

**YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**BİR D-T NÖTRON KAYNAĞINDA NÖTRON AKISININ
BELİRLENMESİ**

139653

Fizikçi Derya YILMAZ

139653

FBE Fizik Anabilim Dalında
Hazırlanan

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Tez Danışmanı: Prof.Dr. Metin SUBAŞI

Prof.Dr. Nizamettin Erduran

Nizamettin Erduran

Metin Subaşı

Prof.Dr. Hüseyin Güven

Hüseyin Güven

İSTANBUL, 2003

YÜKSEKÖĞRETİM ENSTİTÜSÜ
TAKDİR NAKLİYESİ

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ŞEKİL LİSTESİ.....	iii
ÇİZELGE LİSTESİ	iv
ÖNSÖZ	1
ÖZET	2
ABSTRACT.....	3
1. GİRİŞ	4
2. TEMEL BİLGİLER	6
2.1 Çekirdek Reaksiyonları.....	6
2.2 Nötronların atom çekirdeği ile etkileşmesi	7
2.3 Nötron akısının belirlenmesi	9
2.4 Nötron aktivasyonu yöntemiyle nötron akısının belirlenmesi	10
2.4.1 Nötron aktivasyon yöntemi uygulamasında yapılması gereken düzeltmeler.....	15
2.4.1.1 Ölü zaman düzeltmesinin yapılması	15
2.4.1.2 Darbe yığılma (pile-up) düzeltmesinin yapılması.....	16
2.4.1.3 Rastgele eş zamanlı (Coincidence summing) sayımların düzeltilmesi	16
2.4.1.4 Işınlama süresince nötron akısındaki değişimlerin hesaba katılması.....	17
2.5 Hızlı Nötron Akısının Ortak Tanecik Ölçme Yöntemi ile Belirlenmesi	20
3. DENEY DÜZENİ	27
3.1 Işınlama Sistemi.....	27
3.1.1 Alçak enerjili iyon hızlandırıcısı (Sames J-15).....	27
3.1.2 D-T Nötron ve Alfa kaynağı	30
3.1.3 Alfa parçacıklarının sayımı.....	32
3.1.4 Yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektörün kalibrasyonunun yapılması	34
3.2 Gama ışını ölçme sistemi	37
3.3 HPGe dedektörün verimi	39
4. DENEYSEL ÇALIŞMA	45
4.1 Tek kanallı analizörün kalibrasyonunun yapılması	50
5. DENEYİN YAPILIŞI	53
6. SONUÇ VE TARTIŞMA	58
KAYNAKLAR	61
ÖZGEÇMİŞ	63

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 2.1	Osiloskop ekranında undershoot görüntüsü	16
Şekil 2.2	Çeşitli açılarda farklı döteron enerjileri için katı aç çevirme faktörü.....	23
Şekil 3.1	İyon kaynağının hızlandırma kolonu ile birlikte şematik görünümü	28
Şekil 3.2	Sames J-15 alçak enerjili iyon hızlandırıcısı	29
Şekil 3.3	Çeşitli boş hedefler için döteronların build up sürelerine göre nötron verimi .	31
Şekil 3.4	Ortak tanecik hedef odasının teknik resmi	33
Şekil 3.5	^{241}Am , ^{244}Cm , ^{239}Pu karışımı alfa kaynağının yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektör ile çok kanallı analizörden elde edilen spektrumu.....	35
Şekil 3.6	SBD dedektörün enerji kalibrasyonu.....	35
Şekil 3.7	SBD dedektörün enerji kalibrasyon sisteminin elektronik şeması	36
Şekil 3.8	NaI ve Ge(Li) dedektörlerin ^{108m}Ag ve ^{110m}Ag dan yayılan gama ışınları için spektrumların karşılaştırılması	37
Şekil 3.9	HPGe dedektörün enerji kalibrasyonu.....	39
Şekil 3.10	Gama ölçüm sisteminin elektronik şeması.....	40
Şekil 3.11	Örneğin HPGe dedektöre yerleştirilme biçimi	43
Şekil 3.12	HPGe dedektörün verim eğrisi	44
Şekil 4.1	Trityum hedef ve dedektörün konumu	45
Şekil 4.2	Trityum hedefin döteron hüzmeleri ile bombardıman edilmesi sonucunda alınan ortak tanecik spektrumu (1)	46
Şekil 4.3	Trityum hedefin döteron hüzmeleri ile bombardıman edilmesi sonucunda alınan ortak tanecik spektrumu (2)	46
Şekil 4.4	Boş bakır hedef ve dedektörün konumu	47
Şekil 4.5	Boş bakır hedefin döteron hüzmeleri ile bombardıman edilmesi sonucunda alınan ortak tanecik spektrumu.....	48
Şekil 4.6	Ortak taneciklerin spektrumlarının karşılaştırılması. Bu karşılaştırmada MCA' nın ve Main Amplifier ın kazançları değiştirilmemiştir.....	49
Şekil 4.7	SCA' nın kalibrasyonunun yapılması için trityum hedefin döteron hüzmeleriyle bombardıman edilmesi sonucu alınan spektrum	50
Şekil 4.8	Tek kanallı analizörün kalibrasyonu için kurulan sistemin elektronik şeması .	51
Şekil 5.1	Trityum hedefin, SBD dedektörün ve Al_2O_3 örneğin konumu.....	53
Şekil 5.2	Ortak tanecik alfa parçacıklarının sayımı için kurulan elektronik düzenek	54
Şekil 5.3	Alfa parçacıklarının MCS spektrumu.....	55
Şekil 5.4	Al_2O_3 örneğin gama spektrumu.....	56

ÇİZELGE LİSTESİ

Çizelge 2.1	Al^{27} için meydana gelebilecek tepkileşimler	12
Çizelge 2.2	Ti, 3H ve TiT için hesaplanan (dE/dx) ve dw_{cm}/dw_{lab} büyüklükleri.....	25
Çizelge 3.1	Döteron – trityum tepkileşim özellikleri	31
Çizelge 3.2	Dedektör kalibrasyonu için üretilen ^{241}Am , ^{244}Cm , ^{239}Pu karışımli alfa kaynağının özellikleri	34
Çizelge 3.3	Standart gama kaynakları ile ilgili nükleer veri.....	38
Çizelge 4.1	Ürün parçacıkların enerjileri	47
Çizelge 5.1	^{27}Al çekirdeğinin (n, p) , $(n, 2n)$, (n, α) , (n, γ) tepkileşimlerinin bozunma karakteristikleri	57
Çizelge 6.1	Nötron sayısının ortak tanecik yöntemiyle bulunmasındaki belirsizlikler	59
Çizelge 6.2	Nötron sayısının nötron aktivasyon yöntemiyle bulunmasındaki belirsizlikler	59
Çizelge 6.3	Ortak tanecik sayma ve nötron aktivasyon yöntemleriyle elde edilen sonuçların karşılaştırılması.....	60

ÖNSÖZ

“ Bir D-T Nötron Kaynağında Nötron Akısının Belirlenmesi ” adlı bu tez Türkiye Atom Enerjisi Kurumu, Çekmece Nükleer Araştırma Fizik Bölümün’de gerçekleştirilmiştir. Tez çalışmam süresince bana yol gösteren, daima bilimsel konularda ve deneysel çalışmalarda akıl danıştığım tez danışmanım Sayın Prof. Dr. Metin SUBAŞI’ ya sağlamış olduğu destek ve yardımları için teşekkürlerimi sunarım.

Bu çalışmayı gerçekleştirebilmem için bana her türlü imkanı sağlayan Y.T.Ü. Fen Edebiyat Fakültesi Dekanı Sayın Prof. Dr. Durul ÖREN’ e ve Y.T.Ü.Fizik Bölüm Başkanı Sayın Prof. Dr. Emel ÇINGİ’ ya içtenlikle teşekkür ederim.

Deneysel çalışmalarım için bana kapılarını açan ÇNAEM Müdürlüğüne teşekkür ederim.

Çalışmam süresince her konuda bilgilerini ve tecrübelerini bana aktaran , destek ve yakınlıklarını esirgemeyen başta Bölüm Başkanı Dr. Atilla İskender REYHANCAN olmak üzere Ç.N.A.E.M. Fizik Bölümü elemanları

Gökçe TARCAN

Yıldıray ÖZBİR

Cüneyt ÖZBAYLI

Dr. Hamit ATASOY

Dr. Adnan BAYKAL

Dr. Adnan ELMALI ’ ya teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca çalışmam sırasında yardımını ve desteğini esirgemeyen Yrd. Doç. Dr. Ayşe ŞİŞMANOĞLU DURUSOY’a teşekkür ederim.

Son olarakta doğrudan veya dolaylı olarak yardımı dokunanlara ve her zaman bana destek olan aileme teşekkür ederim.

ÖZET

Bu çalışmada, bir nötron jeneratörünün mutlak verimi ortak tanecik yöntemi kullanılarak belirlendi. Deneyler Çekmece Nükleer Araştırma Merkezi Fizik Bölümünde bulunan hızlı nötron fiziği laboratuvarındaki Sames J-15 nötron jeneratörü ile yapıldı ve ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ reaksiyonu ile elde edilen 14- MeV' lik nötronlar katı bir trityum hedefin 150 keV' lik döteronlarla bombardımanı sonucu elde edildi. Ölçümlerde D-T reaksiyonundan 14-MeV nötronları ile eş zamanlı üretilen alfa parçacıkları vakumlanmış hedef odasında döteron hızına 90°' lik doğrultuda yerleştirilen küçük bir yüzey engelli dedektör ile sayıldı. Alfa dedektörü hedeften saçılan nötronların ve döteronların etkilerinden korunmak için 0.77 μm kalınlığında Al-folyo ile kaplandı ve hedeften 24 cm uzağa yerleştirildi. 14-MeV nötronların verimini hesaplamada trityum hedefte döteronların birikmesinden dolayı D-D nötronların katkısı, ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ reaksiyonundan gelen tritonların ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ reaksiyonundan alfa parçacıklarının eş zamanlı sayımıyla çıkartıldı.

Karşılaştırma amacıyla nötron verimi ${}^{27}\text{Al}(n,p){}^{27}\text{Mg}$ standart reaksiyonu kullanılarak nötron aktivasyon tekniği ile de ölçüldü. Sonuçların deneysel belirsizlik sınırları içinde birbirleriyle uyumlu oldukları bulundu.

Anahtar kelimeler: D-T nötron , ortak tanecik yöntemi

ABSTRACT

In this work absolute neutron yield of a neutron generator was determined using the associated particle method. The experiments were carried out on the SAMES J-15 neutron generator at the fast neutron physics laboratory of the Physics Department at Çekmece Nuclear Research Center and the 14-MeV neutrons were obtained through ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ reaction by bombarding a solid tritium target with 150 keV deuterons. In the measurements, alpha particles, which are produced simultaneously with the 14 -MeV neutrons in the D-T reaction was counted by a small surface barrier detector placed at 90° with respect to the deuteron beam in the evacuated target chamber. In order to prevent the damage due to fast neutrons and deuterons scattered from the target. The alpha detector was covered with a thin Al- foil ($0.77\ \mu\text{m}$) and placed 24 cm away from the target. In evaluating the 14-MeV neutron yield, contribution of D-D neutrons due to the build-up deuterons at the tritium target was eliminated by counting the tritons from the ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ reaction which are counted simultaneously with the alpha particles from the ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ reaction.

For comparison, neutron yield was also measured with the neutron activation technique using ${}^{27}\text{Al}(n,p){}^{27}\text{Mg}$ standard reaction. The results were found to be consistent with each other within the experimental uncertainties.

Keywords: D-T neutron, associated particle method

1. GİRİŞ

Hızlandırıcı nötronlarıyla yapılan çeşitli çalışmalarda önemli parametrelerden birisi de hedeften çıkan nötronların sayısıdır. Örneğin, hızlı nötron aktivasyon analizi veya füzyon reaktörleri için yapılan “blanket” deneylerinde reaksiyon hızı veya trityum üretim verimi gibi integral parametreleri tek bir nötron için ifade edildiklerinden bu deneylerde toplam nötron sayısının duyarlı bir doğrulukla bilinmesi gerekir (Subaşı, 1988).

Hızlandırıcı ile yapılan deneylerde hedeften çıkan nötronların sayısı foil aktivasyon yöntemi veya doğrudan nötron sayımına dayanan yöntemler (örneğin sıvı sintilatörler kullanarak) ile belirlenebileceği gibi nötronların üretildiği tepkileşimden eş zamanlı çıkan diğer yüklü parçacıkların sayımı ile de belirlenebilmektedir. Ortak tanecik yöntemi olarak adlandırılan bu sonuncu yöntem yaklaşık 50 yıldır nötron akısının belirlenmesi için kullanılmaktadır.

Alçak enerjili iyon hızlandırıcılarında kaynak olarak genellikle ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ tepkileşiminin kullanıldığı çalışmalarda nötronların sayısı, bu tepkileşimden nötronlar ile eş zamanlı olarak ortaya çıkan alfa parçacıklarının sayımı yapılarak mutlak olarak belirlenebilir. Bu çalışmada esas olarak bu yöntem ele alınmıştır.

Ortak tanecik yöntemi aynı zamanda sadece D-T tepkileşiminden çıkan nötronları değil, döteronların hedef üzerinde birikmesi sonucu meydana gelen ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ tepkileşiminden ortaya çıkan nötronların sayısını da belirlemek amacıyla kullanılabilir. Ancak ${}^3\text{He}$ ve ${}^3\text{H}$ gibi alçak enerjili parçacıkların hedeften gelen nötronların dedektörde oluşturduğu gürültü nedeniyle sayılamaması nedeniyle genellikle, sadece ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ tepkileşiminden çıkan protonların sayımı yapılabilmektedir. ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ tepkileşiminden çıkan nötronların sayısı ise her iki D-D tepkileşimi için bilinen diferansiyel tesir kesitlerinin oranından yararlanılarak belirlenir (Hertel vd.,1979).

Ortak tanecik yöntemi ince bir plastik sintilatör dedektör kullanılarak nötron uçuş zamanı ölçümü (TOF) tekniğinde nötronların hedeften çıkış anının tespit edilebilmesi için de kullanılmaktadır. Bu yöntemde hedeften çıkan nötrona enerjisi ve saçılma açısı bakımından bağımlı olan alfa parçacığının alfa dedektörüne geldiği anda yarattığı sinyal nötron uçuş zamanı ölçümü için başlangıç sinyali olarak kabul edilir (Erduran, Subaşı vd, 2001).

Bu çalışmada ortak tanecik yöntemi kullanılarak, Sames J-15 alçak enerjili iyon hızlandırıcısında döteron hüzmesiyle bombardıman edilen trityum hedeften $^3H(d,n)^4He$ tepkileşimi sonucu çıkan 14,1 MeV enerjili hızlı nötronların sayısı belirlenmiştir. Bu çalışmada sadece D-T tepkileşiminden çıkan nötronların sayısının belirlenmesi istendiğinden, sayımının yapıldığı sisteme bir tek kanallı analizör eklenerek alfa parçacıkları için doğrudan sayım alınmıştır.

Bulunan sonuçların karşılaştırılmasının yapılabilmesi için nötron aktivasyon yöntemide kullanılmıştır. Bu iki yöntemin uygulanmasıyla elde edilen değerler karşılaştırıldığında her iki yönteminde birbirleriyle hata sınırları içinde uyumlu sonuçlar verdiği görülmüştür. Aynı zamanda ortak tanecik yöntemiyle hızlı nötronların sayısının %2,3 belirsizlikle bulunması bu yöntemin nötron sayısının belirlenmesinde en duyarlı yöntem olduğunu göstermiştir.

Bu tezde öncelikle konuyla ilgili temel bilgiler verilmiş, daha sonra deney düzeni ve deneysel çalışmalar anlatılmıştır. Deney sonuçları, önceki çalışmalarla karşılaştırmalar ve sonuçların değerlendirilmesi ile tartışmalar son bölümde verilmiştir.

2. TEMEL BİLGİLER

2.1 Çekirdek Reaksiyonları

Atom çekirdekleri arasındaki etkileşmeler , yeni yeni çekirdeklerin elde edilmesi bakımından önemli oldukları gibi çekirdeklerin iç yapısı ve bu etkileşmelerin meydana gelme biçimleri hakkında bilgi edinmemizi sağlamaları nedeniyle de önemlidir. Bu etkileşmelerde , bir hedef çekirdeğin belli hızdaki bir mermi parçacık ile bombardıman edilerek başka bir çekirdek haline geçmesi sağlanabilir . Bu reaksiyonlarda, mermi parçacıkları olarak başlıca α (alfa), p (proton), n (nötron), β^- (elektron), β^+ (pozitron), d (döteron), t (triton) gibi yüklü taneciklerden Li, Be.. gibi ağır iyonlarda kullanılabilir.

Bir mermi parçacık çekirdeğe yaklaştığı zaman, Coulomb yasası gereği, bir itme kuvveti ile karşılaşır. Eğer taneciğin kinetik enerjisi kafi derecede büyükse çekirdeğin içerisine girerek orada kuvvetli ve çok kısa menzilli etki eden çekme kuvvetine maruz kalır ve böylece uyarılmış bir birleşik çekirdek meydana gelir. Bu birleşik çekirdeğin ömrü oldukça kısa sürer ($\sim 10^{-11}$ sn). Uyarılmış birleşik çekirdek minimum enerji düzeyine inmek için bir tanecik fırlatır. Bu tanecik ilk çekirdeği bombardıman eden tanecikle aynı olabilir veya olmayabilir .

Bu açıklamaların ışığı altında bir çekirdek reaksiyonunu

$$X + a \rightarrow Y + b + Q \quad (2.1)$$

şeklinde gösterebiliriz. Bu gösterimde a mermi parçacığı, X hedef çekirdeğine çarpmakta ve Y çekirdeği ile birlikte hedeften uzaklaşan b parçacığını meydana getirmektedir. Q reaksiyon sonucu ortaya çıkan enerji olup , reaksiyona giren taraftaki atomik kütleler toplamı ile reaksiyon ürünlerinin atomik kütleleri toplamı arasındaki fark alınarak hesaplanır . Eğer $Q > 0$ ise ürün çekirdeklerin dışarıya kinetik enerji çıkışı vardır ve reaksiyon ekzotermiktir. $Q < 0$ ise reaksiyon meydana gelebilmesi için dışarıdan enerji vermek gerekir. Yani

reaksiyon endotermiktir. Bazen Q için tek bir değer bulunamaz. Bu olay bize çekirdeğin uyarılmış halde olduğunu gösterir ve çekirdek normal hale gelebilmek için gama ışıını yapar ve bu da bize çeşitli Q 'lar arasındaki farkı açıklar. Bütün reaksiyon kısaca $X(a,b)Y$ şeklinde yazılır.

2.2 Nötronların atom çekirdeği ile etkileşmesi

Nötronlar yüksüz parçacıklar oldukları için Coulomb alanı etkisine uğramadan çekirdeğe yaklaşabilirler ve nükleer kuvvetlerin ulaşma uzaklığına girince çekirdek tarafından yakalanırlar. Her enerjide çekirdek ile yakın etkileşime girebilecekleri için reaksiyon tesir kesitleri, yani, etkileşmeye girme olasılıkları yüksektir. Nötronların kinetik enerjilerinin büyüklüğüne göre etkileşmeler farklı olabilir. Yani çekirdek reaksiyonlarında hemen hemen her enerjideki nötronları kullanmak mümkündür.

Nötronları enerjilerine göre sınıflandırırsak, oda sıcaklığında gaz molekülleri ile dengede bulunan nötronlara termik (ısı) nötronlar adı verilir ve bunların kinetik enerjileri ortalama 0,025 eV kadardır, kinetik enerjileri 0,025 eV ile 1 keV arasında olanlar yavaş nötronlar, 1 keV ile 0,5 MeV arasında olanlar orta hızlı nötronlar, 0,5 MeV ile 10 MeV arasında olanlar hızlı nötronlar ve kinetik enerjileri 10 MeV'dan büyük olanlar ise çok hızlı nötronlar olarak adlandırılırlar.

Nötronların maddeyle etkileşimi altı şekilde gerçekleşebilir.

1) Esnek saçılma (n,n)

Nötron bir atom çekirdeğine çarparak kinetik enerjisinin bir kısmını ona ilettikten sonra çekirdeğin fiziksel yapısında bir değişikliğe sebep olamadan çarpışma tesiriyle kendi geliş doğrultusundan başka bir doğrultuya sapar. Nötronların atom çekirdeklerinden esnek saçılmaları mekanikte momentum ve enerji korunumuna uygun bir şekilde meydana gelir.

2) Esnek olmayan saçılma $(n, n'), (n, n' \gamma), (n, 2n)$

Nötron çarptığı çekirdeğin içine girerek çekirdeğin fiziksel yapısını değiştirir. Fakat çok kısa bir zaman içinde kinetik enerjisinin bir kısmını çekirdeğe iletmiş olarak çekirdeği, geliş açısından farklı bir açı ve başlangıçtaki sahip olduğu kinetik enerjisinden daha az bir enerjiyle terkeder. Nötronun çekirdeği terketmesinden bir süre sonra çekirdek meydana gelen iç enerji fazlalığından kurtulmak için bir γ fotonu yayar ve temel enerji seviyesine döner. Kinetik enerjisinin bir kısmı iç uyarılma enerjisine dönüştüğünden nötronlar ile hedef çekirdek arasında kinetik enerji korunmaz.

3) Nötronların çekirdek tarafından tutulması (n, γ)

Hedef çekirdeğin üzerine gelen nötron çekirdeğin içine girebilir ve onunla birleşerek bombardıman edilen atomun yeni bir izotopunu meydana getirebilir. Örneğin alüminyum'un nötronlarla bombardıman edildiğini varsayalım.



T=2,2414 dk

Bu etkileşimde gama ışınlarının meydana gelmesi çekirdeğin reaksiyon sonucunda eksite bir halde kaldığını ve enerjisinin fazlasını gama ışınları şeklinde yaydığını ifade eder. Meydana gelen izotopun kütle numarası bir birim büyüktür. Meydana gelen izotop uyarılmış durumda ise ikinci bir bozunma sonucunda kararlı bir çekirdek haline gelir.

4) Filyon tepkileşimleri (n, f)

$Z > 30$ olan bütün çekirdekler üzerlerine gönderilen belirli bir kinetik enerjiye sahip olan nötronlar bombardıman edildiğinde hemen hemen eşit atom numaralarına sahip iki parçaya

bölünebilirler. Bu bölünme esnasında bir miktar $\bar{e}$, γ fotonu, nötrino ve nötronda açığa çıkar.

5) Yüksek enerjili nötronlar ile meydana gelen tepkileşimler ($E_n > 10$ MeV)

Yüksek kinetik enerjili bir nötron hedef çekirdeğe çarparak esnek olmayan saçılma yapar ve çok kısa bir zaman içinde gerisinde uyarılmış bir çekirdek bırakarak çekirdeği terkeder. Eğer çekirdeğin uyarılma enerjisi yeterince büyükse, çekirdek bu fazla enerjiyle γ fotonu yerine bir nötronda yayabilir.

6) Yüklü parçacık yayımlanmasına sebep olan nükleer tepkileşimler $(n, p), (n, d), (n, t), (n, \alpha), (n, \alpha p)$

Bunlar nötron enerjisine bağlı olarak meydana gelebilecek $(n, p), (n, d), (n, t), (n, \alpha), (n, \alpha p)$ tepkileşimleridir. Bu tepkileşimler sonucu oluşan çekirdekte uyarılmış durumda olabileceğinden tekrar bozunarak (β^- , β^+ gibi) stabil duruma geçer. Yüklü parçacıkların, çekirdeği terkedebilmeleri için coulomb potansiyel duvarını aşmaları gerektiğinden bu tepkileşimler en çok hafif çekirdekler ve hızlı nötronlar için meydana gelebilir. İstisna olarak bir kaç ekzotermik (n, α) reaksiyonu termik nötronlarla bile meydana gelebilir.

2.3 Nötron akısının belirlenmesi

Alçak enerjili iyon hızlandırıcısı hedefinden çıkan nötronların sayısını belirlemede, çoğunlukla, ortak tanecik sayma, nötron aktivasyonu ve sıvı sintilatörlerle ölçülen proton geri tepme spektrumunun nötron spektrumuna açılımı yöntemleri (unfolding techniques) kullanılır.

Bu çalışmada Sames J-15 iyon hızlandırıcısının 14,1 MeV enerjili nötronları için ortak tanecik sayma ve nötron aktivasyon yöntemleri beraber kullanılmıştır. Bu çalışmaya konu teşkil eden, daha ileride ayrıntılı olarak anlatılacak olan ortak tanecik yöntemi aslında yüksek vakum gerektiren ortak tanecik odasının tasarımının güç ve maliyetinin yüksek olması nedeniyle kolaylıkla uygulanabilen bir yöntem değildir. Bu yöntemde nötron akısı hızlandırıcıda $^3H(d,n)^4He$ tepkileşiminden hızlı nötronlar ile eş zamanlı olarak ortaya çıkan

alfa parçacıklarının sayımı ile doğrudan (mutlak) belirlenir. Genellikle yüzey engelli yarı iletken dedektörler (SBD) kullanılarak yapılan alfa parçacıklarının sayımında, bu dedektörlerin yakın sayım geometrisinde zarar görebileceğinden dolayı , plastik sintilatörlerde kullanılabilir. Bu yöntemde diğer yüklü parçacıkların ayırımı sintilatörün kalınlığının uygun seçimi ile yapılabilir (Kuijper vd, 1971). Alfa parçacıklarını diğer yüklü parçacıklardan ayırarak saymanın bir diğer yolu ise, sayım sistemine alfa parçacıkları ile eş zamanlı olarak çıkan nötronların sayımı için bir nötron dedektörünün (plastik sintilatör) eklenmesi ve yüzey engelli dedektörden gelen sinyallerin nötron dedektöründen gelen sinyallerle çakışması (coincidence) durumunda sayım almaktır (Subaşı,1988).

Çalışmamızda karşılaştırma amacıyla kullanılan ve yine gelecek paragraflarda ayrıntılı olarak anlatılacak olan nötron aktivasyon yöntemi oldukça doğru ve duyarlı sonuçlar vermesi ve kolay uygulanabilir olması nedeniyle genellikle tercih edilen bir yöntemdir. Bu yöntemde, nötron akısı, nötronlar ile ışınlanmış bir malzemenin gama spektrumunun alınarak ilgilenilen gama enerjisi için TET (tüm enerji tepesi) altındaki net alanın bulunması ile belirlenir. Nötron akısının ışınlama sırasında çeşitli nedenlerden dolayı değişimler göstermesi nedeniyle, genellikle ışınlama sırasında nötron akı monitörleri kullanılarak, aktivasyon yöntemiyle belirlenen nötron akısı üzerinde gerekli düzeltmeler yapılır (Subaşı, 1988).

Hızlı nötron akı spektrumu bir sıvı sintilatörle (örneğin NE 213) doğrudan da ölçülebilir. Bu ölçümün esası, hidrojen gibi hafif bir çekirdekten bir nötronun elastik saçılması sonucu bir proton geri tepmesine dayanır. Elastik saçılma sonucu reaksiyondan önce ve sonra toplam kinetik enerji korunduğu ve genellikle hedef durgun halde olduğu için reaksiyon ürünlerinin toplam kinetik enerjisi gelen nötronun enerjisine bağlıdır. Böylece organik sıvı sintilatörler ile ölçülen geri tepen protonun spektrumunun uygun açılımı yapılarak (unfolding) nötron akı spektrumu belirlenebilir. (Knoll, 1979)

2.4 Nötron aktivasyonu yöntemiyle nötron akısının belirlenmesi

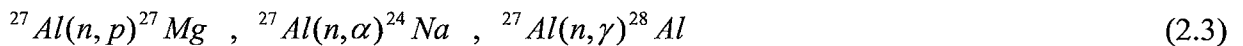
Nötronlarla ışınlanan, özel seçilmiş (standart) bir hedef malzemedan tepkileşim sonucunda radyoaktif çekirdekler meydana geliyorsa, bu aktivite belirlenerek nötron akısı, dolaylı olarak, belirlenebilir. Bu yöntem nötron aktivasyon yöntemi denir. Bu yöntemin uygulanmasında,

öncelikle, hedef olarak bir standart malzeme ile uygun bir nükleer reaksiyon seçilir. Hedef malzeme ışınlama için uygun şekile (toz, pelet gibi) getirilir. Belli enerjideki nötronlar ile ışınlanan hedef malzeme içinde meydana gelen radyoizotopların enerji fazlalığından kurtulmak için yayınladığı gamalarının sayımı yapıldıktan sonra sayım sonuçları analiz edilir.

Hedef malzemenin seçimi çok önemlidir. Bombardımanda kullanılacak nötronların enerjisinde nötron tepkileşim kesiti büyük olan ve çok iyi bilinen bir malzeme seçilmelidir. Aynı zamanda tepkileşim sonunda ortaya çıkacak ürün çekirdek, basit bozunum şemasına ve yeterince uzun yarılanma süresine sahip olmalıdır. Gama spektrumundaki çizgilerde bir girişim oluşmaması için tek izotoplu bir elementin seçilmesi daha uygundur. Diğer bir dikkat edilmesi gereken özellik de seçilen malzemenin yüksek kimyasal saflıkta olmasıdır.

Uygun bir nükleer reaksiyon seçiminde ise ; yüksek aktivitenin uygun bir ışınlama süresi içinde meydana gelmesi, üretilen radyoizotopun uygun bir yarı ömre sahip olması, radyoizotop tarafından yayılan radyasyon tipinin ve enerjisinin büyük sayım güçlükleri sunmaması ve girişen reaksiyonları minimum sayıda kapsamaması gibi gözönüne almamız gereken durumlar vardır.

Bazen aynı radyoizotop için birden fazla reaksiyon kanalı söz konusu olabilir. Örneğin hızlı nötronlar ile bombardıman edilen Alüminyum üç farklı reaksiyona uğrayabilir.



Bunlar içinde (n, γ) tepkileşimi reaktörlerde yapılan çoklu element analizinde en çok kullanılan bir reaksiyondur. Genelde (n, γ) tepkileşiminin tesir kesiti termal nötronlarda hızlı nötronlardan daha yüksektir. (n, α) ve (n, p) nötron etkileşimleri ise, bir kaç (n, α) ekzotermik reaksiyonu dışında eşik nötron enerji değerleri gerektiren hızlı nötronlarla meydana gelen reaksiyonlardır. Bu yüzden eğer hızlı nötronlar ile çalışılacaksa genellikle (n, α) veya (n, p) reaksiyonları seçilir.

Çizelge 2.1 Al^{27} için meydana gelebilecek tepkileşimler (Karlsruher, 1974)

	P^{28} ($\alpha, 3n$)	P^{29} ($\alpha, 2n$)	P^{30} (α, n)
	Si^{27} (p, n)		
Al^{25} ($n, 3n$)	Al^{26} ($n, 2n$) (γ, n)	Al^{27} hedef çekirdek	Al^{28} (n, γ) (d, p)
			Mg^{27} (n, p)
	Na^{24} (n, α) (n, nHe^3)	Na^{25} (n, He^3) (n, pd)	

Sabit bir Φ akısı ile ışınlanan, kütlesi m olan d kalınlıklı malzeme içinde, birim zaman ve birim yüzeyde meydana gelen tepkileşim sayısı;

$$R = \Phi [1 - \exp(-\sigma \cdot n' \cdot d)] \quad (2.4)$$

bağıntısıyla verilir. Burada σ , E_n nötron enerjisindeki tepkileşim kesitini (olasılığını) göstermektedir. n' ışınlanan malzemenin birim hacmindeki hedef atomlarının sayısını göstermektedir. Genelde $(\sigma \cdot n' \cdot d) \ll 1$ olduğundan ışınlanan tüm malzeme için (2.4) bağıntısı

$$R = \Phi \sigma (N_A / A) \cdot h \cdot m = \Phi \cdot \sigma \cdot n \quad (2.5)$$

şeklinde yazılabilir. Burada,

$$n = \frac{m \cdot N_A \cdot h}{A} ; \text{ışınlanan malzeme içindeki hedef çekirdek sayısı}$$

m ; ışınlanan elementin net ağırlığı (g)

N_A ; Avogadro sayısı ($6,022045 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

A ; hedef çekirdeğin atom ağırlığı (g/mol)

$h = h(A, Z)$; ışınlanmış malzeme içindeki tepkileşime giren izotopun doğal zenginliğidir.

Eğer t anındaki radyoaktif ürün çekirdeklerin sayısı $N(t)$ ise ve birim zamanda birim yüzeyde meydana gelen tepkileşim sayısının ışınlama süresi boyunca değişmediği varsayılırsa λ bozunma sabitini göstermek üzere, dt süresi içinde bozunan $dN(t)$ çekirdek sayısı, yani, çekirdek sayısının birim zamandaki değişim hızı;

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \lambda N(t) \quad (2.6)$$

diferansiyel denklemi ile verilir. Bu denklemin çözümünden,

$$\lambda_0 \equiv \Phi \cdot \sigma \quad (2.7)$$

tanımı ile, ışınlamanın herhangi bir t anındaki radyoaktif çekirdek sayısı;

$$N(t) = [(n\lambda_0)/(\lambda - \lambda_0)] [\exp(-\lambda_0 t) - \exp(-\lambda t)] \quad (2.8)$$

olarak elde edilir. $\lambda_0 \ll \lambda$ olduğundan;

$$N(t) = \frac{n\sigma\Phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.9)$$

ışınlamanın bitiminden sayımın başlangıcına kadar geçen t_b bekleme süresi boyunca ürün çekirdeklerin sayısı ($e^{-\lambda t_b}$) kadar, t_s sayım süresi boyunca ($1 - e^{-\lambda t_s}$) kadar azalır. Böylece t_1 ışınlama süresi olmak üzere sayma işleminin sonunda bozulmadan kalan radyoaktif ürün çekirdek sayısı

$$N = \frac{n\sigma\Phi}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t_1})(e^{-\lambda t_b})(1 - e^{-\lambda t_s}) \quad (2.10)$$

olur.

Deney koşullarının da (dedektör verimi, ölçme katı açısı vs.) ifadeye eklenmesi ile ışınlanan örnek hacmi içinde ortalama nötron akısı

$$\Phi = \frac{P(E_\gamma)}{(N_A/A).m.h.\sigma(E_n).f.\Omega\varepsilon(E_\gamma)Z} \quad (2.11)$$

şeklinde bulunur. Birimi nötron/s.cm² olarak gösterilir. Burada,

$$Z = \frac{1}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t_1})(e^{-\lambda t_b})(1 - e^{-\lambda t_s}) \quad (2.12)$$

süreler saniye cinsinden olmak üzere, zaman faktörünü göstermektedir. Ayrıca

$P(E_\gamma)$; t_s sayım süresi sonunda ölü zaman düzeltmesi yapılmış spektrumda E_γ enerjisindeki fotonlara ait net fotopik (TET: tüm enerji tepesi) alanı

f ; E_γ enerjisindeki fotonların toplam bozunumdaki oranı

Ω ; ışınlanan örnek hacmi içerisinde gamaların soğurulmasını da içeren sayım katı açısı

$\varepsilon(E_\gamma)$; E_γ enerjisindeki fotonlar için gama sayım sisteminin mutlak fotopik verimini gösterir.

2.4.1 Nötron aktivasyon yöntemi uygulamasında yapılması gereken düzeltmeler

Deneysel çalışmaların geçerli olabilmesi için ölçümlerin alınması veya değerlendirilmesi sırasında yapılan hataların nereden ve nasıl geldiğinin belirlenerek gerekli düzeltmelerin yapılması gerekmektedir. Bunlar aşağıdaki paragraflarda verilmiştir.

2.4.1.1 Ölü zaman düzeltmesinin yapılması

Dedektör sistemlerinde arka arkaya gelen sinyallerin iki farklı sinyal olarak kaydedilebilmesi için belli bir minimum zaman aralığına gerek vardır. Ölü zaman olarak adlandırılan bu zaman aralığında gelecek diğer sinyallerin değerlendirilebilmesi için aletin ilgilendiği sinyalin işleminin bitmesi gerekir. Yani ölü zaman içinde gelen diğer sinyaller algılanamazlar. Böylece ortaya sayım sisteminin gerçek sayım süresi (true time, TT) ve sistemin aktif olarak sayım yapabildiği aktif sayım süresi (life time, LT) olarak iki farklı süre ortaya çıkar. Bu nedenle doğru sayım elde etmek için ölü zaman düzeltmesinin yapılması gerekir.

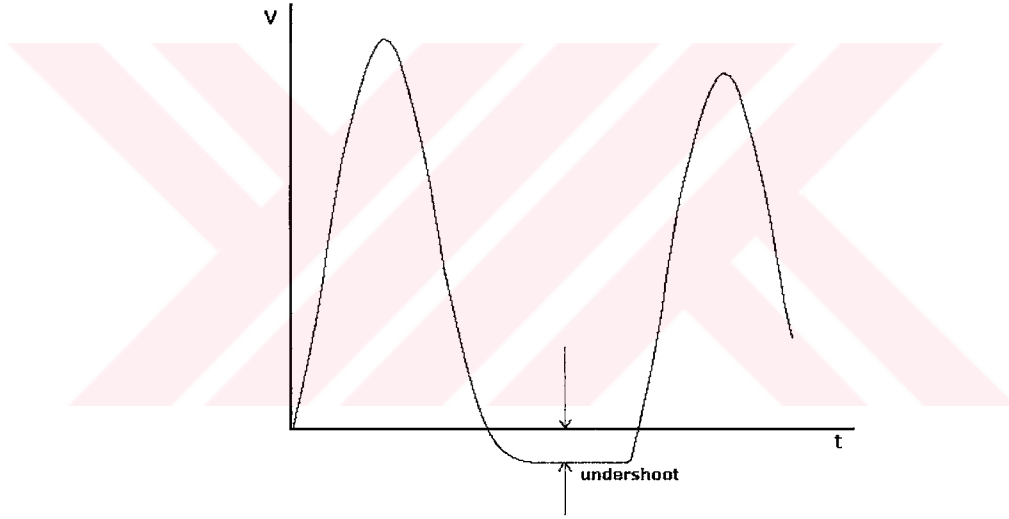
Gerçek sayım değeri (GS), çok kanallı analizörde elektronik olarak verilen gerçek sayım süresinin aktif sayım süresine oranının TET altındaki alanla (S) çarpılarak ölü zaman düzeltmesinin yapılması sonucunda bulunur. Bu çalışmada da ölü zaman düzeltmesi

$$\text{yapılırken bu yöntem kullanılmıştır} \left[GS = \frac{TT}{LT} S \right].$$

2.4.1.2 Darbe yığılması (pile-up) düzeltmesinin yapılması

Yüksek sayım hızı gerektiren çalışmalarda dedektöre gelen bazı sinyallerin eş zamanlı olması yüzünden bu sinyaller birbirleriyle girişim yapabilirler. Bunun sonucunda yükselticinin çıkışında bu sinyallerin gaussien dağılımından uzak deforme bir şekle sahip olduğu veya şekillenme zamanı (shaping time) sonunda temel seviyeye inmeyerek kuyruk şeklinde bir uzantı yaptığı görülebilir. Bu duruma darbe yığılması (pile-up) adı verilir.

Bu olay sayım sayım kayıplarına neden olacağı için sinyal genişliğini küçültmek veya yükselticinin sıfır (pole-zero) ayar düğmesi ile temel seviyeye uygun duruma getirerek darbe yığılmasını en aza indirmek gerekir.



Şekil 2.1 Osiloskop ekranında undershoot görüntüsü

2.4.1.3 Rastgele eş zamanlı (Coincidence summing) sayımların düzeltilmesi

Radyoaktif çekirdekten dedektörün ayırma zamanından daha kısa bir zaman aralığında iki veya daha fazla gamanın kaskat yayımlanması da sayım kayıplarına neden olmaktadır. Dedektöre kaskat olarak gelen gama ışınlarından ilki tüm enerjisini dedektör içerisinde harcarken diğeri sistemin ayırma zamanı içinde dedektörle etkileşeceğinden dedektörde oluşan darbe her iki olaya ait darbelerin toplamı olacaktır. Böylece dedektörde her iki darbeden daha büyük tek bir darbe algılanacağından sayım kaybı meydana gelecektir. Bu

olay rastgele eş zamanlı (coincidence summing) sayım olarak adlandırılır.

2.4.1.4 Işınlama süresince nötron akısındaki değişimlerin hesaba katılması

Nötron akısının tüm ışınlama süresince sabit kaldığı kabul edilse de, ışınlama süresince rastgele değişimler göstermektedir. Hızlandırıcıda zamana bağlı olarak, yüksek gerilim biriminde gerilimin, ana hızlandırma biriminde vakumun, iyon kaynağında iyonlaşan parçacık sayısının ve soğutma ünitesinde sıcaklığın değişimler göstermesi ayrıca hedef malzemenin aktivitesinin değişmesi (trityum oksitlenmesi) gibi sebepler nötron akısındaki bu rastgele değişimlerin nedeni olabilir. Bu yüzden de T_I ışınlama süresince ortalama bir nötron akısının belirlenmesine ihtiyaç duyulur ve $(0, T_I)$ aralığında ortalama nötron akısı

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{T_I} \int_0^{T_I} \Phi(t) dt \quad (2.13)$$

olarak ifade edilebilir. T_I ışınlama süresi, n tane küçük zaman aralığına bölünerek nötron akısının değişmez kabul edilebileceği Δt zaman aralığı alınırsa,

$$\Delta t = \frac{T_I}{n} \quad (2.14)$$

ışınlama süresinin k tane Δt zaman aralığı için (2.13) eşitliği

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{T_I} \sum_{k=1}^n \Phi(k) \Delta t \quad (2.15)$$

şeklinde de gösterilebilir ve k 'nıncı Δt zaman aralığında oluşan aktif çekirdek sayısı; ışınlamanın herhangi bir t anındaki aktif çekirdek sayısı

$$N(t) = \frac{n_0 \sigma \Phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}); \quad n_0 = \frac{m N_A h}{A} \quad (2.16)$$

ise,

$$N_k = \frac{n_0 \sigma \Phi(k)}{\lambda} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \quad (2.17)$$

ifadesi ile gösterilebilir.

N^* , $k \Delta t$ zaman aralığında oluşan ve ışınlama bitiminde hala var olan aktif çekirdek sayısını göstermek üzere

$$N^* = \sum N_k^* = \frac{1}{\lambda} n_0 \sigma e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda \Delta t}) \sum_{k=1}^n \Phi(k) e^{k \lambda \Delta t} \quad (2.18)$$

ifadesi ile tanımlanabilir. Işınlamanın bitiminden T_b bekleme süresi ve T_s sayım süresi boyunca ölçülen E enerjisindeki fotopik'in alanı

$$P(E_\gamma) = \Omega f \varepsilon(E_n) \int_{T_1+T_b}^{T_1+T_b+T_s} \lambda N^*(t) dt \quad (2.19)$$

olarak verilebilir. Bu ifadede N^* eşitliği yerine yerleştirildiğinde

$$P(E_\gamma) = n_0 \sigma f \Omega \varepsilon(E_n) \left(\frac{1}{\lambda} \right) (1 - e^{-\lambda \Delta t}) (e^{-\lambda T_b}) (1 - e^{-\lambda T_s}) \sum_{k=1}^n \Phi(k) e^{k \lambda \Delta t} \quad (2.20)$$

haline dönüşür.

Işınlama sırasında nötron akısının sabit kaldığı durumda bekleme ve sayım sürelerinin sonunda elde edilen toplam sayım

$$P(E_\gamma) = \frac{n_0 \Phi \varepsilon \sigma f \Omega}{\lambda} (1 - e^{-\lambda T_i})(e^{-\lambda T_b})(1 - e^{-\lambda T_s}) \quad (2.21)$$

ifadesi ile verilir. (2.15), (2.20), (2.21) bağıntılarından nötron akısı için bir düzeltme faktörü bulunabilir. Bunun için, ışınlama sırasında nötron akısı hakkında bilgi edinebilmek için kullanılan nötron akı monitör (NAM) sayımlarından (M_k) yararlanılır. NAM olarak kullanılan dedektörlerde nötronlar ya da aynı tepkileşimden çıkan proton, alfa gibi ortak parçacıkların sayımı yapılır. Bu deneyde nötronlar ile aynı tepkileşimden çıkan alfa parçacıklarının sayımı yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektör tarafından yapılmıştır.

M_k , nötron akı monitörü sayımlarının nötron akısına lineer bağımlılığı ($M_k = \text{sabit}, \Phi_k$) gözönünde tutularak akı için düzeltme faktörü

$$D \equiv \frac{\Delta t}{T_i} \left(\frac{e^{\lambda T_i} - 1}{1 - e^{-\lambda \Delta t}} \right) \left[\frac{\sum_{k=1}^n M_k}{\sum_{k=1}^n M_k e^{k \lambda \Delta t}} \right] \quad (2.22)$$

tanımı kullanılarak bulunan ortalama nötron akısı

$$\langle \Phi \rangle = \left[\frac{P(E_\gamma)}{(N_a / A) m h \sigma(E_n) f \Omega \varepsilon(E_\gamma) Z} \right] D \quad (2.23)$$

ifadesi ile gösterilebilir.

Yukarıda sözü edilen düzeltmeler sırasında yapılan hatalar ve kullanılan nükleer verilerdeki belirsizlikler göz önüne alınırsa nötron akısının hesaplanmasında beklenen hata,

$$\left(\frac{\sigma_{\Phi}}{\Phi}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{P(E\gamma)}}{P(E\gamma)}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{n}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\sigma}}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\varepsilon}}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_f}{f}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_z}{z}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Omega}}{\Omega}\right)^2 \quad (.2.24)$$

ifadesiyle verilebilir. Burada σ ' lar söz konusu büyüklüklerdeki belirsizlikleri göstermektedir.

2.5 Hızlı Nötron Akısının Ortak Tanecik Ölçme Yöntemi ile Belirlenmesi

Nötron hızlandırıcısında ${}^3H(d,n){}^4He$ tepkileşimi sonucunda nötronlarla aynı zamanda ortaya çıkan alfa parçacıklarının enerjileri ile yayınlanma açıları birbirine bağlı olduğundan alfa parçacıklarının izlenmesi yoluyla nötron akısı hakkında bilgi edinilebilir. Bu yönteme “ortak tanecik sayma” (APM, associated particle method) denir . Bu yöntemde nötronlar ile aynı zamanda üretilen parçacıkların sayımı amaçlandığı için hedef odasında yani, vakum altında çalışan küçük dedektörlerden (yüzey engelli, “SBD”, yarı iletken dedektörler) yararlanılır.

${}^3H(d,n){}^4He$ tepkileşimi sonucunda hedefte üretilen 14 MeV nötronlarının sayıları ile dedektör tarafından sayılan α parçacıklarının sayıları arasındaki ilişki aşağıdaki bağıntı ile ifade edilebilir.

$$N_n = N_a (4\pi/\Omega) R(E_d, \Theta_a) \quad (2.25)$$

Burada Ω alfa dedektörünün hedefi gördüğü katı açığı gösterirken, $R(E_d, \Theta_a)$ 'da hedefe

çarpan döteronların enerjisine (E_d) ve α dedektörünün döteron hüzmesiyle yaptığı açıya (Θ_a) bağlı olan anizotropi düzeltme faktörü olup

$$R(E_d, \Theta_a) = \frac{\int \sigma(E).n(E).(dE/dx)^{-1} dE}{\int \sigma(E).n(E).(dw_{cm}/dw_{lab})(dE/dx)^{-1} dE} \quad (2.26)$$

ile verilir. Burada,

$\sigma(E)$; D-T reaksiyonu için kütle merkezi sistemindeki diferansiyel tesir kesidi

dE/dx ; Döteronların hedef malzeme içindeki enerji kayıp oranı

dw_{cm}/dw_{lab} ; Dedekte edilen alfa parçacıkları için kütle merkezi (CM) sisteminden laboratuvar (LAB) sistemine katı açı çevirme faktörü

$n(E)$; Döteronların E enerjisine sahip oldukları hedef içindeki konumlarında hesaplanan trityum atom yoğunluğu'dur.

Bu ifade elde edilirken aşağıdaki varsayımlar yapılmıştır;

- 300 keV'a kadar olan döteron enerjileri için reaksiyon ürünleri izotropik olarak dağılmışlardır.
- Hedef, döteronları durdurmaya yetecek kadar homojen yerleşmiş trityum atomları içermektedir.
- Hedefe gelen tüm döteronlar hedef tarafından yutulurlar.
- dE/dx , döteronlar için $0 < E < 300$ keV aralığında oldukça iyi bilinir.

Alfa parçacıklarının emisyonunun laboratuvar açısına (Θ_a) bağlı olan kütle merkezi (CM) sisteminden laboratuvar (LAB) sistemine katı açı çevirme faktörü,

$$\frac{dw_{cm}}{dw_{lab}} = \frac{b(\cos \Theta + (1/b^2 - \sin^2 \Theta)^{1/2})^2}{(1/b^2 - \sin^2 \Theta)^{1/2}} \quad (2.27)$$

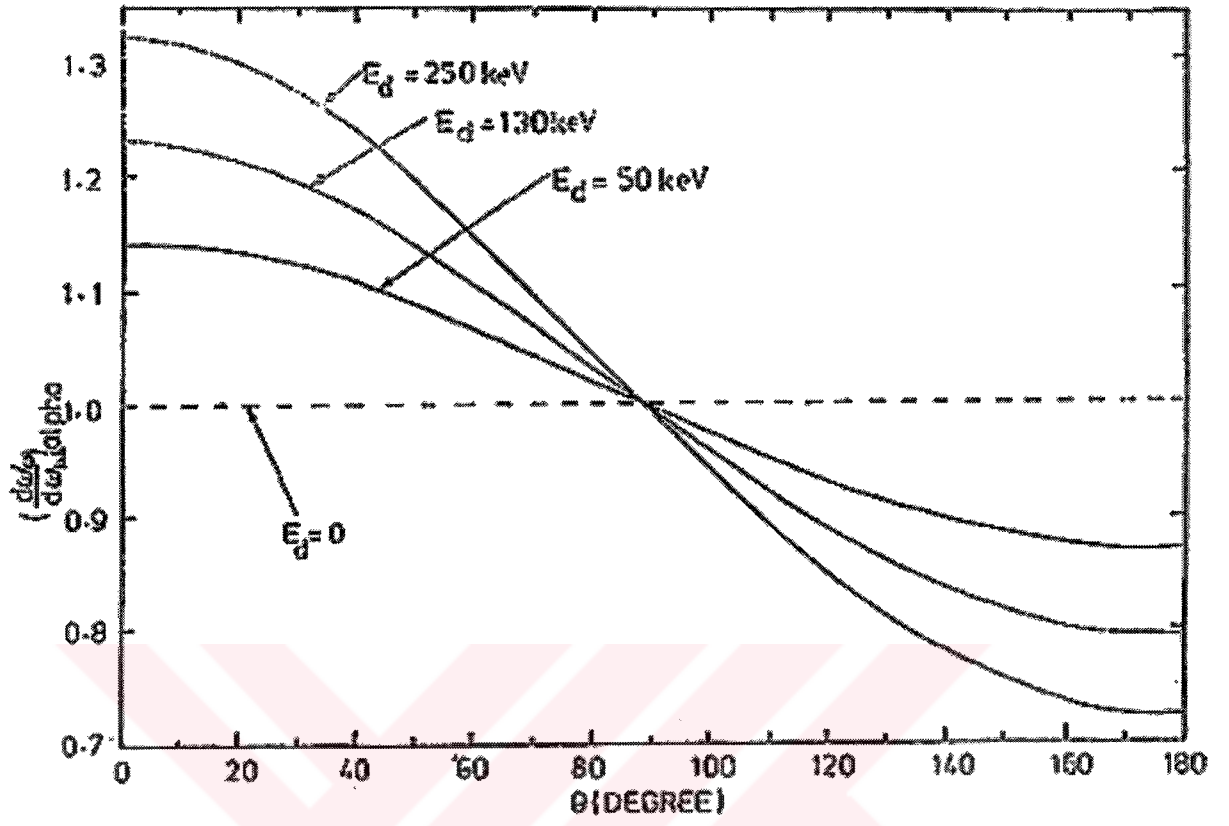
ifadesiyle belirlidir. Burada,

$$\frac{1}{b^2} = \left(\frac{m_n}{m_a} \right) \left(\frac{m_d + m_t}{m_d} \right) \left(\frac{m_t}{(m_d + m_t)} + \frac{Q}{E_d} \right) \quad (2.28)$$

olup Q reaksiyonun enerjisi, m_d, m_t, m_n, m_a ise sırasıyla döteron, triton, nötron ve alfa parçacıklarının kütleleridir.

Şekil 2.2'e bakıldığında çeşitli döteron enerjileri için alfa dedektörünün döteron hüzmesine dik (90°) konumda olması halinde, katı açı çevirme faktörü dw_{cm}/dw_{lab} 'ın döteron enerjisinden bağımsız olduğu görülür. Literatüre bakıldığında dw_{cm}/dw_{lab} enerjinin çok yavaş değişen bir fonksiyonudur. Örneğin, 0'dan 500 keV'a giderken oran 1'den 0,9775'e gider. Eğer $n(E)$ sabitse integralde paydada bulunan dw_{cm}/dw_{lab} 'ın ağırlıklı ortalaması 500 keV'da 0,9911 ve 350 keV'da 0,9926 dır. (Benveniste,1960)

Aynı şekilde görüldüğü gibi dw_{cm}/dw_{lab} 'ın hedef üzerinde homojen dağılmamış trityumlardan ve tesir kesidi değerlerindeki belirsizliklerden de etkilenmediği görülür. Bu yüzden α parçacıklarının mümkün olduğunca duyarlı sayımı için alfa dedektörünün döteron hüzmesine dik bir doğrultuda yerleştirilmesi doğru olur. Aynı zamanda dedektörler için 90° den farklı açılarda, hedef üzerinde homojen yerleşmemiş trityum atomları verim hesaplamalarında da çok ciddi hatalara neden olur. O halde alfa sayıcısının döteron hüzmesine 90° açı ile yerleştirilmesi hesaplamalardaki pek çok zorluğu sona erdirecektir. Bizim çalışmamızda'da alfa dedektörü ile döteron demeti arasındaki açı 90° olarak seçilmiştir.



Şekil 2.2 Çeşitli açılarda farklı döteron enerjileri için katı aç çevirme faktörü (Subaşı, 1988)

Bu durumda,

$$R_{90^\circ} = \frac{\int_0^E n(E) \sigma_{cm}(\Theta, E) (dE/dx)^{-1} dE}{\left(\frac{dw_{cm}}{dw_{lab}} \right)_{90^\circ} \int_{90^\circ}^E n(E) \sigma_{cm}(\Theta, E) (dE/dx)^{-1} dE} = \frac{1}{\left(\frac{dw_{cm}}{dw_{lab}} \right)_{90^\circ}} \quad (2.29)$$

ve

$$\frac{dw_{cm}}{dw_{lab}} = (1 - b^2) \quad (2.30)$$

olur.

Eşitliğin (2.26) pay ve paydasında tesir kesiti ve dE/dx 'in bulunmasından dolayı anizotropi faktörü tam olarak ortaya çıkmaz. ${}^3H(d,n){}^4He$ reaksiyonu için tesir kesitinin değerlerini literatürden bulurken dE/dx değerlerini de TiT içindeki döteronların enerji kayıp oranından yararlanarak aşağıdaki şekilde hesaplanabilir (Subaşı, 1988).

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{TiT} = \frac{48}{48 + 3N} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ti} + \frac{3N}{48 + 3N} \left(\frac{dE}{dx}\right)_T \quad (2.31)$$

Burada N titanyum atomları başına trityum atomlarının oranını gösterir. TiT hedefleri için çoğu üretici firmanın verdiği $N = 1,8$ değeri kullanıldığında

$$(dE/dx)_{TiT} = 0,8989(dE/dx)_{Ti} + 0,1010(dE/dx)_T \quad (2.32)$$

şekline döner. Ancak (2.29) eşitliğinden görüleceği gibi 90° için (dE/dx) değerlerini hesaplamaya gerek kalmamaktadır. Çizelge 2.2'de Ti , 3H ve TiT için (dE/dx) ve 90° için hesaplanan $\frac{dw_{cm}}{dw_{lab}}$ büyüklükleri görülmektedir.

Çizelge 2.2 Ti, ^3H ve TiT için hesaplanan (dE/dx) ve dW_{cm}/dW_{lab} büyüklükleri

E_d (keV)	$\sigma/4\pi$ (b/sterad)	$(dE/dx)_{Ti}$ $\frac{keV}{mg/cm^2}$	$(dE/dx)_{^3H}$ $\frac{keV}{mg/cm^2}$	$(dE/dx)_{TiT}$ $\frac{keV}{mg/cm^2}$	dW_{cm}/dW_{lab} $\Theta_a = 90^\circ$
10	$1,5 \cdot 10^{-4}$	82	640	138,35	0,9991
20	$4,3 \cdot 10^{-3}$	115	784	182,56	0,9982
30	$2,2 \cdot 10^{-2}$	141	894	217	0,9973
40	$5,7 \cdot 10^{-2}$	163	980	245	0,9964
50	$1,1 \cdot 10^{-2}$	183	1044	269,94	0,9955
60	$1,73 \cdot 10^{-1}$	200	1114	292,29	0,9946
70	$2,43 \cdot 10^{-1}$	214	1172	310,74	0,9937
80	$3,1 \cdot 10^{-1}$	226	1216	325,97	0,9928
90	$3,6 \cdot 10^{-1}$	236	1250	338,40	0,9919
100	$3,95 \cdot 10^{-1}$	245	1270	348,50	0,9910
110	$4,0 \cdot 10^{-1}$	251	1284	355,31	0,9901
120	$3,95 \cdot 10^{-1}$	257	1284	360,70	0,9896
130	$3,75 \cdot 10^{-1}$	262	1278	364,59	0,9883
140	$3,5 \cdot 10^{-1}$	266	1268	367,18	0,9874
150	$3,2 \cdot 10^{-1}$	270	1256	369,56	0,9865
160	$2,9 \cdot 10^{-1}$	273	1240	370,64	0,9856
170	$2,65 \cdot 10^{-1}$	276	1224	371,72	0,9847
180	$2,5 \cdot 10^{-1}$	277	1204	370,60	0,9838
190	$2,3 \cdot 10^{-1}$	279	1186	370,60	0,9829
200	$2,1 \cdot 10^{-1}$	280	1166	369,46	0,9820

Sıra alfa taneciklerinin sayımına geldiğinde, dedektör olarak ince bir plastik sintilatör, orantılı gaz sayıcısı veya bir yüzey engelli yarı iletken dedektör kullanılabilir. Yüzey engelli yarı iletken dedektör (SBD: Surface Barrier Dedectors), küçük boyutlu olması, yüksek dedeksiyon verimine ve kararlılığına sahip olması gibi özelliklerinden dolayı ortak tanecik hedef odasının

en önemli parçalarından biridir. Bu dedektörle, hızlandırılan döteronların trityum hedef üzerinde meydana getirdikleri tüm reaksiyon ürünleri gözlenebilir. Dolayısıyla α - parçacıklarının sayımında,

- Doğrudan hedeften gelen hızlı nötronlar ve bunların çevreden saçılıp gelenleri,
- Hedeften Coulomb saçılması yapan döteronlar,
- Hızlandırılan döteronların zamanla veya önceki çalışmalar sırasında hedef üzerinde birikmesinden dolayı oluşan ${}^2H(d,n){}^3He$ tepkileşiminden veya kaynak nötronların saçılmasından meydana gelen alçak enerjili nötronlar ve yine bu tepkileşimden meydana gelen tritonlar ve 3He tanecikleri,
- ${}^3He(d,p){}^4He$ tepkileşiminden meydana gelen alfalar,
- Geometrik faktörler

gibi etkenler göz önüne alınmalıdır.

Nötron veriminin hesaplanmasında beklenen hata ise

$$\left(\frac{\sigma_{N_n}}{N_n}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_\alpha}}{N_\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\Omega}{\Omega}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2 \quad (2.33)$$

ifadesiyle kestirilebilir.

3. DENEY DÜZENİ

3.1 Işınlama Sistemi

3.1.1 Alçak enerjili iyon hızlandırıcısı (Sames J-15)

Maksimum 150 kV doğru akım hızlandırma gerilimi ve 1,5 mA hedef akımında çalışılabilen Sames J-15 hızlandırıcısı üç ana birimden oluşmaktadır.

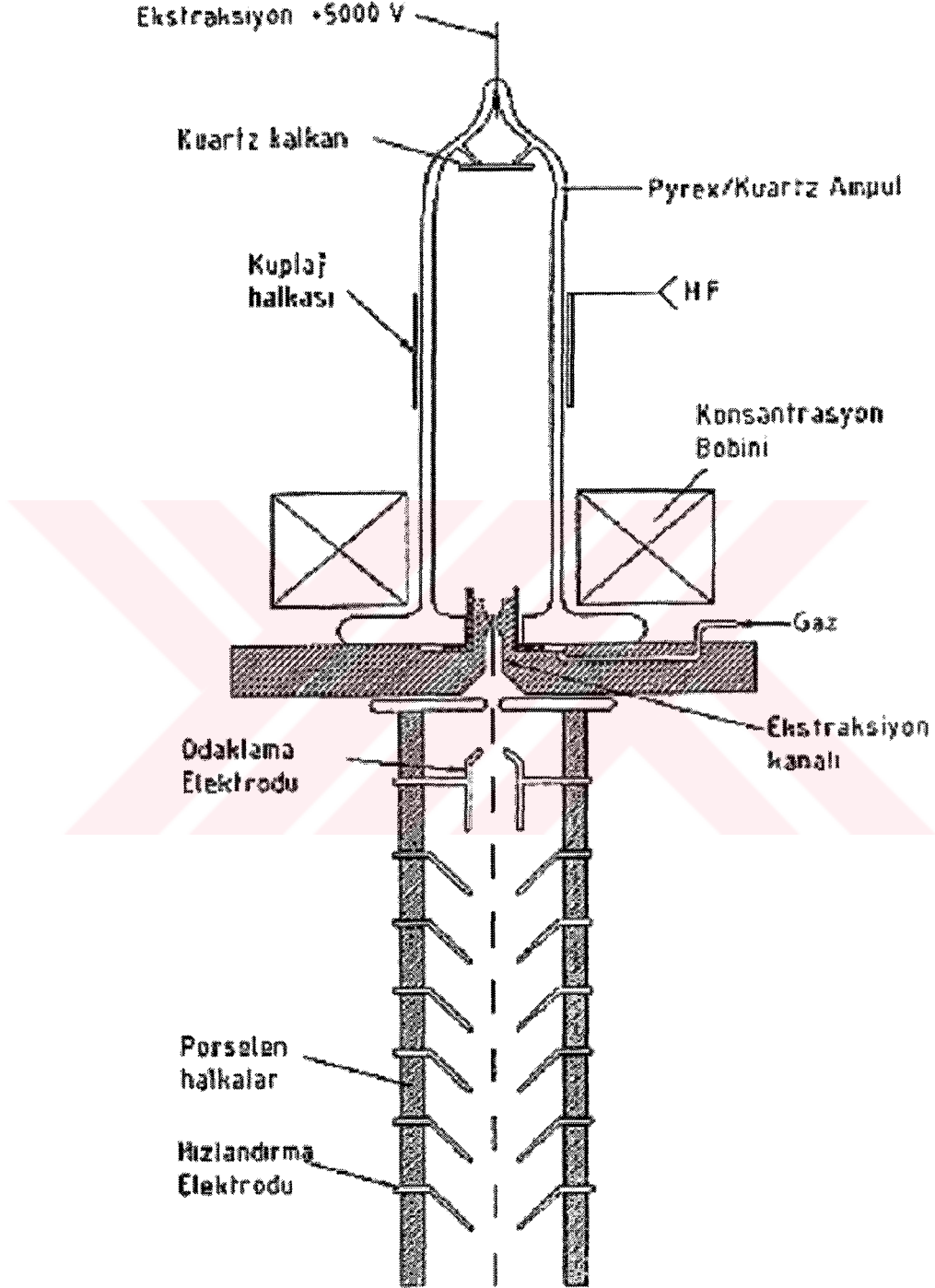
1. Ana hızlandırma birimi
2. Yüksek gerilim birimi
3. Kontrol birimi

Ana hızlandırma birimi iyon kaynağı, hızlandırma kolonu, elektrostatik kuadropol mercek, hüzmecisi, hüzmecisi saptırma yoluyla darbeleme sistemi ve penceresi, diyafram, elektron tuzağı, hedef ve vakum sisteminden oluşmaktadır. Hızlandırıcı 2.10^{-6} torr vakum değerinde çalıştırılmaktadır. Vakum sistemi $10^3 \text{ m}^3/\text{saat}$ lik çift kademeli mekanik pompa ve 600 litre/s kapasiteli yağ difüzyon pompasından oluşmaktadır. Osmoregülatör, yüksek frekans kaynağı ve konsantrasyon (büzme) bobininden meydana gelen iyon kaynağı pyreks bir ampul biçimindedir.

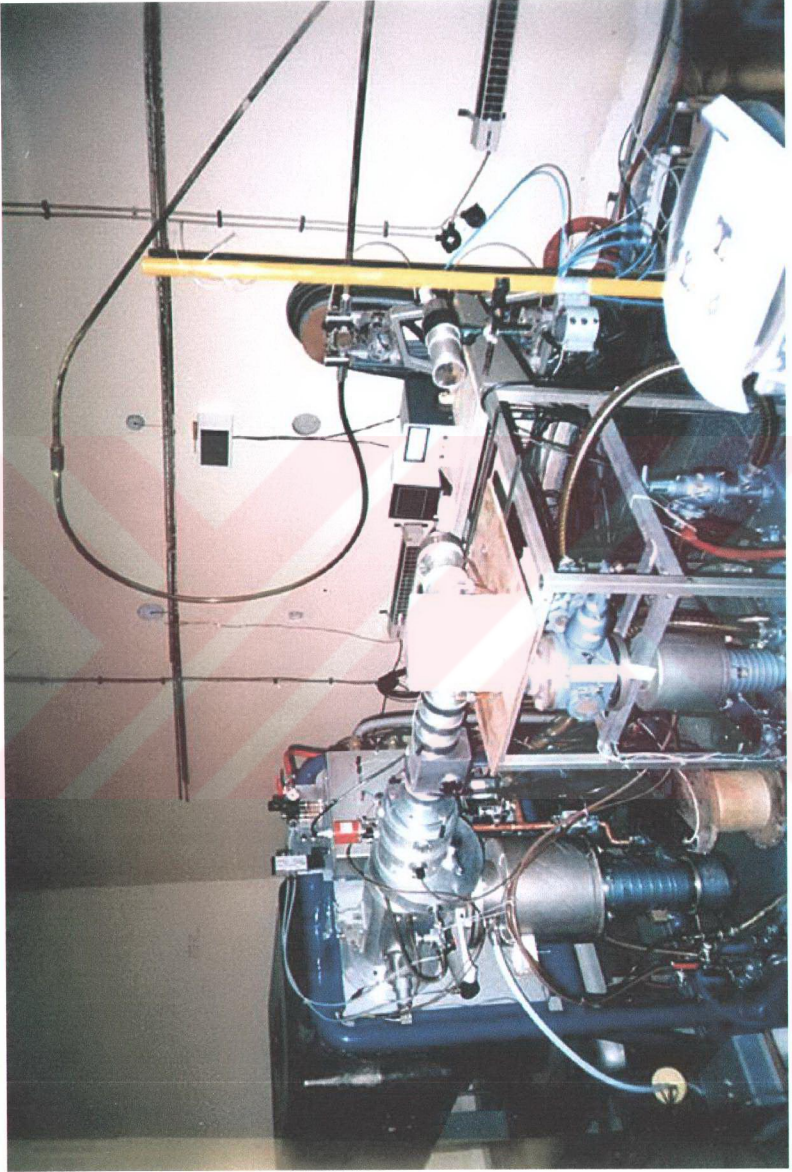
Hızlandırıcının en önemli ikinci ünitesi olan yüksek gerilim birimi, yüksek gerilim üretici ve yüksek gerilim besleme kaynağından oluşmaktadır. Maksimum 150 kV volt gerilim üretir.

Hızlandırıcının uzaktan çalıştırılabilmesini ve kontrolünü sağlayan kontrol ünitesi, sistemin çeşitli birimlerinden bilgi aktaran bir çok göstereyi içeren önemli bir bölümdür. Yüksek gerilim üretici ve iyon kaynağının çalıştırılmasını, yüksek gerilim değerini, iyon kaynağına giren gaz miktarını, uygulanan yüksek frekans şiddetini, odaklamayı ve eksitasyon (uyarma) gerilimlerinin uzaktan kontrol edilebilmesini sağlar. Ayrıca çalışma süresince yüksek gerilim ve akım şiddeti, yüksek vakum seviyesi, hedef ve diyafram akım şiddetleri hakkında bilgi sahibi olmamızı sağlayan göstergeler de bulunur.

Sames J-15 alçak enerjili iyon hızlandırıcısı ile ilgili ayrıntılı bilgiler ÇNAEM-TR 335 (Tarcan vd.,1998) araştırma raporunda verilmiştir.



Şekil 3.1 İyon kaynağının hızlandırma kolonu ile birlikte şematik görünümü



Şekil 3.2 Sames J-15 alçak enerjili iyon hızlandırıcısı

3.1.2 D-T Nötron ve Alfa kaynağı

Ortak tanecik sayma ve nötron aktivasyon analiz yöntemleri kullanılarak yapılan bu çalışmada Çekmece Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi (ÇNAEM) Fizik Bölümü Araştırma Laboratuvarında bulunan Sames J-15 alçak enerjili iyon hızlandırıcısı kullanıldı. Bu hızlandırıcıda döteron hüzmesi; döteryum gazının, ana hızlandırma biriminde bulunan iyon kaynağında yüksek frekans (RF) osilatörünün sağladığı 100 MHz’lik titreşimleri ile plazma haline getirilmesi ve konsantrasyon bobinin etkisi ile ekstraksiyon (çıkış) kanalına büzülen döteryum plazması içindeki pozitif iyonların, ekstraksiyon elektroduna uygulanan maksimum 6 kV’luk doğru akım gerilimi ile hızlandırma kolonuna itilmesiyle elde edilir.

Sames J-15 hızlandırıcısının hedef malzemesi 45 mm çapında 0,4 mm kalınlığında molibden bir plakadır. Bu plaka üzerine 40 mm çapında dairesel bir alanı kapsayacak şekilde kaplanmış titanyum tabaka bulunmaktadır. Bu tabakaya $0,795 \text{ Ci/cm}^2$ aktivitesi olan trityum emdirilmiştir. Hedef döteron demeti ile 45° açı yapacak şekilde yerleştirilmiştir ve arka tarafından 2 mm kalınlığında bir su ceketini ile soğutulmaktadır.

Gelen döteron ile hedef olan hafif çekirdek arasındaki coulomb engeli küçük olduğundan iyi bir nötron verimi elde etmek için döteronların yüksek enerjilerde hızlandırılmasına gerek yoktur. Bu tepkileşim (3.1) nötron üreticilerinde yaygın olarak kullanılır ve döteryum iyonları 100-300 kV’luk bir potansiyelde hızlandırılırlar. Gelen parçacığın enerjisi, tepkileşim Q değeriyle kıyaslayınca daha küçük olduğu için tüm nötronlar yaklaşık aynı enerjide üretilirler. D-T tepkileşimi için bu değer 14 MeV civarındadır. 1mA’lık bir döteron demeti kalın bir trityum hedefte saniyede 10^{11} nötron oluşturur (Knoll,1979).

Bu çalışmada döteron hüzmesinin trityum hedefi bombardıman etmesi sonucu meydana gelen,



tepkileşiminden döteron demetine göre 90° açı ile çıkan enerjisi 14,1 MeV civarında olan nötronlarla eş zamanlı olarak ortaya çıkan alfa parçacıklarının sayımı gerçekleştirildi. D-T tepkileşimlerinin bazı özellikleri Çizelge 3.1’ de gösterilmektedir.

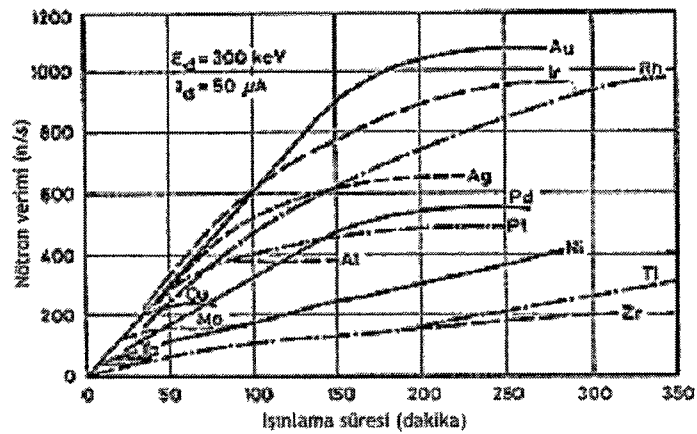
Çizelge 3.1 Döteron – trityum tepkileşim özellikleri (Csikai,1987)

Tepkileşim	Q Değeri (MeV)	Parçalanma Tepkileşimi	Eşik Enerjisi (MeV)	Nötron Enerji Aralığı (MeV)
${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$	+17,59	$T(d,np)T$	3,71	11,75-20,5

Fakat yapılan deneylerde, trityum hedef üzerinde çalışma sırasında veya önceki çalışmalarda döteronların birikmesi (build-up) nedeniyle;



tepkileşimleri de gözlemlendi (Şekil 4.2 ve Şekil 4.3). Döteronların hedef üzerinde birikmesi nedeniyle meydana gelen D-D reaksiyonunda (3.2) nötron üretici olarak kullanılabilir.



Şekil 3.3 Çeşitli boş hedefler için döteronların build up sürelerine göre nötron verimi (Csikai,1987)

Şekil 3.3’de çeşitli boş hedefler için 300 keV enerjili döteronların build-up sürelerine göre nötron verimi gösterilmektedir.

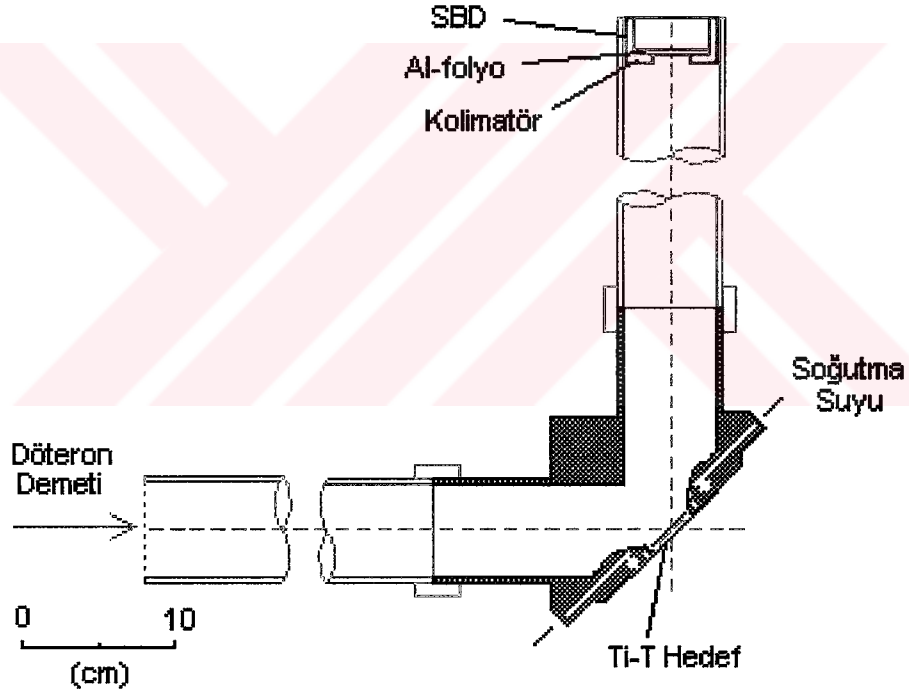
3.1.3 Alfa parçacıklarının sayımı

Alfa parçacıklarının sayımında , daha öncede belirtildiği gibi, plastik sintilatörler, orantılı gaz sayaçları veya yüzey engelli yarı iletken dedektörler (SBD) kullanılabilir. Orantılı gaz sayaçları hidrojen, metan gibi hidrojen içeren veya helyum gibi düşük atom numarasına sahip gazlar içerirler. Organik sintilatörlerden daha düşük sayım verimine sahiptirler. Plastik sintilatörler organik sintilatörler gibi düşünülebilirler. Plastik sintilatörler, ince bir ip şeklinden ince bir plakaya kadar her boyutta ve şekilde imal edilebildikleri gibi maliyetinin de çok düşük olması nedeniyle avantajlıdır. Ayrıca dedektörün hedefe çok yakın konumda yerleştirilmesi gereken durumlarda yarı iletkenlere nazaran nötronlardan fazla etkilenmedikleri içinde kullanılabilirler. Zamanlama rezolüsyonu iyidir (en hızlı gelen radyasyona cevabı bir kaç ns kadardır).

En iyi ayırma gücü (FWHM) yüzey engelli silisyum dedektörler ile elde edilir. Yüzey engelli bir Si dedektörün oluşturulması sırasında takip edilen adımlar şunlardır; yüksek saflıklı silisyum ince bir tabaka elde edilene kadar asit ile inceltilmesi, zımparalanarak parlatılması gibi işlemlerden geçirildikten sonra bir kaç gün oksitlenmeye bırakılır veya oksitlendirici malzemeler kullanarak yüksek yoğunluklu boşlukların oluşturulması sağlanır. Böylece yüklü parçacıklara duyarlı n tipi bir malzeme oluşturulur. Altının buharlaştırması yoluyla ince bir tabaka halinde elektrik kontak yapılarak önyükselticiye sinyallerin gönderilmesi sağlanır. Pek çok dedektör ²⁴¹Am alfa kaynağının 5,48374 MeV alfaları için elde edilen ayırma değerine göre üretilir. Ayırma gücü dedektör boyutu arttıkça kötüleşir. Alfa parçacıklarının katılarda menzili 100 µm’den daha küçük olduğu için bu parçacıkların sayımında çok ince pencereci dedektörlerin (kalınlığı 40 µg/cm² veya daha az) kullanımına gerek vardır. Ayrıca parçacıkların hava içerisindeki enerji kayıplarını minimuma indirmek amacıyla deneyin vakum ortamında yapılması gerektiğinden küçük bir dedektöre ihtiyaç duyulur. Yüzey engelli yarı iletken dedektörler küçük boyutlu ve çok ince pencereci olması, yüksek enerji rezolüsyonuna ve çok iyi verime ($\cong$ %100) sahip olması özellikleri yüzünden alfa parçacıklarının sayımında tercih edilir. Bu çalışmada kullanılan ORTEC firması tarafından üretilen bir yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektördür. 100 mm² aktif yüzeye sahiptir.

100 Volt'luk doğru akım gerilimi ile çalışmaktadır ve 14 keV enerji rezolüsyonuna sahiptir.

Şekil 3.4'de ortak tanecik hedef odası görülmektedir. Yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektör (SBD) döteron hüzmesiyle 90° açı yapacak şekilde ortak tanecik hedef odasına (APTC) yerleştirilmiştir. Hedeften uzaklığı 24 cm'dir. Trityum hedefin döteron hüzmesine göre konumu ise 45° olacak şekildedir. Yapılan ilk deneyde SBD dedektörün önüne iç çapı 3 mm olan iki adet kolimatör konulmuştur. Ancak bu kolimatörler çevreden saçılarak gelen parçacıkları yeterli derecede engelleyemediklerinden diğer deneylerde SBD dedektör üzerine yerleştirilen 8mm iç çapa sahip kolimatör kullanılmıştır.



Şekil 3.4 Ortak tanecik hedef odasının teknik resmi

Nötron sayısının hesaplanması sırasında, dedektörün hedeften gelen alfa parçacıklarını görebilen yüzeyi kolimatörün iç yüzeyi ile sınırlı olduğundan, katı açının bulunmasında dedektör yarıçapı yerine kolimatörün iç yarıçapı kullanılmıştır.

Nokta kaynak olarak kabul edilen hedeften d uzaklığındaki ve R yarıçapındaki dedektör yüzeyinin trityum hedefi gördüğü katı açısı

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + R^2}} \right) \quad (3.4)$$

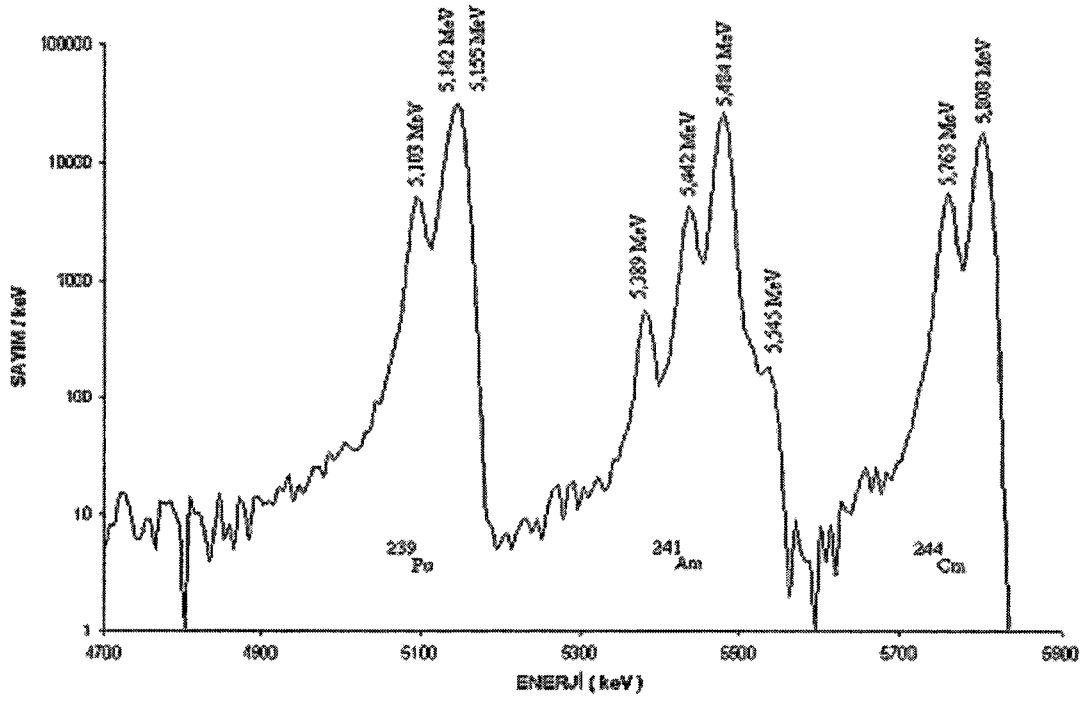
olarak ifade edilmektedir.

3.1.4 Yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektörün kalibrasyonunun yapılması

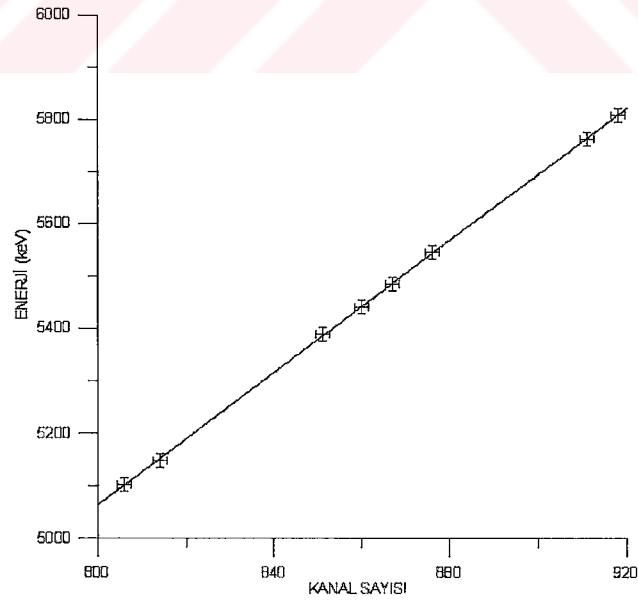
Yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektörün (SBD) enerji kalibrasyonu, dedektör hızlandırıcıya bağlanmadan önce ayrı bir vakum odaçığında dedektörden 2 cm uzağa yerleştirilen Amersham firmasının ürünü olan ^{239}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm karışımli 7 mm aktif çapa sahip ve dakikada $1,76 \cdot 10^5$ alfa parçacığı yayan alfa kaynağı kullanılarak yapıldı. Bunun için $5 \cdot 10^{-2}$ torr vakum değerinde ORTEC 428 dedector Bias Supply pozitif doğru akım gerilimi kademeli olarak 100 Volt'a çıkarıldı. Canberra 2003B ön yükseltici ,Canberra 2020 yükseltici ve Canberra M-8075 ADC yardımıyla yine Canberra imalatı olan 85 MCA 'ya (çok kanallı analizör) yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektörüne gelen yüklü parçacıkların gerilimi değıştirmesiyle elde edilen sayım değeri taşındı (Şekil 3.7). Yaklaşık bir saatlik (3168 sn) ölçüm sonucunda kaynağın Çizelge 3.2' de görülen önemli enerji değeriğine göre enerji kalibrasyonu yapıldı.

Çizelge 3.2 Dedektör kalibrasyonu için üretilen ^{241}Am , ^{244}Cm , ^{239}Pu karışımli alfa kaynağının özellikleri (Amersham Lab.,1992)

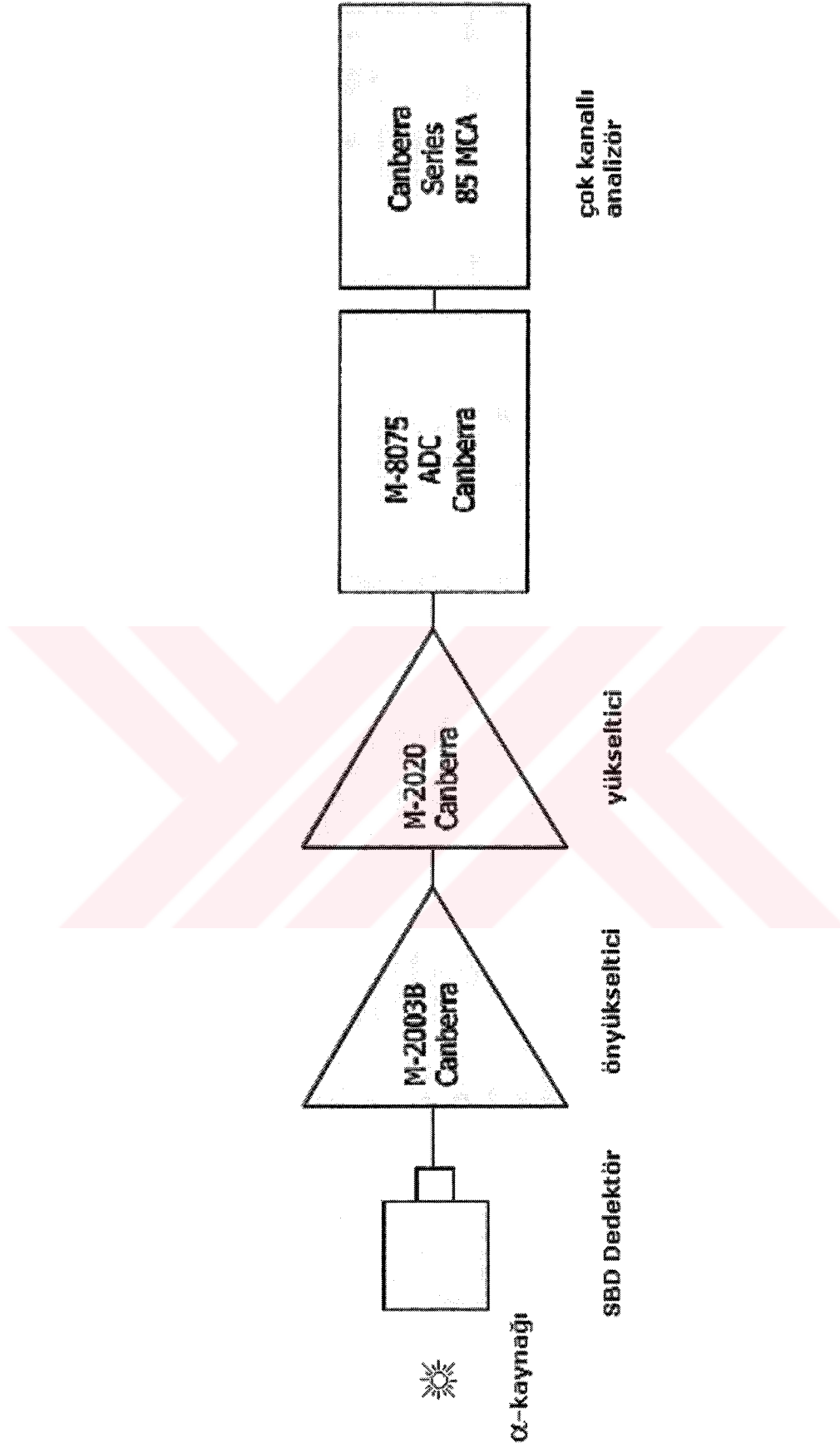
Radyoaktif çekirdek	Yarı ömür	Önemli alfa parçacıkları enerjileri (MeV)
^{241}Am	433y	5,389, 5,442 (%12,5), 5,484 (%85,2) 5,545
^{244}Cm	17,8y	5,763 (%23,6), 5,806 (%76,4)
^{239}Pu	24,100y	5,103 (%11), 5,142 (%15), 5,155 (%73)



Şekil 3.5 ^{241}Am , ^{244}Cm , ^{239}Pu karışımı alfa kaynağının yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektör ile çok kanallı analizörden elde edilen spektrumu



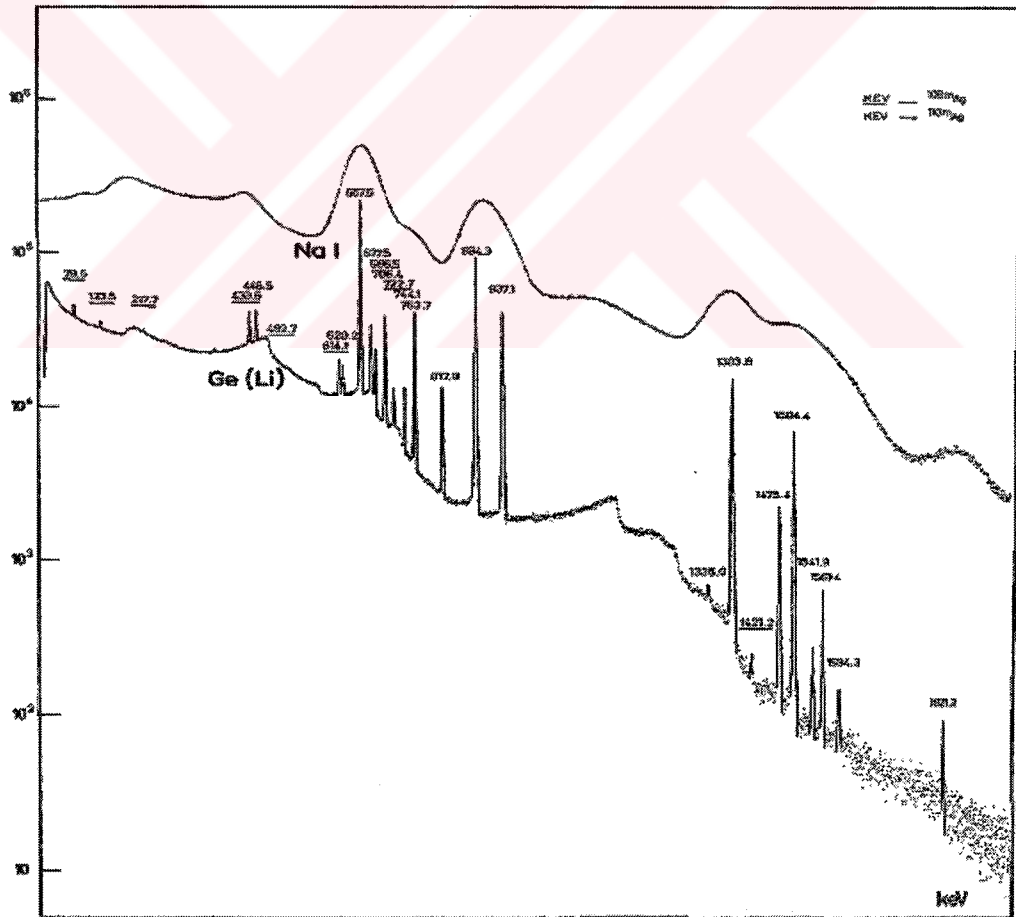
Şekil 3.6 SBD dedektörün enerji kalibrasyonu. Enerji kalibrasyon denklemi $6,34 \text{ keV/CH}-13,08$



Şekil 3.7 SBD dedektörün enerji kalibrasyon sisteminin elektronik şeması

3.2 Gama ışını ölçme sistemi

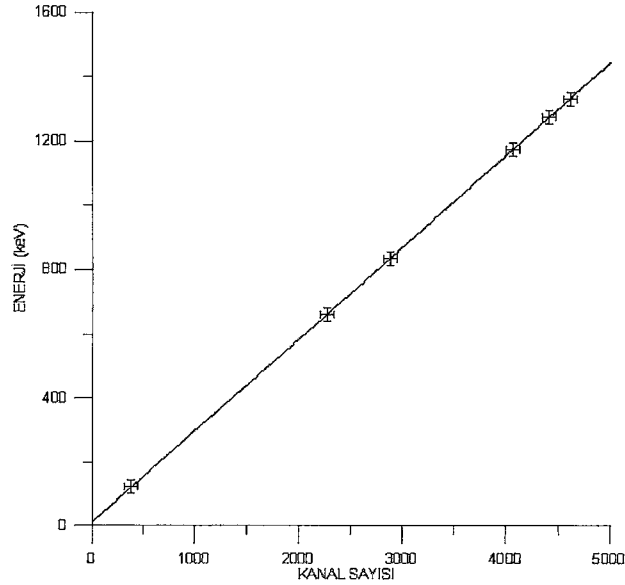
Nötron aktivasyon yöntemi uygulamalarında nötronlarla ışınlanan standart malzemenin γ ışını aktivitesinin ölçümü için HPGe dedektör kullanılmıştır. Ayırma gücü (FWHM) özellikle $3 \text{ keV} < E < 1 \text{ MeV}$ arasında çok yüksek olan ve saf germanyum kullanılan bu dedektörlerde verim de yüksektir. Gama spektroskopisinde kullanılabilecek diğer dedektörlerden NaI dedektörlerin ise, verimi HPGe dedektörlere göre çok yüksek olmasına rağmen ayırma gücünün düşük olmasından dolayı, genellikle, ayırma gücünün önemli olmadığı deneylerde kullanımı tercih edilir. Kullanılabilecek diğer bir dedektör ise Ge(Li) dedektörlerdir. Ancak ayırma gücünün yüksek olmasına rağmen küçük boyutlu olduklarından verimi NaI'e göre düşüktür. Ayrıca düşük sıcaklıklarda sıvı azot ortamlarında çalıştırılmalarının gerekmesi'de bir dezavantajdır. HPGe dedektörlerde ise saf germanyum kullanılmasından dolayı kullanım haricinde düşük bir sıcaklıkta kalma zorunluluğu yoktur.



Bu çalışmada kullandığımız Canberra firması tarafından üretilen 0,5 mm kalınlığında Alüminyum pencereleli koaksiyel bir HPGe dedektördür. 49,5 mm çaplı dedektör kristaline, 19,4 cm² aktif yüzeye sahiptir ve 3500 pozitif doğru akım gerilimi ile çalışmaktadır. 122 keV’da 1,3 keV ve 1333 keV’da 1.9 keV enerji rezolüsyonuna sahiptir. HPGe dedektörün enerji ve verim kalibrasyonları aktiviteleri iyi bilinen noktasal izotopik gama kaynakları kullanılarak yapılabilir. Çalışmamızda Canberra model 85 MCA çok kanallı analizörün enerji kalibrasyonu bu tür gama kaynakları kullanılarak yapıldı. Çizelge 3.3’ de enerji kalibrasyonu için kullanılacak standart gama kaynakları ile ilgili nükleer veriler verilmiştir. Bunun için kurulan düzenek Şekil 3.10’ da verilmiştir..

Çizelge 3.3 Standart gama kaynakları ile ilgili nükleer veri

Radyoaktif çekirdek	Yarı ömür	Gama enerjisi (keV)	Görelî gama şiddeti (f_γ)
¹³⁷ Cs	30,2y (β^-)	661,7	0,852
⁶⁰ Co	5,27y (β^+)	1173,236	0,9989
		1332,5	0,99983
⁵⁴ Mn	312,2g (ϵ)	834,8	0,99975
⁵⁷ Co	271,77g (ϵ)	122,1	0,8563
¹³³ Ba	10,7y (ϵ)	80,9	0,3672
		276,4	0,0716
		302,8	0,1831
		355,9	0,62
		383,8	0,0892
²² Na	2,60y (ϵ)	1274,5	0,9994



Şekil 3.9 HPGe dedektörün enerji kalibrasyonu. Enerji kalibrasyon denklemi $0,29\text{keV/CH} + 11,13$

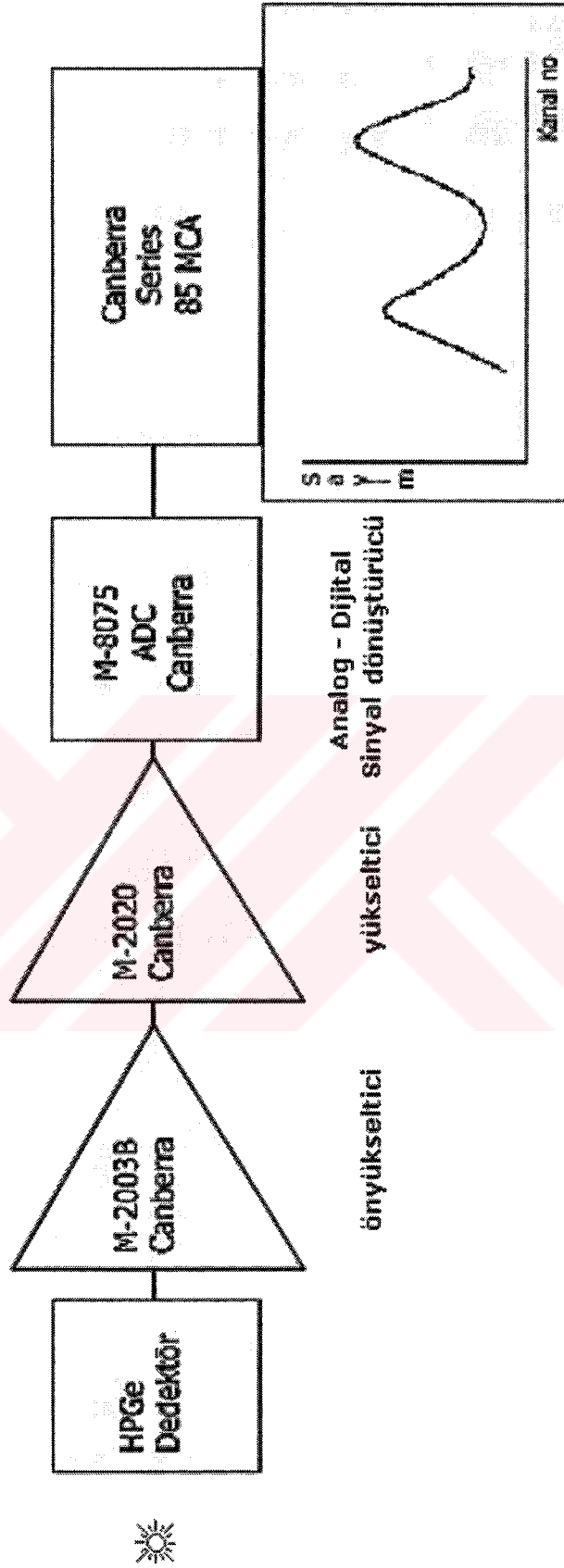
3.3 HPGe dedektörün verimi

Bir radyoaktif kaynaktan yayımlanan gama ışınları veya nötronlar gibi yüksüz parçacıklar dedektör tarafından algılanmadan önce, dedektörün aktif hacmi içerisinde etkileşimlere uğradıkları için yayımlanan her parçacığın dedektör tarafından algılanması mümkün değildir. Bu nedenle sayım verimi %100'den daha az olur. Bu durumu düzeltmek için bir verim ifadesi tanımlanarak dedektöre gelen parçacıkların ne kadarının dedektör tarafından algılandığı belirlenir. Mutlak (absolute) ve öz (intrinsic) olmak üzere iki verim söz konusudur.

Mutlak verim (ε_{mut}) sadece dedektörün fiziksel özelliklerine değil aynı zamanda sayım geometrisine de bağlı olup,

$$\varepsilon_{mut} = \frac{\text{kaydedilen sayımlar}}{\text{kaynaktan yayımlanan radyasyon miktarı}} \quad (3.5)$$

şeklinde ifade edilir.



Şekil 3.10 Gama ölçüm sisteminin elektronik şeması

Öz verim ($\varepsilon_{\text{öz}}$) ise sayım geometrisinden bağımsız, dedektörün fiziksel özelliklerine bağlı bir büyüklüktür. Genellikle dedektörün malzemesine, radyasyonun geliş yönündeki kalınlığına ve radyasyonun enerjisine bağlıdır.

$$\varepsilon_{\text{öz}} = \frac{\text{kaydedilen sayımlar}}{\text{dedektör etkin yüzeyine gelen radyasyon miktarı}} \quad (3.6)$$

Foton dedektörlerinin mutlak verimi, TET (tüm enerji tepesi) altındaki net sayımın radyoaktif kaynaktan 4π 'ye yayılan foton sayısına oranı olarak tanımlanır ve öz verim ile aşağıdaki şekilde ilişkilendirilir.

$$\frac{\text{Dedektörün kristal yüzeyine ulaşabilen foton sayısı}}{\text{Radyoaktif kaynaktan } 4\pi \text{ 'ye Yayılan foton sayısı}} \times \frac{\text{TET altındaki net sayım}}{\text{Dedektörün kristal yüzeyine ulaşabilen foton sayısı}} \quad (3.7)$$

Birinci çarpan isotropik kaynaklar için dedektörün kaynağı gördüğü sayım katı açısı (Ω) dır. İkinci çarpan ise özverim dir ($\varepsilon_{\text{mut}} = \varepsilon_{\text{öz}} \Omega$).

Bu ifadeden anlaşılacağı gibi, katı açısı isotropik (yönsemez) kaynaktan çıkan ışımanın dedektörün kristal yüzeyine gelen kesri olarak ifade edilir.

Ölü zaman (dead-time) ve darbe yığılma dışlaması (pile-up rejection) düzeltmeleri yapılmış bir sayım sisteminde gamma aktivitesi bilinen bir nokta kaynakla yapılan ölçümlerde , verim,

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{P(E_\gamma)}{Aft\Omega} \quad (3.8)$$

şeklinde ifade edilir. Burada,

$P(E_\gamma)$; gama spektrumunda E_γ enerjisine sahip fotopik altındaki net sayım

A ; nokta kaynağın sayım süresince değişmez kabul edilen aktivitesi (1/sn)

f ; sayılan gama ışın şiddetinin toplam bozunma şiddetine oranı

t ; sayım süresi (sn)

Ω ; sayım katı açısıdır.

R yarıçaplı silindir şeklinde bir dedektörün simetri eksenini üzerinde ve dedektörün dairesel etkin yüzeyinden d uzaklıkta bulunan bir noktasal kaynak için sayım katı açısı

$$\Omega = \frac{1}{4\pi} \int dw = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\Phi' \int_0^\Theta \sin \Theta' d\Theta' \quad (3.9)$$

olup ve $\tan \Theta = R/d$ tanımıyla,

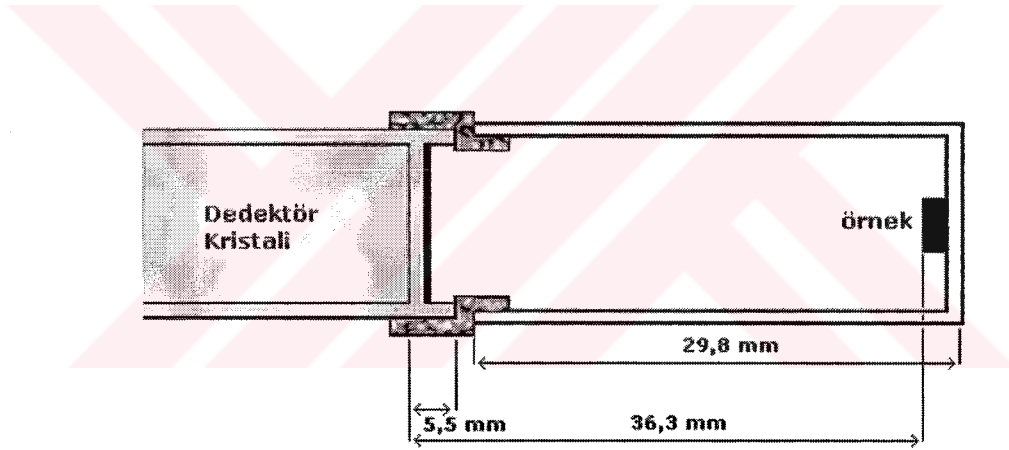
$$\Omega = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{[1 + (R/d)^2]^{1/2}} \right] \quad (3.10)$$

şeklinde gösterilir. Şayet d/R çok büyük ise ($d/R \geq 10$)

$$\Omega = \frac{1}{4} \left(\frac{R}{d} \right)^2 \quad (3.11)$$

olarak kabul edilir.

Örnek dedektör penceresi üzerine yerleştirilerek sayım alındığından, böyle yakın ışınlama ve yakın sayım geometrisi olan sistemlerde etkin katı açısı hesaplamalarının yapılması gerekir. Bu yüzden dedektörün Ge kristalinin gama ışınlarını tanıma derinliğini (d_0) gözönüne alınmalıdır(Erduran vd.). Deney sistemimizde etkin derinlik, 844 keV enerjili gamalar için 23,8 mm olarak bulunmuştur. Aşağıdaki şekilde örneğin dedektöre yerleştirme biçimi gösterilmektedir.



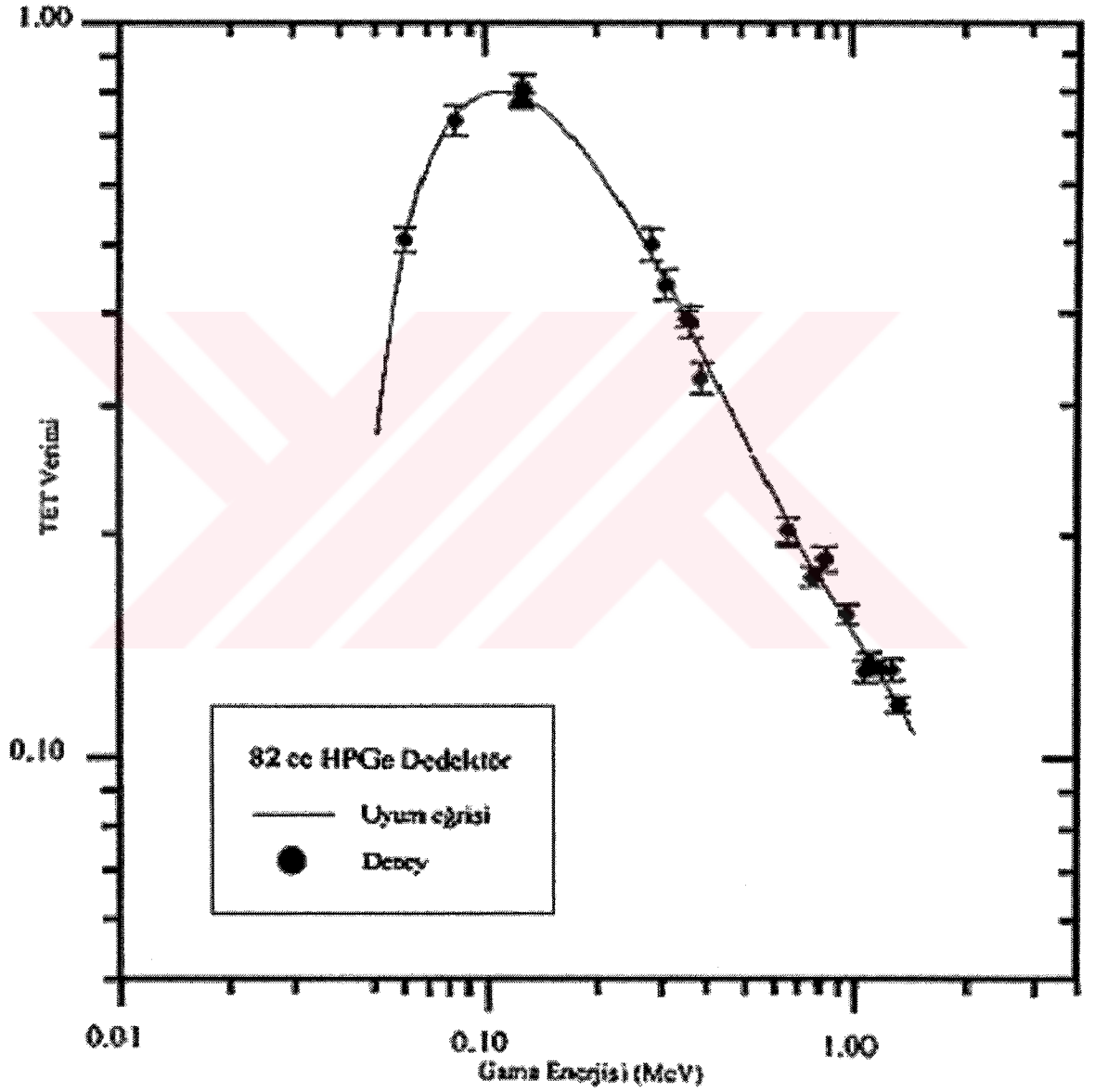
Şekil 3.11 Örneğin HPGe dedektöre yerleştirilme biçimi

Deney düzeneğimizde kristal, dedektör yüzeyinden 5 mm geride ve örnek merkezi ile dedektör kristal yüzeyi arasındaki mesafe 36,3 mm dir. Böylece örnek-dedektör uzaklığı, d_k örnek merkezi ile kristal yüzeyi arasındaki mesafe ve d_0 etkin derinlik olmak üzere

$$d = d_k + d_0 \quad (3.12)$$

ifadesinden 60,1 mm bulunmuştur.

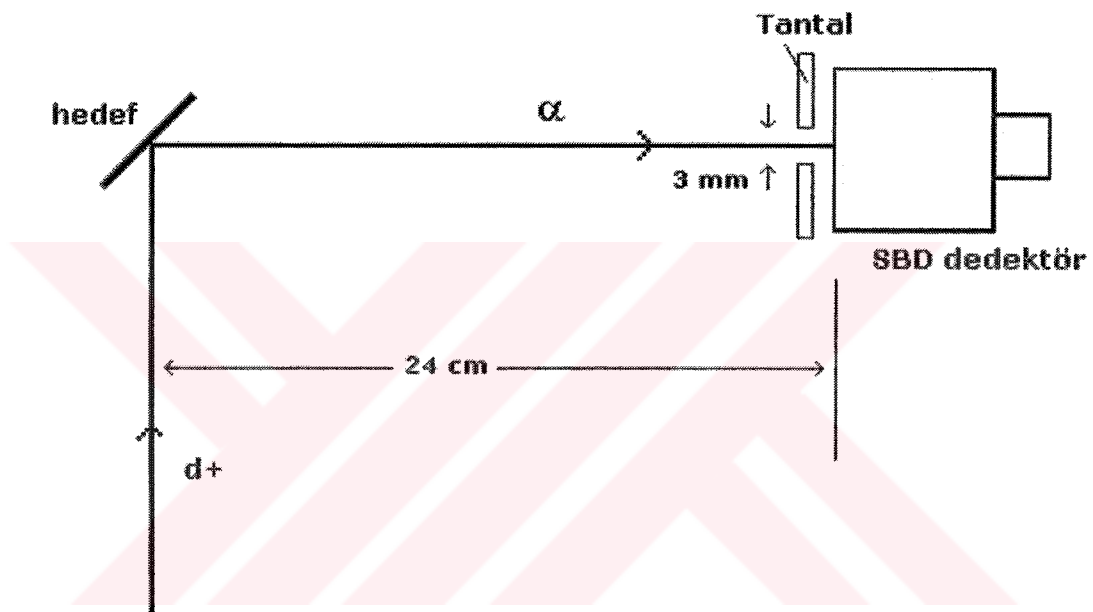
Deney sistemimizde verim ve sayım katı açısı hesapları bu hesaplamalar için daha önce ÇNAEM. Fizik Bölümünde geliştirilen bilgisayar programı kullanılarak yapılmıştır (Erduran vd., 1988). HPGe dedektörün 80 keV ile 3 MeV arasındaki gama ışınları için ölçülen verimi Şekil 3.12’de verilmektedir. (Durusoy, 2000)



Şekil 3.12 HPGe dedektörün verim eğrisi

4. DENEYSEL ÇALIŞMA

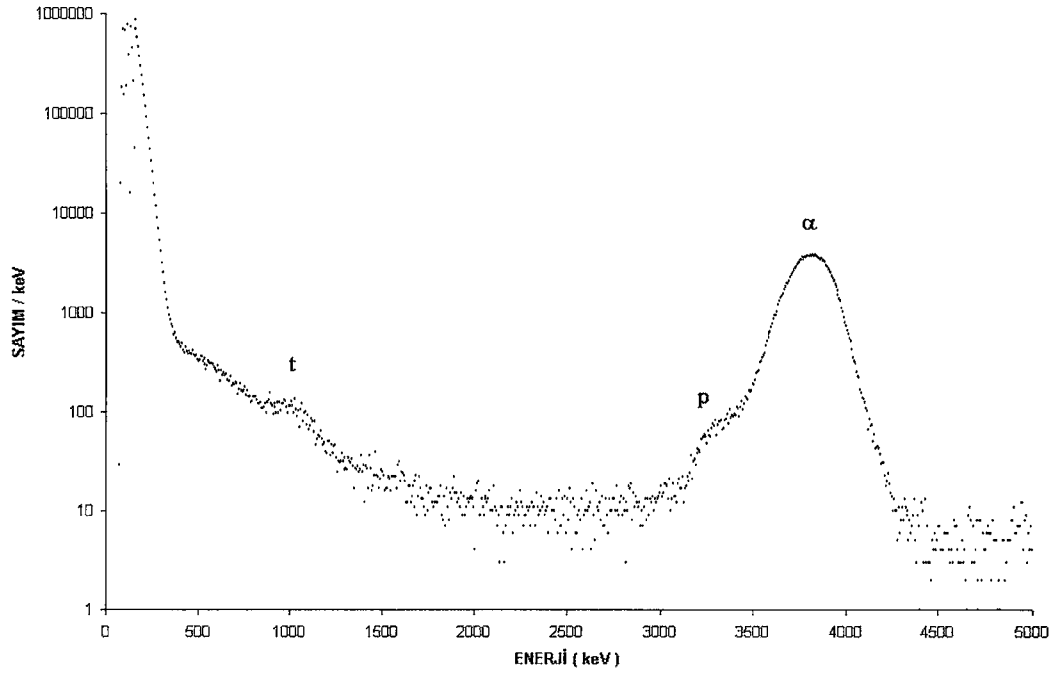
Önceden enerji kalibrasyonu yapılmış olan yüzey engelli silisyum yarı iletken dedektör (SBD) döteron hüzmesi ile 90° yapacak şekilde hedeften 24 cm uzaklıkta vakum odasına yerleştirildi (Şekil 4.1). İki kez birer saatlik süreyle trityum hedefin döteron hüzmesiyle bombalanması sırasında Şekil 3.7'deki düzenek yardımıyla SBD'den çok kanallı analizör ile alınan spektrumlara bakıldığında ortak tanecik spektrumlarında (Şekil 4.2 ve Şekil 4.3) sadece alfa parçacıklarının değil, diğer bazı yüklü parçacıklarında bulunduğu görüldü.



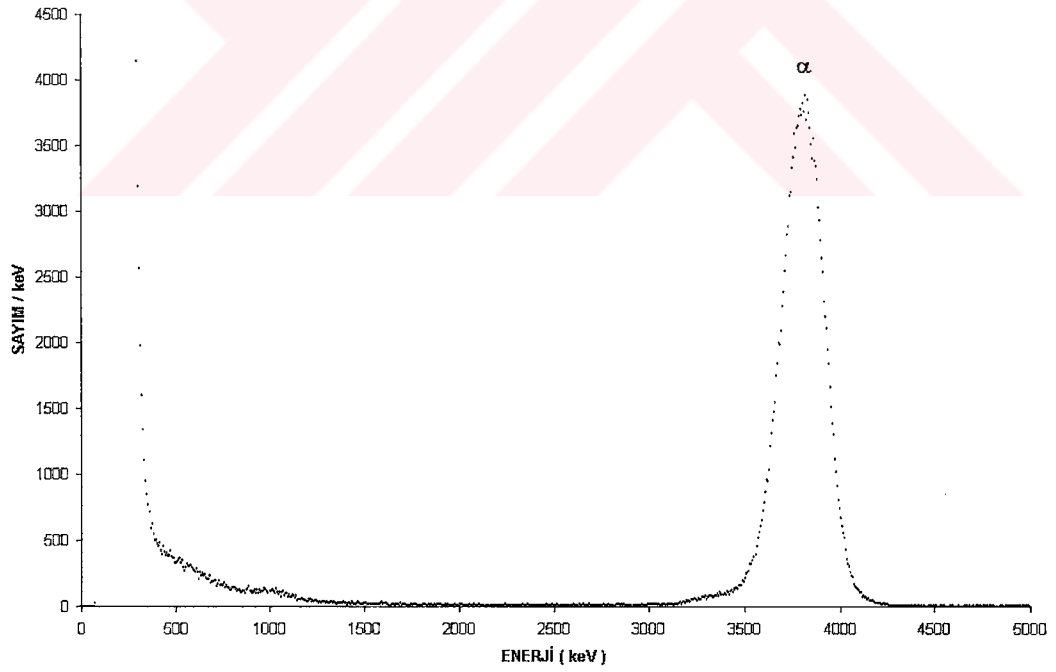
Şekil 4.1 Trityum hedef ve dedektörün konumu

Bunlar, hızlandırılan döteronların zamanla hedef üzerinde birikmesinden dolayı oluşan ${}^2H(d,n){}^3He$ ve ${}^2H(d,p){}^3H$ tepkileşimlerinden proton ve triton tanecikleri ayrıca Coulomb saçılmasından dolayı ortaya çıkan döteronlardı. 0,150 MeV enerjili döteronlar için döteron hüzmesi ile dedektör arasındaki açı 90° iken beklenen ürünlerin MeV cinsinden enerjileri Çizelge 4.1’ de görülmektedir.

Alçak enerjili taneciklerin [saçılan döteronlar, ^3He (0,782 MeV)] sayımı Coulomb saçılımına uğramış döteronlar ve hedeften gelen nötronların oluşturduğu gürültü (background) nedeniyle gözlenemedi.



Şekil 4.2 Trityum hedefin döteron hüzmesi ile bombardıman edilmesi sonucunda alınan ortak tanecik spektrumu (1)

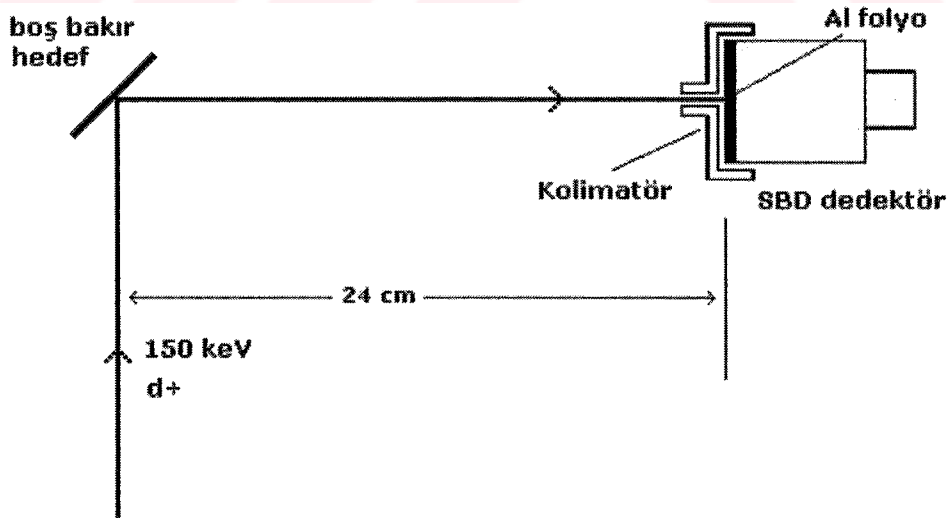


Şekil 4.3 Trityum hedefin döteron hüzmesi ile bombardıman edilmesi sonucunda alınan ortak tanecik spektrumu (2)

Çizelge 4.1 Ürün parçacıkların enerjileri (Csikai,1987)

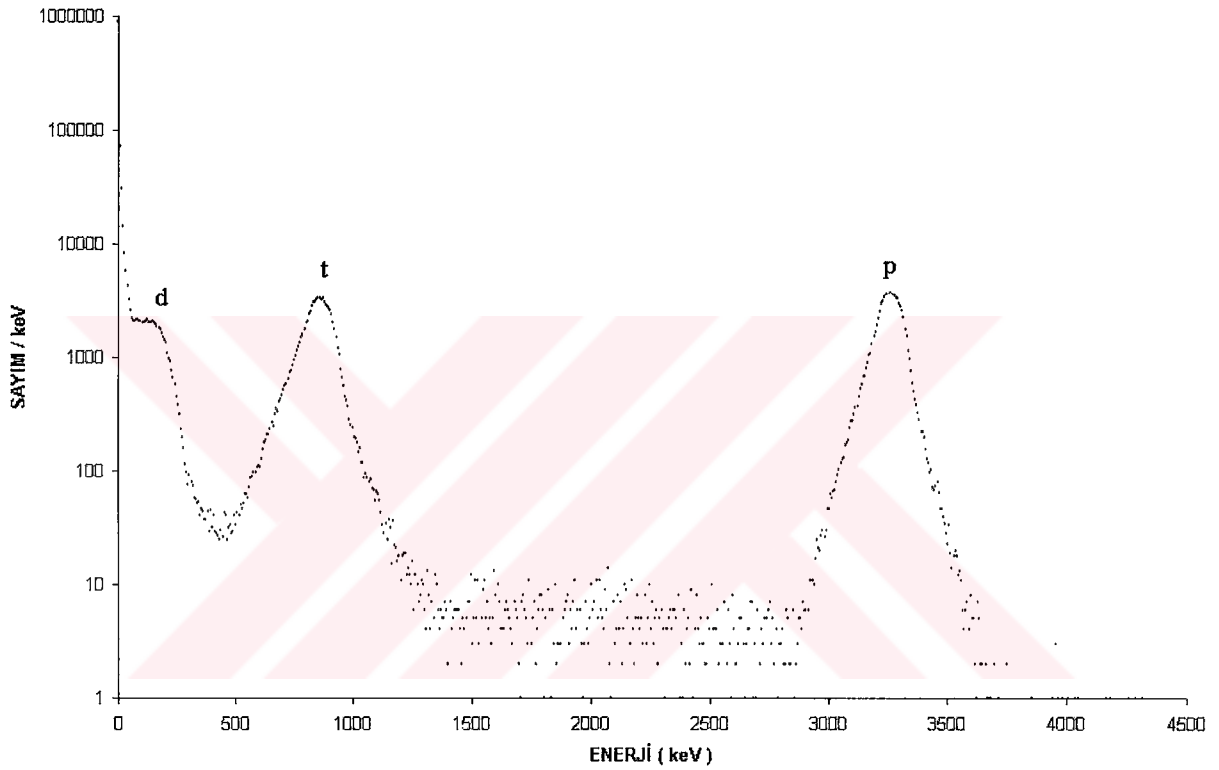
Θ_a	90°	
Döteronların enerjisi		0,150 MeV
Reaksiyon	Ürün parçacıklar	Ürün parçacıkların enerjileri (MeV)
D-T	${}^4_2\text{He}$	3,551
D-D	${}^3\text{He}$	0,782
D-D	P	3,061
D-D	${}^3\text{H}$	0,971

Ortak tanecik spektrumunda alfa parçacıkları dışında görülenlerin (D-D) tepkileşiminden dolayı olduğundan emin olunması için bu kez boş bir bakır hedef döteron hüzmesi ile döteronların hedef üzerinde birikme yapmasına yetecek kadar bir süre sayım almadan bombardıman edildikten sonra 50 dakika boyunca Şekil 3.7'deki düzenek yardımıyla D-D tepkileşimlerinden çıkan yüklü parçacıklar için sayım alındı. Döteronların hedef üzerinden Coulomb saçılması sonucunda dedekte edilen döteronları kesmek amacıyla $0,77 \mu\text{m}$ kalınlığında alüminyum folyo kullanıldı. Boş bakır hedef ve dedektörün konumu Şekil 4.4'de gösterilmiştir.



Şekil 4.4 Boş bakır hedef ve dedektörün konumu

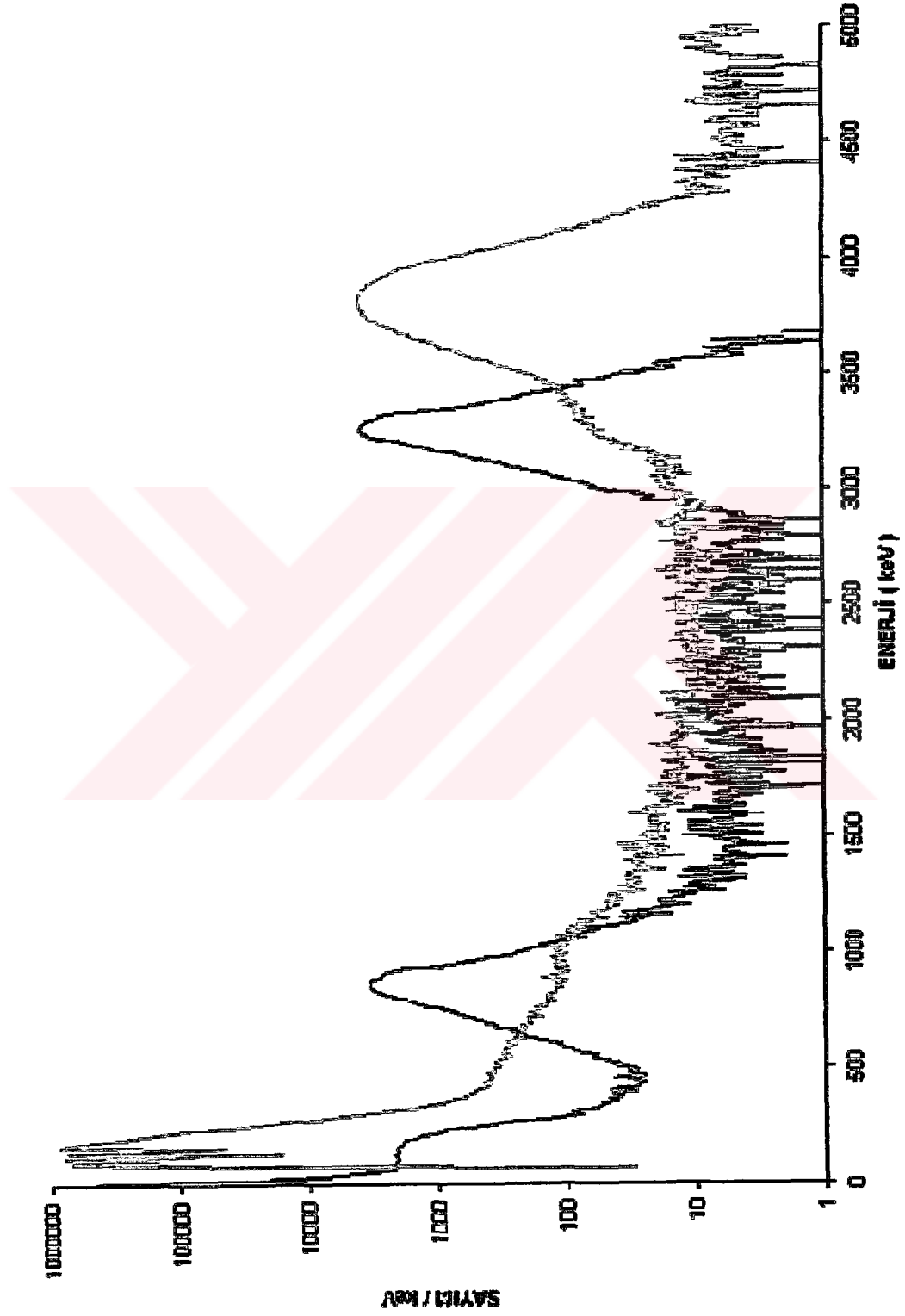
Çok kanallı analizör ile elde edilen spektrumda Şekil 4.5, ${}^2H(d,n){}^3He$ ve ${}^2H(d,p){}^3H$ tepkileşimlerinin meydana geldiği görüldü. Parçacıkların absorplayıcı malzemelerin çekirdekleri ile Coulomb etkileşimine uğramaları enerji kaybetmelerine sebep olur. Bunun için Alüminyum folyo aynı zamanda taneciklerin enerji kaybetmelerine sebep olduğundan alçak enerjili taneciklerin [3He (0,782 MeV)] sayımı gerçekleşmemiştir. Sadece ${}^2H(d,p){}^3H$ tepkileşiminden ortaya çıkan proton (3,061 MeV) ile tritonları (0,971 MeV) ve önceki spektrumlara göre daha net görebildiğimiz döteronların sayımı gerçekleşebildi.



Şekil 4.5 Boş bakır hedefin döteron hüzmesi ile bombardıman edilmesi sonucunda alınan ortak tanecik spektrumu

0,77 μm kalınlığındaki alüminyum folyo için alfa, proton, triton ve 3He parçacıklarının enerji kayıpları sırasıyla 0,16 MeV, 0,017 MeV, 0,066 MeV ve 0,28 MeV olarak hesaplanmıştır. Böylece SBD dedektöre gelen parçacıkların enerjileri sırasıyla 3,389 MeV, 3,044 MeV, 0,905 MeV ve 0,501 MeV olarak bulunmuştur.

Şekil 4.6' da çok kanallı analizör ve yükselticinin kazançları değiştirilmeden alınan iki

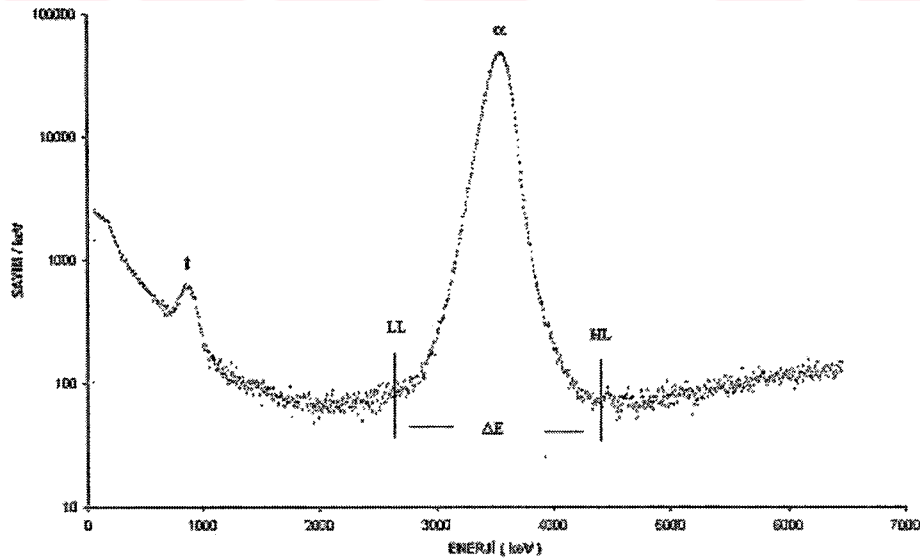


Şekil 4.6 Ortak taneciklerin spektrumlarının karşılaştırılması. Bu karşılaştırmada MCA' nın ve Main Amplifier ın kazançları değişilmemiştir.

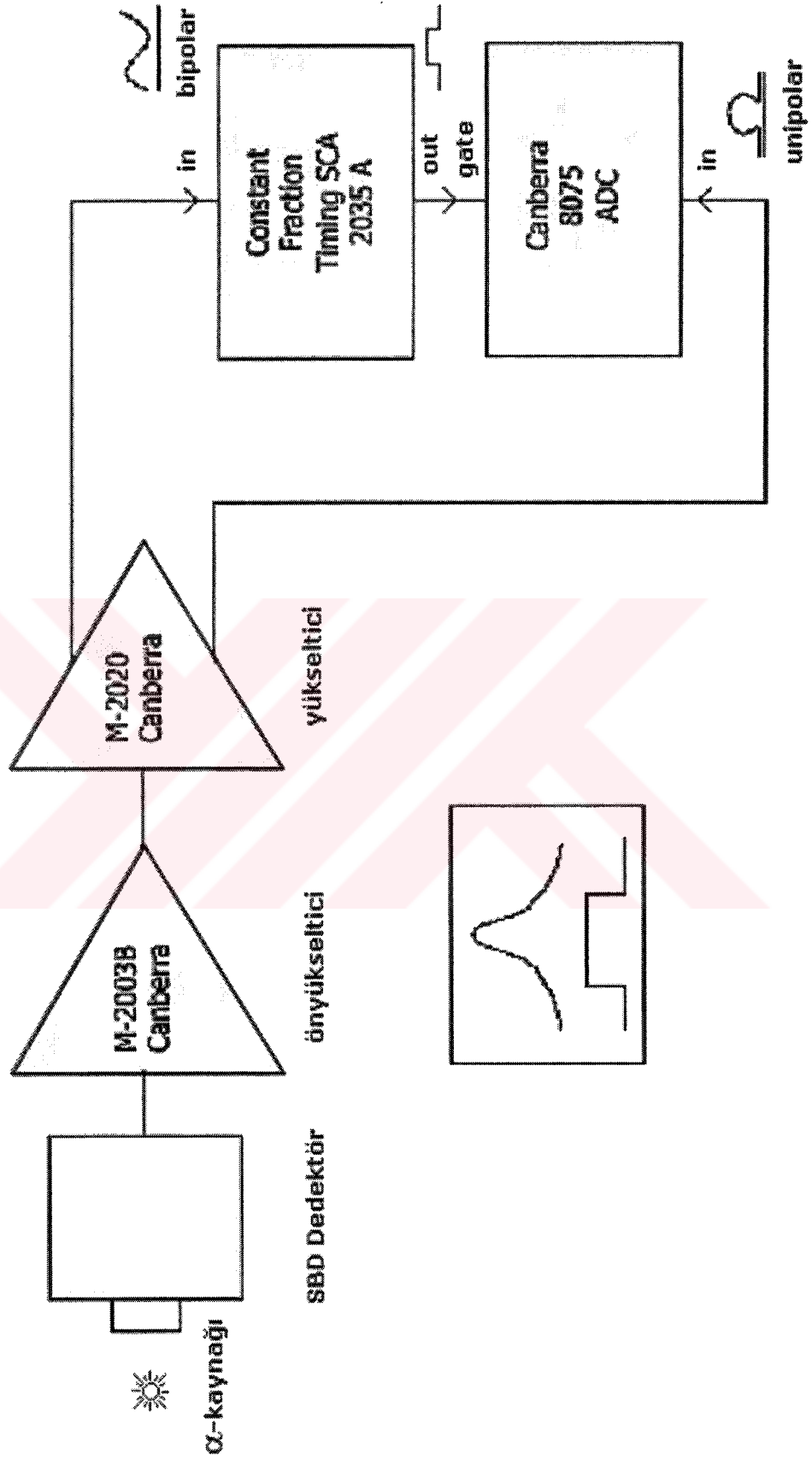
spektrumun karşılaştırılması verilmiştir. Bu şekilde dedektörün ön yüzeyinin alüminyum folyo ile kaplanmasından dolayı protonların ve tritonların alüminyum folyoda enerji kaybetmeleri sonucu piklerinin bir miktar kaydığı ve hedeften saçılan döteronların oluşturduğu gürültünün azaldığı görülmektedir.

4.1 Tek kanallı analizörün kalibrasyonunun yapılması

Üstteki paragraflarda belirttiği üzere alfa parçacıklarının sayımı sırasında diğer enerjideki yüklü parçacıkların sayımından kurtulmak için belli genlik kurallarına uyan darbeleri belirleyebilme olanağı sağlayan tek kanallı analizör (SCA) kullanıldı. SCA’da belli bir genlik bölgesi yani alt ve üst seviye gerilimleri arasındaki bölge SCA penceresi olarak tanımlanır ve bu pencere içine düşen genlikteki darbeleri lojik bir çıkışa verir yani genliği alt seviyenin altında veya üst seviyenin üstünde olan darbeler pencerenin kurallarına uymadığından çıkış üretmezler. Döteron hüzmesi ile dedektöre gelen alfa parçacıklarının arasındaki açı 90° iken, 3,551 MeV enerjili alfalar için alt enerji seviyesi (LL) ve pencere aralığı (ΔE) belirlenmiştir. Bu belirleme aynı anda SBD dedektöre gelen alfa parçacıklarının spektrumuna Şekil 4.7’ye göre yapılmıştır. Deney sistemimizde $\Delta E = 0,06$, $LL = 4,32$ dir. Dedektörden gelen sinyaller ile SCA penceresi arasında 1 sn’lik gecikme vardır (delay=1,0sn). SCA’ da gerekli bölgenin ayarlanması için kullanılan elektronik üniteler Şekil 4.8’de görülmektedir.



Şekil 4.7 SCA’ nın kalibrasyonunun yapılması için trityum hedefin döteron hüzmesiyle bombardıman edilmesi sonucu alınan spektrum



Şekil 4.8 Tek kanallı analizörün kalibrasyonu için kurulan sistemin elektronik şeması

Ancak tek kanallı analizör ile belirlediğimiz enerji aralığında hala $^2H(d,p)^3H$ tepkileşiminden gelen protonlarında katkısı bulunmaktadır. Bu yüzden alfa parçacıklarının sayısından protonlardan gelen katkının çıkarılması gerekmektedir. Bu amaçla, şekil 4.7' deki spektrumdan tritonlar için pik alanı bulunarak D-D tepkileşiminden tritonlar ile aynı anda çıkan protonların alfa pik alanına katkısı hesaplanmıştır ve spektrumda görülen alfa pik alanından çıkarılmıştır.

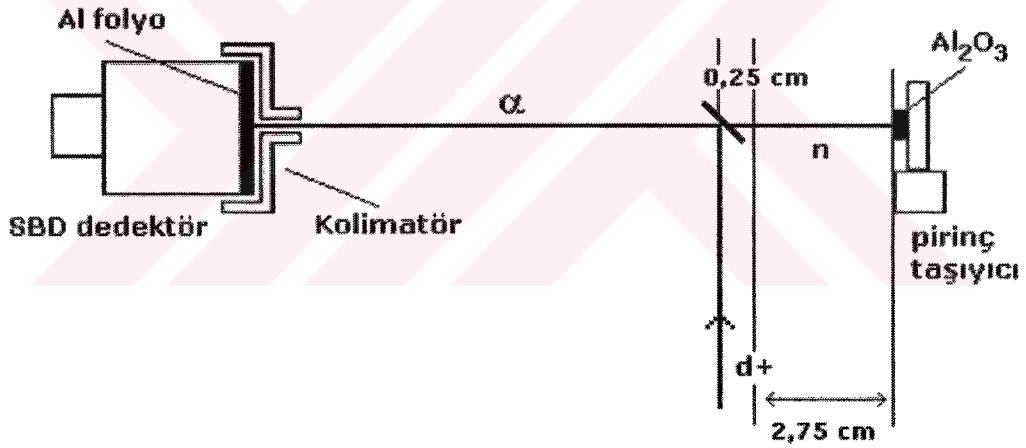
Alfa pik alanının (A_α), alfa ve protondan oluşan pik alanına (A) oranı bulunarak ölçülen alfa parçacıklarının sayısında ($N_{\alpha\alpha}$) düzeltme yapılmıştır. Bu oran 0,99 olarak bulunmuştur

$$\left[N_\alpha = N_{\alpha\alpha} \frac{A_\alpha}{A} \right].$$

5. DENEYİN YAPILIŞI

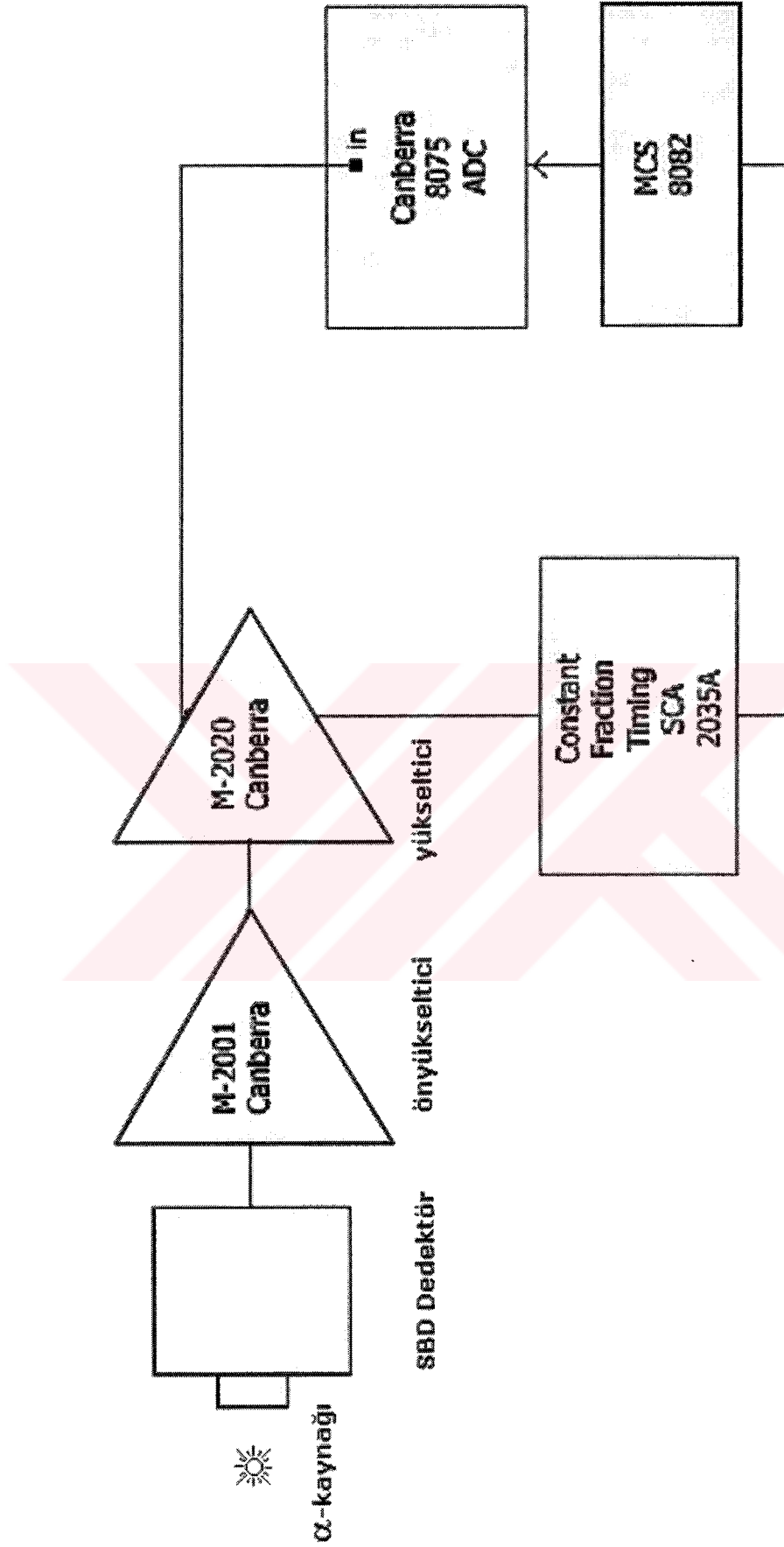
Döteron hüzmesi ile 90° açı yapacak şekilde çıkan alfaların ölçümü için yerleştirilen yüzey engelli yarı iletken dedektörden gelen sayımları almak için Şekil 5.2'deki düzenek kuruldu. 3,551 MeV enerjiye sahip alfa parçacıkları için alınan sayım sayıları MCS ile her kanala 1 sn aralığında gelecek şekilde ayarlandı.

Nötron sayısının ortak tanecik yöntemi ve nötron aktivasyon yöntemi ile belirlenerek karşılaştırılmasının yapılması için Al_2O_3 örneğin ışınlamasına alfa parçacıklarının sayımı ile aynı anda başlandı. Hedefin, SBD dedektörün ve Al_2O_3 örneğin konumu aşağıdaki gibidir. SBD dedektörün önünde $0,77 \mu m$ kalınlığında alüminyum folyo ve 8 mm iç çapa sahip 12 mm uzunluğunda kolimatör bulunmaktadır.



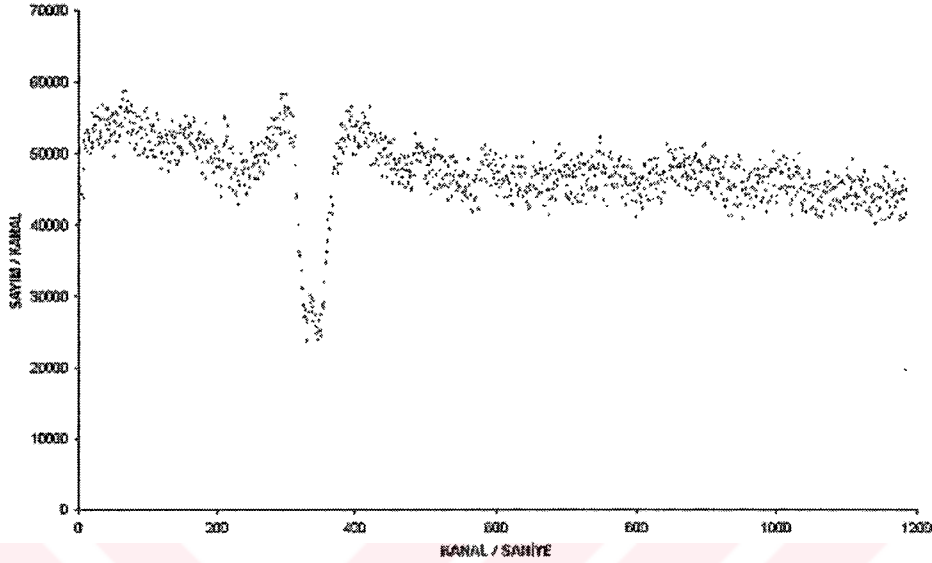
Şekil 5.1 Tritiyum hedefin, SBD dedektörün ve Al_2O_3 örneğin konumu

Tritiyum hedeften 3 cm uzağa pirinçten yapılmış bir tutucu ile yerleştirilen Al_2O_3 örnek 3,7678 gr kütleli, %99,85 saflığa sahip 19,5 mm çapında ve 3,40 mm yüksekliğinde dairesel bir disk şeklindedir.



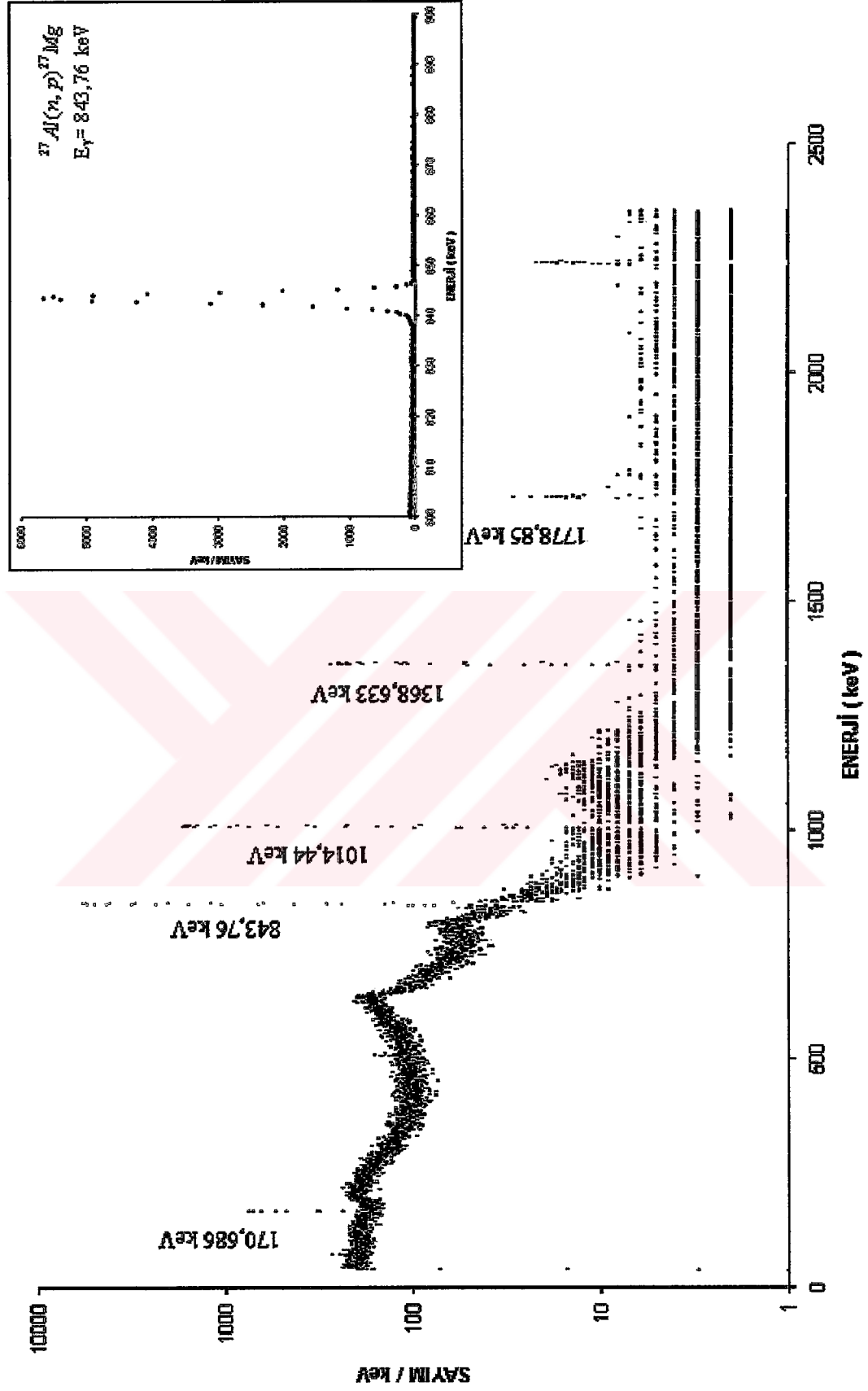
Şekil 5.2 Ortak tanecik alfa parçacıklarının sayımı için kurulan elektronik düzenek

Deney sırasında alfa parçacıklarının sayımı için yeterli olacak şekilde 1000 sn aktif sayım süresince sayım alınırken Al_2O_3 örnek 1189 sn boyunca ışınlanmış oldu. Alfa parçacıklarının MCS spektrumu Şekil 5.3’de görülmektedir..



Şekil 5.3 Alfa parçacıklarının MCS spektrumu

${}^3_1H(d,n){}^4_2He$ tepkileşiminden döteron demetine göre 90° açı ile çıkan 14,1 MeV civarında enerjiye sahip nötronlar ile ışınlanan Al_2O_3 örnek alfa parçacıklarının sayımı biter bitmez ışınlama yerinden alınarak ${}^{27}_{13}Al(n,p){}^{27}_{12}Mg$ reaksiyonu ile üretilen ${}^{27}_{12}Mg$ çekirdeğinden bozunan 844 keV enerjili gamaların ölçülmesi için 2 dakika 40 sn içerisinde sayım sistemine yerleştirildi. Örneğin HPGe dedektöre yerleştirilmesi sırasında dedektör üzerine takılan örnek merkezi ile kristal yüzeyi arasında 36,3 mm mesafe bırakan polietilenden yapılmış silindirik bir taşıyıcı kullanıldı. HPGe dedektörün kalibrasyonu sırasında da gama kaynakları aynı uzaklıktan ölçülmüştür. Al_2O_3 örnekten 1013 sn sayım süresince alınan sayımlar ile 844 keV’lik TET (tüm enerji tepesi) sayımları belirlendi. Şekil 5.4’de bu ölçümden alınan gama spektrumu görülmektedir. Aluminyum için (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$, (n,γ) tepkileşimlerinin bozunma karakteristikleri Çizelge 5.1’ de görülmektedir. Ancak spektruma bakıldığında, çizelgede görülen bazı tepkileşimlerin yarı ömür sürelerinin çok kısa veya çok uzun olmasından dolayı yada göreceli gama şiddetinin çok küçük olmasından dolayı bu spektrumda görülmediği farkedilir.



Şekil 5.4 Al_2O_3 örneğin gama spektrumu

Çizelge 5.1 ^{27}Al çekirdeğinin (n, p) , $(n, 2n)$, (n, α) , (n, γ) tepkileşimlerinin bozunma karakteristikleri (Firestone, 1996)

Tepkileşim	$T_{1/2}$	E_γ (keV)	f_γ (%)
$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$	9,458 d	170,686	0,8
		843,76	71,8
		1014,44	28,0
$^{27}\text{Al}(n, 2n)^{26}\text{Al}$	$7,4 \cdot 10^{-5}$ y	1129,65	2,4
		1808,63	99,73
		2938,20	0,27
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	20,20 msn	472,202	100
	14,9590 s	996,82	0,0014
		1368,633	100
		2754,028	99,944
		2869,50	0,0003
		3866,19	0,052
		4237,96	0,0011
$^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$	2,2414 d	1778,85	100

6. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada ortak tanecik yöntemi kullanılarak, ${}^3H(d,n){}^4He$ tepkileşiminden çıkan alfa parçacıklarının sayımı ile aynı reaksiyondan çıkan 14,1 MeV nötronların sayısı bulunmuştur.

Yapılan deneylerde alfa parçacıklarının sayımı ile aynı zamanda, hedef üzerinde döteron birikmesi sonucu oluşan proton ve triton parçacıklarının sayımı da mümkün olmuştur. Böylece döteron birikmesi sonucunda ${}^2H(d,p){}^3H$ reaksiyonundan gelen tritonların sayısı belirlenerek, ${}^2H(d,n){}^3He$ reaksiyonu sonucu oluşan nötronların, hesaplanan 14,1 MeV nötronlarına katkısı çıkarılmıştır.

Literatüre bakıldığında D-T etkileşiminden çıkan alfaların sayımı için alfa dedektörüne ek olarak trityum hedef arkasına yerleştirilen bir nötron dedektörü de (plastik sintilatör) kullanılmaktadır. Böylece alfa parçacıklarının sayımları nötron dedektöründen gelen sinyaller ile alfa dedektöründen gelen sinyallerin çakışması durumunda alınmaktadır. Bu sayede çevreden saçılarak gelen veya D-T reaksiyonundan başka bir tepkileşimden çıkan nötronların veya alfa parçacıklarının sayımı engellenmektedir. Yinede D-T reaksiyonundan başka tepkileşimlerden gelen sinyallerin tesadüfen çakışması mümkündür. Bu yüzden yanlış sayımlar alınabilmektedir.

Bu çalışmada ise MCS yöntemi kullanılarak 3,551 MeV enerjili alfa parçacıkları için doğrudan sayım alınmıştır. Alfa parçacıkları için seçilen enerji aralığında bulunan protonların, alfa parçacıklarının sayısına katkısı tritonların sayısının belirlenmesiyle bulunmuştur ve alfa parçacıklarının sayısında düzeltme yapılmıştır. Ortak tanecik sayma yöntemiyle 14,1 MeV enerjili nötronların sayısının bulunmasındaki belirsizlikler Çizelge 6.1'de verilmektedir. Hedeften çıkan nötronların sayısı ortak tanecik yöntemiyle karşılaştırma yapabilmek için aynı zamanda nötron aktivasyon yöntemi kullanılarak da hesaplanmıştır.

Çizelge 6.1 Nötron sayısının ortak tanecik yöntemiyle bulunmasındaki belirsizlikler

$R(E_d, \Theta_a)$ 'nın belirlenmesinde; • döteron hüzmesinin moleküler yapıda olması nedeniyle • trityum hedefte homojen olmayan trityum dağılımı nedeniyle	belirsizlik (%)
	∓ 1
	$\mp 0,5$
α dedektörün katı açısı hesabında	∓ 2
α taneciklerinin sayımında	-
Toplam	$\mp 2,3$

Eş zamanlı yapılan bu ölçümlerde hızlandırıcı trityum hedefinden çıkan nötron akısı $1,039 \cdot 10^7$ n/cm²s olarak bulunmuştur. Nötron aktivasyon yöntemi kullanılarak nötron sayısının bulunmasındaki belirsizlikler Çizelge 6.2’de verilmektedir.

Çizelge 6.2 Nötron sayısının nötron aktivasyon yöntemiyle bulunmasındaki belirsizlikler

844 keV enerjili gamalar için pik alanında $P(E\gamma)$	belirsizlik (%)
	$\mp 0,47$
Al_2O_3 örnekte hedef çekirdek sayısında (n)	$\mp 0,1$
Tepkileşim kesitinde (σ)	$\mp 4,7$
HPGe dedektörün veriminde (ε)	∓ 2
Bozunma sabitinde (f)	$\mp 0,4$
Sayım katı açısında (Ω)	∓ 1
Zaman faktöründe (z)	$\mp 0,1$
Toplam	$\mp 5,2$

Ortak tanecik sayma ve nötron aktivasyon yöntemlerinin aynı anda uygulanmasıyla elde edilen sonuçlar Çizelge 6.3’de verilmektedir.

Çizelge 6.3 Ortak tanecik sayma ve nötron aktivasyon yöntemleriyle elde edilen sonuçların karşılaştırılması

Hedef	Döteron enerjisi (MeV)	14,1 MeV nötronların sayısı (n/s)		Sonuçlar arasındaki fark
		Ortak tanecik sayma yöntemine göre	Nötron aktivasyon yöntemine göre	
T_iT	0,150	$8,174 \cdot 10^8$	$8,001 \cdot 10^8$	%2

Veriler karşılaştırıldığında iki ayrı yöntemden elde edilen sonuçlar arasındaki farkın %2 den az olduğu görülmektedir. İki nötron verim ölçüm metodu arasındaki uyum, alfa parçacıkları sayım sistemimizin nötron verimini izlemeye olanak sağladığını gösterir. Aynı zamanda döteryumun hedef üzerinde birikmesinde sonuçlara fazla bir etkisi olmadığı görülür.

Sonuç olarak ÇNAEM Fizik Bölümü Araştırma Laboratuvarında bulunan Sames J-15 alçak enerjili iyon hızlandırıcısı ile yapılan bu çalışmada trityum hedeften çıkan 14,1 MeV nötronların sayısı ortak tanecik yöntemiyle % 2,3 belirsizlikle bulunmuştur. Bu da, foil aktivasyon yöntemiyle karşılaştırıldığında, ortak tanecik yönteminin nötron sayısının belirlenmesinde en duyarlı yöntem olduğunu göstermektedir.

KAYNAKLAR

- Amersham Laboratories, "Certificate of Calibration Of Alpha Emitting Radioactive Reference Source", Alpha reference sources test report-AMR43, Amersham International pic., UK
- Baykal, A., (1997), "Alçak Enerjilerde d+li Reaksiyonları" İstanbul Üniversitesi Doktora Tezi
- Benveniste, J., Mitchell, A.C., Schrader, C.D. and Zenger, J.H., (1960), "The Problem of Measuring The Absolute Yield of 14-MeV Neutrons By Means of An Alpha Counter", Nuclear Instruments and Methods 7 (1960), 306-314, North-Holland Publishing Company
- Bostan, M., Erduran, N. ve Ercan A., (1988), "Silindir şeklindeki Örneklerin Gama Aktivitelerinin Belirlenmesinde Öz Soğurma ve Katı Açılı Etkenlerinin İncelenmesi", Ç.N.A.E.M. A.R-250
- Bödy, Z ve Csikai, J., (1987), "Data for 14 MeV Neutron Activation Analysis", Handbook of Nuclear Activation Data, Vol 273, Brookhaven National Data Laboratory, USA
- Cansoy, Ç., (1978), "Çekirdek Teorisi", Cild 10, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi
- Csikai, J., (1987), "Handbook of Fast Neutron Generators", Vol I, CRC Press
- Debertin, K. ve Helmer, R.G., (1988), "Gamma and X-Ray Spektrometry with Semiconductor Detectors", Elsevier Science Publishing Company. Inc., USA
- Durusoy, A.Ş., (2000), "Çok kısa-ömürlü çekirdeklerin oluşumuna neden olan 14 MeV Nötron Tepkileşimlerinin İncelenmesi", Yıldız Teknik Üniversitesi Doktora Tezi
- EG&G ORTEC, (1993), "Quality Assurance Data Sheet Ultra™ Alpha Dedector", Tennessee, USA
- Elmalı, A., (2001), "Kısa Yarı Ömürlü Çekirdeklerin Yarılanma Sürelerinin Belirlenmesi", Yıldız Teknik Üniversitesi Doktora Tezi
- Ercan A., Erduran N., Gültekin, E. Ve Bostan, M., (1990), "Gama dedektör Veriminin Belirlenmesi ve Yakın Sayım Geometrisinde Büyük Hacimli Örneklerin Aktivitelerinin Ölçülmesi", Ç.N.A.E.M. A.R-281
- Erduran, N., Ercan, A., Subaşı, M., Tarcan, G., Gültekin, E., Özbir, Y., Atasoy, H., Dökmen, S., Baykal, A., Bostan, M. ve Özbaylı, C., (1987), "Hızlı Nötron Ünitesinin Kurulması ve HPGe Spektrometresinin Kalibrasyonunu Etkileyen Önemli Etkenlerin İncelenmesi", TFD Ulusal Fizik Kongresi, Bursa
- Firestone, R.B., (1996), "Table of Isotopes", V.S. Shirley Ed., Lawrence Berkeley National Lab., University of California
- Hertel, N.E. and Wehring, B.W., (1979), "Absolute monitoring of DD and DT Neutron Fluences Using The Associated – Particle Technique", Nuclear Instruments and Methods, 172 (1980), 501-506, North-Holland Publishing Company
- Karlsruher Nuklidkarte, (1974), "Chart Of The Nuclides"
- Knoll, G., (1979), "Radiation Detection and Measurements", John Willey and Sons, New York

- Krane, K., (1998), "Introduction in Nuclear Physics", J.V. and Sons
- Kuijper, P. and Spaargaren, D., (1971) "Monitoring 14 MeV Neutron Fluxes By Associated Particle Counting", Nuclear Instruments and Methods 98(1972), 173-174, North-Holland Publishing Company
- Özemre, Y. A., (1969), "Nötronların Difüzyon Teorisi", Cilt 1, İstanbul Teknik Üniversitesi Nükleer Enerji Enstitüsü
- Reyhancan, İ.A., (1999), "Nötron Spektrometresi ile Tomografi ve Hacimsel Malzemenin Tahribatsız Analizi", İstanbul Teknik Üniversitesi Doktora Tezi
- Subaşı, M., (1988), "Absolute Neutron Yield Determination of an Accelerator Neutron Source by Using The Associated Particle Method", Ç.N.A.E.M. A.R.-249
- Subaşı, M., Erduran, N., Tarcan, G., Özbir, Y., Baykal, A., Gültekin, E. ve Ercan, A., (1996), "Alçak Enerjili Bir İyon Hızlandırıcısında Mutlak Nötron Akısının Aktivasyon Yöntemiyle Belirlenmesi", Ç.N.A.E.M. A.R.-249
- Tanyel, B., (1994), "Nükleer Fizik", Ege Üniversitesi, İzmir
- Tarcan, G., Subaşı, M., Özbir, Y., Baykal, A., (1998), "Sames J-15 Hızlandırıcısının yeniden Kazanılması", Ç.N.A.E.M. TR-335
- Tsoufonidis, N., (1983), "Measurement and Dedection of Radiation", Mc Graw-Hill Company, New York, Usa
- Yeniçay, F., (1960), "Çekirdek Fiziği", cilt II, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi
- Yeniçay, F., (1964), "Çekirdek Fiziği", Cilt 1, İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi

ÖZGEÇMİŞ

Doğum tarihi 04.03.1975

Doğum yeri İstanbul

Lise 1989-1992 Yeşilköy 50. Yıl Lisesi

Lisans 1993-1999 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Yüksek Lisans 2000-2003 Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Çalıştığı kurum

2000-Devam ediyor YTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Araştırma Görevlisi

