



FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜLERİ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI



YÜKSEK LİSANS TEZİ

Murat TIRAŞ

**TEK BOYUTLU KÜRESEL GEOMETRİDE
NÖTRON TRANSPORT DENKLEMİNE
CHEBYSHEV POLİNOMLARI İLE DİFÜZYON
YAKLAŞIMI**

FİZİK ANABİLİM DALI

OSMANİYE – 2016

**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
ORTAK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI**

**TEK BOYUTLU KÜRESEL GEOMETRİDE NÖTRON
TRANSPORT DENKLEMİNE CHEBYSHEV
POLİNOMLARI İLE DİFÜZYON YAKLAŞIMI**



Murat TIRAŞ

**FİZİK
ANA BİLİM DALI**

**OSMANIYE
HAZİRAN-2016**

TEZ ONAYI

TEK BOYUTLU KÜRESEL GEOMETRİDE NÖTRON TRANSPORT DENKLEMİNE CHEBYSHEV POLİNOMLARI İLE DİFÜZYON YAKLAŞIMI

Murat TIRAŞ tarafından Prof. Dr. Hakan ÖZTÜRK danışmanlığında Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik** Anabilim Dalı'nda hazırlanan bu çalışma aşağıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından oy birliği/çokluğu ile **Yüksek Lisans Tezi** / olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Hakan ÖZTÜRK
Fizik Anabilim Dalı, OKÜ

Üye: Yrd. Doç. Dr. Durmuş YARIMPABUÇ
Matematik Anabilim Dalı, OKÜ

Üye: Prof. Dr. Faruk KARADAĞ
Fizik Anabilim Dalı, ÇÜ

Yukarıdaki jüri kararı Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun/...../..... tarih ve /..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. Abdullah Ali GÜRTEK
Enstitü Müdürü, Fen Bilimleri Enstitüsü

Bu tezde kullanılan özgün bilgiler, şekil, çizelge ve fotoğraflardan kaynak göstermeden alıntı yapmak 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunu hükümlerine tabidir.

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, bu çalışma sonucunda elde edilmeyen her türlü bilgi ve ifade için ilgili kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını ve bu tezin Osmaniye Korkut Ata Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlandığını bildiririm.

Murat TIRAŞ



ÖZET

TEK BOYUTLU KÜRESEL GEOMETRİDE NÖTRON TRANSPORT DENKLEMİNE CHEBYSHEV POLİNOMLARI İLE DİFÜZYON YAKLAŞIMI

Murat TIRAŞ
Yüksek Lisans, Fizik Anabilim Dalı
Danışman: Prof. Dr. Hakan ÖZTÜRK

Haziran 2016 , 48 sayfa

20. yüzyılın ikinci yarısından itibaren nükleer reaktörlerin enerji üretiminde aktif olarak kullanılmaya başlanmasıyla birlikte reaktörlerin kusursuz bir şekilde tasarlanması önem kazanmıştır. Nükleer reaktörlerin çalışmasında ilk sonuçları vermesi açısından difüzyon katsayısı ve difüzyon uzunlukları önemli bir yere sahiptir. Bu çalışmada nükleer reaktörlerin tasarlanmasında ve kusursuz bir şekilde çalışmasında en önemli problemlerden biri olan transport eşitliğinin çözümünde kullanılan geleneksel ve kabul görmüş çözüm yöntemlerinin yanında farklı bir çözüm yönteminin de kullanılabileceği gösterilmiştir.

Transport eşitliği önce genel geometride incelenmiş ve kaynağın olmadığı durumlarda küresel geometride tek hızlı nötronlar için sanki dilim geometriye indirgenerek transport eşitliği oluşturulmuştur. Sanki dilim geometride, transport denkleminde yer alan nötron açısal akısı önce Legendre polinomları cinsinden sonra da bu çalışmaya özgün değer kazandıran Chebyshev polinomları cinsinden seriye açılmıştır. Daha sonra her iki yöntemde birinci mertebeden yaklaşımlar yapılarak farklı c (çarpışma başına ortalama ikincil nötron sayısı) parametreleri için difüzyon katsayıları ve difüzyon uzunlukları hesaplanmıştır. Bu iki çözüm yöntemiyle elde edilen sonuçlar daha önce literatürde belirtilen çözüm yöntemleriyle elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Nötron Transport Denklemi, İkinci Tip Chebyshev Polinomları, Difüzyon katsayısı, Difüzyon uzunluğu

ABSTRACT

DIFFUSION APPROXIMATION TO NEUTRON TRANSPORT EQUATION IN ONE DIMENSIONAL SPHERICAL GEOMETRY WITH CHEBYSHEV POLYNOMIALS

Murat TIRAŞ

Master of Science, Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Hakan ÖZTÜRK

Jun 2016, 48 pages

Since the second half of the 20th century, it has gained importance in reactor design seamlessly together with the use of active nuclear reactors for energy production. The determination of the diffusion coefficient and diffusion length has an important place in terms of providing preliminary results of the study of nuclear reactors. In this study, besides traditional and accepted methods a different solution method has been shown to use in the solution of the transport equation which is one of the important problems in the design and operation of the nuclear reactors.

The transport equation is first investigate din general geometry and then the spherical transport equation without a source for one-speed neutrons is derived and reduced to the pseudo-slab transport equation to simplify the solution strategy. The neutron angular flux is first expanded in terms of the Legendre polynomials and then it is expanded in terms of the second kind of Chebyshev polynomials which constitutes the original part of this study. Then, the first orders approximations in both methods are done to calculate the diffusion coefficients and diffusion lengths for various values of the c (mean number of secondary neutron per collision). The numerical results obtained from these two methods are compared with the ones obtained from the methods stated in literature.

Keyword: Neutron transport equation, second kind of Chebyshev polynomials, diffusion coefficient, diffusion length.

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez konumun belirlenerek tez çalışmamın yürütölmesini üstlenen, çalışmalarım süresince değerli bilgi ve tecrübeleriyle katkılarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Hakan ÖZTÜRK'e teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca çalışmalarım süresince beni sürekli destekleyen sevgili eşim Bilge Sonay'a, kızım Ayşe Cemre'ye ve Oğlum Sertan İmre'ye teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

| | |
|--|-----|
| TEZ ONAYI | |
| TEZ BİLDİRİMİ | |
| ÖZET | i |
| ABSTRACT | ii |
| TEŞEKKÜR | iii |
| İÇİNDEKİLER | iv |
| ÇİZELGELER DİZİNİ | v |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | vi |
| SİMGELER VE KISALTMALAR | vii |
| 1. GİRİŞ | 1 |
| 1.1 Enerji Nedir? | 1 |
| 1.2 Türkiye'de Enerji | 5 |
| 1.3 Nükleer Enerji | 8 |
| 1.4 Dünyada Nükleer Enerjinin Durumu | 9 |
| 2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR | 12 |
| 3. MALZEME VE YÖNTEM | 17 |
| 3.1 Nötron Transport Denklemine Türetilmesi | 17 |
| 3.2 Küresel Geometride Nötron Transport Denklemine Türetilmesi | 22 |
| 3.3 Sanki-Dilim Transport Denklemine P_1 Yaklaşımı | 24 |
| 3.4 Sanki-Dilim Transport Denklemine U_1 Yaklaşımı | 28 |
| 4. BULGULAR VE TARTIŞMA | 32 |
| 5. SONUÇ | 43 |
| KAYNAKLAR | 45 |
| ÖZGEÇMİŞ | 48 |

ÇİZELGELER DİZİNİ

| | |
|---|----|
| Çizelge 4.1. Farklı $c < 1$ değerleri için U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon katsayıları..... | 35 |
| Çizelge 4.2. Farklı $c > 1$ değerleri için U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon katsayıları | 37 |
| Çizelge 4.3. Farklı $c < 1$ değerleri için U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon uzunlukları | 39 |
| Çizelge 4.4. Farklı $c > 1$ değerleri için U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon uzunlukları | 41 |

ŞEKİLLER DİZİNİ

| | |
|---|----|
| Şekil 3.1. Nötronların geliş ve saçılma doğrultuları | 21 |
| Şekil 3.2. Küresel geometride nötron doğrultusu | 23 |
| Şekil 4.1. $c < 1$ değerleri için difüzyon katsayıları..... | 36 |
| Şekil 4.2. $c > 1$ değerleri için difüzyon katsayıları..... | 38 |
| Şekil 4.3. $c < 1$ değerleri için difüzyon uzunlukları..... | 40 |
| Şekil 4.4. $c > 1$ değerleri için difüzyon uzunlukları..... | 42 |

SİMGELER VE KISALTMALAR

| | |
|-----------------------|---|
| $T_N(\mu)$ | Birinci Tip Chebyshev polinomları |
| $P_N(\mu)$ | Legendre polinomları |
| $U_N(\mu)$ | İkinci Tip Chebyshev polinomları |
| $\psi(x, \mu)$ | Nötron açısal akısı |
| $\Phi(x, \mu)$ | Nötron skaler akısı |
| $\vec{J}(\vec{r}, t)$ | Nötron akımı |
| $l(r, \mu)$ | Nötronlar için ortalama serbest yol |
| $\hat{\Omega}$ | Nötronların saçılma doğrultusunu gösteren birim vektör |
| μ | Nötron doğrultusunun cosinüsü ($\mu = \cos\theta$, $-1 < \mu < 1$) |
| σ_T | Makroskobik toplam diferansiyel tesir kesiti |
| σ_a | Makroskobik absorpsiyon tesir kesiti |
| σ_s | Makroskobik saçılma tesir kesiti |
| c | Çarpışma başına ortalama ikincil nötron sayısı |
| L | Difüzyon uzunluğu |
| D | Difüzyon katsayısı |

1. GİRİŞ

1.1 Enerji Nedir?

Enerji kısaca iş yapabilme kapasitesi olarak tanımlanmakta olup milyonlarca yıldan bu yana yeryüzündeki canlıların yaşamlarını idame ettirebilmelerinde gerekli olan en önemli kaynaklardan biri olmuştur. Günümüzde dünya ülkelerinin gelecekteki politikalarını belirlemede en etkili unsurlardan biri konumunda bulunan enerji 18. yüzyılın ikinci yarısında başlayan sanayi devrimi ile birlikte çok daha büyük önem kazanmış, enerjinin toplumların gelişmesinde büyük önem taşıdığı daha net anlaşılmıştır. Bununla beraber dünya ülkeleri artan enerji talebini karşılayabilmek için birbirleriyle kıyasıya yarış içerisine girmişler, zaman zaman enerji uğruna savaşmışlardır. Enerji talebindeki bu rekabet kimi zaman ülkelerin sınırlarının değişmesine yol açmıştır. Dünyada enerji savaşları yaşanır hale gelmiştir. Görünen o ki yaşanmaya da devam edecektir. Enerjinin diğer bir önemi de ulusal güvenliğin sağlanmasındaki rolüdür. Kesintisiz enerjiye sahip olamayan ülkeler teknolojiye dolayısıyla enerjiye bağımlı güvenlik unsurlarını işler halde tutamazlar. Temin yolları açısından çeşitlendirilmiş ucuz, sürekli ve verimli enerji politikaları izleyemeyen ülkelerin ulusal güvenliği daima tehlike altındadır.

Nüfus artışı, sanayileşme, teknolojik gelişmeler vb. birçok nedenler dünyada ve ülkemizde hızlı bir enerji tüketim artışına neden olmuştur. Dünya genelinde kişi başına tüketilen enerji miktarı her geçen gün artmış ve artmaya devam etmektedir. Dünya artık daha fazla enerjiye ihtiyaç duyar hale gelmiştir. Dünyanın enerji ihtiyacı sınırlı kaynaklara rağmen her geçen gün artmaktadır. Dünya ülkeleri artan enerji talebini karşılayabilmek için yeni enerji kaynakları arayışına girmişlerdir. Dünyadaki enerji tüketim artışının en temel nedenleri arasında nüfus artışı gelmektedir. Geçmişteki nüfus artışı ortalamalarına bakılarak dünya nüfusunun 25 yıl sonra yaklaşık olarak 9 milyara çıkacağı tahmin edilmektedir. Günümüzde 7 milyar insan için sağlanan enerjinin 2 milyar daha insan için üretilmesi gerekecektir. Her geçen gün dünyanın enerji ihtiyacı artmaktadır. Bunun nedeni ister nüfus artışı ister sanayileşme ister teknoloji olsun görünen o ki mevcut kaynaklar dünyanın enerji ihtiyacını çok uzun süre karşılayamayacaktır. Teknolojik gelişmelerle dünyanın globalleşmesi büyük bir enerji

talebine neden olmaktadır. İnsanların her tür teknolojiyi, her tür aracı kullanmak istemesi enerji açlığını da beraberinde getirmektedir. Toplumların alım gücü ve refah seviyesinin artması da birey ve toplum bazında enerji açığı oluşturmaktadır. Günümüzde her evde bilgisayar, telefon, tableten elektrikli ev aletlerine kadar bir çok enerji ihtiyacı duyan alet yer almaktadır. Yaşantımızın son on yılını düşündüğümüzde bireysel olarak artan enerji miktarımızın ne boyutta olduğu daha net anlaşılmaktadır.

Enerjinin önemini erken idrak eden ve bu yönde ciddi politikalar geliştiren ülkelerin gelişmişlik düzeylerine bakıldığında diğer ülkelerden ilerde oldukları görülmektedir. Buradan hareketle gelişmişlik düzeyi eşittir enerji tüketimi denilebilir. Enerji tüketimi daha fazla olan ülkelerin gelişmişlik düzeyinin de daha ileri olduğu kabul edilmektedir. Türkiye gibi gelişimini henüz tamamlamamış ülkelerde enerji ihtiyacı artışı gelişmiş ülkelere göre çok daha hızlı olmaktadır. Ülkemizde de kişi başına harcanan enerji miktarı gün geçtikçe hızlı bir şekilde artmaktadır. Kişi başına harcanan enerji tüketimi toplumların gelişmişlik düzeyinin bir göstergesidir.

Artan nüfus ve ekonomik gelişmeler daha fazla enerji talebini gerektirirken enerji temininde de yeni teknolojik gelişme ihtiyacını beraberinde getirmektedir. Bu yeni teknolojilerin de temel amacı işletim ve üretim maliyetleri düşük, çevreyle uyumlu, sosyal değerlere duyarlı etkin biçimde enerjinin temin edilmesidir. Yine enerjide arz güvenliği, kaynakların çeşitliliği dışa bağımlılığın azaltılması, çevreye duyarlılık gibi amaçların başarılması için yoğun devlet desteğinin de sağlandığı araştırma geliştirme faaliyetlerinin gerçekleştirildiği bilinmektedir. Hayatımızın her alanında yoğun olarak kullanmış olduğumuz enerjinin kesintiye uğramadan, çevreyi kirletmeden, düşük maliyetli ve güvenilir olan kaynaklardan elde etmek için stratejik planlamaların yapılması, gelecek dönemler için yeterli enerji kaynağının planlanması dünya ülkelerinin en önemli ve en öncelikli konuları arasında yer almaktadır. Dünyadaki tüm ülkeler gibi bizim ülkemizde de enerjinin stratejik önemi büyüktür ve bu enerji ihtiyacını karşılamak ülkemizin en önemli konuları arasındadır.

Değişen ve dönüşen dünyanın motor gücü enerjidir. Dünyada bu motor güç olmadan hiçbir üretim yapılması mümkün değildir. Enerji teknolojik gelişmelerden, enerji

politikalarındaki değişikliklerden hatta ve hatta göç vb. toplumsal olaylardan etkilenmesi nedeniyle gelecekteki enerji ihtiyacının çok yönlü boyutlarla ele alınması ve enerji temininde bu tür faktörlerin göz önünde bulundurulması gerekir. Toplumların enerji konusunda başarması gereken çevreye zarar vermeyen, güvenli, ekonomik ve sosyal kabulü yüksek kaynakların devreye sokulmasıdır. Tüm dünyada olduğu gibi ülkemiz de bu gün ve gelecekte ihtiyaç duyduğumuz enerjinin temini için öncelikle yerli kaynaklara önem veren, maliyeti düşük, bu gün ve önümüzdeki uzun yıllarda enerji arz talep dengesini sağlayabilecek sürekli ve güvenli bir enerji politikası geliştirmesi gerekmektedir. Enerji politikasının dışa bağımlılığımızı azaltacak şekilde planlanması büyük önem arz etmektedir. Geliştirilecek olan enerji politikaları gelecek dönemlerdeki enerji ihtiyacımız gözetilerek planlanmalıdır.

Enerjiye duyulan gereksinimin temelinde yatan başlıca iki neden artan nüfus ve ekonomik gelişmelerdir. Ancak nüfus artışı, teknoloji ve ekonomide yaşanan gelişmeler ile devletlerin ulusal–uluslararası politikaları da enerji planlamasını etkileyen unsurlardandır. Bununla birlikte enerjiye sıkı sıkıya bağı olan yaşamımızda kişi başına ihtiyaç duyulan enerji miktarı sürekli artmakta; bu alanda çok önemli yatırımlar, projeler geliştirilse de enerji sisteminde çok fazla değişiklikler yaşanmaktadır.

Özellikle az gelişmiş ve gelişmekte olan ülkelerdeki hızlı nüfus artışı, sanayileşmeyle birlikte üretimin ve tüketimin artması, insanların kırsal kesimler yerine daha çok kentlerde yaşamlarını devam ettiriyor olması nedenleriyle dünyada enerji talebi her geçen gün artmaktadır. Uluslararası Enerji Ajansı günümüzde dünya genelinde tüketilen birincil enerji miktarının 13,3 milyar ton eşdeğer petrol olduğunu belirtmektedir. Dünyadaki nüfus artışı dikkate alındığında mevcut politikalar çerçevesinde dünya birincil enerji tüketimi 25 yıl sonra 20 milyar ton eşdeğer petrol olacağı tahmin edilmektedir. Bu talep artışı daha çok sanayileşme hamlesini henüz tamamlayamamış, büyüme oranları yüksek olan OECD (Ekonomik Kalkınma ve İşbirliği Örgütü) dışı ülkelerde, özellikle de ekonomik büyüme oranları son yıllarda yüksek olan Çin, Hindistan ve Türkiye gibi ülkelerden kaynaklanacaktır. OECD ülkeleri ise sanayileşme hamlelerini tamamlamış olduklarından enerji talep artışı daha sınırlı olacaktır. Dünyadaki enerji artışıyla birlikte 15-20 yıl sonra yoğun enerji talep artışıyla karşı

karşıya olan Çin'in en çok enerji tüketen ülke olması, Hindistan'ın ise dünya birincil enerji tüketiminde 4. sırada yer alması beklenmektedir. 2030 yılında Çin, ABD, Hindistan ve AB ülkeleri dünyada üretilen enerjinin yarısından fazlasını tüketir durumda olacaktır. Elektrik tüketiminde ise dünya genelinde yıllık %2,2 oranında artış hesaplanmaktadır. Bu enerji artışı gelişmiş ülke olarak tanımlanan OECD ülkelerinde %1'in altındayken sanayileşmesini henüz tamamlayamayan gelişmekte olan ülkelere %5 seviyelerine kadar çıkmaktadır. Nitekim ülkemizdeki elektrik tüketim artışları %4,5 seviyelerinde gerçekleşmektedir.

Dünya enerji artışının bir sonucu olarak enerji kaynağı olarak kullanılan petrol, kömür, doğal gaz gibi fosil kaynaklar hızla tükenmektedir. Birincil enerji talebinin karşılanmasında kullanılan fosil yakıtların önümüzdeki yıllarda da etkin bir şekilde kullanılacağı öngörülmektedir. Gelecek dönemlerde fosil kaynaklardan petrolün elektrik üretiminde kullanılan en büyük kaynak olma özelliği devam edecektir. Doğalgaz ise elektrik üretimindeki payını koruyacak, hatta bir miktar artıracaktır. Dünya kanıtlanmış petrol kaynaklarının 50 yıl sonra, doğalgaz rezervlerinin 60 yıl sonra ve kömür rezervlerinin ise 135 yıl sonra biteceği öngörülmektedir. Dünya enerji üretiminin büyük çoğunluğunun fosil yakıtlardan elde edildiğini düşündüğümüzde dünya üzerinde yeni, çevreci ve alternatif enerji kaynaklarına ihtiyaç duyulacaktır.

Dünyada varlığı ispatlanmış ham petrol rezervlerinin 1,7 trilyon varil olduğu hesaplanmaktadır. Bu miktar mevcut senaryolar doğrultusunda yaklaşık olarak 50 yıllık ömrünün kaldığını göstermektedir. Bu nedenle dünya petrol tüketimi böyle devam ederse 2060'lı yıllarda petrol rezervleri nihayete erecek ve dünya petrol yerine başka kaynaklara yönelmek zorunda kalacaktır.

Dünya kesinleşmiş doğalgaz rezervleri 2012 yılı sonu itibariyle 187,3 trilyon metreküp olarak belirlenmiş olup bu miktar küresel üretimi 60 yıl kadar karşılayabilecektir. 2012 yılına göre dünya kesinleşmiş kömür rezervleri 135 yıl boyunca dünya ihtiyacını karşılayabilecektir. Görüldüğü gibi yakın bir gelecekte fosil kaynaklar yok olacaktır. Bu nedenle dünyanın alternatif enerji kaynaklarına ihtiyaç vardır.

Ekonomik kalkınmanın ve toplumsal gelişmenin en önemli kaynağı ve göstergesi olan enerji ısı enerjisi, ışık, mekanik enerji kimyasal enerji, nükleer enerji ve elektrik enerjisi olarak ortaya çıkmaktadır. Elektrik enerjisi diğer formlara kolayca dönüştürülebilmesinden dolayı dünyada üretimi çok büyük önem kazanmıştır. Günümüz dünyasında elektrik enerjisi, ekonominin ve sosyal yaşamın vazgeçilmez ögesi durumundadır. Kullanım kolaylığı, rahatlığı, kalitesi ve diğer formlara kolayca dönüştürülebilir olması diğer enerji türlerine göre elektrik enerjisini daha da ön plana çıkarmıştır. Bu nedenle elektrik enerjisinin girdi olarak kullanılmadığı sektör hemen hemen yok gibidir.

Dünyada ihtiyaç duyulan enerji miktarı her geçen gün artarak devam etmektedir. Artan enerji talebini karşılayabilmek için dünya ülkeleri gelirlerinin önemli bir kısmını enerji yatırımlarına ayırmaktadır. 2014 ile 2040 yılları arasında artan enerji talebini karşılayabilmek için dünya ülkeleri tarafından 50 trilyon dolardan daha fazla yatırım yapılacağı tahmin edilmektedir.

Birincil enerji tüketiminin en önemli sebeplerinden biri elektrik üretmektir. Dünya, birincil enerji potansiyellerinin önemli bir kısmını elektrik enerjisi üretmek için kullanmaktadır. 2014 yılı elektrik üretim değerleri dikkate alındığında dünya genelinde üretilen elektriğin %42,3' ünü ABD ve Çin üretmiştir. Ülkemiz ise 250,4 milyar kWh elektrik üretimiyle dünyada 19. sırada yer almaktadır.

1.2 Türkiye'de Enerji

Her ülke gibi ülkemiz içinde enerji, stratejik konuların başında gelmektedir. Enerjinin, özelde ise elektrik enerjisinin, kalkınmanın ve yaşam kalitesinin önemli bir unsuru olarak güvenilir şekilde, zamanında, düşük maliyetle temin edilmesi her toplum için büyük önem taşımaktadır.

Her ülkenin enerji kaynakları bakımından zengin olmadığı bununla birlikte de yeterli enerji yatırımlarına sahip olmadığı gerçeğinden hareketle, enerji konusunda önemli olanın planlama olduğu anlaşılmaktadır. Ekonomik, sosyal, teknik ve çevresel

özelliklerle birlikte uluslararası nitelikleriyle de öne çıkan konunun, çağdaş politikalar ve doğru stratejiler bağlamında bilimsel bilgi ve veriler ışığında kamu-özel sektör işbirliğiyle kamusal yararın sağlanması amacıyla ele alınması gerekmektedir. Ülkemiz kalkınma hedeflerine bakıldığında enerji sektöründeki çabasını toplumsal refahı artırma ve sanayi üretiminde dünya standartlarının yakalanması çabası olduğu görülmektedir. Ülkemizin sanayi üretimindeki hedeflerini gerçekleştirmek için yıllık enerji talebinde uzun yıllar boyunca hızlı bir artış olduğu görülmektedir. Gelecek yıllarda da sanayileşmeyle birlikte enerji talebimizde önemli artışlar meydana gelecektir.

Ülkemizin elektrik enerjisi tüketimi 2015 yılı ilk 9 aylık verilerine göre 200 milyar kWh'e dayanmaktadır. Son yıllarda dünya ekonomileri küçülürken ülkemizin yakalamış olduğu hızlı büyüme oranlarıyla birlikte 2004 – 2014 yılları arasındaki 10 yıllık dönemde %40 oranında artmıştır. Ülkemiz üretmiş olduğu elektriğin %66,9 gibi önemli bir kısmını ithal kaynaklı fosil yakıtların kullanıldığı termik santrallerden elde etmektedir. Görüldüğü üzere elektrik enerjisi üretimimizin büyük çoğunluğu doğal gaz, petrol ve kömürden oluşan fosil kaynakların kullanıldığı termik santrallerden elde edilmiştir. Fosil kaynakların yakın bir gelecekte tükeneceği düşünüldüğünde termik santrallerin yerine başka enerji kaynaklarının alınması kaçınılmaz bir son olarak görülmektedir.

Türkiye elektrik enerjisi üretimini 2015 yılı ilk 9 aylık verilerine göre incelediğimizde elektrik üretiminin % 66,94'ünün termik santrallerden üretildiği görülmektedir. Termik santrallerin üretimdeki payının içerisinde ise % 37,3 oranla doğalgaz kaynaklı santraller ve % 27,62 oranla kömür kullanılan santraller yer almaktadır. Elektrik üretiminin % 27,53 'lük bir kısmı ise hidrolik kaynaklardan elde edilmiştir.

Ülkemiz elektrik enerjisi talebinin enerji bakanlığının verilerine göre mevcut politikalar senaryosunda düşük elektrik arz talebinde 2020 yılında 338 milyar kWh'e ulaşacağı, 2035 yılına gelindiğinde ise ortalama %4 artarak 622 milyar kWh'e ulaşacağı öngörülmektedir. Ülkemiz sürekli artan enerji talebini karşılayabilecek yenilenebilir enerji kaynaklarına sahip değildir. Ülkemizin sahip olduğu tüm yenilenebilir enerji kaynakları potansiyeli 2023 jenerasyonunda 229 milyar kWh olarak öngörülmektedir.

Ülkemiz sahip olduğu tüm yenilenebilir enerji potansiyellerini kullanabilse dahi mevcut elektrik enerjisi ihtiyacını karşılayamamaktadır.

Ülkemizde enerji ithal bağımlılığı % 72 seviyelerindedir. Kullanmakta olduğumuz doğalgazın %98'i, petrolün % 92 si, kömürün ise % 30 u ithal edilmektedir. Fosil kaynakları çok yüksek oranda ithal ediyor olmamıza karşın yenilenebilir enerji kaynaklarımızla elde edebileceğimiz enerji potansiyelimiz elektrik talebimizin ancak % 30'u kadardır. 2023 hedeflerimize göre yenilenebilir enerji potansiyellerimizi yaklaşık 2 katına çıkarıyor olabilmemize karşın kapasite kullanımından dolayı gerçekte bu miktar kullanabileceğimiz potansiyelimizin az bir kısmıdır. Çeşitli nedenlerle yenilenebilir enerji santrallerinin kurulabileceği alanlar yeterince kullanılamamaktadır. Hal böyleyken enerji tüketimimiz sürekli olarak artış göstermektedir.

Dünyada elektrik talep artışları incelendiğinde ülkemiz son yıllarda yüksek büyüme hızı gösteren Çin'den sonra ikinci sırada yer almaktadır. Diğer Avrupa ülkesine göre sanayileşme hamlesini henüz tamamlayamamış olan ülkemiz yüksek büyüme endeksi ile enerji talep artışında ilk sırada yer almaktadır. Ülkemizin 2023 enerji hedefleri arasında kullanılan ithal kaynakların payını azaltmak ve yenilenebilir enerji kaynaklarının payını artırmak hedeflenmektedir. Günümüzde elektrik üretiminde %43 olarak kullanılan doğalgazın payını %30'lara çekilmesi hedeflenmektedir. Böylece ülkemizin enerjide dışa bağımlılığı azaltılmış olacaktır. Ancak yenilenebilir enerji kaynaklarının elektrik üretimindeki payının artırılması başka sorunları ve başka endişeleri beraberinde getirmektedir. Çünkü yenilenebilir enerji bölgesel iklim koşullarına bağlı olarak değişkenlik göstermektedir. Oysaki üretilen enerjinin sürekli, verimli ve kesintisiz olması şarttır. Yenilenebilir enerji kaynakları iklim şartlarına bağlı olarak değişkenlik göstermektedir. Bu nedenle yenilenebilir enerji kaynakları tek başına bir enerji kaynağı değil de mevcut enerji kaynaklarının tamamlayıcısı ve yedek gücü olarak düşünülmesi ve enerji planlamalarının bu yönde yapılması daha sağlıklı olacaktır.

Türkiye'nin enerji görünümünü kısaca özetleyecek olursak ülkemiz 2014 yılında 257,22 milyar kWh elektrik tüketilmiş olup tüketilen elektriğin %79,5 i fosil yakıtların

kullanıldığı termik santrallerden , %16,1 i hidrolik kaynaklardan ve %4,4 ü ise rüzgar, jeotermal ve güneş gibi kaynaklardan elde edilmiştir. Ülkemiz ürettiği elektrik enerjisinin büyük çoğunluğunu termik santrallerden üretirken bu santrallerde kullanmış olduğu doğalgaz, petrol ve kömürün çok önemli bir kısmını ithal etmektedir. Dünyada fosil yakıtların yakın bir gelecekte sona ereceği gerçeği de göz önünde bulundurulduğunda ülkemizin en kısa zamanda iklim şartlarından etkilenmeyen, çevreci, güvenilir ve emre amade bir enerji kaynağına ihtiyacı vardır. Ülkemizin ihtiyaç duyduğu enerji kaynağı nükleer enerjidir.

1.3 Nükleer Enerji

Atomu oluşturan proton ve nötronları bir arada tutan enerji nükleer enerji olarak tanımlanmaktadır. İtalyan bilim adamı Fermi'nin nötronların birçok atom türünü bölebileceğini bulmasından sonra uranyum çekirdeklerini nötronlarla bombalayarak uyarılmış uranyum elementinin bambaşka atomlara parçalandığını ispatlamıştır. Böylece atomların nötron bombardımanıyla uyarılarak parçalanmasıyla çok yüksek miktarda enerji açığa çıktığı keşfedilmiştir.

Nükleer enerji atomda fisyon tepkimeleri ve füzyon tepkimeleri sonucu ortaya çıkmaktadır. Fisyon olarak adlandırılan reaksiyon uranyum çekirdeğinin yavaş nötronlarla uyarılarak uranyumdan daha hafif iki farklı elemente bölünmesi ve ortama fazla enerjinin aktarılması olayıdır. Füzyon olarak adlandırılan reaksiyon ise iki ayrı çekirdeğin çok büyük bir güçle bir araya getirilerek helyum atomuna dönüşmesi olayıdır. Nükleer reaksiyonlarda çok yüksek miktarda enerji açığa çıkmakla beraber füzyon reaksiyonlarında açığa çıkan enerji miktarı fisyon reaksiyonlarında açığa çıkan enerji miktarından çok daha fazladır.

Fisyon tepkimeleri atom içerisindeki nötron ve protonları bir arada tutan nükleer enerjinin nötron bombardımanıyla ortaya çıkarılmasıdır. Fisyon tepkimeleri atom numarası yüksek olan radyoaktif element uranyum ve plütonyum atomlarıyla gerçekleştirilmektedir. Bu elementler çekirdeğinde çok yüksek sayıda nötron

bulundurur. Atomlardaki protonların nötronlara oranı atomun kararsızlığının başka bir ifadeyle radyoaktifliğinin göstergesi olarak belirtilmektedir.

Bilim adamları uranyum çekirdeğine nötron gönderdiklerinde uranyum çekirdeğinin çok kararsız duruma geçtiğini ve atomun bu kararsız durumdan kararlı duruma geçmek için enerji yayarak parçalandığını gözlemlemişlerdir. Atom içerisindeki bu durum fisyon olarak adlandırılmaktadır. Nükleer reaktörlerde fisyon tepkimelerinden yararlanılmaktadır.

Nükleer reaksiyonlarda füzyon olarak adlandırılan olay fisyonun aksine hafif iki atom çekirdeğinin birleşmesi olayıdır. Başka bir ifadeyle iki hidrojen atomunun birleşerek helyum çekirdeğini oluşturması ve ortaya tahmin edilemeyecek kadar büyük boyutta enerji açığa çıkması olayıdır. Füzyon tepkimeleri güneşte sürekli yaşanmaktadır. Güneşte bulunan hidrojen atomlarının helyum atomuna dönüşmesiyle gerçekleşen bu olay milyonlarca yıldır insanlığın yegane ve sonsuz enerji kaynağıdır.

Nükleer enerji günümüzde tarım alanında daha verimli ve yeni türlerin oluşturulmasında, sanayide enerji kaynağı olarak, sağlık hizmetlerinde özellikle kanser hastalığının teşhis ve tedavisinde, askeri alanda, arkeolojik buluntularda bulunan karbonun yarılanma ömrü sayesinde yaş tayininde, denizaltıların yoğun enerji talebinin az hacimle karşılanmasında, uzay teknolojilerinde araçların yakıt temininde ve nükleer santraller aracılığıyla elektrik üretiminde kullanılmaktadır.

1.4 Dünyada Nükleer Enerjinin Durumu

Nükleer enerjinin keşfi bilim adamları arasında çok büyük bir ilgi uyandırmış ve bu konuda birçok araştırma ve deneyler yapılmıştır. Nükleer enerjinin elektrik üretiminde kullanılabileceğinin keşfedilmesinden sonra elektrik üretmek üzere tasarlanan ilk nükleer santral 1950 yılında insanlığın hizmetine sunulmuştur. Kısa sürede nükleer santrallerin dünyanın gelecek dönemlerdeki enerji ihtiyaçlarının karşılamada önemli bir kaynak olduğu görülmüş ve 1980 yılına kadar nükleer güç santrallerinin sayısı hızla artmıştır. Günümüzde dünyada 31 ülke 440 santralle elektrik üretimi için nükleer

enerjiyi tercih etmektedir.2015 yılı itibariyle dünyada 16 ülke gelecek dönemlerdeki enerji ihtiyacını karşılayabilmek için 66 yeni nükleer santral yapmayı planlamaktadır. Yine dünya ülkeleri gelecek dönemlerdeki artan enerji taleplerine cevap verebilmek için 317 nükleer santralin gerekliliğine yatırım programlarında yer vermiştir.

Çoğunluğunu Avrupa ülkelerin ve dünyada gelişmiş olarak kabul edilen ülkelerin oluşturduğu 31 ülke elektrik üretiminin önemli bir kısmını nükleer enerjiden elde etmektedir. Nükleer enerjinin dünya elektrik üretimindeki payı % 11 olup önümüzdeki yıllarda da bu payın artacağı öngörülmektedir. Dünya enerji taleplerini en güvenilir, kesintisiz ve ucuz maliyetli karşılayan ülkeler teknolojiye de önderlik etmişlerdir. Dünyanın en gelişmiş ülkesi olarak kabul edilen ABD’de elektrik üretiminde nükleer enerjinin payı % 20’ler seviyesine ulaşmaktadır. Dünya petrol, doğalgaz ve kömür yataklarının önemli bir kısmına sahip olan Rusya elektrik üretiminin %18,6’sını ülkesine kurmuş olduğu 34 nükleer santral ile sağlamaktadır. Nükleer enerjinin elektrik üretimindeki payı en yüksek ülkeler Fransa ve Ermenistan’dır. Fransa üretmiş olduğu elektrik enerjisinin %76,9’luk bir kısmını nükleer enerjiden sağlamaktadır. Ermenistan ise elektrik ihtiyacını % 73 oranında nükleer enerjiden sağlamaktadır.

Ülkemizin gelecek yıllarda artan enerji talebini yenilenebilir kaynaklar olan rüzgar, güneş ve hidrolik kaynaklardan karşılaması mümkün değildir. Yenilenebilir kaynakların iklim koşullarına bağlı olarak değişmesi, yeterli potansiyelinin olmaması, kapasite kullanımı gibi nedenlerden dolayı enerji talebimizi karşılayamayacağı aşikardır. Ülkemizin enerji talebini karşılamada fosil kaynakların ise tamamen dışa bağımlı olmamız, diğer enerji kaynaklarına göre pahalı olması, yeterince çevreci olmaması ve yakın bir gelecekte tükenecek olması bizi daha güvenli, temiz, kesintisiz, iklim koşulları vb. sebeplerden etkilenmeyen, sürekli enerji üretebilecek enerji kaynaklarına yönelmektedir. Bu enerji kaynağı şüphesiz nükleer enerjidir. Nükleer enerji fosil kaynaklara göre daha az maliyetli ve fosil kaynaklar kadar çevreyi kirletmediğinden daha çevreci bir enerji kaynağıdır. Nükleer enerji yenilenebilir enerji kaynakları gibi iklim şartlarından etkilenmez, sürekli enerji üretebilir.

Türkiye 1960 yılında Güney Kore ile aynı dönemlerde kalkınma hamlesi başlatmıştır. Kalkınma hamlesinin en temel girdilerinden biri olan enerji talebini karşılayabilmek için ülkemizde nükleer santraller kurulması planlanmıştır. Güney Kore nükleer santrallerini kurarak kısa zamanda kalkınma hamlesini önemli ölçüde tamamlamıştır. Günümüzde Güney Kore kurmuş olduğu nükleer santraller sayesinde teknoloji ve otomotiv sektöründe hatırı sayılır bir noktaya ulaşmıştır. Ülkemiz aynı dönemlerde nükleer santrallerin kurulması için Atom Enerjisi Kurumunu kurmuş ve nihayet deprem fay hatlarından uzak olan Mersin iline bağlı Akkuyu mevkiinde ilk nükleer santralin kurulması için 1976 yılında lisanslanmıştır. Lisanslamanın ardından ekonomik, sosyal ve siyasi nedenlerden dolayı Akkuyu Nükleer Güç santralının yapımına başlanamamıştır. 2010 yılında Akkuyu nükleer santralının yapımıyla ilgili Rusya federasyonu ile anlaşmaya varılmıştır. Ülkemizin artan enerji talebini karşılayabilmek için Sinop iline kurulması planlanan ikinci nükleer santralin anlaşması Mayıs 2013 te Japonya ile imzalanmıştır.

Ülkemizde kurulacak nükleer santraller dörder üniteden oluşacak olup iki ayrı nükleer santralden yıllık toplam 80 milyar kWh elektrik üretilmesi planlanmaktadır. Akkuyu nükleer santralının 2023 yılında tamamlanması, Sinop nükleer santrali ise 2028 yılında tamamlanması planlanmaktadır. Her iki nükleer santralin ise işletme ömrünün 60 yıl olacağı öngörülmektedir. Ülkemizde 3. nükleer santralin kurulması için yer belirleme çalışmaları devam etmektedir. Bu çalışmalar içerisinde Kırklareli İli öne çıkmaktadır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

Fisyon reaksiyonları sonucu ortalama olarak 3 tane nötron açığa çıkmaktadır. Bu çıkan nötronlar moderatör yardımıyla yavaşlatılarak tekrar fisyon yapmaları sağlanır. Ancak fisyon reaksiyonları sonucu açığa çıkan nötronların bir kısmı reaktör içerisinde kaybolmaktadır. Bir kısmı ise hiç fisyon reaksiyonları gerçekleştirememektedir. Reaktör içerisinde bazen de doğrultusu farklı olan bir nötron çekirdeğe çarparak yön değiştirdikten sonra fisyon neden olabilmektedir.

Nükleer reaktörlerinin kusursuz ve güvenli bir şekilde çalışabilmesi için fisyon reaksiyonları sonucu açığa çıkan nötronların dağılımının bilinmesi gerekmektedir. Reaktörün devamlılığı ortamdaki fisyon yapan nötronların sayısının sabit kalmasına bağlıdır. Nükleer reaktörler içerisindeki zincirleme fisyon reaksiyonları sonucu açığa çıkan nötronların sayısı zamanla sabit kalıyorsa böyle reaktörler kritik reaktör olarak adlandırılır. Nükleer reaktörlerin kritik seviyede olması beklenir. Kritik bir reaktörde belli bir kesitte nötron yoğunluğunun zamanla değişmemesi gerekir. Reaktör içinde fisyon yapan nötron sayıları zamanla azalıyorsa böyle reaktörler ise kritik altı reaktör olarak adlandırılır. Kritik altı reaktörler teknik olarak reaktör içindeki yanmanın devam etmediğinin ve bir sönme olayının başladığının göstergesidir. Reaktörün kritik seviyeye gelmesi için ortama nötron ilavesi gereklidir. Eğer reaktör içerisinde fisyon oluşturan nötron yoğunluğu zamana bağlı olarak artıyor ise böyle reaktörler kritik üstü reaktör olarak ifade edilir. Kritik üstü reaktörlerde ısı ve dolayısıyla basınç artacağından bu durum reaktör için bir tehlike oluşturacaktır. Kritik üstü bir reaktörün kritik seviyeye gelebilmesi için ortamdaki nötron çekilmesi gerekmektedir. Nötron transport denklemi bize reaktör içindeki nötronların dağılımını gösteren denklemdir. Nötron transport denkleminin çözümlenmesi ile difüzyon uzunluğu ve nötron akı miktarı gibi birçok ifade elde edilen sonuçlar güç reaktörlerinin dizaynı hakkında bilgiler vermektedir.

Transport denklemi ilk olarak Boltzmann'ın 1872 yılındaki çalışmasıyla başlamıştır. Boltzmann bu çalışmada gazların kinetik teorisini analitik olarak hesaplamak için Boltzmann eşitliğini geliştirmiştir. Boltzmann eşitliği olarak bilinen denklem birçok

alandaki kullanılmıştır. Ancak transport denkleminin geçen yıllara rağmen anlaşılamamış ve denklemin fizikteki uygulamaları oldukça uzun yıllar sonra olmuştur.

Nötron transport denkleminin özömlenebilmesi için uygun bir nötron dağılım fonksiyonunun tanımlanması gereklidir. Reaktör içerisinde fisyon sonucu açığa çıkan nötronların uğradığı izotropik saçılma nötronların hızları dolayısıyla kinetik enerjileri arttıkça anizotropik saçılma olmaktadır. Saçılan nötronların enerjilerinin artması anizotropik saçılmaya yol açacağından nötron transport denkleminin çözümünde kullanılan saçılma fonksiyonu yeniden tanımlanmalıdır.

Davison transport denkleminin Legendre polinomları ile özölebileceğini önermiş Legendre polinomlarını transport denkleminde uygulayarak kritik yarı kalınlık ve kritik yarıçap hesaplamıştır [1]. Daha sonraları nötron transport denkleminin çözümü için Case yöntemi, Spektral Green Fonksiyonu yöntemi P_N yöntemi, U_N yöntemi gibi birçok yöntem geliştirilmiştir [2]. Nükleer reaktörün verimli bir şekilde çalışması ve reaktörün gücünün kontrol altında tutulabilmesi için reaktör içindeki fisyon dağılımını tam olarak bilinmelidir. Nötron dağılım fonksiyonu konuma ve açıya bağlı olarak incelenmelidir.

Nötron transport denkleminin birinci tip Chebyshev polinomlarını kullanarak özölebileceğini ilk defa Conkie önermiştir [3]. Yabushita çalışmasında durulma sabitinin Chebyshev polinomlarının birinci tipi ile ilişkisini ve bu ilişkiyi kullanarak reaktör kritikliği için gerekli şartları incelemiştir. Bulgularını kullanarak elde ettiği son nokta uzunluklarının P_N yaklaşımından elde edilen sonuçlarla uyum içinde olduğunu göstermiştir [4]. Conkie, çalışmasında nötron açısal akısını Chebyshev polinomları cinsinden seriye açarak soğurma tesir kesitlerinin varlığında Milne problemini özölemiştir. Hem T_N hem de P_N metodunu kullanarak yaptığı özölemelerde bulduğu sonuçların konvansiyonel olarak tam kabul edilen sonuçlar ile uyumlu olduğunu göstermiştir.

Case'in yapmış olduğu çalışmaya kadar nötron Transport teorisindeki bazı problemlerin çözümünde Fourier ve Laplace tekniği kullanılmıştır. Case, tek hızlı dolayısıyla tek enerjili nötronlarda Transport eşitliğini çözen yeni bir yöntem geliştirmiştir [2].

Case yöntemi olarak adlandırılan yöntemle sonsuz veya yarı sonsuz bir ortamda izotropik saçılmalı tek hızlı nötronların transport denklemi Case yönteminin tüm nötronlar için genellenmesiyle çözülmüştür. Ancak Case yöntemi çok gruplu nötronlar için transport denkleminin çözümünde yetersiz kalmasına rağmen bu yöntem ilk analitik çözüm yöntemi olduğundan oldukça önemli olarak görülmektedir. Daha sonraları nötron transport denkleminin çözümünde Yarı analitik çözüm metodu P_N yöntemi geliştirilmiştir. P_N yöntemi transport denkleminin çözümünde yaklaşık sonuçlar vermekle birlikte analitik sonuçlarla uyum içinde olduğu görülmektedir. Nötron transport denkleminin çözümünde Mika anizotropik saçılmalı ve tek hızlı nötronlar için P_N yöntemini geliştirmiştir.

Reaktör içindeki anizotropik saçılan nötronlar transport teorisinin temel problemlerinden biri olarak görülmektedir. Bu problemin çözümünde bilim adamları tarafından kabul edilen alışılmış yöntem saçılma fonksiyonunun Legendre polinomları cinsinden seriye açılarak transport eşitliğinin çözülmesidir. Mika nötron transportunun anizotropik saçılmalı durumları için özfonksiyonlar arasında ortogonalite ilişkisini bulmuştur [5]. Mitsis, Case'in normal mod açılım metodunu kullanarak farklı geometrilerde kritiklik durum için tam sonuçlar elde etmiştir [6]. Shure ve Natelson nötronların absorblandığı ve nötronların hiçbir zaman absorblanmadığı ortamlar için kuadratik anizotropik saçılma için açılmalı nötron yoğunluğunu hesapladı [7].

Pahor transport teorisine yeni bir fikir olarak Chandrasekhar yaklaşım metodunu getirdi ve bu yaklaşım metodu transport denkleminin çözümünde yaygın bir şekilde kullanılmaya başlandı [8].

Nötron transport teorisinde, Transport denkleminin çözümünün oldukça zor olması nedeniyle bu alanda yapılan çalışmaların tamamına yakını, Kartezyen geometride dilim problemleri oluşturmaktadır. Transport problemi çözümleri, ideal ortamların olduğu durumlar ve çözüm için bazı kabul ve varsayımlar gerektirdiğinden tam sonuçlara ulaşamayıp yaklaşık çözüm sonuçlarına ulaşılmıştır. Bu sebeple nötron transport teorisinin çözümünde küresel geometride çok az çalışma yapılmıştır. S_N

çözüm metodu ile nötron transport denklemi metodu ile hem dilim geometride hem de küresel geometride yaklaşık olarak çözülmüştür. Elde edilen yaklaşık çözümler tam sonuçlarla uyum içindedir. Küresel geometride Case yöntemi ile nötron transport denkleminin çözümü yetersiz kalmaktadır. Ancak Case metoduna benzeyen İntegral Dönüşüm metodu ile küresel geometri için nötron transport denklemi ele alınabilmektedir.

Nötron transport denkleminin çözümünde P_N metodu küresel geometride; Pomraning, McCormick ve Siewert, Aronson, Sharma, Sahni ve Sjöstrand ve Tezcan ve Yıldız gibi çok az araştırmacı tarafından ele alınmış olduğundan küresel geometride Transport eşitliğinin hemen hemen tek çözüm metotları olarak düşünülmektedir [9-14].

Kuvvetli anizotropik saçılmalı durumlar için nötron transport denklem problemlerini farklı geometriler için çözmek oldukça zordur. İnönü 1973 yılında İnönü kuvvetli anizotropik saçılmalı durumlar için ileri ve geri anizotropik saçılım modelini geliştirmiştir [15].

Yaşa, Spektral Green fonksiyonu metodunu kullanarak nötron transport denklemini küresel geometride çözmüştür ve skaler akı hesaplamış ve elde ettiği sonuçların diğer yöntemlerle elde edilen sonuçlarla uyum içerisinde olduğunu belirtmiştir [16]. Daha sonra, Anlı ve Yaşa Küresel geometride nötron transport eşitliğini çözmek için Spektral Green fonksiyonlarını kullanarak analitik çözüm geliştirmişler ve yine başka bir çalışmada da küresel harmonikler yöntemi ile birinci mertebe yaklaşım yapıp difüzyon katsayılarını hesaplamışlardır [17,18].

Transport denkleminin küresel geometrideki çözümleri için yapılan diğer çalışmalardan birinde, Bülbül nötron transport denkleminin çözümü için alternatif bir saçılma fonksiyonu kullanmış ve kritik yarıçap hesaplamalarını yapmıştır [19]. Diğer bir çalışmada ise Yıldız, anizotropik saçılmalı durumlar için F_N yöntemini kullanarak kritik yarıçap hesaplamaları yapmış ve elde ettiği sonuçların önceki yöntemlerle elde edilen sonuçlarla uyum içerisinde olduğunu göstermiştir [20]. Yılmaz, izotropik saçılmalı durumlar için spektral polinomlar yaklaşımını kullanarak; yani Jacobi polinomları

ailesinden olan Legendre, Chebyshev birinci ve ikinci tip polinomlarını kullanarak, küresel geometrideki transport denklemini sanki dilim geometriye indirgedikten sonra kritik yarıçap hesaplamaları yapmış ve bu yöntemlerden elde edilen sonuçların kıyaslanması sonucunda, birbiriyle uyumlu oldukları sonucunu bildirmiştir [21]. Daha sonra Yılmaz ve Kocar, T_N yöntemini kullanarak küresel geometride radyatif transfer denklemini albedo ve yoğunluk problemleri için çözmüşler ve elde edilen sonuçların doğruluğunu yine P_N metodu ve literatürde bulunan diğer sonuçlarla karşılaştırarak göstermişlerdir [22].

Bu tez çalışmasında, küresel geometrideki transport denklemine tek boyutta daha önce Yaşa'nın yaptığı ansatz çözüm yaklaşımı kullanılarak, küresel geometrideki transport denkleminin sanki dilim geometriye indirgenmiş şekli kullanılmıştır [16]. Transport denklemindeki açılal nötron akısı ifadesinde birinci tip Chebyshev polinomları kullanılarak seri bir çözüm önerilmiş ve indirgenmiş transport denklemine birinci mertebeden önce Legendre polinomları daha sonra ise Chebyshev polinomları yaklaşımı kullanılarak skaler akılar için moment denklemleri elde edilmiştir. Bu denklemlerdeki skaler akı terimleri düzenlenerek difüzyon denklemleri elde edilmiştir. Difüzyon denklemlerinden difüzyon katsayıları ve difüzyon uzunlukları her iki yöntem kullanılarak hesaplanmış ve sonuçlar çizelgelerde verilmiştir. Bu yöntemlerden elde edilen sonuçların uyumluluğu tartışılmıştır.

3. MALZEME VE YÖNTEM

3.1 Nötron Transport Denklemine Türetilmesi

Nükleer reaktörler içerisinde nötronların dağılımını açıklayan denklem nötron transport denklemi olarak belirtilmekte olup bu denklem, Boltzmann'ın gazların kinetik enerjisini hesaplamak için geliştirdiği denklemin nötron transportuna uygulanmış şeklidir. Reaktör içerisinde nötron dağılımının bilinmesi ve zamanla değişimi o reaktörün yapısı hakkında bilgi veren en önemli etkidir. Nükleer reaktörler içerisindeki nötron sayısının zamanla değişimine kaynak tarafından üretilen nötronlar, ikincil nötronlar, reaktör içerisinde çeşitli sebeplerle sızan nötronlar ve reaksiyonlarla kaybolan nötron sayısındaki zamanla değişim neden olmaktadır. Fiziksel olarak nötron transport denklemini

$$\left[\begin{array}{c} \text{Nötron sayısındaki} \\ \text{zamanla değişim} \end{array} \right] = - \left[\begin{array}{c} \text{S yüzeyinden birim} \\ \text{zamanda sızan nötronlar} \end{array} \right] - \left[\begin{array}{c} \text{Reaksiyonlarla kaybolan} \\ \text{nötron sayısı} \end{array} \right] \\ + \left[\begin{array}{c} \text{Birim zamanda} \\ \text{üretilen ikincil nötronlar} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \text{Kaynakta üretilen} \\ \text{nötronlar} \end{array} \right]$$

Şeklinde ifade edebiliriz. Nötron transport denklemi, birim hacim içerisinde herhangi bir konumda nötron sayısının sabit kaldığı düşünülerek türetilir. Nötron transport denkleminin yazılabilmesi için nötronların reaktör içerisindeki etkileşimleri konusunda bazı kabullenmelerin yapılması gerekir:

- Nötronlar dalga boyu çok küçük olan parçacıklar olup çarpışmalar arasında aldığı yollar atomik boyutlara göre çok büyüktür.
- Nötronlar çarpışmalardan sonra yüksüz olduklarından elektrik ve manyetik kuvvetlerden etkilenmezler. Nötronlar çarpışmalardan sonra doğrusal yollar şeklinde ilerler.
- Parçacık-parçacık etkileşimlerinde parçacık yoğunlukları atomik yoğunluklara göre çok küçük olduğundan nötron-nötron etkileşimleri ihmal edilir.
- Çarpışmalar anidir ve çarpışmalardan sonra açığa çıkan nötronlar aniden salıverilir.

- Reaktör içerisindeki çarpışmaların meydana geldiği ortamların izotropik olduğu kabul edilmektedir.
- Nötron yoğunluğu dağılımının homojen olduğu düşünülmektedir. Bu nedenle düşük parçacık yoğunluğundaki dalgalanmalar dikkate alınmayacaktır.

$$\begin{aligned}
d^3u dt \int_V \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{r}, \vec{u}, t) d^3r &= -d^3u dt \int_S \vec{J}(\vec{r}, u, t) \cdot \vec{n} dS - d^3u dt \int_V \frac{u\psi(\vec{r}, \vec{u}, t)}{l(\vec{r}, u)} d^3r \\
+ d^3u dt \int_V u' \psi(\vec{r}, \vec{u}, t) \sigma(r, \hat{\Omega}' \cdot \hat{\Omega}, u' \rightarrow u) d^3u d^3u' \\
+ d^3u dt \int_V q(\vec{r}, \vec{u}, t) d^3r & \quad (3.1)
\end{aligned}$$

Nükleer reaktör içerisinde herhangi bir t zamanında r noktası civarında d^3r hacmi ve u hızına sahip nötronların sayısı,

$$\psi(\vec{r}, \vec{u}, t) d^3u d^3r dt \quad (3.2)$$

şeklinde yazılabilir. Nötron sayısındaki zamanla değişim ise;

$$dN = d^3u dt \int_V \frac{\partial \psi(\vec{r}, \vec{u}, t)}{\partial t} d^3r \quad (3.3)$$

olarak yazılır. Sızıntı sonucunda reaktör içerisinde kaybolan nötron sayısının zamanla değişimi;

$$d^3u dt \int_S \vec{J}(\vec{r}, \vec{u}, t) \cdot \vec{u} ds \quad (3.4)$$

olarak belirtilmektedir. (3.3) denkleminde $\vec{J}(\vec{r}, \vec{u}, t)$ nötron açılal akımını ifade etmektedir.

$$\vec{J}(\vec{r}, \vec{u}, t) = \vec{u} N(\vec{r}, \vec{u}, t) \quad (3.5)$$

$N(\vec{r}, \vec{u}, t)$, herhangi bir t anında r noktasında u hızına sahip d^3r hacmi ve d^3u hız uzayına sahip nötronların sayısını belirtmektedir.

Birim hacim içerisinde hıza bağlı nötron yoğunluğu matematiksel olarak

$$\rho(\vec{r}, t) = \int d\hat{\Omega} \vec{N}(\vec{r}, \vec{u}, t) \quad (3.6)$$

şeklinde ifade edilir. Herhangi bir t anında hızdan bağımsız nötron yoğunluğu ise

$$\rho(\vec{r}, t) = \int d^3u \vec{N}(\vec{r}, \vec{u}, t) \quad (3.7)$$

olarak yazılır. $\Phi(\vec{r}, t)$ hızdan bağımsız nötron akısı, $\vec{J}(\vec{r}, t)$ nötron akımı olmak üzere

$$\Phi(\vec{r}, t) = \int d^3u u N(\vec{r}, \vec{u}, t) \quad (3.8)$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \int d^3u u \vec{N}(\vec{r}, \vec{u}, t) \quad (3.9)$$

(3.8) ve (3.9) eşitliklerinde verilen ifadeler birbirine çok benzemektedir ancak akım (\vec{J}) vektörel bir büyüklük iken, akı (Φ) skaler bir büyüklüktür. Reaktör içerisinde nötronların izotropik olarak dağıldığı kabul edildiğinde nötron akımı sıfıra eşit olurken nötron akısı sıfırdan farklı olmaktadır. Birim zamanda $d\vec{S}$ alanından geçen nötron sayısı alana giren ve alandan çıkan nötron sayılarının farkıdır. Birim alandan geçen nötron sayısı $\vec{J} \cdot d\vec{S}$ olarak verilmektedir.

S yüzeyinden birim zamanda sızan nötronlar

$$d^3u dt \int_S \vec{J}(\vec{r}, \vec{u}, t) \cdot \vec{n} dS \quad (3.10)$$

olarak yazılır. Reaktör içerisinde gerçekleşen reaksiyonlar sonucunda kaybolan nötron sayısı,

$$d^3u dt \int_v \frac{u\psi(\vec{r}, \vec{u}, t)}{l(r, u)} d^3r \quad (3.11)$$

şeklinde yazılır.

$$u \frac{\psi(\vec{r}, \vec{u}, t)}{l(r, u)} d^3u d^3r dt \quad (3.12)$$

ifadesi çekirdekle çarpışan u hızına sahip nötron sayısını belirtmektedir. $l(r, u)$ ortalama serbest yol olmak üzere; ortalama serbest yolun tersi makroskobik tesir kesiti ($\sigma_T(r, u)$) olarak ifade edilir. Makroskobik tesir kesiti bütün çekirdeklerin tesir kesitlerinin (saçılma, absorpsiyon, fisyon vs ...) ayrı ayrı toplamı olarak ifade edilmektedir.

$$\sigma_T(r, v) = \frac{1}{l(r, u)} \quad (3.13)$$

Nötron akımı ($\vec{J}(\vec{r}, \vec{u}, t)$) ile nötron sayısı ($\psi(\vec{r}, \vec{u}, t)$) arasında

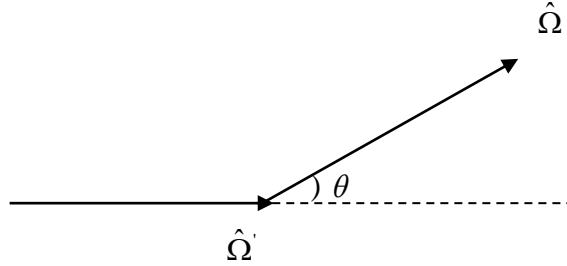
$$\vec{J}(\vec{r}, \vec{u}, t) = \vec{u} \psi(\vec{r}, \vec{u}, t) \quad (3.14)$$

ilişkisi bulunmaktadır. $\hat{\Omega}$ nötronların saçılma doğrultusunu gösteren birim vektör olmak üzere $\vec{u} = u\hat{\Omega}$ şeklinde yazılır.

$\sigma_T(\hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega})$ tesir kesiti için saçılma fonksiyonunu

$$f(\hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) = \frac{\sigma_T(\hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega})}{c(r, u) \sigma(r, u)} \quad (3.15)$$

şeklinde yazabiliriz. f , saçılma fonksiyonu $\hat{\Omega}'$ doğrultusundan gelen, bir nötronun ortamda bulunan çekirdeklerin biri ile çarpıştıktan sonra, $\hat{\Omega}$ doğrultusunda saçılarak fisyon yapma olasılığını gösteren fonksiyon olarak tanımlanır.



Şekil 3.1. Nötronların geliş ve saçılma doğrultuları

Normalizasyon şartına bağlı olarak izotropik saçılmalı durumlar için $f(r, \mu, u' \rightarrow u) = 1/4\pi$ 'dir. Anizotropik saçılmalı durumlarda saçılma fonksiyonu θ açısına bağlı olarak değişmektedir

c nükleer reaksiyonlarda çarpışmalardan sonra ortaya çıkan ikincil nötronların ortalama sayısı olmak üzere hızı u olan bir nötronun r noktasında yapmış olduğu reaksiyonda açığa çıkan nötronları ifade etmektedir. İkincil nötronların sayısı reaksiyonun çeşidine göre değişkenlik göstermektedir. Soğurma reaksiyonlarında ikincil nötron çıkmaz iken esnek çarpışmalarda 1, fisyon reaksiyonlarında ise ortalama olarak 2,5 tane nötron açığa çıkmaktadır. İkincil nötron sayısına reaksiyonun gerçekleştiği ortamda bulunan maddeler ve bu maddelerin tesir kesiti etki etmektedir. c değeri

$$c(r, u) = \frac{\sigma_s(r, u) + \sigma_{in}(r, u') + \sigma_f(r, u') \cdot \nu + \dots}{\sigma(r, u)} \quad (3.16)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada

$$d^3u = u^2 du d\Omega \quad (3.17)$$

ve

$$\psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, t) = \int_{\vec{v}} u^2 \psi(\vec{r}, \vec{u}, t) du \quad (3.18)$$

ile verilmektedir. Bu bağıntılar göz önünde bulundurularak tek hızlı nötronlar için en genel haliyle transport denklemi,

$$\frac{1}{u} \frac{\partial \psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, t)}{\partial t} = -\hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, t) - \sigma_T(r) \psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, t) + c\sigma_T(r) \int_{\hat{\Omega}'} \psi(\vec{r}, \hat{\Omega}', t) f(\hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) d\hat{\Omega}' + S(\vec{r}, \hat{\Omega}, t) \quad (3.19)$$

şeklinde ifade edilebilir [23].

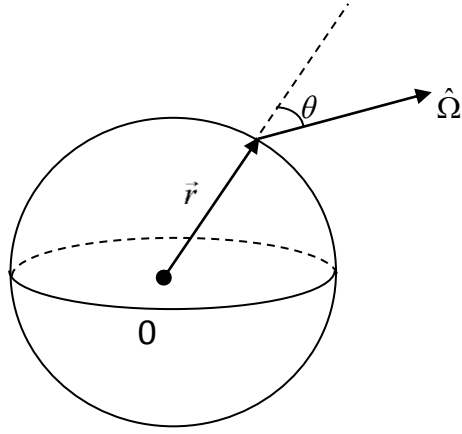
3.2 Küresel Geometride Nötron Transport Denkleminin Türetilmesi

İzotropik saçılmalı bir ortamda tek-hızlı nötronlar için küresel geometride transport denklemi

$$\hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi(r, \hat{\Omega}) + \sigma_T \psi(r, \hat{\Omega}) = \frac{\sigma_{s0}}{4\pi} \int_{\hat{\Omega}'} \psi(r, \hat{\Omega}') d\hat{\Omega}' + S(r, \hat{\Omega}) \quad (3.20)$$

şeklinde yazılır. Burada $d\hat{\Omega}' = d\varphi d\mu'$ katı açıdır. Orijinden aynı uzaklıklardaki yüzeylerde açısal nötron akısı aynı olduğundan ψ , θ ve φ den bağımsızdır. Nötron transport denklemi küresel geometride türetilirken sadece sızıntı terimi değişkenlik gösterdiğinden sızıntı terimini küresel koordinatlarda yazarak nötron transport denkleminin elde edilmesi uygun olacaktır. $\hat{\Omega}$ nötron yönünü göstermek üzere

$$\hat{\Omega} \cdot \hat{r} = \mu \quad (3.21)$$



Şekil 3.2. Küresel geometride nötron doğrultusu

Burada \hat{r} birim vektörü ifade etmektedir ve ψ sadece r 'nin ve μ 'nün bir fonksiyonudur.

Nötron sabit $\hat{\Omega}$ yönünde hareket ederken, μ 'nün değeri $\cos \theta$ dan $\cos \theta'$ ye değişir. Böylece

$$\hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi(r, \mu) = \frac{d\psi(r, \mu)}{ds} = \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{dr}{ds} + \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \frac{d\mu}{ds} \quad (3.22)$$

$$\frac{dr}{ds} = \mu = \cos \theta \quad (3.23)$$

$$\frac{d\mu}{ds} = \frac{d \cos \theta}{d\theta} \frac{d\theta}{ds} = -(\sin \theta) \left(-\frac{\sin \theta}{r} \right) = \frac{1 - \mu^2}{r} \quad (3.24)$$

elde edilir. Burada ds küçük nötron yönüdür. Sızıntı terimi küresel koordinatlar için nötron transport denkleminde yazılarak

$$\hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \psi(r, \mu) = \mu \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \mu} \quad (3.25)$$

eşitliği elde edilir. Böylece bir boyutlu küresel geometride izotropik ve nötron kaynağının olmadığı bir ortamda tek-hızlı nötronlar için transport denklemi

$$\mu \frac{\partial \psi(r, \mu)}{\partial r} + \frac{1-\mu^2}{r} \frac{\partial \psi(r, \mu)}{\partial \mu} + \sigma_T \psi(r, \mu) = \frac{\sigma_{s0}}{2} \int_{-1}^1 \psi(r, \mu') d\mu' \quad (3.26)$$

şeklinde özetlenebilir.

Bu çalışmada (3.26) denklemini sanki-dilim (pseudo-slab) geometride yazabilmek için daha önce Yaşa tarafından önerilen açısız akı çözüm profili kullanılacaktır [16]. Buna göre Yaşa'nın çalışmasında önerdiği profil çözüm;

$$\psi(r, \mu) \approx e^{-\sigma_T r (1-c) \mu} \quad (3.27)$$

olarak verilmişti. Önerilen bu profil çözüm transport denkleminde yerine yazılarak denklem (3.26) da verilen küresel geometri transport denklemi, sanki-dilim transport denklemine indirgenebilir.

$$\mu \frac{\partial \psi(r, \mu)}{\partial r} - \sigma_T (1-c) (1-\mu^2) \psi(r, \mu) + \sigma_T \psi(r, \mu) = \frac{\sigma_{s0}}{2} \int \psi(r, \mu') d\mu' \quad (3.28)$$

Böylece küresel geometri transport denklemi dilim geometriye indirgendiğinden açısız türev teriminden kurtarmış ve daha kolay bir denklem elde etmiş oluruz. Bu sanki-dilim transport denkleminin çözümünde izlenecek yol, dilim geometrideki transport denkleminin çözümünde izlenen yoldan çok farklı olmayacaktır.

3.3 Sanki-Dilim Transport Denkleminin P_1 Yaklaşımı

Nükleer reaktörlerin kusursuz bir şekilde dizayn edilmesi ve işletilmesi için nötron dağılımının bilinmesi büyük önem arz etmektedir. Transport denklemi nötron dağılımını açıklayan denklemdir. Transport denkleminin çözümü için bu güne kadar birçok çalışma yapılmıştır. P_1 yaklaşımı bu yöntemlerden en önemlilerinden olup nükleer

reaktörlerin tasarlanmasında kullanılan en önemli ve en etkili yöntemdir. Bu nedenle geleneksel yöntem olarak kabul edilmiş ve P_1 yaklaşımı difüzyon yaklaşımı olarak adlandırılmaktadır.

Küresel geometride nötron transport denklemi (3.28) eşitliği ile verilmiş olup bu denkleminin P_1 yöntemiyle çözümü için nötron açısız akısı ($\psi(x, \mu)$) tanımlanmıştır.

Küresel geometride sanki- dilim denklemini izotropik saçılmalı durumlarda $c = \frac{\sigma_{s0}}{\sigma_T}$ ve

$\mu \frac{\partial}{\partial r}$ yerine $\mu \sigma_T \frac{\partial}{\partial x}$ dönüşümleri yapılarak denklem (3.28)de yerine yazılırsa

$$\mu \frac{\partial \psi(x, \mu)}{\partial x} - (1-c)(1-\mu^2)\psi(x, \mu) + \psi(x, \mu) = \frac{c}{2} \int_{-1}^1 \psi(x, \mu') d\mu' \quad (3.29)$$

elde edilir.

Legendre polinomları (küresel harmonikler) yaklaşımına göre nötron açısız akısı Legendre polinomları cinsinden

$$\psi(x, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \Phi_l(x) P_l(\mu) \quad (3.30)$$

şeklinde yazılabilir[22]. Burada $\Phi_l(x)$ akı momentidir. Denklem (3.30) da verilen nötron açısız akısı denklem (3.28)'de yerine yazılıp elde edilen eşitlik $P_0(\mu)$ ile çarpılıp $\mu \in [-1,1]$ aralığında integrali alınırsa,

$$\frac{d\Phi_1(x)}{dx} + (1-c) \frac{1}{3} \Phi_0(x) = 0 \quad (3.31)$$

elde edilir. Benzer şekilde $P_1(\mu)$ ile çarpılıp $\mu \in [-1,1]$ aralığında da integrali alınırsa,

$$\frac{d\Phi_0(x)}{dx} + \frac{3}{5}(3+2c)\Phi_1(x) = 0 \quad (3.32)$$

eşitliği elde edilir. Denklem (3.31) ve (3.32)'e P_1 denklemleri denir. Burada $\Phi_0(x)$ 'e nötron skaler akısı, $\Phi_1(x)$ 'e ise nötron akımı adı verilir. Denklem (3.32) eşitliğinden $\Phi_1(x)$ terimi çekilip Denklem (3.31) eşitliğinde yerine yazılarak difüzyon denklemi

$$\frac{d^2\Phi_0(x)}{dx^2} - \frac{(3+2c)(1-c)}{5}\Phi_0(x) = 0 \quad (3.33)$$

elde edilir. Denklem (3.32)'den difüzyon katsayısı

$$D = \frac{5}{3(3+2c)} \quad (3.34)$$

olarak yazılabilir. İzotropik saçılmalı durumlarda reaksiyon başına çıkan ortalama nötron sayısı

$$c = \frac{(\sigma_T - \sigma_a)}{\sigma_T} \quad (3.35)$$

ile verilmektedir. Bilindiği gibi difüzyon yaklaşımı $\sigma_s \gg \sigma_a$ olmasını gerektirir. Dolayısıyla kritik reaktörlerde absorpsiyonun az olduğu durumlarda absorpsiyon tesir kesiti ihmal edilebilir. Böylece $\sigma_T = \sigma_s$ ve $c = 1$ olur ve (3.34) denkleminde difüzyon katsayısı

$$D = \frac{1}{3} \quad (3.36)$$

olarak bulunabilir. Bu sonuç klasik difüzyon teorisine benzemektedir. Difüzyon katsayısı (D) makroskobik tesir kesiti cinsinden

$$D = \frac{1}{3\sigma_T} \approx \frac{1}{3\sigma_s} \quad (3.37)$$

şeklinde de yazılabilir. Burada $\frac{1}{\sigma_s}$ tek hızlı nötronların ortalama serbest yolu olarak ifade edilir ve difüzyon mesafesi ile difüzyon katsayısı arasında

$$L = \sqrt{\frac{D}{\sigma_a}} \quad (3.38)$$

ilişkisi vardır. Bazen difüzyon katsayısı yerine difüzyon mesafesinin çalışılması problemlerin analizinde daha çok tercih edilen bir yol olabilmektedir. Öyleyse difüzyon teorisine göre difüzyon uzunluğu,

$$L = \sqrt{\frac{1}{3(1-c)}} \quad (3.39)$$

olarak yazılabilmektedir. Öte yandan Case metodu ile hesaplanan difüzyon katsayısı

$$D = \frac{1}{3(1-c)} \left[1 + \frac{2}{5}(1-c) \right]^2 \sigma_a \quad (3.40)$$

ile verilirken difüzyon uzunluğu ise

$$L = \frac{1}{\sqrt{3(1-c)}} \left[1 + \frac{2}{5}(1-c) \right] \quad (3.41)$$

olarak verilmişti [23]. Denklem (3.33) kapalı şekilde

$$\nabla^2 \Phi_0(x) - \frac{1}{L^2} \Phi_0(x) = 0 \quad (3.42)$$

yazılabildiğinden, buna göre difüzyon mesafesi,

$$L = \sqrt{\frac{5}{(3+2c)(1-c)}} \quad (3.43)$$

olarak bulunabilir. Difüzyon yaklaşımında aynı zamanda nötron skaler akısı için de bir çözüm türetilmektedir. Öyleyse denklem (3.33) ile verilen sabit katsayılı, lineer ve homojen diferansiyel denklemin çözümünden nötron skaler akısı için

$$\Phi_0(x) = Ae^{x/L} + Be^{-x/L} \quad (3.44)$$

bulunabilir. Burada A ve B başlangıç veya sınır şartlarından bulunabilecek keyfi sabitlerdir [23].

Bunlara ek olarak, transport teoride değişkenlerine ayırma yöntemiyle elde edilen ve asimtotik rahatlama mesafesi olarak adlandırılan difüzyon mesafesi,

$$1 = cL \tanh^{-1}\left(\frac{1}{L}\right) \quad (3.45)$$

şeklinde verilmektedir. Ayrıca bu yöntemden elde edilecek difüzyon katsayısı da denklem (3.38) kullanılarak kolaylıkla bulunabilmektedir [23].

3.4 Sanki-Dilim Transport Denkleminin U_1 Yaklaşımı

Bu güne kadar integro-diferansiyel transport denkleminin çözümü için birçok yöntem geliştirilmiştir. Bunlar arasında küresel harmonikler yöntemi (P_N yöntemi) en etkili ve en sık kullanılan yöntemdir. Ancak P_N yöntemi transport teorisinin çözümü için kullanılan tek yöntem değildir. Bunun aksine P_N yöntemi uzatılmış son noktaların hesaplanmasında yetersiz olabilir. Bu nedenle Legendre polinomları ile aynı polinom ailesinden olan Chebyshev polinomları ilk defa transport denkleminin çözümünde

Aspelund, Conkie ve Yabushita tarafından tercih edilmiştir [3,4,23]. Onların yaptıkları çalışmalardan sonra da özellikle son yıllarda bazı araştırmacılar birinci ve ikinci tip Chebyshev polinomlarını kullanarak kritik kalınlık ve difüzyon uzunluğunun hesaplanmasında oldukça başarılı çalışmalar yapmışlardır [25-28].

Bu çalışmada da, Gegenbauer ailesinden olan ortogonal polinomlar kullanılarak küresel geometride birinci mertebeye yaklaşımı yapılarak difüzyon mesafesi (uzunluğu) ve difüzyon katsayısı hesaplamaları yapılmıştır. Çalışmada, önce Yaşa ve Anlı'nın önerdiği profil çözüm ile transport denklemi sanki-dilim geometriye indirgenmiş ve daha sonra ise, bu indirgenmiş denkleme difüzyon yaklaşımı yapılmış ve çarpışma başına ikincil ortalama nötron sayısı (c)'nin farklı değerleri için difüzyon uzunluğu ve difüzyon katsayıları hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar yapılırken önce konvansiyonel ve genellikle kabul görmüş bir yöntem olan Legendre polinomları (P_N) yöntemi, daha sonra da bu çalışmanın özgün değerini oluşturan ikinci tip Chebyshev polinomları (U_N) yöntemi kullanılmıştır. Dolayısıyla bu çalışma, daha önce Yaşa ve Anlı'nın P_N yöntemini kullanarak yaptıkları çalışmanın genişletilmiş halidir denilebilir [17].

Bugüne kadar birçok bilim adamı nötron transport denkleminin çözümünde oldukça basit işlevsel sonuçlar verdiği için P_N yöntemini kullanmışlardır [1,11,20,29]. Bu yöntem literatürde geleneksel yöntem olarak kabul görmüş ve birçok problemde bulunan sonuçlar referans değer (benchmark) olarak kabul edilmiştir. Ancak Chebyshev polinomları yöntemi de geleneksel yöntem kadar sık olmasa da nötron transport denkleminin çözümünde kullanılmaya başlanmıştır. Özellikle son on yılda, transport teorisindeki bazı problemlerin çözümünde Legendre polinomları yönteminin yetersiz kalmasından dolayı ve literatüre yeni yöntemler kazandırmak için hem birinci tip hem de ikinci tip Chebyshev polinomları yöntemleri sıklıkla tercih edilmeye başlanmıştır. Yapılan uygulamalar neticesinde başarılı sonuçlar elde edildiği bildirilmiştir [30-31].

Buna göre, bu çalışmada açısız nötron akısı daha önce başarıyla uygulanmış bir şekilde ikinci tip Chebyshev polinomları cinsinden seriye açılarak,

$$\psi(x, \mu) = \frac{2}{\pi} \sqrt{1-\mu^2} \sum_{n=0}^N \Phi_n(x) U_n(\mu), \quad -a \leq x \leq a, \quad -1 \leq \mu \leq 1 \quad (3.46)$$

şeklinde kullanılmıştır [26,31]. Chebyshev polinomlarının özellikleri ile ilgili bilgiye birçok yerden ulaşılabilir ancak burada sıklıkla kullanacağımız iki özellik olan ikinci tip Chebyshev polinomlarının diklik ve tekrarlarba bağıntılarını sırasıyla verdik [32].

$$\int_{-1}^1 U_n(\mu) U_m(\mu) \sqrt{1-\mu^2} d\mu = \frac{\pi}{2} \delta_{n,m} \quad (3.47)$$

$$U_{n+1}(\mu) - 2\mu U_n(\mu) + U_{n-1}(\mu) = 0 \quad (3.48)$$

Bu diklik ve tekrarlarba bağıntıları yardımıyla, denklem (3.46), denklem (3.28)'de yerine yazılıp, sonuçta elde edilen eşitlik de $U_0(\mu)$ ile çarpılıp $\mu \in [-1,1]$ aralığında integrali alınırsa sıfırcıncı ($n = 0$) mertebeden yaklaşım yapılmış ve

$$\frac{d\Phi_1(x)}{dx} + \frac{1}{2}(1-c)[\Phi_0(x) + \Phi_2(x)] = 0 \quad (3.49)$$

şeklinde moment denklemi elde edilmiş olur. Daha sonra, bir önceki basamakta elde edilen eşitlik $U_1(\mu)$ ile çarpılıp $\mu \in [-1,1]$ aralığında integrali alınırsa birinci ($n = 1$) mertebeden yaklaşım yapılmış ve

$$\frac{d\Phi_2(x)}{dx} + \frac{d\Phi_0(x)}{dx} + (1+c)\Phi_1(x) + \frac{1}{2}(1-c)\Phi_3(x) = 0 \quad (3.50)$$

şeklinde moment denklemi elde edilmiş olur.

Denklem (3.49) ve (3.50) ile verilen eşitlikler nötron transport denklemi için mevcut yöntemin U_1 denklemleri olarak adlandırılır. Küresel harmonikler yönteminde en sondaki skaler akı teriminin toplam akıya katkısının ihmal edildiği anlamına gelen

$\Phi_{n+1}(x)=0$ veya $d\Phi_{n+1}(x)/dx=0$ yaklaşımı mevcut yöntemle elde edilen moment denklemlerine de uygulanabilir [23]. O halde P_1 yaklaşımında olduğu gibi denklem (3.49) ve (3.50)'de ikinci ve daha yüksek mertebeden akı ve türevleri terimleri U_1 yaklaşımında da sıfır (0)'a eşitlenebilir. Yani (3.49) ve (3.50) denklemlerine göre U_1 yaklaşımında; $\Phi_2(x)=0$, $\Phi_3(x)=0$ ve $d\Phi_2(x)/dx=0$ olur. Böylece denklem (3.50)'den Fick kanunu olarak bilinen denkleme eşdeğer bir denklem elde edilir:

$$\Phi_1(x) = -\frac{1}{(1+c)} \frac{d\Phi_0(x)}{dx} \quad (3.51)$$

Denklem (3.51)'de verilen $\Phi_1(x)$ ifadesi denklem (3.49)'da yerine yazılırsa, bu çalışmanın temelini oluşturan U_1 yaklaşımıyla difüzyon denklemi kolaylıkla bulunmuş olur:

$$\frac{d^2\Phi_0(x)}{dx^2} - \frac{1}{2}(1-c^2)\Phi_0(x) = 0. \quad (3.52)$$

Böylece denklem (3.28)'de verilen nötron transport eşitliği U_1 yöntemi kullanılarak difüzyon denklemine indirgenmiş olur. Denklem (3.50)'den difüzyon katsayısı D ,

$$D = \frac{1}{1+c} \quad (3.53)$$

Difüzyon uzunluğu L ise denklem (3.52)'den,

$$L = \sqrt{\frac{2}{(1-c^2)}} \quad (3.54)$$

şeklinde ifade edilebilir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, önce genel geometride transport eşitliği türetilmiştir. Daha sonra çalışmanın konusunu oluşturan bir boyutlu küresel geometride tek-hızlı (tek gruplu veya tek enerjili) nötronlar için kaynağın olmadığı izotropik saçılmalı bir ortamda nötron transport eşitliği incelenmiştir. Bu denklemin küresel geometrideki çözümünde karşılaşılan matematiksel zorluklardan kurtulmak ve çözümü biraz daha basitleştirmek adına daha önce Yaşa'nın çalışmasında önerdiği açısız nötron akısı için profil çözümü kullanılmıştır [16,17]. Böylece önerilen profil çözümle bir boyutlu transport denklemi sanki dilim transport denklemine indirgenmiştir. Bilindiği gibi integro-diferansiyel bir denklem olan ve bu nedenle analitik tam çözümün olmadığı transport denkleminin en kolay çözümleri dilim geometride yapılmaktadır.

Nükleer reaktör teknolojisinin gelişmesi, yakıt teknolojisi ve malzeme teknolojisi gibi kritik alanlara dayanmaktadır. Dolayısıyla yakıtı uygun reaktör veya tasarımı kabul edilmiş reaktöre uygun yakıtın bulunması sorularına verilecek yanıtlar bu teknolojinin gelişmesini belirleyen en önemli parametrelerdir. Bilindiği gibi difüzyon teorisi reaktör teknolojisinin gelişmesinde kullanılan ilk adımlardan birisidir. Hala bir reaktörün ilk hesaplamalarında difüzyon teorisinin sonuçlarından faydalanılmaktadır. Bu nedenle bu çalışmada yapılan difüzyon katsayısı ve difüzyon uzunluğu hesaplamalarını bir reaktörün ilk hesaplamalarında kullanılan önemli verilerden olması nedeniyle kayda değer olarak görmekteyiz.

Buna göre, bu çalışmada, küresel geometrideki bir boyutlu transport denklemi yukarıda da belirtildiği gibi makul bir yaklaşımla sanki dilim geometriye indirgenmiş ve önce geleneksel bir yöntem olan küresel harmonikler (P_N) yöntemi ve daha sonra da bu çalışmaya konu oluşturan ikinci tip Chebyshev polinomları (U_N) yöntemi kullanılarak çözülmüştür. Her iki yöntemde de birinci mertebeye yaklaşımlar (P_1 ve U_1 yaklaşımları) kullanılarak analitik olarak çözümlenmiş yapılar difüzyon uzunluğu ve difüzyon katsayısı bulunmuştur. Bulunan bu ifadeler yardımıyla daha sonra farklı c parametreleri için difüzyon uzunlukları ve difüzyon katsayıları hesaplanmış ve sonuçlar çizelgelere verilmiştir.

Çözüm algoritmasında ilk önce bir boyutlu nötron transport denklemi Yaşa ve Anlı'nın da kullandığı profil çözüm yardımıyla sanki dilim transport denkleminde indirgenmiştir. Böylece küresel geometrideki transport denkleminde var olan açısal türev terimi ortadan kalmış ve denklem matematiksel olarak daha kolay çözümlenebilir bir hale gelmiştir [16,17]. Transport denklemi oluşturulurken kaynağın olmadığı ve nötronların izotropik saçılmalar yaptıkları homojen bir ortam düşünülmüştür. Bütün hesaplamalarda toplam makroskobik tesir kesitin ($\sigma_T = 1 \text{ cm}^{-1}$) olduğu varsayılmıştır. Daha sonra transport denkleminin çözümlerinde en sık kullanılan ve sonuçlarının birçok problemde doğru kabul edildiği küresel harmonikler yöntemi uygulanmıştır. Küresel harmonikler yöntemi literatürde sıkça yer almasına rağmen, bu çalışmanın özgün kısımlarında kullanılacak yöntemle elde edilecek sonuçların kıyaslanmasında yer alacağı için burada da yöntemin uygulanması ve bu yöntemden elde edilen sonuçlara yer verilmiştir. Dolayısıyla, ilk olarak transport denkleminde yer alan nötron açısal akısı Legendre polinomları cinsinden seriye açılmış ve bu akı fonksiyonu sanki dilim transport denkleminde yerine yazılmıştır. Daha sonra ise, yöntemin ilk iki yaklaşımı ($n = 0$ ve 1) uygulanmış ve skaler akılar için moment denklemleri elde edilmiştir. İlk iki mertebeden elde edilen bu denklemlere difüzyon yaklaşımı adı verilmektedir. Buna göre, yöntem gereği dilimi hangi mertebeden yaklaşım yapılacaksa o kadar sayıya bölüp, en son terimin akıya katkısının yok sayılacağı anlamına gelen, son skaler akı ve onun türevi teriminin sıfıra eşitlenmesini takiben elde edilen iki denklemin birbiri içinde yazılması sonucunda difüzyon denkleminde ulaşılmıştır. Bu ilk iki mertebeden denklemlerden denklem (3.32)'den difüzyon katsayısı ve denklem (3.33)'ten difüzyon uzunlukları bulunmuştur. Bu denklemlerden $c < 1$ ve $c > 1$ olmak üzere farklı c değerleri için elde edilen difüzyon katsayıları ve difüzyon uzunlukları Çizelge 4.1-4.4'te verilmiştir.

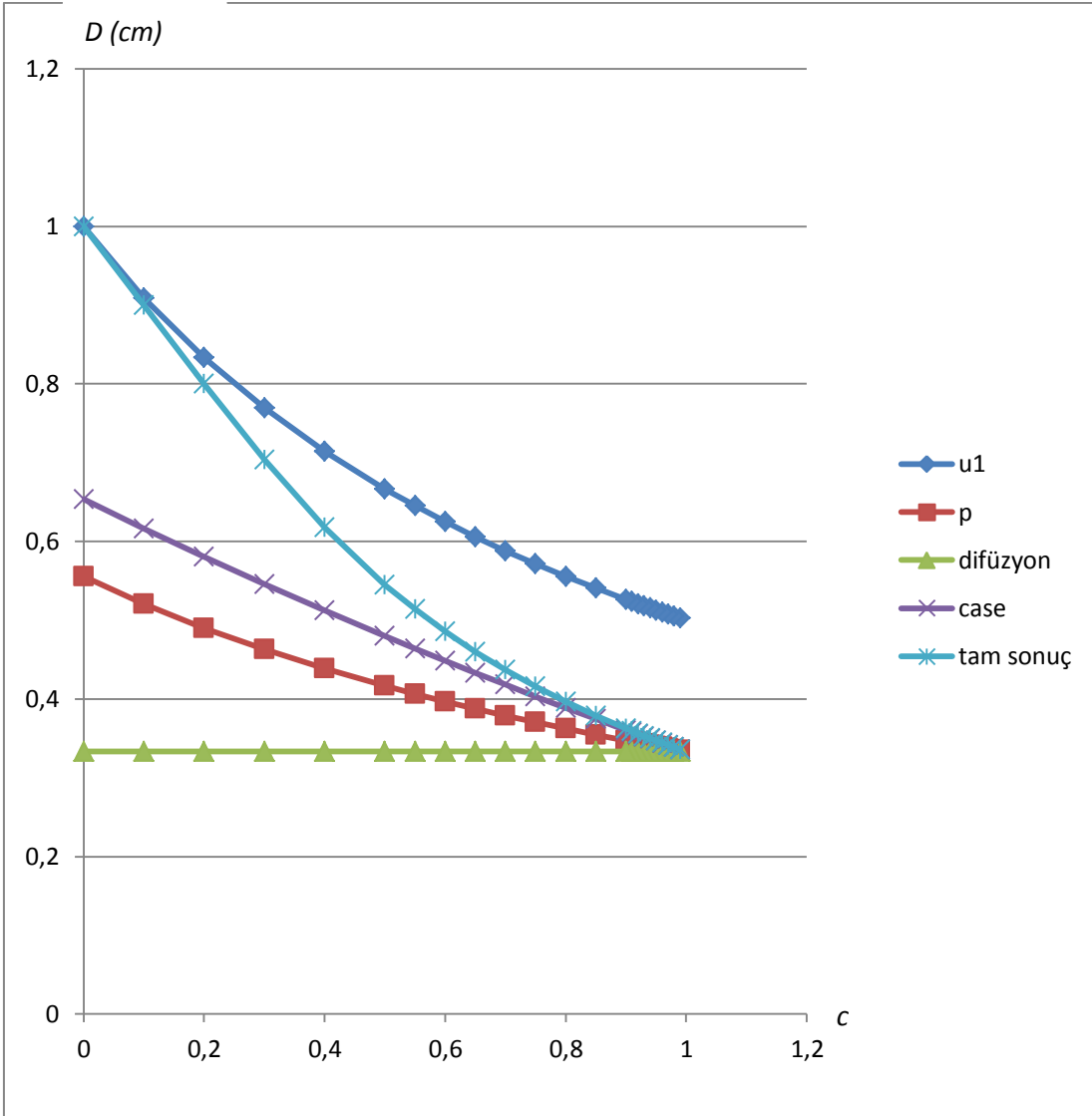
Bu çalışmanın ikinci kısmında ise, çalışmaya özgünlük değeri katan, transport denkleminde daha önce başarılı bir şekilde uygulanmış ve tutarlı sonuçların alındığı ikinci tip Chebyshev polinomları (U_N) yöntemi uygulanarak sanki dilim transport denkleminin difüzyon probleminin çözümü yapılmıştır. Buna göre, U_N yönteminde nötron skaler akısı ikinci tip Chebyshev polinomları cinsinden seriye açılmış ve sanki dilim transport denkleminde yerine yazılmıştır. Tıpkı P_N yönteminde olduğu gibi ilk iki mertebeden yaklaşımlar yapılmış ve difüzyon yaklaşımı olarak bilinen denklem (3.47) ve (3.48) elde edilmiştir. Burada da P_N yönteminde olduğu gibi son skaler akı ve onun

türevi terimleri sıfıra eşitlenerek ve geriye kalan ifadelerin birbiri içine yazılması sonucunda difüzyon denklemi (denklem (3.49)) bulunmuştur. Sonuçta difüzyon katsayısı denklem (3.51)'de, difüzyon uzunluğu ise denklem (3.52)'de bulunmuştur. Bu denklemlerden $c < 1$ ve $c > 1$ olmak üzere farklı c değerleri için elde edilen difüzyon katsayıları ve difüzyon uzunlukları Çizelge 4.1-4.4'te verilmiştir.

Çizelgelerde verilen difüzyon yöntemine, Case yöntemine ve tam sonuçlara ait denklemler ve ifadeler Referans [23]'den alınmıştır. Bu denklemlere ait detaylı işlemlere oradan erişilebilmektedir. Çizelge 4.1'de $c < 1$ olmak üzere 0,99'dan 0'a kadar U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon katsayıları; Çizelge 4.2'de $c > 1$ olmak üzere 1,01'den 2,00'a kadar U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon katsayıları; Çizelge 4.3'de $c < 1$ olmak üzere 0,99'dan 0'a kadar U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon uzunlukları; Çizelge 4.4'de ise $c > 1$ olmak üzere 1,01'den 2,00'a kadar U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon uzunlukları verilmiştir. Bu çalışmanın özgün değerini oluşturan U_1 yaklaşımı ve literatürde yer alan diğer yaklaşımlardan elde edilen sonuçlar, mevcut yöntemin tutarlılığının gözlenmesi ve sonuçların karşılaştırılması için çizelgelerde yan yana verilmişlerdir.

Çizelge 4.1. Farklı $c < 1$ değerleri için U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon katsayıları; D (cm)

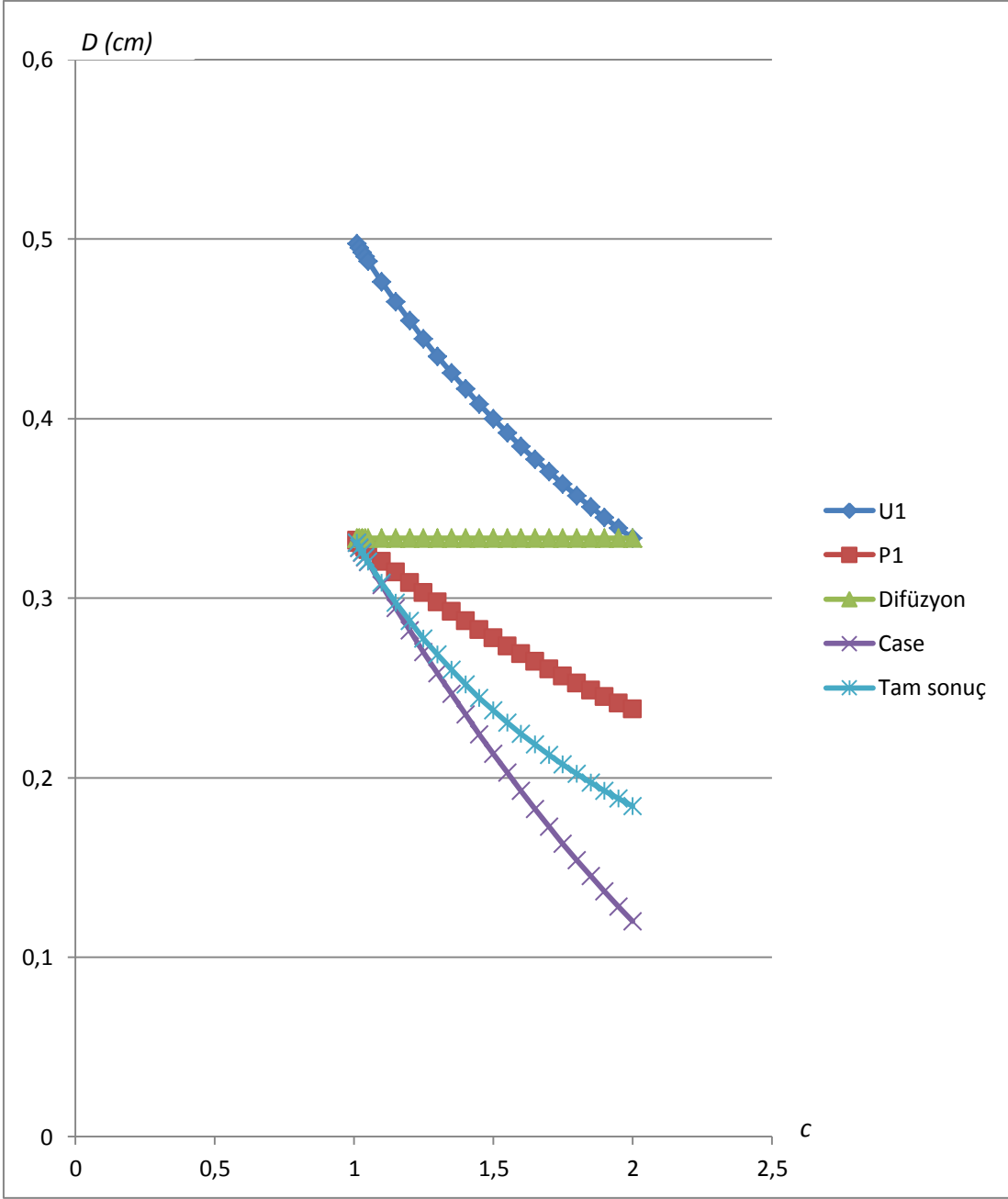
| c | U_1 Denklem(3.53) | P_1 Denklem(3.34) | Difüzyon Teorisi Denklem(3.36) | Case Metodu Denklem(3.40) | Tam Sonuç [Bell and Glasstone] |
|------|------------------------|------------------------|--------------------------------------|------------------------------|--------------------------------------|
| 0,99 | 0,502512563 | 0,334672021 | 0,333333333 | 0,336005333 | 0,336020723 |
| 0,98 | 0,505050505 | 0,336021505 | 0,333333333 | 0,338688000 | 0,338750176 |
| 0,97 | 0,507614213 | 0,337381916 | 0,333333333 | 0,341381333 | 0,341522634 |
| 0,96 | 0,510204082 | 0,338753388 | 0,333333333 | 0,344085333 | 0,344339066 |
| 0,95 | 0,512820513 | 0,340136054 | 0,333333333 | 0,346800000 | 0,347200469 |
| 0,94 | 0,515463918 | 0,341530055 | 0,333333333 | 0,349525333 | 0,350107865 |
| 0,93 | 0,518134715 | 0,342935528 | 0,333333333 | 0,352261333 | 0,353062308 |
| 0,92 | 0,520833333 | 0,344352617 | 0,333333333 | 0,355008000 | 0,356064877 |
| 0,91 | 0,523560209 | 0,345781466 | 0,333333333 | 0,357765333 | 0,359116685 |
| 0,90 | 0,526315789 | 0,347222222 | 0,333333333 | 0,360533333 | 0,362218872 |
| 0,85 | 0,540540541 | 0,354609929 | 0,333333333 | 0,374533333 | 0,378527776 |
| 0,80 | 0,555555556 | 0,362318841 | 0,333333333 | 0,388800000 | 0,396286870 |
| 0,75 | 0,571428571 | 0,370370370 | 0,333333333 | 0,403333333 | 0,415679046 |
| 0,70 | 0,588235294 | 0,378787879 | 0,333333333 | 0,418133333 | 0,436912952 |
| 0,65 | 0,606060606 | 0,387596899 | 0,333333333 | 0,433200000 | 0,460224759 |
| 0,60 | 0,625000000 | 0,396825397 | 0,333333333 | 0,448533333 | 0,485877997 |
| 0,55 | 0,645161290 | 0,406504065 | 0,333333333 | 0,464133333 | 0,514159383 |
| 0,50 | 0,666666667 | 0,416666667 | 0,333333333 | 0,480000000 | 0,545366917 |
| 0,40 | 0,714285714 | 0,438596491 | 0,333333333 | 0,512533333 | 0,617630627 |
| 0,30 | 0,769230769 | 0,462962963 | 0,333333333 | 0,546133333 | 0,703634751 |
| 0,20 | 0,833333333 | 0,490196078 | 0,333333333 | 0,580800000 | 0,800145424 |
| 0,10 | 0,909090909 | 0,520833333 | 0,333333333 | 0,616533333 | 0,900000007 |
| 0 | 1,000000000 | 0,555555556 | 0,333333333 | 0,653333333 | 1,000000000 |



Şekil 4.1. $c < 1$ değerleri için difüzyon katsayıları

Çizelge 4.2. Farklı $c > 1$ değerleri için U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon katsayıları; D (cm)

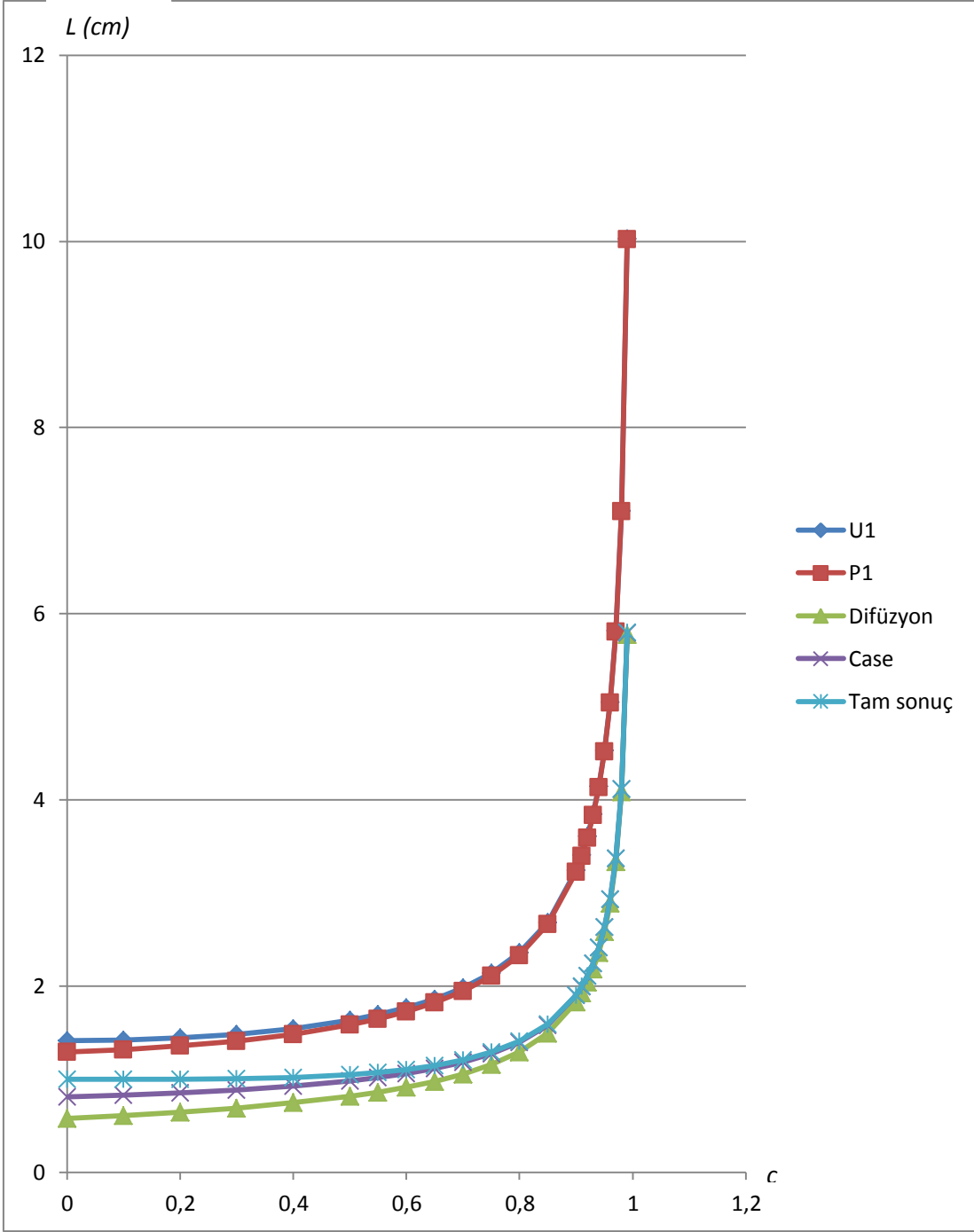
| c | U_1 Denklem(3.53) | P_1 Denklem(3.34) | Difüzyon Teorisi Denklem(3.36) | Case Metodu Denklem(3.40) | Tam Sonuç [Bell and Glasstone] |
|------|------------------------|------------------------|--------------------------------------|------------------------------|--------------------------------------|
| 1,01 | 0,497512438 | 0,332005312 | 0,333333333 | 0,330672000 | 0,330687088 |
| 1,02 | 0,495049505 | 0,330687831 | 0,333333333 | 0,328021333 | 0,328081095 |
| 1,03 | 0,492610837 | 0,329380764 | 0,333333333 | 0,325381333 | 0,325514485 |
| 1,04 | 0,490196078 | 0,32808399 | 0,333333333 | 0,322752000 | 0,322986411 |
| 1,05 | 0,487804878 | 0,326797386 | 0,333333333 | 0,320133333 | 0,320496050 |
| 1,10 | 0,476190476 | 0,320512821 | 0,333333333 | 0,307200000 | 0,308582613 |
| 1,15 | 0,465116279 | 0,314465409 | 0,333333333 | 0,294533333 | 0,297500296 |
| 1,20 | 0,454545455 | 0,308641975 | 0,333333333 | 0,282133333 | 0,287167803 |
| 1,25 | 0,444444444 | 0,303030303 | 0,333333333 | 0,270000000 | 0,277513674 |
| 1,30 | 0,434782609 | 0,297619048 | 0,333333333 | 0,258133333 | 0,268474928 |
| 1,35 | 0,425531915 | 0,292397661 | 0,333333333 | 0,246533333 | 0,259995897 |
| 1,40 | 0,416666667 | 0,287356322 | 0,333333333 | 0,235200000 | 0,252027244 |
| 1,45 | 0,408163265 | 0,282485876 | 0,333333333 | 0,224133333 | 0,244525114 |
| 1,50 | 0,400000000 | 0,277777778 | 0,333333333 | 0,213333333 | 0,237450425 |
| 1,55 | 0,392156863 | 0,273224044 | 0,333333333 | 0,202800000 | 0,230768248 |
| 1,60 | 0,384615385 | 0,268817204 | 0,333333333 | 0,192533333 | 0,224447288 |
| 1,65 | 0,377358491 | 0,264550265 | 0,333333333 | 0,182533333 | 0,218459431 |
| 1,70 | 0,370370370 | 0,260416667 | 0,333333333 | 0,172800000 | 0,212779361 |
| 1,75 | 0,363636364 | 0,256410256 | 0,333333333 | 0,163333333 | 0,207384226 |
| 1,80 | 0,357142857 | 0,252525253 | 0,333333333 | 0,154133333 | 0,202253350 |
| 1,85 | 0,350877193 | 0,248756219 | 0,333333333 | 0,145200000 | 0,197367986 |
| 1,90 | 0,344827586 | 0,245098039 | 0,333333333 | 0,136533333 | 0,192711096 |
| 1,95 | 0,338983051 | 0,241545894 | 0,333333333 | 0,128133333 | 0,188267168 |
| 2,00 | 0,333333333 | 0,238095238 | 0,333333333 | 0,120000000 | 0,184022046 |



Şekil 4.2. $c > 1$ değerleri için difüzyon katsayıları

Çizelge 4.3. Farklı $c < 1$ değerleri için U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon uzunlukları; L (cm)

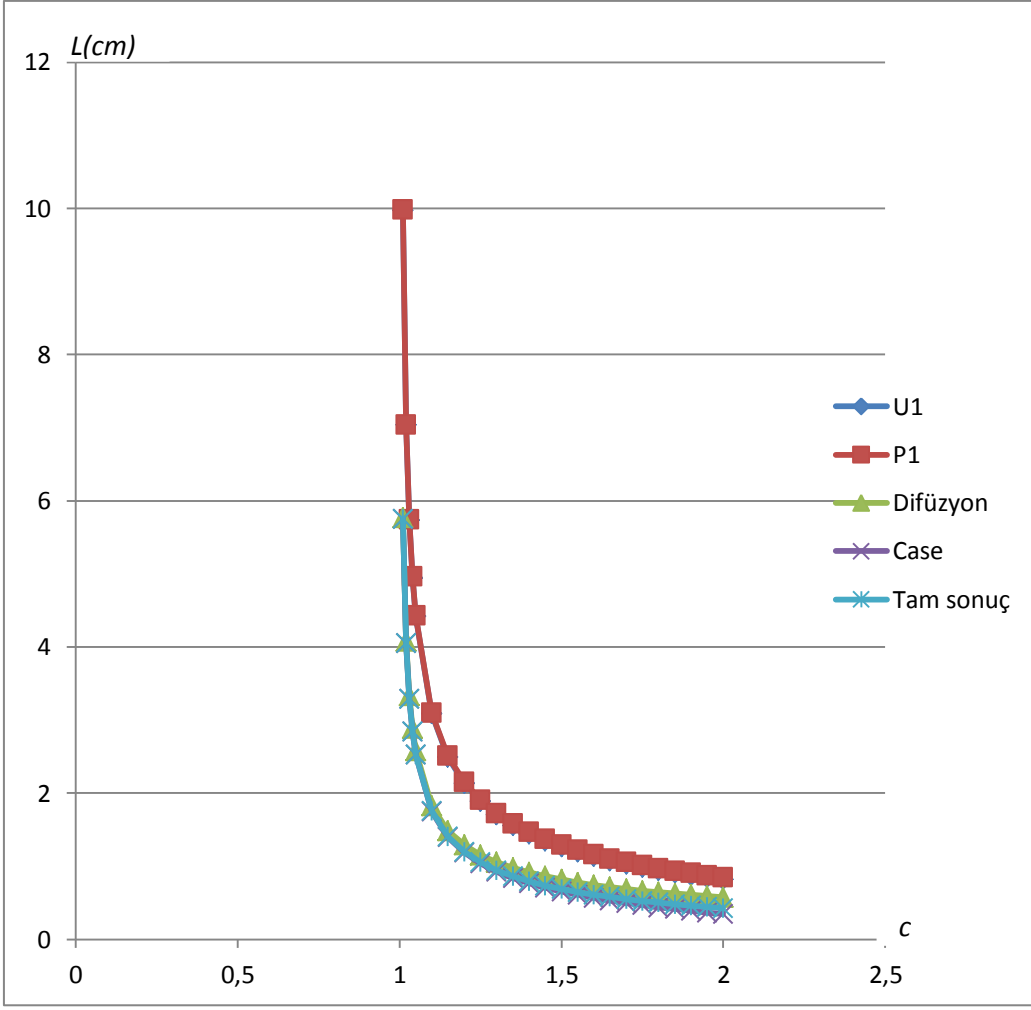
| c | U_1 Denklemler(3.54) | P_1 Denklemler(3.43) | Difüzyon Teorisi Denklemler (3.39) | Case Metodu Denklemler (3.41) | Tam Sonuç Denklemler (3.45) |
|------|---------------------------|---------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|
| 0,99 | 10,025094142 | 10,020060201 | 5,773502692 | 5,796596703 | 5,796729451 |
| 0,98 | 7,1066905452 | 7,0995229281 | 4,082482905 | 4,115142768 | 4,115520476 |
| 0,97 | 5,8172972716 | 5,8084586280 | 3,333333333 | 3,373333333 | 3,374031386 |
| 0,96 | 5,0507627228 | 5,0404864909 | 2,886751346 | 2,932939367 | 2,934020561 |
| 0,95 | 4,5291081366 | 4,5175395145 | 2,581988897 | 2,633628675 | 2,635148834 |
| 0,94 | 4,1451333614 | 4,1323725307 | 2,357022604 | 2,413591146 | 2,415601600 |
| 0,93 | 3,8475770299 | 3,8336975519 | 2,182178902 | 2,243279912 | 2,245828857 |
| 0,92 | 3,6084391824 | 3,5934973411 | 2,041241452 | 2,106561179 | 2,109694519 |
| 0,91 | 3,4109634006 | 3,3950035155 | 1,924500897 | 1,993782930 | 1,997544839 |
| 0,90 | 3,2444284226 | 3,2274861218 | 1,825741858 | 1,898771533 | 1,903204856 |
| 0,85 | 2,6846242209 | 2,6631182065 | 1,490711985 | 1,580154704 | 1,588558625 |
| 0,80 | 2,3570226040 | 2,3312620206 | 1,290994449 | 1,394274005 | 1,407634309 |
| 0,75 | 2,1380899353 | 2,1081851068 | 1,154700538 | 1,270170592 | 1,289463525 |
| 0,70 | 1,9802950860 | 1,9462473604 | 1,054092553 | 1,180583660 | 1,206804254 |
| 0,65 | 1,8609684208 | 1,8227065414 | 0,975900073 | 1,112526083 | 1,146703049 |
| 0,60 | 1,7677669530 | 1,7251638984 | 0,912870929 | 1,058930278 | 1,102132021 |
| 0,55 | 1,6933350267 | 1,6462159944 | 0,860662966 | 1,015582300 | 1,068913657 |
| 0,50 | 1,6329931619 | 1,5811388301 | 0,816496581 | 0,979795897 | 1,044382034 |
| 0,40 | 1,5430334996 | 1,4808721944 | 0,745355992 | 0,924241431 | 1,014585816 |
| 0,30 | 1,4824986333 | 1,4085904245 | 0,690065559 | 0,883283916 | 1,002592889 |
| 0,20 | 1,4433756730 | 1,3558153614 | 0,645497224 | 0,852056336 | 1,000090886 |
| 0,10 | 1,4213381090 | 1,3176156917 | 0,608580619 | 0,827669642 | 1,000000004 |
| 0 | 1,4142135624 | 1,2909944487 | 0,577350269 | 0,808290377 | 1,000000000 |



Şekil 4.3. $c < 1$ değerleri için difüzyon uzunlukları

Çizelge 4.4. Farklı $c > 1$ değerleri için U_1 yaklaşımı ve diğer yaklaşımlardan elde edilen difüzyon uzunlukları; iL ; ($i = \sqrt{-1}$, cm)

| c | U_1 Denklem(3.54) | P_1 Denklem(3.43) | Difüzyon Teorisi Denklem (3.39) | Case Metodu Denklem (3.41) | Tam Sonuç Denklem (3.45) |
|------|------------------------|------------------------|------------------------------------|-------------------------------|-----------------------------|
| 1,01 | 9,975093361 | 9,980059801 | 5,773502692 | 5,750408681 | 5,750539873 |
| 1,02 | 7,035975447 | 7,042952123 | 4,082482905 | 4,049823041 | 4,050191940 |
| 1,03 | 5,730682551 | 5,739170360 | 3,333333333 | 3,293333333 | 3,294007107 |
| 1,04 | 4,950737715 | 4,960473688 | 2,886751346 | 2,840563324 | 2,841594670 |
| 1,05 | 4,417261043 | 4,428074428 | 2,581988897 | 2,530349120 | 2,531782179 |
| 1,10 | 3,086066999 | 3,100868365 | 1,825741858 | 1,752712184 | 1,756651966 |
| 1,15 | 2,490291225 | 2,507849313 | 1,490711985 | 1,401269266 | 1,408309379 |
| 1,20 | 2,132007164 | 2,151657415 | 1,290994449 | 1,187714893 | 1,198265002 |
| 1,25 | 1,885618083 | 1,906925178 | 1,154700538 | 1,039230485 | 1,053591333 |
| 1,30 | 1,702513062 | 1,725163898 | 1,054092553 | 0,927601447 | 0,946002249 |
| 1,35 | 1,559362351 | 1,583118967 | 0,975900073 | 0,839274063 | 0,861884807 |
| 1,40 | 1,443375673 | 1,468050549 | 0,912870929 | 0,766811581 | 0,793768297 |
| 1,45 | 1,346870059 | 1,372311616 | 0,860662966 | 0,705743632 | 0,737149335 |
| 1,50 | 1,264911064 | 1,290994449 | 0,816496581 | 0,653197265 | 0,689130503 |
| 1,55 | 1,194162868 | 1,220783751 | 0,778498944 | 0,607229176 | 0,647748897 |
| 1,60 | 1,132277034 | 1,159347239 | 0,745355992 | 0,566470554 | 0,611619827 |
| 1,65 | 1,077544917 | 1,104989240 | 0,716114874 | 0,529925007 | 0,579733932 |
| 1,70 | 1,028689000 | 1,056442818 | 0,690065559 | 0,496847203 | 0,551335212 |
| 1,75 | 0,984731928 | 1,012739367 | 0,666666667 | 0,466666667 | 0,525844370 |
| 1,80 | 0,944911183 | 0,973123680 | 0,645497224 | 0,438938113 | 0,502808799 |
| 1,85 | 0,908621701 | 0,936996865 | 0,626224291 | 0,413308032 | 0,481868894 |
| 1,90 | 0,875376219 | 0,903876908 | 0,608580619 | 0,389491596 | 0,462734741 |
| 1,95 | 0,844777206 | 0,873370773 | 0,592348878 | 0,367256304 | 0,445169593 |
| 2,00 | 0,816496581 | 0,845154255 | 0,577350269 | 0,346410162 | 0,428977909 |



Şekil 4.4. $c > 1$ değerleri için difüzyon uzunlukları

5. SONUÇ

Nükleer reaktörlerin enerji üretiminde oldukça yaygın kullanılmasıyla birlikte nükleer reaktör teorisi büyük önem kazanmıştır. Reaktördeki enerji verimliliğini artırmak, reaktörün ömrünü uzatmak ve oluşan çevresel atıkları minimuma indirebilmek için bilim adamları sürekli arayış içine girmişlerdir. Nötron transport teorisinde difüzyon uzunluğu ve difüzyon katsayısının hesaplanması nükleer reaktörlerin tasarımında yer alan ilk ve önemli çalışmalar arasındadır.

Bu çalışmada, kaynağın olmadığı ortamlarda nötron transport eşitliği oluşturulmuş ve geleneksel olarak kabul edilmiş olan yöntemlerin yanında farklı bir çözüm yönteminin de kullanılabileceği gösterilmiştir. Buna göre, önce küresel geometride nötron transport denklemi sanki dilim denklemine indirgenmiş ve daha sonra da küresel harmonikler yöntemiyle farklı c parametreleri için difüzyon katsayı ve difüzyon uzunlukları hesaplanmıştır. Çalışmanın ikinci bölümünde ise bu çalışmaya özgünlük katan Chebyshev polinomları yöntemi kullanılarak sanki dilim transport denklemi çözülerek difüzyon katsayıları ve difüzyon uzunlukları hesaplanmıştır. Hesaplanan değerler tabloda verilmiştir.

Bilindiği gibi difüzyon teorisinin sonuçları daha çok $c \rightarrow 1$ iken geçerlidir [33]. Bu gerçeğe göre Çizelgelerdeki sonuçlar değerlendirildiğinde şu noktaların göze çarptığı söylenebilir: Çizelge 4.1 ve 4.2’de verilen difüzyon katsayıları incelenirse, P_1 , difüzyon teorisi ve Case metodu ile elde edilen sonuçların tam sonuçlarla oldukça iyi bir uyum içinde olduğu söylenebilir. Buna karşılık U_1 yaklaşımından elde edilen sonuçların bu yöntemler kadar tam sonuca iyi yakınsamadığı söylenebilir. Bu kıyaslama c ’nin hem 1’den küçük hem de 1’den büyük değerleri için de geçerlidir. Bu duruma istisna sadece difüzyon teorisinde rastlanmaktadır. Bu teoriden elde edilen difüzyon katsayıları sonuçları denklem (3.36)’ya göre hep aynı (1/3) çıkmaktadır. U_1 yönteminden elde edilen sonuçların $c \rightarrow 1$ için çok uygun olduğu söylenemez. Ancak $c \rightarrow 0$ için diğer bütün yöntemlerin aksine, U_1 yönteminden elde edilen difüzyon katsayıları tam sonuçlara oldukça yakındır. Çizelge 4.3 ve 4.4’te verilen difüzyon uzunluklarına ait sonuçlarda ise durum biraz daha farklıdır. Öyle ki, c ’nin hem 1’den küçük hem de 1’den büyük değerleri için bu çalışmada kullanılan U_1 yönteminden elde edilen sonuçlar

özellikle $c \sim 1$ civarında tam sonuçlardan uzak olsa da, P_1 yönteminden elde edilen sonuçlara oldukça yakındır. Bu sonuç, bu iki polinomun da aynı aileye ait olmalarından kaynaklandığı şeklinde açıklanabilir. Dolayısıyla yukarıda difüzyon katsayısı için bulunan ıraksak sonuçlardan sonra en azından konvansiyonel ve birçok problemde doğru olarak kabul görmüş bir yöntem olan P_1 yöntemiyle uyum içerisinde sonuçlar elde edilmesi U_1 yönteminin de geçerli ve diğer problemlere uygulanabilirliğini göstermektedir. Bu nedenle, bu sonuçlar yöntemin geçerliliğini veya diğer problemlere uygulanabilirliğini etkilemez.

Çizelge 4.1 incelendiğinde difüzyon teorisi hariç diğer bütün yöntemlerden elde edilen sonuçlara göre, c değeri 1'den uzaklaşıp sifıra yaklaştıkça difüzyon katsayısı artmaktadır. Çizelge 4.2'de $c > 1$ değerleri için verilen difüzyon katsayılarına bakıldığında, yine difüzyon teorisi hariç diğer bütün yöntemler aynı davranıp, c değeri 1'den uzaklaştıkça difüzyon katsayılarının azaldığı görülmektedir. Çizelge 4.3'te, Çizelge 4.1'de difüzyon katsayısı için yapılan yorumun aynısının difüzyon uzunluğu için de geçerli olduğu görülmektedir. Yani $c \rightarrow 0$ iken difüzyon uzunluğu bütün yöntemlerden alınan sonuçlara göre azalmaktadır. Aynı durum $c > 1$ için verilen Çizelge 4.4'te de geçerlidir.

Ayrıca, difüzyon katsayıları için bulunan ve Çizelge 4.1 ve 4.2'de verilen sonuçlar, Şekil 4.1 ve 4.2'de de gösterilmiştir. Yine aynı şekilde, difüzyon uzunlukları için bulunan ve Çizelge 4.3 ve 4.4'te verilen sonuçlar Şekil 4.3 ve 4.4'te gösterilmiştir. Böylece bu şekillerden yöntemlerden elde edilen sonuçların eğilimi ve yöntemlerin birbirlerine göre davranışları daha iyi gözlemlenebilmektedir.

U_1 ve P_1 yaklaşımlarıyla hesaplanan difüzyon uzunluklarının bu derece birbirine yakın olmasının sebebi Chebyshev polinomlarının da Legendre polinomları gibi Jacobi polinom ailesinden olmasıdır. Dolayısıyla nükleer reaktörler tasarlanırken geleneksel olarak kabul görmüş yöntemlerin yanında U_N yönteminin de geçerli bir yöntem olduğu rahatlıkla söylenebilir.

KAYNAKLAR

- [1] Davison, B., Neutron Transport Theory, Oxford University Press, London, 450s, 1958.
- [2] Case, K.M. and Zweifel, P.F., Linear Transport Theory, Addison-Wesley Publishing Company, USA, 342, 1967.
- [3] Conkie, W.R., Polynomial approximations in neutron transport theory, Nuclear Science and Engineering, 6, 260-266, 1959.
- [4] Yabushita, S., Tschebyscheff polynomials approximation method of the neutron transport equation, Journal Mathematical Physics, 2, 543, 1961.
- [5] Mika, J., Neutron transport with anisotropic scattering, Nuclear Science and Engineering, 11, 415-427, 1961.
- [6] Mitsis, G. J., Transport solutions to the mono energetic critical problems, PhD Thesis, ANL-6787, 162s, 1963.
- [7] Shure, F., Natelson, M., Anisotropic scattering in half-space transport problems, Annals of physics, 26/2, 274-291, 1964.
- [8] Pahor, S., One-Speed Neutron Transport in Slab Geometry, Nuclear Science and Engineering, 29/2, 248-253, 1967.
- [9] Pomraning, E.C., The Transport Equation in General Geometry, Nuclear Science and Engineering, 101, 330-340, 1989.
- [10] McCormick, N. J. and Siewert C.E., Particular solutions for the radiative transfer equation, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 46, 519-522, 1991.
- [11] Aronson, R., Critical problems in spherical geometry, Nuclear Science and Engineering, 86, 136-149, 1984.
- [12] Sharma, A., Spherical harmonics moments of neutron angular flux for spherically symmetric systems, Annals of Nuclear Energy, 28, 715-721, 2000.
- [13] Sahni, D.C., Sjöstrand, N.G., The eigenvalues for one speed neutrons in reflected spheres, Transport Theory and Statistical Physics, 27, 499-522, 1998.
- [14] Tezcan, C., Yıldız, C., The criticality problems with F_N method for the FBIS model, Annals Nuclear Energy, 13, 345-348, 1986.

- [15] İnönü, E., Theorem on anisotropic scattering, *Transport Theory and Statistical Physics*, 3/2-3, 137-146, 1973.
- [16] Yaşa, F., Küresel Geometride Transport Denklemine Spektral Green Fonksiyonu Metodu ile Çözümü , Doktora Tezi, Çukurova Üniversitesi Yayını, 62s, 2002
- [17] Anlı, F., Yaşa, F., P_1 approximation of neutron transport equation in spherical geometry, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 87, 213 -219, 2004.
- [18] Yaşa, F., Anlı, F., An analytic and numerical solution with spectral Green's function method for transport equation in spherical geometry, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 90, 115 -123, 2005.
- [19] Bülbül,A., Küresel Geometride Nötron Transport Denklemine Alternatif Çözüm Yolları ve Kritik Yarıçap Hesaplamaları, Doktora Tezi, Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Yayınları, 66s, 2012.
- [20] Yıldız, C. , The spherical harmonics method for anisotropic scattering in neutron transport theory, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 71, 25-37, 2001.
- [21] Yılmaz, A. , Spectral $P_N(\lambda)$ approximation(s) to the transport problems in spherical media, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 108, 403-422, 2007.
- [22] Yılmaz, A., Kocar, C., Some Benchmark Results in Spherical Media Radiative Transfer Problems, *Transport Theory and Statistical Physics*, 38, 273–292, 2009.
- [23] Bell, G.I.; Glasstone, S., *Nuclear Reactor Theory*, New York, Van Nostrand Reinhold Company, New York, 604s, 1972.
- [24] Aspelund, O., On a new method for solving the (Boltzmann) equation in neutron transport theory, *PICG* 16, 530, 1958.
- [25] Öztürk, H., Bülbül, A., Kara, A., U_1 approximation to neutron transport equation and calculation of the asymptotic relaxation length , *Kerntechnik*, 75/6, 375-376, 2010.
- [26] Öztürk, H., The reflected critical slab problem for one-speed neutrons with strongly anisotropic scattering by U_N , *Kerntechnik*, 73/1-2, 66-74, 2008.
- [27] Anlı , F., Yaşa, F., Güngör, S., Öztürk , H., T_N approximation to neutron transport equation and application to critical slab problem, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 101, 129-134, 2006.

- [28] Bülbül, A., Öztürk, H., U_1 and P_1 approximations to neutrons transport equation for diffusion length calculation, *Kerntechnik* 78/3, 238-240, 2013.
- [29] Lee, C. E. and Dias, M. P., Analytical solutions to the moment transport equations-I: One-group, one-region slab and sphere criticality, *Annals of Nuclear Energy*, 11/10, 515-530, 1984.
- [30] Öztürk, H., Anlı, F., Güngör, S., T_N method for the critical thickness of one-speed neutrons in a slab with forward and backward scattering, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 105, 211-216, 2007.
- [31] Öztürk, H., Anlı, F., Güngör, S., Application of the U_N method to the reflected critical slab problem for one-speed neutrons with forward and backward scattering. *Kerntechnik*, 72/1-2, 74-76, 2007.
- [32] Arfken, G., *Mathematical methods for physicists*, Academic Press Inc., London, 974s, 1985.
- [33] Lamarsh, J.R.; Baratta, A.J., *Introduction to nuclear engineering*, Prentice Hall, Inc., 783s, 2001.

ÖZGEÇMİŞ

1. Adı Soyadı : MURAT TIRAŞ
2. Doğum Tarihi : 03/08/1977
3. Ünvanı : ÖĞRETMEN
4. Öğrenim Durumu : LİSANS

| Derece | Bölüm/Program | Üniversite | Bitirme Yılı |
|---------------|-----------------------|-------------------------------|--------------|
| Lisans | FİZİK ÖĞRETMENLİĞİ | ONDOKUZ MAYIS ÜNİVERSİTESİ | 1999 |
| Yüksek Lisans | FİZİK | OSMANİYE KORKUTATA ÜNİV. | 2016 |

6. İş Tecrübesi:

| Görev Unvanı | Görev Yeri | Yıl |
|--------------|-----------------------------------|------|
| ÖĞRETMEN | KAPLICA İLKOKULU /ERZURUM | 1999 |
| ÖĞRETMEN | SÜREYYA NİHAT ORAL İLKOKULU/ADANA | 2002 |
| ÖĞRETMEN | KARACAOĞLAN İLKOKULU/ADANA | 2004 |
| MDR. YARD | LÜTFİYE AYŞE BAYTOK YİBO/ADANA | 2008 |
| MDR. YARD | MUSTAFABEYLİ YİBO/ADANA | 2011 |
| ÖĞRETMEN | MİTHATPAŞA İLKOKULU/OSMANİYE | 2013 |

Yayımlar:

1. T1 and U1 approximations to neutron transport equation in one-dimensional spherical geometry, Kerntechnik 79 (2014) 2; page 1–4