

172389

SU İÇERİSİNDE NÖTRON YAVASLAMA
PARAMETRELERİNİN ÖLÇÜMÜ

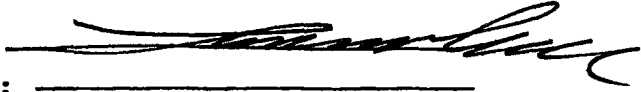
Nesrin Doğan

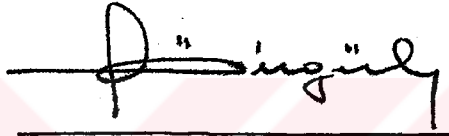
Hacettepe Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetmeliği'nin
Nükleer Enerji Mühendisliği Ana Bilim Dalı İçin Öngördüğü
YÜKSEK MÜHENDİSLİK TEZİ
Olarak Hazırlanmıştır.

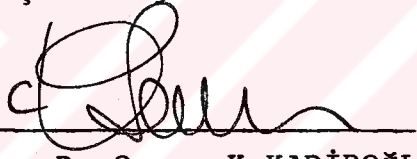
Aralık, 1984

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne

İşbu çalışma, jürimiz tarafından NÜKLEER ENERJİ MÜHENDİSLİĞİ Ana Bilim Dalında YÜKSEK MÜHENDİSLİK TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Başkan : 
Prof. Dr. Yalçın SANALAN

Üye : 
Doç. Dr. Özgen BİRGÜL

Üye : 
Doç. Dr. Osman K. KADİROĞLU

ONAY

Yukarıdaki imzaların, jüri üyelerine ait olduğunu onaylıyorum .../.../1984.



Prof. Dr. Acar IŞIN

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ÖZET

Bu çalışmada 400keV'luk Van de Graff hızlandırıcısı kullanılarak, Darbeli Nötron Yöntemi ile suyun termal nötron difüzyon parametreleri saptandı. Ölçümler $0.016-0.1\text{cm}^{-2}$ geometrik bükülme aralığındaki 6 prizma geometrisinde yapıldı. Elde edilen bozunum eğrileri en küçük kareler uydurma yöntemiyle analiz edildi. Sonuçların kuramsal sonuçlarla ve literatürdeki değerlerle uyduğu gözlemlendi. Ölçüm yapılan geometrik bükülme aralığında difüzyon soğutması önemli olmadığından, difüzyon soğutma katsayısı için sağlıklı bir değer bulunamamıştır. Ayrıca 14MeV enerjide, $7\mu\text{s}$ genişliğindeki nötron darbelerinin, su içinde kadmiyum kesim enerjisine ortalama yavaşlama zamanı 1 inçlik BF_3 dedektörü kullanılarak ölçüldü. En büyük geometride $2.84\mu\text{s}$, en küçük geometride $2.12\mu\text{s}$ ortalama yavaşlama zamanı ölçüldü. Ölçülen yavaşlama zamanları kuramsal sonuçlarla uyumla beraber, nötron darbe genişliğinin ölçülen zamandan büyük olması ölçümlerde büyük bir belirsizlik doğurmuştur.

İlerki çalışmalarda daha iyi zaman ayırma gücü ile daha sağlıklı yavaşlama parametreleri elde etmek için, hızlandırıcısının darbelendirme sistemi geliştirilmelidir.

SUMMARY

Thermal neutron diffusion parameters of light water were determined by Pulsed Neutron Technique using a 400kV Van de Graff accelerator. Measurements were taken in 6 rectangular geometries with bucklings varying from 0.016 to 0.1cm^{-2} . The decay curves were analysed by the least squares method. The experimental results agree fairly well with theory and the results of the other investigators. It was not possible to get an accurate value of the diffusion cooling coefficient due to the rather narrow range of buckling covered during the experiment. *The mean slowing down time* of neutron bursts with 14MeV energy and $7\mu\text{s}$ pulse width were measured in water, using 1" BF_3 dedector, down to the cadmium cut-off energy. Although the errors were rather high due to the large neutron pulse width, the measured mean slowing down times of $2.84\mu\text{s}$ and $2.12\mu\text{s}$ for the largest and the smallest geometries respectively, agree roughly with the results of the other works.

For future works, the pulsing system of the accelerator must be improved to obtain more accurate slowing down parameters with better time resolution.

TEŞEKKÜR

Çalışmam süresince yardımlarını gördüğüm, bilgi ve deneyiminden yararlandığım, tez yöneticim sayın Prof.Dr. Yalçın Sanalan'a içtenlikle teşekkür ederim.

Deneyisel araçlarla ilgili tecrübesinden yararlandığım Doç.Dr.Özgen Birgül'e ; bilgisayar programlarının yazılmasında yardımcı olan Doç.Dr.Cem Girit'e ; deneyisel parçaların teknik çizimlerdeki yardımlarından dolayı Doç.Dr.Ö.Ercan Ataer'e ; yardımlarını gördüğüm Nükleer Fizik grubundaki diğer öğretim görevlilerine ;

Deneyisel düzeneklerin yapımındaki yardımlarından dolayı Mekanik Atölyedeki arkadaşlarıma ; tezimi özenle daktilo eden Bn.Muazzez Yılmaz'a teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	iv
SUMMARY	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİLER	5
2.1. Darbeli Nötron Kaynağı	5
2.2. Gerekli Denklemlerin Tek Hızlı Difüzyon Teorisine Göre Elde Edilmesi	5
2.2.1. Harmoniklerin Yok edilmesi	15
2.2.2. Yavaşlama Zamanı	17
3. DENEYSEL DÜZENEK	23
3.1. Yüklü Parçacık Hızlandırıcısı	23
3.2. Darbeli Nötron Kaynağı	23
3.3. Yavaşlatıcı Tankı	26
3.4. Dedektörler	27
3.5. Dedeksiyon, Sayım, Bilgi Toplama ve Değerlendirme Düzeneği	29
4. ÖLÇÜMLERİN ALINMASI	34
5. BOZUNUM EĞRİLERİNİN DEĞERLENDİRİLMESİ	37
5.1. Ölü Zaman Düzeltmesi	37
5.2. Çevresel Etki Düzeltmesi	38
5.3. Bozunum Sabitinin Bulunması	39
5.4. Yavaşlatıcı İçerisine Yerleştirilen Dedektörün Yavaşlatıcısının Geometrik Bükülmesi	

İÇİNDEKİLER DİZİNİ (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
Üzerinde Yaptığı Değişikliğin Bozunum. Sabitine Etkisi	41
5.5. Su İçin Termal Nötron Difüzyon Parametre- lerinin Bulunması	42
5.6. Bozunum Sabiti Üzerine Sıcaklığın Etkisi	45
5.7. Yavaşlama Zamanı Ölçümü	47
5.7.1. Yavaşlama Zamanının Bulunması	48
6. SONUÇLAR	53
6.1. Deney Sonuçlarının Tartışılması	53
6.2. Öneriler	55
EK AÇIKLAMALAR	
A. Zamanı Darbe Yüksekliğine Çeviren Birim (Time-of-Flight Module)	57
B. Sayma Kayıplarının Düzeltilmesi	59
DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ	65

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>ŞEKİL</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 : $\lambda(B^2)$ 'nin B^2 'ye göre değişimi,	11
2.2 : Harmonikleri yok etmek için dedektör, kaynak yerleşimi.	16
2.3 : Yavaşlama zamanının nötron enerjisi ile değişimi.	19
3.1 : Yüklü parçacık hızlandırıcısı ve enerji düzenleyici sistemin şematik görünüşü.	24
3.2 : $H^3(n,D)_2He^4$ reaksiyonu sonucu ortaya çıkan nötronların BF_3 dedektörü ile oluşan spektrumu.	28
3.3 : Deneysel düzenek.	28
3.4 : Dedeksiyon ve sayım sistemi.	30
3.5 : Bilgi toplama ve değerlendirme düzeneği.	32
4.1 : Cd filtreli BF_3 ile elde edilen hızlı nötron spektrumu.	35
4.2 : Su içinde zamana bağımlı bozunum eğrilerin- den biri.	36
4.3 : Zamana bağımlı bozunum eğrisinin logaritmik görünüşü.	36
5.1 : Su için $\lambda(B^2)-B^2$ uyum eğrisi.	46
5.2 : Çıplak ve Cd filtreli BF_3 dedektörünün zaman davranışları.	49
5.3 : Yavaşlama zamanının ortamın geometrik bükül- mesi ile değişimi.	52
A-1 : Time-of-Flight birimin blok diyagramı.	58

ÇİZELGELER DİZİNİ

	<u>Sayfa</u>
<u>ÇİZELGE</u>	
2.1 : Suyun hesaplanmış difüzyon parametreleri	15
2.2 : Hidrojende ortalama yavaşlama zamanı için bulunan analitik ifadeler.	21
3.1 : Hızlandırıcının darbelendirme sistemi ile elde edilen darbe özellikleri.	25
4.1 : Ölçüm yapılan yavaşlatıcı büyüklükleri ve geometrik bükülme değerleri.	35
5.1 : Su içinde $0.016-0.1\text{cm}^{-2}$ geometrik bükülme aralığında ölçüm ve hesap sonucu bulunan bozunum sabiti değerleri.	41
5.2 : Darbeli Nötron Kaynağı Yöntemiyle suyun ölçülen termal nötron difüzyon parametreleri.	44
5.3 : Ölçüm yapılan geometrik bükülme değerlerinde Cd'un kesim enerjisine ölçülen ortalama yavaşlama zamanı değerleri.	50
5.4 : Su içinde çeşitli nötron enerjilerine ölçülen yavaşlama zamanları.	51

1. GİRİŞ

Nükleer reaktör fiziğinin en önemli problemlerinden biri de nükleer reaktörlerde kullanılan yavaşlatıcıların yavaşlama özelliklerininin saptanmasıdır. **Darbeli Nötron Kaynağı Yöntemi** bu özelliklerin saptanmasında yaygın olarak kullanılır (Pulsed Neutron Source Technique). Bu yöntem ile yavaşlatıcıların yakalama ve saçılma etkin kesitleri, difüzyon katsayısı, ortalama nötron yaşam zamanı, nötron yavaşlama zamanı gibi parametrelerininin saptanması yanı sıra, nötron spektrumu (Beyster, 1961), reaktivite ölçümleri (Simmons and King, 1958), nükleer reaktör kontrol çubuklarının kalibrasyonu (Kolar, et.al., 1961), albedo ölçümleri ve benzeri deneyler yapılabilir.

Zamana bağımlı nötron yavaşlaması konusundaki teorik çalışmalar deneysel çalışmalardan daha önceki yıllarda başlamıştır. Marshak, Ornstein ve Uhlenbeck, sonsuz hidrojenli ortamlarda nötron yavaşlaması ile ilgili teorik çalışmalar yapmışlardır (Marshak, et.al., 1947) Hynam ve Crouch zamana bağımlı nötron yoğunluğunu Monte Carlo yöntemini kullanarak hesaplamışlardır (Hynam and Crouch, 1957).

Nelkin ve Hurwitz nötron yavaşlama sürecinin son aşaması olan asimtotik enerji dağılımının zamanla bozunumu temsil eden en küçük özdeğeri, pertürbasyon teorisini kullanarak hesaplamışlardır (Hurwitz and Nelkin, 1958). Yavaşlatıcı atomları ile nötron arasındaki enerji değişimini belirten nötron termalizasyon parametresi M_2 ilk defa Nelkin tarafından hesaplanmıştır (Nelkin, 1958). Nelkin ayrıca trans-

port teorisini kullanarak, termalize nötron darbesinin bozunumu üzerinde çalışmıştır (Nelkin, 1960).

Darbeli Nötron Kaynağı Yöntemi ilk kez 1953 yılında reaktör yavaşlatıcılarının yakalama etkin kesiti ve difüzyon katsayılarının ölçümü için kullanılmıştır. Von Dardel ve Sjöstrand su için termal nötron difüzyon parametrelerini bu yöntemle saptamışlardır (V.Dardel and Sjöstrand, 1954). Bu konudaki deneysel çalışmalarda çok çeşitli yavaşlatıcılar kullanılmıştır. Meadows ve Whalen $0,03-0,39\text{cm}^{-2}$ geometrik bükülme aralığında $\text{ZrH}_{1.7}$ (Zirconium Hydride)'in termal nötron difüzyon parametrelerini saptamışlardır (Meadows and Whalen, 1961). Rippon, Scott ve White demir üzerinde çalışmalar yapmışlardır (Rippon and Scott, 1974; White, et.al., 1978).

Darbeli Nötron Kaynağı kullanarak belirli bir nötron enerjisine ortalama yavaşlama zamanını ölçmek olanaklıdır. Yavaşlama zamanı termal enerjilere kadar ölçülebileceği gibi, In, Gd ve Cd gibi belirli bir enerjide kesimi olan filtreler kullanılarak bu enerjilere yavaşlama zamanları ölçülebilir. Sakamoto, Cd ve Gd filtreler kullanarak su, buz, parafin ve santowax içinde bu filtrelerin kesim enerjilerine ortalama yavaşlama zamanını ölçmüştür (Sakamoto, et.al., 1969). Yavaşlatıcı ortamın nötronik özelliklerini değiştiren soğurucuları ortama yerleştirip, bu soğurucuların nötronlarla etkileşmesi sonucu ortaya çıkan gamaların sayma hızının zamanla değişimine bakarak ta (Capture-Gamma-Ray Technique) nötron yavaşlama zamanı belirlenebi-

lir. Profio ve Eckard "Nötron yakalama gamalarının zama-
na bağlı algılanması" yöntemini kullanarak su içinde in-
dium ve kadmiyumun kesim enerjilerine (1.47eV, 0.18eV)
nötron yavaşlama zamanını ölçmüşlerdir (Profio and
Eckard, 1964). Yavaşlama zamanı üzerine yavaşlatıcı büyük-
lüğüne etkisi ile ilgili ilk çalışmalar Takahashi ve
Sumita (1967), Maekowa ve Yamamura (1969), Hanna ve Harris
(1972) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmaların hepsinde
grafit yavaşlatıcılarda sonsuz geometri yaklaşımı kulla-
nılmıştır. Bu konudaki son çalışmalardan biri Hirsberg
tarafından yapılmıştır (Hirsberg, 1983). Hirsberg sonlu
yavaşlatıcı büyüklüğünün ortalama yavaşlama zamanına etki-
sini incelemiş ve küçük geometrilerde daha kısa yavaşlama
zamanı ölçmüştür. Oysaki yavaşlama zamanının ortam büyük-
lüğüne bağlı olmaması gerekir. Burada kısa yavaşlama za-
manlarının ölçülmesinin nedeni, hızlı nötronların, sızın-
tı nedeniyle ortamı erken terketmeleridir.

Darbeli Nötron Kaynağı Yönteminin en büyük avantajı, nö-
tron darbe genişliğine bağlı olarak zamandaki ayırma gücü
ile iyi bir enerji ayırma gücü elde edilebilmesidir. Za-
mana bağımlı olması nedeniyle dinamik olan **Darbeli Nötron
Kaynağı Yöntemi** ile yavaşlatıcı ortamın termal nötron di-
füzyon parametrelerinin saptanması diğer yöntemlere göre
daha kısa zaman almaktadır. Bu yöntem sonlu yavaşlatıcı
ortamından hızlı nötron sızıntısı nedeniyle oluşan difüz-
yon soğutma katsayısı (diffusion cooling-coefficient) öl-
çümünü de olanaklı kılmaktadır.

Bu çalışmada Darbeli Nötron Kaynağı Yöntemi kullanılarak oda sıcaklığında damıtılmış , di-iyonize suyun termal nötron difüzyon parametreleri, $0,016-0,1\text{cm}^{-2}$ geometrik bükülme aralığında saptandı ve su içinde kadmiyum kesim enerjisine ortalama yavaşlama zamanı ölçüldü.

İkinci bölümde olayın teorisi anlatıldıktan sonra, üçüncü bölümde deneysel yöntem, düzenek ve ölçümlerin alınması anlatılmıştır. Bundan sonraki bölümlerde deneysel ölçümlerin değerlendirilmesi anlatılarak, son bölümde sonuçlar tartışılmış ve öneriler getirilmiştir.



2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1. Darbeli Nötron Kaynağı Yöntemi

Darbeli Nötron Kaynağı Yöntemi temel olarak şöyledir : Yavaşlatıcı içerisinde hızlı nötronlar delta fonksiyonu şeklinde, periyodik olarak püskürtülür. Bir püskürtme ile yavaşlatıcı ortam içerisine giren hızlı nötronlardan, ortamın atomları ile yaptıkları çarpışmalar sonucu termal hale gelenler, termal nötron dedektörü ile algılanırlar. Bu şekilde nötronun ilk enerjisinden termal hale gelmesine kadar geçen süreyi ölçmüş oluruz. Termal hale gelen nötron yoğunluğu, yakalama ve sonlu ortamdan kaçak nedeniyle zamanla exponansiyel olarak bozunur. Bu bozunumun eğrisinden bozunum sabiti, λ saptanır. Yavaşlatıcı ortamın geometrik bükülmesi ile bozunum sabiti λ arasındaki ilişkiden yavaşlatıcının nötron yaşam zamanı, difüzyon katsayısı, difüzyon soğutma katsayısı belirlenir.

2.2. Gerekli Denklemlerin Tek Hızlı Difüzyon Teorisine Göre Elde Edilmesi

Çalışmamızdaki problem sonlu büyüklükteki yavaşlatıcı ortamda yavaşlayan hızlı nötronların zamana göre dağılımlarının belirlenmesidir. Nötronların ilk enerjileri MeV mertebesindedir. (D-T reaksiyonu sonucu çıkan nötronların enerjileri yaklaşık 14MeV) Yavaşlama sürecinde enerjileri eV seviyesine iner. Yavaşlatıcı bir ortama gelen hızlı nötronlar enerjilerini üç ardışık süreçle kaybederler :

Moderasyon, termalizasyon ve difüzyon. "Moderasyon" yaklaşık $\frac{1}{4}$ eV'ün yukarısındaki bölgedeki yavaşlamaya, "Termalizasyon" yaklaşık $\frac{1}{4}$ eV'un altındaki bölgedeki yavaşlamaya karşılık gelir. Termalizasyon süreci nötronlar asimtotik enerji dağılımı gösterinceye kadar devam eder. Bu dağılımın karakteristikleri saçılma kernel'i ile belirlenir. Termalizasyonu difüzyon süreci takip eder. Bu süreçte asimtotik enerji dağılımının şekli sabit kalır, fakat büyüklüğü zamanla azalır. Bu süreç sızıntı ve soğurma ile sona erer.

Sonlu geometrili yavaşlatıcı ortam içerisine hızlı nötronlardan oluşan nötron darbesinin gönderilmesinden bir süre sonra, nötronların enerjileri, yavaşlatıcı atomları ile yaptıkları çarpışmalar sonunda termal enerji düzeyine iner, ve ortamdaki nötron yoğunluğunun enerjiye göre değişime Maxwell dağılımı gösterir. Bu durumda homojen yavaşlatıcı ortamda tek enerjili nötronların, konuma ve zamana bağımlı dağılımı "Zamana bağımlı tek hızlı difüzyon denklemi" ile ifade edilir (Profio, 1976).

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\underline{r}, t)}{\partial t} = DV^2 \phi(\underline{r}, t) - \Sigma_a \phi(\underline{r}, t) + S(\underline{r}, t) \quad 2.1$$

Burada;

$\phi(r, t)$ Konuma ve zamana bağımlı nötron akısı,

Σ_a Yavaşlatıcının makroskopik soğurma etkin kesiti,

D Yavaşlatıcının difüzyon katsayısı,

$S(r, t)$ Konuma ve zamana bağımlı kaynak şiddeti

v Nötron hızıdır.

2.1 denklemini nötron denge denklemidir. Denklemden

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\underline{r}, t)}{\partial t} \quad \text{Nötron yoğunluğunun zamanla değişimini,}$$

$$\Sigma_a \phi(\underline{r}, t) \quad \text{Ortamdan soğurma ile nötron kaybını,}$$

$D\nabla^2 \phi(\underline{r}, t)$ Ortamdan kaçak ile nötron kaybını göstermektedir. Ayrıca,

$$E_0 \quad \text{Nötronun Kaynak Enerjisi,}$$

$$E \quad \text{Nötronun Yavaşlama Enerjisi,}$$

$$F(E) = \Sigma_s \phi(E) \quad \text{Nötron çarpışma yoğunluğu olarak tanımlanır.}$$

2.1 denkleminin çözümü için birtakım temel kabullenmeler yapılır: (Hirsberg, 1983)

- 1) Yavaşlatıcı ortamın çekirdeği ile nötronlar arasındaki saçılma elastiktir. Yavaşlama sürecindeki soğurma ve inelastik saçılma ihmal edilebilir.
- 2) Kimyasal bağlanmanın ve termal titreşimlerin etkileri ihmal edilebilir.
- 3) Elastik Saçılma C.M.* sisteminde isotropiktir.
- 4) Yavaşlatıcı ortamın saçma etkin kesiti sabittir.
- 5) Hızlı nötron kaynağı isotropik nokta kaynaktır.
- 6) Nötronlar ilk çarpışmalarda enerjilerinin büyük bir kısmını kaybederler.

Nötronlar hidrojen içinde leV bölgesindeki enerjilere yavaşlarlar, ve zamanlarının çoğunu 20keV'den daha düşük enerjilerde harcarlar. 2.1 denkleminin çözümü için, $E_0 \gg E$ ve $F(E)$ 'nin sürekli olduğu asimtotik bölgeyi göz-önüne alıyoruz. Asimtotik bölgede ardarda gelen iki çarpışmada nötron enerji kaybı çok küçük ve sabittir. Bu ne-

* Center of mass (Kütle merkezi sistemi)

denle yavaşlama olayında asimtotik bölge zaman bakımından etkindir.

2.1 denkleminde kaynak teriminin matematiksel ifadesi,

$$S(\underline{r}, t) = S(\underline{r}) \delta(t) \quad 2.2$$

olarak verilir. Termal bölgede kaynak terimi kaybolur. Böylece 2.1 denklemi homojen integral denklemine dönüşür. Denklem için sınır koşulu;

$$\phi(\underline{R}, t) = 0 ; t > 0 \quad 2.3$$

ile verilir. Burada \underline{R} dış kestirim uzaklığını da (extrapolation length) içine alır, ve

$$\underline{R} = (r + d) \hat{\underline{r}} \quad 2.4$$

olarak tanımlanır. Burada d dışkestirim uzaklığıdır. Konuma ve zamana bağımlı nötron akısı $\phi(\underline{r}, t)$ 'yi zamanın ve konumun ayrı ayrı fonksiyonu olarak gösterip, değişkenlerine ayırabiliriz.

$$\phi(\underline{r}, t) = \sum_n R_n(\underline{r}) T_n(t) \quad 2.5$$

(2.5) fonksiyonunu (2.1) denkleminde yerine koyarak, $t > 0$ 'da herbir harmonik için,

$$\frac{D\nabla^2 R_n(\underline{r}) - \Sigma_a R_n(\underline{r})}{R_n(\underline{r})} = \frac{1}{v T_n(t)} \frac{dT_n(t)}{dt} = B_n^2 \quad 2.6$$

elde edilir. Burada B_n^2 ayırma sabitidir (Separation constant).

(2.6) denklemini yeniden düzenlersek;

* Birim vektör.

$$\nabla^2 R_n(\underline{r}) + B_n^2 R_n(\underline{r}) = 0 \quad 2.7$$

haline gelir. Bu bir özdeğer denklemidir. Sınır koşullarını kullanarak denklemin özfonksiyonlarını ve B_n^2 özdeğerlerini bulabiliriz. Sınır koşulları ile zamana bağımlı kısım

$$\frac{dT_n(t)}{dt} + vD\left(\frac{\Sigma_a}{D} + B_n^2\right)T_n(t) = 0 \quad 2.8$$

ve zamana bağımlı çözüm ;

$$T_n(t) = T_n(0) \exp(-v\Sigma_a + vDB_n^2)t \quad 2.9$$

ile verilir. 2.9 denkleminde görüldüğü gibi ortamdaki nötron yoğunluğu zamanla exponansiyel olarak azalır. 2.9 denkleminde exponansiyel kısım içerisindeki terim

$$\lambda_n = v\Sigma_a + vDB_n^2 \quad 2.10$$

denklemin özdeğeri ve bozunum sabitidir. Genel çözüm;

$$\phi(\underline{r}, t) = \sum_n A_n R_n(\underline{r}) \exp(-\lambda_n t) \quad 2.11$$

denklemini ile verilir. 2.11 denkleminde A_n , $t=0$ anında akı yoğunluğu ile belirlenen katsayılarıdır. Prizma geometrisi ve tam merkezde simetrik nötron kaynağı için özfonksiyonlar;

$$R_{Lmn} = \cos\frac{L\pi x}{\bar{a}} \cos\frac{m\pi y}{\bar{b}} \cos\frac{n\pi z}{\bar{c}} \quad 2.12$$

formunda bir kosinüs fonksiyonudur. 2.3 denkleminde bahsedildiği gibi \bar{a} , \bar{b} ve \bar{c} dış kestirim uzaklıklarını da içine alır ve

$$\bar{a} = a + 2d ; \quad \bar{b} = b + 2d ; \quad \bar{c} = c + 2d$$

olarak tanımlanır, ve

$$d = 2.13D$$

bağıntısı ile verilir.

2.12 fonksiyonunu 2.7 denkleminde yerine koyar, çözersek denklemin özdeğeri

$$B_{Lmn}^2 = \left(\frac{L\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{c}\right)^2 \quad 2.13$$

olarak elde edilir. B_{Lmn}^2 'yi ortamın geometrik bükülmesi olarak tanımlıyoruz. Temel harmoniğin geometrik bükülmesi B_{111}^2 en küçük özdeğerdir. Dolayısıyla λ_{111} bozunum sabitide en küçük bozunum sabitidir. Görüldüğü gibi yüksek mertebeden harmonikler temel harmoniğe göre daha hızlı bozunur. Dedektörün kaynağa göre konumunun uygun seçilmesiyle yüksek mertebeden harmoniklerin algılanması minimuma indirilerek geriye yalnızca temel harmonik kalır ve tek bir exponansiyel bozunum için λ bozunum sabiti ölçülebilir. 2.10 denklemini B^2 'nin sıfır olduğu sonsuz ortam için incelersek;

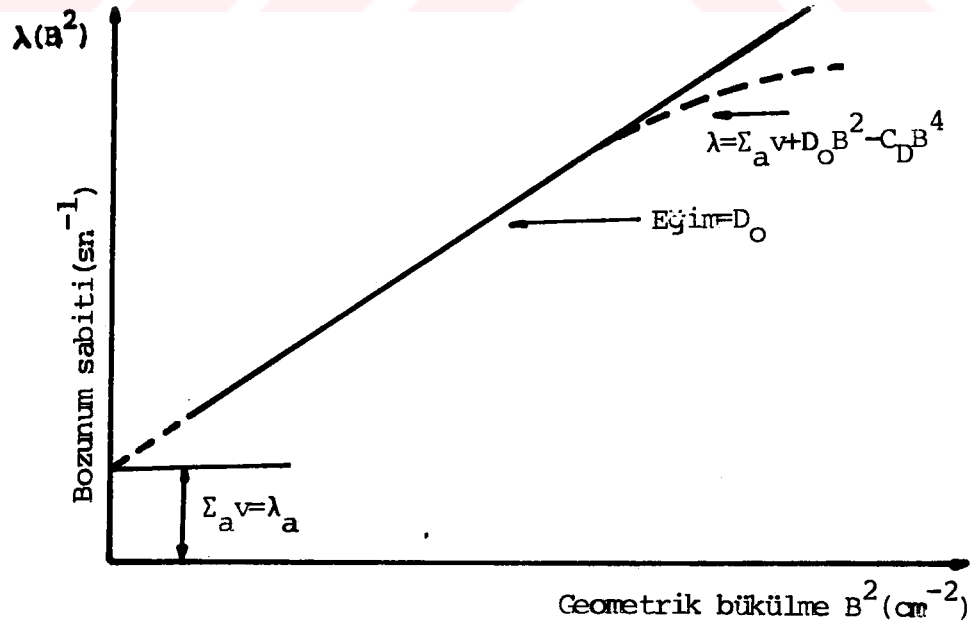
$$v\lambda a = T_0^{-1}$$

haline gelir. T_0 zaman sabiti veya nötron yaşam zamanı olarak tanımlanır. Sonlu ortamda nötron yoğunluğu ortamdaki kaçak ve soğurma ile zamanla azalır. Farklı büyüklükteki yavaşlatıcı ortamlarda B^2 'ye karşı ölçülen λ bozunum sabitinin değişimi doğrusaldır. Şekil 2.1'de $\lambda(B^2)-B^2$ değişimi görülmektedir. Tek enerjili nötronlar için, asimtotik difüzyon teorisine göre, doğrunun eğimi $vD=Do$ difüzyon katsayısını verir. Difüzyon katsayısı dolaylıda

olsa yavaşlatıcı ortamın büyüklüğüne bağlıdır. Dolayısıyla ortamın boyutu küçüldükçe (B^2 'nin büyük değerlerinde) doğrusallıktan sapma oluşabilir. Bu sapmayı ifade etmek için 2.10 denkleminde B^2 'nin daha yüksek mertebeden terimlerini ekliyoruz. 2.10 denkleminde bozunum sabiti λ 'yı Taylor serisine açarsak,

$$\lambda = \Sigma_a v + D_0 B^2 + C_{tr} B^4 + F_{tr} B^6 + \dots \quad 2.14$$

elde edilir. B^4 'den sonraki terimlerin katsayılarını hassas olarak elde etmek oldukça zordur. Bu yüzden B^4 'den sonraki terimleri ihmal ediyoruz. 2.14 denkleminde $v\Sigma_a$ terimi sadece soğurmayı içerir. Yavaşlatıcının boyutundan etkilenmez. Difüzyon katsayısı ise,



ŞEKİL 2.1: $\lambda(B^2)$ 'nin B^2 'ye göre değişimi.

$$D_o = vD = \frac{v\lambda_{tr}}{3} \quad 2.15$$

olarak belirlenir. λ_{tr} yavaşlatıcı içinde nötronların transport serbest yoludur. Sjöstrand B^4 'ün katsayısını tek enerjili nötronlar için, transport teorisi ile (P3 yaklaşımı)

$$C_{tr} = \frac{D_o}{15\Sigma_{tr}^2} \left(\frac{1+4\bar{\mu}-5\bar{\mu}^2}{1-\bar{\mu}^2} \right) \quad 2.16$$

olarak elde etmiştir (Sjöstrand,1959). Burada Σ_{tr} yavaşlatıcı ortamın transport etkin kesiti, $\bar{\mu}^2$ saçılma açısının kosinüsünün karesinin ortalamasıdır. İotropik saçılma ve $\Sigma_{tr} = \Sigma_s$ durumu için $\bar{\mu}$ ve $\bar{\mu}^2$ sıfırdır ve C_{tr} katsayısı pozitiftir. Böylece $\lambda(B^2)-B^2$ eğrisi difüzyon teorisi ile açıklanamayan etkilerden dolayı doğrusallıktan sapma gösterir. Şekil 2.1'de bu sapma gösterilmektedir. Darbeli nötron kaynağı deneyi termal nötron difüzyonuna oldukça sık uygulanır. Eğer soğurma ve termal kaçak çok büyük değilse, λ^{-1} yavaşlama ve termalizasyon zamanından çok daha büyük olur. Uygun bir bekleme süresinden sonra, bozunum bir denge spektrumu ile karakterize edilir ve ortalama difüzyon parametreleri (spectrum-averaged diffusion parameters) hesaplanabilir. Tek hızlı difüzyon teorisinden; (Purohit, 1960)

$$\lambda = \overline{v\Sigma_a} + \bar{D}_o B^2 + (C_{tr} - C_D) B^4 + \dots \quad 2.17$$

olarak yazılır.

2.17 denkleminde

$$\overline{v\Sigma_a} = \frac{\int_0^\infty v\Sigma_a(v)n(v)dv}{\int_0^\infty n(v)dv} = \bar{\lambda}_a \quad 2.18$$

olarak tanımlanır. $\overline{v\Sigma_a}$ termal nötronların birim zamandaki soğurulma olasılığıdır. $\frac{1}{v}$ soğurması için bu parametreye;

$$\bar{\lambda}_a = v_0 \Sigma_a(v_0) \quad (v_0 = 2200\text{m/s}) \quad 2.19$$

olarak hesaplanır. Benzer olarak ortalama difüzyon katsayısı;

$$\bar{D}_0 = \overline{vD} = \frac{\int_0^\infty vD(v)n(v)dv}{\int_0^\infty n(v)dv} \quad 2.20$$

olarak tanımlanır. $\Sigma_a \ll \Sigma_t$ şartı için;

$$D_0 = \frac{\int_0^\infty (\lambda_{tr}(v)/3)vM(v)dv}{\int_0^\infty M(v)dv}$$

haline gelir. Burada $M(v)$ yavaşlatıcı sıcaklığında normalize Maxwell dağılımıdır. 2.17 denkleminde B^4 teriminin katsayısı $C_{tr}-C_D$, olarak yazılır. C_{tr} terimi daha öncede tanımlandığı gibi transport düzeltmesidir. C_D sonlu yavaşlatıcı ortamından sızıntı nedeniyle, termal nötron spektrumunun daha düşük enerjiye kaymasından kaynaklanan difüzyon soğutma katsayısıdır. Nelkin $\lambda_{tr} = \lambda_0 E^\gamma$ kabulü

ile $\left[\gamma = 1 - \frac{\alpha \ln^2 \alpha}{2\beta(1-\alpha)}, \alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} \right]$ (Nelkin, 1960)

$$C_D = \frac{(\gamma + \frac{1}{2})^2 \sqrt{\pi} D_0^2}{v_0 M^2} \quad 2.21$$

olarak elde etmiştir. 2.21 denkleminde M_2 termal nötron

ile ortamın atomları arasındaki çarpışmalarla saniyedeki ortalama enerji değişimini belirten termalizasyon parametresidir. Bu parametre,

$$M_2 = \frac{1}{k^2 T^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \Sigma(E \rightarrow E') (E - E')^2 M(E') dE' dE$$

olarak verilir. Nelkin teorisine göre $v \Sigma_s = svt$ kabul edilerek,

$$\Sigma(E' \rightarrow E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Sigma_s \frac{M(E)}{EE'} \quad \text{ve}$$

$$M(E) = \left(\frac{E}{k^2 T^2} \right) \exp \left(- \frac{E}{kT} \right)$$

olarak tanımlanır. Burada k Boltzman sabiti, T yavaşlatıcı sıcaklığıdır. Bu tanımlamalardan sonra temel modun bozunum sabiti;

$$\lambda = \Sigma_{a0} v_0 + \frac{2Dv_0}{\sqrt{\pi}} B^2 - C_D B^4 \quad 2.22$$

olarak hesaplanır (Purohit, 1960).

Deneysel çalışmalarda temel modun bozunumunu gözlemek için yaklaşık 5 durulma zamanı (Relaxation time) kadar beklemek gerekir (Su ile yapılan çalışmalarda yaklaşık $80 \mu sn$). Durulma zamanı;

$$t_{relax} = \frac{3\sqrt{\pi}}{2M_2 v_0} \quad 2.23$$

denklemleri ile verilir (Williams, 1966). Çizelge 2.1'de teorik hesaplamalar sonucu bulunan suyun termal nötron difüzyon parametreleri verilmiştir (Paiano and Paiano, 1967).

ÇİZELGE 2.1: Suyun hesaplanmış difüzyon parametreleri.

$v\Sigma_a$ (s ⁻¹)	D_0 (cm ² s ⁻¹)	C (cm ⁴ s ⁻¹)	
4886.5	37930	3380	Clendenin (Nelkin Model)
4889.7	37780	2900	Kobayashi, et. al. (Nelkin Model)
-	37045	3361	Ghatak ve Honeck (Nelkin Model)
4890.3	37095	-	

2.2.1. Harmoniklerin Yok edilmesi

Zamana bağımlı akı $\phi(t)$ 'nin değerleri 2.9 denkleminde exponansiyel terim içindeki difüzyon parametrelerinin hesaplanması için kullanılabilir. Yavaşlatıcının geometrik bükülmesi, yani denklemin özdeğeri olan B_{Lmn}^2 'nin birden fazla değeri vardır. Dolayısıyla exponansiyel terimlerin sayısında birden fazla olacağından, hesaplamalar oldukça zorlaşır. Exponansiyel terim sayısı azaltılıp, problem tek boyutlu hale getirilebilir. Bu durumda 2.9 denklemde exponansiyel terim içindeki zamana bağımlı parametre;

$$\lambda_{11n} = \Sigma_a v + D_0 B_{11n}^2 \quad 2.24$$

haline gelir ve tek boyutlu durum için sistemin geometrik bükülmesi;

$$B_{11n}^2 = (n^2 - 1) B_C^{2*} + B_{111}^2 \quad 2.25$$

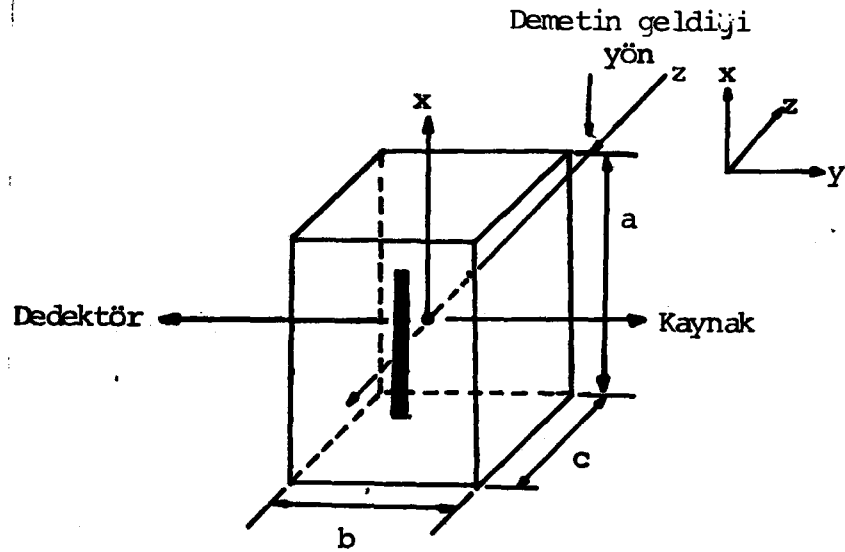
* B_C^2 : c boyutunun geometrik bükülmesi.

olarak tanımlanabilir. Daha yüksek mertebeden harmoniklerin bozunumu ise

$$\lambda_{11n} = \lambda_{111} + (n^2 - 1) D_0 B_C^2 \quad 2.26$$

bağıntısı ile verilir. 2.26 denkleminde görüldüğü gibi daha yüksek mertebeden harmoniklerin bozunumu, temel harmoniğe göre çok daha hızlı olmaktadır. Kaynak ve dedektörü uygun şekilde yerleştirirsek, yüksek mertebeden harmoniklerin etkisini azaltıp, yalnızca temel harmoniği gözleyebiliriz.

Darbeli nötron kaynağı hızlı nötron kaynağıdır. Yavaşlatıcının boyutları ile karşılaştırıldığında nokta kaynağıdır. Nokta kaynak ve prizma geometrili yavaşlatıcı ile yüksek mertebeden harmonikleri yok etmek için dedektör, kaynak yerleşimi şekil 2.2'de gösterilmiştir.



ŞEKİL 2.2: Harmonikleri yok etmek için dedektör, kaynak yerleşimi.

Şekilde gösterildiği gibi, kaynak z eksenine demetin geldiği yön olmak üzere, sistemin uzay merkezine yerleştirilirse, x, y, ve z ekseninde akının çift indisli harmonikleri (2., 4., ...) yok olacaktır. z ekseninde ki 3. harmoniği yok etmek için dedektör z ekseninde 3. harmoniğin düğüm noktasına yerleştirilir. X yönündeki 3. harmoniği yok etmek için dedektör zy düzlemine dik olacak şekilde yerleştirilir.

Y yönündeki 3. harmonik ise uygun bir bekleme süresi ile minimum edilebilir. Daha yüksek mertebeden harmonikler temel harmoniğe göre çok hızlı bozunduğundan ihmal edilebilir. Bu dedektör yerleşimi ile problemimiz tek boyutlu, yani $B_{Lmn}^2 \rightarrow B_{1ln}^2$ haline gelir.

2.2.2. Yavaşlama Zamanı

Zamana bağımlı yavaşlama problemine çok çeşitli yaklaşımlar getirilmiştir. Bu konudaki ilk çalışmalar sonsuz ortamlar için yapılmıştır (Williams, 1966). Sonsuz hidrojen ortamında zamana bağımlı nötron akısı 2.27 denklemi ile verilir.

$$\phi(v, t) = Q(\Sigma_s vt)^2 \left[1 - \frac{v}{v_0} + \frac{2}{\Sigma_s v_0 t} \right] e^{-v\Sigma_s t} \quad 2.27$$

Burada

Q Kaynak şiddeti,

Σ_s Yavaşlatıcı ortamın saçma etkin kesiti,

v Yavaşlama hızı,

v_0 Kaynak nötronlarının hızı,

$\phi(v, t)$ Zamana ve hıza bağımlı nötron akısıdır.

$v \ll v_0$ durumu için 2.27 denklemi;

$$\phi(v, t) = Q_0 (\Sigma_s vt)^2 \exp(-\Sigma_s vt) \quad 2.28$$

haline gelir. 2.28 denkleminden görüldüğü gibi akı yalnızca değişken $(\Sigma_s vt)$ teriminin fonksiyonudur.

E_0 kaynak enerjisindeki hızlı nötronların belirli bir E_c enerjisine ortalama yavaşlama zamanı (Hirsberg, 1983)

$$\bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} tq(E_c, t) dt}{\int_0^{\infty} q(E_c, t) dt} \quad 2.29$$

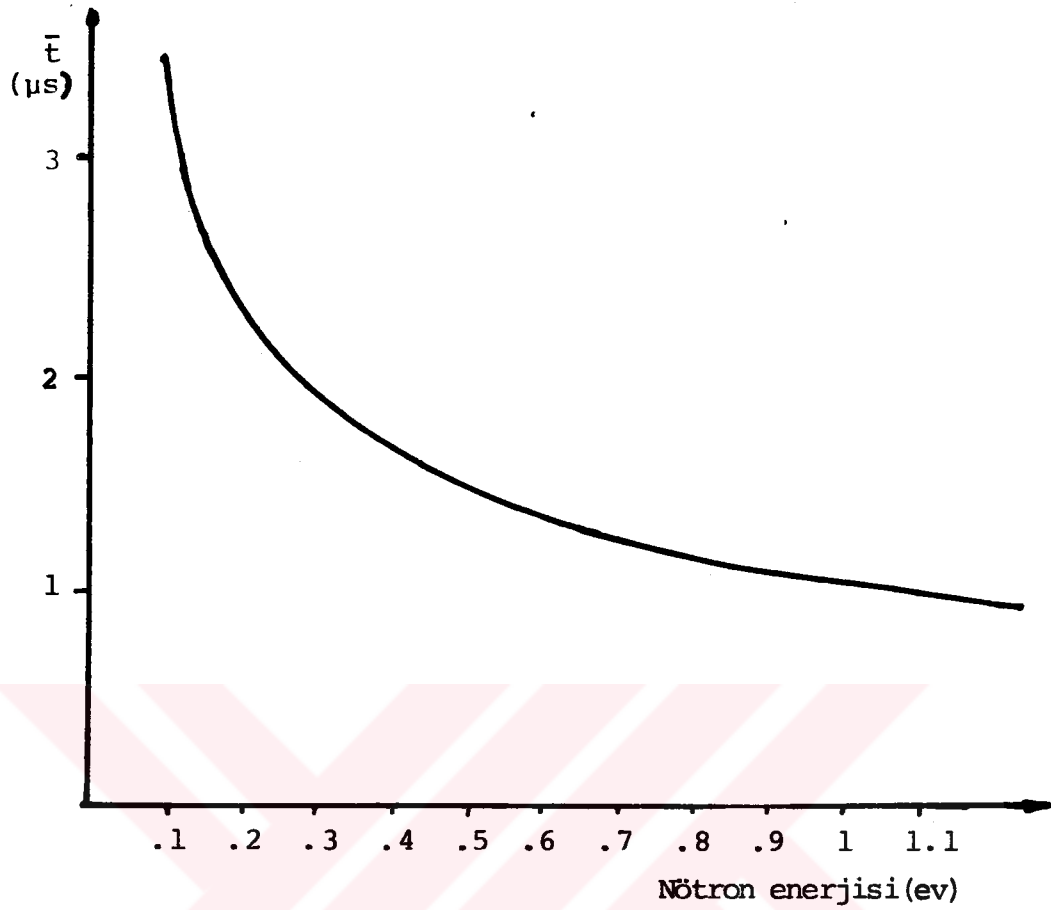
olarak tanımlanır. Burada, $q(E_c, t)$ E_c nötron enerjisindeki yavaşlama yoğunluğudur. 2.29 tanımından, sonsuz hidrojen ortamında yavaşlama zamanı (Dyad'kin and Batalina, 1962; Williams, 1966)

$$\bar{t} = \frac{2}{\xi \Sigma_s v} \quad 2.30$$

olarak hesaplanır. Burada, ξ yavaşlatıcının ortalama logaritmik enerji azalmasıdır.

Sonsuz yavaşlatıcı su ortamında nötron enerjisinin fonksiyonu olarak ortalama yavaşlama zamanının değişimi şekil 2.3'de gösterilmiştir.

Zamana ve enerjiye bağımlı yavaşlama problemine analitik çözümler elde etmek için difüzyon yaklaşımı kullanılır (Diamond and Yip, 1970). Teoriyi sonlu sistemler için inceleyerek, nötron akısını ifade etmek için, tek bir yerel harmoniğin olduğunu kabul ediyoruz.



ŞEKİL 2.3: Yavaşlama zamanının nötron enerjisi ile değişimi.

Bu kabullenimle, letarji ve zamana bağımlı difüzyon denklemleri ;

$$\left[\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \Sigma_t(u) + DB^2 \right] G(u_0; u; t) = \int_{u_0}^u du' \Sigma_s f(u' \rightarrow u) G(u_0; u'; t) + \delta(u_0 - u) \delta t \quad 2.31$$

olarak tanımlanır. Burada

$G(u_0; u; t)$ Green fonksiyonu

$f(u' \rightarrow u)$ Saçılma kerneli

$\Sigma_t(u)$ Yavaşlatıcının toplam etkin kesitidir.

Synthetic Kernel'in kullanılmasıyla (Goertzel and Greuling, 1970)

$$f_{G-G}(u'-u) = \begin{cases} \frac{\xi}{\gamma^2} \exp\left(\frac{u'-u}{\gamma}\right) + \left(1 - \frac{\xi}{\gamma}\right) & -\infty < u' < u \\ 0 & u' > u \end{cases} \delta(u'-u)$$

ve ortalama yavaşlama zamanını;

$$\bar{t} = \frac{\int_0^{\infty} t G_{G-G}(u_0; u; t) dt}{\int_0^{\infty} G_{G-G}(u_0; u; t) dt} \quad 2.32$$

olarak tanımlayarak;

$$\bar{t} = \frac{\left[1 + \frac{2\xi\Sigma_s}{\xi\gamma\Sigma_s + \gamma^2 DB^2} \right]}{\left[\frac{\xi}{\gamma} \Sigma_s + DB^2 \right] v} + \frac{\left[1 - \frac{2\xi\Sigma_s}{\xi\gamma\Sigma_s + \gamma^2 DB^2} \right]}{v_0 \left[\frac{\xi}{\gamma} \Sigma_s + DB^2 \right]}$$

elde edilir. $v_0 \gg v$ kabulüyle ortalama yavaşlama zamanı;

$$\bar{t} = \frac{\gamma}{\xi v \Sigma_s} \frac{1 + \frac{2}{\gamma} + \frac{\gamma}{\xi} \frac{B^2}{\Sigma_s}}{\left(1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{B^2}{\Sigma_s}\right)^2} \quad 2.33$$

olarak elde edilir (Diamond and Yip, 1970). Bu yaklaşımda soğurma ihmal edildi. 2.33 denklemini B^2 'nin kuvvetleri cinsinden seriye açarsak;

$$\bar{t} = \frac{\gamma}{v \xi \Sigma_s} \left[2 + \gamma - \frac{4\gamma B^2}{\xi \Sigma_s} - \frac{\gamma^2 B^2}{\xi \Sigma_s^2} + O(B^4) \right] \quad 2.34$$

elde edilir. Hidrojen için $\gamma=\xi=1$ alınarak yukarıdaki ifade;

$$\bar{t} = \frac{3}{\Sigma_s v} \left(1 - \frac{5B^2}{3\Sigma_s^2}\right) \quad 2.35$$

haline gelir. Çizelge 2.2'de yavaşlama zamanı için değişik yaklaşımlarla bulunan analitik ifadeler verilmiştir.

ÇİZELGE 2.2: Hidrojende ortalama yavaşlama zamanı için bulunan analitik ifadeler.

\bar{t} için Asimtotik Açılımlar	Araştırmacılar
$\frac{3}{v\Sigma_s} \left(1 - \frac{14}{3} \frac{B^2}{\Sigma_s^2}\right)$	Clæsson (1963), Diamond, et.al. (1967) (P_1 yaklaşımı)
$\frac{3}{v\Sigma_s} \left(1 - \frac{5}{3} \frac{B^2}{\Sigma_s^2}\right)$	Diamond and Yip (1970) (Difüzyon Yaklaşımı)
$\frac{3}{v\Sigma_s} \left(1 - \frac{5}{3} \frac{B^2}{\Sigma_s^2}\right)$	Williams modified (1964) (Difüzyon Yaklaşımı)
$\frac{3}{v\Sigma_s} \left(1 - 3 \frac{B^2}{\Sigma_s^2}\right)$	Takahashi and Sumita (1967) (P_1 Yaklaşımı)
$\frac{3}{v\Sigma_s} \left(1 - \frac{5}{3} \frac{B^2}{\Sigma_s^2}\right)$	Dyad'kin and Batalina (1962) (Yaş Difüzyon Yaklaşımı)

Daha iyi bir karşılaştırma yapmak için yavaşlama zamanlarının B^2 'nin kuvvetleri cinsinden seriye açılmış durumuna bakıyoruz. Bu açılımlar hidrojen için ve $\frac{B^2}{\Sigma_s^2} \ll 1$ durumu için geçerlidir. Açılımlar arasındaki tek fark $\frac{B^2}{\Sigma_s^2}$ faktöründen gelmektedir. Diamond ve Yip, Dyad'kin ve Batalina ve düzeltilmiş Williams akıllarından ortalama yavaşlama

zamanı için bulunan ifadeler arasında uyuşum görülmektedir. Takahashi ve Sumita formülünde ortalama yavaşlama zamanı üzerinde, ortam büyüklüğünün etkisinin oldukça büyük olduğu görülmektedir. Claesson ortalama yavaşlama zamanını P_1 teorisini kullanarak hesaplamıştır (Claesson, 1963,1967). P_1 teorisi ile elde edilen çözüm , diğer çözümlerden çok büyük sapma göstermektedir. Hesaplamalarda oksijenin varlığı ihmal edilerek hidrojenin yavaşlama parametreleri $\Sigma_s=1.33\text{cm}^{-1}$, $\xi=\gamma=1$ kullanılır. Oksijenin varlığı gözönüne alındığında suyun yavaşlama parametreleri; $\Sigma_s=1.46\text{cm}^{-1}$, $\xi=0.92$, $\gamma=0.99$ olarak alınır. Oksijenin varlığı ortalama yavaşlama zamanında %1.3'lük bir azalma getirir.

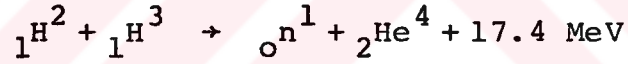
3. DENEYSEL DÜZENEK

3.1. Yüklü Parçacık Hızlandırıcısı

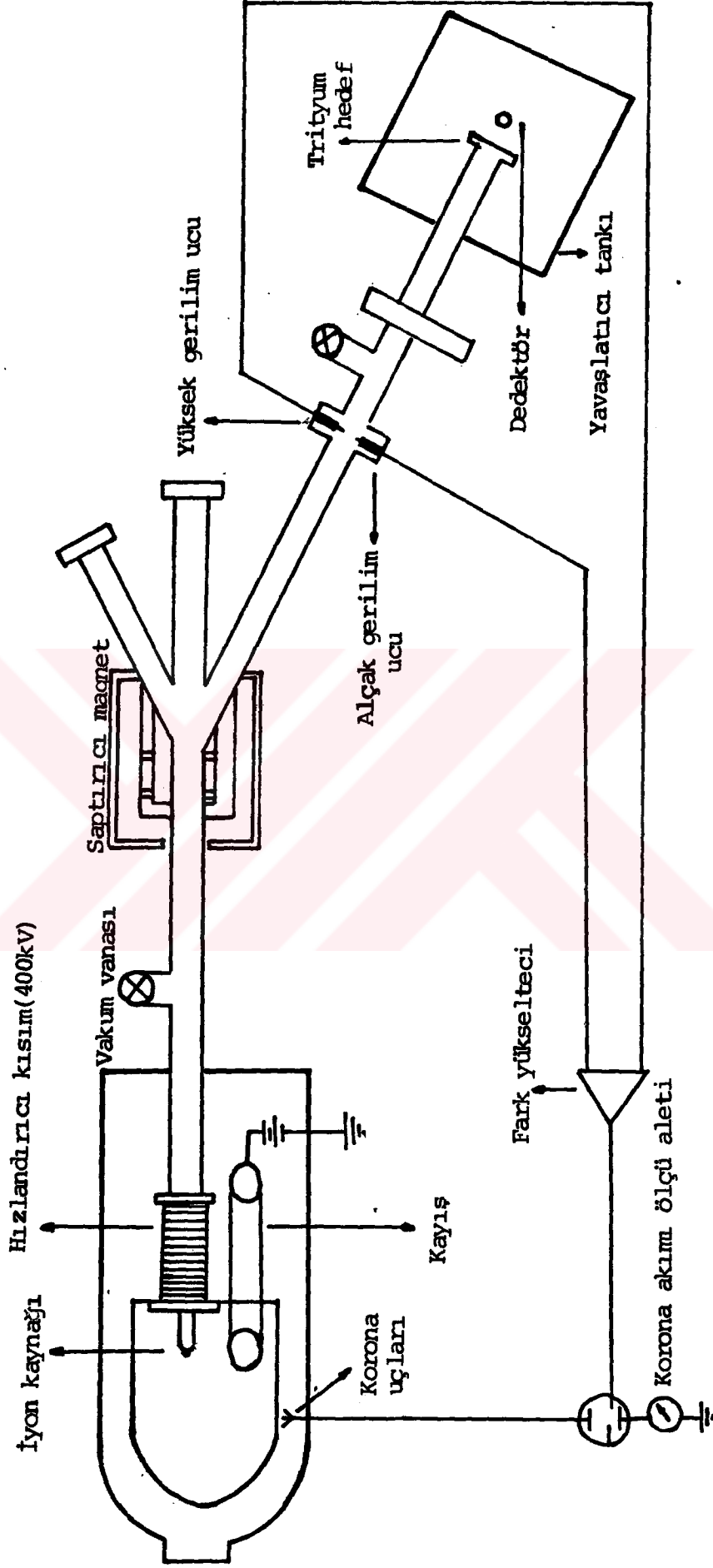
Deneyde yüklü parçacık demeti 400kV Vande Graff pozitif iyon hızlandırıcısı (AN-400 Model, High Voltage Engineering) ile elde edilmiştir. Demetin enerjisi yarık-korona düzeni yardımıyla $300 \pm 5 \text{keV}$ 'de sabit tutulmuştur (Acc. Nucl.Phys.,1970). Hızlandırıcı ve enerji düzenleyici sistem Şekil 3.1'de şematik olarak gösterilmiştir.

3.2. Darbeli Nötron Kaynağı

Hızlı nötronlar, trityum hedefin, 300keV 'e hızlandırılan döteryum iyonlarıyla bombardıman edilmesiyle elde edildi. Bunun sonucu oluşan çekirdek reaksiyonu;



şeklindedir. Bu bir ekzotermik reaksiyondur. Açığa çıkan enerjinin büyük bir kısmı nötron tarafından taşınır. Reaksiyon kinematiğine göre bu enerji yaklaşık 14.7MeV 'dur. Nötron üretici hedef olarak trityum kullanıldı. Kullanılan trityum-titanyum hedef bakır metali (backing metal) üzerine çöktürülmüş ince bir titanyum tabakasına trityumun emdirilmesiyle elde edilmiştir. Hedefte kullanılan bakır metalinin kalınlığı 0.25mm , titanyum kalınlığı 2.2mg/cm^3 , trityum miktarı 1.6Ci/cm^2 'dir. Hedefteki titanyum tabakasının çapı 2.54cm olmak üzere, toplam hedef çapı 2.86cm 'dir. Hedefin optimum kullanım süresi için



ŞEKİL 3.1: Parçacık hızlandırıcısının şematik görünüşü.

bir sayı tanımlanır. Bu sayı, hedef 1mA'de bombardıman edildiğinde, nötron şiddetinin %50'sine düşmesi için geçen sürenin, hedefin aktif yüzeyine bölümü olarak verilir. Kullandığımız titanyum-trityum hedefin firması tarafından verilen optimum çalışma süresi $9720\text{mAs}/\text{cm}^2$ 'dir (Radiation Sources, 1977/8). Deney sırasında 1cm^2 'lik hedef yüzeyine $30\mu\text{A}$ 'lık iyon demeti akımı gönderdiğimizde, hedefle çalışma süresi 100 saat olarak hesaplandı. Biz deneylerimizde hedefle $30\mu\text{A}$ iyon akımında, yaklaşık 16 saat çalıştık. Dolayısıyla 100 saatlik limitin oldukça altında kalmıştır.

İyon demetinin darbelendirilmesi işlemi, iyon kaynağına uygulanan iyon çıkarma voltajının iyon kaynağı çıkışını elektronik olarak tıkaması ile sağlanmıştır (Acc.Nucl. Phys., 1970). Bunun için kullanılan elektronik devre yüksek voltaj terminalindedir. Bu devre ile elde edilebilen darbelerin özellikleri Çizelge 3.1'de verilmiştir.

ÇİZELGE 3.1: Hızlandırıcının darbelendirme sistemi ile elde edilebilen darbe özellikleri.

Kontrol edilebilen iyon demeti akımı (μA)	10-100
Duty Cycle (%)Max	10
Darbe genişliği ($\pm 10\mu\text{A}$)	7-200
Darbe tekrarlanma hızı ($\pm 10 \frac{\text{darbe}}{\text{sn}}$)	2-5000

Hedefin homojen yanması ve optimum nötron çıkışı sağlanması için, iyon demeti hedef üzerine homojen düşmelidir. Bunun için iyi bir odaklama sistemi gereklidir. Odaklama işlemi yüksek voltaj terminalinin çıkışındaki elektrostatik odaklama sistemiyle yapılmaktadır (Ac .Nucl.Phys., 1970). Odaklama iyon kaynağı çıkışında yapıldığı için, bu sistemle iyon kaynağı çıkışından uzaklarda yeteri kadar düzgün kesitli iyon demeti elde edilememektedir. Bu nedenle hedef iyon demetinin geldiği eksen etrafında döndürülerek, demetin hedefi çeşitli kısımlarından yakması sağlandı. Böylece hedefin kullanılma ömrü arttırılmış oldu.

3.3. Yavaşlatıcı Tankı

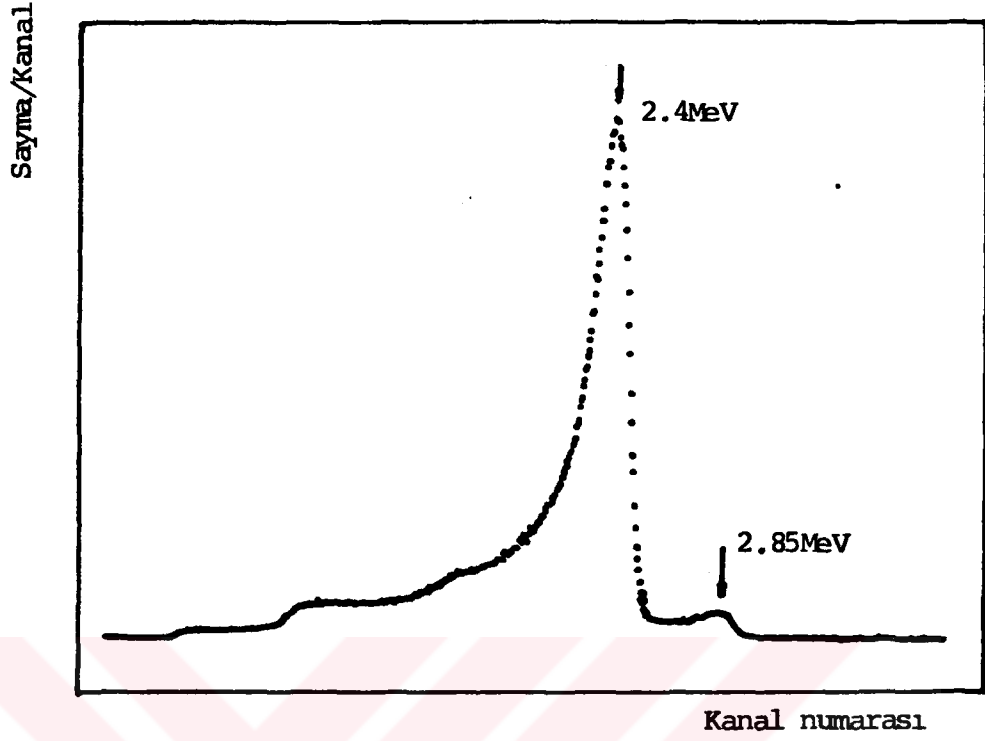
Deneyde yavaşlatıcı olarak, damıtılmış di-iyonize su kullanıldı. Yavaşlatıcı için 2mm kalınlığındaki alüminyumdan $39.6 \times 39.6 \times 49.5 \text{ cm}^3$ hacminde bir tank yapıldı. Su tankının boyutları hızlı nötronların su içinde termal bölgeye yavaşlaması için gerekli olan uzaklıktan küçük olmayacak şekilde, nötronların ortalama serbest yolunun 5 katından büyük olarak seçildi. Tankın içine çeşitli kalınlıklarda styrafoam yerleştirilmek suretiyle, daha küçük geometrilerde de ölçüm yapılması sağlandı. Bu şekilde 5 farklı hacim daha elde edildi. Titanyum-trityum hedef yavaşlatıcı tankının uzay merkezine döteron demetinin geldiği eksen üzerinde, tankın ön yüzeyinden $20 \pm 0.5 \text{ cm}$ uzaklığa yerleştirildi. Hedefin soğutulması, içinde bulunduğu suyun doğal taşınması ile sağlandı. Deney süre-

since suyun sıcaklığı kontrol edilerek, sıcaklığın $20.5 \pm 0.5^\circ\text{C}$ aralığında kaldığı gözlemlendi. 300kV hızlandırıcı voltajında, $30 \mu\text{A}$ 'lık iyon akımı nedeniyle hedefte açığa çıkan ısının ortam suyu sıcaklığında yapacağı değişikliklerin 0.5°C 'den az olacağı hesaplandı. Bu ise yukarıda bahsedilen sıcaklık sınırları içinde olduğundan ihmal edildi.

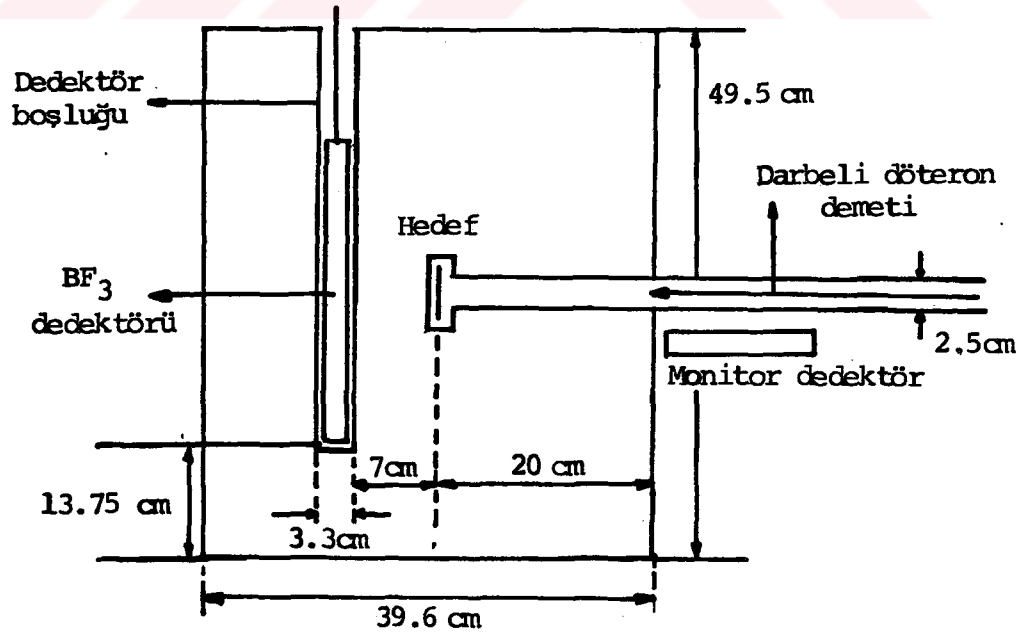
3.4. Dedektörler

Deneyde iki dedektör kullanıldı. Termal nötronları algılamak için, aktif uzunluğu 22cm, dışçapı 2.54cm, toplam uzunluğu 33cm olan BF_3 (Borontrifluoride) dedektörü kullanıldı (Harsaw, B3-6A).

Dedektör dışçapı 3.3cm olan alüminyumdan yapılmış bir tüp içerisinde, z ekseninde, kaynaktan $7 \pm 0.5\text{cm}$ uzaklığa, taban düzlemine dik olarak, tabandan $13.75 \pm 0.5\text{cm}$ yüksekliğe yerleştirildi. Deneyde termal nötronların BF_3 dedektörü ile oluşan spektrumu Şekil 3.2'de verilmiştir. Hızlı nötronları algılamak için, 1cm çapında, 1mm kalınlığında kristali olan Stilbene ($\text{C}_{14}\text{H}_{12}$) kristalli dedektör kullanıldı. Stilbene kristalli dedektör monitor olarak su tankının dışında sabit bir yere yerleştirildi. Deneyden önce BF_3 ve monitor dedektörleri $3\mu\text{Ci}$ 'lik $^{241}\text{Am-Be}$ nötron kaynağı ile test edildi ve daha sonra darbeleri ölçüme geçildi. Şekil 3.3'de BF_3 ve monitor dedektörlerinin yavaşlatıcı tankı içerisindeki yerleşimi gösterilmiştir.



ŞEKİL 3.2: ${}^1_1\text{H}^3(n,D){}^2_2\text{He}^4$ reaksiyonu sonucu ortaya çıkan nötronların BF_3 dedektörü ile oluşan spektrumu.



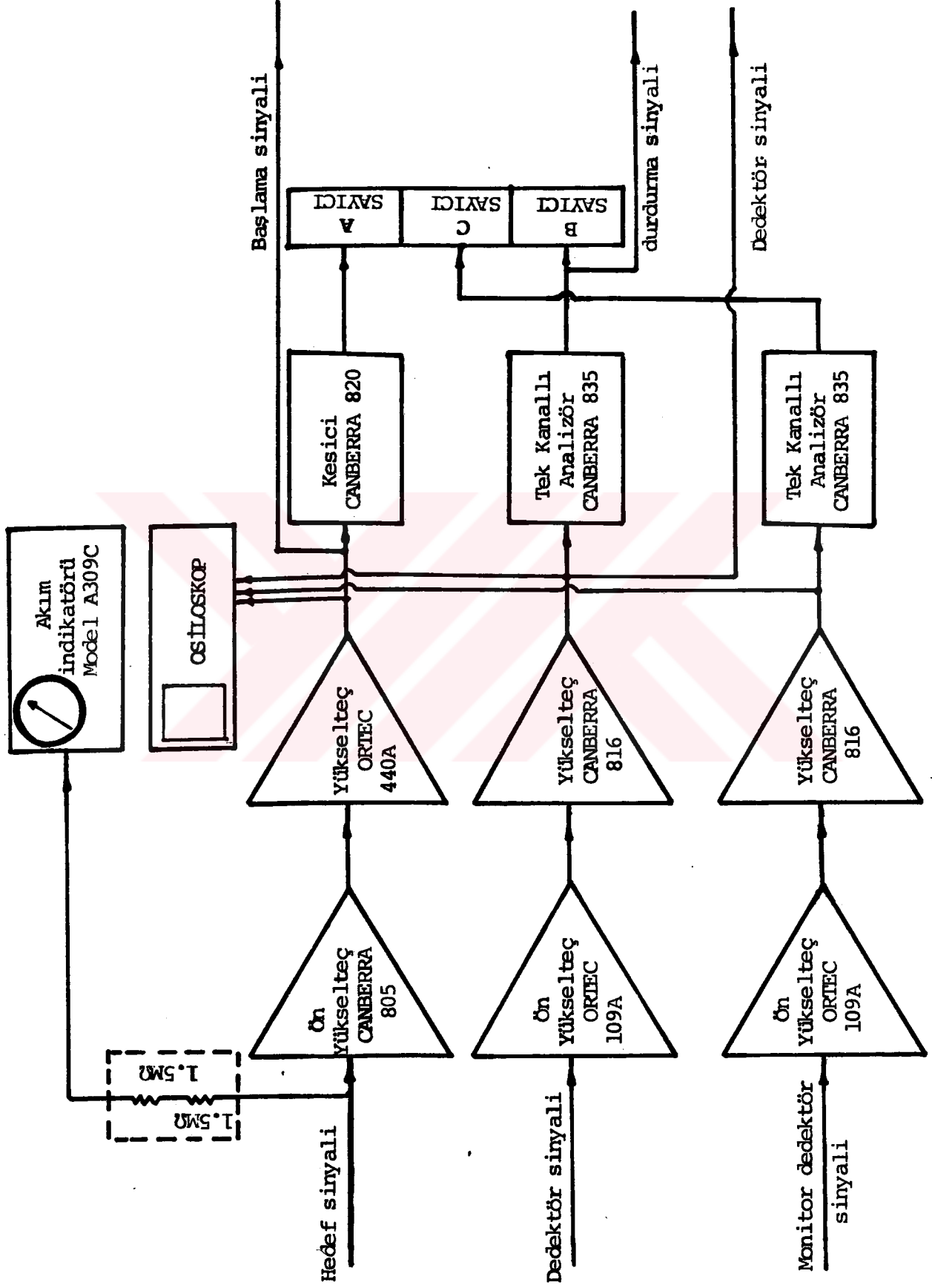
ŞEKİL 3.3: Deneysel düzenek.

3.5. Dedeksiyon, Sayım, Bilgi Toplama ve Değerlendirme Düzeneği

Deneyde kullanılan dedeksiyon ve sayım sistemi Şekil 3.4' de gösterilmiştir. Bilgi toplama ve değerlendirme sistemi, Zamanı Darbe Yüksekliğine Çevirici Birim (Time-to-Pulse Height-Converter, Time-of-Flight Module-ND50/50), Çok Kanallı Darbe Yüksekliği Analizörü (M.C Analyser System, ND50/50), bunları kontrol eden PDP-8/L bilgisayarı ve değerlendirmelerin yapıldığı bir mikro bilgisayardan oluşmuştur. (USLU, 64K, micro computer).

Zamanı darbe yüksekliğine çeviren birim, ardarda gelen iki darbe arasındaki zamanı sayısal sinyale dönüştürmektedir. Bu birimde başlatma sinyali ile durdurma sinyali arasındaki geçen zamanla ilgili bilgi analizörün belleğine depolanarak, analizöre farklı zamanlarda gelen dedektör sinyalleri, dolayısıyla nötron yoğunluğunun zamanla bozunum eğrileri elde edilir. Analizörün bellek büyüklüğü 256-4096 kanal arasında değiştirilebilir. Buna bağlı olarak kanal genişliğini 0.25-128µsn arasında seçebiliriz. Zamanı darbe yüksekliğine çeviren birimin blok diyagramı ve işleyişi Ek açıklamalar-A bölümünde daha ayrıntılı olarak anlatılmıştır.

Zaman biriminden gelen sayısal sinyaller çok kanallı darbe yüksekliği analizöründe depolanır. Depolanan veriler bir osiloskop ekranından gözlenebilir, XY çizdirici ile çizdirilebilir (HP,XY çizdirici), bir teletype yazdırıcı-



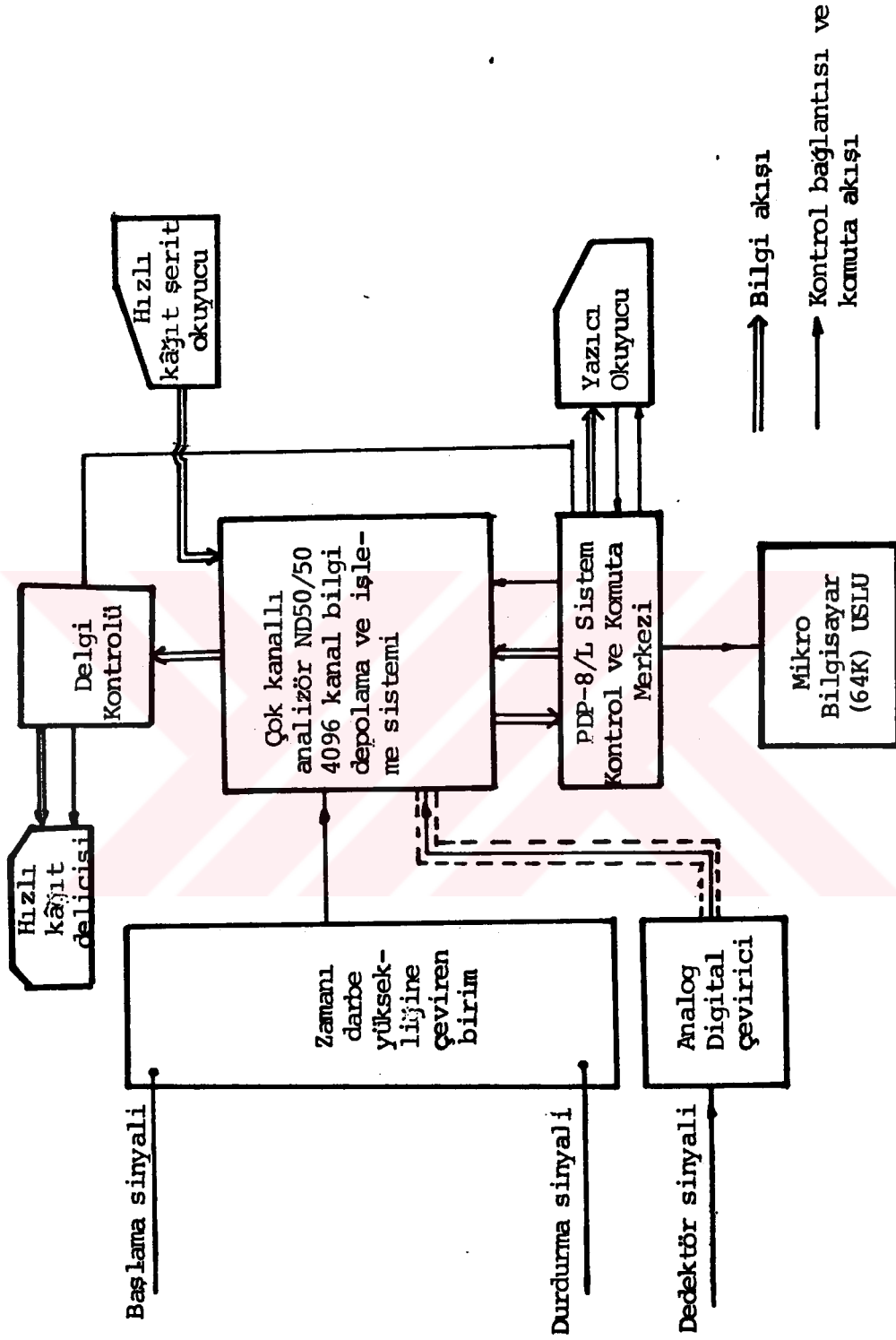
ŞEKİL 3.4: Dedeksiyon ve sayım sistemi.

sına yazdırabilir, veya analizörle, mikro bilgisayar arasında yapılan bir bağlantı ile toplanan veriler analizörden, mikro bilgisayara aktarılarak gerekli analizler yapılabilir. Şekil 3.5'de tüm bilgi toplama ve değerlendirme düzeneği gösterilmiştir.

Zamanı darbe yüksekliğine çeviren birimi tetiklemek için gerekli başlatma sinyali, pozitif iyon demetinin darbeleştirilmesiyle elde edildi. Bu sinyal ile nötron darbesi eşzamanlıdır. Deneyde başlatma sinyali genişliği hızlandırıcı ile sağlanabilen minimum darbe genişliğine ($7\mu\text{s}$) ayarlanarak, deney süresince kontrol edildi. Böylece elektronik darbe genişliği ile nötron darbesi genişliği eşit tutulmuş oldu.

Diğer önemli bir parametre iki darbe arasındaki zamandır. İki darbe arasındaki zaman, birinci darbenin verdiği nötron yoğunluğu, ikinci darbe gelene kadar bozunacak şekilde olmalıdır. Su ortamında ortalama nötron termalizasyon zamanı yaklaşık $10\mu\text{s}$ mertebesinde, difüzyon zamanı ise yaklaşık $200\mu\text{s}$ mertebesinde (Chen and Lidofsky, 1967). Deneyde bu değer 5 katı alınarak, iki darbe arasındaki zaman 1ms seçildi. Elektronikte buna uydurmak için, zamanı darbe yüksekliğine çeviren birimde bellek büyüklüğü 4096 kanal, kanal genişliği ise $0.25\mu\text{s}$ seçilerek, zaman dağılım alanının yaklaşık 1ms olması sağlandı.

Deneyde BF_3 dedektörü çıkışı durdurma sinyali olarak kullanıldı. Dedektörden gelen sinyaller, durdurma sinyal gi-



SEKİL 3.5: Bilgi toplama ve değerlendirme düzeneyi.

rişine verilmeden önce bir önyükselteç ve yükselteçten geçirilerek, durdurma sinyali girişinin gerektirdiği yüksekliğe ayarlandı. Dedektör sinyalinin geldiği andan onunla ilgili bilginin analizörün belleğindeki yerine depolanmasına kadar geçen süre içinde gelen diğer darbeler için analizör işlem yapamaz. Bu zaman ölü zamandır. Deneyde kullanılan analizörde ölü zamanı otomatik seçme olanağı vardır (8,16,32µs). Analizörün ölü zamanı alınabilecek en küçük değer olan 8µs seçildi.

Ölçümler sırasında hızlandırıcının iyon akımı, vakum ve iyon demetinin odaklanma durumları farklı olabilir. Bu nedenle her çalışmada aynı nötron sayma hızını elde etmek olanaklı değildir. Dolayısıyla farklı zamanlarda alınan bozunum eğrilerini karşılaştırmak için, eğri altında kalan alanların sabit tutulmasına çalışıldı. Bozunum eğrileri 10^6 BF₃ dedektörü saymasına karşı elde edildi ve bu eğriler 10^6 BF₃ dedektörü saymasına karşı alınan monitor dedektör saymalarına normalize edildi. Yüksek sayma hızlarına gidildiğinde ölü zaman kayıpları büyük olmakta ve ikili, üçlü olayların sayısı artmaktadır. Bu durum gözönüne alınarak, her ölçüm için hızlandırıcı parametrelerinin BF₃ dedektöründe 5000-6000 /s sayma hızı sağlayacak şekilde tutulmasına çalışıldı.

4 . ÖLÇÜMLERİN ALINMASI

Ölçümlerin alınması sırasında nötronların ortama giriş anının duyarlılıkla bilinmesi gerekir. Çünkü nötron darbesinin yavaşlatıcı ortama giriş zamanı üzerinde nötron darbesinin yarı genişliği ve sayıcı devresindeki elektronik sistemden ileri gelen gecikme kadar bir zaman belirsizliği vardır. Bu nedenle zamana bağımlı bozunum eğrilerinde yeni bir zaman başlangıcı seçmemiz gerekir. Zaman başlangıcını belirlemek için BF_3 dedektörü 0.5mm kalınlığında Cd filtre ile çevrilerek, hızlı nötron spektrumunu elde edildi (Şekil 4.1). Spektrumun tepe noktası zaman başlangıcı olarak alındı. Ancak ölçümler sırasında nötron darbe genişliği sabit tutulamadığından (6-7 μ s) başlangıç kanalında değişimler olmuştur. Başlangıç kanalı 29±14.5 kanal olarak alınmıştır.

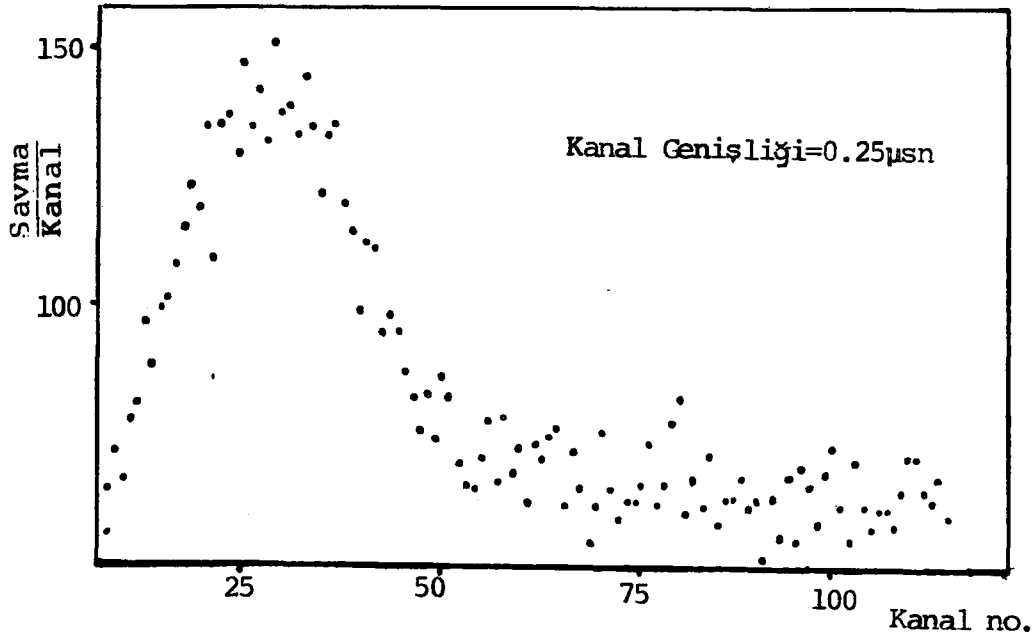
6 farklı geometrik bükülme değeri için, zamana bağımlı bozunum eğrileri elde edildi (Çizelge 4.1). Ölçümlerin ilk beşi bölüm 3.3'de bahsedilen geometride alındı. 6. ölçüm, boyutun küçük olması nedeniyle, nötron kaynağı nokta kaynak özelliğini yitireceğinden, nötron kaynağı demetin geldiği eksen doğrultusunda yavaşlatıcının ön yüzünün tam ortasına yerleştirildi. BF_3 dedektöründe yavaşlatıcı tankının taban düzlemine dik olacak şekilde, demetin geldiği eksen üzerinde yavaşlatıcının uzay merkezine yerleştirildi.

Şekil 4.2'de su içinde ölçüm sonucu elde edilen normali-

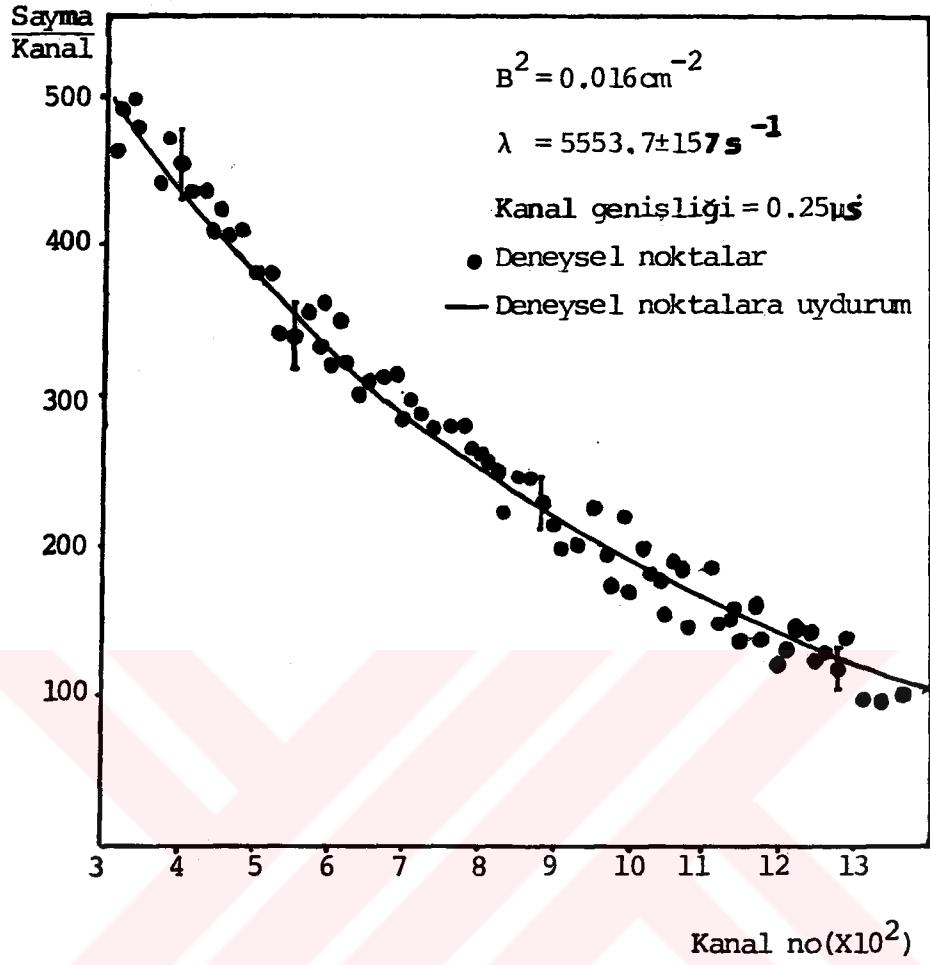
ze bozunum eğrilerinden biri gösterilmiştir. Aynı bozunum eğrisinin logaritmik görünüşü şekil 4.3'de gösterilmiştir. Bozunum eğrilerinin değerlendirilmesi bölüm V. de incelenmiştir.

ÇİZELGE 4.1: Ölçüm yapılan yavaşlatıcı büyüklükleri ve geometrik bükülme değerleri.

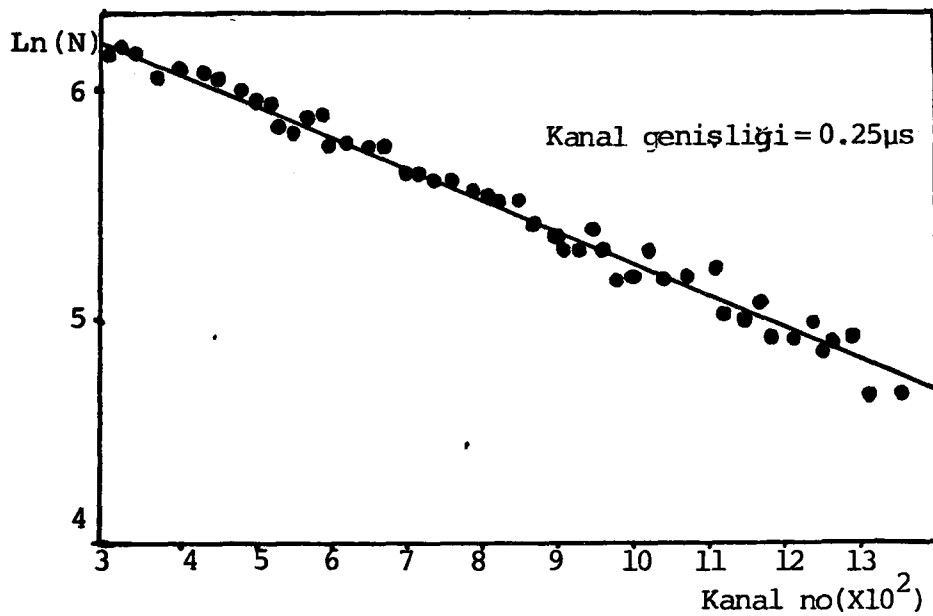
Yavaşlatıcı Büyüklüğü (cm ³)	Geometrik Bükülme (cm ⁻²)
39.6x39.6x49.5	0.016
29.6x39.6x49.5	0.020
39.6x29.6x29.5	0.028
21.6x39.6x49.5	0.03
39.6x21.8x29.5	0.036
15x15x21.6	0.1



ŞEKİL 4.1: Cd filtreli BF₃ ile elde edilen hızlı nötron spektrumu.



ŞEKİL 4.2: Su içinde zamana bağımlı bozunum eğrilerinden biri.



ŞEKİL 4.3: Zamana bağımlı bozunum eğrisinin logaritmik görünüşü.

5. BOZUNUM EĞRİLERİNİN DEĞERLENDİRİLMESİ

Bölüm 2.1'de belirtildiği gibi su içinde nötron yoğunluğunun zamanla bozunum eğrilerinden suyun termal nötron difüzyon parametreleri hakkında bilgi edinilebilir. Bu bölümde **Darbeli Nötron Kaynağı Yöntemi** ile su içinde alınan bozunum eğrilerinden yararlanarak, bu parametrelerin bulunması ve değerlendirilmesi yapıldı.

5.1. Ölü Zaman Düzeltmesi

Bölüm 3.5'de bahsedildiği gibi, ölçümlerde analizörün ölü zamanı $8\mu\text{sn}$ olarak alındı. Bu bir saymanın analizörün herhangi bir kanalına ulaştığında analizörün onu depolaması için $8\mu\text{s}$ 'lik bir zamana ihtiyacı olması demektir. Bu süre içinde gelen diğer saymalar için analizör işlem yapamaz, saymalarda kayıplar olur. Bu nedenle nötron darbelerinin etkin sayısı analizörün bütün kanalları için aynı değildir. Bu durumda bütün kanallardaki saymalar için bir düzeltme yapılması gerekir. Bu düzeltme ek açıklamalar B kısmında ayrıntılı olarak açıklanmıştır. Düzeltme bozunum sabitinin bulunmasında kullanılan bilgisayar programında yapılmıştır (Bkz. Ek açıklamalar-B). Hesaplamalar sonucu analizörün ölü zamanı nedeniyle, saymaların yüksek olduğu kanallarda %2, saymaların küçük olduğu kanallarda kayıpların %1'den küçük olduğu görülmüştür.

5.2. Çevresel Etki Düzeltmesi

Yavaşlatıcı ortam içerisinde çevresel etkiyi yaratan kaynaklar şunlardır :

- 1) Kozmik ışınlar ve doğal radyasyon,
- 2) Yavaşlatıcı ortamından dışarı sızan nötronların çevrede yansıldıktan sonra tekrar yavaşlatıcıya geri dönmeleri,
- 3) İki nötron darbesi arasında bir önceki darbeden kalan geciken nötronlar,
- 4) Darbeleme sırasında iyon kaynağı çıkışının tamamen tıkanmaması nedeniyle, iki darbe arasında azda olsa hedefe ulaşan iyonların oluşturduğu nötronlar,
- 5) İyonların hızlandırıcı ortamına çarpması ile oluşan nötronlar.

Kozmik ışınlar ve doğal radyasyonun etkisi zamandan bağımsızdır. 2. tür çevresel etki kaynağı nötron kaynağı ile zaman bağımlıdır. Fakat deneyde nötron kaynağı yavaşlatıcı ortam içerisinde olduğundan, nötronlar ikili saçılma ile yavaşlatıcıya geri dönerler. Dolayısıyla nötron kaynağı ile zaman bağımlılığını kaybederler. Ayrıca nötron kaynağının yavaşlatıcı ortam içerisinde olması ile kaynaktan doğrudan çıkan hızlı nötronların çevrede saçıldıktan sonra tekrar yavaşlatıcıya geri dönmesi önlenmiş olur. Deney yapılan odanın büyük olmasında yavaşlatıcıdan sızan nötronların, duvarlarda saçıldıktan sonra tekrar yavaşlatıcıya dönme olasılığını azalttı. 3. tür çevresel etki kaynağı, nötron kaynağı ile zaman bağımlılığını yitirmiştir. 4. tür kaynak ise iyon demeti ile bağımlıdır. Zaman-

dan bağımsızdır. Son çevresel etki kaynağı ise nötron kaynağı ile zaman bağımlı değildir. Deneyde aldığımız bozunum eğrilerinde zamana bağımlı bir çevresel etki belirtisi gözlenmedi ve bozunum eğrilerinde normal çevresel etki düzeltmesi yapıldı. Çevresel etki demetle bağımlı olduğundan bozunum eğrilerinin zamanla sabit görülen son kısmı çevresel etki olarak kabul edilerek, bu kısım üzerinde alınan ortalama değer bütün kanallardaki saymalardan çıkartılarak düzeltme yapıldı.

5.3. Bozunum Sabitinin Bulunması

Bölüm 4'de belirtildiği gibi her geometrik bükülme değeri için, su ortamında zamana bağımlı bozunum eğrileri elde edilip, üzerlerinde ölü zaman ve çevresel etki düzeltmeleri ve normalizasyon yapıldıktan sonra normalize bozunum eğrileri;

$$N(t_i) = N_0 \cdot \exp(-\lambda t_i) \quad 5.1$$

denklemini ile tanımlanan exponansiyel eğriye uyduruldu. Eğriler üzerinde temel harmoniğe ait bozunumun başlangıcı ($\sim 60 \mu\text{sn}$ sonra) ve sonu belirlenerek, yalnızca saf exponansiyel kısım üzerinde en küçük kareler yöntemi uygulanarak bozunum sabiti λ bulundu. Uydurumda deneysel noktalar üzerindeki hatalar;

$$\sigma'_i = \frac{d \log(N_i)}{dN_i} \cdot \sigma_i = \frac{\log e}{N_i} \sigma_i \quad 5.2$$

ve

$$\frac{1}{\sigma_i^2} \approx \frac{1}{(\sqrt{N_i})^2} \approx \frac{1}{N_i} \quad 5.3$$

olarak tanımlanarak, her noktanın ağırlığı;

$$\omega_i' = \frac{1}{\sigma_i'^2} = N_i \quad 5.4$$

olarak alındı. Buradan λ üzerindeki standart sapma;

$$\sigma_\lambda = \left[\frac{1}{N-a} \sum (N_i - N(t_i))^2 \omega_i' \right]^{1/2} \quad 5.5$$

bağıntısı ile tanımlandı. Burada,

N_i Deneysel noktaları,

$N(t_i)$ Uydurum sonucu hesaplanan eğri üzerindeki noktaları,

N Deneysel noktaların sayısını,

a Hesaplanan parametrelerin sayısını,

göstermektedir. Bozunum sabitinin bulunmasında kullanılan

uydurum programı Ek açıklamalar-B'de verilmiştir. Çizelge

5.1'de ölçüm yapılan 6 değişik geometrik bükülme

değerinde bulunan bozunum sabiti değerleri verilmiştir.

Aynı çizelge üzerinde teorik bozunum sabiti değerleride

verilmiştir.

Bozunum eğrilerinde temel harmoniğe ait bozunumun başlan-

gıcı yaklaşık 60 μ s olarak belirlenmiştir. Bu durum göz-

önüne alındığında, bölüm 4'de bahsettiğimiz, başlama zama-

nındaki 7.25 μ s'lik belirsizliğin bozunum sabiti hesapla-

malarına etkisi olmaması gerekir.

Çizelge 5.1'den görüldüğü gibi, bulunan deneysel bozunum

sabiti değerleri, hata sınırları içinde teorik değerlerle uyuşmaktadır. Ancak sayma statistiği çok iyi olmadığından hatalar biraz büyük çıkmıştır.

ÇİZELGE 5.1: Su içinde $0.016-0.1\text{cm}^{-2}$ geometrik bükülme aralığında ölçüm ve hesap sonucu bulunan bozunum sabiti değerleri.

Geometrik Bükülme (cm^{-2}) $d=0.31\text{cm}$	Deneysel $\lambda(\text{s}^{-1})$ Düzeltilme fak.:0.98	Teorik $\lambda(\text{s}^{-1})$
0.016	5553±157	5483.8
0.02	5650±158	5632.2
0.028	5716±294	5928.9
0.03	6094±190	6003
0.036	6193±172	6225.7
0.1	8826±175	8599.8

5.4. Yavaşlatıcı İçerisine Yerleştirilen Dedektörün

Yavaşlatıcının Geometrik Bükülmesi Üzerinde Yaptığı Değişikliğin Bozunum Sabitine Etkisi

Su içerisine alüminyum tüp içerisinde yerleştirilen BF_3 dedektörü yavaşlatıcının homojenliğini ve şekli nedeniyle geometrik bükülme değerini değiştirmektedir. Geometrik bükülmedeki değişiklik bozunum sabitinde etkilemektedir. Bu nedenle yavaşlatıcı ortamın içindeki dedektör ile alınan ölçümlerden elde edilen bozunum sabitlerinin düzeltilmesi gerekir. Bu işlem için gerekli düzeltme faktörü;

$$f = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

olarak tanımlanır. Burada,

λ_1 Yavaşlatıcı ortam içerisinde dedektör yok iken, yavaşlatıcının arka yüzeyine yerleştirilen dedektör ile elde edilen bozunum sabiti,

λ_2 Yavaşlatıcı ortam içerisine dedektör yerleştirildikten sonra, yüzeydeki dedektör ile ikinci kez bulunan bozunum sabiti

olarak tanımlanır. Bu düzeltme faktörü $f = 0.98$ olarak bulundu. Bozunum sabitleri bu düzeltme faktörü ile çarpılarak, bozunum sabitleri üzerindeki etkisi giderildi.

5.5. Su İçin Termal Nötron Difüzyon Parametrelerinin Bulunması

Su içinde her geometrik bükülme değeri için, bölüm 5.3'de bulunan bozunum sabitleri (λ);

$$\lambda_i = \Sigma_a v + DB_i^2 + \dots \quad 5.5$$

denklemine en küçük kareler yöntemi uygulanarak suyun termal nötron difüzyon parametreleri $\Sigma_a v$ ve D bulundu. Bunun için yapılan bilgisayar programında geometrik bükülmeler;

$$B_i^2 = \frac{\pi^2}{(a+2d)^2} + \frac{\pi^2}{(b+2d)^2} + \frac{\pi^2}{(c+2d)^2} \quad 5.6$$

denklemine göre farklı herboyut için hesaplandı. Geometrik bükülmelerin hesaplanmasında kullanılan dış kestirim uzaklığı;

$$d = \frac{\sqrt{3D}}{\bar{v}} = 0.7104 \bar{\lambda}_{tr} \quad 5.7$$

denklemleri ile verilir. $0.7104 \bar{\lambda}_{tr}$ tek hızlı difüzyon teorisi ile verilen yaklaşık bir değerdir. Bu yaklaşım çalıştığımız geometrik bükülme aralığında gözle görülür bir hata getirmemektedir. Çalışmada bütün boyutlar için aynı dış kestirim uzaklığı değeri alınmıştır.

Bilgisayar programında önce, 5.6 denkleminde dış kestirim uzaklığı için gerçek değerinden az olmak üzere herhangi bir değer alınarak, her a,b,c boyutu için, yavaşlatıcının geometrik bükülme değerleri hesaplandı. Hesaplanan B_i^2 ve ölçülen λ_i 'ler ile 5.5 denkleminde en küçük kareler yöntemi uygulanarak, $\Sigma_a v$ ve D parametreleri bulundu. D için bulunan değer 5.7 denkleminde yerine koyulup d için yeni bir değer bulunur. Bu değer 5.6 denkleminde yerine koyulur ve yeni bulunan geometrik bükülme değerleri ile $\Sigma_a v$ ve D yeniden hesaplanır. Bu işleme ardışık d değerleri arasındaki fark 0.001cm'den daha iyi oluncaya kadar devam edildi.

Parametrelerin hesaplanmasında kullanılan uydurum programında bozunum sabiti λ_i 'lerin ağırlık faktörü

$$\omega_{\lambda_i} = \frac{1}{\sigma_{\lambda_i}^2} \text{ (Statistical weighting) ; } \omega_{B_i^2} = 0$$

olarak alındı. Burada, $\sigma_{\lambda_i}, \lambda_i$ 'lerin standart sapmasıdır. Çizelge 5.2'de uydurum sonucu bulunan $\Sigma_a v$ ve D değerleri gösterilmiştir. Aynı çizelge üzerinde Darbeli Nötron

ÇİZELGE 5.2: Darbeli Nötron Kaynağı Yöntemiyle suyun ölçülen Termal Nötron Difüzyon Parametreleri.

Araştırmacılar	$v\Sigma_a$ (s ⁻¹)	D(cm ² /s)	B ² (cm ⁻²)	T(°C)
Scott, et.al.	4695±88	38500±800	0,006-0,018	
V.Dardel ve Sjöstrand	4892±50	36340±750	0,1-0,7	22
Antonov,et.al.	4831±140	35000±1000	0,09-0,930	23±0,5
Bracci ve Coeva	4950±147	34850±1100	0,09-0,96	22
Cambell ve Stelson	4808	34800	0,08-1,1	-
Dio	4800±90	35050±600	0,093-0,867	19
Küchle	4780±80	35400±700	0,11-0,750	22
Lopez ve Beyster	4768±24	36892±400	0,014 0,590	26,7±1
Hall,et.al.	4880±160	35020±1300	0,1-0,8	21
Gon	4817±29	36306±650	0,089-2,9	24,5
Kobayashi,et.al.	4878±95	35500±630	0,093-1,36	22
Paiano and Paiano	4869±29	36578±279	0,038 0,785	22±1,5
Jan Elkert	4830±65	36690±390	0,09-1,26	
Kollfelz	-	33900	-	-
S.Dinçer	5247±270	33184±2120	0,07-0,5	22
Adam and et.al.	5025±240	35550±1550	0,08-0,1	-
Bu çalışma	4844±124	38476±2525	0,016-0,1	20,5±0,5
		38671±2555		22

Kaynağı Yöntemiyle yapılan çalışmalarda elde edilen suyun termal nötron difüzyon parametreleri de verilmiştir. Su için bulunan $\Sigma_a v$ ve D değerleri 5.5 denkleminde yerine koyularak $\lambda(B^2)$ doğrusu elde edildi. Elde edilen doğru denklemi;

$$\lambda(B^2) = (4844 \pm 124) + (38476 \pm 2525)B^2$$

şeklinde olup değişimi Şekil 5.1'de gösterilmiştir. Aynı şekil üzerinde teorik eğri ve deney sonucu bulunan değerlerde gösterilmiştir.

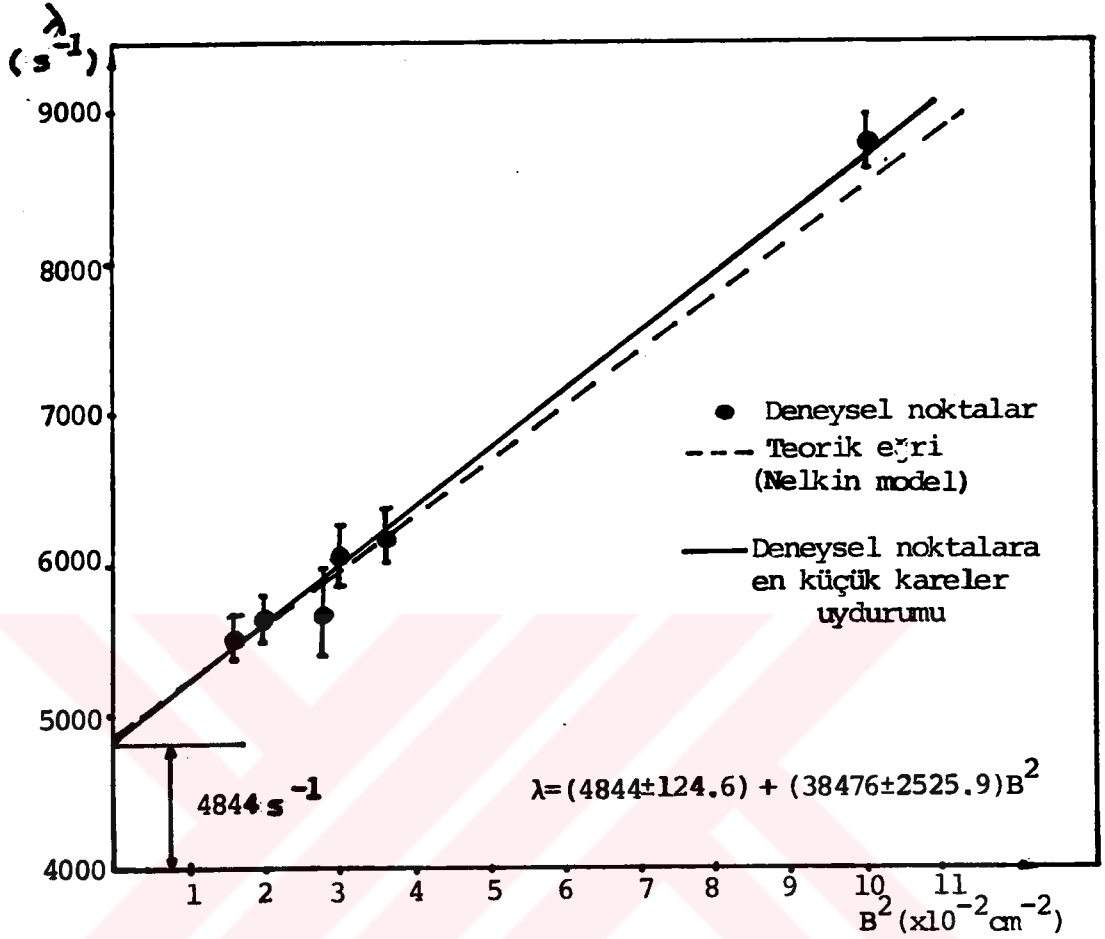
Çizelge 5.2'den görüldüğü gibi suyun deney sonucu bulunan $v\Sigma_a$ ve D parametreleri, diğer çalışmalardan bulunan değerlerle uyum göstermektedir. Ancak λ_i 'ler üzerindeki statistik hatalar büyük olduğundan $v\Sigma_a$ ve D parametreleri üzerindeki hatalarda büyük olmuştur. Ölçüm yaptığımız geometrik bükülme aralığında difüzyon soğutması çok küçüktü. Çünkü $\lambda(B^2) - B^2$ eğrisinde difüzyon soğutmasını, belirten doğrusallıktan sapmanın başladığı geometrik bükülme aralığının dışındaydık. Bu yüzden difüzyon soğutma katsayısı için sağlıklı bir değer bulunamadı.

5.6. Bozunum Sabiti Üzerine Sıcaklığın Etkisi

Temel harmoniğin bozunum sabiti

$$\lambda = \Sigma_{ao} V_o + \bar{D}_o B^2 - C_D B^4$$

denklemleri ile verilmişti. Bu denklemde difüzyon katsayısı suyun sıcaklığına bağımlı bir parametredir. Su yoğunluğu-



ŞEKİL 5.2: Su için $\lambda(B^2)-B^2$ uyum eğrisi.

nun sıcaklıkla değişimi az olduğundan, $\Sigma_{a0} V_0$ üzerinde sıcaklığın etkisi ihmal edilebilecek seviyededir. λ 'nın yavaşlatıcı sıcaklığına göre türevini alırsak;

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{dD_0}{dT} B^2 - \frac{dC}{dT} B^4 \quad 5.8$$

denklemini elde edilir. Su için D_0 'ın değişimi Dio tarafından incelenmiş (Dio, 1958) ve 22°C'de difüzyon katsayısının sıcaklıkla değişimi;

$$\frac{dD_0}{dT} = 130 \pm 30 \text{ cm}^2/\text{s } ^\circ\text{C}$$

olarak bulunmuştur. Aynı değişim Clendenin tarafından

$$\frac{dD_0}{dT} = 121 \text{cm}^2 \text{s}^{-1} / ^\circ\text{C}$$

olarak hesaplanmıştır.

Bu çalışmada $20.5 \pm 0.5^\circ\text{C}$ 'da elde ettiğimiz difüzyon parametreleri 22°C 'ye düzeltildi. Difüzyon, katsayısının düzeltilmiş değeri Çizelge 5.2'de verilmiştir.

5.7. Yavaşlama Zamanı Ölçümü

Bu bölümde 14.7MeV'lik nötronların termal denge yakınındaki enerji noktasına rezonans filtresi kullanarak yavaşlama zamanının ölçülmesi incelendi. Rezonans filtresi olarak 0.5mm kalınlığındaki Cd-113 kullanıldı.

Filtrenin zamana bağımlı reaksiyon hızı çıplak ve filtre sarılmış dedektörlerin zaman davranışları arasındaki fark alınarak elde edildi. Çıplak ve Cd filtre sarılmış dedektörlerin davranışları ;

$$(CR)_{\text{çıplak}} = \int_0^{\infty} S(E) n(E, t) v dE \quad 5.9$$

$$(CR)_{\text{filtreli}} = \int_0^{\infty} T(E) S(E) n(E, t) v dE \quad 5.10$$

olarak verilir (Sakamoto, et.al., 1969). Burada,

$T(E)$ Filtrenin geçirgenliği,

$S(E)$ BF_3 dedektörünün sayma verimi,

$n(E, t)$ Enerji ve zamana bağımlı nötron yoğunluğudur.

Filtrenin ideal olarak keskin bir kesim enerjisi ve de-

dedektörün $\frac{1}{v}$ dedektörü olduğu kabulü ile 5.9 ve 5.10 denklemleri

$$(CR)_{\text{çıplak}} = \int_0^{\infty} n(E_c, t) dE$$

$$(CR)_{\text{filtreli}} = \int_0^{\infty} n(E_c, t) dE$$

haline gelir. Burada E_c filtrenin kesim enerjisidir. Buradan ortalama yavaşlama zamanı (Sakamoto, 1969)

$$\bar{t}_s = \frac{\int_0^{\infty} t \frac{d}{dt} |(CR)_{\text{çıplak}} - (CR)_{\text{filtreli}}| dt}{\int_0^{\infty} \frac{d}{dt} |(CR)_{\text{çıplak}} - (CR)_{\text{filtreli}}| dt} \quad 5.11$$

denklemleri ile verilir.

5.7.1. Yavaşlama Zamanının Bulunması

6 farklı geometrik bükülme değerinde bölüm 3.3'de belirtilen geometride, çıplak ve Cd filtre sarılmış BF_3 dedektörü ile zamana bağımlı bozunum eğrileri elde edildi. Şekil 5.2'de çıplak ve Cd filtreli BF_3 dedektörlerinin zaman davranışları görülmektedir. Buradan ortalama yavaşlama

$$\bar{t} = \frac{\int_{I_b}^{I_s} |A(I) - B(I)| I}{\int_{I_b}^{I_s} |A(I) - B(I)|} \times C_w \quad 5.12$$

olarak tanımlanır. Burada,

$A(I)$ Çıplak BF_3 dedektörü ile analizörün I.kanalındaki saymaların sayısı,

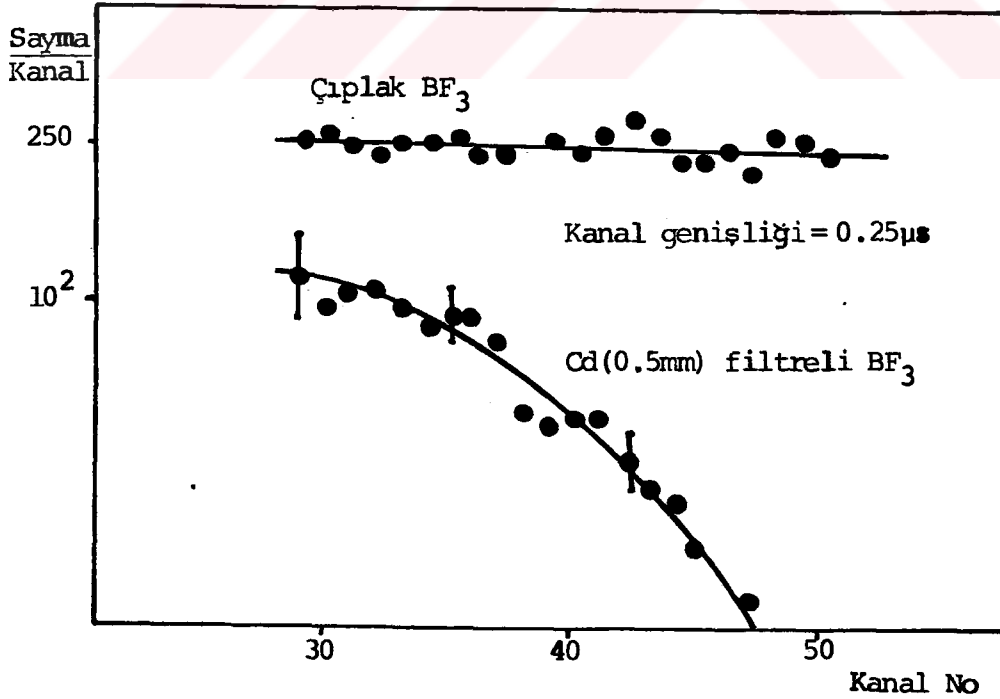
B(I) Kadmiyum filtreli BF_3 ile analizörün I.kanalındaki saymaların sayısı,

I_b Hesaplamaların başladığı kanal,

I_s Hesaplamaların bittiği kanal,

C_w Analizörün kanal genişliğidir.

Hesaplamalarda başlangıç kanalı (25-33), bitiş kanalı (55-60) belirlenerek, ortalama yavaşlama zamanı 5.12 bağıntısı ile bulundu. Çizelge 5.3'de ölçüm yapılan geometrik bükülme değerlerinde bulunan ortalama yavaşlama zamanı değerleri verilmiştir. Çizelge 5.4'de daha önceki yıllarda su ile yapılan çalışmalarda çeşitli kesim enerjilerine ölçülen yavaşlama zamanı değerleri verilmiştir. Şekil 5.3'de yavaşlama zamanının ortamın geometrik bükülmesi ile değişimi gösterilmiştir.



ŞEKİL 5.2: Çıplak ve Cd filtreli BF_3 dedektörünün zaman davranışları.

ÇİZELGE 5.3: Ölçüm yapılan geometrik bükülme değerlerinde Cd'un kesim enerjisine ölçülen ortalama yavaşlama zamanı değerleri.

Geometrik Bükülme (cm^{-2})	\bar{t} (deneysel) μs	\bar{t} (teorik) μs (Diamond, Yip denk.)	E_c (eV)
0.016	2.84 \pm 7.25	2.54	0.4
0.02	2.9	2.53	
0.028	2.81	2.51	
0.03	2.85	2.5	
0.036	2.68	2.49	
0.1	2.12	2.35	

Kadmiyum yaklaşık 0.4eV kesim enerjisine ortalama yavaşlama zamanı, en küçük geometrik bükülme değerinde 2.84 \pm 7.25 μs , en büyük geometrik bükülme değerinde 2.12 \pm 7.25 μs olarak bulundu. Termalizasyon etkileri, yavaşlama zamanı teorisi ile bulunan değerden daha uzun yavaşlama zamanı ölçülmesine sebep olmaktadır. Ayrıca 1eV enerjiden küçük enerjilerde moleküler bağlanmanın etkisinde önemli olmaya başlar. Bu nedenle teori ile ifade edilenden daha uzun yavaşlama zamanları ölçülebilir.

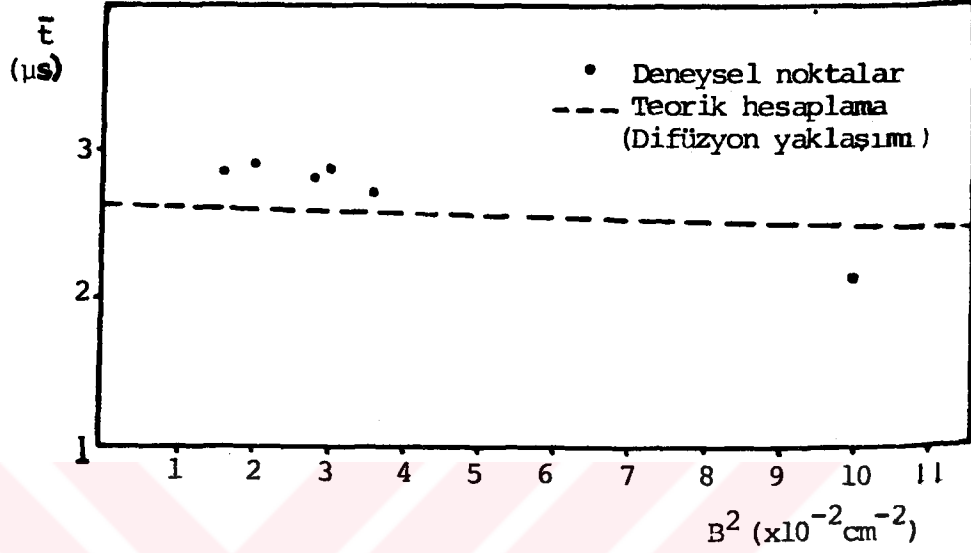
Yavaşlama zamanı üzerindeki hatalar, nötron darbesi genişliği ve kanal genişliğini içine alan zaman belirsizliğinden ileri gelmektedir. Deneylerimizde, nötron darbesi genişliği ölçülen ortalama yavaşlama zamanından çok büyük olduğundan, hata çok büyük olmuştur. Kanal geniş-

ÇİZELGE 5.4: Su içinde çeşitli nötron enerjilerine ölçülen yavaşlama zamanları.

Araştırmacılar	t(μ s) deneysel	t(μ s) teorik	E _c (eV)
Möller,Sjöstrand	2.7±0.4	2.68	0.2
Profio	1.75±0.5	1.65	0.4
Crouch	5.2±8	1.7	0.35
Grösshög	2.47±0.1		0.3
Erdinç,Özdemir	2.5±0.25	2.68(Difüzyon yak.)	0.18
Chen,Lidofsky	1.55±0.15		1.1
Chen,Lidofsky	1.85±0.15	1.1(Difüzyon yak.)	0.8
Sakamoto and et.al.	1.7±0.4	1.36(0 ⁰ K free-gas model)	0.63
Sakamoto and et.al.	1.9±0.4	1.64(0 ⁰ K free-gas model)	0.43
Sakamoto and et.al.	3.9±0.8	2.43(0 ⁰ K free-gas model)	0.2

liği, nötron darbesi genişliğinden çok küçük olduğundan (0.25 μ s), bu yüzden gelebilecek hata ihmal edilebilir. Ölçümlerde BF₃ dedektörünün çevresi kadmiyumla kaplanarak, alüminyum bir tüp içerisinde su ortamına yerleştirilmiştir. Dolayısıyla su ile doğrudan temas halinde değildir. Dedektör yüzeyi ile yavaşlatıcı arasında yaklaşık 1cm'lik bir boşluk vardır. Bu boşluğun yavaşlama zamanı üzerindeki etkisi çok küçük olduğundan (ns mertebesinde) ihmal edildi. Buradan, yavaşlama zamanındaki zaman belirsizliğinin yalnızca nötron darbesi genişli-

ğinden geldiği kabul edilerek, bu belirsizlik $7.25\mu\text{s}$ olarak tahmin edildi.



ŞEKİL 5.3: Yavaşlama zamanının ortamın geometrik bükülmesi ile değişimi.

6. SONUÇLAR

6.1. Deney Sonuçlarının Tartışılması

Bu çalışmada Darbeli Nötron Kaynağı Yöntemi kullanılarak $0.016-0.1\text{cm}^{-2}$ geometrik bükülme aralığında damıtılmış, di-iyonize suyun termal nötron difüzyon parametreleri ve 14MeV'lik nötronların kadmiyumun yaklaşık 0.4eV kesim enerjisine ortalama yavaşlama zamanı ölçüldü.

Ölçüm yapılan geometrik bükülme aralığı dar olduğundan yeterince bozunum eğrisi elde edilemedi. $0.036-0.1\text{cm}^{-2}$ geometrik bükülme aralığında yalnızca 1 ölçüm alınabildi. En küçük geometrik bükülme değerindeki bozunum sabiti $5553\pm 157\text{s}^{-1}$, en büyük geometrik bükülme değerindeki bozunum sabiti $8826\pm 175\text{s}^{-1}$ olarak bulundu. Bulunan değerlerin hata sınırları içinde teorik değerlerle uyum içinde olduğu gözlemlendi.

Suyun termal nötron difüzyon parametreleri $v\Sigma_a = 4844\pm 124\text{s}^{-1}$ ve $D_0 = 38476\pm 2525\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ olarak bulundu. Bulunan değerler daha önceki çalışmalar ve teorik hesaplamalardan bulunanlarla uyum sağlamaktadır.

Ölçüm yapılan geometrik bükülme aralığında elde edilen bozunum sabiti değerleri $\lambda(B^2)-B^2$ eğrisinin doğrusallıktan saptığı geometrik bükülme aralığı dışında kalmaktadır. Dolayısıyla bu aralıkta difüzyon soğutmasının etkisi çok az olduğundan, difüzyon soğutma katsayısı ile ilgili sağlıklı bir bilgi elde edilemedi.

Ölçüm sisteminin içinde olan darbeli nötron kaynağının boyutları büyük olduğundan, yavaşlatıcı boyutları küçüldükçe nokta kaynak özelliğini kaybetmektedir. Bu yüzden küçük geometrilerde ölçüm yapılamadı.

Aynı geometrik bükülme aralığında 14MeV enerjide, 7 μ s genişliğindeki nötron darbelerinin, su içinde Cd'un 0.4eV kesim enerjisine ortalama yavaşlama zamanı ölçüldü. Sistem boyutlarının küçülmesi ile yavaşlama zamanının küçüldüğü gözlemlendi. En büyük geometride 2.84 \pm 7.25 μ s , en küçük geometride 2.12 \pm 7.25 μ s yavaşlama zamanı ölçüldü. Yavaşlatıcı ortamın büyüklüğüne bağımlı olarak, yavaşlama zamanında bir değişim görülmektedir. Ancak yavaşlama zamanının yavaşlatıcı ortam büyüklüğüne bağımlı olmaması gerekir. Bu değişimin nedeni ortam boyutunun küçülmesiyle, ortamdan sızıntı ile hızlı nötronların ortamı daha erken terk etmeleridir. Değişimi daha iyi görebilmek için daha küçük geometrilerde ölçüm alınması gerekirdi. Ancak yukarıda da değinildiği gibi küçük geometrilerde ölçüm yapılamamıştır. Deneysel hatalar ile karşılaştırıldığında, sızıntının yavaşlama zamanına etkisi ihmal edilebilir. Ölçülen yavaşlama zamanları üzerindeki deneysel hatalar çok büyük olmuştur. Hata hesabı zaman ayırma gücüne dayanmaktadır. En büyük hata kaynağı nötron darbe genişliğinin ölçülen yavaşlama zamanından çok daha büyük olmasından ileri gelmiştir. Ancak darbe genişliğini seçmede hızlandırıcıya bağımlı olduğumuzdan, 7 μ s 'den küçük darbe genişliği alınamadı. Bu durum ise ölçümlerde büyük bir belirsizliğe

sebebe olmuştur. Analizörün kanal genişliğinden gelebilecek hata ise, nötron darbe genişliğinden gelen hatanın yanında ihmal edildi.

Bu deneyde hızlandırıcının darbelendirme özelliği ilk defa kullanılmıştır. Amacımız sistemin çalışmasını denemektir. İlke olarak çalışmanın sonuçları literatürdekilerle uyusmakla beraber, hatalar büyük olmuştur.

6.2. Öneriler

Deneyde kullanılan darbeleri nötron kaynağının boyutları büyüktür. Dolayısıyla yavaşlatıcı ortamın boyutları küçüldükçe nokta kaynak özelliğini yitirmektedir. Bu durum küçük yavaşlatıcı ortamlarda ölçüm yapmamızı engellemiştir. Kaynak boyutları küçültülerek, hem yavaşlatıcı ortamda neden olduğu pertürbasyon azaltılıp, hemde daha küçük yavaşlatıcı geometrilerinde ölçüm yapılması sağlanmalıdır.

Ölçümlerde kullanılan BF_3 dedektörünün boyutları çok büyük olduğundan, pertürbasyona neden olmuştur. Minyatür dedektör kullanılarak pertürbasyon azaltılmalıdır.

Deneyde kullanılan nötron darbesi genişliği, su içindeki ortalama yavaşlama zamanından büyük olduğundan, yavaşlama zamanı ölçümlerinde büyük bir belirsizliğe neden olmuştur. Hızlandırıcının darbelendirme sistemi ile $7\mu s$ 'nin altında darbe genişliği elde etmek mümkün olamamıştır. Bu durum gözönüne alınarak, yavaşlama sürecinin su ile karşılaştırıldığında çok daha uzun zaman aldığı, hidrojeni az,

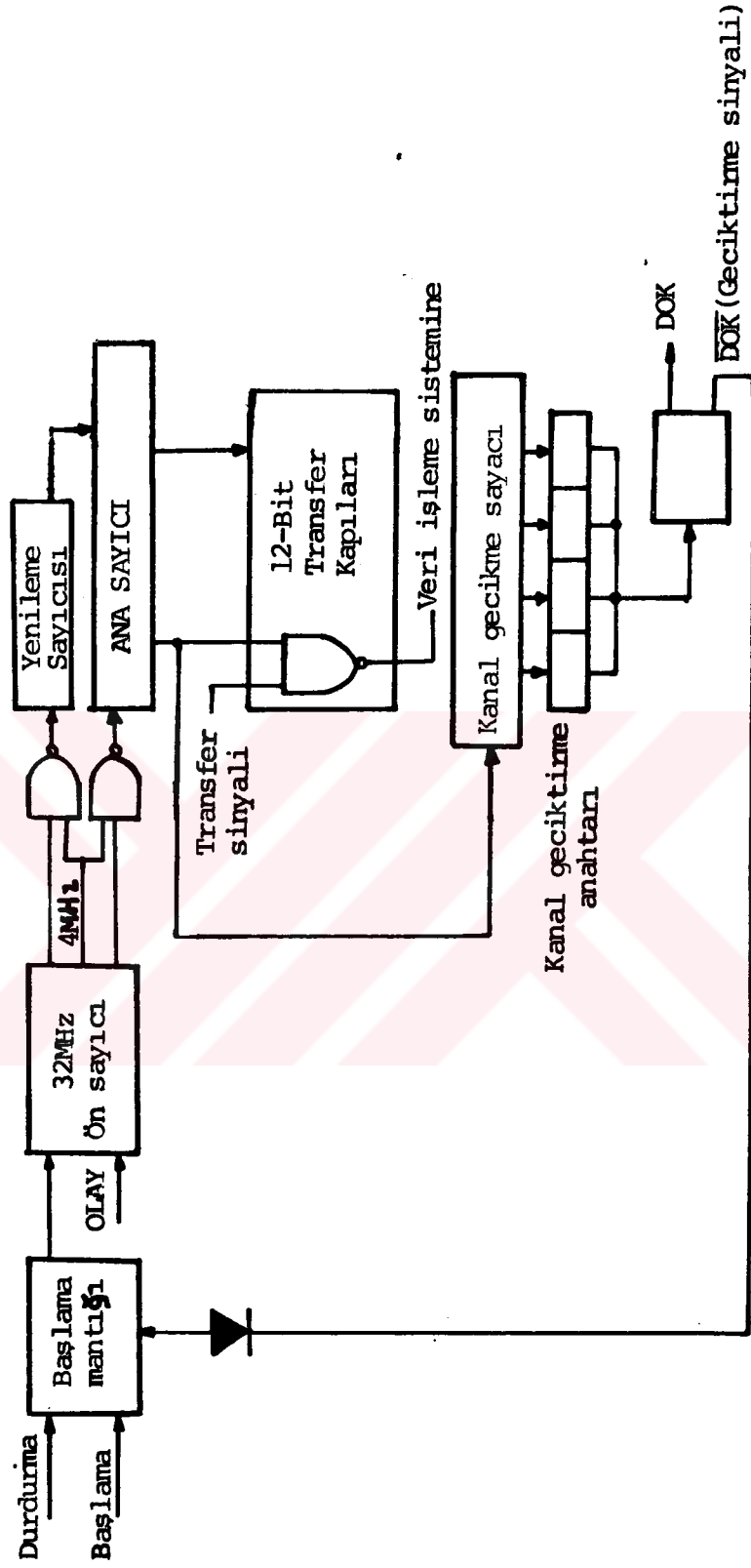
ağır ekirdekler yavaşlatıcı olarak kullanılmalıdır (grafit, toryum gibi). Ayrıca iyon demetinin yolu üzerine elektrostotik saptırıcı sistemi kurularak daha küçük darbe genişlikleri elde edilmelidir.

Hızlandırıcıda iyon demetinin odaklanması işlemi, iyon kaynağı ıkışıında yapıldığı için, bu sistemle iyon kaynağı ıkışıından uzaklarda yeteri kadar düzgün kesitli iyon demeti elde edilememektedir. Hedefe yakın yerleştirilen manyetik bir odaklama sistemiyle iyon demetinin hedef üzerine daha düzgün odaklanması sağlanmalıdır.

Ek Açıklamalar-A

ZAMANI DARBE YÜKSEKLİĞİNE ÇEVİREN BİRİM (Time-of-Flight Module)

Bu birimde BAŞLAMA darbesinin gelmesiyle önsayıcı (pre-scaler) saymaya başlar. Önsayıcı 32MHz'lik bir osilatördür. Bu sayıcıdan çıkan 4MHz'lik darbeler ana sayıcıyı (Main counter) besler. Olay darbesinin (Event pulse) gelmesiyle 4MHz'lik darbeler yenileme sayıcısına (Update counter) kayar, ve ana sayıcı durur. Olay darbesinden 2µs sonra, transfer sinyalinin gelmesiyle, başlama ve olay darbesi arasında geçen zamanla ilgili bilgi veri işleme sistemine (Data handling) transfer edilir. Başlama ve olay darbesi arasında gelen darbeler geliş zamanlarına göre analizörün kanallarına yerleştirilir. Eğer analizörün ölü zamanı 8µs seçilmişse, olay darbesinin gelmesinden 8µs sonra, sistem yeni bir olay darbesi almak için hazır hale gelir.



ŞEKİL A-1: Time-of-Flight biriminin blok diyagramı.

Ek Açıklamalar-B

SAYMA KAYIPLARININ DÜZELTİLMESİ

Bölüm 5.1'de açıklandığı gibi analizörün ölü zamanı δ_{psn} olarak seçilmişti. Bu nedenle saymalarda kayıplar olabilir. Bu kayıplar için gerekli düzeltme şu şekilde hesaplandı (Paiano and Paiano, 1967):

N_B Nötron darbelerinin toplam sayısı,

N_i' Analizörün i. kanalında gözlenen saymaların sayısı,

Δt Analizörün kanal genişliği,

N_{B_i} Analizörün i. kanalı için, analiz döngülerinin etkin sayısı,

olarak alınarak,

$$N_{B_i} = N_B - \sum_{j=1}^{8/\Delta t} N_{i-j}'$$

işlemi yapıldı, ve analizörün i. kanalındaki düzeltilmiş sayma,

$$N_{ci} = (N_B \times N_i) / N_{B_i}$$

elde edildi.

Analizördeki sayma kayıplarınının diğer bir kaynağı aynı kanal içinde oluşan ikili, üçlü veya daha fazla olaylar nedeniyle olmaktadır. Bu kayıpların düzeltilmesi için, N_{2i} ve N_{3i} analizörün i. kanalındaki ikili ve üçlü olayların sayısı olarak alınarak,

$$N_{2i} = N_B \cdot P_{2i}$$

$$N_{3i} = N_B \cdot P_{3i}$$

işlemi yapıldı. Buradan düzeltilmiş sayma;

$$N_i = N_{ci} + \frac{1}{2} N_{2i} + \frac{2}{3} N_{3i} + \dots$$

elde edildi. P_{2i} ve P_{3i} , i . kanalda ikili ve üçlü olayların olma olasılığıdır. Hesaplamalarda ikili ve üçlü olaylar nedeniyle olan kayıplar çok az olduğundan ihmal edildi. Düzeltmenin yapılıp, bozunum sabitinin bulunduğu bilgisayar programı aşağıda verilmiştir.

```

1 REM "Bozunum sabitini bulan program "
2 PRINT "Açıklama istiyor musun (E veya H)":Ac=INPUT$(1)
3 IF Ac="H" THEN 20:PRINT CHR$(26)
4 PRINT TAB(23);CHR$(18);"EN Küçük Kareler Programı";CHR$(17)
5 PRINT "Kullanılan Parametrelerin Açıklaması"
6 PRINT "X :Bağımsiz Değişken için veri nok. dizini "
7 PRINT "Y :Bağımlı değişken için veri nok. dizini"
8 PRINT "SIGMA :Y veri nok. için stand.sap.dizini"
9 PRINT "NPTS :Veri nok. sayısı "
10 PRINT "NTERMS :Katsayıların sayısı"
11 PRINT "MODE :Ağırlıklı en küçük kareler ayduruşu "
12 PRINT "          +1 (Instrumental ağırlık) "
13 PRINT "          0 (ağırlık yok) "
14 PRINT "          -1 (Statistik ağırlık) "
15 PRINT TAB(15);"Tamaasa RETURN'e bas":IF INPUT$(1)=CHR$(13) THEN PRINT CHR$(26)
16 PRINT
20 DIM X(1300),Y(1300),SIGMA(2),M(50),YFIT(1300),A(10)
30 DIM SIGMAA(10),R(10),JTERMS(10)
40 DIM WEIGHT(1300),XMEAN(10),SIGMAX(10),ARRAY(10,10)
50 INPUT "Veri kütüğü adı      :";Ac
60 OPEN "I",C1,Ac
70 INPUT "Max. kanal no.      :";CMAX
80 INPUT "Başlama kanalı     :";INIT
90 INPUT "Bitme kanalı       :";IFIN
100 INPUT "Kanal genişliği    :";KTIME
110 INPUT "Toplam notron burst. :";TOP
120 INPUT "Background         :";B
130 INPUT "Normalizasyon fak.  :";NF
140 INPUT "Ağırlık fak.        :";MODE
150 II=0
160 NCH=CMAX/5+1
170 FOR I=1 TO NCH
180 INPUT C1,Cc
190 FOR J=1 TO 5
200 K=(I-1)*5+J
210 IF K>1300 THEN 260
220 II=II+1
230 Y(II)=VAL(MID$(C1,J*9,10))
240 X(II)=II*KTIME
250 PRINT II,X(II),Y(II)
260 NEXT J
270 NEXT I

```

```
280 REM "ölü zaman düzeltmesi"
290 S=0 :NPTS=II
300 FOR I=INIT TO IFIN
310 FOR J=1 TO 32
320 S=S+Y(I-J)
330 NEXT J
340 S=TOP-S
350 Y(I)=TOP*Y(I)/S
360 Y(I)=Y(I)-B
370 Y(I)=Y(I)*NF
380 Y(I)=LOG(Y(I))
390 PRINT I,X(I),Y(I)
400 NEXT I
410 NTERMS=1
420 GOSUB 450
430 END
440 REM LSQF RUTINI
450 PRINT CHR$(26)
460 SUM=0:CHISQ=0:YMEAN=0:SIGMA=0:RMUL=0
470 NPTS=II
480 FOR I=1 TO NPTS
490 YFIT(I)=0
500 NEXT I
510 FOR J=1 TO NTERMS
520 XMEAN(J)=0!
530 SIGMAX(J)=0!
540 R(J)=0!
550 A(J)=0!
560 SIGMAA(J)=0!
570 FOR K=1 TO NTERMS
580 ARRAY(J,K)=0!
590 NEXT K
600 NEXT J
610 FOR I=1 TO NPTS
620 IF MODE<0 THEN 650
630 IF MODE=0 THEN 710
640 IF MODE>0 THEN 730
650 IF Y(I)<0 THEN 690
660 IF Y(I)=0 THEN 710
670 WEIGHT(I)=Y(I)
680 GOTO 740
690 WEIGHT(I)=-Y(I)
700 GOTO 740
710 WEIGHT(I)=1
720 GOTO 740
730 WEIGHT(I)=1!/SIGMAA(I)^2
740 SUM=SUM+WEIGHT(I)
750 YMEAN=YMEAN+WEIGHT(I)*Y(I)
```

```

760 FOR J=1 TO NTERMS
770 XMEAN(J)=XMEAN(J)+WEIGHT(I)*(X(I)^J)
780 NEXT J
790 NEXT I
800 YMEAN=YMEAN/SUM
810 FOR J=1 TO NTERMS
820 XMEAN(J)=XMEAN(J)/SUM
830 NEXT J
840 F=NPTS
850 WMEAN=SUM/F
860 FOR I=1 TO NPTS
870 WEIGHT(I)=WEIGHT(I)/WMEAN
880 NEXT I
890 REM "ACCUMULATE MATRICES R AND ARRAY"
900 FOR I=1 TO NPTS
910 SIGMA=SIGMA+WEIGHT(I)*(Y(I)-YMEAN)^2
920 FOR J=1 TO NTERMS
930 SIGMAX(J)=SIGMAX(J)+WEIGHT(I)*(X(I)^J-XMEAN(J))^2
940 R(J)=R(J)+WEIGHT(I)*(X(I)^J-XMEAN(J))*(Y(I)-YMEAN)
950 FOR K=1 TO J
960 ARRAY(J,K)=ARRAY(J,K)+WEIGHT(I)*(X(I)^J-XMEAN(J))*(X(I)^K-XMEAN(K))
970 NEXT K:NEXT J:NEXT I
980 FREE1=NPTS-1
990 SIGMA=SQR(SIGMA/FREE1)
1000 FOR J=1 TO NTERMS
1010 SIGMAX(J)=SQR(SIGMAX(J)/FREE1)
1020 R(J)=R(J)/(FREE1*SIGMAX(J)*SIGMA)
1030 FOR K=1 TO J
1040 ARRAY(J,K)=ARRAY(J,K)/(FREE1*SIGMAX(J)*SIGMAX(K))
1050 ARRAY(K,J)=ARRAY(J,K)
1060 NEXT K:NEXT J
1070 GOSUB 1700
1080 IF DET=0 THEN 1100
1090 IF DET<>0 THEN 1170
1100 A0=0!
1110 SIGMA0=0!
1120 RMUL=0!
1130 CHISQR=0!
1140 FTEST=0!
1150 GOTO 1690
1160 REM "CALCULATE COEFFICIENTS, FIT, AND CHI SQUARE"
1170 A0=YMEAN
1180 FOR J=1 TO NTERMS
1190 FOR K=1 TO NTERMS
1200 A(J)=A(J)+R(K)*ARRAY(J,K)
1210 NEXT K
1220 A(J)=A(J)*SIGMA/SIGMAX(J)
1230 A0=A0-A(J)*XMEAN(J)
1240 FOR I=1 TO NPTS
1250 YFIT(I)=YFIT(I)+A(J)*(X(I)^J)

```

```

1260 NEXT I:NEXT J
1270 FOR I=1 TO NPTS
1280 YFIT(I)=YFIT(I)+A0
1290 CHISQ=CHISQ+WEIGHT(I)*(Y(I)-YFIT(I))^2
1300 NEXT I
1310 FREE=NPTS/(NTERMS+1)
1320 CHISQR=CHISQ*MEAN/FREEN
1330 REM "CALCULATE UNCERTAINTIES"
1340 IF MODE=0 THEN 1370
1350 VARNCE=1/MEAN
1360 GOTO 1380
1370 VARNCE=CHISQR
1380 FOR J=1 TO NTERMS
1390 SIGMAA(J)=ARRAY(J,J)*VARNCE/(FREE1*SIGMAX(J)^2)
1400 SIGMAA(J)=SGR(SIGMAA(J))
1410 RMUL=RMUL+A(J)*R(J)*SIGMAX(J)/SIGMA
1420 NEXT J
1430 FREEJ=NTERMS
1440 FTEST=(RMUL/FREEJ)/((1-RMUL)/FREE1)
1450 RMUL=SGR(RMUL)
1460 SIGMA0=VARNCE/F
1470 FOR J=1 TO NTERMS
1480 FOR K=1 TO NTERMS
1490 T=FREE1*SIGMAX(K)
1495 SIGMA0=SIGMA0+VARNCE*MEAN(J)*MEAN(K)*ARRAY(J,K)/T
1500 NEXT K:NEXT J
1510 SIGMA0=SGR(SIGMA0)
1520 PRINT "KATSAYILAR VE HATALARI"
1530 PRINT "-----"
1540 PRINT
1550 PRINT "A( 0 ) =";PRINT USING "+C.CCCC^####";A0;
1561 PRINT SPC(2);"+/-";SPC(2);PRINT USING "+C.CCCC^####";SIGMA0
1560 FOR I=1 TO NTERMS
1570 PRINT "A(";I;)"=";PRINT USING "+C.CCCC^####";A(I);
1571 PRINT SPC(2);"+/-";SPC(2);PRINT USING "+C.CCCC^####";SIGMAA(I)
1580 NEXT I
1590 PRINT:PRINT "LINEER KORELASYON KATSAYILARI"
1600 PRINT
1610 FOR I=1 TO NTERMS:PRINT R(I):NEXT I
1620 PRINT:PRINT "COKLU LINEER KORELASYON KATSAYISI :";RMUL
1630 PRINT "Ki-KARE :";CHISQR
1640 PRINT:PRINT"NO      X      Y(Deney)  Y(Hesap)      Y(D)-Y(H)
1650 PRINT      "-----"
1660 FOR I=1 TO NPTS
1670 PRINT TAB(2);:PRINT USING "CCC";I;:PRINT USING "+CCCCC.CCCC";X(I),Y(I),YFIT(I);
1675 PRINT SPC(5);:PRINT USING "+C.CCCC^####";Y(I)-YFIT(I)
1680 NEXT I
1690 END
1710 REM "INVERT A SYMMETRIC MATRIX AND CALCULATE ITS DETERMINANT"

```



```
1710 DIM IK(10),JK(10)
1720 DET=1!
1730 NORDER=NTERMS
1740 FOR K=1 TO NORDER
1750 AMAX=0!
1760 FOR I=K TO NORDER
1770 FOR J=K TO NORDER
1780 IF (ABS(AMAX)-ABS(ARRAY(I,J)))>0 THEN 1820
1790 AMAX=ARRAY(I,J)
1800 IK(K)=I
1810 JK(K)=J
1820 NEXT J
1830 NEXT I
1840 IF AMAX<>0 THEN 1870
1850 DET=0!
1860 GOTO 2380
1870 I=IK(K)
1880 IF I<K THEN 1760
1890 IF I=K THEN 1950
1900 FOR J=1 TO NORDER
1910 S=ARRAY(K,J)
1920 ARRAY(K,J)=ARRAY(I,J)
1930 ARRAY(I,J)=-S
1940 NEXT J
1950 J=JK(K)
1960 IF J<K THEN 1760
1970 IF J=K THEN 2030
1980 FOR I=1 TO NORDER
1990 S=ARRAY(I,K)
2000 ARRAY(I,K)=ARRAY(I,J)
2010 ARRAY(I,J)=-S
2020 NEXT I
2030 FOR I=1 TO NORDER
2040 IF I=K THEN 2060
2050 ARRAY(I,K)=-ARRAY(I,K)/AMAX
2060 NEXT I
2070 FOR I=1 TO NORDER
2080 FOR J=1 TO NORDER
2090 IF I=K THEN 2120
2100 IF J=K THEN 2120
2110 ARRAY(I,J)=ARRAY(I,J)+ARRAY(I,K)*ARRAY(K,J)
2120 NEXT J
2130 NEXT I
2140 FOR J=1 TO NORDER
2150 IF J=K THEN 2170
2160 ARRAY(K,J)=ARRAY(K,J)/AMAX
2170 NEXT J
2180 ARRAY(K,K)=1!/AMAX
2190 DET=DET*AMAX
2200 NEXT K
```

```
2210 FOR L=1 TO NORDER
2220 K=NORDER-L+1
2230 J=IK(K)
2240 IF (J-K)<=0 THEN 2300
2250 FOR I=1 TO NORDER
2260 S=ARRAY(I,K)
2270 ARRAY(I,K)=-ARRAY(I,J)
2280 ARRAY(I,J)=S
2290 NEXT I
2300 I=JK(K)
2310 IF (I-K)<=0 THEN 2370
2320 FOR J=1 TO NORDER
2330 S=ARRAY(K,J)
2340 ARRAY(K,J)=-ARRAY(I,J)
2350 ARRAY(I,J)=S
2360 NEXT J
2370 NEXT L
2380 RETURN
```

DEĞİNİLEN BELGELER DİZİNİ

- BEYSTER,J.R., 1961, Nuclear Sci. and Eng., 9, 168p.
- CHEN,S.M., LIDOFKY,L.J., 1967, Nuclear Sci. and Eng.,
29, 198-207p.
- CLAESSON,A., 1967, Ark.Fys., 33, 443p.
- CLENDENIN,W.W., 1964, Nucl.Sci.Eng., 18, 351p.
- DIAMOND,D.J., YIP,S., 1970, Nuclear Sci. and Eng., 40,
460-471p.
- DİNÇER,S., 1970, A.N.A.M. teknik raporu.
- DIO,W.H., 1958, Nukleonik, 1, 13p.
- DYAD'KIN,I.G., BATALINA,E.P., 1962, J.Nucl.Energy, 16,
103p.
- GOERTZEL,G., GREULING,E., 1960, Nuclear Sci. and Eng.,
7, 69p.
- HANNA,N.N., HARRIS,M.J., 1972, J.Nucl.Energy, 26, 561p.
- HIRSCHBERG,S., 1983, Ann.Nucl.Energy, 10(8), 405-420p.
- HAYNAM,G.E., CROUCH,M.F., 1957, Nuclear Sci. and Eng.,
2, 626p.
- HURWITZ,H.JR., NELKIN,M.S., 1958, Nuclear Sci. and Eng.,
3, 1p.
- KOLAR,O.C., KLOVERSTROM,F.A., 1961, Nuclear Sci. and Eng.,
10, 45p.
- LOPEZ,W.M., BEYSTER,J.R., 1962, Nucl.Sci. and Eng., 12,
190p.
- MAEKOWA,H., YAMAMURO,N., 1969, J.Nucl.Sci.Technol, 6,
113p.

- MARSHAK, R.E., 1947, Rev. Mod. Phys., 19, 185p.
- MEADOWS, J.W., WHALEN, J.F., 1961, Nuclear Sci. and Eng.,
13, 230-236p.
- NELKIN, M.S., 1958, J. Nuclear Energy, 8, 18p.
- NELKIN, M.S., 1960, Nuclear Sci. and Eng., 7, 210p.
- PAIANO, M.C., PAIANO, S., 1967, Neutron Thermalization and
Reactor Spectra, IAEA, 2, 395-410p.
- PROFIO, A.E., ECKARD, J.D., 1964, Nuclear Sci. and Eng.,
19, 321-328p.
- PROFIO, A.E., 1976, Exp. Reactor Phys., 558p.
- PUROHIT, S.N., 1961, Nuclear Sci. and Eng., 9, 157-167p.
- PUROHIT, S.N., SJÖSTRAND, N.G., 1965, in Pulsed Neutron
Research, 1, IAEA, 289p.
- RIPPON, J.P., SCOTT, M.C., 1974, J. Phys., D7, 2525p.
- SAKAMOTO, S., KANEKO, Y., AKINO, F., 1969, Journal of Nucl.
Sci. and Tech., 6(12), 671-677p.
- SIMMONS, B.E., KING, J.S., 1958, Nuclear Sci. and Eng.,
3, 595p.
- SJÖSTRAND, N.G., 1959, Arkiv Fysik, 15(12), 147p.
- TAKAHASHI, A., SUMITA, K., 1967, J. Nucl. Sci. Technol, 4, 503.
- VON DARDEL, G.F., SJÖSTRAND, N.G., 1954, Phys. Rev., 96,
1245p.
- WILLIAMS, M.M.R., 1966, The Slowing Down and Thermaliza-
tion of Neutrons, 3, 111p.
- WILLIAMS, M.M.R., 1966, The Slowing Down and Thermaliza-
tion of Neutrons, 9, 334-341p.

W.Bygrave, P.Treado, J.Lambert, Accelerator Nucl.Phys.,
Fundamental Experiments with A Van De Graaff Acc.,1970.
Targets for Neutron Generators,The Radiochemical Centre,
Amersham, 62p.

