azalmasının bir ilişkisiyle ve $\varepsilon^* = \frac{E^*}{A} \approx 6-8$ MeV aralığındaki değerlerde uyarma enerjisinin bir doyuma ulaştığı şeklinde karakterize edilmiştir(Botvina ve ark. 1995). İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modeli (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanılarak yapılan hesaplamalarda, uyarma enerjisi E^* değeri, ortalama kütle A ile ilişkilendirilerek, artık çekirdek (sıcak nükleer sistem, SNS) dağılımının deneysel verilerine uygun sonuçlar elde edilmiştir(Botvina ve ark. 1995). Böylece artık çekirdeğin E^* uyarma enerjisi ile ortalama kütle A arasında genel bir ilişki kurulmuştur. A kütle numarasına ve E^* uyarma enerjisine göre sürekli olan artık çekirdek ya da sıcak nükleer sistem (SNS) toplulukları göz önüne alınarak ve A ortalama kütle değeri civarındaki kütle numarasının gausyen dağılımları farz edilerek dengedeki kaynakların ortalama kütlesi A,

$$\alpha \equiv \frac{A}{A_0} = 1 - a_1\left(\frac{E^*}{A}\right) - a_2\left(\frac{E^*}{A}\right)^2 \tag{4.1}$$

denklemi ile parametrize edilmelidir(Botvina ve ark. 1995, Botvina ve ark. 2006). Burada E^* kaynakların MeV cinsinden uyarma enerjisi, A_0 ise kaynakların kütlesidir. Ayrıca, $a_1 = 0{,}001\ (\text{MeV})^{-1}$ değerine eşitken, $a_2 \approx 0{,}009 - 0{,}015\ (\text{MeV})^{-2}$ aralığında değerler alabilir ve kaynakların enerjisine çok az bağlıdır. Ayrıca yapılan analizler sıcak artık çekirdeğin uyarma enerjisinin bir sınırlaması için bazı göstergelerin

olduğu anlaşılır. Bunun sebebi de denge öncesi emisyondur. Yüksek bir enerji artık çekirdeğe aktarılırsa onun büyük bir kısmı parçalanma öncesi hızlı parçacıklarla uzağa taşınır. Böylece uyarma enerjisi ile parçacıkların bağlanma enerjisinin karşılaştırılabilirliğinin doğal bir sınırı olduğu beklenebilir. Buna göre Denklem (4.1)'den nükleon başına maksimum uyarma enerjisinin $\varepsilon^*_{max} = \frac{E^*_{max}}{A} = 8{,}13\,MeV$ olduğu anlaşılır(Botvina ve ark. 1995). Denklem (4.1) reaksiyonun dengede olmayan aşamasından sonra oluşan artık bir nükleer sistemin kütle numarası ve uyarma enerjisi arasındaki doğal bir ilişkiyi yansıtır. Yani yüksek uyarma enerjilerinde daha çok parçacık oluşur. Uyarma enerjisi ile kütle numarasının kabul edilen ilişkisi hem dinamik simülasyonlarla(Konopka ve ark. 1993, Barz ve ark. 1993) hem de diğer istatistik modellerle (Li ve ark. 1993, Botvina ve ark. 1995, Raduta A.H. ve Raduta A.R. 2000) tutarlı sonuçlar vermektedir. Farklı Z_{bound} (bağ yükü; parçacıklarda depolanan toplam yük, $Z \geq 2$) değerlerinde parçacık oluşumunun çok iyi bir tanımlama sağlamasının yanı sıra artık çekirdek topluluğunun topluluk parametresi ile yapılan hesaplamaları kalorik eğrinin davranışını yeniden oluşturur(Xi ve ark. 1997).

Sıcak nükleer sistemin, kütle numarasının ortalama değeri A civarındaki kütle dağılımının genişliği

$$\sigma = \sigma_0 \, A_0 \left(1 + c_0 \frac{(\varepsilon^*)^2}{(\varepsilon^*_{max})^2} \right) \tag{4.2}$$

ile verilir. Burada σ_0 ve c_0 katsayıları, orta kütleli parçacıkların deneysel çok katlılık (multiplicity) dağılımlarının genişliğine uygun olarak seçilir. Uyarma enerjisi ile kütle dağılımının genişliğinin artması SNS oluşum sürecinin rasgele doğasıyla da uyumludur. SNS (sıcak nükleer sistem) topluluğunun atom numaraları Z, hedefe gönderilen (projectile) çekirdeğin N/Z oranı uygulanarak kütlesinden türetilir.

Farklı $\varepsilon^* = \frac{E^*}{A}$ uyarma enerjilerine sahip artık çekirdeklerin kütleleri toplanmış bağıl ürünleri $Y_{(\varepsilon)}$, tamamıyla reaksiyonun ilk aşamasından belirlenir. Deneysel sonuçların iyi bir tanımlamasının sağlanabilmesi, ürünler için uygun bir

parametrizasyon seçilmesi ile olur. Düşük uyarma enerjilerinde ($\varepsilon \le \varepsilon_{küçük}$), Botvina ve arkadaşlarının yaptığı analizler sonucunda artık çekirdeklerin bağıl ürünlerini

$$Y_{(\varepsilon^*)} \propto \exp\left(-c_1 \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon^*_{max}}\right) \tag{4.3}$$

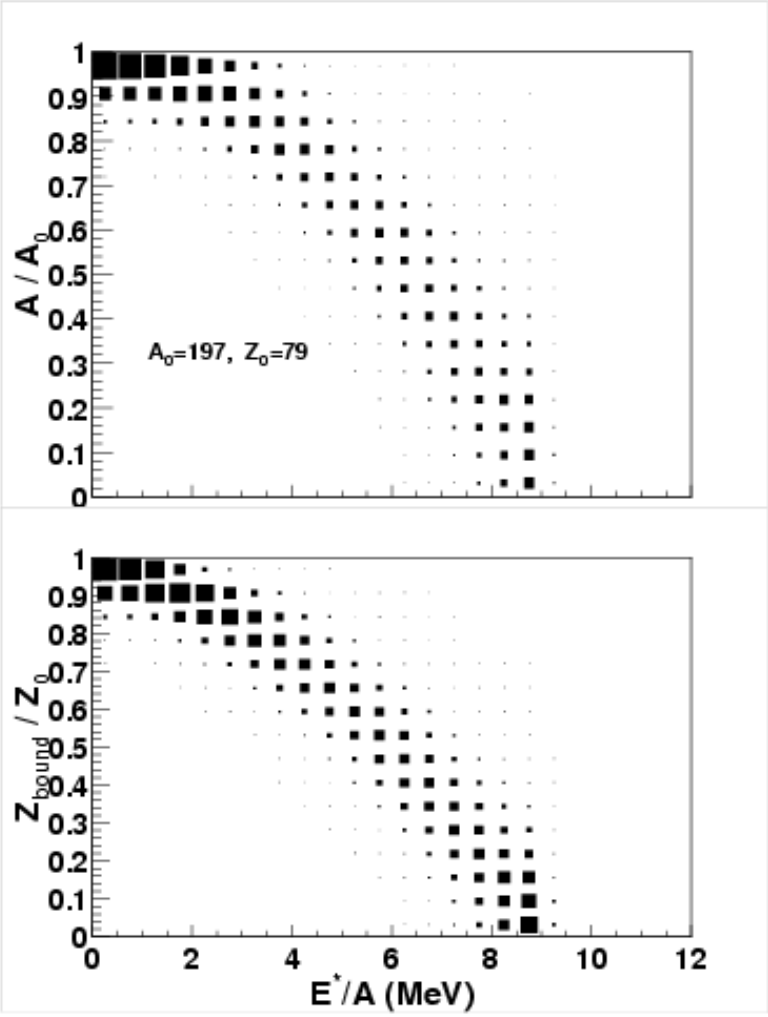
biçiminde basit bir exponansiyel biçimde seçmişlerdir(Botvina ve ark. 1995). Bu şekilde bir davranış Cascade model hesaplamalarıyla da öngörülmüştür(Botvina ve ark. 1990, Botvina ve Mishustin 1992). Yine aynı çalışmada Botvina ve arkadaşları, ε^*_{max} civarında ürün dağılımlarının hedefe bağlı olduğunu göstermişlerdir. Hedef çekirdeğin Cu olması durumunda, eğer artık çekirdeklerin uyarma enerjileri ile bir birikiminin sınır değere yaklaşımı varsa, bu durumda, $\varepsilon^*_{küçük} < \varepsilon^* \le \varepsilon^*_{max}$ civarındaki parametrizasyon

$$Y_{(\varepsilon)} \propto c_3\,(-\alpha'(\varepsilon^*))\exp(-c_2\,(1-\alpha(\varepsilon^*))) \tag{4.4}$$

biçiminde yapılmıştır. Burada, artık çekirdek topluluğunun rasgele oluşumuna olanak tanımak için denklem (4.1) ile verilen $\alpha(\varepsilon^*)$ fonksiyonu ve bu fonksiyonun ε^*'a göre birinci türevi $\alpha'(\varepsilon^*)$ kullanılmıştır. Her iki parametrizasyon da $\varepsilon^* = \varepsilon^*_{küçük} = 5$ MeV değeri için $c_2 = 1{,}62\,c_1$ ve $c_3 = (-\alpha'(\varepsilon_{küçük}))^{-1} = 6{,}6$ eşitliklerini gerektirir. Bu parametrelerin, deneysel verilerle en iyi uyumu $c_1 = 0{,}16$, $\sigma_0 = 0{,}07$ ve $c_0 = 2$ değerleri için bulunmuştur(Botvina ve ark. 1995).

Bizim yaptığımız hesaplamalarda, Au^{197} çekirdeği için deneyle uyumlu olan, denklem (4.1) de ifade edilen topluluk parametresinin a_2 = 0,012 değeri ve yüzey enerji katsayısı için B_0= 18 MeV değeri kullanıldı. (4.1)-(4.4) denklemleri ile genelleştirilen SNS (sıcak nükleer sistem) dağılımının kütle (Şekil 4.1, üst panel) ve bound (bağ) yükünün (Şekil 4.1, alt panel) uyarma enerjisiyle değişimini gösterdik. Yapılan hesaplamalarda topluluktaki tüm kaynakların N/Z oranlarının hedefe gönderilen çekirdekle aynı olduğu kabul edildi. Dinamik hesaplamalar, bunun düşük uyarma enerjili kaynaklar için oldukça makul bir yaklaşım olduğunu gösterir. N/Z

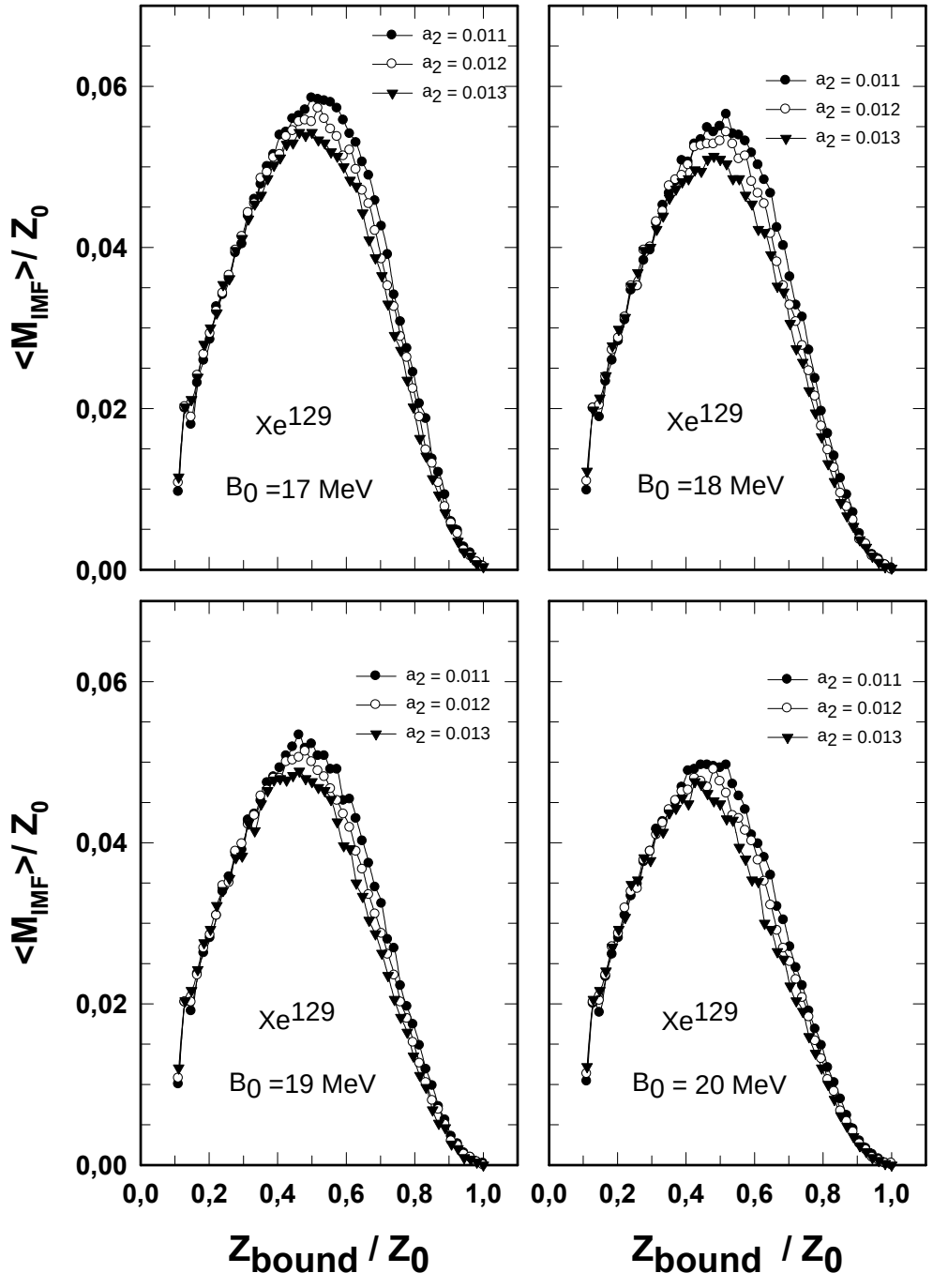
oranındaki çok küçük bir azalma sadece çok yüksek uyarma enerjili kaynaklar için öngörülür(Botvina ve ark. 2002, Le Fevre ve ark. 2005). Şekil 4.1'de düşük uyarma enerjisi ve büyük parçacıkların olduğu bölge ile yüksek uyarma enerjisi ve küçük parçacıkların olduğu bölgede bir yoğunlaşma olduğu görülür. Artık çekirdek topluluğunun bu özelliği, artık çekirdeklerin (sıcak nükleer sistem) $\frac{E^*}{A} > 9$ MeV değerinde dengeye ulaşmak için kütle ve enerji kaybederler. Bu durum termodinamik dengeye varana kadar devam eder. $\frac{E^*}{A} \approx 8-9$ MeV civarında artık çekirdek dengeye ulaşır. Ayrıca, maksimum IMF oluşumunun, kaynakların boyutlarının nispeten büyük olması durumunda maksimum IMF üretimine yaklaşık 5-6 MeV/n civarındaki E^* değerinde ulaşılacağını belirtmek önemlidir(Şekil 4.1).



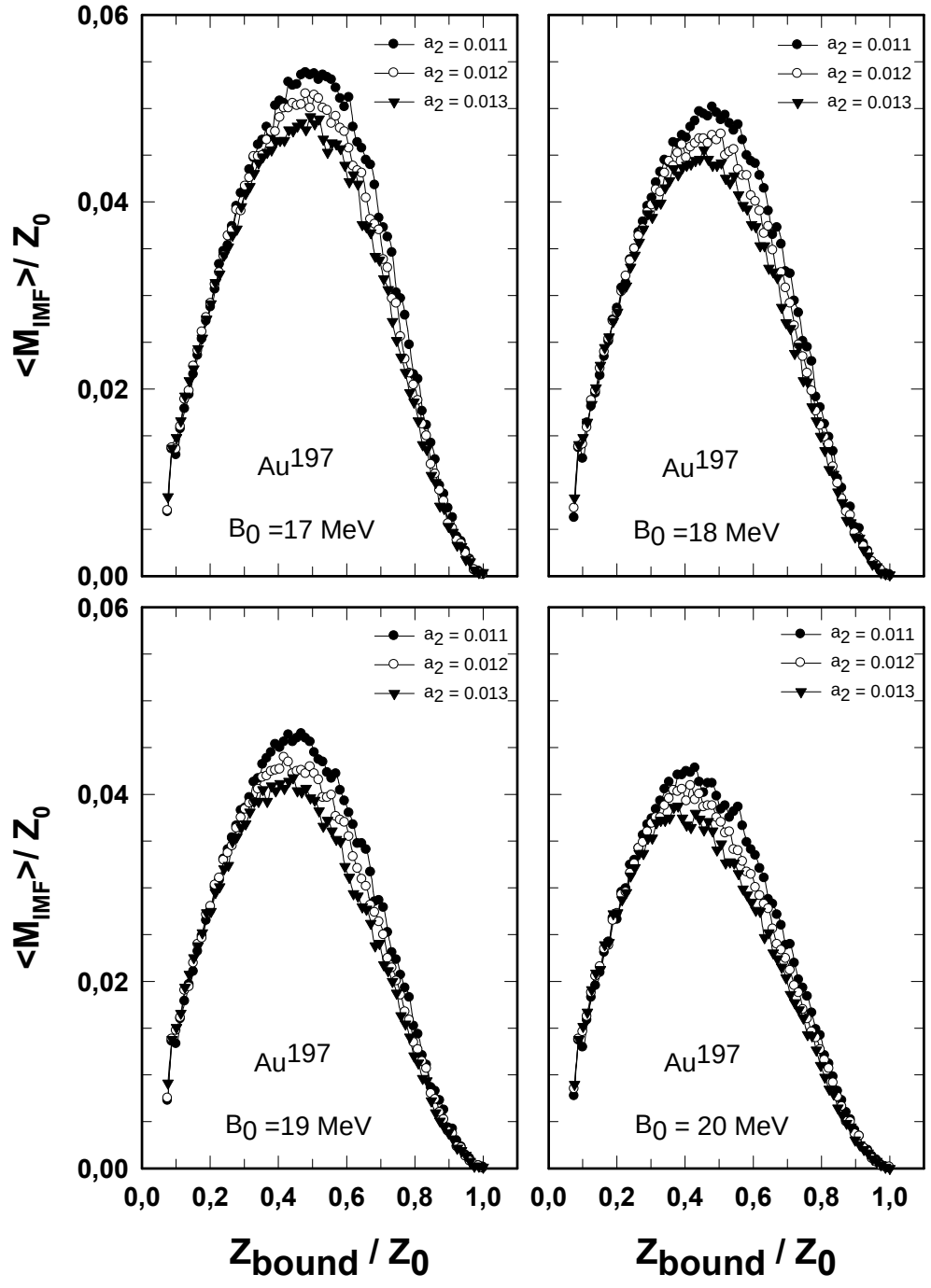
Şekil 4.1. Au^{197} çekirdeğinin nükleer çok katlı parçalanması sonucunda oluşan artık çekirdek topluluğunun A/A_0 (üst panel) ve Z_{bound}/Z_0 (alt panel) değerlerinin E^*/A ile değişimleri.

4.1. Orta Kütleli Parçacıkların Dağılımları

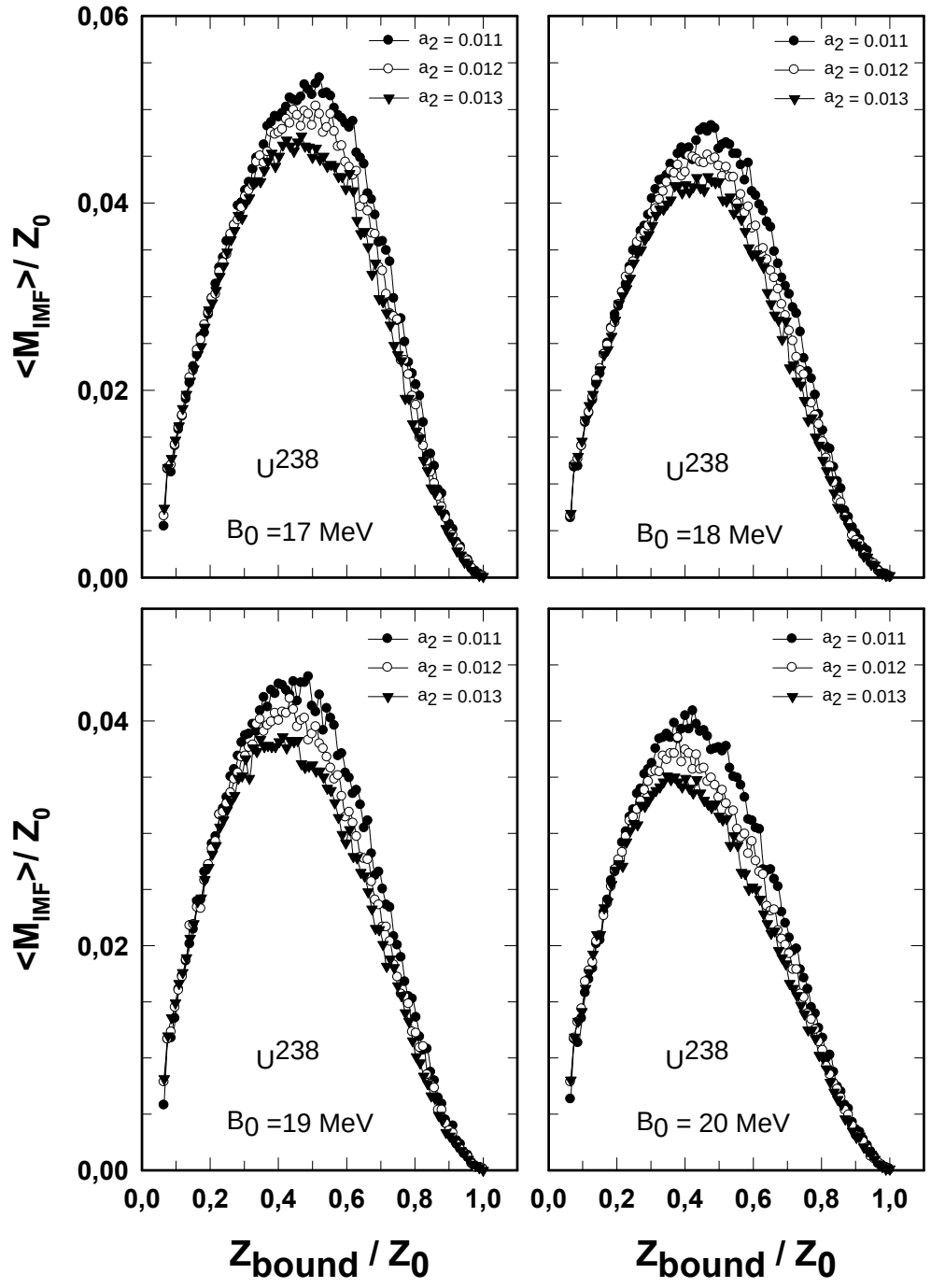
Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeğinin nükleer çok katlı parçalanması sonucunda oluşan orta kütleli parçacıkların (intermediate mass fragment, IMF) ortalama çok katlılığını (multiplicity) $\langle M_{IMF} \rangle$, SMM'in öngördüğü topluluk parametrelerini kullanarak, farklı Z_{bound}/Z_0 değerleri için hesapladık. Hesaplamalarımız için maksimum kütleli çekirdeğin ortalama değerini hesaplamak için kullandığımız eşitlikleri, çok katlılığı belirlemek için kullandık ve kullandığımız koda ekledik. Çekirdeklerin büyüklük etkilerini göz ardı edebilmek için orta kütleli parçacıkların ortalama çok katlılığını Z_0'a bölerek kulandık. Hesaplamalarımızda kullandığımız çekirdeklerin, orta kütleli parçacıkların ortalama çok katlılığının Z_{bound}/Z_0 ile ilişkisinin topluluk parametrelerine ve yüzey enerjisine bağlılığını göstermek için yüzey enerji katsayısının B_0 = 17, 18, 19 ve 20 MeV değerleri ve topluluk parametresinin a_2 = 0,011, 0,012 ve 0,013 değerleri için hesaplamalar yaptık. Bu hesaplamaların sonuçlarını Şekil 4.2.a-c'de gösterdik. Sonuçların deneysel verilerle (Hubele ve ark. 1992, Schüttauf ve ark. 1996) uyumlu olduğu açıkça görülür. Hesaplamalarımızda kullandığımız modelde topluluk parametresinin değiştirilmesi, hesaplanan ortalama IMF çok katlılığının, deneysel verilerle uyum içinde olmasını sağlar. Hesaplamalarda kullanılan çekirdekler için, $\langle M_{IMF} \rangle / Z_0$ değerlerinin Z_{bound}/Z_0 ile değişimleri farklı B_0 değerlerinde tüm topluluklar için oldukça geneldir ve deneysel verilere (Schüttauf ve ark. 1996) uyumludur. Deneysel verilerle (Schüttauf ve ark. 1996) en uyumlu olan parametre değerleri seçilerek bu parametrelerle yapılan hesaplamalın sonuçları Şekil 4.3'te görülür. Bu parametre değerleri, Xe^{129} çekirdeği için, topluluk (ensemble) parametresi a_2=0,012 ve yüzey enerji katsayısı B_0=20 MeV, Au^{197} çekirdeği için topluluk (ensemble) parametresi a_2=0,012 ve yüzey enerji katsayısı B_0=18 MeV ve U^{238} çekirdeği için topluluk (ensemble) parametresi a_2=0,011 ve yüzey enerji katsayısı B_0=17 MeV olarak bulunmuştur. Bu hesaplamaların deneyle uyuşum noktası, ortalama IMF çok katlılığının maksimum değerinin $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0,5$ değerinde olmasıdır ve bu değere



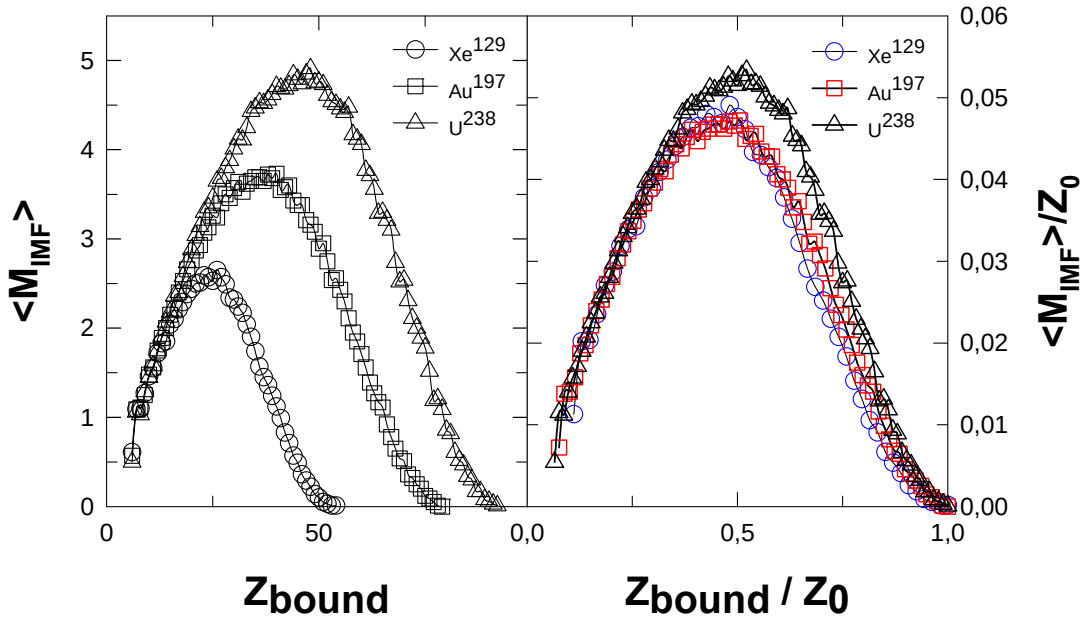
Şekil 4.2.a. Xe^{129} çekirdeğinin nükleer çok katlı parçalanmasında SMM'in öngördüğü topluluk parametreleri kullanılarak Orta kütleli parçacıkların çok katlılığının ortalama değerinin Z_{bound} / Z_0 ile değişimi



Şekil 4.2.b. Au^{197} çekirdeğinin nükleer çok katlı parçalanmasında SMM'in öngördüğü topluluk parametreleri kullanılarak Orta kütleli parçacıkların çok katlılığının ortalama değerinin Z_{bound} / Z_0 ile değişimi



Şekil 4.2.c. U^{238} çekirdeğinin nükleer çok katlı parçalanmasında SMM'in öngördüğü topluluk parametreleri kullanılarak Orta kütleli parçacıkların çok katlılığının ortalama değerinin Z_{bound} / Z_0 ile değişimi



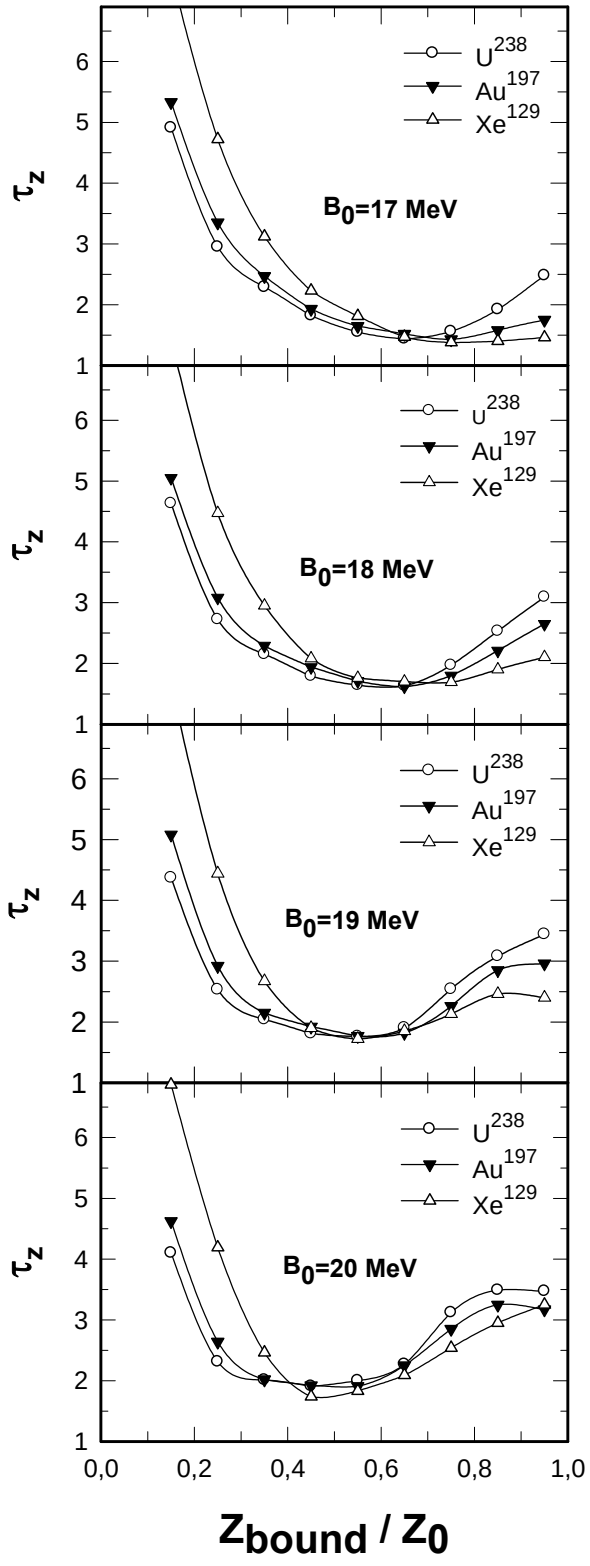
Şekil 4.3. Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanması sonucunda hesaplanan ortalama IMF değerlerinin Z_{bound} ile değişimleri (sol panel) ve ortalama IMF/Z_0 değerlerinin Z_{bound}/Z_0 ile değişimleri (sağ panel).

karşılık gelen ortalama IMF değerlerinin deneysel verilerle (Schüttauf ve ark. 1996) uyumlu olmasıdır. Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdekleri için hesaplanan ortalama IMF değerleri sırasıyla 2.50, 3.70 ve 4.80 olarak bulunmuştur(Şekil 4.3).

4.2. Dengedeki Artık Çekirdek Topluluğunun Üstel Kuvvet Kanununa Göre τ_z Üstel Teriminin Hesaplanması

Bu bölümde nükleer çok katlı parçalanmada yüzey enerjisi hakkında bilgi sunmak için ALADIN deneylerinin verileri ile hesaplamalarımızı karşılaştırdık. ALADIN deneylerinde, nükleon başına 600MeV'lik enerjiyle Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin Be çekirdeğinden U çekirdeğine kadar olan farklı çekirdekleri içeren hedeflerle etkileşimleri sonucunda yapılan ölçümlerin sonucu, $5 \leq Z \leq 15$ aralığındaki yük dağılımlarının fitlerinden hesaplanan τ_z kuvvet kanunu parametrelerinin Z_{bound} (bağ yükü) yükünün hedefe gönderilen çekirdeklerin yüklerinin Z_0'a oranlarının bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir(Botvina ve ark. 2006). Küçük Z_{bound} değerleri, genelde çok hafif kümelere bozunan kaynakların yüksek uyarma enerjilerine karşılık gelir. Yani çok katlı parçalanmanın düştüğü duruma karşılık gelir. Z_{bound} yükünün büyük değerleri ise düşük uyarma enerjilerine karşılık gelir. Bu durumda bozunma, buharlaşma benzeri ya da fisyon benzeri süreç ile çok katlı parçalanma süreci arasında değişir. Yani bu durumda çok katlı parçalanmanın arttığı duruma karşılık gelir.

Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanmalarında oluşan dengedeki artık çekirdek topluluğunun, bulunduğu sıcak ortam sebebiyle yüzey enerjisi değiştirilebilir. Çalışmamızda, Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanmalarında oluşan dengedeki artık çekirdek topluluğunun yüzey enerjindeki değişimini inceledik. Bu yüzden, incelediğimiz çekirdekler için yüzey enerji katsayısının B_0 =17, 18, 19 ve 20 MeV değerlerini ve topluluk parametresinin deneysel verilere (Botvina ve ark. 2006) en iyi uyduğu a_2=0,012 değerlerini kullanarak, τ_z kuvvet kanunu parametresinin Z_{bound}/Z_0 ile değişimlerini inceledik. Bununla ilgili hesaplamaların sonuçlarını Şekil 4.4'de gösterdik. Şekil 4.4'ten τ_z kuvvet kanunu parametresinin yüzey enerjisine bağlı olduğu görülür. Buna göre, hesaplamalarda kullandığımız Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin büyük Z_{bound}/Z_0 değerlerinde, yüzey enerji katsayısının artışı τ_z kuvvet kanunu parametresini de artırır. Küçük Z_{bound}/Z_0 değerlerinde ise yüzey enerji katsayısının



Şekil 4.4. U^{238}, Au^{197} ve Xe^{129} çekirdeklerinin soğuk parçacıkları için SMM topluluk parametresinin a_2=0.012 değeri için hesaplanan τ_z parametrelerinin Z_{bound}/Z_0'a göre değişimine B_0 yüzey enerji katsayısının etkileri.

artışı τ_z kuvvet kanunu parametresini düşürür. Ayrıca a_2 topluluk parametresindeki artışın $\tau_{z_{min}}$ değerlerinde düşüşe sebep olduğu yapılan hesaplamalarda görüldü.

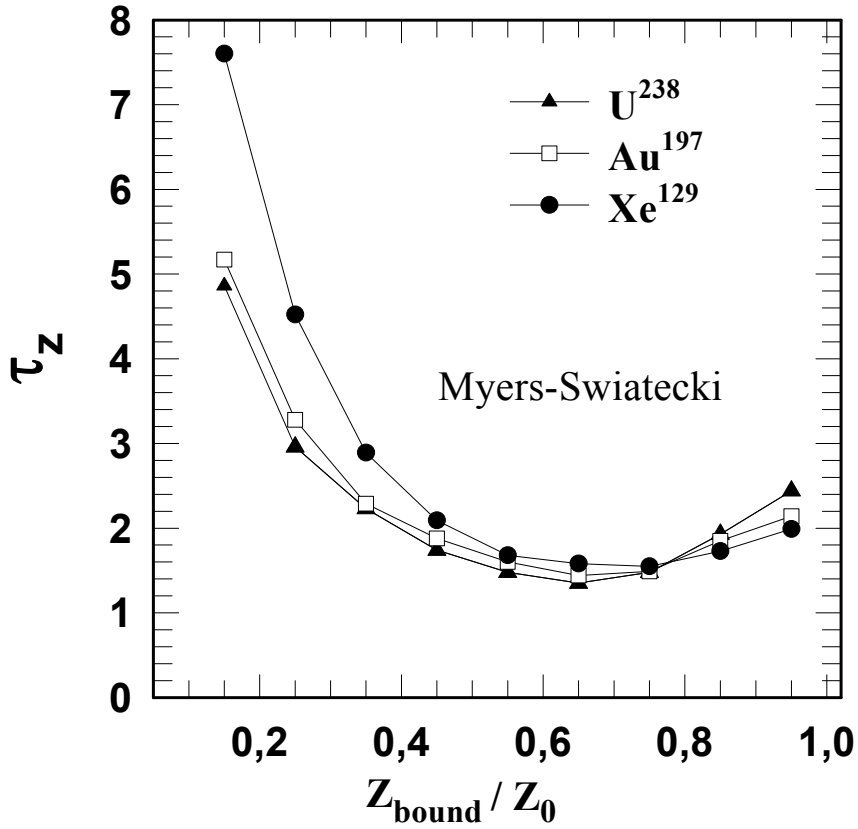
Botvina ve arkadaşlarının yaptığı çalışmada, Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanması sonucu oluşan artık çekirdek topluluğunun $5 \leq Z \leq 15$ aralığında ALADIN deneylerinden bulunan parçacık yük dağılımlarının fitleri ile elde edilen τ_z kuvvet kanunu parametrelerinin Z_{bound}/Z_0 ile değişimleri gösterilmiştir(Botvina ve ark. 2006). Botvina ve arkadaşlarının yaptığı bu çalışmada, nükleon başına 600 MeV enerjilerde Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin sırayla Al, Cu ve Cu çekirdekleri ile çarpışmaları sonucu oluşan artık çekirdek topluluğu için elde edilen ALADIN deneylerinin verileri Şekil.7'de üst panelde sunulmuştur. ALADIN verilerinin sunulduğu bu şekilde, incelenen çekirdeklerin küçük ve büyük Z_{bound} değerlerinde τ_z kuvvet kanunu parametresinin küçük farklılıklar sergilemesine rağmen aynı eğilimde olduğu görülür. Küçük Z_{bound} değerlerindeki farklılığın sebebi, He ve Li parçacıkları için spektrometrenin sonlu kabulünden meydana gelen, büyük ölçüde parçalanmış dağılımlar için belirlenen Z_{bound} değerindeki belirsizlik hafif derecede sisteme bağlı olabilir(Schüttauf ve ark. 1996). Ayrıca, Z_{bound} değerinin küçük değerlere sınırlandırıldığı durum, sonuç Z dağılımlarını etkileyen kabul edilmiş dağılımlar için sınırlama getirir(Kreutz ve ark. 1993). Yani, küçük Z_{bound} değerleri için ALADIN deneylerinin verileri, sabit bir Z aralığında fit yaparken aynı zamanda yeniden oluşturulan Z_{bound} değerleri, hedef çekirdeğe gönderilen farklı çekirdekler için τ_z değerinde sistematik sapmalara yol açma olasılığı mümkündür ve bu sapma verilerden görüleceği gibi küçüktür(Botvina ve ark. 2006, Şekil 7'nin üst paneli). Büyük Z_{bound} değerlerinde, yani çok katlı parçalanmanın arttığı bölgede ($Z_{bound}/Z_0 \geq 0,5$) incelediğimiz farklı izospinli kaynaklar için τ_z parametresinin davranışında görülen farklılık küçük Z_{bound} değerlerinde görülenden biraz daha fazladır. Çünkü bu tip oluşumda deneysel bir sınırlama yoktur. ALADIN spektrometresinin algılama etkisi $Z \geq 5$ için oldukça yüksektir. Şekil.7'nin alt panelinde ise, ALADIN deneyleri kapsamında Au^{197} çekirdeğinin Be, C, Al, Cu, In ve Au hedef çekirdekleri ile çarpışmaları ve U^{238} çekirdeğinin Cu, In, Au ve U hedef çekirdekleri ile çarpışmaları sonucu elde edilen deneysel verilerden bulunan τ_z değerlerinin Z_{bound}/Z_0 (indirgenmiş bağ yükü) ile değişimleri sunulmuştur. Bu

verilerden hedefe gönderilen çekirdeğin nükleer çok katlı parçalanmasının hedef çekirdekten bağımsız olduğu görülür(Botvina ve ark. 2006). Hesaplamalarımızın, ALADIN deneylerinin verilerine en yakın olduğu parametre değerleri, yüzey enerji katsayısının B_0=18 MeV ve topluluk parametresinin a_2=0,012 değerleridir(Şekil 4.4). Au^{197} çekirdeği için deneysel değerlere yakınlık çok katlı parçalanmanın düştüğü bölgelerde de geçerli kalır. Bununla birlikte, aynı parametre değerleri ile yaptığımız hesaplamalarda, çok katlı parçalanmanın arttığı bölgede nötronca zengin U^{238} çekirdeği için nötronca fakir Xe^{129} çekirdeğine göre daha büyük τ_z değerleri elde edildi(Şekil 4.4). Hesaplamalarımızda kullandığımız farklı izospinli çekirdeklerin B_0=18 MeV yüzey enerji katsayısı değeri için hesaplanan τ_z değerleri, yüksek uyarma enerjilerinde yaklaşık olarak birbirleriyle uyumludur. Bu durum 3. bölümde Şekil 3.4.a-c'de görülebilir. Artık çekirdek toplulukları ile yapılan hesaplamalarında bu durum, aynı yüzey enerji katsayısı değeri için yüksek uyarma enerjilere karşılık gelen küçük Z_{bound}/Z_0 aralıklarında farklılık gösterir. Bu farklılık ise Şekil 4.4'de görülebilir. Bu durum, çok katlı parçalanmanın düştüğü bölgede büyük kararsızlıkların ve kaynağın küçüklüğünün bir sonucudur. Bununla birlikte, SMM hesaplamaları sonrasındaki birçok gözlenebilir, küçük Z_{bound}/Z_0 aralıklarındaki çekirdeklerin topluluklarındaki farklılıklara daha az duyarlıdır. Xe^{129} ve U^{238} için hesaplanan τ_z kuvvet kanunu parametre değerleri deneysel verilerle çok uyumlu değildir. Bu farklılığı açıklayabilmek için SMM'de mümkün olan değişimleri şu şekilde yaptık. İlk olarak, yüzey enerjisinin izospin bağımlılığı ile birlikte basit kütle formülleri kullanılarak deneyle uyumun geliştirilip geliştirilemeyeceğini test ettik.

Bunun için SMM'de, sıcak parçacıkların standart sıvı damlası tanımının yerine Myers-Swiatecki kütle formülünü uyguladık. Bu durumda yüzey enerji katsayısı,

$$B_0 = 18{,}56\left[1 - 1{,}79\left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^2\right] \tag{4.5}$$

biçiminde yazılabilir ve diğer parametrelerde Myers-Swiatecki kütle formülüne göre değiştirilir(Myers ve Swiatecki 1966). Myers-Swiatecki kütle formülünü kullanarak



Şekil 4.5. Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanmasında, sıcak birincil parçacıkları için Myers-Swiatecki kütle formülü kullanılarak, oluşan soğuk parçacıkların τ_z değerlerinin Z_{bound}/Z_0'a göre değişimi.

Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdekleri için yaptığımız SMM hesaplamalarının sonuçları Şekil 4.5'de gösterilmiştir. Bu hesaplamalarda topluluk parametresini $a_2 = 0.012$ olarak kullandık. Çünkü bu parametre değerleri, Au^{197} çekirdeği için sıcak parçacıkların standart sıvı damlası tanımı kullanarak yapılan SMM hesaplamaları ile yine aynı çekirdek için ALADIN deneysel verilerinin en iyi uyuştuğu parametre değerleridir.

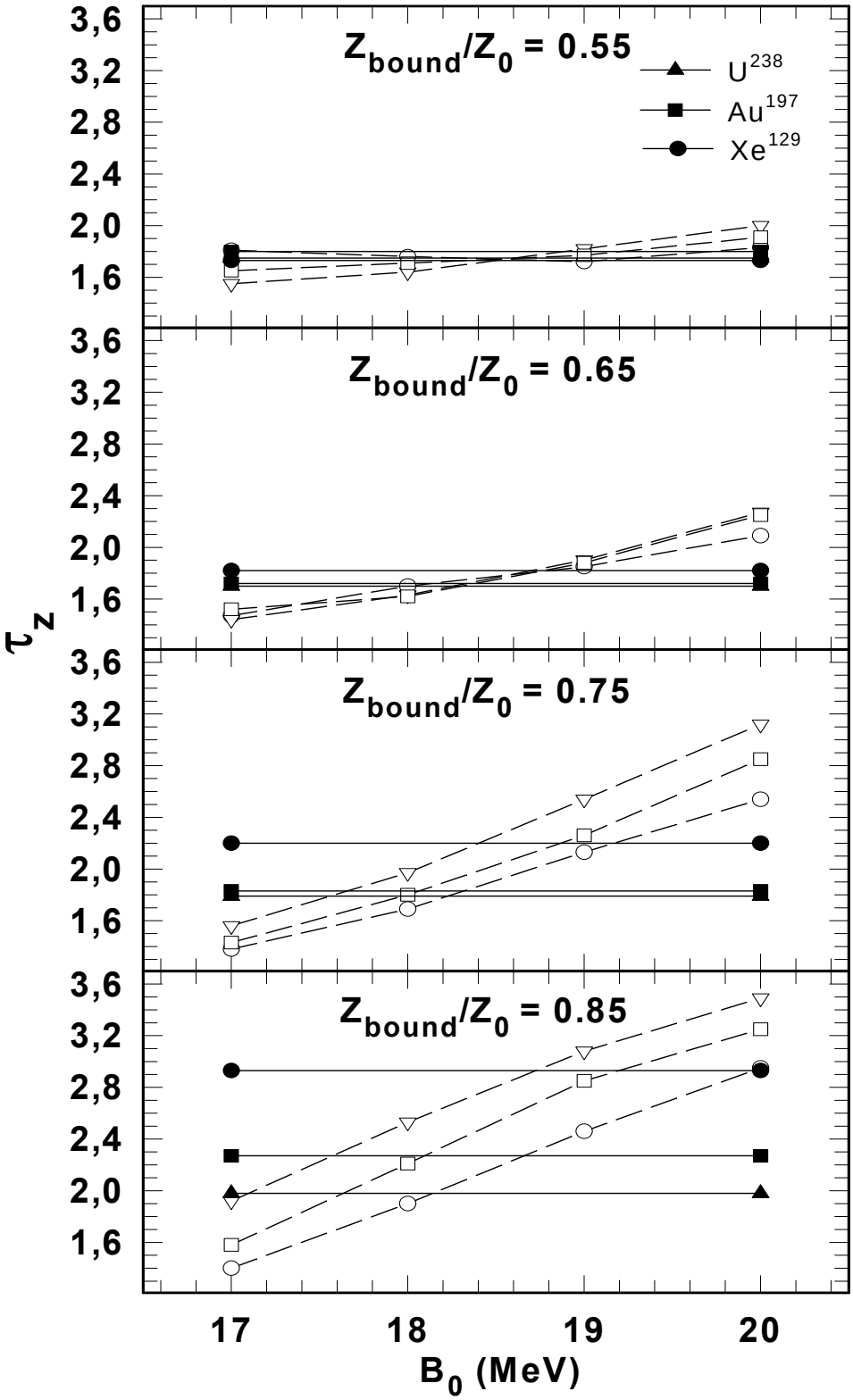
Hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerden deneysel verilerinden faydalandığımız Au^{197} çekirdeği için standart sıvı damlası tanımı kullanılarak, topluluk parametresinin $a_2 = 0.012$ ve yüzey enerjisi katsayısının $B_0 = 18$ MeV değerleri için hesaplanan τ_z değerlerinin minimumu $\tau_{z_{min}} = 1,7$ olarak bulunmuştur(Şekil 4.4, üstten ikinci panel). Yine Au^{197} çekirdeği için Myers-

Swiatecki kütle formülünü kullanarak topluluk parametresinin $a_2 = 0.012$ değeri için hesaplanan τ_z değerlerinin minimumu $\tau_{z_{min}} = 1,5$ olarak bulunmuştur(Şekil 4.5). Sonuç olarak, Au^{197} çekirdeği için standart sıvı damlası tanımı kullanılarak yapılan τ_z hesaplamaları, bu çekirdek için elde edilen deneysel verilere (Botvina ve ark. 2006) daha yakın çıkmaktadır. Fakat, hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerin standart sıvı damlası yaklaşımıyla, topluluk parametresi $a_2 = 0.012$ ve yüzey enerjisi katsayısı $B_0 = 18$ MeV değerleri için yapılan hesaplamaların büyük Z_{bound} değerlerinde, çekirdekler için farklılık yani bir açılma görülür(Şekil 4.4). Myers-Swiatecki kütle formülü kullanılarak topluluk parametresi $a_2 = 0.012$ değeri için yapılan hesapların büyük Z_{bound} değerlerinde bu açılma ya da çekirdekler arasındaki τ_z değerleri farklılığı azalır. Bu durum Şekil 4.5 'de görülebilir.

Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin nükleer parçalanması sonucu oluşan artık çekirdek toplulukları için yaptığımız standart SMM hesaplamalarının (şekil 4.4) deneysel sonuçlarla detaylı bir karşılaştırmasını yaptık. Bunun için uyarma enerjisi ile çok katlı parçalanmanın artışını karakterize eden $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0,5\text{-}0,6,\ 0,6\text{-}0,7,\ 0,7\text{-}0,8$ ve 0,8-0,9 aralıklarından oluşan dört $\frac{Z_{bound}}{Z_0}$ aralığı kullandık. Bu durum Şekil 4.6'da görülebilir. Nötronca fakir Xe^{129} çekirdeğinin büyük Z_{bound}/Z_0 değerleri için hesaplanan τ_z parametresinin deneysel verilerle uyumu için ilgili sıcak parçacıkların B_0 yüzey enerji katsayısının artırılması gerekir. Bu durum Şekil 4.6'dan görülebilir. Daha önceki analizlerden (Ogul ve Botvina 2002), ikinci bozunma süreçlerinin bu bölgedeki τ_z değerine önemli bir etkisi yoktur. İkinci sonradan uyarılma hesaplamaları için SMM'de, standart buharlaşma ve fermi bozunma modelleri kullanılır. Aynı sonradan uyarılma kodu ALADIN verilerinin tanımlanması için (Xi ve ark. 1997, Botvina ve ark. 1995) referanslarında da kullanıldı.

Hesaplamalarımızda kullandığımız çekirdeklerin, B_0 yüzey enerji katsayısı ile τ_z kritik üstel parametresinin teoriksel değişimini Şekil 4.6'da gösterdik. Deneysel verilerle uyum elde etmek için bileşik çekirdek benzeri süreçten tam olarak çok katlı parçalanmaya geçildiği zaman uyarma enerjisi ile B_0 yüzey enerji katsayısı değişmelidir. Şekil 4.6'dan B_0 yüzey enerji katsayısının, büyük Z_{bound} değerlerinde

N/Z'ye kuvvetli bir şekilde bağlı olduğu görülür. En büyük $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0,85$ aralığında B_0 katsayısının Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin toplulukları için sırasıyla $B_0 \approx 20, 18,1 \text{ ve } 17,1\,\text{MeV}$ olması gerekir. Deneyden elde edilen B_0 katsayı değerleri, düşük uyarma enerjilerinde yani yüksek Z_{bound} değerlerinde, incelediğimiz kaynakların N/Z artışı ile aynı azalma eğilimini gösterir. Çok katlı parçalanma arttığında ağır bir artık çekirdek ve birkaç küçük parçacık oluştuğu zaman B_0 katsayısı izole edilmiş çekirdek için doğal parametrizasyonlarda kullanılan değerlere benzer. Bunun tam tersine tam olarak çok katlı parçalanmada ise sistem orta kütleli parçacıklara (IMFs) bozunduğu zaman, yüzey enerji katsayısı hemen hemen nötron zenginliğinden bağımsız olur. Bu durum $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0,65$ aralığı için Şekil 4.6'da görülebilir. Çünkü bu aralıkta N/Z ile B_0 katsayısındaki azalma çok küçüktür. Dolayısıyla, tam çok katlı parçalanma bölgesinde B_0'ın hemen hemen izospinden bağımsız olduğu görülür(Şekil 4.6). $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0,55$ ve $0,65$ aralıklarında, minimum τ_z ve tam çok katlı parçalanma bölgesinde bu üç çekirdek için de yüzey enerji katsayısının değeri $B_0 \approx 18-19\,\text{MeV}$ civarındadır. $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0,55$ aralığında ise τ_z ile B_0 yüzey enerji katsayısının tutarlı olduğunu görürüz. Bizim hesaplamalarımızın yanı sıra, başka ikinci bozunma kodu geliştirilerek yapılan hesaplamalar da Büyükçizmeci ve arkadaşları tarafından yapılmıştır(Büyükçizmeci ve ark. 2005). Bu kod donma hacmindeki sıcak parçacıklar için değiştirilmiş yüzey gerilimi ile başlar ve sonra normal yüzey geriliminin soğuk parçacıklar için yeniden oluşturulmasını sağlayacak şekilde buharlaşma süreci boyunca parçacık kütleleri değişir. Bu sonuçlar, standart hesaplamalardan en fazla yüzde birkaç sapabilir ve B_0 yüzey enerji katsayısını, parçacıkların nötron zenginliğinin bir fonksiyonu olarak değerlendiren tüm yaklaşımlar aynı kalır.



Şekil 4.6. Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin nükleer çok katlı parçalanmasında, farklı Z_{bound}/Z_0 aralıkları için SMM topluluk hesaplamalarından bulunan τ_z değerleri (kesikli çizgiler) ile deneysel τ_z değerlerinin (sürekli çizgiler) B_0 ile değişimleri

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, İstatistiksel Çok Katlı Parçalanma Modelini (Statistical Multifragmentation Model, SMM) kullanarak, farklı izospinli Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin 0-12 MeV/n aralığındaki uyarma enerjilerinde nükleer çok katlı parçalanmalarına yüzey enerjisinin etkilerini inceledik. Hesaplamalarımızda kullanılan çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanmalarında oluşan orta kütleli parçacıkların kütleleri $5<A\leq40$ aralığında ve yükleri $4<Z\leq15$ aralığında seçildi. Çekirdeklerin nükleer parçalanması sonucu oluşan orta kütleli parçacıkların kütle ve yük dağılımlarının her biri için Bölüm 3.1'de tanımlanan üstel kuvvet kanununa göre τ ve τ_z üstel terimlerini 2-12 MeV/nükleon uyarma enerjisi aralığında ve yüzey enerji katsayısının B_0=14, 18 ve 22 MeV değerleri için tek tek hesapladık. Hesaplamalarımızın sonuçlarını Şekil 3.2.a-c ve Şekil 3.4.a-c'de gösterdik. Sıcak ve soğuk parçalanmada, örneğin B_0=18 MeV değeri için τ ve τ_z parametreleri sıcaklıkla azalır ve $T \cong 5-6$ MeV'de ($E^* \cong 4-5$ MeV/n) minimuma gider ve tekrar artar. Yüzey enerjisinin artmasıyla, τ parametresinin minimumuna karşılık gelen uyarma enerjisi de artar. Yani, yüksek yüzey enerji katsayısı değerlerinde çekirdeğin parçalanması için daha yüksek uyarma enerjileri gerekir. τ'nun küçük değerlerinin fiziksel anlamı, en büyük parçacığın hayatta kalma olasılığının sıcaklıkla ciddi biçimde azalmasıdır. Bu davranış sonlu sistemlerdeki faz geçişi ile ilişkilendirilebilir. Pek çok çalışmada, bu bölgedeki kalorik eğrilerin plato davranışı ve sıcaklıktaki büyük dalgalanmalar gibi kritik olaylar gösterilmiştir(Bondorf ve ark. 1995, D'Agostino ve ark. 1999, Ogul ve ark. 2005, Buyukcizmeci ve ark. 2005). Nükleer çok katlı parçalanma sonucunda oluşan parçacıkların kütle ve yük dağılımlarını karakterize eden τ ve τ_z parametrelerine kritik üstel adı verilir. Hesaplamalarımız sonucunda, bu parametrelerin uyarma enerjisine bağlılıklarının yaklaşık olarak aynı olduğu görülmüştür. Düşük uyarma enerjilerinde, çekirdeklerin yüzey enerjileri düştükçe kritik üstel (τ ve τ_z) parametrelerinin de düştüğü görülmüştür. Yani düşük yüzey enerjisine sahip bir çekirdek daha düşük uyarma enerjilerinde parçalanır. Yüksek uyarma enerjilerinde çekirdeklerin yüzey enerjileri arttıkça kritik üstel (τ ve

τ_z) parametrelerinin düştüğü görülmüştür. Çünkü, yüksek uyarma enerjilerinde yüzey enerjisinin etkisi sıcaklıkla hızla azalacağı için çekirdek, düşük sıcaklıklı daha küçük parçacıklara ayrılacaktır. Bu durumu Şekil 3.2.a-c ile 3.4.a-c'nin alt panellerinde gösterdik.

Hesaplamalarımızda, farklı izospinli Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin sıcak ve soğuk parçalanmaları için τ ve τ_z parametrelerinin minimum değerleri ve bu değerlere karşılık gelen E^*_{min} minimum uyarma enerjilerini ve T_{min} sıcaklıklarını farklı yüzey enerjileri için bulduk. Kritik üstel parametrelerinin minimum değerleri ile bu değerlere karşılık gelen minimum enerji değerleri, hesaplamalarda kullandığımız çekirdeklerin N/Z oranları ile orantılı olduğu görülmüştür. Yani düşük N/Z oranına sahip kaynakların τ ve τ_z parametrelerinin minimum değerlerinin daha küçüktür. Çünkü nötron bakımından zengin çekirdeklerin simetri enerjileri fazladır. Sıcak ve soğuk parçalanmada hesaplanan τ_{min} değerleri arasındaki farkın çok fazla olmadığını Şekil 3.2.a-c ve 3.4.a-c'de gösterdik. B_0 =18 MeV değerindeki soğuk ve sıcak parçalanma için sonuçları Tablo 3.2 de gösterdik. Ayrıca, hesaplamalarımızda kullandığımız farklı izospinli çekirdeklerin sıcak ve soğuk parçalanma durumları için bulunan τ_{min} değerlerinin ve bu değerlere karşılık gelen T_{min} değerlerinin yüzey enerji katsayısı ile değişimlerini Şekil 3.3.e-h'de gösterdik. Yüzey enerjisinin artmasıyla, sıcak ve soğuk parçalanma ürünleri için hesaplanan τ_{min} ve T_{min} değerlerinin de arttığı görülmüştür. Sıcak parçalanma için τ_{min} değerindeki artış hızı daha yavaş olmaktadır. Yani sıcak parçalanmada, yüzey enerjisinin artmasıyla daha küçük parçacık oluşma olasılığının azalmasıdır.

Nükleer çoklu parçalanma sonucu oluşan parçacıkların yüzey enerjilerine sıcaklığın etkilerini Şekil 3.3.a-d'de gösterdik. Bunun için hesaplamalarda kullandığımız çekirdekler için E^*=2-12 MeV/n aralığındaki uyarma enerjileri için sıcaklıkları hesapladık. Sıvı-gaz faz geçiş bölgesinde sıcaklığın yaklaşık sabit kaldığını gösterdik. Sabit sıcaklık bölgesinin, büyük çekirdekler için daha geniş olduğunu ve yüzey enerjisi büyük olan çekirdeklerin sabit sıcaklık bölgesine daha yüksek uyarma enerjilerinde girdiğini gösterdik. Bu durum iki fazın bir arada olduğu (coexistence) bölge için her bir çekirdeğin yüzey enerjisine de bağlı olan karakteristiğidir. Au çekirdeği için sabit sıcaklık bölgesindeki plato davranışı daha

önce belirlenmişti(Botvina ve ark. 1985, Bondorf ve ark. 1995 ve Botvina ve ark. 2006). Hesaplamalarımızda, donma hacmindeki çekirdek ile izole edilmiş çekirdek arasındaki farklılığı vurgulamak için iki farklı sıcaklık tanımladık. Bunlardan ilki T_e, etkin sıcaklıktır ve parçacıkların özelliklerinin izole edilmiş çekirdeğin özellikleri ile aynı olduğu kabul edilerek donma hacmindeki enerji dengesinden bulunur. Etkin sıcaklık, parçacıkların taban durumlarına göre iç uyarılmalarını yansıtır. Diğer sıcaklık ise T, donma sıcaklığıdır ve nükleer bir ortamdaki parçacıkların özelliklerinin değişimlerini kapsar. Böylece çalışmamızda etkin sıcaklık ile aynı uyarılmada bileşik çekirdekte ulaşılmış sıcaklık değerini karşılaştırmış olduk. İncelediğimiz çekirdekler için her iki sıcaklığın uyarma enerjisi ile değişimlerini Şekil 3.3.a-c'de gösterdik. Buradan, düşük uyarma enerjilerinde her iki sıcaklığında benzer davranış sergilediği görülür. Düşük B_0 değerlerinde etkin sıcaklık değerinin donma sıcaklığına göre daha düşük olduğu görülmektedir. Yüzey enerji katsayısı B_0 değerinin düşük olduğu durumlarda etkin sıcaklık değerinin donma sıcaklığına göre daha düşük olduğu görülür. Yüksek uyarma enerjilerinde ise sistem hafif parçacıklara bozunduğundan daha küçük yüzey enerji katsayısı değerlerinde, donma sıcaklığının daha yüksek değerler aldığı görülür(Şekil 3.3.a-c). Bu olayın fiziksel açıklaması, yüzey teriminin küçülmesinin parçacıkların iç uyarılmalarını yansıtan seviye yoğunluk parametresinin de küçülmesine yol açmasıdır. Enerji dengesinin sağlanması için de donma sıcaklığının daha yüksek değer alması gerekir.

Sıcak ve soğuk parçalanma için sıcaklıklardaki farklılık ihmal edilebilir büyüklüktedir. Her iki parçalanma senaryosu için de yüzey enerjisi arttıkça çekirdeğin T^* sıcaklığının da arttığı görülmektedir(Şekil 3.3.a-d). Burada T^* sıcaklığı, çatlama veya ayrışma sıcaklığıdır ve nükleer maddenin özelliklerini yansıtır(Bondorf ve ark. 1985, Mishustin 1985). Farklı yüzey enerjili çekirdeklerin nükleer çok katlı parçalanmasında, uyarma enerjisi artarken oluşan sıcaklık değişiminin çekirdeklerin N/Z oranları ile ilişkilerini inceledik. N/Z oranı daha büyük olan kaynakların, geçiş bölgesinde daha yüksek sıcaklıklarda bulunduğunu Şekil 3.3.a-d ile gösterdik. Aynı zamanda büyük N/Z oranlı çekirdekler için, T^* ayrışma sıcaklığı değerine ulaşıldıktan hemen sonra sıcaklık değerlerinde hafif bir azalma olduğunu (back-bending davranışı) gösterdik. Bu durum yüksek yüzey enerjilerinde de aynı olmaktadır. Hafif çekirdekler, ağır çekirdeklere göre

parçalanmada daha kararlıdır. Bu sonlu büyüklük etkisinin bir kanıtıdır. Çünkü nükleer maddenin daha küçük damlacıklara parçalanması daha yüksek sıcaklık gerektirir.

Çoklu parçalanmada, yüzey enerjisi ve izospin etkisini görebilmek, kaynağın büyüklüğünün etkisini ortadan kaldırmak için, A_{max} değişimini kaynağın kütle numarası A_0 cinsinden inceledik. İncelediğimiz çekirdeklerin değişik yüzey enerjileri için, hesapladığımız A_{max}/A_0 değerini uyarma enerjisinin bir fonksiyonu olarak Şekil 3.4.a-c de gösterdik. A_{max}/A_0 değerleri E^* ile önce hızlı bir biçimde azalır, sonra, belli bir değerin ötesinde, yaklaşık E^*~10MeV/n değerinden sonra daha yavaş azalır. Bu davranış, bu nokta civarında buharlaşma sürecinin baskınlaştığını ifade eder(Srivastava ve arkadaşları 2002'de benzer bir çalışma yapmıştır). Ayrıca, incelediğimiz çekirdeklerin yüzey enerjileri düştükçe en büyük kütleli parçacığın değerinin de düştüğünü gördük.

Hesaplamalarımızda kullandığımız farklı N/Z oranlarına sahip çekirdekler için 100000 olay üzerinden, açığa çıkan sıcak parçacıkların donma yoğunluğundaki bağıl değerlerini farklı yüzey enerji katsayıları ve uyarma enerjileri için inceledik. Nükleon başına 3, 5, 6 ve 8 MeV/nükleon uyarma enerjisi ile uyarılan Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin parçalanması sonucunda oluşan sıcak birincil parçacıkların bağıl kütle değerlerinin yüzey enerji katsayısı B_0=14, 18 ve 22 MeV değerleri için değişimlerini inceledik(Şekil 3.5.a-c). Yüzey enerji katsayısının standart değeri B_0=18 MeV için, düşük sıcaklıklarda (T≤5 MeV), bir büyük artık parçacık ve bir kaç küçük parçacıktan oluşan bir topluluğa karşılık gelen U şeklinde bir dağılım oluşur. Bu dağılım buharlaşma ya da fisyon kanallarının baskın olduğu bir duruma karşılık gelir. Yüksek sıcaklıklarda (T>6 MeV), büyük parçacıklar kaybolur ve dağılımlar üstel azalan bir hal alır. Geçiş bölgesinde (T≈5-6 MeV), sistemin sonlu olmasından dolayı, bir fazdan diğer faza yavaş bir geçiş gözlenir. İncelediğimiz çekirdekler için yüzey enerjisinin artması, bir fazdan diğer faza geçiş sıcaklığının da arttığını göstermektedir. Başka bir deyişle yüzey enerjisi yüksek olan çekirdeklerin çoklu parçalanmaya maruz kalabilmesi için nükleon başına uyarma enerjisinin daha fazla olması gerektiğini gösterdik. Ayrıca, incelediğimiz enerji aralığı için, oluşan parçacıkların dağılımlarının çekirdeklerin N/Z oranları ile orantılı olduğunu gösterdik. Farklı izospinli çekirdekler için böyle bir çalışma daha önce

çalışılmıştır(Büyükçizmeci 2005). Standart SMM ile yaptığımız hesaplamalar, Markov zincirli algoritma kullanılan SMM ile yapılan hesaplamalarla (Botvina ve Mishustin 2001) uyumludur.

İncelediğimiz çekirdeklerin N/Z oranlarındaki farklılığın yanı sıra bu üç çekirdeğin kütleleri de farklıdır. Hesaplamalara (Büyükçizmeci ve ark. 2005, Büyükçizmeci 2005) göre τ üzerinde, N/Z oranındaki farklılık diğerlerine göre büyük kaynaklar için (A ≈ 100) kütledeki farklılıktan daha büyük etkiye sahiptir. Ayrıca aynı kütleli ve farklı N/Z oranına sahip çekirdeğin parçalanması için yapılan hesaplamalar (Büyükçizmeci ve ark. 2005, Büyükçizmeci 2005), göz önünde bulundurduğumuz Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdekleri için bulunduğu gibi (Şekil 3.4.a-c) τ değerindeki farklılığın aynı büyüklükte olduğunu öngörür. Bu, düşük uyarma enerjilerindeki standart SMM hesaplamalarının deneysel verilerden sapmasının yüzey katsayısının izospin bağımlılığından dolayı olduğu sonucumuzu doğrular(Botvina ve ark. 2006). Bu sonuç deneylerdeki parçalanma verileri ile izotopik olarak farklı izobarlar için test edilebilir.

Au^{197} çekirdeğinin (E^*/A) = 600 MeV uyarma enerjisinde C, Al, Cu ve Pb hedef çekirdekleri ile yüzeysel çarpışma reaksiyonlarından (Ogilvie ve ark. 1991, Hubele ve ark. 1991, Hubele ve ark. 1992, Kreutz ve ark. 1993) ve bu reaksiyonların analizinden (Hubele ve ark. 1992, Botvina ve Mishustin 1992, Kreutz ve ark. 1993, Barz ve ark. 1993) şiddetli çarpışma sonrası baskın olan dinamik süreç sonrası oluşan dengedeki sıcak nükleer sistemde depolanan enerjinin $\varepsilon^* = \frac{E^*}{A} \approx 6-8$ MeV civarında doyuma ulaştığı karakterize edilmiştir(Botvina ve ark. 1995). Böylece Denklem (4.1)'den nükleon başına maksimum uyarma enerjisinin $\varepsilon^*_{max} = \frac{E^*_{max}}{A} = 8{,}13\,\text{MeV}$ olduğu Botvina ve arkadaşları tarafından gösterilmiştir(Botvina ve ark. 1995). Dengedeki kaynakların topluluklarını göz önüne alarak yaptığımız hesaplamalarda, yani artık çekirdek istatistik topluluğunun rasgele hesaplamalarında, Au^{197} çekirdeğinin parçalanması sonucu oluşan sıcak artık çekirdeğin termodinamik dengeye ulaşana kadar kütle ve enerji kaybederek $\frac{E^*}{A} \approx 8-9$ MeV civarında da dengeye ulaştığını gördük. Bu durum, yüzey enerji katsayısının B_0=18 MeV ve

topluluk parametresinin a_2=0,012 değerleri için Şekil 4.1'den görülebilir. Ayrıca Şekil 4.1'den maksimum IMF oluşumunun, kaynakların boyutlarının nispeten büyük olması durumunda maksimum IMF üretimine yaklaşık 5-6 MeV/n civarındaki E^* değerinde ulaşılacağını belirtmek önemlidir.

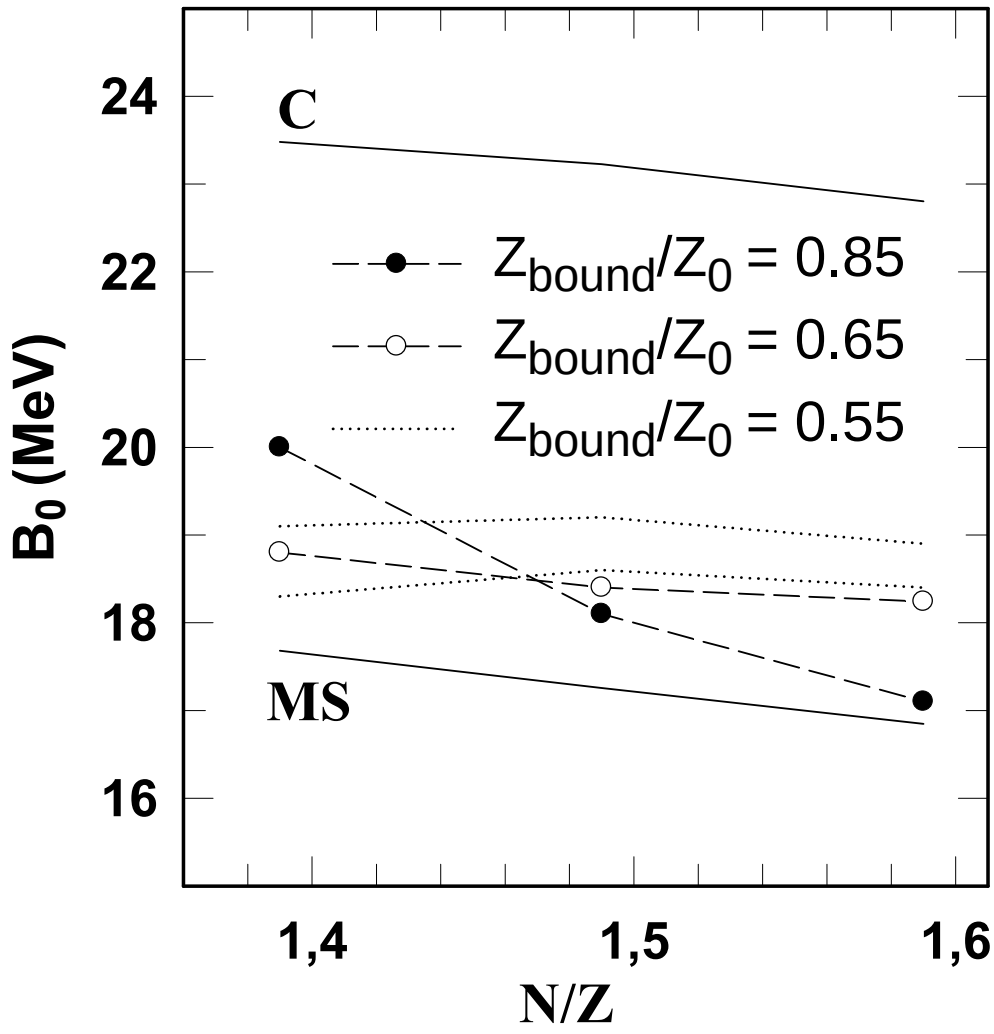
Hesaplamalarımızda kullandığımız çekirdeklerin, orta kütleli parçacıkların ortalama çok katlılığının Z_{bound}/Z_0 ile ilişkisinin topluluk parametrelerine ve yüzey enerjisine bağlılığını göstermek için yüzey enerji katsayısının B_0 = 17, 18, 19 ve 20 MeV değerleri ve topluluk parametresinin a_2 =0,011, 0,012 ve 0,013 değerleri için hesaplamalar yaptık. Hesaplamalarımız sonucunda $\langle M_{IMF} \rangle / Z_0$ değerlerinin Z_{bound}/Z_0 ile değişimlerinin, farklı B_0 değerlerinde tüm topluluklar için oldukça genel olduğunu ve deneysel verilerle (Schüttauf ve ark. 1996) uyumlu olduğunu Şekil 4.2.a-c'de gösterdik.

Hesaplamalarımızda kullandığımız çekirdeklerin, B_0 yüzey enerji katsayısı ile τ_z kritik üstel parametresinin teoriksel değişimini Şekil 4.6'da gösterdik. Deneysel verilerle uyum elde etmek için bileşik çekirdek benzeri süreçten tam olarak çok katlı parçalanmaya geçildiği zaman, uyarma enerjisi ile B_0 yüzey enerji katsayısı değişmelidir. Şekil 4.6'dan B_0 yüzey enerji katsayısının, büyük Z_{bound} değerlerinde N/Z'ye kuvvetli bir şekilde bağlı olduğu görülür. En büyük $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0{,}85$ aralığında B_0 katsayılarının Xe^{129}, Au^{197} ve U^{238} çekirdeklerinin toplulukları için sırasıyla $B_0 \approx 20, 18{,}1$ ve $17{,}1$ MeV olması gerekir. Xe^{129} kaynağı için büyük Z_{bound} aralığında deneysel τ_z değerinde bir artış görülür. Bu da T_c= 24 MeV değerine karşılık gelmektedir. Aynı Z_{bound}/Z_0 oranında U^{238} çekirdeğinin kaynakları için yeniden oluşturulan T_c= 14 MeV değerine inmelidir. Yani nötron içeriğine T_c'nin bağlılığı, uyarma enerjisinin ilgili farklı değerlerinde, yüzey geriliminin izospin bağımlılığının bir açıklaması olmalıdır(Ogul ve Botvina 2002, Karnaukhov ve ark. 2004). Fakat N/Z oranının 1,39-1,59 aralığındaki sınırlaması için T_c değişimindeki bu fark teorik hesaplamalarla desteklenmez(Ravenhal ve ark. 1983). Çünkü teorik hesaplamalar T_c'nin % 2-3 değişimini öngörür. Deneyden elde edilen B_0 katsayı değerleri, düşük uyarma enerjilerinde yani yüksek Z_{bound} değerlerinde, incelediğimiz kaynakların N/Z artışı ile aynı azalma eğilimini gösterir. Çok katlı parçalanma arttığında ağır bir artık

çekirdek ve birkaç küçük parçacık oluştuğu zaman B_0 katsayısı izole edilmiş çekirdek için doğal parametrizasyonlarda kullanılan değerlere benzer. Bunun tam tersine tam olarak çok katlı parçalanmada ise sistem orta kütleli parçacıklara (IMFs) bozunduğu zaman, yüzey enerji katsayısı hemen hemen nötron zenginliğinden bağımsız olur. Bu durum $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0{,}65$ aralığı için Şekil 4.6'da görülebilir. Çünkü bu aralıkta N/Z ile B_0 katsayısındaki azalma çok küçüktür. Dolayısıyla, tam çok katlı parçalanma bölgesinde B_0'ın hemen hemen izospinden bağımsız olduğu görülür(Şekil 4.6). $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0{,}55$ ve $0{,}65$ aralıklarında, minimum τ_z ve tam çok katlı parçalanma bölgesinde bu üç çekirdek için de yüzey enerji katsayısının değeri $B_0 \approx 18-19\,\mathrm{MeV}$ civarındadır. $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0{,}55$ aralığında ise τ_z ile B_0 yüzey enerji katsayısının tutarlı olduğunu görürüz.

Au^{197} çekirdeği için ALADIN deneylerinin verilerine (Botvina ve ark. 2006) bizim hesaplamalarımızın en yakın olduğu parametre değerleri, yüzey enerji katsayısının B_0=18 MeV ve topluluk parametresinin a_2=0,012 değerleridir. Au^{197} çekirdeği için deneysel değerlere yakınlık çok katlı parçalanmanın düştüğü bölgelerde de geçerli kalır. Aynı parametre değerleriyle yapılan hesaplamalarda, çok katlı parçalanmanın arttığı bölgede nötronca zengin U^{238} çekirdeği için bulunan τ_z değerlerinin, nötronca fakir Xe^{129} çekirdeğine göre daha büyük olduğunu Şekil 4.4'de belirledik. Ayrıca ALADIN deneylerinin verilerine (Botvina ve ark. 2006) göre hedefe gönderilen çekirdeğin nükleer çok katlı parçalanmasının hedef çekirdekten bağımsız olduğu görülür. Kaynakların, B_0=18 MeV değeri için hesaplanan τ_z değerleri, yüksek uyarma enerjilerinde yaklaşık olarak birbirleriyle uyumludur. Bu durumu 3. bölümde Şekil 3.4.a-c'de gösterdik. Artık çekirdek toplulukları ile yapılan hesaplamalarda bu durum, aynı yüzey enerji katsayısı değeri için yüksek uyarma enerjilere karşılık gelen küçük Z_{bound}/Z_0 aralıklarında farklılık gösterir. Bu farklılık ise Şekil 4.4'de görülebilir. Bu durum, çok katlı parçalanmanın düştüğü bölgede büyük kararsızlıkların ve kaynağın küçüklüğünün bir sonucudur. Bununla birlikte, SMM hesaplamaları sonrasındaki birçok gözlenebilir, küçük Z_{bound}/Z_0 aralıklarındaki çekirdeklerin topluluklarındaki farklılıklara daha az

duyarlıdır. Xe^{129} ve U^{238} için hesaplanan τ_z değerleri deneysel verilerle çok uyumlu değildir. Bu farklılığı açıklayabilmek için SMM'de sıcak parçacıkların standart sıvı damlası tanımının yerine Myers-Swiatecki kütle formülünü kullandık ve yüzey enerji katsayısını Denklem (4.5) biçiminde gösterdik(Myers ve Swiatecki 1966). Deneysel verilerinden faydalandığımız Au^{197} çekirdeği için standart sıvı damlası tanımı kullanılarak, $a_2 = 0.012$ ve $B_0 = 18$ MeV değerleri için hesapladığımız minimum τ_z değerlerini $\tau_{z_{\min}} = 1{,}7$ olarak bulduk(Şekil 4.4, üstten ikinci panel). Yine Au^{197} çekirdeği için Myers-Swiatecki kütle formülünü kullanarak $a_2 = 0.012$ değeri için hesapladığımız minimumu τ_z değerlerini $\tau_{z_{\min}} = 1{,}5$ olarak bulduk(Şekil 4.5). Sonuç olarak, Au^{197} çekirdeği için standart sıvı damlası tanımı kullanılarak yapılan τ_z hesaplamaları, bu çekirdek için elde edilen deneysel verilere (Botvina ve ark. 2006) daha yakın çıkmaktadır. Fakat, hesaplamalarda kullanılan çekirdeklerin standart sıvı damlası yaklaşımıyla, $a_2 = 0.012$ ve $B_0 = 18$ MeV değerleri için yapılan hesaplamaların büyük Z_{bound} değerlerinde, çekirdekler için farklılık yani bir açılma görülür(Şekil 4.4). Myers-Swiatecki kütle formülü ile $a_2 = 0.012$ değeri için yaptığımız hesaplamalarda büyük Z_{bound} değerlerinde bu açılmanın yani çekirdekler arasındaki τ_z farklılığının azaldığını gördük. Genellikle soğuk izole çekirdek için kullanılan yüzey katsayıları ile burada çıkarılan yüzey enerji katsayılarını karşılaştırmak öğreticidir. $A^{2/3}$ ile orantılı terimleri alan Myers-Swiatecki (Myers ve Swiatecki 1966) ve Cameron (Cameron 1957) kütle formüllerinden de çıkarılacağı gibi bu katsayıların N/Z ile değişimini Şekil 5.1'de gösterdik. N/Z oranı incelenen kaynakların nötron zenginliğine karşılık gelir. Her iki kütle formülü de artan N/Z oranı ile B_0 katsayısının azalmasını öngörür. Çünkü, bu deneysel kütle tablosu ile uyuma ulaşmak için geçerlidir. Referanslarda (Botvina ve ark. 2002, Shetty ve ark. 2005, Botvina ne Mishustin 2001) gösterildiği gibi çoklu parçalanmada, sıcak parçacıkların nötron içeriği, kaynakların nötron zenginliği ile orantılıdır. Çünkü parçacıkta en çok nötron depolanır. SMM'in deneysel verilere uyduğu noktalar, $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0{,}65$ ve $0{,}85$ aralıkları için a_2=0,012 değerindeki hesaplamalar ile $\frac{Z_{bound}}{Z_0} = 0{,}55$ aralığı için a_2=0,011-0,013 aralığındaki hesaplamalar Şekil 5.1'de



Şekil 5.1.Nükleer çok katlı parçalanmanın başladığı (Z_{bound}/Z_0=0,85 aralığı) bölgede ve tam çok katlı parçalanma (Z_{bound}/Z_0=0,65 ve 0,55 aralıkları) bölgesinde, farklı N/Z oranına sahip kaynakların toplulukları için yüzey enerji katsayısının değişimi. Örnek olarak soğuk çekirdek için Cameron (C) ve Myers-Swiatecki (MS) kütle formüllerinden bulunan B_0 değerleri sürekli çizgi ile gösterildi

gösterildi. SMM hesaplamalarının sonucunda da artan N/Z oranı ile B_0 katsayısındaki azalmayı görürüz(Şekil 5.1).

Sonuç olarak, ilk dinamik durum sonrası oluşan dengedeki kaynakların, kesin olmamakla birlikte N/Z oranlarında bilgi eksikliği vardır. Intranuclear Cascade (INC) (Botvina ve ark. 2002) ve Relativistik Boltzmann Uehşing Uhlenbeck (RBUU)

(Gaitanos ve ark. 2004, Le Fevre ve ark. 2005) dinamik kodları hedefe gönderilen çekirdeğin nötron zenginliği ile karşılaştırıldığında %5'ten daha az olan çok küçük bir değişimi öngörür. Bu yönüyle dinamiksel izospin kesirliliği (Gaitanos ve ark. 2004) relativistik enerjilerdeki yüzeysel çarpışmalarda oluşan spectator (çekirdeğin çarpışmaya katılmayan bölümü) çekirdekler için daha az olarak belirlendi. Bu N/Z değişiminin tüm projectiller (hedefe gönderilen çekirdek) için küçük olması beklenir. Böylece nötron içeriğindeki farklılık çekirdeklerin toplulukları için korunmalıdır. Benzer sonuçlar var olan deneysel verilerin temelinde de oluşturulmalıdır. Yakın zamanda ALADIN deneylerinden tespit edildiği gibi nötronca zengin çekirdeklerin parçalanması sonucu oluşan parçacıkların, nötronca fakir çekirdeklerden oluşan parçacıklarla karşılaştırıldığı için nötronca zenginlik değişmez kalır. (Sfienti ve ark. 2005). Aynı zamanda, çekirdek çarpışmalarında çarpışmaya katılmayan çekirdeğin nötron içeriği, hedef çekirdeğe gönderilen çekirdeğin nötron zenginliği ile ilişkilidir(Trautmann ve ark. 2005). Bu sonuçlar gösterir ki farklı çekirdekler için N/Z oranındaki ilk farklılık dengede olmayan durum esnasında kaynakların toplulukları için başarısızlık değildir. Ayrıca, kaynakların nötron zenginliğinin deneysel olarak yeniden düzenlenmesi gelecekte arzu edilmektedir.

Sonuç olarak, bu çalışmada, sıcak parçacıkların yüzey özelliklerinin çoklu parçalanma reaksiyonlarında çalışılabildiğini gösterdik. Biz, SMM içinde parçacıkların yüzey enerjisindeki değişimlerin, parçacık oluşumunu ve donma hacminde sistemin termodinamiksel özelliklerini nasıl etkilediğini gösterdik. ALADIN deney verileri ile karşılaştırarak, çok katlı parçalanmanın arttığı sistemin standart yüzey terimi kullanılmasıyla tanımlanamayan parçacıkların yük dağılımlarının τ_z kuvvet kanunu parametresinin izospin bağlılığının olduğunu bulduk. Verilerin, oluşan parçacıkların N/Z oranı üzerinde orta derecede bir bağlılığın olduğu durumda yeniden oluşturulabilmesi yüzey teriminde gösterildi. Düşük uyarma enerjilerinde bu katkı taban durumdaki çekirdekler için kütle formülleri yaklaşımı kullanılarak bulunan sonuçlara benzerdir. Yüksek uyarma enerjilerinde ise N/Z bağımlılığı yavaş yavaş kaybolur.

İzole edilmiş soğuk çekirdeklerle karşılaştırılarak bulunan sıcak çekirdeklerin özelliklerinde gözlenen değişim, çekirdeklerin bulunduğu sıcak ortam sebebiyle mümkündür. Çekirdeklerin bulunduğu bu sıcak ortamda çekirdekler nükleonlarla ve

diğer parçacıklarla etkileşebilir. Sıcak ortamdaki değişimler sonucunda kabuk etkilerinin kaybolmasının yanı sıra temel sıvı damlası parametreleri de etkilenir. Sonuçların deneysel verilerle çok iyi bir uyum gösterdiği sonuçlarımızla ispatlandı. Gelecekte birbiriyle etkileşen ortamın etkilerinin tam olarak hesaplanması arzu edilmektedir. Daha genel olarak, nükleer çok katlı parçalanma reaksiyonlarının nükleer yapıların düşük enerjilerdeki çalışmalarında, şuanda var olandan farklı şartlar altındaki çekirdeklerin çalışılması için yeni imkan sunar. Orta ve yüksek enerjilerdeki nükleer reaksiyonların daha iyi tanımlanması için sonuçların açık uygulamalarının yanında, bu astrofizik için ulaşılan sonuçlara uzaktır. Birçok astrofiziksel durumda alt nükleer yoğunluklardaki sıcak madde çekirdeklere kümelenir. Bu çekirdeklerin özellikleri yıldızlar arası maddede mikroskopik ve makroskopik süreçler için önemlidir. Bu çalışmalardaki yeni ve önemli bilgi, çoklu parçalanma reaksiyonlarının gelecekteki deneysel verilerinin analizinden beklenmektedir.

6. KAYNAKLAR

Aichelin, J., Hüfner, J. ve Ibarra, R. 1984 Cold beakup of spectator residues in nucleus-nucleus collisions at high energy. Phys. Rev. C 30:107-118.

Aichelin, J. ve Bertsch, G. F. 1985 Numerical simulation of medium energy heavy ion reactions. Phys. Rev. C 31:1730-1738.

Aichelin, J. 1986 Three heavy fragments observed in simulations of medium heavy ion reaction. Phys. Lett B 175:120-124.

Aichelin, J. ve ark. 1988 Quantum molecular dynamics approach to heavy ion collisions: Description of the model, comparison with fragmentation data, and the mechanism of fragment formation. Phys. Rev. C 37:2451-2468.

Alard, J. P. ve ark. 1992 Midrapidity source of intermeate-mass fragments in highly central collisions of Au+Au at 150 AmeV. Phys. Rev. Lett. 69:889-892.

Avdeyev, S. P. ve ark. 1998 Thermal Multifragmentation in p+Au interactions at 2.16, 3.6 and 8.1 GeV incident energies. Eur. J. A 3:75-83.

Avdeyev, S. P. ve ark. 2002 Comparative study of multifragmentation of gold nuclei induced by relativistic protons, ^{4}He and ^{12}C. Nucl. Phys. A 709:392-414.

Ayık, S. ve Gregorie, C. 1988 Transport theory of fluctuation phenomena in nuclear collisions. Nucl. Phys. A 513:187-204.

Barashenkov, V. S., Tolstov, K. D. ve ark. 1959 JINR Preprint, P-331, Dubna.

Barz, H. W., Bondorf, J. P., Donangelo, R. ve Schulz, H. 1986 Connection between the thermodynamical and the percolation models of nuclear fragmentation. Phys. Lett. B 169:318-322.

Barz, H. W., Bondorf, J. P., Donangelo, R., Mishustin, I. N. ve Schulz, H. 1986 Statistical multifragmentation of nuclei (III). Decay of the fragments. Nucl. Phys. A 448:753-763.

Barz, H. W., Bauer, W., Bondorf, J. P. ve ark. 1993 Charged-particle correlations in 600-AMeV gold induced disassembly reactions, a statistical multifragmentation analysis. Nucl. Phys. A 561:466-476.

Bauer, W. ve ark. 1986 Energetic photons from intermediate energy proton-and heavy-ion-induced reactions. Phys. Rev. C 34:2127-2133.

Bauer, W., Bertsch, G. F. ve Das Gupta, S. 1987 Fluctuations and clustering in heavy-ion collisions. Phys. Rev. Lett. 58:863-866.

Bauer, W., Gelbke, C. K. ve Pratt, S. 1992 Hadronic interferometry in heavy-ion collisions. Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. 42:77-98.

Bauer, W. ve Botvina, A. S. 1995 Pre-equilibrium particle emission and critical exponent analysis. Phys. Rev. C 52:R1760-R1763.

Beauvais, G. E. ve ark. 1987 Computer simulations of fragmentation in nuclear reactions: A semiclassical model. Phys. Rev. C 35:545-555.

Bellaize, N., Lopez, O., Wieleczko, J. P. ve ark. 2002 Multifragmentation process for different mass asymmetry in the entrance channel around the Fermi energy. Nucl. Phys. A 709:367-391.

Bernstein, H. A., Friedman, W. A. ve Lynch, W. G. 1984 Emission of particle unstable resonances from compound nuclei. Phys. Rev. C 29:132-138.

Bertsch, G. F. ve Das Gupta, S. 1988 A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions. Phys. Rep. 160:189-233.

Bethe, H. 1937 Nuclear Physics B. Nuclear dynamics, Theorical. Rev. Mod. Phys. 9:69-244.

Bethe, H. A. 1990 Supernova mechanisms. Rev. Mod. Phys. 62:801-866.

Biro, T. S., Knoll, J. ve Richert, J. 1986 Percolation in finite space- A picture of nuclear fragmentation. Nucl. Phys. A 459:692-710.

Blann ve ark. 1989 Equilibrium cluster emission from ^{3}Ag reactions. Phys. Rev. C 40:2498-2508.

Blann, M., Mustafa, M. G., Peilert, G., Stöcker, H. ve Greiner, W. 1991 Expectations of fragment decay from highly excited nuclei. Phys. Rev. C 44:431-439.

Boal, D. H. ve Goodman, A. L. 1986 Fragmentation in the mechanical instability region. Phys. Rev. C 33:1690-1698.

Bohr, A. ve Mottelson, B. 1969 Nuclear Structure, vol. I, Benjamin Inc. New York, Amsterdam.

Bohr, N. 1936 Neutron capture and nuclear constitution. Nature 137:344-348.

Bonche, P., Levit, S. ve Vautherin, D. 1984 Properties of highly excited nuclei. Nucl. Phys. A 427:278-296.

Bonche, P., Levit, S. ve Vautherin, D. 1985 Statistical properties and stability of hot nuclei. Nucl. Phys. A 436:265-293.

Bondorf, J. P. 1976 Journal de Physique 37:C5-195.

Bondorf, J. P. 1981 Proceeding of the Nuclear Physics Workshop, I.C.T.P., Trieste, Italy, October 5-30.

Bondorf, J. P. 1982 Chaotic fragmentation of nuclei. Nucl. Phys. A 387:25c-36c.

Bondorf, J. P., Mishustin, I. N., Pethick, C. 1983 in:Proc. Int. School on Heavy Ion Phys., JINR, D7-83-644, p. 354-370, Dubna.

Bondorf, J. P., Mishustin, I. N., Pethick, C. 1983 Voprosy atom nauki i techniki, Ser.:obschya i yad. Fizika 4:13.

Bondorf, J., De, J. N., Fai, G. ve Karvinen, A. O. T. 1984 Spectator recoil in intermediate-energy heavy-ion collisions. Nucl. Phys. A 430:445-453.

Bondorf, J., Donangelo, R., Mishustin, I. N., Pethick, C. ve Sneppen, K. 1985 Sampling in statistical multifragmentation of nuclei. Phys. Lett. B 150:57-61.

Bondorf, J., Donangelo, R., Mishustin, I. N., Pethick, C., Schulz, H. ve Sneppen, K. 1985 Statistical multifragmentation of nuclei (I). Formilation of the model. Nucl. Phys. A 443:321-347.

Bondorf, J., Donangelo, R., Mishustin, I. N. ve Schulz, H. 1985 Statistical multifragmentation of nuclei (II). Application of the model to finite nuclei disassembly. Nucl. Phys. A 444:460-476.

Bondorf, J. P., Botvina, A. S., Mishustin, I. N. ve Souza, S. R. 1994 Formation and breakup of extra-large composite system in central Au+Au collisions. Phys. Rev. Lett. 73:628-631.

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.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N. 1985 Multifragmentation of nuclei at excitatiom energies ~10 MeV/nucleon. (Yad. Fiz. 42:1127-1137) Sov. J. Nucl. Phys. 42(5):712.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N. 1986 Preprint INR, P-0490, Moscow.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S., Mishustin, I. N., Bondorf, J. P., Donangelo, R. ve Sneppen, K. 1987 Statistical simulation of the break-up of highly excited nuclei. Nucl. Phys. A 475:663-686.

Botvina, A. S., Iljinov, A. S. ve Mishustin, I. N. 1990 Multifragment break-up of nuclei by intermediate energy protons. Nucl. Phys. A 507(3-4):649-674.

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N. 1992 Multifragmentation of thermalized residual nuclei in intermediate-energy heavy-ion collisions. Phys. Rev. Lett. B 294(1):23-26.

Botvina, A. S. ve Lanin, V. 1992 Percolation picture of the nucleus disintegration in proton-nucleus interactions. Sov. J. Nucl. Phys. 55:381-387.

Botvina, A. S. ve ark. 1995 Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions. Nucl. Phys. A 584:737-756.

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N. 2001 Statistical evolution of isotope composition of nuclear fragments. Phys. Rev. C 63:R061601-1-5.

Botvina, A. S., Lozhkin, O. V. ve Trautmann, W. 2002 Isoscaling in Light ion induced reactions and its statistical interpretation. Phys. Rev. C 65:044610-044624.

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N. 2004 Formation of hot heavy nuclei in supernova explosions. Phys. Lett. B 584:233-240.

Botvina, A. S. ve Mishustin, I. N. 2005 Multifragmentation reactions and properties of stellar matter at subnuclear densities. Phys. Rev. C 72:048801.

Botvina, A. S., Buyukcizmeci, N., Erdogan, M., Łukasik, J., Mishustin, I. N., Ogul, R. ve Trautmann, W. 2006 Modification of surface energy in nuclear multifragmentation. Phys. Rev. C 74:044609-1-10.

Bowman, D. R., Peaslee, G. F., Desouza, R. T. ve ark. 1991 Multifragment disintegration of the $^{129}Xe + ^{197}Au$ system at E/A=50 MeV. Phys. Rev. Lett. 67:1527-1530.

Bugaev, K. A., Gorenstein, M. I., Mishustin, I. N. ve Greiner, W. 2000 Exactly soluable model for nuclear liquid-gas phase transition. Phys. Rev. C 62:044320-1-7.

Buyukcizmeci, N., Ogul, R. ve Botvina, A. S. 2005 Isospin symmetry energy effects on nuclear fragment production in liquid-gas phase transition region. European Physical Journal A 25(1):57-64.

Buyukcizmeci, N. ve Ogul, R 2006 Bimodality in multifragmentation of finite nuclei. Physica Scripta T125:182.

Büyükçizmeci, N. 2005 Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Konya.

Cameron, A. G. W. 1957 A revised semiempirical atomic mass formula. Canada J. Phys. 35:1021-1032.

Campi, X. ve Desbois, J. 1985 in:Proc. 23rd Int. Winter Meeting on Nuclear Phys., Bormio (Ric. Sci. Educ. Perm., Milano) p.479.

Chomaz, Ph., Gulminelli, F. 1999 Energy correlations as thermodynamical signals or phase transitions in finite systems. Nucl. Phys. A 647:153-171.

Colonna, M., Chomaz, Ph. ve Randrup, J. 1994 Linear response in stochastic mean-field theories and the onset of instabilities. Nucl. Phys. A 567:637-654.

Curtin, M. W., Toki, H. ve Scott, D. K. 1983 Phys. Lett. B 123:289-292.

D'Agostino, M. ve ark. 1996 Statistical multifragmentation in central Au+Au collisions at 35 MeV/u. Phys. Lett. B 371:175-180.

D'Agostino, M. ve ark. 1999 Thermodynamical features of multifragmentation in peripheral Au+Au collisions at 35 A MeV. Nucl. Phys. A 650:329-357.

Das Gupta, S., Gale, C. ve Gallego, J. 1986 Microscopic model for nuclear breakup in heavy ion collisions. Phys. Rev. C 33:1634-1640.

De Souza, R. T. ve ark. 1991 Multifragment emission in the reaction $^{36}Ar + ^{197}Au$ at E/A=35, 50, 80, and 110 MeV. Phys. Lett. B 268:6-11.

Desesquelles, P. ve ark. 1993 Identification of a percolationlike critical region in the decay of excited calcium nuclei. Phys. Rev. C 48:1828-1839.

Dhar, H. ve Das Gupta, S. 1984 Time evolution of a compressed nucleus in the time-dependent Hartree-Fock approximation. Phys. Rev. C 30:1545-1549.

Elliot, J. B. ve ark. 2000 Statistical signatures of critical behavior in small systems. Phys. Rev. C 62:064603-1-33.

Essam, J. W. 1980 Percolation theory. Rep. Prog. Phys. 43:833-912.

Fai, G. ve Randrup, J. 1982 Explosion-evaporation model for fragment production in medium-energy nuclear collisions. Nucl. Phys. A 381:557-576.

Fai, G. ve Randrup, J. 1983 Statistical simulation of complete events in energetic nuclear collisions. Nucl. Phys. A 404:551-577.

Fai, G., Csernai, L. P. ve ark. 1985 Fragment yields and phase coexistence in nuclear collisions. Phys. Lett. B 164:265-268.

Fermi, E. 1950 Progr. Theor. Phys. 5:570.

Finn, J. E. ve ark. 1982 Nuclear fragment mass yields from high-energy proton-nucleus interactions. Phys. Rev. Lett. 49:1321-1325.

Fisher, M. E. 1967 The theory of equilibrium phenomena. Rep. Progr. Phys. 30:615-730.

Fong, P. 1956 Statistical theory of nuclear fission: Asymmetric fission. Phys. Rev. 102:434-448.

Friedman, W. A. ve Lynch, W. G. 1983 Statistical formalism for particle emission. Phys. Rev. C 28:16-23.

Friedmann, B. ve Pandharipande, V. R. 1981 Hot and cold, nuclear and neutron matter. Nucl. Phys. A 361:502-520.

Gagarin, Yu. F. ve ark. 1970 Sov. J. Nucl. Phys. 11:698.

Gagarin, Yu. F. ve ark. 1975 Proceedings of the 14th International Cosmic rays Conference, Munich, August.

Gaitanos, T. 2004 On the Lorentz structure of the symmetry energy. Nucl. Phys. A 732:24-48.

Gan, H. H., Lee, S. J. ve Das Gupta, S. 1987 Applications of the extended Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck model to participant and spectator dynamics. Phys. Rev. C 36:2365-2370.

Glendenning, N. K., Csernai, L. P. ve Kapusta, J. I. 1986 Liquid-gas phase separation in nuclear collisions. Phys. Rev. C 33:1299-1302.

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

Gregoire, C., Remaud, B., Sebille, F. ve ark. 1987 Semiclassical dynamics of heavy-ion reactions. Nucl. Phys. A 465(2):317-338.

Gross, D. H. E., Satpathy, L., Ta-chung, M. ve Satpathy, M. 1982 Mass-yield distribution in proton and heavy ion induced target fragmentation processes. Z. Phys. A 309:41.

Gross, D. H. E. 1983 Multifragmentation of big nuclei. Phys. Scripta T 5:213.

Gross, D. H. E. 1984 Nuclear physics with heavy ions-many body systems with specific flavour. Nucl. Phys. A 428:313c-326c.

Gross, D. H. E. ve Massmann, H. 1987 Statistical fragmentation of very hot nuclei-complete microcanonical approach-. Nucl. Phys. A 471:339c-350c.

Gross, D. H. E. 1990 Statistical decay of very hot nuclei-the production of large clusters. Rep. Progr. Phys. 53:605-658.

Gutborg, H. H. 1978 Proceedings of the symposium on relativistic Heavy Ion Research, GSI, Darmstadt, March.

Hahn, D. ve Stöcker, H. 1988 The quantum statistical model of fragment formation: Entropy and temperature extraction in heavy ion collisions. Nucl. Phys. A 476:718-772.

Hasselquist, B. E., Crowley, G. M., Jacak, B. V. ve ark. 1985 Light-particle-complex-fragment coincidence cross-section from intermediate energy nucleus-nucleus collisions. Phys. Rev. C 32(1):145-162.

Hauger, J. A. ve ark. 2000 Two stage multifragmentation of 1A GeV Kr, La, and Au. Phys. Rev. C 62:024616-024629.

Heiselberg, H., Pethick, C. J., Ravenhall, D. G. 1988 Instabilities in hot nuclear matter: A mechanism for nuclear fragmentation. Phys. Rev. Lett. 61:818-821.

Hirsh, A. S., Bujak, A., Finn, J. E. ve ark. 1984 Experimental results from high energy proton-nucleus interactions, critical phenomena, and the thermal liquid drop model of fragment production. Phys. Rev. C 29:508-525.

Hubele,J., Kreutz, P., Adloff, J. C. ve ark. 1991 Fragmentation of gold projectiles-from evaporation to total disassembly. Z. Phys. A 340:263.

Hubele, J., Kreutz, P., Lindenstruth, V. ve ark. 1992 Statistical fragmentation of Au projectiles at E/A=600 MeV. Phys. Rev. C 46:R1577-R1581.

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

Jaqaman, J., Mekjian, A. Z. ve Zamick, L. 1983 Nuclear condensation. Phys. Rev. C 27:2782-2791.

Jeong, S. C., Herrmann, N., Fan, Z. G. ve ark. 1994 Collective motion selected central collisions Au on Au at 150 A MeV. Phys. Rev. Lett. 72(22):3468-3471.

Jung, Chr., Cassing, W., Mosel, U. ve Cusson, N. Y. 1988 Microscopic investigations on the fragmentation of heavy nuclei. Nucl. Phys. A 477:256-276.

Karnaukhov, V. A. ve ark. 2004 Multifragmentation and nuclear phase transitions. Nucl. Phys. A 734:520-523.

Knoll, J. ve Strack, B. 1984 The dynamics of the nuclear disassembly in a field-theoretical model at finite entropies. Phys. Lett. B 149:45.

Knospe, O., Schmidt, R. ve Schulz, H. 1987 Site-percolation approach for mass and isotopic distributions in fragmentation reactions. Phys. Lett. B 182:293.

Konopka, J. ve ark. 1993 Formation and decay of highly excited nuclear clusters. Progress In Particle and Nuclear Physics 30:301-302.

Koonin, S. E. ve Randrup, J. 1987 Microcanonical simulation of nuclear disassembly. Nucl. Phys. A 474:173-192.

Kreutz, P. ve ark. 1993 Charge correlations as a probe of nuclear disassembly. Nucl. Phys. A 556:672-696.

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

Landau, L. D. 1953 On the multiple production of particles in high energy collisions. Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. 17:51.

Larionov, A. B. ve ark. 1992 Calculation of nuclear collisions at intermediate energies using the Vlasov equation in the one-dimensional approximation. Sov. J. Nuc. Phys.USSR 55(9):1350-1358.

Larionov, A. B. ve Mishustin, I. N. 1994 Spinodal and 2-flow instabilies in nuclear collisions at intermediate energies. Physics of Atomic Nuclei 57(4):636-644

Le Fevre, A. ve ark. 2005 İsotopic Scaling and the symmetry energy in spectator fragmentation. Phys. Rev. Lett. 94:162701.

Li, B. A., DeAngelis, A. R. ve Gross, D. H. E. 1993 Statistical-model analysis of ALADIN multifragmentation data. Phys. Lett. B 303:225-229.

Lips, V. ve ark. 1994 Multifragmentation induced by relativistic alpha projectiles. Phys. Rev. Lett. 72:1604-1607.

Lopez, J. A. ve Siemens, P. J. 1984 Nuclear multifragmentation. Nucl. Phys. A 431:728-744.

Lopez, J. A. ve Randrup, J. 1989 Theory of nuclear multifragmentation (I) transition-state treatment of the breakup process. Nucl. Phys. A 503:183-222.

Lopez, J. A. ve Randrup, J. 1990 Theory of nuclear multıfragmentatıon (II) posttransıtıon dynamıcs. Nucl. Phys. A 512:345-364.

Manisa, K., Atav, U. ve Ogul, R. 2005 VMC calculations of the graund state properties of nuclear matter. Int. J. Mod. Phys. E 14(2):255-267.

Mekjian, A. Z. 1978 Explosive nucleosynthesis, equilibrium thermodynamics, and relativistic heavy-ion collisions. Phys. Rev. C 17:1051-1070.

Mishustin, I. N. 1985 Statistical break-up of highly excited nuclei. Nucl. Phys. A 447:67c-94c.

Moretto, L. G. 1975 Statistical emission of large fragments: A general theoretical approach. Nucl. Phys. A 247:211-230.

Moretto, L. G. ve Wozniak, G. J. 1993 Multifragmentation in heavy-ion processes. Annual Review of Nuclear and Particle Science 43:379-455.

Mustafa, M. G., Blann, M., Ignatyuk, A. V. ve Grimes, S. M. 1992 Nuclear level densities at high excitations. Phys. Rev. C 45:1078-1083.

Müller, H. ve Dreizler, R. M. 1994 Thomas-Fermi approach to thermal quantum hadrodynamics. Nucl. Phys. A 563:649-670.

Müller, H. ve Serot, B. D. 1995 Phase transitions in warm, asymmetric nuclear matter. Phys. Rev. C 52(4):2072-2091.

Myers, W. D. ve Swiatecki, W. J. 1966 Nuclear masses and deformations. Nucl. Phys. 81:1-60.

Nemeth, J., Papp, G., Ngo, C. ve Baranco, M. 1990 Dynamical multifragmentation. Physica Scripta T32:160-165.

Ogilvie, C. A., Adloff, J. C. ve Begemann-Blaich, M. Ve ark. 1991 Rise and Fall of multifragment emission. Phys. Rev. Lett. 67:1214-1217.

Ogul, R. 1998 On the spinodal instabilities at subnuclear densities. Int. J. Mod. Phys. E 7(3):419-424.

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.

Ogul, R. ve Atav, U. 2003 Investigating the droplet formation in a nucleonic vapor. Physica Scripta 67:34-36.

Ogul, R., Buyukcizmeci, N. ve Botvina, A. S. 2005 Nuclear fragmentation and critical temperature for liquid-gas phase transition region. Nucl. Phys. A 749:126c-129c.

Papp, G., Nemeth, J. ve Bondorf, J. P. 1992 Dynamical evolution of fluctuations in an expanding nucleus. Phys. Lett. B 278:7-10.

Peaslee, G. F. ve ark. 1994 Energy dependence of multifragmentation in $^{84}Kr + ^{197}Au$ collisions. Phys. Rev. C 49:R2271-R2275.

Peilert, G., Stöcker, H., Greiner, W. ve Rosenhauer, A. 1989 Multifragmentation, fragment flow, and the nuclear equation of state. Phys. Rev. C 39:1402-1419.

Perfilov, N. A., Lozhkin, O. V. ve Ostroumov, V. I. 1962 Nuclear reactions induced by high-energy particles, Moscow.

Pethick, C. J. ve Ravenhall, D. G. 1987 Instabilities in hot nuclear matter and the fragmentation process. Nucl. Phys. A 471:19c-34c.

Pienkowski, L., Kwiatkowski, K., Lefort, T. ve ark. 2002 Breakup time scale studied in the 8GeV/cπ^- + ^{197}Au reaction. Phys. Rev. C 65:064606-1-8.

Pochodzalla, J., Mohlenkamp, T. ve Rubehn, T. 1995 Probing the nuclear liquid-gas phase transition. Phys. Rev. Lett. 75:1040-1043.

Porile, N. T., Bujak, A., Finn, J. E. ve ark. 1985 Nuclear charge dispersion in the fragmentation mass region and the thermal liquid drop model. Phys. Lett. B 156:177-180.

Raduta, A. H. ve Raduta, A. R. 2000 Microcanonical studies concerning the recent experimental evaluations of the nuclear caloric curve. Phys. Rev. C 61:034611-1-5.

Randrup, J. ve Koonin, S. E. 1981 The disassembly of nuclear matter. Nucl. Phys. A 356:223-234.

Randrup, J. ve Koonin, S. E. 1987 Microcanonical simulation of nuclear multifragmentation. Nucl. Phys. A 471:355c-370c.

Ravenhall, D. G., Pethick, C. J. ve Lattimer, J. M. 1983 Nuclear interface energy at finite temperatures. Nucl. Phys. A 407:571-591.

Ravenhall, D. G., Pethick, C. J. ve Wilson, J. R. 1983 Structure of matter below nuclear saturation density. Phys. Rev. Lett. 50:2066-2069.

Röpke, G., Münchov, L. ve Schulz, H. 1982 Particle clustering and Mott transitions in nuclear matter at finite temperature (I). Method anf general aspect. Nucl. Phys. A 379:536-552.

Sangster, T. S. ve ark. 1992 Intermediate mass fragment emission in Fe+Au collisions. Phys. Rev. C 46:1404-1415.

Sauer, G., Chandra, H. ve Mosel, U. 1976 Thermal properties of nuclei. . Nucl. Phys. A 264:221-243.

Scharenberg, R. P. ve ark. 2001 Comparision of 1 A GeV ^{197}Au+C data with thermodynamics: The nature of the phase transition in nuclear multifragmentation. Phys. Rev. C 64:054602-1-19.

Schlagel, T. J. ve Pandharipande, V. R. 1987 Classical simulations of heavy-ion collisions. Phys. Rev. C 36:162-180.

Schüttauf, A., Kunze, W. D., Worner, A. ve ark. 1996 Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies. Nucl. Phys. A 607(4):457-486.

Schmelzer, J., Röpke, G. ve Ludwig, F. P. 1997 Nuclear multifragmentation processes and nucleation theory. Phys. Rev. C 55:1917-1927.

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

Sfienti, C. ve ark. 2005 Mass and isospin effects in multifragmentation. . Nucl. Phys. A 749:83c-92c.

Shetty, D. V. ve ark. 2005 Fragment yield distribution and the influence of neutron composition and excitation energy in multifragmentation reactions. Phys. Rev. C 71:024602.

Shibata, Y. ve Fujita, T. 1986 Fragmentation of the nucleus at high energy. Phys. Lett. B 172:283-286.

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

Sneppen, K. 1987 Partitioning of a two component particle system and the isotope distribution in nuclear multifragmentation. Nucl. Phys. A 470:213-229.

Sneppen, K. ve Vinet, L. 1988 Dynamics and clusterization in nuclear collisions. Nucl. Phys. A 480:312-360.

Sneppen, K. ve Donangelo, R. 1989 Coarse graining of microscopic variables in the minimal information approach. Phys. Rev. C 39:263-264.

Sobotka, L. G. ve ark. 1983 Compound-nucleus decay via the emission of heavy nuclei. Phys. Rev. Lett. 51(24):2187-2190.

Souza, S. R., De Paula, L., Leray, S., Nemeth, J., Ngo, C. ve Ngo, H. 1994 A dynamical mode for multifragmentation of nuclei. Nucl. Phys. A 571:159-184.

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

Stocker, W. ve Burzlaff, J. 1973 Liquid-drop description of the nuclear excitation energy. Nucl. Phys. A 202:265-273.

Suraud, E. 1987 Semi-classical calculations of hot nuclei. Nucl. Phys. A 462:109-149.

Tolstov, K. D. 1984 in:Inelastic interactions of hadrons and nuclei at high energies, Alma-Ata.

Trautmann, W. 2001 Hot fragmentationof nuclei. Nucl. Phys. A 685:233c-245c.

Trautmann, W. ve ark. 2005 Isoscaling and the symmetry energy in spectator fragmentation. Proceedings of the IWM Catania, Italy.

Vautherin, D. Treiner, J. ve Veneroni, M. 1987 Evolutionof hot compressed nuclei in the time-dependent Hartree-Fock approximation. Phys. Lett. B 191:6-10.

Vicentini, V., Jacucci, G. ve Pandharipande, V. R. 1985 Fragmentation of hot classical drops. Phys. Rev. C 31:1783-1793.

Vinet, L., Gregoire, C., Schuck, P., Remaud, B. ve Sebille, F. 1987 A study of the disintegration of highly excited nuclei with the Vlasov-Uehling-Uhlenbeck aquation. Nucl. Phys. A 468:321-347.

Weisskopf, V. 1937 Statistics and nuclear reactions. Phys. Rev. 52:295-303.

Xi, H. ve ark. 1997 Breakup temperature of target spectators in Au-197+Au-197 collisions at E/A=1000 MeV. (Eur. Phys. J. A 1:235 (1997)) Z. Phys. A 359:397.

Xu, H. M. 1992 Mass asymmetry, equation of state, and nuclear multifragmentation. Phys. Rev. C 46:R2144-R2148.

Zhang, X. Z., Gross, D. H. E., Xu, S. ve Zheng, Y. M. 1987 On the decay of very hot nuclei (I). Canonical Metropolis sampling of multifragmentation. Nucl. Phys. A 461:641-647.