

**Simetrik ve Asimetrik Nükleer Sistemlerde Spinodal  
Dinamiğinin Relativistik Transport Modeli  
Çerçevesinde İncelenmesi**

Proje No: 107T691

Prof. Dr. Osman Yılmaz

Prof. Dr. Ahmet Gökalg

Nuray Er

Danışman: Prof. Dr. Şakir Ayık

EYLÜL 2009

ANKARA

## ÖNSÖZ

“Simetrik ve Asimetrik Nükleer Sistemlerde Spinodal Dinamiğinin Relativistik Transport Modeli Çerçevesinde İncelenmesi” isimli proje Prof. Dr. Osman YILMAZ’ın Proje Yürütücülüğünde 15/02/2008 - 15/08/2009 tarihleri arasında, 18 ay süreyle, ODTÜ Fizik Bölümü’nde yürütülmüş ve TÜBİTAK tarafından TBAG-107T691 Proje Nosu ile desteklenmiştir.

Bu raporda yer alan bilgiler, aşağıda verilen ve proje kapsamında üretilen bir doktora tezi, iki uluslararası makale, iki uluslararası konferans bildirisini esas almaktadır.

- Nuray Er, “Nuclear Spinodal Instabilities in Stochastic Mean-Field Approaches” Ph.D. Thesis, August 2009, METU, Turkey.
- S. Ayik, N. Er, O. Yilmaz, A. Gokalp, “Quantal effects on spinodal instabilities in charge asymmetric nuclear matter”, Nuclear Physics A 812 (2008) 44-57.
- S. Ayik, O. Yilmaz, N. Er, A. Gokalp, and P Ring, “Spinodal Instabilities in Nuclear Matter in a Stochastic Relativistic Mean-Field Approach” Phys. Rev. C 80 (2009) 034613.
- Nuray Er, “Nükleer Maddedeki Spinodal Kararsızlıklar”, Turkish Physical Society 25th International Conference, Bodrum-Turkey, 2008, p:223.
- S. Ayik, N. Er, A. Gokalp, and O. Yilmaz “Spinodal Instabilities in Nuclear Matter in a Relativistic Mean-Field Approach”, NUFRA-2009, Kemer-Antalya, Turkey.

## İÇİNDEKİLER

Şekillerin Listesi .....	4
Özet.....	5
Abstract.....	6
1. Giriş .....	7
2. Standart Ortalama Alan Yaklaşımı.....	10
3. Stokastik Ortalama Alan Yaklaşımı.....	11
4. Simetrik ve Yük Asimetrik Nükleer Maddelerin Spinodal Kararsızlıklarına Kuantum İstatistiksel Etkiler.....	13
5. Simetrik Nükleer Maddenin Spinodal Kararsızlıklarının Stokastik Relativistik Ortalama Alan Yaklaşımında İncelenmesi .....	26
6. Sonuç ve Değerlendirme .....	42
Kaynaklar .....	44
Ek A: Relativistik olmayan modelde baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonunun spektral dağılımı.....	46
Ek B: Relativistik modelde baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonunun spektral dağılımı.....	53
TÜBİTAK Proje Özet Bilgi Formu .....	65

## Şekillerin Listesi

Şekil (4.1): Spinodal bölgesinde dalga sayısının fonksiyonu olarak kararsız modların büyüme katsayısı.....	19
Şekil (4.2): Kararsız modların yoğunluk-sıcaklık faz diagramı.....	20
Şekil (4.3): Nötron-nötron yoğunluk korelasyon fonksiyonunun spektrumu .....	22
Şekil (4.4): Toplam yoğunluk korelasyon fonksiyonu .....	24
Şekil (4.5): Perturbasyon asimetri .....	25
Şekil (5.1): Kararsız modların büyüme katsayısı.....	34
Şekil (5.2): En kararsız modların gelişme katsayısı.....	35
Şekil (5.3): Baryon yoğunluğu-sıcaklık faz diyagramı.....	36
Şekil (5.4): Baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonunun $T = 5 MeV$ sıcaklığında spektral dağılımı .....	38
Şekil (5.5): Baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonunun $T = 2 MeV$ sıcaklığında spektral dağılımı .....	39
Şekil (5.6): Baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonu .....	41
Şekil (5.7): Baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonu .....	42

## Özet

Bu projede, nükleer sistemlerde gözlenen sıvı-gaz faz dönüşümünü tetikleyen spinodal kararsızlık mekanizması incelendi. Nükleer spinodal dinamiğin simetrik ve yük bakımından asimetrik sonsuz nükleer maddede sıcaklığa ve yoğunluğa bağlı olarak incelenmesi stokastik ortalama alan yaklaşımı içinde yapıldı. Önce, bu mekanizmaya kuantum istatistiksel etkiler relativistik olmayan yaklaşım çerçevesinde incelendi. Sonra, relativistik kuantum hadrodinamik modeli çerçevesinde yarı-klasik yaklaşımda aynı problem incelendi.

İlk bölümde, Skyrme potansiyeli kullanılarak spinodal bölgesinde simetrik ve asimetrik nükleer maddenin dağılım bağıntısı relativistik olmayan yaklaşımla kuantal olarak türetildi. Faz diyagramları, yoğunluk korelasyon fonksiyonunun spektrumu ve yoğunluk korelasyon fonksiyonunun iki nokta arasındaki mesafenin fonksiyonu olarak hesaplanması yapıldı. Transport denkleminin belli bir yoğunluk ve sıcaklıkla belirlenen durum etrafında lineer halini göz önüne alıp harmonik salınımların genliklerinin büyüme hızını belirleyen karakteristik denklem türetildi. Karakteristik denklemin çözümleri nümerik olarak yapıldı ve baskın kararsız modların büyüme hızları dalga boyunun fonksiyonu olarak hesaplandı. Yoğunluk ve sıcaklığa bağlı olarak baskın kararsız modların spinodal bölgesinin sınırı belirlendi. Baskın kararsız modların büyüme katsayılarının hesaplanması ve yoğunluk dalgalanmalarının zaman içinde gelişmesine kuantum mekaniksel etkiler hesaplandı. Simetrik ve asimetrik durumda baskın kararsız modların uzun dalga boylarına doğru kaydığı ve dalga numarası Fermi momentumdan büyük olan modların önemini kaybettiği görüldü. Kuantum istatistiksel etkilerin sonucu olarak, özellikle düşük sıcaklıklarda, yoğunluk dalgalanmalarının genliğinin yine relativistik olmayan yarı-klasik yaklaşımla elde edilenlerden daha hızlı geliştiği görüldü.

İkinci bölümde, simetrik nükleer madde için aynı hesaplar yarı-klasik relativistik yaklaşım içinde yapıldı. Yarı-klasik limitteki relativistik hesaplar, benzer koşullar altındaki Skyrme-tipi etkin etkileşimler baz alınarak ilk bölümde yapılan relativistik olmayan hesapların sonuçları ile karşılaştırıldı. Sistemin kararsız tepkisinde kalitatif farklar ortaya çıktığı görüldü. Relativistik yaklaşımda sistemin en kararsız davranışı baryon yoğunlukları  $\rho_b = 0.4\rho_0$  civarında ortaya çıkarken, buna karşın relativistik olmayan davranış  $\rho_b = 0.2\rho_0$  civarındaki baryon yoğunluklarında kendini gösterdi.

## Abstract

In this project, spinodal instability mechanism which causes to liquid-gas phase transitions in nuclear systems is studied. Nuclear spinodal dynamics for symmetric and charge asymmetric infinite nuclear matter is investigated in stochastic mean-field approach. Firstly, in non-relativistic framework quantal effects are investigated and then in relativistic quantum hydrodynamic model using semi-classical approach the same problem is examined.

In the first part, the dispersion relation in spinodal region of symmetric and charge asymmetric nuclear matter is derived using Skyrme-type potential in non-relativistic framework of quantal approach. Phase diagrams, spectrum of density correlation functions and density correlation function as a function of distance between two space points are calculated. Using linearized transport equation at a particular density and temperature, the characteristic equation which defines the growth rates of harmonic oscillation amplitudes is derived. This equation is solved numerically and the growth rates of the most unstable modes are calculated as a function of wavelength. The spinodal boundary of the dominant unstable modes which depends on density and temperature is specified. Quantum statistical effect on the growth of instabilities are calculated. Due to quantal effects, in both symmetric and asymmetric matter, dominant unstable modes shift towards longer wavelengths and modes with wave numbers larger than the Fermi momentum are strongly suppressed. As a result of quantum statistical effects, in particular at lower temperatures, amplitude of density fluctuations grows larger than those calculated in semi-classical approximation.

In the second part, relativistic calculations in the semi-classical limit are compared with the results of non-relativistic calculations based on Skyrme-type effective interactions under similar conditions. A qualitative difference appears in the unstable response of the system: the system exhibits most unstable behavior at higher baryon densities around  $\rho_b = 0.4\rho_0$  in the relativistic approach while most unstable behavior occurs at lower baryon densities around  $\rho_b = 0.2\rho_0$  in the non-relativistic calculations.

## 1. Giriş

Nükleer maddenin termodinamik davranışının tipik bir Van der Waals sistemine benzemesi nedeniyle uygun şartlarda nükleer maddenin sıvı-gaz faz dönüşümüne uğraması beklenmektedir. Son yıllarda yapılan ağır iyon çekirdek çarpışmaları deneylerinde bu faz dönüşümü incelenmiş ve gözlenen nükleer parçalanma olayının spinodal kararsızlık mekanizmasıyla tetiklendiğini gösteren çeşitli belirtiler gözlenmiştir. Bu konudaki teorik çalışmalarda yoğunluğa bağımlı Skyrme formundaki etkin kuvvetler kullanılarak relativistik olmayan transport modelleri kullanılarak hesaplar yapılmıştır [1-6].

Walecka formunda efektif alanlar teorisine dayalı relativistik modeller nükleer taban seviyelerinin ve uyarılma mekanizmasının incelenmesinde çok başarılı olmuştur [7]. Bu tür relativistik transport modellerin spinodal dinamiğinin ve nükleer maddenin düşük yoğunluklardaki davranışının incelenmesinde de başarıyla kullanılması beklenir.

Nükleer maddenin sıvı-gaz faz dönüşümünün incelenmesi ve nükleer maddenin hal denklemini (EOS) simgeleyen parametrelerin belirlenmesi nükleer fizikte önemli güncel araştırma konuları arasındadır. Nükleer maddenin egzotik koşullar altında hal denklemi, nükleer kuvvetlerin ve astrofizik uygulamaların anlaşılması için önemlidir. Bu, yüksek izospin asimetrisi, sonlu sıcaklıklar ve geniş bir yoğunluk bölgesi içerir. Sıvı-gaz kararsızlıkları EOS ile ilgilidir ve çarpışmalarda oluşan olayların açıklanmasında kullanılırlar. Ayrıca, nötron yıldızlarından supernova patlamalarına kadar pek çok uygulama alanı vardır. Gelecek yıllarda, nötron bakımında zengin çekirdeklerdeki nükleer parçalanma reaksiyon mekanizmalarının deneysel araştırılması, düşük yoğunluklarda nükleer maddenin hal denkleminin izospine bağlılığının anlaşılmasına olanak sağlayacaktır.

Nükleon başına düşen bombardıman enerjisi Fermi enerjisi mertebesinde olan ağır iyon çarpışmalarında, sıcaklığı 10-15 MeV civarında bir ara sistem oluşur. Oluşan sıcak nükleer sistem, termal basıncın etkisiyle genişler ve irili ufaklı nükleer parçalara ayrılarak bozunmaya uğrar. Bu olay “nükleer parçalanma” olarak bilinir ve nükleer maddenin sıvı-gaz faz dönüşümünün önemli bir işareti olarak görünmektedir [1]. Ortaya çıkan nükleer parçalar arası gözlenen korelasyonların, bu faz dönüşümünü spinodal bölgesinde sistemin dinamik kararsızlığının tetiklediğini işaret etmektedir [8]. Basıncın

etkisiyle genişleyen nükleer sistem spinodal bölgesine girince dinamik olarak kararsız olur. Yoğunluk dalgalanmaları hızlı bir şekilde büyür ve bu da sistemin irili ufaklı nükleer parçalara ayrılmasına yol açar.

Atom çekirdeklerinin termal fizyonu, ağır-iyon çarpışmalarında Coulomb bariyer enerjisi civarında olan füzyon, spinodal kararsızlık ve nükleer parçalanma gibi pek çok reaksiyonlarda yoğunluk dalgalanmaları önemli bir rol oynar. Nükleer maddenin normal koşullardaki yoğunluğu yaklaşık  $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$  olup bu yoğunlukta nükleer madde karardır. Yoğunluğu düşürülen nükleer madde dinamik olarak kararsız hale dönüşür, parçalanma eğilimi gösterir ve sıvı-gaz faz değişimine uğrar. Kararsızlıkların yaşandığı bu bölgeye **spinodal kararsızlık bölgesi** denir. Ağır nükleer çekirdek çarpışmalarıyla yapılan deneysel çalışmalarda nükleer maddenin sıvı-gaz faz dönüşümü incelenmiş ve nükleer parçalanma olayının spinodal kararsızlık mekanizmasıyla ilgisi gözlenmiştir [8]. Ağır-iyon çarpışmalarında oluşan sıcak ve sıkıştırılmış nükleer madde entropisi yaklaşık sabit olana kadar genişler ve soğur. Genişleyen sıcak madde spinodal bölgeye girerse (sıcaklık  $T=5-6 \text{ MeV}$  ve yoğunluk  $\rho \approx \rho_0/3$ ) mekaniksel olarak kararsız olur, bu süreçte yoğunluk dalgalanmaları hızlı bir şekilde büyür ve sistemin irili-ufaklı kümelerine bozulmasına sebep olur.

Bu olayların açıklanması için, ortalama-alan transport modeller (TDHF ve BBU gibi) çok faydalı değildir [9]. Ortalama-alan kuramı sistemin ortalama davranışını başarılı bir şekilde tasvir etmesine karşılık, yoğunluk dalgalanmalarını açıklamakta çok başarısızdır. Yoğunluk dalgalanmalarının esas olarak iki farklı mekanizması vardır: (i) Ortalama alandan kaynaklanan dalgalanmalar (mean-field fluctuation), (ii) iki-nükleon çarpışmalarının yarattığı dalgalanmalar (collisional fluctuation). Düşük enerjili reaksiyonlarda ortalama alandan kaynaklanan yoğunluk dalgalanmaları baskın mekanizmayı oluşturur ve ikili çarpışmalardan kaynaklanan disipasyon ve dalgalanma etkileri önemli bir rol oynamazlar ve ihmal edilebilirler.

Spinodal dinamiği ve bunun simetrik veya asimetrik nükleer maddede sıvı-gaz faz geçişi ile olan bağlantısının anlaşılması için pek çok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmaların çoğunda yarı-klasik Boltzman-Langevin (BL) tipi stokastik transport modeller baz alınmıştır. Burada iki büyük problem vardır; birincisi BL modelinin nümerik hesapları kolay değildir, ikincisi nükleer maddenin spinodal ayrışmasının yarı-klasik açıklaması ile ilgili



olarak kuantal istatistiksel etkiler spinodal dinamikte önemli rol oynarlar [10,10a,10b].

Fermi enerji bölgesinde nükleer çarpışmaların gelişimi esnasında iki farklı süreç vardır:

- i) Ağır-iyon çarpışmaların ilk safhası olan başlangıç süreci yani çarpışmanın tam değdiği andan sıcak ve sıkıştırılmış nükleer maddenin oluşuna kadar olan süreç. Bu süreçte ikili çarpışmalardan kaynaklanan disipasyon ve dalgalanma esas olarak önemlidir.
- ii) Sistemin mekaniksel kararsız spinodal bölgeye genişlemesi süreci ki; bu süreç esnasında ikili çarpışmaların etkileri ihmal edilebilir.

Düşük enerjili reaksiyonlar için geliştirilen stokastik ortalama-alan kuramı, düşük enerjili ağır iyon çarpışmalarında ve spinodal dinamiğin incelenmesi için de çok faydalı bir kuramdır [11]. Spinodal bölgede başlangıç süreci esnasında artan lokal yoğunluk dalgalanmaları sonucu sistemin alt kümelerine bozulmasına kadar olan süreç ortalama-alan tarafından kontrol edilir. Stokastik ortalama-alan yaklaşımı, nükleer maddenin spinodal bozulmasını açıklamakta yararlı bir araçtır. Bu yaklaşım kuantum istatistiksel etkileri içerir ve ayrıca nümerik hesaplar da zorlukla karşılaşılmadan yapılabilir.

Spinodal yoğunluk dalgalanmalarının ilk anlarını incelemek için yoğunluk matrisini belli bir sıcaklık ve yoğunlukla belirlenen denge etrafında lineerize etmek yeterli olur.

Projenin ilk bölümünde, tek parçacık yoğunluk matrisi için relativistik olmayan ortalama alan yaklaşımı kullanılarak nötron veya protonca zengin nükleer maddede spinodal dinamiğinin gelişmesinde kuantum mekaniksel etkileri incelendi ve yarı-klasik sonuçlarla karşılaştırıldı. Burada, nükleer maddenin spinodal dinamiğinin ilk gelişim evresi yoğunluğa bağlı Skyrme-tipi etkin etkileşimler kullanılarak ve stokastik ortalama-alan yaklaşımı esas alınarak çalışıldı.

Relativistik ortalama alan kuramı, yüksek enerjili ağır iyon çarpışmalarında olduğu gibi düşük enerjilerde nükleer dinamiğin incelenmesinde de kullanılır. Relativistik olmayan hale benzer şekilde, başlangıç şartlarındaki kuantal ve termal yoğunluk dalgalanmalarını göz önüne alarak, relativistik ortalama alan kuramının stokastik genellemesini yapmak mümkündür. Projenin ikinci kısmında simetrik nükleer maddede spinodal dinamiğin

gelişmesi stokastik relativistik ortalama alan çerçevesinde yarı klasik limitte incelendi.

## 2. Standart Ortalama Alan Yaklaşımı

Standard ortalama alan kuramında sistemin zamana-bağlı antisimetrik dalga fonksiyonu tek-parçacık dalga fonksiyonları  $\phi_j(\vec{r}, t)$  tarafından oluşturulan Slater determinantı olarak ifade edilir. Bu yaklaşımda sistemin tek-parçacık yoğunluk matrisi  $\rho(\vec{r}, \vec{r}', t) = \sum \Phi_j(\vec{r}, t) n_j \Phi_j^*(\vec{r}', t)$  şeklinde verilir ve ortalama alan yaklaşımı içinde tek-parçacık yoğunluk matrisi [9]

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho(t) = [h(\rho), \rho(t)] \quad (2.1)$$

transport denklemini sağlar (TDHF). Burada  $n_j$  nükleon dalga fonksiyonlarının işgal faktörüdür. Sıfır sıcaklıkta 0 veya 1 değerini alırken, sonlu sıcaklıklarda, bu faktör Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ile tayin edilir. TDHF denkleminde  $h(\rho)$  ifadesi tek-parçacık Hamiltoniyenidir (TDHF Hamiltoniyeni). Yarı-klasik limitte, TDHF denklemi faz uzayı dağılım fonksiyonunun  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  zaman içindeki gelişimini veren Vlasov denklemine indirgenir

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{p}, t) + \vec{\nabla}_p h(\vec{r}, \vec{p}, t) \cdot \vec{\nabla}_r f(\vec{r}, \vec{p}, t) - \vec{\nabla}_r h(\vec{r}, \vec{p}) \cdot \vec{\nabla}_p f(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0 \quad (2.2)$$

Ortalama-alan yaklaşımı tek-cisim dissipasyon mekanizmalarını içerir ve 10 MeV/nükleon civarındaki **düşük enerjilerde** kolektif hareketin ortalama gelişimi için iyi bir yaklaşımdır çünkü bu enerjilerde iki-cisim yitirim (dissipation) ve dalgalanma mekanizmalarının dinamiğe önemli bir etkisi olmaz. Ortalama-alan yaklaşımında, tek-parçacık hareketi kuantum bir çerçevede türetilirken, kolektif hareket ise kendini yaklaşık klasik olarak gösterir. Bu nedenle TDHF kolektif hareketin ortalama gelişimi için iyi bir tanımlama olurken, kolektif hareketin dalgalanmalarına pek çok sınırlamalar getirir [9].

### 3. Stokastik Ortalama Alan Yaklaşımı

Tek-parçacık yoğunluk matrisinin **deterministik** gelişimi, tanımlanan bir başlangıç durumdan başlayarak standart TDHF denklemleri kullanılarak elde edilir. Bu standart yaklaşım, kollektif hareketin ortalama gelişimi için iyi bir tanımlama verirken kollektif hareketin dalgalanmalarına pek çok sınırlamalar getirir. Stokastik ortalama alan kuramında sistemin başlangıç durumu tek bir determinant yerine determinantların bir süperpozisyonu olarak ifade edilmiştir ve bu süperpozisyonun stokastik olarak simulasyon edilmesi önerilmiştir.

Stokastik ortalama alan kuramı, düşük enerjili ağır iyon çarpışmaları ve engel altındaki füzyon mekanizması için empirik olarak geliştirilmiş stokastik bir modele dayanır [12-14]. Ortalama alan disipasyon ve dalgalanma mekanizmasını kuantum mekaniksel disipasyon-dalgalanma bağıntısına uyumlu olarak içerir ve kollektif değişkenlerin varyasyonu için daha önce varyasyonel bir metodla elde edilen sonucu verir [15]. Ayrıca, stokastik ortalama-alan kuramından makroskopik değişkenler için çıkarılan transport katsayıları bilinen transport katsayıları ile benzer yapıya sahiptir [15a]. Bu modelde başlangıçtaki yoğunluk dalgalanmaları tek bir yoğunluk matrisi yerine, yoğunluk matrislerinin bir kümesi göz önüne alınarak simulasyonu yapılır. Bu şekilde bir tek Slater determinantı yerine etkin olarak Slater determinantlarının bir süperpozisyonu göz önüne alınmış olur.

Stokastik ortalama alan tanımlaması içinde, Slater determinantların bir kümesi (ensamble) ile ilişkili tek-parçacık yoğunluk matrislerinin bir kümesi başlangıç korelasyonlarını yitirmeden oluşturulur. Yoğunluk matris kümesinin  $\lambda$  indeksi ile gösterilen bir elemanı

$$\rho_a^\lambda(\vec{r}, \vec{r}', t) = \sum_{ij} \Phi_i(\vec{r}, t; \lambda) \langle i | \rho_a^\lambda(0) | j \rangle \Phi_j^*(\vec{r}', t; \lambda) \quad (3.1)$$

olarak yazılır [11]. Burada,  $i$  ve  $j$  tek-parçacık dalga fonksiyonları  $\Phi_i(\vec{r}, t; \lambda)$  üzerinden toplamları gösterir. “a” indisi nötron ve protonu gösterirken,  $\rho_{ij}^\lambda = \langle i | \rho_a^\lambda(0) | j \rangle$  ifadesi başlangıç koşulları tarafından tayin edilen yoğunluk matrisinin zamandan bağımsız elemanlarıdır. Yaklaşımındaki temel kabullerim, yoğunluk matrisinin elemanları birbirinden bağımsız Gaussian olarak dağılmış rastgele sayılardır. Bu Gaussian dağılımların ortalama

değerleri  $\overline{\rho_{ij}^\lambda} = \overline{\langle i | \rho_a^\lambda(0) | j \rangle} = \delta_{ij} f_0(j)$  olurken yoğunluk dalgalanma elemanlarının  $\delta\rho_{ij}^\lambda$  varyansları ise

$$\begin{aligned} \overline{\langle i | \delta\rho_a^\lambda(0) | j \rangle \langle j' | \delta\rho_b^\lambda(0) | i' \rangle} = \\ \frac{1}{2} \delta_{ab} \delta_{ii'} \delta_{jj'} \{ f_0^a(i)[1 - f_0^a(j)] + f_0^a(j)[1 - f_0^a(i)] \} \end{aligned} \quad (3.2)$$

şeklinde belirlenir. Burada  $f_0^a$  dalga fonksiyonların başlangıç şartlarındaki işgal faktörleridir. Sıfır sıcaklıkta 1 veya 0 olup, sonlu sıcaklıklarda Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ile verilir. Bu tanımlamada  $\delta\rho_{ij}^\lambda$  ifadeleri de başlangıç yoğunluk matrisinin dalgalanan elemanlarını gösterir.

Yoğunluk matris kümesinin her elemanının evrimi zamana bağlı Hartree-Fock denklemleriyle belirlenir

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_a^\lambda(t) = [h_a^\lambda, \rho_a^\lambda(t)] . \quad (3.3)$$

Burada  $h_a^\lambda = \frac{1}{2m_a} p^2 + U_a(n_n^\lambda, n_p^\lambda)$  terimi  $\lambda$  elemanına karşılık ortalama-alan Hamiltoniyen ifadesidir.

Zamana bağlı Hartree-Fock denkleminin yeterli sayıda çözümlerini elde ederek sistemin belli bir parçalanma kanalına bozunma olasılığı hesaplanabilir. Bu şekilde, nükleer fizyon ve nükleer parçalanma gibi reaksiyonları dinamik olarak incelemek mümkün olur. Spinodal bölgesinde yoğunluk dalgalanmalarının erken gelişimi bu kuramın lineer tepkisi çerçevesinde incelenebilir.

#### 4. Simetrik ve Yük Asimetrik Nükleer Maddelerin Spinodal Kararsızlıklarına Kuantum İstatistiksel Etkiler

Çalışmanın bu bölümünde, simetrik ve elektrik yükü bakımından asimetrik sonsuz nükleer maddedeki yoğunluk dalgalanmalarının zaman içindeki gelişimi, nükleer spinodal kararsızlıklara kuantum istatistiksel etkiler ve baskın kararsız modların büyüme katsayıları stokastik ortalama alan yaklaşımı temel alınarak araştırıldı [16].

Belli bir sıcaklık ve yoğunlukla belirlenen bir denge durumu  $(\rho_n^0, \rho_p^0)$  civarında nötron ve proton tek-parçacık yoğunluk matrislerinin küçük genlikli dalgalanmaları lineerize edilmiş TDHF denklemleri tarafından belirlenir. Nötron ve proton yoğunluk matrislerinin denge hali etrafında küçük genlikli yoğunluk dalgalanmaları  $\delta\rho_a^\lambda(t) = \rho_a^\lambda(t) - \rho_a^0$  ifadesi için lineerize edilmiş TDHF denklemleri

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \delta\rho_a^\lambda(t) = [h_a^0, \delta\rho_a^\lambda(t)] + [\delta U_a^\lambda(t), \rho_a^0] \quad (4.1)$$

ile verilir. Burada,  $h_a^0$  denge noktasındaki ortalama alan Hamiltoniyenini ve  $\delta U_a(t)$  ortalama potansiyel alanı etrafındaki dalgalanmaları göstermektedir. Sonsuz nükleer maddenin denge durumunda ilgili ortalama alan Hamiltoniyeni homojen olduğundan, bu denklemleri lineer momentumun özfonksiyonları bazında yazmak yani düzlem dalga gösteriminde analiz etmek uygun olur. Denklem (4.1) düzlem dalga gösteriminde yazılırsa aşağıdaki ifade elde edilir

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{p}_1 | \delta\rho_a(t) | \vec{p}_2 \rangle = [\varepsilon_a(\vec{p}_1) - \varepsilon_a(\vec{p}_2)] \langle \vec{p}_1 | \delta\rho_a(t) | \vec{p}_2 \rangle - [f_0^a(\vec{p}_1) - f_0^a(\vec{p}_2)] \langle \vec{p}_1 | \delta U_a(t) | \vec{p}_2 \rangle. \quad (4.2)$$

Temel kabullenime göre, başlangıç yoğunluk matrisinin matris elemanları rastgele Gaussien sayılarıdır. Düzlem dalga gösteriminde başlangıç korelasyonların ikinci momentleri ise

$$\begin{aligned} & \overline{\langle \vec{p}_1 | \delta\rho_a(0) | \vec{p}_2 \rangle \langle \vec{p}'_2 | \delta\rho_b(0) | \vec{p}'_1 \rangle} = \\ & \delta_{ab} (2\pi \hbar)^6 \delta(\vec{p}_1 - \vec{p}'_1) \delta(\vec{p}_2 - \vec{p}'_2) \frac{1}{2} \{ f_0^a(\vec{p}_1) [1 - f_0^a(\vec{p}_2)] + f_0^a(\vec{p}_2) [1 - f_0^a(\vec{p}_1)] \} \end{aligned} \quad (4.3)$$

ile verilir. Burada  $(2\pi \hbar)^6$  faktörü düzlem dalgaların normalizasyonundan gelir.

Denklem (4.2) ile verilen lineer tepki ifadelerinin çözümleri zaman içinde tek yönlü Fourier dönüşüm metodu kullanılarak elde edilebilir. Yoğunluk dalgalanmalarının tek yönlü Fourier dönüşümü

$$\int_0^{\infty} dt e^{iwt} \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{p}_1 | \delta\rho_a(t) | \vec{p}_2 \rangle = - \langle \vec{p}_1 | \delta\rho_a(0) | \vec{p}_2 \rangle - iw \langle \vec{p}_1 | \delta\rho_a(w) | \vec{p}_2 \rangle \quad (4.4)$$

olur. Burada  $\langle \vec{p}_1 | \delta\rho_a(0) | \vec{p}_2 \rangle$  terimi başlangıç koşullarından gelen kaynak terimidir. Ortalama alan potansiyelinin tek yönlü Fourier dönüşümü ise

$$\int_0^{\infty} dt e^{iwt} \langle \vec{p}_1 | \delta U_a(t) | \vec{p}_2 \rangle = \langle \vec{p}_1 | \delta U_a(w) | \vec{p}_2 \rangle \quad (4.5)$$

olarak bulunur. Böylece, lineerize edilmiş TDHF denkleminin tek yönlü Fourier dönüşümü yapılmış hali

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}_1 | \delta\rho_a(w) | \vec{p}_2 \rangle = & - \frac{f_0^a(\vec{p}_1) - f_0^a(\vec{p}_2)}{\hbar w - \varepsilon_a(\vec{p}_1) + \varepsilon_a(\vec{p}_2)} \langle \vec{p}_1 | \delta U_a(w) | \vec{p}_2 \rangle \\ & + i\hbar \frac{\langle \vec{p}_1 | \delta\rho_a(0) | \vec{p}_2 \rangle}{\hbar w - \varepsilon_a(\vec{p}_1) + \varepsilon_a(\vec{p}_2)} \end{aligned} \quad (4.6)$$

olur.  $\vec{p}_1 - \vec{p}_2 = \hbar \vec{k}$  ve  $(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)/2 = \vec{p}$  dönüşümü yapılır ise eski değişkenler yenileri cinsinden  $\vec{p}_1 = \vec{p} + \hbar \vec{k}/2$  ve  $\vec{p}_2 = \vec{p} - \hbar \vec{k}/2$  olur. Bu durumda (4.6) denklemini yeni değişkenler cinsinden

$$\begin{aligned}
& \langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_a(w) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle = \\
& - \frac{f_0^a(\vec{p} + \hbar\vec{k}/2) - f_0^a(\vec{p} - \hbar\vec{k}/2)}{\hbar w - \varepsilon_a(\vec{p} + \hbar\vec{k}/2) + \varepsilon_a(\vec{p} - \hbar\vec{k}/2)} \langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta U_a(w) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle \\
& + i\hbar \frac{\langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_a(0) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle}{\hbar w - \varepsilon_a(\vec{p} + \hbar\vec{k}/2) + \varepsilon_a(\vec{p} - \hbar\vec{k}/2)}
\end{aligned} \tag{4.7}$$

olarak elde edilir. Paydadaki terimlerde  $\varepsilon_a(\vec{p} \pm \hbar\vec{k}/2) = (\vec{p} \pm \hbar\vec{k}/2)^2/2m$  kullanarak  $\hbar w - \varepsilon_a(\vec{p} + \hbar\vec{k}/2) + \varepsilon_a(\vec{p} - \hbar\vec{k}/2) = \hbar w - \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m$  bulunur. Yeni değişkenler ile nötron ve protonun lokal yoğunluk dalgalanmalarının Fourier dönüşümü

$$\delta \tilde{n}_a(\vec{k}, t) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_a(t) | \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 \rangle \tag{4.8}$$

ile verilir. Burada 2 katsayısı spin faktörüdür. Bu tanımlamada ve bundan sonraki ifadelerde notasyonu basitleştirmek için  $\lambda$  etiketlemesini kullanılmadı. (4.8) denkleminin tek yönlü Fourier dönüşüm ise

$$\delta \tilde{n}_a(\vec{k}, \omega) = \int_0^{\infty} dt e^{i\omega t} \delta n_a(\vec{k}, t) \tag{4.9}$$

olur. Fourier dönüşümü (4.7) denkleminde uygulanırsa, yoğunluk dalgalanmaları için ifade

$$\begin{aligned}
& \delta \tilde{n}_a(\vec{k}, \omega) = \\
& -2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{f_0^a(\vec{p} + \hbar\vec{k}/2) - f_0^a(\vec{p} - \hbar\vec{k}/2)}{\hbar w - \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m} \left[ F_0^{an} \delta \tilde{n}_n(\vec{k}, \omega) + F_0^{ap} \delta \tilde{n}_p(\vec{k}, \omega) \right] \\
& + 2i\hbar \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{\langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_a(0) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle}{\hbar w - \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m}
\end{aligned} \tag{4.10}$$

olur. Burada denge yoğunluğunda ortalama alan potansiyelinin türevleri  $F_0^{ab} = (\partial U_b / \partial n_a)_0$  sıfıncı-mertebe Landau parametreleridir. Yoğunluk dalgalanması ifadesinde, nötron ve proton dağılımları ile ilgili Lindhard fonksiyonları

$$\chi_a(\vec{k}, \omega) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{f_0^a(\vec{p} - \hbar\vec{k}/2) - f_0^a(\vec{p} + \hbar\vec{k}/2)}{\hbar\omega - \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m} \quad (4.11)$$

olarak tanımlanır ve başlangıç koşulları tarafından belirlenen stokastik kaynak terimleri

$$A_a(\vec{k}, \omega) = 2\hbar \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{\langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_a(0) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle}{\hbar\omega - \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m} \quad (4.12)$$

ile gösterilir ise nötron ve proton yoğunluklarının dalgalanmaları için birbirine bağlı aşağıdaki iki cebirsel denklem elde edilir [16],

$$[1 + F_0^{nn} \chi_n(\vec{k}, \omega)] \delta\tilde{n}_n(\vec{k}, \omega) + F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, \omega) \delta\tilde{n}_p(\vec{k}, \omega) = iA_n(\vec{k}, \omega) \quad (4.13)$$

$$[1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, \omega)] \delta\tilde{n}_p(\vec{k}, \omega) + F_0^{pn} \chi_p(\vec{k}, \omega) \delta\tilde{n}_n(\vec{k}, \omega) = iA_p(\vec{k}, \omega). \quad (4.14)$$

Bu denklemlerin çözümünden nötron yoğunluk dalgalanmaları için

$$\delta\tilde{n}_n(\vec{k}, \omega) = i \frac{[1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, \omega)] A_n(\vec{k}, \omega) - F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, \omega) A_p(\vec{k}, \omega)}{\varepsilon(\vec{k}, \omega)} \quad (4.15)$$

ve proton yoğunluk dalgalanmaları için

$$\delta\tilde{n}_p(\vec{k}, \omega) = i \frac{[1 + F_0^{nn} \chi_n(\vec{k}, \omega)] A_p(\vec{k}, \omega) - F_0^{pn} \chi_p(\vec{k}, \omega) A_n(\vec{k}, \omega)}{\varepsilon(\vec{k}, \omega)} \quad (4.16)$$

elde edilir. Burada paydadaki terim

$$\varepsilon(\vec{k}, \omega) = 1 + F_0^{nn} \chi_n(\vec{k}, \omega) + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, \omega) + [F_0^{nn} F_0^{pp} - F_0^{np} F_0^{pn}] \chi_n(\vec{k}, \omega) \chi_p(\vec{k}, \omega) \quad (4.17)$$

suseptibilityyi göstermektedir.

Yoğunluk dalgalanmalarının zamana bağlı gelişimi (4.15) ve (4.16) denklemlerinde verilen ifadelerin tek yönlü Fourier dönüşümleri için ters dönüşümleri alınarak bulunabilir. Bu ifadelerin ters dönüşümleri rezidü teoremi kullanılarak hesaplanabilir [17].



Nötron yoğunluk dalgalanmaları (4.15) denklemini kullanarak, rezidü teorimi ile Fourier integrali alınırsa

$$\begin{aligned}\delta\tilde{n}_n(\vec{k}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \delta\tilde{n}_n(\vec{k}, \omega) = i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} \frac{[1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, \omega)] A_n(\vec{k}, \omega) - F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, \omega) A_p(\vec{k}, \omega)}{\varepsilon(\vec{k}, \omega)} \\ &= \frac{1}{2\pi} 2\pi i \left\{ i e^{-i\omega t} \delta n_n(\vec{k}) \Big|_{\omega=i\Gamma_k} + \left[ i e^{-i\omega t} \delta n_n(\vec{k}) \right] \Big|_{\omega=-i\Gamma_k} \right\}\end{aligned}\quad (4.20)$$

elde edilir. Burada  $\{[1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, \omega)] A_n(\vec{k}, \omega) - F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, \omega) A_p(\vec{k}, \omega)\} / [\partial\varepsilon(\vec{k}, \omega) / \partial\omega]$  ifadesi yerine  $\delta n_n(\vec{k})$  gösterimi alındı. Aynı işlem proton yoğunluk dalgalanmaları için de yapılır. Suseptibilitinin sadece artan ve sönen kollektif kökleri göz önüne alınırsa, yoğunluk dalgalanmaları için (4.20) denklemi ile verilen ifade şu form elde edilir,

$$\delta\tilde{n}_a(\vec{k}, t) = \delta n_a^+(\vec{k}) e^{+\Gamma_k t} + \delta n_a^-(\vec{k}) e^{-\Gamma_k t}, \quad (4.21)$$

Burada yoğunluk dalgalanmalarının başlangıç genlikleri nötron için

$$\delta n_n^\mp(\vec{k}) = - \left\{ \frac{[1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, \omega)] A_n(\vec{k}, \omega) - F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, \omega) A_p(\vec{k}, \omega)}{\partial\varepsilon(\vec{k}, \omega) / \partial\omega} \right\}_{\omega=\mp i\Gamma_k} \quad (4.22)$$

ve proton için

$$\delta n_p^\mp(\vec{k}) = - \left\{ \frac{[1 + F_0^{nn} \chi_n(\vec{k}, \omega)] A_p(\vec{k}, \omega) - F_0^{pn} \chi_p(\vec{k}, \omega) A_n(\vec{k}, \omega)}{\partial\varepsilon(\vec{k}, \omega) / \partial\omega} \right\}_{\omega=\mp i\Gamma_k} \quad (4.23)$$

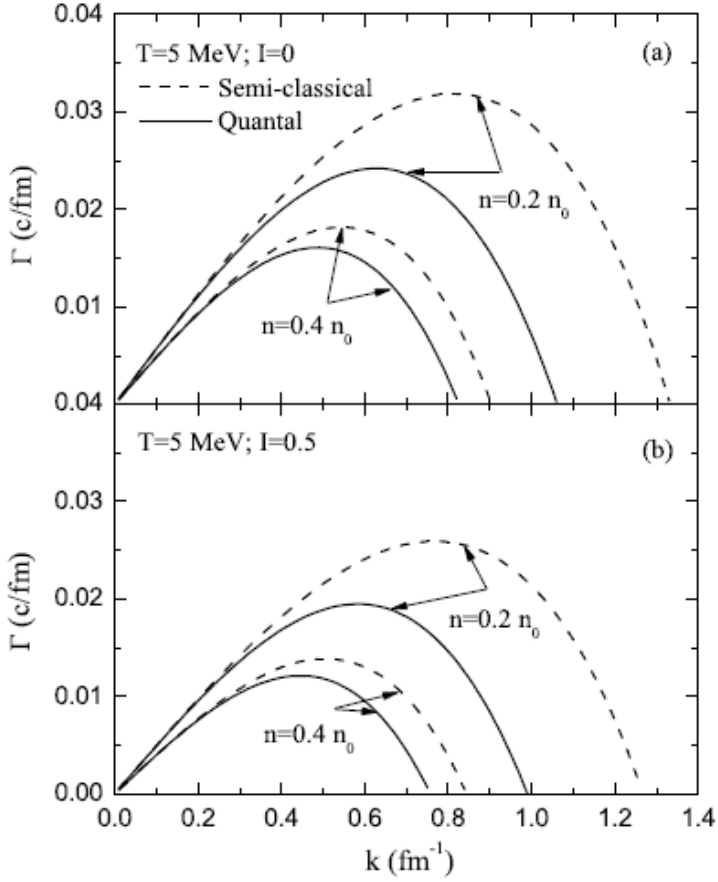
ile verilir. Modların zaman içinde artış ve çöküş hızları ( $\omega = \mp i\Gamma_k$ ) dağılım bağıntısı  $\varepsilon(\vec{k}, \omega) = 0$  tarafından tayin edilir, yani suseptibilitenin köklerinden bulunur.

Nümerik hesaplarda referans [18] de kullanılan ve şu şekilde verilen Skyrme potansiyeli kullanıldı,

$$U_a(n_n, n_p) = A \left( \frac{n}{n_0} \right) + B \left( \frac{n}{n_0} \right)^{\alpha+1} + C \left( \frac{n'}{n_0} \right) \tau_a + \frac{1}{2} \frac{dC}{dn} \frac{n'^2}{n_0} - D\Delta n + D'\Delta n' \tau_a \quad (4.24)$$

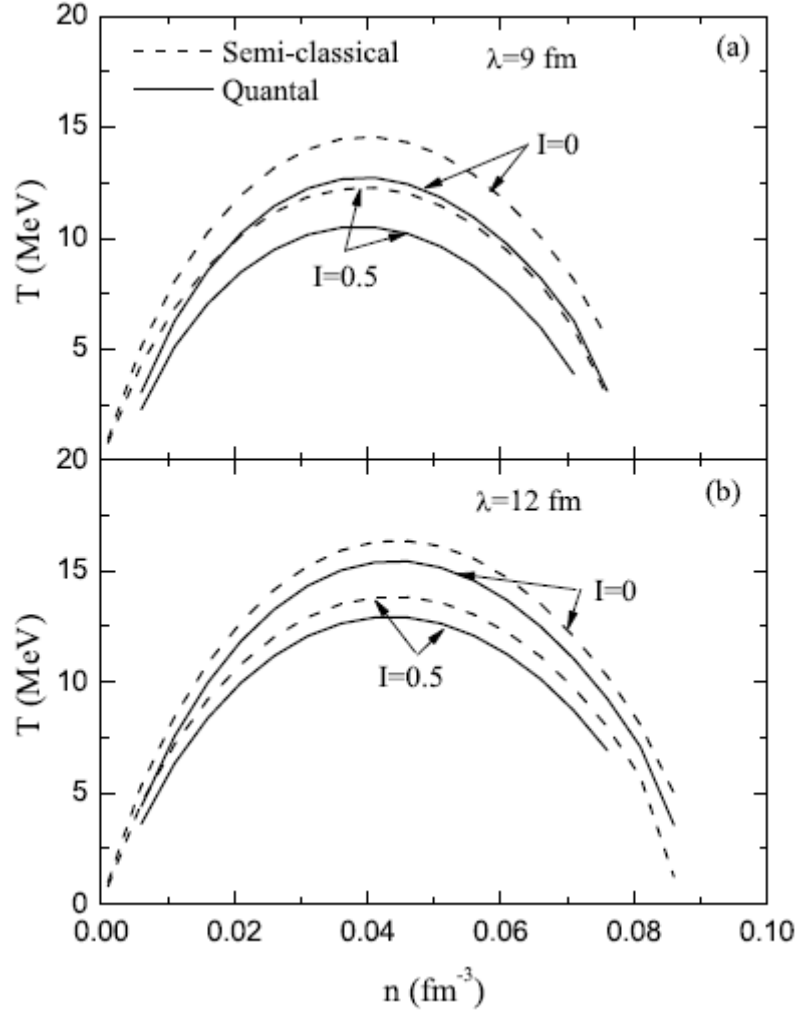
Burada,  $n = n_n + n_p$  ve  $n' = n_n - n_p$  toplam ve relatif yoğunlukları tanımlar. İzospin sayısı nötron için  $\tau_a = +1$  ve proton için  $\tau_a = -1$  kullanıldı. Diğer parametreler,  $A = -356.8 \text{ MeV}$ ,  $B = +303.9 \text{ MeV}$ ,  $\alpha = 1/6$  ve  $D = +130.0 \text{ MeV fm}^5$  simetrik maddenin özellikleri olan bağlanma enerjisi  $\varepsilon_0 = 15.7 \text{ MeV/nucleon}$ , dengedeki yoğunluğu  $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ , sıkışma katsayısı  $K = 201 \text{ MeV}$  ve kütle formülündeki yüzey enerjisi katsayısı  $a_{surf} = 18.6 \text{ MeV}$  [18] kullanılarak saptanır. Hesaplarda  $D' = +34 \text{ MeV fm}^5$  kullanıldı. Bu değer  $SKM^*$  etkileşmesinde verilen değere yakındır [14]. Potansiyel simetri enerji katsayısı  $C(n) = C_1 - C_2(n/n_0)^\alpha$  olup burada  $C_1 = +124.9 \text{ MeV}$  ve  $C_2 = +93.5 \text{ MeV}$  kullanıldı. Kütle formülündeki yüzey enerjisi katsayısı denge yoğunluğunda hesaplanır ise  $a_{sym} = \varepsilon_F(n_0)/3 + C(n_0)/2 = 36.9/3 + 31.4/2 = 28.0 \text{ MeV}$  olarak bulunur.

Şekil (4.1),  $T = 5 \text{ MeV}$  sıcaklıktaki simetrik ( $I=0$ ) ve asimetrik ( $I=0.5$ ) nükleer madde için,  $n = 0.2n_0$  ve  $n = 0.4n_0$  yoğunluklarına karşılık gelen dağılım bağıntısını spinodal bölgesinde dalga vektörünün bir fonksiyonu olarak göstermektedir. Burada başlangıç simetri ifadesi  $I = (n_n^0 - n_p^0)/(n_n^0 + n_p^0)$  olarak alındı. Düşük yoğunluklarda, en kararsız modların dalga numarası Fermi momentumu mertebesinde olduğu için, Lindhard fonksiyonunun uzun dalga boyu açılımı, yani yarı-klasik yaklaşımı geçerli değildir, dolayısıyla dağılım bağıntısında önemli kuantum etkileri ortaya çıkar [5]. Düşük yoğunlukta  $n = 0.2n_0$ , kuantum hesaplarında baskın kararsız modlar  $\lambda \approx 8-10 \text{ fm}$  etrafında dar bir aralıkta olmasına rağmen, yarı-klasik hesaplarda  $\lambda \approx 7 \text{ fm}$  civarında daha geniş bir aralığa dağılmıştır. Bunun sonucu olarak, sistem kuantum hesaplarında yarı-klasik hesaplara nazaran daha iri damlalara parçalanma eğilimi gösterir. Aynı zamanda kuantum etkiler dağılım bağıntısının en yüksek değerini yaklaşık 1/4 oranında düşürmektedir. Dolayısıyla kuantum etkilerinden dolayı dalgaların gelişmesi daha uzun zaman almaktadır. Daha yüksek yoğunlukta  $n = 0.4n_0$ , dağılım bağıntısı daha uzun dalga boylarına doğru kaymakla beraber, düşük yoğunluğa benzer bir davranış göstermektedir. Yük bakımından asimetrik madde de benzer davranışları gösterir.



Şekil (4.1): Spinodal bölgesinde dalga sayısının fonksiyonu olarak kararsız modların büyüme katsayısı.

Şekil (4.2), farklı başlangıç yük asimetri değerleri  $I=0$  ve  $I=0.5$  olan nükleer maddeler için, dalga boyu  $\lambda=9$  fm ve  $\lambda=12$  fm modlarının spinodal bölgesinde kararsızlık sınırlarını göstermektedir. Asimetri arttıkça spinodal bölgesinin, kuantum ve yarı-klasik hesaplarda, daralmakta olduğu görülmektedir. Ayrıca, spinodal bölgesi kuantum hesaplarında yarı-klasik hesaplara nazaran daha küçülmektedir. Kararsız modlar simetrik ve asimetrik durumlarda kuantal etkiler tarafından söndürülür.



Şekil (4.2): Kararsız modların yoğunluk-sıcaklık faz diagramı.

Bu bölümde, yük bakımından asimetrik nükleer maddede lokal yoğunluk dalgalanmalarının zamana bağlı gelişimi hesaplandı. Yoğunluk korelasyon fonksiyonun spektral dağılımı, yoğunluk dalgalanmalarının ikinci momentine

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{ab}(\vec{k}, t)(2\pi)^3 \delta(\vec{k} - \vec{k}') &= \overline{\tilde{\sigma}_a(\vec{k}, t)\tilde{\sigma}_b(-\vec{k}', t)} \\ &= \overline{\delta n_a^+(\vec{k})\delta n_b^+(-\vec{k}')e^{2\Gamma_k}} + \overline{\delta n_a^+(\vec{k})\delta n_b^-(-\vec{k}')} + \overline{\delta n_a^-(\vec{k})\delta n_b^+(-\vec{k}')} + \overline{\delta n_a^-(\vec{k})\delta n_b^-(-\vec{k}')e^{-2\Gamma_k}} \end{aligned} \quad (4.25)$$

ifadesiyle bağlıdır. Burada sağ taraftaki çizgi, altındaki ifadenin küme üzerinden ortalamasını göstermektedir. Bu ortalama, (4.21), (4.22) ve (4.23) ifadelerindeki kaynak teriminin  $A_a(\vec{k}, \omega)$  dağılım fonksiyonunu kullanarak hesaplanabilir. Suseptibilitenin sadece imajiner olması nedeniyle

$\partial \varepsilon(-\vec{k}, \omega) / \partial \omega = -\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega) / \partial \omega$  ve kuantal Lindhard fonksiyonlarının  $\chi_a(\vec{k}, i\Gamma) = \chi_a(\vec{k}, -i\Gamma) = \chi_a(-\vec{k}, i\Gamma) = \chi_a(-\vec{k}, -i\Gamma)$  özelliklerini sağlar. Her iki kök  $w = \pm i\Gamma$  için, (4.3) ifadesindeki  $\delta_{ab}$  her iki nükleonun aynı olmasını gerektirdiğinden dolayı  $\overline{A_n(\vec{k}, w) A_p(\vec{k}, w)} = \overline{A_p(\vec{k}, w) A_n(\vec{k}, w)} = 0$  olur. Bu ifadeler (4.25) denkleminin açılımındaki terimleri içinde kullanılırsa, yoğunluk korelasyon fonksiyonun spektral dağılımı için

$$\tilde{\sigma}_{ab}(\vec{k}, t) = \frac{E_{ab}^+(\vec{k}, i\Gamma)}{|\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega) / \partial \omega|_{\omega=i\Gamma}|^2} (e^{+2\Gamma k t} + e^{-2\Gamma k t}) + \frac{2E_{ab}^-(\vec{k}, i\Gamma)}{|\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega) / \partial \omega|_{\omega=i\Gamma}|^2} \quad (4.26)$$

denklemini elde edilir. (4.26) ifadesinin detaylı çıkarılışı Ek A içinde yapıldı.

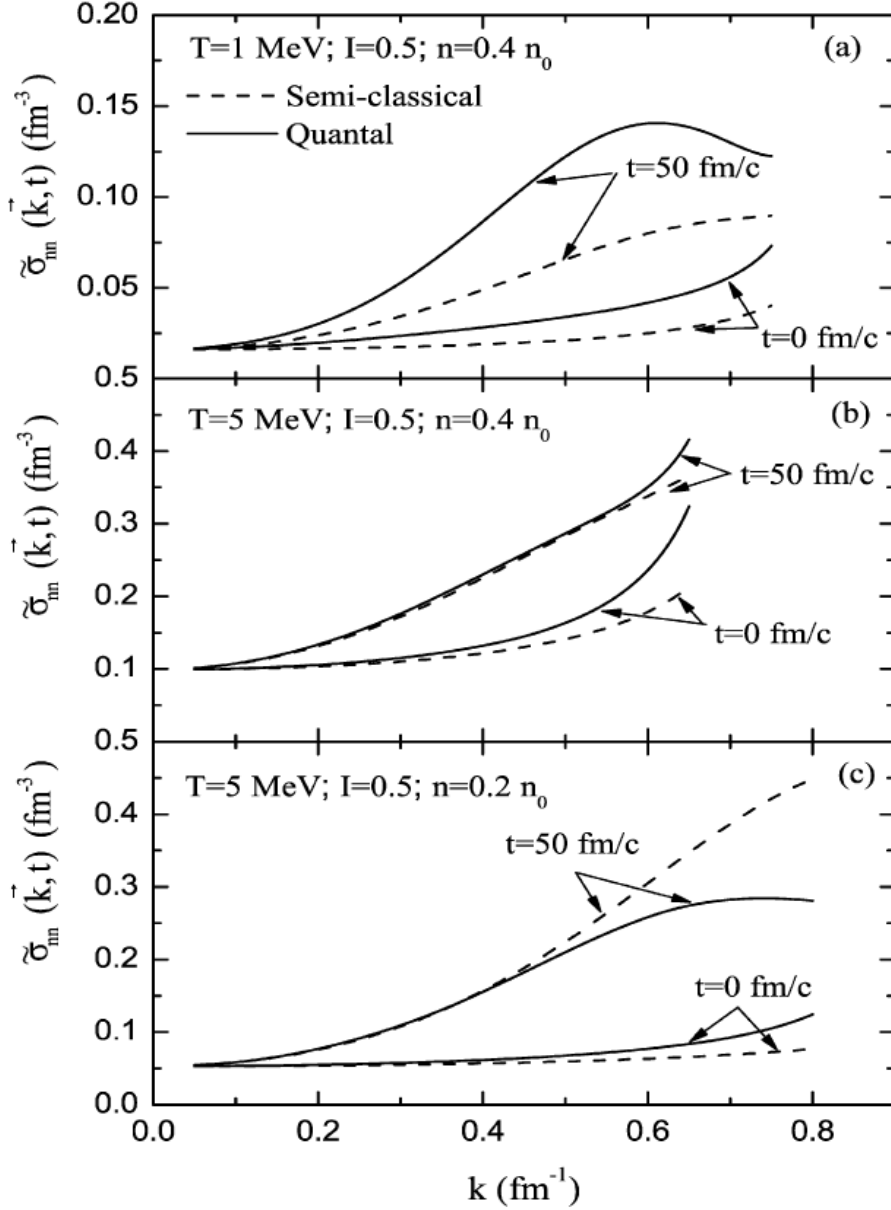
Yarı-klasik limitte bu ifadelerdeki  $I_a^\mp$  ve  $\chi_a(\vec{k}, \omega)$  integraller aşağıdaki ifadelerle yer değiştirilirse uzun dalga boyu limitinde yarı-klasik karşılıkları

$$I_a^\mp(sc) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{(\hbar\Gamma)^2 \mp (\vec{p} \cdot \hbar\vec{k} / m)^2}{\left[ (\hbar\Gamma)^2 + (\vec{p} \cdot \hbar\vec{k} / m)^2 \right]^2} \rho_a(\vec{p})(1 - \rho_a(\vec{p})) \quad (4.27)$$

$$\chi_a^{sc}(\vec{k}, \omega) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{(\vec{p} \cdot \hbar\vec{k} / m)^2}{(\hbar\Gamma_k)^2 + (\vec{p} \cdot \hbar\vec{k} / m)^2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \rho_a \quad (4.28)$$

bulunur.

Şekil (4.3a), sıcaklığı  $T = 1$  MeV, asimetrisi  $I = 0.5$ , yoğunluğu  $n = 0.4n_0$  olan, Şekil (4.3b) sıcaklığı  $T = 5$  MeV, asimetrisi  $I = 0.5$ , yoğunluğu  $n = 0.4n_0$  ve Şekil (4.3c) ise sıcaklığı  $T = 5$  MeV, asimetrisi  $I = 0.5$ , yoğunluğu  $n = 0.2n_0$  olan nükleer madde için  $t = 0$  ve  $t = 50$  fm/c zamanlarında, nötron yoğunluk korelasyon fonksiyonu spektral dağılım dalga numarasının fonksiyonu olarak göstermektedir. Şekilde, yoğunluk dalgalanmalarının başlangıç anında, özellikle kısalan dalga boylarına doğru, önemli ölçüde kuantum etkiler görülmektedir. Yoğunluk dalgalanmalarında, ilk şartlarında, kuantum istatistiksel etkiler düşük sıcaklıklarda daha etkin olarak kendini gösterir. Spektral dağılıma  $t = 50$  fm/c zamanında baktığımızda en fazla büyümenin baskın kararsız modlar aralığında olduğunu görmekteyiz.



Şekil (4.3): Nötron-nötron yoğunluk korelasyon fonksiyonunun spektrumu.

Proton ve nötron yoğunluk korelasyon fonksiyonları  $\sigma_{ab}(|\vec{r}-\vec{r}'|, t)$ , bunlara karşılık gelen spektral dağılımların Fourier dönüşümleri ile belirlenir. Yoğunluk korelasyon fonksiyonu iki nokta arasındaki mesafenin fonksiyonu olarak şu şekilde tanımlanır

$$\sigma_{ab}(|\vec{r}-\vec{r}'|, t) = \overline{\delta n_a(\vec{r}, t) \delta n_a(\vec{r}', t)} = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{i\vec{k}\cdot(\vec{r}-\vec{r}')} \tilde{\sigma}_{ab}(\vec{k}, t). \quad (4.29)$$

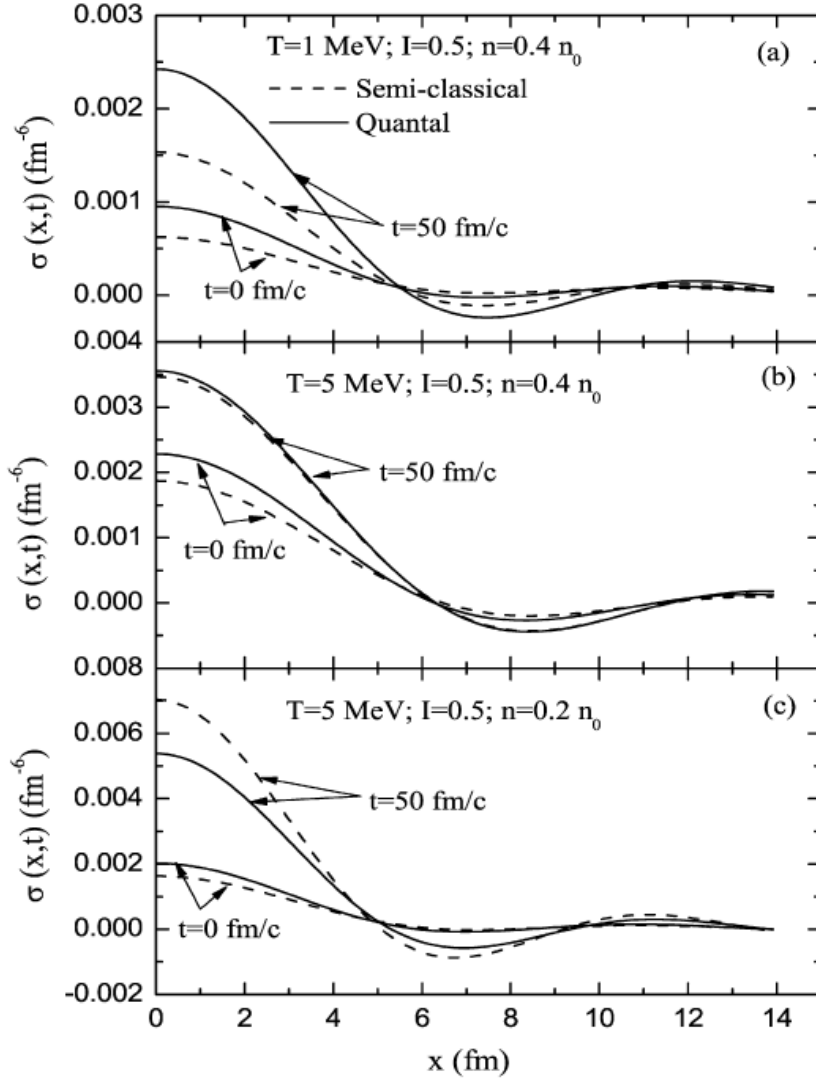
Bu ifadede  $\tilde{\sigma}_{ab}(\vec{k}, t)$  koralasyon fonksiyonunun spektral dağılımını göstermektedir ve bu dağılım yoğunluk dalgalanmalarının Fourier dönüşümünün  $\tilde{\sigma}_a(\vec{k}, t)$  ikinci momentine ilintili olarak

$$\tilde{\sigma}_{ab}(\vec{k}, t)(2\pi)^3 \delta(\vec{k} - \vec{k}') = \overline{\tilde{\sigma}_a(\vec{k}, t)\tilde{\sigma}_b(-\vec{k}', t)} \quad (4.30)$$

şeklinde tanımlanır. Bu ifadelerdeki üst çizgi başlangıç şartlarıyla belirlenen küme üzerinden hesaplanan ortalama değeri göstermektedir.

Toplam yoğunluk koralasyon fonksiyonu proton ve nötron üzerinden toplam alınarak ve çapraz terimlerle toplamı alınarak şöyle ifade edilir,  $\sigma(|\vec{r} - \vec{r}'|, t) = \sigma_{nn}(|\vec{r} - \vec{r}'|, t) + \sigma_{pp}(|\vec{r} - \vec{r}'|, t) + 2\sigma_{np}(|\vec{r} - \vec{r}'|, t)$ .

Şekil (4.4a), sıcaklığı  $T = 1$  MeV, asimetrisi  $I = 0.5$ , yoğunluğu  $n = 0.4n_0$  olan, Şekil (4.4b) sıcaklığı  $T = 5$  MeV, asimetrisi  $I = 0.5$ , yoğunluğu  $n = 0.4n_0$  ve Şekil (4.4c) ise sıcaklığı  $T = 5$  MeV, asimetrisi  $I = 0.5$ , yoğunluğu  $n = 0.2n_0$  olan nükleer madde için  $t = 0$  ve  $t = 50$  fm/c zamanlarında, toplam yoğunluk korelasyon fonksiyonu mesafenin fonksiyonu olarak göstermektedir. Yoğunluk koralasyon fonksiyonu sistemin spinodal bölgesinde kararsız dinamik davranış için faydalı bilgiler taşır. Koralasyon fonksiyonunun yarı maksimuma karşılık gelen genişliği kümelenmeye başlayan nükleer fragmentlerin ortalama büyüklükleri için bir ölçü vermektedir. Şekilde koralasyon mesafesinin  $n = 0.4n_0$  yoğunluğunda  $3.5$  fm ve  $n = 0.2n_0$  yoğunluğunda  $3.0$  fm olarak görülmektedir.



Şekil (4.4): Toplam yoğunluk korelasyon fonksiyonu.

Spinodal ayrışma esnasında, başlangıç yük asimetrisi sıvı fazdaki simetrilere doğru kayarken gaz fazı başka asimetrilere doğru hareket eder. Sonuç olarak, üretilen parçalar başlangıç yük simetrisinden daha çok simetrik olurlar. Bu ilginç etki deneysel olarak gözlenir ve düşük enerji nükleer maddede simetri enerji hakkında bilgi edinilmesine yol gösterir. Her olay için yoğunluk dalgalanmalarının ilk gelişimi esnasında perturbative yük asimetrisi

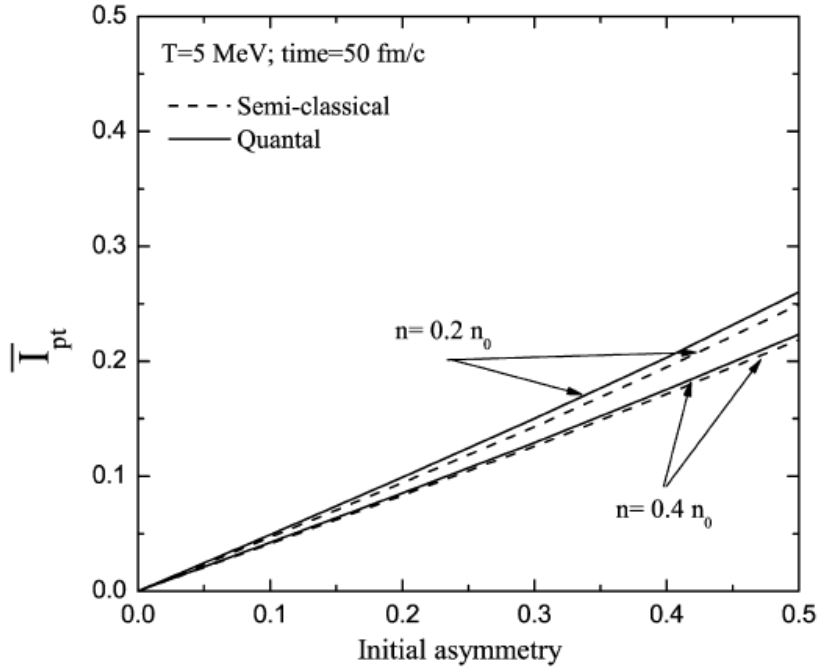
$$I_{pt} = \frac{\delta n_n(\vec{r}, t) - \delta n_p(\vec{r}, t)}{\delta n_n(\vec{r}, t) + \delta n_p(\vec{r}, t)} = \frac{[\delta n_n(\vec{r}, t)]^2 - [\delta n_p(\vec{r}, t)]^2}{[\delta n_n(\vec{r}, t) + \delta n_p(\vec{r}, t)]^2} \quad (4.31)$$



olarak tanımlanabilir. Bu niceliğin küme ortalama değeri ile ilgilenilirse yaklaşık olarak spinodal bozunmasının ilk anlarında perturbasyon asimetrisi

$$\bar{I}_{pt} = \frac{\sigma_{nn}(t) - \sigma_{pp}(t)}{\sigma_{nn}(t) + 2\sigma_{np}(t) + \sigma_{pp}(t)} \quad (4.32)$$

ifadesini kullanarak hesaplanabilir. Burada  $\sigma_{ab}(t) = \sigma_{ab}(|\bar{r} - \bar{r}'| = 0, t)$  lokal yoğunluk salınımlarının varyansını göstermektedir. Şekil (4.5),  $n = 0.4n_0$  ve  $n = 0.2n_0$  yoğunlukları ve  $T = 5$  MeV sıcaklığı için, perturbasyon asimetrisini başlangıç asimetrisinin fonksiyonu olarak göstermektedir. Beklendiği gibi, perturbasyon asimetrisi simetriye doğru kaymaktadır. Bu sıcaklıkta kuantum etkileri önemli bir rol oynamadığı ve sonuçların [18] numaralı referansdaki hesaplarla uyum içinde olduğu görülmektedir.



Şekil (4.5): Perturbasyon Asimetrisi.

Projenin bu ilk kısmında spinodal kararsızlıklara ve asimetric nükleer maddedeki yoğunluk dalgalanmalarının ilk gelişimine kuantal etkiler incelendi. Artan ve sönen kollektif modlar alınarak, spektral dağılımın zaman içindeki gelişimi hesaplandı. Suseptibilitenin köklerinden türetilen kuantal dağılım bağıntısı ile kararsız kollektif modların büyüme katsayıları incelendi. Spinodal kararsızlıkların kuantal etkilerini ve yarı-klasik

sonuçlarla karşılaştırdık Kuantal etkilerden dolayı kararsız modların uzun dalga boylarına kaydığı ve Fermi momentumundan daha büyük dalga numaralarında önemini kaybettiği bulundu.

## 5. Simetrik Nükleer Maddenin Spinodal Kararsızlıklarının Stokastik Relativistik Ortalama-Alan Yaklaşımında İncelenmesi

Projenin ilk bölümünde, tek parçacık yoğunluk matrisi için relativistik olmayan ortalama alan yaklaşımı kullanılarak nötron veya protonca zengin nükleer maddedeki spinodal kararsızlıkların kuantal etkilerini inceledik ve yarı-klasik sonuçlarla karşılaştırdık. Burada, nükleer maddenin spinodal dinamiğinin ilk gelişim evresi yoğunluğa bağlı Skyrme-tipi etkin etkileşmeler kullanılarak ve stokastik ortalama-alan yaklaşımı esas alınarak çalışıldı. Projenin ikinci kısmında ise aynı problem relativistik ortalama alan teorisinin stokastik genişletilmiş modeli çerçevesinde ele alınıp incelendi [18a].

Kuantum hadrodinamik (QHD) çerçevesinde, nükleer çok-parçacık sistemi baryon ve mezonların relativistik bir sistemi olarak düşünülür. Walecka modelinde (QHD-I modeli olarak da bilinir), nükleonlar arasındaki etkileşmeler  $m_s$  kütleli skaler  $\phi$  mezonu ve  $m_v$  kütleli vektör  $\omega$  mezonu tarafından yaratılır. Nükleonun alan operatörü  $\psi$ , skaler mezonun  $\phi$  ve vektör mezonun  $V_\mu$  olacak şekilde doğal birim sisteminde ( $\hbar = c = 1$ ) Lagrange yoğunluk fonksiyonu (QHD-I) [19-21]

$$L = \bar{\psi} \left[ \gamma^\mu (i\partial_\mu - g_v V_\mu) - (Mc^2 - g_s \phi) \right] \psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m_s^2 \phi^2) + g_s \bar{\psi} \psi \phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_v^2 V_\mu V^\mu - g_v \bar{\psi} \gamma^\mu \psi V_\mu \quad (5.1)$$

olur. Buradan, relativistik olmayan limitte etkin nükleon-nükleon potansiyel için

$$V(r) = \frac{g_v^2}{4\pi} \frac{e^{-m_v r}}{r} - \frac{g_s^2}{4\pi} \frac{e^{-m_s r}}{r} \quad (5.2)$$

ifadesi elde edilir ve etkileşmenin çekici ve itici özelliklerine karşılık gelirler. Lagrange yoğunluğundaki parametreler ortalama alan yaklaşımında nükleer maddenin deneysel değerlerine fit edilerek tespit edilir. Denge durumundaki nükleer maddenin Fermi momentumu  $k_F^0 = 1.3 \text{ fm}^{-1}$  veya yoğunluk  $\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$  ile nükleon başına bağlanma enerjisi  $(E/A)_0 = -15.75 \text{ MeV}$  kullanılarak  $C_s^2 = g_s^2(M/m_s)^2 = 354.7$  ve  $C_v^2 = g_v^2(M/m_v)^2 = 273.8$  bulunur. Bu yaklaşımda nükleer sıkıştırılabilirlik katsayısı  $K = 545 \text{ MeV}$  olarak elde edilir. Bu değer deneysel değerden daha büyüktür. Ayrıca etkin kütle için  $M^*/M = 0.541$  bulunur.

Euler-Lagrange denklemi kullanılarak, farklı alanlar için hareket denklemleri türetilir:

$$\begin{aligned}
\partial_\mu \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \phi)} - \frac{\partial L}{\partial \phi} &= 0 \Rightarrow \partial_\mu \partial^\mu \phi - [g_s \bar{\psi} \psi - m_s^2 \phi] = 0 \\
\partial_\mu \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu V^\nu)} - \frac{\partial L}{\partial V^\nu} &= 0 \Rightarrow \partial_\mu F_{\mu\nu} - [-g_v \bar{\psi} \gamma_\nu \psi + m_v^2 V_\nu] = 0 \\
\partial_\mu \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu \bar{\psi})} - \frac{\partial L}{\partial \bar{\psi}} &= 0 \Rightarrow 0 - [\gamma^\mu (i\partial_\mu - g_v V_\mu) - (M - g_s \phi)] \psi = 0
\end{aligned}
\tag{5.3}$$

En son denklem nükleon için Dirac denklemdir. Bu denklemler lineer olmayan ve birbirine bağlı denklemlerdir ve bu sistemi beraberce çözmek zordur. Bu nedenle yaklaşımlar kullanılarak çözüm aranır. Ortalama alan yaklaşımında, mezon alan operatörleri yerine onların temel durum beklenen değerleri  $\phi \rightarrow \langle \phi \rangle$  ve  $V_\mu \rightarrow \langle V_\mu \rangle$  olan klasik karşılıkları alınarak nükleer yoğunluklar cinsinden yazılırlar

$$\begin{aligned}
(\partial_\mu \partial^\mu + m_s^2) \langle \phi \rangle &= g_s \langle \bar{\psi} \psi \rangle = g_s \rho_s \\
(\partial_\mu \partial^\mu + m_v^2) \langle V^\nu \rangle &= g_v \langle \bar{\psi} \gamma^\nu \psi \rangle \Rightarrow \begin{cases} (\partial_\mu \partial^\mu + m_v^2) \langle V^0 \rangle = g_v \langle \bar{\psi} \gamma^0 \psi \rangle = g_v \rho_B \\ (\partial_\mu \partial^\mu + m_v^2) \langle \vec{V} \rangle = g_v \langle \bar{\psi} \vec{\gamma} \psi \rangle = g_v \vec{\rho}_B \end{cases}
\end{aligned}
\tag{5.4}$$

Alan denklemleri denge etrafında lineerize edilirse

$$\begin{aligned}
(\partial_\mu \partial^\mu + m_s^2)(\phi_0 + \delta\phi) &= g_s(\rho_s^0 + \delta\rho_s) \Rightarrow \begin{cases} m_s^2 \phi_0 = g_s \rho_s^0 \\ (\partial_\mu \partial^\mu + m_s^2) \delta\phi = g_s \delta\rho_s \end{cases} \\
(\partial_\mu \partial^\mu + m_v^2)(V_0^0 + \delta V_0) &= g_v(\rho_B^0 + \delta\rho_B) \Rightarrow \begin{cases} m_v^2 V_0^0 = g_v \rho_B^0 \\ (\partial_\mu \partial^\mu + m_v^2) \delta V_0 = g_v \delta\rho_B \end{cases} \\
(\partial_\mu \partial^\mu + m_v^2)(\vec{V}_0 + \delta\vec{V}) &= g_v(\vec{\rho}_v^0 + \delta\vec{\rho}_v) \Rightarrow \begin{cases} m_v^2 \vec{V}_0 = g_v \vec{\rho}_v^0 = 0 \\ (\partial_\mu \partial^\mu + m_v^2) \delta\vec{V} = g_v \delta\vec{\rho}_v \end{cases}
\end{aligned} \tag{5.5}$$

ifadeleri elde edilir. Mezon alanlarındaki dalgalanmalar, yoğunluklardaki dalgalanmalar cinsinden

$$\delta\phi = \left[ \frac{g_s}{-w^2 + k^2 + m_s^2} \right] \delta\rho_s \tag{5.6}$$

$$\delta V_0 = \left[ \frac{g_v}{-w^2 + k^2 + m_v^2} \right] \delta\rho_B \tag{5.7}$$

$$\delta\vec{V} = \left[ \frac{g_v}{-w^2 + k^2 + m_v^2} \right] \delta\vec{\rho}_v \tag{5.8}$$

bağıntıları ile bulunur. Paydadaki frekans terimi ihmal edilebilir,  $-w^2 + k^2 + m_i^2 \approx k^2 + m_i^2$ . Ayrıca,  $m_s^2 \phi_0 = g_s \rho_s^0$  ve  $m_v^2 V_0^0 = g_v \rho_B^0$  bağıntıları vardır ve  $M_0^* = M - g_s \phi_0$  bağıntısını kullanarak  $\phi_0 = (M - M_0^*) / g_s$  elde edilir.

Baryon alanı için elde edilen Dirac denklemindeki Hamiltonyen ifadesi yarı-klasik limitte

$$h = \sqrt{(\vec{p} - g_v \vec{V})^2 + (M - g_s \phi)^2} + g_v V_0 \tag{5.9}$$

formundadır. Bu  $h = h_0 + \delta h$  şeklinde denge civarında lineerize edilirse

$$\delta h = \left( \frac{\partial h}{\partial V_i} \right)_0 \delta V_i + \left( \frac{\partial h}{\partial V_0} \right)_0 \delta V_0 + \left( \frac{\partial h}{\partial \phi} \right)_0 \delta \phi \tag{5.10}$$

olur. Yukarıdaki ifadeler kullanılarak

$$\begin{aligned}
h_0 &= \sqrt{(\vec{p}-0)^2 + \left(M - g_s \frac{M - M_0^*}{g_s}\right)^2} + g_v \frac{g_v}{m_v^2} \rho_B^0 \\
&= \sqrt{(\vec{p})^2 + (M_0^*)^2} + \frac{g_v^2}{m_v^2} \rho_B^0 = \varepsilon_0^* + \left(\frac{g_v}{m_v}\right)^2 \rho_B^0
\end{aligned} \tag{5.11}$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial h}{\partial V_0}\right)_0 &= g_v \\
\left(\frac{\partial h}{\partial \phi}\right)_0 &= \frac{-g_s (M - g_s \phi_0)}{\sqrt{(\vec{p})^2 + (M - g_s \phi_0)^2}} = -g_s \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \\
\left(\frac{\partial h}{\partial V_i}\right)_0 &= \frac{-g_v p_i}{\sqrt{(\vec{p})^2 + (M - g_s \phi_0)^2}} = -g_v \frac{p_i}{\varepsilon_0^*}
\end{aligned} \tag{5.12}$$

$$\begin{aligned}
\delta h &= -g_v \frac{p_i}{\varepsilon_0^*} \delta V_i + g_v \delta V_0 - g_s \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \delta \phi \\
&= -g_v \frac{1}{\varepsilon_0^*} \vec{p} \cdot \delta \vec{\rho}_v \frac{g_v}{-w^2 + k^2 + m_v^2} + g_v \frac{g_v}{-w^2 + k^2 + m_v^2} \delta \rho_B \\
&\quad - g_s \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \frac{g_s}{(-w^2 + k^2 + m_s^2)} \delta \rho_s
\end{aligned} \tag{5.13}$$

bulunur.

Nükleonlar için Dirac denklemi çözülebilir. Çalışmamızda, nükleer maddenin spiniodal kararsızlıkları için relativistik Vlasov denklemini esas alan yarı-klasik bir yaklaşım kullandık. Bu nedenle hesaplarda anti-baryon katkıları ihmal ettik.

Nükleonlar için faz dağılım fonksiyonu  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  kullanılarak relativistik Vlasov denklemi [22]

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{p}, t) + \vec{\nabla}_p h(\vec{r}, \vec{p}) \cdot \vec{\nabla}_r f(\vec{r}, \vec{p}, t) - \vec{\nabla}_r h(\vec{r}, \vec{p}) \cdot \vec{\nabla}_p f(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0 \quad (5.14)$$

elde edilir. Bu ifadede  $\vec{\nabla}_p h(\vec{r}, \vec{p}) = \vec{v} = \vec{p}^* / \varepsilon^*$ ,  $h = \varepsilon^* + g_v V_0$ ,  $\vec{p}^* = \vec{p} - g_v \vec{V}$  ve  $\varepsilon^* = \sqrt{\vec{p}^{*2} - M^{*2}}$  alındı.

Ortalama alan yaklaşımında mezon alanlar klasik alanlar olarak alınır ve onların gelişimi için alan denklemleri elde edilir. Bu ifadelerdeki yoğunluklar faz uzayı dağılım fonksiyonu cinsinden aşağıdaki gibi yazılırlar

$$\rho_B(\vec{r}, t) = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} f(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (5.15)$$

$$\rho_s(\vec{r}, t) = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{M^*}{\varepsilon^*} f(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (5.16)$$

$$\bar{\rho}_v(\vec{r}, t) = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\vec{p}^*}{\varepsilon^*} f(\vec{r}, \vec{p}, t) . \quad (5.17)$$

Burada, spin-izospin faktörü nötron maddesi için  $\gamma = 2$  ve nükleer madde için  $\gamma = 4$  dür.

Simetrik nükleer maddede yoğunluk dalgalanmalarının ilk evresi ve kararsızlıkların araştırılması için relativistik Vlasov denklemi denge civarında lineerize edilir. Faz uzayı dağılım fonksiyonunun denge civarında küçük genlikli dalgalanmaları için  $\delta f(\vec{r}, \vec{p}, t) = f(\vec{r}, \vec{p}, t) - f_0(p)$  ifadesi kullanılırsa lineerize edilen relativistik Vlasov denkleminde

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta f(\vec{r}, \vec{p}, t) + \vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}_r \delta f(\vec{r}, \vec{p}, t) - \vec{\nabla}_r \delta h(\vec{r}, \vec{p}) \cdot \vec{\nabla}_p f_0(p) = 0 \quad (5.18)$$

olarak bulunur. Bu denkleme zamana göre tek-yönlü Fourier dönüşümü uygulanırsa ve  $\delta \tilde{\rho}_i(\vec{k}, w) = \int_0^\infty dt e^{iwt} \delta \rho_i(\vec{k}, t)$  eşitliği kullanılırsa

$$\delta \tilde{f}(\vec{k}, \vec{p}, \omega) = \left[ \frac{M_0^*}{e_0^*} \tilde{g}_s^2 \delta \tilde{\rho}_s(\vec{k}, \omega) - \tilde{g}_v^2 \delta \tilde{\rho}_b(\vec{k}, \omega) + \tilde{g}_v^2 \frac{\vec{p}}{e_0^*} \cdot \delta \tilde{\rho}_v(\vec{k}, \omega) \right] \frac{\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_p f_0(p)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} - i \frac{\delta \tilde{f}(k, p, 0)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} \quad (5.19)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $\delta \tilde{f}(\vec{k}, \vec{p}, 0)$  başlangıç dalgalanmaların Fourier dönüşümünü verir. Bu ifade de kısa notasyon olarak  $\tilde{g}_s^2 = g_s^2 / (k^2 + m_s^2)$  ve  $\tilde{g}_v^2 = g_v^2 / (k^2 + m_v^2)$  kullanıldı.

Faz uzayı dağılım fonksiyonunun cinsinden yoğunluk dalgalanmaları

$$\delta \rho_B(\vec{k}, \omega) = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \delta \tilde{f}(\vec{k}, \vec{p}, \omega) \quad (5.20)$$

$$\begin{aligned} \delta \tilde{\rho}_s(\vec{k}, \omega) &= \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \delta \left( \frac{M^*}{e^*} \right) f_0(p) + \frac{M_0^*}{e_0^*} \delta \tilde{f}(\vec{k}, p, \omega) \right) \\ &= \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left\{ \left[ \tilde{g}_v^2 \frac{M_0^*}{e_0^{*3}} \vec{p} \cdot \delta \tilde{\rho}_v(\vec{k}, \omega) - \tilde{g}_s^2 \frac{p^2}{e_0^{*3}} \delta \tilde{\rho}_s(\vec{k}, \omega) \right] f_0(p) + \frac{M_0^*}{e_0^*} \delta \tilde{f}(\vec{k}, p, \omega) \right\} \end{aligned} \quad (5.21)$$

$$\begin{aligned} \delta \tilde{\rho}_v(\vec{k}, \omega) &= \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \delta \left( \frac{\vec{p}^*}{e^*} \right) f_0(p) + \frac{\vec{p}}{e_0^*} \delta \tilde{f}(\vec{k}, p, \omega) \right) \\ &= \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left\{ \left[ \tilde{g}_v^2 \frac{\vec{p}}{e_0^{*3}} \vec{p} \cdot \delta \tilde{\rho}_v(\vec{k}, \omega) - \tilde{g}_v^2 \frac{\delta \tilde{\rho}_v(\vec{k}, \omega)}{e_0^*} + \tilde{g}_s^2 \frac{M_0^*}{e_0^{*3}} \vec{p} \cdot \delta \tilde{\rho}_s(\vec{k}, \omega) \right] f_0(p) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\vec{p}}{e_0^*} \delta \tilde{f}(\vec{k}, p, \omega) \right\} \end{aligned} \quad (5.22)$$

olur.  $\delta \tilde{f}(\vec{k}, \vec{p}, \omega)$  ifadesi her iki yandan  $M_0^*/e_0^*$ ,  $1$ ,  $\vec{p}/e_0^*$  ile çarpılır ve momentum üzerinden integralleri alınırsa lineer katsayılı üç tane bağlı denklem elde edilir. Bu hesapta boyuna kararsız modların spinodal dinamiği

inceleceğinden  $\delta\tilde{\rho}_v(\vec{k}, \omega) = \delta\tilde{\rho}_v(\vec{k}, \omega)\hat{k}$  olacaktır. Boyuna modlar için denklem seti matris formunda

$$\begin{pmatrix} A_1 & A_2 & A_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \\ C_1 & C_2 & C_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\tilde{\rho}_v(\vec{k}, \omega) \\ \delta\tilde{\rho}_s(\vec{k}, \omega) \\ \delta\tilde{\rho}_b(\vec{k}, \omega) \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} \tilde{S}_b(\vec{k}, \omega) \\ \tilde{S}_s(\vec{k}, \omega) \\ \tilde{S}_v(\vec{k}, \omega) \end{pmatrix} \quad (5.23)$$

Olarak ifade edilebilir. Bu tanımlamada stokastik kaynak terimleri

$$\begin{pmatrix} \tilde{S}_b(\vec{k}, \omega) \\ \tilde{S}_s(\vec{k}, \omega) \\ \tilde{S}_v(\vec{k}, \omega) \end{pmatrix} = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \begin{pmatrix} 1 \\ M_0^*/e_0^* \\ \vec{p} \cdot \hat{k} / e_0^* \end{pmatrix} \frac{\delta\tilde{f}(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} \quad (5.24)$$

formundadır. Katsayı matrisinin elemanları, uzun dalga boylarında relativistik Lindhard fonksiyonları olan

$$\begin{pmatrix} \chi_v(\vec{k}, \omega) \\ \chi_s(\vec{k}, \omega) \\ \chi_b(\vec{k}, \omega) \end{pmatrix} = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \begin{pmatrix} \vec{p} \cdot \hat{k} / e_0^* \\ M_0^*/e_0^* \\ 1 \end{pmatrix} \frac{\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_p f_0(p)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} \quad (5.25)$$

ve diğer üç yeni tanımlanan fonksiyon

$$\tilde{\chi}_s(\vec{k}, \omega) = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left[ \frac{p^2}{e_0^{*3}} f_0(p) - \frac{M_0^{*2}}{e_0^{*2}} \frac{\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_p f_0(p)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} \right] \quad (5.26)$$

$$\tilde{\chi}_v(\vec{k}, \omega) = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \vec{p} \cdot \hat{k} \left[ \frac{M_0^*}{e_0^{*2}} \frac{\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_p f_0(p)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} \right] \quad (5.27)$$

$$\tilde{\chi}_b(\vec{k}, \omega) = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left[ \frac{e_0^{*2} - (\vec{p} \cdot \hat{k})^2}{e_0^{*3}} f_0(p) - \frac{(\vec{p} \cdot \hat{k})^2}{e_0^{*2}} \frac{\vec{k} \cdot \vec{\nabla}_p f_0(p)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} \right] \quad (5.28)$$

cinsinden



$$\begin{pmatrix} A_1 & A_2 & A_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \\ C_1 & C_2 & C_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\tilde{g}_v^2 \chi_v(\vec{k}, \omega) & -\tilde{g}_s^2 \chi_s(\vec{k}, \omega) & 1 + \tilde{g}_v^2 \chi_b(\vec{k}, \omega) \\ -\tilde{g}_v^2 \tilde{\chi}_v(\vec{k}, \omega) & 1 + \tilde{g}_s^2 \tilde{\chi}_s(\vec{k}, \omega) & +\tilde{g}_v^2 \chi_s(\vec{k}, \omega) \\ 1 + \tilde{g}_v^2 \tilde{\chi}_b(\vec{k}, \omega) & -\tilde{g}_s^2 \tilde{\chi}_v(\vec{k}, \omega) & +\tilde{g}_v^2 \chi_v(\vec{k}, \omega) \end{pmatrix} \quad (5.29)$$

olarak tanımlanırlar.

Bu denklem sistemi skaler yoğunluk dalgalanması  $\delta\tilde{\rho}_s(\vec{k}, \omega)$ , baryon yoğunluk dalgalanması  $\delta\tilde{\rho}_b(\vec{k}, \omega)$  ve akım yoğunluk dalgalanması  $\delta\tilde{\rho}_v(\vec{k}, \omega)$  için çözülebilir. Baryon yoğunluk dalgalanması için çözüm  $D_1 = B_1C_2 - B_2C_1$ ,  $D_2 = C_1A_2 - C_2A_1$ ,  $D_3 = A_1B_2 - A_2B_1$  kısa tanımları kullanılarak

$$\delta\tilde{\rho}_b(\vec{k}, \omega) = i \frac{D_1 \tilde{S}_b(\vec{k}, \omega) + D_2 \tilde{S}_s(\vec{k}, \omega) + D_3 \tilde{S}_v(\vec{k}, \omega)}{\varepsilon(\vec{k}, \omega)} \quad (5.30)$$

şeklinde verilir. Burada  $\varepsilon(\vec{k}, \omega) = A_3D_1 + B_3D_2 + C_3D_3$  ifadesi suseptibilite ifadesini göstermektedir.

Rezidü teoremi ile zamana göre ters Fourier transformasyonu alınarak baryon yoğunluk dalgalanmasının zaman içindeki gelişimi bulunur. Yükselen ve sönen kollektif modlar için

$$\delta\tilde{\rho}_b(\vec{k}, t) = \delta\rho_b^+(\vec{k})e^{+\Gamma_k t} + \delta\rho_b^-(\vec{k})e^{-\Gamma_k t} \quad (5.31)$$

olur. Yükselen ve sönen modlarla ilgili baryon yoğunluk dalgalanmalarının başlangıç anındaki genlikleri

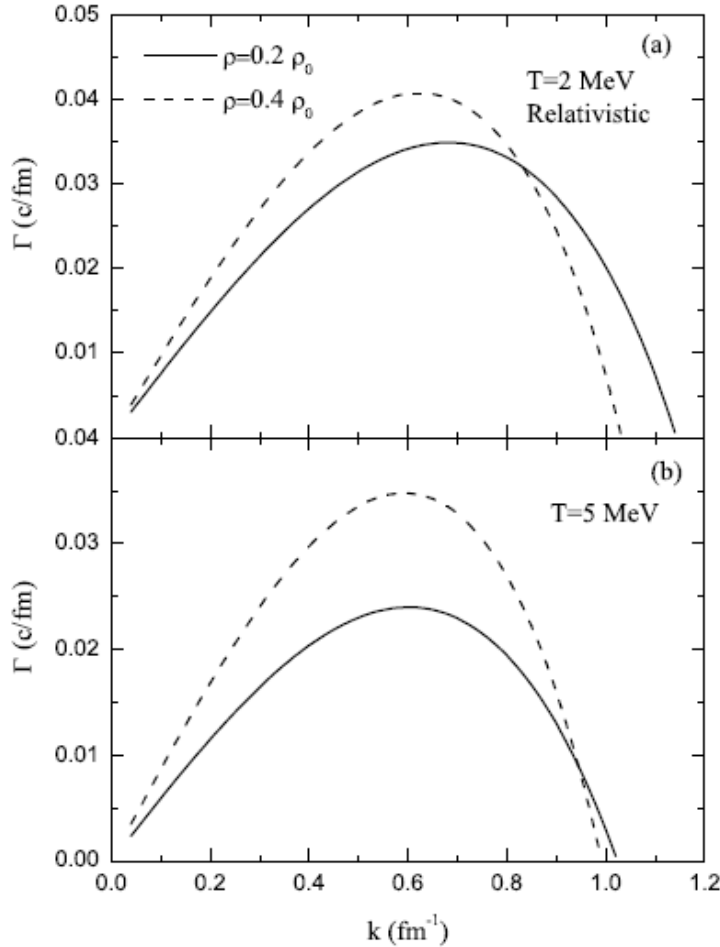
$$\delta\rho_b^\mp(\vec{k}) = - \left\{ \frac{D_1 \tilde{S}_b(\vec{k}, \omega) + D_2 \tilde{S}_s(\vec{k}, \omega) + D_3 \tilde{S}_v(\vec{k}, \omega)}{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega) / \partial \omega} \right\}_{\omega = \mp i\Gamma_k} \quad (5.32)$$

ile verilir. Modların yükselme ve sönme katsayıları suseptibilitenin köklerine bağlı olarak  $\varepsilon(\vec{k}, \omega) = 0$  dağılım bağıntısından elde edilir.

Nümerik hesaplarda, dengedeki yoğunluk  $\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$ , skaler mezonun kütlesi  $m_s = 500 \text{ MeV}$ , vektör mezonun kütlesi  $m_v = 783 \text{ MeV}$  ve diğer sabitler için  $C_s^2 = g_s^2(M/m_s)^2 = 354.7$  ve  $C_v^2 = g_s^2(M/m_v)^2 = 273.8$  kullanıldı. İki

farklı sıcaklık ( $T = 2 \text{ MeV}$  ve  $T = 5 \text{ MeV}$ ) ve iki farklı başlangıç baryon yoğunluk ( $\rho_b = 0.2\rho_0$  ve  $\rho_b = 0.4\rho_0$ ) değerleri için hesaplar yapıldı.

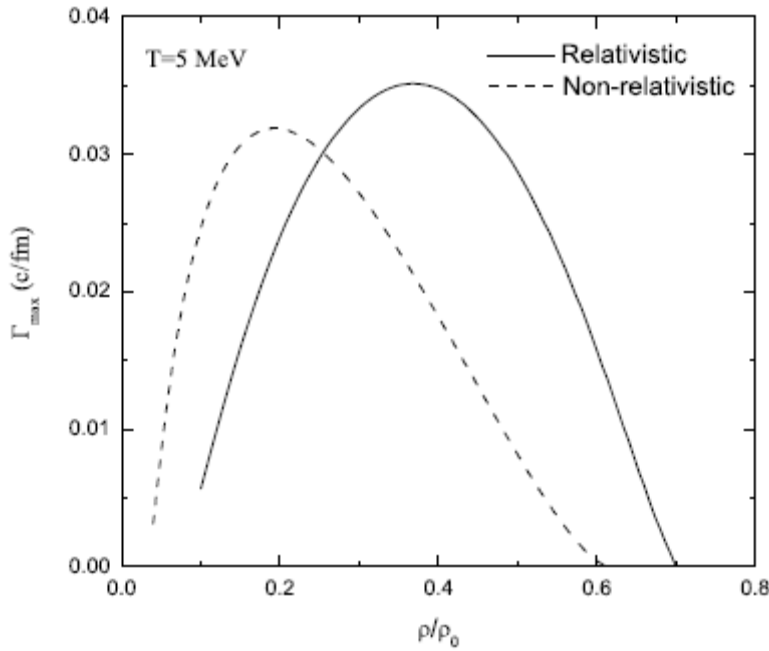
Şekil (5.1)'de iki farklı başlangıç baryon yoğunluğunda spinodal bölgede dalga numarasının (veya dalga boyunun) bir fonksiyonu olarak kararsız modların büyüme katsayıları  $T = 2 \text{ MeV}$  ve  $T = 5 \text{ MeV}$  sıcaklıkları için verildi. Hesapları önceki relativistik olmayan hesaplarımızla direkt karşılaştırmak zor olsa da, her iki hesapta önemli farklar olduğu görüldü. Relativistik hesaplarda her iki yoğunlukta da en kararsız modlarda  $k = 0.6 \text{ fm}^{-1}$  civarında yoğunlaşma var. Relativistik olmayan hesaplarda başlangıç baryon yoğunluğu  $\rho_b = 0.2\rho_0$  durumunda  $k = 0.8 \text{ fm}^{-1}$  değerine doğru bir kayma varken  $\rho_b = 0.4\rho_0$  durumunda ise  $k = 0.5 \text{ fm}^{-1}$  değerine doğru bir kayma olmaktadır.



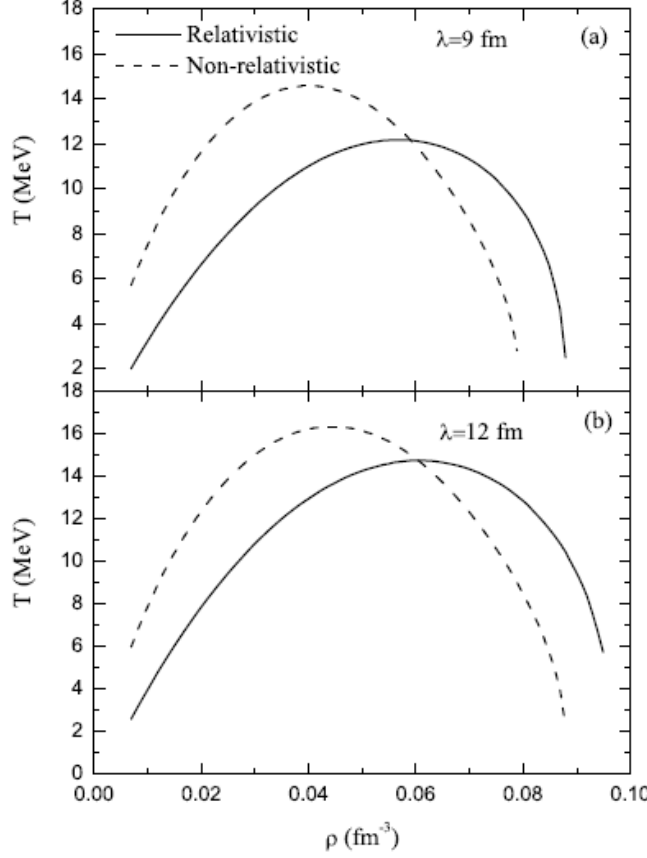
Şekil (5.1): Kararsız modların büyüme katsayısı.

Şekil (5.2)'de yoğunluğun fonksiyonu olarak en kararsız modların büyüme oranları için relativistik ve relativistik olmayan hesaplar verildi. Relativistik olmayan hesaplarda sistem  $\rho_b = 0.2\rho_0$  civarında düşük yoğunluklarda en kararsız davranışı gösterirken relativistik hesapta  $\rho_b = 0.4\rho_0$  civarında daha yüksek yoğunluklarda en kararsız davranışı gösterir.

Şekil (5.3)'de ise  $\lambda = 9.0 fm$  ve  $\lambda = 12.0 fm$  dalga boylarında kararsız modların spinodal bölgesinin sınırları verildi. Relativistik hesaplarda, kararsız davranış daha yüksek yoğunluklara doğru kaydığı görülmektedir.



Şekil (5.2): En kararsız modların gelişme katsayısı.



Şekil (5.3): Baryon yoğunluğu-sıcaklık faz diagramı.

Nükleer maddedeki baryon yoğunluk dalgalanmalarının ilk gelişiminin incelenmesi için korelasyon fonksiyon  $\tilde{\sigma}_{bb}(\vec{k}, t)$

$$\begin{aligned}
\tilde{\sigma}_{bb}(k, t)(2\pi)^3 \delta(\vec{k} - \vec{k}') &= \overline{\delta\tilde{\rho}_b(\vec{k}, t) \delta\tilde{\rho}_b^*(\vec{k}', t)} \\
&= \overline{\delta\tilde{\rho}_b^+(\vec{k}) \delta\tilde{\rho}_b^{+*}(\vec{k})} e^{2\Gamma kt} + \overline{\delta\tilde{\rho}_b^-(\vec{k}) \delta\tilde{\rho}_b^{-*}(\vec{k})} e^{-2\Gamma kt} \\
&\quad + \overline{\delta\tilde{\rho}_b^+(\vec{k}) \delta\tilde{\rho}_b^{-*}(\vec{k})} + \overline{\delta\tilde{\rho}_b^-(\vec{k}) \delta\tilde{\rho}_b^{+*}(\vec{k})}
\end{aligned} \tag{5.33}$$

olarak tanımlandı. Her faz uzayı hücresinde, başlangıç faz uzayı dağılımı  $f(\vec{r}, \vec{p}, 0)$  rastgele bir Gaussian sayısıdır ve ortalama değeri  $\overline{f(\vec{r}, \vec{p}, 0)} = f_0(\vec{r}, \vec{p})$  dir. Onun ikinci momenti

$$\overline{\delta f(\vec{r}, \vec{p}, 0) \delta f(\vec{r}', \vec{p}', 0)} = (2\pi)^3 \delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(\vec{p} - \vec{p}') f_0(\vec{r}, \vec{p}) [1 - f_0(\vec{r}, \vec{p})] \tag{5.34}$$

ile verilir. Bu tanımlama ve  $\delta\tilde{\rho}_b(\vec{k}, t)$  ifadesi kullanılarak baryon korelasyonu için

$$\tilde{\sigma}_{bb}(\vec{k}, t) = \frac{E_b^+(\vec{k})}{|[\partial\varepsilon(\vec{k}, \omega)/\partial\omega]_{\omega=i\Gamma_k}|^2} (e^{+2\Gamma_k t} + e^{-2\Gamma_k t}) + \frac{2E_b^-(\vec{k})}{|[\partial\varepsilon(\vec{k}, \omega)/\partial\omega]_{\omega=i\Gamma_k}|^2} \quad (5.35)$$

ifadesi elde edilir. Burada  $E_b^\mp(\vec{k}) = |D_1|^2 K_{11}^\mp + |D_2|^2 K_{22}^\mp + |D_3|^2 K_{33}^\mp + 2D_1 D_2 K_{12}^\mp$  olup K katsayıları

$$K_{11}^\mp = \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\Gamma_k^2 \mp (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2}{[\Gamma_k^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2]^2} f_0(p)[1 - f_0(p)] \quad (5.36)$$

$$K_{22}^\mp = \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \left( \frac{M_0^*}{e_0^*} \right)^2 \frac{\Gamma_k^2 \mp (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2}{[\Gamma_k^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2]^2} f_0(p)[1 - f_0(p)] \quad (5.37)$$

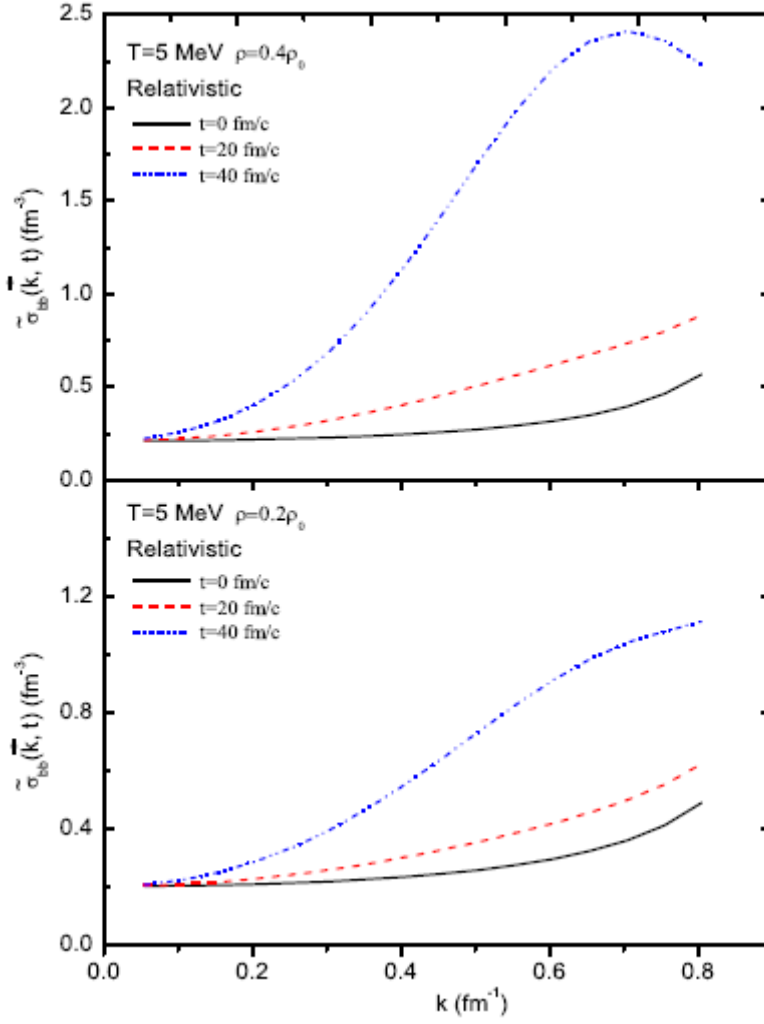
$$K_{33}^\mp = \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \left( \frac{\vec{p} \cdot \hat{k}}{e_0^*} \right)^2 \frac{\Gamma_k^2 \mp (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2}{[\Gamma_k^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2]^2} f_0(p)[1 - f_0(p)] \quad (5.38)$$

$$K_{12}^\mp = \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{M_0^*}{e_0^*} \frac{\Gamma_k^2 \mp (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2}{[\Gamma_k^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2]^2} f_0(p)[1 - f_0(p)] \quad (5.39)$$

tanımlamaları ile verilirler. Bu ifadelerin ayrıntılı çıkarılışı Ek B'de verilmiştir.

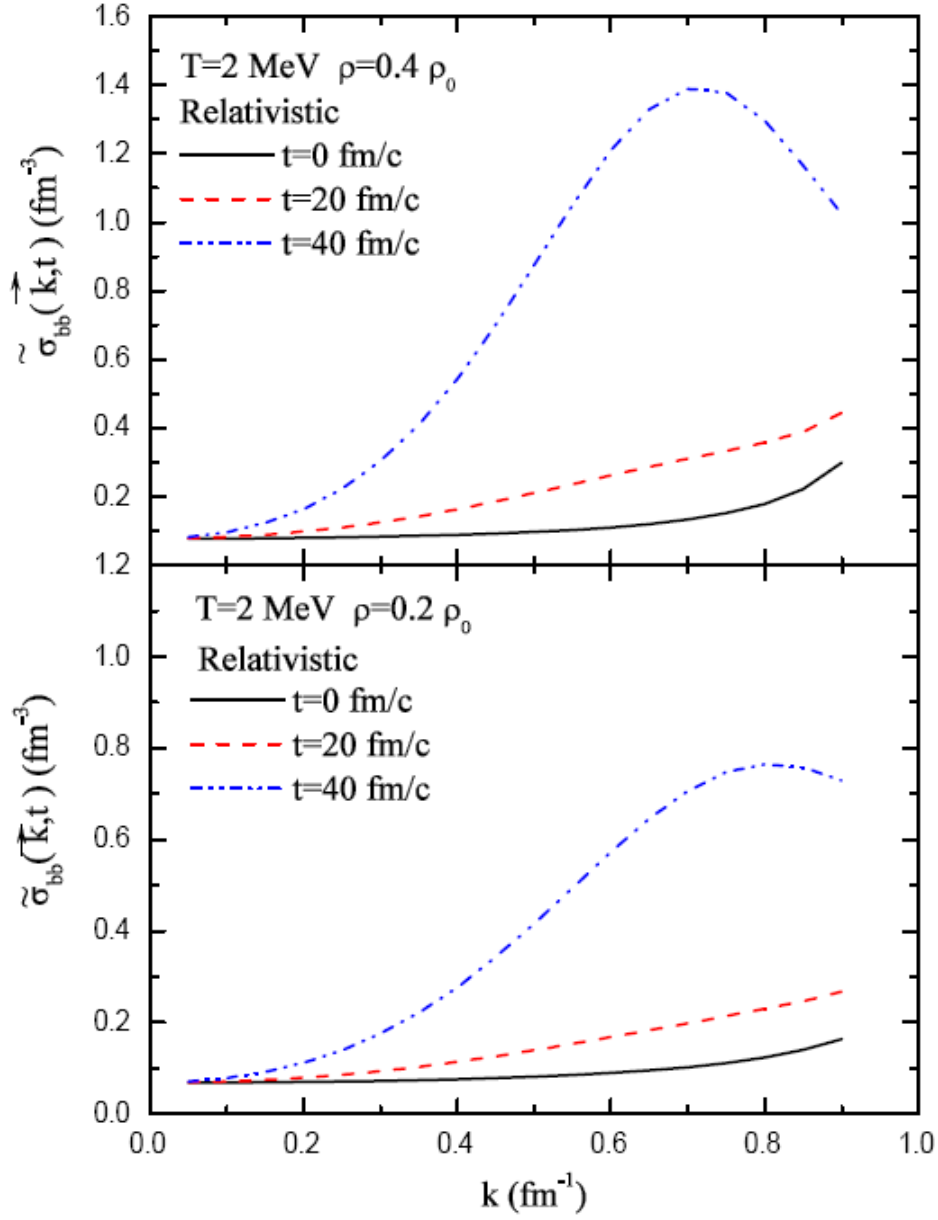
Şekil (5.4)'de baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonunun relativistik spectral dağılımı dalga numarasının fonksiyonu olarak üç değişik zaman diliminde ( $t = 0$ ,  $t = 20 \text{ fm}/c$  ve  $t = 40 \text{ fm}/c$ ),  $T = 5 \text{ MeV}$  sıcaklığında ve iki farklı  $\rho_b = 0.4\rho_0$  ve  $\rho_b = 0.2\rho_0$  başlangıç yoğunlukları için verildi. En büyük yükselme dominant kararsız modların olduğu dalga numarası civarında olduğu görüldü.  $t = 40 \text{ fm}/c$  zaman aralığında, en kararsız modların  $k = 0.6 \text{ fm}^{-1}$  çevresinde  $\rho_b = 0.4\rho_0$  için yaklaşık 10 katı kadar,  $\rho_b = 0.2\rho_0$  için ise 6 katı kadar büyüdüğü görüldü.

Şekil (5.5)'de aynı bilgiler  $T = 2 \text{ MeV}$  sıcaklığı için verildi. Burada da  $k = 0.6 \text{ fm}^{-1}$  çevresinde  $\rho_b = 0.4\rho_0$  için yaklaşık 14 katı  $\rho_b = 0.2\rho_0$  için ise 8 katı kadar büyüdüğü görüldü.



Şekil (5.4): Baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonunun  $T = 5 \text{ MeV}$  sıcaklığında spektral dağılımı.

Yüksek yoğunluklarda  $\rho_b = 0.4\rho_0$ , spektral dağılım relativistik olmayan hesaplarda relativistik sonuçlardan daha yavaş gelişir. Rezidü teoremi ile  $\delta\tilde{\rho}_b(\vec{k}, t)$  ifadesinin zaman gelişimi yapılırken  $\varepsilon(\vec{k}, \omega)$  ve kaynak terilerinin kollektif olmayan köklerinden de katkı gelmektedir. Bu katkılar yüksek dalga numaralarında önemli ve etkilidir ancak kısa sürede sönerler [22]. Bu etkileri hesaba katmadığımız için grafikleri dalga numarası  $k_c \approx 0.7 \text{ fm}^{-1} - 0.8 \text{ fm}^{-1}$  civarında kestik. Sonuç olarak, hesapladığımız  $\tilde{\sigma}_{bb}(\vec{k}, t)$  ifadesi kiritik  $k_c$  'nin altındaki uzun dalga boyları için iyi bir yaklaşımdır.



Şekil (5.5): Baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonunun  $T = 2 \text{ MeV}$  sıcaklığında spektral dağılımı.

Uzay bağımlı baryon yoğunluk dalgalanmaları  $\delta\rho_b(\vec{r}, t)$ , momentuma bağlı  $\delta\tilde{\rho}_b(\vec{k}, t)$  ifadesinin Fourier dönüşümü alınarak elde edilir. Baryon yoğunluk dalgalanmalarının eşit zaman korelasyon fonksiyonu, iki uzaysal pozisyon arasındaki mesafenin fonksiyonu olarak  $\tilde{\sigma}_{bb}(\vec{k}, t)$  cinsinden

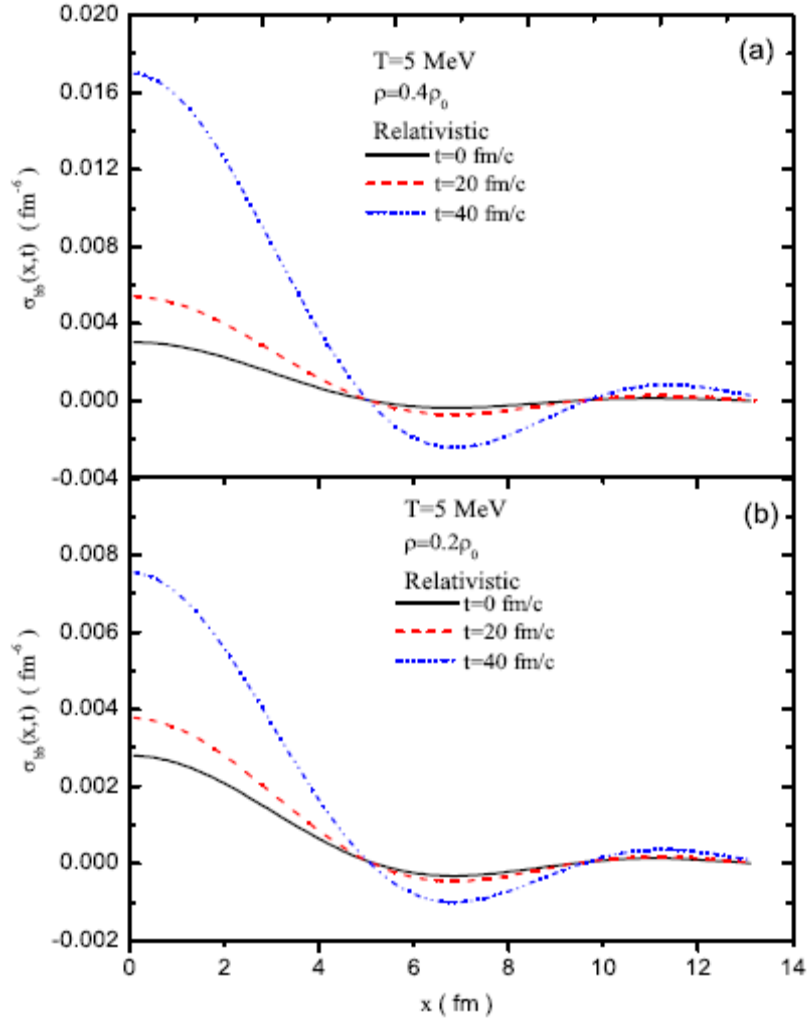
$$\sigma_{bb}(|\vec{r} - \vec{r}'|, t) = \overline{\delta n_b(\vec{r}, t) \delta n_b(\vec{r}', t)} = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \tilde{\sigma}_{bb}(\vec{k}, t) \quad (5.40)$$

olarak ifade edilir. Baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonu, spinodal bölgede maddenin kararsız dinamiği hakkında faydalı bilgiler taşır.

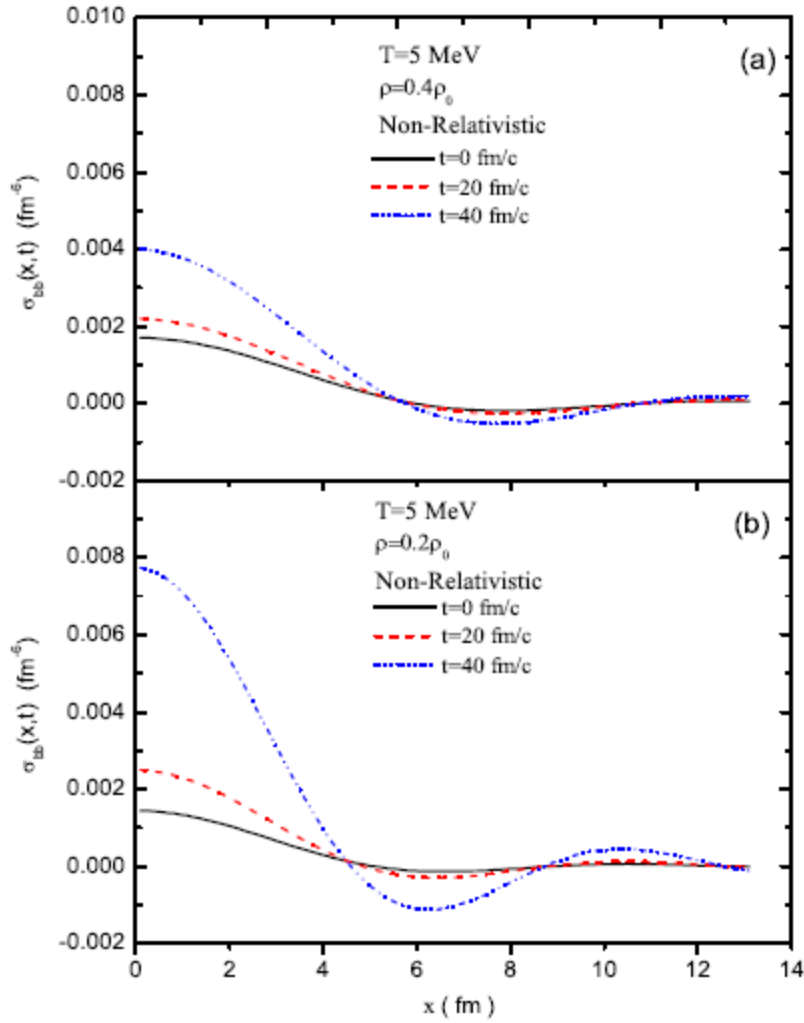
Şekil (5.6)'de iki uzay noktası arasındaki mesafenin fonksiyonu olarak baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonu üç değişik zaman diliminde ( $t=0$ ,  $t=20 \text{ fm}/c$  ve  $t=40 \text{ fm}/c$ ),  $T=5 \text{ MeV}$  sıcaklığında ve iki farklı  $\rho_b = 0.4\rho_0$  ve  $\rho_b = 0.2\rho_0$  başlangıç baryon yoğunlukları için verildi.

Şekil 7'de aynı bilgiler  $T=2 \text{ MeV}$  sıcaklığı için verildi. Korelasyon uzunlukları her iki yoğunlukta yaklaşık aynı olmaktadır. Şekil 1'deki dağılım bağıntısı ile uyum içindedir. Aynı sıcaklıklarda, baryon yoğunluk dalgalanmaları  $\rho_b = 0.4\rho_0$  durumunda  $\rho_b = 0.2\rho_0$  durumundan daha hızlı gelişiyor. Relativistik olmayan hesaplarda ise relativistik sonuçlardan farklı olarak, baryon yoğunluk dalgalanmaları düşük yoğunluklarda  $\rho_b = 0.2\rho_0$  yüksek yoğunluklardakinden  $\rho_b = 0.4\rho_0$  daha hızlı gelişiyor. Bu durum Şekil (5.2) ile uyum içindedir.





Şekil (5.6): Relativistik baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonu.



Şekil (5.7): Relativistik olmayan baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonu.

## 6. Sonuç ve Değerlendirme

Stokastik ortalama alan yaklaşımı, tek-cisim dissipasyon ve ilgili dalgalanma mekanizmalarını dengede olmayan istatistik mekaniğin dalgalanma-dissipasyon teoremi ile uyumlu bir şekilde içerir. Bu nedenle, bu yaklaşım düşük enerjili nükleer süreçlerde yoğunluk dalgalanmalarının dinamiğini araştırmak için etkili bir yoldur. Stokastik ortalama alan kuramı, ağır iyonların füzyonu, ağır iyonların fisyonu ve nükleer parçanmaya yol açan spinodal dinamiği gibi düşük enerjilerde reaksiyon mekanizmalarının incelenmesi için çok uygun bir çerçeve oluşturur.

Bu çalışmada, relativistik ortalama alan yaklaşımının stokastik genişletilmiş halini kullanarak, simetrik nükleer maddenin spinodal kararsızlıkları yarı-klasik çerçevede araştırıldı. Kararsız kollektif modların gelişme oranları farklı başlangıç yoğunluklarda ve farklı sıcaklıklarda hesaplandı. Stokastik yaklaşım çerçevesinde, spinodal bölgede baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonlarının zaman içinde gelişimi hesaplanması mümkün olur. Yoğunluk korelasyon fonksiyonu sistemin ortaya çıkan parçalanma numuneleri hakkında önemli bilgiler sağlar.

Sonuçlar, daha önce hesaplanan relativistik olmayan hesaplarla benzer koşullar içinde karşılaştırıldı. Hesaplar sistemin kararsız tepkisinde kalitatif farklar gösterdi. Relativistik yaklaşımda sistemin en kararsız davranışı  $\rho_b = 0.4\rho_0$  baryon yoğunlukları civarında ortaya çıkarken, buna karşın relativistik olmayan yaklaşımda  $\rho_b = 0.2\rho_0$  civarındaki yoğunluklarda kendini gösterir.

Relativistik hesaplarda, lineer olmayan skaler mezon terimleri, skaler  $\phi$  ve vektör  $\omega$  mezonundan başka mezonların katkıları ve yük bakımından simetrik olmayan nükleer madde için hesaplar göz önüne alınmadı. Hesaplamalar yarı-klasik bir çerçevede yapıldı ve kuantum istatistiksel etkiler ihmal edildi. Bunlar, çalışma sonunda ortaya çıkan yeni ve çeşitli araştırma problemleri olup, bu proje yeni projelerin ortaya çıkması sonucunu doğurmuştur.

Projede yapılan çalışmalardan, bir doktora tezi, iki uluslararası makale, bir uluslararası konferans bildirisi ve bir ulusal konferans bildirisi üretilmiştir.

## Kaynaklar

- [1] Ph. Chomaz, M. Colonna and J. Randrup, Phys. Rep. **389** (2004) 263.
- [2] S. Ayik, M. Colonna and Ph. Chomaz, Phys. Lett. **B353** (1995) 417.
- [3] B. Jacquot, S. Ayik, Ph. Chomaz and M. Colonna, Phys. Lett. **B383** (1996) 247.
- [4] B. Jacquot, M. Colonna, S. Ayik and Ph. Chomaz, Nucl. Phys. **A617** (1997) 356.
- [5] M. Colonna, Ph. Chomaz and S. Ayik, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 122701.
- [6] V. Baran, M. Colonna, M. Di Tora and A. B. Larionov, Nucl. Phys. **A632** (1998) 287.
- [7] Y. K. Gambhir, P. Ring, and A. Thimet, Ann. Phys. (N.Y.) **198**, 132 (1990); P. Ring, Z.-Y. Ma, N. Van Giai, D. Vretenar, A. Wandelt, and L.-G. Cao, Nucl. Phys. **A694**, 249 (2001)
- [8] L. Beaulieu et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5971; B. Borderi et al., Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3252.
- [9] K. Goeke and P. G. Reinhard, "Time-Dependent Hartree-Fock and Beyond", proceedings, Bad Honnef, Germany (1982); S. Ayik, Z. Phys. **A298** (1980) 83; G. B. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rep. **160** (1998) 190 W. Cassing, V. Metag, U. Mosel and K. Niita, Phys. Rep. **188** (1990) 363;
- [10] S. Ayik and C. Gregoire, Phys. Lett. **B 212** (1988) 269 ; Nucl. Phys. **A 513** (1990) 187.; J. Randrup and B. Remaud, Nucl. Phys. **A 514** (1990) 339; Y. Abe, S. Ayik, P.-G. Reinhard, and E. Suraud, Phys. Rep. **275** (1996) 49; Ph. Chomaz, M. Colonna and J. Randrup, Phys. Rep. **389** (2004) 263 .
- [10a] E. Suraud, S. Ayik, J. Stryjewski and M. Belkacem, Nucl. Phys. **A542** (1992) 141; S. Ayik, E. Suraud, M. Belkacem and D. Boilley, Nucl. Phys. **A545** (1992) 35c; J. Randrup and S. Ayik, Nucl. Phys. **A572** (1994) 489.
- [10b] M. Colonna, Ph. Chomaz and J. Randrup, Nucl. Phys. **A567** (1994) 637; M. Colonna and Ph. Chomaz, Phys. Rev. **C49** (1994) 1908.
- [11] S. Ayik, Phys. Lett. **B 658** (2008) 174 .
- [12] C. H. Dasso, T. Dossing, and H. C. Pauli, Z. Phys. **A 289** (1979) 395 .
- [13] H. Esbensen, A. Winther, R. A. Broglia, and C. H. Dasso, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 296.
- [14] C. H. Dasso, Proc. Second La Rapida Summer School on Nuclear Physics, eds. M. Lozano and G. Madurga, World Scientific, Singapore, 1985.

- [15] R. Balian and M. Veneroni, Phys. Lett. **B 104** (1982) 121.
- [15a] S. Ayik, K. Washiyama and D. Lacroix, Phys. Rev. **C 79** (2009) 0546606.
- [16] S. Ayik, N. Er, O. Yilmaz and A. Gokalp, Nucl. Phys. **A 812** (2008) 44.
- [17] E. M. Lifshitz and P.L. Pitaevskii, "Physical Kinetics", Pergamon, 1981.
- [18] V. Baran, M. Colonna, M. Di Toro and A. B. Larionov, Nucl. Phys. **A 632** (1998) 287
- [18a] S. Ayik, O. Yilmaz, N. Er, A. Gokalp, and P. Ring, submitted to Phys. Rev C (2009).
19. P. Ring, Prog. Part. Nucl. Phys. **37** (1996) 193.
20. B. D. Serot and J. D. Walecka, Int. J. Mod. Phys. **E 6** (1997) 515.
21. Y. K. Gambhir, P. Ring and A. Thimet, Ann. Phys. (N.Y.) **198** (1990) 132.
22. C. M. Ko, Q. Li and R. Wang, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1084; P. Bozek, Phys. Lett. **B 383** (1996) 121.

**Ek A:**

## Relativistik olmayan modelde baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonunun spektral dağılımı

Yoğunluk dalgalanmalarının zaman içindeki gelişim ifadesi için

$$\delta \tilde{n}_a(\vec{k}, t) = \delta n_a^+(\vec{k}) e^{+\Gamma_k t} + \delta n_a^-(\vec{k}) e^{-\Gamma_k t} \quad (\text{A.1})$$

genel tanımı kullanılır. Burada nötron ve proton için yoğunluk dalgalanmalarının başlangıç genlikleri

$$\delta n_n^{\mp}(\vec{k}) = - \left\{ \frac{[1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, \omega)] A_n(\vec{k}, \omega) - F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, \omega) A_p(\vec{k}, \omega)}{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega) / \partial \omega} \right\}_{\omega = \mp i \Gamma_k} \quad (\text{A.2})$$

$$\delta n_p^{\mp}(\vec{k}) = - \left\{ \frac{[1 + F_0^{nn} \chi_n(\vec{k}, \omega)] A_p(\vec{k}, \omega) - F_0^{pn} \chi_p(\vec{k}, \omega) A_n(\vec{k}, \omega)}{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega) / \partial \omega} \right\}_{\omega = \mp i \Gamma_k} \quad (\text{A.3})$$

ifadeleri ile tanımlanır. Başlangıç koşulları tarafından belirlenen stokastik kaynak terimleri ise

$$A_a(\vec{k}, \omega) = 2\hbar \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{\langle \vec{p} + \hbar \vec{k} / 2 | \delta \rho_a(0) | \vec{p} - \hbar \vec{k} / 2 \rangle}{\hbar \omega - \vec{p} \cdot \hbar \vec{k} / m} \quad (\text{A.4})$$

ile verilir. Nötron-nötron yoğunluk korelasyon spectral dağılımını hesaplamak için (A.1) tanımlaması kullanılır

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{nn}(\vec{k}, t) (2\pi)^3 \delta(\vec{k} - \vec{k}') &= \overline{\delta \tilde{n}_n(\vec{k}, t) \delta \tilde{n}_n(-\vec{k}', t)} \\ &= \overline{\delta n_n^+(\vec{k}) \delta n_n^+(-\vec{k}')} e^{2\Gamma_k t} + \overline{\delta n_n^+(\vec{k}) \delta n_n^-( -\vec{k}')} + \overline{\delta n_n^-(\vec{k}) \delta n_n^+(-\vec{k}')} + \overline{\delta n_n^-(\vec{k}) \delta n_n^-( -\vec{k}')} e^{-2\Gamma_k t} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Çapraz terimler için  $\overline{A_n(\vec{k}, \omega) A_p(\vec{k}, \omega)} = \overline{A_p(\vec{k}, \omega) A_n(\vec{k}, \omega)} = 0$  özelliği kullanarak (A.5) ifadesindeki terimler ayrı ayrı yapılırsa aşağıdaki sonuçlar bulunur

$$\begin{aligned}
\overline{\delta n_n^+(\vec{k})\delta n_n^+(-\vec{k}')} &= \frac{1}{\left\{ \left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right]_{w=i\Gamma} \left[ \frac{\partial \varepsilon(-\vec{k}', \omega)}{\partial \omega} \right]_{w=i\Gamma} \right\}} \\
&\quad \left\{ \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, i\Gamma) \right] \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', i\Gamma)} \right. \\
&\quad \left. + F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, i\Gamma) F_0^{np} \chi_n(\vec{k}', i\Gamma) \overline{A_p(\vec{k}, i\Gamma) A_p(-\vec{k}', i\Gamma)} \right\}
\end{aligned} \tag{A.6}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta n_n^+(\vec{k})\delta n_n^-(-\vec{k}')} &= \frac{1}{\left\{ \left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right]_{w=i\Gamma} \left[ \frac{\partial \varepsilon(-\vec{k}', \omega)}{\partial \omega} \right]_{w=-i\Gamma} \right\}} \\
&\quad \left\{ \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, i\Gamma) \right] \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', -i\Gamma)} \right. \\
&\quad \left. + F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, i\Gamma) F_0^{np} \chi_n(\vec{k}', i\Gamma) \overline{A_p(\vec{k}, i\Gamma) A_p(-\vec{k}', -i\Gamma)} \right\}
\end{aligned} \tag{A.7}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta n_n^-(\vec{k})\delta n_n^+(-\vec{k}')} &= \frac{1}{\left\{ \left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right]_{w=-i\Gamma} \left[ \frac{\partial \varepsilon(-\vec{k}', \omega)}{\partial \omega} \right]_{w=i\Gamma} \right\}} \\
&\quad \left\{ \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, i\Gamma) \right] \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_n(\vec{k}, -i\Gamma) A_n(-\vec{k}', i\Gamma)} \right. \\
&\quad \left. + F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, -i\Gamma) F_0^{np} \chi_n(\vec{k}', i\Gamma) \overline{A_p(\vec{k}, -i\Gamma) A_p(-\vec{k}', i\Gamma)} \right\}
\end{aligned} \tag{A.8}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta n_n^-(\vec{k})\delta n_n^-(-\vec{k}')} &= \frac{1}{\left\{ \left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right]_{w=-i\Gamma} \left[ \frac{\partial \varepsilon(-\vec{k}', \omega)}{\partial \omega} \right]_{w=-i\Gamma} \right\}} \\
&\quad \left\{ \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, i\Gamma) \right] \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_n(\vec{k}, -i\Gamma) A_n(-\vec{k}', -i\Gamma)} \right. \\
&\quad \left. + F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, -i\Gamma) F_0^{np} \chi_n(\vec{k}', i\Gamma) \overline{A_p(\vec{k}, -i\Gamma) A_p(-\vec{k}', -i\Gamma)} \right\}
\end{aligned} \tag{A.9}$$

(A.4) ifadesinde  $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$  alınırsa

$$A_a(-\vec{k}, \omega) = 2\hbar \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{\langle \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_a(0) | \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 \rangle}{\hbar\omega + \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m} \quad (\text{A.10})$$

olur. (A.4) ve (A.10) ifadeleri kullanılarak aşağıdaki ifadeler elde edilir

$$\overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', i\Gamma)} = (2\hbar)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{d^3 p'}{(2\pi \hbar)^3} \frac{\langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle \langle \vec{p}' - \hbar\vec{k}'/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p}' + \hbar\vec{k}'/2 \rangle}{(i\hbar\Gamma - \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m)(i\hbar\Gamma + \vec{p}' \cdot \hbar\vec{k}'/m)} \quad (\text{A.11})$$

$$\overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', -i\Gamma)} = (2\hbar)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{d^3 p'}{(2\pi \hbar)^3} \frac{\langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle \langle \vec{p}' - \hbar\vec{k}'/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p}' + \hbar\vec{k}'/2 \rangle}{(i\hbar\Gamma - \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m)(-i\hbar\Gamma + \vec{p}' \cdot \hbar\vec{k}'/m)} \quad (\text{A.12})$$

$$\overline{A_n(\vec{k}, -i\Gamma) A_n(-\vec{k}', i\Gamma)} = (2\hbar)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{d^3 p'}{(2\pi \hbar)^3} \frac{\langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle \langle \vec{p}' - \hbar\vec{k}'/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p}' + \hbar\vec{k}'/2 \rangle}{(-i\hbar\Gamma - \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m)(i\hbar\Gamma + \vec{p}' \cdot \hbar\vec{k}'/m)} \quad (\text{A.13})$$

$$\overline{A_n(\vec{k}, -i\Gamma) A_n(-\vec{k}', -i\Gamma)} = (2\hbar)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{d^3 p'}{(2\pi \hbar)^3} \frac{\langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle \langle \vec{p}' - \hbar\vec{k}'/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p}' + \hbar\vec{k}'/2 \rangle}{(-i\hbar\Gamma - \vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m)(-i\hbar\Gamma + \vec{p}' \cdot \hbar\vec{k}'/m)} \quad (\text{A.14})$$

Başlangıç korelasyonların ikinci moment ifadesi (4.3) burada kullanılırsa



$$\begin{aligned} & \overline{\langle \vec{p} + \hbar\vec{k}/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p} - \hbar\vec{k}/2 \rangle \langle \vec{p}' - \hbar\vec{k}'/2 | \delta\rho_n(0) | \vec{p}' + \hbar\vec{k}'/2 \rangle} = \\ & (2\pi)^3 \delta^3(k - k') (2\pi \hbar)^3 \delta^3(p - p') \rho_n(\vec{p} + \hbar\vec{k}/2) \left[ 1 - \rho_n(\vec{p} - \hbar\vec{k}/2) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

olur. (A.15) eşitliği kullanılarak, (A.11-14) ifadeleri aşağıdaki formda elde edilir.

$$\begin{aligned} & \overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', i\Gamma)} = -(2\pi)^3 \delta^3(k - k') \\ & \times 4\hbar^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{1}{(\hbar\Gamma)^2 + (\vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m)^2} \rho_n(\vec{p} + \hbar\vec{k}/2) \left[ 1 - \rho_n(\vec{p} - \hbar\vec{k}/2) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

$$\begin{aligned} & \overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', -i\Gamma)} = (2\pi)^3 \delta^3(k - k') \\ & \times 4\hbar^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi \hbar)^3} \frac{(\hbar\Gamma)^2 - (\vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m)^2}{\left[ (\hbar\Gamma)^2 + (\vec{p} \cdot \hbar\vec{k}/m)^2 \right]^2} \rho_n(\vec{p} + \hbar\vec{k}/2) \left[ 1 - \rho_n(\vec{p} - \hbar\vec{k}/2) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$$\overline{A_n(\vec{k}, -i\Gamma) A_n(-\vec{k}', i\Gamma)} = \overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', -i\Gamma)} \quad (\text{A.18})$$

$$\overline{A_n(\vec{k}, -i\Gamma) A_n(-\vec{k}', -i\Gamma)} = -\overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', i\Gamma)} \quad (\text{A.19})$$

Bu sonuçlar kullanılarak (A.5) ifadesine göre nötron-nötron yoğunluk korelasyon spectral dağılımı ifadesi yazılır. Aynı yol izlenerek proton-proton yoğunluk korelasyon spektral dağılımı da kolayca hesaplanır, başlangıç ifadesinde n yerine p yazılarak ve terimler buna göre düzenlenerek bulunur.

Nötron-proton için yoğunluk korelasyon spectral dağılımı ifadeleri de benzer yolla hesaplanır ancak ifadelerde farklılıklar olacaktır. Bunun için tanım ifadesi şöyle olur

$$\begin{aligned}
\tilde{\sigma}_{np}(\vec{k}, t)(2\pi)^3 \delta(\vec{k} - \vec{k}') &= \overline{\delta\tilde{n}_n(\vec{k}, t)\delta\tilde{n}_p(-\vec{k}', t)} \\
&= \overline{\delta n_n^+(\vec{k})\delta n_p^+(-\vec{k}')} e^{2\Gamma_k} + \overline{\delta n_n^+(\vec{k})\delta n_p^-( -\vec{k}')} + \overline{\delta n_n^-(\vec{k})\delta n_p^+(-\vec{k}')} + \overline{\delta n_n^-(\vec{k})\delta n_p^-( -\vec{k}')} e^{-2\Gamma_k}
\end{aligned} \tag{A.20}$$

(A.20) ifadesindeki terimler için ise

$$\begin{aligned}
\overline{\delta n_n^+(\vec{k})\delta n_p^+(-\vec{k}')} &= -\frac{1}{\left\{ \left[ \partial\varepsilon(\vec{k}, \omega)/\partial\omega \right]_{w=i\Gamma} \left[ \partial\varepsilon(-\vec{k}', \omega)/\partial\omega \right]_{w=i\Gamma} \right\}^2} \\
&\quad \left\{ \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, i\Gamma) \right] \left[ F_0^{pn} \chi_p(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', i\Gamma)} \right. \\
&\quad \left. + F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, i\Gamma) \left[ 1 + F_0^{nn} \chi_n(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_p(\vec{k}, i\Gamma) A_p(-\vec{k}', i\Gamma)} \right\}
\end{aligned} \tag{A.21}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta n_n^+(\vec{k})\delta n_p^-( -\vec{k}')} &= -\frac{1}{\left\{ \left[ \partial\varepsilon(\vec{k}, \omega)/\partial\omega \right]_{w=i\Gamma} \left[ \partial\varepsilon(-\vec{k}', \omega)/\partial\omega \right]_{w=-i\Gamma} \right\}} \\
&\quad \left\{ \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, i\Gamma) \right] \left[ F_0^{pn} \chi_p(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_n(\vec{k}, i\Gamma) A_n(-\vec{k}', -i\Gamma)} \right. \\
&\quad \left. + F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, i\Gamma) \left[ 1 + F_0^{nn} \chi_n(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_p(\vec{k}, i\Gamma) A_p(-\vec{k}', -i\Gamma)} \right\}
\end{aligned} \tag{A.22}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta n_n^-(\vec{k})\delta n_p^+(-\vec{k}')} &= -\frac{1}{\left\{ \left[ \partial\varepsilon(\vec{k}, \omega)/\partial\omega \right]_{w=-i\Gamma} \left[ \partial\varepsilon(-\vec{k}', \omega)/\partial\omega \right]_{w=i\Gamma} \right\}} \\
&\quad \left\{ \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, i\Gamma) \right] \left[ F_0^{pn} \chi_p(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_n(\vec{k}, -i\Gamma) A_n(-\vec{k}', i\Gamma)} \right. \\
&\quad \left. + F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, -i\Gamma) \left[ 1 + F_0^{nn} \chi_n(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_p(\vec{k}, -i\Gamma) A_p(-\vec{k}', i\Gamma)} \right\}
\end{aligned} \tag{A.23}$$

$$\overline{\delta n_n^-(\vec{k})\delta n_p^-(-\vec{k}')} = -\frac{1}{\left\{ \left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right]_{\omega=-i\Gamma} \left[ \frac{\partial \varepsilon(-\vec{k}', \omega)}{\partial \omega} \right]_{\omega=-i\Gamma} \right\}} \left\{ \left[ 1 + F_0^{pp} \chi_p(\vec{k}, i\Gamma) \right] \left[ F_0^{pn} \chi_p(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_n(\vec{k}, -i\Gamma) A_n(-\vec{k}', -i\Gamma)} + F_0^{np} \chi_n(\vec{k}, -i\Gamma) \left[ 1 + F_0^{nn} \chi_p(\vec{k}', i\Gamma) \right] \overline{A_p(\vec{k}, -i\Gamma) A_p(-\vec{k}', -i\Gamma)} \right\} \quad (\text{A.24})$$

ifadeleri elde edilir. (A.6-9) ve (A21-24) denklemlerinde

$$\left[ \frac{\partial \chi_a(\vec{k}, w)}{\partial w} \right]_{w=-i\Gamma} = - \left[ \frac{\partial \chi_a(\vec{k}, w)}{\partial w} \right]_{w=i\Gamma} \quad (\text{A.25})$$

ve

$$\left[ \frac{\partial \chi_a(-\vec{k}, w)}{\partial w} \right]_{w=i\Gamma} = - \left[ \frac{\partial \chi_a(\vec{k}, w)}{\partial w} \right]_{w=i\Gamma} \quad (\text{A.26})$$

olduğundan

$$\left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, w)}{\partial w} \right]_{w=-i\Gamma} = - \left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, w)}{\partial w} \right]_{w=i\Gamma} \quad (\text{A.27})$$

$$\left[ \frac{\partial \varepsilon(-\vec{k}, w)}{\partial w} \right]_{w=i\Gamma} = - \left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, w)}{\partial w} \right]_{w=i\Gamma} \quad (\text{A.28})$$

olur. Sonuç ifadesi tek bir gösterimle yazılabilir. Hepsini tanımlayacak şekilde ortak ifade

$$\tilde{\sigma}_{ab}(\vec{k}, t) = \frac{E_{ab}^+(\vec{k}, i\Gamma)}{\left| \left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right]_{\omega=i\Gamma} \right|^2} (e^{+2\Gamma kt} + e^{-2\Gamma kt}) + \frac{2E_{ab}^-(\vec{k}, i\Gamma)}{\left| \left[ \frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right]_{\omega=i\Gamma} \right|^2} \quad (\text{A.29})$$

olarak yazılır. Bu tanımlamada a ve b sırasıyla nötron ve protonu gösterirken  $E_{ab}^\mp(\vec{k}, i\Gamma)$  terimleri ise

$$E_{nn}^\mp(\vec{k}, i\Gamma) = 4\hbar^2 (1 + F_0^{pp} \chi_p)^2 I_n^\mp + 4\hbar^2 (F_0^{np} \chi_n)^2 I_p^\mp \quad (\text{A.30})$$

$$E_{pp}^\mp(\vec{k}, i\Gamma) = 4\hbar^2 (1 + F_0^{nn} \chi_n)^2 I_p^\mp + 4\hbar^2 (F_0^{pn} \chi_p)^2 I_n^\mp \quad (\text{A.31})$$

$$E_{np}^{\mp}(\vec{k}, i\Gamma) = -4\hbar^2(1 + F_0^{pp} \chi_p)F_0^{pn} \chi_p I_n^{\mp} - 4\hbar^2(1 + F_0^{mn} \chi_n)F_0^{np} \chi_n I_p^{\mp} \quad (\text{A.32})$$

ile verilirler. İntegral tanımlamaları ise

$$I_a^{\mp} = \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{(\hbar\Gamma)^2 \mp (\vec{p} \cdot \hbar\vec{k} / m)^2}{\left[ (\hbar\Gamma)^2 + (\vec{p} \cdot \hbar\vec{k} / m)^2 \right]^2} \rho_a(\vec{p} + \hbar\vec{k} / 2) (1 - \rho_a(\vec{p} - \hbar\vec{k} / 2)) \quad (\text{A.33})$$

olarak tanımlanır. Nükleer sistemin toplam yoğunluk koralasyon fonksiyonunu hesaplayabilmek için gerekli tüm terimler (A.29-33) tanımlamaları ile verilmiştir.

**Ek B:**

## Relativistik modelde baryon yoğunluk korelasyon fonksiyonunun spektral dağılımı

Artan ve sönen modlarla ilgili baryon yoğunluk dalgalanma genlikleri

$$\delta\tilde{\rho}_B(\vec{k}, t)^\pm = - \left[ \frac{S_1(B_1C_2 - C_1B_2) + S_2(C_1A_2 - A_1C_2) + S_3(A_1B_2 - B_1A_2)}{\frac{\partial \varepsilon(\vec{k}, w)}{\partial w}} \right]_{w=\pm i\Gamma}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \delta\tilde{\rho}_B(\vec{k})^+ = - \left[ \frac{S_1^+ D_1 + S_2^+ D_2 + S_3^+ iD_3}{iN} \right] \\ \delta\tilde{\rho}_B(\vec{k})^- = - \left[ \frac{S_1^- D_1 + S_2^- D_2 + S_3^- (-iD_3)}{-iN} \right] \end{cases}$$

(B.1)

olarak bulunur. Burada

$$\begin{aligned} D_1 &\equiv i^2 B_{11} C_{12} - C_{11} B_{12} \\ D_2 &\equiv C_{11} A_{12} - i^2 A_{11} C_{12} \\ D_3 &\equiv i A_{11} B_{12} - i B_{11} A_{12} \equiv i D_3' \end{aligned}$$

(B.2)

tanımlamaları kullanıldı. Baryon yoğunluk dalgalanmasının zaman içindeki gelişimi artan ve sönen kolektif modlar cinsinden

$$\delta\tilde{\rho}_b(\vec{k}, t) = \delta\rho_b^+(\vec{k}) e^{+\Gamma k t} + \delta\rho_b^-(\vec{k}) e^{-\Gamma k t}$$

(B.3)

yazılır. Nükleer maddedeki baryon yoğunluk dalgalanmalarının zaman içindeki gelişim spektrumunun incelenmesi için korelasyon fonksiyon  $\tilde{\sigma}_{bb}(\vec{k}, t)$

$$\overline{\delta\tilde{\rho}_B(\vec{k}, t) (\delta\tilde{\rho}_B(\vec{k}', t))^*} = (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \tilde{\sigma}(\vec{k}, t)$$

(B.4)

olarak tanımlanan ifadeden türetilir. Sol taraftaki terimler (B.3) denklemini kullanarak açarsak

$$\begin{aligned}
\delta\tilde{\rho}_B(\vec{k},t)\left(\delta\tilde{\rho}_B(\vec{k}',t)\right)^* &= \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^+ e^{+\Gamma_k t} \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^+ e^{+\Gamma_{k'} t} \right]^* + \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^- e^{-\Gamma_k t} \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^- e^{-\Gamma_{k'} t} \right]^* \\
&+ \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^+ e^{+\Gamma_k t} \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^- e^{-\Gamma_{k'} t} \right]^* + \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^- e^{-\Gamma_k t} \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^+ e^{+\Gamma_{k'} t} \right]^* \\
&= \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^+ \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^+ \right]^* e^{2\Gamma_{k'} t} + \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^- \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^- \right]^* e^{-2\Gamma_{k'} t} \\
&+ \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^+ \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^- \right]^* + \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^- \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^+ \right]^*
\end{aligned} \tag{B.5}$$

elde ederiz. Her bir terim (B.1) tanımlamasına göre yazıldığında kaynak terilerin korelasyonları cinsinden aşağıdaki gibi bulunur.

$$\begin{aligned}
\left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^+ \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^+ \right]^* &= \left[ \frac{S_1^+ D_1 + S_2^+ D_2 + S_3^+ i D_3'}{iN} \right] \left[ \frac{S_1^+ D_1 + S_2^+ D_2 + S_3^+ i D_3'}{iN} \right]^* \\
\overline{\left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^+ \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^+ \right]^*} |N_1|^2 &= \overline{S_1^+(k) S_1^+(k')^*} |D_1|^2 + \overline{S_2^+(k) S_2^+(k')^*} |D_2|^2 + \overline{S_3^+(k) S_3^+(k')^*} |D_3'|^2 \\
&+ \overline{S_1^+(k) S_2^+(k')^*} D_1 D_2 - i \overline{S_1^+(k) S_3^+(k')^*} D_1 D_3' + \overline{S_2^+(k) S_1^+(k')^*} D_2 D_1 \\
&- i \overline{S_2^+(k) S_3^+(k')^*} D_2 D_3' + i \overline{S_3^+(k) S_1^+(k')^*} D_3' D_1 + i \overline{S_3^+(k) S_2^+(k')^*} D_3' D_2
\end{aligned} \tag{B.6}$$

$$\begin{aligned}
\left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^- \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^- \right]^* &= \left[ \frac{S_1^- D_1 + S_2^- D_2 + S_3^- (-i D_3')}{-iN} \right] \left[ \frac{S_1^- D_1 + S_2^- D_2 + S_3^- (-i D_3')}{-iN} \right]^* \\
\overline{\left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}) \right)^- \right] \left[ \left( \delta\rho_B(\vec{k}') \right)^- \right]^*} |N_1|^2 &= \overline{S_1^-(k) S_1^-(k')^*} |D_1|^2 + \overline{S_2^-(k) S_2^-(k')^*} |D_2|^2 + \overline{S_3^-(k) S_3^-(k')^*} |D_3'|^2 \\
&+ \overline{S_1^-(k) S_2^-(k')^*} D_1 D_2 + i \overline{S_1^-(k) S_3^-(k')^*} D_1 D_3' + \overline{S_2^-(k) S_1^-(k')^*} D_2 D_1 \\
&+ i \overline{S_2^-(k) S_3^-(k')^*} D_2 D_3' - i \overline{S_3^-(k) S_1^-(k')^*} D_3' D_1 - i \overline{S_3^-(k) S_2^-(k')^*} D_3' D_2
\end{aligned} \tag{B.7}$$

$$\begin{aligned}
\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right] \left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right]^* &= \left[ \frac{S_1^+ D_1 + S_2^+ D_2 + S_3^+ i D_3'}{iN} \right] \left[ \frac{S_1^- D_1 + S_2^- D_2 + S_3^- (-i D_3')}{-iN} \right]^* \\
\overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right] \left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right]^*} (-|N|^2) &= \overline{S_1^+(k) S_1^-(k')^* |D_1|^2} + \overline{S_1^+(k) S_2^-(k')^* D_1 D_2} + i \overline{S_1^+(k) S_3^-(k')^* D_1 D_3'} \\
&\quad + \overline{S_2^+(k) S_1^-(k')^* D_2 D_1} + \overline{S_2^+(k) S_2^-(k')^* |D_2|^2} + i \overline{S_2^+(k) S_3^-(k')^* D_2 D_3'} \\
&\quad + i \overline{S_3^+(k) S_1^-(k')^* D_3' D_1} + i \overline{S_3^+(k) S_2^-(k')^* D_3' D_2} - \overline{S_3^+(k) S_3^-(k')^* |D_3'|^2}
\end{aligned} \tag{B.8}$$

$$\begin{aligned}
\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right] \left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right]^* &= \left[ \frac{S_1^- D_1 + S_2^- D_2 + S_3^- (-i D_3')}{-iN} \right] \left[ \frac{S_1^+ D_1 + S_2^+ D_2 + S_3^+ i D_3'}{iN} \right]^* \\
\overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right] \left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right]^*} (-|N|^2) &= \overline{S_1^-(k) S_1^+(k')^* |D_1|^2} + \overline{S_1^-(k) S_2^+(k')^* D_1 D_2} - i \overline{S_1^-(k) S_3^+(k')^* D_1 D_3'} \\
&\quad + \overline{S_2^-(k) S_1^+(k')^* D_2 D_1} + \overline{S_2^-(k) S_2^+(k')^* |D_2|^2} - i \overline{S_2^-(k) S_3^+(k')^* D_2 D_3'} \\
&\quad - i \overline{S_3^-(k) S_1^+(k')^* D_3' D_1} - i \overline{S_3^-(k) S_2^+(k')^* D_3' D_2} - \overline{S_3^-(k) S_3^+(k')^* |D_3'|^2}
\end{aligned} \tag{B.9}$$

Kaynak terimleri artan ve sönen modlara uygun olarak yeniden yazılırsa aşağıdaki ifadeler elde edilir

$$\begin{aligned}
S_1 &\equiv \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} \\
&= \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{\omega - \frac{P}{\varepsilon_0^*} k \cos\theta} \Rightarrow \begin{cases} S_1^+ \equiv S_{11} = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{i\Gamma - \alpha x} \\ S_1^- \equiv S_{21} = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{-i\Gamma - \alpha x} \end{cases}
\end{aligned} \tag{B.10}$$

$$\begin{aligned}
S_2 &\equiv \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} \\
&= \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{\omega - \frac{P}{\varepsilon_0^*} k \cos\theta} \Rightarrow \begin{cases} S_2^+ \equiv S_{12} = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{i\Gamma - \alpha x} \\ S_2^- \equiv S_{22} = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{-i\Gamma - \alpha x} \end{cases}
\end{aligned} \tag{B.11}$$

$$\begin{aligned}
S_3 &\equiv \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\vec{p}}{\varepsilon_0^*} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{\omega - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}} \\
&= \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{p \cos \theta}{\varepsilon_0^*} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{\omega - \frac{p}{\varepsilon_0^*} k \cos \theta} \Rightarrow \begin{cases} S_3^+ \equiv S_{13} = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{p x}{\varepsilon_0^*} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{i\Gamma - \alpha x} \\ S_3^- \equiv S_{23} = \gamma \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{p x}{\varepsilon_0^*} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0)}{-i\Gamma - \alpha x} \end{cases}
\end{aligned} \tag{B.12}$$

Faz dağılım fonksiyonunun korelasyon ifadesi

$$\overline{\delta \tilde{f}(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta \tilde{f}(\vec{k}', \vec{p}', 0)^*} = (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') (2\pi\hbar)^3 \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') f(p)(1-f(p)) \tag{B.13}$$

kullanılarak, (B.6-8) denklemlerinde geçen kaynak terim korelasyonları yeniden düzenlenir. Önce (B.6) ifadesindeki artan mod terimleri için yapılırsa

$$\begin{aligned}
\overline{S_1^+(k) S_1^+(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\
&= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{(2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') (2\pi\hbar)^3 \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') f(p)(1-f(p))}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2}
\end{aligned} \tag{B.14}$$



$$\begin{aligned}
\overline{S_2^+(k)S_2^+(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2}
\end{aligned} \tag{B.15}$$

$$\begin{aligned}
\overline{S_3^+(k)S_3^+(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{cp \cos\theta}{\varepsilon_0^*} \frac{cp' \cos\theta}{\varepsilon_0^*} \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{cp \cos\theta}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{cp x}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2}
\end{aligned} \tag{B.16}$$

$$\begin{aligned}
\overline{S_1^+(k)S_2^+(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2}
\end{aligned} \tag{B.18}$$

$$\begin{aligned}
\overline{S_2^+(k)S_1^+(k')^*} &= \overline{S_{11}(k)S_{12}(k')^*} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2}
\end{aligned}$$

(B.19)

$$\begin{aligned} \overline{S_1^+(k)S_3^+(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{cp' \cos \theta}{\varepsilon_0^*} \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\ &= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{cp \cos \theta}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2} = 0 \end{aligned}$$

(B.20)

$$\overline{S_2^+(k)S_3^+(k')^*} = \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right) \left( \frac{p \cos \theta}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2} = 0$$

(B.21)

$$\overline{S_1^+(k)S_3^+(k')^*} = \overline{S_3^+(k)S_1^+(k')^*} = 0$$

$$\overline{S_2^+(k)S_3^+(k')^*} = \overline{S_3^+(k)S_2^+(k')^*} = 0$$

(B.21)

ifadeleri bulunur. Daha kısa ve anlaşılır yazmak için aşağıdaki şekilde yazılabilirler

$$\begin{aligned} \overline{S_1^+(k)S_1^+(k')^*} &= (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') K_{11}^+ \\ \overline{S_2^+(k)S_2^+(k')^*} &= (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') K_{22}^+ \\ \overline{S_3^+(k)S_3^+(k')^*} &= (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') K_{33}^+ \\ \overline{S_1^+(k)S_2^+(k')^*} &= (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') K_{12}^+ \end{aligned}$$

(B.22)

Burada K terimleri için

$$\begin{aligned} K_{11}^{++} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2} \\ K_{22}^{++} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2} \\ K_{33}^{++} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{p x}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2} \\ K_{12}^{++} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2} \end{aligned}$$

(B.23)

tanımlamaları kullanıldı. Bu mod için

$$\overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right]} \left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right]^* = (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \left[ \frac{|D_1^b|^2 K_{11}^{++} + |D_2^b|^2 K_{22}^{++} + |D_3^b|^2 K_{33}^{++} + 2D_1^b D_2^b K_{12}^{++}}{\left| \left( \frac{\partial \mathcal{E}(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=i\Gamma} \right|^2} \right] \quad (\text{B.24})$$

sonucu bulundu. Benzer şekilde (B.7) ifadesindeki sönen mod terimleri için yapılırsa

$$\begin{aligned} \overline{S_1^-(k) S_1^-(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\ &= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2} \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

$$\begin{aligned} \overline{S_2^-(k) S_2^-(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\epsilon_0^*} \right)^2 \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\ &= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\epsilon_0^*} \right)^2 \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2} \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

$$\begin{aligned} \overline{S_3^-(k) S_3^-(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{p \cos \theta}{\epsilon_0^*} \frac{p' \cos \theta'}{\epsilon_0^*} \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\ &= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{p x}{\epsilon_0^*} \right)^2 \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2} \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

$$\begin{aligned}
\overline{S_1^-(k)S_2^-(k')^*} &= \overline{S_2^-(k)S_1^-(k')^*} \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\epsilon_0^*} \right) \frac{f(p)(1-f(p))}{\Gamma^2 + (\alpha x)^2}
\end{aligned} \tag{B.28}$$

$$\begin{aligned}
\overline{S_1^-(k)S_3^-(k')^*} &= \overline{S_3^-(k)S_1^-(k')^*} = 0 \\
\overline{S_2^-(k)S_3^-(k')^*} &= \overline{S_3^-(k)S_2^-(k')^*} = 0
\end{aligned} \tag{B.29}$$

ifadeleri bulunur. Sonuç olarak bu mod için

$$\begin{aligned}
\overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right] \left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right]^*} &= \overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right] \left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right]^*} \\
&= (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \left[ \frac{|D_1^b|^2 K_{11}^{++} + |D_2^b|^2 K_{22}^{++} + |D_3^b|^2 K_{33}^{++} + 2D_1^b D_2^b K_{12}^{++}}{\left| \left( \frac{\partial \mathcal{E}(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=-i\Gamma} \right|^2} \right]
\end{aligned} \tag{B.30}$$

elde edilir. Aynı yol izlenerek (B.8) ifadesindeki çapraz mod terimleri için yapılırsa

$$\begin{aligned}
\overline{S_1^+(k)S_1^-(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\
&= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2}{\left[ \Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2 \right]^2} (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') (2\pi\hbar)^3 \delta^3(\vec{p} - \vec{p}') f(p)(1-f(p)) \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{-\Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2}{\left[ \Gamma^2 + (\vec{v}_0 \cdot \vec{k})^2 \right]^2} f(p)(1-f(p)) \\
&= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{-\Gamma^2 + (\alpha x)^2}{\left[ \Gamma^2 + (\alpha x)^2 \right]^2} f(p)(1-f(p))
\end{aligned}$$

(B.31)

$$\begin{aligned} \overline{S_2^+(k)S_2^-(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\ &= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{-\Gamma^2 + (\alpha x)^2}{[\Gamma^2 + (\alpha x)^2]^2} f(p)(1-f(p)) \end{aligned}$$

(B.32)

$$\begin{aligned} \overline{S_3^+(k)S_3^-(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{p \cos \theta}{\varepsilon_0^*} \frac{p' \cos \theta}{\varepsilon_0^*} \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\ &= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{p x}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{-\Gamma^2 + (\alpha x)^2}{[\Gamma^2 + (\alpha x)^2]^2} f(p)(1-f(p)) \end{aligned}$$

(B.33)

$$\begin{aligned} \overline{S_1^+(k)S_2^-(k')^*} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{\overline{\delta f(\vec{k}, \vec{p}, 0) \delta f^*(\vec{k}', \vec{p}', 0)}}{(i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k})(-i\Gamma - \vec{v}_0 \cdot \vec{k}')^*} \\ &= \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \left( \frac{M_0^* c^2}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{-\Gamma^2 + (\alpha x)^2}{[\Gamma^2 + (\alpha x)^2]^2} f(p)(1-f(p)) \end{aligned}$$

(B.34)

bulunur. Bunların sonucu olarak

$$\begin{aligned} \overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right] \left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right]^*} &= \overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right] \left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right]^*} \\ &= (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \left[ \frac{|D_1^b|^2 K_{11}^{+-} + |D_2^b|^2 K_{22}^{+-} - |D_3^b|^2 K_{33}^{+-} + 2D_1^b D_2^b K_{12}^{+-}}{\left[ \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=+i\Gamma} \right] \left[ \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=-i\Gamma} \right]^*} \right] \end{aligned}$$

(B.35)

elde edilir. Paydadaki terim

$$\left[ \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=+i\Gamma} \right] \left[ \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=-i\Gamma} \right]^* = i^2 \left| \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=+i\Gamma} \right|^2 = - \left| \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=+i\Gamma} \right|^2$$

(B.36)

olur. Terimler daha sade ve ortak bir tanımlamada toplanırsa

$$\begin{aligned}
K_{11}^{+-} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{-\Gamma^2 + (\alpha x)^2}{[\Gamma^2 + (\alpha x)^2]^2} f(p)(1-f(p)) \\
K_{22}^{+-} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{-\Gamma^2 + (\alpha x)^2}{[\Gamma^2 + (\alpha x)^2]^2} f(p)(1-f(p)) \\
K_{33}^{+-} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{p \cdot x}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{-\Gamma^2 + (\alpha x)^2}{[\Gamma^2 + (\alpha x)^2]^2} f(p)(1-f(p)) \\
K_{12}^{+-} &= \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{-\Gamma^2 + (\alpha x)^2}{[\Gamma^2 + (\alpha x)^2]^2} f(p)(1-f(p))
\end{aligned}
\tag{B.37}$$

tanımlamaları kullanılır. Sonuçlar bu yeni tanımlamalar cinsinden

$$\overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right]} \left[ \overline{(\delta\rho_B(\vec{k}))^+} \right]^* |N_1|^2 = \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \left[ K_{11}^+ |D_1|^2 + K_{22}^+ |D_2|^2 + K_{33}^+ |D_3|^2 + 2K_{12}^+ D_1 D_2 \right]
\tag{B.38}$$

$$\overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right]} \left[ \overline{(\delta\rho_B(\vec{k}))^-} \right]^* |N_1|^2 = \gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \left[ K_{11}^+ |D_1|^2 + K_{22}^+ |D_2|^2 + K_{33}^+ |D_3|^2 + 2K_{12}^+ D_1 D_2 \right]
\tag{B.39}$$

$$\begin{aligned}
&\overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^+ \right]} \left[ \overline{(\delta\rho_B(\vec{k}))^-} \right]^* (-|N|^2) = \\
&\quad -\gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \left[ K_{11}^- |D_1|^2 + K_{22}^- |D_2|^2 - K_{33}^- |D_3|^2 + 2K_{12}^- D_1 D_2 \right]
\end{aligned}
\tag{B.40}$$

$$\begin{aligned}
&\overline{\left[ (\delta\rho_B(\vec{k}))^- \right]} \left[ \overline{(\delta\rho_B(\vec{k}))^+} \right]^* (-|N|^2) = \\
&\quad -\gamma^2 (2\pi)^3 \delta^3(\vec{k} - \vec{k}') \left[ K_{11}^- |D_1|^2 + K_{22}^- |D_2|^2 - K_{33}^- |D_3|^2 + 2K_{12}^- D_1 D_2 \right]
\end{aligned}
\tag{B.41}$$

olur.  $K_{33}^-$  teriminin önündeki eksi işareti  $K_{ij}^-$  ifadesinin tanımından gelir. Sonuç olarak baryon yoğunluk korelasyon spektrumu için

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}(\vec{k}, t) = & \frac{\left[ K_{11}^+ |D_1|^2 + K_{22}^+ |D_2|^2 + K_{33}^+ |D_3|^2 + 2K_{12}^+ D_1 D_2 \right]}{\left| \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=i\Gamma} \right|^2} (e^{2\Gamma t} + e^{-2\Gamma t}) \\ & + \frac{2 \left[ K_{11}^- |D_1|^2 + K_{22}^- |D_2|^2 - K_{33}^- |D_3|^2 + 2K_{12}^- D_1 D_2 \right]}{\left| \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=i\Gamma} \right|^2} \end{aligned} \quad (\text{B.42})$$

ifadesi elde edilir. Ek A’da verilen ifade ve tanımlara uygun olarak benzer tanımlar kullanılabilir. Denklem aynı formda olup ifadelerin içeriği farklı olacaktır. Baryon yoğunluk korelasyon spektrumu

$$\tilde{\sigma}_b(\vec{k}, t) = \frac{E_b^+(\vec{k}, i\Gamma)}{\left| \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=i\Gamma} \right|^2} (e^{2\Gamma t} + e^{-2\Gamma t}) + \frac{2E_b^-(\vec{k}, i\Gamma)}{\left| \left( \frac{\partial \varepsilon(k, w)}{\partial w} \right)_{\omega=i\Gamma} \right|^2} \quad (\text{B.43})$$

olarak yeniden yazılır, bu gösterimde

$$\begin{aligned} E_b^+(\vec{k}, i\Gamma) &= |D_1^b|^2 K_{11}^+ + |D_2^b|^2 K_{22}^+ + |D_3^b|^2 K_{33}^+ + 2D_1^b D_2^b K_{12}^+ \\ E_b^-(\vec{k}, i\Gamma) &= |D_1^b|^2 K_{11}^- + |D_2^b|^2 K_{22}^- - |D_3^b|^2 K_{33}^- + 2D_1^b D_2^b K_{12}^- \end{aligned} \quad (\text{B.44})$$

tanımlamaları ve

$$K_{11}^\pm = \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{\Gamma^2 \pm (\alpha x)^2}{\left[ \Gamma^2 + (\alpha x)^2 \right]^2} f(p)(1-f(p)) \quad (\text{B.45})$$

$$K_{22}^\pm = \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{\Gamma^2 \pm (\alpha x)^2}{\left[ \Gamma^2 + (\alpha x)^2 \right]^2} f(p)(1-f(p)) \quad (\text{B.46})$$

$$K_{33}^{\pm} = \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{p \cdot x}{\varepsilon_0^*} \right)^2 \frac{\Gamma^2 \pm (\alpha x)^2}{[\Gamma^2 + (\alpha x)^2]^2} f(p)(1-f(p))$$

(B.47)

$$K_{12}^{\pm} = \gamma^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \left( \frac{M_0^*}{\varepsilon_0^*} \right) \frac{\Gamma^2 \mp (\alpha x)^2}{[\Gamma^2 + (\alpha x)^2]^2} f(p)(1-f(p))$$

(B.48)

kısaltmaları kullanıldı.



## TÜBİTAK PROJE ÖZET BİLGİ FORMU

<b>Proje No:</b> 107T691
<b>Proje Başlığı:</b> Simetrik ve Asimetrik Nükleer Sistemlerde Spinodal Dinamiğinin Relativistik Transport Modeli Çerçevesinde İncelenmesi
<b>Proje Yürütücüsü ve Araştırmacılar:</b> Prof. Dr. Osman YILMAZ , Prof. Dr. Ahmet GÖKALP
<b>Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi:</b> ODTÜ Fizik Bölümü, 06531 ANKARA
<b>Destekleyen Kuruluş(ların) Adı ve Adresi:</b> TÜBİTAK
<b>Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri:</b> 15/02/2008 - 15/08/2009
<b>Öz</b> <p>Bu projede, nükleer sistemlerde gözlenen sıvı-gaz faz dönüşümünü tetikleyen spinodal kararsızlık mekanizması incelendi. Nükleer spinodal dinamiğinin simetrik ve yük bakımından asimetrik sonsuz nükleer maddede sıcaklığa ve yoğunluğa bağlı olarak incelenmesi stokastik ortalama alan yaklaşımı içinde yapıldı. Önce, bu mekanizmaya kuantum istatistiksel etkiler relativistik olmayan yaklaşım çerçevesinde incelendi. Sonra, reletivistik kuantum hadrodinamik teori çerçevesinde yarı-klasik yaklaşımda aynı problem incelendi.</p> <p>İlk bölümde, Skyrme potansiyeli kullanılarak spinodal bölgesinde simetrik ve asimetrik nükleer maddenin dağılım bağıntısı relativistik olmayan yaklaşımla türetildi. Faz diyagramları, yoğunluk korelasyon fonksiyonunun spektrumu ve yoğunluk koralasyon fonksiyonunun iki nokta arasındaki mesafenin fonksiyonu olarak hesaplanması yapıldı. Transport denkleminin belli bir yoğunluk ve sıcaklıkla belirlenen durum etrafında lineer halini göz önüne alıp harmonik salınımların genliklerinin büyüme hızını belirleyen karakteristik denklem türetildi. Karakteristik denklemin çözümleri nümerik olarak yapıldı ve baskın kararsız modların büyüme hızları dalga boyunun foksiyonu olarak hesaplandı. Yoğunluk ve sıcaklığa bağlı olarak baskın kararsız modların spinodal bölgesinin sınırı belirlendi. Baskın kararsız modların büyüme katsayılarının hesaplanması ve yoğunluk dalgalanmalarının zaman içinde gelişmesine kuantum mekaniksel etkiler hesaplandı. Simetrik ve asimetrik durumda baskın kararsız modların uzun dalga boylarına doğru kaydığı ve dalga numarası Fermi momentumdan büyük olan modların önemini kaybettiği görüldü. Kuantum istatistiksel etkilerin sonucu olarak, özellikle düşük sıcaklıklarda, yoğunluk dalgalanmalarının genliği yine relativistik olmayan yarı-klasik yaklaşımla elde edilenlerden daha hızlı geliştiği görüldü.</p> <p>İkinci bölümde, simetrik nükleer madde için aynı hesaplar yarı-klasik relativistik yaklaşım içinde yapıldı. Yarı-klasik limitteki relativistik hesaplar, benzer koşullar altındaki Skyrme-tipi etkin etkileşimler baz alınarak ilk bölümde yapılan relativistik olmayan hesapların sonuçları ile karşılaştırıldı. Sistemin kararsız tepkisinde kalitatif farklar ortaya çıktığı görüldü. Relativistik yaklaşımda sistemin en kararsız davranışı baryon yoğunlukları <math>\rho_b = 0.4\rho_0</math> civarında ortaya çıkarken, buna karşın relativistik olmayan davranış <math>\rho_b = 0.2\rho_0</math> civarındaki baryon yoğunluklarında kendini gösterdi.</p>
<b>Anahtar Kelimeler:</b> Spinodal kararsızlıklar, nükleer parçalanma, stokastik ortalama alan yaklaşımı, zamana bağlı Hartree-Fock teorisi, Vlasov denklemi, Walecka denklemi
<b>Projeden Yapılan Yayınlar:</b> <ul style="list-style-type: none"><li>● Nuray Er, “Nuclear Spinodal Instabilities in Stochastic Mean-Field Approaches” Ph.D. Thesis, August 2009, METU, Turkey.</li><li>● A. Ayik, N. Er, O. Yılmaz, A. Gokalp, “Quantal effects on spinodal instabilities in charge asymmetric nuclear mater”, Nuclear Physics A 812 (2008) 44.</li><li>● S. Ayik, O. Yılmaz, N. Er, A. Gokalp, and P Ring, “Spinodal Instabilities in Nuclear Matter in a Stochastic Relativistic Mean-Field Approach” Phys. Rev. C 80 (2009) 034613.</li><li>● Nuray Er, “Nükleer Maddedeki Spinodal Kararsızlıklar”, Turkish Physical Society 25th International Conference, Bodrum-Turkey, 2008, p:223.</li><li>● S. Ayik, N. Er, A. Gokalp, and O. Yılmaz “Spinodal Instabilities in Nuclear Matter in a Relativistic Mean-Field Approach”, NUFRA-2009, Kemer-Antalya, Turkey.</li></ul>