

**İZOTERMAL BOZUNMA YÖNTEMİNİN
İNCELENMESİ VE SİMÜLASYONU**

YUNUS EMRE ŞEKER

Yüksek Lisans

Fen ve Teknolojileri Anabilim Dalı

Dr. Öğretim Üyesi Erdem UZUN

Temmuz-2019

**T.C.
KARAMANOĞLU MEHMETBEY ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

İZOTERMAL BOZUNMA YÖNTEMİNİN İNCELENMESİ VE SİMÜLASYONU

**YÜKSEK LİSANS
Yunus Emre ŞEKER**

**Ana Bilim Dalı: Fen Bilimleri ve Teknolojileri
Programı: Fizik**

Tez Danışmanı: Dr. Öğretim Üyesi Erdem UZUN

KARAMAN 2019

TEZ ONAYI

Yunus Emre Şeker tarafından hazırlanan İzotermal Bozunma Yönteminin İncelenmesi ve Simülasyonu adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği / ~~oy çokluğu~~ ile Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fen Bilimleri ve Teknolojileri Ana Bilim Dalı'nda (YÜKSEK LİSANS TEZİ) olarak kabul edilmiştir.

Danışman:

(Dr. Öğretim Üyesi, Erdem UZUN)

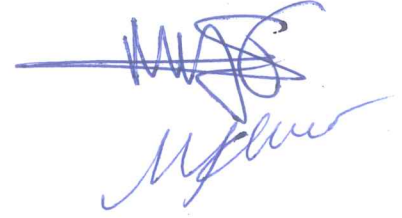
Jüri Üyeleri:

Doç. Dr. Mustafa SALTI

Dr. Öğretim Üyesi, Mehmet Emin KORKMAZ

Dr. Öğretim Üyesi, Erdem UZUN

İmza:



Tez Savunma Tarihi: 26./08./2019

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Doç. Dr. Kamil ARI
Enstitü Müdürü



TEZ BİLDİRİMİ

Yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu tezin yazılmasında bilimsel ahlak kurallarına uyulduğunu, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezin içerdiği yenilik ve sonuçların başka bir yerden alınmadığını, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, tezin herhangi bir kısmının bu üniversite veya başka bir üniversitedeki başka bir tez çalışması olarak sunulmadığını beyan ederim.

Yunus Emre ŞEKER



ÖZET

Yüksek Lisans

İZOTERMAL BOZUNMA YÖNTEMİNİN İNCELENMESİ VE SİMÜLASYONU

Yunus Emre ŞEKER

**Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fen Bilimleri ve Teknolojileri Ana Bilim Dalı**

Danışman: Dr. Öğretim Üyesi Erdem UZUN

Temmuz, 2019, 56 Sayfa

İzotermal bozunma yöntemi termolüminesans tuzak parametrelerinin ölçülmesinde yaygın olarak kullanılan bir yöntemdir. Bu tez çalışması kapsamında literatürde ileri sürülen izotermal bozunma yöntemleri dayandıkları kinetik modellerden yola çıkılarak incelenmiştir. Yöntemlerin matematiksel eşitlikleri detaylı olarak yeniden türetilmiştir. Bazı yöntemlere ait ve literatürde daha önceden sunulmamış yeni eşitlikler türetilmiştir.

Tezin uygulama kısmında, incelenen yöntemlerin simülasyonu yapılmıştır. Bu amaçla yeni bir algoritma geliştirilerek birinci ve genel mertebeden modeller temel alınarak izotermal bozunmanın simülasyonu gerçekleştirilmiş ve bozunma eğrileri elde edilmiştir. Elde edilen verilere dayanarak izotermal bozunma yöntemleri uygulanmış ve tuzak parametreleri hesaplanmıştır. Hesaplanan tuzak parametreleri ile gerçek parametreler karşılaştırılmış ve yöntemlerin oldukça güvenilir olduğu görülmüştür.

Anahtar Kelimeler: izotermal bozunma, termolüminesans, fosforesans.

ABSTRACT

MsThesis

INVESTIGATION OF THE ISOTHERMAL DECAY METHOD AND SIMULATIONS

Yunus Emre ŞEKER

**Karamanoğlu Mehmetbey University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of**

Supervisor: Assit. Prof. Dr. Erdem UZUN

July, 2019, 56 Pages

Isothermal decay method is a commonly used method for measurement of the thermoluminescence trap parameters. In this thesis, isothermal decay methods which were proposed in literature are investigated based on kinetic models. The mathematical equations of the methods are re-derived in detail. New equations of some methods that are not reported in the literature are derived.

In the application part of the thesis, simulations of the investigated models are performed. For this purpose, a new algorithm is developed and simulation of isothermal decay is performed on the basis of the first and the general order kinetic models and decay curves are obtained. Isothermal decay methods are applied and trap parameters are calculated. The calculated trap parameters and actual parameters are compared with each one and the methods are found to be very reliable.

Keywords: isothermal decay, thermoluminescence, phosphorescence

ÖNSÖZ

Yüksek Lisans eğitiminin başlangıcından itibaren emeği geçen yardımlarını esirgemeyen, yüksek lisans eğitimi boyunca bilgi ve tecrübesiyle her zaman yol gösteren ve destek veren tezimin son hali almasına katkıda bulunan değerli danışmanım Sn. Dr. Öğretim Üyesi Erdem UZUN'a teşekkürlerimi sunarım.

Hayatım boyunca verdiğim tüm kararlarda yanımda olan, maddi manevi desteklerini bir an olsun esirgemeyen, her zaman bana olan inançlarını hissettiğim aile bireylerim olan sevgili annem Rabiye ŞEKER, babam Ali ŞEKER ve kız kardeşim Arzu ŞEKER'e teşekkürlerimi sunuyorum.

Yunus Emre ŞEKER
Karaman-2019

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
ÖNSÖZ	i
İÇİNDEKİLER	i
ÇİZELGELER DİZİNİ	iii
ŞEKİLLER DİZİNİ	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	vii
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER VE KAYNAK ARAŞTIRMASI	2
2.1. İzotermal Bozunum Yönteminin Tarihçesi	2
2.2. Sabit Şiddetteki bir Uyarılma ve Yeniden Tuzaklanmanın Olmadığı Durum....	5
2.3. Sabit Şiddetteki bir Uyarılma ve Yeniden Tuzaklanma Durumu	5
3. MATERYAL VE METOT	9
3.1. Termoluminesans Modeller	9
3.2. Randall-Wilkins Modeli	9
3.3. Garlick-Gibson Modeli.....	10
3.4. May-Partridge Modeli	10
3.5. İzotermal Bozunma Yöntemleri	11
3.6. Garlick-Gibson Yöntemi: Birinci Mertebeden	11
3.7. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma.....	11
3.8. May ve Partridge Metodu 1: Genel Mertebeden.....	11
3.9. May ve Partridge Metodu 2: Genel Mertebeden.....	12
3.10. Moharil Yöntemi: Genel Mertebeden	12
3.11. Takeuchi ve ark. Yöntemi: Genel Mertebeden.....	13
3.12. Simülasyon	13
4. BULGULAR	16
4.1. Birinci Mertebeden İzotermal Bozunma (Garlick-Gibson Yöntemi)	16
4.2. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma ve Takeuchi ve ark. Yöntemi	18
4.3. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma (May ve Partridge Metodu 1).....	21
4.4. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma (May ve Partridge Metodu 2).....	23

4.5.	Genel Mertebeden İzotermal Bozunma (Moharil Yöntemi)	24
4.6.	Simülasyon Sonuçları.....	25
4.7.	Birinci Mertebeden İzotermal Bozunma (Garlick-Gibson) Yönteminin Simülasyonu.....	25
4.8.	Genel Mertebeden İzotermal Bozunma ve Takeuchi ve ark. Yönteminin Simülasyonu.....	30
4.9.	Genel Mertebeden İzotermal Bozunma Yönteminin (May ve Partridge Metodu 1) Simülasyonu	36
4.10.	Genel Mertebeden İzotermal Bozunma Yönteminin (May ve Partridge Metodu 2) Simülasyonu	44
4.11.	Genel Mertebeden İzotermal Bozunma (Moharil) Yönteminin Simülasyonu .	48
5.	TARTIŞMA VE SONUÇ	50
5.1.	Garlick-Gibson Yöntemi Üzerine Tartışmalar	50
5.2.	Takeuchi ve ark. Yöntemi Üzerine Tartışmalar.....	51
5.3.	May ve Partridge Metodu-1 Üzerine Tartışmalar	52
5.4.	May ve Partridge Metodu-2 Üzerine Tartışmalar	53
5.5.	Moharil Metodu Üzerine Tartışmalar	53
	KAYNAKLAR	54
	ÖZGEÇMİŞ.....	56

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 2-1 Eşitlik (2-5), (2-6) ve (2-7) için deneysel olarak hesaplanmış parametreler (Garlick ve Gibson 1947)	6
Çizelge 4-1 Randall-Wilkins tarafından birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan TL ışıldama şiddetini ifade eden Eşitlik (3-3)'ün sıcaklığa göre simülasyonunda kullanılan tuzak parametreleri.....	26
Çizelge 4-2 Şekil 4-3'de çizilen eğrilerin eğimleri	27
Çizelge 4-3 E parametresinin Çizelge 4-2'deki eğimler ve Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan bazı değerleri.....	27
Çizelge 4-4 Şekil 4-7'de çizilen eğrilerin eğimleri	29
Çizelge 4-5 E parametresinin Çizelge 4-4'deki eğimler ve Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan bazı değerleri.....	29
Çizelge 4-6 May-Partridge tarafından birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan TL ışıldama şiddetini ifade eden Eşitlik (3-3)'ün sıcaklığa göre simülasyonunda kullanılan tuzak parametreleri.....	31
Çizelge 4-7 E parametresinin Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan değerleri.....	32
Çizelge 4-8 E parametresinin Çizelge 4-7'deki eğimler ve Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan bazı değerleri.....	32
Çizelge 4-9 Şekil 4-7'de çizilen eğrilerin eğimleri	35
Çizelge 4-10 E parametresinin Çizelge 4-4'deki eğimler ve Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan bazı değerleri.....	35
Çizelge 4-11 A ve B parametrelerinin Eşitlik (4-53)'e göre Şekil 4-20 yardımı ile hesaplanan değerleri.....	40
Çizelge 4-12 E parametresinin Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan değerleri.....	43
Çizelge 4-13 May ve Partridge Metodu-2 için çizilen $\ln d ITLdt - \ln ITL$ grafiğinin eğiminden faydalanılarak hesaplanan b parametreleri.....	46
Çizelge 4-14 May ve Partridge Metodu-2 için çizilen $\ln d ITLdt - \ln ITL$ grafiğinin eğiminden faydalanılarak hesaplanan b parametreleri.....	48

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 3-1 Randall-Wilkins modeli için enerji-bant diyagramı ve izinli geçişler	9
Şekil 3-2 izotermal bozunma yönteminin simülasyon basamakları.....	15
Şekil 4-1 Randall-Wilkins modeli tarafından birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan TL ışıdamayı ifade eden Eşitlik (3-1)'in simülasyonu sonucu elde edilen ışıdamaya eğrisi.....	26
Şekil 4-2 Birinci mertebeden izotermal bozunma simülasyonu sonuçları.	26
Şekil 4-3 İzotermal bozunma sonuçları kullanılarak çizilen $\ln(TL_{Işılma} \text{ Yoğunluğu})$ 'nin zamana göre grafiği.	27
Şekil 4-4 Çizelge 4-2'de verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak hesaplanan tuzak derinlikleri.....	27
Şekil 4-5 Çizelge 4-2'de hesaplanan eğimler ile $\ln(m_i)$ 'nin $1/k.T$ 'ye göre grafiği	28
Şekil 4-6 $T_{MAKSİMUM} > T_{STOP}$ durumunda birinci mertebeden izotermal bozunma simülasyonu sonuçları.	29
Şekil 4-7 İzotermal bozunma sonuçları kullanılarak çizilen $\ln(TL_{Işılma} \text{ Yoğunluğu})$ 'nin zamana göre grafiği.	29
Şekil 4-8 Çizelge 4-4'de verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak hesaplanan tuzak derinlikleri.....	30
Şekil 4-9 Çizelge 4-4'de hesaplanan eğimler ile $\ln(m_i)$ 'nin $1/k.T$ 'ye göre grafiği.	30
Şekil 4-10 May-Partridge modeli tarafından genel mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan TL ışıdamayı ifade eden Eşitlik (3-3)'ün simülasyonu sonucu elde edilen ışıdamaya eğrisi.....	31
Şekil 4-11 Genel mertebeden izotermal bozunma simülasyonu sonuçları.....	31
Şekil 4-12 İzotermal bozunma sonuçları kullanılarak ve $b=1.3$ için çizilen $\ln[TL^{(1-b)/b}]$ 'nin zamana göre grafiği.	32
Şekil 4-13 Çizelge 4-7'de verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak hesaplanan tuzak derinlikleri.....	32
Şekil 4-14 Çizelge 4-7'de hesaplanan eğimler ile $\ln(m_i)$ 'nin $1/k.T_{STOP}$ 'ye göre grafiği	34
Şekil 4-15 $T_{MAKSİMUM} > T_{STOP}$ durumunda birinci mertebeden izotermal bozunma simülasyonu sonuçları.	34

Şekil 4-16 İzotermal bozunma sonuçları kullanılarak ve $b=1.3$ için çizilen $\ln[TL^{(1-b)/b}]$ 'nin zamana göre grafiği.	35
Şekil 4-17 Çizelge 4-9'da verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak hesaplanan tuzak derinlikleri.....	35
Şekil 4-18 Çizelge 4-9'da hesaplanan eğimler ile $\ln(m_i)$ 'nin $1/k.T$ 'ye göre grafiği. .	36
Şekil 4-19 Genel mertebeden May-Partridge yöntemi için izotermal bozunma simülasyonu sonuçları.	40
Şekil 4-20 İzotermal bozunma sonuçları kullanılarak çizilen $\ln[TL_{Işılama Yoğunluğu}]^{(1-b)/b}$ 'nin zamana göre grafiği.	40
Şekil 4-21 May-Partridge tarafından ileri sürülen IB yöntemi için türetilen Eşitlik (4-53)'deki A parametresinin simülasyonu ve Eşitlik (4-94) yardımı ile hesaplanan tuzak derinliğinin T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.	41
Şekil 4-22 Eşitlik (4-94) yardımı ile hesaplanan E_A parametresi ile $E_{GERÇEK}$ arasındaki farkın (ΔE) T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.	41
Şekil 4-23 May-Partridge tarafından ileri sürülen IB yöntemi için türetilen Eşitlik (4-53)'deki B parametresinin simülasyonu ve Eşitlik (4-88) yardımı ile hesaplanan tuzak derinliğinin T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.	41
Şekil 4-24 Eşitlik (4-88) yardımı ile hesaplanan E_B parametresi ile $E_{GERÇEK}$ arasındaki farkın (ΔE) T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.	42
Şekil 4-25 Genel mertebeden May-Partridge yöntemi için izotermal bozunma simülasyonu sonuçları.	42
Şekil 4-26 İzotermal bozunma sonuçları kullanılarak çizilen $\ln[TL_{Işılama Yoğunluğu}]^{(1-b)/b}$ 'nin zamana göre grafiği.	42
Şekil 4-27 May-Partridge tarafından ileri sürülen IB yöntemi için türetilen Eşitlik (4-53)'deki A parametresinin simülasyonu ve Eşitlik (4-94) yardımı ile hesaplanan tuzak derinliğinin T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.	43
Şekil 4-28 Eşitlik (4-94) yardımı ile hesaplanan E_A parametresi ile $E_{GERÇEK}$ arasındaki farkın (ΔE) T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.	44
Şekil 4-29 May-Partridge tarafından ileri sürülen IB yöntemi için türetilen Eşitlik (4-53)'deki B parametresinin simülasyonu ve Eşitlik (4-88) yardımı ile hesaplanan tuzak derinliğinin T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.	44
Şekil 4-30 Eşitlik (4-88) yardımı ile hesaplanan E_B parametresi ile $E_{GERÇEK}$ arasındaki farkın (ΔE) T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.	44

Şekil 4-31 4.7.4. Genel Mertebeden IB (May ve Partridge Metodu 2) yöntemi için $ln d ITLdt$ 'nin $lnITL$ 'ye göre grafiği.....	45
Şekil 4-32 Moharil yöntemi için AB 'nin TSTOP'a göre grafiği. Burada hesaplanan tüm AB değerleri için $R2 > 0.999$ 'dur.....	49



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler

Açıklama

T	Sıcaklık
E	Aktivasyon enerjisi (eV)
s	Frekans faktörü (s^{-1})
k	Boltzmann Sabiti
β	Isıtma hızı/oranı
N	Elektron tuzaklarının konsantrasyonu
n	Tuzaklardaki anlık elektron konsantrasyonu
n_0	Başlangıçta tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonu
$T_{\text{MAKSİMUM}}$	Pik maksimumuna karşı gelen sıcaklık
$I_{\text{MAKSİMUM}}$	Pik maksimum şiddeti

Kısaltmalar

Açıklama

TL	Termolüminesans
IB	İzotermal Bozunma

1. GİRİŞ

Termolüminesans (TL) olay gerek radyasyon dozlarının ölçülmesinde ve gerekse malzemelerin içyapılarının araştırılmasında yaygın olarak kullanılan bir tekniktir. Literatürde, TL ışıdamayı doğru bir şekilde açıklayabilmek için birçok model ileri sürülmüştür (Randall ve Wilkins 1945a; Randall ve Wilkins 1945b; Garlick ve Gibson 1948; May ve Partridge 1964; Partridge ve May 1965). İleri sürülen bu modellerin geçerliliklerinin test edilebilmesi için her bir model tarafından ileri sürülen tuzak parametrelerinin hassas bir şekilde tayin edilmesi elzemdir. TL tuzak parametrelerinin belirlenebilmesi için literatürde çeşitli metotlar önerilmiştir. İzotermal bozunma (IB) yöntemi TL ışıma piklerinin incelenmesinde ve tuzak parametrelerinin belirlenmesinde, ışıma eğrisinin elde edilişi ve ele alınışı itibarıyla, kullanılan diğer yöntemlerden oldukça farklıdır. Bu yöntemde temel olarak malzeme belirli bir sıcaklığa (T) kadar kontrollü ve hızlı bir şekilde ısıtılır ve sıcaklık T değerinde sabit tutularak yayınlanan ışıma zamanın bir fonksiyonu olarak izlenir. Genellikle T 'nin pik maksimumun hemen altındaki sıcaklıklarda olmasına özen gösterilir. Sabit sıcaklıkta yayınlanan bu ışıma fosforesans bir ışıma olduğundan, IB yöntemi bu yönü ile TL ışıdamaya temeline dayanmamasına rağmen TL tuzak parametrelerinin ölçülmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır.

Bu tez çalışması kapsamında literatürde tanımlanan IB yöntemleri hem fiziksel temelleri hem de matematiksel basamakları dikkate alınarak detaylı incelenmiştir. İleri sürülen yöntemlerde, fiziksel temeller de göz önünde bulundurularak ve dayandığı TL modellerden yola çıkılarak tüm matematiksel basamaklar detaylı olarak yeniden türetilmiştir. Daha sonra yöntemlerin simülasyonu yapılmış ve hesaplanan parametreler gerçek değerler ile karşılaştırılmıştır.

2. KURAMSAL TEMELLER VE KAYNAK ARAŞTIRMASI

2.1. İzotermal Bozunum Yönteminin Tarihçesi

Randall ve Wilkins (Randall ve Wilkins 1945a) bazı özel durumlarda serbest kalan elektronların yeniden tuzaklara yakalanma oranının rekombinasyon oranı ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilecek düzeyde düşük olduğunu ileri sürmüşlerdir. Bu durumda, eğer TL malzeme derinliği E tek cins tuzak seviyesine sahipse ve herhangi bir anda tuzaklardaki elektron konsantrasyonu n ile ifade edilirse TL ışıma şiddeti (I) tuzaklardan serbest kalan elektron miktarı ile orantılı olur ve şöyle ifade edilebilir.

$$I = -\frac{dn}{dt} = -n \cdot s \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right). \quad (2-1)$$

Burada $s \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right)$ bir elektronun birim zamanda tuzaktan kaçma olasılığıdır, s sabit bir sayı olup kaçmaya teşebbüs etme frekansı (frequency to escape) olarak bilinir, E tuzak derinliğini gösterir, k Boltzmann sabiti olup değeri $k = 8.617 \times 10^{-5} eV/K$ 'dir ve T ise mutlak sıcaklıktır. Eşitlik (2-1) sabit bir ısıtma hızı (β) için çözüldüğünde Eşitlik (2-2) elde edilir.

$$I = n_o \cdot s \cdot \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \exp\left[-\int_0^T \frac{s}{\beta} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) dT\right] \quad (2-2)$$

Randall ve Wilkins ileri sürülen bu model için aşağıdaki sonuçlara ulaşıldığını bildirmişlerdir;

- Verilen s , n_o ve β değerleri için TL pik şiddetinin maksimum olduğu sıcaklık ($T_{MAKSİMUM}$) E derinliğine bağlıdır.
- Verilen n_o ve E değerleri için $T_{MAKSİMUM}$, s ve β değerlerine bağlıdır. Örneğin $E=0.4eV$ tuzak derinliğinde s parametresinde yapılan 100 katlık bir değişiklik ($s= 10^{-9} s^{-1} - 10^{-7} s^{-1}$) $T_{MAKSİMUM}$ 'da yüksek sıcaklık bölgesine doğru 50K'lık bir kaymaya karşılık geldiğini bildirmişlerdir.
- Tüm durumlarda ışıdamada eğrisi altından kalan alanın ısıtma işleminden önce tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonu (n_o) ile ilişkili olduğunu bildirmişlerdir. Ayrıca n_o 'ın miktarının ışıdamada pikinin şeklini etkilemediğini ancak eğri üzerindeki her noktanın yüksekliğini etkilediğini ortaya koymuşlardır.

- Işıldama eğrisinin ilk yükselmeye başladığı bölgedeki artış sıcaklığa üstel olarak bağlıdır ve ilişki aşağıdaki Eşitlik (2-3) ile belirlenir (Randall ve Wilkins 1945a).

$$I = -\frac{dn}{dt} = -n_o \cdot s \cdot \exp\left(\frac{-E}{k \cdot T}\right) \quad (2-3)$$

Bu teorik açıklama yazarların bir başka çalışmalarında elektronların tuzaklara yakalanma olasılıklarının rekombinasyon yapma olasılıkları ile eşit olduğuna dair bazı deneysel kanıtlar bulunmasıyla geliştirilmiştir (Randall ve Wilkins 1945b).

Garlick ve Gibson malzeme içerisinde N adet elektron tuzağının bulunduğunu ve bunların n adedinin elektronlar ile işgal edildiği durumu incelemişler ve (N-n) boş elektron tuzağının ve buna karşın n adet rekombinasyon merkezinin olduğunu ileri sürmüşlerdir. Aynı zamanda herhangi bir anda iletim bandında bulunan elektron konsantrasyonunun n ile kıyaslanamayacak kadar az olduğunu varsayımlardır. Serbest kalan bir elektron için rekombinasyon yapma olasılığı ile tuzaklara yakalanma olasılığı eşittir ve bu durum şöyle ifade edilmiştir.

$$\frac{n}{(N-n) + n} = \frac{n}{N} \quad (2-4)$$

Bu durumda herhangi bir andaki TL ışıldama aşağıda yazılan bağıntıyla betimlenir.

$$I = -\frac{dn}{dt} = -\left(\frac{n^2}{N}\right) \cdot s \cdot \exp\left(\frac{-E}{k \cdot T}\right) \quad (2-5)$$

Eğer malzeme sabit T sıcaklığında tutulursa bu durumda yayınlanan fosforesans yayınlanma aşağıdaki biçimde verilmektedir.

$$I = \frac{n_o^2 \cdot s \cdot \exp\left(\frac{-E}{k \cdot T}\right)}{N \cdot \left[1 + \frac{n_o}{N} \cdot s \cdot t \cdot \exp\left(\frac{-E}{k \cdot T}\right)\right]^2} \quad (2-6)$$

Sabit bir β için Eşitlik (2-5) çözümlerse şu sonuç elde edilmektedir.

$$I = \frac{n_o^2 \cdot s \cdot \exp\left(\frac{-E}{k \cdot T}\right)}{N \cdot \left[1 + \frac{n_o}{N} \cdot \int_0^T \frac{s}{\beta} \exp\left(\frac{-E}{k \cdot T}\right) dT\right]^2} \quad (2-7)$$

Garlick ve Gibson tarafından ileri sürülen Eşitlik (2-7) yazarlar tarafından tarafından çözülmüş ve aşağıdaki sonuçlara ulaşıldığını bildirmişlerdir;

- Verilen s , n_o ve β değerleri için TL pik şiddetinin maksimum olduğu sıcaklık ($T_{MAKSIMUM}$), E derinliğine bağlıdır.
- Saturasyon durumunda ($N=n_o$) aynı s , n_o ve β değerleri için Eşitlik (2-2) ve Eşitlik (2-7)'nin sayısal çözümleri için aynı sıcaklıkta maksimum pik şiddetine ulaşılmaktadır.
- Verilen n_o ve E değerleri için $T_{MAKSIMUM}$ sıcaklığı tıpkı tuzaklanmanın olmadığı durumdaki gibi s ve β değerlerine bağlıdır.
- Tüm durumlarda ışıldama eğrisi altında kalan alanın ısıtma işleminden önce tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonu (n_o) ile ilişkili olduğunu bildirmişlerdir. Ayrıca n_o 'ın miktarının ışıldama pikinin şeklini etkilediğini ortaya koymuşlardır.
- Işıldama eğrisinin ilk yükselmeye başladığı bölgedeki artış sıcaklığa üstel olarak bağlıdır ve ilişki Eşitlik (2-8) ile belirlenir (Garlick ve Gibson 1948).

$$I = -\frac{dn}{dt} = -\left(\frac{n_o^2}{N}\right) \cdot s \cdot \exp\left(\frac{-E}{k \cdot T}\right) \quad (2-8)$$

Eşitlik (2-8) Eşitlik (2-3) ile karşılaştırıldığında aralarında sadece n_o/N kadarlık bir farkın olduğu görülmektedir.

Şimdiye kadar tartışılan modeller tek bir tuzak seviyesinin var olduğu durumlar için geçerli olmaktadır. Oysaki gerçek malzemelerde birden çok sayıda tuzak seviyeleri bulunmaktadır. Çoklu tuzak seviyelerini modele uydurmak tuzaklanmanın olmadığı durumlarda kısmen basittir. Örneğin tuzak durumlarının konsantrasyonunun tuzak derinliği ile orantılı olduğu kabul edilirse bu orantı;

$$N \propto \exp(\alpha \cdot E) \quad (2-9)$$

biçiminde betimlenecektir. Şimdi yayınlanan fosforesans ışıldama aşağıdaki gibi ifade edilebilir. Burada ki t bozunma süresidir.

$$I \propto t^{-(\alpha \cdot k \cdot t + 1)} \quad (2-10)$$

Diğer taraftan, yeniden tuzaklanmanın olduğu durumlar ise karmaşıktır. Çünkü, serbest kalan elektronlar daha derin tuzaklar tarafından yakalanabilirler.

Fosforesans yayınlama için ileri sürülen bu Eşitlikler bazı özel durumlar için geliştirilebilir. Bunlardan ilki tuzakların düzgün ve sabit şiddetteki bir uyarılma sonucu doldurulduğu ve yeniden tuzaklanmanın olmadığı durumdur.

2.2. Sabit Şiddetteki bir Uyarılma ve Yeniden Tuzaklanmanın Olmadığı Durum

Bu durumda her bir lüminesans merkezin bir elektron ile dolu olduğu kabul edilir. Lüminesans merkez uyarıldığında tüm elektrolar iletim bandında birikmeden hemen ya tuzaklara ya da rekombinsasyon merkezlerine doğru hareket ederek birikirler. Daha sonra malzeme şiddeti J olan ultraviyole bir ışık ile uyarıldığında birim zamanda $a.J$ kadar elektron tuzaklardan serbest kalır. Bu tuzak seviyesinin derinliği E olsun. Eğer N adet elektron tuzağı var ise ve bunların n_o adedi elektronlar ile dolu ise bu durumda şöyle yazılabilir.

$$\frac{dn_o}{dt} = a.b.J(N - n_o) - n_o.s.exp\left(\frac{-E}{k.T}\right) \quad (2-11)$$

Burada b elektronun bir tuzak tarafından yakalanma olasılığıdır. Eşitlik (2-11) N ile n_o arasındaki ilişkiyi birçok ultraviyole radyasyon şiddeti, tuzak derinliği ve sıcaklık için verir, bu ifade Garlick ve Gibson tarafından deneysel olarak incelenmiş ve karmaşık ışıldama eğrilerine uygulanabileceği gösterilmiştir. (Garlick ve Gibson 1947).

$$n_o \approx \frac{N}{1 + \frac{s}{a.b.J}.exp\left(\frac{-E}{k.T}\right)} \quad (2-12)$$

2.3. Sabit Şiddetteki bir Uyarılma ve Yeniden Tuzaklanma Durumu

Yukardaki notasyon kullanılarak yeniden tuzaklanmanın olduğu durumlar için Eşitlik (2-5), (2-6) ve (2-7) ifadeleri yeniden türetilebilir. Eğer birim zamanda $a.J$ kadar elektron uyarılarak iletim bandına yükselir ise denge durumunda iletim bandında m_o ve tuzaklarda n_o elektronun olduğu kabul edilirse bu durumda $(m_o + n_o)$ boş rekombinasyon merkezleri ortaya çıkar. Böylece denge durumu için aşağıdaki bağıntılar yazılabilir.

$$\frac{dm_o}{dt} = a.J - \gamma.m_o.(n_o + m_o) \quad (2-13)$$

$$\frac{dn_o}{dt} = b.m_o.(N - n_o) - n_o.s.exp\left(\frac{-E}{k.T}\right) \quad (2-14)$$

Burada b boş bir tuzak tarafından bir elektronun yakalanma olasılığı ve γ ise rekombinasyon olasılığıdır.

Garlick ve Gibson (Garlick ve Gibson 1948) yukarıda sözü edilen eşitlikleri test etmek adına çinko sülfürün izotermal bozunma eğrilerini birçok sıcaklıkta incelemişlerdir. Elde ettikleri sonuçlar Çizelge 1’de sunulmuştur.

Sıcaklık (°K)	265	292	318	355
Kuvvet yasası indeksi ($\alpha.k.T+1$) Eşitlik (2-10)	2.07	2.2	2.32	2.5
α (1/eV)	47	47.7	48	49
α TL ölçümlerden hesaplanan	49	49	49	49

Çizelge 2-1 Eşitlik (2-5), (2-6) ve (2-7) için deneysel olarak hesaplanmış parametreler (Garlick ve Gibson 1947)

Deneysel çalışmalar fosforesans yayınlanmanın Eşitlik (2-6) ile tahmin edilen karaktere uymadığını göstermiştir (Garlick ve Gibson 1948). Ancak, diğer taraftan, yeniden tuzaklanmanın ihmal edildiği durumlarda Eşitlik (2-10)’daki üstel parametreler hesaplanabilmektedir. Bununla birlikte s deneysel olarak ölçülmüş ve değeri $s=10^8s^{-1}$ olarak verilmiştir (Randall ve Wilkins 1945a; Garlick ve Gibson 1947). Garlick ve Gibson çinko sülfürün izotermal bozunma deney sonuçlarını yorumlarken (Garlick ve Gibson 1948) deney ile ileri sürdükleri fikir arasında uyum sağlanabilmesi için yeniden tuzaklanmanın ihmal edildiği durumların dikkate alınması gerektiğini bildirmişlerdir.

İzotermal bozunma yöntemi ilk olarak Garlick ve Gibson tarafından Randall-Wilkins’in önerdiği birinci mertebeden kinetik modele uygulanmıştır (Garlick ve Gibson 1948). Yazarlar çinko sülfür, çinko silikat ve stronsiyum silikat bileşiklerinin TL ışımalarını incelemişler ve bu malzemelerden serbest kalan elektronların yeniden tuzaklara yakalanma oranlarının ihmal edilebilecek kadar az olduğunu göstermişlerdir. Bununla birlikte Randall ve Wilkins başka bir çalışmada (Randall ve Wilkins 1945a; Randall ve Wilkins 1945b) uzun dönem fosforesans yayınlanmayı incelemişler, bu yayınlanmanın yarı-kararlı (meta-stable) tuzaklarda bulunan elektronların tuzaklardaki ortalama ömürleri ile orantılı olduğunu ortaya koymuşlardır. Randall ve Wilkins TL-fosforesans yayınlanma ile elektron tuzakları arasındaki ilişkiyi inceledikleri çalışmalarında (Randall ve Wilkins 1945a) yarı-kararlı tuzaklarda bulunan elektronların tuzaklardan serbest kalan miktarlarındaki artışın hem TL ve hem de fosforesans yayınlanma şiddetini arttırdığını bildirmiş, tuzaklardaki elektronların ısı kararlılıkları ve farklı derinliklerdeki tuzaklardan serbest kalma olasılıkları kullanılarak tuzak derinliğinin hesaplanabileceğini rapor etmişlerdir. Ayrıca, vilemit (willemite) ve alkalin toprak sülfürlerini düşük sıcaklıklarda tüm tuzak seviyeleri dolana kadar uyarmış ve ardından ısıtarak yayınlanan ışımaya sıcaklığın bir fonksiyonu olarak kaydedilmiştir. Randall ve Wilkins E derinliğindeki bir

elektronun T sıcaklığında serbest kalma olasılığının, s bir sabit sayı olmak üzere, Eşitlik 1 ile orantılı olduğunu bildirmişlerdir.

$$s \cdot \text{Exp} \left[\frac{-E}{k \cdot T} \right] \quad (2-15)$$

Diğer taraftan, Randall ve Wilkins, başka bir çalışmalarında (Randall ve Wilkins 1945b), çinko sülfitten yayınlanan fosforesans ışımının şiddetinin zamanla ters orantılı olduğunu göstermişlerdir.

Visocekas ve arkadaşları (Visocekas ve ark. 1976) kalsit mineralindeki fosforesans yayınlamayı incelerken IB yönteminde bazı yeni iyileştirmeler önermişlerdir. Bu çalışmada tek bir tuzak seviyesinin olduğu bir malzemede fosforesans yayınlanmanın pik maksimum sıcaklığında en yüksek şiddette yayınlanacağı bilgisini kullanarak aktivasyon enerjisinin hesaplanması için yeni Eşitlik ileri sürmüşlerdir.

Moharil, IB yöntemi yardımıyla TL malzemelerin kinetik mertebesini belirleyebilen bir yöntem ileri sürmüştür. Yazar, genel mertebeden kinetik parametrelere sahip bir ışıldaama eğrisine IB yöntemini uygulamış ve tuzaktaki elektronların tamamının boşalması için geçen sürenin sonunda, deney boyunca herhangi bir t anında IB eğrisi altında kalan alanı hesaplamıştır. Bu bilgileri kullanarak deneme yanılma yöntemi ile b parametresini hesaplayabildiği rapor edilmiştir. (Moharil 1981). Yazar, bir başka çalışmasında bu yöntemi geliştirerek IB deneyinde başlangıç durumundaki pik maksimum şiddetini, anlık pik şiddetini ve alanları kullanarak ile b parametresini hesaplayabildiğini rapor etmiştir (Moharil 1984).

Kirsh ve Chen (Kirsh ve Chen 1991) IB yöntemini farklı sıcaklık, aktivasyon enerjisi ve frekans faktörü gibi kinetik parametreler için incelemiş ve bazı yeni iyileştirmeler önermişlerdir. Kirsh ve Chen yöntemi genel mertebeden kinetik modele uygulayarak aktivasyon enerjisi ve frekans faktörünün yanı sıra kinetik mertebe ve elektronların tuzaklardaki ortalama ömrünün de hesaplanabileceği bir deneysel prosedürü ortaya koyarak karşılık gelen matematiksel eşitlikleri türetmişlerdir. Buna göre, birinci mertebeden kinetik parametrelerin geçerli olduğu durumda; yayınlanan TL ışımının doğal logaritmasının zaman göre grafiği çizildiğinde bir doğru elde edilir. Böylece, elde edilen doğrunun eğimi elektronların tuzaklardaki ortalama ömrünü vermiş olur. Diğer taraftan, elektronların tuzaklardaki ortalama ömrü birkaç farklı T sıcaklığı için hesaplanıp elde

edilen ortalama ömürlerin doğal logaritmalarının I/T 'ye göre grafiği çizilirse bu eğri yardımı ile aktivasyon enerjisi ve frekans faktörü hesaplanabilir.

Diğer taraftan Chen ve Kristianpoller (Chen ve Kristianpoller 1986) maksimum TL şiddetin yayınlandığı sıcaklığın yanı sıra, TL pikin düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerindeki pik maksimum şiddetinin yarıya düştüğü noktaları kullanarak kinetik parametrenin hesaplanabildiği bir bağıntı ileri sürölmüştür.

Bununla birlikte literatürde IB yöntemi kullanılarak çeşitli malzemelerin incelendiği birçok çalışmaya rastlamak mümkündür; Kitis ve arkadaşları (Kitis ve ark. 1996) α - $Al_2O_3:C$ mineralini IB yöntemi ile incelemiş ilgili IB deneyi pik maksimum sıcaklığından daha düşük sıcaklıklarda gerçekleştirerek malzemenin tuzak parametrelerini ve doz cevabını 0.5-15mSv'lik radyasyon dozlarında güvenle ölçebildiklerini bildirmişlerdir. α - $Al_2O_3:C$ minerali Kitis ve Otto tarafından da yine IB yöntemi ile incelenmiş; 180-190°C sıcaklıklar arasında uygulanan IB deneylerinin 40s gibi bir sürede ana pikdeki elektronların tamamen boşalması için yeterli bir süre olmadığını bildirmişlerdir (Kitis ve Otto 1999). Ek olarak farklı ısıtma oranlarında duyarlılıklarının değiştini rapor etmişlerdir. IB yöntemi günümüzde TL malzemelerin temel tuzak parametrelerinin ölçülmesinde halen yaygın olarak kullanılmaktadır.

Bu tez çalışmasının hazırlandığı sırada, 2019 yılı ilk iki ayı içerisinde, sadece Science Direct'de yayınlanan, IB yönteminin incelendiği ve kullanıldığı makale sayısı 1640 olarak belirlenmiştir ve bu sayı her geçen gün artmaktadır. Bu tez kapsamında, yöntemin fiziksel temelleri ele alınmış ve matematiksel Eşitlikler detaylı olarak türetilmiştir. Diğer taraftan, yöntem şimdiye kadar sadece Uzun tarafından sayısal olarak çözümlenmiştir (Uzun 2013).

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Termolüminesans Modeller

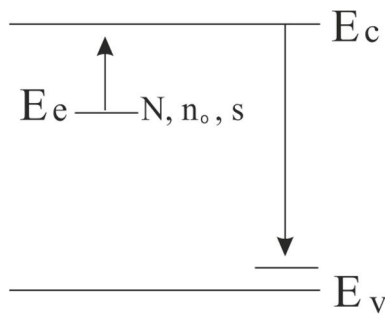
TL olayı açıklamak için birçok model ileri sürülmüş olmasına rağmen bu çalışma kapsamında incelediğimiz izotermal bozunma yöntemlerinin türetilmesinde 3 temel model kullanılmaktadır. İzotermal bozunma yönteminin fiziksel ve matematiksel temellerini anlayabilmek için tezin bu kısmında modellere kısaca değinilmiştir.

3.2. Randall-Wilkins Modeli

TL olayı açıklamak için kullanılan en basit modeldir. Bu modele göre kristal içerisinde elektronlar için bir tuzak seviyesi ve boşlukların tuzaklandığı bir rekombinasyon merkezi önerilmektedir. Modele göre elektron tuzagından ısı olarak uyarılan elektronlar iletim bandına geçerler. Burada ihmal edilebilir bir süre kaldıktan sonra ya rekombinasyon merkezlerine geçerek ışınımlı rekombinasyona neden olurlar ya da tuzak seviyeleri tarafından yeniden yakalanabilirler. Randall-Wilkins tuzaklara yakalanan elektron oranının rekombinasyon oranı ile kıyaslandığında ihmal edilebilecek kadar az olduğunu ileri sürmüş ve TL ışıldama için Eşitlik (3-1)'i ileri sürmüşlerdir.

$$I_{TL} = -\frac{dn}{dt} = n s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (3-1)$$

Şekil 3-1'de Randall-Wilkins modeli için enerji-bant diyagramı ve izinli geçişler görülmektedir.



Şekil 3-1 Randall-Wilkins modeli için enerji-bant diyagramı ve izinli geçişler

Bu Eşitlik (3-1) birinci mertebeden adi bir diferansiyel denklem olduğundan Randall-Wilkins modeli birinci mertebeden kinetik model olarak da bilinmektedir. Burada E_e elektron tuzak seviyelerini, E_v değerlik bandını, E_c iletim bandını, N toplam elektron

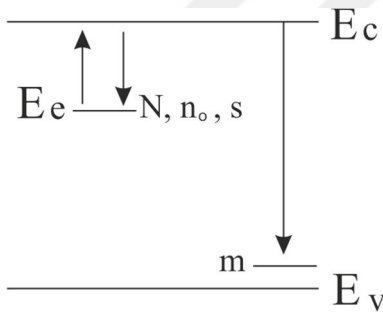
tuzak konsantrasyonunu, n_o başlangıçta elektronlar ile dolu olan tuzak konsantrasyonunu ve s ise frekans faktörünü göstermektedir (Randall ve Wilkins, 1945a; Randall ve Wilkins, 1945b).

3.3. Garlick-Gibson Modeli

Garlick ve Gibson serbest kalan elektronların tuzaklara yakalanma oranının rekombinasyon oranı ile kıyaslanabilecek kadar yüksek olduğunu ileri sürmüşlerdir. Bu durumda yayınlanan TL ışıldama şöyle ile verilmektedir.

$$I_{TL} = -\frac{dn}{dt} = n^2 \frac{s}{N} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (3-2)$$

Şekil 3-2’de Garlick-Gibson modeli için enerji-bant diyagramı ve izinli geçişler görülmektedir. Bu denklem ikinci mertebeden adi bir diferansiyel denklem olduğundan Garlick-Gibson modeli ikinci mertebeden kinetik model olarak da bilinmektedir (Garlick ve Gibson, 1948).



Şekil 3-2 Garlick-Gibson modeli için enerji-bant diyagramı ve izinli geçişler

3.4. May-Partridge Modeli

May ve Partridge birinci ve ikinci mertebeye olmayan durumlar için hem Randall-Wilkins birinci mertebeden kinetik modelini ve hem de Garlick-Gibson ikinci mertebeden kinetik modeli göz önünde bulundurarak mertebesi 1 yada 2 olmayan genel mertebeden durumlar için bir model ileri sürmüşlerdir. Buna göre TL ışıldama şiddeti şu denklem ile verilebilir;

$$I_{TL} = -\frac{dn}{dt} = n^b s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (3-3)$$

Burada m rekombinasyon merkezlerinin konsantrasyonunu ve b ise kinetik mertebeyi göstermektedir (May ve Partridge, 1964; Partridge ve May, 1965).

3.5. İzotermal Bozunma Yöntemleri

3.6. Garlick-Gibson Yöntemi: Birinci Mertebeden

Garlick ve Gibson birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip TL tuzakların temel tuzak parametrelerini belirleyebilmek için bir yöntem önermişlerdir. Bu yönteme göre IB yönteme göre T_1 ve T_2 gibi iki farklı sıcaklıkta ID deneyi uygulanır. Her bir deney için ölçülen fosforesans ışıdamanın logaritması alınır ve zamana göre grafiği çizilir. Eğer elde edilen grafik bir doğru ise ilgilenilen pikin birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip olduğu anlaşılır. Ayrıca her iki deney için de eğrilerin eğimleri hesaplanır ve Eşitlik (3-4) yardımı ile E hesaplanır. Burada k Boltzmann sabiti, E tuzak derinliği, T_1 ve T_2 izotermal deneyinin gerçekleştirildiği sıcaklıklar ve m_1 ve m_2 sırasıyla T_1 ve T_2 için çizilen eğrilerin eğimleridirler. (Garlick ve Gibson 1948; Chen ve McKeever 1997a; Furetta 2003).

$$\ln \left[\frac{m_1}{m_2} \right] = \frac{E}{k} \cdot \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (3-4)$$

3.7. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma

May ve Partridge genel mertebeden kinetik parametrelere sahip durumlar için aşağıdaki denklemi ileri sürmüşlerdir;

$$\left(\frac{I_{TL}(t, T)}{I_o} \right)^{\frac{1-b}{b}} = 1 + (b-1) \frac{s'}{n_o^{1-b}} \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) t \quad (3-5)$$

Bu denklemde uygun bir b değeri seçilip $[(I_{TL}/I_o)^{(1-b)/b}]$ 'nin zamana göre grafiği çizilirse, bir doğru elde edilir. Böylece her bir T sıcaklığı için b değeri belirlenmiş olur. E parametresini hesaplamak içinse Garlick-Gibson tarafından birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklar için verilen Eşitlik (3-4) kullanılır.

3.8. May ve Partridge Metodu 1: Genel Mertebeden

May ve Partridge genel mertebeden kinetik parametrelere sahip durumlar için bir IB yöntemi ileri sürmüşlerdir. Buna göre; $A(T, b)$ ve $B(T, b)$ sıcaklığın ve kinetik mertebenin bir fonksiyonu olmak üzere, sabit bir T sıcaklığında tutulan malzemeden yayınlanan TL ışıma şiddeti Eşitlik (3-6) ile ifade edilebilir.

$$I^{\frac{1-b}{b}} = A + Bt \quad (3-6)$$

Böylece, Eşitlik (3-6) zamanın lineer bir fonksiyonu haline gelmektedir. Bu eşitliğin sol tarafının zamana göre grafiği çizildiğinde ise bir doğru elde edilmelidir. Böylece grafiği doğru haline getiren gerçek b değeri tahmin edilerek hesaplanabilir (Garlick ve Gibson 1948; Furetta 2003).

3.9. May ve Partridge Metodu 2: Genel Mertebeden

May ve Partridge Eşitlik (3-6)'yı geliştirerek aşağıdaki ifadeyi türetmişlerdir.

$$\ln \left[\frac{dI}{dt} \right] = \ln(C) + \frac{2b-1}{b} \ln(I) \quad (3-7)$$

Burada $\ln(dI/dt)$ 'nin $\ln(I)$ 'ye göre grafiği çizildiğinde elde edilen eğrinin eğimi aşağıdaki bağıntıyla verilir. Buradan b değeri hesaplanabilir (Garlick ve Gibson 1948; Furetta 2003).

$$m = \frac{2b-1}{b} \quad (3-8)$$

3.10. Moharil Yöntemi: Genel Mertebeden

Moharil, Antonov-Romanovski tarafından ileri sürülen Antonov-Romanovski eşitliğinin Chen (Chen 1977) tarafından ileri sürülen bazı uygun varsayımları ve basitleştirmeleri kullanarak aşağıda yazılan biçime indirgelediğini göstermişlerdir;

$$I = -c \frac{dn}{dt} = c \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \frac{Bnm}{Bn + A(N-n)} \quad (3-9)$$

Burada, I TL ışıldaama şiddeti, B rekombinasyon yapma olasılığı, A tuzaklanma olasılığı, m herhangi bir t anında rekombinasyon merkezlerinin miktarı, n herhangi bir t anında tuzaklara bulunan elektron konsantrasyonu, N toplam elektron tuzaklarının miktarı, s frekans faktörü, k Boltzmann sabiti, E tuzak derinliği, c keyfi bir sabit, T numune sıcaklığı ve t ise zamandır. Sonuç olarak

$$\left(1 - \frac{A}{B} \right) \ln \left(\frac{A_o}{A_t} \right) + \frac{A \cdot A_s}{B} \left(\frac{A_o - A_t}{A_o \cdot A_t} \right) = s \cdot t \cdot \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \quad (3-10)$$

Burada A_o tüm izotermal deneyi boyunca eğri altında kalan alan, A_t herhangi bir t anında izotermal eğri altında kalan alan ve A_s saturasyon durumunda tüm izotermal deneyi

boyunca eğri altında kalan alandır. Eşitlik (3-10)'un sol tarafının zamana göre grafiği uygun A/B değeri için bir doğru olacaktır (Moharil ve Kathuria 1983; Furetta 2003).

3.11. Takeuchi ve Ark. Yöntemi: Genel Mertebeden

Takeuchi ve arkadaşları May-Partridge modelini kullanarak genel mertebeden kinetik parametreleri ölçebilmek için bir IB yöntemi önermişlerdir. Buna göre birkaç T sıcaklığında IB deneyi gerçekleştirilir. Her bir deney için ölçülen fosforesans ışıldamanın logaritması alınır ve zamana göre grafiği çizilir. Her deney için de eğrilerin eğimleri hesaplanır ve aşağıdaki denklem yardımı ile $\ln(m)$ 'nin $1/kT$ 'ye göre grafiği çizilerek E hesaplanır (Takeuchi ve ark. 1975).

$$\ln(m) = \ln(s) (b - 1) - \frac{E}{k.T} \quad (3-11)$$

3.12. Simülasyon

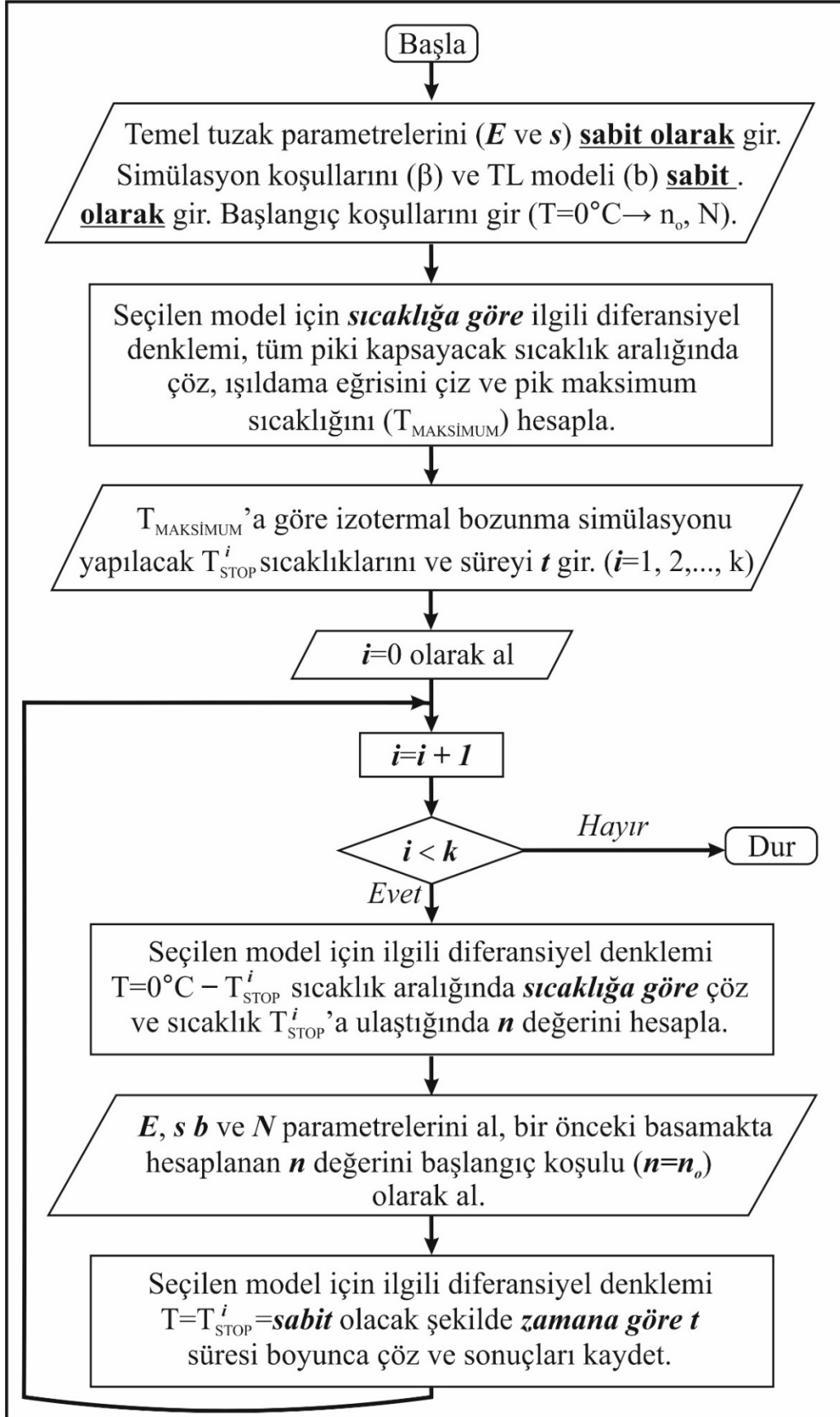
Bu çalışmada incelenen TL diferansiyel denklemler lineer olmalarına rağmen analitik çözümleri bulunmamaktadır. Ancak bazı varsayımlar yardımı ile analitik çözümler yapılabilmektedir. Diğer yandan, söz konusu varsayımlar ancak çok kısıtlı aralıklarda geçerli olabilirken çoğu durumda geçerliliğini kaybetmektedirler. Böyle durumlarda TL diferansiyel denklemlerin sayısal çözümleri, TL çalışmalarda yaygın olarak kullanılan faydalı bir yöntemdir (Chen ve Pagonis 2014).

Bu tez çalışması kapsamında, Randall-Wilkins modeli tarafından ileri sürülen Eşitlik (3-1), Garlick-Gibson modeli tarafından ileri sürülen Eşitlik (3-2) ve May-Partridge modeli tarafından ileri sürülen Eşitlik (3-3) sayısal olarak çözülmüş TL ışıldama eğrileri elde edilmiştir. Eşitlik (3-1), (3-2) ve (3-3) gibi diferansiyel denklemlerin sayısal olarak çözülebilmesi için başlangıç koşullarının bilinmesi gerekmektedir. Eşitlik (3-1), (3-2) ve (3-3) için bu koşul $T=0^\circ\text{C}$ 'de tuzaklanmış elektron konsantrasyonudur, $n(T=0)=n_0$. Bu değerden hareketle diğer koşullar bağımsız değişkenin başlangıçtaki değeri için hesaplanabilecektir. Sayısal çözümleri bir başlama koşuluna bağlı olarak hesaplanan bu tür problemlere “*Başlangıç Değer*” problemleri denir. Bu yüksek lisans tez çalışmasında TL ışıldama pikinin hesaplanmasında kullanılan ve Eşitlik (3-1), (3-2) ve (3-3) ile verilen diferansiyel denklemlerin sayısal çözümleri *Çizgiler Yöntemi* (Method of Lines)

kullanılarak gerçekleştirilmiştir (Mørken 2003; Hindmarsh ve Schiesser 2006; Sofroniou ve Knapp 2008).

Diğer taraftan IB yönteminin simülasyonu yine Eşitlik (3-1), (3-2) ve (3-3) ile verilen diferansiyel denklemlerin sayısal çözümleri yapılarak gerçekleştirilmiştir. Fakat, bu durumda TL ışıldama eğrisinin elde edilmesinden farklı olarak denklemlerin bir aşamada sıcaklığın, diğer bir aşamada ise zamanın fonksiyonu olduğu kabul edilerek alınarak çözülmüştür. Simülasyon aşamalarını ve bu tez çalışması kapsamında IB yönteminin simülasyon basamaklarını gösteren algoritma Şekil 3-2’de sunulmuştur.

Son olarak tüm sayısal çözümler, önceki paragraflarda sözü edilen çizgiler yöntemi ile ve Mathematica 8.0 bilgisayar programı üzerinde gerçekleştirilmiştir (Nearing, 2003; Sofroniou ve Knapp, 2008).



Şekil 3-2 IB yönteminin simülasyon basamakları

4. BULGULAR

4.1. Birinci Mertebeden İzotermal Bozunma (Garlick-Gibson Yöntemi)

Eğer bir tuzak seviyesinde n adet elektron varsa ve kristal T sıcaklığında sabit tutulursa, zaman ile tuzaklardaki elektron sayısındaki azalma aşağıdaki Eşitlik (4-1) ile verilebilir;

$$-\frac{dn}{dt} = n s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-1)$$

Her bir değişken bir tarafta olacak şekilde Eşitlik (4-1) düzenlenir ise

$$\frac{dn}{n} = -s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dt \quad (4-2)$$

Şimdi Eşitlik (4-2)'nin her iki tarafının integrali alınır ise;

$$\int_{n_o}^n \frac{dn}{n} = -s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \int_0^t dt \quad (4-3)$$

Biraz cebirsel işlemin ardından,

$$\ln\left(\frac{n}{n_o}\right) = -s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t \quad (4-4)$$

Eşitliğin her iki tarafının da doğal logaritması alınarak

$$\frac{n}{n_o} = \exp\left[-s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t\right] \quad (4-5)$$

Şimdi n yalnız bırakılırsa,

$$n = n_o \exp\left[-s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t\right] \quad (4-6)$$

Eşitlik (4-6) birinci mertebeden Randall-Wilkins eşitliğinde (3-1) kullanılırsa;

$$I_{TL} = n s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (3-1)$$

$$I_{TL} = n_o s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \exp\left[-s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t\right] \quad (4-7)$$

olur ve gerekli matematiksel düzenlemelerle sabit bir T sıcaklığında yayınlanan TL ışıldaama zamana bağlı olarak Eşitlik (4-8) ile verilebilir;

$$I_{TL}(t, T) = I_o \exp \left[-s \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) t \right] \quad (4-8)$$

Buradaki I_o ifadesi $t=t_0$ başlangıç durumundaki ışımaya yoğunluğudur.

Aynı cins moleküllerden meydana gelmiş ve sabit bir sıcaklıkta (T) tutulan lüminesans malzemenin yayınladığı ışımaya zamanın ve sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, Eşitlik (4-8) yardımı ile birinci mertebeden bir diferansiyel denklem ile tanımlanabilir. Bu ifadeyi TL ışıldama şiddetleri aynı tarafta kalacak şekilde yeniden düzenlediğimizde,

$$\frac{I_{TL}(t, T)}{I_o} = \exp \left[-s \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) t \right] \quad (4-9)$$

sonucuna ulaşılır. Bu ifadenin her iki tarafının doğal logaritması alınır;

$$\ln \left[\frac{I_{TL}(t, T)}{I_o} \right] = -s \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) t \quad (4-10)$$

olur. Bu denklem, sabit bir T sıcaklığında tutulan TL malzemedeki yayınlanan fosforesans ışımının üstel olarak azaldığını ve eğer $\ln(I/I_o)$ 'ın zamana göre grafiği çizilir ise eğimi aşağıdaki gibi olan bir doğru elde edileceğini göstermektedir.

$$m = -s \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \quad (4-11)$$

Şimdi $T_1 < T_2$ olacak şekilde herhangi iki T_1 ve T_2 sıcaklıkları belirlenirse ve bu iki sıcaklık değeri için Eşitlik (4-11)'e göre m_1 ve m_2 eğimleri hesaplanırsa sonuçlar aşağıdaki gibi olacaktır.

$$m_1 = -s \exp \left(-\frac{E}{kT_1} \right) \quad (4-12)$$

$$m_2 = -s \exp \left(-\frac{E}{kT_2} \right) \quad (4-13)$$

Şimdi, Eşitlik (4-12) ve Eşitlik (4-13) tarafa bölünürse

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{-s \exp \left(-\frac{E}{kT_1} \right)}{-s \exp \left(-\frac{E}{kT_2} \right)} \quad (4-14)$$

olur ve elde edilen eşitliğin doğal logaritması alınır

$$\ln \left(\frac{m_1}{m_2} \right) = \left(\frac{E}{kT_2} - \frac{E}{kT_1} \right) \quad (4-15)$$

ifadesi elde edilir. Eşitlik (4-15)'den E değeri kolaylıkla çekilebilir. Böylece T_1 ve T_2 gibi iki farklı sıcaklıkta IB deneyi gerçekleştirildiğinde E değeri hesaplanabilir;

$$E = k \ln\left(\frac{m_1}{m_2}\right) \left(\frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2}\right) \quad (4-16)$$

E değerini hesaplamamanın bir diğer yolu da T_{STOP1} , T_{STOP2} , ..., T_{STOPn} olmak üzere seçilecek olan n adet sabit sıcaklıkta, IB deneylerini tekrar etmektir. Her bir T_{STOPi} sıcaklığında gerçekleştirilen IB deneyi için $\ln(I_{TL})$ 'nin zamana göre grafiği çizilir. Buradan elde edilen doğruların eğimleri (m_i) hesaplanır;

$$m_1 = -s \exp\left(-\frac{E}{k T_1}\right) \quad (4-17)$$

$$m_2 = -s \exp\left(-\frac{E}{k T_2}\right) \quad (4-18)$$

.....

$$m_i = -s \exp\left(-\frac{E}{k T_i}\right) \quad (4-19)$$

Eğimler için elde edilen Eşitlik (4-17), (4-18) ve (4-19)'un doğal logaritmaları alınsa şu ifadeler elde edilir,

$$\ln(m_1) = \ln(s) - \frac{E}{k T_1} \quad (4-20)$$

$$\ln(m_2) = \ln(s) - \frac{E}{k T_2} \quad (4-21)$$

.....

$$\ln(m_i) = \ln(s) - \frac{E}{k T_i} \quad (4-22)$$

Şimdi $\ln(m_i)$ 'nin $-1/kT$ 'ye göre grafiği çizildiğinde elde edilen bu yeni doğrunun eğimi artık E 'ye eşittir. Ayrıca doğrunun eksenini kestiği nokta ise $\ln(s)$ 'ye eşit olmaktadır ve böylece s değeri de hesaplanabilmektedir.

4.2. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma ve Takeuchi ve ark. Yöntemi

May ve Partridge Garlick-Gibson tarafından birinci mertebeden kinetik parametreler için ileri sürülen IB yöntemini genel mertebe durumuna genişletmişlerdir. Genel mertebeden TL ışımayı tanımlayan diferansiyel denklemi;

$$I_{TL} = -\frac{dn}{dt} = n^b s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (3-3)$$

biçiminde yazılır. Eşitlik (3-3)'ü düzenleyelim, böylece şu sonuca ulaşılır;

$$-\frac{dn}{n^b} = s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dt \quad (4-23)$$

Eşitliğin sağ tarafının integralini sabit bir T sıcaklığında ve 0 - t zaman aralığında, sol tarafını ise elektron konsantrasyonundaki zamanla değişmesine uygun olarak n_o 'dan n'ye kadar hesaplayalım. Sonuç olarak

$$\int_{n_o}^n \frac{dn}{n^b} = -s' \int_0^t \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dt \quad (4-24)$$

ifadesi elde edilir. Sınırların değerleri yazılırsa

$$\frac{n^{1-b}}{1-b} \Big|_{n_o}^n \equiv \frac{1}{1-b} (n^{1-b} - n_o^{1-b}) = -s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t \quad (4-25)$$

Biraz cebirsel işlem ile bu ifadeden

$$n^{1-b} = -(1-b) s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t + n_o^{1-b} \quad (4-26)$$

yazılabilir. Şimdi n hesaplanırsa;

$$n(t) = \left[(b-1) s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t + n_o^{1-b} \right]^{-\frac{1}{b-1}} \quad (4-27)$$

n_o dışarı alınır,

$$n(t) = n_o \left[1 + (b-1) \frac{s'}{n_o^{1-b}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t \right]^{-\frac{1}{b-1}} \quad (4-28)$$

Şimdi elde ettiğimiz $n(t)$ değerini May-Partridge tarafından verilen Eşitlik (3-3)'de yerine yazalım. Böylece aşağıdaki ifadeye ulaşılır.

$$I_{TL} = n_o^b s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \left[1 + (b-1) \frac{s'}{n_o^{1-b}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t \right]^{-\frac{b}{b-1}} \quad (4-29)$$

Şimdide üstel ifadeyi köşeli parantezin içine alalım. Dolayısıyla

$$I_{TL}(t, T) = I_o \left[1 + (b-1) \frac{s'}{n_o^{1-b}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t \right]^{-\frac{b}{b-1}} \quad (4-30)$$

ifadesine ulaşılır. Burada I_0 $t = 0$ anındaki TL ışımaya yoğunluğu, n_0 başlangıçta tuzaklarda bulunan elektron konsantrasyonunu ve I_t herhangi bir t anındaki TL ışımaya yoğunluğunu ifade eder. Böylece;

$$\left(\frac{I_{TL}(t,T)}{I_0}\right)^{\frac{1-b}{b}} = 1 + (b-1) \frac{s'}{n_0^{1-b}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)t \quad (4-31)$$

yazılabilir. Bu denklemde uygun bir b değeri seçildiğinde $\left(\frac{I_{TL}(t,T)}{I_0}\right)^{\frac{1-b}{b}}$, nin zamana göre grafiği çizilirse, bir doğru elde edilir, böylece b değeri belirlenmiş olur. Burada çizilen grafiğin eğiminin Eşitlik (4-32)'ye eşit olduğu kolayca görülebilir, dolayısıyla buradan tuzak parametreleri hesaplanabilir. Detaylı bilgi için bu başlık altındaki son paragrafta sözü edilen Takeuchi ve ark. Yöntemini inceleyiniz).

$$m = (b-1) \frac{s'}{n_0^{1-b}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-32)$$

Bu ifadenin her iki tarafının doğal logaritması alınırsa aşağıdaki bağıntı elde edilir.

$$\ln(m) = \ln\left[(b-1) \frac{s'}{n_0^{1-b}}\right] - \frac{E}{kT} \quad (4-33)$$

Şimdi IB deneyi T_1 ve T_2 gibi iki farklı sıcaklık için tekrarlanırsa ve her bir deney için Eşitlik (4-31) ile verilen doğru çizilirse, bu doğruların eğimleri Eşitlik (4-32) yardımıyla yazıldığında;

$$m_1 = (b-1) \frac{s'}{n_0^{1-b}} \exp\left(-\frac{E}{kT_1}\right) \quad (4-34)$$

$$m_2 = (b-1) \frac{s'}{n_0^{1-b}} \exp\left(-\frac{E}{kT_2}\right) \quad (4-35)$$

olur. Daha sonra (4-34) ve (4-35) denklemleri taraf tarafa bölünürse şu sonuç elde edilecektir;

$$\frac{m_1}{m_2} = \exp\left(\frac{E}{kT_2} - \frac{E}{kT_1}\right) \quad (4-36)$$

Üstel ifade düzenlenirse;

$$\frac{m_1}{m_2} = \exp\left(\frac{E(T_1 - T_2)}{k T_1 T_2}\right) \quad (4-37)$$

yazılabilir. Bu eşitliğin her iki tarafının doğal logaritması alındığında;

$$\ln\left(\frac{m_1}{m_2}\right) = \frac{E(T_1 - T_2)}{k T_1 T_2} \quad (4-38)$$

yazılabilir. Buradan E parametresi yalnız bırakılırsa;

$$E = k \ln\left(\frac{m_1}{m_2}\right) \left(\frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2}\right) \quad (4-39)$$

elde edilir. Eşitlik (4-39) yardımı ile farklı sıcaklıklarda iki adet IB deneyi yapılarak E parametresi kolaylıkla hesaplanabilir. Ayrıca, Eşitlik (4-39)'un Garlick-Gibson tarafından birinci mertebeden IB yönteminde E parametresinin hesaplanması için ileri sürülen Eşitlik (4-16)'e eşit olduğu görülebilir.

Takeuchi ve arkadaşları May-Partridge modelini kullanarak genel mertebeden kinetik parametreleri ölçebilmek için bir IB yöntemi önermişlerdir. Buna göre, birkaç farklı T sıcaklığında IB deneyi gerçekleştirilir. Her bir sıcaklık için uygun b değeri seçilerek $\left(\frac{I_{TL}(t,T)}{I_o}\right)^{\frac{1-b}{b}}$ 'nin zamana göre grafiği çizilir ve eğimler hesaplanır (m_i). Eşitlik (4-33) göstermektedir ki $\ln(m_i)$ 'nin $-1/kT$ 'ye göre grafiği çizilir ise eğimi E 'ye eşit olan bir eğri elde edilir, böylece E değeri hesaplanmış olur (Takeuchi ve ark. 1975). Aynı zamanda, eğrinin düşey eksenini kestiği nokta Eşitlik (4-40)'a eşit olacağından s değeri kolaylıkla belirlenir.

$$\ln\left[(b-1) \frac{s'}{n_o^{1-b}}\right] \quad (4-40)$$

4.3. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma (May ve Partridge Metodu 1)

Şimdi daha önce yazılan $n(t)$ ifadesini yeniden göz önüne alalım, hatırlayalım;

$$n(t) = \left[(b-1) s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) t + n_o^{1-b}\right]^{-\frac{1}{b-1}} \quad (4-28)$$

biçimindeydi, Burada, işlem kolaylığı olması için aşağıdaki tanımlamalar yapılabilir;

$$a = n_o^{1-b} \quad (4-41)$$

ve

$$c = (b - 1) s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-42)$$

Eşitlik (4-41) ve (4-42) tanımlamaları Eşitlik (4-28)'de kullanılırsa bu ifade;

$$n(t) = [a + c t]^{-\frac{1}{b-1}} \quad (4-43)$$

halini alır. Eşitlik (4-43)'ün zamana göre türevi alınır;

$$\frac{dn}{dt} = \left(-\frac{1}{b-1}\right) [a + c t]^{-\frac{1}{b-1}-1} c \quad (4-44)$$

olur. Biraz cebirsel işlem ile

$$\frac{dn}{dt} = \left(\frac{c}{1-b}\right) (a + c t)^{\frac{b}{1-b}} \quad (4-45)$$

elde edilir. Diğer taraftan

$$I_{TL} = -\frac{dn}{dt} \quad (4-46)$$

olduğundan (4-45) eşitliği

$$I_{TL} = -\left(\frac{c}{1-b}\right) (a + c t)^{\frac{b}{1-b}} \quad (4-47)$$

biçiminde yazılabilir. Biraz cebirsel işlem ile

$$(I_{TL})^{\frac{1-b}{b}} = (a + c t) \left[\frac{c}{b-1}\right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-48)$$

olduğu görülür. Şimdi köşeli parantez içerisindeki c'nin değerini yerine yazalım. Böylece;

$$(I_{TL})^{\frac{1-b}{b}} = (a + c t) \left[\frac{(b-1) s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)}{b-1}\right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-49)$$

olur. Köşeli parantezin içerişi yeniden düzenlenirse,

$$(I_{TL})^{\frac{1-b}{b}} = (a + c t) \left[s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)\right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-50)$$

olacaktır. Eşitlik (4-50)'yi basitleştirmek için aşağıdaki gibi yazılan A ve B fonksiyonları tanımlanırsa

$$A = a \left[s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-51)$$

ve

$$B = c \left[s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-52)$$

sonuç olarak Eşitlik (4-50) açık formda yazılır, A ve B fonksiyonları kullanılmasıyla

$$(I_{TL})^{\frac{1-b}{b}} = A + B t \quad (4-53)$$

Eşitlik (4-53)'de $I(t)$ 'nin zamanın doğrusal bir fonksiyonu olduğu açıkça görülmektedir. Bu durumda, gerçek b değeri kullanılırsa $I(t)$ - t grafiği bir doğru olmalıdır böylece b değeri hesaplanabilir (May ve Partridge 1964; Furetta 2003).

4.4. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma (May ve Partridge Metodu 2)

Eşitlik (4-53)'ün zamana göre türevi alınırsa;

$$\frac{d}{dt} \left[(I_{TL})^{\frac{1-b}{b}} \right] = \frac{d}{dt} [A + B t] \quad (4-54)$$

ve

$$\left(\frac{1-b}{b} \right) I_{TL}^{\frac{1-b}{b}-1} \frac{d I_{TL}}{dt} = B \quad (4-55)$$

Üstel terim düzenlenirse,

$$\left(\frac{1-b}{b} \right) I_{TL}^{\frac{1-2b}{b}} \frac{d I_{TL}}{dt} = B \quad (4-56)$$

Türevli terim yalnız bırakılırsa,

$$\frac{d I_{TL}}{dt} = B \left(\frac{b}{1-b} \right) I_{TL}^{-\frac{1-2b}{b}} \quad (4-57)$$

Eşitlik (4-57)'de yeni bir C tanımı yapılsın,

$$\frac{d I_{TL}}{dt} = \underbrace{\left(\frac{b}{1-b} \right)}_C I_{TL}^{\frac{2b-1}{b}} \quad (4-58)$$

Eşitlik (4-58)'de $B \left(\frac{b}{1-b} \right) = C$ olarak kabul edilmiştir. Şimdi, Eşitlik (4-58) yeniden düzenlenir ve eşitliğin her iki tarafının doğal logaritması alınırsa şu sonuç elde edilir.

$$\ln\left(\frac{d I_{TL}}{dt}\right) = \ln(C) + \ln\left[I_{TL}^{\frac{2b-1}{b}}\right] \quad (4-59)$$

Burada $\ln\left(\frac{d I_{TL}}{dt}\right)$ 'nin $\ln I_{TL}$ 'ye göre grafiği çizilir ise eğimi $m = \left(\frac{2b-1}{b}\right)$ 'ye eşit olan bir doğru elde edilir ve b kolaylıkla hesaplanabilir.

4.5. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma (Moharil Yöntemi)

Moharil, Antonov-Romanovski tarafından ileri sürülen Antonov-Romanovski eşitliğinin Chen (Chen 1977) tarafından önerilen bazı uygun varsayımlar ve basitleştirmeler kullanarak Eşitlik (3-9) formunda yazılabildiği önceki bölümlerde verilmiştir (Moharil ve Kathuria 1983; Furetta 2003). Hatırlayalım;

$$I = -c \frac{dn}{dt} = c.s. \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \cdot \frac{B.n.m}{B.n + A(N-n)} \quad (3-9)$$

Burada $c=1$ alınırsa (tüm rekombinasyonların ışınımlı olduğu ve detekte edilebildiği kabul edildiğinde);

$$I = -\frac{dn}{dt} = s. \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \cdot \frac{B.n.m}{B.n + A(N-n)} \quad (4-60)$$

olur. I TL ışıldaama şiddeti, B rekombinasyon yapma olasılığı, A tuzaklanma olasılığı, m herhangi bir t anında rekombinasyon merkezlerinin miktarı, n herhangi bir t anında tuzaklara bulunan elektron konsantrasyonu, N toplam elektron tuzaklarının miktarı, s frekans faktörü, k Boltzmann sabiti, E tuzak derinliği, c keyfi bir sabit, T sıcaklık ve t ise zamandır. Eğer $n=m$ olduğu kabul edilirse;

$$I = -\frac{dn}{dt} = s. \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \cdot \frac{B.n^2}{B.n + A(N-n)} \quad (4-61)$$

yazılabilir. Şimdi Eşitlik (4-61)'de $A \ll B$ olduğu kabul edilirse birinci mertebeden Randall-Wilkins modeline, [Eşitlik (3-1)], ve $A=B$ olduğu kabul edilirse ikinci mertebeden Garlick-Gibson modeline, [Eşitlik (3-2)], dönüşür. Eşitlik (4-61) düzenlenirse,

$$\frac{Bn + A(N-n)}{Bn^2} dn = -s. \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dt \quad (4-62)$$

yazılabilir. Uygun sınır değerleri için Eşitlik (4-62)'nin integrali alınabilir. Burada, zaman $t=0$ başlangıç durumudur ve $t=0$ 'da $n=n_0$ biçimindedir.

$$\int_{n_0}^n \frac{Bn + A(N - n)}{Bn^2} dn = - \int_0^t \text{se}xp\left(-\frac{E}{kT}\right) dt \quad (4-63)$$

Biraz cebirsel işlemin ardından,

$$\left(1 - \frac{A}{B}\right) \ln\left(\frac{n}{n_0}\right) + \frac{A \cdot N}{B} \cdot \left(\frac{n_0 - n}{n \cdot n_0}\right) = s. t. \text{exp}\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-64)$$

yazılır. Burada, n 'nin IB eğrisi altında kalan alan ile ilişkili olduğu kabul edilir (Moharil ve Kathuria 1983). Eşitlik (4-64)'de A_t herhangi bir t anından sonra IB eğrisinin altında kalan alan ve A_0 ise IB eğrisinin altında kalan toplam alan ile ilişkilidir. İlaveten saturasyon durumunda $n_0=N$ ve $t=0$ anında $A_0=A_s$ olur. Bu varsayımlar kullanılarak Eşitlik (4-64) yeniden yazılırsa,

$$\left(1 - \frac{A}{B}\right) \ln\left(\frac{A_0}{A_t}\right) + \frac{A \cdot A_s}{B} \cdot \left(\frac{A_0 - A_t}{A_0 \cdot A_t}\right) = s. t. \text{exp}\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-65)$$

olduğu görülür. Eşitlik (4-65)'in sol tarafının zamana göre grafiği çizildiğinde ve eğer hesaplanmalarda gerçek A/B değeri kullanıldığında, bir doğru elde edildiği görülür. Moharil A/B değerinin IB deneyinden ölçülebileceğini ileri sürmüştür (Moharil ve Kathuria 1983).

4.6. Simülasyon Sonuçları

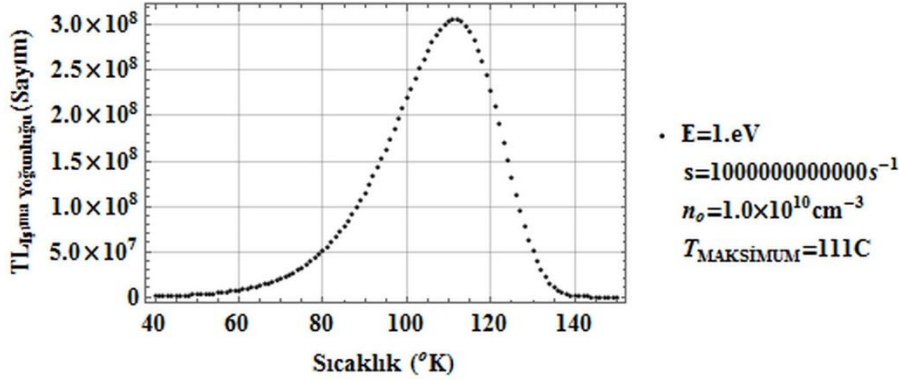
4.7. Birinci Mertebeden İzotermal Bozunma (Garlick-Gibson) Yönteminin

Simülasyonu

IB deneyinin simülasyonu, Randall-Wilkins tarafından birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayımlanan TL ışıldama şiddetini ifade eden Eşitlik (3-1) ve Şekil 3-2'de verilen algoritma kullanılarak yapılmıştır. Algoritmadan açıkça görülebileceği gibi Eşitlik (3-1) önce sıcaklığa göre çözülerek tüm ışıldama eğrisi elde edilmektedir. Simülasyonlar tek bir ışıldama piki için Çizelge 4-1'de verilen parametreler kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu tuzak parametreleri kullanılarak elde edilen ışıldama eğrisi Şekil 4-1'de görülmektedir.

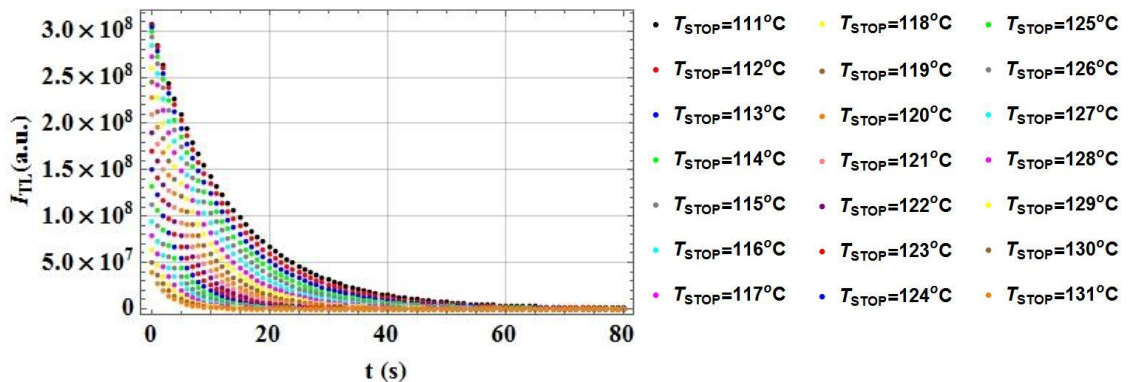
E (eV)	S (s ⁻¹)	n ₀ (cm ⁻³)	β (°C/s)
1.00	10 ¹²	10 ¹⁰	1

Çizelge 4-1 Randall-Wilkins tarafından birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan TL ışıltama şiddetini ifade eden Eşitlik (3-3)'ün sıcaklığa göre simülasyonunda kullanılan tuzak parametreleri

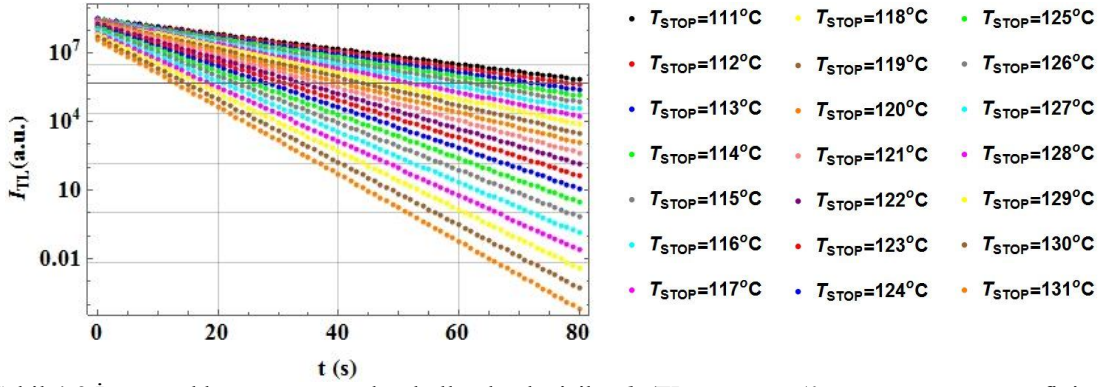


Şekil 4-1 Randall-Wilkins modeli tarafından birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan TL ışıltamayı ifade eden Eşitlik (3-1)'in simülasyonu sonucu elde edilen ışıltama eğrisi.

Şekil 4-1'den açıkça görülebileceği gibi yukarıda verilen parametreler ile Eşitlik (3-1)'in simülasyonu sonucu elde edilen ışıltama eğrisinin pik maksimum sıcaklığı (T_{MAKSIMUM}) 111°C olarak ölçülmüştür. Buna göre izotermal bozunma simülasyonunun gerçekleştirileceği sıcaklıklar; $T_{\text{STOP}}=111, 112, \dots, 131^\circ\text{C}$ olarak ve IB deneyinin uygulanacağı süre ise keyfi olarak (sürenin belirlenmesinde verilen parametreler için pik maksimum şiddetinin azalarak belirli bir keyfi değerin altına düşmemesi dikkate alınmıştır) 80s belirlenmiştir. Verilen parametreler için Şekil 3-2'de görülen algoritma ile gerçekleştirilen simülasyon sonuçları Şekil 4-2'de sunulmuştur. Ayrıca Şekil 4-2'deki veriler yardımı ile $\ln(I_{TL})$ 'nin zamana göre grafiği çizilmiş ve sonuçlar Şekil 4-3'de sunulmuştur. İlgilenilen pik birinci mertebeden olduğundan her bir T_{STOP} sıcaklığı için elde edilen grafiklerin doğru olduğu açıkça görülmektedir.



Şekil 4-2 Birinci mertebeden izotermal bozunma simülasyonu sonuçları.



Şekil 4-3 İzotermal bozunma sonuçları kullanılarak çizilen $\ln(TL_{Işılama\ Yoğunluğu})$ 'nin zamana göre grafiği.

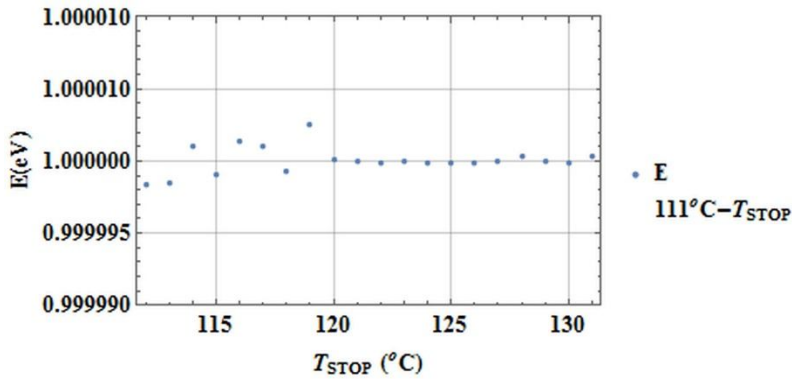
Şekil 4-3'de farklı T_{STOP} sıcaklıkları için çizilen eğrilerin eğimleri hesaplanmış, sonuçlar Çizelge 4-2'de sunulmuştur. Çizelge 4-2'de verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak tuzak derinlikleri hesaplanmıştır. Seçilen bazı eğri çiftleri için sonuçlar tablo halinde Çizelge 4-3'de ve Şekil 4-4 sunulmuştur.

T_{STOP} (°C)	111	112	113	114	115	116	117
Eğim	-0.0760	-0.0822	-0.08887	-0.09604	-0.10375	-0.11204	-0.12094
T_{STOP} (°C)	118	119	120	121	122	123	124
Eğim	-0.13049	-0.14075	-0.15175	-0.16355	-0.1762	-0.18976	-0.20429
T_{STOP} (°C)	125	126	127	128	129	130	131
Eğim	-0.21984	-0.2365	-0.25432	-0.27338	-0.29377	-0.31557	-0.33887

Çizelge 4-2 Şekil 4-3'de çizilen eğrilerin eğimleri

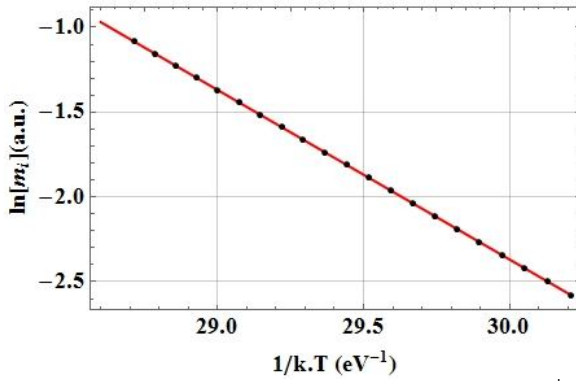
		$E = k \ln\left(\frac{m_1}{m_2}\right) \left(\frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2}\right)$	Fark %
$T_1 - T_2$	111-112	1.00	1.62×10^{-4}
	111-113	1.00	1.56×10^{-4}
	111-115	1.00	9.04×10^{-5}
	111-120	1.00	9.06×10^{-6}
	111-125	1.00	1.29×10^{-5}
	111-131	1.00	2.89×10^{-5}

Çizelge 4-3 E parametresinin Çizelge 4-2'deki eğimler ve Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan bazı değerleri



Şekil 4-4 Çizelge 4-2'de verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak hesaplanan tuzak derinlikleri

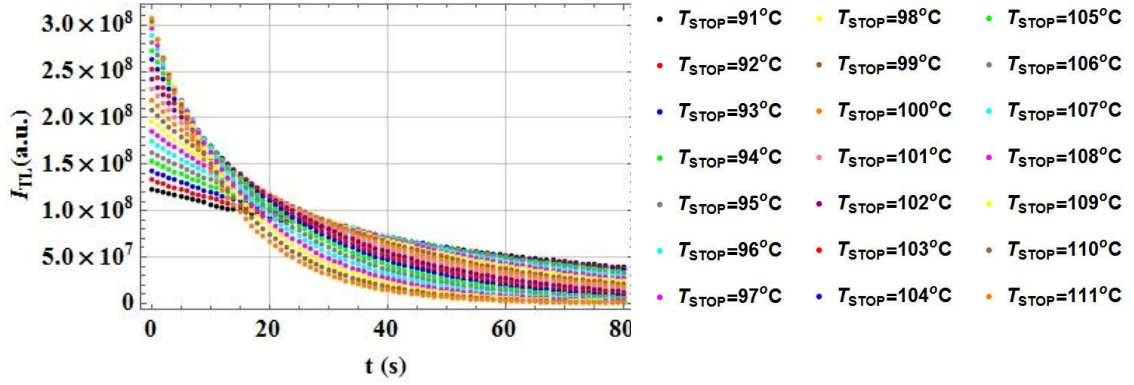
Buna ilave olarak E parametresini hesaplamının bir diğer yolu ise Şekil 4-3’de verilen eğimlerin tümünü kullanmaktır. Burada, her bir eğrinin elde edilmesinde kullanılan T_{STOP} sıcaklığı için $1/k.T_{STOP}$ hesaplanmıştır. Eğimlerin doğal logaritmalarının $1/k.T_{STOP}$ ’a göre grafiği çizilmiş ve Şekil 4-5’de sunulmuştur. Elde edilen eğrinin eğiminden tuzak derinliği $E=1.00eV$ olarak ve gerçek E değerine göre aradaki fark $\%8 \times 10^{-7}$ olarak hesaplanmıştır. Bu yöntem ile hesaplanan E değerinin Çizelge 4-3’de hesaplanan değerlerden daha hassas olduğu görülmektedir. Ancak aradaki fark deneysel hatalar ile karşılaştırıldığında ihmal edilebilecek mertebelere düşmektedir. Bununla birlikte, Şekil 4-5’deki eğri $y = mx + n$ doğrusuna fit edilmiş ve elde edilen fonksiyon Eşitlik (4-66) ile verilmiştir. Bu eğrinin y eksenini kestiği nokta $\ln(s)$ ’ye eşittir ve buradan $s=10^{12}s^{-1}$ olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan s parametresi ile gerçek s parametresi arasındaki fark ise $\%3.98 \times 10^{-6}$ olarak hesaplanmıştır.



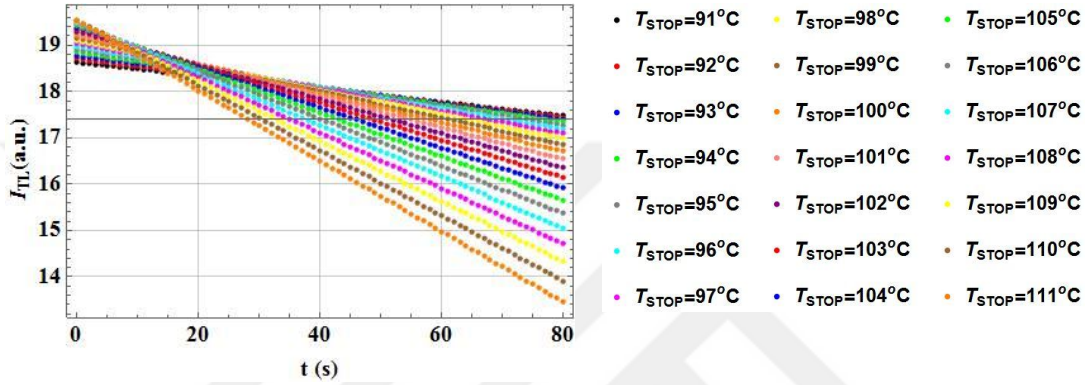
Şekil 4-5 Çizelge 4-2’de hesaplanan eğimler ile $\ln(|m_i|)$ ’nin $1/k.T$ ’ye göre grafiği

$$y = -1.00 x + 27.631 \quad (4-66)$$

Buraya kadar IB yönteminde seçilen T_{STOP} sıcaklıklarının $T_{MAKSIMUM}$ ’dan büyük olmasına özen gösterilmiştir. Tezin bu kısmında T_{STOP} sıcaklıkları $T_{MAKSIMUM} > T_{STOP}$ olacak şekilde seçilmiş ve yöntemin geçerliliği araştırılmıştır. Bu amaçla Çizelge 4-1’de verilen tuzak parametreleri için IB yöntemi yeniden simüle edilmiştir. Buna göre IB simülasyonunun gerçekleştirileceği sıcaklıklar $T_{MAKSIMUM} > T_{STOP}$ olacak şekilde; $T_{STOP} = 91, 92, \dots, 111^\circ C$ olarak ve IB deneyinin uygulanacağı süre ise 80s belirlenmiştir. Verilen parametreler için Şekil 3-2’de görülen algoritma ile gerçekleştirilen simülasyon sonuçları Şekil 4-6’de sunulmuştur. Ayrıca $\ln(I_{TL})$ ’nin zamana göre grafiği çizilmiş ve sonuçlar Şekil 4-7’de sunulmuştur.



Şekil 4-6 $T_{MAKSIMUM} > T_{STOP}$ durumunda birinci mertebeden IB simülasyonu sonuçları.



Şekil 4-7 IB sonuçları kullanılarak çizilen $\ln(TL_{Işınma\ Yoğunluğu})$ 'nin zamana göre grafiği.

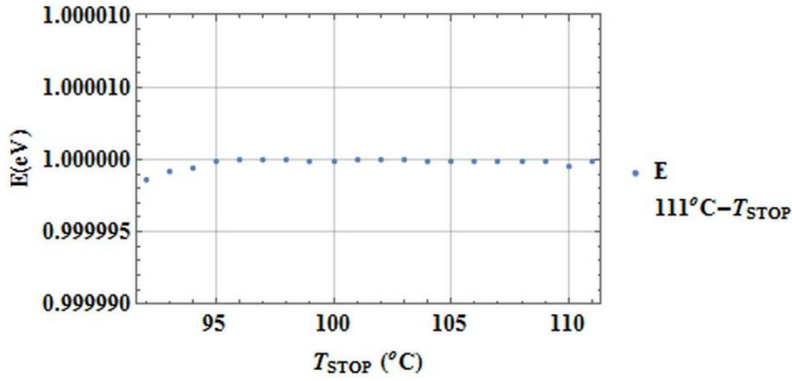
Şekil 4-7'de farklı T_{STOP} sıcaklıkları için çizilen eğrilerin eğimleri hesaplanmış, sonuçlar Çizelge 4-4'de sunulmuştur. Çizelge 4-4'de verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak tuzak derinlikleri hesaplanmıştır. Seçilen bazı eğri çiftleri için sonuçlar tablo halinde Çizelge 4-5'de ve grafik olarak Şekil 4-8'da sunulmuştur.

T_{STOP} (°C)	91	92	93	94	95	96	97
Eğim	-0.0144	-0.0158	-0.0172	-0.0188	-0.0204	-0.0223	-0.0242
T_{STOP} (°C)	98	99	100	101	102	103	104
Eğim	-0.0264	-0.0287	-0.0312	-0.0339	-0.0368	-0.0399	-0.0434
T_{STOP} (°C)	105	106	107	108	109	110	111
Eğim	-0.0470	-0.0510	-0.0553	-0.0599	-0.0649	-0.0702	-0.0759

Çizelge 4-4 Şekil 4-7'de çizilen eğrilerin eğimleri

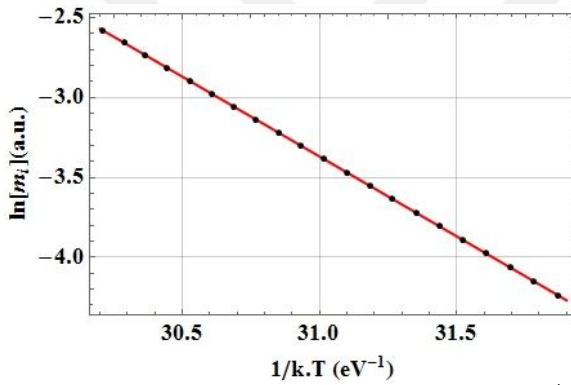
		$E = k \ln \left(\frac{m_1}{m_2} \right) \left(\frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \right)$	Fark %
$T_1 - T_2$	91-92	1.00	1.41×10^{-4}
	91-93	1.00	8.59×10^{-5}
	91-95	1.00	1.53×10^{-5}
	91-100	1.00	8.37×10^{-6}
	91-105	1.00	1.32×10^{-5}
	91-111	1.00	1.35×10^{-5}

Çizelge 4-5 E parametresinin Çizelge 4-4'deki eğimler ve Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan bazı değerleri



Şekil 4-8 Çizelge 4-4’de verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak hesaplanan tuzak derinlikleri

Ayrıca Çizelge 4-4’de her bir T_{STOP} sıcaklığı için verilen eğimlerin doğal logaritmalarının $1/k.T_{STOP}$ ’a göre grafiği çizilmiş ve sonuçlar Şekil 4-9’da sunulmuştur. Elde edilen eğri $y = mx + n$ doğrusuna fit edilmiş ve elde edilen fonksiyon Eşitlik (4-67) ile verilmiştir.



Şekil 4-9 Çizelge 4-4’de hesaplanan eğimler ile $\ln(|m_i|)$ ’nin $1/k.T$ ’ye göre grafiği.

$$y = -1.00 x + 27.631 \quad (4-67)$$

Elde edilen eğrinin eğiminden tuzak derinliği $E=1.00eV$ olarak ve gerçek E değerine göre aradaki fark $\%1.42 \times 10^{-5}$ olarak hesaplanmıştır. Eşitlik (4-67)’deki eğrinin düşey eksenini kestiği nokta $\ln(s)$ ’ye eşittir ve buradan $s=10^{12}s^{-1}$ olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan s parametresi ile gerçek s parametresi arasındaki fark ise $\%4.21 \times 10^{-4}$ olarak hesaplanmıştır.

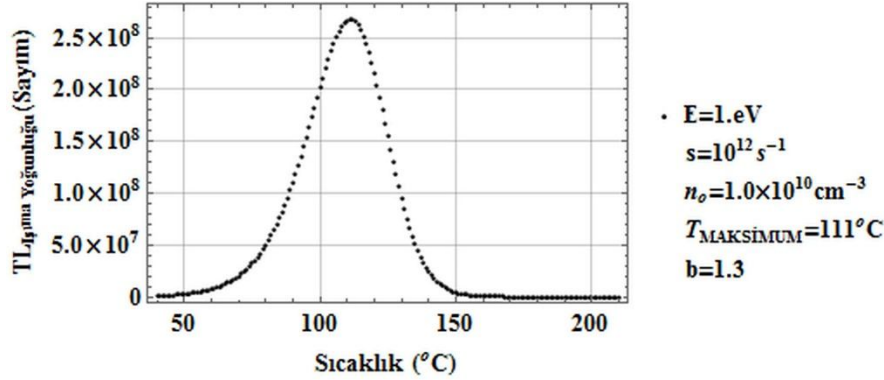
4.8. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma ve Takeuchi ve ark. Yönteminin Simülasyonu

IB deneyinin simülasyonu, May-Partridge tarafından genel mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan TL ışıldama şiddetini ifade eden Eşitlik (3-3) ve Şekil 3-2’de verilen algoritma kullanılarak yapılmıştır. Algoritmadan açıkça görülebileceği gibi Eşitlik (3-3) önce sıcaklığa göre çözülerek tüm ışıldama eğrisi elde edilmektedir. Simülasyonlar tek bir ışıldama piki için Çizelge 4-6’da verilen parametreler

kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu tuzak parametreleri kullanılarak elde edilen ışıldama eğrisi Şekil 4-10'de görülmektedir.

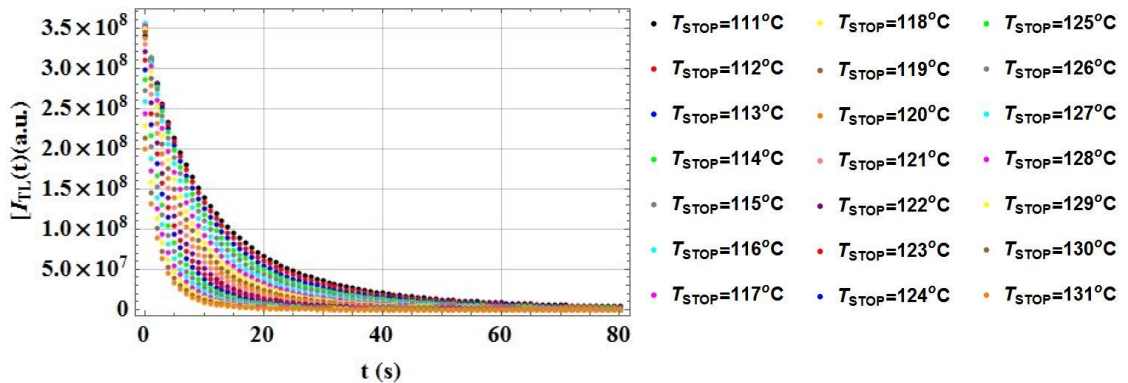
E (eV)	S (s ⁻¹)	N=n _o (cm ⁻³)	b	β (°C/s)
1.00	10 ¹²	10 ¹⁰	1.3	1

Çizelge 4-6 May-Partridge tarafından birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan TL ışıldama şiddetini ifade eden Eşitlik (3-3)'ün sıcaklığa göre simülasyonunda kullanılan tuzak parametreleri

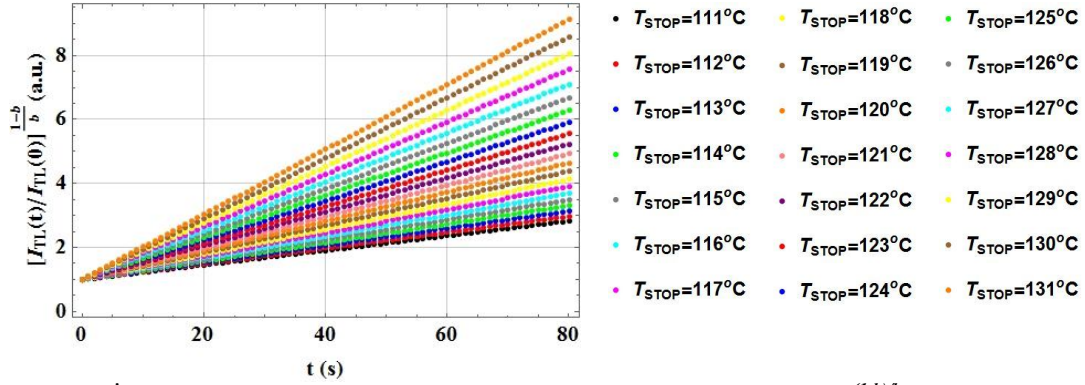


Şekil 4-10 May-Partridge modeli tarafından genel mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan TL ışıldamayı ifade eden Eşitlik (3-3)'ün simülasyonu sonucu elde edilen ışıldama eğrisi.

Şekil 4-10'den açıkça görülebileceği gibi yukarıda verilen parametreler ile Eşitlik (3-3)'ün simülasyonu sonucu elde edilen ışıldama eğrisinin pik maksimum sıcaklığı ($T_{MAKSİMUM}$) 111°C olarak ölçülmüştür. Buna göre IB simülasyonunun gerçekleştirileceği sıcaklıklar; $T_{STOP}=111, 112, \dots, 131^\circ\text{C}$ olarak ve IB deneyinin uygulanacağı süre ise keyfi olarak 80s belirlenmiştir. Verilen parametreler için Şekil 3-2'de görülen algoritma ile gerçekleştirilen simülasyon sonuçları Şekil 4-11'de sunulmuştur. Ayrıca Şekil 4-11'deki veriler ve $I_{TL}(t=0)$ yardımı ile $[I_{TL}(t)/I_{TL}(0)]^{(1-b)/b}$ 'nin zamana göre grafiği çizilmiş ve sonuçlar Şekil 4-12'de sunulmuştur. İlgilenilen pik genel mertebeden olduğundan, bu durumda uygun olarak seçilen b değeri ile her bir T_{STOP} sıcaklığı için elde edilen grafiklerin doğru olduğu açıkça görülmektedir.



Şekil 4-11 Genel mertebeden izotermal bozunma simülasyonu sonuçları.



Şekil 4-12 İzotermal bozunma sonuçları kullanılarak ve $b=1.3$ için çizilen $\ln[TL^{(1-b)/b}]$ 'nin zamana göre grafiği.

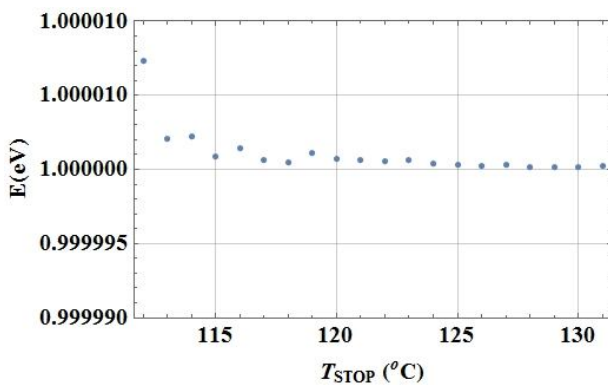
Şekil 4-12'de verilen farklı T_{STOP} sıcaklıkları için çizilen eğrilerin eğimleri hesaplanmış, sonuçlar Çizelge 4-7'de sunulmuştur. Çizelge 4-7'de verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak tuzak derinlikleri hesaplanmıştır. Seçilen bazı eğri çiftleri için sonuçlar tablo halinde Çizelge 4-8'de ve şekil halinde ise Şekil 4-13'de sunulmuştur.

T_{STOP}	111	112	113	114	115	116	117
Eğim	0.0228	0.02466	0.026661	0.028813	0.031126	0.033612	0.036281
T_{STOP}	118	119	120	121	122	123	124
Eğim	0.039148	0.042224	0.045525	0.049065	0.052861	0.056928	0.061286
T_{STOP}	125	126	127	128	129	130	131
Eğim	0.065952	0.070948	0.076295	0.082015	0.088132	0.094671	0.10166

Çizelge 4-7 E parametresinin Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan değerleri

		$E = k \ln \left(\frac{m_1}{m_2} \right) \left(\frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \right)$	Fark %
T_1-T_2	111-112	1.00	1.059×10^{-6}
	111-113	1.00	1.098×10^{-6}
	111-115	1.00	1.289×10^{-6}
	111-120	1.00	7.075×10^{-7}
	111-125	1.00	6.014×10^{-7}
	111-131	1.00	5.085×10^{-6}

Çizelge 4-8 E parametresinin Çizelge 4-7'deki eğimler ve Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan bazı değerleri



Şekil 4-13 Çizelge 4-7'de verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak hesaplanan tuzak derinlikleri

Buna ilave olarak E parametresini hesaplamının bir diğer yolu ise Çizelge 4-7’de verilen eğimlerin tamamını kullanmaktır. Burada her bir eğrinin eğimi ve buna karşılık gelen, eğrinin elde edilmesinde kullanılan T_{STOP} sıcaklığı için $1/kT_{STOP}$ hesaplanmıştır. Eğimlerin doğal logaritmalarının $1/kT_{STOP}$ ’a göre grafiği çizilmiş ve Şekil 4-14’de sunulmuştur. Elde edilen eğrinin eğiminden tuzak derinliği $E=1.00eV$ ve gerçek E değerine göre fark ise $\%4.61 \times 10^{-7}$ olarak hesaplanmıştır. Bu yöntem ile hesaplanan E değerindeki fark oranı Çizelge 4-8’de hesaplanan değerlerde hesaplanan fark oranları ile aynı mertebede olduğu görülmektedir. Şekil 4-14’deki eğri $y = mx + n$ doğrusuna fit edilmiş ve elde edilen fonksiyon şöyle yazılmaktadır.

$$y = -1.00 x + 26.427 \quad (4-68)$$

Bu eğrinin y eksenini kestiği nokta ise şudur;

$$y_{kesme\ noktası} = \ln[(b - 1)s''] \quad (4-69)$$

Burada, s'' aşağıdaki gibi verilebilir (Chen ve McKeever 1997).

$$s'' = s' n_o^{b-1} \quad (4-70)$$

Ayrıca, Eşitlik (4-70)’deki s' çarpanı şöyle verilebilir (Chen ve McKeever 1997).

$$s' = \frac{s}{N^{b-1}} \quad (4-71)$$

Burada, genel mertebeden May-Partridge modelinin (Eşitlik (3-3)); $b=1$ için birinci mertebeden Randall-Wilkins modeline (Eşitlik (3-1)) ve $b=2$ için ikinci mertebeden Garlick-Gibson modeline (Eşitlik (3-2)) indirgenme özelliği kullanılmıştır.

Eşitlik (4-71)’de verilen tanım (4-70) ifadesinde kullanılırsa;

$$s'' = s' \cdot n_o^{b-1} \equiv \frac{s}{N^{b-1}} \cdot n_o^{b-1} \quad (4-72)$$

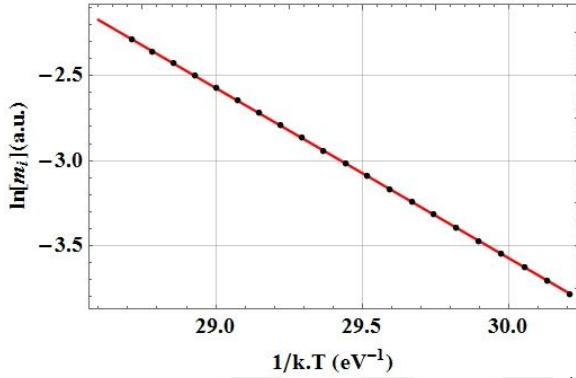
elde edilir. Şimdi, Eşitlik (4-72)’yi Eşitlik (4-69)’da kullanalım; Böylece şu sonuç elde edilir.

$$y_{kesme\ noktası} = \ln \left[(b - 1) \cdot \frac{s}{N^{b-1}} \cdot n_o^{b-1} \right] \quad (4-73)$$

Bu tez çalışması için yapılan simülasyonlarda başlangıç koşulu olarak $N=n_o$ kabul edildiğinden Eşitlik (4-69) olarak alınabilir.

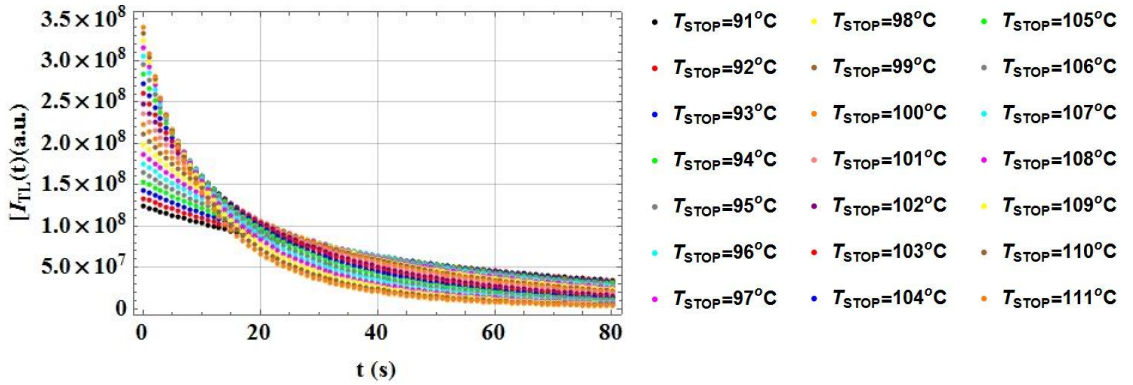
$$y_{kesme\ noktası} = \ln \left[(b-1) \cdot \frac{s}{n_o^{b-1}} \cdot n_o^{b-1} \right] \equiv \ln[(b-1) \cdot s''] \quad (4-74)$$

Böylece, Eşitlik (4-68) ile verilen eğrinin y eksenini kestiği nokta $\ln[(b-1) \cdot (s)]$ 'ye eşittir ve buradan $s=10^{12} s^{-1}$ olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan s parametresi ile gerçek değeri arasındaki fark ise $\%1.48 \times 10^{-5}$ olarak hesaplanmıştır.

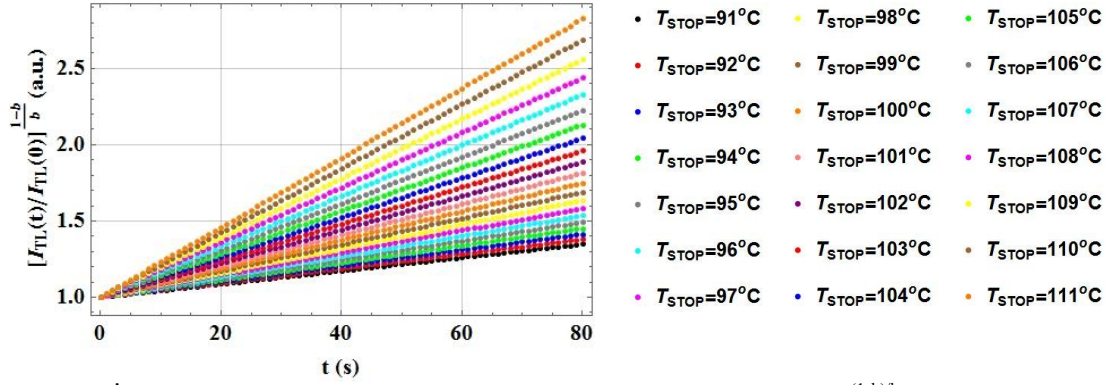


Şekil 4-14 Çizelge 4-7'de hesaplanan eğimler ile $\ln(|m_i|)$ 'nin $1/k.T_{STOP}$ 'ye göre grafiği

T_{STOP} sıcaklıkları $T_{MAKSIMUM} > T_{STOP}$ olacak şekilde seçilmiş ve yöntemin geçerliliği araştırılmıştır. Bu amaçla, Şekil 4-5'da verilen tuzak parametreleri için IB yöntemi yeniden simüle edilmiştir. Buna göre IB simülasyonunun gerçekleştirileceği sıcaklıklar $T_{MAKSIMUM} > T_{STOP}$ olacak şekilde; $T_{STOP} = 91, 92, \dots, 111^\circ C$ olarak ve IB deneyinin uygulanacağı süre ise 80s belirlenmiştir. Verilen parametreler için Şekil 3-2'de görülen algoritma ile gerçekleştirilen simülasyon sonuçları Şekil 4-15'da sunulmuştur. Ayrıca $\ln(I_{TL})$ 'nin zamana göre grafiği çizilmiş ve sonuçlar Şekil 4-16'de sunulmuştur.



Şekil 4-15 $T_{MAKSIMUM} > T_{STOP}$ durumunda birinci mertebeden IB simülasyonu sonuçları.



Şekil 4-16 İzotermal bozunma sonuçları kullanılarak ve $b=1.3$ için çizilen $\ln[TL^{(1-b)/b}]$ 'nin zamana göre grafiği.

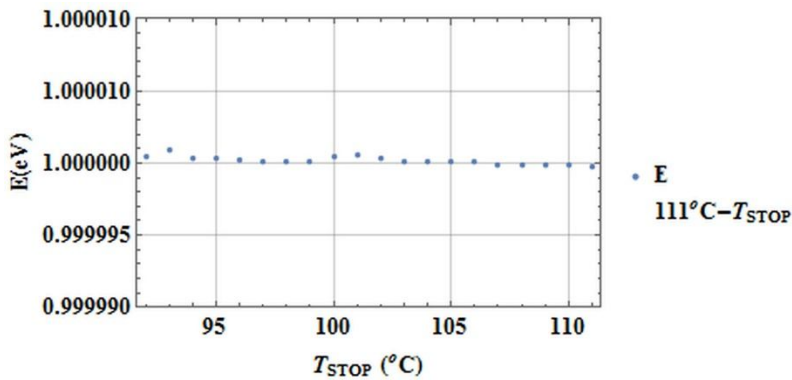
Şekil 4-16'de farklı T_{STOP} sıcaklıkları için çizilen eğrilerin eğimleri hesaplanmış, sonuçlar Çizelge 4-9'da sunulmuştur. Çizelge 4-9'da verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak tuzak derinlikleri hesaplanmıştır. Seçilen bazı eğri çiftleri için sonuçlar tablo halinde Çizelge 4-10'da ve grafik olarak Şekil 4-17'de sunulmuştur.

T_{STOP} (°C)	91	92	93	94	95	96	97
Eğim	-0.0144	-0.0158	-0.0172	-0.0188	-0.0204	-0.0223	-0.0242
T_{STOP} (°C)	98	99	100	101	102	103	104
Eğim	-0.0264	-0.0287	-0.0312	-0.0339	-0.0368	-0.0399	-0.0434
T_{STOP} (°C)	105	106	107	108	109	110	111
Eğim	-0.0470	-0.0510	-0.0553	-0.0599	-0.0649	-0.0702	-0.0759

Çizelge 4-9 Şekil 4-7'de çizilen eğrilerin eğimleri

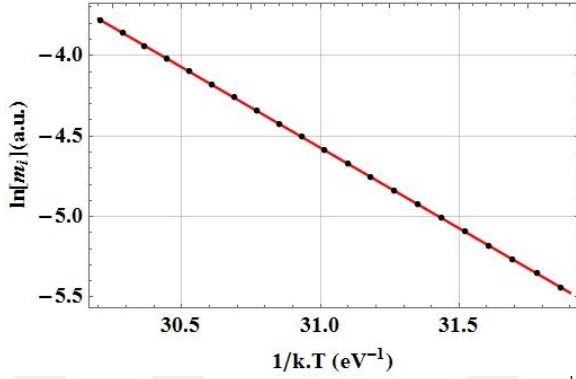
		$E = k \ln \left(\frac{m_1}{m_2} \right) \left(\frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \right)$	Fark %
T_1-T_2	91-92	1.00	1.41×10^{-4}
	91-93	1.00	8.59×10^{-5}
	91-95	1.00	1.53×10^{-5}
	91-100	1.00	8.37×10^{-6}
	91-105	1.00	1.32×10^{-5}
	91-111	1.00	1.35×10^{-5}

Çizelge 4-10 E parametresinin Çizelge 4-4'deki eğimler ve Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan bazı değerleri



Şekil 4-17 Çizelge 4-9'da verilen eğimlerin herhangi iki tanesi ve Eşitlik (4-16) kullanılarak hesaplanan tuzak derinlikleri

Ayrıca Çizelge 4-9’da her bir T_{STOP} sıcaklığı için verilen eğimlerin doğal logaritmalarının $1/kT_{STOP}$ ’a göre grafiği çizilmiş ve sonuçlar Şekil 4-18’da sunulmuştur. Elde edilen eğri $y = mx + n$ doğrusuna fit edilmiş ve elde edilen fonksiyon Eşitlik (4-75) ile verilmiştir.



Şekil 4-18 Çizelge 4-9’da hesaplanan eğimler ile $\ln(|m_i|)$ ’nin $1/k.T$ ’ye göre grafiği.

$$y = -1.00 x + 27.631 \quad (4-75)$$

Elde edilen eğrinin eğiminden tuzak derinliği $E=1.00eV$ olarak ve gerçek E değerine göre aradaki fark $\%1.78 \times 10^{-5}$ olarak hesaplanmıştır. Eşitlik (4-75)’deki eğrinin düşey eksenini kestiği nokta Eşitlik (4-74)’de verildiği gibi $\ln[(b-1).(s)]$ ’ye eşittir ve buradan $s=10^{12}s^{-1}$ olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan s parametresi ile gerçek s parametresi arasındaki fark ise $\%5.36 \times 10^{-4}$ olarak hesaplanmıştır.

4.9. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma Yönteminin (May ve Partridge Metodu 1) Simülasyonu

May ve Partridge tarafından genel mertebeden ışıldama pikleri için ileri sürülen IB yönteminde Eşitlik (4-53) ile verilen ifade kullanılmaktadır. Bu eşitlikte gerçek b değeri kullanıldığında $I_{TL}^{(1-b)/b}$ ’nin zamana göre grafiği bir doğru olacaktır. Böylece b değeri hesaplanabilir.

$$(I_{TL})^{\frac{1-b}{b}} = A + B t \quad (4-53)$$

Eşitlik (4-53) ile verilen May ve Partridge yönteminde, b parametresinin hesaplanabileceği açıkça bildirilmiş olmasına rağmen E parametresinin hesaplanmasına dair bir açıklama bulunmamaktadır. Şimdi Eşitlik (4-52) göz önüne alınsın;

$$B = c \left[s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-52)$$

Biraz cebirsel işlem ile üstel terimi yalnız bırakılırsa;

$$\frac{B}{c} = \left[s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-76)$$

olur. Eşitliğin sağ tarafı üstel terimden kurtarılırsa,

$$\left[\frac{B}{c} \right]^{\frac{b}{1-b}} = s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-77)$$

elde edilir. Şimdi c yerine Eşitlik (4-42)'deki değeri yazılırsa şu sonuca ulaşılır;

$$\left[\frac{B}{(b-1) s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)} \right]^{\frac{b}{1-b}} = s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-78)$$

Sol taraftaki üstel terim pay kısmına çıkarılırsa;

$$\left[\frac{B \cdot \exp\left(\frac{E}{kT}\right)}{(b-1) s'} \right]^{\frac{b}{1-b}} = s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-79)$$

olduğu görülür. Köşeli parantezin içerisindeki üstel terim parantez dışına alınır;

$$\left[\frac{B}{(b-1) s'} \right]^{\frac{b}{1-b}} \exp\left(\frac{E}{kT} \frac{b}{(1-b)}\right) = s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-80)$$

sonucu elde edilir. Üstel terimler aynı tarafta toplanırsa,

$$\left[\frac{B}{(b-1) s'} \right]^{\frac{b}{1-b}} = \frac{s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)}{\exp\left(\frac{E}{kT} \frac{b}{(1-b)}\right)} \quad (4-81)$$

olur. Biraz daha cebirsel işlem ile şu sonuç elde edilir.

$$\left[\frac{B}{(b-1) s'} \right]^{\frac{b}{1-b}} = s' \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{E}{kT} \frac{b}{(1-b)}\right) \quad (4-82)$$

Böylece, Eşitlik (4-82) düzenlenir ise,

$$\left[\frac{B}{(b-1) s'} \right]^{\frac{b}{1-b}} = s' \exp\left[-\frac{E}{kT} \left(1 + \frac{b}{(1-b)}\right)\right] \quad (4-83)$$

elde edilir. Burada eşitliğin sol tarafındaki parantez içi düzenlendiğinde

$$\left[\frac{B}{(b-1) s'} \right]^{\frac{b}{1-b}} = s' \exp\left[-\frac{E}{kT} \left(\frac{1-b+b}{1-b}\right)\right] \quad (4-84)$$

olur ve son hali

$$\left[\frac{B}{(b-1) s'} \right]^{\frac{b}{1-b}} = s' \exp \left[-\frac{E}{k T} \left(\frac{1}{1-b} \right) \right] \quad (4-85)$$

biçiminde yazılabilir. Şimdi s' terimi eşitliğin diğer tarafına alınsın,

$$\frac{\left[\frac{B}{(b-1) s'} \right]^{\frac{b}{1-b}}}{s'} = \exp \left[-\frac{E}{k T} \left(\frac{1}{1-b} \right) \right] \quad (4-86)$$

Eşitlik (4-86)'da sağ ve sol tarafın doğal logaritması alırsa,

$$\ln \left[\frac{\left[\frac{B}{(b-1) s'} \right]^{\frac{b}{1-b}}}{s'} \right] = -\frac{E}{k T} \left(\frac{1}{1-b} \right) \quad (4-87)$$

İfadesi elde edilir, son olarak E parametresi yalnız bırakıldığında

$$E = -k T (1-b) \ln \left[\frac{\left(\frac{B}{(b-1) s'} \right)^{\frac{b}{1-b}}}{s'} \right] \quad (4-88)$$

olduğu görülür. Artık May ve Partridge tarafından genel mertebeden ışıltama pikleri için ileri sürülen IB yönteminde, Eşitlik (4-53) ile verilen ifade kullanılarak çizilen eğriden B parametresi hesaplandığında Eşitlik (4-88) yardımı ile E parametresi hesaplanabilir.

Diğer taraftan, E parametresini hesaplamamızın bir başka yolu da Eşitlik (4-51)'den faydalanmaktır; hatırlayalım bu ifade şöyle yazılmıştı;

$$A = a \left[s' \exp \left(-\frac{E}{k T} \right) \right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-51)$$

Eşitlik (4-51)'de a yerine Eşitlik (4-41)'deki değeri yazılır;

$$A = n_o^{1-b} \left[s' \exp \left(-\frac{E}{k T} \right) \right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-89)$$

Şimdi, Üstel terim yalnız bırakılırsa, şu sonuca ulaşılır,

$$\frac{A}{n_o^{1-b}} = \left[s' \exp \left(-\frac{E}{k T} \right) \right]^{\frac{1-b}{b}} \quad (4-90)$$

Burada, eşitliğin sol tarafı üstel terimden kurtarıldığında,

$$\left[\frac{A}{n_o^{1-b}} \right]^{1-b} = s' \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-91)$$

elde edilir. Şimdi de eşitliğin sağ tarafındaki s' terimi sol tarafa alınırsa,

$$\frac{\left[\frac{A}{n_o^{1-b}} \right]^{1-b}}{s'} = \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-92)$$

olur. Daha sonra, Eşitlik (4-92)'ün her iki tarafının doğal logaritması alındığında,

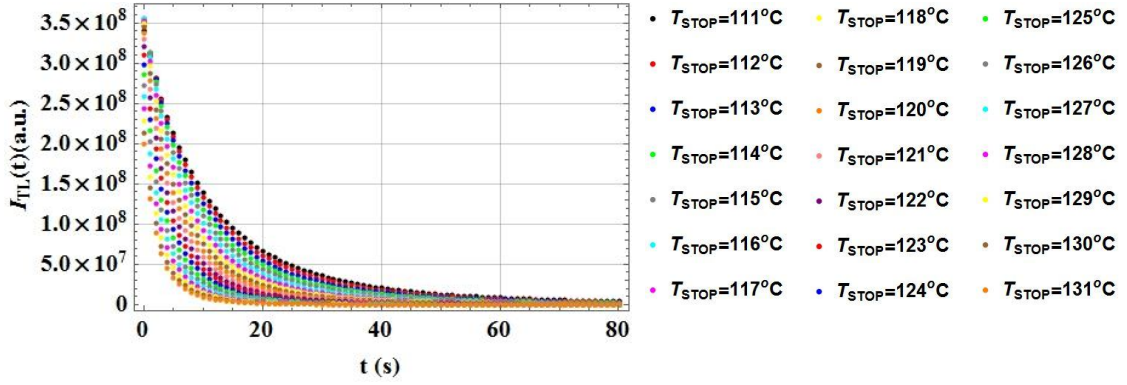
$$\ln \left[\frac{\left[\frac{A}{n_o^{1-b}} \right]^{1-b}}{s'} \right] = -\frac{E}{kT} \quad (4-93)$$

olduğu görülür. Şimdi E parametresi hesaplanabilir,

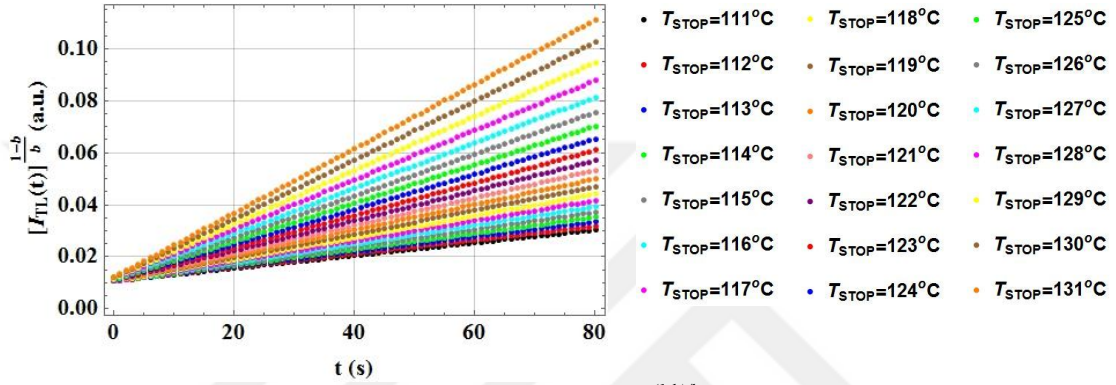
$$E = -k.T. \ln \left[\frac{\left[\frac{A}{n_o^{1-b}} \right]^{1-b}}{s'} \right] \quad (4-94)$$

Eşitlik (4-53) ile verilen ifade kullanılarak çizilen eğriden A parametresi hesaplandığında Eşitlik (4-94) yardımı ile E parametresi hesaplanabilir.

IB deneyinin simülasyonu, May-Partridge tarafından genel mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayımlanan TL ışıldama şiddetini ifade eden Eşitlik (3-3) ve Şekil 3-2'de verilen algoritma kullanılarak yapılmıştır. Öncelikle Eşitlik (3-3) sıcaklığa göre çözülerek tüm ışıldama eğrisi elde edilmiştir. Simülasyonlar tek bir ışıldama piki için bir önceki başlık altında incelenen ve Çizelge 4-6'da verilen parametreler kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu tuzak parametreleri kullanılarak elde edilen ışıldama eğrisi yine bir önceki bölümde Şekil 4-1'de sunulan ışıldama eğrisi ile eşdeğerdir. Buna göre izotermal bozunma simülasyonu $T_{STOP}=111, 112, \dots, 131^\circ\text{C}$ sıcaklıklarda 80s süre ile gerçekleştirilmiştir. Farklı T_{STOP} sıcaklıkları için elde edilen simülasyon sonuçları Şekil 4-19'de sunulmuştur. Ayrıca Şekil 4-19'den elde edilen IB simülasyon sonuçları kullanılarak $[I_{TL}(t)]^{(1-b)/b}$ 'nin zamana göre grafiği çizilmiş ve sonuçlar Şekil 4-20'da sunulmuştur.



Şekil 4-19 Genel mertebeden May-Partridge yöntemi için IB simülasyonu sonuçları.

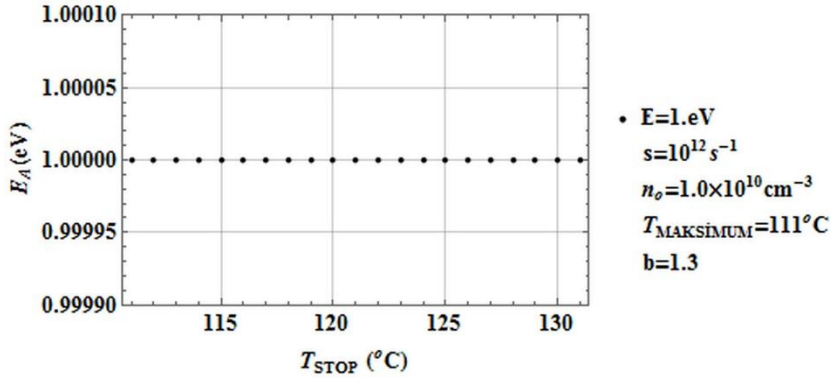


Şekil 4-20 IB sonuçları kullanılarak çizilen $\ln[I_{TL}(t)]^b$ 'nin zamana göre grafiği.

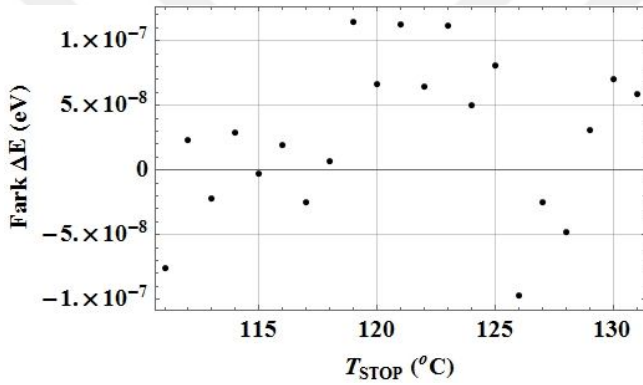
Şekil 4-20'da verilen farklı T_{STOP} sıcaklıkları için çizilen eğrilerin eğimleri ve eksen kesme noktaları hesaplanarak Eşitlik (4-53)'de verilen A ve B parametreleri belirlenmiş ve sonuçlar Çizelge 4-11'de sunulmuştur. Çizelge 4-11'de verilen A ve B parametreleri ve Eşitlik (4-88) ve Eşitlik (4-94) kullanılarak E_A ve E_B için hesaplanan tuzak derinlikleri ve gerçek E değeri ile farkları sırasıyla Şekil 4-22, Şekil 4-22, Şekil 4-23 ve Şekil 4-24'de sunulmuştur.

T_{STOP}	111	T_{STOP}	112	T_{STOP}	113	T_{STOP}	114
A	1.07417×10^{-2}	A	1.06999×10^{-2}	A	1.06686×10^{-2}	A	1.06478×10^{-2}
B	2.44904×10^{-4}	B	2.63857×10^{-4}	B	2.84433×10^{-4}	B	3.06794×10^{-4}
T_{STOP}	115	T_{STOP}	116	T_{STOP}	117	T_{STOP}	118
A	1.06379×10^{-2}	A	1.06390×10^{-2}	A	1.06514×10^{-2}	A	1.06753×10^{-2}
B	3.3111×10^{-4}	B	3.57593×10^{-4}	B	3.86445×10^{-4}	B	4.17911×10^{-4}
T_{STOP}	119	T_{STOP}	120	T_{STOP}	121	T_{STOP}	122
A	1.07109×10^{-2}	A	1.07585×10^{-2}	A	1.08184×10^{-2}	A	1.08909×10^{-2}
B	4.52259×10^{-4}	B	4.89782×10^{-4}	B	5.30808×10^{-4}	B	5.75699×10^{-4}
T_{STOP}	123	T_{STOP}	124	T_{STOP}	125	T_{STOP}	126
A	1.09762×10^{-2}	A	1.10746×10^{-2}	A	1.11865×10^{-2}	A	1.13121×10^{-2}
B	6.24854×10^{-4}	B	6.78717×10^{-4}	B	7.37776×10^{-4}	B	8.02574×10^{-4}
T_{STOP}	127	T_{STOP}	128	T_{STOP}	129	T_{STOP}	130
A	1.14517×10^{-2}	A	1.16057×10^{-2}	A	1.17744×10^{-2}	A	1.19581×10^{-2}
B	8.73709×10^{-4}	B	9.5184×10^{-4}	B	1.03770×10^{-3}	B	1.13209×10^{-3}

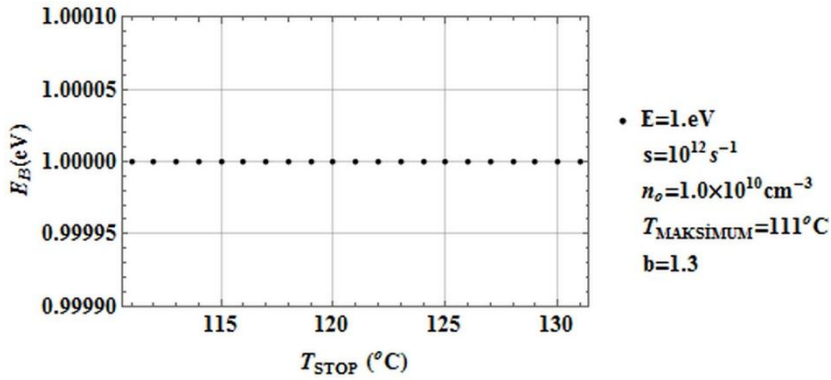
Çizelge 4-11 A ve B parametrelerinin Eşitlik (4-53)'e göre Şekil 4-20 yardımı ile hesaplanan değerleri



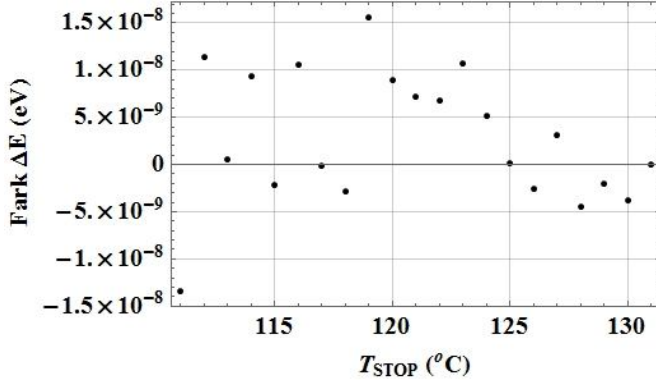
Şekil 4-21 May-Partridge tarafından ileri sürülen IB yöntemi için türetilen Eşitlik (4-53)'deki A parametresinin simülasyonu ve Eşitlik (4-94) yardımı ile hesaplanan tuzak derinliğinin T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.



Şekil 4-22 Eşitlik (4-94) yardımı ile hesaplanan E_A parametresi ile $E_{GERÇEK}$ arasındaki farkın (ΔE) T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.

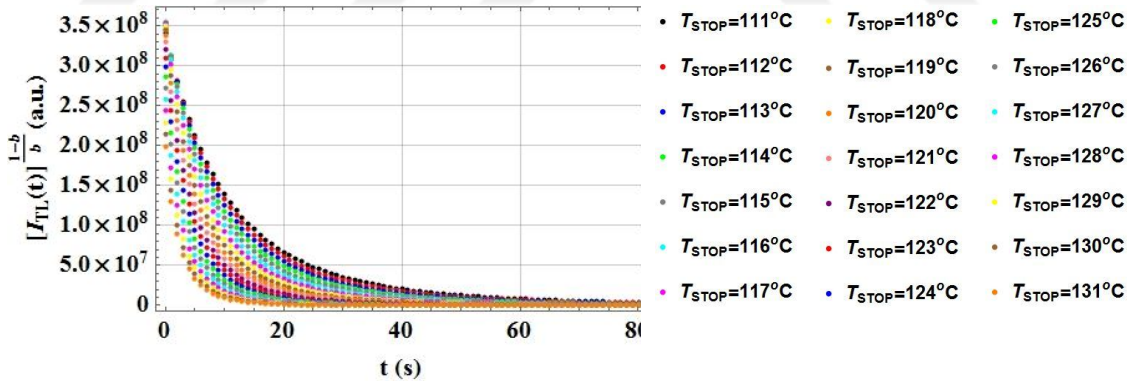


Şekil 4-23 May-Partridge tarafından ileri sürülen IB yöntemi için türetilen Eşitlik (4-53)'deki B parametresinin simülasyonu ve Eşitlik (4-88) yardımı ile hesaplanan tuzak derinliğinin T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.

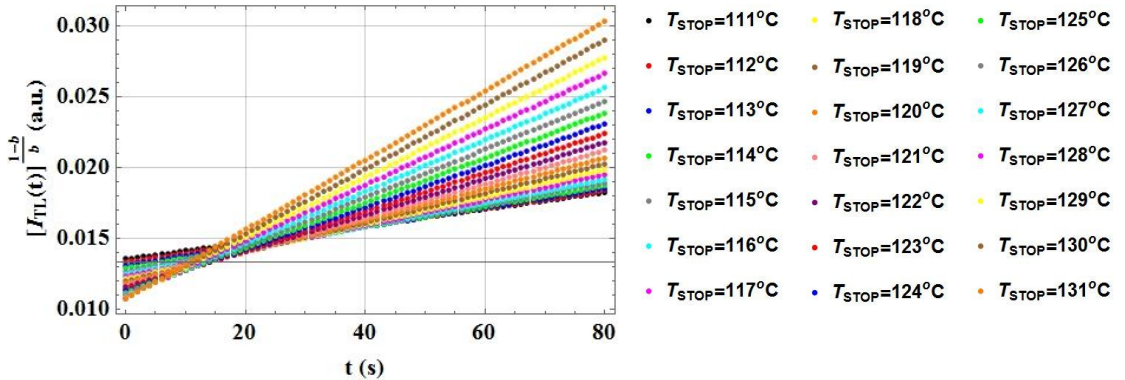


Şekil 4-24 Eşitlik (4-88) yardımı ile hesaplanan E_B parametresi ile $E_{GERÇEK}$ arasındaki farkın (ΔE) T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.

Şimdi, May-Partridge tarafından genel mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklar için önerilen yöntemin, $T_{MAKSIMUM}$ sıcaklığından daha düşük sıcaklıklarda gerçekleştirilen IB deneyleri için geçerliliği test edilsin. Bu amaçla IB simülasyonu, sıcaklıklar $T_{MAKSIMUM} > T_{STOP}$ olacak şekilde; $T_{STOP} = 91, 92, \dots, 111^\circ\text{C}$ olarak ve IB deneyinin uygulanacağı süre ise 80s belirlenmiştir. Farklı T_{STOP} sıcaklıkları için elde edilen simülasyon sonuçları Şekil 4-25’de sunulmuştur. Ayrıca Şekil 4-25’den elde edilen IB simülasyon sonuçları kullanılarak $[I_{TL}(t)]^{(1-b)/b}$ ’nin zamana göre grafiği çizilmiş ve sonuçlar Şekil 4-26’de sunulmuştur.



Şekil 4-25 Genel mertebeden May-Partridge yöntemi için IB simülasyonu sonuçları.

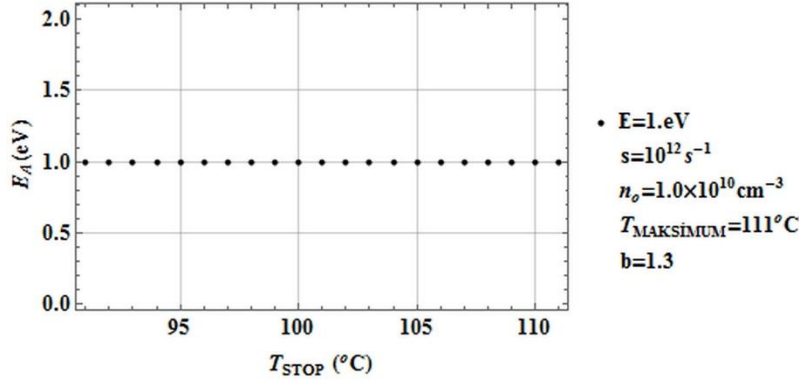


Şekil 4-26 IB sonuçları kullanılarak çizilen $\ln[I_{TL}(t)]^{(1-b)/b}$ ’nin zamana göre grafiği.

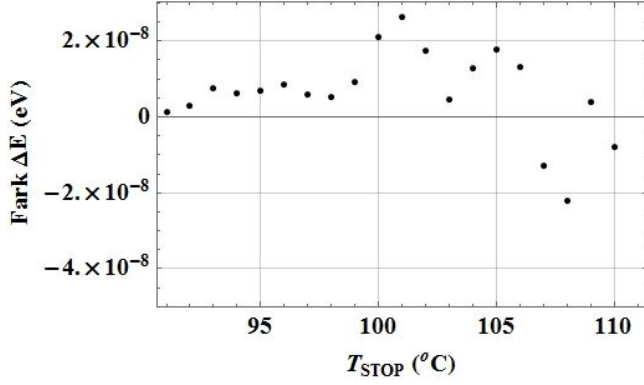
Şekil 4-26’de verilen farklı T_{STOP} sıcaklıkları için çizilen eğrilerin eğimleri ve eksen kesme noktaları hesaplanarak Eşitlik (4-53)’de verilen A ve B parametreleri belirlenmiş ve sonuçlar Çizelge 4-12’de sunulmuştur. Çizelge 4-12’de verilen A ve B parametreleri ve Eşitlik (4-88) ve Eşitlik (4-94) kullanılarak E_A ve E_B için hesaplanan tuzak derinlikleri ve gerçek E değeri ile farkları sırasıyla Şekil 4-27, Şekil 4-28, Şekil 4-29 ve Şekil 4-30’de sunulmuştur.

T_{STOP}	91	T_{STOP}	92	T_{STOP}	93	T_{STOP}	94
A	1.35556×10^{-2}	A	1.33296×10^{-2}	A	6.31110×10^{-2}	A	1.29044×10^{-2}
B	5.88175×10^{-5}	B	6.31111×10^{-5}	B	6.77126×10^{-5}	B	7.26455×10^{-5}
T_{STOP}	95	T_{STOP}	96	T_{STOP}	97	T_{STOP}	98
A	1.27051×10^{-2}	A	1.25146×10^{-2}	A	1.23330×10^{-2}	A	1.21602×10^{-2}
B	7.79354×10^{-5}	B	8.36101×10^{-5}	B	8.97001×10^{-5}	B	9.62385×10^{-5}
T_{STOP}	99	T_{STOP}	100	T_{STOP}	101	T_{STOP}	102
A	1.19962×10^{-2}	A	1.18411×10^{-2}	A	1.16950×10^{-2}	A	1.15577×10^{-2}
B	1.03262×10^{-4}	B	1.10811×10^{-4}	B	1.18928×10^{-4}	B	1.27663×10^{-4}
T_{STOP}	103	T_{STOP}	104	T_{STOP}	105	T_{STOP}	106
A	1.14296×10^{-2}	A	1.13105×10^{-2}	A	1.12006×10^{-2}	A	1.11001×10^{-2}
B	1.37067×10^{-4}	B	1.47201×10^{-4}	B	1.58128×10^{-4}	B	1.69920×10^{-4}
T_{STOP}	107	T_{STOP}	108	T_{STOP}	109	T_{STOP}	110
A	1.10090×10^{-2}	A	1.09274×10^{-2}	A	1.08556×10^{-2}	A	1.07936×10^{-2}
B	1.82654×10^{-4}	B	1.96419×10^{-4}	B	2.11309×10^{-4}	B	2.27432×10^{-4}

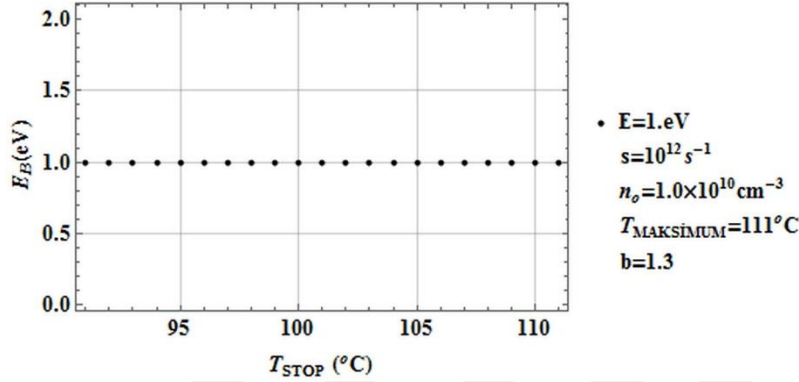
Çizelge 4-12 E parametresinin Eşitlik (4-16) yardımı ile hesaplanan değerleri



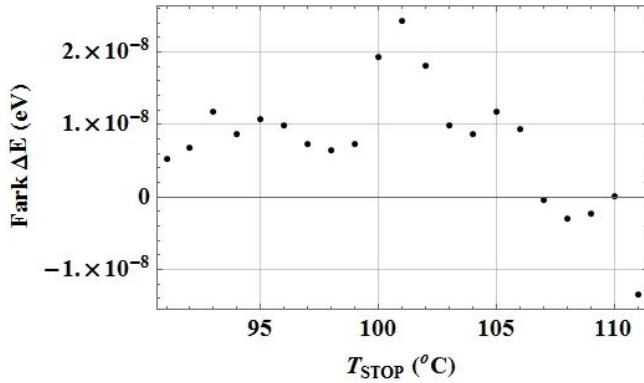
Şekil 4-27 May-Partridge tarafından ileri sürülen IB yöntemi için türetilen Eşitlik (4-53)’deki A parametresinin simülasyonu ve Eşitlik (4-94) yardımı ile hesaplanan tuzak derinliğinin T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.



Şekil 4-28 Eşitlik (4-94) yardımı ile hesaplanan E_A parametresi ile $E_{GERÇEK}$ arasındaki farkın (ΔE) T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.



Şekil 4-29 May-Partridge tarafından ileri sürülen IB yöntemi için türetilen Eşitlik (4-53)'deki B parametresinin simülasyonu ve Eşitlik (4-88) yardımı ile hesaplanan tuzak derinliğinin T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.

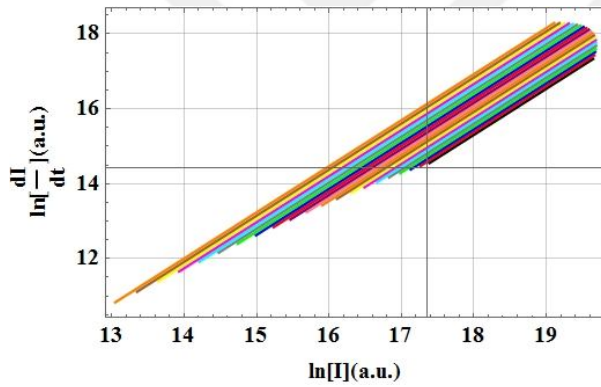


Şekil 4-30 Eşitlik (4-88) yardımı ile hesaplanan E_B parametresi ile $E_{GERÇEK}$ arasındaki farkın (ΔE) T_{STOP} sıcaklığı ile değişimi.

4.10. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma Yönteminin (May ve Partridge Metodu 2) Simülasyonu

IB deneyinin simülasyonu, May-Partridge tarafından genel mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayımlanan TL ışıldama şiddetini ifade eden Eşitlik (3-3) ve Şekil 3-2'de verilen algoritma kullanılarak yapılmıştır. Simülasyonlar tek bir ışıldama piki için Çizelge 4-6'da verilen parametreler kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu tuzak

parametreleri kullanılarak elde edilen ışıldama eğrisi Şekil 4-10'de görülmektedir. Işıldama eğrisinin pik maksimum sıcaklığı ($T_{MAKSIMUM}$) 111°C olarak ölçülmüştür. Buna göre IB simülasyonunun gerçekleştirileceği sıcaklıklar; $T_{STOP}=111, 112, \dots, 131^\circ\text{C}$ olarak ve IB deneyinin uygulanacağı süre ise 80s olarak belirlenmiştir. Verilen parametreler için Şekil 3-2'de görülen algoritma ile gerçekleştirilen simülasyon sonuçları Şekil 4-11'de sunulmuştur. May ve Partridge tarafından genel mertebeden ışıldama pikleri için ileri sürülen IB yönteminde, Eşitlik (4-59) ile verilen ifade de $\ln\left(\frac{dI_{TL}}{dt}\right)$ 'nin $\ln I_{TL}$ 'ye göre grafiği çizilir ise eğimi $m = \left(\frac{2b-1}{b}\right)$ 'ye eşit olan bir doğru elde edileceği ve buradan da b kolaylıkla hesaplanabileceği ileri sürülmüştür. Burada $\frac{dI_{TL}}{dt}$ değerleri Eşitlik (4-58) yardımı ile hesaplanmış ve $\ln\left(\frac{dI_{TL}}{dt}\right)$ 'nin $\ln I_{TL}$ 'ye göre grafiği Şekil 4-31 de sunulmuştur.



Şekil 4-31 4.7.4. Genel Mertebeden IB (May ve Partridge Metodu 2) yöntemi için $\ln\left(\frac{dI_{TL}}{dt}\right)$ 'nin $\ln(I_{TL})$ 'ye göre grafiği.

Şekil 4-31'de verilen eğrilerin eğimleri her bir T_{STOP} sıcaklığı için belirlenmiş ve eğimler $m = \left(\frac{2b-1}{b}\right)$ 'ye eşitlenerek b değerleri hesaplanmıştır. Sonuçlar Çizelge 4-13'de sunulmuştur.

T_{STOP}	Eğim	b	T_{STOP}	Eğim	b
111	1.23077	$1.3\pm 5\times 10^{-15}$	122	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$
112	1.23077	$1.3\pm 4\times 10^{-15}$	123	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$
113	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$	124	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$
114	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$	125	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$
115	1.23077	$1.3\pm 2\times 10^{-15}$	126	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$
116	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$	127	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$
117	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$	128	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$
118	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$	129	1.23077	$1.3\pm 3\times 10^{-15}$
119	1.23077	$1.3\pm 2\times 10^{-15}$	130	1.23077	$1.3\pm 1\times 10^{-15}$

120	1.23077	$1.3 \pm 1 \times 10^{-15}$	131	1.23077	$1.3 \pm 2 \times 10^{-15}$
121	1.23077	$1.3 \pm 1 \times 10^{-15}$			

Çizelge 4-13 May ve Partridge Metodu-2 için çizilen $\ln\left(\frac{dI_{TL}}{dt}\right) - \ln(I_{TL})$ grafiğinin eğiminden faydalanılarak hesaplanan b parametreleri.

Diğer taraftan Şekil 4-31’de verilen eğrilerin düşey eksenini kestiği noktalar Eşitlik (4-59)’a göre $\ln(C)$ ’ye eşit olmaktadır. C değeri Eşitlik (4-95) ile verildiğine dikkat edilir ise bu bilgi kullanılarak da b parametresi hesaplanabilir. Ancak, genel mertebeden durumlarda daima $b > 1$ olacağından, B değerine de bağlı olarak, C değerinin negatif olacağı açıktır. Bu tez çalışması kapsamında yapılan simülasyonlarda (Çizelge 4-11) B değerinin pozitif olduğu görülmüştür. Böylece C değeri negatif olmak zorundadır;

$$C = B \left(\frac{b}{1-b} \right) \quad (4-95)$$

Bu yeni durum için Eşitlik (4-59) yeniden düzenlenirse şu sonuç elde edilir;

$$\ln\left(\frac{dI_{TL}}{dt}\right) = \ln(C) + \ln\left[I_{TL}^{\frac{2b-1}{b}}\right] \quad (4-59)$$

Logaritma fonksiyonunun üstel özeliği ve negatif sayıların logaritması için Euler özdeşliğinden (Scott ve ark. 2007) faydalanarak şöyle yazılabilir.

$$\ln\left(\frac{dI_{TL}}{dt}\right) = \ln|C| + i.\pi + \left(\frac{2b-1}{b}\right) \ln I_{TL} \quad (4-96)$$

Şekil 4-31’de verilen eğrilerin düşey eksenini kestiği nokta $\ln|C| + i.\pi$ ’ye eşit olur. Burada C ’nin değeri eğrinin eksenini kestiği noktadaki değere eşitlenerek Eşitlik (4-97)’de kullanılırsa

$$KesmeNoktası = KN = \ln|C| + i.\pi \quad (4-97)$$

olur. Bu durumda

$$KN - i.\pi = \ln|C| \quad (4-98)$$

yazılabilir. Yukardaki eşitliğin sağ tarafı doğal logaritmadan kurtarıldığında şöyle yazılabilir;

$$\text{Exp}[KN - i.\pi] = C \quad (4-99)$$

Biraz cebirsel işlem ile

$$\frac{Exp[KN]}{Exp[i.\pi]} = B \left(\frac{b}{1-b} \right) \quad (4-100)$$

olduğu görülür. Bu ifade de $Exp[i.\pi] = -1$ olduğu kullanılırsa

$$\frac{Exp[KN]}{-1} = B \left(\frac{b}{1-b} \right) \quad (4-101)$$

yazılır. Şimdi Eşitlik (4-101) biraz düzenleme ise,

$$Exp[KN] = -B \left(\frac{b}{1-b} \right) \quad (4-102)$$

Bişiminde yazılabilir. Burada ki negatiflik parantez içerisine uygulanırsa,

$$Exp[KN] = B \left(\frac{b}{b-1} \right) \quad (4-103)$$

şeklinde yazılabilir.

$$Exp[KN].(b-1) = B.b \quad (4-104)$$

Üstel terim parantez içerisine dağıtılsın,

$$Exp[KN].b - Exp[KN] = B.b \quad (4-105)$$

Burada b parametrelerini içeren terimler aynı tarafta toplandığında Eşitlik (4-106) elde edilir.

$$Exp[KN].b - b.B = Exp[KN] \quad (4-106)$$

b parametresinin parantezine alınır,

$$b\{Exp[KN].b - B\} = Exp[KN] \quad (4-107)$$

b parametresi yalnız bırakılırsa Eşitlik (4-108) elde edilir.

$$b = \frac{Exp[KN]}{Exp[KN] - B} \quad (4-108)$$

Şekil 4-31'deki eğrilerin düşey ekseni kestiği noktalar belirlenmiş ve değerleri Çizelge 4-14'de sunulmuştur. Çizelge 4-12'den B değerleri ve Çizelge 4-14'deki *Kesme Noktası* sütunundan keme noktalarının değerleri Eşitlik (4-108)'de kullanılarak **b** parametresi her bir T_{STOP} sıcaklığı için hesaplanmış ve sonuçlar Çizelge 4-14'de **b** sütununda sunulmuştur.

T_{STOP}	Kesme Noktası	b	T_{STOP}	Kesme Noktası	b
111	-6.84831	$1.3 \pm (5 \times 10^{-15})$	122	-5.99359	$1.3 \pm (1 \times 10^{-15})$
112	-6.77377	$1.3 \pm (8 \times 10^{-15})$	123	-5.91165	$1.3 \pm (1 \times 10^{-15})$
113	-6.69867	$1.3 \pm (1 \times 10^{-15})$	124	-5.82897	$1.3 \pm (4 \times 10^{-15})$
114	-6.62300	$1.3 \pm (2 \times 10^{-15})$	125	-5.74553	$1.3 \pm (2 \times 10^{-15})$
115	-6.54671	$1.3 \pm (3 \times 10^{-15})$	126	-5.66135	$1.3 \pm (5 \times 10^{-15})$
116	-6.46978	$1.3 \pm (1 \times 10^{-15})$	127	-5.57643	$1.3 \pm (1 \times 10^{-15})$
117	-6.39218	$1.3 \pm (2 \times 10^{-15})$	128	-5.49078	$1.3 \pm (2 \times 10^{-15})$
118	-6.3139	$1.3 \pm (2 \times 10^{-15})$	129	-5.40441	$1.3 \pm (9 \times 10^{-15})$
119	-6.23492	$1.3 \pm (7 \times 10^{-15})$	130	-5.31735	$1.3 \pm (1 \times 10^{-15})$
120	-6.15521	$1.3 \pm (2 \times 10^{-15})$	131	-5.99359	$1.3 \pm (2 \times 10^{-15})$
121	-6.07477	$1.3 \pm (1 \times 10^{-15})$			

Çizelge 4-14 May ve Partridge Metodu-2 için çizilen $\ln\left(\frac{dI_{TL}}{dt}\right) - \ln(I_{TL})$ grafiğinin eğiminden faydalanılarak hesaplanan b parametreleri.

4.11. Genel Mertebeden İzotermal Bozunma (Moharil) Yönteminin Simülasyonu

IB deneyinin simülasyonu, May-Partridge tarafından genel mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayımlanan TL ışıldama şiddetini ifade eden Eşitlik (3-3) ve Şekil 3-2’de verilen algoritma kullanılarak yapılmıştır. Simülasyonlar tek bir ışıldama piki için Çizelge 4-6’da verilen parametreler kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu tuzak parametreleri kullanılarak elde edilen ışıldama eğrisi Şekil 4-10’da sunulmuştur. Işıldama eğrisinin pik maksimum sıcaklığı ($T_{MAKSIMUM}$) 111°C olarak ölçülmüştür. Buna göre izotermal bozunma simülasyonunun gerçekleştirileceği sıcaklıklar; $T_{STOP}=111, 112, \dots, 131$ °C olarak ve IB deneyinin uygulanacağı süre ise 80s olarak belirlenmiştir. Verilen parametreler için gerçekleştirilen simülasyon sonuçları Şekil 4-11’de sunulmuştur.

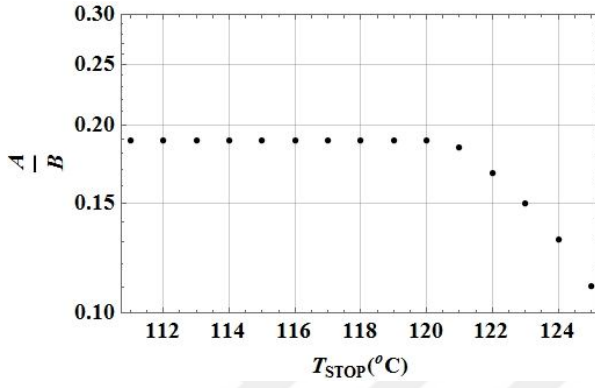
Şimdi Moharil ve Kathuria (Moharil ve Kathuria 1983) tarafından ileri sürülen Eşitlik (4-65)’i göz önüne alalım.

$$\left(1 - \frac{A}{B}\right) \ln\left(\frac{A_o}{A_t}\right) + \frac{A \cdot A_s}{B} \cdot \left(\frac{A_o - A_t}{A_o \cdot A_t}\right) = s. t. \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (4-65)$$

Biraz cebirsel işlem ile, a ve b sabit katsayılar olmak üzere, eşitlik $y = a \cdot t + b$ formuna dönüştürülsün.

$$\frac{A \cdot A_s}{B} \cdot \left(\frac{A_o - A_t}{A_o \cdot A_t} \right) = \left[s \cdot \exp \left(-\frac{E}{kT} \right) \right] \cdot t - \left(1 - \frac{A}{B} \right) \ln \left(\frac{A_o}{A_t} \right) \quad (4-109)$$

IB simülasyon verileri kullanılarak Eşitlik (4-109) hesaplanmış ve grafiği çizilmiştir. Moharil ve Kathuria'a göre E ve s parametreleri başlangıçta biliniyor ise Eşitlik (4-109)'da en iyi A/B oranı seçildiğinde grafik bir doğru olacaktır. Bu tez çalışması kapsamında seçilen bazı T_{STOP} sıcaklıkları A/B oranları belirlenmiş ve Şekil 4-32'de $\frac{A}{B}$ 'nin T_{STOP} 'a göre grafiği sunulmuştur.



Şekil 4-32 Moharil yöntemi için $\frac{A}{B}$ 'nin T_{STOP} 'a göre grafiği. Burada hesaplanan tüm $\frac{A}{B}$ değerleri için $R^2 > 0.999$ 'dur.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

IB yöntemi basitçe, sabit bir sıcaklıkta tutulan TL malzemeden yayınlanan lüminesans ışıldamanın zamanın bir fonksiyonu olarak kaydedilmesi ve analiz edilmesi olarak tanımlanabilir. Burada dikkat edilmesi gereken nokta yayınlanan ışıldamanın fosforesans olmasıdır. Literatürde, lüminesans malzemeler tarafından yayınlanan fosforesans ışıldamayı açıklayan temel modellere dayandırılan farklı IB yöntemlerinin ileri sürüldüğü görülmüştür. Bu tez çalışması kapsamında en yaygın olarak kullanılan IB yöntemleri incelenmiştir. Bu amaçla öncelikli olarak temel modeller gözden geçirilmiş ve bu model tarafından fosforesans ışıldama için ileri sürülen matematiksel eşitlikler detaylı olarak türetilmiştir. Daha sonra bu eşitliklerin sayısal çözümleri gerçekleştirilerek IB yöntemleri uygulanmış ve temel tuzak parametreleri hesaplanmıştır. Son bölümde ise hesaplanan parametreler gerçek değerler ile karşılaştırılmıştır.

5.1. Garlick-Gibson Yöntemi Üzerine Tartışmalar

Garlick ve Gibson birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan fosforesans ışıldama için basit bir IB yöntemi önermişlerdir. Yöntem tuzakların temel tuzaklanma parametrelerini iki ayrı teknik ile ölçebilmektedir.

Birinci teknikte iki farklı sıcaklık için (T_1 ve T_2) IB deneyi tekrarlanır. Her bir T sıcaklığı için $\ln(I/I_0)$ 'ın zamana göre grafiği çizilir ve doğrunun eğimi Eşitlik (4-11) yardımı ile hesaplanır (m_1 ve m_2). Bu veriler Eşitlik (4-16)'da kullanıldığında E parametresi hesaplanmış olur. Ayrıca E parametresinin eğim için verilen Eşitlik (4-12) veya Eşitlik (4-13)'de kullanılması ile s 'nin değeri hesaplanabilir.

Bu çalışma kapsamında yöntemin simülasyonu detaylı olarak gerçekleştirilmiştir. Öncelikli olarak Çizelge 4-1'de verilen parametreler için Eşitlik (3-1)'in simülasyonu yapılmış ve ışıldama eğrisi elde edilmiştir. Işıldama eğrisinin pik maksimum sıcaklığı 111°C olarak ölçülmüştür. IB simülasyonu $T_{\text{STOP}}=111-131^\circ\text{C}$ sıcaklıkları için ve 80s süre ile gerçekleştirilmiştir. Şekil 4-2'den açıkça görülebilir ki T_{STOP} sıcaklığı ile $T_{\text{MAKSİMUM}}$ sıcaklığı arasındaki fark arttıkça IB eğrisi daha hızlı bir şekilde sönüme doğru gitmektedir. Bu ise beklenen bir sonuçtur. Çünkü, Eşitlik (2-1)'e göre lüminesans ışıldama şiddeti sıcaklık ile üstel olarak artmaktadır ve bunun bir sonucu olarak

tuzaklardaki elektron konsantrasyonu daha kısa bir süre içerisinde süratle azalarak tükenmektedir. Çizelge 4-3'de Eşitlik (4-16) kullanılarak farklı T_{STOP} sıcaklıkları için hesaplanan E parametreleri verilmiştir. Farklı T_{STOP} sıcaklıkları için hesaplanan farkın ihmal edilebilecek kadar küçük olduğu ve değerinin $1.29 \times 10^{-5} \text{eV}$ ila $9.06 \times 10^{-6} \text{eV}$ arasında değiştiği gözlemlenmiştir. Diğer taraftan $T_1=111^\circ\text{C}$ ve $T_2=112^\circ\text{C}$ sıcaklıkları için Eşitlik (4-12)'ye göre $s=10^{12} \pm (1 \times 10^{-5}) \text{s}^{-1}$ ve Eşitlik (4-13)'e göre $s=10^{12} \pm (1 \times 10^{-5}) \text{s}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır.

İkinci teknikte n adet sıcaklık için ($T_1, T_2, T_3, \dots T_n$) IB deneyi tekrarlanır. Her bir T sıcaklığı için $\ln(I/I_0)$ 'ın zamana göre grafiği çizilir ve doğrunun eğimi Eşitlik (4 11) yardımı ile hesaplanır ($m_1, m_2, m_3, \dots m_n$). $\ln(m_i)$ 'nin $-1/kT$ 'ye göre grafiği çizildiğinde elde edilen doğrunun eğimi E 'ye eşittir ve doğrunun eksenini kestiği nokta (\ln/s)'yardımı ile s değeri de hesaplanabilmektedir.

Bu teknik yukarıda bahsedildiği şekilde IB yönteminin $T_{STOP}=111-131^\circ\text{C}$ sıcaklıkları için ve 80s süre ile simülasyonu yapılarak test edilmiştir. $\ln(m_i)$ 'nin $-1/kT$ 'ye göre grafiği çizildiğinde elde edilen doğrunun eşitlikteki Eşitlik (4-66) olarak hesaplanmıştır. Buradan $E=1.00 \pm (8 \times 10^{-9}) \text{eV}$ ve $s=10^{12} \pm (4 \times 10^4) \text{s}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır. Bu tekniğin ilkinde oranla daha iyi sonuçlar verdiği görülebilir. Ancak aralarındaki fark deneysel olarak ölçümlenemeyecek kadar küçük olduğunu belirtmek gerekir.

Diğer taraftan $T_{MAKSIMUM} > T_{STOP}$ olacak şekilde; $T_{STOP} = 91, 92, \dots, 111^\circ\text{C}$ sıcaklıkları seçilmiş ve IB deneyi uygulanarak yukarıda sözü edilen her iki teknik ile de tuzak parametreleri hesaplanmıştır. Yapılan hesaplamalarda T_{STOP} sıcaklığının $T_{MAKSIMUM}$ sıcaklığının altında yada üstünde olmasının hesaplanan tuzak parametrelerini önemli oranda etkilemediğini göstermektedir. Burada asıl dikkat edilmesi gereken nokta, seçilen sıcaklığın IB eğrisinin düzgün bozulan bölgesinde kalmasıdır.

5.2. Takeuchi ve ark. Yöntemi Üzerine Tartışmalar

Genel mertebeden kinetik parametrelere sahip tuzaklardan yayınlanan lüminesans ışıldaama için uygulanan IB yönteminde uygun bir b değeri seçildiğinde $\left(\frac{I_{TL}(t,T)}{I_0}\right)^{\frac{1-b}{b}}$, nin zamana göre grafiği bir doğru vermelidir. Böylece eğride 1'e en yakın R^2 değerini veren b değeri gerçek b parametresine eşit olur.

Bu çalışmada R^2 değeri $b=1.2$ ve 1.4 için $R^2=1.00-(2 \times 10^{-7})$ iken $b=1.3$ için $R^2=1.00-(3 \times 10^{-11})$ olarak hesaplanmıştır. 1'e en yakın R^2 değerinin $b=1.3$ alındığında hesaplandığı böylece b değerinin 1.3 olması gerektiği sonucuna ulaşılmıştır. Bu sonuç gerçek değer ile uyum içerisinde. Ayrıca rastgele seçilmiş $T_1=111^\circ\text{C}$ ve $T_2=112^\circ\text{C}$ sıcaklıkları için Eşitlik (4-39) kullanılarak $E=1.00\text{eV}$ olarak hesaplanmıştır. Bu değer ile gerçek E değeri arasında $\%10^{-4}$ 'lük bir farkın olduğu görülmüştür.

Diğer taraftan her bir T_{STOP} sıcaklığı için IB bozunma eğrisi ile $\left(\frac{I_{TL}(t,T)}{I_0}\right)^{\frac{1-1.3}{1.3}}$ 'ün zamana göre grafiği çizilerek eğim hesaplanmıştır. Hesaplanan eğimlerin doğal logaritmalarının $I/k.T_{STOP}$ 'a göre grafiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi yardımı ile E ve düşey eksen kestiği nokta yardımı ile de s parametreleri hesaplanmıştır. $E=1.00\text{eV}$ ve gerçek E değerine göre fark ise $\%4.61 \times 10^{-7}$ olarak, $s=10^{12}\text{s}^{-1}$ ve gerçek değeri arasındaki fark ise $\%1.48 \times 10^{-5}$ olarak hesaplanmıştır.

Diğer taraftan $T_{MAKSIMUM} > T_{STOP}$ olacak şekilde; $T_{STOP} = 91, 92, \dots, 111^\circ\text{C}$ sıcaklıkları seçilmiş ve IB deneyi uygulanarak tuzak parametreleri yeniden hesaplanmıştır. Yapılan hesaplamalarda T_{STOP} sıcaklığının $T_{MAKSIMUM}$ sıcaklığının altında yada üstünde olmasının hesaplanan tuzak parametrelerini önemli oranda etkilemediğini göstermektedir.

5.3. May ve Partridge Metodu-1 Üzerine Tartışmalar

May ve Partridge tarafından genel mertebeden ışıltama pikleri için ileri sürülen IB yönteminin incelenmesinde öncelikli olarak Çizelge 4-6'da verilen parametreler için Eşitlik (3-3) ve Şekil 3-2'de verilen algoritma kullanılarak farklı T_{STOP} sıcaklıkları için IB deneylerinin simülasyonu yapılmıştır. Simülasyon verileri kullanılarak ve bu tez çalışması kapsamında türetilen Eşitlik (4-88) - Eşitlik (4-94) yardımı ile hesaplanan E parametrelerinin gerçek değerleri ile arasında 10^{-8} mertebesinde bir farkın olduğu görülmüştür. Bu fark yöntemin tuzak parametrelerinin tayininde güvenle kullanılabileceğini düşündürmektedir.

5.4. May ve Partridge Metodu-2 Üzerine Tartışmalar

May ve Partridge tarafından ileri sürülen yöntem esas olarak b parametresinin belirlenmesini temin etmektedir. Bu yöntemde, Eşitlik (4-59) ile verilen ifade de $\ln\left(\frac{dI_{TL}}{dt}\right)$ 'nin $\ln I_{TL}$ 'ye göre grafiği çizilir ise eğimin $m = \left(\frac{2b-1}{b}\right)$ 'ye eşit olacağı ve buradan da b kolaylıkla hesaplanabileceği ileri sürülmüştür. Bu kapsamda Çizelge 4-6'da verilen parametreler için Eşitlik (3-3) ve Şekil 3-2'de verilen algoritma kullanılarak farklı T_{STOP} sıcaklıkları için IB deneylerinin simülasyonu yapılmıştır. Eşitlik (4-59)'dan $\frac{dI_{TL}}{dt}$ hesaplanarak $\ln\left(\frac{dI_{TL}}{dt}\right)$ 'nin $\ln I_{TL}$ 'ye göre grafiği yardımı ile b parametresi $1.3 \pm (5 \times 10^{-15})$ olarak hesaplanmıştır. Ayrıca Eşitlik (4-108) kullanılarak ile b parametresi yine $1.3 \pm (5 \times 10^{-15})$ olarak hesaplanmıştır. Elde edilen bu sonuçlar yöntemin b parametresinin hesaplanmasında oldukça başarılı olduğunu göstermektedir.

5.5. Moharil Metodu Üzerine Tartışmalar

Moharil yöntemi genel mertebeden kinetik parametreler sahip tuzaklar için rekombinasyon yapma ve tuzaklanma olasılıkları arasındaki oranın belirlenebileceğini ileri sürmektedir. Bu yöntemde, Eşitlik (4-109)'a göre çizilen grafiğin gerçek rekombinasyon yapma ve tuzaklanma olasılıkları kullanıldığında bir doğru olacağı varsayımına dayanmaktadır. Yöntemin simülasyonu Çizelge 4-6'da verilen parametreler için Eşitlik (3-3) ve Şekil 3-2'de verilen algoritma kullanılarak farklı T_{STOP} sıcaklıkları için IB deneylerinin simülasyon verileri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu tez çalışması kapsamında yapılan simülasyonlar IB eğrisinin özellikle zayıfladığı bölgelerde bir başka ifade ile tuzaklardaki elektron konsantrasyonunun azaldığı bölgelerde rekombinasyon yapma ve tuzaklanma olasılık oranlarının değiştiğini göstermektedir.

KAYNAKLAR

- Chen, R., 1977, On the analysis of thermally stimulated processes, *Journal of Electrostatics*, 3(1–3), 15–24.
- Chen, R., ve Kristianpoller, N., 1986, Investigation of Phosphorescence Decay Using TL-like Presentation, *Radiation Protection Dosimetry*, **17**(1–4), 443–6.
- Chen, R., ve McKeever, S. W. S., 1997a, Chapter 2, Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena, *World Scientific*, New York.
- Chen, R., ve McKeever, S. W. S., 1997b, Chapter 3, Theory of Thermoluminescence and Related Phenomena, *World Scientific*, New York.
- Chen, R., ve Pagonis, V., 2014, The role of simulations in the study of thermoluminescence (TL), *Radiation Measurements*, **71**, 8–14.
- Furetta, C., 2003, Chapter A, İçinde Handbook of Thermoluminescence, 1–42, *World Scientific*, Singapore.
- Garlick, G. F. J., ve Gibson, A. F., 1947, Decay of Luminescence due to Forbidden Optical Transitions, *Nature*, 160 (4061), 303–303.
- Garlick, G. F. J., ve Gibson, A. F., 1948, The electron trap mechanism of luminescence in sulphide and silicate phosphors, *Proceedings of the Physical Society*, 60(6), 574.
- Hindmarsh, A. C., ve Schiesser, W. E., 2006, The Numerical Method of Lines: Integration of Partial Differential Equations., *Mathematics of Computation*, 60-433.
- Kirsh, Y., ve Chen, R., 1991, Analysis of the blue phosphorescence of x-irradiated albite using a TL-like presentation, *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part D. Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, **18**(1), 37–40.
- Kitis, G., Charalambous, S., ve Tuyn, J. W. N., 1996, The dose response function of α -Al₂O₃:C under isothermal decay conditions, *Radiation Protection Dosimetry*, 65(1), 239-242.
- Kitis, G., ve Otto, T., 1999, Isothermal decay readout: Application to LiF:Mg,Cu,P and α -Al₂O₃:C, *Radiation Protection Dosimetry*, 86(3), 181-190.
- May, C. E., ve Partridge, J. A., 1964, Thermoluminescent kinetics of alpha-irradiated alkali halides, *The Journal of Chemical Physics*, 40(5), 1401–9.
- Moharil, S. V., ve Kathuria, S. P., 1983, On the general order kinetics in thermoluminescence, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 16(3), 425–9.
- Moharil, S. V., 1984, A simple method for obtaining order of kinetics from isothermal decay of thermoluminescence, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 17(11), 2301-2303.

- Moharil, S. V., 1981, Trapping parameters from isothermal decay of TL, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 14(9), 1677–82.
- Mørken, K., 2003, Numerical Algorithms and Digital Representation, *Department of Mathematics Centre of Mathematics for Applications University of Oslo*, Oslo.
- Nearing, J., 2003, Mathematical Tools for Physics, *University of Miami*, Miami.
- Partridge, J. A., ve May, C. E., 1965, Anomalous Thermoluminescent Kinetics of Irradiated Alkali Halides, *The Journal of Chemical Physics*, 42(2), 797–8.
- Randall, J. T., ve Wilkins, M. H. F., 1945a, Phosphorescence and Electron Traps. I. The Study of Trap Distributions, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 184(999), 365–89.
- Randall, J. T., ve Wilkins, M. H. F., 1945b, Phosphorescence and Electron Traps. II. The Interpretation of Long-Period Phosphorescence, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 184(999), 390–407.
- Scott, D. B., Churchill, R. V., ve Brown, J. W., 1985, Complex Variables and Applications, *The Mathematical Gazette*, 69(449), 243
- Sofroniou, M., ve Knapp, R., 2008, Advanced Numerical Differential Equation Solving in Mathematica, ... Inc. URL <http://reference.wolfram.com/mathematica/...> (Erişim Tarihi :05.05.2019)
- Takeuchi, N., Inabe, K., ve Nanto, H., 1975, Note on the isothermal decay method for determining trap depth from glow curves, *Journal of Materials Science*, 10(1), 159–159.
- Uzun, E., 2013, Sayısal Işıldama Eğrilerinin İzotermal Bozunum (Isothermal Decay) Yöntemi ile İncelenmesi ve Tuzak Parametrelerinin Hesaplanması, *Marmara Fen Bilimleri Dergisi*, 25, 1-15.
- Visocekas, R., Ceva, T., Marti, C., Lefauchaux, F., ve C. Robert, M., 1976, Tunneling Processes in Afterglow of Calcite, *Physica Status Solidi (a)*, 35, 315–27.

ÖZGEÇMİŞ

Kimlik Bilgileri:

Adı Soyadı: Yunus Emre ŞEKER

E-posta: yunusemre.seker70@gmail.com

Adresi: Aliğa İlçe Emniyet Müdürlüğü Aliğa/İZMİR

Eğitim:

Lise: Karaman Mehmet Akif Ersoy Anadolu Lisesi

Lisans: Ağrı İbrahim Çeçen Üni. Eğitim Fakültesi Fen Bilgisi Öğretmenliği

Yüksek Lisans: Karamanoğlu Mehmet Bey Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fen ve Teknolojileri Ana Bilim Dalı Fizik Programı

