

Ağır-İyon Reaksiyonlarının Stokastik Ortalama-Alan Kuramı Çerçevesinde İncelenmesi

Proje No: 113F061

Araştırmacılar:

Prof. Dr. Osman Yılmaz

Prof. Dr. Ahmet Gökalg

Prof. Dr. Gürsevil Turan

Doç. Dr. Bülent Yılmaz

Yurt Dışı Araştırmacı : Prof. Dr. şakir Ayık

Yurt Dışı Danışmanlar: Prof. Dr. A. Sait Umar

Dr. Denis Lacroix

Kasım 2015

ANKARA

ÖNSÖZ

“*Ağır-İyon Reaksiyonlarının Stokastik Ortalama-Alan Kuramı Çerçevesinde İncelenmesi*” isimli proje Prof. Dr. Osman YILMAZ’ın Proje Yürütücülüğünde 15/09/2013 - 15/09/2015 tarihleri arasında, 24 ay süreyle, ODTÜ Fizik Bölümü’nde yürütülmüş ve TÜBİTAK tarafından MFAG-113F061 Proje Nosu ile desteklenmiştir.

Bu raporda yer alan bilgiler, aşağıda verilen ve proje kapsamında üretilen üç makale ve üç uluslararası konferans bildirisini/posterini esas almaktadır.

- B. Yılmaz, S. Ayik, D. Lacroix and O. Yılmaz, “Nucleon exchange in heavy-ion collisions within a stochastic mean-field approach”
Phys. Rev. C90, 024613 (2014)
- S. Ayik, O. Yılmaz, B. Yılmaz, A. S. Umar, A. Gokalp, G. Turan and D. Lacroix “Quantal description of nucleon exchange in a stochastic mean-field approach”
Phys. Rev. C91, 054601 (2015)
- S. Ayik, B. Yılmaz and O. Yılmaz, “Multi-Nucleon Exchange in Quasi-Fission Reactions”,
Phys. Rev. C dergisine yollandı [arXiv:1511.00211v1 nucl-th (2015)].
- B. Yılmaz, O. Yılmaz, S. Ayik, “Beyond mean-field approach to nucleon exchange in deep-inelastic heavy-ion collisions”, NUFRA-2015, 04-10 October 2015, Kemer-Antalya.
- S. Saatci, O. Yılmaz, B. Yılmaz, S. Ayik, “Nucleon diffusion in heavy-ion collision”,
NUFRA-2015, 04-10 October 2015, Kemer-Antalya.
- O. Yılmaz, “Nucleon exchange in heavy-ion collisions”, VIII. International Workshop on Nuclear Structure Properties, 7-10 September 2015, Sakarya.

İÇİNDEKİLER

Şekillerin Listesi	4
Özet.....	7
Abstract.....	9
1. Giriş	11
2. Ağır-İyon Reaksiyonlarının Stokastik Ortalama-Alan Kuramı	18
3. SOA kuramında Transport Katsayılarının Yarı-klasik olarak Hesaplanması.....	21
3.1 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ve $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ sistemlerinin merkezi olmayan çarpışmaları.....	23
4. SOA kuramında transport katsayılarının kuantal olarak hesaplanması.....	25
4.1. Merkezi Ağır-İyon Çarpışmaları.....	25
4.1.1. $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ ve $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları.....	28
4.1.2. $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ ve $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları.....	35
4.1.3. $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ve $^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları.....	40
4.2. Merkezi Olmayan Ağır-İyon Çarpışmaları.....	41
4.2.1. $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ve $^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$ sistemlerinin merkezi olmayan çarpışmaları.....	44
4.2.2. $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ve $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sistemlerinin merkezi olmayan çarpışmaları	45
5. Yarı-Fisyon Reaksiyonlarının Difüzyon Mekanizmasıyla İncelenmesi.....	46
5.1. $^{40,48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ Sistemlerinde Yarı-Fisyon Reaksiyonu	52
6. Sonuç ve Değerlendirme	60
Kaynaklar.....	63
TÜBİTAK Proje Özet Bilgi Formu.....	64

Şekillerin Listesi

- Şekil 1.1: Ağır-iyon çarpışmasının yörüngeleri. 12
- Şekil 3.1: Kütle merkezi enerjisi $E_{cm} = 110 \text{ MeV}$ ve yörünge açısai momentumu $\ell = 70\hbar$ iken $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sisteminde iyonların (a) temas etmeden önce, (b) temas ettiklerinde ve (c) temasdan sonraki durumlarında yoğunluk ifadesinin $\rho(x, y, z = 0, t)$ davranışı.21
- Şekil 3.2: $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sisteminde, $E_{cm} = 110 \text{ MeV}$ enerjisinde ve farklı başlangıç açısai momentum değerleri ile difüzyon katsayısı ve çarpışma sonrası ayrıışan çekirdeklerin kütle dağılım genişlikleri.23
- Şekil 3.3: $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ sisteminde, $E_{cm} = 300 \text{ MeV}$ enerjisinde ve farklı başlangıç açısai momentum değerleri ile difüzyon katsayısı ve çarpışma sonrası ayrıışan çekirdeklerin kütle dağılım genişlikleri.23
- Şekil 3.4: TDHF (dolu kare) ve SOA (dolu daire) yaklaşımlarında, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sistemi için σ_{AA} ifadesinin asimtotik değerlerinin açısai momentum ile değişimleri. Boş siyş kareler deneyden ölçülen asimtotik değerleri göstermektedir.24
- Şekil 4.1: İki ağır-iyonun merkezi çarpışması26
- Şekil 4.2: SOA kuramında $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sistemi için $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nin zamana göre değişimi.29
- Şekil 4.3: SOA kuramında $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sistemi için $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nin zamana göre değişimi.30
- Şekil 4.4: SOA kuramında $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ sistemi için $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nin zamana göre değişimi.30
- Şekil 4.5 : $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ 'nin zamana göre değişiminin hesabı.32
- Şekil 4.6: SOA kuramında $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ 'nin zamana göre değişiminin hesabı.32
- Şekil 4.7: SOA kuramında $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ 'nin zamana göre değişiminin hesabı.33
- Şekil 4.8: Proton, nötron ve toplam difüzyon katsayılarının zamanla değişimi.34

Şekil 4.9: $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sisteminde hafıza zamanının $\sigma(t)$ iki farklı parçacık-hole uzay büyüklüğündeki davranışı.....	37
Şekil 4.10: SOA kuramında, $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ sisteminin $\beta_1 = \beta_2 = 0$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	38
Şekil 4.11: SOA kuramında $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ sisteminin $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	39
Şekil 4.12: SOA kuramında $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sisteminin $\beta_1 = \beta_2 = 0$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	39
Şekil 4.13: SOA kuramında $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sisteminin $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	39
Şekil 4.14: SOA kuramında $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	40
Şekil 4.15: SOA kuramında $^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	40
Şekil 4.16: İki ağır-iyonun merkezi olmayan çarpışması.....	41
Şekil 4.17: SOA kuramında $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ sisteminin $E_{cm} = 12.0\text{MeV}$ ve $b = 3.65\text{fm}$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	44
Şekil 4.18: SOA kuramında $^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$ sisteminin $E_{cm} = 11.0\text{MeV}$ ve $b = 3.7\text{fm}$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	44
Şekil 4.19: SOA kuramında $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sisteminin $E_{cm} = 60.0\text{MeV}$ ve $b = 3.5\text{fm}$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	45
Şekil 4.20: SOA kuramında $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sisteminin $E_{cm} = 55.0\text{MeV}$ ve $b = 3.5\text{fm}$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.....	45
Şekil 5.1: $^{40}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ($E_{cm} = 202.0\text{MeV}$) ve $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ($E_{cm} = 198.7\text{MeV}$) sistemlerinin TDHF hesaplamalarında yoğunluk kesitleri.....	53
Şekil 5.2: TDHF'den elde edilen, (N, Z) düzleminde mermi iyonların ortalama sürüklenme yolları.....	54

Şekil 5.3: Proton sürüklenme v_Z (kesikli çizgi) ve nötron sürüklenme v_N (katı çizgi) katsayıları.....	55
Şekil 5.4: SOA'nın yarı-klasik yaklaşımında proton difüzyon D_{ZZ} (kesikli çizgi) ve nötron difüzyon D_{NN} (sürekli çizgi) katsayıları.	56
Şekil 5.5: Yarı-fisyon ürünlerinin proton dağılım genişliği σ_{ZZ} (kesikli çizgi), nötron dağılım genişliği σ_{NN} (sürekli çizgi) ve proton-nötron karışımının dağılım genişliği σ_{ZN} (noktalı çizgi)	57
Şekil 5.6: Yarı-fisyon ürünlerinin dağılımlarının toplam kütle genişlikleri σ_{AA}	58
Şekil 5.7: Çekirdeklerin ayrışma zamanında (a) $^{40}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ ve (b) $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ sistemleri için hedef-türü ürünlerin popülasyon olasılığı	59

Özet

Bu projede, ağır-iyon derin-inelastik çarpışmalarında mermi ve hedef çekirdekler arasında nükleon alış-verişi ile ilgili transport katsayıları için stokastik ortalama-alan kuramı (SOA) çerçevesinde yarı-klasik ve hafıza etkilerini içeren kuantal hesaplamalar yapıldı. Simetrik ve proton/nötron bakımından asimetrik sistemlerin füzyon potansiyel bariyer değerlerinin hemen altındaki enerjilerde merkezi ve merkezi olmayan çarpışmaları göz önüne alındı.

Ağır-iyonların merkezi çarpışmaları için türetilen ve simetrik sistemlerde test edilen kuantum mekaniksel hesaplar, asimetrik sistemlere ve merkezi olmayan çarpışmalara genişletildi. Benzer şekilde, nükleon alışveriş difüzyon katsayısının analitik ifadeleri, simetrik ve asimetrik ağır-iyonların merkezci olmayan çarpışmaları için hafıza etkilerini de içerecek şekilde kuantum mekaniksel olarak türetildi.

Proje kapsamında, ağır-iyon derin-inelastik çarpışma sonrası ayrıışan çekirdeklerin proton ve nötron difüzyon katsayıları, kütle dağılımlarının varyansları ile toplam difüzyon katsayısı $D_{AA}(t)$ ve toplam nükleon kütle dağılımının varyansı $\sigma_{AA}^2(t)$ aşağıdaki sistemler için hesaplandı.

- Merkezci olmayan çarpışmalarda, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{cm} = 110$ MeV) ve $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ ($E_{cm} = 300$ MeV) sistemleri için farklı başlangıç açısız momentum değerleri alınarak yarı-klasik olarak hesaplandı (*Phys. Rev. C90, 024613 (2014)*).
- Merkezi çarpışmalarda, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{cm} = 52.7$ MeV), $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ ($E_{cm} = 99.9$ MeV) ve nötronca zengin $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ ($E_{cm} = 50.7$ MeV) sistemleri için hafıza etkilerini içerecek şekilde kuantal olarak hesaplandı ve yarı-klasik sonuçlarla karşılaştırıldı (*Phys. Rev. C91, 054601 (2015)*).
- Küresel yapıya sahip $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ve nötronca zengin $^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$ sistemlerinin merkezi çarpışmalarında hafıza etkilerinin yaklaşık olarak dahil edildiği kuantal hesaplamaları yapıldı.
- Deforme yapıya sahip $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ ve nötronca zengin $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sistemlerinin merkezi çarpışmalarında hafıza etkilerinin yaklaşık olarak dahil edildiği kuantal hesaplamalar iki farklı oryantasyona göre ($\beta_1 = \beta_2 = 0^\circ$ ve $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$) yapıldı.

- $^{16}O+^{16}O$, $^{24}O+^{24}O$ ve $^{40}Ca+^{40}Ca$, $^{48}Ca+^{48}Ca$ sistemlerinin merkezi olmayan çarpışmalarında hafıza etkilerinin yaklaşık olarak dahil edildiği kuantal hesaplamalar yapıldı.
- $^{40}Ca+^{238}U$ ve $^{48}Ca+^{238}U$ sistemlerinin merkezi çarpışmalarında yarı-fisyon (quasi-fission) reaksiyonlarının difüzyon mekanizması yoluyla incelenmesi hesaplamaları yapıldı. (Phys. Rev. C dergisine yayına yollandı) [arXiv:1511.00211v1 nucl-th (2015)].

Proje iş paketlerinde öngörülen ve aşağıdaki verilen tüm çalışmalar tamamlandı.

- Simetrik ve nötron/proton bakımından asimetric atom çekirdeklerinin düşük-enerjili derin-inelastik **merkezcil** transport katsayılarının kuantal olarak hesaplanması ve daha önce yapılan yarı-klasik hesaplarla karşılaştırılması yapıldı.
- Simetrik ve asimetric atom çekirdeklerinin düşük-enerjili derin-inelastik **merkezcil olmayan** çarpışmalarında toplu değişkenlerin tanımlanması için gerekli olan pencere dinamiğinin zamana bağlı Hartree-Fock programına gerekli eklemeler yapılarak, proton ve nötron alış-verişi ile ilgili difüzyon katsayılarının kuantal olarak hesaplanması, bu katsayıları kullanarak ayrışan çekirdeklerin proton ve nötron dağılımlarının ortalama değerlerinin ve varyanslarının hesaplanması yapıldı.
- Simetrik ve nötron/proton bakımından asimetric atom çekirdeklerinin düşük-enerjili derin-inelastik **merkezcil olmayan** çarpışmalarında nükleon alış-verişine dayalı transport katsayılarının kuantal olarak hesaplanması, enerji disipasyon ve salınım mekanizmasının incelenmesi yapıldı.
- Ağır çekirdekler arası nükleon transferi için transport katsayılarının hafıza etkilerini yaklaşık olarak hesaba katarak kuantal hesaplanması için yeni bir yöntem geliştirildi.
- Yarı-fisyon reaksiyonlarının difüzyon mekanizmasıyla incelenmesi hesapları yapıldı.

Abstract

In this project, the transport coefficients associated with the nucleon exchange between projectile-like and target-like fragments in deep-inelastic heavy-ion collisions are calculated in the basis of a stochastic mean-field approach semi-classically and quantum mechanically by including memory effects. Central and off-central collisions of symmetric systems and asymmetric systems with different proton/neutron ratio are considered at the bombarding energies slightly below the fusion potential barrier.

Quantal expressions which are derived for central collisions in this project for symmetric systems, are then extended to asymmetric systems for central and off-central collisions. Analytic expressions of diffusion coefficients for nucleon exchange are obtained for symmetric and asymmetric systems in the quantal framework by incorporating the memory effect.

Within the scope of the project, the nucleon diffusion coefficients for proton and neutron, variances of their fragment mass distribution, the total nucleon mass distribution $D_{AA}(t)$ and the total mass variance $\sigma_{AA}^2(t)$ for fragments resulting after heavy-ion deep-inelastic collisions are studied for following systems:

- Semi-classical calculations are carried out in off-central collisions for $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{cm} = 110$ MeV) and $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ ($E_{cm} = 300$ MeV) systems at different initial angular momenta. (*Phys. Rev. C90, 024613 (2014)*).
- Quantal calculations are carried out for $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{cm} = 52.7$ MeV), $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ ($E_{cm} = 99.9$ MeV) and neutron-rich $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ ($E_{cm} = 50.7$ MeV) systems in central collisions by including memory effects and the results are compared with semi-classical calculations (*Phys. Rev. C91, 054601 (2015)*).
- Quantal calculations are performed for spherical $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ and neutron-rich $^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$ systems in central collisions by including memory effects approximately.
- Quantal calculations are performed for deformed $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ and neutron-rich $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ systems in central collisions by including memory effects approximately for two different orientations ($\beta_1 = \beta_2 = 0^\circ$ ve $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$).
- Quantal calculations are performed for $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, $^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$ and $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ systems in off-central collisions by including memory effects approximately.

- The calculations for $^{40}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ and $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ central collisions in quasi-fission regime are carried out by considering diffusion mechanisms (to be submitted to Phys. Rev. C) [arXiv:1511.00211v1 nucl-th (2015)].

All the studies and calculations suggested in the Project Proposal are completed and they are indicated below:

- Transport coefficients for symmetric and asymmetric systems are calculated for the **central** deep-inelastic collisions at low energy in a quantal framework and they are compared with semi-classical results.
- In order to define the average evolution of collective variables in **off-central** deep-inelastic collisions for symmetric and asymmetric systems, the window dynamics is added to TDHF program and transport coefficients and variances are then calculated in the quantal framework.
- Transport coefficients for symmetric and asymmetric systems are calculated for **off-central** deep-inelastic collisions at low energy in a quantal framework and the dissipation-fluctuation mechanism is investigated.
- A new method is introduced for calculating memory effects in the calculation of nucleon exchange and transport coefficients.
- Calculations of quasi-fission reactions by diffusion mechanism are carried out.

1. Giriş

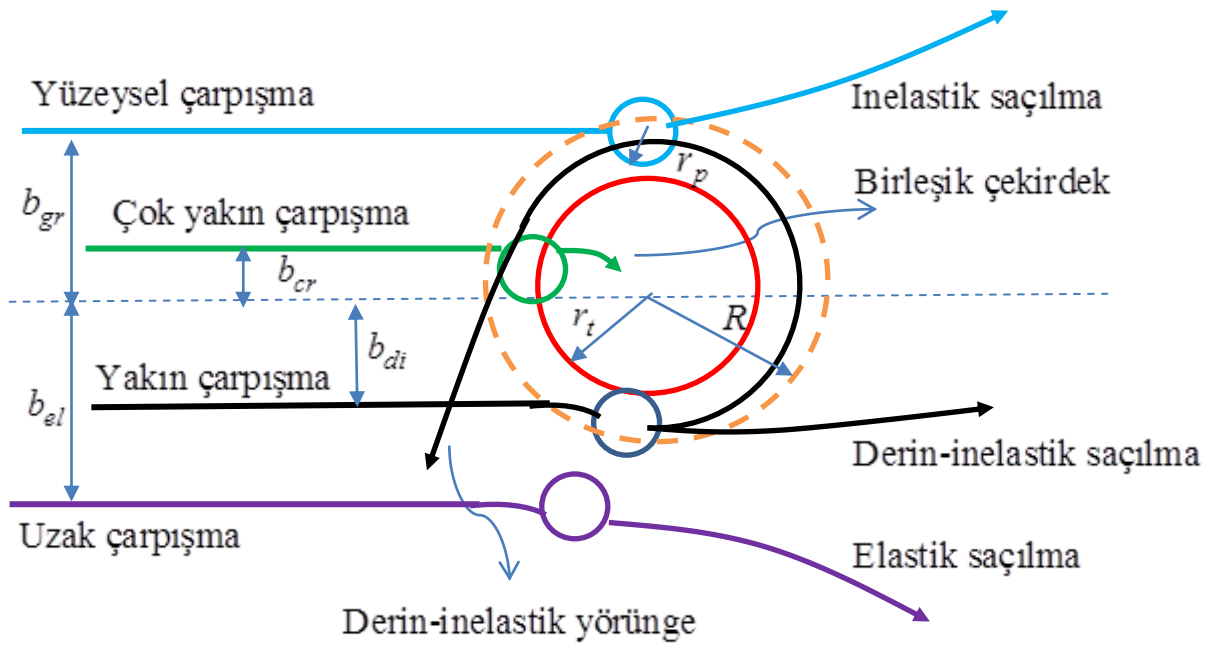
Atom çekirdekleri yeterince birbirine yaklaştığında aralarında oluşan etkileşmelerden dolayı başlangıçtaki sistem değişime uğrar. Bu olay, nükleer reaksiyon olarak isimlendirilir. Eğer etkileşen iyonlar helium çekirdeğinden büyük ise nükleer reaksiyon ağır-iyon reaksiyonu olarak adlandırılır.

Ağır-iyon reaksiyonları, nükleon başına düşen bombalama enerji değerine göre; düşük enerji (yaklaşık 10 MeV/Nükleon), orta enerji (100 MeV/Nükleon – 1 GeV/Nükleon) ve yüksek enerji ağır-iyon reaksiyonları olarak sınıflandırılırlar.

Düşük-enerji ağır iyon çarpışmaları, merkezi çarpışmaya ne kadar yakın olmasını tanımlayan çarpışma (impact) parametresine göre sınıflandırılırlar.

- i. Uzak mesafeli çarpışma: Büyük çarpışma parametrelerinde $b_{el} \gg (r_p + r_t)$ mermi ve hedef çekirdekler birbirlerinden uzakta olup aralarındaki nükleer etkileşme ihmal edilir ve sadece itici Coulomb etkileşmesi yörüngeyi belirler. Mermi çekirdek enerji kaybetmeden doğrultusunu değiştirecek şekilde hedef çekirdekle esnek saçılma yapar.
- ii. Yüzeysel çarpışma ($b_{gr} \approx (r_p + r_t)$) : Nükleer etkileşme etkisi az olup mermi ve hedef çekirdekler arasında birkaç nükleon alışverişi olabilir veya birkaç nükleon uyarılmış seviyelere çıkarak çekirdekten kopabilecek şekilde direk reaksiyon yapar ve gelen iyon inelastic olarak saçılır.
- iii. Yakın çarpışma: çarpışma parametresi kiritik bir değer altında $b_{ie} < (r_p + r_t)$ olduğunda, nükleer etkileşmeler etkili ve nükleon alışverişi olur. Mermi çekirdeğin kinetik enerjisinin bir kısmı nükleonlar arasında paylaşılır, sistem bir müddet beraber hareket eder ve sonra ayrılır. Bu durum, derin inelastik çarpışma olarak adlandırılır.

iv. Çok yakın çarpışma (birleşik çekirdek oluşumu, füzyon): çarpışma parametresi yeterince küçük $b_{ie} < (r_p + r_t)$ veya sıfır (kafa kafaya çarpışma) olduğunda mermi çekirdeğin kinetik enerjisinin tamamı nükleonlar arasında paylaşılır, uyarılmış seviyelere geçen nükleonlar çekirdekten ayrılmayıp kaynaşarak tek bir birleşik kararsız çekirdek oluşur, birleşik çekirdek kısa sürede (10^{-20} s civarında) bozular.



Şekil 1.1: Ağır-iyon çarpışmasının yörüngeleri

Böylece, ağır-iyonların düşük enerjilerde çarpışmalarında, küçük çarpışma parametrelili yakın çarpışmalar, çok ağır olmayan nükleer sistemlerde füzyon olayını yaratır. Hedef ve mermi çekirdek kaynaşarak sıcak birleşik bir çekirdek olarak ortaya çıkar. Orta çarpışma parametrelili merkezci olmayan çarpışmalarda ise çarpışan çekirdekler kaynaşamaz. İki çekirdek arasında açılan pencereden çok sayıda nükleon alış-verişi olur, bombalama enerjisinin ve göreceli açısal momentumun bir kısmı iç serbestlik derecelerine akar ve sonrasında yüksek enerjilere uyarılmış olan hedef ve mermi çekirdekler tekrar ayrışırlar. Bu tür reaksiyonlara derin elastik olmayan ağır-iyon çarpışmaları denir.

Geçtiğimiz yıllarda bu tür reaksiyonlar, radyoaktif olmayan kararlı mermi ve hedef çekirdekleri kullanılarak Almanya’da GSI, Fransa’da GANIL, İtalya’da LNS/INFN, Amerika’da MSU laboratuvarlarında incelendi.

Proton ve nötron bakımından zengin ve nükleon damlama çizigisi civarındaki radyoaktif çekirdeklerin statik ve dinamik özelliklerinin incelenmesi, günümüzde ağır-iyon fiziğinin çok önemli ve güncel araştırma konularından birisidir. Bu tür çekirdeklerin deneysel olarak incelenmelerinin yapılabilmesi için yüksek yoğunlukta radyoaktif çekirdeklerden oluşan mermi demetleri gerekmektedir. Bu tür deneyleri yapabilmek amacıyla, Fransa’da GANIL, Amerika’da MSU ve Japonya’da RIKEN laboratuvarlarındaki mevcut ağır-iyon hızlandırıcılarını, yoğun radyoaktif mermi demetleri üretebilecek duruma getirme ve geliştirme çalışmaları devam etmektedir.

Düşük enerji ($E/A \leq 10 \text{ MeV}$) derin-inelastik ağır-iyon çarpışmalarında, Coulomb bariyer enerjisi civarında mermi ve hedef çekirdekler karşılaştıklarında birbirine yapışırlar, bir müddet beraber hareket ederler, bu esnada birbirinden nükleon alış-verişi yaparlar ve sonra tekrar ayrılıp yollarına devam ederler. Mermi ve hedef çekirdeklerin başlangıçtaki kütle numaraları A_B ve A_T iken çarpışma sonrası kütle numaraları A_p ve A_r olur ve toplam kütle numaraları korunacak şekilde aralarında nötron ve proton alış-verişi olur.

Standart ortalama-alan kuramında, diğer bir adıyla zamana bağlı Hartree-Fock (TDHF) modelinde, sistemin zamana bağlı dalga fonksiyonu, zamana bağlı tek-parçacık dalga fonksiyonlarından oluşan bir Slater determinantı ile belirlenir. Ortalama-alan kuramı, düşük enerjili nükleer çarpışmalarda gözlenen reaksiyon dinamiğinin incelenmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır [1]. Bu kuram, tek-parçacığa dayalı disipasyon mekanizmasını içermektedir ve görelî mesafesi, görelî momentumu, kütle asimetrisi gibi toplu değişkenlerin ortalama değerlerini başarılı bir şekilde tasvir etmesine karşın toplu değişkenlerin ortalama değerleri civarında salınımlarının anlaşılmasında başarılı değildir.

Salınımlar olmadan disipasyon olmayacağı çok iyi bilinmektedir. Düşük enerjili ağır-iyon çarpışmalarında gözlenen gerek derin elastik olmayan ve gerekse füzyon reaksiyonlarında toplu değişkenlerin salınımları önemli bir rol oynamakta olup toplu değişkenlerin ortalama değer civarındaki salınımlarının tasvirinde standart ortalama-alan kuramı başarısız olmaktadır. Bu durumda tek-parçacığa dayalı salınımları (ortalama-alan salınımları) katarak ortalama alan kuramının nasıl geliştirileceği önemli bir soru olarak durmaktadır. Son yıllarda yapılan bir çalışmada bu soruya bir cevap sunulmuştur [2]. Asıl olarak toplu değişkenlerin salınımları iki farklı kaynaktan gelmektedir: (i) ikili nükleon çarpışmalarından kaynaklanan salınımlar [3] ve (ii) tek-parçacık mekanizmasından (ortalama alan salınımları) kaynaklanan salınımlar. Pauli engel faktörünün etkisiyle, düşük enerjilerde ikili nükleon çarpışmalarından kaynaklanan disipasyon ve salınım etkisi önemli değildir ve ihmal edilebilir. Dolayısıyla, düşük enerjilerde toplu salınımlara asıl etki ortalama-alan salınımlarından gelmektedir. SOA kuramı, bu etkiler göz önüne alınarak geliştirilmiştir. Standart ortalama alan kuramından farklı olarak, SOA kuramında sistemin başlangıç halindeki kuantal ve termal yoğunluk dalgalanmaları stokastik bir yaklaşımla hesaba katılmıştır. Bu şekilde, sistemin zamana bağlı dalga fonksiyonu, Slater determinantlar kümesinin lineer kombinasyonu olarak genelleştirilmiştir.

SOA kuramı, düşük enerjili ağır-iyon reaksiyonlarında sıcak füzyon, ağır-iyonların füzyonu, derin-elastik olmayan ağır-iyon çarpışmaları ve nükleer maddenin spinodal kararsızlığı gibi reaksiyonlarda sistemin ortalama davranış civarındaki salınımlarının hesaplanmasında ve simetri kırılma mekanizmalarının incelenmesinde çok faydalı bir çerçeve oluşturmaktadır.

Standart TDHF yaklaşımında, iyonların çarpışma öncesi enerjileri minimum olacak şekilde statik başlangıç koşulları alınarak makroskopik değişkenlerin ortalama değerleri başarıyla hesaplanır. Stokastik ortalama-alan yaklaşımında (SOA) ise kuantal ve termal dalgalanmalar başlangıç koşullarında tanımlanır ve farklı

başlangıç koşullarının uygun dağılımı olan topluluklar üzerinden ortalama alınarak salınımlardan gelen katkıları içeren kuantal hesaplar yapılabilir.

Deneysel olarak, mermi-iyonun kütle dağılımının ortalama değeri ve genişliği ölçülebilir. Standart TDHF hesaplamaları bu dağılımın ortalama değerini başarıyla verirken genişliği deneysel değerlerden yaklaşık 10 kat küçük bulunur. Oysaki, ağır-iyon çarpışmalarında ortaya çıkacak elementlerin hangi olasılıkla oluşacağını bilmek önemlidir. Bu projede, standart TDHF ile hesaplanamayan bu dağılımın, yoğunluk salınımları hesaba katılarak stokastik olarak hesaplanabileceği ve deneyle örtüşecek sonuçlar vereceği gösterildi.

SOA kuramı proje ekibince değişik problemlere uygulanmıştır. Ağır-iyonların düşük enerjilerde merkezci çarpışmalarını göz önüne alarak mermi ve hedef çekirdekler arasında nükleon alış-verişi ve momentum transferini tasvir eden transport katsayılarını SOA kuramının yarı-klasik çerçevesinde hesaplanmıştır [4]. Relativistik olmayan ve relativistik ortalama-alan çerçevesinde simetrik ve asimetric nükleer maddede spinodal kararsızlık mekanizmasının ilk evreleri SOA kuramı çerçevesinde incelenmiştir [5].

Bu projede, SOA kuramı çerçevesinde derin-inelastik çarpışmaların analizinde önemli rol oynayan mermi ve hedef çekirdekler arasında nükleon alış-verişi, momentum ve açısız momentum transferi ile ilgili transport katsayıları, hafıza etkileri hesaba katılarak kuantum mekaniksel olarak hesaplanmıştır.

Standart ortalama-alan hesaplarında sadece negatif enerjili işgal edilen (dolu) tek-parçacık durumları (hole durumları) gerekirken SOA çerçevesinde yapılan kuantal hesaplarda işgal edilmemiş (dolu olmayan) pozitif enerjili durumlar (parçacık durumları) da gereklidir. Yoğunluk dalgalanmalarının kuantal etkileri, hole ve parçacık durumları arasındaki matris elemanlarından hesaplanır ve bir andaki olay farklı zamanlardaki tüm olaylara bağılı olarak hafıza etkilerini hesaba katarak kuantal hesaplarda tüm hole ve tüm parçacık durumları üzerinden toplama vardır.

Sonlu sayıda negatif enerjili dolu durumlar varken sonsuz sayıda dolu olmayan parçacık durumları vardır. Hesaplarımızda iki farklı teknik kullandık:

- i. Fragmentlerin kütle dağılımının varyansı yaklaşık doyuma ulaşana kadar pozitif enerjili parçacık durumları üretildi (hesaplarımızda nükleon sayısının 160 katı kadar tek-parçacık durumu üretildi). Hesaplarda pratikte 3000-5000 pozitif enerjili durumlar kullanıldı. Programın her zaman adımında hesaplanan matris elemanlarını yazıyor ve depoluyor olması hesapların aşırı derecede büyümesine sebep oluyor. Fermi gaz seviye yoğunluk ifadesi kullanılarak bu aşırı büyümeden kurtulmak ve hesapları yapılabilir hale getirmek için bir teknik uygulandı. Ancak, hole durumları sonlu iken parçacık durumunun sonsuz sayıda olması nedeniyle hesapların beklendiği gibi az sayıda parçacık durumunun alınması ile doyuma ulaşmadığı ve daha ağır-iyonlar için bu haliyle metodun iyi çalışmadığı görüldü.
- ii. Hafıza etkilerinin yaklaşık olarak dahil edildiği kuantal hesaplamalar için geliştirdiğimiz yaklaşık metod çerçevesinde nükleon akı dalgalanmalarının varyansı $\overline{\delta v_A^\lambda(t)\delta v_A^\lambda(t')} = e^{-(t-t')^2/2\sigma^2} \overline{\delta v_A^\lambda(t)\delta v_A^\lambda(t)}$ şeklinde ifade edildi. Bu durumda, eş zamanlı nükleon akı dalgalanmalarının varyans ifadesini, tamlık bağıntısını kullanarak çok basitleştirmek mümkün oldu.

Lireratürde TDHF denklemlerinin nümerik çözümlerini veren değişik bilgisayar programları mevcuttur. P. Bonche grubunun SLy4d etkin Skyrme potansiyelinden yararlanarak yazdığı program [6] ve S. Umar'ın SLy4d potansiyelinin tamamını kullanarak yazdığı tdhf3d.f90 olarak bilinen program [7] yaygın olarak kullanılmaktadır. Bu projede, S. Umar'ın zamana bağlı Hartree-Fock denklemlerinin çözümünü veren ve Skyrme potansiyeline dayalı tdhf3d.f90 bilgisayar program kodunu esas aldık [7]. Difüzyon katsayısının sayısal hesaplanması için, negatif enerjili hole dalga fonksiyonlarının (işgal faktörü sıfırdan farklı) yanı sıra işgal faktörü sıfır olan parçacık dalga fonksiyonlarının

hesaplanmasını da katarak programı genelleştirdik. Hesaplarda Skyrme potansiyelinin SLy4 ve SLy4d parametre setleri kullanıldı.

Daha önceki çalışmalarda bu transport katsayıları yarı-klasik limitte ve hafıza etkilerini ihmal ederek (Markov limiti) merkezci çarpışmalar için hesaplandı [4]. Projede, hafıza etkilerini içeren transport katsayılarının ifadeleri stokastik ortalama-alan kuramında kuantum mekaniksel bir formalizmde türetildi. Hem simetrik hem de asimetrik ağır-iyonların merkezci ve merkezci olmayan çarpışmaları için nümerik hesaplamalar yapan programlar geliştirildi. İki farklı yaklaşım yapılarak, ayrışan çekirdeklerin proton ve nötron dağılımlarının ortalama değerlerini, varyanslarını $\sigma_{NN}^2(t)$, $\sigma_{ZZ}^2(t)$ ve proton-nötron koralasyonunu $\sigma_{NZ}^2(t)$ hesaplamak mümkün oldu.

Bu çalışmaların, dünyada yeniden dizayn edilmekte olan hızlandırıcılarda yüksek akıllı nötronca zengin radyoaktif ağır-iyon demetleri ile yapılacak deneylerde gözlenecek nükleon alış-verişi, elektrik yükünün dengelenmesi, enerji ve açısal momentum transferi gibi reaksiyonların analizinde çok yararlı katkıları olacaktır. Ayrıca yapılan hesaplar, nükleon difüzyon mekanizmasıyla süper ağır çekirdeklerin yaratılmasıyla ilgili deneysel çalışmaların analizinde de çok faydalı olacaktır.

Bu çalışmalar, derin-elastik olmayan ağır-iyon reaksiyonlarında nükleon transfer mekanizmasının yanı sıra, enerji-momentum disipasyon ve salınma mekanizmasını kuantum mekaniksel olarak ve hafıza etkilerini de hesaba katarak incelenmesine temel oluşturacaktır.

2. Ağır-İyon Reaksiyonlarının Stokastik Ortalama-Alan Kuramı

Tek-parçacık yoğunluk matrisinin zamanla gelişimi, tanımlanan bir başlangıç durumdan başlayarak standart TDHF denklemi ile elde edilir. Bu standart yaklaşım, kollektif hareketin ortalama gelişimi için iyi bir yaklaşım olmasına rağmen kollektif hareketin ortalama değeri civarındaki salınımlarından gelen katkıların anlaşılmasında başarısızdır.

Standart ortalama alan kuramından farklı olarak, SOA kuramında sistemin başlangıç halindeki kuantal ve termal yoğunluk salınımları stokastik bir yaklaşımla hesaba katılmıştır. Başlangıçtaki yoğunluk salınımları tek bir yoğunluk matrisi yerine, yoğunluk matrislerinin bir kümesi olarak alınarak simulasyonu yapılır. Böylece bir tek Slater determinantı yerine Slater determinantlarının bir süperpozisyonu göz önüne alınır. Stokastik ortalama-alan kuramı, düşük enerjili ağır-iyon çarpışma dinamiğinin ortalama davranışını ve toplu değişkenlenlerin salınımlarını uyumlu bir şekilde içermekte olup bu tür hesaplamalarda kullanılması ve olayların açıklanmasında önemli bir modeldir. Ortalama alan disipasyon ve salınım mekanizmasını kuantum mekaniksel disipasyon-salınım bağıntısına uyumlu olarak içerirecek şekilde düşük enerjili ağır iyon çarpışmaları ve engel altındaki füzyon mekanizması için empirik olarak geliştirilmiştir.

Stokastik ortalama alan tanımlamasında, tek-parçacık yoğunluk matrislerinin bir kümesi (ensemble) başlangıç durumundaki kuantal ve termal salınımları içerecek şekilde oluşturulur. Yoğunluk matris kümesinin λ indeksi ile gösterilen bir elemanı

$$\rho_a^\lambda(\vec{r}, \vec{r}', t) = \sum_{ij} \phi_i(\vec{r}, t; \lambda) \langle i | \rho_a^\lambda(0) | j \rangle \phi_j^*(\vec{r}', t; \lambda) \quad (2.1)$$

olarak yazılır [4-5]. 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 kabullenim, yoğunluk matrisinin elemanları birbirinden bağımsız rastgele sayılardır. Bu rastgele sayıların Gaussian dağılımlarının ortalama değerleri $\overline{\rho_{ij}^\lambda} = \overline{\langle i | \rho_a^\lambda(0) | j \rangle} = \delta_{ij} n_j$ ifadesi ile verilirken yoğunluktaki salınımlara ait elemanların varyansları ise

$$\overline{\langle i | \delta \rho_a^\lambda(0) | j \rangle \langle j' | \delta \rho_b^\lambda(0) | i' \rangle} = \frac{1}{2} \delta_{ab} \delta_{ii'} \delta_{jj'} \left[n_i (1 - n_j) + n_j (1 - n_i) \right] \quad (2.2)$$

şeklinde belirlenir [4-5]. Burada n_j dalga fonksiyonlarının başlangıç şartlarındaki işgal faktörleridir. Sıfır sıcaklıkta 1 veya 0 olup, sonlu sıcaklıklarda Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ile verilir. Bu tanımlamada, $\delta \rho_{ij}^\lambda = \langle i | \delta \rho_a^\lambda(0) | j \rangle$ ifadeleri başlangıç yoğunluk matrisindeki salınımlara ait elemanları gösterir.

Kümenin her bir olayındaki tek-parçacık dalga fonksiyonu o olayın ortalama-alan Hamiltoniyen $h \left[\rho_a^\lambda(t) \right]$ tarafından TDHF denkleminde göre belirlenir

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi_j(\vec{r}, t; \lambda) = h \left[\rho_a^\lambda(t) \right] \phi_j(\vec{r}, t; \lambda) \quad (2.3)$$

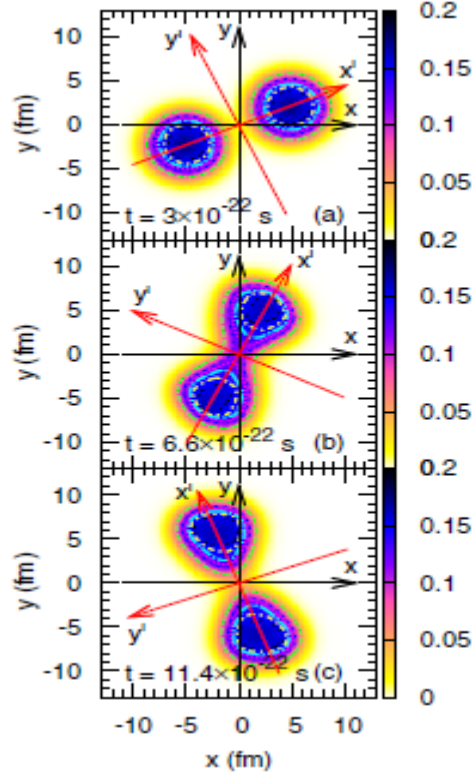
SOA yaklaşımının simülasyonu şu aşamalarda yapılır:

- Statik Hartree-Fock denklemi çözülerek başlangıç dalga fonksiyonlarının $\phi_j(\vec{r})$ bir tam seti elde edilir.
- Rastgele seçilen yoğunluk matris elemanları seti ρ_{ij}^λ ile bir olay tanımlanır ve uygun bir faz faktörü ile dalga fonksiyonları hareketlendirilir.
- Başlangıç zamanındaki deforme Hamiltonian $h \left[\rho_a^\lambda(t=0) \right]$, olayın başlangıç yoğunluk matrisi $\rho_a^\lambda(\vec{r}, \vec{r}', t=0) = \sum_{ij} \phi_i^*(\vec{r}) \rho_{ij}^\lambda \phi_j(\vec{r}')$ kullanılarak hesaplanır.
- Matris elemanları ρ_{ij}^λ sabit tutularak, yukarıdaki TDHF denkleminde tek-parçacık dalga fonksiyonlarının zaman bağıllılığı $\phi_j(\vec{r}, t; \lambda)$ belirlenir.

- e. Standart ortalama-alan yaklaşımda, deterministik başlangıç koşullarından başlayarak deterministik bir son durum yaratılırken, SOA yaklaşımında, kendi ortalama-alan Hamiltonyeni ile hesaplanan olayların kümesi oluşturulur. Bu yaklaşımla, her olaydaki gözlenebilir bir niceliğe ait tek-cisim Q operatörünün beklenen değeri $Q_\lambda(t) = \sum_{ij} \langle \phi_i(t; \lambda) | Q | \phi_j(t; \lambda) \rangle \rho_{ij}^\lambda$ nokta nokta hesaplanarak olasılık dağılımını bulabilmek mümkün olur.

3. SOA Kuramında Transport Katsayılarının Yarı-klasik olarak Hesaplanması

Derin-inelastik çarpışmalarda sistem füzyon yapmaz ve yoğunluk ifadesi $z = 0$ düzleminde zaman içinde Şekil 3.1. deki gibi bir karakter gösterir [8].



Şekil 3.1 :Kütle merkezi enerjisi $E_{cm} = 110 \text{ MeV}$ ve yörünge açısal momentumu $\ell = 70\hbar$ iken $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sisteminde iyonların (a) temas etmeden önce, (b) temas ettiklerinde ve (c) temasdan sonraki durumlarında yoğunluk ifadesinin $\rho(x, y, z = 0, t)$ davranışı.

Simetrik sistemlerde kütle merkezi koordinatları iyonlar arasında minimum yoğunluğa karşı gelecek pencerenin merkezi koordinatları (x_0, y_0) ile aynı olacaktır. Bu durumda, bir t zamanında pencere düzleminin pozisyonu

$$y - y_0 = -(x - x_0) \cot \theta(t) \quad (3.1)$$

olur. Burada $\theta(t)$ dönme açısıdır.

Gözönüne alınan λ olayındaki mermi iyonunun nükleon sayısı, faz uzayı dağılım fonksiyonu $f^\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t)$ ve adım fonksiyonu Θ cinsinden

$$A_p^\lambda(t) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} d^3 r \Theta \left\{ [x - x_0(t)] \cos \theta + [y - y_0(t)] \sin \theta \right\} f^\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t) \quad (3.2)$$

ifadesi ile tanımlanır. Yarı-klasik yaklaşımda, faz uzayı dağılım fonksiyonu $f^\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t)$ yoğunluk matrisinin Fourier transformu olarak aşağıdaki gibi tanımlanır

$$f^\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t) = \int d^3 s e^{-i\vec{p}\cdot\vec{s}/\hbar} \rho^\lambda \left(\vec{r} - \frac{\vec{s}}{2}, \vec{r} + \frac{\vec{s}}{2}, t \right) \quad (3.3)$$

İyonlar arasında açılan pencereden geçen parçacık oranlarının hesaplanması için dönme sistemine geçmek daha kullanışlıdır. Burada x' eksenini sistemin simetri eksenine olacak şekilde koordinat transformasyonu

$$\begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x' \cos \theta - y' \sin \theta \\ x' \sin \theta + y' \cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

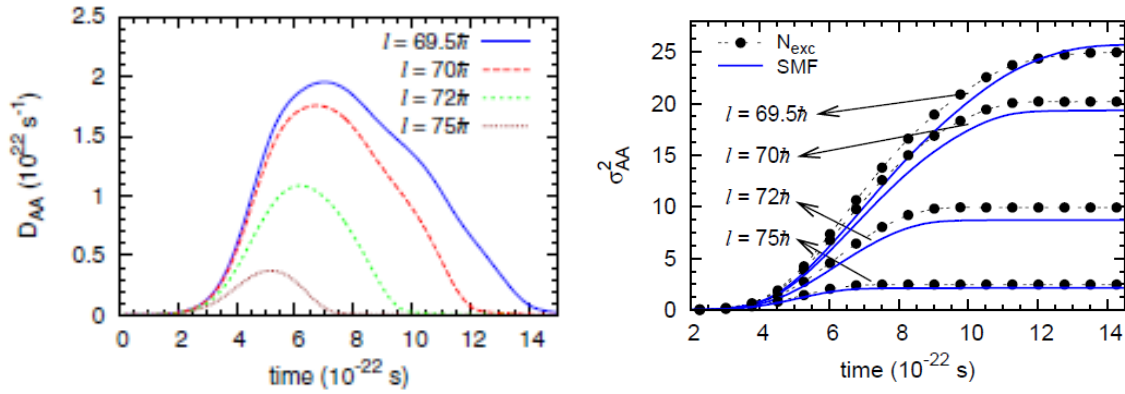
olur. Dönme sisteminde (x', y') , nükleon akısındaki dalgalanma

$$\frac{d}{dt} A_p^\lambda(t) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} dy' dz' u'_x \delta f^\lambda(\vec{r}, \vec{p}, t) \Big|_{x'=0} = \xi_A^\lambda(t) \quad (3.5)$$

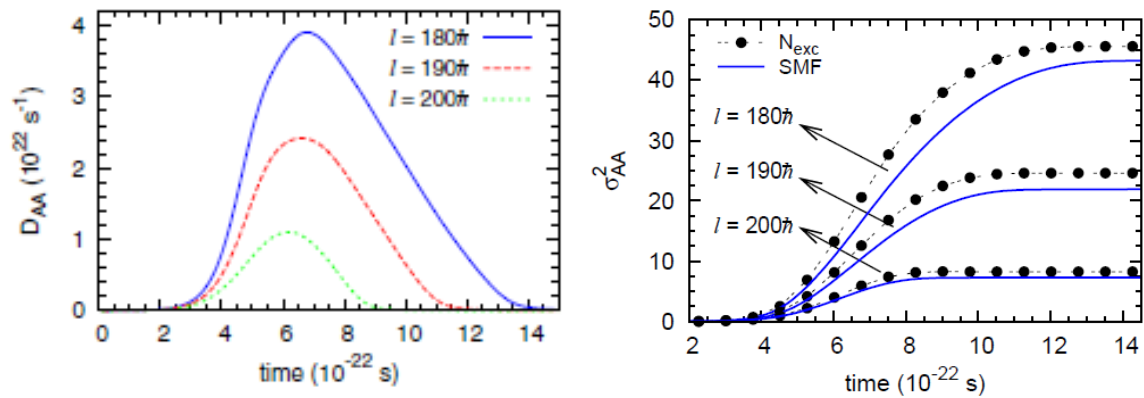
olarak elde edilir. Burada, u'_x terimi dönme sisteminde simetri eksenine boyunca hız bileşenidir. Pencereden akının dalgalanmasının ortalama değeri $\overline{\xi_A^\lambda(t)} = 0$ ve korelasyonu ise $\overline{\xi_A^\lambda(t) \xi_A^\lambda(t')} = 2\delta(t - t') D_{AA}(t)$ olacak şekilde difüzyon katsayısı $D_{AA}(t)$ ve nükleon transfer olasılık dağılım fonksiyonunun genişliği $\sigma_{AA}^2(t)$ hesaplanır.

3.1 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ve $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ sistemlerinin merkezi olmayan çarpışmaları

Yarı-klasik çerçevede, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ve $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ simetrik sistemlerin merkezi olmayan derin-inelastik çarpışmaları çalışıldı [8]. Difüzyon katsayısı ve çarpışma sonrası ortaya çıkan çekirdeklerin kütle dağılım genişlikleri Şekil 3.2 ve Şekil 3.3'de verildi. Sonuçlar, deneysel verilerin analizinde kullanılan $\sigma_{AA}^2(t) = N_{exc}(t)$ empirik bağıntısıyla uyum içindedir.

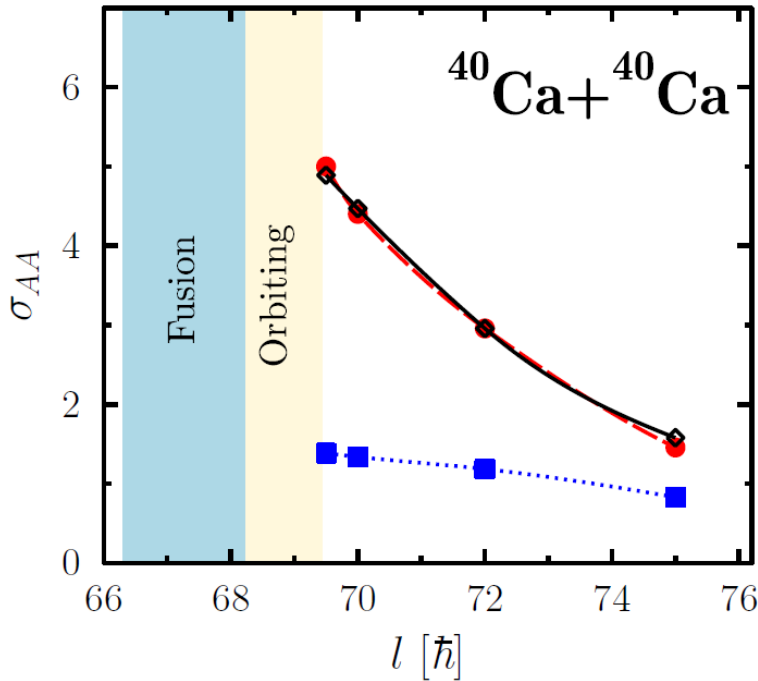


Şekil 3.2: $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sisteminde, $E_{cm} = 110\text{MeV}$ enerjisinde ve farklı başlangıç açısall momentum değerleri ile difüzyon katsayısı ve çarpışma sonrası ayrıışan çekirdeklerin kütle dağılım genişlikleri.



Şekil 3.3: $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ sisteminde, $E_{cm} = 300\text{MeV}$ enerjisinde ve farklı başlangıç açısall momentum değerleri ile difüzyon katsayısı ve çarpışma sonrası ayrıışan çekirdeklerin kütle dağılım genişlikleri

$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sistemi için biraz düşük bombardıman enerjisinde $E_{cm} = 128$ MeV ve farklı bir açıl momentum aralığında deneysel veri mevcuttur [9]. Ölçülen açıl momentum aralığında çekirdeklerin atom numarası dağılım genişlikleri $\sigma_{AA} = 2.8$ ile $\sigma_{AA} = 4.6$ arasında bulunmuştur. Şekil 3.4’ de görüldüğü gibi bu deneysel sonuçlar SOA hesaplarıyla uyum içindedir. Çekirdeklerin atom numaraları dağılımlarının genişliğini standart ortalama alan yaklaşımında da hesaplamak mümkündür. Şekil 3.4 da nokta nokta olarak gösterilen bu hesap sonuçları gerek deney ve gerekse SOA hesaplarının ciddi ölçüde altında kalmaktadır. Bu çalışmada, standart ortalama-alan yaklaşımı çok küçük değerler öngörürken SOA ile elde edilen sonuçlar deneyle uyumlu olarak bulundu.



Şekil 3.4: TDHF (dolu kare) ve SOA (dolu daire) yaklaşımlarında, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sistemi için σ_{AA} ifadesinin asimtotik değerlerinin açıl momentum ile değişimleri. Boş siyah kareler deneyden ölçülen asimtotik değerleri göstermektedir.

4. SOA Kuramında Transport Katsayılarının Kuantal olarak Hesaplanması

Bu yaklaşımda, tek-parçacık yoğunluk matrislerinin kümesi başlangıçtaki yoğunluk salınımlarını içerecek şekilde oluşturulur. Her bir kümenin (λ ile gösterilen) tek-parçacık yoğunluk matris elemanı kendi ortalama alanına göre gelişir ve topluluğun tek-parçacık Hamiltonyeni ile uyumlu olarak türetilen tek-parçacık durumlarından oluşturulur. Verilen bir topluluğun nükleon yoğunluğu ve akım yoğunluğu ifadeleri

$$\rho^\lambda(x, y, z, t) = \sum_{ij} \Phi_j^*(x, y, z, t; \lambda) \rho_{ji}^\lambda \Phi_i(x, y, z, t; \lambda) \quad (4.1)$$

$$\vec{j}^\lambda(x, y, z, t) = \sum_{ij} \frac{\hbar}{2im} \left(\Phi_j^*(\lambda) \vec{\nabla} \Phi_i(\lambda) - \Phi_i(\lambda) \vec{\nabla} \Phi_j^*(\lambda) \right) \rho_{ji}^\lambda \quad (4.2)$$

şeklinde olup aşağıdaki süreklilik denklemini sağlarlar

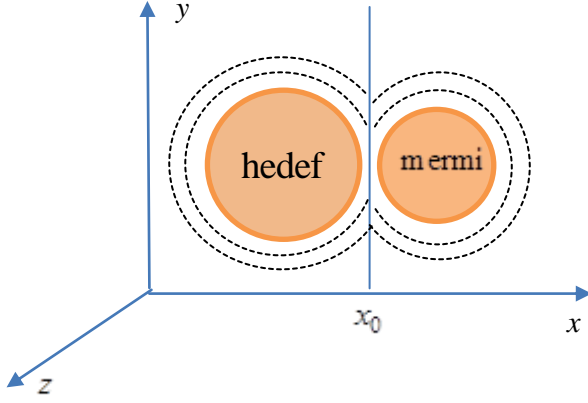
$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(x, y, z, t) + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}(x, y, z, t) = 0 . \quad (4.3)$$

4.1. Merkezi Ağır-İyon Çarpışmaları

Başlangıç olarak, füzyon enerjisi altındaki enerjilerde simetrik sistemlerin merkezci çarpışmaları göz önüne alındı. Şekil 4.1’de verilen düzleme göre, mermi iyonun kütle numarası, aralarında oluşan pencerenin sağ tarafındaki nükleon yoğunluğun integrali için adım fonksiyonu $\theta(x - x_0)$ kullanılarak aşağıdaki şekilde tanımlandı

$$A_p^\lambda = \int dx dy dz \theta(x - x_0) \rho^\lambda(x, y, z, t) \quad (4.4)$$

Burada $x_0 = 0$ pencerenin yerini verir ve başlangıç noktası olarak alınır.



Şekil 4.1: İki ağır-iyonun merkezi çarpışması

Mermi çekirdeğin kütle numarası olan A_p^λ ifadesinin zamanla değişimi, penceredeki akım yoğunluğunun x-bileşeni olan $j_x^\lambda(x_0, y, z, t)$ cinsinden

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} A_p^\lambda &= \int dydz j_x^\lambda(x_0, y, z, t) \\ &= v_A(t) + \delta v_A^\lambda(t) \end{aligned} \quad (4.5)$$

olarak elde edilir. Burada, nükleon sürüklenme hızı olarak tanımlanan $v_A(t)$ 'nin ortalama değeri pencereye akan net akı cinsinden

$$\begin{aligned} v_A(t) &= \int dydz j_x(x_0, y, z, t) \\ &= \frac{\hbar}{2im} \int dydz \sum_j \left(\Phi_j^* \vec{\nabla} \Phi_j - \Phi_j \vec{\nabla} \Phi_j^* \right)_{x=0} n_j \end{aligned} \quad (4.6)$$

olarak tanımlanır. Simetrik sistemler için $v_A(t)$ sıfırdır. Diğer yandan, $\delta v_A^\lambda(t)$ ile gösterilen terim ise ortalama değerden sapmaları tanımlar ve akıdaki dalgalanma cinsinden

$$\begin{aligned} \delta v_A^\lambda(t) &= \int dydz \delta j_x^\lambda(x_0, y, z, t) \\ &= \frac{\hbar}{2im} \int dydz \sum_{ij} \left(\Phi_j^* \vec{\nabla} \Phi_i - \Phi_i \vec{\nabla} \Phi_j^* \right)_{x=0} \delta \rho_{ji}^\lambda \end{aligned} \quad (4.7)$$

olarak alınıp pencereden akan akıdaki salınımı veren ifade olarak tanımlanır. Bu analizde, küçük genlikli salınımlar göz önüne alındı ve dalga fonksiyonlarının topluluk bağımlılığı ihmal edildi. Ortalama değerden sapmaların varyansı, topluluklar üzerinden ortalama alınarak aşağıdaki ifade bulunur

$$\begin{aligned} \overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t')} &= \left(\frac{\hbar}{2m} \right)^2 \sum_{ij} \int dy dz \left(\Phi_j^* \nabla_x \Phi_i - \Phi_i \nabla_x \Phi_j^* \right)_{x=0} (t) \\ &\quad \times \int dy dz \left(\Phi_j \nabla_x \Phi_i^* - \Phi_i^* \nabla_x \Phi_j \right)_{x=0} (t') \frac{1}{2} \left[n_i(1-n_j) + n_j(1-n_i) \right] \end{aligned} \quad (4.8)$$

Burada, yoğunluk matris elemanlarının varyansı için disipasyon-salınım bağıntısına uygun

$$\overline{\delta \rho_{ji}^\lambda \delta \rho_{i'j'}^\lambda} = \frac{1}{2} \delta_{ii'} \delta_{jj'} \left[n_i(1-n_j) + n_j(1-n_i) \right] \quad (4.9)$$

ifadesi kullanıldı. Ortalama değerden sapmaların varyansı, parçacık ve hole dalga fonksiyonları cinsinden yazılırsa

$$\overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t')} = \text{Re} \left\{ \sum_{ph} \int dy dz \left[\left(\frac{\hbar}{2im} \right) \left(\phi_p^* \nabla_x \phi_h - \phi_h \nabla_x \phi_p^* \right) \right] (t) \int dy' dz' \left[\left(\frac{\hbar}{2im} \right) \left(\phi_p^* \nabla_x \phi_h - \phi_h \nabla_x \phi_p^* \right) \right]^* (t') \right\} \quad (4.10)$$

elde edilir. Aşağıda verilen

$$\begin{aligned} A_{ph}(t) &= \int dy dz \left(\Phi_p^* \nabla_x \Phi_h - \Phi_h \nabla_x \Phi_p^* \right)_{x=0} (t) \\ &= X_{ph}(t) + iY_{ph}(t) \end{aligned} \quad (4.11)$$

tanımı kullanılarak difüzyon katsayısı için

$$\begin{aligned} D_{AA}(t) &= \int_0^t dt' \overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t')} \\ &= \left(\frac{\hbar}{2m} \right)^2 \int_0^t dt' \frac{1}{2} \sum_{ph} \left[A_{ph}(t) A_{ph}^*(t') + A_{ph}^*(t) A_{ph}(t') \right] \end{aligned} \quad (4.12)$$

ifadesi elde edilir. Bu gösterimde, parçacık durumları (işgal edilmemiş pozitif enerjili durumlar) için p ve hole durumları (işgal edilmiş negatif enerjili durumlar) için h kullanıldı. Standart ortalama-alan teorisinde sadece hole durumları varken, kuantal etkiler için parçacık durumlarının (pozitif enerjili durumlar) hesaba katılması gereklidir. Çarpışma sonrası ortaya çıkan iyonların kütle dağılımlarının varyansı $\sigma_A^2(t) = \overline{\delta v_P^\lambda(t) \delta v_P^\lambda(t')}$ ve varyansın zamanla değişimi sonrası ortaya çıkan iyonların kütle dağılımlarının varyansı $\frac{d}{dt} \sigma_A^2(t) = 2D_{AA}(t)$ olup difüzyon katsayısı

$$D_{AA}(t) = \int_0^t dt' \overline{\delta v_P^\lambda(t) \delta v_P^\lambda(t')} \quad (4.13)$$

ifadesi ile bağıntılıdır. Böylece nükleon transfer olasılık dağılım fonksiyonunun genişliği, difüzyon katsayısının zaman üzerinden integrali olur ve

$$\sigma_{AA}^2(t) = 2 \int_0^t dt' D_{AA}(t') \quad (4.14)$$

ifadesinden hesaplanır.

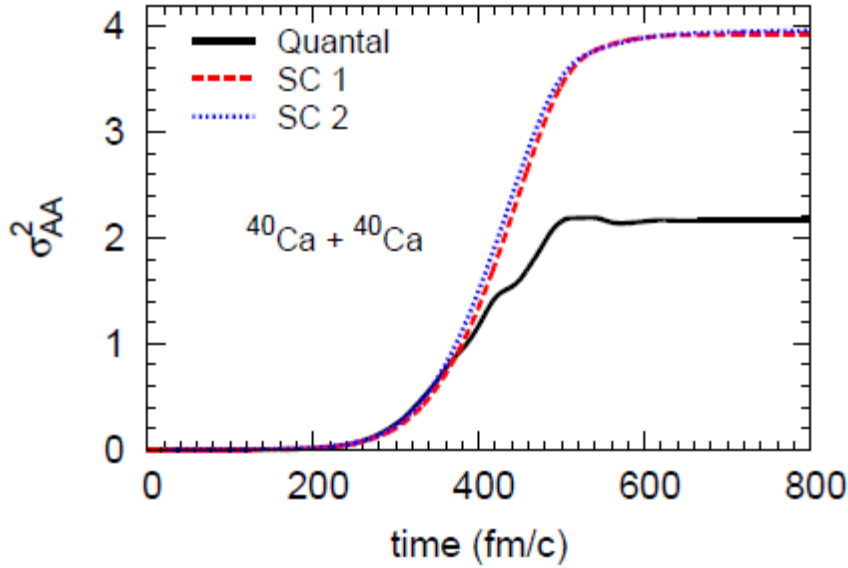
Bu yaklaşımda, standart TDHF ifadelerine (klasik ve deterministik ifadelere) yoğunluk salınımlarından gelen ve hafıza etkilerini de içeren kuantal katkılar ilave edilmiştir. Bunun hesaplanabilmesi için TDHF koduna ilaveler ve yeni düzenlemeler yapıldı [10].

4.1.1. $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ ve $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları

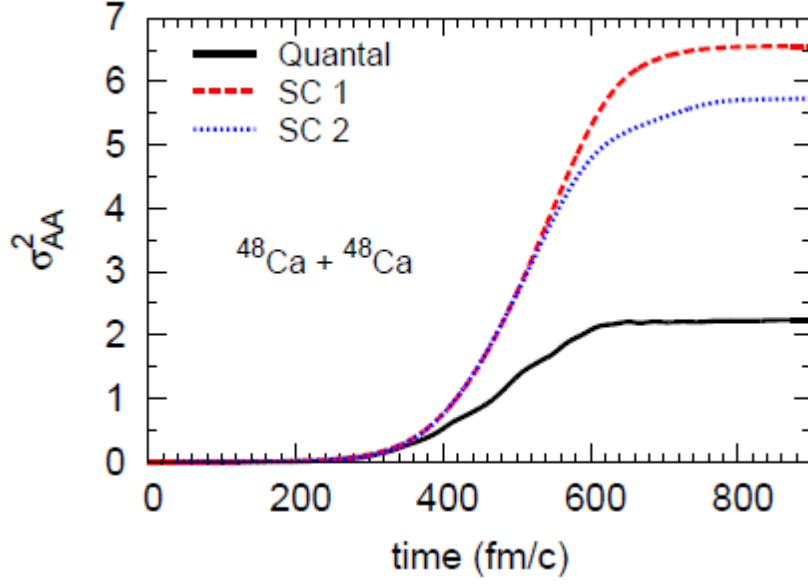
$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ and $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ sistemlerinin merkezi çarpışmalarında toplam difüzyon katsayısı $D_{AA}(t)$ ve nükleon transfer olasılık dağılım fonksiyonunun genişliği $\sigma_{AA}^2(t)$ için kuantal hesaplar yapıldı [10]. Dağılım fonksiyonunun genişliği sabit duruma gelene kadar pozitif enerjili parçacık durumlarının sayısı artırıldı.

Kuantal sonuçlar, aynı parametrizasyon ve aynı program kodu kullanılarak yapılan yarı-klasik (hafıza etkileri içermeyen) sonuçlarla karşılaştırıldı.

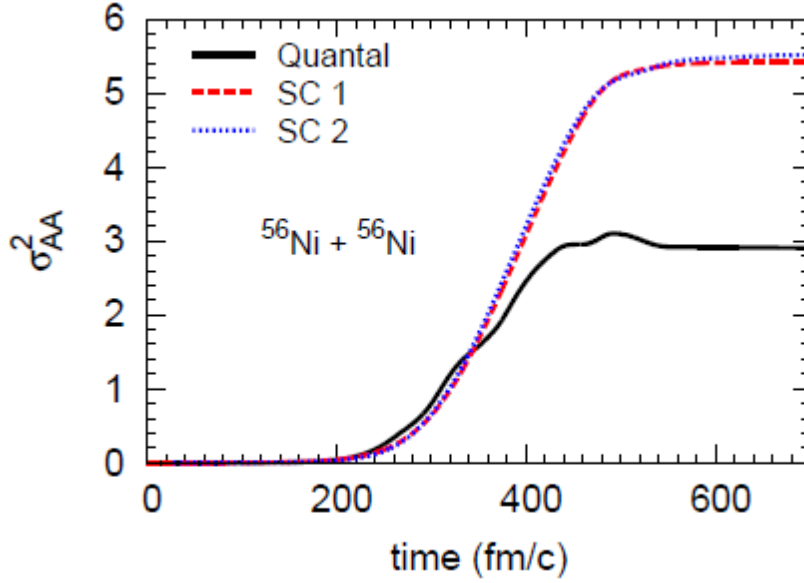
Füzyonun meydana geldiği minimum Coulomb bariyer potansiyel değerlerinin hemen altındaki enerjilerde mermi ve hedef çekirdekler karşılaşır, birbirlerine yapışır ve nükleon alış-verişi yaptıktan sonra ayrılırlar. Bu difüzyon olayı için kütle merkezi çarpıştırma enerjileri $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ için $E_{cm} = 52.7 \text{ MeV}$, $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ için $E_{cm} = 50.7 \text{ MeV}$ ve $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ için $E_{cm} = 99.9 \text{ MeV}$ alınarak difüzyon katsayısı ve nükleon transfer olasılık dağılım fonksiyonunun genişliği TDHF kodu kullanılarak zamanın fonksiyonu olarak hesaplandı. Her üç sistem için yapılan kuantal ve iki farklı yarı-klasik hesaplar aşağıda verilen şekillerde sunuldu.



Şekil 4.2:SOA kuramında $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sistemi için $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nin zamana göre değişimi.



Şekil 4.3: SOA kuramında $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sistemi için $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nin zamana göre değişimi.



Şekil 4.4: SOA kuramında $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ sistemi için $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nin zamana göre değişimi.

Şekil 4.2, 4.3 ve 4.4, ilgili sistemler için çarpışma sonrası ayrılan fragmentlerin kütle dağılım genişliğinin zamanla değişimini (veya ayrışma mesafesine göre değişimini) vermektedir. Çarpışan iyonların nükleon alışverişi yaptıktan sonra tekrar ayrılmaları, füzyon bariyer enerjilerinin altındaki bombalama enerjilerine

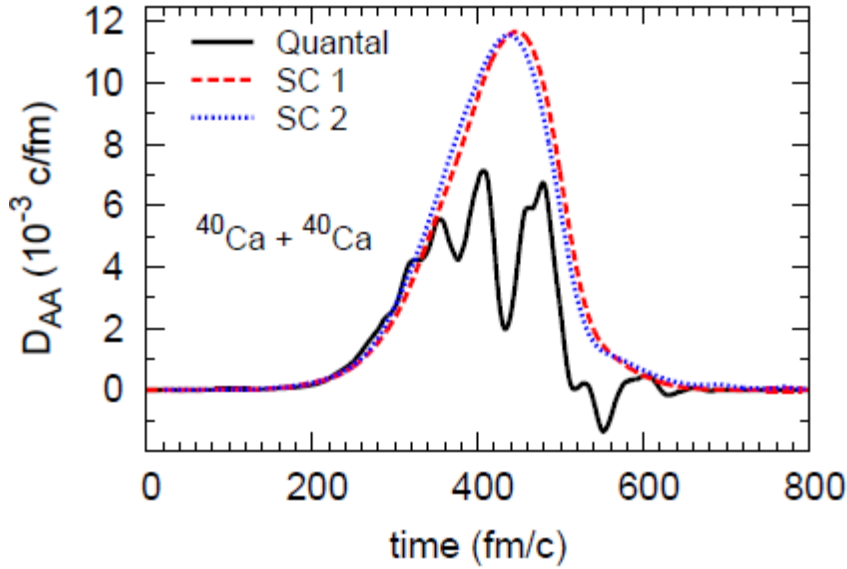
hassas bir şekilde bağılı oldukları görüldü. İki farklı TDHF kodu ile yapılan yarı-klasik (SC 1 ve SC 2) hesaplar birbiri ile uyumlu olurken, kuantal hesaplardaki değerler bunlardan $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ve $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ için yaklaşık iki ve $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ için ise üç faktör az bulundu.

Yarı-klasik hesaplar, kullandığımız TDHF kodu ile ve aynı etkileşme parametrizasyonu kullanılacak şekilde programlandı ve yapıldı. Her iki hesabın karşılaştırılması ile, kuantal hesaplardaki dalgalanmaların, hafıza etkilerinden ve çekirdeğin kabuk yapısından geldiği anlaşıldı. Çarpışmanın ayrılma aşamasında difüzyon katsayıları Markovyan olmayan davranışından dolayı negatif değer alıyor ve bu nedenle difüzyon katsayıları ve dağılımlarının varyansları için yarı-klasik sonuçlardan daha düşük değerler elde ediliyor. Diğer yandan, kuantal sonuçlarda salınımlar varken yarı-klasik hesaplar bu mesafelerde düzgün bir davranış sergiliyor. Kuantal ve yarı-klasik hesaplar arasındaki önemli bir fark da sürekli durumların durum yoğunluğu faktöründen gelmektedir. Kullandığımız kod sürekli durumların durum yoğunluğunu hesaplamamaktadır. Sürekli durumlar üzerinden integral yerine, enerji dilimleri üzerinden toplama alınarak pozitif enerjili sürekli durumlar için Fermi gaz seviye yoğunluğu ifadesini kullanıldı. Fermi gaz seviye yoğunluğu ifadesi gerçek seviye yoğunluk ifadesine tam karşılık gelmemesi de hesaplarda bir farklılık yaratmaktadır. Sürekli durumların seviye yoğunluğunun kuantal difüzyon katsayıları üzerindeki etkilerinin tam anlaşılması için başka çalışmalara gerek vardır.

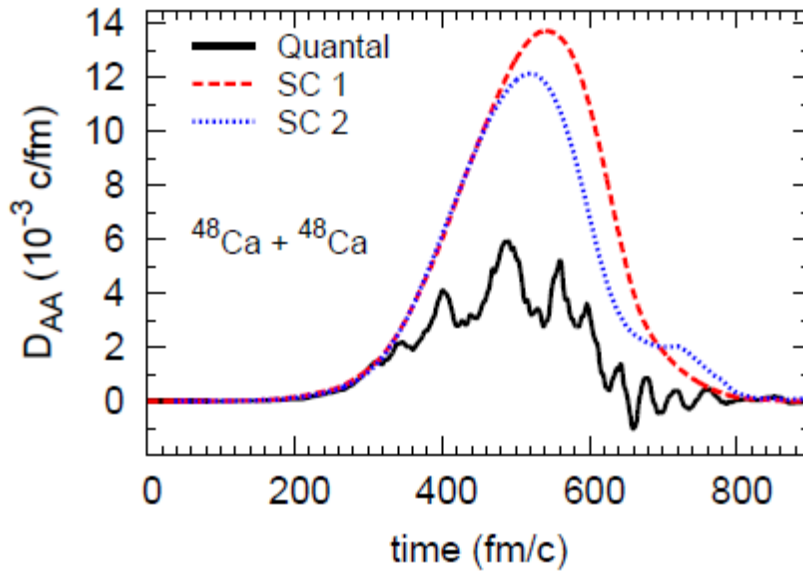
Bu hesaplamalar ile, nükleon değiş-tokuş mekanizmasının SOA yaklaşımında tam kuantal olarak çalışılarak difüzyon olayında hafıza etkilerinin anlaşılması ve hesaplanan yarı-klasik sonuçlarla karşılaştırılması başarılıdır. Böylece, merkezi olmayan çarpışmalar için bu yol ve yöntemler kullanılarak başka hesapların yapılabilmesinin mümkün olduğu gösterilmiştir.

Şekil 4.5, 4.6 ve 4.7’de, ilgili sistemler için difüzyon katsayısının zamanla gelişimi verildi. Kuantal difüzyon katsayısının büyüklükleri yarı-klasik değerlerinden daha

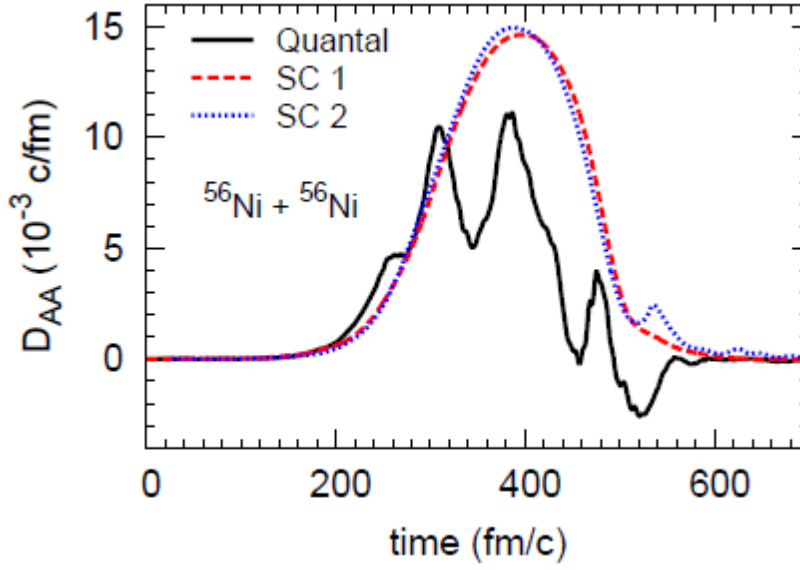
küçük olup zamanın fonksiyonu olarak salınım gösterdiler. Kuantal hesaplardaki bu salınımlar kısmen çekirdeğin kabuk yapısından kısmen de hafıza etkisinden gelmektedir. Markovyan olmayan karakterden dolayı, çarpışmanın ayrılma safhasında difüzyon katsayısı negatif değerler alıyor. Yarı-klasik hesaplar ise pozitif ve düzgün bir davranış gösteriyor.



Şekil 4.5 : $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ 'nin zamana göre değişiminin hesabı.

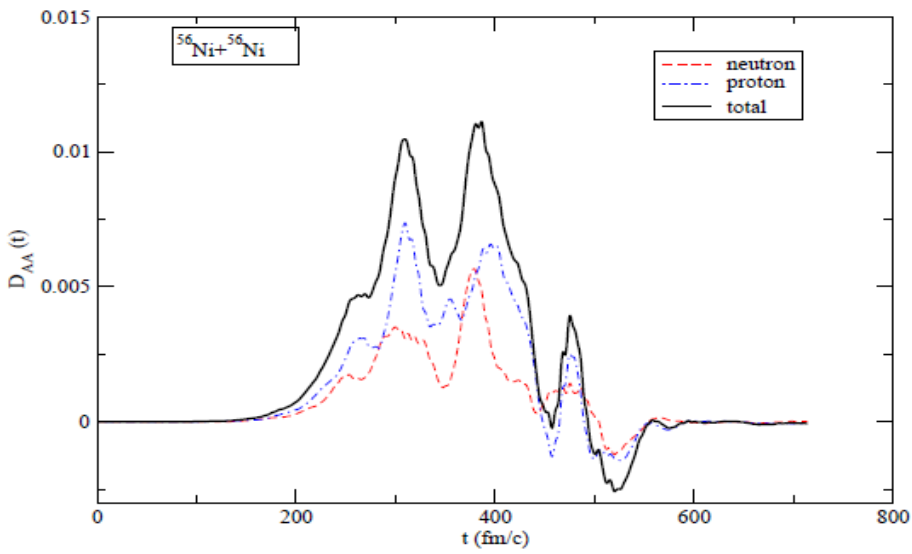
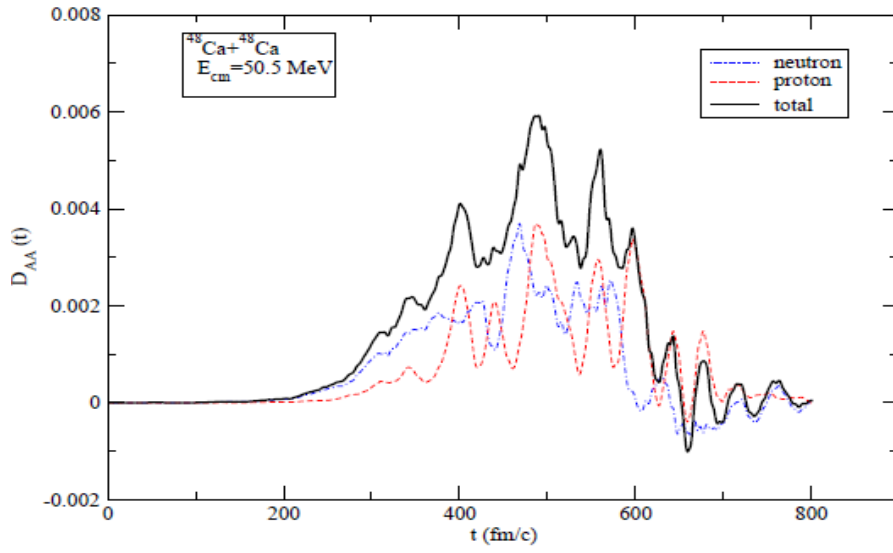
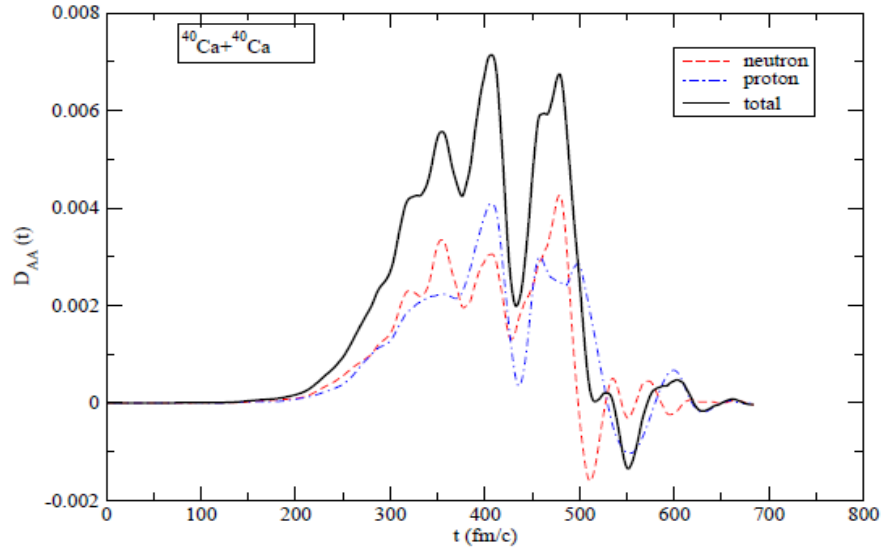


Şekil 4.6: SOA kuramında $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ 'nin zamana göre değişiminin hesabı



Şekil 4.7:SOA kuramında $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ 'nin zamana göre değişiminin hesabı.

Kuantal hesaplarda nötron, proton ve toplam difüzyon katsayılarının zamanla gelişimi için elde edilen sonuçlar Şekil4.8'de verildi. Çarpışan iyonların ayrışma safhasında nötron difüzyon katsayısı daha fazla negatif olmasına da bağlı olarak protondan daha düşük değer almaktadır. Difüzyon süresince prensip olarak proton-nötron korelasyonu ortaya çıkar. Simetrik sistemlerin Coulomb barrier enerjileri altındaki merkezi çarpışmalarında bu korelasyon küçük olacağından hesaplarda göz önüne alınmamıştır ve toplam varyans hesaplarında ihmal edilmiştir.



Şekil 4.8: Proton, nötron ve toplam difüzyon katsayılarının zamanla değişimi.

4.1.2. $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ ve $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları

Hafıza etkilerini içeren ve $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ ve $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sistemleri için yapılan kuantal hesaplamalardan, hole durumları sonlu iken parçacık durumunun sonsuz sayıda olması nedeniyle hesapların beklendiği gibi az sayıda parçacık durumu ile doyuma ulaşmadığı, daha ağır-iyonlar için bu haliyle metodun iyi çalışmadığı ve hesapların çok uzun zaman aldığı anlaşıldı. Standart ortalama-alan hesaplarında sadece negatif enerjili işgal edilen durumlar (hole) gerekirken SOA çerçevesinde yapmakta olduğumuz kuantal hesaplarda işgal edilmemiş pozitif enerjili durumlar (parçacık) da gereklidir. Yoğunluk dalgalanmalarının kuantal etkileri, hole ve parçacık durumları arasındaki matris elemanlarından hesaplanmakta ve bir andaki olay farklı zamanlardaki tüm olaylara bağlı olarak hafıza etkilerini içeren kuantal hesaplarda tüm hole ve tüm parçacık durumları üzerinden toplama vardır.

Hafıza etkisinden dolayı, özellikle ağır sistemler için difüzyon katsayısının hesabı çok uzun zaman almaktadır. Kullandığımız metodun uygulamalarını kolaylaştırmak için hafıza etkilerini yaklaşık olarak gözönüne alarak difüzyon hesaplarını çok hızlandıran pratik bir metod geliştirdik. Bu metodu ilk çalışma olarak, deforme yapıya sahip olan $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ ve nötronca zengin $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sistemlerinin merkezi çarpışmalarına uyguladık. Geliştirdiğimiz yaklaşık metod çerçevesinde nükleon akı dalgalanmalarının varyansı

$$\overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t')} = e^{-(t-t')^2/2\sigma^2} \overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t)} \quad (4.15)$$

şeklinde ifade edildi. Burada $\sigma(t)$ hafıza zamanını göstermektedir. Bu yaklaşım ile difüzyon katsayısı

$$\begin{aligned} D_{AA}(t) &= \int_0^t dt' \overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t')} = \int_0^\infty dt' e^{-(t-t')^2/2\sigma^2} \overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t)} \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma(t) \overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t)} \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma(t) \left(\frac{\hbar}{2m} \right)^2 \frac{1}{2} \left\{ \sum_{ph} \left[A_{ph}(t) A_{ph}^*(t) + A_{ph}^*(t) A_{ph}(t) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.16)$$

şeklinde olup $A_{ph}(t)$ ifadeleri aynı zamanın fonksiyonu olurlar. Yukarıdaki ifedeye sadece hole durumları (h ve h') üzerinden toplama olan $\sum_{h'h} \left[A_{h'h}(t)A_{h'h}^*(t) + A_{h'h}^*(t)A_{h'h}(t) \right]$ terimi eklenip çıkarılır ise hole ve parçacık durumları üzerinden dalga fonksiyonlarının tamlık özelliği

$$\sum_p \Phi_p^*(x) \Phi_p(x') + \sum_{h'} \Phi_{h'}^*(x) \Phi_{h'}(x') = \sum_a \Phi_a^*(x) \Phi_a(x') = \delta(x-x') \quad (4.17)$$

kullanılabilir hale gelir ve böylece eş zamanlı nükleon akı dalgalanmalarının varyans ifadesini, tamlık bağıntısını kullanarak çok basitleştirmek mümkün olur. Sonuçta ortaya çıkan ifade sadece negatif enerjili hole durumları üzerinden toplama içeren

$$\overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t')} = e^{-(t-t')^2/2\sigma^2} \left(\frac{\hbar}{m} \right)^2 \times \left\{ \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{\lambda} \sum_h \int dydz |\nabla_x \phi_h(t)|_{x=0}^2 - \sum_{hh'} \left| \frac{1}{2} \int dydz \left[\phi_{h'}^*(\nabla_x \phi_h) - \phi_{h'}(\nabla_x \phi_h^*) \right]_{x=0}(t) \right|^2 \right\} \quad (4.18)$$

ifadesine dönüşür. Burada, delta fonksiyonlarından kaynaklanan singüler davranıştan kurtulmak için $\lambda \rightarrow 0$ durumunda $\delta(x-x_0) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2\pi\lambda}} e^{-(x-x_0)^2/2\lambda^2}$ ifadesi

kullanıldı. İfadede geçen λ düzgünleştirme faktörüdür.

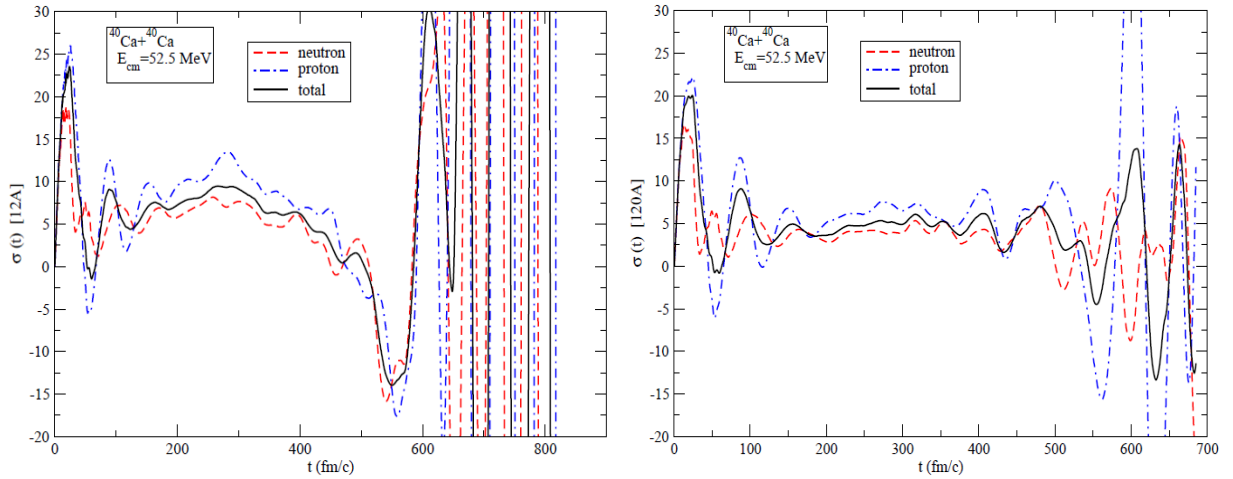
Bu yol ile, difüzyon katsayısını sadece dolu tek-parçacık dalga fonksiyonları cinsinden ifade etmek mümkün olmaktadır. Bu sonuç, difüzyon katsayısının nümerik hesaplarını, ağır sistemler için bile, büyük ölçüde kolaylaştırmaktadır.

Hafıza zamanı $\sigma(t)$ proton-nötron kanallarına, başlangıç yörünge açışal momentumuna, bombalama enerjisine ve zamana bağlı olabilir ve parçacık durumlarının sayısına bağlı olarak hesaplanması gerekir. Bu tanımlamada hafıza zamanı $\sigma(t)$ yeterince küçük olduğunda, $t'=t$ alınarak integralin üst limiti sonsuza gönderildi. Bu yaklaşım, literatürde bilinen Markov limitine

benzemektedir. Önerdiğimiz yaklaşımda, hafıza etkisi yaklaşık olarak hesaplara dahil edilmektedir. Proton-nötron kanallarındaki farklılığı ihmal edersek, difüzyon katsayısı ifadesi $D_{AA}(t) = \sqrt{2\pi}\sigma(t)\left(\delta v_A^\lambda(t)\delta v_A^\lambda(t)\right)$ şeklinde olur. Böylece, hafıza zamanı $\sigma(t)$ uygun sayıda bir parçacık-hole uzayı seçilerek

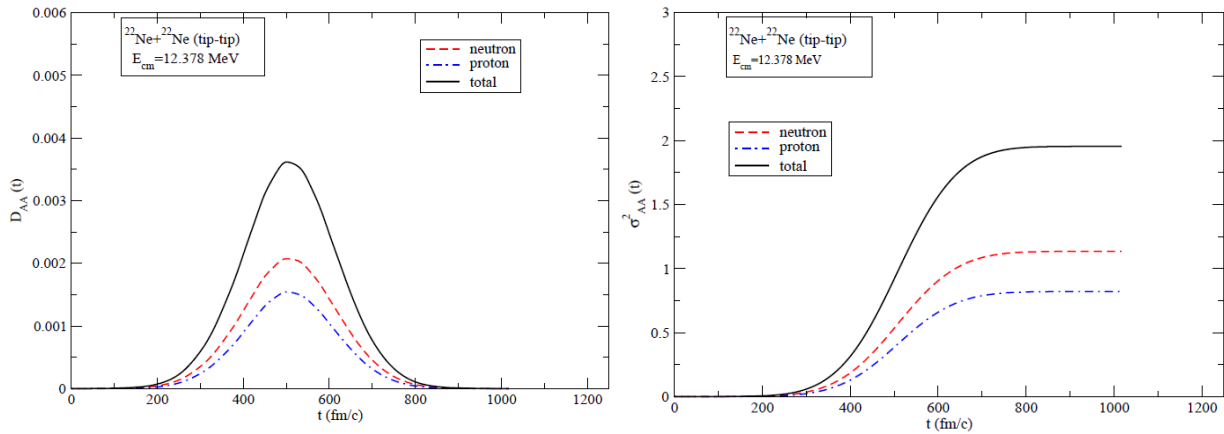
$$\sigma(t) = \left[\int_0^t dt' \overline{\delta v_A^\lambda(t)\delta v_A^\lambda(t')} \right] / \left[\overline{\delta v_A^\lambda(t)\delta v_A^\lambda(t)} \right] \quad (4.19)$$

ifadesinden hesaplanır. $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ and $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları için yaptığımız deneme hesaplarında çeşitli büyüklükte parçacık-hole uzayları göz önüne alındı ve uzayın boyutu büyüdükçe hafıza zamanının $\sigma(t)$ doyuma ulaştığı görüldü. Bir örnek olarak, 12A ve 120A katlarında nükleon olarak (parçacık-hole uzayı), $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sistemi için hafıza zamanı $\sigma(t)$ 'nin tayini için elde edilen grafik Şekil 4.9'de verildi. İki iyonun etkileşme bölgesinde $\sigma(t)$ sayısının yaklaşık sabit bir değer aldığı ve E_{cm} 'ye bağlı olarak belli bir değer civarında olduğu tespit edildi.



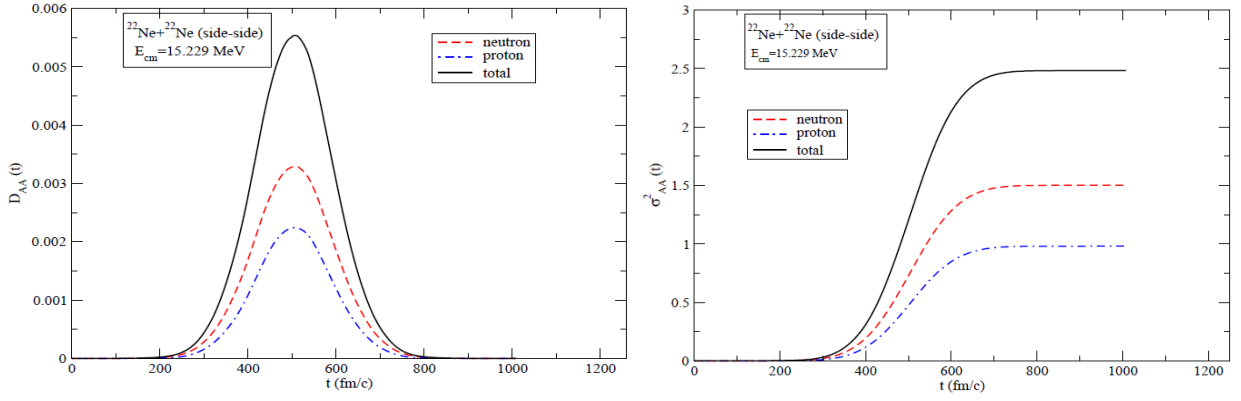
Şekil 4.9: $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sisteminde hafıza zamanının $\sigma(t)$ iki farklı parçacık-hole uzay büyüklüğündeki davranışı.

Geliştirdiğimiz bu yeni yöntemi kullanarak, deforme $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ ve nötronca zengin $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sistemlerinin merkezi çarpışmalarında difüzyon katsayısı $D_{AA}(t)$ ve nükleon transfer olasılık dağılım fonksiyonunun genişliği $\sigma_{AA}^2(t)$ için kuantal hesaplar yapıldı. Farklı iki yönelim durumu olan $\beta_1 = \beta_2 = 0$ (tip-tip) ve $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$ (side-side) için elde edilen sonuçlar Şekil 4.10, 4.11, 4.12 ve 4.13’de sunuldu. Bu hesaplarda özellikle $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sisteminde hafıza zamanının proton-nötron kanalına bağımlılığı gözlemlenmiştir. Hafıza zamanının proton-nötron kanalına bağımlılığını göz önüne alarak $\sigma(t)$ ’nin tayini için 120A sayısı kadar durum yaratarak hassas hesap yapıldı. Bu sistemler için difüzyon katsayılarının hesaplanması nötronca zengin sistemlerde proton ve nötron difüzyon mekanizmasının daha iyi anlaşılması için çok faydalı olacaktır.

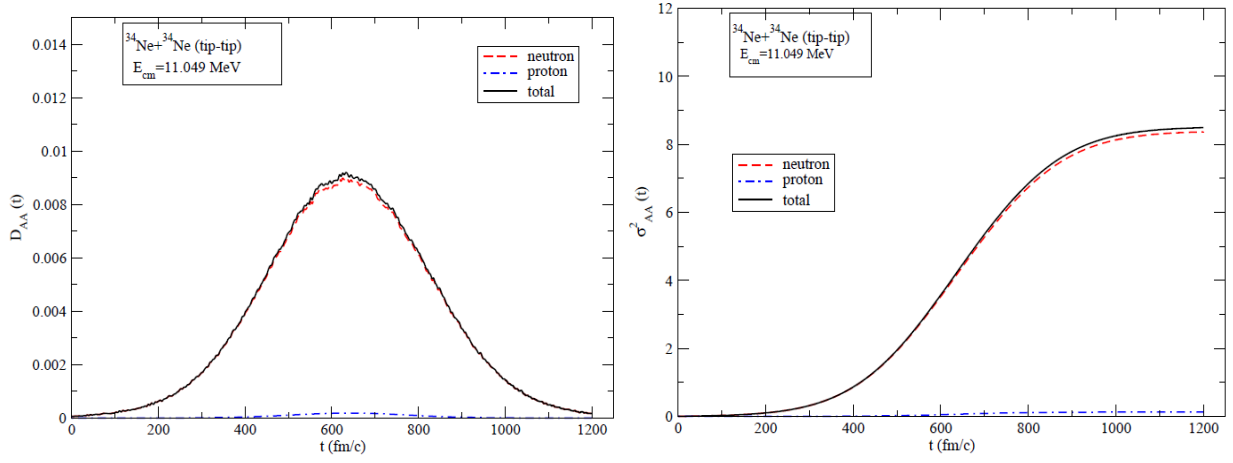


Şekil 4.10: SOA kuramında, $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ sisteminin $\beta_1 = \beta_2 = 0$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ ’nin zamana göre değişimi.

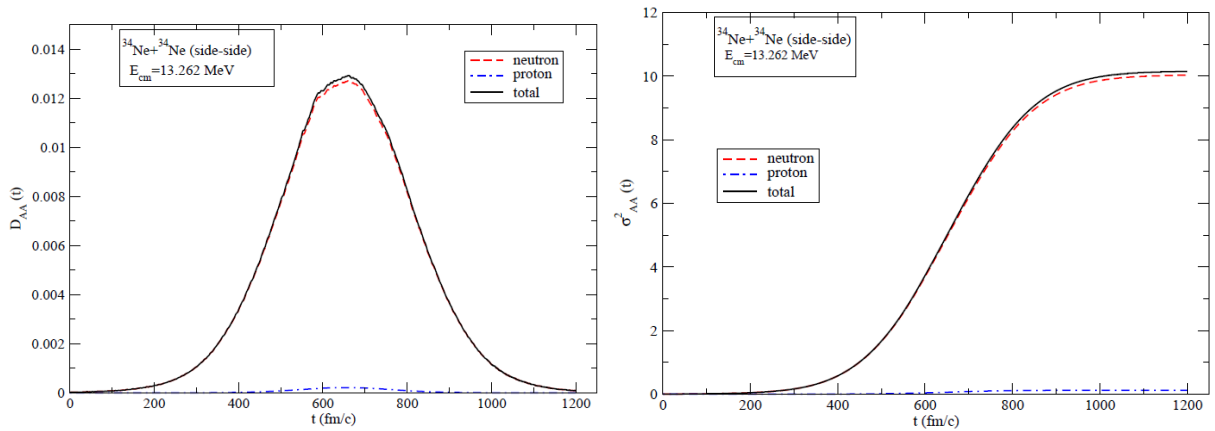
Bu yöntemle yapılan hesaplarda, difüzyon katsayıları ve kütle varyanslarının zamanla değişimi düzgün davranışlar gösterdi. Beklendiği gibi, nötron bakımından zengin çekirdeklerde nötronların difüzyonu protonların difüzyonundan büyük elde edildi. Kütle varyanslarının kuantal hesaplanması SOA içinde yapılabilir.



Şekil 4.11: SOA kuramında $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ sisteminin $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.



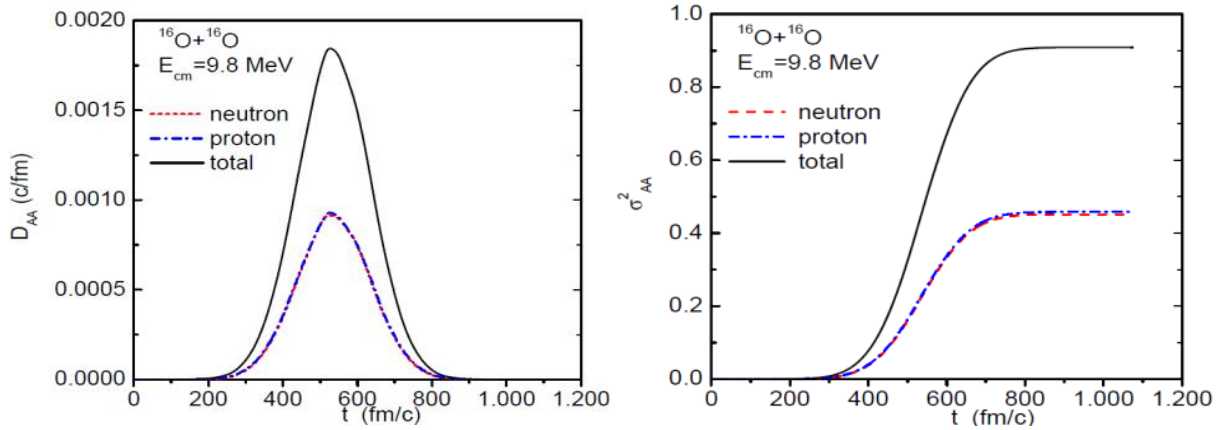
Şekil 4.12: SOA kuramında $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sisteminin $\beta_1 = \beta_2 = 0$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.



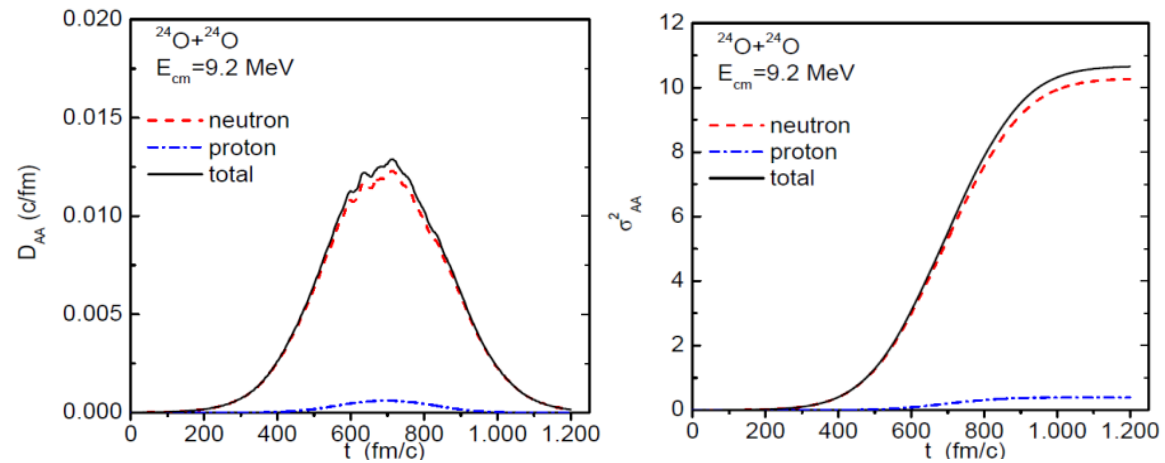
Şekil 4.13: SOA kuramında $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sisteminin $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ 'nın zamana göre değişimi.

4.1.3. $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ ve $^{24}\text{O}+^{24}\text{O}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları

Aynı yöntem kullanılarak, küresel $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ ve nötronca zengin $^{24}\text{O}+^{24}\text{O}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları için difüzyon katsayısı $D_{AA}(t)$ ve nükleon transfer olasılık dağılım fonksiyonunun genişliği $\sigma_{AA}^2(t)$ kuantal olarak hesaplandı. Neon sistemleri için yapılan yorumlamaya uygun olarak elde edilen sonuçlar Şekil 4.14 ve 4.15’de sunuldu.



Şekil 4.14: SOA kuramında $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ ’nin zamana göre değişimi.



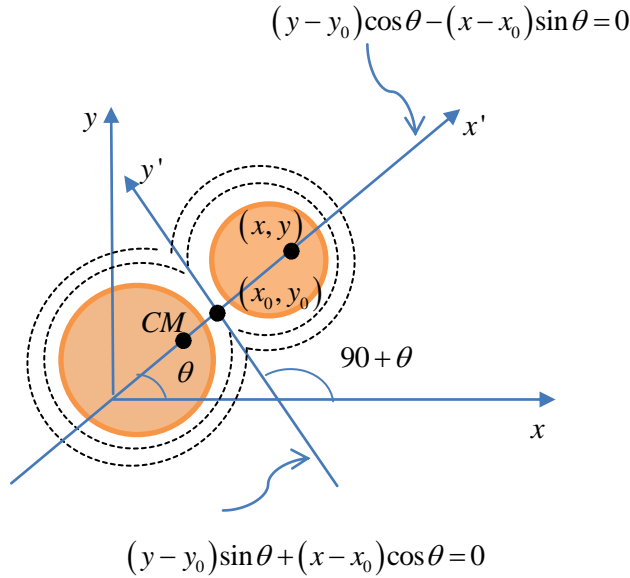
Şekil 4.15: SOA kuramında $^{24}\text{O}+^{24}\text{O}$ sistemi için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ ’nin zamana göre değişimi.

4.2. Merkezi Olmayan Ağır-İyon Çarpışmaları

Kütle merkezi (CM) sisteminde çarpışan ağır-iyon demetlerinin yönü x-ekseni ve iyonların derin inelastik çarpışma reaksiyon düzlemi (x,y) olarak alınırsa, pencere düzleminde y' aksininin denklemi

$$y - y_0 = -(x - x_0) \cot \theta \quad (4.20)$$

olarak tanımlanır. Bu ifadede verilen ve Şekil 4.16'de gösterilen (x_0, y_0) konumu pencerenin merkezinin koordinatları ve θ açısı ise simetri eksenini ve demetin yönü arasındaki açıdır.



Şekil 4.16: İki ağır-iyonun merkezi olmayan çarpışması

Gözönüne alınan kümenin λ olayındaki mermi iyonunun kütle sayısı, λ olayındaki nükleon sayısının yoğunluğu $\rho^\lambda(\vec{r}, t)$ cinsinden

$$A_p^\lambda(t) = \int dx dy dz \Theta \left\{ [x - x_0(t)] \cos \theta + [y - y_0(t)] \sin \theta \right\} \rho^\lambda(\vec{r}, t) \quad (4.21)$$

ifadesi ile tanımlanır. Burada, $\Theta(f(x))$ terimi adım fonksiyonu olarak kullanıldı.

Mermi iyonun kütle sayısındaki zamanla değişim oranı için

$$\frac{d}{dt} A_p^\lambda(t) = \int dx dy dz \delta(x') [\dot{\theta}(y') - \dot{x}_0 \cos \theta - \dot{y}_0 \sin \theta] \rho^\lambda(\vec{r}, t) + \int dx dy dz \theta(x') \frac{\partial}{\partial t} \rho^\lambda(\vec{r}, t) \quad (4.22)$$

denklemlerde edilir. Bunun elde edilmesinde adım fonksiyonunun zaman türevi $\frac{d}{dt} \Theta(f(x)) = \delta(f(x)) \frac{d}{dt} f(x)$ olarak kullanıldı. Süreklilik denklemi

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho^\lambda(\vec{r}, t) = -\nabla_x j_x^\lambda(\vec{r}, t) - \nabla_y j_y^\lambda(\vec{r}, t) - \nabla_z j_z^\lambda(\vec{r}, t) \quad (4.23)$$

şeklinde kullanılır ise, kütledeki değişim oranı nükleon yoğunluk ve akım yoğunluğunun bileşenleri cinsinden

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} A_p^\lambda(t) = \int dx dy dz \delta(x') [\dot{\theta} y' - \dot{x}_0 \cos \theta - \dot{y}_0 \sin \theta] \rho^\lambda(\vec{r}, t) \\ + \int dx dy dz \delta(x') [j_x^\lambda(\vec{r}, t) \cos \theta + j_y^\lambda(\vec{r}, t) \sin \theta] \end{aligned} \quad (4.24)$$

olarak elde edilir. Akım yoğunluğunun x ve y-bileşenleri için ifadeler

$$j_x^\lambda(\vec{r}, t) = \frac{\hbar}{2im} \sum_{ij} [\Phi_j^*(\vec{r}, t; \lambda) \nabla_x \Phi_i(\vec{r}, t; \lambda) - \Phi_i(\vec{r}, t; \lambda) \nabla_x \Phi_j^*(\vec{r}, t; \lambda)] \rho_{ji}^\lambda \quad (4.25)$$

$$j_y^\lambda(\vec{r}, t) = \frac{\hbar}{2im} \sum_{ij} [\Phi_j^*(\vec{r}, t; \lambda) \nabla_y \Phi_i(\vec{r}, t; \lambda) - \Phi_i(\vec{r}, t; \lambda) \nabla_y \Phi_j^*(\vec{r}, t; \lambda)] \rho_{ji}^\lambda \quad (4.26)$$

olarak tanımlanırlar. Burada, koordinat dönüşümleri ifadeleri aşağıdaki şekilde tanımlandı

$$\begin{aligned} x' &= +(x - x_0) \cos \theta + (y - y_0) \sin \theta \\ y' &= -(x - x_0) \sin \theta + (y - y_0) \cos \theta \end{aligned} \quad (4.27)$$

Salınımların büyüklüklerinin küçük olduğu göz önüne alındığı, dalga fonksiyonlarından gelen salınımlar ihmal edildiği ve ayrıca pencerenin pozisyon ve yönelimindeki salınımların ihmal edildiği durum için sürüklenme katsayısındaki salınım ifadesi kullanılarak stokastik nükleon akının korelasyon fonksiyonu

türetildi. Simetrik ve proton/nötron bakımından asimetrik sistemler için geçerli olan aşağıdaki ifade elde edildi

$$\overline{\delta v_A^\lambda(t) \delta v_A^\lambda(t')} = e^{-(t-t')^2/2\sigma^2} \left[I_1(t) + \left(\frac{\hbar}{2m} \right)^2 I_3(t) \right] \quad (4.28)$$

Burada $I_1(t)$ ve $I_3(t)$ terimleri

$$I_1(t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{\lambda} \sum_h \int dydzdx \tilde{g}(x') (\dot{\theta}y')^2 |\Phi_h(\vec{r}, t)|^2 - \sum_{hh'} \left| \int dydzdx g(x') (\dot{\theta}y') \Phi_{h'}^*(\vec{r}, t) \Phi_h(\vec{r}, t) \right|^2, \quad (4.29)$$

$$I_3(t) = 4 \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{1}{\lambda} \sum_h \int dydzdx \tilde{g}(x') \left| \cos\theta \nabla_x \Phi_h(\vec{r}, t) + \sin\theta \nabla_y \Phi_h(\vec{r}, t) \right|^2 - 4 \sum_{hh'} \left| \int dydzdx g(x') \Phi_{h'}^*(\vec{r}, t) \left[\cos\theta \nabla_x \Phi_h(\vec{r}, t) + \sin\theta \nabla_y \Phi_h(\vec{r}, t) \right] \right|^2 \quad (4.30)$$

olarak tanımlandı. Singüler davranıştan kurtulmak için delta fonksiyonlar yerine

$$\tilde{g}(x') = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\lambda} e^{-x'^2/\lambda^2} \text{ ve } g(x') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\lambda} e^{-x'^2/2\lambda^2} \text{ ifadeleri kullanıldı.}$$

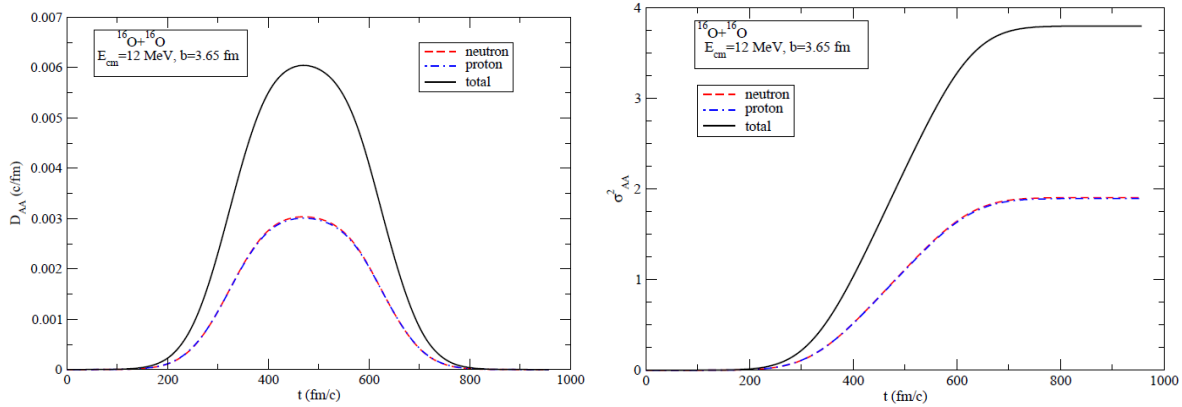
Yukarıda verilen 4.28, 4.29 ve 4.30 ifadeleri kullanılarak, kuantal ve hafıza bağımlı nükleon alış-veriş difüzyon katsayısı ve kütle dağılımının varyansı hesaplandı.

Simetrik ve proton/nötron bakımından asimetrik sistemlerin merkezi olmayan çarpışmaları için türetilen ifadeler kullanılarak, değişik merkezi enerji ve çarpışma faktörü kullanılabilen difüzyon mekanizmasının incelenmesi için program geliştirildi. Örnek hesaplamalar olarak $^{16}O + ^{16}O$, $^{24}O + ^{24}O$, $^{40}Ca + ^{40}Ca$ ve $^{48}Ca + ^{48}Ca$ sistemlerine uygulandı.

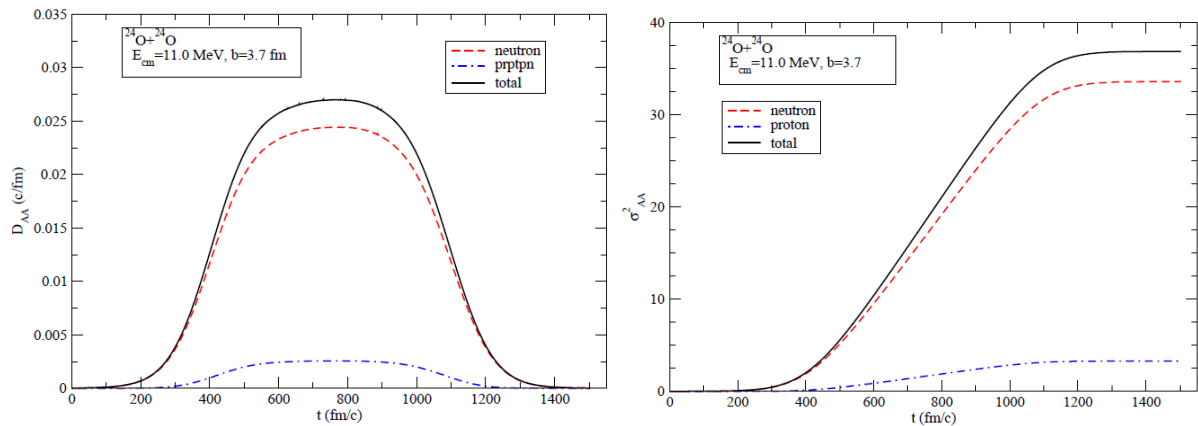
Merkezi olmayan çarpışmalarda da λ faktörü yaklaşık grid boyutu olarak alındı. Bunun daha geliştirilmesi ve zaman bağılı olarak başka yöntemlerle hesaplanması gerekir. Ayrıca, bu ifadelerin simetrik sistemlerin merkezi olmayan çarpışmalarına genişletilmesi ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması gerekir.

4.2.1. $^{16}O+^{16}O$ ve $^{24}O+^{24}O$ sistemlerinin merkezi olmayan çarpışmaları

Merkezi çarpışmalarda olduğu gibi burada da, difüzyon katsayıları ve kütle varyanslarının zamanla değişimi için düzgün davranışlar ve nötron bakımından zengin çekirdeklerde nötronların difüzyonu protonların difüzyonundan büyük olarak bulundu. Sonuçlar Şekil 4.17 ve 4.18’de sunuldu.



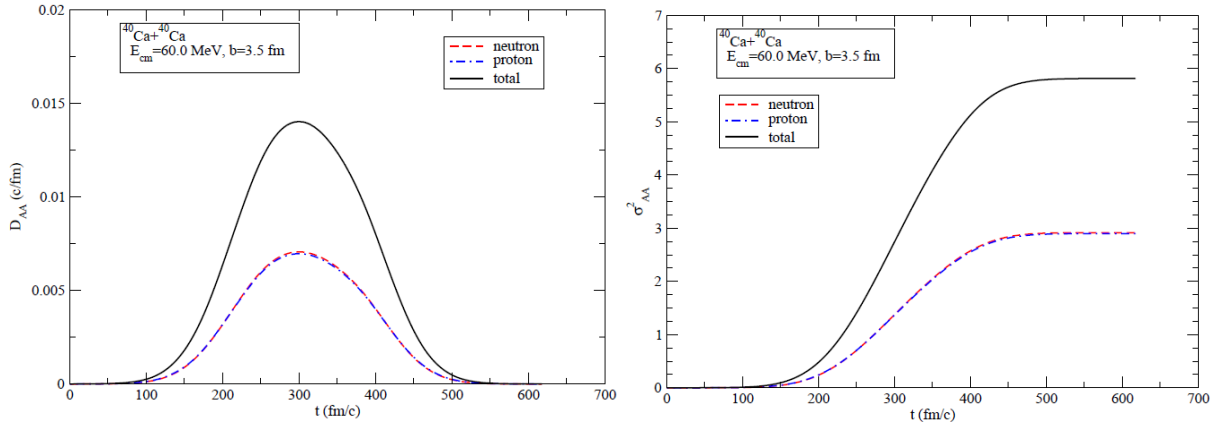
Şekil 4.17: SOA kuramında $^{16}O+^{16}O$ sisteminin $E_{cm}=12.0$ MeV ve $b=3.65$ fm durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ ’nin zamana göre değişimi.



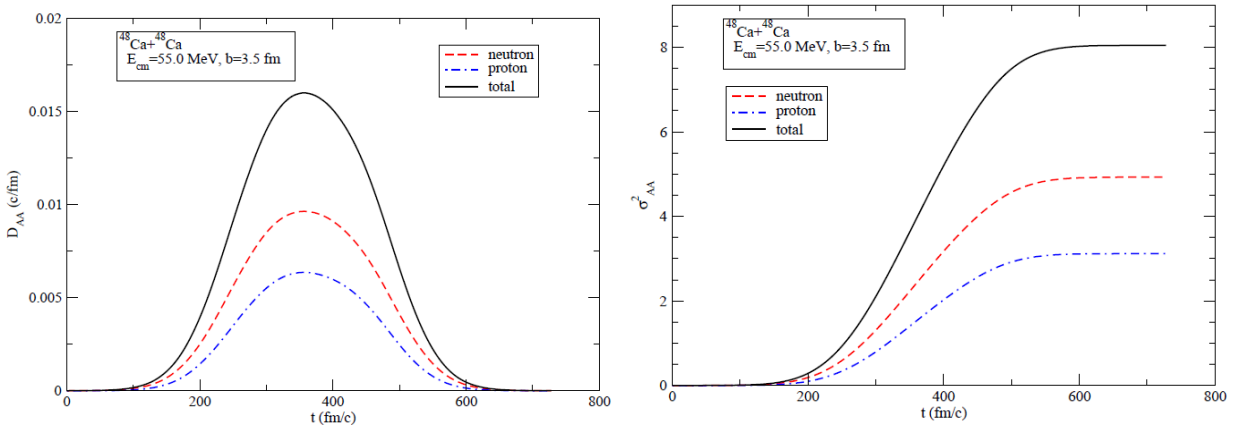
Şekil 4.18: SOA kuramında $^{24}O+^{24}O$ sisteminin $E_{cm}=11.0$ MeV ve $b=3.7$ fm durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ ’nin zamana göre değişimi.

4.2.2 $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ve $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sistemlerinin merkezi olmayan çarpışmaları

Nötron ve proton sayıları eşit $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sistemi için proton ve nötron difüzyon katsayıları ve kütle varyanslarının zamanla değişimi aynı olurken nötron bakımından zengin $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sisteminde nötronların difüzyonu protonların difüzyonundan büyük olarak bulundu. Sonuçlar Şekil 4.19 ve 4.20’de sunuldu.



Şekil 4.19: SOA kuramında $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ sisteminin $E_{cm} = 60.0 \text{ MeV}$ ve $b = 3.5 \text{ fm}$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ ’nin zamana göre değişimi.



Şekil 4.20: SOA kuramında $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sisteminin $E_{cm} = 55.0 \text{ MeV}$ ve $b = 3.5 \text{ fm}$ durumu için $D_{AA}(t)$ ve $\sigma_{AA}^2(t)$ ’nin zamana göre değişimi.

5. Yarı-Fisyon Reaksiyonlarının Difüzyon Mekanizmasıyla İncelenmesi

Yeni elementlerin elde edilebilmesi, nükleer fiziğin yeni ve ilgi çekici araştırma alanlarından birisidir. Atom numarası $Z=117$ süper-ağır elementler bölgesine kadar olan elementlerin keşfedilmesi ve bulunanların doğrulanması çalışmaları yoğun bir şekilde deneysel olarak devam etmektedir. Proje kapsamında, nükleon alış-verişi ile ilgili transport katsayıları kullanılarak uranyum ötesi çekirdeklerin oluşumlarına yönelik önemli bir çalışma yapıldı [11].

Süper-ağır elementlerin deneysel yolla sentezlenmesi için iki yaklaşım vardır; (i) proton ve nötron bakımından sihirli sayılara sahip ^{208}Pb veya ^{209}Bi elementlerini hedef olarak kullanmak (soğuk füzyon) [12], (ii) deforme olmuş aktinitleri (^{238}U gibi) hedef ve nötronca zengin (^{48}Ca gibi) iyonları mermi olarak kullanmak (sıcak füzyon) [13]. Hafif ve orta ağırlıktaki sistemlerde yutma (capture) ve füzyon tesir kesiti aynı büyüklükte olduğundan, bu bölgelerdeki elementlerin kullanılması uygun değildir.

İki çekirdeğin birleşik ağır bir sistem oluşumuna giderken dramatik olarak yarı-fisyon (quasi-fission) reaksiyonuna uğrayarak iki farklı ürün çekirdek (fragment) ortaya çıkabiliyor [14]. Bu nedenle, yarı-fisyon reaksiyonu süper-ağır element oluşumunu sınırlayan birincil reaksiyondur. Bu bakımdan, çarpışan iyonların temas zamanına ve sistemin kütle merkezi enerjisine bağlı olarak yarı-fisyon reaksiyonlarının incelenmesi önemlidir. Süper-ağır elementlerin sentezlenmesi problemi öncesi yarı-fisyon reaksiyonlarının çalışılması gereklidir ve ağır sistemlerin çarpışmasında füzyon yoluyla ağır elementlerin üretilmesine ilave olarak yarı-fisyon bölgesinde difüzyon mekanizması yoluyla uranium ötesi elementlerin oluşumu hakkında bilgi edinmek mümkün olabilir.

Ağır sistemlerin sıcak füzyon reaksiyonları yoluyla süper-ağır çekirdeklerin üretilmesi mümkündür (yeni elementlerin keşfi için tesir kesidi piko barn mertebesinde ve deneysel keşfi zordur). Ancak, yarı-fisyon reaksiyonları bu

sıcak füzyon reaksiyonlarının oluşumu üzerine bazı kısıtlamalar getirir. Ağır-iyon derin-inelastik çarpışmalarında mermi ve hedef iyonların uzun zaman yapışık kalmaları esnasında çok sayıda nükleon hedef ve mermi iyonlar arasında transfer olur ve sonrasında yarı-fisyon reaksiyonu yoluyla iki farklı yeni ürün çekirdek ortaya çıkar. Yarı-fisyon reaksiyonunun çalışılması, nükleon transfer olayı yoluyla oluşan kütle ve yük dağılımlarının hesaplanması ile ağır çekirdeklerin popülasyonunun anlaşılmasına önemli katkısı olacaktır.

Yapılan bir çalışmada, $^{40,48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ sistemleri TDHF'in ortalama-alan yaklaşımı çerçevesinde ele alındı [15]. Bu çalışmada, bombalama enerjisinin füzyon bariyerine doğru artması ile yarı-fisyon mekanizmasının azaldığı, ağır iyondan daha hafif olan iyona çok sayıda nükleon transferi olduğu ve artışın nötronca zengin ^{48}Ca için daha fazla olduğu gösterildi. Ortalama-alan yaklaşımı ile sadece sürüklenen proton ve nötron sayılarının ortalama değerleri bulunabilir (nükleon sürüklenme katsayısı ile). Yarı-fisyon reaksiyonunda ortaya çıkan ürün çekirdeklerinin hesaplanan ortalama değerlerinden başka kütle ve yük dağılımlarının da bulunabilmesi önemlidir. Bunun için kuantal bir yaklaşım gereklidir.

Bu projede, $^{40,48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları için yarı-fisyon reaksiyonu stokastik ortalama-alan (SOA) yaklaşımında çalışıldı [11]. $^{40,48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ reaksiyonlarında, derin-inelastik çarpışmalarda olduğu gibi çok sayıda nükleon (nötron ve proton) hedef ^{238}U ile mermi $^{40,48}\text{Ca}$ iyonları arasında transfer olur (sürüklenme ve difüzyon yoluyla). İyonların yapışık beraber hareket etme zamanının (temas zamanı) uzun olması nedeniyle (ancak hala füzyon için gerekli zamandan küçük) kütle varyansının hesabı için sürüklenme katsayısının ve nükleon difüzyon katsayısının hesaplanması önemli olacaktır. Bu çalışmada, özellikle difüzyon katsayısı ve sürüklenme katsayısının nükleonlara göre türevi hesaplanarak varyanslar elde edilebildi.

Derin-inelastik ağır-iyon çarpışmasında, mermi iyon için gözönüne alınan kümenin λ olayındaki proton ve nötron sayıları nükleon yoğunlukların $\rho_p^\lambda(\vec{r}, t)$ ve $\rho_n^\lambda(\vec{r}, t)$ integrali ile

$$\begin{pmatrix} Z_1^\lambda(t) \\ N_1^\lambda(t) \end{pmatrix} = \int d^3r \theta[x - x_0(t)] \begin{pmatrix} \rho_p^\lambda(\vec{r}, t) \\ \rho_n^\lambda(\vec{r}, t) \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

olarak elde edilir. Burada, $x_0(t)$ pencerenin konumunu gösterir. SOA yaklaşımında, Langevin denkleminde göre proton ve nötron sayılarının zamanla değişimi

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} Z_1^\lambda(t) \\ N_1^\lambda(t) \end{pmatrix} = \int dydz \begin{pmatrix} j_{x,p}^\lambda(\vec{r}, t) \\ j_{x,n}^\lambda(\vec{r}, t) \end{pmatrix}_{x=x_0} = \begin{pmatrix} v_p^\lambda(t) \\ v_n^\lambda(t) \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

olur. Bu tanımlamada proton ve nötron terimleri ayrı ayrı yazıldı. Kümenin λ olaydaki proton $v_p^\lambda(t)$ ve nötron $v_n^\lambda(t)$ sürüklenme katsayıları penceredeki proton akımı $j_{x,p}^\lambda(\vec{r}, t)$ ve nötron akımı $j_{x,n}^\lambda(\vec{r}, t)$ tarafından belirlenirken salınımları $\delta v_p^\lambda(t)$ ve $\delta v_n^\lambda(t)$ proton ve nötron akımlarının stokastik ifadeleri olarak gelirler. Küçük genlikli salınımlarda, sürüklenme katsayıları onların ortalama değerleri $v_p(t)$ ve $v_n(t)$ civarında lineerize edilerek

$$\begin{pmatrix} v_p^\lambda(t) \\ v_n^\lambda(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_p(t) \\ v_n(t) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\partial v_p}{\partial Z_1} (Z_1^\lambda - \overline{Z_1^\lambda}) + \frac{\partial v_p}{\partial N_1} (N_1^\lambda - \overline{N_1^\lambda}) \\ \frac{\partial v_n}{\partial Z_1} (Z_1^\lambda - \overline{Z_1^\lambda}) + \frac{\partial v_n}{\partial N_1} (N_1^\lambda - \overline{N_1^\lambda}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta v_p^\lambda(t) \\ \delta v_n^\lambda(t) \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

bulunur. SOA kuramında, proton ve nötron akımlarının stokastik kısımlarından ortaya çıkan salınımlar $\delta v_p^\lambda(t)$ ve $\delta v_n^\lambda(t)$ birbiri ile ilintisiz Gaussien dağılımları olacak şekilde ortalama değerleri $\overline{\delta v_p^\lambda(t)} = 0$ ve $\overline{\delta v_n^\lambda(t)} = 0$ olur. Onların

varyansları ise Markovian yaklaşımında proton ve nötron alış-verişindeki difüzyon katsayıları $D_{ZZ}(t)$ ve $D_{NN}(t)$ cinsinden

$$\begin{aligned}\overline{\delta v_p^\lambda(t)\delta v_p^\lambda(t')} &= 2\delta(t-t')D_{ZZ}(t) \\ \overline{\delta v_n^\lambda(t)\delta v_n^\lambda(t')} &= 2\delta(t-t')D_{NN}(t)\end{aligned}\quad (5.4)$$

olarak bulunur. Proton ve nötron karışım difüzyon katsayısı ise $D_{ZN}(t) = 0$ olur.

Denklem (5.2) kullanılarak, proton ve nötron sayılarının salınımlarının zamanla değişimi için

$$\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \delta Z_1^\lambda(t) \\ \delta N_1^\lambda(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_p}{\partial Z_1}(Z_1^\lambda - \overline{Z_1^\lambda}) + \frac{\partial v_p}{\partial N_1}(N_1^\lambda - \overline{N_1^\lambda}) \\ \frac{\partial v_n}{\partial Z_1}(Z_1^\lambda - \overline{Z_1^\lambda}) + \frac{\partial v_n}{\partial N_1}(N_1^\lambda - \overline{N_1^\lambda}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \delta v_p^\lambda(t) \\ \delta v_n^\lambda(t) \end{pmatrix}\quad (5.5)$$

ifadesi elde edilir. Mermi iyonun nötron, proton ve karışım varyansları $\sigma_{NN}^2(t) = \overline{(N_1^\lambda - \overline{N_1^\lambda})^2}$, $\sigma_{ZZ}^2(t) = \overline{(Z_1^\lambda - \overline{Z_1^\lambda})^2}$ ve $\sigma_{NZ}^2(t) = \overline{(N_1^\lambda - \overline{N_1^\lambda})(Z_1^\lambda - \overline{Z_1^\lambda})}$ olarak tanımlanır.

Denklem (5.5) ile verilen Langevin denkleminin her iki yanını $N_1^\lambda - \overline{N_1^\lambda}$ ve $Z_1^\lambda - \overline{Z_1^\lambda}$ ile çarpar ve küme ortalaması alınır ise varyansların zamanla değişimi ile ilgili ifadeler

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}\sigma_{NN}^2 &= 2\frac{\partial v_n}{\partial N_1}\sigma_{NN}^2 + 2\frac{\partial v_n}{\partial Z_1}\sigma_{NN}^2 + 2D_{NN} \\ \frac{\partial}{\partial t}\sigma_{ZZ}^2 &= 2\frac{\partial v_p}{\partial Z_1}\sigma_{ZZ}^2 + 2\frac{\partial v_p}{\partial N_1}\sigma_{NZ}^2 + 2D_{ZZ} \\ \frac{\partial}{\partial t}\sigma_{NZ}^2 &= \frac{\partial v_p}{\partial N_1}\sigma_{NN}^2 + \frac{\partial v_n}{\partial Z_1}\sigma_{ZZ}^2 + \sigma_{NZ}^2 \left(\frac{\partial v_p}{\partial Z_1} + \frac{\partial v_n}{\partial N_1} \right)\end{aligned}\quad (5.6)$$

olarak elde edilir.

Böylece proton ve nötron difüzyon katsayıları D_{ZZ} ve D_{NN} , birbirine bağlı (5.6) denklemlerinden elde edilir. Bunlar, merkezi çarpışmalarda

$$\begin{pmatrix} D_{ZZ} \\ D_{NN} \end{pmatrix} = \int \frac{dp_x}{2\pi\hbar} \left| \frac{p_x}{m} \right| \left\{ \begin{array}{l} \bar{f}_T^p(x_0, p_x, t) \left[1 - \frac{1}{\Omega} \bar{f}_P^p(x_0, p_x, t) \right] \\ \bar{f}_T^n(x_0, p_x, t) \left[1 - \frac{1}{\Omega} \bar{f}_P^n(x_0, p_x, t) \right] \end{array} \right\} \quad (5.7)$$

olarak bulunurlar. Burada $\bar{f}_T^{p/n}(x, p_x, t)|_{x=x_0}$ ve $\bar{f}_P^{p/n}(x, p_x, t)|_{x=x_0}$ tanımlamaları Wigner fonksiyonları olup [4] nolu referenlerde tanımlanmışlardır. Hedef iyon için T ve mermi iyon için P harfleri kullanılmıştır. Pencere düzleminde faz uzayının hacmi için ise Ω kullanıldı.

Varyansların bulunabilmesi için proton ve nötron difüzyon katsayıları D_{ZZ} ve D_{NN} yanında ilave olarak sürüklenme katsayılarının değişim oranlarının bilinmesine ihtiyaç vardır.

Sistemin uzun zaman temasda bulunması esnasında iki çekirdekli yapı simetriye doğru sürüklenir fakat simetriye ulaşmadan önce ayrılır [16]. Proton ve nötron difüzyonu, iki çekirdekli sistemin potansiyel enerji yüzeyine göre N-Z düzleminde olur. Potansiyel enerji yüzeyi, beta kararlılık çizgisi boyunca ve kararlılık çizgisine dik olacak şekilde iki parabolik formda parametrize edilerek proton ve nötron sürüklenme katsayıları için analitik ifadeler türetilir. Nükleer sistemin potansiyel enerji yüzeyinin N_1 ve Z_1 bağımlılığı parabolik formda

$$U(N_1, Z_1) = \frac{1}{2} a (z \cos \theta - n \sin \theta)^2 + \frac{1}{2} b (z \sin \theta + n \cos \theta)^2 \quad (5.8)$$

şeklinde parametrize edilir [16]. Burada $z = Z_0 - Z_1$, $n = N_0 - N_1$ ve θ açısı ise N - Z düzleminde N eksenine ile beta kararlılık vadisi arasındaki açıdır. Nötron ve proton sayılarının denge değerleri N_0 ve Z_0 , hedef ve mermi iyonların ortalama değerleri olacak şekilde $N_0 = (N_P + N_T) / 2$ ve $Z_0 = (Z_P + Z_T) / 2$ tanımlanırlar.

Denklem (5.8) deki ilk terim beta kararlılık vadisine dik olan güçlü ve ikinci terim ise beta kararlılık vadisi boyunca olan zayıf sürüklenme kuvvetine karşılık gelir. Salınım-disipasyon teoreminin sonucu olarak nötron ve proton sürüklenme katsayıları, difüzyon katsayıları ve sürüklenme kuvveti ile ilişkili olarak

$$\begin{aligned} v_n &= -\frac{D_{NN}}{T} \frac{\partial U}{\partial N} = +\frac{D_{NN}}{T} \frac{\partial U}{\partial n} \\ &= D_{NN} \left[-\alpha \sin \theta (z \cos \theta - n \sin \theta) + \beta \cos \theta (z \sin \theta + n \cos \theta) \right] \end{aligned} \quad (5.9)$$

ve

$$\begin{aligned} v_z &= -\frac{D_{ZZ}}{T} \frac{\partial U}{\partial Z} = +\frac{D_{ZZ}}{T} \frac{\partial U}{\partial z} \\ &= D_{ZZ} \left[+\alpha \cos \theta (z \cos \theta - n \sin \theta) + \beta \sin \theta (z \sin \theta + n \cos \theta) \right] \end{aligned} \quad (5.10)$$

formunda yazılırlar. Böylece, T sıcaklık faktörü α ve β katsayıları içine yutturulur. α ve β katsayıları da TDHF çözümlerinden bulunan nötron ve proton sürüklenme katsayıları ile örtüştürülerek belirlenir.

Varyansları ve dağılım fonksiyonlarını bulabilmek için, sürüklenme katsayılarının nükleon sayılarına göre türevlerine ve difüzyon katsayılarının bulunmasına gerek vardır. Sürüklenme katsayılarından onların türevleri aşağıdaki gibi bulunur

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_n}{\partial N_1} &= -D_{NN} (\alpha \sin^2 \theta + \beta \cos^2 \theta) \\ \frac{\partial v_z}{\partial Z_1} &= -D_{ZZ} (\alpha \cos^2 \theta + \beta \sin^2 \theta) \\ \frac{\partial v_n}{\partial Z_1} &= -D_{NN} (\beta - \alpha) \sin \theta \cos \theta \\ \frac{\partial v_z}{\partial N_1} &= -D_{ZZ} (\beta - \alpha) \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (5.11)$$

Denklem (5.3) ile verilen Langevin denklemi, proton sayısı Z ve nötron sayısı N olan ürün çekirdeğin dağılım fonksiyonu $P(N,Z,t)$ için Fokker-Planck denkleminine eşdir. Küçük genlikli salınımlar için, bu dağılım fonksiyonu N ve Z cinsinden

$$\begin{aligned}
 P(N,Z,t) &= \frac{1}{2\pi \sigma_{NN}\sigma_{ZZ}\sqrt{1-\rho^2}} \\
 &\exp \left\{ -\frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\left(\frac{Z-\bar{Z}}{\sigma_{ZZ}} \right)^2 - 2\rho \left(\frac{Z-\bar{Z}}{\sigma_{ZZ}} \right) \left(\frac{N-\bar{N}}{\sigma_{NN}} \right) + \left(\frac{N-\bar{N}}{\sigma_{NN}} \right)^2 \right] \right\} \\
 &= \frac{e^{-C}}{2\pi \sigma_{NN}\sigma_{ZZ}\sqrt{1-\rho^2}}
 \end{aligned}
 \tag{5.12}$$

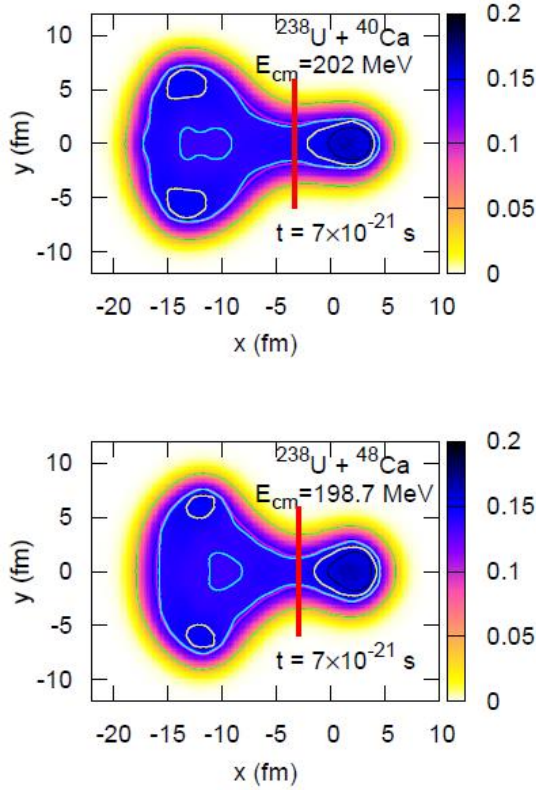
olarak tanımlanır. Burada $\rho = \sigma_{NZ}^2 / \sigma_{ZZ}\sigma_{NN}$ olup \bar{Z} ve \bar{N} ise hedef veya mermi çekirdekdeki ortalama proton ve nötron sayılarıdır. Bu ifade, N - Z düzleminde kararlılık çizgisi boyunca bir elips eğrisi formundadır. Exponansiyel e^{-C} ifadesi, N ve Z sayıları ile tanımlanan çekirdeğin bulunma olasılığını verir. Bu yolla, farklı C değerleri için belli elementlerin bulunma olasılıkları hakkında bilgi edinilebilir.

5.1. $^{40,48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ Sistemlerinde Yarı-fisyon Reaksiyonu

Projede, bu konu ile ilgili olarak $^{40}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ve $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları ele alındı. Bombalama enerjileri füzyon bariyerinin hemen altında olacak şekilde ^{40}Ca için $E_{cm} = 202.0 \text{ MeV}$ ve ^{48}Ca için $E_{cm} = 198.7 \text{ MeV}$ alınarak yarı-fisyon reaksiyonlarında nükleon alış-veriş mekanizması SOA çerçevesinde araştırıldı. Difüzyon ve sürüklenme katsayıları hesaplandı.

Şekil 5.1 füzyon bariyerinin hemen altındaki enerjilerde reaksiyon düzleminde yoğunluk kesitlerini göstermektedir. Çarpışan mermi ve hedef iyonlar arasında oluşan bir pencere ile birbirine yapışarak ikili bir sistem oluşur ve birleşik bir

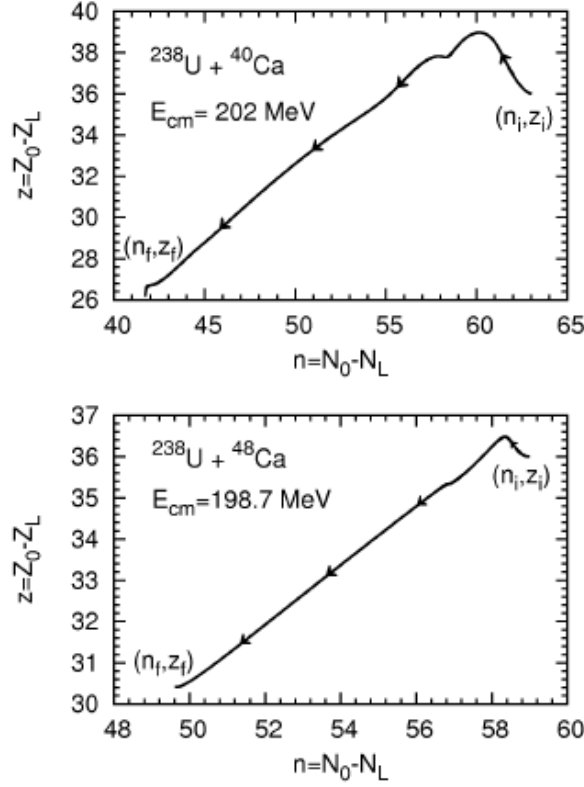
çekirdek oluşmadan belli bir zaman sonra tekrar ayrılırlar. İki sistem arasında nükleon alış-verişi olması durumunu, üçüncü ve dördüncü bölümlerde tartışılan derin-inelastik çarpışmalardaki difüzyon mekanizması ile açıklamak mümkündür.



Şekil 5.1: $^{40}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ($E_{cm} = 202.0\text{MeV}$) ve $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ($E_{cm} = 198.7\text{MeV}$) sistemlerinin TDHF hesaplamalarında yoğunluk kesitleri.

Şekil 5.2, (N, Z) düzleminde mermi iyonların ortalama sürüklenme yollarının TDHF hesaplarını göstermektedir. Hızlı yük dengelenmesinin olmasından sonra, sistem nötron ve proton sayılarının denge değerleri olan $^{40}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ için $N_0 = 83$ ve $Z_0 = 56$, $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ için $N_0 = 87$ ve $Z_0 = 56$ simetrik parçalara doğru sürüklenir. Ortalama sürüklenme yolunun N eksenine yaptığı açının tanjantı her iki sistem için yaklaşık $\tan \theta = 2/3$ bulunur. Bu değerler, (5.8) denkleminde verilen parametrizasyonda kullanılır. Sistem $t_i = 8.0 \times 10^{-22}$ saniyede birbiriyle temas etmeye başlıyor ve $t_f = 1.4 \times 10^{-20}$ saniyede ise ayrılıyor. Bu temas zamanı esnasında sürüklenen proton ve nötronların ortalama sayısı yaklaşık $^{40}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$

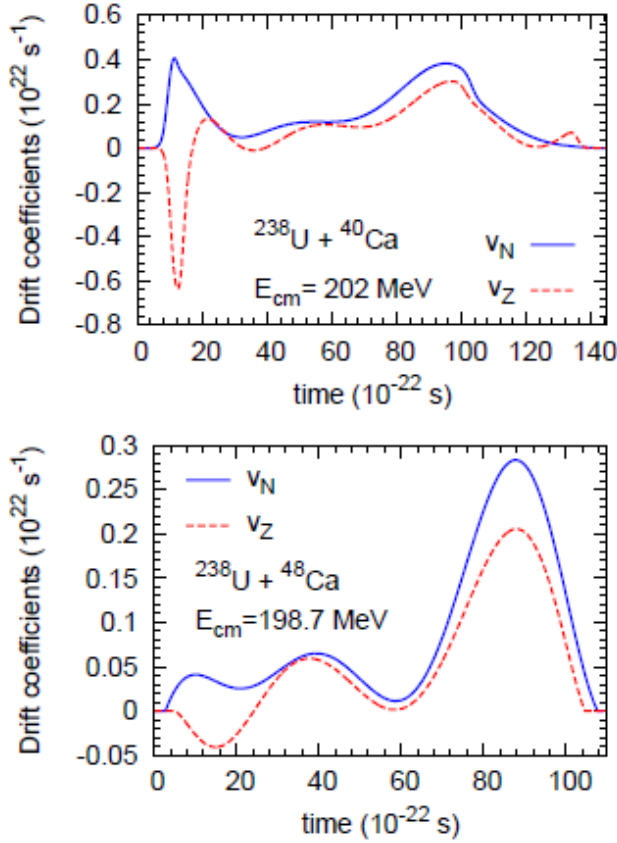
sistemi için $z(t_f) = 10$, $n(t_f) = 21$ ve $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ sistemi için $z(t_f) = 6$, $n(t_f) = 9$ oluyor. Her iki sistemde temas zamanı aynı olmasına rağmen ^{48}Ca 'deki yaklaşık 3.0 MeV daha az bombalama enerjisi farkına göre sürüklenme daha küçük oluyor.



Şekil 5.2: TDHF'den elde edilen (N, Z) düzleminde mermi iyonların ortalama sürüklenme yolları.

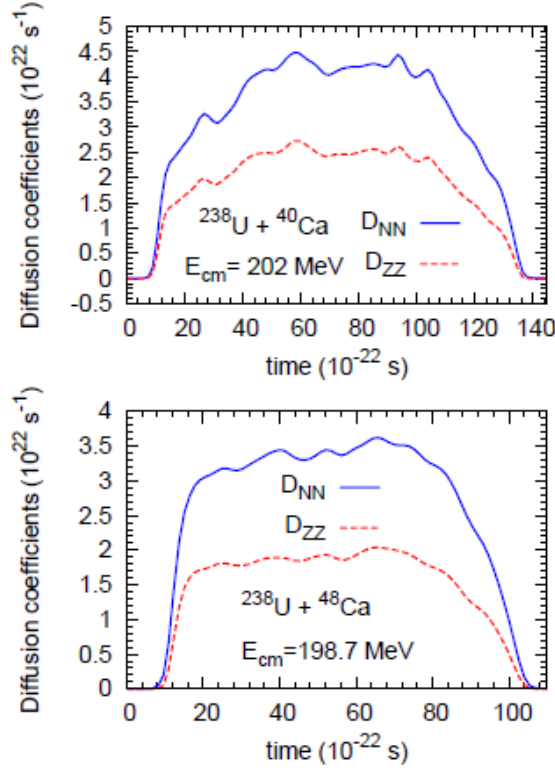
Şekil 5.3, proton ve nötron sürüklenme katsayılarını zamanın fonksiyonu olarak göstermektedir. Penceredeki küçük titreşimler zaman içinde sürüklenme katsayılarında salınımlara sebep olmaktadır. Şekilde kısa zaman aralıkları üzerinden ortalama alınarak düzleştirme yapıldı. Denklem (5.9) ve (5.10)' da verilen $\alpha(t)$ ve $\beta(t)$ parametreleri proton ve nötron sürüklenme katsayıları ile TDHF katsayıları örtüştürülerek bulundu. ^{40}Ca için 1.4×10^{-21} s zamanına kadar $\alpha(t) \approx 0.20$ ve daha sonraki zamanlarda salınım değerleri $\alpha(t) \approx \pm 0.05$ civarında bulundu. Diğer yandan $\beta(t)$ parametresi beklendiği gibi daha küçük ve pozitif

$\beta(t) \approx 0.001$ olarak bulunurken bunda da salınım gözlemlendi. Aynı durum ^{48}Ca için de gözlemlendi. Bu parametrelerdeki salınımların kuantal etkilerden ve kabuk yapısından kaynaklanacağını düşünüyoruz.



Şekil 5.3: Proton sürüklenme v_Z (kesikli çizgi) ve nötron sürüklenme v_N (katı çizgi) katsayıları.

Şekil 5.4 proton ve nötron difüzyon katsayılarının zamanla değişimini gösteriyor. Burada da pencerenin pozisyonundaki salınım nedeniyle salınımlar gözlemlendi ve düzeltme yapıldı. Nötron difüzyon katsayıları proton difüzyon katsayılarından yaklaşık iki katı büyük bulundu.



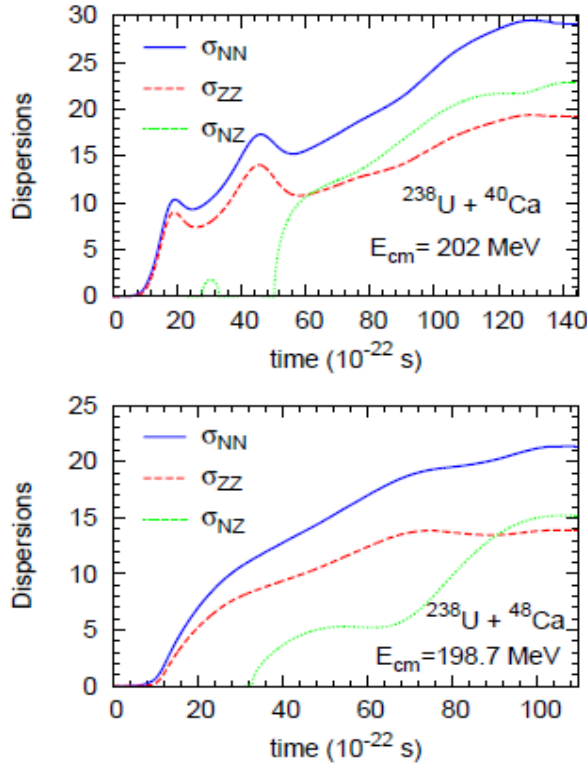
Şekil 5.4: SOA'nın yarı-klasik yaklaşımında proton difüzyon D_{ZZ} (kesikli çizgi) ve nötron difüzyon D_{NN} (sürekli çizgi) katsayıları.

Denklem (5.6)' da verilen birbirine bağlı diferansiyel denklemler başlangıç koşulları $\sigma_{ZZ}^2(t_i) = \sigma_{NN}^2(t_i) = \sigma_{ZN}^2(t_i) = 0$ olacak şekilde çözüldü ve elde edilen sonuçlar Şekil 5.5'de verildi. Burada, $\sigma_{ZN}(t)$ dağılımı ⁴⁰Ca için 5.5×10^{-21} s zamanına kadar ve ⁴⁸Ca için 3.2×10^{-21} s zamanına kadar negatif değer alıyor ve buraya kadarki durumlar grafikte alınmadı.

İki çekirdekli sistemin uzun teması sonrası ayrışma anında, ⁴⁰Ca + ²³⁸U için proton ve nötron dağılımları $\sigma_{ZZ}(t_f) = 19$ ve $\sigma_{NN}(t_f) = 29$ bulundu. Proton dağılımı sürüklenmedeki ortalama değerinden yaklaşık 2.0 kat kadar büyük, nötron dağılımı ise yaklaşık 1.5 kat kadar büyük bulundu. Sürüklenme yoluyla hedef çekirdek yaklaşık 10 proton ve 21 nötron kaybederken, difüzyon mekanizması ile daha çok proton ve nötron kazanabiliyor.

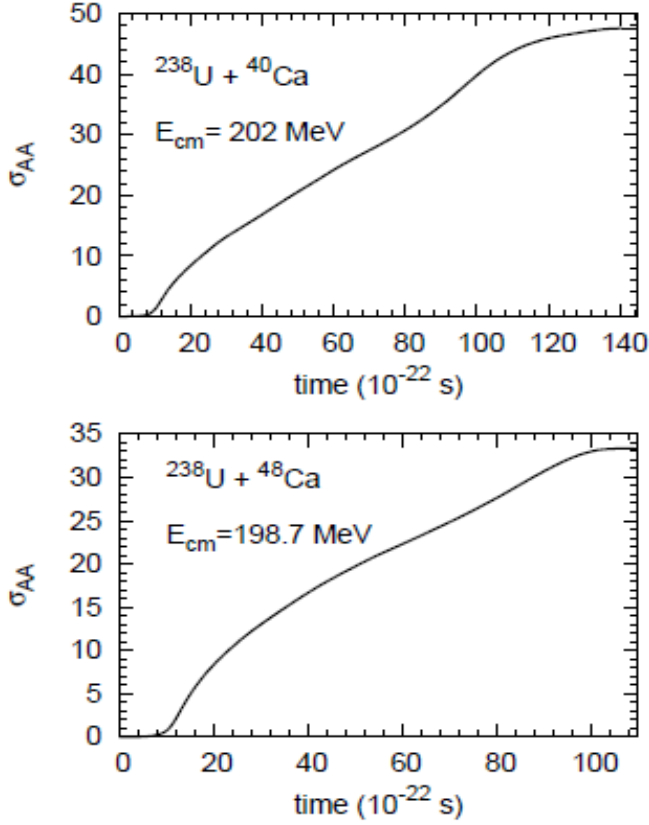
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ için ise, proton ve nötron dağılımları $\sigma_{ZZ}(t_f) = 14$ ve $\sigma_{NN}(t_f) = 21$ oluyor. Proton dağılımı sürüklenmedeki ortalama değerinden yaklaşık 2.5 kat kadar büyük, nötron dağılımı ise yaklaşık 2.0 kat kadar büyük bulundu. Hedef çekirdek yaklaşık 6 proton ve 9 nötron kaybederken, difüzyon mekanizması ile daha çok proton ve nötron kazanabiliyor.

Bu nedenle yarı-fisyon civarında difüzyon mekanizması uranium hedef çekirdeğinden daha ağır elementlerin popülasyonunun oluşmasına yardım edebilir.



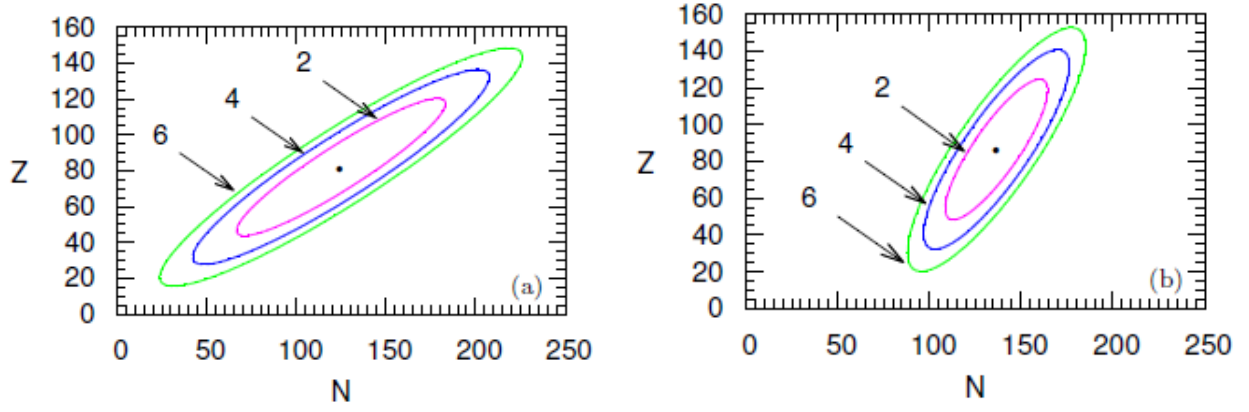
Şekil 5.5: Yarı fisyon ürünlerinin proton dağılım genişliği σ_{ZZ} (kesikli çizgi), nötron dağılım genişliği σ_{NN} (sürekli çizgi) ve proton-nötron karışımının dağılım genişliği σ_{ZN} (noktalı çizgi) .

Mermi veya hedef iyonların toplam nükleon dağılımının $\sigma_{AA}(t)$ zamanla değişiminin Şekil 5.6'da gösterildi. Nükleon dağılımı $\sigma_{AA}^2 = \sigma_{ZZ}^2 + \sigma_{NN}^2 + 2\sigma_{NZ}^2$ ifadesinden bulundu.



Şekil 5.6: Yarı-fisyon ürünlerinin dağılımlarının toplam kütle genişlikleri σ_{AA} .

İkili sistemin ayrılma anında $t_f = 1.4 \times 10^{-20}$ s, $^{40}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ sistemi için sürüklenen proton ve nötronların ortalama sayıları $z(t_f) = 10$, $n(t_f) = 21$ ve $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ sistemi için $z(t_f) = 6$, $n(t_f) = 9$ kullanılarak ve (5.12) denkleminde farklı $C=2, 4, 6$ değerleri alınarak N-Z düzleminde olasılık eğrileri çizildi. Bunlar Şekil 5.7’de verildi. Buradan, ortalama nükleon sayıları $(\bar{Z} = Z - z(t_f), \bar{N} = N - n(t_f))$ olan fragment ile ilgili proton ve nötron sayısı (Z, N) olan fragmentin populasyon olasılığı hakkında bilgi edinmek mümkün olur. Örnek olarak, $^{40}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ reaksiyonunda ortalama nükleon sayıları $(Z=180, N=120)$ olan ağır bir elementin populasyon olasılığı $e^{-2} = 0.13$ olurken aynı elementin $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ reaksiyonundaki olasılığı daha küçük, e^{-6} mertebesinde bulunur.



Şekil 5.7: Çekirdeklerin ayrışma zamanında (a) $^{40}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ ve (b) $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ sistemleri için hedef-türü ürünlerin populasyon olasılığı.

Sonuç olarak, iki çekirdekli sistem uzun temas zamanı esnasında simetriye doğru sürüklenir (ortalama proton ve nötron sayıları ağır çekirdekten hafif olana doğru sürüklenir) ancak simetriye ulaşmadan ayrılır. Diğer yanda, difüzyon mekanizması yoluyla proton ve nötron dağılım genişliklerinin büyük bulunması ile daha fazla proton ve nötron kazandığı görülür. Buradan, füzyon olayından başka yarı-fisyon reaksiyon bölgesinde uranyum ötesi ağır elementlerin populasyonunun anlaşılmasında difüzyon mekanizmasının yardım edebileceği görüldü.

$^{40}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ sisteminde proton dağılımı sürüklenmedeki ortalama değerinden yaklaşık 2 kat, nötron dağılımı ise yaklaşık 1.5 kat kadar daha büyük bulunurken, $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ için ise, proton dağılımı sürüklenmedeki ortalama değerinden yaklaşık 2.5 kat kadar ve nötron dağılımı ise yaklaşık 2 kat kadar büyük bulundu. Bu sonuç, nötronca zengin mermi çekirdeklerin difüzyonunun daha fazla olacağını gösterir.

$^{40}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ ve $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ sistemlerinin merkezi çarpışmaları için yarı-fisyon hesaplamaları yapıldı. Merkezi olmayan çarpışmalar ile ilgili hesaplamalar yapılmadı.

6. Sonuç ve Değerlendirme

Projede, stokastik ortalama-alan kuramı çerçevesinde düşük enerjili derin elastik olmayan ağır-iyon çarpışmalarında toplu değişkenlerin disipasyon ve salınım mekanizması incelendi.

Yarı-klasik limitte yapılan çalışmalarda kullanılan yöntem ve yaklaşımların (SAO kuramı ve TDHF formalizmi gibi) bu problemler için geçerliliği test edildi. Deneysel ölçülen ifadelerle karşılık gelecek merkezci olmayan çarpışmalar için toplu değişkenlerin davranışını belirleyen transport katsayıları, hafıza etkilerini dahil ederek kuantum mekaniksel bir formalizmde çıkartıldı.

Bu projede, simetrik sistemlerin merkezi ve merkezi olmayan çarpışmaların kuantum mekaniksel hesaplanması öngörülmüştür. Simetrik ağır-iyonların Coulomb engelinin altında düşük enerjili merkezci çarpışmalarında nükleon transferini tasvir eden ve hafıza etkilerini de içine alan kuantal difüzyon katsayısının genel ifadesi

$$D_{AA}(t) = \left(\frac{\hbar}{2m} \right)^2 \frac{1}{2} \int_0^t dt' \sum_{ph} \left[A_{ph}(t) A_{ph}(t')^* + A_{ph}^*(t) A_{ph}(t') \right]$$

olarak türetildi. Burada $A_{ph}(t)$ katsayılarının ifadesi ise

$$A_{ph}(t) = \iint dydz \left(\Phi_p^*(\vec{r}, t) \nabla_x \Phi_h(\vec{r}, t) - \Phi_h(\vec{r}, t) \nabla_x \Phi_p^*(\vec{r}, t) \right)_{x=0}$$

olup, $D_{AA}(t)$ ifadesi zamana bağlı parçacık-hole dalga fonksiyonlarının iki çekirdek arasında açılan pencereden geçen nükleon akısına katkıları vermektir. Düşük enerjili merkezci çarpışmalarda çekirdekler nükleon alış-verişi yaptıktan sonra tekrar ayrılırlar. Nükleon transfer olasılık dağılım fonksiyonunun genişliği, difüzyon katsayısının zaman üzerinden integrali olur ve $\sigma_{AA}^2(t) = 2 \int_0^t dt' D_{AA}(t')$ ifadesinden hesaplanır. $\sigma_{AA}^2(t)$ 'in asimptotik değeri standart zamana bağlı Hartree-Fock hesaplarının verdiği sonuçtan neredeyse 100 kat daha fazladır. Yarı-klasik

hesaplarla ve empirik olarak çekirdekler arası alış-veriş yapılan toplam nükleon sayısı olarak bilinen $N_{exc}(t)$ ifadesiyle uyum içindedir, $\sigma_{AA}^2(t) = N_{exc}(t)$.

Proje kapsamında, zamana bağlı Hartree-Fock denklemlerinin çözümlerini veren mevcut programları üzerine gerekli değişiklik ve ilaveleri yapılarak bu transport katsayılarını hesaplayabilecek programlar hazırlandı ve hesaplamalar yapıldı.

Bu hesaplarda, Vanderbilt Üniversitesi'nden Prof. Dr. Sait Umar'ın zamana bağlı Hartree-Fock denklemlerinin çözümünü veren ve Skyrme potansiyeline dayalı tdhf3d.f90 bilgisayar program kodu [7] esas alındı. Difüzyon katsayısının sayısal hesaplanması için, negatif enerjili hole dalga fonksiyonlarının (işgal faktörü sıfırdan farklı) yanı sıra işgal faktörü sıfır olan parçacık dalga fonksiyonları da hesaba katılarak program geliştirildi. Hesaplarda Skyrme potansiyelinin SLy4d parametre seti kullanıldı.

Nümerik hesaplamalar için genişletilen tdhf3d.f90 koduna, çarpışan çekirdekler arasında açılan pencere dinamiğinin uyarlanması yapıldı. Nükleon transfer mekanizmasının yanı sıra momentum ve açısal momentum transferiyle ilişkili transport katsayılarının analitik ifadeleri türetilip, geliştirilen Hartree-Fock program kodunu kullanarak sayısal hesaplar yapıldı. OpenMP kullanılarak yazılan Fortran 90 programının 16 çekirdekli bir bilgisayarda %100'e yakın verimle 16 çekirdeğe paylaştırılarak hesaplar yapıldı.

Bu çalışmalar, derin-elastik olmayan ağır-iyon reaksiyonlarında nükleon transfer mekanizmasının yanı sıra, enerji-momentum disipasyon ve salınma mekanizmasını kuantum mekaniksel olarak ve hafıza etkilerini de hesaba katarak incelenmesine temel oluşturacaktır.

Düşük enerjili ağır-iyon çarpışmalarında gözlenen derin-inelastik ve füzyon reaksiyonlarında toplu değişkenlerin salınımları önemli rol oynadığı bilinmektedir.

Bu projede, bu salınımların etkilerinin hesaplanması ile aşağıdaki sonuçlar sağlanmıştır:

- Stokastik ortalama-alan kuramı, düşük enerjili ağır-iyon çarpışma dinamiğinin ortalama davranışını ve toplu değişkenlerin salınımlarını uyumlu bir şekilde içermekte olup bu tür hesaplamalarda kullanılması ve olayların açıklanmasında önemli bir model olduğu gösterildi.
- Dünyada önemli merkezlerde proton ve nötron bakımından zengin nükleon damlama çizigisi civarındaki radyoaktif çekirdeklerin statik ve dinamik özelliklerinin incelenmesi amacıyla radyoaktif demetlerle yapılacak deneylerin, derin-inelastik çarpışmaların ve potansiyel engeli civarında ağır-iyon füzyon reaksiyonlarının analizinde ve yönlendirilmesinde stokastik ortalama-alan kuramının çok faydalı olacağı ve bununla önemli teorik hesaplamaların yapılabileceği anlaşıldı.
- Nötronca zengin mermi demetlerinin ağır atom çekirdekleriyle çarpıştırılması sonucu oluşacak atom çekirdeklerinin anlaşılmasında, stokastik ortalama alan-kuramı çerçevesinde nükleon difüzyon mekanizmasının çok faydalı olacağı gösterildi.

KAYNAKLAR

1. A. S. Umar and V. E. Oberacker, Phys. Rev. **C 74** (2006) 021601(R); **C 74** (2006) 061601(R); **C 76** (2007) 014614.
A. S. Umar, J. A. Maruhn, N. Itagaki, and V. E. Oberacker, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 212503.
A. S. Umar, V. E. Oberacker, J. A. Maruhn, and P.-G. Reinhard, Phys. Rev. **C 81** (2010) 064607 .
R. Keser, A. S. Umar, and V. E. Oberacker, Phys. Rev. **C 85** (2012) 044606.
2. Ayik, Phys. Lett. **B 658** (2008) 174.
3. 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.
4. K. Washiyama, D. Lacroix, and S. Ayik, Phys. Rev. **C 79** (2009) 024609.
S. Ayik, K. Washiyama, and D. Lacroix, Phys. Rev. **C 79** (2009) 054606
K. Washiyama, S. Ayik and D. Lacroix, Phys. Rev. **C80** (2009) 031602(R)
S. Ayik, B. Yilmaz, and D. Lacroix, Phys. Rev. **C 81** (2010) 034605
B. Yilmaz, S. Ayik, D. Lacroix and K. Washiyama, Phys. Rev. **C83** (2011) 064615.
5. S. Ayik, N. Er, O. Yilmaz and A. Gokalp, Nucl. Phys. **A 812** (2008) 44.
S. Ayik, O. Yilmaz, N. Er, A. Gokalp and P. Ring, Phys. Rev. **C 80** (2009) 034613.
S. Ayik, O. Yilmaz, F. Acar, B. Danisman, N. Er and A. Gokalp, Phys. Rev. **C 80** (2011) 034613.
O. Yilmaz, S. Ayik and A. Gokalp, Eur. Phys. J. **A 47** (2011) 123.
O. Yilmaz, S. Ayik, F. Acar, S. Saatci and A. Gokalp, Eur. Phys. J. **A 49** (2013) 33.
O. Yilmaz, S. Ayik, F. Acar, and A. Gokalp, Phys. Rev. **C 91** (2015) 014605.
6. K. -H. Kim, T. Otsuka, and P. Bonche, J. Phys. G **23**, (1997) 1267.
7. A. S. Umar and V. E. Oberacker, Phys. Rev. **C 73** (2006) 054607
8. B. Yilmaz, S. Ayik, D. Lacroix and O. Yilmaz, Phys. Rev. **C90** (2014) 024613.
9. J. C. Roynette et al., Phys. Lett. **B 67**, (1977) 397.
10. S. Ayik, O. Yilmaz, B. Yilmaz, A. S. Umar, A. Gokalp, G. Turan, and , D. Lacroix ,
Phys. Rev. **C 91** (2015) 054601.
11. S. Ayik, B. Yilmaz, and O. Yilmaz, Phys. Rev. **C**, (yayın için dergiye yollandı)
[arXiv:1511.00211v1 nucl-th (2015)].
12. S. Hofmann and G. M'utzenberg, Rev. Mod. Phys. **72** (2000) , 733.
13. S. Hofmann et al, Eur. Phys. J. A **14** (2002) 147.
14. K.-H. Schmidt and W. Morawek, Rep. Prog. Phys. **54** (1991) 949.
15. V. E. Oberacker, A. S. Umar and C. Simenel, Phys. Rev. **C 90** (2015) 054605
16. A. C. Merchant and W. Norenberg, Phys. Lett. B **104** (1981) 15.
A. C. Merchant and W. Norenberg, Z. Phys.A **308** (1982) 315.

TÜBİTAK Proje Özet Bilgi Formu

Proje No: 113F061
Proje Başlığı: Ağır-İyon Reaksiyonlarının Stokastik Ortalama-Alan Kuramı Çerçevesinde İncelenmesi
Proje Yürütücüsü: Prof. Dr. Osman YILMAZ Araştırmacılar: Prof. Dr. Ahmet GÖKALP, Prof. Dr. Gürsevil TURAN, Doç. Dr. Bülent YILMAZ Yurt Dışı Araştırmacı : Prof. Dr. Şakir AYIK Yurt Dışı Danışmanlar: Prof. Dr. A. Sait UMAR, Dr. Denis LACROIX
Projenin Yürütüldüğü Kuruluş ve Adresi: ODTÜ Fizik Bölümü, 06531 ANKARA
Destekleyen Kuruluş(ların) Adı ve Adresi: TÜBİTAK
Projenin Başlangıç ve Bitiş Tarihleri: 15/10/2013 - 15/10/2015
Öz <p>Bu projede, ağır-iyon derin-inelastik çarpışmalarında mermi ve hedef çekirdekler arasında nükleon alış-verişi ile ilgili transport katsayıları için stokastik ortalama-alan kuramı (SOA) çerçevesinde toplu değişkenlerin disipasyon ve salınım mekanizması incelenerek yarı-klasik ve hafıza etkilerini içeren kuantal hesaplamalar yapıldı. Simetrik ve proton/nötron bakımından asimetric sistemlerin füzyon potansiyel bariyer değerlerinin hemen altındaki enerjilerde merkezi ve merkezi olmayan çarpışmaları göz önüne alındı.</p> <p>Ağır-iyonların merkezi çarpışmaları için türetilen ve simetrik sistemlerde test edilen kuantum mekaniksel hesaplar, nötron/proton bakımından asimetric sistemlere ve merkezi olmayan çarpışmalara genişletildi. Proje kapsamında, ağır-iyon derin-inelastik çarpışma sonrası ayrıışan çekirdeklerin proton ve nötron difüzyon katsayıları, kütle dağılımlarının varyansları ile toplam difüzyon katsayısı ve toplam nükleon kütle dağılımının varyansı aşağıdaki sistemler için hesaplandı.</p> <ul style="list-style-type: none">• Merkezil olmayan çarpışmalarda, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{cm} = 110$ MeV) ve $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ ($E_{cm} = 300$ MeV) sistemleri için farklı başlangıç açısıl momentum değerleri alınarak yarı-klasik olarak hesaplandı.• Merkezi çarpışmalarda, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ($E_{cm} = 52.7$ MeV), $^{56}\text{Ni} + ^{56}\text{Ni}$ ($E_{cm} = 99.9$ MeV) ve nötronca zengin $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ ($E_{cm} = 50.7$ MeV) sistemleri için hafıza etkilerini içerecek şekilde kuantal olarak hesaplandı ve yarı-klasik sonuçlarla karşılaştırıldı .• Küresel yapıya sahip $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ ve nötronca zengin $^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$ sistemlerinin merkezi çarpışmalarında hafıza etkilerinin yaklaşık olarak dahil edildiği kuantal hesaplamalar yapıldı.• Deforme yapıya sahip $^{22}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}$ ve nötronca zengin $^{34}\text{Ne} + ^{34}\text{Ne}$ sistemlerinin merkezi çarpışmalarında hafıza etkilerinin yaklaşık olarak dahil edildiği kuantal hesaplamalar iki farklı oryantasyona göre ($\beta_1 = \beta_2 = 0^\circ$ ve $\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ$) yapıldı.• $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, $^{24}\text{O} + ^{24}\text{O}$ ve $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ve $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ sistemlerinin merkezi olmayan çarpışmalarında hafıza etkilerinin yaklaşık olarak dahil edildiği kuantal hesaplamalar yapıldı.• $^{40}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ve $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ sistemlerinin merkezi çarpışmalarında yarı-fisyon reaksiyonlarının difüzyon mekanizması yoluyla incelenmesi hesaplamaları yapıldı.
Anahtar Kelimeler: Ağır-İyon Reaksiyonları, Stokastik Ortalama-Alan Kuramı, Transport Katsayıları, Derin-inelastik çarpışma
Fikri Ürün Bildirim Formu Sunuldu mu? Evet <input type="checkbox"/> Gerekli Değil <input checked="" type="checkbox"/>

Projeden Yapılan Yayınlar:

- B. Yilmaz, S. Ayik, D. Lacroix and O. Yilmaz, “Nucleon exchange in heavy-ion collisions within a stochastic mean-field approach”
Phys. Rev. C90, 024613 (2014)
- S. Ayik, O. Yilmaz, B. Yilmaz, A. S. Umar, A. Gokalp, G. Turan and D. Lacroix “Quantal description of nucleon exchange in a stochastic mean-field approach”
Phys. Rev. C91, 054601 (2015)
- S. Ayik, B. Yilmaz and O. Yilmaz, “Multi-Nucleon Exchange in Quasi-Fission Reactions”,
Phys. Rev. C dergisine yollandı [arXiv:1511.00211v1 nucl-th (2015)].
- B. Yilmaz, O. Yilmaz, S. Ayik, “Beyond mean-field approach to nucleon exchange in deep-inelastic heavy-ion collisions”, NUFRA-2015, 04-10 October 2015, Kemer-Antalya. (Oral Presentation).
- S. Saatci, O. Yilmaz, B. Yilmaz, S. Ayik, “Nucleon diffusion in heavy-ion collision”, NUFRA-2015, 04-10 October 2015, Kemer-Antalya. (Poster Presentation).
- O. Yilmaz, “Nucleon exchange in heavy-ion collisions”, VIII. International Workshop on Nuclear Structure Properties, 7-10 September 2015, Sakarya. (Oral Presentation).
- Botan Elveren, “Heavy-ion fusion within TDHF formalism”
M. S. Thesis, METU, Turkey. (Tez 2016 yılı içinde tamamlanacak)