

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ NÜKLEER ENERJİ ENSTİTÜSÜ

**ÇOK GRUPLU ÇARPIŞMA OLASILIKLI İNTEGRAL
TRANSPORT YÖNTEMİ İLE HIZLI SPEKTRUM HESABI**

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizikçi Gülistan ALTAY

(304971039)

104061

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 11 Haziran 2001

Tezin Savunulduğu Tarih : 25 Haziran 2001

Tez Danışmanı : Doç.Dr. Bilge ÖZGENER
Diğer Jüri Üyeleri Prof.Dr. H.Atilla ÖZGENER
Prof.Dr. Cemal YILDIZ

B.Özgener
H.Özgener
Cemal Yıldız

HAZİRAN 2001

ÖNSÖZ

Bu çalışmanın gerçekleşmesinde büyük emeği geçen, karşılaştığım tüm problemlerde üstün bilgisiyle bana yol gösteren ve destek olan değerli hocam Doç.Dr. Bilge ÖZGENER'e ve öğrenimim boyunca her konuda yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen ve değerli bilgilerini benimle paylaşan Prof.Dr. Atilla ÖZGENER'e teşekkür eder, en derin saygı ve şükranlarımı sunarım.

Öğrenimim boyunca bana her zaman yardımcı ve destek olan aileme, her konuda desteğini esirgemeyen ve beni her zaman yüreklendiren eşim Selim ALTAY'a ve bana destek olan tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Haziran 2001

GÜLİSTAN ALTAY

İÇİNDEKİLER

TABLO LİSTESİ

ŞEKİL LİSTESİ

SEMBOL LİSTESİ

ÖZET

SUMMARY

1. GİRİŞ

1.1 Giriş ve Çalışmanın Amacı

2. SPEKTRUM HESAPLARI

2.1. Spektrum Hesabı Çeşitleri

2.2. Spektrum Hesapları İçin Yapılan Yaklaşımlar

2.2.1. Sonsuz Ortam Yaklaşımı

2.2.2. Sonlu ortam Yaklaşımı

2.3. Hızlı Spektrum Hesapları

3. HETEROJEN KALP KAFESLERİ İÇİN BİRİM HÜCRE HESAPLARI

3.1. Nükleer Reaktör Analizinde Kafes Etkileri

3.1.1. Heterojenitenin Termal Reaktör Kalp Çarpanları Üzerindeki Etkileri

3.1.2. Kalp Homojenleştirilmesi

3.1.3. Hücre Ortalama Teknikleri

3.2. Heterojen Kafeste Rezonans Hesapları

3.2.1. Rezonans Yutulması Nedir ve Rezonans Hesapları Neden Yapılır

3.2.2. Rezonans Hesapları Nasıl Yapılır

3.2.3. Rezonans İntegralleri

3.2.4. Wigner Rasyonel Bağıntısı ve Bell Düzeltme Faktörü

3.2.5. Rezonanstan Kaçma Olasılıkları

4. İNTEGRAL TRANSPORT METODLARI

4.1. İntegral Eşitliklerin Türetimi

4.1.1. Yönsel akı eşitliği

4.2. Çarpışma Olasılıkları Yöntemi

4.2.1. Çok Gruplu Denklemlerin Biraraya Getirilmesi

4.2.2. Çarpışma Olasılıkları Hesabı

4.2.3. Difüzyon Hesabı İçin Az Gruplu Tesir Kesitlerinin Saptanması

5. UYGULAMALAR

5.1 Sonuçların PWR ve TRIGA MARK-II Reaktörüne Uygulanması

KAYNAKLAR

EKLER

ÖZGEÇMİŞ



TABLO LİSTESİ

	<u>SayfaNo</u>
Tablo 2.1 Spektrum hesapları çeşitleri	5
Tablo 3.1 U^{238} Rezonans datası	28
Tablo 5.1 Basıncılı su reaktörü birim hücresi birinci problem için birim hücre heterojen çekirdek yoğunlukları.....	51
Tablo 5.2 Basıncılı su reaktörü birim hücresi için Birinci problem için sonuçlar.....	52
Tablo 5.3 Basıncılı su reaktörü birim hücresi ikinci problem için birim hücre heterojen çekirdek yoğunlukları.....	54
Tablo 5.4 Basıncılı su reaktörü birim hücresi için ikinci problem için sonuçlar.....	55
Tablo 5.5 TRİGA MarkII Reaktörü için birim Hücre heterojen çekirdek yoğunlukları.....	59
Tablo 5.6 TRİGA MarkII Reaktörü için elde edilen İki gruplu makroskopik tesir kesitleri.....	60
Tablo 5.7 TRİGA Mark Reaktörü için elde edilen tek gruplu makroskopik tesir kesitleri.....	60
Tablo 5.8 Tek gruplu CPFS sonuçlarının farklı spektrum kodları ile Karşılaştırılması.....	61

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1	ENDF/B veri tabanı dosyasından tesir kesiti kütüphanelerinin elde edilmesi.....
Şekil 3.1	Yakıt çubuğu civarında akı davranışı.....
Şekil 3.2	Tipik yakıt demetleri.....
Şekil 3.3	Tipik birim yakıt demetleri.....
Şekil 3.4	Yakıt hücre homojenleştirmesi.....
Şekil 3.5	Birim hücre için Wigner-Seitz basitleştirmesi.....
Şekil 3.6	Reaktör kare birim hücresi.....
Şekil 4.1	Nötronun $\vec{\Omega}$ yönünde gidiş doğrultusu
Şekil 4.2	$\vec{r}$ noktasından R' uzaklığında artan hacim.....
Şekil 4.3	I adet kabuğa bölünmüş Wigner-Seitz birim hücresi.....
Şekil 4.4	Wigner-Seitz birim hücresi.....
Şekil 5.1	Basınçlı su reaktörü birim hücre yapısı.....
Şekil 5.2	Basınçlı su reaktörü birim hücresi için CPFS ve SPEC'te elde edilen spektrum fonksiyonları
Şekil 5.3	TRİGA Reaktörü birim hücresi.....
Şeki B.1	PWR birim hücresi için birinci, üçüncü beşinci ve yedinci Mikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimleri.....
Şeki B.2	PWR birim hücresi için onikinci, onüçüncü, ondördüncü ve on beşinci mikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimleri.....
Şeki B.3	PWR birim hücresi için onyedinci, ondokuzuncu, yirmibirinci ve yirmiüçüncü mikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimleri.....
Şeki B.4	PWR birim hücresi için yirmibeşinci, yirmiyedinci, yirmidokuzuncu Ve otuzbirinci mikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimleri.....
Şeki B.5	TRİGA MARK-II Reaktörü birim hücresi için birinci ,beşinci, Onuncu ve onbeşincimikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimleri.....
Şeki B.6	TRİGA MARK-II Reaktörü birim hücresi için onaltıcı, onyedinci, Ondokuzuncu ve yirminci mikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimleri.....
Şeki B.7	TRİGA MARK-II Reaktörü birim hücresi için yirmibeşinci ve otuzuncu mikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimleri.....

SEMBOL LİSTESİ

Σ_t	: Makroskopik toplam tesir kesiti
Σ_{tr}	: Makroskopik transport tesir kesiti
Σ_p	: Makroskopik potansiyel tesir kesiti
Σ_a^g	: g' ninci grup yutma tesir kesiti
Σ_s^j	: j'inci tip çekirdek saçılma tesir kesiti
Σ_{ne}	: Makroskopik elastik olmayan saçılma tesir kesiti
Σ_e	: Makroskopik kaçma tesir kesiti
Σ_g	: g'ninci grup makroskopik tesir kesiti
Σ_{s0}^i	: eşyönlü esnek saçılma
Σ_{s1}^i	: lineer eşyönlü olmayan esnek saçılma
Σ_g^F	: yakıt için g'inci grup sabiti
Σ_g^M	: yavaşlatıcı için g'inci grup sabiti
Σ_p^M	: yavaşlatıcı için makroskopik potansiyel saçılma tesir kesiti
$\sigma_c(E)$	: mikroskopik ışınlımlı yakalanma tesir kesiti
Φ	: nötron akısı
$\Phi_F(E)$	: yakıt ortalama akısı
$\Phi_M(E)$	: yavaşlatıcı ortalama akısı
Φ_j	: j kabuğuna ait nötron akısı
I_i^{DR}	: dar rezonans yaklaşımı altında i'inci rezonans integrali
I_i^{DRSK}	: dar rezonans sonsuz kütle yaklaşımı altında i'inci rezonans integrali
p_i	: i'inci rezonanstan kaçma olasılığı
E_i	: her bir rezonansın zirve enerjisi
Γ_p^i	: her bir rezonansın pratik genişliği
$J(\theta, \beta)$	: Doppler genişleme fonksiyonu
Δu_g	: g'ninci grup letarji genişliği
V^F	: yakıt hacmi
V^M	: yavaşlatıcı hacmi
S^F	: yakıtın dış yüzey alanı
R^F	: yakıt yarıçapı
$\Psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$	: g'ninci grup yönsel akı
$S_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$	: g'ninci grup saçılma kaynağı
$Q(\vec{r})$	: nötron kaynağı
$q_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$	: g'ninci grup yayınlanma yoğunluğu
τ_y	: V_i hacmi ile V_j hacmi arasındaki ortalama serbest yol cinsinden mesafe
J^-	: Hücre sınırından giren kısmi akım
J^+	: Hücre sınırından çıkan kısmi akım

$\Sigma_{s,i}$	: i'ninci bölge saçılma terimi
s_i	: i'ninci bölge serbest kaynak terimi
V_k	: k'ninci bölgenin hacmi
$\bar{\phi}_g^k$	: k'ninci bölge g'ninci mikrogrup ortalama akısı
$\Sigma_{\alpha,j}^k$	: k'ninci homojen bölge g'ninci makrogrup tesir kesiti



ÖZET

İNTEGRAL TRANSPORT METODU İLE HIZLI SPEKTRUM HESABI

İntegral transport metodu, bilgisayar teknolojisinin gelişmesiyle birlikte günümüzde spektrum hesapları için tercih edilen yöntemlerden biri olmuştur. Bu çalışmada da, çarpışma olasılıkları yöntemi ile integral transport denkleminin sayısal çözümü yapılarak, reaktör birim hücresi için hızlı ve epitermal grup sabitlerini hesaplayan, bir hızlı spektrum hesabı yöntemi geliştirilmiştir.

Birim hücre hesabında heterojen geometri olduğu gibi alınmış ve kare veya altıgen birim hücre, Wigner-Seitz yaklaşımıyla silindirik birim hücreye dönüştürülmüştür. Çok gruplu ve çok bölgeli çarpışma olasılıkları, Bickley- Naylor fonksiyonlarının integrasyonu ile sağlanmıştır.

Reaktör birim hücresi spektrum hesabı için, 14 çekirdek tipi içeren 33 grup tesir kesitlerine sahip bir veri bazı kullanılmıştır. Spektrum hesabı için gerekli olan mikroskopik yutma ve fisyon tesir kesitleri ile, U^{238} için esnek olmayan saçılma tesir kesitleri matrisi daha önce yapılan bir çalışmadan alınmıştır. İntegral transport metodu için gerekli olan, 14 çekirdek tipi için mikroskopik esnek saçılma tesir kesitleri ile gruptan gruba ve grup içi mikroskopik saçılma tesir kesitleri, 25 gruplu Bonderanko veri kütüphanesinden alınarak 33 gruplu hale getirilmiştir. Esnek olmayan saçılmalar yalnızca U^{238} için ele alınmıştır. Rezonans hesabı program içerisinde yarı analitik yöntemler kullanan REP adlı bir altprogramla hesaplanmıştır.

Hızlı bölge 5.53KeV-10MeV arasında, epitermal bölge ise 0.645eV-5.53KeV enerji aralığında yer alacak şekilde, hızlı ve epitermal bölgeler için makrogrup sabitleri hesabı yapılmıştır. Hızlı grup ilk 15, epitermal grup ise son 18 grubu içermektedir. İlk 31 grup 0.5, son iki grup ise 0.5236 ve 0.5435 letarji birimi genişliğinde alınmıştır.

Geliştirilen yöntem CPFS adlı FORTRAN dilinde bir programa uyarlanarak, termal reaktör birim hücresi ve TRIGA-MarkII Reaktörü birim hücresi için problemler koşulmuştur. Elde edilen sonuçların farklı yöntemlerle elde edilen sonuçlarla uyum içinde olduğu gözlenmiştir.



SUMMARY

FAST SPECTRUM CALCULATION WITH INTEGRAL TRANSPORT METHOD

With recent advances in computer technology, integral transport method has become the preferred technique for spectrum calculations. In this study, a method has been developed for the determination of fast and epithermal group constants for a reactor unit cell by the solution of the integral equation by the collision probability method.

In unit cell calculations, the unit cell is taken in its heterogeneous geometry. The square cell is transformed into the cylindrical Wigner-Seitz cell. Multigroup and multiregion collision probabilities are evaluated by the integration of Bickley-Naylor functions.

For the spectrum calculation of a unit cell, a data base, which includes 33 group constants of 14 nuclei, is used. Microscopic absorption, fission cross sections and inelastic scattering cross section matrix for U^{238} , which are needed for spectrum calculation, are taken from an earlier study. For 14 nuclei, microscopic elastic scattering cross sections, group to group and within group microscopic scattering cross sections are taken from the 25 group Bondersonko data library and they have been transformed into the 33 group structure of FARCON. Inelastic scatterings are included only for U^{238} . Resonance calculation have been carried out with the subroutine REP, which uses semianalytical methods.

For fast and epithermal energy regions, macrogroup constants have been developed with group structure where fast region energy range between 5.53 KeV-10 MeV and epithermal region is between 0.645eV-5.53 KeV. Fast macrogroup includes the first 15 groups while epithermal macrogroup includes the last 18 groups. The first 31 groups have 0.5 and the last two groups have 0.5236 and 0.5435 lethargy width, respectively.

The developed method is implemented in the FORTRAN program CPFS. It is seen that the CPFS results are consistent with other results in literature.



1.GİRİŞ

Nükleer reaktör analizinin önde gelen amacı, yetkin bir nükleer sistem tasarımı yapmak ve orada oluşacak nötron akı dağılımını dolayısıyla reaksiyon hızlarını öngörebilmektir. Bu problemin en kestirme çözümü konuma, enerjiye ve yöne bağlı olan bir integro-diferansiyel denklem niteliğindeki nötron transport denklemini sayısal yöntemlerle çözmekten geçer. Ancak bu toptancı yaklaşım, nükleer reaktör sistemlerinin karmaşıklığı ve tesir kesitlerinin düzensiz enerji bağımlılığı gibi nedenlerle çok büyük bilgisayar yükü getirmekte ve teknolojinin bugünkü aşamasında olanaklı olmamaktadır. Gelecekte bir günde de olanaklı olabileceği çok şüphelidir.

Bu durum karşısında nükleer reaktör hesapları birkaç aşamaya bölünerek bilgisayar yükünün azaltılması sağlanılmaya çalışılmaktadır. Bir hafif su reaktörünün nötronik hesabı pratikte üç aşamalıdır. İlk aşamalarda çözümü aranan sistem küçük tutulmakta buna karşın enerji ekseninde dağılımın detaylı bir şekilde hesabına ağırlık verilmektedir. Son aşama hesabı olan tüm kalp hesabında ise çözümü aranan sistem çok geniş tutularak, tüm kalp olmakta; buna karşın enerjide oldukça kaba bir yaklaşım sayılabilecek birbuçuk grup teorisi kullanılmaktadır.

İlk aşama hesabı, klasik olarak spektrum hesabı adı verilen hesap türüdür. Burada çözümlenmek istenen sistem reaktör birim hücresidir. Reaktör birim hücresi yakıt, etrafındaki zarf ve genellikle hem yavaşlatıcı hem soğutucu görevi gören akışkandan oluşmaktadır. Genellikle kare kesitli olan birim hücrenin yansıtma sınır koşulları vasıtasıyla çevre ile net nötron alışverişi yapmadığı varsayımı bu aşamadaki hesaplarda yer almaktadır. İlk aşama hesaplarının bilgisayar teknolojisinin gelişimine bağlı olarak evrimleştirildiği gözlenmektedir. 1970'li yıllarda yazılan spektrum programlarında birim hücre malzemesi, homojen bir şekilde karıştırılarak sonsuz bir ortam oluşturulmakta, çözüm bu sonsuz ortamdaki enerjiye bağlı nötron akısı olmaktadır. Bu akı kullanılarak birim hücre homojenleştirilmekte ve hücre

homojenleştirilmiş tesir kesitleri elde edilmektedir. Ancak rezonans ve termalizasyon hesaplarında hücrenin heterojen yapısının bu şekilde tamamen ihmali kabul edilemeyecek büyüklükte hatalar getireceğinden, bu konularda ki heterojenite etkileri belirli reçete kalıpları içerisinde spektrum hesaplarına ithal edilmektedir. Rezonans konusunda henüz spektrum hesaplarına başlanılmadan yarı analitik yöntemlerle NR, NRIM veya IR kullanılarak heterojenite etkilerini içeren rezonans integralleri, sıcaklığa da bağlı olarak hesaplanmakta; rezonans integrallerinden ise rezonansları içeren mikrogrup sabitleri saptanmaktadır. Genellikle hızlı spektrum hesaplarından ayrı programlar tarafından gerçekleştirilen termal spektrum hesaplarında da sonsuz ortam yaklaşımına sıkça rastlanmaktadır. Heterojenite etkileri ise genellikle ABH [1] yaklaşımı ile dezavantaj faktörü hesabına dayandırılmaktadır.

Spektrum hesaplarının, bir başka deyişle birim hücre hesaplarının yapısı bilgisayar teknolojisinin gelişimine paralel olarak değişmiş, heterojen yapıyı dolaysız olarak ele alan yöntemler ağırlık kazanmaya başlamıştır. Termal spektrum hesaplarında heterojen yapıyı olduğu gibi dikkate alan çarpışma olasılıklı integral transport yöntemleri, THERMOS[2] un geliştirilmesi ile beraber önde gelen yöntem haline gelmiştir. Hızlı spektrum hesaplarında ise eski programlar saçılma terimlerinin yavaşlama yoğunluğu cinsinden ifade edilerek esnek saçılmanın süresiz niteliğinin hesaplara yansıtılmaması amaçlanıyordu. Selengut-Goertzel ve Grueling-Goertzel[3] gibi yaklaşımlar bu amaçlarla ortaya atılmıştır. Daha sonra geliştirilen bilgisayar programlarında bu tür yaklaşımların kullanılmamaya başladığı ve mikrogruplar arasındaki esnek saçılmaların açık biçimde gruptan gruba mikrogrup esnek saçılma tesir kesitleri tanımlanarak yapıldığı görülmektedir. Heterojen yapının açık biçimde ele alınması da son yıllarda geliştirilen spektrum programlarının bir özelliğidir. Heterojen yapının açıkça hesaba katılması integro-diferansiyel (S_N) veya integral(çarpışma olasılıkları) transport yöntemlerinin kullanılmasını gerektirir. Integral transport yöntemi bilinmeyen olarak yönsel akı yerine nötron akısını içerdiğinden bu hesapta kullanmak için cazip görülebilir. Ancak integral transport yönteminin bu şekilde kullanımı laboratuvar sisteminde eşyönlü saçılma varsayımına dayandığı için belirli sakıncalar da içermektedir. Bu gün için en popüler spektrum programlarından olan WIMS seçenek olarak hem integral transport hem de S_N çözümüne yer vermektedir. S_N laboratuvar sisteminde eşyönlü saçılma ile sınırlı olmadığından tercih edilebilirse de bilinmeyen olarak akı yerine yönsel akının

kullanılması bilgisayar yükünü arttırmaktadır. Rezonans hesaplarının niteliği ise eski programlardan yeni programlara gelirken büyük bir değişim geçirmemiştir. Yine spektrum hesapları başlamadan yarı analitik yöntemlerle rezonans hesabı tamamlanmaktadır. Örneğin WIMS, IR yaklaşımını kullanan bir tablo interpolasyonu metodunu rezonans hesaplarında kullanmaktadır. Rezonansların açık biçimde spektrum hesaplarına katılması yüzbinlerce mikrogruptan oluşan [4] bir yapıyı gerektireceğinden çok külfetlidir ve rezonans konusundaki stratejinin ileride de değişmesi pek olası değildir. Son yıllarda görülen bir başka eğilim hızlı spektrum ve termal spektrum hesaplarının tek bir programda birleştirilmesidir. WIMS bunun bir örneğidir.

Reaktör hesaplarının ilk aşamasının birim hücre hesabı olduğunu söylemiştik. Genellikle çok mikrogruptur (100 mertebesinde) ki bu aşamadan sonra yakıt demeti hesabı aşamasına geçilmektedir. PWR ve BWR tipi reaktörlerde birim hücreler yakıt demeti hesabına genellikle homojenleştirilmiş olarak girmekte, $N \times N$ birim hücrelik bir biçime sahip olan yakıt demeti çoğunlukla düşük dereceli transport ya da difüzyon teorisi ile çözümlenmektedir. Bu aşamanın tamamlanmasından sonra elde edilen akılar kullanılarak yakıt demetinin tamamı homojenleştirilmektedir. Yakıt demeti aşaması nispeten az sayıda grupta (6 civarı) yapılmaktadır. Reaktör hesabının son aşaması ise tüm kalp aşamasıdır. Homojenleştirilmiş yakıt demetlerinden oluşan bir model içinde reaktör kalbi ele alınarak hesap yapılmakta, güç dağılımı ve etkin çoğalma katsayısı saptanmaktadır. Değişik sayısal tekniklerin (sonlu farklar, sonlu elemanlar, nodal yöntemler, sınır elemanları) uygulama alanı genellikle bu son aşamadır. Ancak yakıt demeti hesaplarında da bu sayısal yöntemler kullanılabilir.

Bu çalışmada çarpışma olasılıklı integral transport yöntemi kullanılarak hızlı spektrum hesabı yapılması amaçlanmıştır. Sınırlı sayıda bir veri kütüphanesi kullanılmış, rezonans hesapları spektrum hesabı başlamadan yarı analitik NR veya NRIM yöntemleri ile gerçekleştirilmiştir. Saçılmada Grueling-Goertzel gibi yaklaşımlar kullanılmamış, gruplar arası esnek saçılma dolaysız olarak hesaba katılmıştır. Fisyon spektrumu dış kaynak terimi olarak denklemlerde yer almıştır. Geliştirilen CPFS programı bazı hafif su reaktörü birim hücre hesabında kullanılmış, elde edilen sonuçlar başka çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırılarak irdeleme yapılmıştır. Son olarak CPFS, TRIGA hızlı spektrum hesabı için de koşullu yine

başka çalışmaların sonuçlarıyla karşılaştırma yapılmıştır. Yapılan karşılaştırmalar sonucunda CPFS doğrulanması tamamlanmıştır.



2.SPEKTRUM HESAPLARI

2.1 Spektrum Hesabı Çeşitleri

Nötronlar farklı enerjilerde farklı davranışlar sergilediklerinden dolayı, spektrum hesapları yapılırken, nötronların enerjiye bağlılıkları dikkatli bir şekilde ele alınmalıdır. Örnek olarak, çok yüksek enerjilerde esnek ve esnek olmayan saçılmalar önem kazanırken, orta seviyedeki enerjilerde rezonans yutulmaları daha önemli bir rol oynamaktadır. Düşük enerjilerde yani nötronlar termal dengeye yaklaşırlarken ise yukarı saçılmalar daha önemli bir olaydır. Bütün bunlara bağlı olarak, spektrum hesapları da değişen enerji aralıklarına bağlı olarak farklılıklar göstermektedir. Nötron enerji aralığı $1-10^7$ ev ise yapılan hesaplar hızlı spektrum hesapları, nötronların enerjisi 1ev değerinden daha küçükse yapılan hesaplar termal spektrum hesapları olarak adlandırılmaktadır. Nötronların enerjilerine göre değişen önemli olaylar ve spektrum hesabı çeşitleri aşağıdaki bir tablo ile özetlenebilir[5].

TABLO 2.1 Spektrum Hesapları Çeşitleri

Termal spektrum hesapları	Hızlı spektrum hesapları	
Yukarı saçılmalar Kimyasal bağımlılık Difraksiyon	Esnek saçılma (K.M sisteminde eşyönlü s dalgası saçılması) Yukarı saçılmalar ihmal) Rezonans yutulmaları (Ayrılabilen rezonanslar)	Esnek olmayan saçılma (K.M sisteminde eşyönsüz p dalgası saçılması) esnek olmayan saçılma Yukarı saçılmalar ihmal Rezonans yutulmaları (Ayrılamayan rezonanslar) Fisyon kaynakları

0 eV (Nötron termalizasyonu) 1eV (Nötron yavaşlaması) 10^5 eV (Hızlı fisyon) 10^7 eV

Bu çalışmada hızlı nötronları karakterize eden, hızlı spektrum hesabı yapıldığından dolayı, nötron yavaşlaması ve rezonans yutulmaları bizim için önem kazanmaktadır.

2.2 Spektrum Hesapları İçin Yapılan Yaklaşımlar

2.2.1 Sonsuz Ortam Yaklaşımı

Daha öncedende belirtildiği gibi grup akıları hesaplanırken, nötronların enerjiye bağlı değişimleri dikkatli bir şekilde ele alınmalıdır. Bununla birlikte, reaktörün değişen kalp kompozisyonuna bağlı olarak, konuma bağlılık da hesaplarda gözönüne alınmalıdır. Fakat bu durum yapılan hesaplamalarda karmaşıklığa yol açtığından, basitlik için nötronların sonsuz bir ortamda yavaşladıkları ve termalize oldukları yaklaşımı yapılır. Böylece nötron süreklilik denkleminin yalnızca enerjiye bağlı hali gözönüne alınır. Dolayısıyla sonsuz ortam yaklaşımı eski bir metoddur ve analitik çözümleri içerir[5].

2.2.2 Sonlu ortam yaklaşımı

Sonlu ortam yaklaşımlarını iki grupta toplamamız mümkündür. Bunlardan biri ortamın homojen kabul edildiği ve P_1 (veya B_1) denklemlerine yapılan yaklaşımlarla, heterojenitenin sadece sızma etkileri ile gözönüne alındığı yöntemdir. Bu teknikte akının konuma bağlılığını bulmak için P_1 (veya B_1) denklemleri ile çalışılır. Letarji bağımlı P_1 denklemleri aşağıdaki gibi ifade edilebilir[5].

$$\frac{\partial j}{\partial x} + \Sigma_t(u) \Phi(u) = \sum_{l=1}^N \int_0^u du' \Sigma_{s0}^l(u' \rightarrow u) \Phi(x, u') + S_0(x, u) \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{3} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \Sigma_t(u) J(x, u) = \sum_{l=1}^N \int_0^u du' \Sigma_{s1}^l(u' \rightarrow u) J(x, u) \quad (2.2)$$

$\Sigma'_{s0}(u' \rightarrow u)$: eşyönlü esnek saçılma

$\Sigma'_{s1}(u' \rightarrow u)$: lineer eşyönlü olmayan esnek saçılma

P₁ denklemlerindeki saçılma integralleri, yavaşlama yoğunluğu eşitlikleri ile yerdeğiştirirse diferansiyel eşitlikler elde edilir. Yavaşlama yoğunluğu eşitlikleri aşağıdaki gibi ifade edilebilirler;

$$q'_0(x, u) \equiv \int_0^u du' \int_u^\infty du'' \Sigma'_{s0}(u' \rightarrow u'') \Phi(x, u') \quad (2.3)$$

$$q'_1(x, u) \equiv \int_0^u du' \int_u^\infty du'' \Sigma'_{s1}(u' \rightarrow u'') J(x, u') \quad (2.4)$$

(2.3) ve (2.4) eşitlikleri letarji değişkenine göre türetilip gerekli düzenlemeler yapıldıktan sonra (2.1) ve (2.2) eşitliklerindeki saçılma integralleri ile yerdeğiştirilirse;

$$\frac{\partial J}{\partial x} + \Sigma_{ne}(u) \Phi(x, u) = - \sum_{i=1}^N \frac{\partial q'_0}{\partial u} + S_0(x, u) \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{3} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \Sigma_{tr}(u) J(x, u) = - \sum_{i=1}^N \frac{\partial q'_1}{\partial u} \quad (2.6)$$

$$\Sigma_{ne} = \Sigma_{tr}(u) - \Sigma_s^{el}(u) \quad (2.7)$$

$$\Sigma_{tr}(u) = \Sigma_t(u) - \bar{\mu}_0 \Sigma_s^{el}(u) \quad (2.8)$$

$\Sigma_{ne}(u)$: esnek olmayan saçılma tesir kesiti

$\Sigma_{tr}(u)$: transport tesir kesiti

(2.5) ve (2.6) nolu eşitliklerde yavaşlama yoğunluğu eşitliklerine yapılacak çeşitli yaklaşımlarla P₁ eşitliklerinin sayıları artırılabilir. Yapılan bu yaklaşımlardan biri

hidrojen tarafından yavaşlatma durumudur. Bu durumda $A=1$ ve $\alpha = 0$ olduğundan basit diferansiyel eşitlikler elde edilir ve kolaylıkla çözüm yapılabilir. Hidrojensiz yavaşlatıcılarda yavaşlama yoğunluğu eşitlikleri hidrojenli yavaşlatıcılarda olduğu gibi basit diferansiyel formlarda elde edilemez. Bununla birlikte amaç $q_0^i(x, u)$ ve $q_1^i(x, u)$ eşitliklerini aşağıdaki formda elde etmektir;

$$\lambda_0^i \frac{\partial q_0^i}{\partial u} + q_0^i(x, u) = \beta_{0i} \Phi(x, u) \quad (2.9)$$

$$\lambda_1^i \frac{\partial q_1^i}{\partial u} + q_1^i(x, u) = \beta_{1i} J(x, u) \quad (2.10)$$

Hidrojensiz fakat ağır yavaşlatıcıların bulunduğu ortamda yavaşlama yoğunluğu eşitliklerini (2.9) ve (2.10) eşitlikleri formunda elde edebilmek için, esnek saçılma çarpışma yoğunluğu Taylor serisine açılarak sadece düşük dereceli terimler alınır ki bu da çağ yaklaşımı olarak bilinir. Hidrojensiz fakat hafif yavaşlatıcıların (Be, D gibi) bulunduğu ortamlarda ise çarpışma yoğunluğu Taylor serisine açılarak yüksek dereceli terimler alınır ki bu da Grueling-Goertzel yaklaşımıdır. Sonuç olarak söylenebilir ki λ_{0i} , λ_{1i} , β_{0i} , β_{1i} katsayılarının seçilme çeşitlerine göre yaklaşımlar elde edilmektedir.

Sonlu ortam yaklaşımlarından bir diğeri ise günümüzde bilgisayarlardaki hızlanma ile birlikte gelişen transport metodudur. Bu metod, akının yön bağımlılığını içeren SN metodu ve yön bağımlılığı integre edilerek akı ile hesap yapılan integral transport metodu olarak iki grupta toplanabilir.

2.3 Hızlı spektrum Hesapları

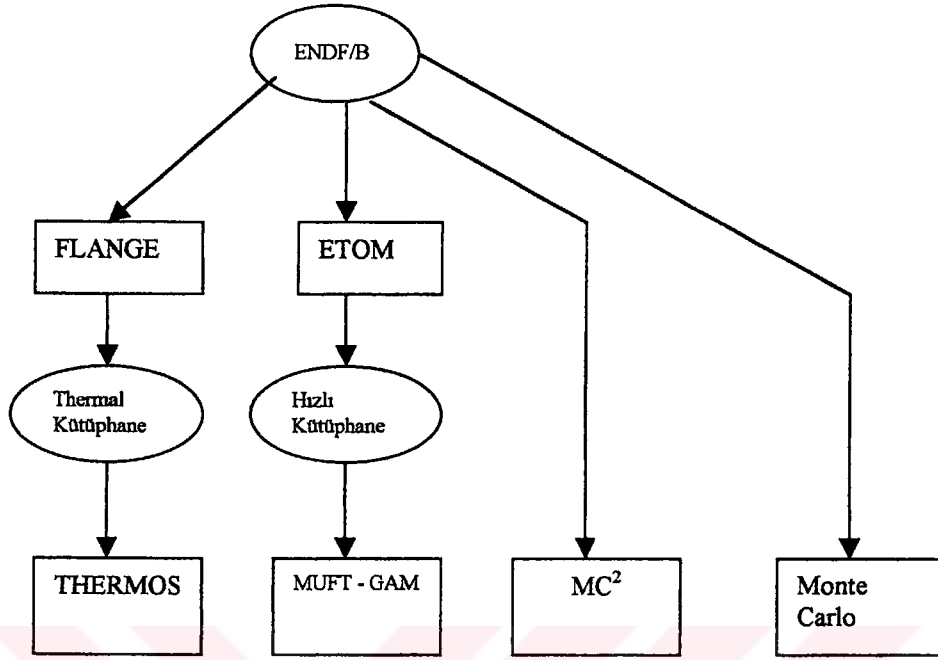
Hızlı spektrum hesaplarında kullanılan metodlardan biri P_1 ve B_1 eşitlikleri ile yapılan uygulamalardır. Bu uygulamalarda kullanılan yöntemlerden biri de P_1 (veya B_1) eşitliklerinin sayısal çözümleridir ve genellikle bu çözümler 50-100 grup arası sınırlandırılarak yapılır. Bu yöntem LWR de hidrojenli sistemler için uygulanıyorsa MUFT tekniği olarak bilinir. MUFT tekniğine bir alternatif de GAM kodlarıdır ki bu teknikte de yine P_1 (veya B_1) eşitliklerinin sayısal çözümleri yapılır. GAM spektrum kodları MUFT kodlarına son derece benzerdir. Tek fark, esnek saçılmanın

direkt olarak çok gruplu çözümleri yapılır ve genellikle HTGR de hızlı spektrum sabitlerini hesaplamak için kullanılır. GAM kodlarında genellikle 100 letarji grubu kullanılır ve letarji genişliği , Δu , 0.1-0.25 aralığında değişir[5].

Kısaca özetlemek gerekirse, MUFT-GAM tipi tekniklerde P_1 (veya B_1) yavaşlama eşitliklerini kullanarak hızlı nötron spektrumu yapılır ve çok grup sabitleri hesaplanır. Konumsal bağımlılık akı bükümü, B^2 , ile karakterize edilirken , esnek saçılma hesabı sürekli yavaşlama modeli ile ele alınır. Esnek saçılma hesabı yapılırken hidrojenli ortamda direkt olarak çözüm yapılabilirken, $A>1$ olan çekirdeklerde çağ yaklaşımı veya Grueling-Goertzel yaklaşımı kullanılır. Esnek olmayan saçılmalar ise çok gruplu transfer matrisi kullanılarak hesaplanır. Ayrıca bu tekniklerde sonsuz ortam rezonanstan kaçma olasılıkları yakıt ayrıklaştırması yapılarak düzeltilir.

MUFT-GAM tipi tekniklerde çok grup sabitlerinin hesaplanabilmeleri için, mikroskopik tesir kesitleri datası daha önceden hazırlanmış olan nükleer data dosyalarından elde edilir. Bunlardan en yaygın olarak kullanılanı ENDF/B[6] data dosyasıdır. Hızlı spektrum hesaplarında yapılması gereken ilk adım, bu temel tesir kesitleri datasını hızlı spektrum hesaplarında kullanılan grup aralığı üzerinden ortalayarak, bir hızlı çok grup sabitleri kütüphanesi hazırlamaktır. Şekil 2.1 de ENDF/B data dosyasından tesir kesitleri kütüphanesinin elde edilmesi gösterilmektedir. Hızlı reaktörlerde hızlı grup sabitlerinin hesaplanmasında kullanılan kodlar MC² kodlarıdır.

Günümüzde bilgisayar teknolojisinin gelişmesiyle birlikte, artık spektrum hesapları tranport denkleminin çözümüne dayanan metodlarla yapılabilir. Bu metodlar yönsel akı hesabı yapılan SN metodu veya akı hesabı yapılan integral transport metodlarıdır.



Şekil 2.1 ENDF/B' den tesir kesiti kütüphanelerinin elde edilmesi

3.HETEROJEN KALP KAFESİ İÇİN BİRİM HÜCRE HESAPLARI

3.1 Nükleer Reaktör Analizinde Kafes Etkileri

Şimdiye kadar sonlu ve sonsuz ortam hesaplarında, reaktör kalbinin homojen bir yapıya sahip olduğu yani yakıt, yavaşlatıcı, soğutucu ve diğer materyallerin homojen bir biçimde dağıldığı yaklaşımı yapıldı. Fakat bilindiği gibi nükleer reaktörler termal dizayn, mekanik dizayn, reaktivite kontrolü vb. işlemleri daha kolay yapabilmek amacıyla son derece heterojen bir yapıda inşa edilmişlerdir. Reaktördeki akının konumuna bağlı olarak değişmesi nedeniyle, hesaplar yapılırken heterojen yapı dikkate alınmalıdır[5].

Heterojenitenin yapılan hesaplarda ne derece göz önüne alınacağı kafes yapısının boyutlarına bağlıdır. Örnek olarak nötron ortalama serbest yoluna oranla, yakıt çubuğunun yarı çapı veya yakıt elemanları arasındaki boşluk göz önüne alınır.

Örnek olarak; LWR 'de termal nötron ortalama serbest yolu yakıt çubuğunun yarıçapına göre hızlı reaktörlere oranla daha küçüktür ve yakıttaki akı değişiminin yavaşlatıcı ve soğutucuya göre daha farklı olması beklenir. Dolayısıyla da termal nötronlar için heterojenitenin daha detaylı bir şekilde ele alınması gerekmektedir. Ayrıca yapılan hesabın amacına bağlı olarak da daha detaylı veya kaba bir yaklaşım yapılabilir.

Örneğin altı çarpan formülüne dayalı bir hesap yapılırken kaba bir yaklaşım yeterli olabileceksen, bir kritiklik deneyinde karşılaştırma yapılacaksa, transport hesaplarının daha dikkatli bir şekilde yapılması gerekmektedir.

Spektrum hesapları yapılırken genel yaklaşım, reaktör kafesinin birim hücrelerin periyodik sıralamasından oluştuğu yaklaşımı yapılır. Birim hücre için heterojen etkiler detaylı bir şekilde göz önüne alınarak konuma bağlı akı hesabı yapılır ve bu spektrum üzerinden ortalama alınarak çok grup sabitleri hesaplanır.

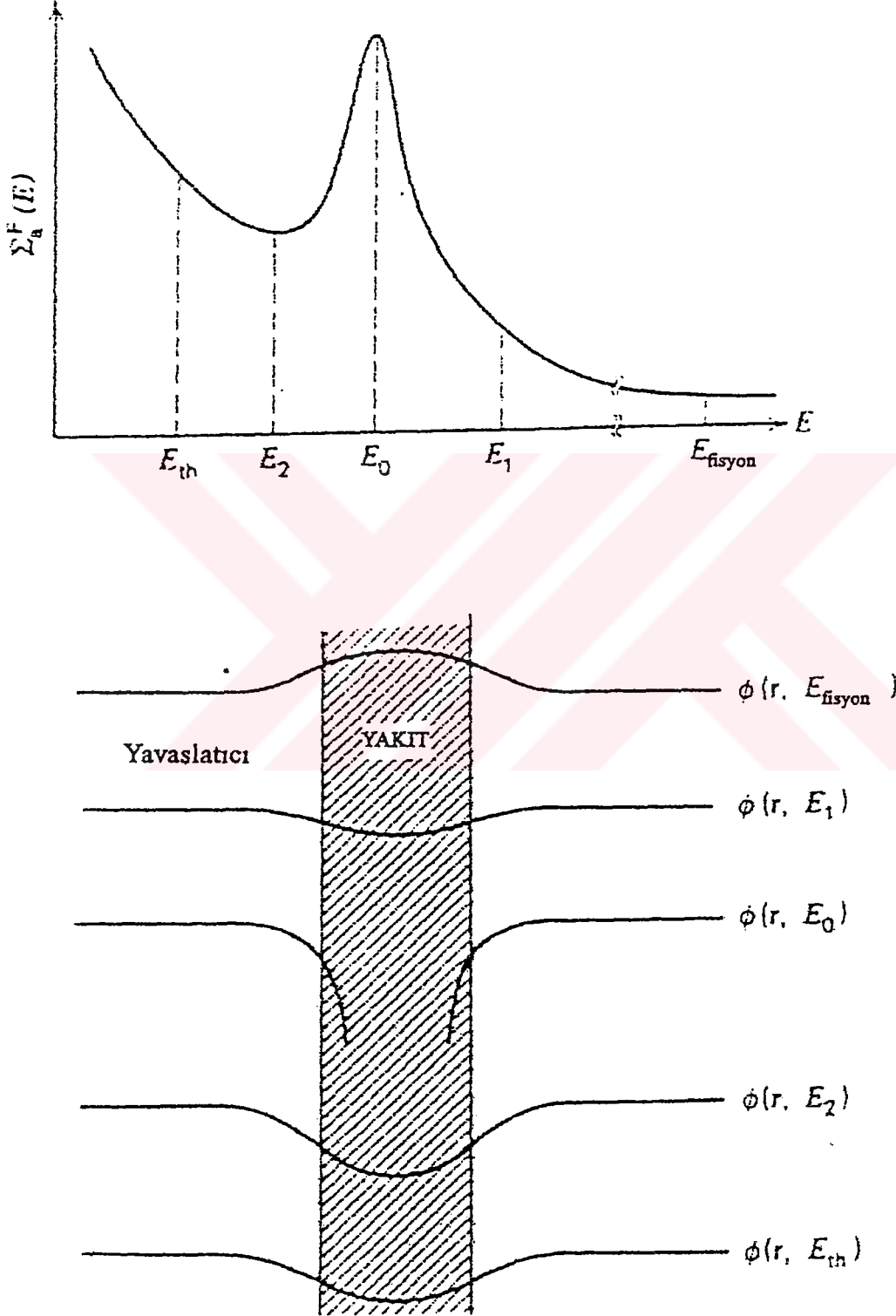
3.1.1 Heterojenitenin Termal Reaktör Kalp Çarpanları Üzerindeki Etkileri

Heterojenitenin reaktör analizi hesaplarındaki etkisini inceleyebilmek için yakıt ayrıklaştırması yapılmasının reaktör kalp çarpanları üzerindeki etkisini tarihi öneme sahip bir örnek olan, Fermi tarafından 1942 yılında Chicago’da kurulan ve uranyum ile grafitten oluşan reaktör için yapılacak olursa; Doğal uranyum için $\eta=1.33$ ve $\epsilon=1.05$ dir. Doğal uranyum ve grafitin çeşitli homojen karışımları göz önüne alınırsa $f.p=0.59$ sonucunun kritikliğe yaklaşmak için bulunabilecek en iyi sonuç olduğu görülmektedir. Bütün bu hesapların sonucunda homojen bir kalp için, $k_{\infty} < (1.33)(1.05)(0.59)=0.85$ değeri elde edilmektedir. Bu sisteminde hiç bir zaman kritik olamayacağı açıkça görülmektedir[5].

Daha sonra Fermi, aslında reaktör yapısının heterojen bir yapıya sahip olduğu ve yakıt ayrıklaştırması durumunda , rezonanstan kaçma olasılığının değerinde bir artış olacağını fark etmiştir. Bunun nedeni ise şekil 3.1 de de görüldüğü gibi yakıtın kendini zırlama etkisidir. Yani, yavaşlatıcıda rezonans enerjisine yavaşlayan nötronlar, yakıtın dış yüzeyine geldiklerinde buradaki çekirdekler tarafından yutulurlar ve yakıtın iç yüzeyine ulaşamazlar. Sonuç olarak yakıtın içi kendini rezonans yutulmasına karşı korur ve yakıtın içinde rezonanstan kaçma olasılığının (P) değeri artar. Yakıtın kendini zırlama etkisi önemli sonuçlar doğurmaktadır. Doğal uranyum ve grafitten oluşan, Fermi ’nin reaktörü göz önüne alınırsa $P \uparrow \rightarrow k_{\infty} \uparrow$ ve $k_{\infty} = 1.08$ olmaktadır. Dolayısıyla da homojen bir karışım olarak ele alındığında hiç bir zaman kritik olmayan reaktör, yakıt ayrıklaştırması yapıldığında kritik olabilmektedir.

Yakıt ayrıklaştırmasının termal yararlanma katsayısı (f) ve hızlı fisyon katsayısı (ϵ) üzerindeki etkileri incelenecek olursa; Nötronların fisyon yapabilir bir çekirdek olan U^{238} ile fisyon yapabilmeleri için nötronun enerjisinin bir eşik enerjisinin üzerinde olması gerekmektedir. Yakıt ayrıklaştırması yapıldığı zaman yüksek enerjili fisyon nötronlarının, yavaşlatıcıda esnek saçılmalarla veya yakıt çekirdeklerinden esnek olmayan saçılmalarla hızlı fisyon enerjisi eşiğinin altına yavaşlamadan önce yakıt çekirdekleri ile karşılaşma olasılıkları artar. Dolayısıyla da hızlı fisyon katsayısında (ϵ) artış gözlenir. Öte yandan, termal akı yakıtta düşmektedir. Çünkü kendini zırlama etkisine göre, termal enerjilerde yakıtta daha az yutulma meydana gelir.

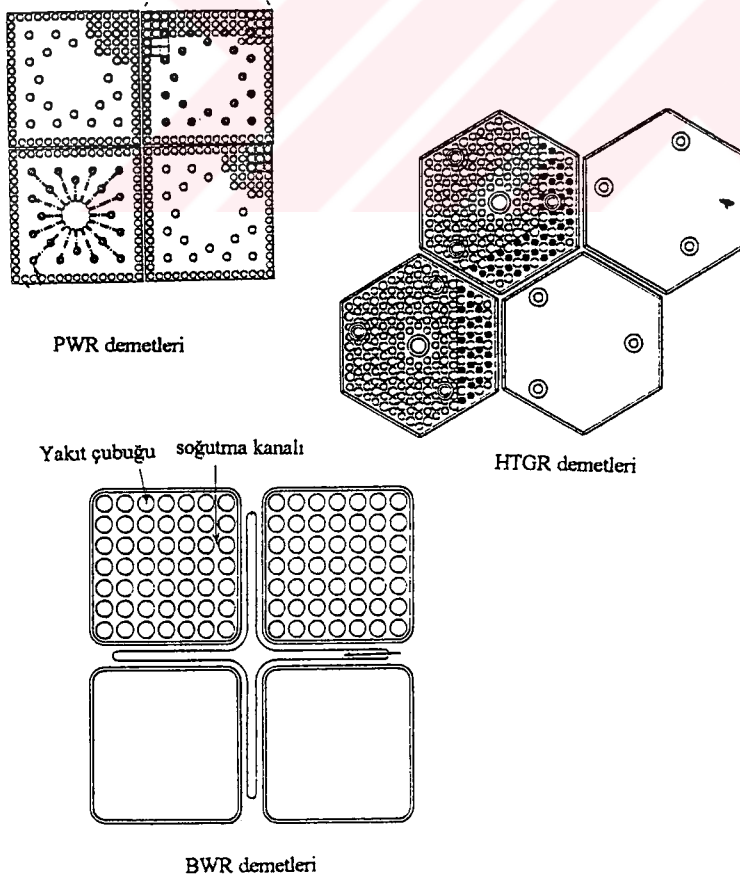
Genellikle yakıttaki termal yutulma fisyonu neden olduğundan, termal yararlanma katsayısında (f) bir miktar düşüş gözlenir. Bu düşüş, rezonanstan kaçma olasılığındaki artış ile dengelendiğinden Fermi'nin reaktöründe kritiklik elde edilmiştir.



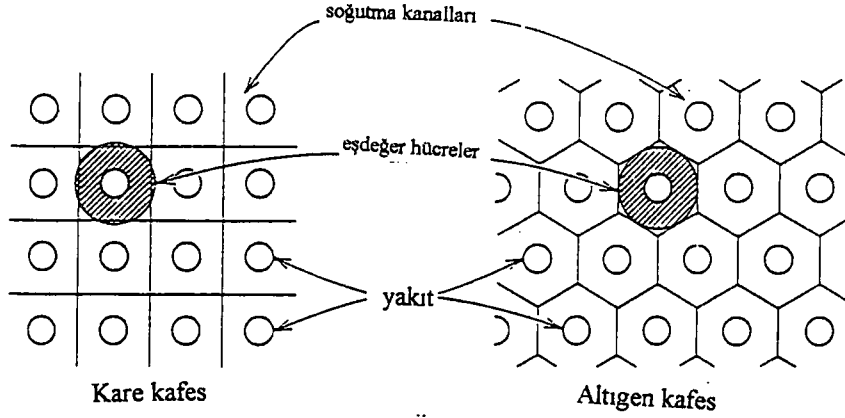
Şekil 3.1 Yakıt çubuğu civarında akı davranışı

3.1.2 Kalp Homejenleştirmesi

Bilindiği gibi reaktör kalbi, kontrol karakteristikleri, bir biçim olmayan yakıt yüklemeleri, soğutucu yoğunlukları ve kalp sınırları gibi faktörler dolayısıyla düzenli bir yapıya sahip değildir. Fakat hesaplarda kolaylık sağlamak amacıyla, kalbin eş birim hücrelerden meydana gelen düzenli bir kafes yapısına sahip olduğu yaklaşımı yapılmaktadır. şekil 3.2 de görüldüğu gibi bir yakıt demeti veya yakıt demeti grupları birim hücre olarak seçilebilirken, daha detaylı bir yaklaşım için şekil 3.3'te görülen bir yakıt elemanı ve etrafındaki soğutucu kanal da birim hücre olarak seçilebilir. Ayrıca hücrelerin sonsuz ve simetrik sıralanışından dolayı, birim hücre sınırında net nötron akımının sıfır olduğu yaklaşımı da yapılabilir. Bütün bu yaklaşımlar sonucu elde edilen akı dağılımı ağırlık fonksiyonu olarak kullanıp, hücredeki materyalleri karakterize eden çok gruplu tesir kesitleri hesaplanabilir[5].

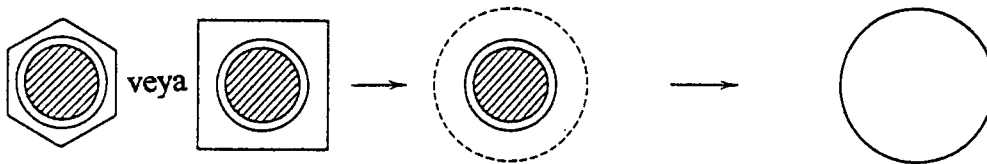


Şekil 3.2 Tipik yakıt demetleri

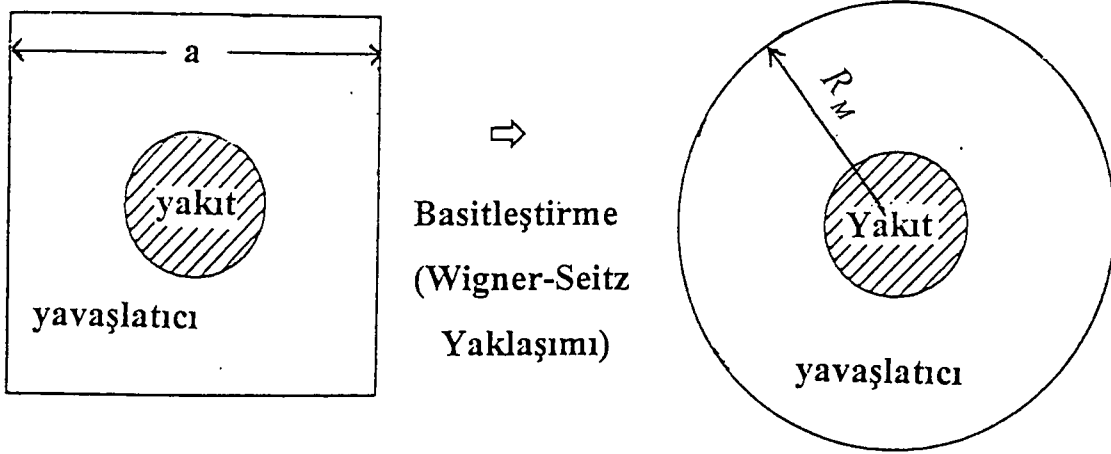


Şekil 3.3 Tipik birim yakıt demetleri

Genellikle birim hücre yakıt, zarf ve yavaşlatıcıdan meydana gelecek şekilde seçilir. Fakat bilindiği gibi yakıt demetleri şekil 3.2 de de görüldüğü üzere tipik reaktörler olan PWR ve BWR de kare, HTGR de ise altıgen geometriye sahiptir. Dolayısıyla da hesaplarda kolaylık sağlamak amacıyla , yakıt hücreleri hacim oranlarının korunması şartıyla şekil 3.4 de de görüldüğü gibi daha basit geometrilere indirgenirler. İki boyutta transport hesabı yapmak yerine, tek boyutta hesap yapabilmek amacıyla eşdeğer silindirik hücreye indirgenmesi Wigner Seitz yaklaşımı olarak adlandırılır (şekil 3.5). Wigner Seitz yaklaşımında basitleştirme yapılırken eşdeğer silindirik hücre için uygun yarıçap seçilerek yakıt yavaşlatıcı hacim oranları korunur.



Şekil 3.4 Yakıt-hücre homojenleştirilmesi

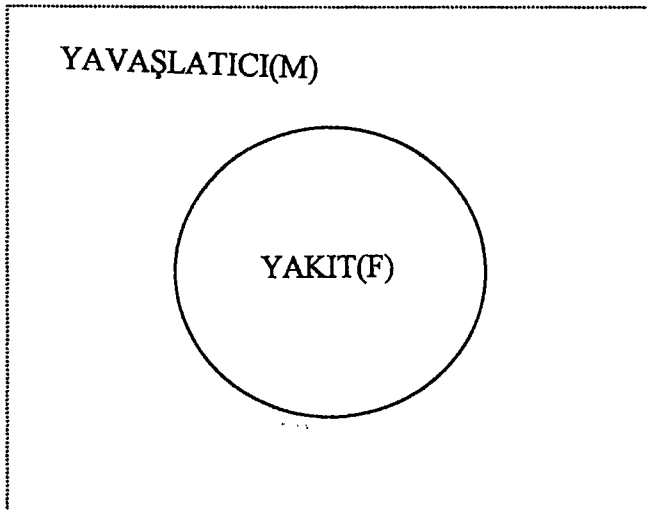


Şekil 3.5 Wigner-Seitz basitleştirmesi

$$R_M = \frac{a}{\sqrt{\pi}}$$

3.1.3 Hücre Ortalama Teknikleri

Birim hücre şekil 3.6 de görüldüğü gibi yakıt ve yavaşlatıcı olmak üzere iki bölge şeklinde ele alınsın [5];



Şekil 3.6 Reaktör birim hücresi

Genel bir tesir kesitini niteleyen ortalama hücre grup sabiti;

$$\langle \Sigma_g \rangle_{hücre} = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{V_{hücre}} d^3r \Sigma(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{V_{hücre}} d^3r \phi(\vec{r}, E)} \quad (3.1)$$

$\Sigma(\vec{r}, E)$ nin her bölge için sabit olduğu yaklaşımı yapılırsa (3.1) eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\langle \Sigma_g \rangle_{hücre} = \frac{V_M \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma^M(E) \bar{\phi}_M(E) + V_F \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma^F(E) \bar{\phi}_F(E)}{V_M \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \bar{\phi}_M(E) + V_F \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \bar{\phi}_F(E)} \quad (3.2)$$

$$\bar{\phi}_M(E) = \frac{1}{V_M} \int_{V_M} d^3r \phi(\vec{r}, E) \quad (3.3a)$$

$$\bar{\phi}_F(E) = \frac{1}{V_F} \int_{V_F} d^3r \phi(\vec{r}, E) \quad (3.3b)$$

$\bar{\phi}_M(E)$: yavaşlatıcı için hücre üzerinden ortalananmış grup akısı

$\bar{\phi}_F(E)$: yakıt için hücre üzerinden ortalananmış grup akısı

Yaklaşım: $\phi(\vec{r}, E) = \phi(\vec{r}) \Psi(E)$

Her iki bölgede aynı spektrum fonksiyonu ile nitelenirse, (3.1) denklemi aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\langle \Sigma_g \rangle_{hücre} = \frac{V_M \Sigma_g^M \bar{\phi}_M + V_F \Sigma_g^F \bar{\phi}_F}{V_M \bar{\phi}_M + V_F \bar{\phi}_F} \quad (3.4)$$

Yakıt ve yavaşlatıcı için grup sabitleri ve akılar sırasıyla aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\Sigma_g^F = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma^F(E) \Psi(E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Psi(E)} \quad (3.5a)$$

$$\Sigma_g^M = \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma^M(E) \Psi(E)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Psi(E)} \quad (3.5b)$$

$$\bar{\phi}_M = \frac{1}{V_M} \int_{V_M} d^3r \phi(\vec{r}) \quad (3.6a)$$

$$\bar{\phi}_F = \frac{1}{V_F} \int_{V_F} d^3r \phi(\vec{r}) \quad (3.6b)$$

3.2 Heterojen Kafeste Rezonans Hesapları

3.2.1 Rezonans Yutulması Nedir ve Rezonans Hesapları Nasıl Yapılır

Nötronlar fisyon enerjilerinden yavaşlarken U^{238} , Th^{232} gibi ağır çekirdekler tarafından belirli keskin enerjilerde yutulma olasılıkları son derece yüksektir, bu durum rezonans yutulması olarak adlandırılır. Rezonans yutulması hem termal hemde hızlı reaktörlerde önemli bir nötron kayıp mekanizmasıdır. Bu nedenle reaktör kritik hesapları için son derece önemlidir. Ayrıca sadece reaktör çarpanlarını değil, yakıt yanması, dönüştürme oranı gibi olayları da önemli ölçüde etkiler. Nötronların enerji dağılımını etkilediğinden dolayıda, çok grup yutulma sabitlerinin hesabında büyük bir önemi vardır[7].

Hızlı enerji bölgesinde ortalama serbest yol uzun olduğundan geometrik olarak heterojen olan bir bölgeyi nötronik açısından homojen kabul edebiliriz. Ancak rezonans enerjisi civarındaki enerjilerde, bölgenin heterojen yapısı gözardı edilemeyeceğinden böyle bir kabul yapmak mümkün olmaz. Bu nedenle hızlı bölge spektrum hesaplarına başlamadan önce, rezonans hesapları yapılır ve böylece rezonans civarındaki akı enerji bağıllığı ile spektrum hesabı için gerekli olan rezonans integralleri ve her bir mikrogruba ait rezonanstan kaçma olasılıkları hesaplanır. Termal reaktörlerin çoğunda rezonans yutulmalarının hemen hepsi U^{238} çekirdekleri tarafından gerçekleştirilmektedir. Bu nedenle U^{238} in ayrılabilir 55 rezonansının her birinin rezonans integrali hesabına dahil edilmeleri gerekir. U^{235} konsantrasyonu göreceli olarak daha düşüktür. Dolayısıyla bu çalışmada sadece U^{238} rezonansları gözönüne alınmıştır. U^{238} rezonans datası TABLO-3.1 de verilmiştir.

3.2.2 Rezonans Hesapları Nasıl Yapılır

Bilindiği gibi termal reaktörlerde yutulmaların hemen tümü grup içinde yer alan rezonans enerjilerinde gerçekleşir. Bu nedenle (3.7) eşitliğinde ifade edilen grup yutma tesir kesiti hesaplanırken, rezonans integrallerinin dikkatli bir şekilde hesaplanmaları gerekmektedir[7].

$$\Sigma_a^g = \frac{N^i \sum_{i=1}^g I_i^{et}}{\Delta u_g} \quad (3.7)$$

N^i : U^{238} atom yoğunluğu

Δu_g : grup letarji genişliği

$$I_i^{ef} = \int_{E_i - \frac{\Gamma_p^i}{2}}^{E_i + \frac{\Gamma_p^i}{2}} \sigma_c(E) \Phi^F(E) dE \quad (3.8)$$

$\sigma_c(E)$: U^{238} in ışınlımlı yakalanma tesir kesiti

E_i : Her bir rezonansın zirve enerjisi

Γ_p^i : Her bir rezonansın pratik genişliği

$\Phi^F(E)$: Yakıt ortalama akısı

(3.8) eşitliğinden görüldüğü gibi, rezonans integrallerinin hesabı için ortalama yakıt akısının hesaplanması gerekmektedir. Bunun içinde çarpışma olasılıklı integral transport denkleminde başvurmak gerekmektedir.

Yakıt içinde J_F ayrı tip ve yavaşlatıcı içinde J_M ayrı tip çekirdek bulunduğu ve saçılmanında esnek ve K.M sisteminde eşyönlü olduğunu varsayarak, integral transport denklemi aşağıdaki gibi ifade edilebilir[8];

$$V^F \Sigma_t(E) \phi_F(E) = (1 - P^F(E)) V^F \sum_{j=1}^{J_F} \int_E^{\frac{E}{\alpha_j}} \frac{\Sigma_s^j(E') \phi^F(E') dE'}{(1 - \alpha_j) E'} +$$

$$P^M(E) V^M \sum_{j=J_F+1}^{J_F+J_M} \int_E^{\frac{E}{\alpha_j}} \frac{\Sigma_s^j(E') \phi^M(E') dE'}{(1 - \alpha_j) E'} \quad (3.9)$$

$\Sigma_t(E)$: Yakıtın enerjiye bağlı toplam tesir kesiti

$P^F(E)$: Yakıt bölgesinde saçılma yoluyla E enerjisine sahip olan nötronların bundan sonraki ilk etkileşimlerini yakıt dışında yapmaları olasılığı

$P^M(E)$: yavaşlatıcı bölgesinde saçılma yoluyla E enerjisine sahip olan nötronların bundan sonraki etkileşimlerini yakıt içinde yapmaları olasılığı

Σ_s^j : j' inci tip çekirdek saçılma tesir kesiti

$\phi^F(E)$: yakıttaki ortalama akı

$\phi^M(E)$: yavaşlatıcıdaki ortalama akı

$$\alpha_j = \left(\frac{A_j - 1}{A_j + 1} \right)^2 \quad (3.10)$$

A_j : kütle numarası

Yakıt ve yavaşlatıcı içinde saçılma kaynağının konumdan bağımsız olduğu varsayılırsa ve yavaşlatıcı yutma tesir kesiti ihmal edilirse karşılıklı bağıntısı aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$P^F(E) \Sigma_t^F(E) V^F = P^M(E) \Sigma_s^M(E) V^M \quad (3.11)$$

Böylece (3.9) eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\Sigma_t^F(E) \phi^F(E) = (1 - P^F(E)) \sum_{j=1}^{J^F} \int_E^{\frac{E}{\alpha_j}} \frac{\Sigma_s^j(E') \phi^F(E') dE'}{(1 - \alpha_j) E'} + \frac{P^F(E) \Sigma_t^F(E)}{\Sigma_s^M(E)} \sum_{j=J^F+1}^{J^F+J^M} \int_E^{\frac{E}{\alpha_j}} \frac{\Sigma_s^j(E') \phi^M(E') dE'}{(1 - \alpha_j) E'} \quad (3.12)$$

Rezonansa sahip çekirdek ($j=1$ ile gösterilsin) dışında i 'inci rezonans pratik genişliği, saçılmada kaybedilen ortalama enerji yanında çok küçüktür;

$$\frac{1}{2}(1 - \alpha_j) E_i \gg \Gamma_p^i, \quad j=2, \dots, J^F+J^M \quad (3.13)$$

E_i : i 'inci rezonansa tesir kesitinin maksimuma ulaştığı enerji

Γ_p^i : i 'inci rezonans pratik genişliği

(3.13) eşitliğinden yararlanılarak saçılma integral aralıklarının çok büyük bir kısmında akının $\frac{1}{E}$ bağımlılığı göstereceği göz önüne alınır ve ilgili enerji aralığında

saçılmalar sadece potansiyel saçılma olarak alınırsa (3.12) eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\Sigma_t^F(E) \phi^F(E) = (1 - P^F(E)) \int_E^{\frac{E}{\alpha_1}} \frac{\Sigma_s^1(E') \phi^F(E') dE'}{(1 - \alpha_1) E'} + (1 - P^F(E)) \sum_{j=2}^{J_F} \frac{\Sigma_p^j}{E} + \frac{P^F(E) \Sigma_t^F(E)}{E} \quad (3.14)$$

(3.14) eşitliği $(1 - P^F(E))$ ile bölünürse ve (3.15) eşitliğindeki gibi yapay bir $\Sigma_e(E)$ makroskopik kaçma tesir kesiti tanımlanırsa;

$$\Sigma_e(E) = \frac{P^F(E) \Sigma_t^F(E)}{1 - P^F(E)}, \quad P^F(E) = \frac{\Sigma_e(E)}{\Sigma_e(E) + \Sigma_t^F(E)} \quad (3.15)$$

(3.12) eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$[\Sigma_t^F(E) + \Sigma_e(E)] \phi^F(E) = \int_E^{\frac{E}{\alpha_1}} \frac{\Sigma_s^1(E') \phi^F(E') dE'}{(1 - \alpha_1) E'} + \frac{(\Sigma_p - \Sigma_p^1) + \Sigma_e(E)}{E} \quad (3.16)$$

Σ_p : yakıtın potansiyel saçılma tesir kesiti

$$\Sigma_p = \sum_{j=1}^{J_F} \Sigma_p^j$$

(3.16) eşitliği $\phi^F(E)$ için çözülerek rezonans integralleri hesaplanabilir. $\phi^F(E)$ nin hesabı için “Dar Rezonans” (DR), “Dar Rezonans Sonsuz Kütle” (DRSK) yaklaşımları kullanılabilir. DR yaklaşımı ile, rezonansa sahip birinci tip çekirdeğin saçılma aralığının pratik genişlikten çok büyük olduğu varsayılırsa;

$$\frac{1}{2}(1 - \alpha_1) E_t \gg \Gamma_p^t \quad (3.17)$$

ayrıca $\Sigma_e(E)$ kaçma tesir kesitininde enerjiden bağımsız olduğu kabulü yapılırsa $\phi^F(E)$ aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\phi^F(E) = \frac{\Sigma_p + \Sigma_e}{(\Sigma_p^F(E) + \Sigma_e)E} \quad (3.18)$$

DRSK yaklaşımı altında ise;

$$\frac{1}{2}(1 - \alpha_1)E_i \ll \Gamma_p^i \quad (3.19)$$

$$\phi^F(E) = \frac{\Sigma_p - \Sigma_p^1 + \Sigma_e}{\Sigma_p^F(E) - \Sigma_p^1(E) + \Sigma_e} \quad (3.20)$$

elde edilir.

3.2.3 Rezonans İntegralleri

(3.8) eşitliğindeki rezonans integrallerinin U^{238} in 55 rezonansından her biri için heterojen etkiler ve sıcaklık hesaba katılarak hesaplanmaları gerekmektedir. Dar rezonans yaklaşımı ile elde edilen (3.17) eşitliğindeki $\phi^F(E)$ nin kullanılması ile bu yaklaşım altında rezonans integrali aşağıdaki gibi ifade edilebilir[9];

$$I_i^{DR} = \left(\frac{\sigma_p^{DR} \Gamma_c^i}{E_i} \right) J(\theta, \beta^{DR}) \quad (3.21)$$

$$\sigma_p^{DR} = \frac{\Sigma_p + \Sigma_e}{N^{238}} \quad (3.22)$$

Benzer şekilde dar rezonans sonsuz kütle yaklaşımı ile elde edilen (3.20) eşitliğindeki $\phi^F(E)$ nin kullanılması ile bu yaklaşım altında rezonans integrali;

$$I_i^{DRSK} = \left(\frac{\sigma_p^{DRSK} \Gamma^i}{E_i} \right) J(\theta, \beta^{DRSK}) \quad (3.23)$$

şeklinde elde edilebilmektedir.

$$\sigma_p^{DRSK} = \frac{\Sigma_p + \Sigma_e - \Sigma_p^{238}}{N^{238}} \quad (3.24)$$

Ayrıca ortamın yutucu atom miktarının bir ölçüsü olan β^{DR} ve β^{DRSK} bağıntıları da aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\beta^{DR} = \frac{\sigma_p^{DR}}{\sigma_i^{238}(E_i)}, \quad \beta^{DRSK} = \frac{\sigma_p^{DRSK}}{\sigma_i^{238}(E_i)} \frac{\Gamma^i}{\Gamma_c^i} \quad (3.25)$$

ve (3.23) eşitliklerindeki $J(\theta, \beta)$ fonksiyonu Doppler genişleme fonksiyonu olup transandan bir fonsiyondur;

$$J(\theta, \beta) = \int_0^\infty \frac{\Psi(\theta, x)}{\Psi(\theta, x) + \beta} dx \quad (3.26)$$

(3.26) eşitliğindeki $J(\theta, \beta)$ fonksiyonu bu çalışma için, tablo interpolasyonu yöntemi kullanılarak hesaplanan [10] nolu kaynaktan alınmıştır.

X : rezonans pikinden uzaklığın ölçüsü

$$X = 2 \frac{(E - E_i)}{\Gamma} \quad (3.27)$$

θ : sıcaklığın karekökü ile ters orantılı olan büyüklük

$$\theta = \frac{\Gamma}{\Gamma_D^i} \quad (3.28)$$

$$\Gamma_D^i = \left(\frac{4E_i kT}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.29)$$

$$\Psi(\theta, x) = \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[-\frac{1}{4}(x-y)^2\theta^2]}{1+y^2} dy \quad (3.30)$$

k: Boltzman sabiti ($=8.616\text{E-}05 \frac{eV}{K^0}$)

A: Rezonansa sahip çekirdeğin kütle numarası

Ayrıca (3.9) eşitliğindeki i'inci rezonans için gerekli olan $\sigma_c(E)$ ise Bethe-Placzek formülüne göre aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır;

$$\sigma_c^{238}(E, T) = \sigma_i^{238}(E_i) \frac{\Gamma_c^i}{\Gamma^i} \left(\frac{E^i}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \Psi(\theta, x) \quad (3.31)$$

Bu yaklaşımlar altında hesaplanan rezonans integrallerinde belirli miktarda hata yapılmaktadır. Bu hatanın kısmen tamiri için rezonans integralleri Strawbridge bağıntısı gibi ampirik bir bağıntıyla normalize edilirler. Ancak bu bağıntıda yer alan etkin yakıt sıcaklığının hesaplanabilmesi için rezonans integrallerinin hacim ve yüzey rezonans integrali olarak iki terimin toplamı şeklinde yazılmaları gerekmektedir.

3.2.4 Wigner Rasyonel Bağıntısı ve Bell Düzeltme Faktörü

Rezonans integrallerinin (3.22) ve (3.24) nolu eşitliklerinde yer alan Σ_e kaçma tesir kesitinin hesaplanmasında Wigner rasyonel yaklaşımı kullanılmıştır[7,10];

$$\Sigma_e = \frac{S^F}{4V^F} \quad (3.32)$$

S^F : yakıtın dış yüzey alanı

V^F : yakıt hacmi

Ancak Wigner rasyonel yaklaşımı yakıt elemanının etrafındaki diğer yakıt elemanı ile etkileşmesini hesaba katmaz. Bunun içinde gerekli düzeltme Bell yaklaşımı ile yapılır. Bell yaklaşımı sonucunda kaçma tesir kesiti aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\Sigma_e = \frac{1}{2R_F} \frac{1}{1 + \frac{S_F}{4V^M \Sigma_p^M}} \quad (3.33)$$

R_F : yakıt yarıçapı

V^M : yavaşlatıcı hacmi

Σ_p^M : yavaşlatıcının makroskopik potansiyel saçılma tesir kesiti

3.2.5 Rezonanstan Kaçma olasılıkları

Strawbridge bağıntısı ile toplam rezonans integrali normalize edildikten sonra i'inci rezonanstan kaçma olasılığı aşağıdaki gibi ifade edilebilir[7,10];

$$p_i = \exp\left[-\frac{N^{238} I_i}{\xi \Sigma_p}\right] \quad (3.34)$$

Bir mikrogruba ait toplam rezonanstan kaçma olasılığı o mikrogruba ait rezonanstan kaçma olasılıklarının çarpımına eşittir;

$$P = \prod_i p_i \quad (3.35)$$

Bu durumda toplam rezonanstan kaçma olasılığı aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$P = \exp\left[-\frac{N^{238} I}{\xi \Sigma_p}\right] \quad (3.36)$$

$$I = \sum_i I_i \quad (3.37)$$

$\overline{\xi \Sigma}_p$: ortalama yavaşlama gücü

$$\overline{\xi \Sigma}_p = \frac{V^F \xi^F \Sigma_p + V^M \xi^M \Sigma_p^M}{V^F + V^M} \quad (3.38)$$



TABLO-3.1 U^{238} REZONANS DATASI

REZONANS DATASI			
$E_i(\text{eV})$	$\Gamma_c(\text{mV})$	$\Gamma(\text{mV})$	$\sigma_i(E_i)(\text{barn})$
6.67	25.02	26.5	21700
21.0	25.00	34.0	32600
36.8	26.00	59.0	39500
66.3	20.00	43.0	20900
81.1	24.90	27.0	2500
90.0	24.92	25.0	92.5
102.8	21.00	91.0	19500
117.0	21.00	39.0	10300
145.9	24.20	25.0	550
165.7	24.50	28.0	1960
190.0	22.00	157.0	11800
209.1	27.00	82.0	8350
238.0	21.00	53.0	6600
264.0	24.77	25.0	90.0
274.5	23.00	50.0	5100
292.0	19.00	38.0	4400
312.5	25.00	26.0	320
349.0	20.00	65.0	5100
378.0	24.50	26.0	400
399.0	25.00	35.0	1850
412.0	25.00	42.0	2550
436.0	25.00	39.0	2140
456.0	24.30	25.0	160
465.0	25.00	32.0	1200
480.0	24.50	29.0	840
491.0	25.00	26.0	200
520.0	29.00	66.0	2800
537.0	24.00	78.0	3350
558.0	25.00	26.0	180
582.0	23.00	65.0	2900
597.0	23.00	89.0	3200
606.0	24.40	25.0	100
622.0	24.00	63.0	2600
630.0	25.00	34.0	1100
663.0	26.00	151.0	3250
681.0	24.70	26.0	190
696.0	25.00	78.0	2540
711.0	25.00	42.0	1480
724.0	24.30	39.0	1340
733.0	24.75	29.0	520
767.0	25.00	34.0	900
783.0	25.00	28.0	355
793.0	25.00	36.0	1000
826.0	32.00	92.0	2050
856.0	25.00	155.0	2550
860.0	25.00	85.0	2130
869.0	24.80	27.0	240
898.0	24.70	26.0	145
911.0	35.00	125.0	2050
930.0	25.00	62.0	1670
942.0	25.00	220.0	2450
962.0	24.00	214.0	2400
985.0	25.00	26.0	100
997.0	30.00	430.0	2400

4.İNTEGRAL TRANSPORT METODLARI

4.1 İntegral Eşitliklerin Türetimi

İntegral transport eşitliklerinin türetimi için, zamandan bağımsız, yön ve konuma bağlı grup içi transport eşitliğinden yola çıkılabilir[11];

Grup içi transport denklemi;

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{t,g}(\vec{r}) \Psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int d\Omega' \Sigma_{s,gg'}(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \Psi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') + S_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (4.1)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Burada $S_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ g'ninci grup saçılma kaynağı olup:

$$S_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{\substack{g'=1 \\ g \neq g'}}^G \Sigma_{s,gg'}(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \Psi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') + s_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (4.2)$$

olarak ifade edilebilir. (4.1) denklemi;

$$q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int d\Omega' \Sigma_{s,gg'}(\vec{r}, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}') \Psi_{g'}(\vec{r}, \vec{\Omega}') + S_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (4.3)$$

yayınlanma yoğunluğu tanımlanarak, grup içi transport denklemi:

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma_{t,g}(\vec{r}) \Psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = q_g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (4.4)$$

şeklinde yazılabilir.

Burada:

$\Psi_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$: g'ninci grupyönsel akı

$\Sigma_{t,g}(\vec{r})$: g'ninci grup toplam tesir kesiti

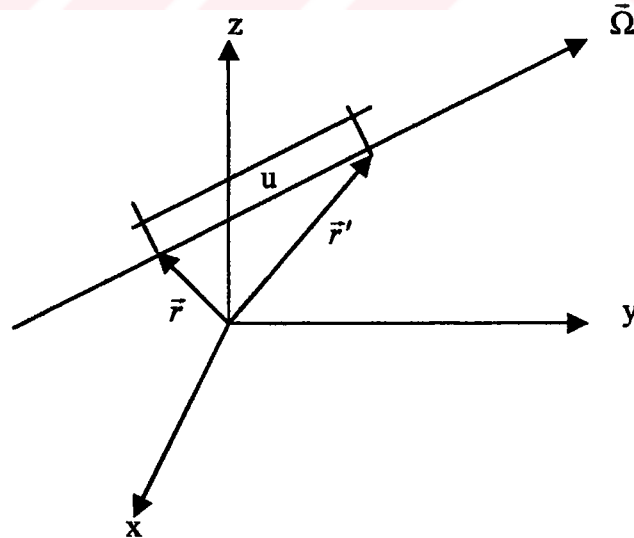
$q_g(\vec{r}, \vec{\Omega})$: g'ninci grup yayınlanma yoğunluğudur.

Bu aşamada denklemlerde karmaşıklıktan kaçınmak amacı ile grup indisi atlanarak grup içi transport denklemini :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r}) \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = q(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (4.5)$$

4.1.1 Yönsel Akı Eşitliği

(4.5) denklemindeki akış-çarpışma operatörü $\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}$ nötronun gidiş yönündeki yönsel türevi içermektedir. "u" nötronun gidiş yönünde katettiği yol olmak üzere, (4.5) denklemi yeniden yazılabilir[11].



Şekil 4.1 Nötronun $\vec{\Omega}$ yönündeki gidiş doğrultusu

$\vec{\Omega}$: $\vec{r}$ ile $\vec{r}'$ noktalarını birleştiren doğruya paralel birim yön vektörü

$$\frac{d}{du} \Psi(\vec{r} + u\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r} + u\vec{\Omega}) \Psi(\vec{r} + u\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = q(\vec{r} + u\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (4.6)$$

Integral nötron transport denklemini türetebilmek amacıyla, geriye dönülerek:

$$R = -u \Rightarrow \frac{d}{du} = -\frac{d}{dR}$$

şeklinde alınırsa (4.6) denklemi :

$$-\frac{d}{dR} \Psi(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \Sigma(\vec{r} - R\vec{\Omega}) \Psi(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = q(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (4.7)$$

şeklini alır. R türevini yok etmek için (4.7) denklemi;

$$\exp \left[- \int_0^R \Sigma(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) dR' \right] \quad (4.8)$$

integrasyon faktörü ile çarpılıp (0,R) arasında integre edilerek yönsel akı ifadesi:

$$\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \Psi(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) e^{-\int_0^R \Sigma(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) dR'} + \int_0^R \left[q(\vec{r} - R''\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) e^{-\int_0^{R''} \Sigma(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) dR'} \right] dR'' \quad (4.9)$$

Eksponansiyel ifadelerdeki çizgisel integraller, nötron gidiş yönü boyunca toplam tesir kesitlerinin çizgisel integralleridir. Dolayısıyla, $\vec{r}$ ve $\vec{r} - R'\vec{\Omega}$ noktaları arasındaki optik uzaklık (ortalama serbest yol cinsinden mesafe) tanımı yapılır;

$$\tau(\vec{r}, \vec{r} - R'\vec{\Omega}) = \int_0^{R'} \Sigma(\vec{r} - R''\vec{\Omega}) dR'' \quad (4.10)$$

(4.9) eşitliği optik uzaklık cinsinden ifade edilirse;

$$\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \Psi(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r} - R\vec{\Omega})} + \int_0^R [q(\vec{r} - R'\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r} - R'\vec{\Omega})}] dR' \quad (4.11)$$

İntegral transport çözümleri çoğunlukla, eşyönsüz saçılmaların ihmal edildiği yani bütün saçılmaların laboratuvar sisteminde eşyönlü olduğu varsayımı altında yapılır. Ayrıca yayınlanma yoğunluğu da eşyönlü kabul edilirse;

$$q(\vec{r}, \vec{\Omega}) \rightarrow Q(\vec{r})$$

$$Q(\vec{r}) = \frac{\Sigma_s(\vec{r})}{4\pi} \phi(\vec{r}) + S(\vec{r}) \quad (4.12)$$

yazılabilir. Burada;

$\Sigma_s(\vec{r})$: grup saçılma tesir kesiti

$S(\vec{r})$: serbest kaynak (eşyönlü olduğu yaklaşımı yapılır)

Yapılan bütün yaklaşımlar ve tanımlamalar sonucunda, yönsel akı eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^R [Q(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r} - R'\vec{\Omega})}] dR' + \Psi(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r} - R\vec{\Omega})} \quad (4.13)$$

Eşitlikteki birinci kısım grup kaynakları tarafından yayınlanan o gruba ait nötronlardır, ikinci kısım ise hücre sınırından içeriye giren nötronları ifade etmektedir. Sistem sınırından içeriye giren nötronlar, sınır koşullarından bilindiği için, problem sadece grup kaynakları cinsinden yönsel akının bulunması durumuna indirgenmiş olur.

Şimdiye kadar enerji ve zamandan bağımsız nötron transport denkleminde, eşyönlü saçılma ve kaynak yaklaşımı altında yönsel akı eşitliği elde edildi. İntegral transport metodlarında, hesaplarda karmaşıklığı önlemek için, yönsel akıyı tüm yönler üzerinden integre ederek, akı ile çalışılmaktadır. Dolayısıyla (4.13) eşitliği tüm yönler üzerinden integre edilirse akı ifadesi elde edilir. Öncelikle eşitlikteki bütün $\vec{r}$ ve $\vec{\Omega}$ değişkenleri için, R nin sonsuza gittiği yaklaşımı yapılırsa, sonsuz sınırından içeriye nötron girmesi söz konusu olamayacağından eşitlikteki ikinci kısım yok olacak ve yönsel akı eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilebilecektir;

$$\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^R [Q(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) \cdot e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}-R'\vec{\Omega})}] dR' \quad (4.14)$$

(4.14) eşitliği olası tüm yönler üzerinden integre edilirse, eşitliğin sol tarafında skaler akı ifadesi elde edilir;

$$\phi(\vec{r}) = \int d\Omega \int_0^\infty dR' Q(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}-R'\vec{\Omega})} \quad (4.15)$$

(4.15) eşitliğindeki R' üzerinden yol integrali, tüm yönler için sonsuza gittiğinden, $d\Omega dR'$ integraline bütün uzay dahil edilebilir ve eşitlik bir hacim integrali cinsinden ifade edilebilir. Eşitlik R'^2 ile çarpılıp bölünürse, skaler akı ifadesi aşağıdaki gibi elde edilir;

$$\phi(\vec{r}) = \int d\Omega \int_0^\infty dR' R'^2 \frac{Q(\vec{r}) e^{-r(\vec{r}, \vec{r}')}}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \quad (4.16)$$

(4.16) eşitliğindeki;

$$\vec{r}' = \vec{r} - R' \vec{\Omega} \quad (4.17)$$

$$R' = |\vec{r} - \vec{r}'| \quad (4.18)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

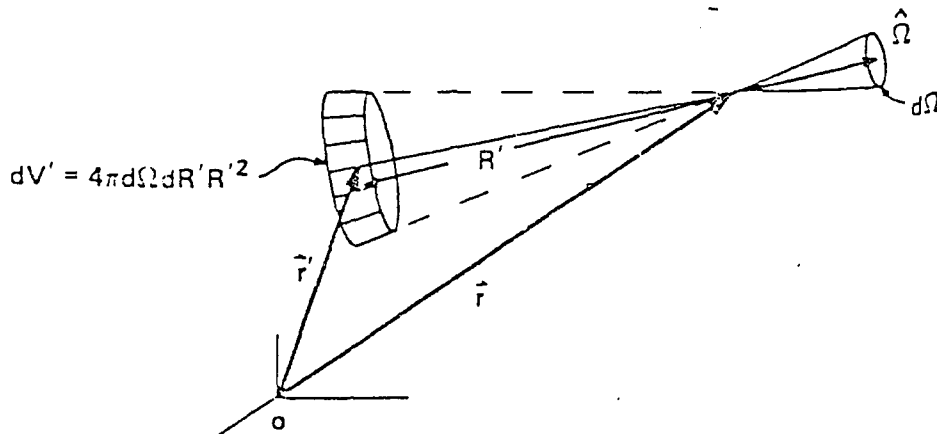
Küresel bir koordinat sistemi alınır ve şekil 4.2 de görüldüğü gibi $\vec{r}'$ civarında artan hacim;

$$dV' = 4\pi d\Omega dR' R'^2 \quad (4.19)$$

$$d\Omega = (4\pi)^{-1} d\omega \sin \theta d\theta \quad (4.20)$$

şeklinde tanımlanırsa akı eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\phi(\vec{r}) = \int dV' Q(\vec{r}') \frac{e^{-r(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^2} \quad (4.21)$$



Şekil 4.2 $\vec{r}$ noktasından R' uzaklığında artan hacim

Şimdiye kadar skaler akı ifadesinde hacim integrali bütün uzay üzerinden alındı ama transport metodları aynı zamanda etrafı boşlukla çevrili, sonlu hacime sahip problemlere de uygulanabilmektedir. Bu şartlar altında, sonlu hacim dışında saçılma tesir kesiti $\Sigma_s(\vec{r})$ ve serbest kaynak $S(\vec{r})$ yok olacak ve boşluk sınırından içeriye giren nötronlarda ; $\Psi(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = 0$ olacaktır. Dolayısıyla problemdeki $R' = |\vec{r}' - \vec{r}|$ integrali sadece sonlu hacimi sağlayan R değişkeni üzerinden integral alınması durumuna indirgenmiş olacaktır.

4.2 Çarpışma olasılıkları yöntemi[12,13]

Bu çalışmada amaç, çok gruplu integral transport denkleminin sayısal çözümünü, çarpışma olasılıkları yöntemi ile yaparak, hızlı spektrum hesabı yapmaktır. Sınır koşulunu içeren 4.13 eşitliğine geri dönülerek denklem tüm yönler üzerinden integre edilirse;

$$\Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^R \left[Q(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) \cdot e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r} - R'\vec{\Omega})} \right] dR' + \Psi(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r} - R\vec{\Omega})} \quad (4.13)$$

$$\int \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int d\Omega \int_0^R \left[Q(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) \cdot e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r} - R'\vec{\Omega})} \right] dR' + \int d\Omega \Psi(\vec{r} - R\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r} - R\vec{\Omega})} \quad (4.22)$$

denklemini elde edilir.

Şekil 4.2'de görüldüğü gibi, küresel bir koordinat sistemi alınarak, $\vec{r}'$ ve R' değerleri (4.17) ve (4.18) eşitliklerindeki gibi tanımlanırsa, $\vec{r}'$ civarında artan hacim ve yüzey elemanları aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$d^3\vec{r} = dV = 4\pi R'^2 dR' d\vec{\Omega} \quad (4.23)$$

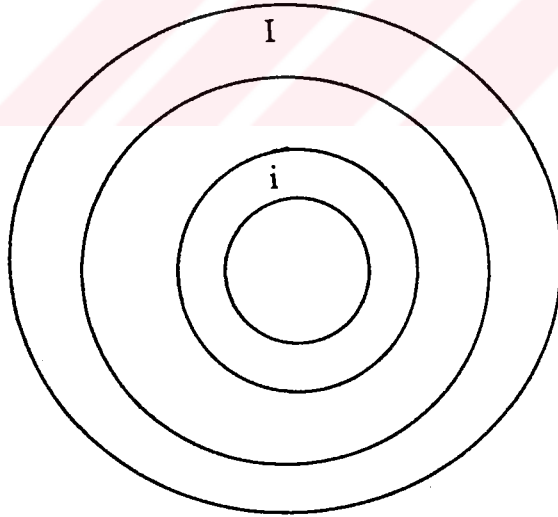
$$d^2\vec{r}_s = dS = 4\pi R'^2 dR' \left| \vec{\Omega} \cdot \vec{e}_s \right|^{-1} d\vec{\Omega} \quad (4.24)$$

4.25 eşitliğinde görülen gerekli düzenlemeler yapılırsa, akı ifadesi (4.23) ve (4.24) eşitliklerindeki hacim ve yüzey elemanları cinsinden 4.26 eşitliğindeki gibi elde edilebilir;

$$\phi(\vec{r}) = \iint \frac{4\pi R'^2}{4\pi R'^2} d\vec{R}' d\vec{\Omega} Q(\vec{r}') e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')} + \int d\vec{\Omega} \frac{|\vec{\Omega} \cdot \vec{e}_s|^{-1}}{|\vec{\Omega} \cdot \vec{e}_s|^{-1}} \frac{4\pi R'^2}{4\pi R'^2} \Psi(\vec{r}') e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')} \quad (4.25)$$

$$\phi(\vec{r}) = \int dV' \frac{e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^2} Q(\vec{r}') + \int dS J^-(\vec{r}') \frac{e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^2} \quad (4.26)$$

Tek boyutta hesap yapabilmek amacıyla, kare birim hücre yerine Wigner-Seitz yaklaşımı ile eşdeğer silindirik hücre ele alınacaktır ve sistem şekil 4.3' teki gibi I adet eşmerkezli silindirik kabuğa bölünecektir;



Şekil 4.3 I adet kabuğa bölünmüş Wigner-Seitz birim hücresi

Sistem I adet kabuğa bölündükten sonra (4.26) eşitliği V_i hacmi üzerinden integre edilirse akı ifadesi 4.27 eşitliğindeki gibi elde edilir;

$$\phi(\vec{r}) = \sum_{i=1}^I \int_{V_i} \frac{e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|^2} Q(\vec{r}') dV' + \int_s \frac{e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|^2} J^-(\vec{r}') dS' \quad (4.27)$$

(4.27) eşitliğinin her iki tarafı $\Sigma_{i,j}$ ifadesi ile çarpılırsa;

$$\Sigma_{i,j} \phi(\vec{r}) = \sum_{i=1}^I \int_{V_i} \frac{\Sigma_{i,j} e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|^2} Q(\vec{r}') dV' + \int_s \frac{\Sigma_{i,j} e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|^2} J^-(\vec{r}') dS' \quad (4.28)$$

4.28 eşitliği elde edilir.

Bu aşamada;

$$p(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) = \frac{\Sigma_{i,j} e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \quad (4.29)$$

tanımı yapılabilir.

$p(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) dV$: $\vec{r}'$ civarında eşyönlü olarak yayınlanan bir nötronun ilk etkileşmesini $\vec{r}$ civarındaki dV hacmi içerisinde yapması olasılığı.

$\tau(\vec{r}, \vec{r}')$: $\vec{r}'$ ile $\vec{r}$ noktaları arasındaki optik uzaklık (ortalama serbest yol cinsinden mesafe)

$$\tau(\vec{r}, \vec{r} - R\vec{\Omega}) = \int_0^R \Sigma_t(\vec{r} - R'\vec{\Omega}) dR' \quad (4.30)$$

R : $\vec{r}'$ ile $\vec{r}$ arasındaki mesafe

$\vec{\Omega}$: $\vec{r}'$ ile $\vec{r}$ noktalarını birleştiren doğruya paralel birim yön vektörü

(4.29) eşitliğindeki tanımdan yararlanılarak, (4.28) eşitliği aşağıdaki gibi ifade edilebilir;

$$\Sigma_{t,j}\phi(\vec{r}) = \sum_{i=1}^I \int_{V_i} p(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) Q(\vec{r}') dV' + \int_s p(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) J^-(\vec{r}) dS', r \in V_j \quad (4.31)$$

$\Sigma_{t,j}$: j'inci kabuk toplam tesir kesiti

$\Phi(\vec{r})$: nötron akısı($\text{cm}^{-2}\text{sn}^{-1}$)

$Q(\vec{r})$: nötron kaynağı($\text{cm}^{-3}\text{sn}^{-1}$)

$J^-(\vec{r})$: hücre sınırında içeri doğru yönlü kısmi nötron akımı ($\text{cm}^{-2}\text{sn}^{-1}$)

(4.31) eşitliği V_j hacmi üzerinden integre edilirse;

$$\int_{V_j} \Sigma_{t,j}\phi(\vec{r}) dV = \sum_{i=1}^I \int_{V_i} dV' \int_{V_j} p(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) Q(\vec{r}') dV' + \int_s \int_{V_j} p(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) J^-(\vec{r}') dS' \quad (4.32)$$

elde edilir.

Bu aşamada;

$$\phi_j = \frac{\int_{V_j} \phi(\vec{r}) dV}{\int_{V_j} dV} \quad (4.33)$$

$$P_{ij} = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} dV \int_{V_j} dV' p(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) \quad (4.34)$$

$$P_{sj} = \frac{1}{S_j} \int_{V_j} dV \int_s dS' p(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) \quad (4.35)$$

tanımları yapılabilir.

ϕ_j : j'inci kabuk ortalama akısı

P_{ij} : i' inci bölgenin her yerinde eşit olasılıkla, eşyönlü olarak yayınlanan bir nötronun ilk etkileşmesini j' inci bölgede yapması olasılığı (ilk-uçuş çarpışma olasılığı)

P_{sj} : sistem sınırı S'den eşyönlü olarak içeri giren bir nötronun ilk etkileşmesini j' inci bölgede yapması olasılığı.

Yapılan bu tanımlamalardan sonra, çarpışma olasılıklı integral transport denklemi aşağıdaki gibi elde edilir;

$$V_j \Sigma_{t,j} \Phi_j = \sum_{i=1}^I P_{ij} V_i Q_i + P_{sj} S J^- \quad (4.36)$$

(4.36) eşitliğinde görüldüğü gibi I+1 tane bilinmeyen buna karşılık I tane denklem vardır. Gerekli olan bir denklem, hücre sınırından dışarıya doğru yönlü kısmi akım eşitliğinden yararlanılarak elde edilebilir;

$$J^+(\vec{r}) = \sum_{i=1}^I \int_{V_i} \tilde{p}(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) Q(\vec{r}') dV' + \int_S \tilde{p}(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) J^-(\vec{r}) dS, \quad \vec{r} \in S \quad (4.37)$$

$J^+(\vec{r})$: hücre sınırından dışarı doğru yönlü kısmi nötron akımı ($\text{cm}^{-2}\text{sn}^{-1}$)

$\tilde{p}(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) dS \equiv \vec{r}'$ civarında eşyönlü olarak yayınlanan bir nötronun hiç etkileşme yapmadan $\vec{r}$ noktası civarındaki dS yüzeyine ulaşması olasılığı

$$= \frac{e^{-\tau(\vec{r}, \vec{r}')}}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^2} dS \quad (4.38)$$

(4.37) eşitliği S üzerinden akının sabit olduğu yaklaşımı yapılarak integre edilirse;

$$S J^+ = \sum_{i=1}^I P_{is} V_i Q_i + S P_{ss} J^- \quad (4.39)$$

$$P_{is} = \frac{1}{V_i} \int_S dS \int_{V_i} dV \tilde{p}(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) \quad (4.40)$$

P_{is} : i ' inci bölgenin her yerinde eşit olasılıkla ve eşyönlü olarak yayınlanan bir nötronun hiç etkileşme yapmadan sistem sınırına tekrar ulaşması olasılığı (ilk uçuş kaçma olasılığı).

$$P_{ss} = \frac{1}{S} \int_S dS \int_S dS \tilde{p}(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}) \quad (4.41)$$

P_{ss} : sistem sınırı S ' den eşyönlü olarak içeriye giren bir nötronun hiç etkileşme yapmadan sistem sınırına tekrar ulaşma olasılığı.

Yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen (4.36) ve (4.39) eşitlikleri, birim hücrelerden oluşan sonsuz reaktörlerde akı hesabının dolayısıyla da hızlı grup sabitlerinin hesaplanabilmesi için temel denklemleri teşkil etmektedirler;

$$V_j \Sigma_{t,j} \Phi_j = \sum_{i=1}^I P_{ji} V_i Q_i + P_{sj} S J^- \quad (4.36)$$

$$S J^+ = \sum_{i=1}^I P_{is} V_i Q_i + S P_{ss} J^- \quad (4.39)$$

Her bir hücrenin sonsuz bir kafesin eş hücrelerinden biri olduğu yaklaşımı yapıldığından dolayı, hücre sınırında yansıtma sınır koşulu meydana gelir;

$$J^- = J^+ \Rightarrow J^- - J^+ = 0 \quad (4.42)$$

elde edilir.

$$A = \sum_{i=1}^I P_{si} \quad (4.43)$$

şeklinde tanımlanırsa;

$$P_{ss} = 1 - A \quad (4.44)$$

şeklinde ifade edilir.

(4.44) eşitliği (4.39) eşitliğinde yerleştirilirse;

$$S(J^+ - J^-) + SAJ^- = \sum_{i=1}^I P_{is} V_i Q_i \quad (4.45)$$

$$J^- = \frac{1}{SA} \sum_{i=1}^I P_{is} V_i Q_i \quad (4.46)$$

elde edilir.

(4.46) eşitliği (4.36) eşitliğinde yerleştirilirse;

$$V_j \Sigma_{i,j} \Phi_j = \sum_{i=1}^I V_i \left(P_{ij} + \frac{P_{is} P_{sj}}{A} \right) Q_i \quad (4.47)$$

elde edilir. Bu aşamada;

$$T_{ij} \equiv P_{ij} + \frac{P_{is} P_{sj}}{A} \quad (4.48)$$

şeklinde tanımlanırsa çarpışma olasılıklı integral transport denklemi ;

$$V_j \Sigma_{i,j} \Phi_j = \sum_{i=1}^I V_i T_{ij} Q_i \quad (4.49)$$

şeklinde elde edilir.

4.2.1 Çok Gruplu Denklemlerin Biraraya Getirilmesi

Yukarıda türetimi yapılan (4.49) denklemi gerçekte (4.1) numaralı grup içi transport denkleminde türetilmiş olup, grup indislerini de içermesi gerekir. Önceki bölümlerde notasyon karmaşıklığına yol açmamak açısından grup indisleri atlanmıştı. Şimdi grup indisleri yerine konulup, (4.3) ve (4.12) tanımlamaları dikkate alınırsa (4.49) denklemi:

$$V_j \Sigma_{i,j}^g \Phi_j^g = \sum_{l=1}^I V_l T_{lj}^g \left[\sum_{g'=1}^g \Sigma_{s,l}^{g \leftarrow g'} \phi_l^{g'} + s_l^g \right] \quad \begin{matrix} g=1,2,\dots,G \\ j=1,2,\dots,I \end{matrix} \quad (4.50)$$

elde edilir. (4.50) denklemi yazılırken (4.2)'de yer alan kaynak teriminin bağımsız nötron kaynağı olduğu varsayılmıştır. Gerçekte bu kaynak bağımsız bir nötron kaynağı değil yakıt içeren kabuklarda grup fisyon spektrum kesri olup yakıt içermeyen kabuklarda sıfıra eşittir. Yani:

$$s_l^g = \begin{cases} \chi_g & ; \text{ i yakıt bölgesinde bir kabuksa} \\ 0 & ; \text{ aksi durumda} \end{cases} \quad (4.51)$$

olur. Bu şekilde (4.50) denklemi $I \times G$ boyutlu ve blok alt üçgensel yapıda bir lineer sistem oluşturmaktadır. Blok-alt-üçgensel yapıdaki bu lineer sistem:

$$\begin{bmatrix}
\underline{\underline{A}}^1 & & & & & \\
-\underline{s}^{2 \leftarrow 1} & \underline{\underline{A}}^2 & & & & \\
. & . & & & & \\
. & . & . & & & \\
-\underline{s}^{g \leftarrow 1} & -\underline{s}^{g \leftarrow 2} & . & . & \underline{\underline{A}}^g & \\
. & . & & & . & \\
. & . & & & . & \\
. & . & & & . & \\
-\underline{s}^{G \leftarrow 1} & -\underline{s}^{G \leftarrow 2} & . & . & . & \underline{\underline{A}}^G
\end{bmatrix}
\begin{bmatrix}
\underline{\phi}^1 \\
\underline{\phi}^2 \\
. \\
. \\
\underline{\phi}^g \\
. \\
. \\
. \\
\underline{\phi}^G
\end{bmatrix}
=
\begin{bmatrix}
\underline{s}^1 \\
\underline{s}^2 \\
. \\
. \\
\underline{s}^g \\
. \\
. \\
. \\
\underline{s}^G
\end{bmatrix}
\quad (4.52)$$

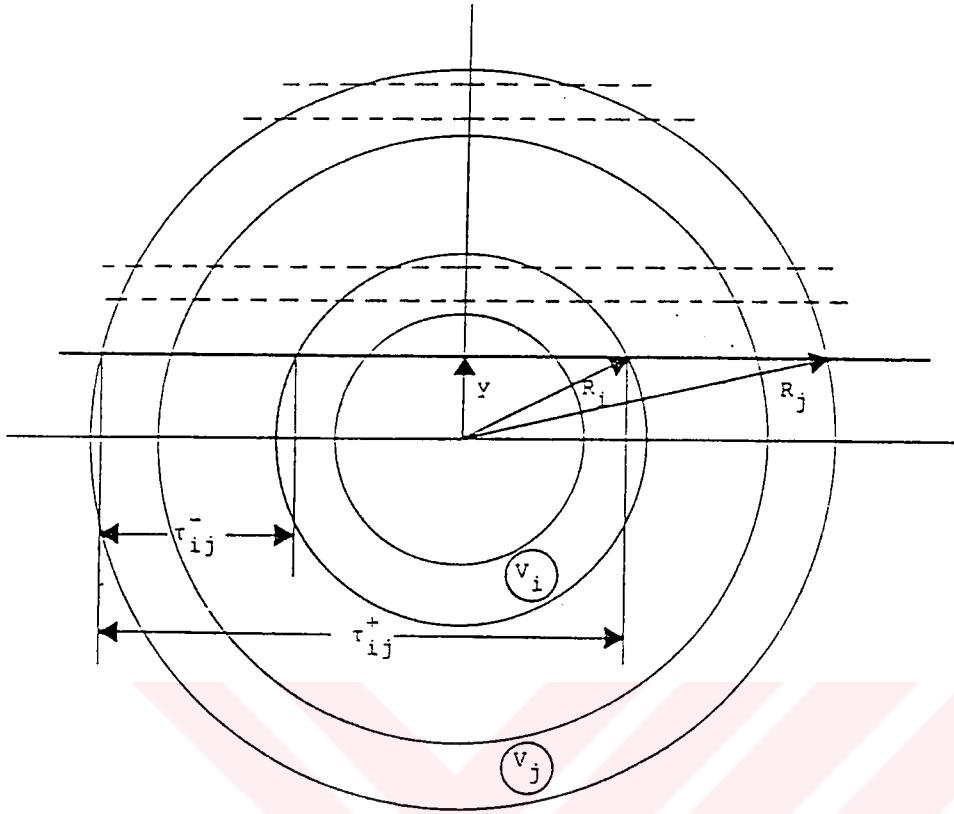
şeklindedir. Dolu yapıda olan alt matrislerin elemanları:

$$\begin{aligned}
a_{ji}^g &= V_j \left[\Sigma_{i,j}^g - T_{ij}^g \Sigma_{s,j}^{g \leftarrow g} \right] \\
a_{ji}^g &= -V_i T_{ij}^g \Sigma_{s,i}^{g \leftarrow g} \quad j \neq i \\
s_{ji}^{g \leftarrow g'} &= -V_i T_{ij}^g \Sigma_{s,i}^{g \leftarrow g'}
\end{aligned}
\quad (4.53)$$

şeklinde tanımlanabilir.(4.52) lineer sisteminin her bir elemanı yine bir matristir. Yani her bir satır (4.54) eşitliğindeki gibi bir lineer sistemdir ve (4.53) deki ifadeler, (4.52) deki alt matrislerin elemanlarıdır. (4.52) deki lineer sistem, (4.54) alt lineer sistemlerinin $g=1$ den başlayıp sırasıyla $g=G$ ye doğru çözülmesiyle elde edilir;

$$\underline{\underline{A}}^g \underline{\phi}^g = \sum_{g'=1}^{g-1} \underline{s}^{g \leftarrow g'} \underline{\phi}_{g'} + \underline{s}_g \quad (4.54)$$

4.2.2 Çarpışma Olasılıkları Hesabı[12,13]



Şekil 4.4 Wigner-Seitz birim hücresi

1. $j \geq i$ için

$$P_y = \delta_y + \frac{2}{\sum_{i,j} \pi (R_i^2 - R_{i-1}^2)} (S_{i-1,j-1} - S_{i-1,j} - S_{i,j-1} - S_{i,j}) \quad (4.55)$$

$$S_y = \int_0^{R_j} [Ki_3(\tau_y^+) - Ki_3(\tau_y^-)] dy \quad (4.56)$$

$$\tau_y = \tau_j - \tau_i \quad (4.57)$$

τ_y : V_i ile V_j hacimleri arasındaki mesafe

Halka düzlemindeki sağ ve sol simetriden dolayı

$$\tau_{ij}^{\pm} = \Sigma_{i,k} \left[\sqrt{R_j^2 - y^2} \pm \sqrt{R_i^2 - y^2} \right] , R_{k-1} < y < R_k \quad (4.58)$$

(4.56) eşitliğindeki integral, Gauss-Jacobi karelemesi ile sayısal integrasyon şeklinde çözülür. Ayrıca eşitlikteki Ki_3 ifadesi üçüncü mertebe Bickley-Naylor fonksiyonu olup;

$$Ki_3(x) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \theta e^{\frac{-x}{\cos \theta}} d\theta \quad (4.59)$$

şeklinde ifade edilir ve Chebyhev polinomları cinsinden seriye açılarak hesaplanır.

2. $j < i$ için karşılıklık bağıntısı kullanılarak hesap yapılmaktadır;

$$\pi(R_i^2 - R_{i-1}^2) \Sigma_{i,j} P_{ij} = \pi(R_j^2 - R_{j-1}^2) \Sigma_{i,j} P_{ji} \quad (4.60)$$

$$3. P_{is} = 1 - \sum_{j=1}^I P_{ij} \quad i=1,2,\dots,I \quad (4.61)$$

4. P_{si} hesabı P_{is} olasılığı bilindiğinden dolayı karşılıklık bağıntısından yararlanılarak yapılır;

$$\frac{4\pi(R_i^2 - R_{i-1}^2)}{2\pi R_i} \Sigma_{i,j} P_{si} = P_{is} \quad (4.62)$$

$$5. P_{ss} = 1 - \sum_{i=1}^I P_{si} \quad (4.63)$$

4.2.3 Difüzyon Hesabı İçin Az Gruplu Tesir Kesitlerinin Saptanması

(4.52) denkleminin çözülerek mikrogrup akılarının uzaysal dağılımının belirlenmesinden sonraki aşama bu sonuçların kullanılarak difüzyon hesabı için makrogrup tesir kesitlerinin hesaplanması ve birim hücre homojenizasyonunun yapılarak hücre üzerinden homojenleştirilmiş makrogrup sabitlerinin belirlenmesidir. Birim hücrenin K adet içiçe dairesel homojen bölgeden oluştuğunu varsayarsak ve k'ıncı homojen bölgedeki halka sayısını L_k ile simgeliendirirsek, k'ıncı bölge g'inci mikrogrup ortalama akısı:

$$\bar{\phi}_g^k = \frac{\int_{V_k} dV \int_{E_g}^{E_{g+1}} dE \phi(\vec{r}, E)}{V_k} \quad (4.64)$$

$$\bar{\phi}_g^k = \frac{\int_{V_k} \phi_g(\vec{r}) dV}{V_k} \quad (4.65)$$

$$\bar{\phi}_g^k = \frac{\sum_{l=1}^{L_k} \phi_g^l V_k^l}{V_k} \quad (4.66)$$

şeklinde hesaplanır. Burada V_k k'ıncı bölgenin hacmidir. Difüzyon hesabı için kullanılacak makrogrup sayısını J ile belirtir ve j'inci makrogrupun $\tilde{E}_j$ ile $\tilde{E}_{j+1}$ arasında yer aldığını varsayarsak, k'ıncı homojen bölge j'inci makrogrup tesir kesitleri:

$$\Sigma_{\alpha,j}^k = \frac{\int_{\tilde{E}_j}^{\tilde{E}_{j+1}} \Sigma_{\alpha}^k(E) \bar{\phi}^k(E) dE}{\int_{\tilde{E}_j}^{\tilde{E}_{j+1}} \bar{\phi}^k(E) dE} \quad (4.67)$$

$$\Sigma_{\alpha,j}^k = \frac{\sum_{\substack{g=1 \\ g \in j}}^G \Sigma_{\alpha}^{k,g} \bar{\phi}_g^k}{\sum_{\substack{g=1 \\ g \in j}}^G \bar{\phi}_g^k} \quad (4.68)$$

şeklinde hesaplanabilir. Makro gruplar arası saçılma tesir kesitleri:

$$\Sigma_{s,j \leftarrow j'}^k = \frac{\int_{\bar{E}_j}^{\bar{E}_{j-1}} dE \int_{\bar{E}_{j'}}^{\bar{E}_{j'-1}} dE' \Sigma_{\alpha,j}^k(E' \rightarrow E) \bar{\phi}^k(E')}{\int_{\bar{E}_{j'}}^{\bar{E}_{j-1}} \bar{\phi}^k(E') dE} \quad (4.69)$$

$$\Sigma_{s,j \leftarrow j'}^k = \frac{\sum_{\substack{g=1 \\ g \in j}}^G \sum_{\substack{g'=1 \\ g' \in j'}}^G \Sigma_{s,g \leftarrow g'}^k \bar{\phi}_{g'}^k}{\sum_{\substack{g'=1 \\ g' \in j'}}^G \bar{\phi}_{g'}^k} \quad (4.70)$$

bağıntıları ile saptanabilir. Homojen bölge makrogrup difüzyon sabitleri ise:

$$D_j^k = \frac{\sum_{\substack{g=1 \\ g \in j}}^G D^{k,g} \bar{\phi}_g^k}{\sum_{\substack{g=1 \\ g \in j}}^G \bar{\phi}_g^k} \quad (4.71)$$

bağıntısı ile hesaplanmıştır. Birim hücrenin homojenleştirilmiş makro grup tesir kesitleri ise:

$$\bar{\phi}^{k,j} = \sum_{\substack{g=1 \\ g \in j}}^G \bar{\phi}_g^k \quad (4.72)$$

makro grup homojen bölge ortalama akı tanımı kullanılarak:

$$\Sigma_{\alpha,j} = \frac{\sum_{k=1}^K \Sigma_{\alpha,j}^k \bar{\phi}^{k,j} V^k}{\sum_{k=1}^K \bar{\phi}^{k,j} V^k} \quad (4.73)$$

denklemini yardımıyla hesaplanırlar. Homojenleştirilmiş gruptan gruba saçılma tesir kesitleri ve homojenleştirilmiş difüzyon sabitleri hesabı da (4.73) denkleminde belirtildiği şekilde hesaplanır.



5. UYGULAMALAR

Bölüm 4 de sunulan çok gruplu çarpışma olasılıklı integral transport metodu geliştirdiğimiz CPFS adlı programa uyarlanmıştır. CPFS programı FORTRAN dilinde yazılmış ve UNIX işletim sistemi altında çalıştırılmıştır. CPFS programı, sınırlı sayıda bir veri kütüphanesi kullanmaktadır. Bu veri kütüphanesi 14 adet çekirdek içermektedir ve 33 adet mikrogrup kullanmıştır. Spektrum hesabı için gerekli olan mikroskopik yutma ve fisyon tesir kesitleri ile, U^{238} için esnek olmayan saçılma tesir kesitleri matrisi ve mikroskopik esnek saçılma tesir kesitleri ile $(1 - \mu_i)$ çarpımı değerleri FARCON[14] adlı programdan alınmıştır. İntegral transport metodu için gerekli olan mikroskopik esnek saçılma tesir kesitleri ile grup içi ve gruptan gruba mikroskopik saçılma tesir kesitleri 25 gruplu Bonderanko[15] veri kütüphanesinden alınarak bir bilgisayar programı aracılığıyla 33 gruplu hale getirilmiş ve CPFS kütüphanesine aktarılmıştır. Mikroskopik tesir kesitlerinin 25 gruptan 33 gruba çıkartılması aşamasında geliştirilen formülasyonlar Ek A' da sunulmaktadır. CPFS'de 33 grup için hesaplanan mikrogrup akıları beklendiği gibi, hızlı bölgede yakıtta maksimum, yavaşlatıcıda minimum, epitermal bölgede ise tam tersi bir değer almakta ve bu durum Ek B'de bazı gruplar için sunulan grafiklerde gözlemlenmektedir.

CPFS'de elde edilen sonuçlar için karşılaştırma yapabilmek amacıyla SPEC[10] ve FARCON programlarında koşulan problemler geliştirdiğimiz CPFS programı ile de koşulmuştur. Bu nedenle burada SPEC ve FARCON programları hakkında kısaca bilgi verilecektir;

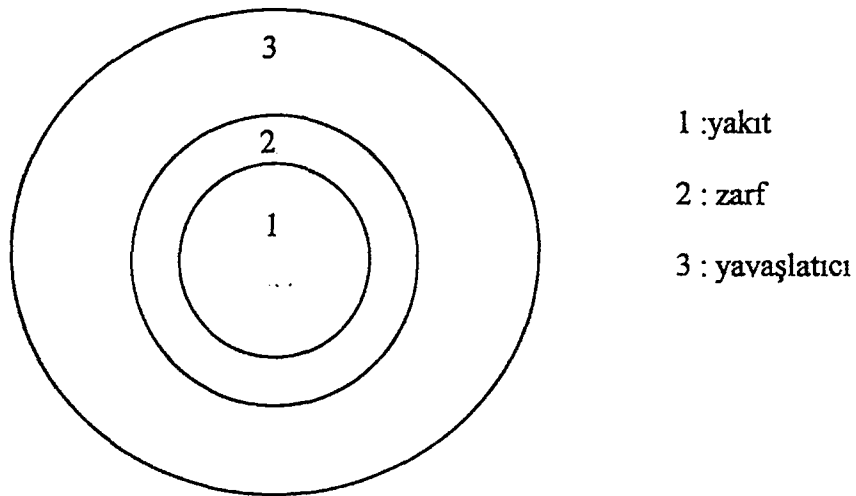
SPEC; letarjiye bağlı P-1 denklemlerinden hareket edilerek, esnek saçılma hesabı için hidrojen dışında tüm çekirdekler için Grueling-Goertzel yaklaşımı yapılarak, elde edilen sonuçların uygulandığı fortran-77 dilinde bir programdır. SPEC'te 14 çekirdek tipi ve 33 mikrogrup için hızlı ve epitermal grup sabitleri hesabı yapılmaktadır. Esnek olmayan saçılma yalnızca U^{238} için ele alınmaktadır.

Rezonans hesabı bir alt programla yapılmakta ve yakıt, zarf, yavaşlatıcı hacim oranları ya programa dışarıdan girdilenmekte ya da program içerisinde hesaplanmaktadır. Elde edilen rezonans integralleri ampirik bir bağıntı olan Strawbridge bağıntısı ile normalize edilmektedir.

FARCON; letarjiye bağlı çok gruplu difüzyon denklemlerinden hareket edilerek ve hidrojen hariç tüm çekirdekler için çağ kuramı kullanılarak, elde edilen sonuçların uygulandığı FORTRAN dilinde bir programdır. FARCON'da 14 çekirdek tipi ve 33 mikrogrup için hızlı spektrum hesabı yapılmaktadır. Esnek olmayan saçılmalar sadece U^{238} için ele alınmıştır. Rezonanstan kaçma olasılıkları ya program içerisinde bir alt programla hesaplanmakta ya da programa dışarıdan girdilenmektedir. Rezonanstan kaçma olasılıkları program içinde hesaplanıyorsa, toplam rezonans integralleri Strawbridge bağıntısı ile normalize edilmektedir.

CPFS programını doğrulamak amacıyla FARCON ve SPEC programları yardımıyla daha önce çözümlenmiş olan üç ayrı problem koşulmuştur. İlk iki problem bir hafif su reaktörü olan basınçlı su reaktörüdür(PWR), son problem ise İ.T.Ü Nükleer Enerji Enstitüsü içinde bulunan bir araştırma reaktörü olan TRIGA MarkII Reaktörü'dür. Bu reaktör çeşitleri için hesaplanan homojenleştirilmiş hücre tesir kesitleri SPEC ve FARCON sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

Basınçlı su reaktörü birim hücresi için koşulan her iki problemde de birim hücre yapısı ve malzemeler aynıdır. Birim hücre yapısı şekil 5.1 deki gibi ifade edilebilir.



Şekil 5.1 Basınçlı su reaktörü birim hücre yapısı

Birim hücrede yakıt malzemesi UO_2 , zarf malzemesi Zr ve yavaşlatıcı malzemesi ise H_2O dur. Her iki problemde de rezonans hesabı SPEC'ten alınan REP adlı bir altprogramla hesaplanmış ve birim hücre yapısı altıgen olarak alınmıştır.

PROBLEM 1

Birim hücre için yakıt yarıçapı 0.472cm. , zarf yarıçapı 0.537cm. , ve yavaşlatıcı yarıçapı ise 0.811cm. dir. Rezonans hesabı için programa dışarıdan girdilen hacim oranları, yakıt için 0.339, zarf için 0.100 ve yavaşlatıcı için 0.561 dir. Yakıtın yüzey sıcaklığı 866.3 °K ve merkez sıcaklığı ise 1644.1 °K alınmıştır. Yakıt zenginliği

%3.35 olarak alınırken, UO_2 ' in yoğunluğu $10.30 \frac{gr}{cm^3}$ olarak alınmıştır. CPFS

programında integral transport metodu kullanıldığından ve heterojen geometrik yapı olduğu gibi ele alındığından, daha önce SPEC ve FARCON'da homojen olarak ele alınan birim hücre çekirdek yoğunlukları hacim oranlarına bölünerek, CPFS için gerekli olan heterojen çekirdek yoğunlukları hesaplanmış ve programa girdilenmiştir. Birim hücre çekirdek yoğunlukları tablo 5.1 de sunulmaktadır.

TABLO 5.1 PWR Problem 1 için birim hücre heterojen çekirdek

Yoğunlukları

MALZEME	N(çek/cm ³)
Zirkonyum 2	3.228E-02
Hidrojen	5.4314E-02
Oksijen(yakıt)	3.5816E-02
Oksijen(yavaşlatıcı)	2.7157E-02
U^{235}	6.0472E-04
U^{238}	1.7303E-02
Boron-10	0.178253E-04

Sonuçlar;

Ak1 Büküm=0.1000E-04

HIZLI

TABLO 5.2 PWR için 1. Problem sonuçları

PROGRAM	D	Σ_a	$\Sigma_{s,g+1 \leftarrow g}$	$\nu \Sigma_f$
CPFS	2.142	0.26499E-02	0.37284E-01	0.31999E-2
SPEC	1.996	0.26478E-02	0.30473E-01	0.44376E-2
FARCON	1.830	0.24286E-02	0.38697E-01	0.30553E-2

REZONANS

PROGRAM	D	Σ_a	$\Sigma_{s,g+1 \leftarrow g}$	$\nu \Sigma_f$
CPFS	0.870	0.20317E-01	0.60756E-01	0.81683E-2
SPEC	0.835	0.24620E-01	0.58715E-01	0.68788E-2
FARCON	0.835	0.24028E-01	0.56105E-01	0.88877E-2

Tablo (5.2) de verilen sonuçlardan görüldüğü gibi CPFS, SPEC ve FARCON'da difüzyon sabitleri hızlı bölgede birbirlerinden farklı değerler almakta ve bu bölgede CPFS'de elde edilen değer diğerlerinden daha büyük olduğu gözlenmektedir. Rezonans bölgesinde SPEC ve FARCON'da difüzyon sabitleri aynı değerleri almalarına karşın CPFS'de yine daha büyük bir değer aldığı görülmektedir. Difüzyon sabitlerindeki bu farklılıklar yapılan yaklaşımların farklılığından kaynaklanmaktadır. CPFS'de yutma tesir kesiti hızlı bölgede SPEC'le büyük ölçüde uyum göstermesine karşılık, rezonans bölgesinde her iki programdan da daha düşük bir değer elde edildiği görülmektedir.. Gruptan gruba saçılma tesir kesiti için hızlı bölgede CPFS için diğer iki programda elde edilen değerlerin arasında bir değer aldığı gözlenirken, rezonans bölgesinde CPFS'de elde edilen değer diğerlerinden daha büyük olduğu görülmektedir. Her üç programda grup akıllarında gözlenen farklılık farklı normalizasyonlar yapılmış olmasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca fisyon verim tesir kesiti için CPFS'de elde edilen değer diğer iki programdaki sonuçların arasında bir değer aldığı, buna karşılık FARCON sonuçlarına daha yakın olduğu da gözlenmektedir.

PROBLEM 2

Basınçlı su reaktörü birim hücresi için koşulan ikinci problemde yakıt yarıçapı 0.455cm. , zarf yarıçapı 0.548cm. ve yavaşlatıcı yarıçapı 0.829cm. olarak alınmıştır. Birim hücre hacim oranları yakıt için 0.301, zarf için 0.136 ve yavaşlatıcı için ise 0.562 olarak programa girdilenmiştir. Yakıtın yüzey sıcaklığı 563.0 Kelvin, merkez sıcaklığı ise 1126.0 Kelvin olarak alınmıştır. Yakıt zenginliği % 3.5 olarak alınırken,

UO_2 'nin yoğunluğu $9.92 \frac{gr}{cm^3}$ olarak alınmıştır. Spektrum hesabı için gerekli olan

birim hücre çekirdek yoğunlukları tablo 5.3 de sunulmaktadır.

TABLO 5.3 PWR Problem 2 için birim hücre heterojen çekirdek

Yoğunlukları

MALZEME	N(çek/cm ³)
Zirkonyum 2	4.1082E-02
Hidrojen	5.0263E-02
Oksijen(yakıt)	4.4247E-02
Oksijen(yavaşlatıcı)	2.5132E-02
U ²³⁵	7.9734E-04
U ²³⁸	2.1326E-02

Sonuçlar;

Akı Büküm=0.1000E-04

HIZLI

TABLO 5.4PWR için 2. Problem sonuçları

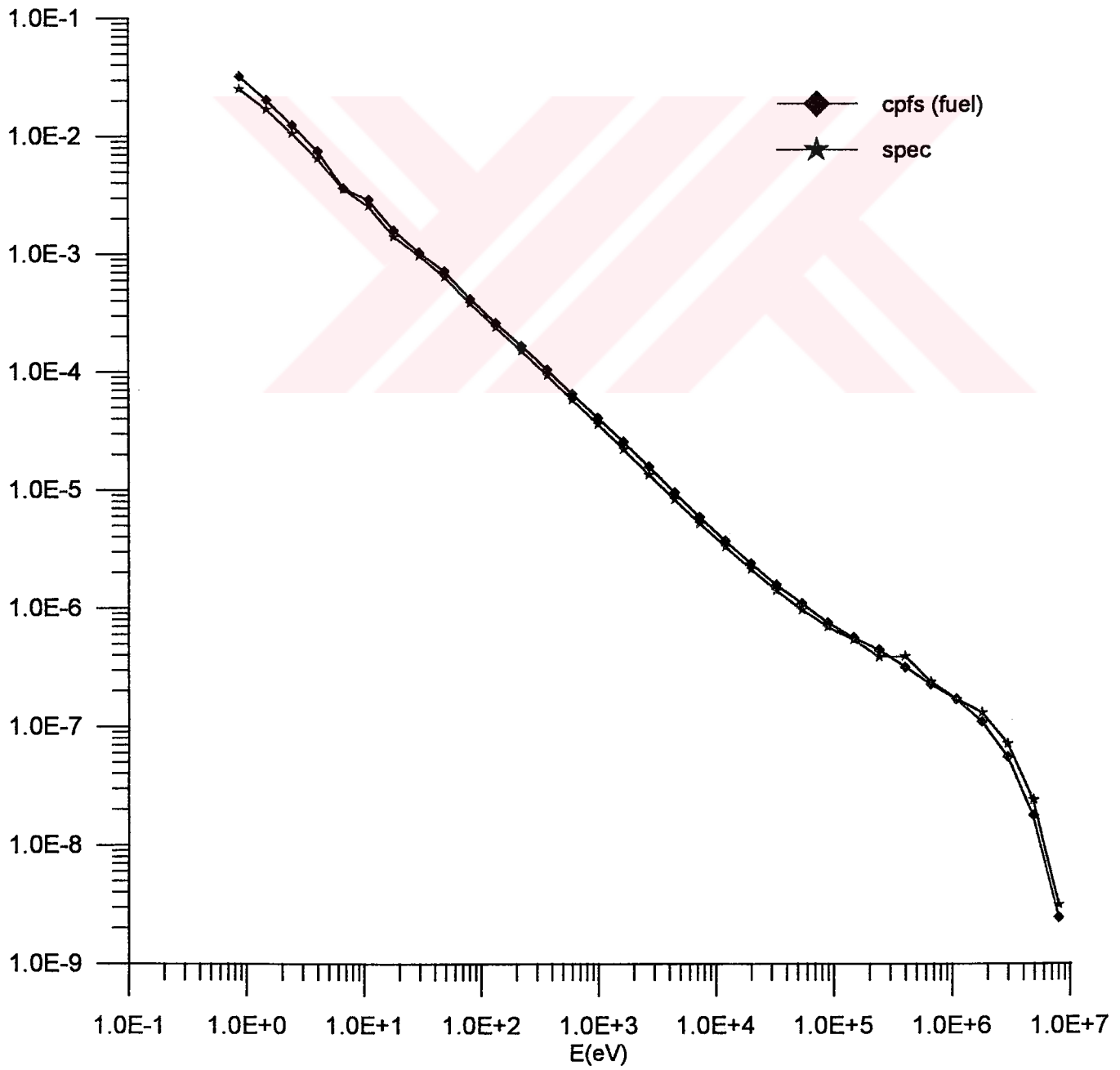
PROGRAM	D	Σ_a	$\Sigma_{s,g+1 \leftarrow g}$	$\nu \Sigma_f$
CPFS	2.082	0.29450E-02	0.35543E-01	0.35055E-2
SPEC	1.910	0.29325E-02	0.28455E-01	0.48889E-2
FARCON	1.740	0.26947E-02	0.34960E-01	0.34281E-2

REZONANS

PROGRAM	D	Σ_a	$\Sigma_{s,g+1 \leftarrow g}$	$\nu \Sigma_f$
CPFS	0.829	0.20818E-01	0.56101E-01	0.94738E-2
SPEC	0.823	0.21027E-01	0.55638E-01	0.80666E-2
FARCON	0.822	0.20560E-01	0.52189E-01	0.10390E-1

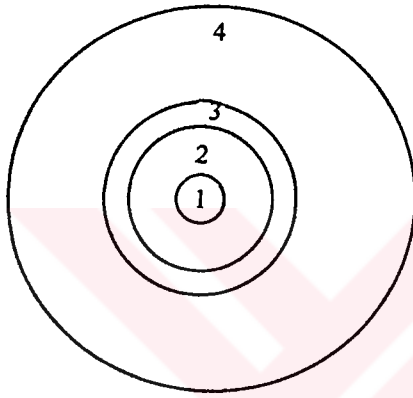
Basınçlı su reaktörü birim hücresi için koşulan ikinci problemde de CPFS’de elde edilen difüzyon sabiti değerinin hızlı ve epitermal bölgede diğer programlara göre, daha büyük değerler elde edildiği gözlenmektedir. Bunun nedeni daha önceki problemde de belirtildiği gibi farklı yaklaşımlar yapılmasından kaynaklanmaktadır. Yutma tesir kesiti hızlı bölgede SPEC’le büyük ölçüde uyum gösterirken, epitermal bölgede FARCON’la uyum içinde olduğu gözlenmektedir. Gruptan gruba saçılma tesir kesiti birinci problemdeki ile benzer şekilde, hızlı bölgede CPFS’ den elde edilen sonuç SPEC’le FARCON’un arasında bir değer almakta, buna karşılık epitermal bölgede CPFS için diğer iki programdan daha büyük bir sonuç elde edildiği gözlenmektedir. Grup akılarının her üç programda farklı değerler aldığı görülürken, CPFS değerlerinin diğerlerinden daha küçük olduğu gözlenmektedir. Bu farklılıklar daha öncede belirtildiği gibi, yapılan normalizasyonların farklılığından kaynaklanmaktadır. CPFS’de elde edilen fisyon verim tesir kesitinin diğer iki programın sonuçlarının arasında bir değer aldığı da görülmektedir.

Ayrıca basınçlı su reaktörü birim hücresi için CPFS’de ve SPEC’te elde edilen spektrum fonksiyoları arasındaki ilişki şekil 5.2’deki grafikte sunulmaktadır.



Şekil 5.2 SPEC ve CPFS için spektrum fonksiyonları

Termal reaktör hesabından sonra, TRİGA MarkII Reaktörü için de hesap yapmak amacıyla CPFS programı çalıştırılmıştır. Dört bölgeden oluşan reaktör kare birim hücresi Wigner-Seitz hücresine dönüştürülmüştür. Karşılaştırma yapmak amacıyla daha önce Spec programında TRİGA MarkII Reaktörü için koşulan bir problem CPFS’de üçüncü bir problem olarak koşulmuştur. Bunun için öncelikle rezonans hesabı yapan REP altprogramı TRİGA MarkII Reaktörü’nün özelliklerine göre değiştirilmiştir. TRİGA Reaktörü için koşulan problemde alınan değerler ve problemin sonuçları aşağıdaki gibi sunulabilir;



1. Zirkonyum çubuk
2. yakıt
3. zarf
4. yavaşlatıcı

Şekil 5.3 TRİGA Reaktörü birim hücresi

PROBLEM 3

TRİGA MarkII Reaktörü’nde yakıtın aktif kısmı katı $\text{U-ZrH}_{1.6}$ (Uranyum zirkonyum hidrat) karışımıdır. Uranyum %20 zenginlikte olup, yakıtın ağırlıkça %8.5’ini meydana getirmektedir. Hidrojen atomunun zirkonyum atomuna oranı 1.6’dır. Yakıt elemanında kullanılan zarf malzemesi ise 304 paslanmaz çeliktir. Birim hücre içinde moderatör bölgesi, tüm reaktörde soğutucu ve yavaşlatıcı olarak kullanılan H_2O dan oluşmaktadır. Rezonans hesabı için birim hücre altıgen şebeke olarak alınmış ve hacim oranları yakıt için 0.5650, zarf için 0.0322, yavaşlatıcı için ise 0.4020 olarak programa girdilenmiştir. Birim hücre için malzeme yarıçapları, zirkonyum çubuk için 0.254cm. , yakıt için 1.816cm. , zarf için 1.867cm. ve yavaşlatıcı için ise 2.415cm. olarak alınmıştır. Yakıtın yüzey sıcaklığı 411.0 $^{\circ}\text{K}$, merkez sıcaklığı ise 526.0 $^{\circ}\text{K}$ dir. TRİGA Reaktörü homojen çekirdek yoğunlukları [16] nolu referanstan alınarak, heterojen geometri için tekrar hesaplanmıştır.

Spektrum hesabı için programa girdilene birim hücre heterojen çekirdek yoğunlukları tablo 5.5 te sunulmaktadır

TABLO 5.5 TRIGA problemi için birim hücre heterojen çekirdek yoğunlukları

MALZEME	$N(\text{çek/cm}^3)$
Zr çubuk	0.04301
ZrH _{1.6} içindeki Zr	0.03519
ZrH _{1.6} içindeki H	0.0563
U ²³⁵	0.0002581
U ²³⁸	0.0010197
SS-304	0.08589
H (yavaşlatıcı)	0.06685
Oksijen	0.033246

TRİGA MarkII Reaktörü için CPFS’de iki gruplu ve tek gruplu makroskopik tesir kesitleri elde edilmiş fakat diğer programların sonuçları ile karşılaştırma işlemi tek gruplu makroskopik tesir kesitleri için yapılmıştır;

Sonuçlar;

TABLO 5.6 TRİGA için iki gruplu makroskopik tesir kesitleri

	D	Σ_a	$\Sigma_{s,g+1 \leftarrow g}$
HIZLI	1.876	0.790262E-03	0.619655E-01
REZONANS	0.548	0.807261E-02	1.275464E-01

HIZLI TABLO 5.7 TRİGA için tek gruplu makroskopik tesir kesitleri

PROGRAM	D	Σ_a	$\Sigma_{s,g+1 \leftarrow g}$
CPFS	1.460	0.30744E-02	0.401403E-01
SPEC	1.536	0.25047E-02	0.39533E-01

TABLO 5.8 Tek gruplu CPFS sonuçlarının farklı spektrum kodları ile karşılaştırılması

PROGRAM	D	Σ_a
SPEC	0.536	0.25047E-02
GGC-4	1.828	0.28180E-02
BONDERANKO	1.370	1.25500E-02
CPFS	1.460	0.307441E-02

Tablo 5.7 de verilen sonuçlardan görüldüğü gibi, CPFS'deki sonuçlar SPEC programında elde edilen sonuçlarla karşılaştırıldığında, difüzyon sabiti için daha küçük bir değer elde edilirken, yutma ve gruptan gruba saçılma tesir kesitleri için daha büyük değerler elde edildiği görülmektedir. Ayrıca CPFS'deki sonuçlar GGC-4 ve BONDERANKO'dan elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Difüzyon sabitinin SPEC ve BONDERANKO arasında yer aldığını buna karşın yutma tesir kesitinin ise GGC-4 kodu ile uyum içinde olduğu gözlenmektedir. Ayrıca TRİGA için mikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimlerini veren grafikler, bazı gruplar için Ek B'de sunulmuştur.

KAYNAKLAR

- [1] Williams , M. M. , 1966. The Slowing Down and Thermalization of Neutrons, Publishing Company, North Holland.
- [2] Honeck, H.C., 1961. Thermos; 'A Thermalization Transport Code For Reactor Lattice Calculation', BNL-5826.
- [3] Grueling, E. , Goertzel, G. , 1960. Nuclear Science and Eng. Vol:7 Pa;69-72.
- [4] Henry, A. F. , 1975. Nuclear Reactor Analysis , The MIT Press
- [5] Duderstadt, J.L., Hamilton, L.J., 1976. Nuclear Reactor Analysis
- [6] Honeck, H. C. , 1966. ENDF/B Specifications for an evaluated nuclear data file for reactor applications, BNL-50066, Cross Section Evaluation Center, Brookhaven National Laboratuary.
- [7] Yılmaztürk,M., 1988. Bir Hafif Su Reaktörü Birim Hücresinde U^{238} Rezonans İntegralleri İçin Bir Hesaplama Yöntemi, *Yüksek Lisans Tezi*, İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü, İstanbul.
- [8] Bell, G. I. , Glasstone, S. , 1970 Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Reinhold Company.
- [9]] Özgener, H.A., 'Reaktor Teorisi I-II ' Ders Notları , İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü, İstanbul.
- [10] Aslan, S., 1990. Düzeltilmiş Grueling-Goertzel Yaklaşımı İle Bir P-1 Hızlı Spektrum Hesap Yöntemi, *Yüksek Lisans Tezi*, İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü, İstanbul.
- [11] Lewis, E.E., Jr. Miller W.F. , John Wiley and Sons, Computational Methods of Neutron Transport.
- [12] Stamm'ler, R.J.J., Abbate, M.J., 1983. Methods of Steady-State Reactor Physics in Nuclear Design, Academic Press.
- [13] Özgener, B., Özgener, H.A., 1998. Beyaz Sınır Koşullu Çarpışma Olasılıkları Yöntemi İle Dezavantaj Faktörü Hesabı, TFD 17. Fizik Kongresi, Alanya, Ekim 27-31.
- [14] Kulikowska, T., Szezesna, B., 1984. The VPI Program Package, İnstitute of Atomic Energy, Poland.
- [15] Bondarenko, L.L., 1964. Group Constants For Nuclear Reactor Calculations, Consultants Bureau, New York
- [16] Aral, M., 1985. İ.T.Ü TRİGA MarkII Araştırma Reaktörü Kullanılmış Yakıt Çukuru, *Yüksek Lisans Tezi*, İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü, İstanbul.

EK-A

CPFS’de 33 grup kullanıldığından dolayı, 25 gruplu BONDERANKO tesir kesitleri aşağıda verilen formülasyonlarla 33 gruplu hale getirilmiştir.

AŞAĞI SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

$$\sigma_s^{g \leftarrow g-1} = \frac{\int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE' \sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(E')}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(E) dE} \quad (A.1)$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g-1} = \frac{\int_{\alpha E'}^{E_g} dE \int_{E_g}^{\frac{E_g}{\alpha}} dE' \frac{\sigma_s(E')}{(1-\alpha)E'} \phi(E')}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(E) dE} \quad (A.2)$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g-1} = \frac{\int_{E_g}^{\frac{E_g}{\alpha}} dE' \frac{(E_g - \alpha E') \sigma_s(E')}{E'} \phi(E')}{(1-\alpha) \int_{E_g}^{E_{g-1}} \phi(E) dE} \quad (A.3)$$

a) $\phi(E) = \chi(E)$ for $g=1,2$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g-1} = \frac{\sigma_s^{g-1} \int_{E_g}^{\frac{E_g}{\alpha}} dE' \frac{(E_g - \alpha E')}{E'} \chi(E')}{(1-\alpha) \int_{E_g}^{E_{g-1}} \chi(E) dE} \quad (A.4)$$

$$I = \int_{E_g}^{\frac{E_g}{\alpha}} \frac{E_g - \alpha E}{E} \chi(E) dE \quad E_g \leq E \leq \frac{E_g}{\alpha} \quad (\text{A.5})$$

Tanım; $u = aE + b \quad -1 \leq u \leq 1$

$$u = \frac{2\alpha}{(1-\alpha)E_g} E - \frac{\alpha+1}{1-\alpha} \quad (\text{A.6})$$

$$E(u) = \frac{(1-\alpha)E_g}{2\alpha} u + \frac{(\alpha+1)E_g}{2\alpha} \quad (\text{A.7})$$

$$E = \frac{E_g}{2\alpha} [(1-\alpha)u + \alpha + 1] \quad (\text{A.8})$$

$$dE = \frac{(1-\alpha)E_g}{2\alpha} du \quad (\text{A.9})$$

$$I = \frac{(1-\alpha)E_g}{2\alpha} \int_{-1}^1 \frac{E_g - \alpha E(u)}{E(u)} \chi(E(u)) du \quad (\text{A.10})$$

$$I = \frac{(1-\alpha)E_g}{2\alpha} \sum_{n=1}^{15} \frac{E_g - \alpha E(u_n)}{E(u_n)} \chi(E(u_n)) w_n \quad (\text{A.11})$$

$$\chi(E(u_n)) = 0.453e^{-1.036E(u_n)} \sinh \sqrt{2.29E(u_n)} \quad (\text{A.12})$$

$$\Pi = \int_{E_g}^{E_{g-1}} \chi(E) dE \quad E_g \leq E \leq E_{g-1} \quad (\text{A.13})$$

$$-1 \leq u \leq 1$$

$$u = \frac{2}{E_{g-1} - E_g} E - \frac{E_{g-1} + E_g}{E_{g-1} - E_g} \quad (\text{A.14})$$

$$E(u) = \frac{E_{g-1} - E_g}{2} u + \frac{E_{g-1} + E_g}{2} \quad (\text{A.15})$$

$$dE = \frac{E_{g-1} - E_g}{2} du \quad (\text{A.16})$$

$$\Pi = \frac{E_{g-1} - E_g}{2} \int_{-1}^1 \chi(E(u)) du \quad (\text{A.17})$$

$$\Pi = \frac{E_{g-1} - E_g}{2} \sum_{n=1}^{15} \chi(E(u_n)) w_n \quad (\text{A.18})$$

$$\chi(E(u_n)) = 0.453e^{-1.036E(u_n)} \sinh \sqrt{2.29E(u_n)} \quad (\text{A.19})$$

$$\text{b) } \phi(E) = \frac{1}{E} \quad \text{for } g=3, \dots, 33$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g-1} = \frac{\sigma_s^{g-1} \int_{E_g}^{\frac{E_g}{\alpha}} dE' \frac{(E_g - \alpha E')}{E'} \frac{1}{E'}}{(1-\alpha) \int_{E_g}^{\frac{E_{g-1}}{\alpha}} \frac{1}{E} dE} \quad (\text{A.20})$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g-1} = \frac{\sigma_s^{g-1} [E_g \int_{E_g}^{\frac{E_g}{\alpha}} \frac{dE}{E^2} - \alpha \int_{E_g}^{\frac{E_g}{\alpha}} \frac{1}{E} dE]}{(1-\alpha) \ell n \left(\frac{E_{g-1}}{E_g} \right)} \quad (\text{A.21})$$

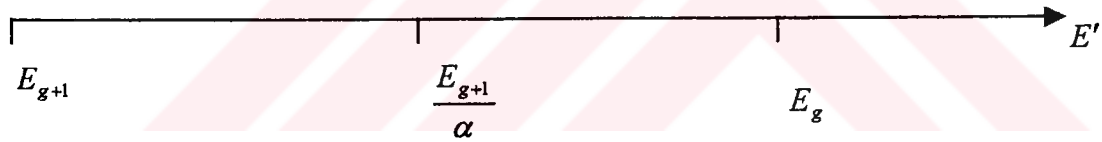
$$\sigma_s^{g \leftarrow g-1} = \frac{\sigma_s^{g-1} [E_g \frac{(1-\alpha)}{E_g} - \alpha \ell n \left(\frac{1}{\alpha} \right)]}{(1-\alpha) \ell n \left(\frac{E_{g-1}}{E_g} \right)} \quad (\text{A.22})$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g-1} = \frac{\sigma_s^{g-1} \left(1 + \frac{\alpha \ell n \alpha}{1-\alpha} \right)}{\Delta u_{g-1}} = \frac{\sigma_s^{g-1} \xi_{g-1}}{\Delta u_{g-1}} \quad (\text{A.23})$$

HİDROJEN HARİCİ ÇEKİRDEKLER İÇİN GRUP İÇİ SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\int_{E_{g+1}}^{E_g} dE' \int_{\max\{\alpha E', E_{g+1}\}}^{E'} dE \frac{\sigma_s(E')}{(1-\alpha)E'} \phi(E')}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi(E) dE} \quad (\text{A.24})$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\sigma_s^g}{1-\alpha} \frac{\int_{E_{g+1}}^{E_g} dE' \int_{\max\{\alpha E', E_{g+1}\}}^{E'} dE \frac{\phi(E')}{E'}}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi(E) dE} \quad (\text{A.25})$$



a) $\frac{E_{g+1}}{\alpha} > E_g \rightarrow \frac{E_{g+1}}{E_g} > \alpha$ spec grup yapısı içinde en hafif çekirdekler için bile gerçekleşmiyor.

b) $\frac{E_{g+1}}{\alpha} < E_g \rightarrow \frac{E_{g+1}}{E_g} < \alpha$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\int_{E_{g+1}}^{\frac{E_{g+1}}{\alpha}} dE' \int_{E_{g+1}}^{E'} dE \frac{\phi(E')}{(1-\alpha)E'} \sigma_s^{E'} + \int_{\frac{E_{g+1}}{\alpha}}^{E_g} dE' \int_{\alpha E'}^{E'} \frac{\sigma_s(E')}{(1-\alpha)E'} \phi(E') dE}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi(E) dE} \quad (\text{A.26})$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\sigma_s^g \left[\int_{E_{g+1}}^{\frac{E_{g+1}}{\alpha}} dE' \frac{\phi(E')}{E'} \int_{E_{g+1}}^{E'} dE + \int_{\frac{E_{g+1}}{\alpha}}^{E_g} dE' \frac{\phi(E')}{E'} \int_{\alpha E'}^{E'} dE \right]}{(1-\alpha) \int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi(E) dE} \quad (\text{A.27})$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\sigma_s^g \left[\int_{E_{g+1}}^{\frac{E_{g+1}}{\alpha}} \frac{(E' - E_{g+1})}{E'} \phi(E') dE' + \int_{\frac{E_{g+1}}{\alpha}}^{E_g} (1-\alpha) \phi(E') dE' \right]}{(1-\alpha) \int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi(E) dE} \quad (\text{A.28})$$

a) $g=1,2$ için $\phi(E) = \chi(E)$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\sigma_s^g \left[\int_{E_{g+1}}^{\frac{E_{g+1}}{\alpha}} \frac{(E' - E_{g+1})}{E'} \chi(E') dE' + (1-\alpha) \int_{\frac{E_{g+1}}{\alpha}}^{E_g} \chi(E'') dE'' \right]}{(1-\alpha) \int_{E_{g+1}}^{E_g} \chi(E) dE} \quad (\text{A.29})$$

b) $g=3, \dots, 33$ için $\phi(E) = \frac{1}{E}$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\sigma_s^g}{1-\alpha} \frac{\int_{E_{g+1}}^{\frac{E_{g+1}}{\alpha}} \frac{E' - E_{g+1}}{E'^2} dE' + (1-\alpha) \int_{\frac{E_{g+1}}{\alpha}}^{E_g} \frac{dE}{E}}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \frac{dE}{E}} \quad (\text{A.30})$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\sigma_s^g}{1 - \alpha} \frac{\ln\left(\frac{1}{\alpha}\right) + (1 - \alpha) \left(\ln\left(\frac{\alpha E_g}{E_{g+1}}\right) - 1 \right)}{\ln\left(\frac{E_g}{E_{g+1}}\right)} \quad (\text{A.31})$$

HİDROJEN İÇİN GRUP İÇİ SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\int_{E_{g+1}}^{E'} dE \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE' \sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(E')}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi(E') dE'} \quad (\text{A.32})$$

$$\sigma_s(E' \rightarrow E) = \frac{\sigma_s(E')}{(1 - \alpha)E'} \quad \alpha E' \leq E \leq E' \quad , \quad \alpha = 0 \quad (\text{A.33})$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\int_{E_{g+1}}^{E'} dE \int_{E_{g+1}}^{E_g} dE' \frac{\sigma_s(E')}{E'} \phi(E')}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi(E') dE'} \quad (\text{A.34})$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \frac{(E' - E_{g+1})}{E'} \sigma_s(E') \phi(E') dE'}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \phi(E) dE} \quad (\text{A.35})$$

$$\sigma_s(E') = \sigma_s^g$$

$$\phi(E) = \begin{cases} \chi(E) & \text{filyon enerji bölgesi} \\ \frac{1}{E} & \end{cases}$$

$$a) \phi(E) = \chi(E) = 0.453e^{-1.036E} \sinh \sqrt{2.29E} \quad g=1,2 \text{ için} \quad (A.36)$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\sigma_s^g \int_{E_{g+1}}^{E_g} \frac{(E' - E_{g+1})}{E'} 0.453e^{-1.036E'} \sinh \sqrt{2.29E'} dE'}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} 0.453e^{-1.036E'} \sinh \sqrt{2.29E'} dE'} \quad (A.37)$$

$$b) \phi(E) = \frac{1}{E} \quad g=3,...33 \text{ için}$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \frac{\sigma_s^g \int_{E_{g+1}}^{E_g} \frac{(E' - E_{g+1})}{(E')^2} dE'}{\int_{E_{g+1}}^{E_g} \frac{dE'}{E'}} \quad (A.38)$$

$$\sigma_s^{g \leftarrow g} = \sigma_s^g \left[1 - \frac{\left(1 - \frac{E_{g+1}}{E_g} \right)}{\ln \left(\frac{E_g}{E_{g+1}} \right)} \right] \quad (A.39)$$

HİDROJEN İÇİN GRUPTAN GRUBA SAÇILMA TESİR KESİTLERİNİN HESAPLANMASI

$$\sigma^{g \leftarrow h} = \frac{\int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(E')}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} \phi(E) dE} \quad (A.40)$$

$$\sigma_s(E' \rightarrow E) = \frac{\sigma_s(E')}{(1-\alpha)E'} \quad \alpha E' < E < E' \quad , \quad \alpha=0 \quad (A.41)$$

$$\sigma^{g \leftarrow h} = \frac{\int_{E_{g+1}}^{E_g} dE \int_{E_{h+1}}^{E_h} dE' \frac{\sigma_s(E')}{E'} \phi(E')}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} \phi(E) dE} \quad (\text{A.42})$$

$$\sigma_s(E') = \sigma_s^h$$

$$\sigma^{g \leftarrow h} = (E_g - E_{g+1}) \sigma_s^h \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} \frac{\phi(E)}{E} dE}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} \phi(E) dE} \quad (\text{A.43})$$

$$\text{a) } \phi(E) = \chi(E) = 0.453 e^{-1.036E} \sinh \sqrt{2.29E} \quad g=1,2 \text{ için} \quad (\text{A.44})$$

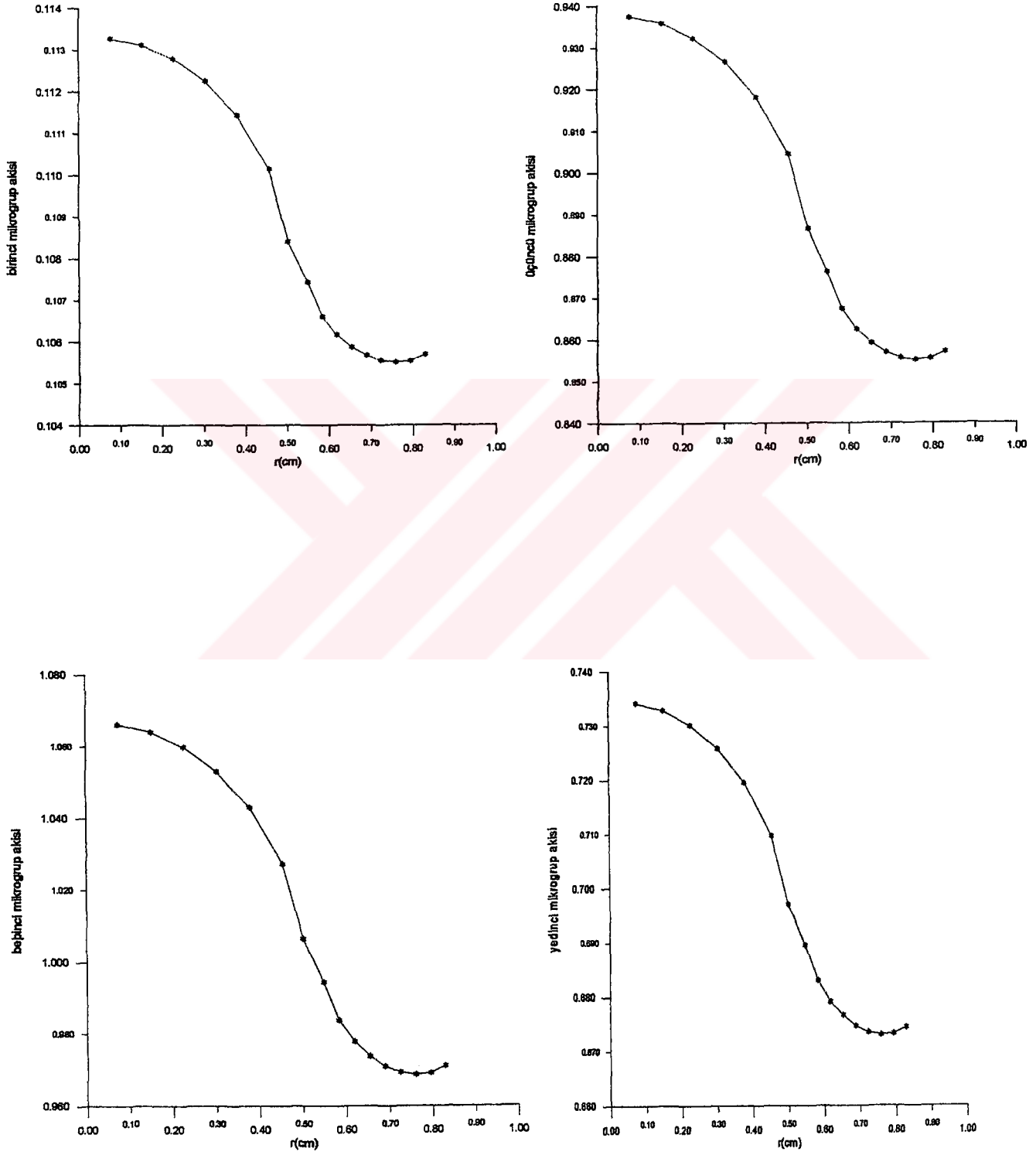
$$\sigma^{g \leftarrow h} = (E_g - E_{g+1}) \sigma_s^h \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} 0.453 \frac{e^{-1.036E}}{E} \sinh \sqrt{2.29E} dE}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} 0.453 e^{-1.036E} \sinh \sqrt{2.29E} dE} \quad (\text{A.45})$$

$$\text{b) } \phi(E) = \frac{1}{E} \quad g=3, \dots, 33 \text{ için}$$

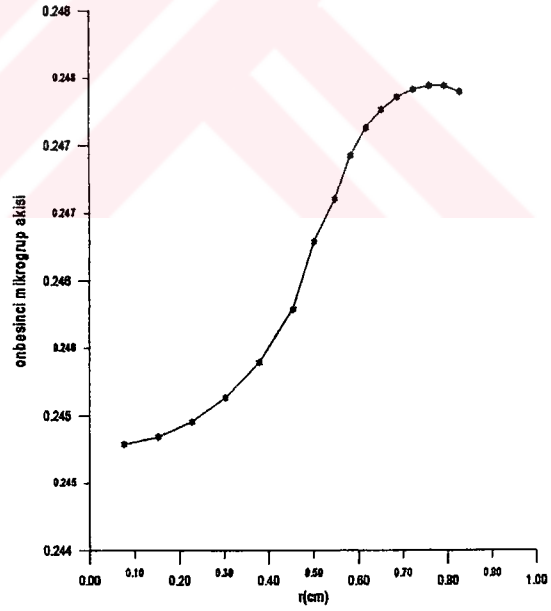
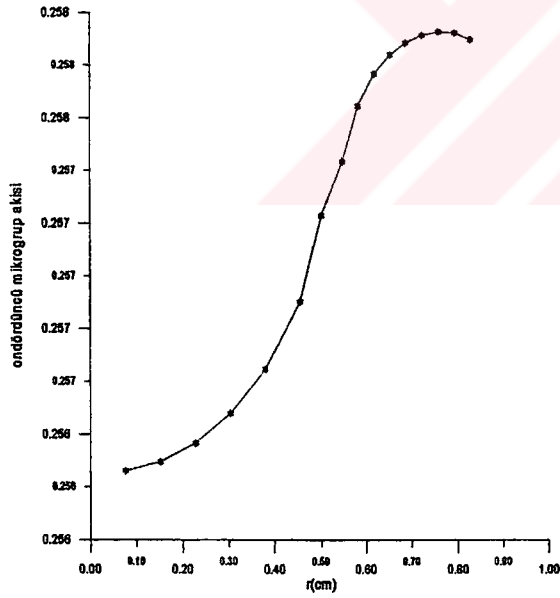
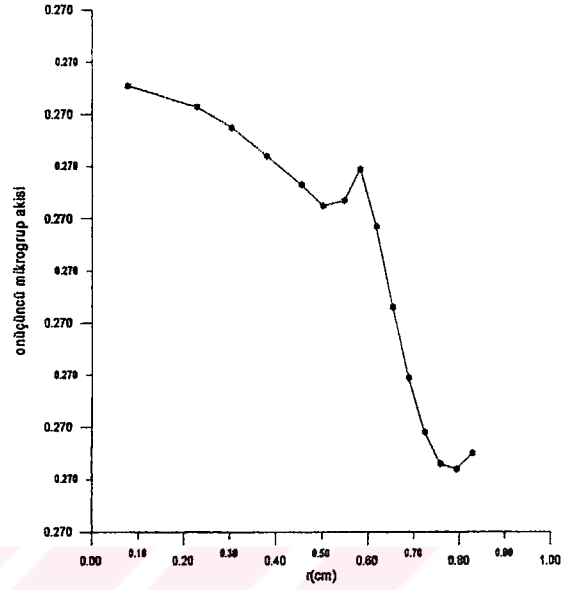
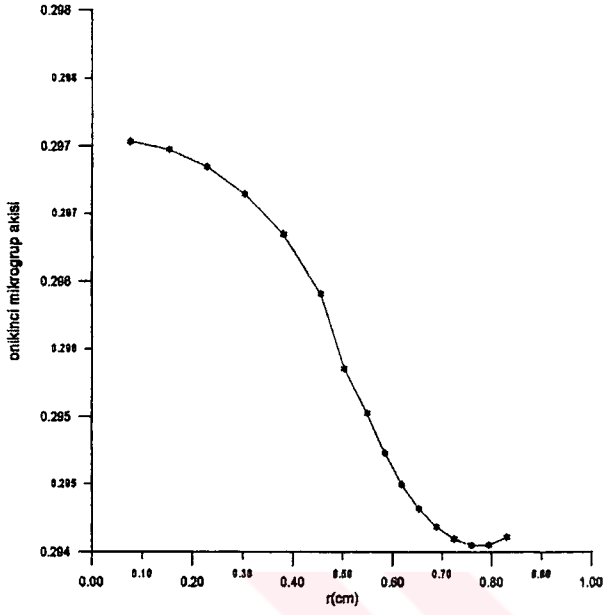
$$\sigma^{g \leftarrow h} = (E_g - E_{g+1}) \sigma_s^h \frac{\int_{E_{h+1}}^{E_h} \frac{dE}{E^2}}{\int_{E_{h+1}}^{E_h} \frac{dE}{E}} \quad (\text{A.46})$$

$$\sigma^{g \leftarrow h} = (E_g - E_{g+1}) \sigma_s^h \frac{\left(\frac{1}{E_{h+1}} - \frac{1}{E_h} \right)}{\ln \left(\frac{E_h}{E_{h+1}} \right)} \quad (\text{A.47})$$

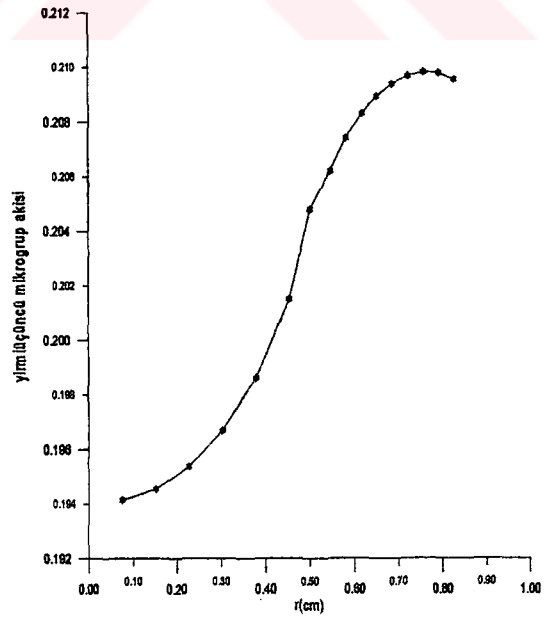
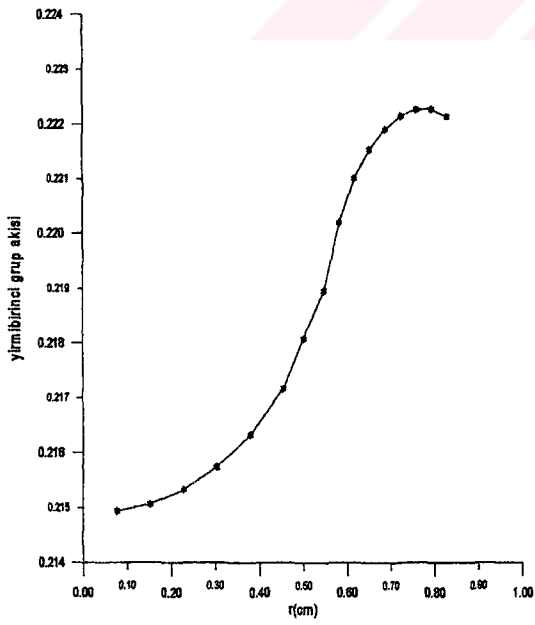
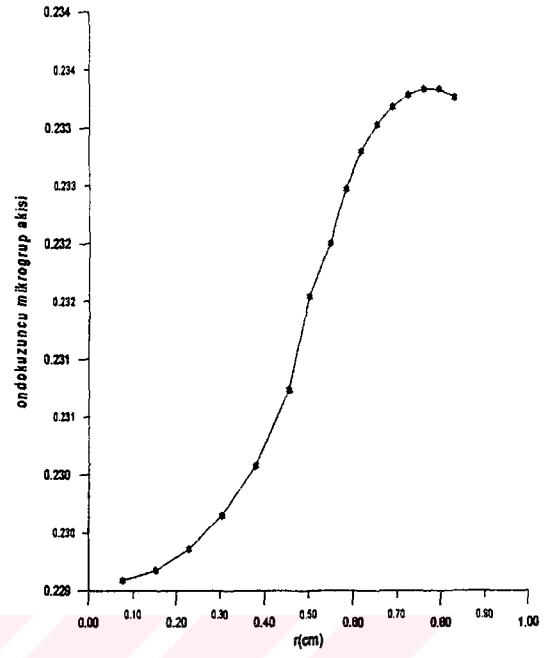
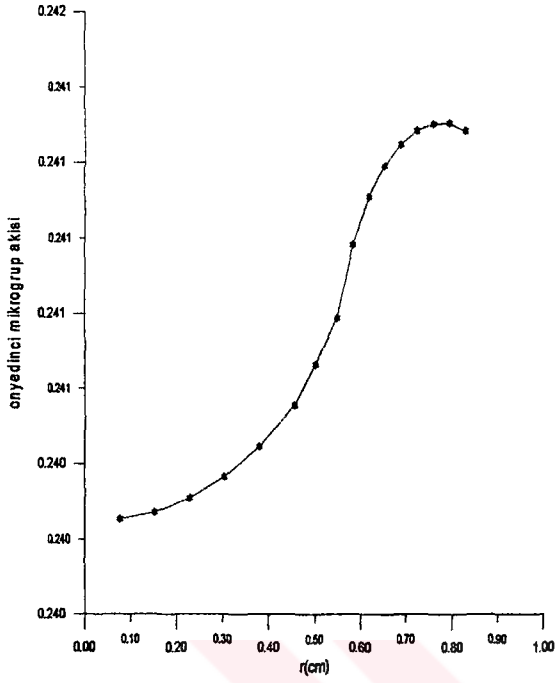
EK-B



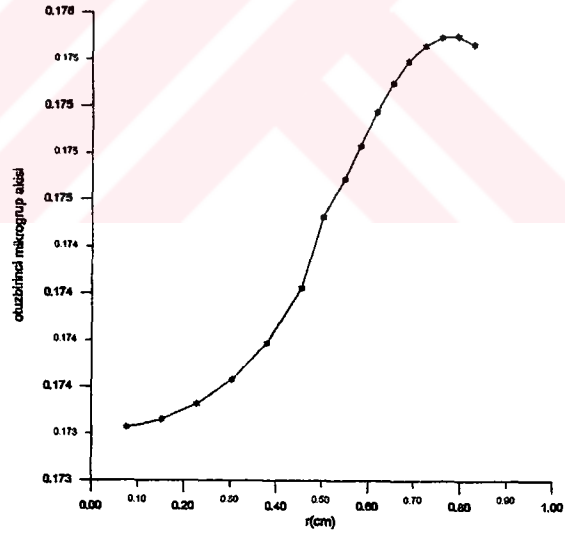
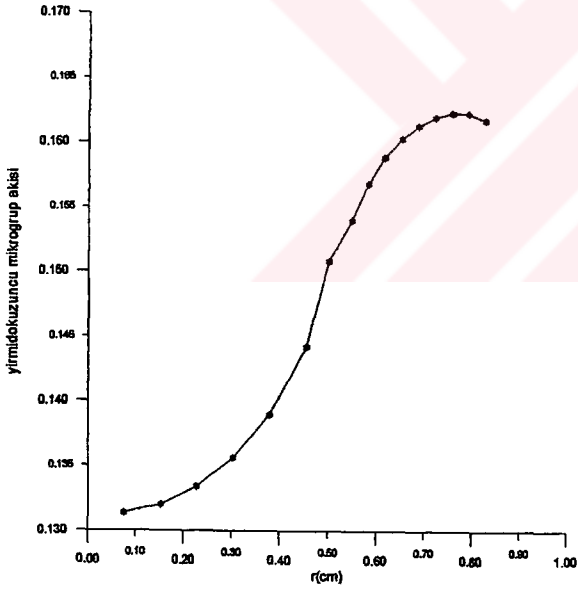
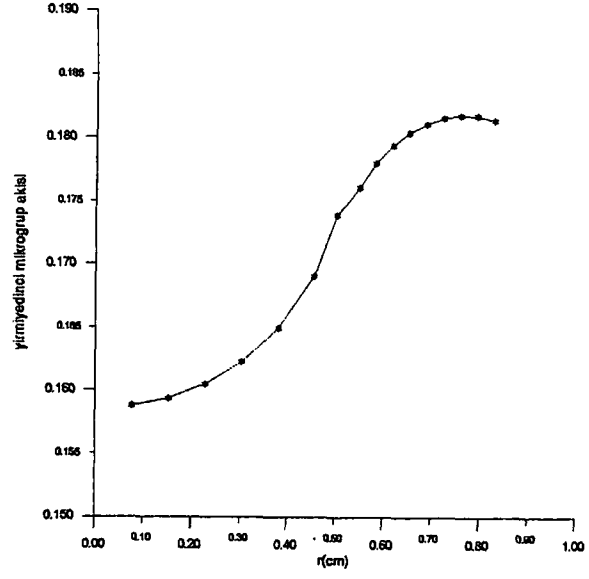
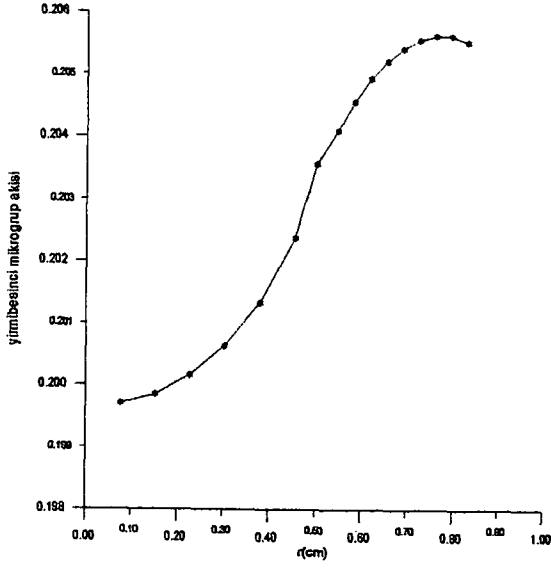
Şekil B.1 PWR birim hücresi için birinci, üçüncü beşinci ve yedinci Mikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimleri



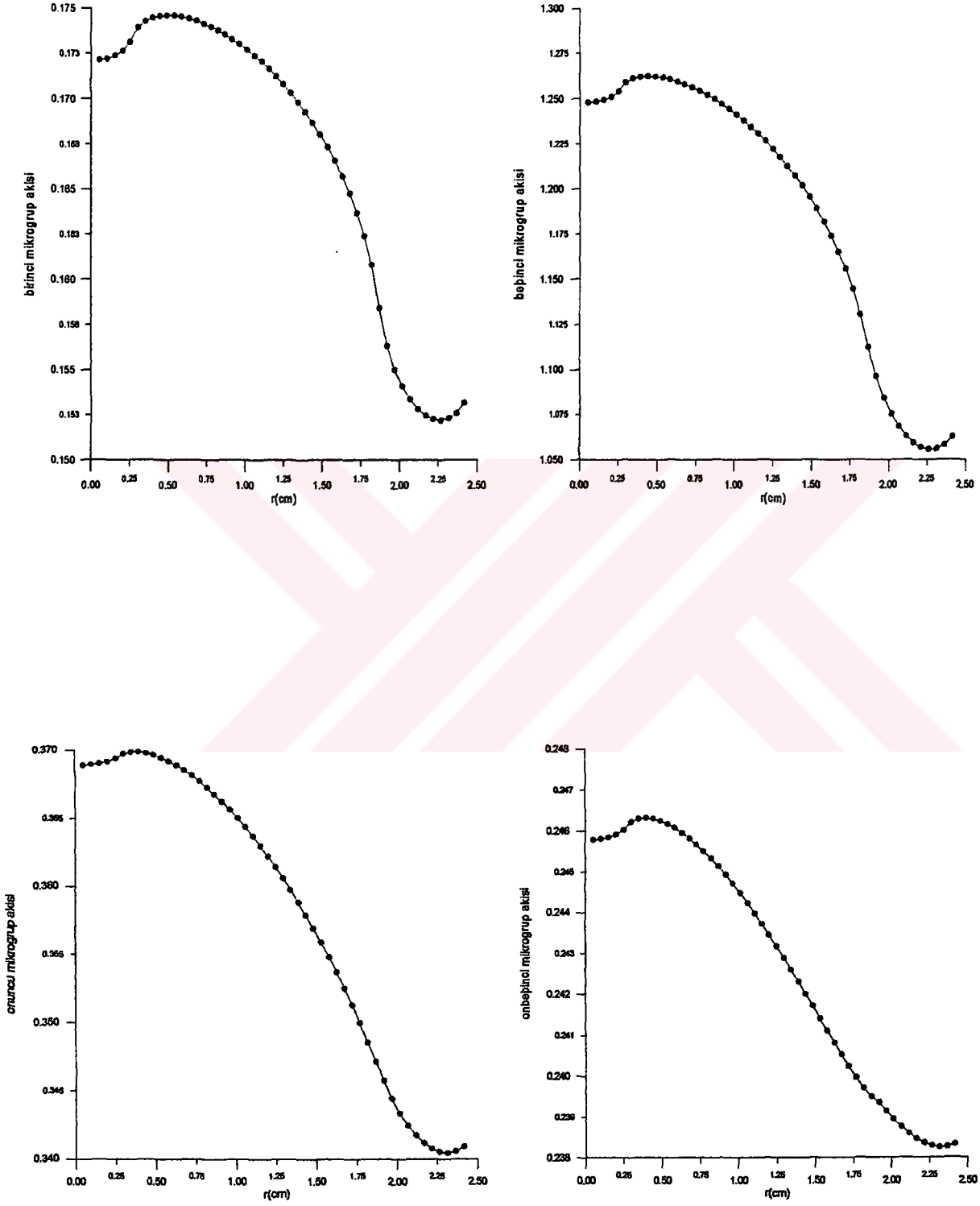
Şekil B.2 PWR birim hücresi için onikinci,onüçüncü, ondördüncü ve on beşinci mikrogup akılarının yarıçapa göre değişimleri



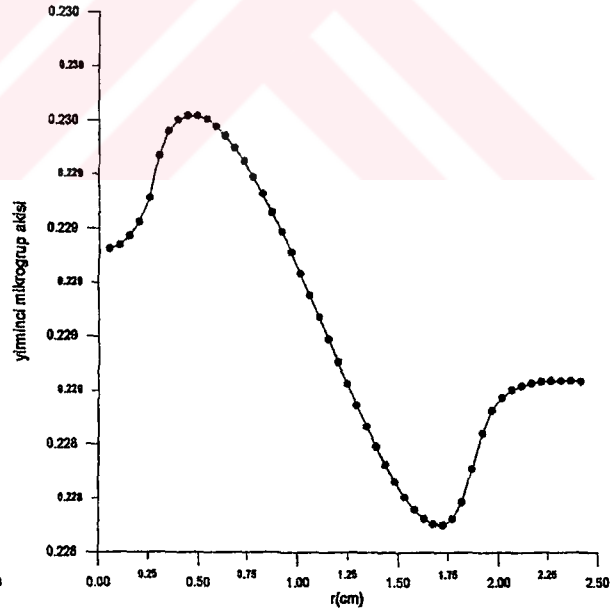
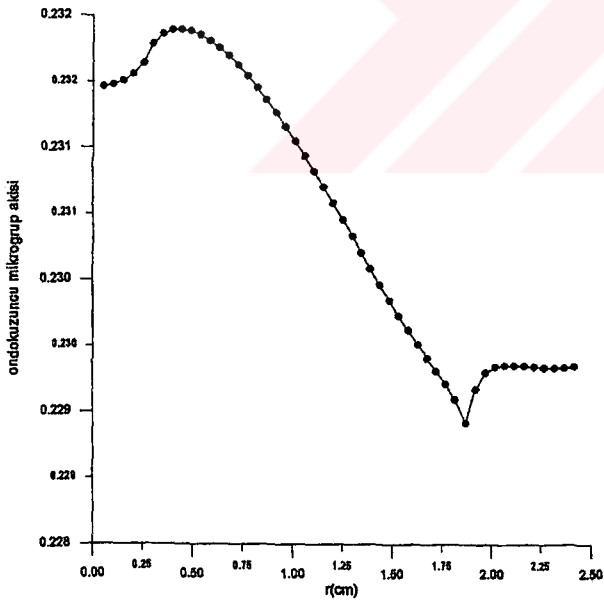
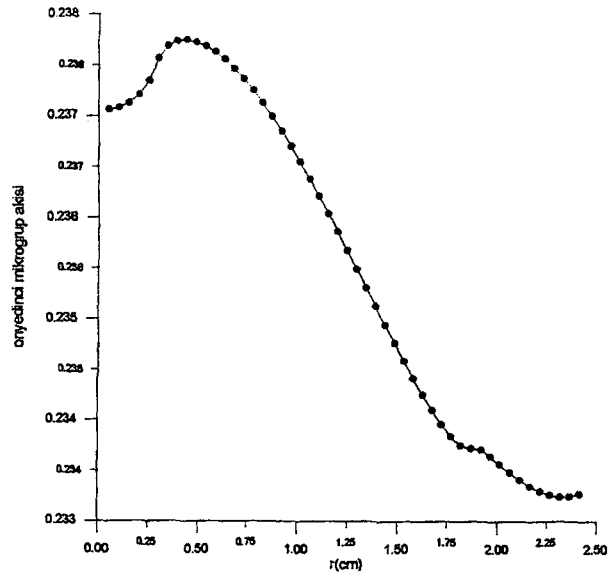
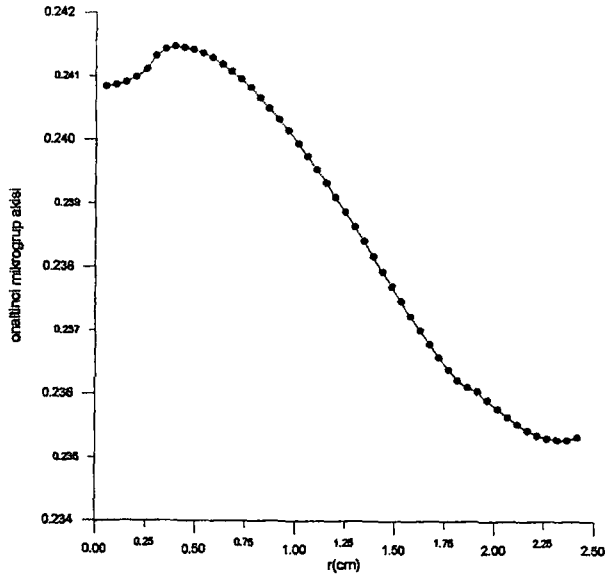
Şekil B.3 PWR birim hücresi için onyedinci,ondokuzuncu, yirmibirinci ve yirmiüçüncü mikrogram akılarının yarıçapa göre değişimleri



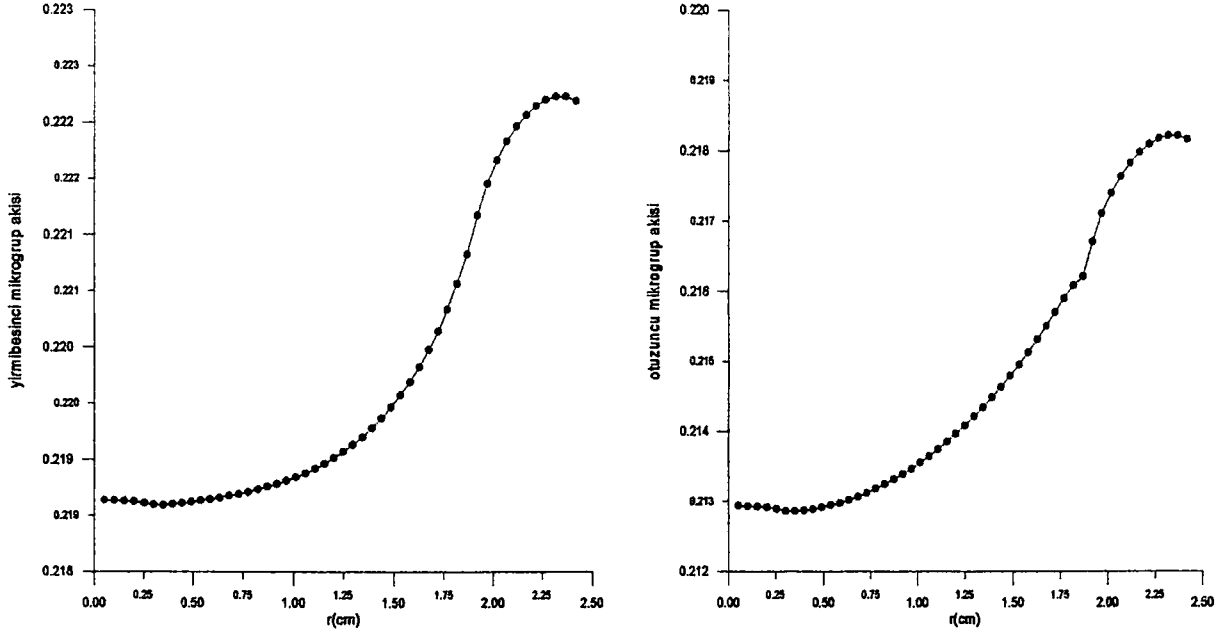
Şekil B.4 PWR birim hücresi için yirmibeşinci, yirmiyedinci, yirmidokuzuncu Ve otuzbirinci mikrogrup akılarının yarıçapa göre değişimleri



Şekil B.5 TRİGA MarkII Reaktörü birim hücresi için birinci ,beşinci, Onuncu ve onbeşinci mikrogram akılarının yarıçapa göre değişimleri



Şekil B.6 TRİGA MarkII Reaktörü birim hücresi için onaltıncı, onyedinci, Ondokuzuncu ve yirminci mikrogup akılarının yarıçapa göre değişimleri



Şekil B.7 TRİGA MarkII Reaktörü birim hücresi için yirmibesinci ve otuzuncu mikrogup akılarının yarıçapa göre değişimleri

EK-C

PROGRAMIN TANITILMASI

CPFS, hızlı ve epitermal bölgeler için grup sabitleri hesabı yapan, FORTRAN-77 dilinde yazılmış bir programdır. Program içerisinde kullanılan veri bazı; SPEC[10], FARCON[14] ve BONDARENKO[15] kaynaklarından alınmıştır.

Program içerisinde yer alan altprogramlar ve işlevleri kısaca aşağıdaki gibi özetlenebilir:

1) SUBROUTINE SKINP:

Serbest kaynak hesabı yapan altprogramdır. Her bir mikrogrup için, her bir malzemeye ait serbest kaynak hesabı yapar.

2) SUBROUTINE INPUT:

Her bir mikrogrup için, makroskopik tesir kesitleri datasını okuyan altprogramdır. Rezonans hesabında bu program atlanmaktadır.

3) SUBROUTINE INPUTM:

Her bir malzeme için, her bir mikrogruba ait, makroskopik tesir kesitleri hesabı yapan altprogramdır. Subroutinde rezonans hesabı yapan altprogram 'REP' ve bu programın altprogramları Function 'DEG' ile Function 'RIS', SPEC' ten alınmıştır.

4) SUBROUTINE İZJEN:

Çarpışma olasılıkları hesaplarında, ızgara jeneratördeki halkaların hacimlerini hesaplayan altprogramdır.

5) SUBROUTINE MATRİS:

Çarpışma olasılıklarını hesaplayıp 4.52 denklemindeki alt matrisleri oluşturan matrisleri oluşturan altprogramdır.

6) SUBROUTINE LUDCMP:

4.52 deki blok yapıdaki katsayılar matrisini alt matrislerine ayıştıran(cROUT algoritması ile) altprogramdır.

7) SUBROUTINE FİSOR:

Yetkinlik özdeğer problemi durumunda çağrılan altprogramdır. Rezonans hesabında bu alt program atlanmaktadır.

8) SUBROUTINE SCASOR:

Çarpışma olasılıkları hesaplarında saçılma kernellerini hesaplayan altprogramdır.

9) SUBROUTINE LUBKSB:

Matriste sağ tarafı oluşturup, matrislerin bir ileri bir geri czmn yapan altprogram altprogramdır.

10) SUBROUTINE OUTPUT:

Her bir bölgede , her bir mikrogrup için akı hesabı yapan altprogramdır.

11) FUNCTION RKI3(XX):

Çarpışma olasılıkları hesaplarında, Bickley fonksiyonlarını Gauss-Jacobi iterasyonu ile hesaplayan altprogramdır.

12) SUBROUTINE REP:

Spektrum hesabında, rezonans tesir kesitlerinin hesaplanması için gerekli olan, rezonans integrallerini hesaplar.

13) FUNCTION DEG:

Rezonans hesabında gerekli olan, Doppler genişleme fonksiyonu $J(\theta, \beta)$ nın tablo interpolasyonu yöntemi ile hesaplanmasını sağlar.

14) FUNCTION RIS:

Bu altprogram rezonans altprogramında hesaplanan , rezonans integrallerinin Strawbridge bağıntısı ile normalize edildiği altprogramdır.

15) FUNCTION CONST:

Hızlı ve epitermal bölgeler için, makroskopik tesir kesitlerini bir ve iki gruplu olarak hesaplar

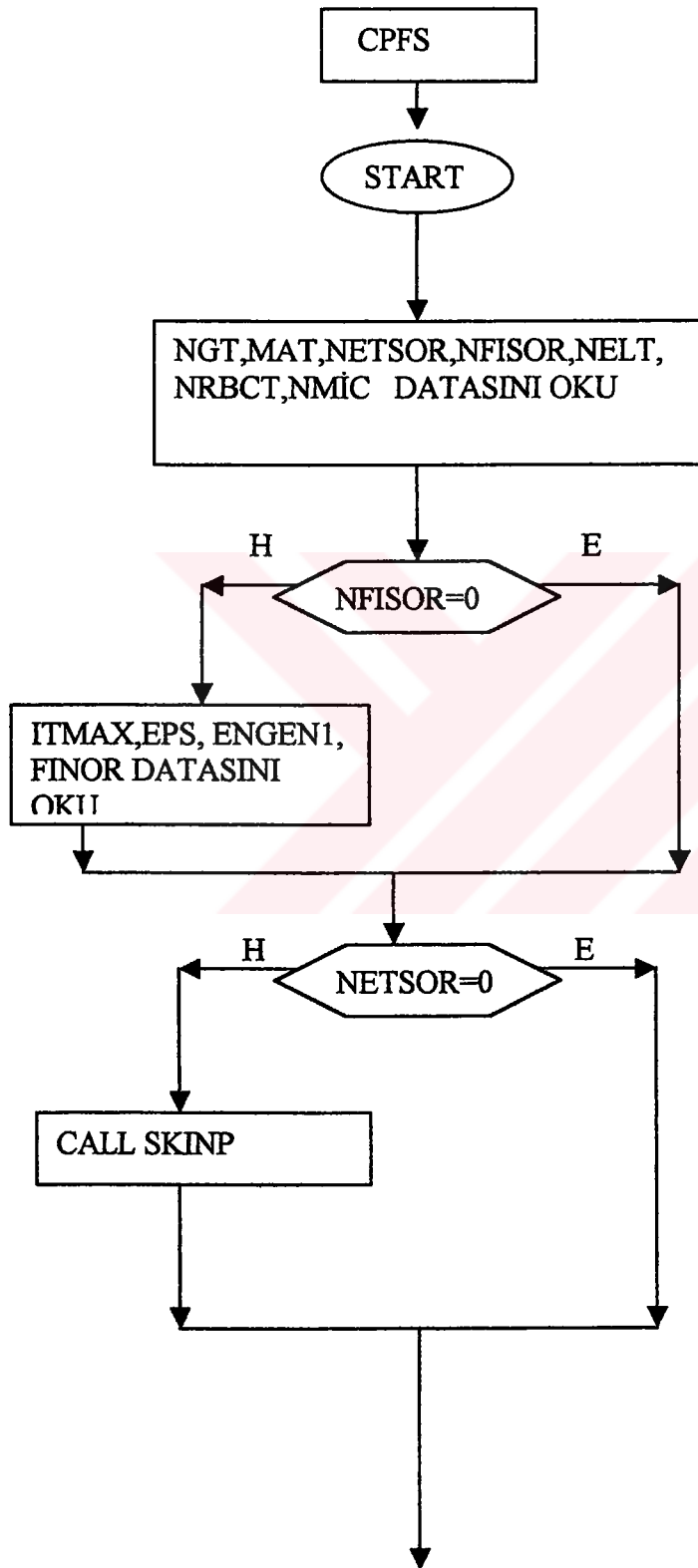
BİLGİSAYAR PROGRAMINDA KULLANILAN SİMGELER

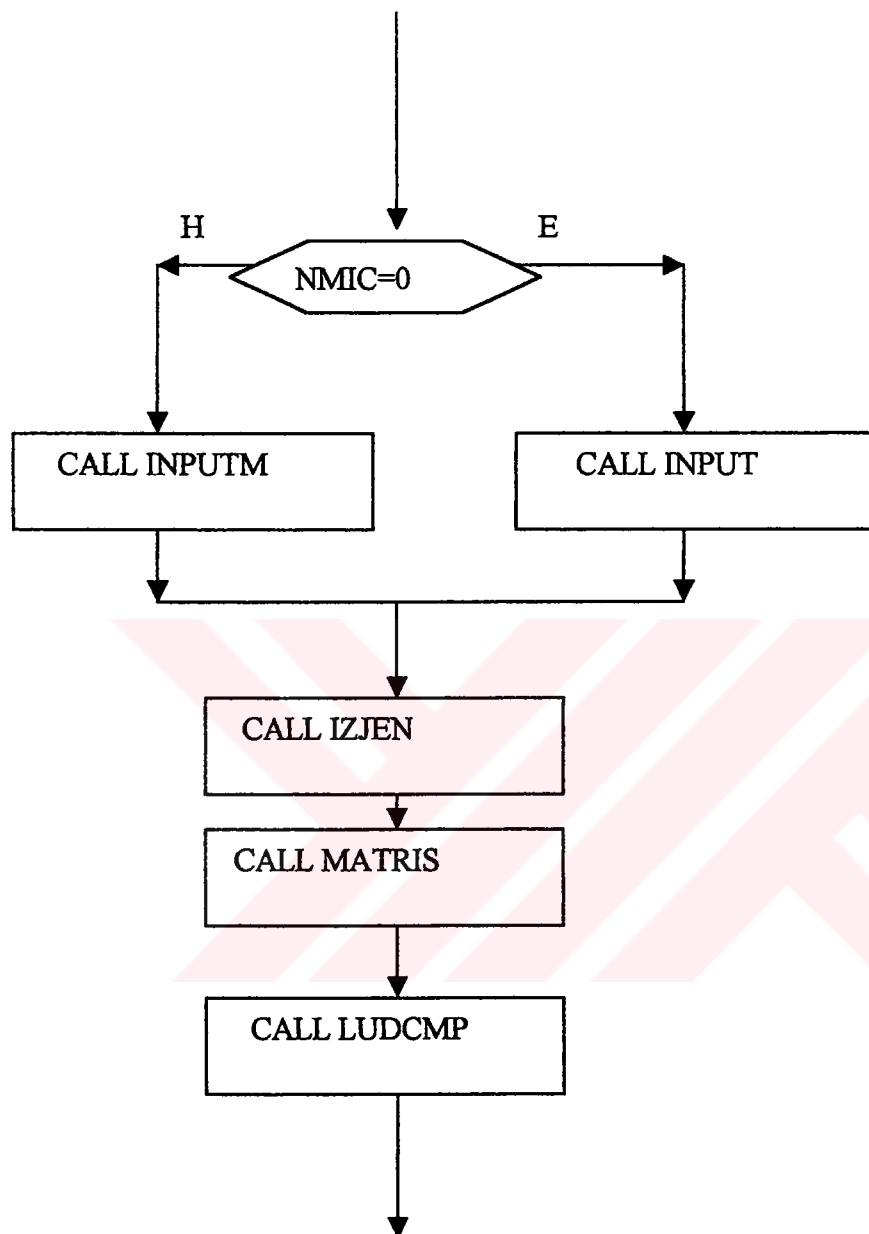
NGT	: Enerji grup sayısı
MAT	: Malzeme sayısı
NETSOR(1/0)	: (Serbest kaynak problemi / Serbest kaynak problemi değil)
NFISOR(1/0)	: (Kritiklik hesabı yapar / kritiklik hesabı yapmaz)
NELT	: toplam kabuk sayısı
NRBCT (1/0)	: (Boşluk sınır koşulu var / sınır koşulu yok)
NMIC (1/0)	: (Spektrum hesabı yapar / spektrum hesabı yapmaz)
ITMAX	: Maksimum iterasyon sayısı
EPS	: Kritiklik problemlerinde yakınsama parametresi
FINOR	: Filyon normalizasyon parametresi
SKAY(I,J)	: I' inci malzeme için , J'inci grup serbest kaynak terimi
SKY(I)	: I'inci mikrogrup serbest kaynak terimi
NFS(J)	: 1 ise J'inci malzeme fisil çekirdek içerir, 0 ise içermez.
XXA (J,N)	: J' inci izotopa ait N'inci mikrogrup , mikroskopik yutma tesir kesiti
XSUS(J,N)	: J' inci izotopa ait N'inci mikrogrup , mikroskopik elastik saçılma tesir kesiti ile $(1 - \mu_j)$ çarpımı
SIGIN(N)	: U^{238} için N'inci mikrogruba ait , mikroskopik esnek olmayan saçılma tesir kesiti
NUU(J,N)	: N'inci mikrogruptaki J'inci izotopun filyon başına yayınlanan ortalama nötron sayısı
XXF(J,N)	: J' inci izotopa ait N'inci mikrogrup mikroskopik filyon tesir Kesiti
SIGEL(J,N)	: J' inci izotopa ait N'inci mikrogrup mikroskopik elastik saçılma tesir kesiti
DS(J,I)	: U^{238} için I'inci gruptan , J'inci gruba esnek olmayan saçılma tesir kesitleri matrisi
XDOWN(J,N)	: Hidrojen hariç, J' inci izotopa ait N'inci mikrogrup mikroskopik aşağı saçılma tesir kesiti
XWGR(J,N)	: Hidrojen hariç, J' inci izotopa ait N'inci mikrogrup mikroskopik grup içi saçılma tesir kesiti
XH(N,N')	: Hidrojen için N' üncü gruptan N inci gruba saçılma tesir kesiti
RIN(I)	: I'inci mikrogrup rezonans integrali
XNU(K,J)	: K'inci izotop , J'inci malzeme çekirdek yoğunluğu
SAKES(I,J)	: I'inci grup , J'inci malzeme saçılma tesir kesiti
TEKES(I,J)	: I'inci grup , J'inci malzeme toplam tesir kesiti
TRKES(I,J)	: I'inci grup , J'inci malzeme transport tesir kesiti

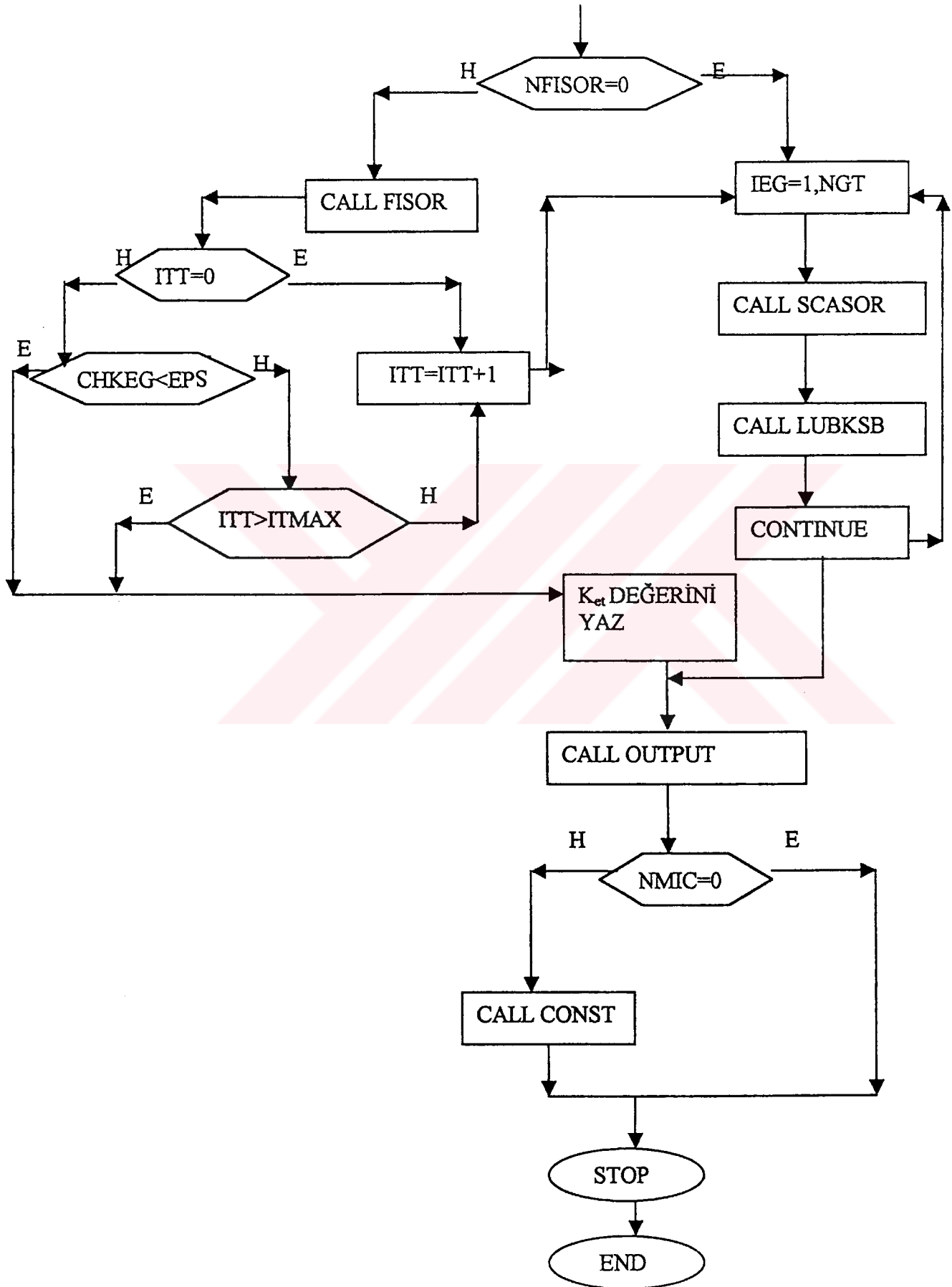
ABKES(I,J)	: I'inci grup , J'inci malzeme yutma tesir kesiti
FEKES(I,J)	: I'inci grup , J'inci malzeme fisyon verim tesir kesiti
FISKES(I,J)	: I'inci grup , J'inci malzeme fisyon tesir kesiti
SEKES(I,L,J)	: J'inci malzeme için , L'inci gruptan I'inci gruba saçılma tesir kesiti
EO(K)	: U^{238} rezonans enerjisi
FAMG(K)	: K'inci rezonans ışınlı yakalanma düzey genişliği
XO(K)	: U^{238} rezonans tesir kesiti
P(N)	: N'inci mikrogrup rezonanstan kaçma olasılığı
A28	: U^{238} atom ağırlığı
AZR	: Zirkonyum atom ağırlığı
AO	: Oksijen atom ağırlığı
PUO2	: UO_2 nin yoğunluğu
PH2O	: suyun yoğunluğu
PZR	: Zirkonyumun yoğunluğu
XP28	: U^{238} in mikroskopik potansiyel saçılma tesir kesiti
XPO	: Oksijenin mikroskopik potansiyel saçılma tesir kesiti
XPH	: Hidrojenin mikroskopik potansiyel saçılma tesir kesiti
XZR	: Zirkonyumun mikroskopik potansiyel saçılma tesir kesiti
ENRICH	: Yakıt zenginliği
RF	: Yakıt yarıçapı
TS	: Yakıt peletinin yüzey sıcaklığı
TC	: Yakıt peletinin merkez sıcaklığı
T	: Ortalama yakıt sıcaklığı
TIC	: Zarf kalınlığı
VA	: Yakıt peleti hacim oranı
VM	: Yavaşlatıcı hacim oranı
NZR	: Zirkonyum atom yoğunluğu
N28	: U^{238} in atom yoğunluğu
NH	: Hidrojenin in atom yoğunluğu
NOF	: Yakıttaki oksijenin in atom yoğunluğu
NOM	: Yavaşlatıcıdaki oksijenin in atom yoğunluğu
ZYE28	: U^{238} için ortalama letarji kazancı
ZYEZR	: Zirkonyum için ortalama letarji kazancı
ZYEO	: Oksijen için ortalama letarji kazancı
ZYEH	: Hidrojen için ortalama letarji kazancı
ZYEA	: Yakıt bölgesi için ortalama letarji kazancı
ZYEB	: Zarf ve yavaşlatıcı bölgesi için ortalama letarji kazancı
SIGPA	: Yakıt bölgesi için potansiyel saçılma tesir kesiti
SIGPB	: Yavaşlatıcı bölgesi için potansiyel saçılma tesir kesiti
SAEFF	: Efektif yüzey alanı/ Aktif yüzey alanı
ALFA(J)	: $[(A-1)/(A+1)]^2$
INRV	: Rezonans integrali dar rezonans yaklaşımı hacim terimi
INRS	: Rezonans integrali dar rezonans yaklaşımı yüzey terimi
IIMV	: Rezonans integrali dar rezonans sonsuz kütle yaklaşımı hacim terimi
IIMS	: Rezonans integrali dar rezonans sonsuz kütle yaklaşımı yüzey Terimi
RIC	: Strawbridge bağıntısı ile normalize edilmiş rezonans integrali
RIT	: Toplam rezonans integrali

AS	: Doppler genişleme fonksiyonu $J(\theta, \beta)$ da yer alan θ değeri
AK	: Doppler genişleme fonksiyonu $J(\theta, \beta)$ da yer alan β değeri
Z(0/1)	: (Kare şebeke /Altıgen şebeke)
RIVT	: Hacim rezonans integrali
RIST	: Yüzey rezonans integrali
SS	: $\begin{cases} 0.0; \text{Birim hücreye ait hacim oranları dışarıdan programa girilecek} \\ 1.0; \text{Birim hücreye ait hacim oranları programda hesaplanarak} \\ \text{bulunacak} \end{cases}$
VV	: $\begin{cases} 0.0; \text{Rezonans integrali dışarıdan programa girilecek} \\ 1.0; \text{Rezonans integrali bir alt programda Strawbridge bağıntısı ile} \end{cases}$
GAMD(K)	: K'inci rezonansın Doppler genişliği
FUNC(N,K)	: N'inci grup J'inci izotop $J(\theta, \beta)$ fonksiyonu
RM(I)	: I'inci malzeme dış yarıçapı
RMEL(I)	: I'inci malzemenin içerdiği bölge sayısı
VOL(I)	: I'inci malzemenin hacmi
DF(I,J)	: J'inci malzeme I'inci grup difüzyon sabiti
RM(I,J)	: J'inci malzeme I'inci grup çıkartma tesir kesiti
SII(I,J)	: J'inci malzeme I'inci grup grup içi saçılma tesir kesiti
STK(I,J)	: J'inci malzeme I'inci grup saçılma tesir kesiti
VSF(I,J)	: J'inci malzeme I'inci grup fisyon verim tesir kesiti
SSF(I,J)	: J'inci malzeme I'inci grup fisyon tesir kesiti
TTK(I,J)	: J'inci malzeme I'inci grup toplam tesir kesiti
TRTK(I,J)	: J'inci malzeme I'inci grup transport tesir kesiti
YTTK(I,J)	: J'inci malzeme I'inci grup yutma tesir kesiti
DIF1(J)	: J'inci malzeme bir gruplu difüzyon sabiti
RM1(J)	: J'inci malzeme bir gruplu çıkartma tesir kesiti
SII1(J)	: J'inci malzeme bir gruplu grup içi saçılma tesir kesiti
STK1(J)	: J'inci malzeme bir gruplu saçılma tesir kesiti
VSF1(I,J)	: J'inci malzeme bir gruplu fisyon verim tesir kesiti
SSF1(J)	: J'inci malzeme bir gruplu fisyon tesir kesiti
TTK1(J)	: J'inci malzeme bir gruplu toplam tesir kesiti
TRTK1(J)	: J'inci malzeme bir gruplu transport tesir kesiti
YTTK1(J)	: J'inci malzeme bir gruplu yutma tesir kesiti

PROGRAMIN AKIŞ ŞEMASI







ÖZGEÇMİŞ

1973 yılında Ankara'da doğdu. İlk ve orta tahsilini Ankara'da, lise tahsilini ise İstanbul'da tamamladı. 1992 yılında İstanbul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümüne girdi ve 1997 yılında mezun oldu. Aynı yıl İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsü'ne girdi.

