Bazı Tellür İzotoplarının Nötron Yakalama Tesir Kesiti Analizi

Bora Canbula

Manisa Celal Bayar Üniversitesi, Fen-Edb. Fakültesi, Fizik Bölümü,
Tel: 0(236)2013120, Faks: 0(236)2013040,
bora.canbula@cbu.edu.tr

Geliş / Recieved: 28 Ağustos (August) 2016
Kabul / Accepted: 1 Ocak (January) 2017
DOI: 10.18466/cbayarfbe.319917

Özet

Nükleer astrofizikte ve nükleer enerji uygulamalarında önemli bir yere sahip olan nötron yakalama reaksiyonlarının tesir kesiti analizini yapmak amacıyla, bu çalışmada ^{122}Te(n,g)^{123}Te, ^{123}Te(n,g)^{124}Te, ^{124}Te(n,g)^{125}Te, ^{125}Te(n,g)^{126}Te, ^{126}Te(n,g)^{127}Te, ^{128}Te(n,g)^{130}Te ve ^{130}Te(n,g)^{131}Te reaksiyonlarının nötron yakalama tesir kesitleri TALYS 1.6 bilgisayar kodu kullanılarak hesaplanmıştır. Hesaplamalarda beş farklı şiddet fonksiyonu ve altı farklı nükleer seviye yoğunluğu modeli kombinasyonu kullanılmıştır. Elde edilen bu kombinasyonlar birbirleriyle ve bu reaksiyonların deneysel verileri ile karşılaştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler — Fotonükleer reaksiyon, gama ışınım şiddet fonksiyonu, tesir kesiti, seviye yoğunluğu, TALYS 1.6

Analysis of Some Tellur Isotopes Neutron Capture Cross Sections

Abstract

In this study, in order to analyse the cross sections of neutron capture reactions which are important for nuclear astrophysics and nuclear energy applications, neutron capture reactions ^{122}Te(n,g)^{123}Te, ^{123}Te(n,g)^{124}Te, ^{124}Te(n,g)^{125}Te, ^{125}Te(n,g)^{126}Te, ^{126}Te(n,g)^{127}Te, ^{128}Te(n,g)^{130}Te and ^{130}Te(n,g)^{131}Te reactions are calculated by using TALYS 1.6 computer code. In the calculations, five different strength functions and six different nuclear level density model combinations are used. The obtained combinations are compared with each other and their experimental data.

Keywords — Photonuclear reaction, gamma radiative strength function, cross section, level density, TALYS 1.6

1 Giriş

Nötron yakalama reaksiyonları nükleer astrofizikte ve nükleer enerji uygulamalarında önemli rol oynamaktadır. Bu reaksiyonların tesir kesitlerinin temel olarak önemli olduğu üç kullanım yeri vardır. Bunlar, nükleer reaksiyon teorisi, yıldızlar ile ilgili nükleosentez ve nükleer reaktör dizaynıdır. İlk iki durum özel uygulamalardır. Üçüncü durum ise, özel izotopların çalışılması için önemlidir. Bu uygulamalarda izotopların ayrılması pahalı ve zor bir süreç olmasına rağmen, nötron yakalama reaksiyonlarının tesir kesiti ölçümlerine gösterilen ilgi artarak devam etmektedir.

Mevcut tellür izotoplarının sayısının fazla olması, nötron yakalama reaksiyon zinciri oluşturularak yaklaşık olarak kapalı kabuk civarından (^{131}Te, N=79) orta bölgedeki deformasyonun arttığı izotoplara (^{119}Te, N= 67) kadar olan izotopların özelliklerini ayrıntılı bir şekilde çalışma imkanı sunmaktadır. Tellür çekirdeği ile ilgili ilk nötron yakalama reaksiyonu tesir kesiti ölçümü 200-900 keV enerji

aralığında Beghian ve Halban [1] tarafından 1949 yılında yapılmıştır. Bu ölçümden sonra nötron yakalama tesir kesitleri için daha düşük enerjilerde (30-220 keV) yeni bir teknik olan yüksek hassasiyetli toplam enerji dedektör tekniği kullanılmıştır [2]. İlerleyen teknoloji sayesinde çok daha düşük enerji aralığında (0.5-7000 eV) tellür izotoplarından bazılarının nötron yakalama tesir kesitleri elde edilmiştir [3]. Zaman içinde tellür izotoplarının nötron yakalama tesir kesitleri farklı teknikler ve hızlandırıcılar kullanılarak değişik reaksiyon enerjilerinde çalışılmıştır [4,5]. Bu reaksiyonlarda kullanılan nötronlar ^{7}Li(p,n)^{7}Be reaksiyonundan lityum hedef çekirdeğinin protonlarla bombardımanı sonucu elde edilmiş ve kullanılmıştır. 2000'li yıllara gelindiğinde tellür izotoplarının nükleer yapısını anlamak amacıyla termal nötron yakalama reaksiyonlarının tesir kesiti ölçümleri gerçekleştirilmiştir [6-9]. İzotoplardan bazılarının nükleer yapısı incelenirken (n,g), (d,p) ve (d,t) reaksiyonlarından yararlanılmış ve elde edilen deneysel seviye şemaları IBFM [10] (etkileşen bozon-fermiyon modeli) ve QPM [11] (sanal-parçacık bozon modeli) ile yorumlanmıştır. Zayıf nükleer etkileşimlerde nötrino ve lepton sayısı korunumu ile ilgili en duyarlı testlerden bir tanesi çift beta bozunum analizidir.

Tellür izotoplarının beta bozunumuna olan yatkınlığı nedeniyle, bir çok kez bu izotopların çift-beta bozunum analizi yapılmıştır [12-18]. Diğer bir uygulama alanı ise ağır element nükleosentezindeki hızlı ve yavaş nötron yakalama süreçleridir. Reaksiyonlardaki p-süreci ağır elementlerin nötron eksik izotoplarında, s-süreci kararlılık eğrisi boyunca yer alan izotoplarında görülmektedir. S-süreci izotoplarının birçoğu kararlıdır ve tellür izotoplarından kararlı olanların s-süreci nükleosentezindeki kritik rolü incelenmiş [19,20] ve sadece s-süreci ile oluşan tellür izotoplarının üretim oranları araştırılmıştır [21]. Nükleosentez teorisinde reaksiyon tesir kesiti, farklı elementlerin üretim verimini tahmin etmek için gereklidir ve astrofiziksel olarak uygun enerjilerde (1-500 keV) ölçülmüştür [22]. Bunların yanısıra, nötron yakalama reaksiyonlarının oluşum basamakları olan bileşik, ön-denge ve direk mekanizmalarının teorik analizi yapılmıştır [23]. Bu çalışmada ise bazı tellür izotoplarının nötron yakalama tesir kesiti değerleri farklı mekanizmalar (farklı şiddet fonksiyonları ve nükleer seviye yoğunluğu modelleri) kullanılarak analiz edilmiş ve elde edilen teorik sonuçlar hem birbirleriyle hem de deneysel veriler ile karşılaştırılmıştır. Literatürde ilk kez bu çalışmada, nükleer seviye yoğunluğunun ve gama ışınım şiddet fonksiyonunun tellür izotoplarının nötron yakalama tesir kesitleri üzerindeki etkisi incelenmiştir.

2 Materyal ve Metot

Fotonükleer reaksiyon, foton ve çekirdek arasındaki etkileşimle gerçekleşir. Bu etkileşim esnasında fotonun enerjisi çekirdek tarafından tam ya da kısmi olarak soğurulur ve çekirdek uyarılmış duruma geçer. Çekirdek bu uyarılmış durumda parçacık yayınlayabilir, yaygın olarak foton yayınlar, bunun yanı sıra nötron, proton, alfa da yayınlayabilir. Fotonükleer reaksiyonlar izotopik bolluk oranlarının belirlenmesi için özel bir astrofiziksel öneme sahiptirler ve bu reaksiyonların istatisitiksel teori ile tesir kesiti hesaplamalarındaki en önemli iki girdisi; nükleer seviye yoğunluğu ve gama ışınım şiddet fonksiyonudur.

Nükleer seviye yoğunluğu, sonsuz küçük enerji aralığında bulunan uyarılmış seviyelerin sayısıdır. Çekirdeğin uyarılmış seviyeleri düşük uyarılma enerjilerinde gözle sayılabilirken, artan uyarılma enerjilerinde bu seviyeler sıklaşır ve sürekli bir dağılım gösterir. Bu durumda uyarılmış seviyeleri ifade etmek için bir seviye yoğunluğu fonksiyonuna ihtiyaç vardır. Herbir çekirdek için karakteristik bir dağılıma karşılık gelen nükleer seviye yoğunluğu, astrofizikte, reaktör tasarımında, medikal fizikte ve özellikle tesir kesiti hesaplamalarında oldukça önemli bir fonksiyondur.

Literatürde nükleer seviye yoğunluğu modelleri mevcuttur. Bunlardan üç tanesi fenomenolojik, üç tanesi de mikroskopik olmak üzere altı tane seviye yoğunluğu modeli vardır. Fenomenolojik olan modeller; sabit sıcaklık ve Fermi gaz modeli (model1) [24], geri kaydırılmış Fermi gaz modeli (model2) [25-26] ve genelleştirilmiş süperakışkan modeldir (model3) [27-28]. Mikroskobik olan modeller ise; Goriely tablolarından Skyrme kuvveti (model4) [29], Hilaire'nin kombinasyonel

tablolarından Skryme kuvveti (model5) [30], Hilaire'nin kombinasyonel tablolarından sıcaklığa bağlı Hartree-Fock-Bogoliubov Gogny kuvveti (model6) [31] dır. Fenomenolojik modellerden, Fermi gaz modeli, nükleer seviye yoğunluğu için ortaya konmuş olan en basit ve ilk modeldir. Bu modele göre, nükleonlar eşit boşluklar ile yerleşmiştir, birbirleriyle etkileşmezler ve kollektif etkiler göz ardı edilmiştir. Yüksek enerjilerde başarılı olan bu model düşük enerjilerde bir diverjans sorunu ile karşılaşmaktadır. Sabit sıcaklık modeli, enerji bölgesini 0 MeV 'den bir eşleşme enerjisine kadar olan kısmını sabit sıcaklık kuralının uygulandığı ve eşleşme enerjisinin üzerinde Fermi gaz modelinin uygulandığı şekilde iki kısma ayırarak hesaba katar. Geri kaydırılmş Fermi gaz modelinde, yüksek enerjilerde Fermi gaz ifadesinin uyarılma enerjisi bir kayma parametresi içermektedir.

Genelleştirilmiş süperakışkan model ise, süperiletken çiftlenme korelasyonlarını Bardeen-Cooper-Schrieffer teorisine göre hesaba katar ve çiftlenme korelasyonlarının seviye yoğunluğu üzerinde kuvvetli bir şekilde etki ettiğini gösterdiği düşük enerjideki süperakışkan davranıştan Fermi gaz modeli ile tanımlanan yüksek enerji bölgesine bir faz geçişi ile karakterize edilir. Hızlandırıcı odaklı sistemlerde veya nükleer astrofizikteki özel uygulamalar için, deneysel olarak bilinen bölgeden çok daha geniş bir bölgeye deneysel verileri genişletmeye ihtiyaç vardır. Bu nedenle, analitik Fermi gaz modeli formüllerini sınırlayan deneysel verilerin olmadığı yerde güvenilir nükleer modeller tabanlı, tercihen mikroskobik veya yarı-mikroskobik modellerin kullanılması bir zorunluluktur. Hartree-Fock BCS tabanlı istatistiksel yaklaşım içeren mikroskopik seviye yoğunluğu modelleri deneysel verileri tekrar elde etmede ve nükleer uygulamalara adapte etmede fenomenolojik modellere yakın bir başarı sergilemektedir. Kombinasyonel modeller ise, nükleer seviye yoğunluğunun sadece enerji, spin, parite bağımlılığını değil aynı zamanda istatistiksel yaklaşımlardan başka hiçbir tatmin edici yoldan elde edilemeyen kısmi parçacık boşluğu (ph) seviye yoğunluğunu elde etme imkanını sağlar.

Fotonükleer reaksiyonların tesir kesiti değerlerini istatistiksel teoriden hesaplamak için gerekli girdilerden bir diğeri de gama ışınım şiddet fonksiyonudur. Gama ışınım şiddet fonksiyonları, nükleer reaksiyonlardaki gama emisyon kanalının tanımlanması için önemlidir ve gama ışınları, yayınlanan diğer tüm parçacıkların yayınlanmasında rol alacaklarından bu kanal en genel kanallardan biridir. Gama ışınım şiddet fonksiyonları da tıpkı nükleer seviye yoğunluğu fonksiyonu gibi ortalama bir niceliktir.

Bu çalışmada beş farklı gama ışınım şiddet fonksiyonu modeli kullanılmıştır. Bunlar, Kopecky-Uhl genelleştirilmiş Lorentzian (şiddet fonksiyonu1) [32], Brink-Axel Lorentzian (şiddet fonksiyonu2) [33,34], Hartree-Fock BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) tabloları (şiddet fonksiyonu3) [35], Hartree-Fock Bogoliubov tabloları (şiddet fonkiyonu4) [35] ve Goriely 'nin hybrid modeli (şiddet fonksiyonu5) [36] dir. E1 geçişleri için Kopecky-Uhl genelleştirilmiş Lorentzian formu, E1'den başka tüm geçiş tipleri için fenomenolojik bir opsiyon olan Brink-Axel Lorentzian kullanılmaktadır. Hartree-Fock BCS tabloları, Hartree-Fock BCS modeline dayanmaktadır. Bu model, 10 parametreli Skyrme kuvveti, 4 parametreli δ fonksiyonu çiftlenim kuvveti ve 2 parametreli fenomenolojik Wigner terimi içermektedir. Bu tabloda 9200 tane izotop sunulmuştur. Hartree-Fock Bogoliubov tabloları, Gogny kuvvetini temel almaktadır. Bu kuvvet, efektif nükleon-nükleon etkileşimini içermektedir. Kendi içerisinde tutarlı olan HFB denklemleri iteratif bir metot kullanılarak çözülmektedir.

Goriely'nin hybrid modeli ise, yüksek enerjilerdeki dev dipol rezonans (GDR) Lorentzian tanımı ile nötron ayrılma enerjisi altındaki enerjilerde sonlu Fermi sistemler teorisi analitik yaklaşımını birleştirmektedir.

TALYS 1.6 Bilgisayar Kodu

Talys 1.6 [37], nükleer reaksiyon hesaplamalarında en iyi bilinen bilgisayar kodlarından bir tanesidir. Nötronlar, protonlar, döteronlar, gama ışınları, tritonlar, alfa parçacıklarını içeren nükleer reaksiyonları 1keV-1GeV enerji aralığında simüle eden bilgisayar programıdır. Bu bilgisayar programında, farklı nükleer seviye yoğunluğu

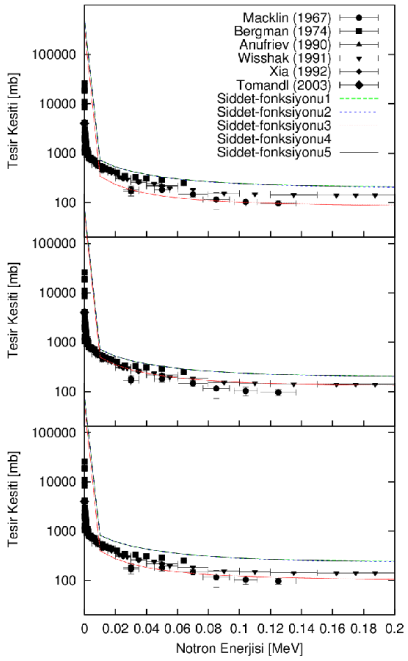
modelleri, farklı şiddet fonksiyonları opsiyonel veri girdisi olarak kullanılabilir.

3 Bulgular ve Tartışma

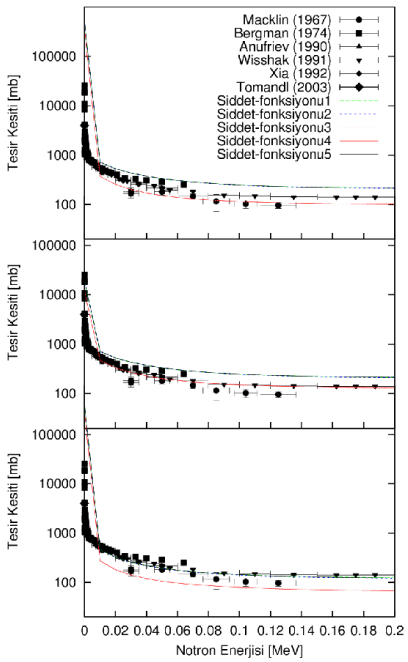
Bu çalışmada, ^{122}Te(n,g)^{123}Te, ^{123}Te(n,g)^{124}Te, ^{124}Te(n,g)^{125}Te, ^{125}Te(n,g)^{126}Te, ^{126}Te(n,g)^{127}Te, ^{128}Te(n,g)^{130}Te ve ^{130}Te(n,g)^{131}Te reaksiyonlarının nötron yakalama reaksiyon tesir kesitleri farklı nükleer seviye yoğunluğu modelleri (model 1-2-3-4-5-6) ve farklı gama ışınım şiddet fonksiyonları (şiddet fonksiyonları 1-2-3-4-5) kombinasyonları ile TALYS 1.6 bilgisayar programı kullanılarak hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçlar deneysel veriler [1-9] ile karşılaştırılmıştır.

^{122}Te(n,g)^{123}Te raeksiyonu (Şekil 1-2): Tesir kesitinin nötron enerjisine göre değişimini veren grafik incelendiğinde, fenomenolojik modeller içerisinde model 2 'nin ve şiddet fonksiyonu 3 ve 4 'ün hesaplara beraber dahil edildiği durumda elde edilen hesap sonuçları deneysel verileri açıklamakta oldukça başarılıdır.

Burada, içeriği gereği en kolay olan aynı zamanda da fenomenolojik olan Fermi gaz modeli ile mikroskobik bir şiddet fonksiyonunun hesaplara birlikte dahil edilmesi sonuçları gözle görülür derecede iyileştirmiştir. Fenomenolojik bir modelin tamamlayamadığı yeri mikroskobik bir model tamamlayarak açığı kapatmıştır. Mikroskopik modeller incelendiğinde, model 5 ve şiddet fonksiyonu 3 ve 4 'ün hesaplara eş zamanda verildiğinde elde edilen sonuçlar ile bir diğer kombinasyon olarak model 6 ve şiddet fonksiyonu 1-2-5 den herhangi birinin kombinasyonu da deneysel verileri açıklamakta oldukça başarılıdır. En gelişmiş mikroskobik model olan model 6, fenomenolojik şiddet fonksiyonlarından oluşan kombinasyonlarında da deneysel verileri iyi bir şekilde açıklamıştır. Şiddet fonksiyonu 2 ve 1 'in sonuçlara etkisi neredeyse tüm modellerde aynıdır.



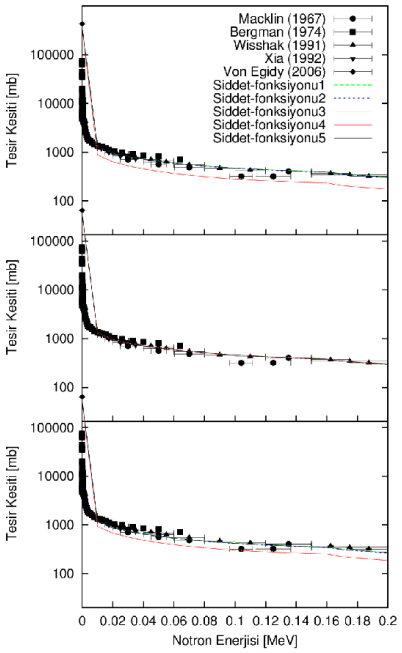
Şekil 1 : ^{122}Te(n,g)^{123}Te reaksiyonunun fenomenolojik nükleer seviye yoğunluğu modelleri (yukarıdan aşağıya doğru model 1-2-3) ve beş farklı gama ışınım şiddet fonksiyonu kullanılarak hesaplanan nötron yakalama tesir kesiti sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması.



Şekil 2 : ^{122}Te(n,g)^{123}Te reaksiyonunun mikroskobik nükleer seviye yoğunluğu modelleri (yukarıdan aşağıya doğru model 4-5-6) ve beş farklı gama ışınım şiddet fonksiyonu kullanılarak hesaplanan nötron yakalama tesir kesiti sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması.

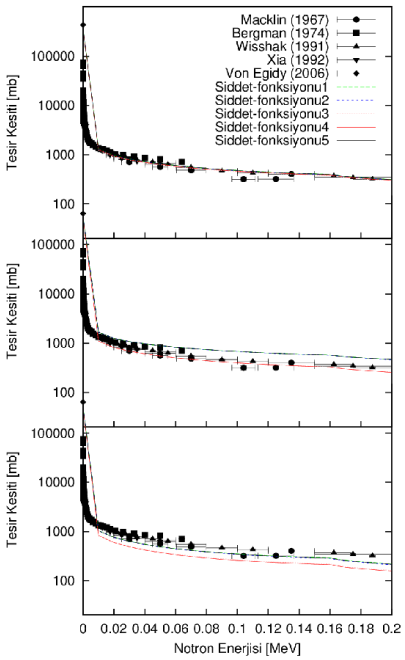
^{123}Te(n,g)^{124}Te raeksiyonu (Şekil 3-4): Grafiklerden fenomenolojik modeller incelendiğinde, en basit ve uygulaması en kolay olan model 2, tüm şiddet fonksiyonlarını içerdiği durumlarda neredeyse aynı değerleri vererek deneysel verileri açıklamakta oldukça başarılı olmuştur.

Model 2 'nin şiddet fonksiyonları artan sırada verdiği değerlerin giderek iyileşmesi zaten beklenen bir durumdur ve bu durum açıkça görülmüştür. Model 1 ve model 3 'e bakıldığı zaman ise, şiddet fonksiyonlarından 4 hariç diğer opsiyonların hesaba dahil edildiği durumlar yaklaşık olarak yakın sonuçlar vermiş ve deneysel verileri açıklamakta başarılı olmuştur. Mikroskobik model sonuçlarına bakıldığı zaman ise, sadece model 4 'ün tüm şiddet fonksiyonları ile elde edilen sonuçları deneysel verilere çok yakın sonuçlar sergilemektedir.

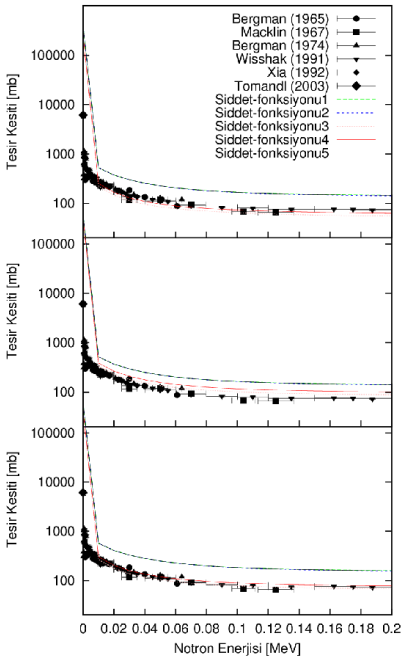


Şekil 3 : ^{123}Te(n,g)^{124}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 1 ile aynıdır.

^{124}Te(n,g)^{125}Te raeksiyonu (Şekil 5-6): Nötron yakalama tesir kesitinin enerjiye göre değişimine bakıldığında, fenomenolojik modeller bu reaksiyonu açıklamada başarılı olamamıştır. Sadece, model 3 'ün şiddet fonksiyonu 3 ve 4 ile olan birleşiminden elde edilen sonuçlar çok iyi olmasa da deneysel verilere yaklaşmışlardır.



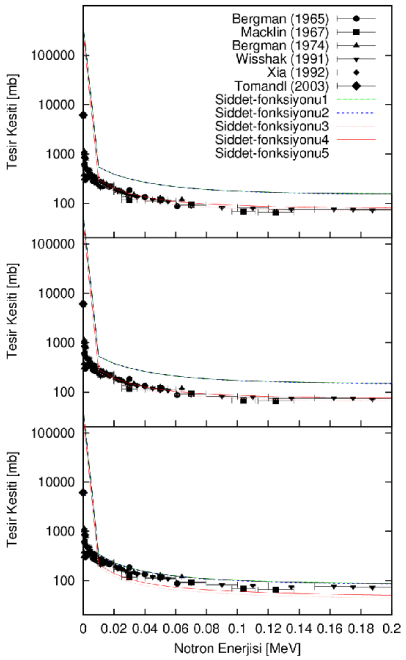
Şekil 4 : ^{123}Te(n,g)^{124}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 2 ile aynıdır.



Şekil 5 : ^{124}Te(n,g)^{125}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 1 ile aynıdır.

Ancak, mikroskobik modellere bakıldığında, model 5 'in şiddet fonksiyonu 4 ile olan birleşiminden elde

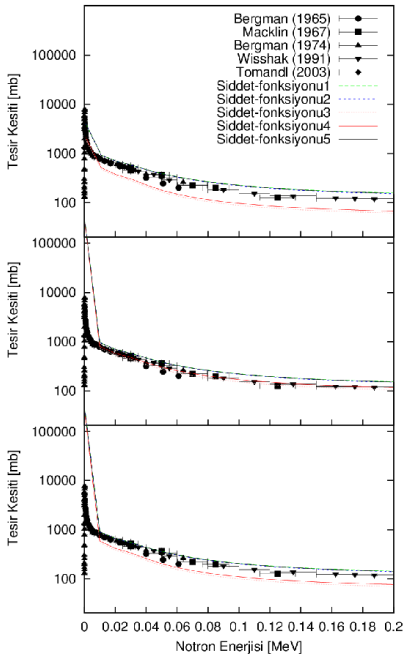
edilen sonuçlar deneysel verileri açıklamada oldukça başarılı olmuştur. Görüldüğü üzere, fenomenolojik bir modelin yakalayamadığı başarıyı mikroskobik bir model yakalamıştır.



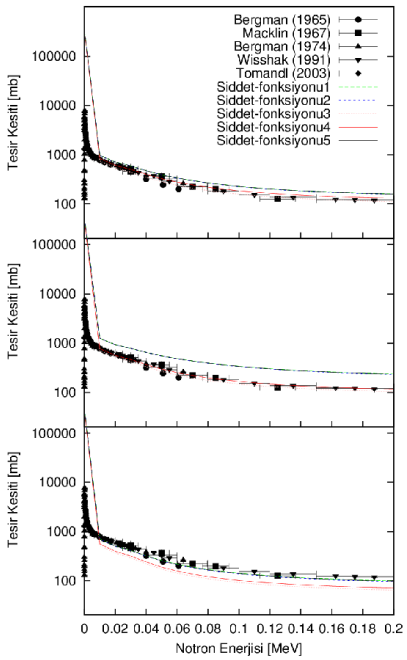
Şekil 6 : ^{124}Te(n,g)^{125}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 2 ile aynıdır.

^{125}Te(n,g)^{126}Te raeksiyonu (Şekil 7-8): Bu reaksiyonun nötron yakalama tesir kesiti sonuçları incelendiğinde, fenomenolojik modellerden model 2 'nin şiddet fonksiyonu 4 ile birleşiminden elde edilen sonuçlar verileri güzel açıklamıştır. ^{122}Te(n,g) reaksiyonunda olduğu gibi burada da fenomenolojik bir model ve mikroskobik bir modelin birleşiminden elde edilen hesaplar oldukça başarılı olmuştur. Fenomenolojik modellerin kullanımının kolay ve maliyetsiz olması, maliyetli ve daha kompleks olan mikroskobik modellere nazaran tercih sebebidir.

Mikroskobik modellerden ise, model 4 'ün şiddet fonksiyonu 3 ile ve model 5 'in şiddet fonksiyonu 4 ile olan birleşiminden elde edilen tesir kesiti değerleri deneysel verilere en yakın sonuçları vermiştir. Nötron enerjisi aralığının çok küçük değerlerde olması hem deneysel verilerin çok sıkışmasına hem de modellerin ayırt edilmesinin zorlaşmasına neden olmaktadır. Bazı model sonuçlarında üst üste örtüşme görülse de geniş enerji aralığından bakıldığında az da olsa farklılıklar vardır.

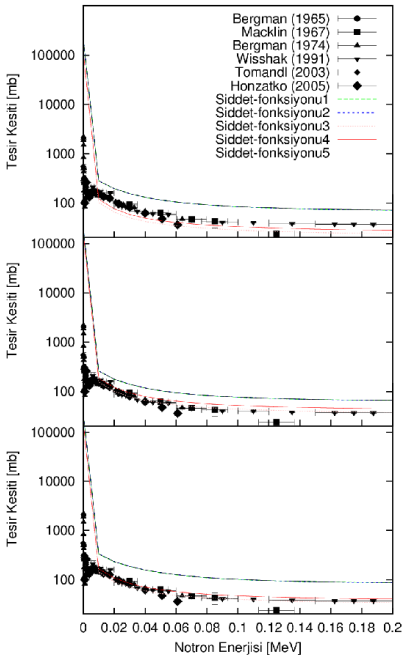


Şekil 7 : ^{125}Te(n,g)^{126}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 1 ile aynıdır.



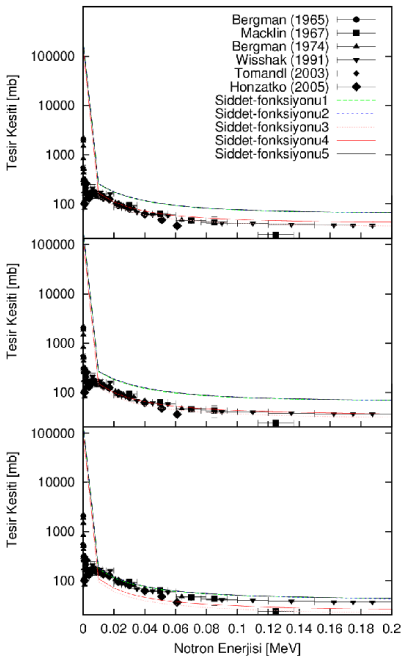
Şekil 8 : ^{125}Te(n,g)^{126}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 2 ile aynıdır.

^{126}Te(n,g)^{127}Te raeksiyonu (Şekil 9-10): Bu reaksiyonun hesaplama sonuçları incelendiğinde, fenomenolojik modellerden 2 ve 3 'ün şiddet fonksiyonu 3 ile birleşiminden elde edilen hesaplama sonuçlarının deneysel verileri açıklamada oldukça başarılı olduğu görülmektedir. Burada şiddet fonksiyonu 3 yani Hartree-Fock BCS tablolarından alınan değerlerin hem fenomenolojik hem de mikroskobik modellerde etkisinin fazla olduğu söylenebilir. Hartree-Fock BCS tabanlı istatistiksel yaklaşım içeren mikroskobik modeller deneysel verileri tekrar elde etmede ve nükleer



Şekil 9 : ^{126}Te(n,g)^{127}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 1 ile aynıdır.

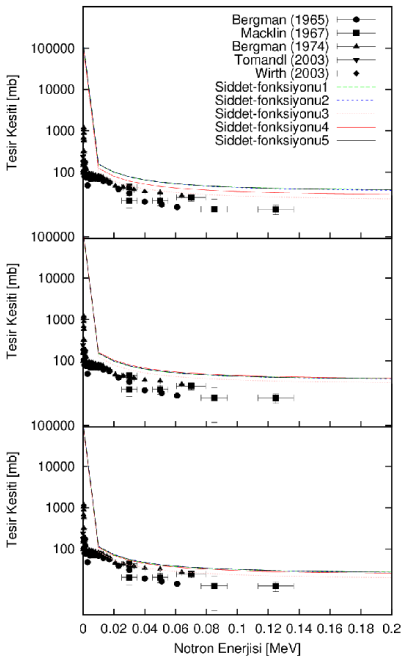
uygulamalara adapte etmede fenomenolojik modellere yakın başarı göstermektedir. Fenomenolojik modellerin parametrelerindeki esneklik nedeniyle, nükleer modellere uyum sağlamaları daha kolayken, Hartree- Fock BCS tabanlı istatistiksel yaklaşımlı mikroskobik modellerinde benzer uyumu yakalaması bu tür modellerin başarılı bir şekilde kullanılabileceğinin bir göstergesidir.



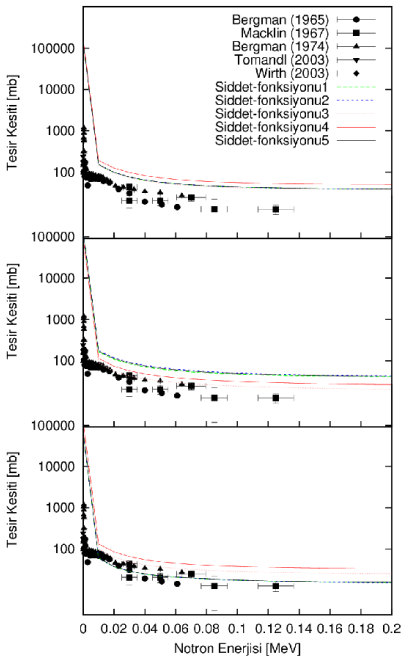
Şekil 10 : ^{126}Te(n,g)^{127}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 2 ile aynıdır.

^{128}Te(n,g)^{130}Te raeksiyonu (Şekil 11-12): Nötron yakalama tesir kesiti değerlerinin nötron enerjisine göre değişimine bu reaksiyon için bakıldığı zaman görülüyor ki, fenomenolojik modeller deneysel verileri açıklamakta çok da başarılı olamamışlar. Deneysel verilere en yakın sonucu model 3 'ün şiddet fonksiyonu 3 ile beraber hesaplara dahil edildiği durumda görülmektedir. Hem model 3 'ün hem de şiddet fonksiyonu 3 'ün BCS teorisine dayanması ve verileri güzel açıklaması teori ile deneyin uyum içinde olduğunun bir göstergesidir. Ancak yine de istenilen kadar iyi değildir.

Mikroskobik modeller de ise, özellikle model 5 ve 6 deneysel verileri açıklamakta başarılıdır ve fenomenolojik modellerin yakalayamadığı başarıyı yakalamıştır. Ancak mikroskobik modellerin daha maliyetli ve zor olması kullanım açısından fenomenolojik modellerden sonra gelmektedir. Ancak, fenomenolojik modellerin yetersiz kaldığı hesaplarda mikroskobik modellerin hesaplara güzel etki ediyor olması da teorik hesap yapılması halinde istenen ve beklenen bir durumdur.

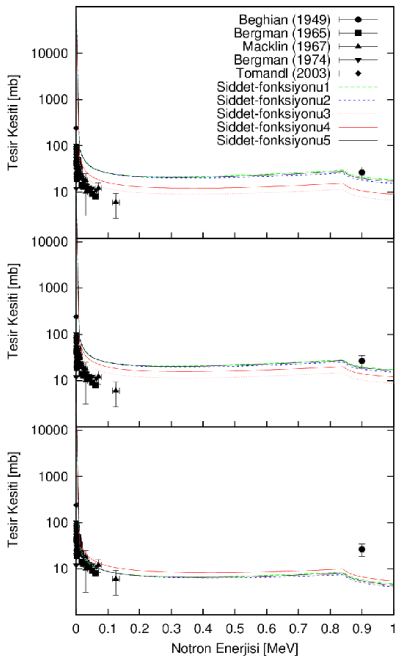


Şekil 11 : ^{128}Te(n,g)^{129}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 1 ile aynıdır.



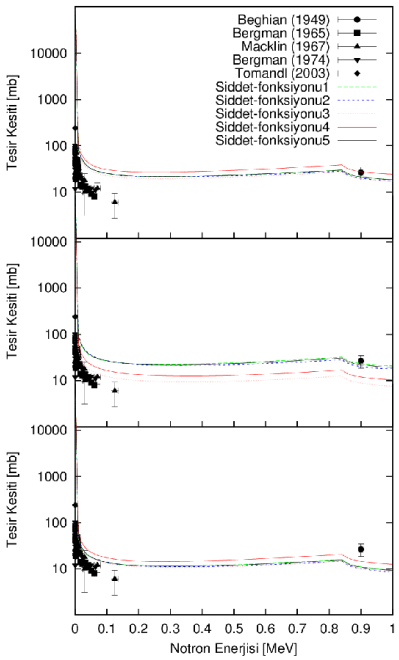
Şekil 12 : ^{128}Te(n,g)^{129}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 2 ile aynıdır.

^{130}Te(n,g)^{131}Te raeksiyonu (Şekil 13-14): Bu reaksiyonda tesir kesiti deneysel verileri çok küçük bir enerji aralığına sıkışmıştır. Genel olarak model sonuçlarına bakıldığında hepsi aynı davranışı sergilemektedir. Fenomenolojik model sonuçlarından model 3 'ün deneysel verilerin yoğun olduğu enerji aralığında özellikle şiddet fonksiyonu 1-2-3 ve 5 durumlarının hesaba dahil edildiği tesir kesiti değerlerinde çok daha başarılı olduğu görülmektedir.



Şekil 13 : ^{130}Te(n,g)^{131}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 1 ile aynıdır.

Mikroskobik modeller de aynı davranışı sergilemişler, fakat fenomenolojik modeller kadar başarı yakalayamamışlardır. Hem fenomenolojik hemde mikroskobik modeller ile yapılan hesaplama sonuçlarına birlikte bakıldığında, aralarında çok az fark olmakla beraber hepsi benzer davranış sergilemektedirler.



Şekil 14 : ^{130}Te(n,g)^{131}Te reaksiyonunun nötron yakalama tesir kesiti hesaplama sonuçlarının deneysel veriler ile karşılaştırılması. Model tanımlamaları Şekil 2 ile aynıdır.

4 Sonuç

Tellür izotoplarının nötron yakalama tesir kesiti hesaplamaları farklı nükleer seviye yoğunluğu modelleri (model 1-2-3-4-5-6) ve farklı gama ışınım şiddet fonksiyonları (şiddet fonksiyonu 1-2-3-4-5) kullanılarak ilk kez bu çalışmada yapılmıştır. Tüm hesaplamalar için TALYS 1.6 bilgisayar kodu kullanılmış ve elde edilen hesaplama sonuçları EXFOR dan alınan veriler ile karşılaştırılmıştır. Genel olarak tüm reaksiyonlar incelendiğinde; (n,g) gibi fotonükleer reaksiyonların tesir kesiti hesaplamalarında nükleer seviye yoğunluğu seçiminin gama ışınım şiddet fonksiyonu seçiminden daha önemli ve baskın bir rol oynadığı, sonuçlar üzerindeki etkisinin daha büyük olduğu görülmüştür. Nükleer seviye yoğunluğu modellerinden veya şiddet fonksiyonlarından herhangi biri için, hesaplamalarda kolaylık olması adına fenomenolojik bir model tercih edilirse mutlaka diğer veri girdisinin hesaplandığı modelin mikroskopik etkiler içermek durumunda olduğu gözlenmiştir. Fenomenolojik modellerden model 2 'nin mikroskobik bir modelle özellikle en gelişmiş model olan model 6 ile kıyaslandığında, deneysel veriler ile daha iyi uyum göstermesinin sebebi, Fermi gaz modelinin esnek parametrizasyon kabiliyetinden kaynaklanmaktadır. Şiddet fonksiyonu 3-4 ve 5 'in hesaplara dahil edildiği durumlara bakıldığında model 1-2-3 kabul edilebilir sonuçlar sergilerken, model 4-5-6 beklendiği üzere iyidir. En gelişmiş mikroskobik model olan 6 'nın şiddet fonksiyonları ile birleşimi ile elde edilen tesir kesiti sonuçlarına bakıldığında, şiddet fonksiyonu 1-2 kabul edilebilir, şiddet fonksiyonu 3-4-5 ise oldukça iyi uyum vermektedir. Şiddet fonksiyonu 2 olan fenomenolojik Brink-Axel Lorentzian 'ın model 1-2 ve 3 'e uygulaması çok kolay, model 4-5-6 içinse ortalama bir zorluğa sahiptir. Bunun yanı sıra, Brink-Axel Lorentzian formu fenomenolojik modellerden başlayıp mikroskobik modellere doğru gidilerek (model 1-2-3-4-5-6) uygulanması sonuçları iyileştirecek şekilde bir ilerleme sunmaktadır.

5 Referanslar

[1] Beghian, LE; Halban, HH. Absolute Cross-sections for the Capture of Neutrons of 200 and 900 keV. Energy. Nature 1949; 163, 366-367.

[2] Macklin, RL; Gibbons, JH. Capture-cross-section studies for 30—220-keV neutrons using a new technique. Physical Review 1967; 159(4): 1007.

[3] Browne, JC; Berman, BL. Neutron-Capture Cross Sections for Te 128 and Te 130 and the Xenon Anomaly in Old Tellurium Ores. Physical Review C 1973; 8(6): 2405.

[4] Wisshak, K; Voss, F; Kappeler, F; Reffo, G. Neutron capture in Te 122, 123, 124: Critical test for s process studies. Physical Review C 1992; 45(5): 2470.

[5] Xia, Y; Gerstenhofer, Th W; Jaag, S; Kappeler, F; Wisshak, K. Neutron cross sections of Te 122, Te 123, and Te 124 between 1 and 60 keV. Physical Review C 1992; 45(5): 2487.

[6] Tomandl, I; Honzatko, J; Von Egidy, T; Wirth, H-F; Belgya, T; Lakatos, M; Szentmiklosi, L; Revay, Zs, Molnar, GL; Firestone, RB ve diğerleri. Physical Review C 2003; 68(6): 067602.

[7] Von Egidy, T; Wirth, H-F; Tomandl, I; Honzatko, J. Phys. Rev. C 2006; 74(3): 034319.

[8] Wirth, H-F; Von Egidy, T; Tomandl, I; Honzatko, J ; Bucurescu, D; Marginean, N; Ponomarev, V Yu ;

Hertenberger, R; Eisermann, Y; Graw, G. Nuclear Physics A 2003; 716, 3-54.

[9] Honzatko, J; Bondarenko, V; Tomandl, I; Von Egidy, T ; Wirth, H-F; Bucurescu, D; Ponomarev, V Yu; Marginean, N; Hertenberger, R; Eisermann, Y ve diğerleri. Nuclear Physics A 2005; 756(3): 249-307.

[10] Iachello, F; Scholten, O. Interacting boson-fermion model of collective states in odd-A nuclei. Physical Review Letters 1979; 43(10): 679.

[11] Soloviev, Vadim G. Theory of Atomic Nuclei, Quasi-particle and Phonons. CRC Press 1992.

[12] Kirsten, T; Richter, H; Jessberger, EK. Double beta decay of 128Te and 130Te: Improved limit on the neutrino restmass. Zeitschrift fur Physik C Particles and Fields. 1983; 16, (3), 189-196.

[13] Richardson, JF; Manuel, OK; Sinha, B; Thorpe, RI. Double beta decay of tellurium-130. Nuclear Physics A 1986; 453, (1), 26-44.

[14] Lin, WJ; Manuel, OK; Oliver, LL; Thorpe, RI. Double beta-decay of 82Se and 130Te. Nuclear Physics A 1986; 457, (2), 285-291.

[15] Lin, Wuu-Jyh; Manuel, OK; Muangnoicharoen, Sirinart; Thorpe, RI. Double beta-decay of tellurium-128 and tellurium-130. Nuclear Physics A 1988; 481, (3), 484-493.

[16] Lee, Jauh-Tzuoh; Manuel, OK; Thorpe, RI. Ratio of double beta-decay rates of 128,130 Te. Nuclear Physics A 529, (1), 29-38.

[17] Hennecke, EW; Manuel, OK; Sabu, DD. Double beta decay of Te 128. Physical Review C 1975; 11,(4), 1378.

[18] Bernatowicz, T; Brannon, J; Brazzle, R; Cowsik, R ; Hohenberg, C; Podosek, F. Precise determination of relative and absolute betabeta-decay rates of Te 128 and Te 130. Physical Review C 1993; 47, (2), 806.

[19] De Laeter, JR; Smith, CL; Rosman, KJR. Critical role of Te 122, 123, 124 in s-process nucleosynthesis. Physical Review C 1994; 49, (2), 1227.

[20] Kappeler, Franz; Gallino, Roberto; Bisterzo, Sara ; Aoki, Wako. The s process: Nuclear physics, stellar models, and observations. Reviews of Modern Physics 2011; 83, (1), 157.

[21] Takahashi, K; Blaum, Klaus; Novikov, Yu. Synthesis of the S-only 122,123,124 Te Isotopes and the Selective Depletion of 123Te by Electron Capture Process in Massive Stars. The Astrophysical Journal. 2016; 819, (2), 118.

[22] Naito, S; Tomyo, A; Shima, T; Kii, T; Baba, T ; Takahashi, T; Nagai, Y. KENS keV neutron flux for nuclear astrophysics. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. 1999; 423, (2), 404-413.

[23] Xu, Yi; Goriely, Stephane; Koning, Arjan J; Hilaire, Stephane. Systematic study of neutron capture including the compound, pre-equilibrium, and direct mechanisms. Physical Review C 2014; 90, (2), 024604.

[24] Gilbert A; Cameron AG. A composite nuclear-level density formula with shell corrections. Canadian Journal of Physics. 1965; 43, (8), 1446-1496.

[25] Bethe, H. A. Nuclear Physics B. Nuclear Dynamics, Theoretical Reviews of Modern Physics 1937; 9, 69.

[26] Dilg, W. ve ark. Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range 40<A<250. Nuclear Physics A 1973; 217, 269.

[27] Ignatyuk, A. V; Istekov, K. K; Smirenkin, G. N. Collective effects in level density, and the probability of fission. Soviet Journal of Nuclear Physics 1979; 30, (5).

[28] Ignatyuk, A. V; Weil J. L; Raman S; Kahane S. Density of discrete levels in Sn 116. Physical Review C. 1993; 47, (4), 1504.

[29] Goriely, S; Tondeur, F; Pearson, J. M. Atomic Data Nuclear Data Tables 2001; 77, 311.

[30] Goriely, S; Hilaire, S; Koning, A. J. Improved microscopic nuclear level densities within the HFB plus combinatorial method. Physical Review C 2008; 78, 064307.

[31] Hilaire, S; Girod, M; Goriely, S; Koning, A. J. Temperature dependent combinatorial level densities with the D1M Gogny force. Physical Review C 2012; 86, 064317.

[32] Kopecky, J; Uhl, M. Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. Physical Review C 1990; 41, 1941.

[33] Brink, D. M. Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect. Nuclear Physics 1957; 4, 215.

[34] Axel, P. Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-Mev photon interactions. Physical Review 1962; 126, 671.

[35] R. Capote, R; Herman, M;. Oblozinsky, P; Young, P. G; Goriely, S; Belgya, T; Ignatyuk, A. V; Koning, A. J; Hilaire, S; Plujko, V; Avrigeanu, M; Bersillon, O; Chadwick, M. B; Fukahori, F; Kailas, S. ve diğerleri. RIPL-reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evluations. Nuclear Data Sheets 2009; 110, 3107.

[36] Goriely, S. Radiative neutron captures by neutron-rich nuclei and the r-process nucleosynthesis. Physics Letters B 1998; 436,10.

[37] A.J. Koning, A. J;. Hilaire, S; Duijvestijn, M. C. TALYS-1.0. EDP Sciences, 2008; 211-214.