

46737

T.C.

İSTANBUL ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**960 MeV YÜKSEK ENERJİLİ $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$
REAKSİYONU İLE OLUŞAN YENİ BİLEŞİK
ÇEKİRDEKLER**

DOKTORA TEZİ

Ali Tutay
Fizik Anabilim Dalı
(Nükleer Fizik Programı)

Danışman : Doç. Dr. Adnan Taymaz

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DANIŞMANLIK MERKEZİ

HAZİRAN - 1995

ÖNSÖZ

Bu çalışmanın deneysel kısımları Mayıs 1991 ile Eylül 1994 yılları arasında Berlin' deki Hahn-Meitner-Institut ' daki VICKSI hızlandırıcısını kullanarak 960 MeV lik yüksek enerjili $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ reaksiyonu ile oluşan yeni bileşik çekirdekler ölçümü ile gerçekleştirmiştir. Bu çalışmamın gerçekleşmesine büyük katkısı olan ve tez danışmanlığımı yapan Doç. Dr. Adnan Taymaz ' a teşekkür etmek isterim. Ayrıca çalışmanın gerek teorik, gerekse deneysel hazırlanması sırasında, değerli yardımlarını esirgemeyen Berlin' deki sorumlu danışmanım sayın Dr. Hermann Fuchs' a içten teşekkürlerimi sunmayı bir borç bilirim.

Bu çalışma esnasında Hahn-Meitner-Institut ' un başkanı sayın Prof. Dr. Wolfram Von Oertzen ve ayrıca ARGUS - grubunun değerli danışmanları Dr. H. Homeyer, Dr. G. Pausch ve diğer ARGUS çalışanları sayın Dr. C. Schwarz ve Dr. A. Siwek ' e çok teşekkür etmek isterim.

Ayrıca bu çalışma süresince bana yardımcı olan eşime ve burada isimlerini sayamadığım diğer arkadaşlarıma teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	I
İÇİNDEKİLER	II
ÖZ	IV
ABSTRACT	IV
I. GİRİŞ	1
Direkt fragmentasyon ve karşıt aşırı (hot) bozunma bölgeleri	6
1.1 Mermi enerjisi $E_b \leq 10$ MeV/A	7
1.2 Mermi enerjisi $E_b \geq 10$ MeV/A	8
1.3 Mermi enerjisi $E_b \geq 20$ MeV/A	9
1.4 Orta ağırlıktaki kütle parçalanmasının (<i>primer Intermediate Mass Fragment</i> = <i>IMF</i>) hangi ısıya (T) sahip olduğunun saptanması	11
1.5 Primer IMF 'den ortalama alfa parçacık sayısını saptanması	12
1.6 İki IMF 'nin salınımı esnasındaki ortalama salınım zamanının ölçülmesi	12
II. MATERYAL VE METOD	
2.1 Deney sisteminin elektronik yapısı	13
2.2 Deney sisteminin fiziksel yapısı ve tanıtımı	13
2.3 Detektör sistemi	15
2.3.1 Phoswich dedektörleri	15
2.3.2 Yarı iletken dedektörleri	18
2.4 Tepkileşme kesitinin saptanması	19
III. Reaksiyon sonucu Alfa taneciğiyle IMF arasındaki korelasyon fonksiyonu	22
3.1. Mutlak IMF enerjisi ile Alfa enerjisi arasındaki korelasyon	22
3.1.1 Alfa enerjisi ile IMF -Enerjisi arasındaki bağıntı	23
3.1.2 Görsel enerjinin dağılımı	24
3.1.3 Maxwell fonksiyonu ile T sıcaklığının ölçülmesi	28
3.2 Açısal korelasyon fonksiyonu	32
3.2.1 Deneysel açı korelasyon	32
3.2.2 Monte-Carlo Simulasyon yöntemi	34
3.2.3 Alfa taneciğinin IMF fragmenti ile eşzamanlı salınımı ve çarpım faktörünün saptanması	36

IV. Ağır artık çekirdekler (<i>Heavy Residues = HR</i>) ile α - parçacıkları arasındaki korelasyon fonksiyonu	37
4.1.1 Enerji korelasyon.	37
4.1.2 Görsel enerjinin dağılımı	38
4.1.3 T sıcaklığının Maxwell dağılımı yardımıyla belirlenmesi	38
4.2 HR ile eşzamanlı salınan alfa parçacıklarının arapım faktörü	39
V. BULGULAR.	39
5.1 İki parçacık arasındaki korelasyon fonksiyonun teorik tanımı	39
5.2 İki tanecigin deneysel korelasyon fonksiyonun tanımı ve elde edilmesi	41
VI. Tartışma ve sonuç	46
VII. Ek	51
A Ölçüm elektronik sistemin yapısı	51
B Yarı iletken detektörlerin kalibrasyonu tekniği	54
B.1.1 Yarı iletken detektörlerle parçacık ilgisi	54
B.2 Yarı iletkenler-Detektörlerin Enerji kalibrasyonu tekniği	61
B.3 Yarı iletkenler-Detektörlerin zaman kalibrasyonu	63
C.1 Alfa parçacıklarının enerji kalibrasyonunda kullanılan Phoswich detektör sistemi	65
C.2 Phoswich detektörlerindeki $Z > 3$ degerleri için enerji kalibrasyonu	69
VIII. ÖZET	73
SUMMARY	73
IX. KAYNAKLAR.	74
X. ÖZGEÇMİŞ	76

ÖZ**960 Mev Yüksek Enerjili $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ Reaksiyonu ile Oluşan Yeni Bileşik Çekirdekler**

Bu çalışmada, 960 Mev enerjili ^{32}S kullanılarak yeni bileşik çekirdeklerin oluşumu ve bu çekirdeklerin yüksek enerjilerde parçalanma olasılıkları araştırılmıştır. Parçalanan ağır iyonun (heavy fragment) hızı dağılan fragmentlerin uyarılma enerjilerinin bir ölçüsü olarak alındığında, buharlaşma (evaporation), fisyon olayı ve çok fragmentli (multifragmentation) gibi fiziksel reaksiyonların birbirlerini takip ettikleri gözlenmiştir. Deneysel sonuçları kontrol etmek amacı ile, örneğin fisyon olayı sırasal parçalanmasının (statistical multifragmentation) istatistiksel yapısı incelenmiş ve sonuçların geçerli olduğu gözlenmiştir. Deneyler, Berlin-Hahn Meitner Institute (HMI) laboratuvarlarında VICKSI hızlandırıcı ve ARGUS dedektör sistemi ile gerçekleştirilmiştir.

ABSTRACT**New Compound nuclei formation study on $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ with 960 MeV projectile**

In this investigation using 960 MeV ^{32}S projectile on ^{58}Ni and measuring with multidetector ARGUS system, we studied new compound nuclei and their decay processes. In the measurement up to four coincident heavier or intermediate-mass fragments were observed. We also observed a projectile-like fragments in the decay of the heavy reaction product.

Taking the velocity of the fragments as a measure of the heavy ion product excitation energy. One can obtain evaporation, fission and multifragmentation events followed one another with rising excitation energies. The experiments were carried out with VICKSI accelerator at Hahn Meitner Institute in Berlin

I. Giriş

Ağır iyon fiziği adı verilen iki kompleks çekirdek arasında çarpışmaların fiziği 15 yıl önce iki koldan geliştirildi. Bir yandan, çarpışmalar spektroskopik ölçümlerle başlatılmış ve artık (*residual*) çekirdeğin özelliklerini tanımlamak için Coulomb uyarılması sonucunda ortaya çıkan inelastik saçılma, az-çekirdek transfer reaksiyonları, yakalanma veya füzyon olayları saptanmıştır (*Salam 1975, Faraggi ve Ricci 1976*). Bu araştırmalar proton, dötörüm ve alfa parçacıkları gibi hafif mermi parçacıkları ile son on yılda yapılanların çalışmaların bir uzantısı olarak tanımlayabiliriz.

Diğer taraftan, tüm ümitler nükleer maddenin iki büyük parçası arasındaki etkileşme olayını anlama çalışmalarına bağlandı. Bu çalışmalarda, şiddetli (*deep*) inelastik saçılmaların keşfi ile kazanılan başarı önemli teşvik kaynağı olduğunu da belirtmek isterim. Bu çarpışmalarda iki çekirdek durgun hale gelene kadar yüzey yüzeye temas ederek kayarlar ve daha sonra tekrar ayrılırlar. Deformasyon, enerji yüzeyleri, sürtünme, viskosite, sıcaklık gibi makroskopik kavramlar başarılı olarak uygulandı ve çekirdeğin fiziksel parametreleri belirlenmiş oldu (*Örnek için Review of Schröder and Huizinga 1984 kitabına bakınız*). Bu da araştırmaların en ümit verici yönü olarak düşünmemizin bir nedeni diyebiliriz.

Hızlandırıcıları içeren fiziğin tüm dallarındaki araştırmacılar doğal olarak yüksek bombardıman enerjilerine eğilim göstermişlerdir. Fakat nükleer hacim özellikleri üzerine yapılan araştırmalarla göstermiştir ki gerçekten artan gerilime maruz kalan çekirdek sonunda dağılır. İkiye ayrılma yüzey tahribatından çok nükleer tepki ve nükleer birleşme üzerine bilgi vermekle beraber basınçtan doğan kuvvetlerde çekirdek üzerinde mekanik bir güç etkisi göstermektedir. Her ne şekilde de olsa daha yüksek enerji gereği nedeniyle hızlandırıcılar bugün 10 AMeV ile 35 AMeV ötesinde ağır iyonların bombardıman enerjilerini de kapsama alarak inşaa edilmektedir. Burada enerjiler nükleon başına olan enerjiyi gösterir, değişik mermiler için uygun nicelikler karşılaştırıldı da örneğin, 35 AMeV 'in anlamı, merminin gerçek enerjisi MeV cinsinden mermi A kütle numarasının 35 katı anlaşılmalıdır. Nükleonların perturbasyon Fermi hareketleri sonucu, karşı çekirdeğin cevabına aracılık eden çarpışma hızları çekirdeğin Fermi hızına yakın veya daha büyük olduğu takdirde çekirdek bir bütün olarak daha fazla reaksiyon diğer sahfalarına pek katılamayacaktır.

Diğer taraftan, iki ağır parçacık (nuclei) çarpışması üzerindeki araştırma bizi nükleer maddenin kaba yapısı (bulk properties of nuclear matter) hakkında yeni bilgiler vermektedir. Buna git gide artan mermi enerjisini (veya gittikçe azalan etkileşme zamanı) ilave edersek bildiğimiz klasik fizik kavramları ve reaksiyon yetersiz kalmaktadır. Zaman aralığı, örneğin çekirdek içi hareketle iki ağır iyon etkileşme süresi, kıyaslandığında birbirleri ile kıyaslanacak (yaklaşık 10^{-21} s) boyutlara eriştiğinde çekirdek -çekirdek etkileşme olasılığı nükleon boyutundaki bir bölgede yer alır.

Başlangıçtaki etkileşme tipi, ağır iyon reaksiyonlarında oluşacak yeni etkileşmeleri değiştirecek durumdadır. Fiziksel kuvvetlerin nükleonların sadece dış yüzlerinde etkisini gösterirken iç yüzeyini hiç etkilemeyecek. Bunu nükleer madde yapısı ve Fermi kuvvetinin bir sonucu olarak da tanımlayabiliriz. Bu da klasik dinamiğin ağır iyon reaksiyonlarını tanımlamakta yetersiz kalması demektir. Yaklaşık GeV enerji düzeyindeki iyon çarpışmalarında, reaksiyon sonrası açığa çıkan yeni fragmentlerin mermi- hedef iyonlarından farklı fiziksel karaktere sahip olduklarını da göreceğiz. Örneğin, klasik fiziğe göre bir füzyon olayı gözlememiz gerekirken, tam oluşmayan bir füzyon olayı, tüm kütle aktarımı veya tam bir inelastik (deep inelatic) yerine tam olmayan bir inelastik (incomplet deep inelatic) etkileşme gözleyebiliriz. Bazı durumlarda tam olmayan füzyon ve tam olmayan inelastik çarpışmayı kuasi-elastik çarpışma ile bir arada gözlenebilir.

Bu şekilde çeşitli tipte çok sayıda parçacıkların değişik fiziksel olayları karışık bir şekilde gözlenirler. Burada bütün bu geçiş olaylarını, geçiş fazlarını tanımlamak için üretilmesi gereken teorik modelleri de kolayca başaramıyacağında söylemek gerekir. biz özellikle nükleer boyutları küçümsenmeyecek ve çarpışma sonrası açığa çıkan yeni parçacıkları, örneğin alfa veya orta ağırlıktaki (Intermediate Mass Fragment (IMF)) ki bunlar hedef ve mermi çekirdekten daha hafif çekirdeklerlerdirler, üzerinde duracağız. Bu parçacıklar birinci derecede önemli partiküller olup yeni reaksiyon modellerin karakterlerini oluştururlar. Reaksiyonda açığa çıkan diğer bilinen nükleonlar üzerinde fazla durmayacağız. Bizim incelemek istediğimiz ağır-iyon çarpışmasında reaksiyon süresi yaklaşık olarak 10^{-21} saniye boyutundadır. Bu olayı klasik çarpışma dinamiğini uyguluyarak çözmeye çalışmak yeterli olmayacaktır. Fakat bazı reaksiyonlar için klasik teorilerin geçerli olduğunu tekrar belirtmek gerekir.

Ağır iyon kinematığında, klasik fiziğin yetersizliği çok -kütleli çarpışmaların alt sistemlerinde görülür. Bunu bir noktada nükleer molekül dinamiğini uygulamakla çözümler arayabiliriz.

Atomik boyutta ara enerji sınırında (intermediate energy regime) nükleon-nükleon çarpışmasında nükleonlar ortalama kuvvet alanı (mean field) etkisindedir. Burada ortalama kuvvet alanından anlaşılması gereken uzun menzilli (long range) ve nükleonlar arasındaki tüm çekici kuvvet alanları anlaşılmalıdı, ve nükleonlar bu ortalama kuvvet alanı içinde hareket ederler. Buna mikroskopik sürtünme kuvvetini, çekirdek denge öncesi (Pre-equilibrium at emission of nucleons) ilave etmek gerekir, bilindiği gibi denge öncesi salınımın işareti ortalama alan kuvvetlerinin nükleonları artık birarada tutaması idi. Gene hatırlanacağı gibi, klasik iki noktasal kütle çarpışması kütle merkezi civarında oluşur ve çekim kuvvetleri reaksiyonu etkiliyen tek kuvvettir. Diğer taraftan iki nükleon arasındaki

kısa mesafeli itici nukleer kuvvet ise kısa süreli zaman aralığında sadece iki yakın nukleon arasında geçerli olup çarpışma sonu geniş açılı bir dağılım arz eder.

Pauli prensibince kinematik olarak çarpışma sonucu nukleon düzeyinde sınırlanmıştır. Görsel hızın artması ile kinematik sınırlama ortadan kalkar ve yüksek enerji üst sınırında reaksiyon sırasal iki çarpışma bağımsız nukleonlarla gerçekleştirilebilir. Bizim burada sözünü ettiğimiz deneysel çalışmada kullanılan hızın yüksek enerjinin üst sınırından halen uzak olması. Bununla beraber mermi enerjisi 960 MeV olan parçacıklarla yaptığımız deneylerde çarpışma öncesi mermi hedef parçacıklarından çok farklı idi. Bu ise bize yeni çekirdekleri tanıyabilmek için çok kütle çarpışması da (many body collision) korelasyon analizi yapmamızı zorunlu kıldı. Yeni modeller örneğin tek parçacık yoğunluğunu kullanarak klasik hesaplamalarla ve kuantum teorilerin düzeltilmesi ile molekuler dinamik arasında köprü kurmaya çalışıldı. fakat bu modellerde tek parça yoğunluğuna dayalı olduğundan sınırlı bilgi taşımaktadır. Saçılan yüksek enerjili parçacıklar arasında bağıntıyı sağlayan (korelasyon) bilgi eksikliği, saçılan parçacıkların kuantatif olarak tanımlamayı imkansız kılıyor.

Ağır iyon çarpışması deneyinde karşılaşılan diğer bir zorlukta, ikili olmayan parçalar dinamiğinin (non-binary dynamic) sırasal reaksiyonlar tarafında perdelenmesi ve gözlenmesinin önlenmesidir.

Bizim burada önemle üzerinde durmak istediğimiz ise sırasal dağılım izleyen çok parçalı salınım (Multifragmentation) olayıdır. Genelde ağır iyon çarpışması olayında çoğu zaman tam olmayan bir füzyon (incomplete fusion) neticesinde oluşan yeni element uyarılmış yüksek enerji düzeyili olup kısa bir denge durumundan sonra istatistiksel multifragmentasyonla (statistical multifragmentation) dağılır. Bu yeni olay klasik nuklear fizikte gözlenmeyen bir olaydır, ve parçalanma sonu temel taneciklere ayrılma çok karmaşıktır. Çok kütleli parçalanma ve nuklear madenin boyutlarını zorlayan bu enejide bize yeni bilgiler verir. Söz konusu nuklear sistemin boyutlarını zorlayan yeni bir fizikten bahsediyoruz. Bu fiziğin kendine özgü kuralı vardır burada bu konuyu incelemeyi tezin akışı ile gözden geçireceğiz. Multifragmentasyon olayına daha geniş bilgi GROSS (Gross, 1989) tarafında verilmiştir. Deneysel çalışmalar ise halen devam ediyor.

DENEYSEL ÇALIŞMALARIN DURUMU:

Son zamanlara kadar (1992) multifragmentasyon deneyleri hafif uyarılan mermi parçacığı olarak kullanıldı. Buna örnek ise ^{40}Ar verilebilir nedeni ise hızlandırıcı teknolojisine uygun düşmesi ve elektronların kolayca koparılabilmesidir. İlave olarak bu iyonların mermi parçacık olarak bazı karakteristikleri var. Örneğin kolayca parçalanabilmeleri, iyon olarak parçalanma geometrisinin (cluster structure) iyi bilinmelidir. ^{40}Ar ve ^{16}O gibi orta ağırlıklı iyonların aynı zamanda asimetric bir sistem oluştururlar örneğin, $^{40}\text{Ar} + \text{Th}$ veya $^{16}\text{O} + \text{Au}$, mermi-hedef hedef-mermi benzerliği ve füzyon parçalanmasında kütle oranları net olarak tanımlanabilmelidir. Tabii asimetric sistemi ters kinematik yönetimi ile de incelenebilir, örneğin ağır iyon mermi parçacık ve hafif mermi parçacığında hedef kütle gibi olması araştırma konumunu şu şekilde sıralıya biliriz. Birinci olarak derin inelastik (deep-inelastic collision) çarpışmayı gözden geçirelim. Bu

çarpışmada kinetik enerji ve açısal momentumun değişimi, radyal ve sürtünme kuvvetleri linear olarak hızı şu şekilde bağlanır

$$\frac{d}{dt} (m\dot{r}) = - \frac{d}{dr} V(r) + m r \dot{\theta}^2 - K_{rad} \dot{r}$$

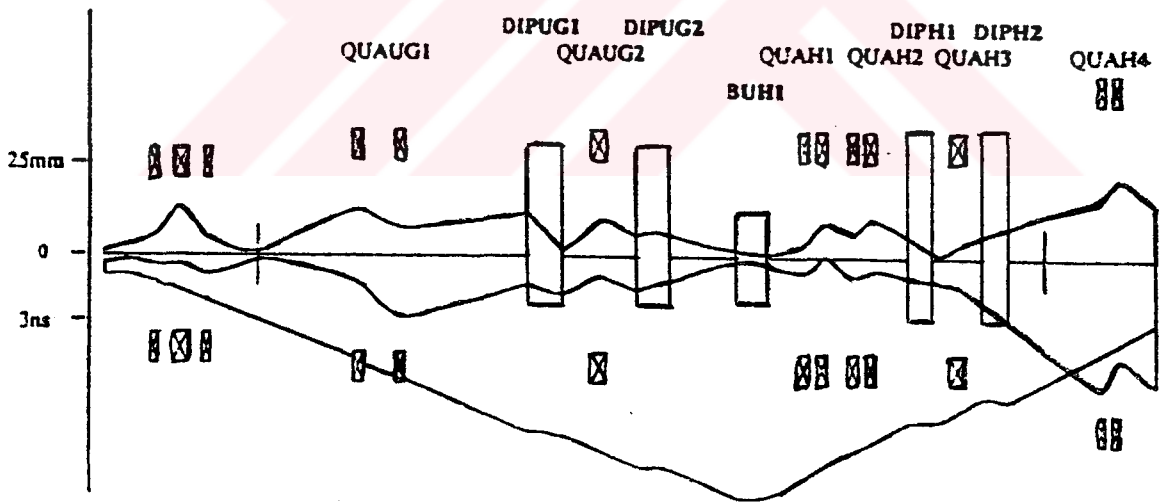
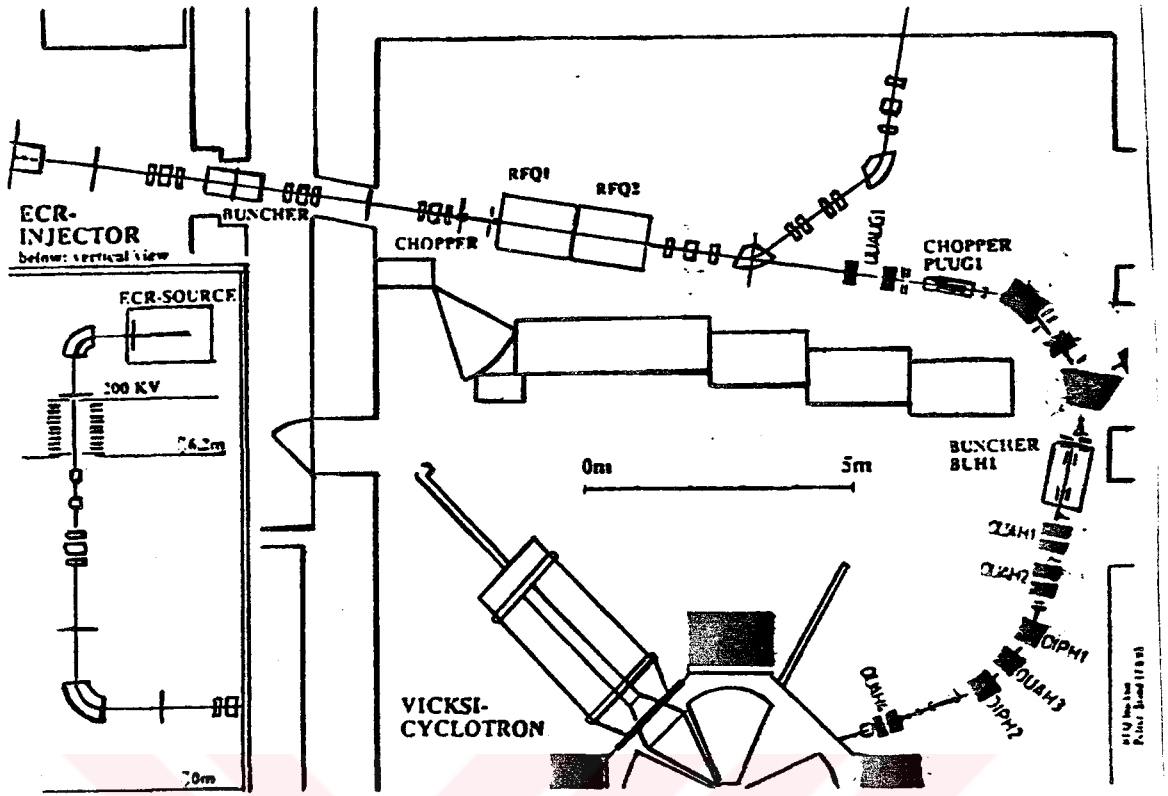
$$\frac{d}{dt} (m r^2 \dot{\theta}) = -K_{tang} r^2 \dot{\theta}$$

Bu basit formalize ağır iyon derin ineleastik çarpışma (DIC) ve füzyon olayını incelemeyi kolaylaştırır. DIC inelastik çarpışma ağır iyon reaksiyon mekanizmalarında mermi enerjisi 10 AMeV küçük değerler içinde önemli bir yer tutar.

Daha sonraları makroskopik serbestlik derecesi ve özellikle kollektif deformasyon ve diffüzyon katsayısı sürtünme kuvvetine bağlı olarak ilave edildi. Makroskopik sürtünme kuvveti modeli geliştirilmeye çalışıldı. Bu konuda daha geniş bilgi için Weidenmüller (Weidenmüller, 1979) müracat edilebilir.

Daha önce DIC çarpışma süresinin 10^{-21} s olarak belirlemiştik. Bilindiği gibi bu zaman enerjik Fermi nükleonun çekirdek potenyelini aşma süresinden daha çok fazladır. Buda bize zaman hiyareşisinde nükleonun iç ve dış hareketinde karmaşaya yol açmaktadır. Örneğin çok kısa süreli çekirdek denge durumları nükleonun dış davranış zamanı kullanarak iç hareket serbest derecesini saptamak hemen hemen imkansızdır. Zorluklardan birisi de hareket serbestlik derecesi nükleonun dış hareketi ile karşılaştırılabilecek yeterli sayıda olmaması, uyarılmış haldeki iyonun taban düzeyine geçip geçmeyeceği gözlememizi engeller. Burada ilave edilmesi gereken ve kullandığımız diğer modellerde sırası ile yüzeysel sürtünme modeli (the surface friction model (SFM)) ve pencere duvar sürtünme modeli (the windows-wall friction model (WWFM)). Bu modellerde deneylerin fiziksel yapıları karışık ve çoğu ilk defa kullanılmasına rağmen, olağan üstü doğrulukta sonuçlar vermiştir (Gross, 1990).

Daha önce iki kütleli reaksiyonların mermi enerjilerinin 10 AMeV üstünde olduğunu ve bunların genelde ilk reaksiyon sonu sırasal bozulma (sequential decay of the primary products) ürünü olduğunu söylemiştik. DIC olayının deneysel incelenmesi ağır iyon nükleer fiziğinin gözlenmesinde büyük başarısı olmuştur. Burada önemli nokta, tesir kesitinin yeterli derecede büyük olması relativistik mermi kinetik enerjisinin ve açısal momentumunun büyük oranda çarpışan parçacıkları dağıtmadan (without destroying) aktarılmasıdır.



VICKSI hızlandırıcısının laboratuvar görünümü.

Örneğin reaksiyonda belki de çekirdekten bir parça tamamen kopar ve çekirdekten uzaklaşabildiği gibi çekirdeğin sadece bir kısmında sıkışma veya bölgesel ısınma olayı meydana gelebilir. Bundan dolayı, yaygın bir inanca göre, 20 veya 30 A MeV üzerine yükselen bombardıman enerjileri ile yapılan çalışmalarda reaksiyon mekanizması şiddetinin değiştiği görülmüştür. Bu tip çarpışmalarda eğer mermi parçacığının enerjisi 10 A MeV altında ise, örneğin füzyon olayında, şiddetli (deep) inelastik reaksiyonlar artar ve elastik çarpışma ile enerji transfer olayı kaybolur ve yerini yeni reaksiyon mekanizmasına bırakır. Gerçekten çarpışan iki çekirdeğin, tüm karışımının içindeki füzyon bariyer üzerinde 2 ve 20 A MeV arasında zayıfladığı bu şekilde saptandı (Boal, 1987). Şiddetli (deep) inelastik çarpışmalar, rölativistik enerjilerde ($E > 500 \text{ A MeV}$) ortaya çıkmadığı düşünülmele beraber bu konuda şimdiye kadar daha derinliğine pek fazla da araştırma yapılmadığını da söylemek gerekir. Şiddetli inelastik çarpışmaların kaybolması orta enerji fiziğinin önemli konularından biri olduğunu da tekrar etmek gerekir. Enerji transfer reaksiyonları sadece 200 A MeV ' in üzerinde imkansızdır (Fuchs, 1993).

Direk fragmentasyon ve karşıt aşırı (hot) bozunma bölgeleri .

Bu araştırmayı Gelbke ve arkadaşları (Gelbke, 1977) tarafından yapılmış çalışmaları değerlendirerek başlayabiliriz. Onlara göre, ^{208}Pb hedef çekirdeği, enerjisi 20 A MeV olan ^{16}O mermi parçacığı ile bombardıman edildiğinde açığa çıkan yeni parçacıkların atom numaraları $Z < 8$ olmak şartıyla ve çıkan parçacıkların hızı mermi parçacığının hızına yakın hallerde enerji spektrumları ileri uzanan dar açı bir açı aralığında yoğunlaştığını gözlemişlerdir. Bu önemli özellik mermi parçacık hızlarının ortalama hızlarına göre sapma oranlarına eşit olması anlamına gelir. Buna karşılık gelen lineer momentumun ortalama sapma dağılımı tanımak gerekirse, bu $\sigma^2 = (m^2 \Delta V^2)$ ile verilmektedir. σ^2 ' nin değeri yaklaşık olarak $A_f (A_p - A_f) / (A_p - 1)$ eşitliği ile de gösterilebilir. Burada A_f fragmentin, A_p ise mermi parçacığının atom kütle numarasını göstermektedir ve bu değer 90 MeV/c² için sabit olduğu göz önüne alındığında, iki farklı olasılık tartışması söz konusudur:

i) Mermi parçacığının $(A_p - A_f)$ kısmını teşkil eden nükleonlar reaksiyonda aşınır erirken, fragmentasyondan geri kalan ve Atom kütle numarası A_f olan kısmı minimum petürbasyona uğrar. Geri kalan kısım ise bir seyirci (*spectator*) gibi davranır ve mermi sistemi içinde geri kalan kısmın son momentumu, nükleonların Fermi hareketi sebebiyle o an var olan momentumları ile tamamıyla sabit kalır.

Rastgele (*stochastic*) bir yolla A_f mermi nükleonlarının uygun iç momentumları ile bağlantılı yukarıda verilen formülle gösterildiği gibi gerçekten A_f ' ye bağlı bir momentum dağılımı verir, ve bilinen Fermi momentumundan σ_0 değerinin gerçekten yaklaşık 90 MeV/c olarak hesaplanır. Temel seviyedeki mermi içinde Fermi hareket denklemi ile yapılan ispatlamalara göre mermi ve onun seyirci kalan kısmı ayrılma sırasına (*anna*) kadar uyarılmamış olarak kalır.

ii) Alternatif olarak, önceden kesin bir sıcaklığa kadar uyarılmış mermiden termal parçacık ayrılması sebebiyle momentum yayılması recoil (*geri tepen*) parçacığın ısı artmasına neden olduğu söylenebilir. Bu ısı yayılması (*spreading*) yukarıdaki gibi aynı kütle bağımlılığını takip ederek olur, ve deneysel olarak belirlenmiş değeri ($\sigma_0 = 90 \text{ MeV}/c$ ile) yaklaşık 8 MeV bir sıcaklık içine dönüşür. Böyle oldukça yüksek bir değerde bulunan, uyarılma için hazır enerji en çok altı nükleon içeren bir alt sistemde yoğunlaştırılmış olmasını gerektirir. Bu ise mermi üzerinde sıcak bir nokta (*hot spot*) yaratılmış olması ile nedeni ile açıklanabilir.

Bu çalışmadaki amaçlardan biri de, uyarılarak yüksek bir ısıya çıkartılmış bileşik çekirdeklerdeki parçalanma olasılığının araştırılmasıdır. Burada "yüksek ısı" dan her nükleona düşen uyarım enerjisinin 1 MeV dan yüksek olması ve çekirdek sıcaklığının 3 MeV 'nun üzerinde olmasını anlıyoruz. Yüksek ısıya sahip olan bileşik çekirdekleri parçalanmasının daha iyi anlaşılabilmesi için, bombardıman enerjisi 10 MeV - 20 MeV arasındaki çekirdek tepkileşmelerini incelemesi gerekir. Bu enerji aralıklarını sırayla inceleyelim.

1.1 Mermi enerjisi $E_b \leq 10 \text{ MeV}/A$ ise :

Az bir bombardıman enerjisine sahip olan bir iyon duran bir çekirdeğe yaklaştığı taktirde Columb potansiyel etkisinden dolayı itilir. Bu etki ile bombardıman çekirdeğin istikameti değişir. Bombardıman enerji yükseltilecek belirli bir enerjiyi (*Columb sınırı*) aştıktan sonra bombardıman çekirdeği ve hedef çekirdekleri arasındaki mesafe azalarak çekirdek reaksiyonları oluşmaya başlar. Bombardıman enerjisi 10 MeV 'den küçük olduğu taktirde sırasıyla aşağıdaki reaksiyonlar, tepkileşme kesitlerini etkiler:

- i) (*Fusion*) Füzyon
- ii) (*deep-inelastic*) derin elastik tepkileşme
- iii) "*Quasielastic*" tepkileşmeler (*Fuchs 1993*), (*Morgenstern 84*)

Bu enerji aralığında reaksiyon özellikle ikili (binary) sistemde oluşur. Bu tip tepkileşmelerden sonra hedef çekirdek (*Target Like Fragment = TLF*) hedef çekirdek benzeri olarak, bombardıman çekirdek bombardıman çekirdeğe benzer (*Projecil Like Fragment = PLF*) olarak tepkileşme bölgesini terk ederler. Bu tepkileşme quasi elastik tepkileşme (quasi elastic) olarak adlandırılır. Çarpışma esnasında uyarılmış olan hedef ve bombardıman çekirdekler uyarılmış bir enerjiye sahip olduğundan n, p, d, α gibi hafif parçacıklar salabilirler. Eğer uyarılmış hedef çekirdek, hafif parçacıklar yayarak en düşük enerji seviyesine dönüşüyorsa bu durum buharlaşma (evaporation) olarak tanımlanmaktadır. Eğer uyarılmış bombardıman çekirdek, hafif parçacıklar salarak en düşük enerji seviyesine dönüşüyorsa bu durumda sıralı (sequential) parçalanma olarak adlandırılır. Eğer bombardıman çekirdek hedef çekirdek ile bütün olarak bir reaksiyona giriyorsa ; yani reaksiyon, tepkileşen taraflar arasında bir çok nükleon değiş-tokuşu yapıyorsa ve çıkış kanalında hala daha bombardıman benzeri çekirdekler bulunuyorsa bu tepkileşme derin elastik olmayan (*deep inelastic reactions*) olarak adlandırılır. Eğer mermi ve hedef çekirdek bütün nükleonlarıyla birbiriyle kaynaşarak bir bileşik çekirdek oluştururlarsa bu tip reaksiyonlara füzyon (*fusion*) yada tam füzyon (*complete fusion*) adı verilir.

I.2. Mermi enerjisi $E_m \geq 10 \text{ MeV}$ ise :

Mermi iyonundaki kinetik enerji artması, yani E_m 'nin $10\text{MeV}/A$ dan daha büyük değerler alması, füzyon olayında bir azalmaya (*Morgenstern, 1984*) neden olur. Bu mermi çekirdekle hedef çekirdeğin tam anlamı birleşik (*compound*) çekirdek oluşturmadığı, kısmi birleşme olduğu söylenir. Mermi iyon çekirdeğin bir kısmı ile hedef çekirdeğin bir kısmı reaksiyona girmemiş gibi hızlarını değiştirmeden yollarına devam ederler.

Yukarıdaki olayda mermi iyonun bir kısmı füzyon olayına girmiş, diğer kısmı ise füzyon olayının dışında kalmıştır. Füzyon olayı sonunda mermi çekirdek benzeri çekirdekler çıkış kanalında gözleniyorsa ve mermi çekirdeğin bir kısmı hedef çekirdekle tepkileşirse buna "masif transfer" adı verilir. Bütünüyle tepkileşme olmamasının nedeni ise, bileşik çekirdek oluşmadan önce, tepkileşme esnasında alfa, proton ve benzeri parçacıklar salarak hedefin bozulması (*Preequilibrium*) gösterilebilir (*Hilscher, 1987*).

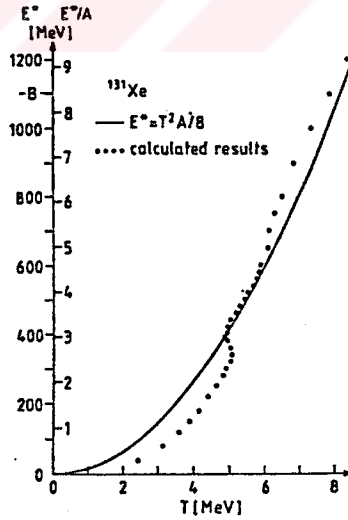
Bileşik çekirdeklerin binary parçalanması hafif parçacıkların salınımı dışında iki eşit büyük parçaya "Fission" bölünerekten gerçekleşebilir (*Gregoire, 1984*). Bu tip bozulmalar bileşik çekirdeğin Z sayısına, tepkileşme enerjisine ve açısal momentumuna bağlıdır.

L.3. Mermi enerjisi $E_m \geq 20$ MeV ise :

Mermi iyon enerjisi 20 MeV/A' nın üstüne çıkarsa, "Evaporasyon" ve fission dışında yeni bir bozulma türü ortaya çıkar. Bu bozulma türü olan "Multifragmentation" ortaya çıkar (Sourell, 1992), (Gross, 1987), (Bondorf, 1985). Mermi iyonun artan kinetik enerjisi, buna bağlı olarak yeni oluşan bileşik sistemlerde, uyarma enerjisinde de bir artmaya neden olur ve dolayısıyla yeni sistemin ısısı da artar. Fermi-Gaz modeline göre T (Isı) derecesi ile uyarılma enerjisi E^* arasında aşağıdaki bağıntı vardır (Gross 1985);

$$E^* = a \cdot T^2 \text{ MeV}$$

Burada, a ($a = A/8 \cdot \text{MeV}^{-1}$) sistemin yoğunluk parametresidir (Gross, 1987). Bu yeni bozulma türüne "Multifragmentation" denir, ve çeşitli modellerle tanımlanmaktadır (Gross, 1987), (Bondorf, 1985). Gross-modeline (Gross, 1986) göre, uyarılmış bileşik çekirdek aynı anda en az üç ve daha fazla parçaya bölünerek bozunur. Gross modeline örnek Şekil 1.' de gösterilmektedir. Bu modele göre E^* enerjisinin T ısısına bağlı olarak çizilen grafikte $E^* = 5$ MeV aralığında bir anormallik görülmektedir. Bu anormallığı Gross-modeline (^{90}Ru) elementi için maddenin faz geçişi olarak algılamak gerekir. Yani çekirdek sıvı fazdan gaz haline geçmektedir.



Şekil 1. E^* uyarılma enerjisi T'nin fonksiyonu olarak çizilmiştir. (Gross 1987)

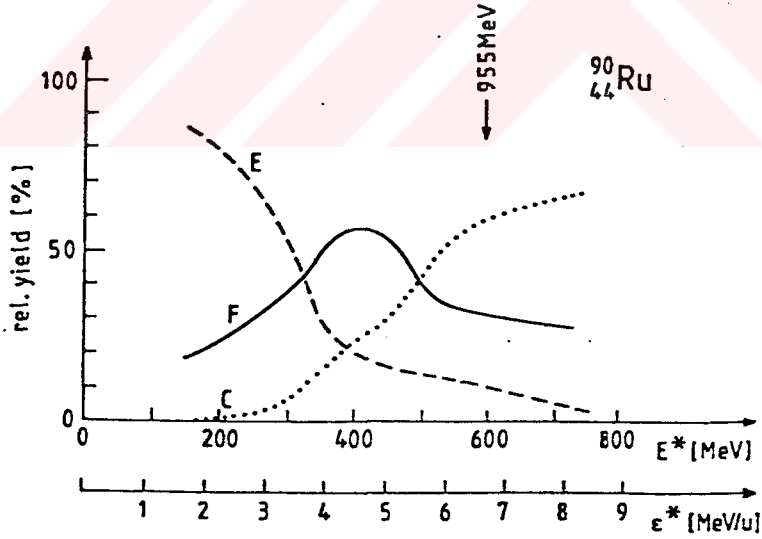
Bilindiği gibi bozulma tipleri Gross modeline göre üçe ayrılabilir. Bu bozunma tiplerini ^{92}Ru iyon çekirdeği için E^* uyarılma enerjisine bağlı olarak Şekil 2 ' de olduğu gibi bir spektrum ile gösterebiliriz. Bozulma tiplerini de şu şekilde tanımlayabiliriz:

Birinci tip: Bu tip parçalanmalar atom ağırlığı $A \geq 10$ olan atomlar "Fragmentler" salarak bir E Evaporation (*Buharlaştırma*) enerjisi ile bozunurlar.

İkinci tip: Bu tip parçalanmalar gene $A \geq 10$ olan iki büyük fragment salarak bozunur ve fission (F) diye adlandırılır.

Üçüncü tip: Bu tip bozunmalara "Multifragmentation" denir ve atom sayıları $A \geq 10$ olan üç veya daha fazla "Fragment" (C) (parçalanarak) dağılır.

Şekil 2.' de görüleceği gibi, evaporasyon (E) uyarılma enerjisi E^* ile ters orantılıdır. Ve bu değer 800 MeV' den başlayarak sıfıra gider. Fission (F) oranı ise $E^* = 400$ MeV' de maksimuma eriştikten sonra azalarak sıfıra erişir. Gene Şekil 2.' den görüleceği gibi multifragmentation (C) oranı uyarılma enerjisi E^* ile orantılıdır ve ona bağlı olarak değişiklik gösterir.



Şekil 2. ^{90}Ru çekirdeğinin bozunmasının Gross-modeline göre uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak; evaporasyon (E), fission (F), ve multifragmentation (C) 'nun görsel oranlarını vermektedir (Gross, 1989).

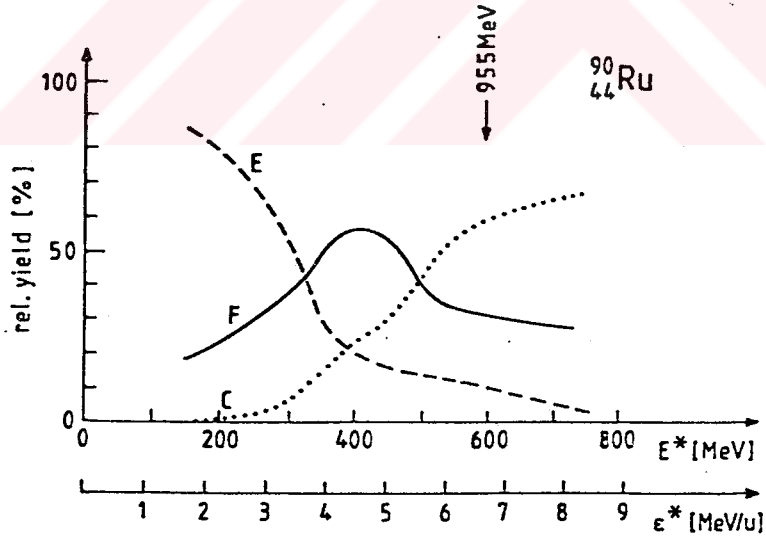
Bilindiği gibi bozulma tipleri Gross modeline göre üçe ayrılabilir. Bu bozunma tiplerini ^{92}Ru iyon çekirdeği için E^* uyarılma enerjisine bağlı olarak Şekil 2 ' de olduğu gibi bir spektrum ile gösterebiliriz. Bozulma tiplerini de şu şekilde tanımlayabiliriz:

Birinci tip: Bu tip parçalanmalar atom ağırlığı $A \geq 10$ olan atomlar "Fragmentler" salarak bir E Evaporation (*Buharlaştırma*) enerjisi ile bozunurlar.

İkinci tip: Bu tip parçalanmalar gene $A \geq 10$ olan iki büyük fragment salarak bozunur ve fission (F) diye adlandırılır.

Üçüncü tip: Bu tip bozunmalara "Multifragmentation" denir ve atom sayıları $A \geq 10$ olan üç veya daha fazla "Fragment" (C) (parçalanarak) dağılır.

Şekil 2.' de görüleceği gibi, evaporasyon (E) uyarılma enerjisi E^* ile ters orantılıdır. Ve bu değer 800 MeV' den başlayarak sıfıra gider. Fission (F) oranı ise $E^* = 400$ MeV' de maksimuma eriştikten sonra azalarak sıfıra erişir. Gene Şekil 2.' den görüleceği gibi multifragmentation (C) oranı uyarılma enerjisi E^* ile orantılıdır ve ona bağlı olarak değişiklik gösterir.



Şekil 2. ^{90}Ru çekirdeğinin bozunmasının Gross-modeline göre uyarılma enerjisinin fonksiyonu olarak; evaporasyon (E), fission (F), ve multifragmentation (C) 'nun görsel oranlarını vermektedir (Gross, 1989).

Gross-modeline göre nükleonlardan oluşan bileşik çekirdek sıcak bir gaz gibidir. Sistem içindeki yüksek basınç ve ısı etkisiyle sıkışır ve dengesini korur. Fakat önceki (geçmişteki) denge durumunu hatırlamaz. Yani son andaki denge durumuna nasıl geldiğini hatırlamaz. Aslında bu denge durumuna nasıl geldiği de önemli değildir. Oluşan yeni sistem belli bir kritik T sıcaklığında ve yoğunluktaki fazda kararlılığını kaybedip, Coulomb-kuvvetinin etkisi altında en az üç veya daha fazla orta ağırlıktaki fragmentlere ($A \geq 10$) ayrılarak parçalanır.

Gross-modelini kullanarak 849 MeV ve 960 MeV'lik enerji li ^{32}S mermi iyonunun ^{58}Au hedef iyonuyla etkileşmesi ARGUS grubu (*Schwarz, 1991*) tarafından araştırılmıştır. Daha önceki çalışmalarda, örneğin A-Sourell (*Sourell, 1992*) "Multifragmentation" olayını gözlemiş ve en az orta ağırlıklı parçacıkları (IMF) "Concidence" tekniği ile saptamıştır. Daha sonra benim çalışmama paralel olarak yapılan diğer bir çalışmada A-Siwiek (*Siwiek, 1994a*), (*Siwiek, 1994b*) ise bozunmanın üç IMF' nin aynı anda değil tersine bir asimetric mekanizma içerisinde önce bir IMF ve ağır artık (Heavy Residues=HR) çekirdeğine bozunur ve daha sonra HR tekrardan iki IMF salarak bozunduğunu saptanmıştır.

Bu çalışmanın hedefi ise bozunma esnasındaki ısının ve zamanın araştırılması ve incelenmesidir. Bu çalışma aşağıdaki sorulara cevap aramıştır :

1.4. Orta ağırlıklı kütle parçalanmasının (Primer Intermediate Mass Fragment =IMF) T ısısının saptanması

Yeteri derecede uyarılma enerjisine sahip olan fragmentler Maxwell' in termik dağılım esasına uygun olarak bozunurlar. Bu iki parçacığın görsel enerjilerine bağlı olarak Maxwell dağılımına uyan enerji ifadesini şu şekilde yazabiliriz :

$$f(E_{rel}) = (E_{rel} - E_0) \exp (-E_{rel}/T)$$

Burada;

E_{rel} : İki parçacık arasındaki enerji

E_0 : Salınan parçacıklar arasındaki Coulomb enerjisi

T : Salınım yapan sistemin ısı derecesi

Sistemin T ısısını belirlemek için IMF fragmenti ile alfa parçacıkları eşzamanlı (Concidence) olarak dar bir geometrik açı çerçevesinde görsel enerji dağılımları araştırılmıştır.

Enerji dağılımı analizinde, Maxwell dağılım fonksiyonu kullanılarak reaksiyon gösteriminin T ısı ve reaksiyon buharlaşma (evaporation) enerjisi E saptanmıştır.

I.5. Primer IMF' de salınan ortalama alfa parçacık sayısının saptanması.

Bu soruya cevap, orta ağırlıktaki parçacıklar (IMF) ile alfa parçacıklarının açısız dağılımını ölçmek veya Monte-Carlo simülasyonu hesaplamakla bulunabilir. Bu çalışmada ölçülmesi deneysel olarak olanaksız olanlar için Monte-Carlo simülasyon metodu (*Ganes, 1985*) kullanılmıştır. Önce deneysel olarak IMF ile alfa parçacığın eşzamanlı açısız dağılımı deneysel olarak belirlenmeye çalışılmıştır. Fakat evaporasyon sonucu salınan alfa parçacıkları deneysel olarak ayırt etmek mümkün olmadığından evaporasyonda salınan alfa parçacık oranı Monte Carlo yöntemiyle hesaplanmış ve bu oran yukarıdaki açısız dağılımdaki kütle toplamından çıkarılmıştır.

I.6. İki IMF' nin salınımı esnasında ortalama salınım zamanının ölçülmesi

Burada iki IMF ağır iyon parçalarının salınımlarında eşzamanlılık ve görsel hız dağılımları araştırılmıştır. İlk olarak salınan iki parçacık arasındaki korelasyon fonksiyonunu tanımlamakla başlanmıştır (*Kim, 1994*). Korelasyon fonksiyonu ağır iyonların görsel hızlarına bağlı olarak tanımlanmıştır. Buradan hareketle iki IMF ağır iyonu arasındaki salınım zamanı tespit edilmiştir. Söz konusu çalışma aşağıdaki şekilde planlanarak gerçekleştirilmiştir: Bölüm 2.' de deneysel metodun tanımı, ARGUS-odası ve ARGUS odasındaki dedektörlerin çalışması, Bölüm 2.4.' de ise tepkileşme kesitinin elde edilmesi ve uygulaması anlatılmıştır. IMF ve alfa parçacıkları arasındaki enerji ve açı korelasyon fonksiyonlarının elde edilmesi ve deneysel sonuçları ise Bölüm 3.' de tartışılmıştır. Ağır artık çekirdekler ile alfa parçacıkları arasındaki enerji ve açısız korelasyon fonksiyonları ise Bölüm 4.' de incelenmiştir. İlave olarak Monte Carlo simülasyon yöntemi ile deneysel uygulamalar karşılaştırılmıştır. Bölüm 5.' de ise iki IMF arasındaki korelasyon fonksiyonu incelenmiş ve tartışılmıştır. Bölüm 6.' da ise bütün bu çalışmalarını özetleyen bir tartışma bölümü yer almaktadır. Ek A ise ölçüm için gerekli elektronik sistemi göstermektedir. Ek B de ise impuls form metod yardımıyla parçacıkların yarı iletken dedektörlerinde tespiti ve yarı iletken dedektörlerinin enerji ve zaman kalibrasyonu anlatılmıştır. Ek C' de ise Phoswich dedektörlerinin enerji kalibrasyon ve kalibrasyon tekniği anlatılmıştır.

II. MATERYAL VE METODLAR

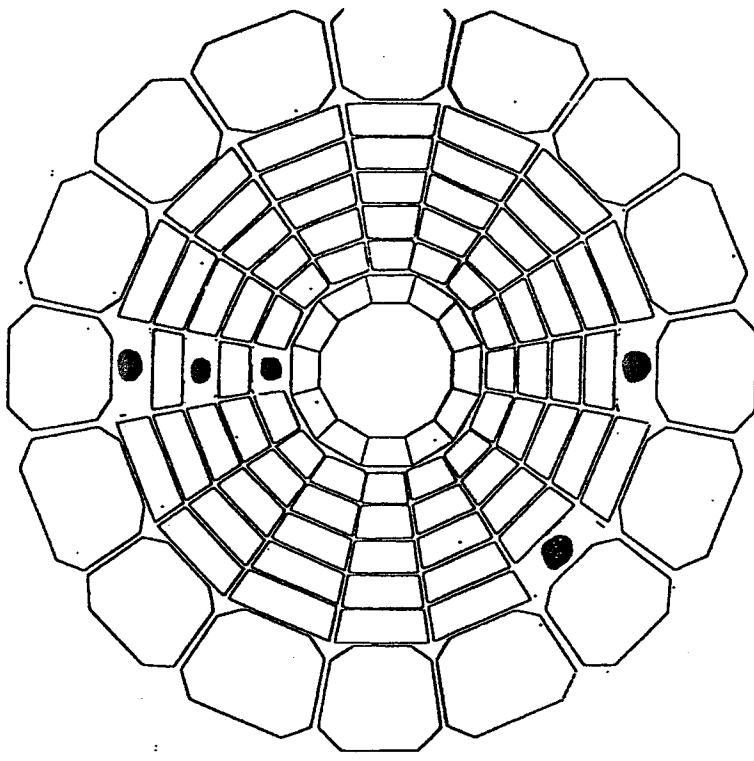
2.1. Deney sisteminin elektronik yapısı

Deneyisel çalışmada kullanılan ölçme sistemi Şekil 3a' da şematik olarak gösterilmiştir. Bu sistemde, öncelikle yüksek enerjili ağır iyon reaksiyonunda açığa çıkan yeni iyonların yüklerini ölçmekte kullanılan ön açılı dedektörlerini göstermektedir. Şekil 3b' de ise ARGUS sisteminin yan kesitini ve arka kısımdaki dedektörlerin dizilişini göstermektedir.

2.2. Deney sisteminin fiziksel yapısı ve tanıtımı

Çalışmada üç ayrı dedektör sistemi kullanılmıştır. Bunları kısaca tanıtmaya çalışacağım. Birinci sistem, phoswich tipi dedektörlerden olup 120 adet dedektörden oluşmuştur. Bu dedektörler geometrik olacak şekilde görüleceği üzere açılı aralıkları 4° ile 75° olarak seçilmiştir.

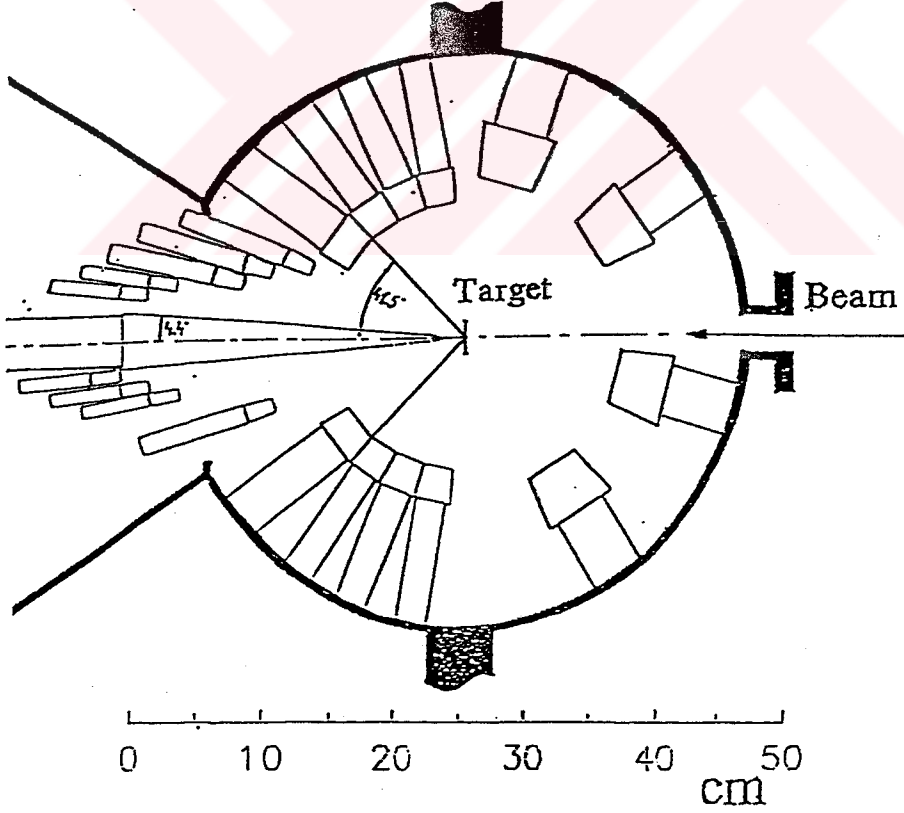
İkinci tip dedektör sistemine ise trigger dedektörleri denir. İki yarıiletken teleskoptan oluşan bu dedektörler yatay düzlemde ve $\theta = \pm 23,5^\circ$ açılı ile yerleştirilmiştir. Üçüncü bir Trigger dedektörü ise aynı $\theta = +23,5^\circ$ yatay düzlemde fakat polar açısı $\phi = 45^\circ$ olacak şekilde yerleştirilmiştir. Üçüncü tip sistem ise laboratuvar açıları $\theta = 8^\circ$ ve 14° yerleştirilmiş iki yarı iletken tipi dedektörlerden oluşmaktadır.



a)

● Halbleiterdetektoren

Şekil 3a. ARGUS - odasının ön dedektörlerin ışınlama konumunun şematığı



b)

Şekil 3b. ARGUS odasının yan kesitinin şematik görünümü

2.3. Dedektör sistemi

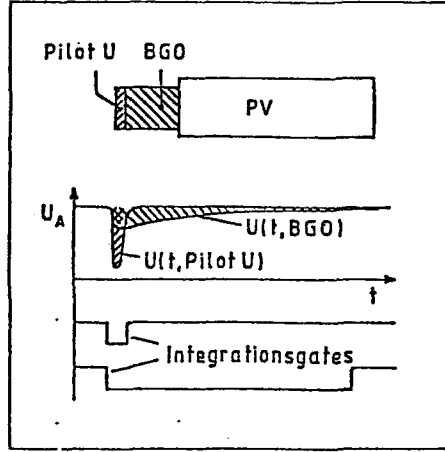
Deneyde kullanılan Phoswich dedektörleri Şekil 4.' de gösterilmiştir. Bilindiği gibi bu dedektörlere Phoswich dedektörleri denmiştir. Bu dedektörler ΔE -E prensibine göre çalışır. ΔE -E prensibi aşağıdaki gibi tanımlanabilir.

Bu sistem optik olarak birbirine yapıştırılmış iki farklı (Sintilyasyon) kristalden oluşmuştur. Bu dedektörde oluşan sinyal bir kuvvetlendirici ile (PM = Preamplifier) yükseltilir. Her kristalin sinyal toplama zamanı farklı olduğundan sinyallerin farklı kristallerden geldiği kolayca saptanabilir.

Birinci dedektör sinyal toplama katsayısı küçük olan ve kalınlığı 0.5 mm olan bir kristalden yapılmıştır (ΔE -kristal kalınlıklı). İkinci dedektör buna optik olarak yapıştırılmış ve kalınlığı 12 mm olan (E kristal kalınlıklı) bir Bizmut-Germanyum-Oksit (BGO) kristalinden oluşmaktadır. BGO kristalinin sinyal toplama zamanı 450 ns dir. Yoğunluğu $\rho = 7.13 \text{ gr/cm}^3$ olan bu kristal 70 MeV' lik protonları ve enerjisi 275 ;MeV olan α parçacıklarını durdurabilmektedir. Dedektörlerden geçen sinyal PM kuvvetlendiricisinden geçerek frekans ayırıcıya gider. Frekans aralığı 50 ns gibi küçük bir zaman aralığında ve enerjisi ΔE olan sinyallerin böylece örneği elde edilmiş olur.

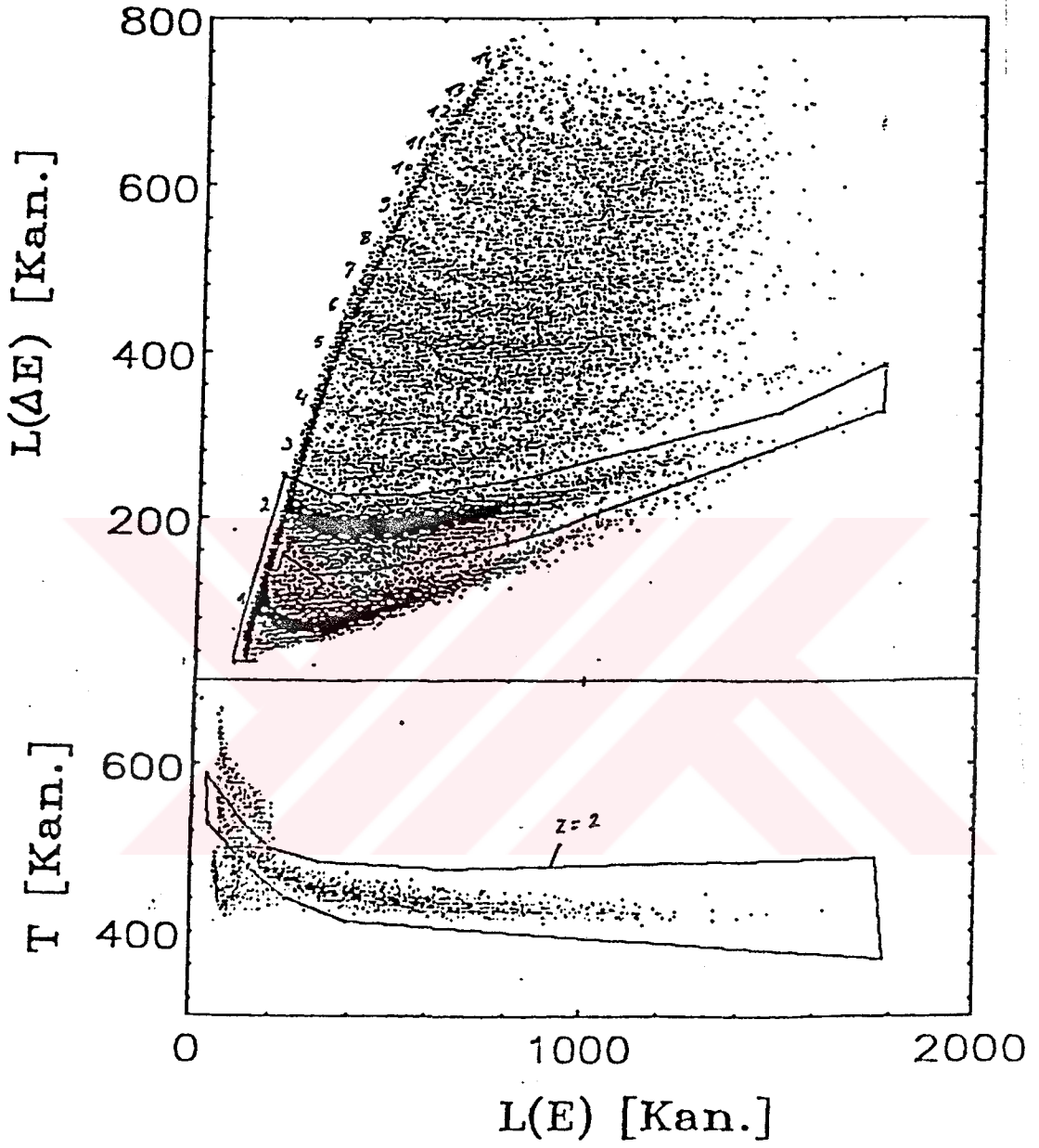
2.3.1 Phoswich detektörleri

Şekil 5.' de ise bu deney için özel olarak imal edilen Phoswich dedektörleri görülmektedir. Şekilde görülen spektrumda $L(\Delta E)$ sinyaller $L(E)$ sinyaline orantı olarak çizilmiştir. Bir başka deyişle (ΔE) aralığına karşılık gelen toplam sinyalin ($E+\Delta E$) aralığındaki toplam sinyale orantılı olarak gösterilmiştir. Bu dedektör elastik çarpışmada açığa çıkan bütün yüklü parçacıkları Z atom sayısına bağlı olarak örneğin p, d, t gibi birbirinden ayırt etmektedir. Burada diagramın sol tarafındaki çizgiler ince kristali yani (ΔE) geçemeyen parçacıklara karşılıktır.



Şekil 4. Şematik olarak bir Phoswich dedektörünün kısımlarını göstermektedir.

Şekilde görüldüğü gibi Phoswich dedektörünün pilot-u kısmı 0.5 mm 'lik incelikte bir sintilasyon sayıcıdır ve bu kısım ölçüm zamanı (Nuclear Data 1980), (Terlau 1986) $T_{pilot-u} = 14 \text{ ns}$ ' dir. Sintilatör üzerine düşen bir parçacık kristal kalınlığını geçerek bir ΔE enerji kaybına neden olur. Şekil 5 , Phoswich dedektörleri ile sistem analizörü üzerinde bir pencere aralığı (Gate) oluşturularak alfa parçacığının ayrıcalıkla elde edilmiş spektrumu göstermektedir.



Şekil 5. ARGUS sisteminde phoswich dedektör sitemi ile alınan spektrum.

Şekil 5.'deki spektrum, ARGUS sisteminin bir parçası olan Phoswich dedektörü ile alınmıştır. Şekilin üst kısmındaki spektrum ΔE aralığındaki spektrumun toplam $L(E)$ aralığına oranı olarak çizilmiştir. Alt spektrum ise, sinyal ölçüm T zaman aralığının sinyal yoluna oranı olarak gösterilmiştir.

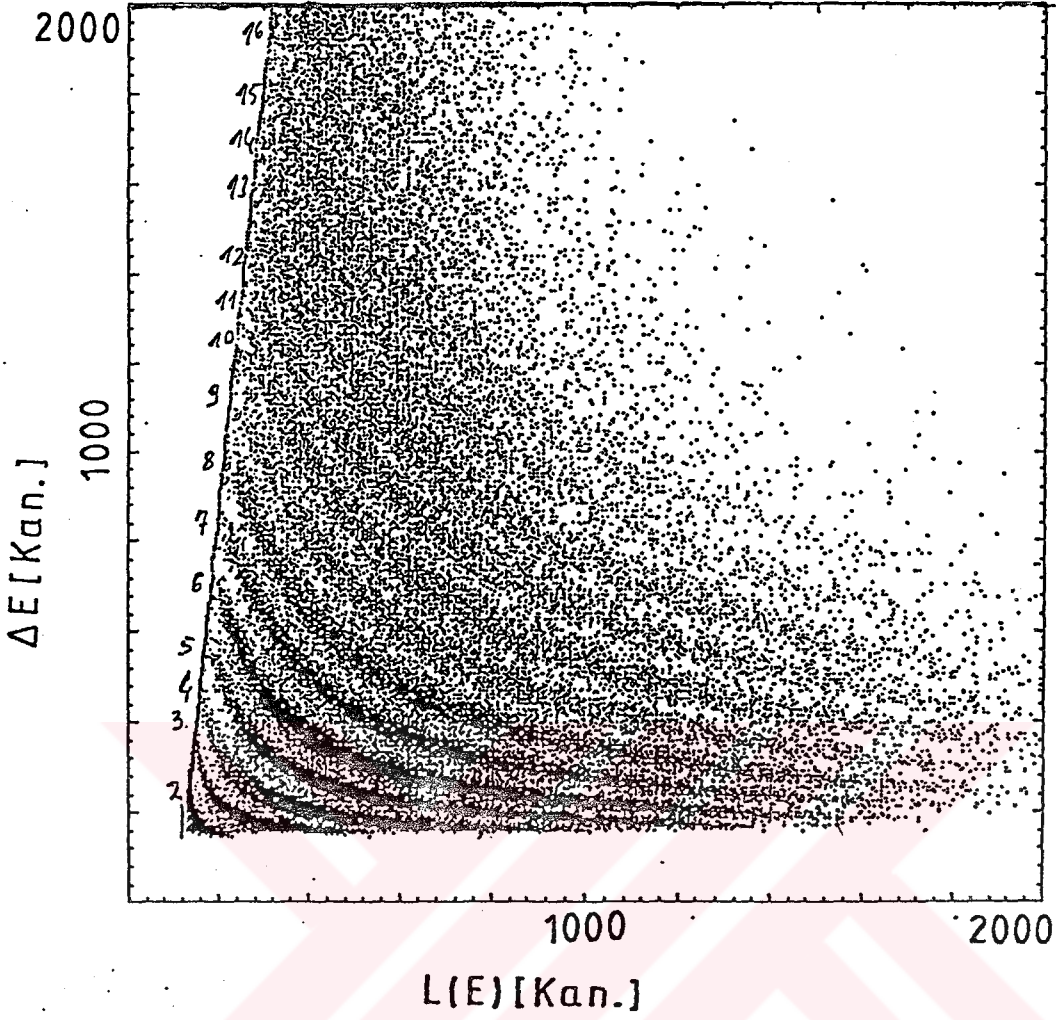
Phoswich dedektörlerinin enerji çözünürlüğü lineer olmadığından, her parçacık için farklı dedektör çözünürlüğü saptamak gerekmektedir. Çözünürlük konusu ile ilgili diğer bilgiler Ek C1 'de verilmiştir.

2.3.2 Yarı iletken Dedektörler

Yarı iletken dedektörleri reaksiyon sonrası saçılan parçacıkları, daha da önemlisi, buharlaşma sonucu oluşan çekirdekleri ve multifragmentation sonucunda salınan IMF'lerin tanımında kullanılır.

Deneyde kullanılan dedektörler ise silikon maddesinde yapılmış olup iki ayrı kalınlıktadır. Teleskop görevini gören ön dedektörün kalınlığı $13.8 \mu\text{m}$ olup ΔE enerji aralığındaki sinyalleri ölçmektedir. İkinci dedektör ise $\Delta E-E$ aralığındaki sinyalleri ölçmektedir. Teleskop sistemin toplam kalınlığı $2000 \mu\text{m}$ olarak E enerji değerlerini ölçmekte kullanılır. Bu dedektör sistemini kullanarak Şekil 6' da görülen spektrum $\Delta E-E$ aralığında ölçülmüş ve $L(E)$, ΔE parametrelerine bağlı olarak çizilmiştir.

Spektrum, enerji aralığı E olan ve Z atom sayısı ise 3 ile 10 arasında değişen parçacıkları kapsamaktadır. Bu dedektörlerin enerji kalibrasyonlarının lineer olduğunu burada tekrar belirtmek isterim. (Ek bilgi B2' de) Enerji ve zaman kalibrasyonu yapıldıktan sonra ölçülen parçacıkların kütle ve yüklerini bulmak için klasik kinetik enerji formülü $E = 1/2 mV^2$ 'de hız yerine $V = S/t$ yazarak $m = 2 E t^2 / S^2$ bağıntısı kullanılır. Şekil 6 'daki spektrum, laboratuvar açısı $\theta = -23.5^\circ$ olan triggerle ölçülmüştür.



Şekil 6. $\theta = 23.5^\circ$ deki dedektörle elde edilen spektrum

2.4. Tepkileşme kesitinin saptanması

İleri sürülen teorik saptamaların karşılaştırılabilmesi için belirli bir reaksiyonun tepkileşme kesitinin önceden kesin bilinmesi çok önemlidir. Daha açıklamak gerekirse tepkileşme kesitinin bilinmesi incelenmekte olan çarpışmanın mı yoksa ikinci dereceden yan tepkileşmelerin mi olduğunun tespitine yarar. Özellikle çarpım faktörlerinin belirlenmesinde eşzamanlı tepkileşme kesitinin ve başka çalışmalarda elde edilmiş kanıtlanmış tepkileşme kesitinin bilinmesi önemlidir. Bu hesaplama, bölüm 3.2.3.' de ve 4.2.3.' de daha kapsamlı bir şekilde tartışılacaktır.

Elde edilen tepkileşme kesiti ile gözlenmek istenen çarpışmanın verilen açıda uygun bir dedektör kullanılarak elde edilen olay sayısı N_s ' ler birim büyüklüğe indirgenir (normalleştirilir). Deneysel olarak elde ettiğimiz etkinlik kesiti aşağıdaki denklemde gösterebiliriz.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_s}{\Delta\Omega \cdot N_t \cdot N_p \cdot \epsilon} \quad (4)$$

Burada N_s olay sayımı, $\Delta\Omega$ dedektörün katı açısını, N_t birim hacimdeki hedef çekirdek sayısı, N_p birim hacimdeki mermi çekirdek sayısı ve ϵ ise elektronik verim katsayısını ifade eder.

Yukarıdaki denklemde eşitliğin sol tarafı bilindiğinden, denklemin sağ tarafındaki $N_t \cdot N_p \cdot \epsilon$ faktörünü kolayca hesaplayabiliriz. Tesir kesiti hesabında hedef çekirdeğin homojen olmama özelliğini ve mermi hüzesinin akı şiddetindeki şiddet değişikliklerini göz önüne almayacağız. Aslında deneysel ölçmelerde $(N_t \cdot N_p \cdot \epsilon)$ faktörleri gerçek faktör $(N_t \cdot N_p \cdot \epsilon)$ ' den farklı olduğu için iki faktör arasındaki bağıntı monitör sayıcısı ile aşağıdaki formülle hesaplanabilir:

$$(N_t \cdot N_p \cdot \epsilon) = K \cdot Mv \quad (5)$$

Burada K bir sabit, Mv ise ölü-zaman düzeltilmesi yapılmış monitör ile yapılmış net ölçme katsayısıdır. K katsayısı (4) ve (5) deklemlerini kullanarak elde edilebilir.

Bizim ölçmelerde kullandığımız Bohne K sabiti (Bohne 1993) laboratuvar açıları $\theta_{lab} = 3.5^\circ$ ile 16° arasında olan açılar içindir. Bu açı aralığında ölçülen çekirdekler atom sayısı $A = 48$ ile 68 arasında olup, çekirdek buharlaşması sonucunda açığa çıkan çekirdeklerin etkinlik tesir kesitidir. Bu şekilde elde edilen mutlak tesir kesiti yanında Siwek (Siwek 1993) tarafından aynı fiziksel şartlar altında ARGUS sistemi kullanarak elde edilen tesir kesiti ile deney tekrarlanmıştır. Yukarıdaki ölçümler yardımıyla $\theta_{lab} = 23.5^\circ$ için differansiyel tepkileşme katsayısı olarak $K = 1,78 \cdot 10^{-3}$ bulunur. Eğer $\theta_{lab} = 8^\circ$ 'deki Bohne' nin ölçtüğü tepkileşme katsayısı göz önüne alınırsa $K = 18 \cdot 10^{-3}$ bulunur. Bu iki K sabiti arasında görüleceği üzere $K = \pm 30\%$ gibi bir fark ortaya çıkar. Bulunan K değeri ve sayıcı monitörün eşzamanlı ölçümü ile elde edilen M_k parametresi kullanılarak çift katlı differansiyel tepkileşme katsayısı aşağıdaki denklemi kullanarak hesaplanabilir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{Ns}{\Delta\Omega_1 \cdot \Delta\Omega_2 \cdot K \cdot M_k} \quad (6)$$

Burada;

$\Delta\Omega_1$: Birinci (trigger) dedektörün katı açısını,

$\Delta\Omega_2$: birinci dedektörle (trigger) eşzamanlı olarak çalışan ikinci dedektörün katı açısını, bu açı ikinci alfa parçaçığını ölçmek için kullanılmıştır.

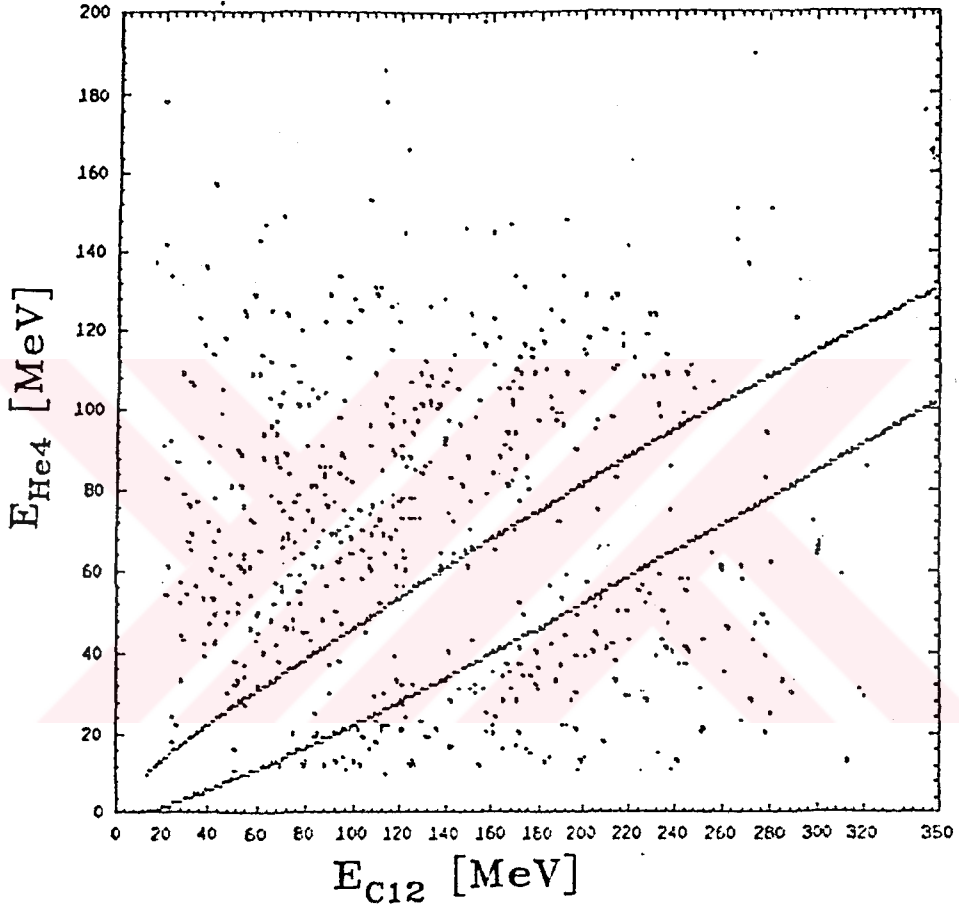
M_k : monitör sayıcısı ile eşzamanlı olarak ölçüm katsayısını temsil etmektedir.

Elektronik verim \mathcal{E} ' nin hesaplara etkisini kaldırmanın bir yolu ölü-zaman düzeltmeli sayıcı monitörün eşzamanlı ölçüm ile mutlak ölçümün aynı olmasını sağlamakla mümkün olur.

III. Reaksiyon sonucu Alfa taneciği ile IMF arasındaki korelasyon fonksiyonu

3.1. Mutlak IMF enerjisi ile alfa enerjisi arasındaki korelasyon

Uyarılmış durumda bulunan bileşik bir çekirdek (Primer IMF) mutlak değeri ve atom sayısı $3 \leq Z \leq 15$ arasında olan IMF' ler ve alfa parçacıkları olarak bozunur. Bozulan çekirdeğin T ısısı alfa ve mutlak IMF enerjilerinin korelasyonu ile hesaplanır. Burada uyarılmış durumda bulunan primer IMF , bir termometre görevini de yapmaktadır.



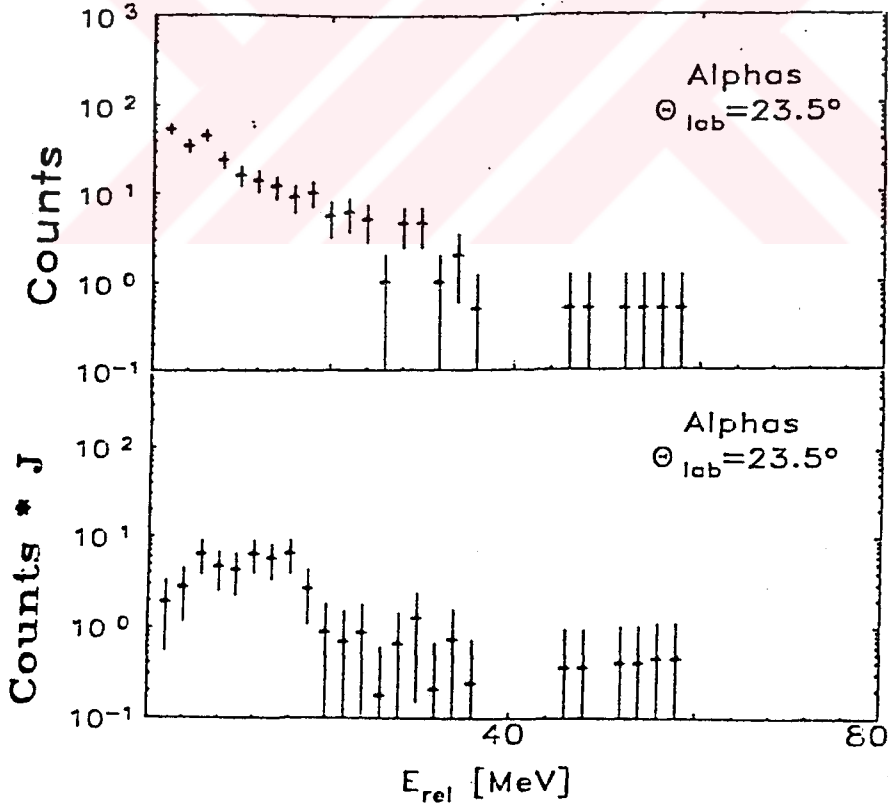
şekil 7. Aralarındaki açı değeri $\theta_{rd} = 5^\circ$ olan IMF ile alfa taneciğinin dağılımını göstermektedir.

şekil 7' den görüleceği gibi $\theta_{rd} = 5^\circ$ açıda tanecikler yaklaşık olarak 0 noktasından geçen diagonal iki eksen etrafında dağılım olarak bir minimum gösterirler. Burada primer IMF ' den salınan alfa tanecikleri, IMF ' nin hareket yönüne paralel ve zıt istikametine bağlı olarak vermektedir. IMF hareket yönüne paralel salınan alfa tanecikleri yüksek enerjiye, harekete zıt yöndeki alfa tanecikleri ise düşük enerjiye sahiptir. (Bölüm 3.1.2. şekil 8.' e bakınız.)

Diagonal eksen yakınında parçacık enerjisi 1 MeV olan parçacıkların görsel E_{rel} değeri bir minimum arz eder. Bu minimum bilindiği gibi eşzaman ölçümünden iki parçacığın salınımına denk gelir. Bu E_{rel} enerjisine sahip olan parçacıkların özelliği yol alma zamanlarının 50 fm'lik uzaklığı almaya yetmemesidir. Bilindiği gibi 50 fm uzun bir mesafede Coulomb itme kuvveti azalır. Küçük enerjilerde yani parçacık hızlarının küçük olduğu değerlerde Coulomb etkisinin varlığı, hüzmenin akı şiddetindeki azalmadan anlaşılır.

3.1.1. Alfa enerjisi ile IMF enerjisi arasındaki bağıntı

Bu deneyde önemli olan diğer bir fiziksel olay ise ağır arta kalan (HR = Heavy Residues) çekirdeklerden salınan ve T uçuş süresi büyük enerjisi ise 10-20 MeV arasındaki alfa parçacıklarının gözlenmesidir. Şekil 7.'de enerjileri 10-20 MeV arasıki alfa parçacıkları gösterilmektedir. Alfa parçacıklarının akı şiddeti ise Monte Carlo yöntemi ile yazılan GANES (Ajitanand, 1986) programı ile hesaplanmıştır. Şekil 8'de parçacıkların enerjisi x eksenine parçacık sayıları ise y eksenine ile gösterilmiştir. Eşzamanlı olarak ölçülen bu ^{12}C ve 4He parçacıklarının görsel $E_{rel} = 1$ MeV enerjisi, şekilde dik kalın çizgilerle gösterilmiştir. Şeklin üst kısmı da ayırıcı salınan alfa parçacıklarının hız yönü üstte IMF yönüne paralel, alt kısmında ise IMF ile ters yönlüdür.



Şekil 8. Burada $\theta_{rel} = 5^\circ$ için $E_{IMF}-E_\alpha$ enerji diagramı gösterilmiştir.

3.1.2. Görsel enerji dağılımı

Araştırılan reaksiyonun enerji dağılımı analizinin laboratuvar sistemi yerine kütle merkezi sisteminde transformasyonu teorik açıdan gereklidir, dolayısı ile laboratuvar sistemden jacobı faktörü yardımıyla ile kütle merkezi sistemenegeçiş sağlanabilmektedir. Daha önce belirttiğimiz gibi burada analizi gereken, mermi parçacık enerjisi 20 MeV/A olan ve $^{35}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ reaksiyonunda açığa çıkan ve daha sonra $^{12}\text{C}+^4\text{He}$ olarak parçalanmış ^{16}O (primer IMF) in reaksiyonu araştırılmaktadır. Bu analiz dar bir geometrik açı alanı içinde alanda (küçük açılarda) alfa parçacığının ^{12}C atomuna göre E_{rel} görsel enerjisinin saptanmasını gerektirir. E_{rel} saptanmasında aşağıdaki transformasyon kullanılabilir,

$$E_{\text{rel}} = (\mu/2) V_{\text{rel}}^2 \quad \text{ve} \quad V_{\text{rel}}^2 = V_{\text{IMF}}^2 + V_{\alpha}^2 - 2 * V_{\text{IMF}} * V_{\alpha} * \cos \theta \quad (7)$$

Denklem (7)' de yer alan parametreler;

μ = indirgenmiş kütle,

V_{IMF} = IMF' in hızını,

V_{α} = α taneciğinin hızı,

θ_{rel} = salınan parçacıkları arasındaki görsel açıyı göstermektedir.

Laboratuvar sisteminden kütle merkezi sistemine aşağıdaki bağıntı kullanılarak girilebilir (*Fuchs, 1981*).

$$W_{\text{QAMS}} = W_{\text{QLab}} * j \quad (8)$$

Gene burada;

W_{QAMS} = Ağır kütle merkezi sistemindeki tepkileşme kesitini,

W_{QLab} = Laboratuvar sistemindeki tepkileşme kesitini,

j = jacobı faktörünü temsil etmektedir.

Eğer yalnız reaksiyonun yatay düzlemdeki salınımı gözönüne alınırsa, jacobı faktörü aşağıdaki şekilde basitleştirilebilir (*Fuchs 1981*);

$$j = \frac{\mu_{3-12} \cdot P_{3-12} \cdot \mu_{1-2} \cdot P_{1-2}}{m_1 p_1 \cdot m_2 p_2} \cdot \frac{\sigma(E_{1-2}, E_{tot})}{\sigma(E_1, E_2)} \quad (9)$$

$$\frac{\partial(E_{tot}, E_{1-2})}{\partial(E_1, E_2)} = \frac{\mu_{1-2}}{m_3} \cdot \frac{M}{m_2} \cdot \frac{V_1}{V_2} \cdot [1 - \frac{M}{V_2} \cdot \cos(\theta_2 - \theta_1)] \cdot \frac{M}{m_1} \cdot \frac{V_2}{V_1} \cdot [1 - \frac{M}{V_1} \cdot \cos(\theta_2 - \theta_1)] \quad (10)$$

Burada ;

E_{tot} = $E_1 + E_2 + E_3$ toplam enerji ,

E_1, V_1, m_1, P_1 = Sırasıyla ^{12}C 'nin enerjisini, hızını, kütesini ve momentumunu ,

E_2, V_2, m_2, P_2 = α taneciğinin enerjisini, hızını, kütesini ve momentumunu gösterir.

E_1, E_2 = ^{12}C ile α taneciği arasındaki görsel enerjiyi ,

M = $m_1 + m_2 + m_3$, toplam kütle,

μ_{1-2} = $m_3 \cdot (m_1 + m_2) / M$ kütle merkezi ağırlığı,

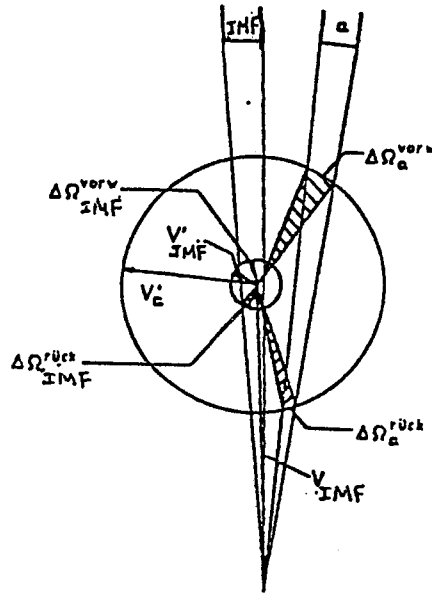
θ_1, θ_2 = ^{12}C ile α taneciği için laboratuvar açısını,

P_{3-12} = primer IMF ile salınım yapan artık çekirdek arasındaki görsel

momentumu göstermektedir. Momentum değeri

P_{1-2} = $(2 \cdot \mu_{1-2} \cdot E_{rel})^{1/2}$ şeklinde gösterilebilir.

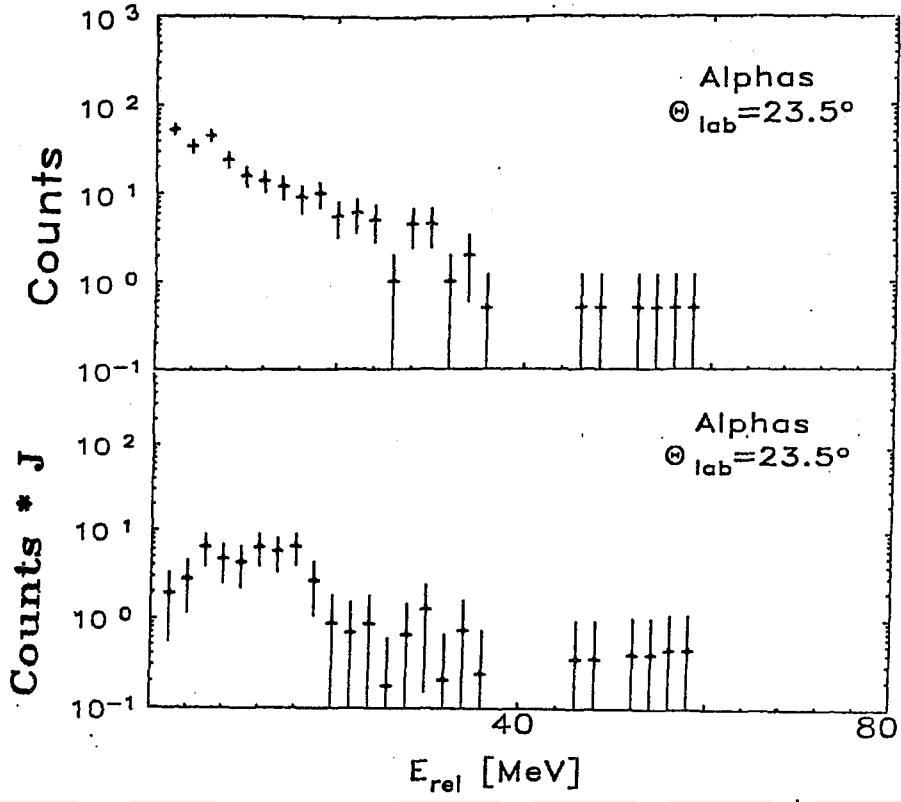
Şekil 8 ' de görüldüğü gibi diagramın üst kısmı ^{12}C ile α arasındaki görsel enerjinin dar bir geometrik açı altında dağılımını diagramın alt bölümü ise aynı görsel enerjinin jacob transformasyonu sonucundaki dağılımı göstermektedir.



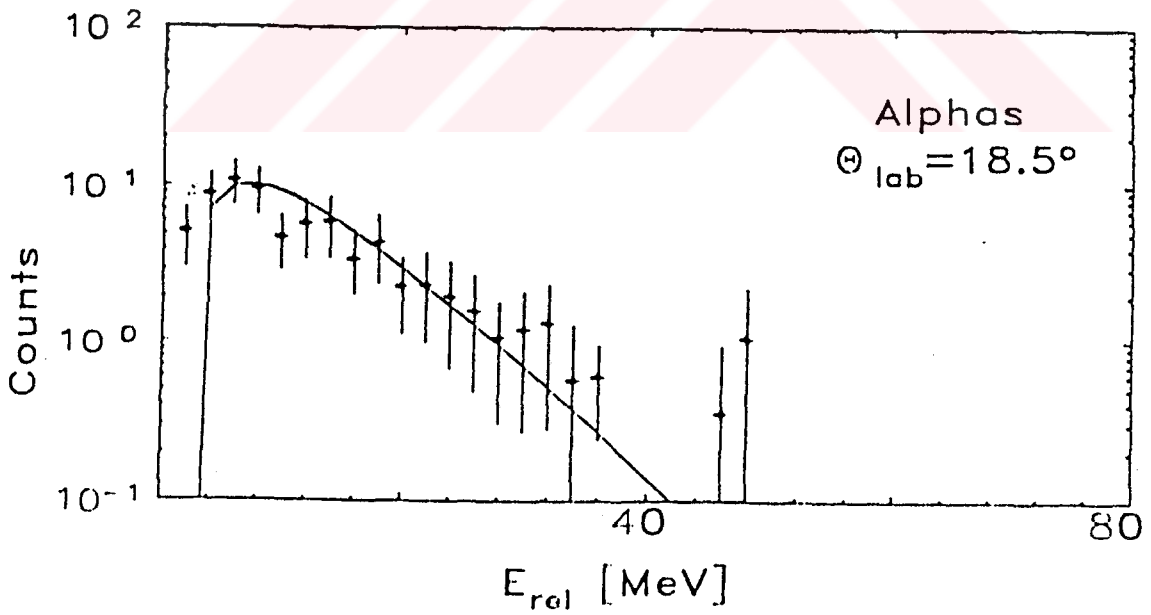
Şekil 9. Eşzamanlılık şartı ile ^{12}C ile α taneciği arasındaki dar bir geometri açısında görsel enerjinin dağılımını ve alfa dedektörü ölçümünün jacobı faktörünün uygulamasından sonraki ağırlık merkezi sistemindeki görsel enerji dağılımını göstermektedir.

Şekil 10.' da diagramın üst kısmı ^{12}C ile α taneciği arasındaki görsel enerjinin hız yönünde olan dağılımını, alt kısmı ise harekete ters düşen yönde olan dağılımı göstermektedir. Şekil 7.' ye yeniden bakılırsa görüleceği üzere hareket yönünde isotropik olarak ve primer IMF' den yayılan çekirdek sayısının daha fazla parçacık dağılımı olduğu gözlenir. Buradaki diagonal çizginin üst kısmında kütle sayısının fazlalığındaki neden kinematiktir. Reaksiyon kinematiğine göre salınan çekirdeklerin fazlalığına kütle farkı sebep olmaktadır ve kütle farkı ile doğru orantılıdır. Şekil 9.' da da görüleceği gibi ^{12}C ' nin kütlesi α ' kütlesinin üç katıdır. Kinematik faktöre göre eşzamanlılık şartı altında, hareket yönünde salınım olasılığı üç kat daha yüksek olur. Burada kinematik faktörün dedektörün, katı açının fonksiyonu olduğunu da ilave etmek gerekir. Reaksiyonun yer aldığı laboratuvar sistemine, jacobı transformasyonu uygulanarak kütle merkezinde reaksiyon mekanizmasının incelendiğini tekrar hatırlamak gerekir. Jacobı transformasyonunun başka bir avantajı da hareket yönünde ve hareket yönüne zıt yönde seyreden parçacıkların salınım farkını ortadan kaldırır.

Burada tekrar hatırlamak gerekir ki hareket yönündeki küçük açılarda yayılan yüksek oranda enerjiye bağlı α parçacıklarının bulunuşu, ardarda parçalanmanın (*Schwarz, 1991*) ve denge öncesi salınımların (*Hilscher, 1987*) bir göstergesi olarak da değerlendirilmelidir.



Şekil 10. İki çekirdek için E_{rel} enerjisine bağlı olarak parçacık sayısal dağılımı.



Şekil 11. ^{12}C ve Alfa parçacık enerjilerinin verilen açılarda ki spektral dağılımı.

Şekil 10. den görüleceği gibi, üstte ^{12}C ile α taneciği arasındaki görsel enerjinin ön tarafa doğru olan dağılımını, altta ise arka tarafa olan görsel enerji dağılımını gösterilmektedir. Burada alfa taneciğinin ölçümü $\theta = -8,5^\circ$ bir dedektörle eşzamanlı ^{12}C ise başka bir dedektörle $\theta = -23,5^\circ$ lik bir trigger dedektörü ile ölçülmüştür. Parçacıkların E_{rel} enerjilerinin ölçümünün Maxwell dağılımı da gösterilmiştir. Burada $T = 5,2$ MeV olarak saptanmıştır. İki durumda da Jacobi transformasyonu uygulanmıştır.

3.1.3. Maxwell fonksiyonu ile T sıcaklığının ölçülmesi

Uyarılmış durumdaki primer fragment öncelikle temel enerji düzeyine parçalanır. Bu sebepten dolayı belirli bir enerjideki parçacığın salınım olasılığı yüzeysel salınımlar için uygulanan istatistik modele göre Maxwell - Boltzman dağılım fonksiyonu ile belirlenir. Maxwell - Boltzman enerji dağılımı şu şekilde tanımlanır;

$$F(E_\alpha) = F(E_\alpha - E_c) \exp\left(-\frac{(E_\alpha - E_c)}{T}\right) \quad (11)$$

Burada,

E_c = Salınım yapan çekirdek ile α taneciği arasındaki Coulomb enerjisi,
 T = salınım yapan uyarılmış çekirdeğin sıcaklığını gösterir.

Bu fonksiyon deneysel olarak elde edilen enerji dağılımına uygularsak T ' nin değerini elde ederiz. Şekil 12 böyle bir uygulamanın sonucunu göstermektedir. Buradaki Coulomb sınır enerjisi, standart formül ile elde edilen enerjiden daha küçüktür. Coulomb potansiyel enerjisi ,

$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} = 1.44 \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \text{ MeV} \quad (12)$$

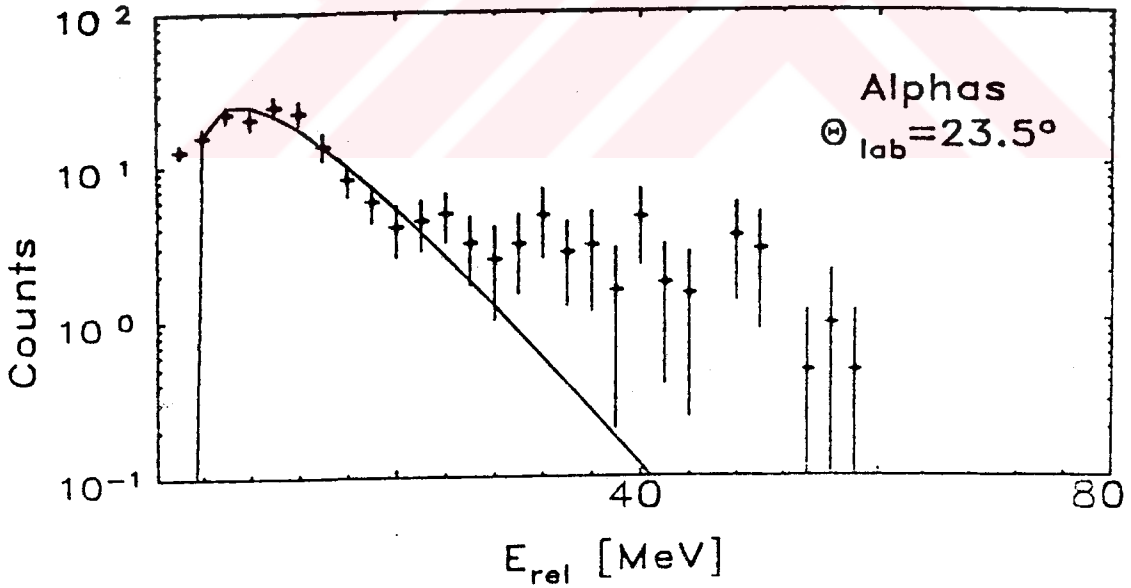
Burada R bileşik çekirdeğin çapını gösterir ve R için şu bağıntı kullanılır,

$$R = 1.28 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

Maxwell-Boltzman dağılımı (11) deneysel görsel enerji dağılımına uygulanması ile salınım yapan çekirdeğin sıcaklığı $T = 3,0$ ve $T = 5,2$ olarak (Bkz. Şekil 10, 11, 12) saptanmış ve Jacobi transformasyonu gözönüne alınarak gerçekleştirilmiştir.

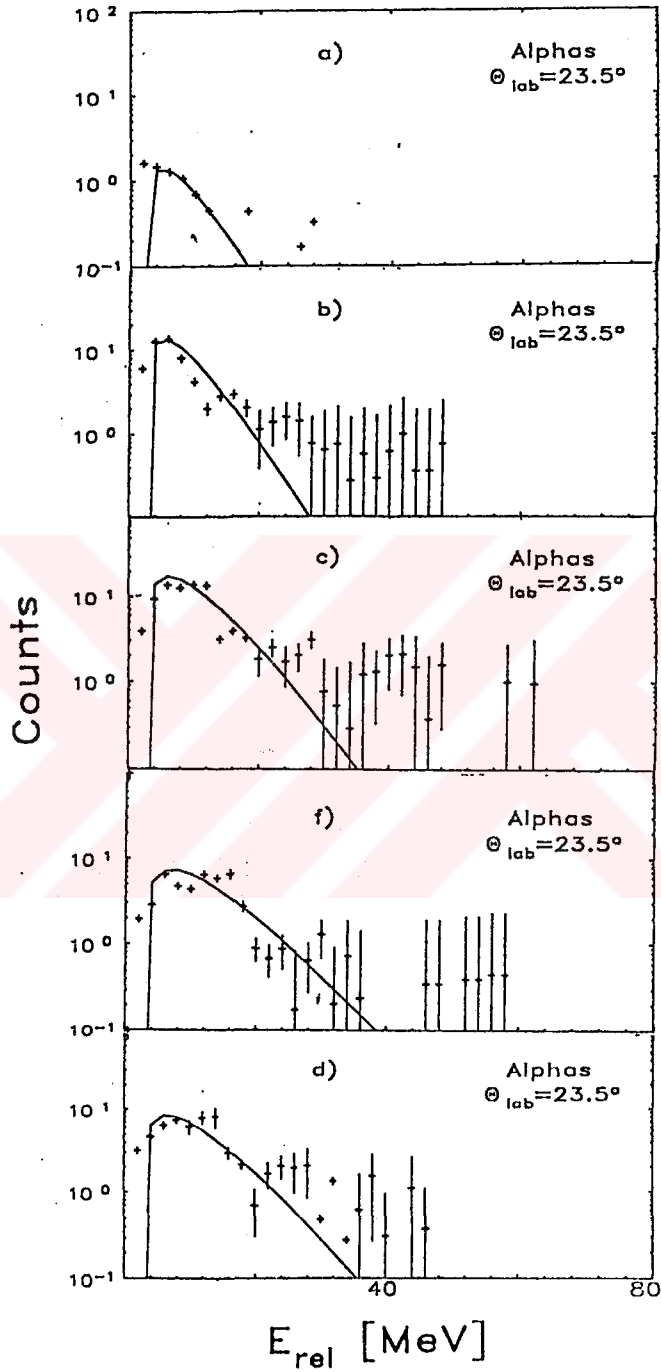
Şekil 11' de alfa taneciğinin ($\theta_{lab} = -23,50$) bir dedektörle ve eşzamanlı ^{12}C ($\theta_{rd} = -23,5^\circ$) 'nin bir trigger dedektörü ile ölçülmüş spektrumu gösterilmiştir. Bu ölçümede alfa parçacığı ile ^{12}C arasındaki görsel E_{rel} enerji Maxwell dağılımını göstermektedir ve $T = 5.2$ MeV olarak tespit edilmiştir.

Aynı metodu kullanarak Bor atomu (^{11}B) fragmentleri trigger dedektörü $\theta_\alpha = -23.5^\circ$ ve eşzamanlı alfa parçacığı ise yine $\theta_{IMF} = -23.5^\circ$ açısı ile fakat farklı $\phi = 22^\circ$ değeri ile ölçülmüştür. Maxwell fonksiyonu bu spektruma uygulandığında $T = 4.4$ MeV olarak bulunmuştur. Bu spektrum Şekil 12' de gösterilmiştir. Burada E_{rel} enerji dağılımının ölçümü dört ayrı dedektörde gerçekleştirilmiştir



Şekil 12.' deki kalın çizgi, $T = 4.4$ MeV sıcaklığını hesaplamakta kullanılan Maxwell dağılım fonksiyonunu göstermektedir.

Şekil 12. $\theta = -23,5^\circ$ ' de ölçülen Bor (^{11}B) atomu fragmentleri ve bununla eşzamanlı olarak $\theta = -23,5^\circ$ ve $\phi = \pm 22^\circ$ ' de ölçülen α parçacıklarının E_{rel} enerjisinin farklı enerji aralıklarındaki dağılımını göstermektedir.



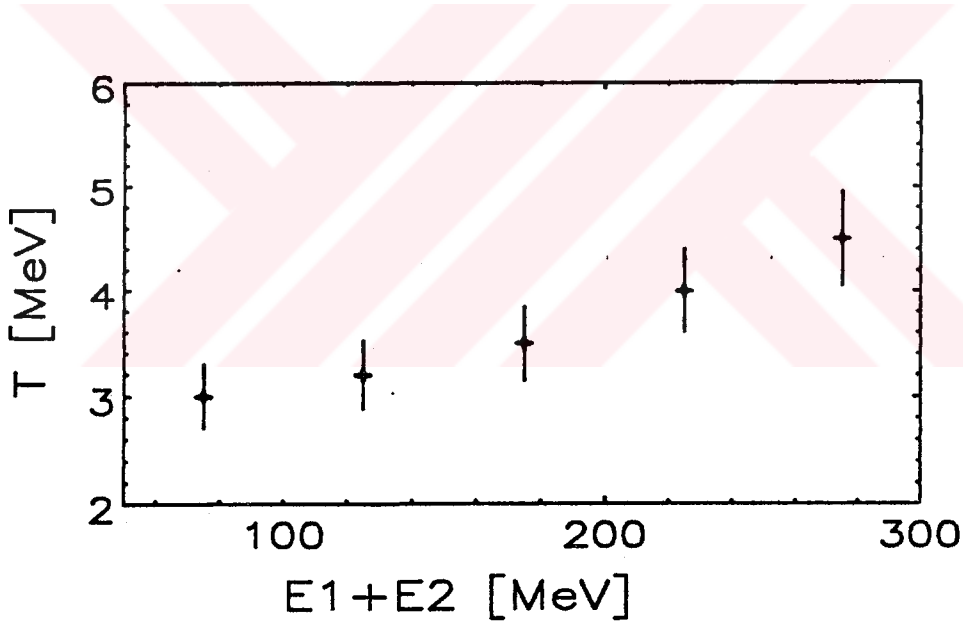
Şekil 13. nötron enerjisi E_1 ve karbon enerjisi E_2 bağlı olarak elde edilen spektrum.

Şekil 13 de elde edilen spektrum aşağıdaki enerji aralıklarına bağlı olarak şu şekil de sınıflandırılmıştır;

- Şekilde 13 a) $50 < E_1 + E_2 < 100$ MeV
b) $100 < E_1 + E_2 < 150$ MeV
c) $150 < E_1 + E_2 < 200$ MeV
d) $200 < E_1 + E_2 < 250$ MeV
e) $E_1 + E_2 > 250$ MeV

E_1 = Karbon enerjisini ; E_2 = α enerjisini gösterir.

Burada x ekseni görsel E_{rel} enerjisini, y ekseni ise bu enerjiye karşılık gelen parçacık sayısını vermektedir.



Şekil 14. T sıcaklığını enerjinin fonksiyonu olarak göstermektedir.

Şekil 14.'deki spektrum T sıcaklığı E1+E2 enerjisinin fonksiyonu olarak incelendiğinde beklenenin tam tersi bir durum gözlenmektedir. Bu durumu şu şekilde açıklamak gerekmektedir: Her ne kadar genelde reaksiyon enerjisi (Q-Value) yüksek olan yavaş fragmentlerin daha yüksek T ısısına sahip olduğu düşünülür. Burada hızları yüksek fragmentlerin T ısılarının büyük olmasını, fragmentlerin denge öncesi alfa ışıması neden olmaktadır. Bu farkı Şeki 10 ve Şekil 12 .'de görememizin nedeni ise alfa parçacık sayım istatistiğinin yetersiz oluşu, alfa parçacıklarının gözlenmeyişinin sebebidir.

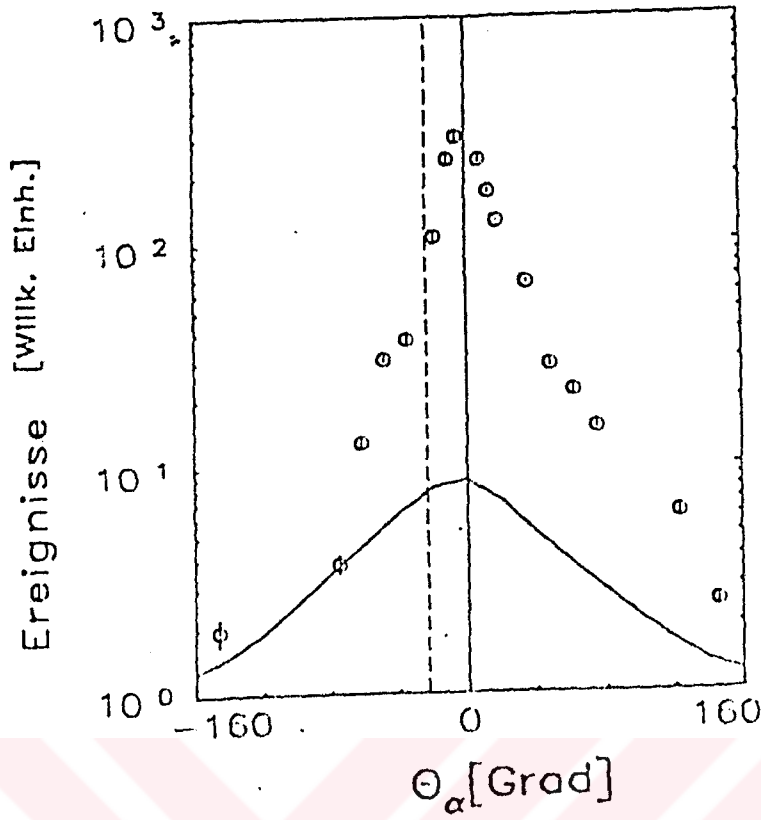
Neticede sonuçlar bizi yanıltmış, yüksek hızda fragmentlerin daha yüksek T ısısına sahipmiş gibi görünmüştür. Burada yavaş parçacıklar 3 MeV 'lik ısı parçalanma reaksiyonundan ortaya çıkan fragmentlerin gerçek ısısı olarak görülmelidir.

3.2. Açısal korelasyon fonksiyonu

3.2.1. Deneysel açı korelasyonu

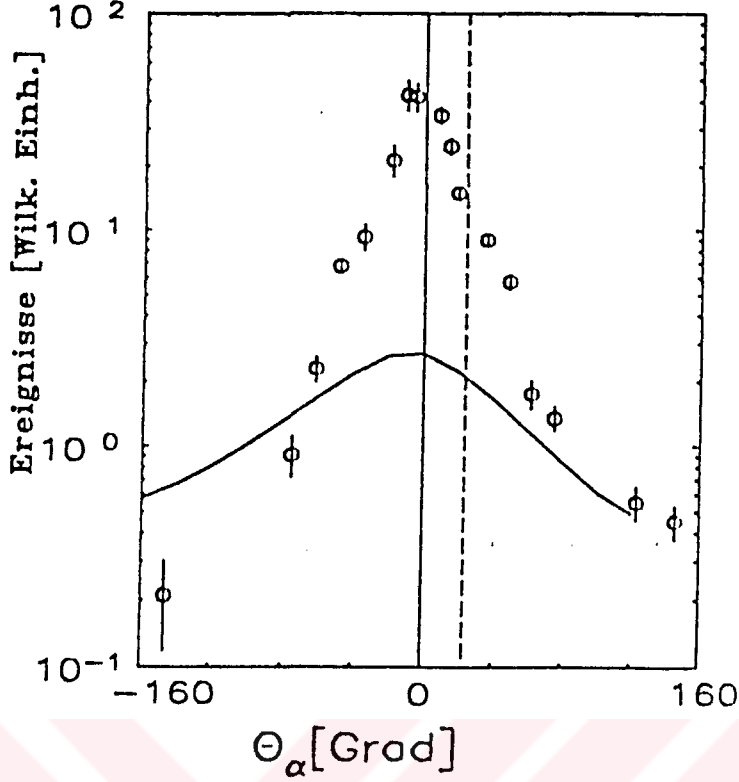
Ağır iyonların çarpışmasından sonra ortaya çıkan ikinci reaksiyonlar ve bu reaksiyonların sonuçlarını incelemede başka bir deyişle iki fragment veya ikiden daha fazla olan fragmentler arasındaki açısal ve enerji bağıntıları korelasyon fonksiyonları metodu yardımı ile hesaplanabilir. Deneysel yapı bir trigger dedektörü ile ölçülen orta ağırlıktaki (IMF) başka bir deyişle ^{12}C parçacığı ve buna eşzamanlı olarak ölçülen alfa parçacıklarının açısal dağılımının ölçülmesi söz konusudur.

^{12}C ölçümünde trigger dedektörü $\theta = 23,5^\circ$ açısına yerleştirilmiştir. Eşzamanlı olarak ölçülen alfa parçacığı ve her iki parçacıkların yoğunluk grafiği laboratuvar açısına bağlı olarak elde edilen spektrum Şekil 15.'de gösterilmiştir. Bu ölçümlerde kinetik enerji 25 MeV 'den yüksek olan alfa parçacıkları gözönüne alınmıştır. Burada IMF'ler yani ^{12}C 'nin trigger dedektörlerine giriş yerleri Şekil 15' de yukarıdan aşağıya kesikli çizgiler halinde gösterilmiştir. Ölçümlerdeki istatistiksel sapmalar ayrıca değerlendirilmiştir. Şekil 15' den görüleceği üzere parçacık sayımı küçük açılarda maksimum değere ulaşmakta, fakat açı büyüdükçe sayım azalmaktadır. Bu deneyde ayrıca parçacıkların sırasal açısal dağılımı Monte Carlo metodu ile de saptanmıştır. Bölüm 3.2.2.' ve bölüm 4.2.2.' de ayrıntılı bilgi verilmiştir.



Şekil 15. Uyarılmış durumdaki ağır artık iyonlarından salınan alfa parçacıklarını göstermektedir.

Şekil 15.' grafikteki yatay kalın çizgi GANES programı yardımı ile saptanmış alfa parçacıklarının doğrultusunu göstermekte olup, laboratuvar sistemindeki $\theta = -75^\circ$ deki alfa taneciği sayısına göre normalleştirilmiştir. Benzer şekilde ölçüm esnasında ARGUS sisteminin sağ tarafında $\theta = +23,5^\circ$ diğer bir trigger dedektör (yarı iletken dedektörü teleskop olarak) yerleştirilmiştir. Aynı şekilde bu ölçümlerde de eşzamanlı α parçacıkları Phoswich dedektörleri ile ölçülmüş ve yoğunluk grafiği Şekil 16' da gösterilmiştir. IMF parçacığı olarak $Z = 6$ sayılı ^{12}C atomudur ve Şekil 16, $+23,5$ dereceden geçen düşey kesik bir çizgi ile gösterilmiştir. Ayrıca Şekil 15.'de olduğu gibi $\theta = 0^\circ$ daki eksene göre alfa parçacıkları dağılımı bir simetri arz eder ve küçük açılarda bir maksimum değeri alır. Büyük açılarda ise parçacık sayımında bir azalma gösterir. Not edilmesi gereken diğer bir nokta ise çekirdekten salınan ve kalın çizgi ile belirtilen alfa parçacıklarıdır. Bu parçacıklar Şekil 15 deki kadar belirli değildir. Bunun nedeni ^{12}C sınır enerji değerinin düşük olmasıdır.



Şekil 16. ^{12}C ile eşzamanlı alfaların açısal dağılımı.

3.2.2. Monte Carlo Simulasyon yöntemi

Monte Carlo benzeşim yöntemiyle parçalanma (Pre-equilibrium decay) öncesi salınan alfa parçacıkları, buharlaşma (evaporation) öncesi salınan alfa ve birleşik çekirdek (Compound nucleus) 'dan salınan α parçacıklarının nicel sayıları saptanabilmektedir.

Bu çalışmada bir simulasyon programı olan GANES (Ajitanand, 1985, Ajitanand, 1986) kullanılarak reaksiyonlarda açığa çıkan α parçacıklarının toplam sayıları hesaplanmıştır. Aynı program ile, parçalanana (*fission*) bileşik çekirdekten veya bileşik çekirdeğin parçalanmadan önceki veya bileşik çekirdeğin parçalanmasından sonra oluşan ve halen uyarılmış durumdaki fragmentlerden salınan hafif yüklü (*light particle*) taneciklerin sayısal değeri simulasyon yöntemi ile hesabı mümkündür.

İlave olarak GANES programı ile hafif yüklü taneciklerin füzyondan önce veya sonrasındaki salınım sayılarını tespit etmek mümkündür.

GANES programı ile tam kapsamlı bir füzyon ve tam kapsamlı olamayan bir füzyonun oluşumunu incelemek de mümkün olmaktadır. GANES metod ile elde edilen açısız dağılımlar, deneysel elde edilen dağılımlarla karşılaştırılmıştır (bkz. Bölüm 4.2.4. ve 3.2.1). Bu simülasyon tekniği ile alfa parçacıklarının açısız dağılımı istatistiksel olarak daha kapsamlı biçimde tanımlanmaktadır. Burada küçük açılardaki fazla alfa taneciklerinin denge öncesi salınımını veya mermi çekirdeğin ardarda salınımını ait olduklarını tespit etmek mümkündür. Metod aynı şekilde primer fragment buharlaşması (*evaporation*) olayı ile salınan α parçacıklarının kütle ve yük değerlerinin hesaplanmasında da kullanılmıştır.

GANES programında salınımı yapan sistemin T sıcaklığı önceden biliniyorsa programa giriş parametresi olarak verilebilir. Bölüm 3.1.3.' de görülebileceği gibi, Maxwell dağılımı ile tespit edilen T sıcaklığı giriş parametresi olarak kullanılmıştır. Program alfa ve proton gibi mermi parçacıkları ile hedef fragmentler arasında eşzamanlılık koşuluna uymak şartı ile, öngörülen beş ayrı olasılığı kullanarak bunların salınımlarını incelemek olanağını vermektedir. Bu olanakları şu şekilde sıralayabiliriz:

1) Buharlaşma (*evaporation*) yoluyla mermi ve hedef çekirdekten oluşan kompleks bileşik çekirdekten salınan taneciklerin veya bu kompleks bileşik çekirdeğin oluşumundan önce salınan taneciklerin oranını tespit etmek,

2) Bileşik bir çekirdeğin parçalanmasından sonra oluşan ve bir ivme ile hareket eden fragmentten salınan veya derin elastik çarpışma (*deep inelastic*) reaksiyonu sonucunda salınan taneciklerin oranını tespit etmek,

3) Kısa yaşam süreli mermi ve hedef çekirdeği kompleksinin çok kısa bir zaman aralığında ikili bir parçalanma olmadan önceki buharlaşma sonucu ortaya çıkan parçacıkların oranlarının tespiti gibi,

4) Parçalanma ve derin elastik reaksiyon sonucunda ivmeli hareket eden fragmentlerden salınan taneciklerin oranlarını tespiti de mümkündür. Burada sonuçta ağır kütleyle sahip olan fragmentler tekrar parçalanabilmesi,

5) Derin elastik bir reaksiyon sonucunda sıralı olarak ve ivme ile hareket eden ağır fragmentlerin buharlaşması sonucu ortaya çıkan parçacıkların oranını tespit etmek de mümkündür.

Bunların dışında giriş parametresi olarak dedektörlerin düzlem veya düzlemin dışındaki yerlerini, dedektörün açısını ve dedektörün katı açısını hem trigger hemde buna eşzamanlı olarak çalışan dedektör parametrelerini bulmak mümkündür. Reaksiyon parametreleri dışında giriş (input) parametresi olarak aşağıdaki parametreler gerekmektedir :

- i) Ölçüm geometrisinde dedektörlerin düzlem içindeki konumu,
- ii) Dedektörün katı ve laboratuvar açısını,
- iii) Buharlaşma yoluyla salınan taneciklerin kütlesi, açı, enerji ve hız dağılım parametreleri,
- iv) Bu dağılımların eşzamanlık ve eşzamanlılık şartı ile salınan fragmentlerin sayımları ve bunların korelasyon matrislerinin elde edilmesi.

3.2.3. Alfa taneciğinin IMF fragmenti ile eşzamanlı salınımı ve çarpım faktörünün saptanması

Simulasyondan elde edilen dağılımın deneysel dağılıma uygulanmasında ve 4π açısı üzerinden integralini almak zorunluluğu salınım yapan çekirdeğin alfa parçacıkları için açisal çarpım faktörünü hesaplamasını gerektirmektedir. Hesaplama da simulasyon öyle yapılmalıdır ki, her salınım yapan bileşik çekirdekte bir IMF fragmenti ve bir α taneciği salınsın ve α dedektörün katı açısı $\Omega = 4\pi$ olacak şekilde kabul edilip toplam değeri 1 re eşitlensin. Başka bir deyişle simulasyon hesaplaması bize enerjiye bağlı olarak diferansiyel çarpım katsayısı M_D' yi verisin. M_D nin tesbiti aşağıda gösterildiği şekil de hesaplanır :

$$[M_D(\theta_\alpha)]_{\text{teo}} = \frac{d M_\alpha(\theta_\alpha)}{d \Omega_\alpha} \quad (13)$$

GANES programında geçerli olan normalizasyon hesabı aşağıdaki şekilde verilmiştir ;

$$M = \int \frac{d M_D(\theta_\alpha)}{d \Omega_\alpha} d \Omega_\alpha = 1 \quad (14)$$

Deneysel diferansiyel çarpım sayısı ise aşağıdaki bağıntı ile elde edilir ;

$$[M_D(\theta_\alpha)]_{dcn} = \frac{d M_{IMF-\alpha}(\theta_\alpha)}{d \Omega_\alpha} = \frac{N_{IMF-\alpha}(\theta_\alpha)}{N_{INC} \Delta \Omega_\alpha} \quad (15)$$

Burada ;

$N_{IMF-\alpha}$, IMF (Z=6) ile eşzamanlı olarak salınan α ' ların sayısını , N_{INC} Trigger dedektördeki ^{12}C ' ların sayısını temsil etmektedir.

Toplam deneysel çarpım faktörü, diferansiyel deneysel çarpım faktörünün buna tekamül eden simulasyon çarpım faktörüne bölümünden elde edilir. Simulasyondan elde edilen açısal dağılım gerçek deneysel çekirdek parçalanması ile elde edilen değerle aynı olduğu varsayılmıştır. ^{12}C ile eşzamanlı olarak salınan alfa parçacıklarının çarpım faktörü $M_\alpha = 0,3$ olarak bulunmuştur. Bunun anlamı her üç ^{12}C fragmentinden biri bir α taneciği ile eşzamanlı olarak salınır olmasıdır. Bu sayının küçük olması IMF' parçacıklarının uyarılma enerjilerinin küçük olduğu anlamına işaret eder. Tespit edilen T sıcaklığının (bkz. 3.1.3.) ve $E^* = (A/8) T^2$ bağıntısı yardımı ile ^{16}O çekirdeğinin ortalama uyarılma enerjisi E^* yaklaşık olarak 18 MeV olduğu saptanmıştır. Bu enerji parçalanmaya elverişli ^{16}O çekirdekte oranını verir. Parçalanmayan ^{16}O çekirdeklerini de hesaba katarsak ortalama uyarılma enerjisi daha da küçük olacağı aşikardır.

IV. Ağır artık çekirdekler (heavy residues = HR) ile α parçacıkları arasındaki korelasyon fonksiyonu

4.1.1. Enerji Korelasyonu

Burada trigger dedektörde ($\theta = 23,5^\circ$) tespit edilen buharlaşma sonucu HR' den salınan buharlaşma artık çekirdek (evaporation residues = ER) ile eşzamanlı alfa parçacıkları incelenmiştir. Alfa dedektör açısı $\theta_{lab} = -48,5^\circ$ ve görsel açı ise $\theta_{rel} = -23^\circ$ olacak şekilde yerleştirilmiştir. Buharlaşma sonucunda geriye kalan artık çekirdek ER büyük bir olasılıkla mermi çekirdeğe benzeyen (Project like fragment = PLF) $Z > 2$ fragmentler salarak parçalanır. (Sourell, 1992). Burada uyarılma enerjisine sahip olan bileşik çekirdek parçalanarak değil tam tersine buharlaşma ile hafif parçacıklar salarak bozdukları kabul edilir. ER ile alfa parçacıkları arasındaki eşzamanlılık incelenerek salınımı yapan HR çekirdeklerinin T sıcaklığı tespit edilir. Trigger (Teleskop) dedektörünün enerji ve zaman kalibrasyonunun (bkz. ekteiler ve Şekil B.2.) dan sonra ER çekirdeklerinin yeri ve büyüklüğü trigger dedektör ile tespit edilmiştir.

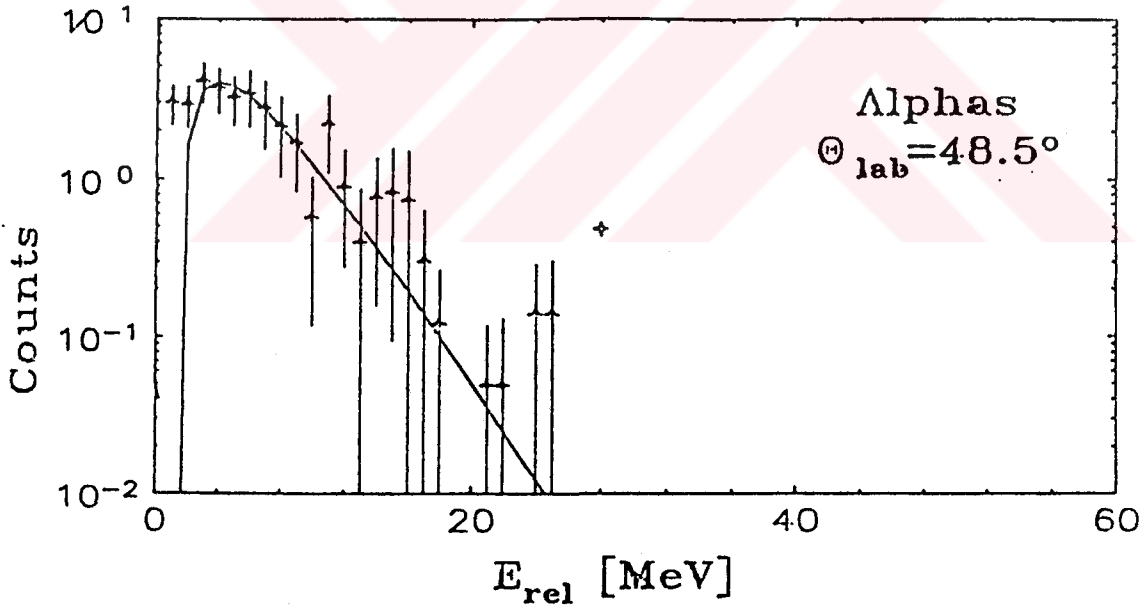
ER' lerin kütlesi $A \geq 40$ (bkz. Şekil B.2.) olarak alınmıştır. Buna karşılık olan parçacıkları laboratuvar açıları $\theta_{lab} = -48,5^\circ$ de yerleştirilmiş olan dedektörlerle tespit edilmiştir.

4.1.2. Görsel enerji dağılımı

Bölüm 3.1.2.' de tanımladığımız gibi, eşzamanlı olarak salınan bu iki fragmentin enerjilerinden hareketle görsel enerjilerinin dağılımları kütle merkezi sistemindeki spektrumları kullanılarak hesaplanmıştır. Burada yeniden hatırlatmak gerekirse, her bir olay için laboratuvar sisteminden kütle merkezi sistemine geçişte jacobı transformasyonu kullanmak gerekmektedir. Şekil 17' deki spektrum buna verilebilecek güzel bir örnektir.

4.1.3. T sıcaklığının Maxwell fonksiyonu yardımıyla belirlenmesi

Şekil 17' de elde edilen spektrum, denklemdeki (11) Maxwell dağılım fonksiyonu uygulanarak elde edilmiştir. Maxwell dağılımına göre ısı derecesi $T = 5$ MeV olarak saptanmıştır.



Şekil 17., $\theta = -48,5^\circ$ olan açı ile ER ($A > 40$, $\theta = 23,5^\circ$) eşzamanlı olarak salınan α' ların görsel enerji spektrumlarını göstermektedir. Kalın çizgi ile gösterilen eğri Maxwell dağılımını vermektedir.

Şekil 17., $\theta = -48,5^\circ$ olan açı ile ER ($A > 40$, $\theta = 23,5^\circ$) eşzamanlı olarak salınan α' ların görsel enerji spektrumlarını göstermektedir. Kalın çizgi ile gösterilen eğri Maxwell dağılımını vermektedir.

4.2. HR ile eşzamanlı salınan alfa parçacıklarının çarpım faktörü

Bölüm 3.2.3' te kullanılan fiziksel şartlar burada da uygulanmıştır. Buna göre alfa parçacıklarının çarpım faktörü, alfa açısı ($\theta_\alpha = -48,5^\circ$) olmak ve atom kütlesi $A=40 - 60$ arası olan HR parçacıkları açıları ($\theta_{HR} = -23,5$) olacak şekilde eşzamanlı olarak hesaplanmıştır. Deneysel olarak elde edilen diferansiyel çarpım faktörü $M_D(\theta_\alpha)_{den.}$ yi tespit etmek için ise formül (15) den faydalanılmıştır. Burada saptanan doğru ile $M_D(\theta_\alpha)_{den.} = 0,16$ olarak hesaplanmıştır. GANES programı formül (13) ve (14) kullanarak çarpım faktörünü $M_D = 0,139$ olarak bulmuştur. Mutlak çarpım faktörü ise $M_D(\theta_\alpha)_{den.}/M_D(\theta_\alpha)_{loc}$ oranı ile saptanabilir. HR ile eşzamanlı olarak salınan alfa parçacıkları için çarpım faktörü 1,15 olarak bulunmuştur. Benzer hesaplama Sourell (Sourell, 1992) tarafından da yapılmıştır; fakat Sourell' in bulduğu katsayının değeri daha büyüktür. Adı geçen çalışmada mermi iyon enerjisi 840 MeV olarak alınmış ve α çarpım faktörü 2 ile 4 arasındaki değerler kullanılmıştır, bu iki çalışma arasındaki farklılığı, halen açıklamak durumunda değiliz..

V. BULGULAR

5.1. İki parçacık arasındaki korelasyon fonksiyonunun teorik tanımı

Koonin (Koonin, 1977) korelasyon fonksiyonunu ilk olarak kullananlardandır, ve bu fonksiyonu iki protonun salınımını yer koordinatlarına, yani $f_i(p_i, r_i, t)$ ($i = 1,2$) olmak üzere ve dalga fonksiyonu $F(q,r)$ ye bağlı olarak saptamıştır. Eğer korelasyon fonksiyonu iki farklı tanecik için yazılacaksa o zaman $C(p,q)$ Koonin-Pratt (Koonin, 1987, Pratt, 1992) formülünü kullanmak gerekmektedir. Buna göre iki tanecik korelasyon fonksiyonu şu şekilde verilebilir :

$$C(P,q) = 1+R(P,q) = \frac{\Pi_{12}(p_1,p_2)}{\Pi_1(p_1)\Pi_2(p_2)} = \int d^3r F_p(r) |\Phi(q,r)|^2 \quad (16)$$

$r = r_1 + r_2$; görsel koordinatları ,
 $\mu =$ indirgenmiş kütle ,

$\Pi_1, \Pi_2 =$ fonksiyonları birinci taneciğin p_1 momentumu ve ikinci taneciğin p_2 momentumu ile salınma olasılıklarını tanımlanmaktadır.

Denklem (16) daki $F_p(r)$ fonksiyonu şu şekilde verilebilir :

$$F_p(r) = \frac{\int d^3 R f_1(p\mu/m_2, R + r\mu/m_1, t_0) f_2(p\mu/m_1, R - r\mu/m_2, t_0)}{\left| \int d^3 R f_1(p\mu/m_2, R_1, t) \int d^3 R f_2(p\mu/m_1, R_2, t) \right|^2} \quad (17)$$

Burada ;

$R = (r_1 + r_2)/2$; kütle merkezi koordinatlarını ,
 $r = r_1 + r_2$; iki taneciğin görsel koordinatını ,
 $f_i(p_i, r_i, t)$; Wigner fonksiyonunu temsil etmektedir.

$f_i(p_i, r_i, t)$ fonksiyonu i taneciğinin p_i momentum ile r_i bölgesinde, t zamanında salındığını temsil etmektedir ve salınım fonksiyonunun integrali $g_i(p_i, r_i, t)$ olarak verilir.

$$f_i(p_i, r_i, t_0) = \int_{-\infty}^{t_0} dt g_i(p_i, r_i - p_i(t_0 - t)/m_i, t) \quad (18)$$

Denklem (17) ' deki görsel dalga fonksiyonu, aşağıdaki şekilde verilebilir (Schwarz,1993; Kim, 1993) ;

$$|\Phi(q,r)|^2 = (1 - 2\mu Z_1 Z_2 e^2 / q^2 r)^{1/2} \quad (19)$$

Burada ,

e ; elemanter yükü ,
 Z_1, Z_2 ; birinci ve ikinci parçacığın yükünü temsil etmektedir.

Eğer $m_i \sim 2 Z_i$ yaklaşık değeri kabul edilirse denklem (19) sadece V_{red} 'nin fonksiyonu olarak aşağıdaki şekilde tanımlanır;

$$\left(\frac{1}{V_{red}} \right) = \left(\frac{\mu Z_1 Z_2 e^2}{q^2} \right) \quad (20)$$

Burada ,

$$q = \mu V_{rel} \text{ ' dir.}$$

Denklem (20) ' yi yukarıdaki yaklaşımla yani ($m_i \sim 2 Z_i$) için yeniden yazılırsa şu bağıntı elde edilir;

$$V_{red} = V_{rel} / (Z_1+Z_2)^{1/2} = V_{rel} / \sqrt{Z_1+Z_2} \quad (21)$$

Bu çalışmada (21) ' deki bağıntı kullanılmıştır.

5.2. İki taneciğin deneysel korelasyon fonksiyonunun tanımı ve elde edilmesi

Deneysel olarak iki taneciğin korelasyon fonksiyonu $1+R(V_{red})$ eşzamanlı olarak alınan sayımların $N_{kor}(V_{red})$ ve eşzamansız olarak alınan sayımlara $N_{unkor}(V_{red})$ bölümü ile elde edilir. Bauer' e (Bauer, 1993) göre bu fonksiyon aşağıdaki şekilde yazılır.

$$1+R(V_{red}) = \frac{N_{kor}(V_{red})}{N_{unkor}(V_{red})} \quad (22)$$

İndirgenmiş hızın (V_{red}) dağılımı bileşik çekirdeğin parçalanması hakkındaki bilgiyi taşır. Bu dağılım yardımıyla orta ağırlıktaki fragmentlerin (IMF), başka bir deyişle , ($3 \leq Z \leq 15$) aralığındaki atomların ortalama salınım zamanı hakkında bilgi edinebilir.

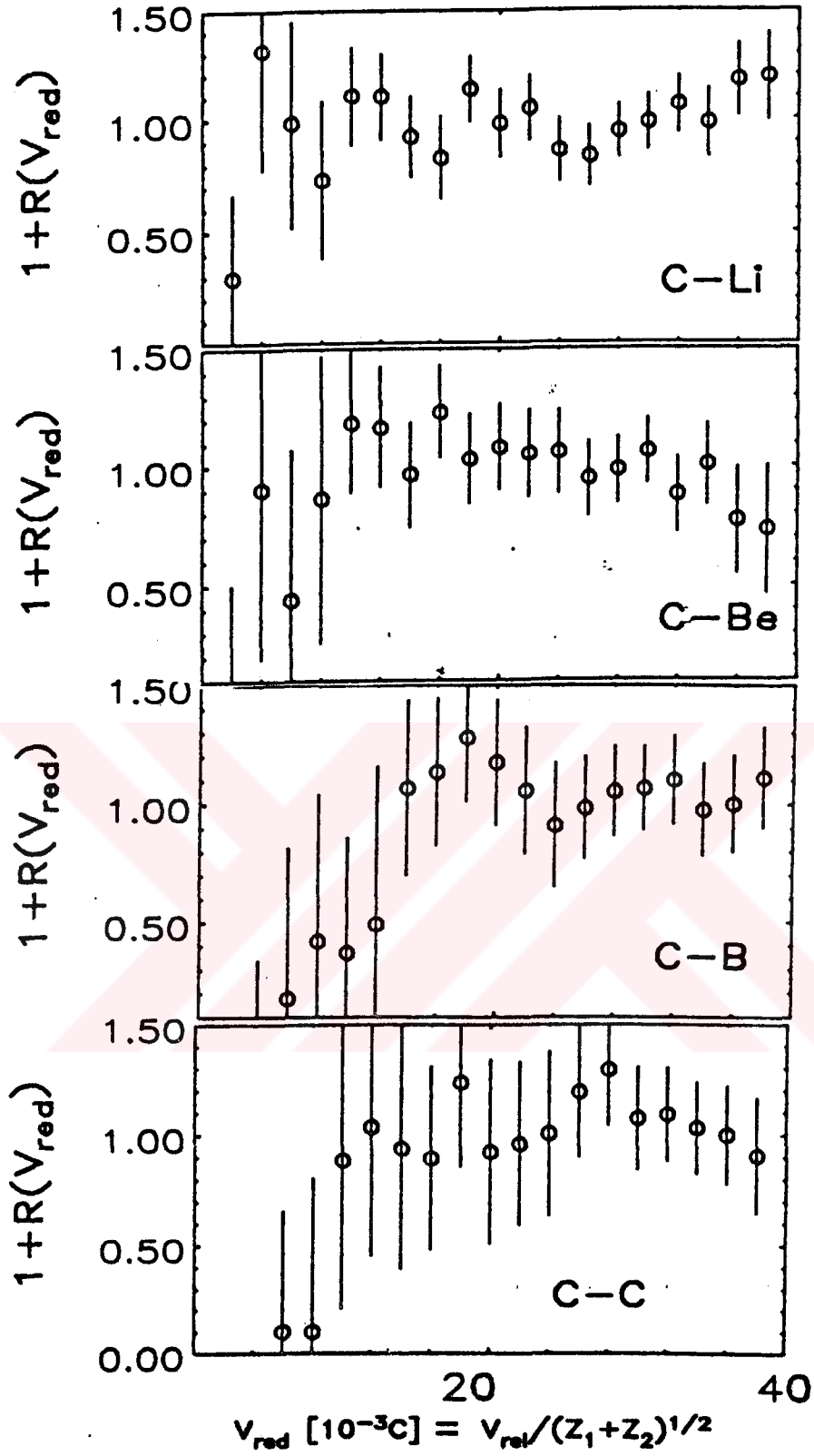
Küçük görsel açılardaki küçültülmüş hız Coulomb itme gücü etkisi ile etkilenir. Bu etki sonucunda dağılımın küçük görsel hızlarda yoğunluk derecesi azalır. İki tanecik korelasyon fonksiyonunu belirlemek ve istatistiği yeterli derecede arttırmak için ARGUS sisteminin ön kısmındaki küçük açılara ($\theta_{lab} = 14^\circ, 18.5^\circ$ ve 23.5°) yeni dedektörler ilave edilmiştir.

Bu açılarda kullanılan toplam Phoswich dedektörlerin sayısı 42 olup hesaplamalarda bu dedektörlerin sayımlarının toplamı alınmıştır. Buna ilave olarak 2 IMF iyonunun indirgenmiş V_{red} hızların dağılımı ise iki boyutlu E_1-E_2 spektrumu kullanılarak elde edilmiştir. Bu spektrumlardan önce eşzamanlı olarak salınan $N_{kor}(V_{red})$ sayıları daha sonra da farklı zamanlarda salınan $N_{unkor}(V_{red})$ salınımlarının sayıları toplanarak sağlanmıştır.

Yapılan ilk analizlerde eşzamanlı olmayan ölçme "Mix event" (Kim, 1993) metodu kullanılmıştır. Bu metoda göre sıra ile birinci fragment yukarıdaki (E_1-E_2) spektrumunda ilk olarak ve ikinci fragment ise aynı spektrumdan bir sonra alınmıştır. Korelasyon fonksiyonunu ölçüm işi ise ^{12}C (Karbon) fragment ($\theta_{lab} = 23.5^\circ$) açısındaki ve atom sayısı ($3 \leq Z \leq 6$) aralığında $\theta_{lab} = 14^\circ, 18.5^\circ$ ve 23.5° olan dedektörlerle sağlanmıştır.

E_1-E_2 spektrumundaki salınan fragmentlerin sayısı $N_{kor}(V_{red})$ terimi iki IMF 'nin eşzamanlılık metoduyla ve sayımı, $N_{unkor}(V_{red})$ ise "Mix event" metoduyla tespit edilmiştir.

Şekil 18. korelasyon fonksiyonunun indirgenmiş hıza (V_{red}) bağlı olarak dağılımını göstermektedir. Fragmentlerden birincisi karbon (^{12}C) ikincisi ise (^7Li) diğer bir ölçmede berilyum (^9B), bor (^{11}B) veya karbon (^{12}C) atomları seçilebilmektedir



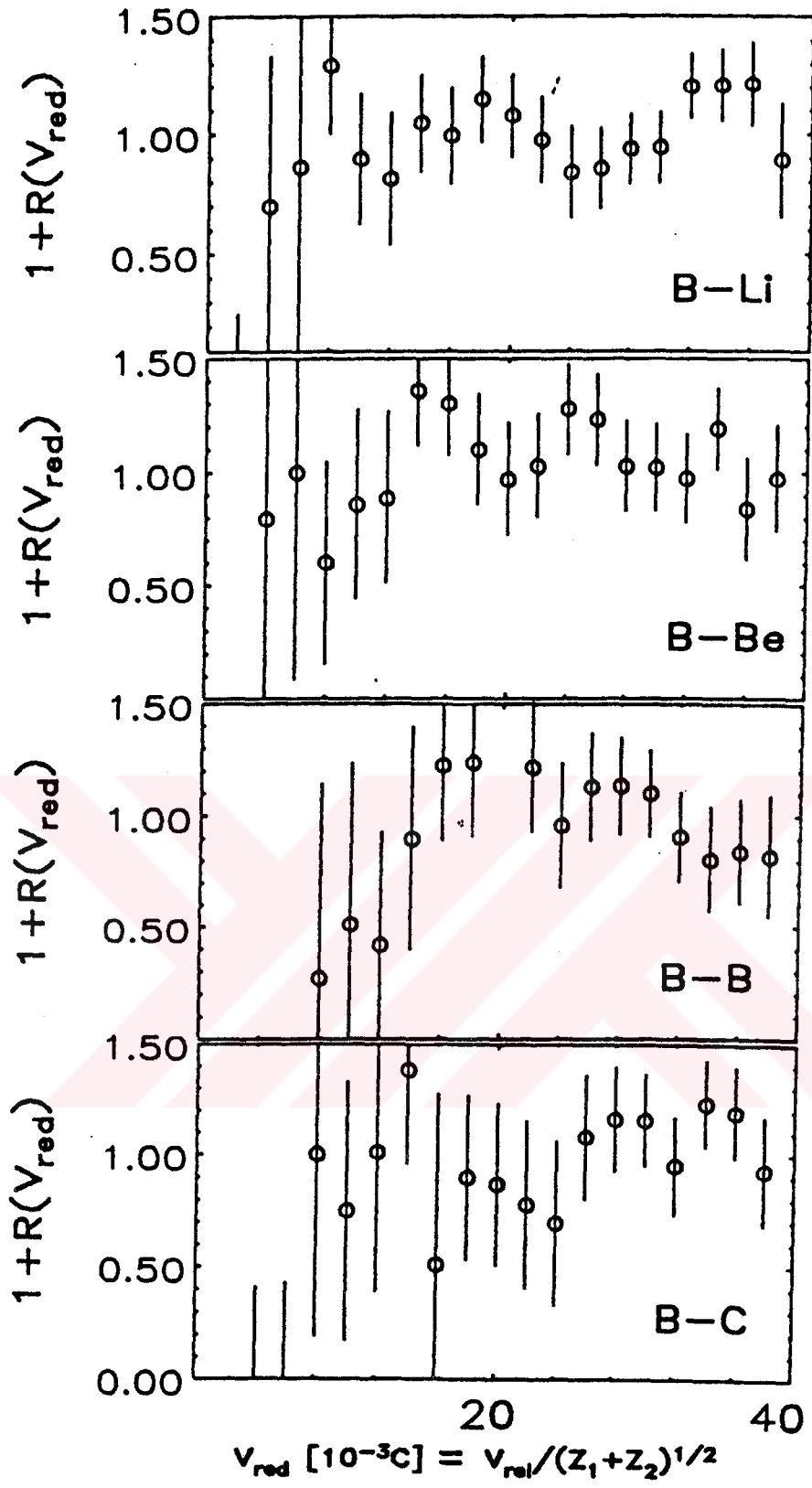
Şekil 18. IMF - IMF - Korelasyon fonksiyonunun indirgenmiş hıza bağlı olarak dağılımı.

Şekil 18 deki spektrumun ölçüm geometrisi şu şekilde gerçekleşmiştir; ilk olarak IMF parçacığı, birinci IMF trigger dedektörde ($\theta_{lab} = 23.5^\circ$) ve bu bir karbon ^{12}C olacaktır, ikinci dedektör ise, ($\theta_{lab} = 14^\circ, 18.5^\circ$ ve 23.5°) açısında olan diğer IMF fragmentlerdir. $V_{red} = 0$ sistemin minimum değeri olup Coulomb itme gücünün etkisiyle ortaya çıkar ve küçük Z ' ler (2. IMF leri kapsar) için düşük değerler alır. Eğer IMF ' lerin salınım zamanları bütün fragmentler için aynı olsaydı Şekil 18. deki V_{red} fonksiyon dağılımlarının çakışması gerekirdi. Fakat Şekil 18.' den görüldüğü gibi fonksiyon eğrileri çakışmıyor. Burada karbon - karbon (C-C) salınım zamanı karbon - lityum (C-Li) salınım zamanından daha da kısa olduğunu işaret etmek gerekir.

Aynı metod ile 1. IMF Bor ($Z=5$) fragmenti trigger dedektörde ve buna eşzamanlı olan $3 \leq Z \leq 6$ arasında ve ($\theta_{lab} = 14^\circ, 18.5^\circ$ ve 23.5°) olan değerler seçilmiştir. Şekil 19, bu şartlara bağlı dağılımları göstermektedir.

Burada şunu tespit etmiş bulunuyoruz; öncelikle bir önceki durum tekrar gözlenmiş, ve Bor - Lityum (B-Li) salınım zamanı Bor - Karbon (B-C) salınım zamanından daha uzun olarak bulunmuştur. Eldeki istatistiklerin yetersizliğinden , ölçmelerde elde edilen neticelerin yetersiz oluşu ve küçük açılar ve yüksek enerjiler hesaba katıldığında, mermi çekirdeğinin parçalanmasından salınan fragmentlerin istatistiksel katkısı sayımlarda olumsuz yönde etkili olmuştur. Bu etki sonucu lityum' dan karbona doğru farklılıklar gözlenmektedir. Bilindiği gibi ağır iyon reaksiyonlarında mermi çekirdeği parçalanırsa mermi çekirdeğine benzeyen fragmentler (PLF) büyük bir kinetik enerjili ileri yönde hareket ederler (Schwarz, 1991).

Açısal dağılımların analizinde görüldüğü gibi bir ağır fragment (IMF) diğeri de hafif fragment (IMF) çifti öncelikle çekirdeğin direkt parçalanmasından salınırlar (Schwarz, 1991). Bu da salınım zamanlarının büyük olacağı anlamını taşır.



Şekil 19. IMF - IMF korelasyon fonksiyonunun indirgenmiş hızın fonksiyonu olarak dağılımı.

Şekil 19. IMF-IMF fragmentlerinin korelasyon fonksiyonu indirgenmiş hız fonksiyonu olarak dağılımını vermektedir. Deney sistemini geometrik yapısını şu şekilde özetleyebiliriz. Birinci IMF trigger dedektörü laboratuvar açısı ($\theta_{lab} = 23.5^\circ$) da Bor (B) atomunu, ve atom sayısı $IMF\ 3 \leq Z \leq 6$ aralığında ve laboratuvar açıları ($\theta_{lab} = 14^\circ, 18.5^\circ$ ve 23.5°) fragmentler ikinci dedektör ile saptanmıştır .

VI. TARTIŞMA VE SONUÇ

Bu çalışmada 30 MeV /A 'lık bir bombardıman enerjisine sahip ^{32}S çekirdeği ^{58}Ni hedef çekirdek ile çarpışması sonucunda oluşan yeni bileşik çekirdek yeni bir tanımla nükleer molekül ve bu yeni nükleer moleküllerin bozunmaları başka bir deyişle parçalanması (decay) incelenmiştir. Genelde deneyler çok dedektörlü ARGUS sistemi ölçüm aygıtı olarak kullanılmıştır.

Çalışmamızdaki ana hedeflerden biri, yukarıda bahsettiğimiz nükleer moleküllerin oluşumu ve parçalanması sırasında sistemde ortaya çıkan primer fragmentlerin T sıcaklığını tespit etmek ve IMF'lerin ($3 \leq Z \leq 15$) ortalama salınım zamanlarını belirlemektir.

Bu çalışmanın temel sonuçlarını sırasıyla özetleyelim;

1) T Sıcaklığının tespiti :

a) Bölüm 3.1. ' de orta ağırlıklı primer fragmentlerin (IMF), T sıcaklığı tespit edilmiş $\theta_{lab} = - 23.5^\circ$ olan bir IMF çekirdek (trigger dedektörde) ve buna eşzamanlı olarak ölçülen alfa parçacığı arasındaki enerji korelasyon fonksiyonu araştırılmıştır. Bu amaçla Maxwell dağılım fonksiyonu bu iki parçacık arasındaki deneysel olarak belirlenen görsel enerji dağılımına uygulanmıştır.

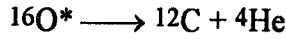
Deneysel olarak elde edilen görsel enerjinin dağılımında iki temel olay gözlenmektedir. Birinci olay düşük görsel enerjilerde görülmekte olup nedeni de taneciklerin buharlaşmasından kaynaklanmaktadır. İkinci olay yüksek enerjilerde görülmekte olup nedeni de mermi çekirdeğinin direkt olarak parçalanmasından kaynaklanmaktadır (Schwarz, 1992). Buradaki salınım, denge öncesi salınımdır ve dinamik bir reaksiyon sonucudur (Möhring, 1988). Elde edilen Maxwell dağılım fonksiyonu küçük enerjilerdeki dağılımlarda (birinci olay) temel alınmıştır (bkz. Şekil 10.).

Çalışma sırasında gösterilmiş olduğu gibi verilen (E_1+E_2) toplam enerji ile T sıcaklığı orantılı olarak büyümektedir. Bunun nedeni, yüksek enerjili mermi çekirdeğin reaksiyona girmeden önce kendiliğinde parçalanması ve hedefte etkileşmesi esnasındaki birleşik çekirdeğin denge sırası salınımlarda mermi parçacıkların diğerlerinden istatistiksel sayım yetersizlikler nedeni ile ayırt edilememesidir.

Düşük enerji aralıkları için, birleşik çekirdekten (compound nuclei) salınan IMF ' lerin sıcaklığı $T = 3$ MeV olarak saptanmıştır ki, bu beklenenden daha küçük bir değerdir. Bilindiği gibi , Fermi enerji düzeyi tanımına göre IMF uyarılma enerjisi E^* ile T sıcaklığı arasındaki bağıntı Gross modeline (Gross, 1988) göre şu şekilde verilmiştir;

$$E^* = (A / 10) / T^2$$

Bu bağıntı araştırılan reaksiyona uygulandığında,



reaksiyon enerjisi olarak $E^* = 15$ MeV bulmuştuk. Bu da alfa parçacığının salınımı için gerekli olan enerjinin (7.1 MeV) ' nin iki katından fazla bir değer vermekte idi. Yine ilave etmek gerekirse bu çalışmada elde edilen sonuç Gross - Multifragmentasyon modelinde ki (Gross, 1987) T sıcaklığından daha küçük bir değerdir. Çalışmadaki diğer bir bulgu ise ^{12}C ile buna eşzamanlı olarak salınan alfa parçacıklarının görsel çarpım faktörünün ~ 0.3 olarak saptanmış olmasıdır. Bu çarpım faktörünün tespiti için ^{12}C ile α parçacığı arasındaki açısal dağılım incelenmiştir. Ağır artık çekirdek (ER) ile alfa parçacıklarının arasındaki eşzamanlılıktan salınan α parçacıklarının sayımı Monte - Carlo simulasyon yöntemi ile tespit edilebilmektedir. Çarpım faktörünün tespitinde elde edilen sonuca göre her üç ^{12}C atomundan ancak bir ^{12}C atomu ile bir alfa parçacığı eşzamanlı olarak salınabilir.

b) IMF ' lerin sıcaklığının tespiti için bu metod aynı şekilde bölüm 4.1. ' de uyarılmış primer rest çekirdeğinin bileşik çekirdek (Compound nuclei) T sıcaklığının belirlenmesi için de kullanılmıştır. İlave olarak buharlaşma yoluyla salınan alfa parçacıklarının da görsel enerji dağılımı bu metod kullanılarak saptanmıştır. Bulunan bu $T = 5$ MeV değeri Sourell (Sourell, 1992) farklı enerjilerde örneğin 840 MeV kullanarak elde ettiği T değeri ile uyum sağlamaktadır. Fakat bu T değeri primer IMF parçacıklar için bulunan T değerinden daha büyüktür. Bu farklılığı alfa parçacıklarının IMF parçacıklarından daha önce salındığı anlamında yorumlanmalıdır..

Bu görüş Morgenstern' nin kendi teorisini (Morgenstern, 1993) uygulayarak yaptığı çalışma ile daha da netleştirilmiştir. Şöyleki, Morgenstern enerjisi 835 MeV olan ^{58}Ni iyonları ile ^{27}Al hedefi bombardıman etmiş ve bu sistemde salınan hafif parçacıkların başka bir deyişle alfa ve protonlarının %80' inin denge öncesi durumlarda salındığını tespit etmiştir. Ayrıca Siwek (Siwek 1994a) de reaksiyonda açığa çıkan küçük parçacıkların salınımının simetrik olmadığını tespit etmiştir. Buna göre reaksiyon öncesinde bir IMF salınır eğer uyarılma enerjisi yeteri kadar büyük ise ikinci bir IMF daha salınma olasılığı vardır. Her iki durumda da IMF' çekirdekleri daha geç salınır yani bileşik çekirdeği (nükleer moleküllerden) salınımlardan önce buharlaşma sonucunda ortaya çıkan alfalar salınır ve bunu IMF salınımları takip eder.

2) IMF çekirdeklerinin ortalama salınım zamanlarının ölçümü

IMF çekirdeklerinin ortak salınım zamanlarını tespit etmek için iki IMF arasındaki korelasyon fonksiyonu araştırılmıştır (bkz. bölüm 5.). Bu amaçla iki IMF'nin korelasyon fonksiyonu $[1+R(V_{red})]$ terimine indirgenmiş ve hıza (V_{red}) bağlı olarak elde edilmiştir. Burada salınım zamanı seçilen IMF' nin Nükleon sayısına bağlıdır. Yapılan ölçümlerde C-C , C-B ve B-B arasındaki ortalama salınım zamanının C-Be, C-Li , B-Be ve B-Li' nin ortalama salınım zamanından daha kısa olarak tesbit edilmiştir. Yani seçilen IMF' nin nükleon sayıları küçük ise buna karşılık gelen salınım zamanı da ters orantılı olarak daha büyük olmaktadır. T Sıcaklığının belirlenmesinden sonra bu çalışmanın sonuçları ve bu çalışmaya paralel olarak araştırılan ve aynı sistemde SIWEK (Siwek, 1994a) tarafından yapılan çalışma ile ve ayrıca bu çalışmaya benzer başka bir çalışma olan SCHWARZ' ın (Schwarz, 1992) (840 MeV bombardıman enerjisi olan $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$) çalışması ile karşılaştırılmıştır. Sonuçlar beklendiği gibi teorik olarak multifragmentasyon olayının geçerli olduğu görülmüştür.

3) Daha önceki çalışmalarda elde edilen sonuçları özetlemek gerekirse ;

a) Öncelik le SIWEK' in çalışması olan $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ sistemindeki bileşik çekirdeğin üç IMF reaksiyon mekanizmasının sonuçlarını gözden geçirelim: Siwek araştırmasında dağılan fragmentlerin küçük bir oranın direkt olarak parçalandığını , salınım zamanın küçük ve bu iki IMF çekirdeğin eşzamanlı ($\Delta t = 0$) olduğunu kanıtlamıştır. IMF' lerin büyük bir oranı ardarda olan parçalanmalarında salınmakta olup salınım zamanı (Δt) sıfırdan büyüktür. Burada birinci IMF , ilk parçalanmada, ikinci IMF ise birinci parçalanma sonucunda oluşan ikinci bir parçalanmadan salınır.

b) Bombardıman çekirdeğin direkt olarak parçalanması araştırılmasından elde edilen sonuçlara göre, örneğin $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ çifti büyük oranda mermi çekirdeğin direkt parçalanması sonucunda salınması ve salınım zamanlarının ($\Delta t = 0$) eşzamanlı olmasına dikkati çekmek gerekir. Burada ayrıca vurgulanması gereken önemli bir noktada da α - IMF reaksiyon araştırılmasında ki α parçacıklarının salınım oranının büyük bir kısmının ardarda parçalanmasından salınmış olması yani salınım zamanlarının aynı olmasıdır ($\Delta t = 0$). Parçalanmalar ardarda oluyorsa ortalama salınım zamanı büyük olmaktadır.

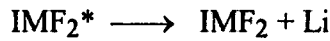
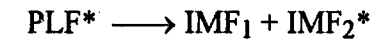
IMF ' lerin ortalama salınım zamanlarının ölçülmesi

Burada vurgulanması gereken Phoswich dedektörlerinin enerji alt sınırlarının 8 MeV / A civarında olması ve bu yüksek enerji alt sınırından dolayı da mermi çekirdekten (ardarda) salınan çekirdeklerin oranının fazlalığıdır. Bu sistemdeki bombardıman çekirdeğinin parçalanması $^{32}\text{S} + ^{197}\text{Au}$ sistemi ile eşdeğerdir (Schwarz, 1992).

Mermi çekirdeği iki olasılıkla parçalanabilir :

1-) Birinci durumda bombardıman çekirdek, direkt olarak iki IMF parça ile salınır, yada uyarılmış enerjisi olan bombardıman çekirdek daha üst düzeye uyarılır. Project Like Fragment (PLF*) kısa bir zaman yoluna devam ettikten sonra iki IMF parçacığı salar. Burada salınım zamanı ($\text{PLF}^* \longrightarrow \text{IMF}_1 + \text{IMF}_2$) $\Delta t = 0$ ' dir.

2-) İkinci olasılık, uyarılmış PLF* parçacığı birden fazla salınım yapar; ilkinde PLF* ' den bir IMF parçası salınır, fakat geriye kalan IMF_2^* halen uyarılmış durumdadır ve bir alfa parçacığı veya Li salabilir. Şöyleki ,



Küçük IMF' lerin örneğin Li, Be ve He gibi parçacıkların büyük bir olasılıkla salınım zamanları da farklıdır. Buna göre (IMF+Li), (IMF+Be) ' lerin salınım zamanları, diğer IMF ' lerin, örneğin (B+B) , (B+C) ve (C+C) salınımlarından daha büyüktür.

Alternatif olarak, IMF parçalanması ve salınımı mermi çekirdekten değil de bileşik çekirdekten (CN) kaynaklanıyorsa, SIWEK (Siwek, 1994) göre bu salınım iki olasılık içinde olabilir. Şöyleki, birinci durumda IMF salınımlarının büyük bir oranı ardarda olmaktadır, ve bunları küçük oranda eşzamanlı IMF salınımları takip eder. İkinci durumda ise, büyük oranlı IMF salınımı ve küçük oranlı eşzamanlı salınımlar aynı anda başlar, yani karma bir salınım oluşur. Büyük orandaki ardarda salınımlara örnek olarak (C+C), (C+B) ve eşzamanlı küçük oranlı salınımlara ise (B+B) gösterilebilir.

Bu çalışmada Z sayısına göre parçacıkları ayırt etmek mümkündür. Fakat SIWEK ' in çalışmasında bu mümkün olmadığından bütün Z'ler ($Z>3$) olmak şartı ile hesaba katılmak zorunluluğu vardır. SIWEK ' in çalışmasında salınım zamanının daha büyük ölçülmesinin nedeni de budur.

Diğer taraftan yukarıda anlatılan iki parçalanma tipinin ortaya çıkması normaldir. Çünkü bir IMF ardarda parçalanmadan önce diğer IMF bileşik çekirdekten (CN) salınabilir. Tabi ki He, Li ve Be salınım olasılıkları B ve C salınım olasılıklarından daha yüksektir. Eğer istatistiksel değerler yeterli olsaydı küçük enerjilerdeki (C+C) korelasyonunda gerçek eşzamanlı (simultaneous) multifragmentasyon olayına daha açıklık getirilebilirdi.

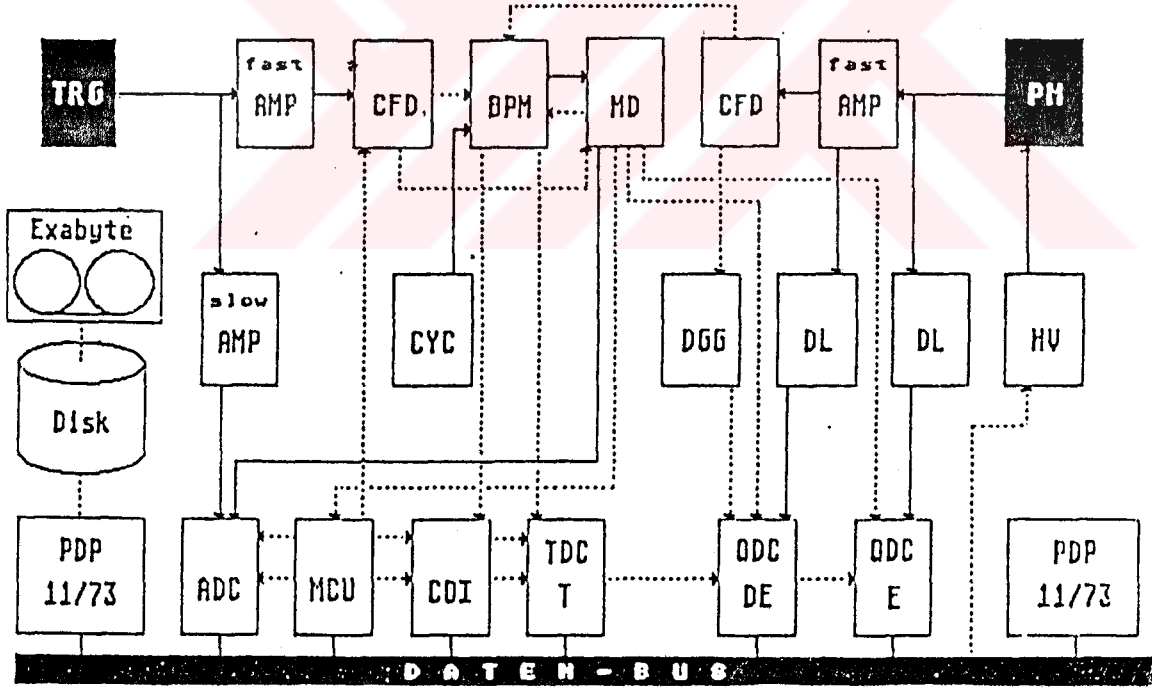
Çalışmada büyük enerjilerin hesaba katılmış olması ve istatistiğin yeterli olmayışından dolayı yalnız küçük ön açılardaki salınımları incelenmiştir. Bu etkenler incelenen (C+C), (C+B) ve (B+B) krelasyonunda mermi çekirdeğin direkt parçalanmasından salınanların oranının yüksek olmasına sebep olmuşlardır. Büyük enerjilerdeki IMF ' lerin salınımları mermi çekirdeğin direkt parçalanması ile bağlantılıdır. Hafif fragmentler örneğin He, Li, Be daha çok ardarda salınırlar.

Kısaca sonuç olarak : ya (C+C) , (C+B) ve (B+B) ' lerin salınım ya mermi çekirdeğinin direkt parçalanmasından (Schwarz, 1992), yada ardarda multifragmentasyon veyahut da bu iki olayın karışımından salınabilirliği söz konusu olabilir. Çalışmanın sonuçları önceki çalışmaların sonuçlarını doğrulamakla kalmadığı gibi fragmentasyon olayını yeni temel açıklamalar ilave ediyor.

VII. EK

A.1. Ölçüm elektronik sisteminin yapısı

Şekil A1. de bir Phoswich dedektörü (PM) ve bir yarı iletken dedektörünün (üç trigger dedektörden biri = TRG) elektronik bağlantıları şematik olarak gösterilmiştir. Her bir dedektör için üç parametre (enerji (E), enerji kaybı (ΔE) ve uçuş zamanı (T)) ölçülmüştür. Bu çalışmada 140 dedektör, toplam olarak 420 parametreyi ölçmek için kullanılmıştır. Bu yüzden deney elektronığı 420 çıkış kanalını aynı anda ölçebilmesi zorunluluğu vardır. Bir Phoswich dedektörünün Photovervielfacher ' inden (Photo multiplier) gelen sinyalleri, hızlı bir sinyal kuvvetlendirici (Fast AMP) ile yavaş (ΔE) ve hızlı (E) bileşenlerine ayrılırlar. Bu sinyaller bir elektrik yük - digital converter ' a (QDC) bağlanır. ΔE sinyali de ilaveten bir de Sabit-Orantılı -Ayrıcı (Constant - Fraction - Discriminator (CFD)) ya bağlanmış olup bu sinyal bütün diğer analog sinyaller için bellek bir sinyal üretirler. Şekil A.1. ' de kalın çizgilerle gösterilen analog sinyalleri QDC ' ye gelmeden önce delay time (DL) zaman aşamasına uğratırlar. Bu zaman aşaması sırasında diğer bellek sinyallerde (kesik çizgilerle gösterilmiştir.) analog sinyallerle birlikte aynı anda QDC ' ye erişirler.



Şekil A1. Trigger dedektör (TRG), bir Phoswich dedektör (PM), sinyal sisteminin elektronik yapısı.

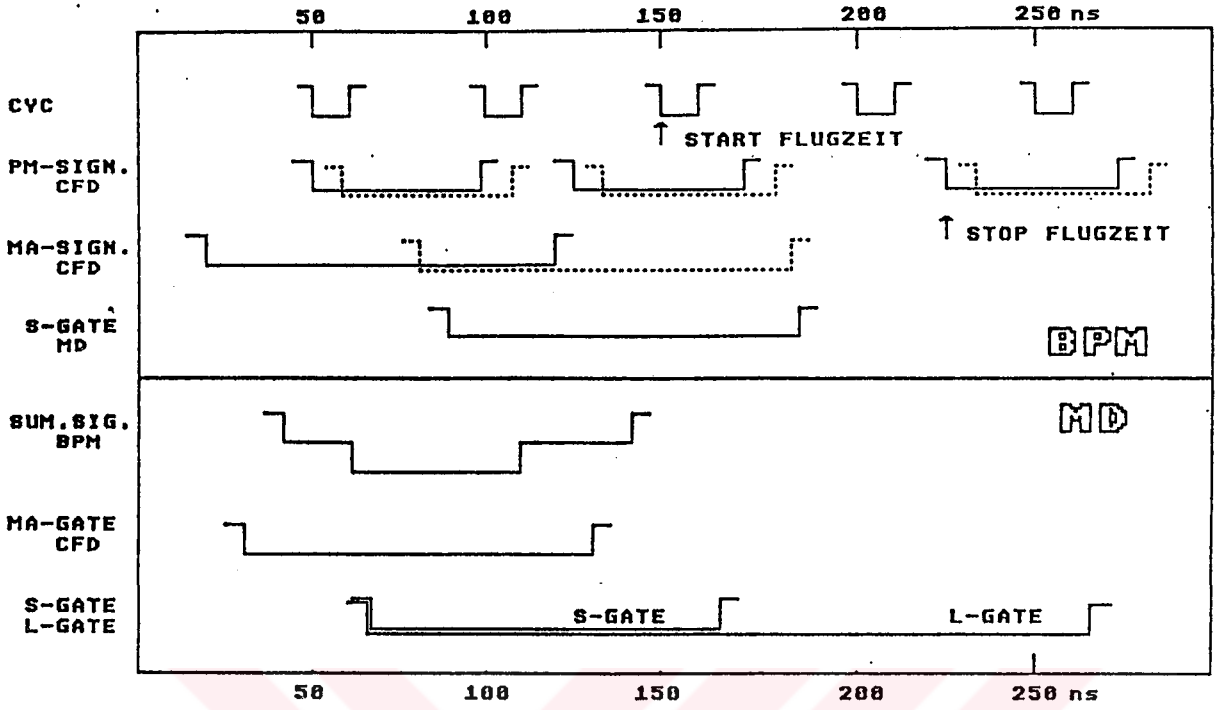
Şekil A1 deki CFD çıkışındaki lojik sinyaller bir Bit - Muster - Mixser (BPM) ile bağlanırlar. BPM ' in görevi lojik sinyallerden çok kısımlı diskriminasyonun (MD) girişi için analog sinyalleri oluşturmaktır. Bu sinyallerin yüksekliği, ölçüm esnasında çalışan dedektörlerin sayısını verir. BPM ' in çıkış sinyali oluşturabilmesi için en az iki giriş sinyalinin 20 ns 'lik bir zaman aralığı ile çakışmaları gerekmektedir. Çünkü bombardıman ısınsının pulsu 50 ns aralıklarla gelmektedir. Yukarıdaki ölçümün yapılabilmesi için de 50 ns zaman aralığında en az bir çekirdek reaksiyonun ölçümü gerçekleştirilmelidir.

MD ' den gelen bir sinyal Ana - Kontrol - Ünitesi (MCU) yardımıyla PDP 11/73 bilgisayarının eş zamanlı kayıt ünitesine (COI) okumasını sağlar. COI ' nin okunması hangi dedektörlerin o anda ölçüm yapmakta olduğunu göstermektedir. Burada uygun bir "Gate" uygulanırsa QDC ' ler rahatlıkla okunur ve kayıt edilir. MD ' nin yukarıdaki sinyali oluşturabilmesi ancak ayırıcı (tarayıcı) özel bir "OR" sinyali alması ile mümkündür. Bu özel sinyal yarıiletken dedektörler için düzenlenmiştir. Buna göre aynı anda bir yarıiletken dedektörü de, bir parçacık gördüğü anda ölçüm kayıtları yapılabilir.

Trigger dedektörün analog ΔE ve E sinyalleri yavaş bir kuvvetlendirici (slow AMP) ve bir Analog - Digital - Converter (ADC) yardımıyla bilgisayara aktarılır. Eğer MCU aktif bir hale getirilirse onun çıkışındaki analog sinyal dahilinde hem ADC hem de eşzamanlı kayıt edicisi için (COI) bir "GATE" üretir. Bu GATE aralığında bilgisayara gelen olaylar kayıt edilir ve sonra da MCU' ya COI ve QDC' ye başa dön emrini gönderir.

T Uçuş zamanının ölçülmesi

Uçuş zamanı gelen ışın paketine bağlı olarak ölçülür, ve uçuş zamanı parametreleri bir CAMAC modülünde kayıt edilir. Burada ortak bir başla ("start") emri gerekli olduğundan, siklotron ' dan gelen ilk impuls başla sinyali olarak kullanılmıştır. Şekil A2. de gösterildiği gibi MD ' ün S - Gate ' i BPM için 100 ns ' lik bir sinyal üretmek zorunluluğundadır. Eğer trigger dedektör (MA - SIGN , CFD) ile bir Phoswich dedektörü (PM - SIGN, CFD) arasında bir eş zaman (SUM - SIGN, BPM) oluşmuşsa MD ' nin yukarıda belirtilen sinyali ölçüm için başla emrini verir. Bu şekilde bütün dedektörler için ortak bir başla sinyali elde edilmiş olur. Durma zamanı için herhangi bir dedektörün bir parçacık görmesi yeterlidir.



Şekil A2. Sinyal zaman ölçüm sisteminin şematik olarak BPM ve MD gösterilmiştir.

HOOPSY programı (Röschert, 1986) yardımıyla ile, tespit edilen parçacık veya fragmentlerin E enerji, (ΔE) enerji kaybı ve uçuş parametreleri ölçülmüştür. Bu ölçümler magnetik bir bantta (2.5 Gbyte) kayıt edilmiştir. Geri kalan diğer elektronik aletler de aynı bilgisayarla (PDP 11/73) bir CAMAC programı ile kontrol edilir.

Bu çalışmadaki hesaplar OLYMP program (Frame, 1985) ve VAX 8800 bilgisayarı yardımıyla Hahn - Meitner Enstitüsünde (HMI - Berlin) gerçekleştirilmiştir. OLYMP programı çok parametrelili ölçümler için yazılmış özel bir programdır.

B.1 Yarı iletken dedektörlerinin kalibrasyon tekniği

B.1.1. Yarı iletken dedektörlerle parçacık ilgisi

Çalışma da kullanılan ($^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$) reaksiyonu ve ilgili parametrelerinin hesaplamaları esnasında yarı iletken dedektörlerinin ağır iyon fiziğindeki kullanımında yeni bir özellik tespit edilmiş bulunmaktadır. Bu da şudur, deneyde Phoswich dedektör sistemi kullanmakla başka bir deyişle yarı iletken dedektör elementleri çok basit bir şekilde Z sayısına bağlı olarak tespitini mümkün kılmaktadır. Bundan dolayı ölçümde ARGUS sistemde özellikle $\theta = 5^\circ, 8^\circ$ ve 14° açılarında Phoswich dedektörleri yerine yarı iletken dedektörleri kullanılmıştır. Yarıiletken dedektörlerinin çıkışındaki sinyal, HMI laboratuvarınca yapılmış bir kuvvetlendiriciye (IV - 88, frekansı 8 Khz - 450 Mhz) bağlanmıştır. Diğer elektronik bölüm A2. ' deki gibi Phoswich dedektörlerinin aynısıdır.

Eğer ΔQ (kısa GATE' in integrasyonu) toplam Q_{tot} (uzun GATE' in integrasyonu) iki boyutlu bir diagram üzerinde gösterildiğinde Şekil B2. ' de olduğu gibi birbirinden ayrılmış çizgiler meydana gelmektedir. Bu ayrışimler Z sayılarını belirlemektedir. Bunun nedeni eşit enerjileri olan farklı Z sayılı iyonlar yarıiletken dedektörlerinde farklı sinyaller oluşturmasıdır. Bundan hareketle belli bir enerjiye sahip olan bir Q_{tot} ' la ve kısa GATE' le yapılan integrasyonu ölçülme olasılığının istenen iyonun elektrik yüküne bağlı olduğu görülür. Buradaki fiziksel olayların açıklaması değişik araştırmacılar tarafından (Pausch 1992, England 1989, Seibet 1973) açıklandı, ve şu şekilde özetlenebilir;

a) İyon dedektöre çarpması ile dedektörde elektron-çukur çifti oluşur. İletkenlik özelliği yüksek olan dedektörün, $F(x)$ elektrik alanı etkisi altında polarize olan iyon akımını oluşturur. Yoğunluğu yüksek olan bu iyon akımı, plazma özelliği gösterir. Fakat yoğun plazma akımının bir kısmı $F(x)$ elektrik alanının etkisi altında değildir, ve oluşan elektron-çukur çifti yalnızca difüzyon etkisi ile hareket eder. Difüzyon ve plazma yüzeyindeki elektronların elektrik alanı altındaki çekimi sonucu plazma akımı parçalanır. Plazma parçalanmasına karşılık gelen t_{pl} ' ye plazma erime zamanı denir ve şu şekilde tanımlanır :

$$t_{pl} \cong \sqrt{\rho / F} \quad (B1)$$

Burada , ρ = elektron - çukur çiftlerinin yoğunluğunu ,
 F = elektrik alan şiddetini temsil etmektedir.

Elektron ve çukurlar t_{p1} zamanı sonrasında $F(x)$ etkisi altına girer. $F(x)$ alanının etkisi altında dedektör elektrodlarına doğru hareket eden elektron çukur çifti, dedektörde bir sinyalin oluşumuna neden olur. Formül B.1.' den görüleceği gibi t_{p1} zamanı başlangıçta ortamın elektron-çukur yoğunluğuna bağlıdır. Bu ise bir elektronik frenlemeye sebep olur, burada ölçülen iyonun Z atomik yüküne ve iyon kütlesine de bağlılığını işaret etmek gerekir. İlave olarak, plasma erime zamanının impuls oluşumunun yükselme zamanına da etkisini işaret etmek gerekir (bkz. Şekil B3.).

b) Elektronlar ve çukurlar dedektör içerisindeki elektrik alanının etkisine girdikleri andan itibaren belli bir kayma hızı (V_{\pm}) ile hareket ederler. Bu kayma hızı V_{-} (Elektronlar) , V_{+} (Çukurlar) şu şekilde tanımlanır:

$$V_{\pm} = \mu_{\pm} * F(x)$$

Burada , μ_{\pm} yük taşıyıcı hareketlilik katsayısını temsil eder. Elektronların μ_{-} değeri çukurların μ_{+} değerine göre üç kat daha yüksektir. ($\mu_{-} = 3 \mu_{+}$) Yük taşıyıcıların elektrik akım impuls oranları (Δ_i) μ sayısına bağlıdır.

$$\Delta t_{\pm} = (e / d) V_{\pm}$$

Burada, e_i elemeter yükü , d_i dedektörün kalınlığını ifade eder.

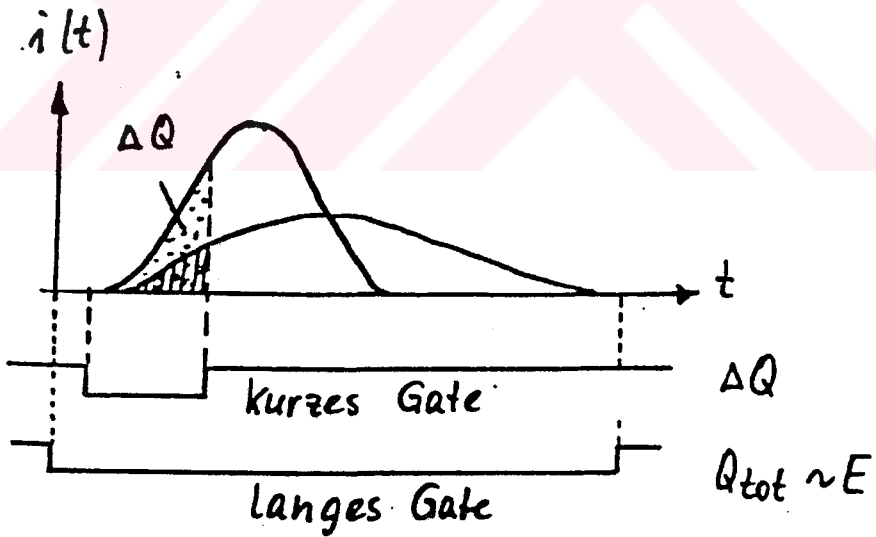
Akım impuls zamanı Δt ise şu şekilde yazılabilir:

$$\Delta t_{\pm} = \Delta x / \langle V_{\pm} \rangle$$

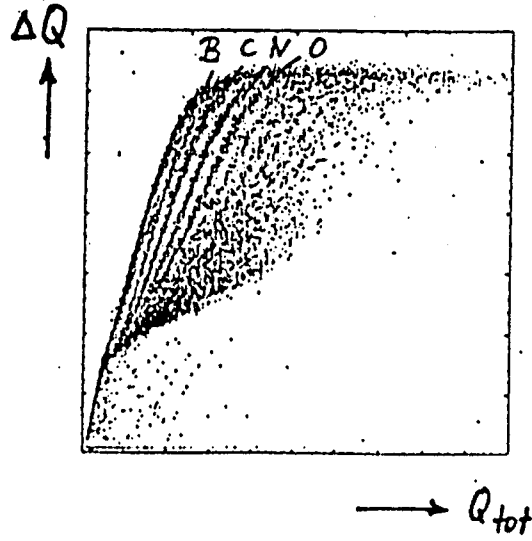
Burada Δx yüklü taşıyıcıların aldıkları yolu gösterir. Elektron ve çukurların akım impulsuna katkıları oluştukları yere bağlıdır. İyonların dedektör içerisinde neden oldukları toplam akım impulsu ise bütün impuls akımlarının toplamından elde edilir. Buradaki akım $i(t)$ başlangıçtaki yük taşıyıcılarının dağılımına bağlıdır. Bu yük taşıyıcıların dedektördeki dağılımı aynı zamanda belirlenmeye çalışılan iyonların enerji kaybı fonksiyonun $|dE/dx(x)|$ temsil eder ve sonuçta iyonun atom ağırlığına ve Z sayısına bağlıdır (bkz. Şekil B5.).

Eğer yarı iletken dedektörünün impuls formu Phoswich dedektörlerinde olduğu gibi analize edillirse iyonların atom sayısı ve yükü hakkında bilgi elde mümkün olur. Yarıiletken dedektörlerinin Phoswich dedektörlerine göre olumlu tarafı enerji kalibrasyonun lineer olması ve Z sayısından bağımsızlığıdır. Yarıiletken dedektörlerinin bu özelliğinden yararlanabilmek için VICKSI - hızlandırıcısında test deneyleri yapılmıştır (Pausch, 1992). Çeşitli kalınlıklardaki ($d = 450 \text{ mm} - 2000 \text{ mm}$) dedektörler değişik iyonlarla bombardıman edilmiş ve özellikle ^{32}S (795 MeV) + ^{179}Au ve ^{12}C (380 MeV) + He reaksiyonları ile araştırılmış ve dedektörlerin impuls formu yük sayısal çeviricide (QDC) incelenmiştir (bkz. Şekil B6., B7.).

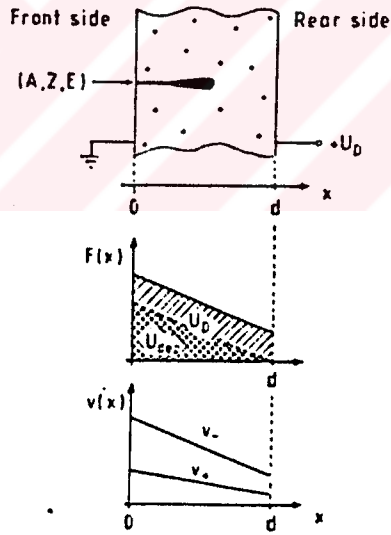
Ayrıca Monte Carlo simülasyon metodu ile plasma erime ve yük kayma parametreleri hesaplanmıştır. Bu arada şunuda ilave etmeliyim ki, impuls formu daha kapsamlı bir şekilde başka bir araştırmacı tarafından da (Pausch, 1994) incelenmiştir. Şekil B1. de aynı enerjilere sahip farklı Z' leri olan elementlerin oluşturduğu farklı impuls formları görülmektedir. İmpuls formunun bir bölümü integre edilirse ΔQ - parametresi elde edilir. Bu parametre impuls form üzerinde ve aynı zamanda yük sayısı Z üzerinde duyarlılık gösterir. Eğer integrasyon toplam impuls üzerinde yapılırsa parçacıkların enerjileri hakkında bilgi elde edilir.



Şekil B1. yarı iletken dedektörlerinin impuls formlarını ayırım tekniği gösterilmektedir.

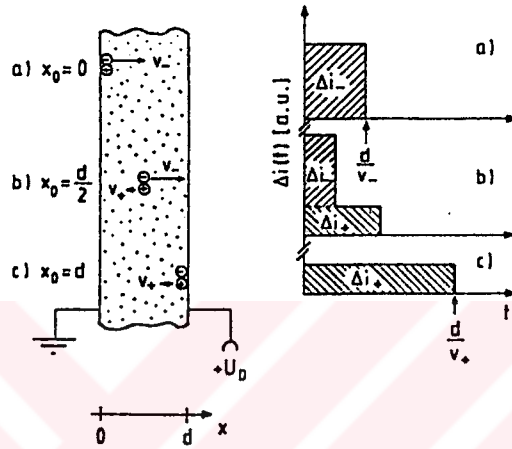


Şekil B2. ΔQ - parametresinin Q_{lat} 'ye bağlı olarak dağılımını göstermektedir.

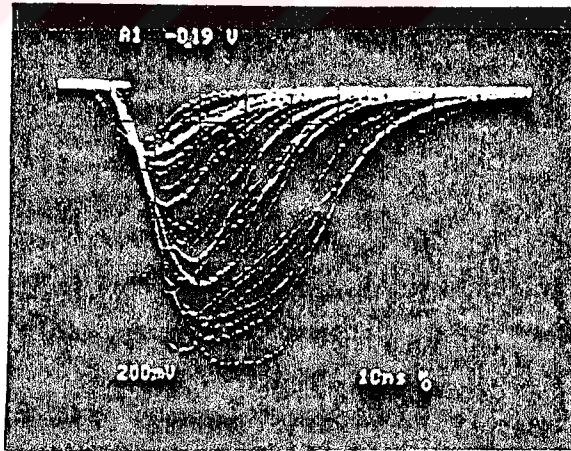


Şekil B3. Yarıiletken dedektörlerinin plasma erime ayırım etki bölgesi.

Dedektöre gelen fragment veya parçacık dedektör içerisinde yüksek iletkenli bir plazma bölgesi oluşturduğunu söylemiştik. Dedektördeki $F(x)$ elektrik alanı yüklerin polarizasyonuna neden olduğunu da söylemiştik ve başlangıçta bu $F(x)$ plazmanın iç kısmına etki etmediğini de işaret etmiştik. Bölgedeki plazma dağılımını, plazma dağılım zamanı t_{p1} ile tanımlamıştık (Pausch, 1992). Şekil B.4. ise daha önce bahsettiğimiz elektron çukur impulslarının $F(x)$ etkisi altında plazma elektrik akımına katkı oranı sabiti Δ_{iF} 'nin zaman sabiti t' ye bağlı olan dağılımı gösterilmektedir. Görüldüğü gibi impuls Δ_{iF} sabit değildir, bu ise $F(x)$ ' in de sabit olmadığını işaret eder.

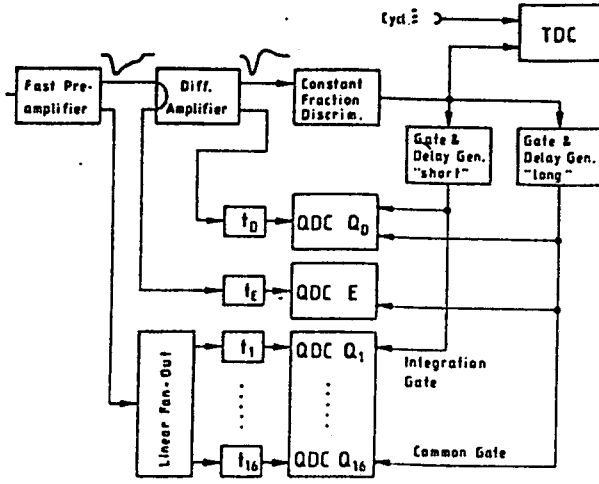


Şekil B4. Elektron ve çukur ortaya çıktıkları yere bağlı olarak impuls formunu gösterir.



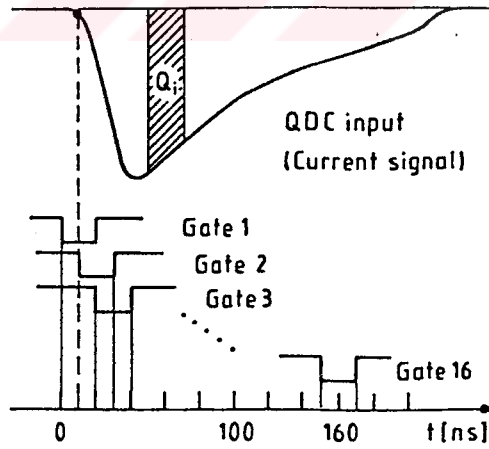
Şekil B5. 450 mm kalınlığındaki bir dedektörden elde edilmiş akım genliği.

Şekil B5 den görüleceği üzere akımın genliği Z atom sayısına bağlı olan bir puls formunun değişimini göstermektedir.



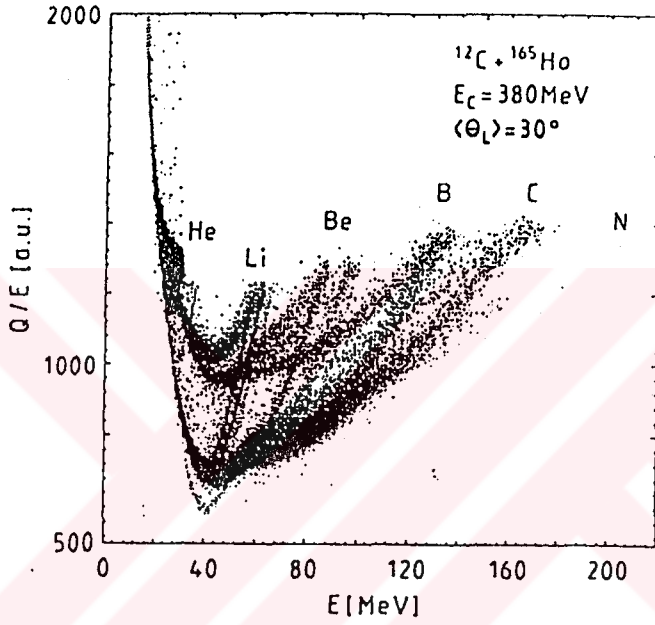
Şekil B.6. Deneyde kullanılan impuls formu ölçüm sistemi

Şekil B6.' da görüldüğü gibi impuls formu ölçüme sistemi görülmektedir. Burada sinyal ölçüm elektronik devresi şu kısımlardan oluşmaktadır; TDC zaman-sayısal çevirici, t gecikme zamanı (delay time), HL yarı iletken dedektörü, VV ön kuvvetlendirici, CFD : sabit-katsayı ayırıcısı, QDC yük sayısal çeviriciyi tanımlamaktadır.

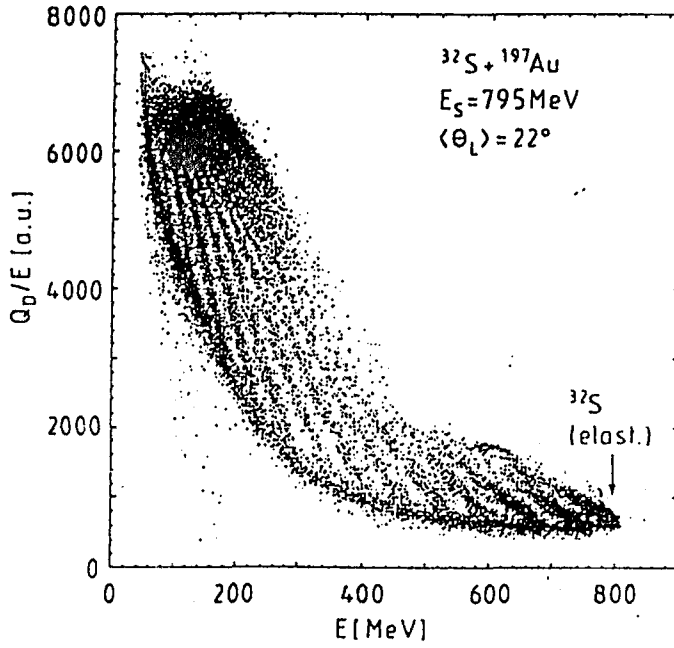


Şekil B7. Dedektör sisteminin QDC 'nin akımına anasal cevabı şematığı

Şekil B6.' da gösterilen elektronik sistemde küçük (ΔQ) ve büyük açı aralıkları ile, ^4He ile ^{32}S arasındaki element yüklerinin ve kütlelerinin ölçülmesinde kullanılmıştır. Şekil B7 dedektörler sisteminin QDC giriş akımına anasal cevabı, Şekil B8. ve B9.'da elementlerin yüklerinin enerjiye bağlı olarak dağılımı görülmektedir. Şekil 8.'de ise ayrıca $Z=2$ ile $Z=7$ arası izotoplarının dağılımı da gösterilmektedir.



Şekil B8. $450 \mu\text{m}$ kalınlığındaki bir yarıiletken dedektöründeki elementlerin ayırım spektrumu



Şekil B9. 500 μ m kalınlığındaki dedektörden elde edilen elementlerin ayırım spektrumu

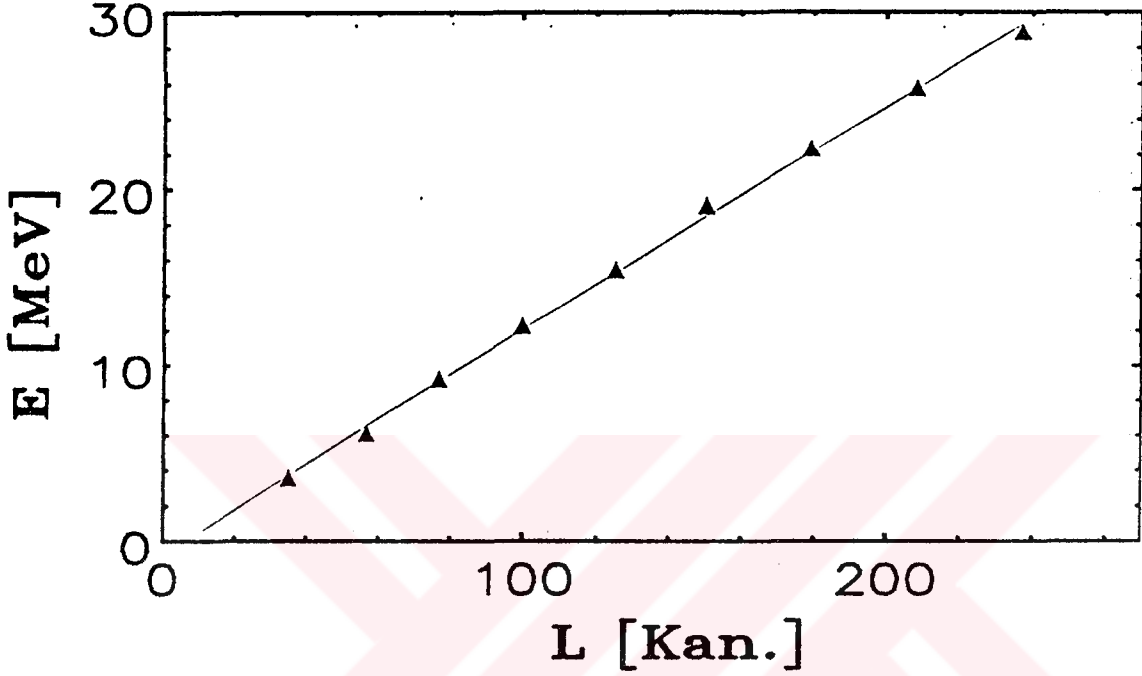
B.2. Yarı iletken dedektörlerin enerji kalibrasyon tekniği

Bu çalışmada yarı iletken dedektörleri hem teleskop olarak hem de tek dedektör olarak kullanıldığını hatırlamamız gerekmektedir. Öncelikle teleskop olarak kullanılan dedektörlerin enerji kalibrasyonundan bahsedelim.

i) Teleskopların enerji kalibrasyonu

Çalışmada kullanılan teleskoplar Silisyum içerikli yarıiletken dedektörlerden oluşmuştur. Yarıiletken dedektörlerde ölçülen yüke karşılık gelen $L(E)$ sinyali ile dedektöre gelen fragmentlerin enerjileri lineer orantılıdır. Teleskopların enerji kalibrasyonu için ön dedektörde (ΔE) soğurulan parçacığa karşılık olarak (ΔE) enerjisi eş kalibrasyon noktası olarak alınmıştır (bkz. Şekil 6. Bölüm 2.3.2.). Silisyum ve diğer elementler için durdurma enerjisi TRIM programı vasıtası ile hesaplanmıştır (TRIM, 1985). Kalibrasyon için durdurma noktasındaki kanal numarası Şekil 6. ' da $\Delta E - E$ spektrumu üzerinden okunmuştur.

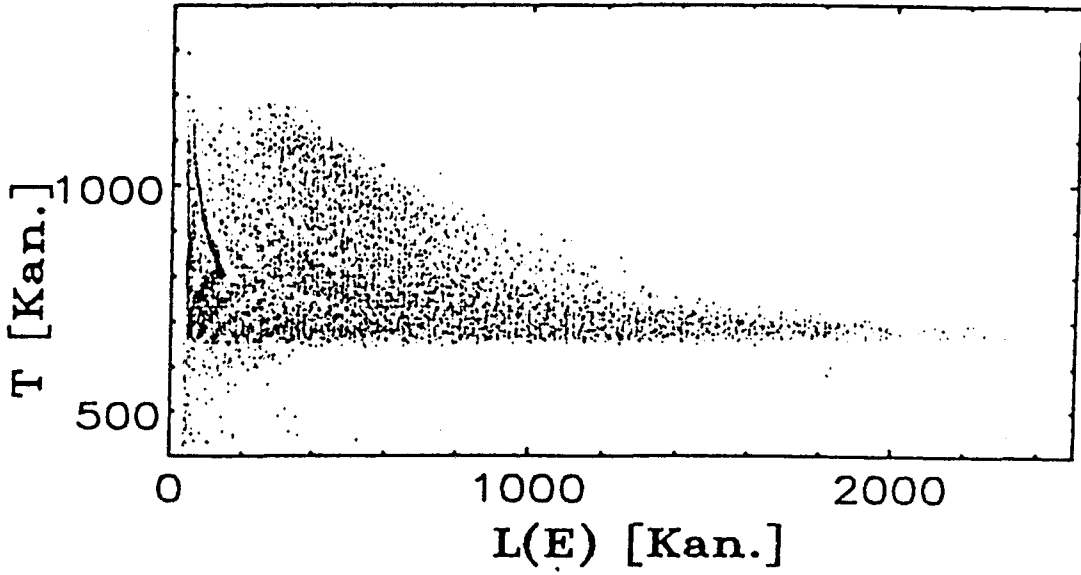
Şekil B.2.1' de teleskop ile ölçülen enerjiyle kalibrasyon kanal sayısı arasındaki lineer bağıntı gösterilmektedir. Bu spektrum kullanarak başlangıç noktası "Offset" noktası, eğim ve enerji parametreleri elde edilmiştir.



Şekil B2.1. Yarı iletken teleskoplarındaki sinyal yüksekliği ile enerji arasındaki bağıntının şematik gösterimi.

ii) Basit yarı iletken dedektörün kalibrasyonu

Yukarıdaki bahsettiğimiz metodu kullanarak yarı-iletken dedektörlerin kalibrasyonu mümkün olmaktadır. Şekil B2.2.' den görüleceği gibi dedektör kalınlığı yani belirli enerjili parçacığın dedektör kalınlığında durma noktası bir kalibrasyon parametresi olarak kullanılabilir. Şekilden de görüleceği gibi puls yüksekliği $L(E)$ yatay ekseninde, ölçüm zamanı T ise y eksenini gösterilmiştir.



Şekil B2.2. Yarı iletken dedektöründe T zaman puls ve L(E) yüksekliğinin spektral dağılımı

iii) Bilindiği gibi yarı iletken dedektörlerde ölçülen momentum pulsuları aynı zamanda parçacığın yükü hakkında da bilgi taşımaktadır. Dolayısıyla bir taraftan parçacık Z yükleri tanımlanırken aynı impuls genlik büyüklüğü parametresi dedektörlerin enerji kalibrasyonu için kullanılabilir. Buna bir örnek olarak Şekil B.2.1. gösterilebilir..

B3. Yarı iletken dedektörlerin zaman kalibrasyonu

Yarıiletken dedektörlerin enerji kalibrasyon eğrisi yardımıyla t zaman kalibrasyonu da yapılabilir. Bu olay için bilinen bir (Z,A) elementi ($\Delta E - E$) aralığındaki spektrum üzerinde bir kalibrasyon noktası pencere (GATE) olarak belirlenir . Bu pencere (GATE) yardımıyla zaman - enerji fonksiyonu (T,E) spektrumu üzerinde t zamanına karşılık gelen T (kanal) sayısı okunur. Elementlerin atom numarası A ve enerjisi E, aşağıdaki formülde yerine konursa t ölçüm zamanı bulunur.

$$t = s / v = s / \sqrt{2 E / (931 A / c^2)} \quad (B3.1)$$

Burada;

s : Hedef çekirdek ile dedektör arasındaki uzaklığı,

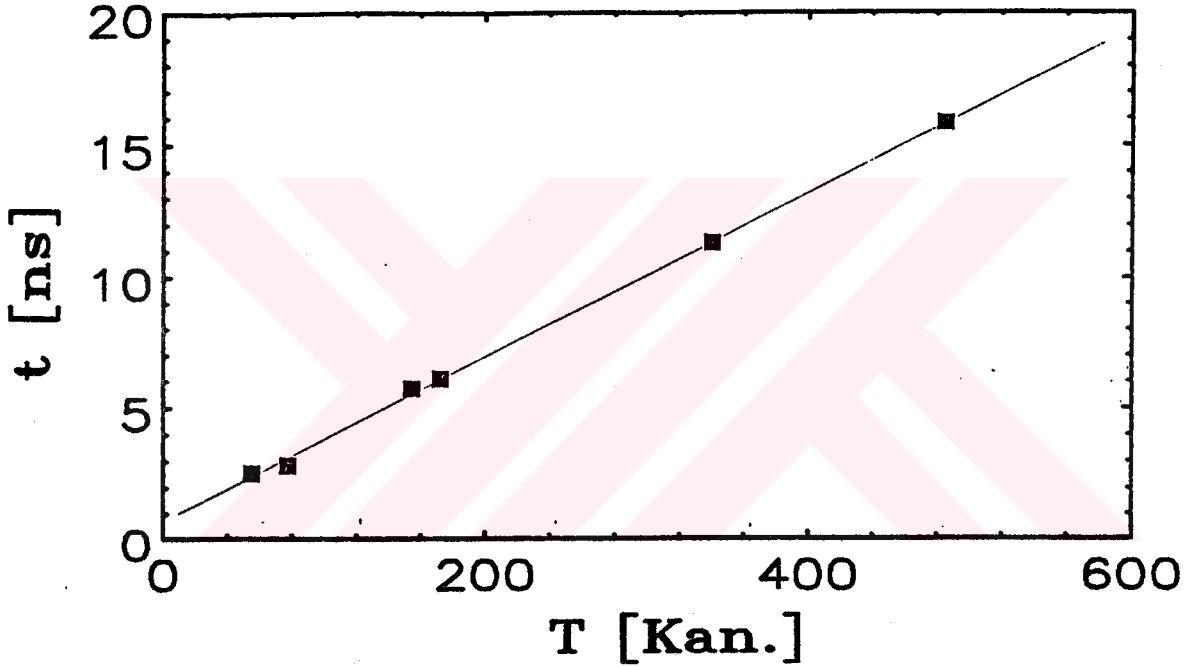
v : Hızı,

A : Atom numarasını,

E : Enerjiyi ,

c : Işık hızını temsil etmektedir.

Şekil B.3.1. ' de gösterildiği gibi hesaplanan t zamanını diagram ekseninde T (kanal) sayısı ile gösterilirse eğimin başlangıç noktası elde edilmiş olur. Bu ise bize dedektörün zaman kalibrasyonunu sağlar.



Şekil B3.1. Yarı iletken dedektörler için hesaplanan t zamanının , T (kanal) eksenindeki konumunu.

Dedektörün zaman ve enerji kalibrasyonu yapıldıktan sonra elementlerin atom numarası aşağıdaki bağıntıdan elde edilir:

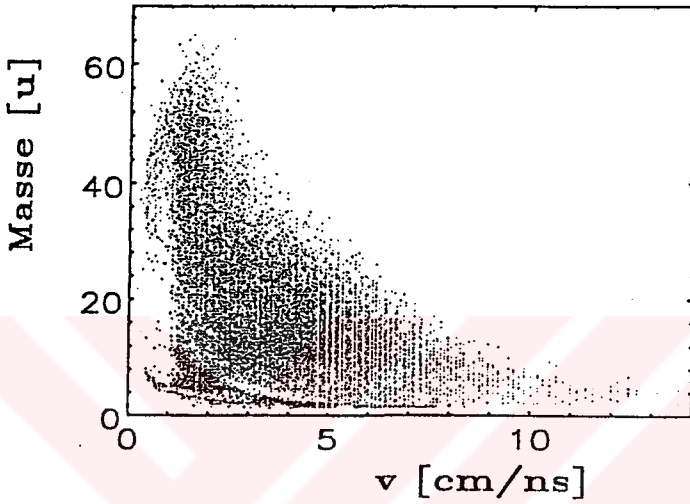
$$A = E * t^2 (1.389)^2 / s^2$$

Burada ;

s : Dedektör ile hedef çekirdek arasındaki uzaklığı göstermektedir.

Şekil B3.2. 'de parçacık kütle spektrumu , v hızının fonksiyonu olarak verilmiştir.

Yarı iletken dedektörle yapılan bu ölçümede laboratuvar açısı $\theta_{lab} = 23.5^\circ$ olarak alınmıştır. Bu spektrum yardımıyla buharlaşma artık ağır çekirdeğin (heavy residues= HR) Z yükünü ve kütleini tespit etmek mümkün olur.



Şekil B3.2. Yarı iletken teleskopla elde edilen kütle hız spektrumu gösterilmiştir.

C1. Alfa parçacıklarının enerji kalibrasyonunda kullanılan Phoswich dedektör sistemi

Phoswich dedektörlerinin kalibrasyonu biraz daha karışıktır, bunun nedeni ise puls yüksekliği $L(E)$ 'nin yarıiletken dedektörlerde olduğu gibi gelen ışının E enerjisi ile lineer orantılı olmamasıdır. Phoswich sintilatöründen gelen sinyal genliğini şu şekilde hesaplamak mümkün olmaktadır:

$$L(E,A,Z,S) = f(A,Z,S) * E^\alpha(A,Z,E) \quad (C1)$$

Burada, E enerjisi, A atom numarasını, Z ise yük sayısını göstermektedir.

Burada $\alpha (A,Z,E)$ exponantı , parçacığın E enerjisine bağlı 4. dereceden bir polinomdur. Denklemin çözümü ln E 'nin extrapolasyonu ile mümkündür. Bu extrapolasyonda BGO (Bizmut - Germanyum - Oksit) , NE115 ve NE102a kristal dedektörleri ile ölçülen, ayrıca literatürde (Becetti,1976, Glasgow, 1976) değerler kullanılmıştır. İki kristalde oluşan toplam ışık sinyali , NE102a ve BGO için şu bağıntı ile yazılabilir :

$$L (E,A,Z) = V * a(A,Z) * (E \alpha (A,Z,E)) - E_{rest} \alpha(A,Z,E) + V * b(A,Z) * E_{rest}^{\beta (A,Z,E)} \quad (C2)$$

Burada ;

V : Sinyali kuvvetlendiren elektronik katsayısı ,

a(A,Z) : Pilot - U kristali için kalibrasyon katsayısını ,

b(A,Z) : BGO kristali için kalibrasyon katsayısını ,

$\alpha (A,Z,E)$: Pilot - U çözünürlük katsayısını,

$\beta (A,Z,E)$: BGO çözünürlük katsayısını temsil eder.

(C2) formülünde bilinmeyenler V * a(A,Z) ve V * b(A,Z) parametreleridir. Bu bilinmeyen parametreler L(E) ve E denklemleri yardımıyla hesaplanabilirler. Bu amaç için ^4He ile ^{12}C karışımı olan bileşik bir hedef çekirdek (forward) ^4He mermi çekirdek ile bombardıman edilmiştir, reaksiyonda elastik olarak saçılan α -taneciklerinin puls yükseklikleri ve ilk kristalde durdurma enerji noktaları elde edilmiş olur. Teorik olarak bu enerji TRIM (Trim, 1986) programı ile de hesaplanabilir. Enerji ve alınan yol arasındaki bağıntı şu şekilde verilir;

$$R (E,A,Z,S) = E^{\gamma (A,Z,S,E)} \quad (C3)$$

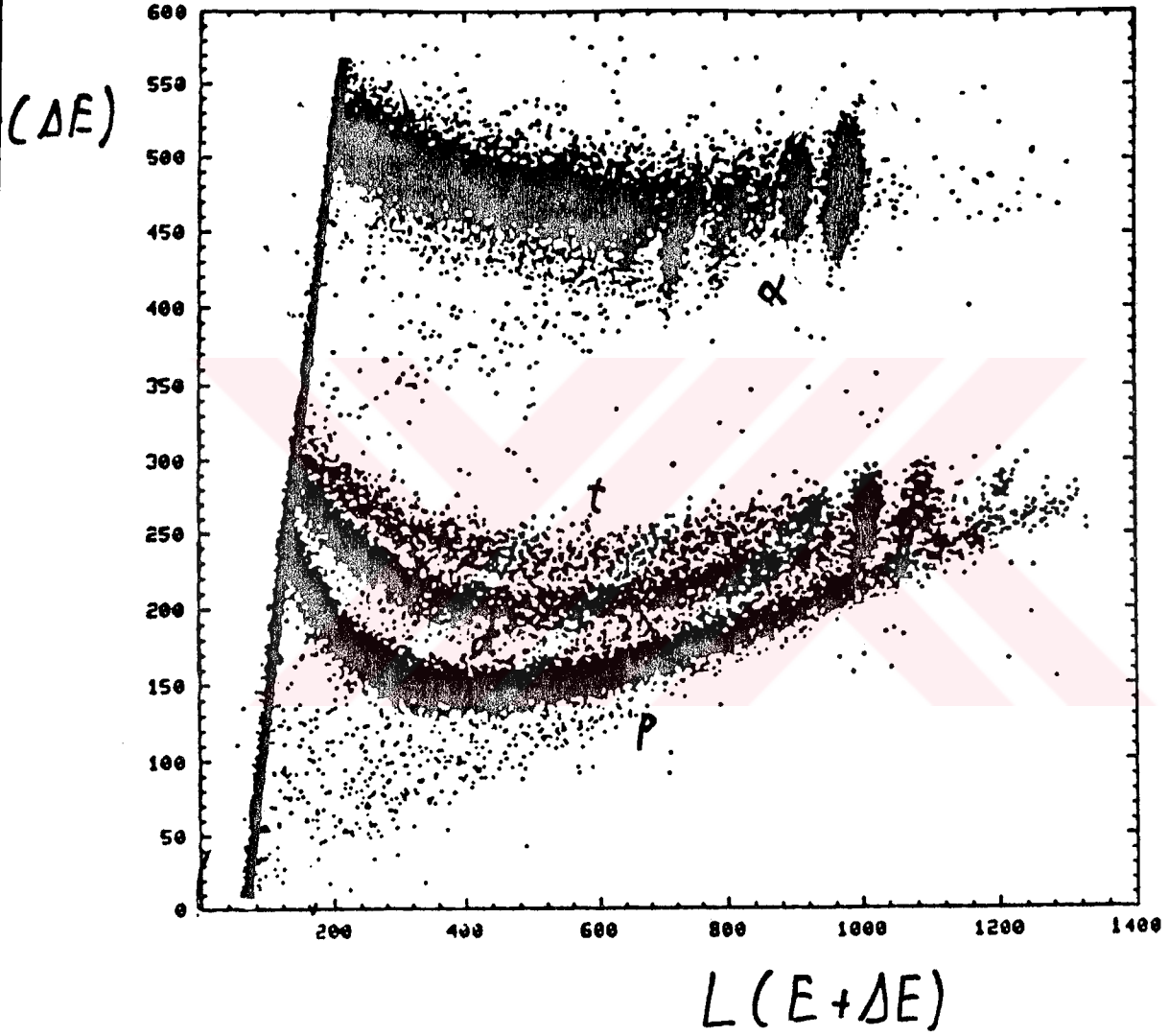
Burada; $\gamma (A,Z,S,E)$, E' ye bağlı birinci dereceden bir polinomdur. Bu polinomdaki E enerjisine karşılık gelen sinyalin genliği L(ΔE), L(E+ ΔE) aralığında olmak üzere C1.1. spektrumundan alınabilir. Diğer parametreler, örneğin a ve b değerleri, Z = 2, 3 ,4, 5, 6 elementleri için, tablo C2' den okunabilir. Not edilmesi gereken başka bir nokta ise parçacık sinyallerini elektronik sinyalden ayırmaktır. Dolayısı ile elektronik kalibrasyon noktasını ölçülerek bulunan parçacık noktalardan ayırt etmek gerekir. Elektronik kalibrasyon noktası her dedektör için L(ΔE) - L(E+ ΔE) spektrumun başlangıç noktasından okunabilir.

Bu noktalar kalibrasyon için, $E = 80$ MeV lik kinetik enerjiye sahip ve reaksiyonda açığa çıkan $Z = 1, 2, 3$ fragmentlerinin kesikli (discret) spektrumu ile Şekil C.1.1' den okunabilir.

Tablo C1 : Pilot - U ve BGO dedektöründe $Z= 2, 3, 4, 5, 6$ elementleri için kullanılan a ve b parametreleri

Det. Nr.:	Z		3		4		5		6	
	a	b	a *10 ⁻²	b	a *10 ⁻²	b	a *10 ⁻²	b	a *10 ⁻²	b
45	0.866	0.167	4.18	1.401	2.92	1.188	2.11	0.754	2.10	0.676
46	0.876	0.161	3.93	1.378	2.55	1.147	1.87	0.726	1.88	0.632
47	0.818	0.138	3.46	1.156	2.37	0.958	1.77	0.628	1.74	0.550
48	0.784	0.134	3.58	1.277	2.50	0.954	1.85	0.607	1.85	0.430
50	0.657	0.117	2.83	0.981	1.94	0.841	1.39	0.524	1.39	0.469
51	0.745	0.141	3.45	1.184	2.22	1.004	1.53	0.636	1.46	0.567
53	0.657	0.126	3.46	1.053	2.30	0.898	1.72	0.570	1.63	0.505
54	0.647	0.125	3.26	1.004	2.18	0.892	1.60	0.572	1.58	0.504
55	0.647	0.125	3.00	1.052	2.08	0.892	1.53	0.565	1.35	0.502
56	0.681	0.129	3.40	1.086	2.33	0.921	1.70	0.581	1.70	0.521
57	0.720	0.148	4.83	1.244	2.62	1.055	1.82	0.670	1.83	0.599
58	0.803	0.156	3.73	1.302	2.59	1.111	1.86	0.705	1.85	0.622
59	0.633	0.115	2.88	0.966	2.12	0.822	1.50	0.525	1.69	0.462
60	0.662	0.137	3.18	1.149	2.16	0.975	1.65	0.620	1.70	0.550
61	0.925	0.120	4.21	1.003	2.92	0.856	2.12	0.543	2.10	0.505
62	0.837	0.144	4.33	1.203	2.81	1.024	1.97	0.650	1.98	0.606
63	0.964	0.123	4.56	1.034	3.16	0.878	2.39	0.557	2.21	0.517
64	0.925	0.116	4.28	0.972	2.92	0.829	2.10	0.436	2.11	0.488
65	0.857	0.129	3.86	1.078	2.52	0.922	1.78	0.581	1.73	0.572
67	0.701	0.102	3.40	0.854	2.26	0.727	1.72	0.468	1.75	0.630
68	0.712	0.120	3.81	0.876	2.59	0.857	1.79	0.470	1.88	0.500
69	0.689	0.102	4.15	0.977	2.80	0.725	2.08	0.461	2.03	0.427
70	0.813	0.104	4.13	1.080	2.92	0.871	2.12	0.468	2.15	0.437
71	0.988	0.116	5.34	1.042	2.87	0.974	2.02	0.521	1.95	0.585
74	1.128	0.127	3.90	0.994	2.89	1.035	2.27	0.563	2.18	0.535
75	0.834	0.119	4.21	1.023	2.92	1.060	1.87	0.576	1.77	0.501
76	0.978	0.122	4.63	1.062	2.92	1.060	2.06	0.554	2.04	0.520
77	0.988	0.120	4.08	1.016	3.12	0.839	2.14	0.645	2.21	0.399
78	0.988	0.120	4.08	1.016	2.70	0.952	1.94	0.476	1.93	0.555
79	0.988	0.120	3.66	1.044	2.47	0.688	1.67	0.523	1.76	0.528
80	0.803	0.117	5.06	1.064	3.11	0.848	2.17	0.755	2.07	0.572
82	0.712	0.110	3.45	1.005	2.31	0.546	1.67	0.452	1.66	0.532
83	0.681	0.116	3.66	1.004	2.55	0.825	1.72	0.503	1.75	0.493
84	0.657	0.124	3.16	1.094	2.24	0.815	1.62	0.492	1.55	0.496
86	0.624	0.125	2.50	1.054	1.73	0.795	1.33	0.526	1.31	0.505
87	0.706	0.129	4.21	1.002	2.91	0.998	2.02	0.523	2.11	0.542
88	0.891	0.153	4.05	0.982	2.71	1.025	1.98	0.759	1.94	0.568
89	0.530	0.114	4.05	0.857	2.81	1.029	1.97	0.583	2.07	0.522
90	0.779	0.146	3.76	1.085	2.59	1.095	1.88	0.581	1.88	0.510
91	0.535	0.106	2.73	1.084	1.85	0.760	1.45	0.423	1.41	0.507
92	0.852	0.134	4.21	1.154	2.77	0.957	2.02	0.691	1.89	0.441

Genelde bahsettiğimiz metod , bütün A ve Z değerleri için geçerlidir, fakat kalibrasyon için yetersizdir. Enerji kalibrasyonu için fazladan bir kalibrasyon noktası gerekmektedir. Bu ilave kalibrasyon noktasını $Z \geq 3$ değerleri için yeni bir metod kullanak elde ettik. Bu metodu C2 bölümünde tanıtmaya çalışacağız.

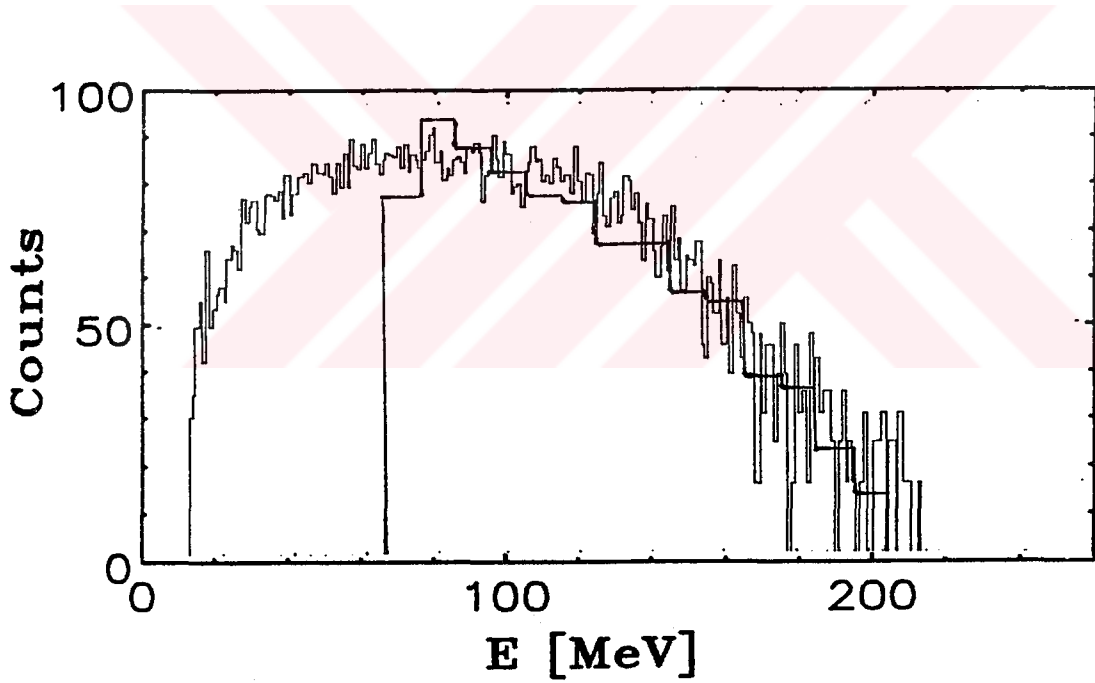


Şekil C1.1. Kalibrasyon ölçümü esnasında Phoswich dedektöründe elde edilmiş spektrum.

C2. Phoswich dedektörlerinin $Z \geq 3$ değerleri için kalibrasyonu.

(C2) denkleminde bilinmeyen $V^*a(A, Z)$ için elektronik başlangıç noktası ve durdurma enerji noktası bilinmemektedir. Geriye kalan bilinmeyen $V^*b(A, Z)$ idi, bu noktayı tespit etmek için de BGO kristalinde oluşan $L(\Delta E+E)$ sinyalini incelemek yeterlidir.

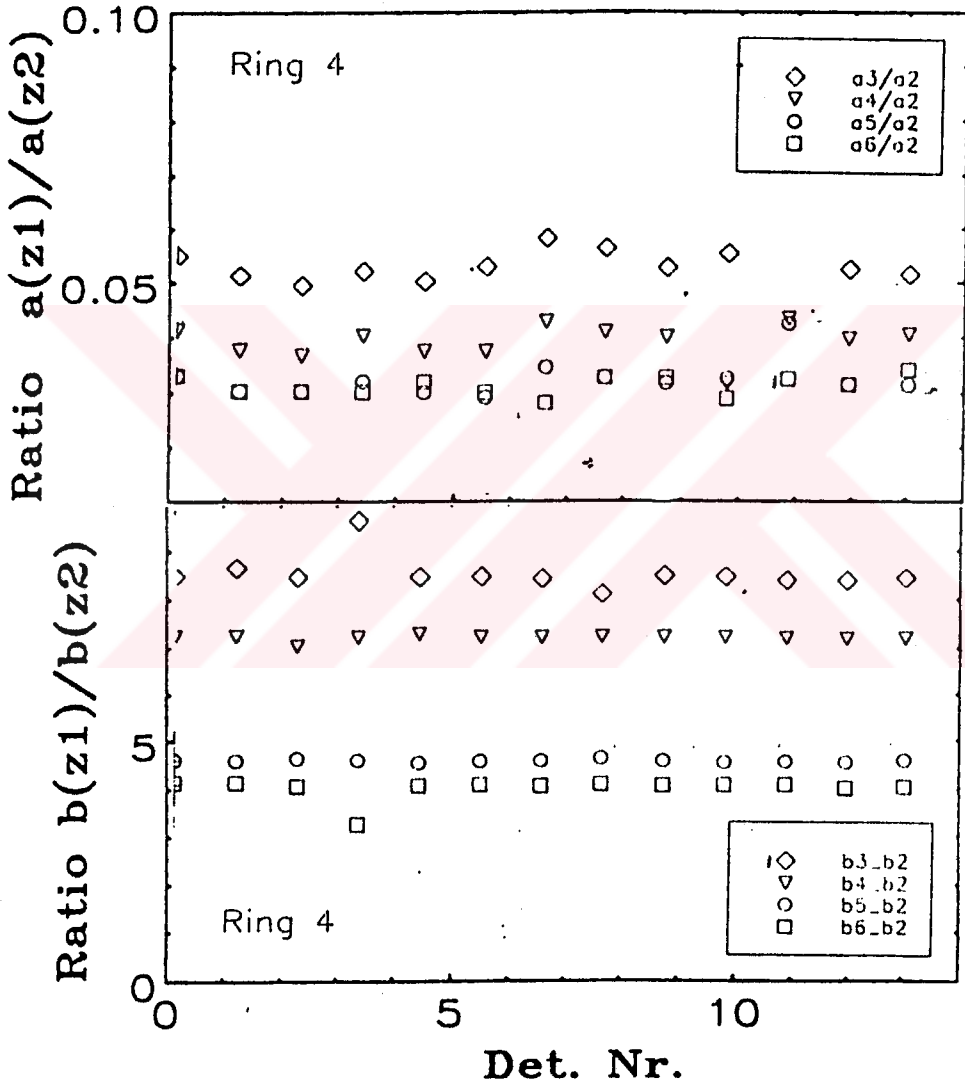
İkinci $V^*b(A, Z)$ noktası $Z \geq 3$ değerleri için Phoswich ile özdeş açıda ,yani $\theta = 23,50$ derecede teleskop dedektörle ölçülebilir. Burada dikkat edilmesi gereken nokta ise doğal olarak Phoswich ve teleskop dedektörle alınan spektrumların özdeş olma şartıdır. Şekil C2.2. bu şarta uyularak elde edilmiş, ^{12}C spektrumunda görüleceği gibi spektrum yüksek E enerjisine karşı gelen kısmında bu özdeşlik sağlanmıştır. Böylece kalibrasyon için gerekli olan ikinci noktada sağlanmış bulunmaktadır. Netice olarak 4, 5 ve 6 halkalarındaki Phoswich dedektörleri reaksiyon fragmentleri $Z=3, 4, 5, 6$ için kalibrasyon gerçekleştirilmiş olmaktadır.



Şekil C2.1. $Z = 6$ ve $\theta_{lab} = 23,5^\circ$ olan bir Phoswich ve teleskop dedektörleri ile elde edilen enerji spektrumlarının karşılaştırılması.

Kalibrasyonda referans noktasını diğer dedektöre uygulanması aşağıdaki formüle bağlanabilir. Bu orantı formülünün uygulanması, Şekil C2.1 spektrumu ile gösterilebilir.

$$\frac{a(A,Z)}{a(A=4, Z=2)} \quad \text{ve} \quad \frac{b(A,Z)}{b(A=4, Z=2)} \quad (C2.1)$$



Şekil C2.2. İki spektral ölçümünün karşılaştırılması

Şekil C2.2. ' de görüldüğü gibi iki spektrum arasındaki orantı sabittir. Burada kalibrasyonda kullanılan a sabiti ki biz buna durdurma noktası enerjisi de (stopped point energy) diyoruz. Burada b sabiti , iki spektrumu karşılaştırarak elde edilmiştir.



Tablo C2.3. VICKSI hızlandırıcısında kullanılan iyonların akım değerleri

Isotope	Sputtermaterial	Ion	analyzed currents [μ A]
^1H	TiH	H^-	-7,0
^7Li	LiH	$^7\text{Li}^1\text{H}^-$	-3,5
^{10}B	^{10}B	$^{11}\text{B}^-$	-0,5
^{12}C	^{12}C	$^{12}\text{C}^-$	10,0
^{13}C	FeC	$^{13}\text{C}^-$	-3,0
^{14}C	FeC	$^{14}\text{C}^-$	-1,0
^{14}N	50% TiN + 50% C	CN^-	-2,0
^{16}O	Cs_2CrO_4	$^{16}\text{O}^-$	-10,0
^{28}Si	^{28}Si	$^{28}\text{S}^-$	-4,0
^{31}P	GaP	$^{31}\text{P}^-$	-3,0
^{32}S	FeS	$^{32}\text{S}^-$	-5,0
^{36}S (41%)	FeS	$^{36}\text{S}^-$	-5,0
^{35}Cl	CsCl	$^{35}\text{Cl}^-$	-9,0
^{37}Cl	CsCl	$^{37}\text{Cl}^-$	-3,0
^{48}Ti	TiH	$^{48}\text{Ti}^1\text{H}^-$	-2,0
^{56}Fe	Fe_2O_3	$^{56}\text{Fe}^{16}\text{O}^-$	-1,5
^{54}Fe	Fe_2O_3	$^{54}\text{Fe}^{16}\text{O}^-$	-1,0
^{58}Ni	Ni	$^{58}\text{Ni}^-$	-4,0
^{64}Ni (50%)	Ni	$^{64}\text{Ni}^-$	-2,0
^{63}Cu	Cu	$^{63}\text{Cu}^-$	-9,0
^{65}Cu	Cu	$^{65}\text{Cu}^-$	-3,0
^{68}Zn (65%)	ZnO	$^{68}\text{Zn}^{16}\text{O}^-$	-1,5
^{82}Se (47%)	CdSe	$^{82}\text{Se}^-$	-3,0
$^{107}\text{Ag}^{109}\text{Ag}$	Ag	$^{107}\text{Ag}^{109}\text{Ag}^-$	-3,0
^{127}I	AgI	$^{127}\text{I}^-$	-8,0

ÖZET

Bu çalışmanın Giriş Bölümünde ağır iyon fiziğinin tarihsel gelişimi ve yapılmakta olan araştırmalar hakkında kısa notlar ve yeni bileşik modellerden örnekler verilmiştir. Ayrıca bu çalışmanın gerekliliği ve bilimsel amacı açıklanmıştır. Materyal ve Metod Bölümü'nde ise bu çalışmada kullanılan $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ ağır iyon reaksiyonu, VICKSI hızlandırıcısı ve ARGUS dedektör sistemi tanıtılmıştır. İlave olarak Phoswich dedektör sistemi tanıtılmış ve yarıiletken dedektörlerin fiziksel çalışma özelliği ve yapısı incelenmiştir. Aynı bölümde fiziksel etkileşme tesir kesitleri incelenmiştir. Üçüncü Bölüm'de ise çalışmada kullanılan fiziksel ve deneysel sistem tanımları ve bunların gerçekleştirilişi elde edilişi yer almıştır. Gene aynı bölümde kullanılan Monte-Carlo yöntemi anlatılmıştır. Tezin Tartışma ve Sonuç Bölümünde, 30 Mev/A lık bir bombardıman enerjisine sahip ^{32}S çekirdeği ^{58}Ni hedef çekirdek ile çarpışması sonucu oluşan bileşik çekirdeğin parçalanması (decay) olayı incelenmiştir. Deneysel ve Monte Carlo simulasyon yöntemi ile elde edilen spektrumlar karşılaştırılmış ve tartışılmıştır. Ek Bölümünde ise gerçekleştirilen deneylerin fiziksel yapısı tanıtılmış ve elektronik ölçüm sisteminin kapsamlı bir tanıtımı yapılmıştır. Deneyler Berlin Hahn Meitner İnstitüsü VICKSI hızlandırıcısı ve ARGUS dedektör sistemi ile gerçekleştirilmiştir.

SUMMARY

New Compound nuclei formation study on $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ with 960 MeV projectile

In the Introduction chapter of this investigation a short historical development has been given on the multifragmentation of highly excited nuclei. One of the reason of the multifragmentation studies is to understand the critical phenomenon related to a liquid-gas phase transition of the compound nuclei. In Material and Method chapter, we described the nuclear heavy ion interaction of $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ measured by ARGUS detector system. In the same chapter we also described the physical characteristic of the detecting system as well the principles of reaction probabilities and reaction cross-section. In the third section of the same chapter, we described the physical measuring system as well the electronic and experimental setup. We also described Monte-Carlo Simulation technique in the present chapter. Chapter of this thesis Discussion and Conclusion deals with reaction of 30 Mev/A ^{32}S projectile and ^{58}Ni target. In the same chapter, we also discussed the decay processes for newly formed compound nuclei and compared with one obtained by Monte-Carlo simulation technique. In Appendix, we further give detailed description of the measuring system, such as electronic and geometrical setup of the experiments. The entire experiment were conducted at Hahn Meitner Institut of Berlin.

KAYNAKLAR

- N. n Ajitanand, R. Lacey, G. F. peaslee, E. Duek and J. M. Alexander, Nucl. Inst. and Methods A243 (1986) 111-120
- N. N. Ajitanand, GANES : A computer Programm for the Simulation of Light Particle Evaporation in Heavy Ion Reactions.
- E. Bauge et al. Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 3705
- F. D. Becchetti, C. E. Thorn and M.J Levine, Nucl. Inst. and Meth. 138 (1976) 93
- W. Bohne, özel görüşmeler, 1993
- J. P. Bomdorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin, C. J. Pethick and K. Sneppen, Nucl. Phys. A443 (1985) 321-347
- J. P. offin International Journal of Modern Physics E1 (1992)739
- J. B. A. England, G. M. Field and T. R. Ophel, Nucl. Instr. and Meth. A280 (1989) 291
- M. Frome, User Manuel OLYMP, HMI (1985)
- H. Fuchs, Nucl. Instr. and Meth. 200 (1982) 361
- H. Fuchs and K. Möhring, Reports on Progress in Physics 57 (1994) 231
- Progr. Part. Nucl. Phys. 19 33-106
- C. Gregoire and F. Scheuter Phys. Lett. 127B(1984)21
- D: H. E. Gross et al, Phys. Lett 56(1986) 1544
- D. H. E. Gross and H. Massman, Nucl. Phys. A471 (1987) 339c-350c
- D. H. E. Gross and Zhang Xiao-Ze, Nucl. Phys. A495 (1989) 231c-244c
- D. H. E. Gross, Rep. Prog. Phys. 53 (1990) 605-658
- D. Hilscher, et al. Phys. rev. C36 1f(1987) 208
- Y. D. Kim, R. T. de Souza, D. R. Bowman, N. Carlin, C. K. Gelbke, w. G. Gong, w. G. Lynch, L Phair, M. B. Tsang, and F., Zhu, Phys. Rev. C45 (1992) 338
- S. E. Koonin, Phys. Lett. 70B (1987) 43
- D.B. Krofchek , G.D. Wilson , phys. Rev. Letter 63,1989, 2028-2031
- H. Morgenstern, W. Bohne, W. Galster, K. Grabisch, and A. Kyanowski, Phys.,. Rev. Lett. 52 (1984) 1104
- H. Morgenstern, W. Bohne , S. Proschitzki, Z. Phys. A344 (1993) 259-267
- K. Möhring et. al, Phys. Lett, B, Vol 203, No 3 (1989) 210
- C. A. Ogilvie et al. Phys. Rev. lett 67(1991)1214
- G. Pausch, W. Bohne, D. Hilscher, H. Homeyer, H. Morgenstern, A. Tutay and W. Wagner,
- Nucl. Instr. and Meth. A322 (1992) 43-52

- G. Pausch, W. Bohne, D. Hilscher, Nucl. Inst. and Meth. A337 (1994) 573-587
J. Pochodzalla, Habilitationsschrift Uni. Frankfurt, GSI-91-11 April 1991
C. Schwarz, Dissertation, Freie Universität Berlin (1991)
W. Seibet, K. E. Sundström and P. A. Tove, Nucl. Instr. and Meth. 113 (1973) 317
A. Siwek(a), A. Sourell, A. Budzanowski, H. fuchs, H.Homeyer, G. Pausch, W. kantor,
G. Röschert, C. Schwarz, W. Terlau, A. Tutay, Z.Phys. A 350ö 327-341 (1995)
A. Siwek (b), A. Budzanowski, H. fuchs, H.Homeyer, W. kantor, G. Pausch,
G. Röschert, C. Schwarz, W. Terlau, A. Tutay Acta Phys. polonica B Vol. 25 (1994)
A. Sourell, Disseratation, Freie Uni. berlin (1988)
W. Terlau, Dissertatio, Freie Uni. Berlin (1988)
TRIM, Monte-Carlo-simulation der Reichweiten von Ionen in Materie, J. P. biersack,
Hanhn-meitner Institut GmbH Berlin
R. Trockel et al., Phys. Rev. lett 59 (1987) 2844
H. A. Weidenmüller (1979) prog. Port. Nucl. Phys. 3, 49-12C

YURSEEÖGRETİM KURUMU
MANTASYON MERKEZİ

VIII. ÖZGEÇMİŞ

1955 ' yılında PERTEK - TUNCELİ ' de doğan Ali Tutay, ilk okulu Pirinçi' de orta ve lise öğrenimini Elazığ' da tamamlamıştır. 1982 yılında Berlin Teknik Üniversitesi Fizik Bölümüne girmiş, 1989 yılında yüksek lisans öğrenimini bitirip mezun olmuştur. Mayıs 1991 - Eylül 1994 yılları arasında doktora tezi hazırlamıştır. Doktora tezini İstanbul Üniversitesi ' nde tamamlamıştır. Halen İstanbul Üniversitesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır.



