

**T.C.  
ADNAN MENDERES ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI  
2014-YL-079**

**TERBİYUM KATKILI  $Mg_2SiO_4$  FOSFORUNUN  
TERMOLÜMİNESANS KİNETİK PARAMETRELERİNİN  
IŞIMA EĞRİSİ AYRIŞTIRMA YÖNTEMİ İLE  
İNCELENMESİ**

**Hatice TÜRK**

**Tez Danışmanı:**

**Yrd. Doç. Dr. Melis GÖKÇE**

**AYDIN**



**T.C.**  
**ADNAN MENDERES ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜNE**  
**AYDIN**

Fizik Anabilim Dalı yüksek lisans Programı öğrencisi Hatice TÜRK tarafından hazırlanan Terbiyum Katkılı  $Mg_2SiO_4$  Fosforunun Termolüminesans Kinetik Parametrelerinin Işıma Eğrisi Ayrıştırma Yöntemi İle İncelenmesi başlıklı tez, (24.11.2014 ) tarihinde yapılan savunma sonucunda aşağıda isimleri bulunan jüri üyelerince kabul edilmiştir.

	Ünvanı, Adı Soyadı	Kurumu	İmzası
Başkan	:Prof. Dr. Cesur EKİZ	ADÜ	.....
Üye	:Doç. Dr. Hasan KARABIYIK	ADÜ	.....
Üye	:Yrd. Doç. Dr. Melis GÖKÇE	ADÜ	.....

Jüri üyeleri tarafından kabul edilen bu yüksek lisans tezi, Enstitü Yönetim Kurulunun .....Sayılı kararıyla .....tarihinde onaylanmıştır.

Prof. Dr. Aydın ÜNAY

Enstitü Müdürü



**T.C.**  
**ADNAN MENDERES ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRLÜĞÜNE**  
**AYDIN**

Bu tezde sunulan tüm bilgi ve sonuçların, bilimsel yöntemlerle yürütülen gerçek deney ve gözlemler çerçevesinde tarafımdan elde edildiğini, çalışmada bana ait olmayan tüm veri, düşünce, sonuç ve bilgilere bilimsel etik kuralların gereği olarak eksiksiz şekilde uygun atıf yaptığımı ve kaynak göstererek belirttiğimi beyan ederim.

...../...../20...

Hatice TÜRK



## ÖZET

### TERBİYUM KATKILI $Mg_2SiO_4$ FOSFORUNUN TERMOLÜMINESANS KİNETİK PARAMETRELERİNİN IŞIMA EĞRİSİ AYRIŞTIRMA YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

Hatice TÜRK

Yüksek Lisans Tezi, Nükleer Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Melis GÖKÇE

2014, 57 sayfa

Bu çalışmanın amacı  $Mg_2SiO_4:Tb$  termolüminesans dozimetresinin ışıma eğrisinin kinetik parametrelerini belirlemektir. Terbiyum katkılı  $Mg_2SiO_4$  dozimetresinin aktivasyon enerjisi (E), frekans faktörü (s) ve kinetik mertebesi (b) gibi kinetik parametreleri izotermal bozunma, ışıma eğrisi şekli ve ışıma eğrisi ayrıştırma (GCD) yöntemleri ile elde edilmiştir. Işıma eğrisi ayrıştırma analizleri Mathematica ve PeakFit programları kullanılarak gerçekleştirilmiştir. İlgilenilen sıcaklık aralığında  $Mg_2SiO_4:Tb$  dozimetresinin 3 ayrı ışıma pikinin bileşiminden oluştuğu gözlenmektedir. Ana dozimetrik pik için aktivasyon enerjisi ve frekans faktörü değerleri deneysel ve ışıma eğrisi ayrıştırma yöntemleri ile belirlenmiştir. Mathematica ve PeakFit programları ile bulunan aktivasyon enerjisi değerleri sırası ile, 1.05 ve 1.1 eV olup frekans faktörü ise  $2.2 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$  mertebesindedir. Sonuç olarak, ışıma eğrisi ayrıştırma yöntemleri ile elde edilen fitin doğruluğunu gösteren FOM ve  $r^2$  değerleri hesaplanmıştır. 3 pikin fit edilmesiyle Mathematica ile bulunan FOM değeri % 3.4 ve PeakFit ile bulunan  $r^2$  değeri 0.9988 olarak elde edilmiştir. Bulunan FOM ve  $r^2$  değerleri deneysel verilerin ve teorik fitin uyum içinde olduğunu göstermektedir. Tüm bu veriler ışığında  $Mg_2SiO_4:Tb$  dozimetresinin ışıma eğrisinin  $195^\circ\text{C}$  civarında ana dozimetrik pik,  $275^\circ\text{C}$  civarında ikinci pik,  $350^\circ\text{C}$  civarında üçüncü bir pik olmak üzere 3 pikten oluştuğu ve kinetik mertebelerinin ikinci dereceden olduğu söylenebilir.

**Anahtar Kelimeler:** Termolüminesans, Dozimetre, Kinetik Parametre, Işıma eğrisi ayrıştırma





## ABSTRACT

### TERBİYUM KATKILI $Mg_2SiO_4$ FOSFORUNUN TERMOLÜMINESANS KİNETİK PARAMETRELERİNİN IŞIMA EĞRİSİ AYRIŞTIRMA YÖNTEMİ İLE İNCELENMESİ

Hatice TÜRK

Yüksek Lisans Tezi, Nükleer Fizik Anabilim Dalı  
Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Melis GÖKÇE  
2014, 57 sayfa

The aim of this study is to determine the kinetic parameters of glow curve of  $Mg_2SiO_4:Tb$  dosimeter. The kinetic parameters of terbium doped  $Mg_2SiO_4$  dosimeter such as activation energy (E), frequency factor (s) and kinetic order (b) are obtained by peak shape, isothermal decay and glow curve deconvolution methods. Glow curve deconvolution analyses are carried out by using Mathematica and PeakFit softwares.

It is observed that  $Mg_2SiO_4:Tb$  dosimeter consists of combination of 3 individual glow curves for the given temperature range. Activation energy and frequency factor values are determined by experimentally and by glow curve deconvolution method. The activation energy values obtained by Mathematica and PeakFit are 1.05 ve 1.1 eV range, respectively while frequency factor is  $2.2 \times 10^{10} s^{-1}$  range. Finally, the figure of merit (FOM) and  $r^2$  values, that shows the accuracy of the fit, are calculated. The FOM value calculated by using Mathematica and the  $r^2$  value calculated by using PeakFit are % 3.4 and 0.9988, respectively for fit with 3 peaks. The FOM and  $r^2$  values indicate that the experimental data and the theoretically fit are in good agreement. According to these results, it can be stated that the glow curve of  $Mg_2SiO_4:Tb$  dosimeter consists of three individual peaks as being one main dosimetric peak at about two high temperature peaks at  $195^{\circ}C$ , and  $275^{\circ}C$ , and  $350^{\circ}C$ . All these three peaks obeys second order kinetics.

**Keywords:** Thermoluminescence, Dosimeter, Kinetic Parameter, Glow Curve Deconvolution Method.



## ÖNSÖZ

Yüksek lisans çalışmalarım boyunca, bilgi ve önerileri ile çalışmalarımaya yön vererek katkı sağlayan ve her konuda desteğini esirgemeyen danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. Melis GÖKÇE'ye, tezle ilgili projeye destek veren Adnan Menderes Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri birimine, ayrıca çalışmalarım boyunca bilgi ve deneyimlerini esirgemeyen Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Yrd. Doç. Dr. Aytaç Gürhan GÖKÇE ve Adnan Menderes üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Yrd. Doç. Dr. Haydar UNCU'ya teşekkürlerimi sunarım. Benim için her şeyden önemli ve değerli canım ailemin desteği tüm tez süreci boyunca daima bana güç verdi.

Bu nedenle sonsuz sevgilerini her zaman yanımda hissettiğim canım babacığım emekli öğretmen İsmet TÜRK'e derin bilimsel tecrübelerini esirgemeyen canım ablam Adnan Menderes Üniversitesi Hemşirelik Yüksekokulu öğretim üyesi GüleğünTÜRK'e ve canım anneciğim Aysel TÜRK ile canım ablam Özgün TÜRK'e minnettarım.

Hatice TÜRK



## İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY SAYFASI .....	iii
BİLİMSEL ETİK BİLDİRİM SAYFASI .....	v
ÖZET.....	vii
ABSTRACT .....	ix
ÖNSÖZ .....	xi
SİMGELER DİZİNİ.....	xv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	xvii
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	xix
1. GİRİŞ .....	1
2. TERMOLÜMİNESANS TEORİ .....	3
2.1. Lüminesans .....	3
2.2. Termolüminesans Tarihçesi .....	8
2.3. Kristal ve Kusurları .....	9
2.3.1. İçsel Veya Doğal Kusurlar .....	10
2.3.2. Dışsal Veya Safsızlık Kusurları .....	10
2.3.3. Alkali Halojenürlerde Daha Fazla Kusur Üreten İyonlaştırıcı Radyasyon ..	12
2.4. Termolüminesans Modelleri .....	13
2.4.1. Bir Tuzak Bir Yeniden Birleşme Merkezi Modeli (OTOR) .....	16
2.4.2. Tuzak ve Yeniden Birleşme Merkezleri.....	18
2.5. Termolüminesans Kinetikler .....	20
2.5.1. Randall- Wilkins Model (Birinci Dereceden Kinetikler) .....	21
2.5.2. Garlick-Gibson Model (İkinci Derece Kinetikler) .....	22
2.5.3. May-Patridge Model (Genel Derece Kinetikler).....	23
2.6. Tuzakların Kinetik Parametrelerinin Belirlenmesi İçin Kullanılan Yöntemler .....	24

2.6.1. Işıma Eğrisi Şekline Bağlı yöntem.....	24
2.6.2. İzotermal Bozunma Yöntemi .....	28
2.6.3. Işıma Eğrisi Ayırıştırma Yöntemi .....	29
2.6.3.1. Mathematica .....	36
2.6.3.2. PeakFit .....	36
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	38
3.1. Materyal Metot.....	38
3.2. Dozimetreler.....	38
3.3. Mg <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> :Tb Dozimetresinin Yapısı ve Hazırlanışı .....	39
3.4. TermoluminesansDozimetre (TLD) Okuyucu Sistemi .....	39
4. BULGULAR VE TARTIŞMA .....	40
4.1. Deneysel Olarak Tuzakların kinetik Parametrelerinin Belirlenmesi.....	40
4.2. Işıma Eğrisi Ayırıştırma Sonuçları.....	42
4.2.1. Diferansiyel Denklemlerin Mathematica ile Sayısal Çözümü. ....	42
4.2.2. Mathematica Programıyla Tuzakların kinetik Parametrelerinin Hesaplanması .....	42
4.2.3. PeakFit Programı Yardımı İle Işıma Eğrisi Ayırıştırma.....	45
5. SONUÇ .....	53
KAYNAKLAR .....	55
ÖZGEÇMİŞ .....	57





## KISALTMALAR VE SİMGELER DİZİNİ

b	: Kinetik derece
E	: Aktivasyon enerjisi ya da tuzak derinliği
ID	: İzotermal bozunum
OTOR	: Tek-tuzak-tek-yeniden birleşme merkezi
TL	: Termolüminesans
RC	: Yeniden birleşme merkezi
s	: Elektronun salınım frekansı
TLD	: Termolüminesans dozimetre
$\beta$	: Isıtma artışı değeri
UV	: Mor ötesi
IR	: Kırmızı altı
İB	: İletkenlik bandı
VB	: Valans bandı
PMC	: Podgorsak-Moran-Cameron





## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Floresans, fosforesans ve termolüminesans radyasyon soğurması ve yayılımı arasındaki ilişki.....	5
Şekil 2.2. Gerçekleşme zamanına göre lüminesans.....	6
Şekil 2.3. a) Floresans oluşumunu gösteren enerji geçişi b) Fosforesans oluşumunu gösteren enerji geçişleri.....	7
Şekil 2.4. İdeal kristalin üç boyutlu yapısı, a) LiF ‘ün yapısı (● Li, ○ F); b) CaF <sub>2</sub> ‘nin yapısı (● Ca, ○ F).....	9
Şekil 2.5. iç kusurlu gerçek bir kristalin yapısı. Örneğin LiF + alkali iyon (Li <sup>+</sup> ), - halojenür iyonu  (F <sup>-</sup> ), alkali iyon boşluğu,  alojenür iyon boşluğu,  arayer alkali iyon, arayer  halojenür iyon.....	10
Sekil 2.6 Yer değiştiren iki değerlikli katyon safsızlığı Mg <sup>2+</sup> .....	11
Şekil 2.7. a) Kaçan alkali iyonu b) bileşik bir yapı oluşturmak üzere iyonların çekimi.....	11
Şekil 2.8. Bir Gerçek bir kristaldeki V, V <sub>k</sub> ve V <sub>3</sub> merkezleri .....	13
Şekil 2.9. Termolüminesans işlemi için iki basamaklı basit model.....	14
Şekil 2.10. Birleşme merkezinde sıcaklık T(t), boşluk tuzaklarının konsantrasyonu nh(t) ve termolüminesans şiddeti I(t) zamana göre değişimi .....	15
Şekil2.11 Bir tuzak bir yeniden birleşme merkezi modeli için enerji düzeyleri.....	17
Şekil 2.12 Yarı iletken ve yalıtkan kristallerdeki olası elektronik geçişler: (a) iyonlaşma; (b) ve (e) sırasıyla elektron ve deşik tuzaklanma; (c) ve (f) elektron ve deşik salıverilmesi; (d) ve (g) dolaylı yeniden birleşme; (h) direk yeniden birleşme;.....	19
Şekil.2.13: Birinci ve ikinci derece kinetikler için TL ışımaya piklerinin karşılaştırılması. ....	22
Şekil 2.14: Farklı kinetik dereceleri (b parametresi) için (2.10) denklemi kullanılarak hesaplanan genel dereceli TL ışımaya pikleri .....	23
Şekil.2.15. geometrik şekil büyüklükleri $\tau, \delta, \omega$ .....	24

Şekil: 2.16: kinetik derece b ve geometrik faktörler $\mu = \delta / \omega$ ve $\gamma = \delta / \tau$ arasındaki bağıntı.....	26
Şekil 3.1. Işıma ölçümlerinin yapıldığı TLD okuyucu sistemi (Harshaw TLD 3500).....	39
Şekil 4.1. Deneysel verilerin mathematica programında grafiksel gösterimi .....	40
Şekil 4.2. mathematica programında fit edilen piklerin grafiği.....	41
Şekil 4.3. PeakFit programı ana menüsünde ekran yazısı.....	41
Şekil 4.4. PeakFit programında dosya yükleme kullanılan menü.....	43
Şekil 4.5. PeakFit programında x ve y sütunlarının belirlenmesi.....	45
Şekil 4.6. PeakFit programında UDF kullanılarak elde edilen fit.....	46
Şekil 4.7. PeakFit programında otomatik menüsü .....	46
Şekil 4.8. otomatik olarak fit edilen grafik.....	47
Şekil 4.9. UDF kullanılarak elde edilen fit değerinin PeakFit programında $r^2$ değeri ve standart hataları ile gösterimi.....	48
Şekil 4.10 da $Mg_2SiO_4:Tb$ dozimetresi için PeakFit programı kullanılarak elde edilen $r^2$ sayısal değerlerin gösterimi.....	48
Şekil 4.11 Otomatik fit seçeneği kullanılarak elde edilen grafik.....	49
Şekil4.12 UDF kullanılarak elde edilen uyum şeklinin PeakFit Programında $r^2$ değeri ve standart hataları ile gösterimi.....	50
Şekil 4.13 $Mg_2SiO_4:Tb$ dozimetresi için PeakFit Programı kullanılarak elde edilen $r^2$ sayısal değerlerinin gösterimi.....	50

## **ÇİZELGELER DİZİNİ**

Çizelge 2.1. Lüminesans olaylarının ve uyarılma metotlarının çeşitleri.....	4
Çizelge.4.1 İzotermal bozunma ve ışıma eğrisi şekli yöntemleri kinetik parametre değerleri.....	42
Çizelge.4.2 Deneysel ve sayısal eğri yerleştirme yöntemlerinden ana pikin kinetik parametreleri.....	51
Çizelge.4.3 Mathematica ve PeakFit programında 3 pik için kinetik parametreler .....	51



## 1. GİRİŞ

Yalıtkan ya da yarıiletken bir malzeme radyasyona maruz kaldığında, malzemede serbest elektronlar ve boşluklar oluşmaktadır. Bu boşlukların ve elektronların bazıları kristal örgüdeki kusurlarda tuzaklanırlar. Eğer sıcaklık tuzaklanan elektronların tuzaktan kurtulmasına yol açacak kadar arttırılırsa elektronlar yeniden birleşme merkezlerinde boşluklarla birleşip ışık yayımlayana kadar serbest olarak dolaşabilirler. Bu olgu termoluminesans (TL) olarak adlandırılır. Belirli bir ısıtma hızında ışık yayınının sıcaklığa göre grafiği bir ya da birden fazla ışımaya piki içeren TL ışımaya eğrisi olarak ifade edilir. Şiddetin maksimum olduğu noktaların her biri belirli bir tuzak seviyesi ile ilişkilidir. Elde edilen TL ışımaya eğrisi malzemenin kinetik mertebesi (b), aktivasyon enerjisi (E) ve frekans faktörü (s) gibi tuzakların kinetik parametrelerini analiz edebilmek için kullanılabilir.

TL malzemeler klinik ve personel dozimetrede ve çevresel amaçlı gözlemlerde kullanılmaktadır.  $Mg_2SiO_4:Tb$  dozimetresi, düşük sönümlenme, zehirli olmama, termal ve kimyasal olarak kararlılık, doz ölçümlerinin tekrarlanabilirliği, uygulanan ısı işlemlerin basitliği ve TL spektrumunun birçok foto-çoğaltıcı tüpün spektral karakteristikleri ile örtüşmesi gibi avantajlarından dolayı yukarıda bahsedilen uygulamalarda sıklıkla kullanılmaktadır.

Bir TL malzemenin dozimetrik amaçlı kullanılabilirliğini belirlemek için dozun fonksiyonu olarak TL cevabı, enerji bağımlılığı ve TL sinyalinin zamanın fonksiyonu olarak kararlılığı gibi dozimetrik karakteristiklerinin belirlenmesi gerekir. Bundan dolayı malzemenin dozimetrik çalışmalarının güvenilirliği tuzakların kinetik parametrelerinin belirlenmesini gerektirir. Elektronların yakalanması ve serbest bırakılması ile ilişkili fiziksel durumların analizi TL ışımaya açıklayan diferansiyel denklemlerin analitik olarak çözülmesi ile başlamaktadır. Elde edilen bu denklemler ve deneysel sonuçlar kullanılarak tuzakların kinetik parametreleri belirlenebilir. Tuzakların kinetik parametrelerinin TL ışımaya eğrisinden yararlanılarak belirlenebilmesi için uygulanabilecek yöntemler ışımaya eğrisinin basit ya da karmaşık olabilen yapısına göre değişiklik göstermektedir.

Bu çalışmanın amacı terbiyum katkılı  $Mg_2SiO_4$  dozimetresine ait tuzakların TL kinetik parametrelerinin pik şekli, izotermal bozunum ve ışıma eğrisi ayrıştırma yöntemleri kullanılarak belirlenmesidir.

Bölüm 2’de TL olayının teorik altyapısı kısaca verilecek, Bölüm 3’te  $Mg_2SiO_4:Tb$  dozimetresi ve okuyucu sisteminden bahsedilecektir. Bölüm 4’te tuzaklara ait kinetik parametrelerin belirlenmesinde kullanılan deneysel ve teorik yöntemler ve bu yöntemlerden elde edilen bulgular sunulacaktır. Son bölümde de çalışmada elde edilen sonuçlar verilecektir.

## **2. TERMOLÜMİNESANS TEORİ**

### **2.1. LÜMİNESANS**

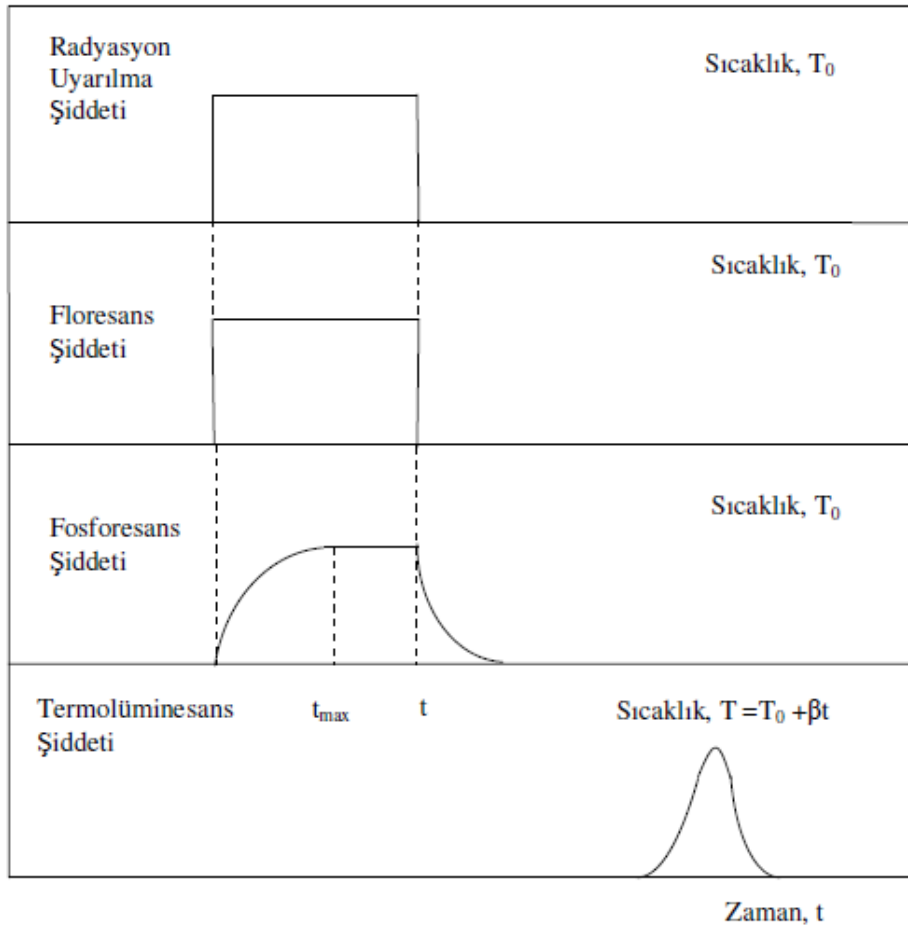
Foton demeti ya da elektron, malzemenin üzerine düşürüldüğünde, enerjinin bir kısmı malzeme tarafından soğurulabilir. Bu soğurulan enerji ışık olarak geri yayılır ise işlem lüminesans olarak isimlendirilir (Stokes yasası) (Marcazzo vd., 2009). Yayınlanan ışığın dalga boyu radyasyon göstergesi değil, lüminesans maddenin karakteristiğidir. Lüminesans olaylarının çoğu genellikle görünür ışığın yayınlanması ile ilgilidir fakat mor ötesi (UV) ve kırmızı altı (IR) gibi diğer dalga boylarında da olabilir. Lüminesans ilk kez Wiedemann (1888) tarafından maddenin uyarılma türüne göre sınıflandırılmıştır (Jose vd., 2011). Çeşitli lüminesans olayları, ışık yayımını uyarmak için kullanılan radyasyonun türünü yansıtır. Çizelge 2.1'de lüminesans olaylarının ve uyarılma metotlarının çeşitlerinden bazıları listelenmiştir.

Çizelge 2.1. Lüminesans olaylarının ve uyarılma metotlarının çeşitleri

<b>Lüminesans Olayı</b>	<b>Uyarılma Metotları</b>
Termolüminesans	İyonize radyasyon, mor ötesi ve görünür ışık
Fotolüminesans	Optiksel fotonlar (mor ötesi, görünür ve kırmızı altı ışık)
Radyolüminesans	İyonize radyasyon
Katodlüminesans	Katot ışınları
Elektrolüminesans	Elektrik alan
Biyolüminesans	Biyokimyasal reaksiyon enerjisi
Kemilüminesans	Kimyasal reaksiyon enerjisi
Tribolüminesans	Sürtünme
Piezolüminesans	Basınç (10 ton m <sup>-2</sup> )
Sonolüminesans	Ses dalgaları
Floresans	İyonize radyasyon, mor ötesi ve görünür ışık
Fosforesans	İyonize radyasyon, mor ötesi ve görünür ışık



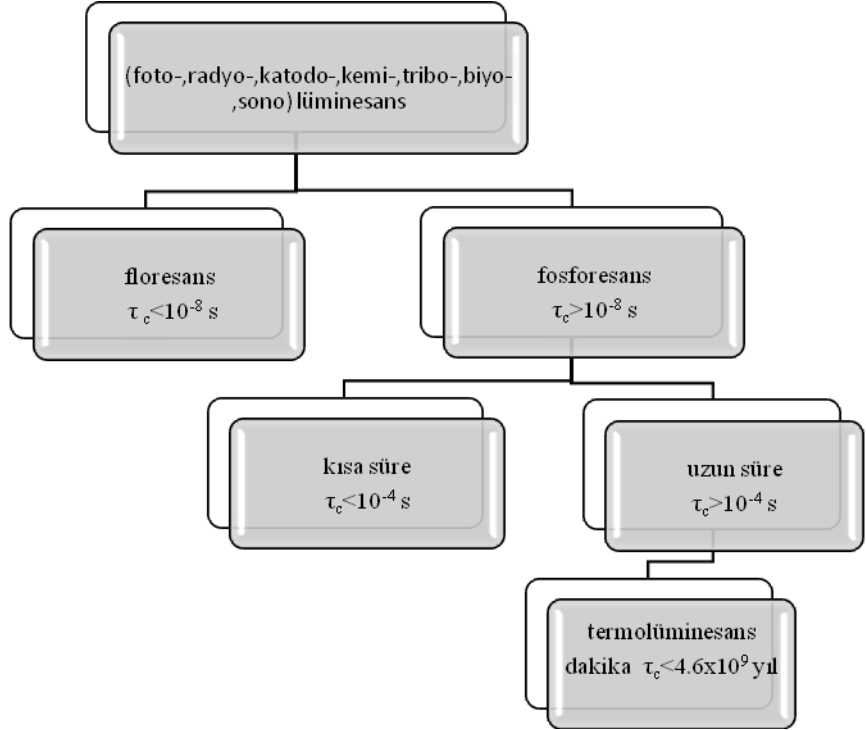
Radyasyonun soğurulmasından sonra karakteristik bir sürede ( $\tau_c$ ) ışık yayımı meydana gelir ve bu süre lüminesans sürecinin sınıflandırılmasına izin verir. Böylece  $\tau_c < 10^{-8}$  saniye ise floresans,  $\tau_c > 10^{-8}$  saniye ise fosforesans oluşur. Şekil 2.1'de  $T_0$  radyasyon sürecindeki sıcaklık,  $\beta$  ısıtma oranı ve  $t_r$  fosforesans başladığında radyasyon sonu ve gecikme arasındaki geçen süredir.



Şekil 2.1. Floresans, fosforesans ve termolüminesans olaylarında radyasyon soğurulması ve yayımı arasındaki ilişki

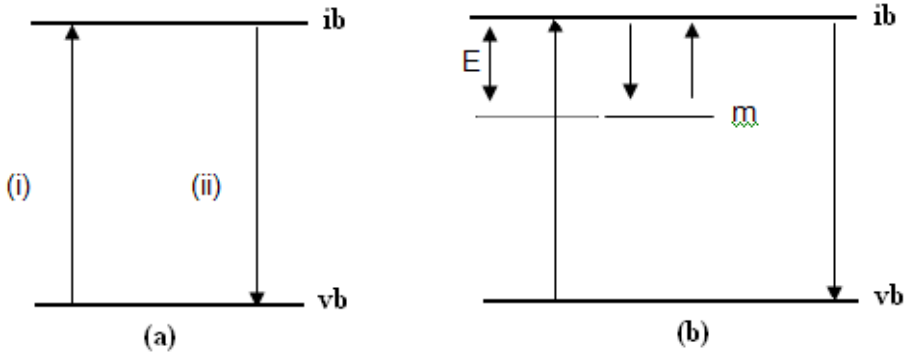
Floresans yayını için  $\tau_c < 10^{-8}$  saniye değeri, yayının kendiliğinden olduğunu gösteren bir tanımdır. Floresans yayını, radyasyonun hemen kesilmesiyle duran ve radyasyonun soğurulmasıyla aynı zamanda meydana gelen işlem olarak tanımlanmaktadır. Diğer taraftan fosforesans, soğurulan radyasyon ile maksimum şiddete ulaşması için geçen zaman ( $t_{max}$ ) arasındaki bir gecikme tarafından

karakterize edilir. Fosforesansın, uyarılma kaldırıldıktan sonra da sürekliliğini devam ettiği görülmektedir.  $\tau_c$  gecikme zamanı 1 s'dir. Işık yayımını fosforesans olarak sınıflandırmak kolaydır. Floresans ve fosforesansı, çok daha kısa süredeki gecikmeler için ayırmak daha zordur. Fosforesans kısa süreli ( $\tau_c < 10^{-4}$  s) ve uzun süreli ( $\tau_c > 10^{-4}$  s) fosforesans olarak ikiye ayrılır. (Garlick-Wilkins, 1945; Randall-Wilkins, 1945; Cruie, 1960).



Şekil 2.2. Gerçekleşme zamanına göre lüminesans.

Floresans ve fosforesans arasındaki temel fark zamana bağlılıktır. Floresans zamandan bağımsızken, fosforesans süreci zamana bağlıdır. Floresans radyasyonla uyarımının hemen ardından başlayıp radyasyon ortadan kalktığı zaman sona erer. Fosforesans ise sıcaklığa bağlı olup uyarım ortadan kalktıktan sonrada bir süre devam eder. Fosforesansta gözlenen bu gecikme elektronların tuzakta harcadığı zamanla ilgilidir.



Şekil 2.3. a) Floresans oluşumunu gösteren enerji geçişi b) Fosforesans oluşumunu gösteren enerji geçişleri.

Bir katının valans bandının (VB) taban durumunda bulunan elektronlarına, radyasyon enerjisinin verilmesiyle elektronların uyarılarak iletkenlik bandına (İB) geçmesi olayı lüminesans olarak açıklanmaktadır. (Şekil 2.3 (a)'da i geçişi). Bir lüminesans fotonunun yayınımlı, uyarılmış bir elektron taban durumuna döndüğünde gerçekleşir (Şekil 2.3 (a) ii geçiş). Bu durumda floresans için (i) ve (ii) arasındaki geçiş gecikmesi  $10^{-8}$  saniyeden daha azdır ve bu geçiş gecikmesi sıcaklıktan bağımsızdır. Fosforesansın sıcaklığa bağlılığı ilk olarak Chen, Kirsh (1981) ve Jablonski (1935) tarafından ifade edilmiştir. Burada (Şekil 2.3 (b)) enerji düzeyleri diyagramı İB ve VB arasında yasak enerji band aralığındaki yarı kararlı bir m düzeyinin varlığı ile değiştirilmektedir. Uyarılan bir elektron bu m tuzağında tuzaklanmış olabilir. Elektronu İB'na geri dönmesi için yeteri kadar E enerjisi verilmezse elektron tuzakta kalacaktır. Tekrar İB seviyesine gelen elektron VB taban durumuna geri dönerken ışık yayınımlı gözlenir. Böylelikle gözlenen gecikme, m elektron tuzağında elektronun harcadığı süreye bağlı olarak fosforesans gözlemlenir. T sıcaklığında tuzakta geçirilen ortalama süre

$$\tau = s^{-1} \exp\left(\frac{E}{kT}\right) \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada s, frekans faktörü ve E, m ile İB arasındaki enerji farkı; (tuzak derinliği) ve k Boltzman sabitidir. Denklem (2.1)'den görüldüğü gibi fosforesans süreci eksponansiyel bir şekilde sıcaklığa bağlıdır. Fosforesansın bu basit şekli,

birkaç fosforun lüminesans özelliklerinin kullanılması ile enerji band teorisine dayanır. (Jhonson, 1939).

## 2.2. Termolüminesans Tarihi

Termolüminesans (TL) olayı ilk olarak 1663 yılında Sir Robert Boyle tarafından elmas kristalinde gözlenmiştir. Boyle, karanlık bir odada ısıttığı elmasın parıltı vererek görünür ışık yaydığını gözlemlemiştir.(Aitken,1984). Daha sonra 1677 yılında Elshotz tarafından ve birkaç yıl sonra Oldenburg tarafından florit kristalinde gözlenerek kayıtlara geçirilmiştir. Bu zaman aralığında birçok benzer araştırmalar yapılmıştır. Kuvars mineralinde termolüminesans deneylerini ilk olarak Du Fay (1738) gerçekleştirmiştir. İlk “radyotermolüminesans” deneyi, florid kristalinin ultraviyole ışın flaşlarına tutulması ile 1830 yılında Pearsall tarafından gerçekleştirilmiş ve uygun bir ısıtma işlemi ile kristalin tekrar renksizleştiği yine aynı araştırmacı tarafından gözlenmiştir.

Radyoaktivitenin keşfinden sonra H.Becquerel (1885), radyum ışıması altındaki florid kristalinde TL ve tavlama olayını incelemiştir. Daha sonra Wiederman (1895) doğal radyoaktivitenin, minerallerin TL özelliklerine olan etkisini tespit etmiştir. Bu işlem sonradan TL olayının jeolojik araştırmalarda kullanılmasını sağlamıştır. Doğal floridteki TL olayının jeolojik araştırmaları ilk olarak Steinmetz ve Gisser tarafından gerçekleştirilmiştir. Ayrıca Steinmetz ve Gisser TL spektrumları yardımı ile florid minerali sınıflandırmaya da çalışmışlardır. Yine aynı tarihlerde başka araştırmacılar tarafından kaya tuzunda gözlenen TL olayına ait birçok yayın yapılmıştır. Örneğin; Frish (1927), tarafından katod ışınlarına tabi tutulan NaCl kristalindeki ışımaya gözlenmiştir. Daha sonra birçok TL “fosforu” bulunmaya başlamış kuvars ve kalsiyumdaki TL olayı sırasıyla Goldshmidt (1906) ve Headen tarafından gözlenmiştir. Çok hassas bir ışık detektörü olan fotokatlandırıcıların icadına kadar termolüminesans yalnızca minerallerin tanımlanmasında kullanılıyordu. Daha sonra maruz kalınan nükleer radyasyon miktarının ölçülmesinde Daniels (1953) tarafından kullanılmıştır.

### 2.3. Kristal ve Kusurları

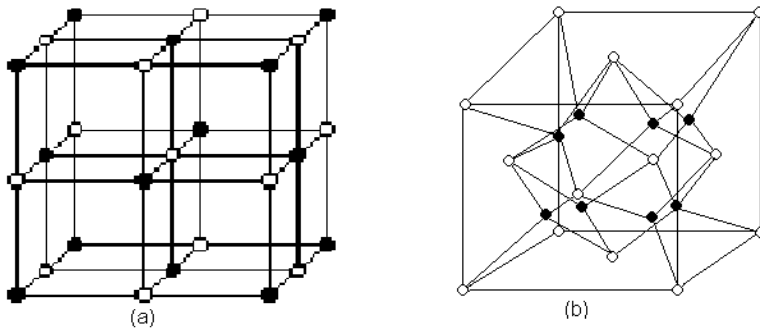
Termoluminesans dozimetresinde kullanılan malzemeler çoğunlukla yalıtkanlardır. Böyle yalıtkanlara örnek LiF ve NaCl gibi alkali halojenürlerdir. Bir kristal atom ya da atom gruplarının 3-boyutta periyodik olarak sıralanması ile elde edilen yapıdır. Kristali tamamen tanımlamak için tek bir birim hücredeki atomların (ya da atom gruplarının) konumlarını tanımlamak yeterlidir. Keyfi orijinli üç vektör  $\vec{a}_i$  ( $i=1,2,3$ ) oluşturularak, kristalin tüm atomları  $\vec{r}$  dönüşümleriyle tek bir birim hücrenin atomlarından elde edilir.

$$\vec{r} = \sum_i \alpha_i \vec{a}_i \quad 2.2$$

Burada  $\alpha_i$  tüm pozitif ve negatif sayıları gösterir.

Denklem (2.2) ile tanımlanan kristal ideal olarak adlandırılır. Termal titreşimler periyodikliği bozar ve kristalin denklem (2.2)'ye uymasını imkânsız hale getirir, böylece kristal kusurlu olarak adlandırılır. Denklem (2.2) için diğer bir kanıt sonlu kristal boyutudur. Kristaller kristal kusurunun ilk şekli olan serbest yüzeyler tarafından sınırlanır. Serbest yüzeylere ve muhtemelen diğer kusurlara sahip olan bir kristal gerçek bir kristaldir.

Özellikle lüminesans olayını anlamada uygun olduğu için alkali halojenürler ve kusurları, gerçek kristalin davranışını ele almak için kullanılacaklardır. Bunların tüm kusurları ışınlama süresince ikincil yüklü parçacıklar tarafından oluşturulan yük taşıyıcıları için potansiyel tuzak olarak davranırlar. Alkali halojenür yapısı üç boyutta değişen alkali ve halojen iyonlarının düzenli olarak yerleşmesinden meydana gelir (Şekil 2.4). (Furetta).

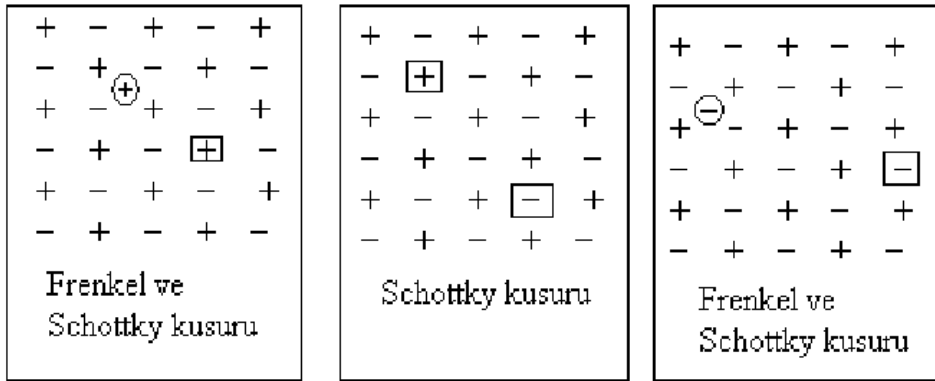


Şekil.2.4. İdeal kristalin üç boyutlu yapısı, a) LiF 'ün yapısı (● Li, ○ F); b) CaF<sub>2</sub> 'nin yapısı (● Ca, ○ F)

### 2.3.1. İçsel veya Doğal Kusurlar

- Boşluk veya eksik atom kusuru ( Schottky kusurları): Kristal içerisindeki bir atom bulunduğu yerden çıkartılıp yerine başka bir atom gelmediğinde oluşan kusurlardır.
- Ara yer veya Frenkel kusuru: Kristal içinde bulunan bir atomun kristal içinde uygun bir yerde olmamasından kaynaklanan kusurlardır.
- Yerine geçme kusurları: Kristal bir örneğin alkali bölgelerinde halit iyonlarının olduğu kusurlardır.
- Yapı kusurları: Önceki kusurların bir araya gelmesinden oluşan kusurlardır.

Yukarıda maddeler halinde belirtilen içsel kusurlar Şekil 2.5'te gösterilmektedir. (Furetta).

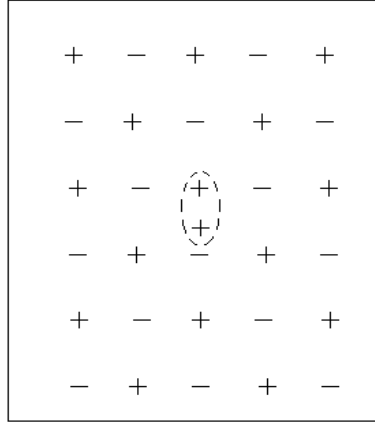


Şekil 2.5. İç kusurlu gerçek bir kristalin yapısı. Örneğin LiF + alkali iyon ( $\text{Li}^+$ ), - halojenür iyonu ( $\text{F}^-$ ),  $\boxed{+}$  alkali iyon boşluğu,  $\boxed{-}$  halojenür iyon boşluğu, arayer alkali iyon, arayer halojenür iyon

### 2.3.2. Dışsal veya Safsızlık Kusurları

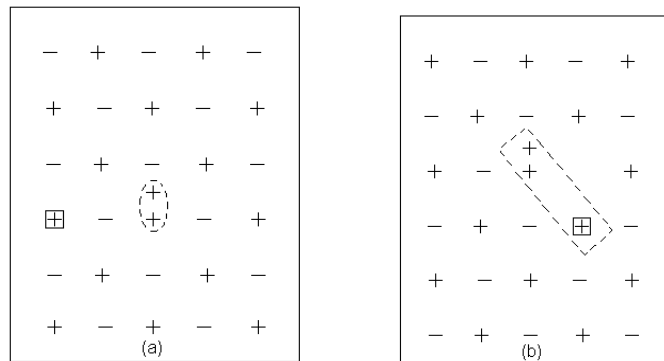
- Yer değiştirme safsızlığı; Y atomu X atomunun yerini alır.
- Arada olan safsızlıklar; Y atomu mükemmel kristale ait olmayan ekstra bir bölgeye yerleştirilir.

Bu safsızlıklar kristal yapıya ya erime evresinde ya da sonraki evrelerde aşılacaktır. Şekil 2.6 LiF'de  $\text{Li}^+$  iyonunun yerine geçen iki değerlikli  $\text{Mg}^{2+}$  katyonunun davranışını göstermektedir.



Şekil 2.6. Yer değiştiren iki değerlikli katyon safsızlığı ( $\text{Mg}^{2+}$ ).

Şekil 2.7 (a)'da gösterildiği gibi kimyasal safsızlıkların mekanizmasını anlamak için boşluk konsantrasyonundaki iki değerlikli iyonun etkisi gözlenebilir. Pozitif yük fazlalığı safsızlıklarını karşılamak için bir alkali iyon yayımlanmalıdır, ayrıca iki değerlikli katyon safsızlığı lokal pozitif yük olduğundan ve katyon boşluğu lokal negatif yük olduğundan Şekil 2.7 (b)'de gösterildiği gibi birbirlerinden etkilenirler. (Furetta).



Şekil 2.7. a) Alkali iyonu b) Bileşik bir yapı oluşturmak üzere iyonların çekimi.

### 2.3.3. İyonlaştırıcı Radyasyonun Meydana Getirdiği Kusurlar

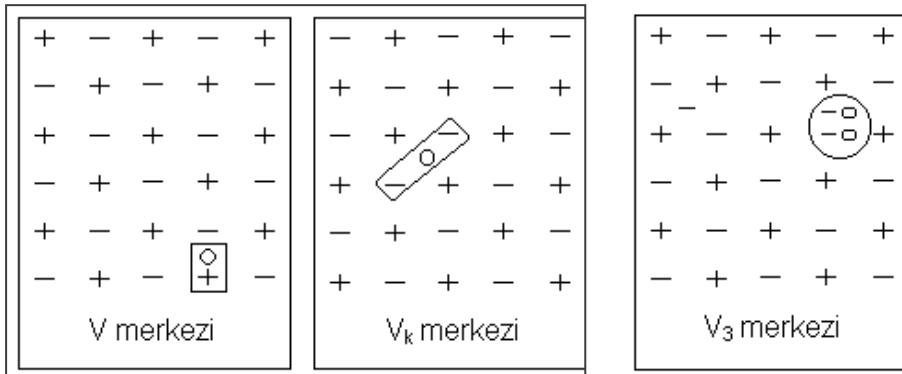
Bu kusurlar, soğurma merkezleri, iyonik kristalleri renklendiren, renk merkezleri olarak adlandırılırlar. Örneğin, negatif iyon boşlukları lokalize olmuş pozitif yük bölgesi olarak davranır. Çünkü bu bölgeyi işgal eden negatif iyon eksikliği iyonları çevreleyen negatif yüklerin normalize olmamasıdır. İyonlaştırıcı radyasyonun sonucu, elektron kristal içinde serbest olarak dolaşır, lokalize olmuş pozitif yüke doğru Coulomb kuvveti tarafından çekilebilir ve boşluklarda tuzaklanabilir. Bu sistem ya da merkez F-merkezi olarak adlandırılır. Benzer şekilde pozitif bir iyon eksikliği boşlukları gösterir ve sistem V-merkezi olarak adlandırılır. Fakat bu V-merkezleri hakkında hiçbir deneysel veri bulunmamaktadır. Boşluk merkezlerinin diğer çeşitleri de mümkündür.

○Boşluk bir negatif iyon çifti tarafından tuzaklandığı zaman bir  $V_k$  merkezi elde edilir.

○Doğal halojen molekülde bağlı bulunan, hidrojen iyonunun yerini işgal eden  $V_3$  merkezi aslında tuzaklanan iki boşlukla birlikte iki halojenür iyonudur (Şekil 2.8).

Radyasyon süresince kusur üretiminin öneminin altını çizmemiz gerekir, çünkü yüksek doz seviyeleri TL maddelerinde dozimetrik sistemin kurulumunda ve sürdürülmesinde (örneğin; duyarlılıktaki azalma, doyum (saturasyon) etkisi vs.) önemli olan, radyasyon hasarı olarak bilinen istenmeyen etkilere neden olabilir. Ayrıca, çeşitli lüminesans tekniklerini kullanarak renk merkezlerini çalışmak, (örneğin, fotolüminesans, termolüminesans gibi) bu durumla ilgili bilgileri geliştirebilir.



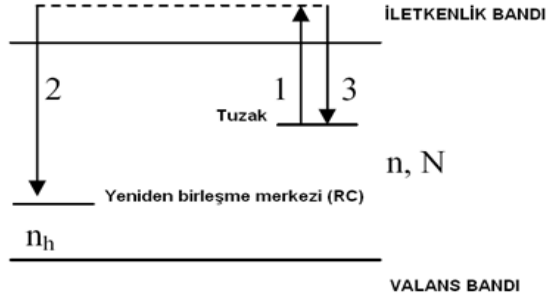


Şekil 2.8. Gerçek bir kristaldeki V,  $V_k$  ve  $V_3$  merkezleri

Fotonlar, elektronlar, nötronlar, yüklü ve yüklü olmayan parçacıklar yer değiştirmeye kusurlar oluşturabilirler, yani radyasyonla bombardıman etmek boşluklar ve ara yer atomları üreterek kristal atomlarının yerini örgüdeki normal konumlarından değiştirir. Üretilen kusurların sayısı ışınlama akısıyla ve ışınlama zamanıyla orantılıdır. Fakat uzun ışınlama süresince üretilen kusurların sayısı yavaş yavaş azalacaktır çünkü boşluk-işgal edilmemiş boşluk yeniden birleşme olasılığı artar. (Furetta).

## 2.4. Termoluminesans Modelleri

Yarıiletken veya yalıtkan bir TL malzeme lineer bir ısıtma hızıyla ısıtılır ve sıcaklığın (ya da zamanın) bir fonksiyonu olarak ışık yayılımı, ışığa duyarlı bir foto çoğaltıcı detektörle kaydedilir. TL işlemi süresince sıcaklığın fonksiyonu olarak yayımlanan bu ışık, termoluminesans “ışım eğrisi” olarak bilinen eğriyi ortaya çıkarır. Termoluminesans ışım eğrisinin şekli çeşitli durumlar altında bazılarının üst üste geldiği bir veya birden fazla pikten oluşur. Bu ışım eğrisinin şekli ışığa duyarlı alete ve onun spektral yanıtına bağlı olarak değişir. Ayrıca TL ışım eğrisinin şekli ısıtma hızına da bağlıdır. Özellikle TL ışım ölçüm ve analizlerinin başarısı, malzeme için TL olayının tanımlanmasında kullanılan birkaç parametrenin açıklanmasına dayanır. Bu parametreler TL tuzakları için aktivasyon enerjisi  $E$  ( tuzak derinliği olarak da isimlendirilir), frekans faktörü  $s$ , TL sürecinin kinetik derecesi  $b$ , tuzak ve yeniden birleşme merkezinin yakalama tesir kesiti ve kristal içindeki tuzakların toplam konsantrasyonu  $N$  olarak söylenebilir.



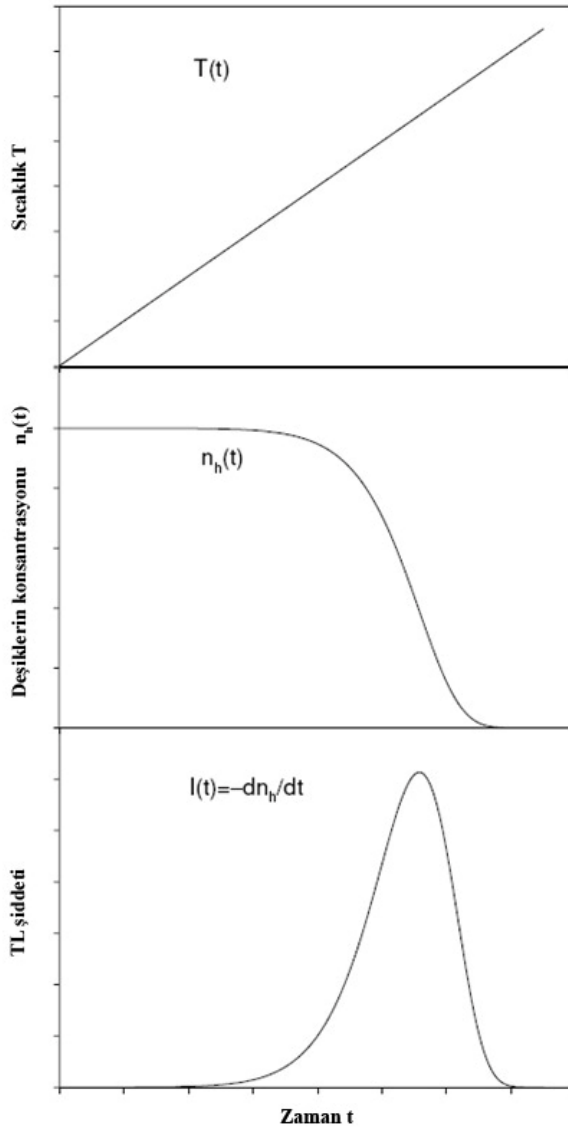
Şekil 2.9. Termolüminesans işlemi için iki basamaklı basit model

Burada  $N$  kristal içindeki tuzakların toplam konsantrasyonu ( $m^{-3}$ ),  $t$  zaman,  $n(t)$  kristal içindeki dolu tuzakların konsantrasyonu ( $m^{-3}$ ), ve  $n_h(t)$  birleşme merkezindeki boş tuzakların konsantrasyonudur ( $m^{-3}$ ).  $t=0$  anında dolu tuzakların başlangıç konsantrasyonu  $n_0$  olarak gösterilir.

Herhangi bir termolüminesans deneyinde malzeme oda sıcaklığından yüksek bir sıcaklığa  $\beta=dT/dt$  lineer bir ısıtma hızıyla ısıtılır. Malzemenin sıcaklığı artırıldığında tuzaklanan elektronlar termal olarak iletkenlik bandına doğru salınır. Bu durum Şekil 2.9'da 1 numaralı okla gösterilmektedir. İletkenlik bandında bulunan bu elektronlar ya birleşme merkezindeki (RC) (2 numaralı okla gösterilen geçiş) boşluklarla ya da Şekil 2.9'da gösterilen elektron tuzağı  $T$ 'de (3 numaralı okla gösterilen geçiş) tekrardan tuzaklanabilirler. Yayımlanan ışığın şiddeti, yeniden birleşme merkezindeki boşlukların ve elektronların birleşme hızına eşittir ve

$$I(t) = -\frac{dn_t}{dt} \quad 2.4$$

ile verilmektedir. Malzemenin sıcaklığındaki artış  $T$ , ışığın eş zamanlı yayılım şiddeti  $I(t)$ , ve tuzaklanmış boşlukların konsantrasyonundaki azalma  $n_h$  Şekil 2.10'da gösterilmiştir (Pagonis vd., 2006). Ölçümler lineer ısıtma hızıyla gerçekleştirilmiştir



Şekil 2.10. Birleşme merkezinde sıcaklık  $T(t)$ , boşluk tuzaklarının konsantrasyonu  $n_h(t)$  ve termolüminesans şiddetinin  $I(t)$  zamana göre değişimi.

### 2.4.1. Bir Tuzak Bir Yeniden Birleşme Merkezi Modeli (OTOR)

Basit bir termoluminesans modelinde sadece bir tuzak ve bir yeniden birleşme merkezi olduğu kabul edilir. Bu model Şekil 2.11’de gösterilmiştir.

$$\bullet \frac{dn}{dt} = n_c(N - n)A_n - n \exp\left\{-\frac{E_t}{kT}\right\} \quad 2.3$$

$$\bullet \frac{dn_c}{dt} = n \exp\left\{-\frac{E_T}{kT}\right\} - n_c(n + n_c)A_h - n_c(N - n)A_n \quad 2.4$$

$$\bullet I(T) = n_c(n + n_c)A_h \quad 2.5$$

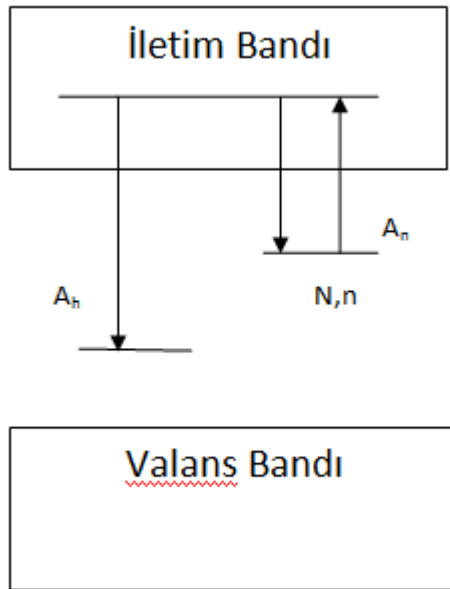
(2.3) denklemi elektron tuzaklarına giren ve çıkan elektronların sayısını ifade etmektedir. Elektronların tuzakları terk edebilmeleri için termal bir uyarılma gerekmektedir ve bu durum [ $n \exp(-E/kT)$ ] ile ifade edilir.

Elektronlar tuzaklarda tekrardan tuzaklanabilirler ve bu durum [ $n_c(N-n)A_n$ ] denklemiyle ifade edilir.

(2.4) denklemi iletim bandına giren ve çıkan elektronların sayısını ifade etmektedir.

İletim bandındaki elektronlar yeniden birleşme merkezinde tuzaklanabilirler ve bu durum [ $n_c(n+n_c)A_h$ ] matematiksel bir denklemlle ifade edilir.

Sistemdeki dolu tuzakların toplam konsantrasyonu ( $n+n_c$ ) terimi ile belirtilmektedir.



Şekil 2.11. Bir tuzak bir yeniden birleşme merkezi modeli için enerji düzeyleri.

$N$  → kristaldeki elektron tuzaklarının toplam konsantrasyonu ( $1/\text{cm}^3$ )

$n$  → kristaldeki dolu elektron tuzaklarının konsantrasyonu ( $1/\text{cm}^3$ )

$n_c$  → iletim bandındaki serbest taşıyıcıların konsantrasyonu ( $1/\text{cm}^3$ )

$E$  → elektron tuzaklarının aktivasyon enerjisi (eV)

$s$  → elektron tuzağının frekans faktörü ( $\text{s}^{-1}$ )

$A_n$  → tuzakların yakalama katsayısı ( $\text{cm}^3/\text{s}$ )

$A_h$  → yeniden birleşme merkezini yakalama katsayısı ( $\text{cm}^3/\text{s}$ )

$(n + n_c)$  yüklerin korunumundan dolayı, yeniden birleşme merkezindeki dolu boşlukların toplam konsantrasyonuna da eşit olmaktadır.

Denklem (2.5) ise termoluminesans ölçümü boyunca açığa çıkan ışık miktarıyla orantılı olan TL ışınmasını ifade etmektedir.

Kapalı formda olmaları nedeniyle bu diferansiyel denklemlerin çözümleri mümkün değildir ancak nümerik olarak hesaplanmaları gerekmektedir. Bir tuzak

bir merkez modelinden yararlanarak tam bir sonuca ulaşabilmek için aşağıdaki yaklaşımlar kullanılabilir.

- $n \ll n_c$  ve  $\frac{dn_c}{dt} \ll \frac{dn}{dt}$  olduğu kabul edilir. Başka bir deyişle sanki denge (QE) kabulü göz önünde bulundurulmalıdır.
- Yeniden birleşme olasılığı ile yeniden tuzaklanma olasılığının neredeyse eşit olduğu kabul edilmelidir.

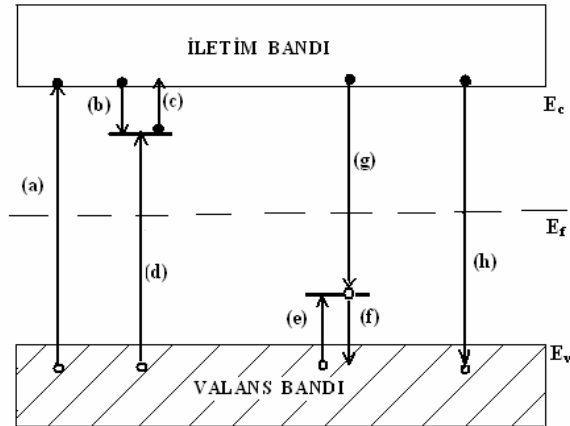
Birinci dereceden kinetikler için yazılan basit diferansiyel denklemlere, bu yaklaşımlar kullanılarak ulaşılmaktadır. Aynı model kullanılarak;

- $n \ll n_c$  ve  $\frac{dn_c}{dt} \ll \frac{dn}{dt}$  (QE kabulü)
- Yeniden birleşme olasılığına oranla çok daha baskın durumda olan yeniden tuzaklanma olasılığı
- Birbirine oldukça yakın değerlere sahip yeniden tuzaklanma merkezine ait yakalama katsayısı ve yeniden birleşme merkezine ait yakalama katsayısı ( $A_h \approx A_n$ ).

ikinci dereceden kinetikler için yazılabilen diferansiyel denklemlere bu yaklaşımlar göz önüne alınarak ulaşılmaktadır.

#### 2.4.2. Tuzak ve Yeniden Birleşme Merkezleri

Malzemelerin TL mekanizmaları katıların enerji-band teorisi kullanılarak açıklanmaya çalışılır. İdeal bir yalıtkan ya da yarıiletken kristalde, elektronların çoğu valans bandında bulunurlar. Valans bandından yasak enerji aralığı ile ayrılan iletkenlik bandı, elektronların bulunabileceği en yüksek enerji seviyesidir. Elektronların yasak enerji aralığında tuzaklanıp kalmaları, kristalde yapısal kusurlar veya örgü içinde safsızlık atomlarının bulunmasıyla mümkündür. İki enerji düzeyli en basit TL modelinde; biri VB'nın üzerinde ve diğeri de İB'nın altında olmak üzere iki enerji seviyesi söz konusu olup, bunlar sırasıyla bir yeniden birleşme merkezi ve bir elektron tuzağı olarak adlandırılır. Bu model Şekil 2.12'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.12. Yarı iletken ve yalıtkan kristallerdeki olası elektronik geçişler: (a) iyonlaşma; (b) ve (e) sırasıyla elektron ve deşik tuzaklanma; (c) ve (f) elektron ve deşik salıverilmesi; (d) ve (g) dolaylı yeniden birleşme; (h) direk yeniden birleşme; elektronlar, içi dolu daireler; deşikler ise içi boş dairelerle sembolize edilmiştir.

Valans bandında bulunan bir elektron iletim bandına geçebilecek yeterli enerjiyi aldığı zaman yapabileceği geçiş olarak bilinir. Şekil 2.12’de (a) geçişi ile gösterilmiştir. Böylelikle (a) geçişi, iyonlaşma sürecine uyar ve dış bir kaynaktan enerji soğrulmasının bir sonucudur (radyasyona maruz kalma gibi). İletim bandına geçen her serbest elektron, valans bandında arkasında bir boşluk bırakır. Böylelikle elektronun iletkenlik bandına geçişi süreci yani iyonlaşma süreci serbest elektron-boşluk çiftleri oluşturur ve bunlar kusur merkezlerinde konumlanana kadar kristal boyunca serbest olarak hareket ederler. (b) ve (e) geçişi ise sırasıyla elektron ve boşlukların kusur merkezlerinde tuzaklanmalarıdır. Lokalize olan elektron ve boşluklar tuzaklardan optiksel uyarılma yoluyla (c) ve (f) geçişlerini yapabilirler ve kristalde tekrar serbestçe dolaşmaya başlarlar. Serbest elektron ve boşluklar için bir başka durum da, karşıt yüklü bir serbest taşıyıcı ile birleştirmektir. Bunlar; dolaylı olarak yapılan ve önceden tuzaklanmış bir taşıyıcı ile yeniden birleşme yapabilecekleri (d) ve (g) geçişleri ile doğrudan yapılan (h) geçiştir. Eğer bu iki yeniden birleşme mekanizmasında ışımalı geçiş söz konusuysa ya da geçişe ışık yayınımlı eşlik ediyorsa lüminesans olayı meydana gelecektir. Enerji düzeylerinin yeniden birleşme ve termal uyarılma olasılıkları,

tuzak ya da yeniden birleşme merkezi olduklarını ayırt edilmesinde belirleyicidir. Örneğin elektron tuzaklama merkezi için (c) geçişinin olasılığı (d) geçişinden yüksekse o merkez bir tuzak olarak sınıflandırılır. Eğer (d) geçişinin olasılığı (c) geçişinin olasılığından fazlaysa, o enerji düzeyi bir yeniden birleşme merkezidir. Benzer olarak (g) ve (f) geçişlerinin yapıldığı enerji düzeyi bir boşluk merkezi gibi davranır.

## 2.5. Termolüminesans Kinetikleri

Bir TL malzemenin sıcaklığa veya zamana karşı verdiği emisyon ışımaya eğrisi olarak adlandırılır ve bir veya daha fazla ışımaya piklerinden oluşur. Işıma pikleri çeşitli yollarla analiz edilir. Temel termolüminesans teorisi, deneysel TL piklerin tanımlanabilmesi için iki ifade öngörür. Bu ifadeler, Randall ve Wilkins'ın (Randall ve Wilkins,1945) birinci derece kinetik teorisi ile Garlick ve Gibson'ın (Garlick ve Gibson, 1948) ikinci derece kinetik teorisinden çıkarılmaktadır. Bununla birlikte birinci ve ikinci derece kinetiklere uymayan fakat bu ikisi arasındaki kinetik derecelere karşılık gelen bir şekle sahip pek çok yayınlanmış deneysel ışımaya pikleri vardır. Bu aradaki kinetik dereceleri tanımlamak için tamamen deneysel verilere dayanan bir teori May ve Partridge (May ve Partridge,1964) tarafından önerilmiştir. TL ışımaya piklerinin şekli, konumu ve şiddeti TL yayınımdan sorumlu olan  $E$ (eV),  $s$ ( $s^{-1}$ ),  $b$  tuzaklama parametreleri ile ilgilidir. Sırasıyla birinci ikinci ve genel derece denklemleri;

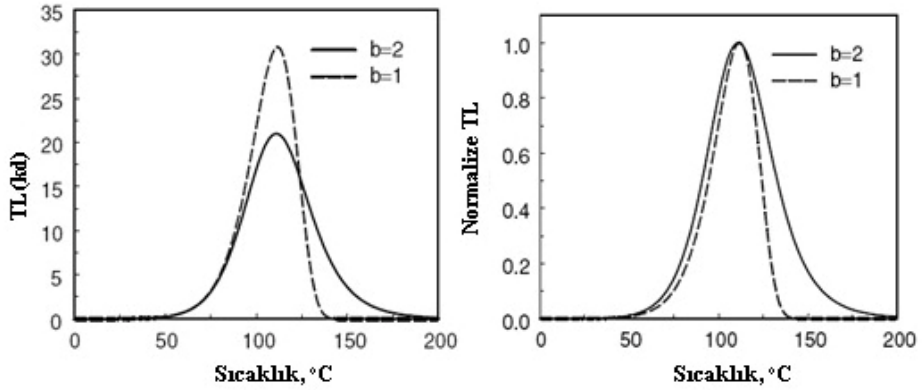
$$I(t) = -\frac{dn}{dt} = nse^{-E/kT} \quad 2.6$$

$$I(t) = -\frac{dn}{dt} = \frac{n^2}{N}se^{-\frac{E}{kT}} \quad 2.7$$

$$I(t) = -\frac{dn}{dt} = n^b se^{-E/kT} \quad 2.8$$







Şekil 2.13. Birinci ve ikinci derece kinetikler için TL ışıma piklerinin karşılaştırılması.

### 2.5.2. Garlick-Gibson Model (İkinci Derece Kinetikler)

Garlick ve Gibson yeniden tuzaklanma sürecini göz önüne alarak TL şiddetinin, tuzaklanmış elektronların konsantrasyonunun karesi ile orantılı olduğunu söylemişlerdir. Bu durum ikinci derece kinetikler olarak ifade edilmektedir. T (K) sıcaklığında birim zaman başına elektronların serbest kalma hızı denklem ( 2.7) ile ifade edilir. Bu denkleme göre ikinci derece kinetikler için TL tanımlayan denklem:

$$I = \frac{N_0^2}{2} \left[ \frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right] \exp \left[ -\frac{E}{kT} \right] \exp \left[ -\frac{E}{kT_0} \right] \quad (2.11)$$

ile verilmektedir. Şekil 2.13'te maksimum koşulu veren ifade:

$$\frac{E}{kT} = \frac{E}{kT_0} \quad (2.12)$$

olur.

### 2.5.3. May-Partridge Model (Genel Derece Kinetikler)

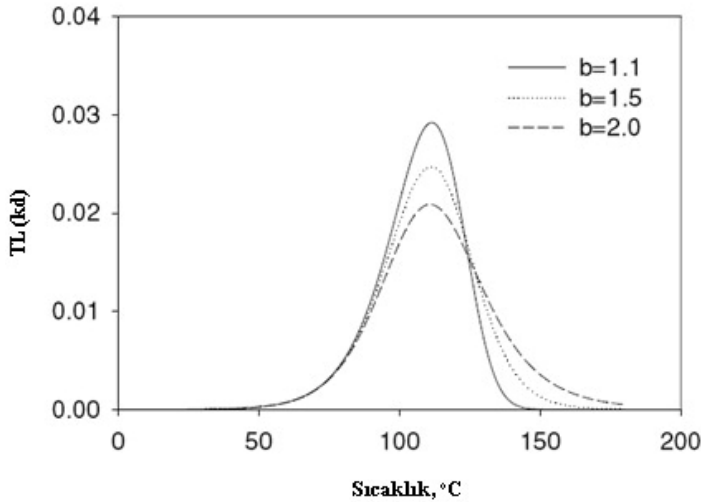
TL için birinci ve ikinci derece denklemler, Halperin ve Braner tarafından verilen daha genel bir denklemin özel durumlarıdır. May ve Partridge (1964) ile diğerleri (Chen, 1969; Takeuchi vd., 1975), ne birinci derece ne de ikinci derece koşulların karşılanmadığı durumlarda denklem (2.8)'i kullanmayı önermişlerdir.  $b$ 'nin genellikle 1 ile 2 arasında değerler aldığı kabul edilmesine rağmen, bazı durumlarda bu aralık aşılabılır. Lineer ısıtma hızı  $\beta$  ve  $b \neq 1$  olmak üzere (2.8) denkleminin çözümü:

$$n = n_0 \left[ \frac{E_0}{RT} - \frac{E_0}{RT_0} \right]^{b-1} \exp \left[ - \frac{E_0}{RT} \right] \quad (2.13)$$

ile verilir.  $s'' = s' n_0^{(b-1)}$  genel dereceli kinetikler için etkin frekans faktörü gibi davranan deneysel bir parametredir ve birimi  $s^{-1}$ 'dir. Maksimum yayınım koşulunu veren ifade:

$$\frac{E_0}{RT_m} = \frac{E_0}{RT_0} + \frac{b}{1-b} \quad (2.14)$$

şeklinde verilir.



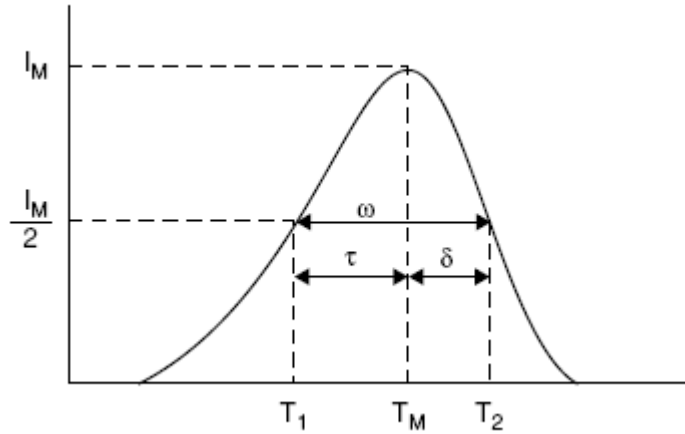
Şekil .2.14. Farklı kinetik dereceleri ( $b$  parametresi) için (2.10) denklemi kullanılarak hesaplanan genel dereceli TL ışınım pikleri.

## 2.6. Tuzakların Kinetik Parametrelerinin Belirlenmesi İçin Kullanılan Yöntemler

### 2.6.1. Işıma Eğrisi Şekli Yöntemi

E, s ve b kinetik parametrelerini elde etmek için TL ışıma eğrisinin analiz edildiği bu yöntemde pikin geometrik şekil özellikleri dikkate alınır. İkinci mertebe kinetiğe uyan TL ışıma pikleri hemen hemen simetrik iken, birinci mertebe kinetiğe uyan malzemelerin TL ışıma eğrisi asimetriktir. Işıma eğrisi şekli yönteminin uygulanması için aşağıdaki tanımlanan parametreler gösterilmektedir.

$T_M$  maksimum pik sıcaklığıdır.  $T_1$  ve  $T_2$  sırasıyla şiddetin yarıya düştüğü değerlere karşılık gelen  $T_M$ 'nin her iki tarafındaki sıcaklıklardır.  $\tau = T_M - T_1$  pikin düşük sıcaklık tarafındaki yer genişliğidir.  $\delta = T_2 - T_M$  ışıma pikinin yarı yüksekliğine karşılık gelir.  $\omega = T_2 - T_1$  toplam yarı genişliktir.  $\mu = \delta / \omega$  simetri faktörü, geometrik şekil faktörü olarak da isimlendirilir.



Şekil.2.15. Geometrik şekil faktörleri  $\tau, \delta, \omega$

Grossweiner (Grossweiner, 1953) tuzak derinliğini hesaplamak için ışıma eğrisinin şeklini kullanan ilk kişidir.  $T_M$  maksimum şiddet sıcaklığına ve  $T_1$  yarı

şiddetindeki düşük sıcaklığa dayanır ve aktivasyon enerjisi E'yi birinci mertebe kinetiği ele alarak aşağıdaki denklem elde edilir.

$$E = 15k \frac{T_M T_1}{T_M - T_1} \quad 2.15$$

Daha kesin bir E değeri elde etmek için Chen (Chen,1969) tarafından Grossweiner faktörü 1.52 ile değiştirilmiştir. Bu nedenle ışımaya eğrisi şekli yöntemi literatürde Chen metodu olarak da geçmektedir. Daha sonra Lushchik (Lushchik,1956) hem birinci hem de ikinci mertebe kinetikler için TL ışımaya eğrisinin şekline dayanan bazı yaklaşımlar yapmıştır. Aktivasyon enerjisi birinci mertebe kinetik için;

$$E = \frac{kT_M^2}{\delta} \quad 2.16$$

ikinci mertebe kinetik için;

$$E = \frac{2kT_M^2}{\delta} \quad 2.17$$

şeklinde bulunur.

Halperin ve Braner ışımaya eğrisinde hem  $T_1$  hem de  $T_2$ 'yi kullanarak farklı bir yaklaşımda bulunmuştur ( Halperin ve Braner, 1960).

Birinci derece için;

$$E = \frac{17}{2} k \frac{T_M T_1 T_2}{T_M - T_1} \quad 2.18$$

ikinci derece için;

$$E = \frac{2}{3} k \frac{T_M T_1 T_2}{T_M - T_1} \quad 2.19$$

Halperin ve Braner'in denklemleri  $E$ 'ye bağılı  $\Delta m$ 'in varlığından dolayı aktivasyon enerjisi  $E$ 'yi bulmak için tekrar eden bir süreç gerektirir. Bu zorunluluğun üstesinden gelmek için yeni bir yaklaşım metodu Chen (Chen,1969) tarafından önerilmiştir.

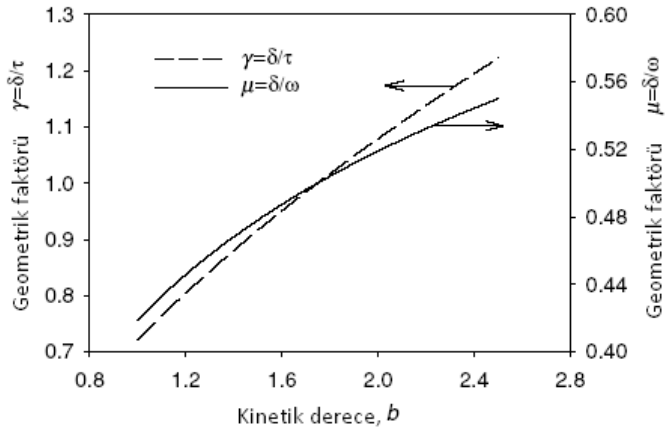
Birinci derece için;

$$E K_M \left( \frac{T_1}{\omega} \right) \quad 2.20$$

İkinci derece için;

$$E K_M \left( \frac{T_1}{\omega} \right) \quad 2.21$$

Chen  $E$ 'yi hesaplamak için genel ifadelerde türetmiştir. Chen yöntemi 0.1 ile 2.0 eV arasında geniş bir enerji aralığı ve  $10^5$  ile  $10^{23} \text{ s}^{-1}$  arasındaki üstel ifadelerin değerleri için kullanışlıdır (Chen, 1969).



Şekil 2.16. Kinetik derece  $b$  ve geometrik faktörler  $\mu = \delta / \omega$  ve  $\gamma = \delta / \tau$  arasındaki bağıntı.

Ayrıca Chen'in metodu pik şeklinden  $\mu$  simetri faktörünü kullanarak bulunan kinetik mertebenin bilinmesini gerektirmez. Bu denklem aşağıdaki şekilde özetlenebilir.

$$E_{\infty} = C_{\infty} \left( \frac{kT_M^2}{\infty} \right) - b_{\infty} (2kT_M) \quad 2.22$$

$\alpha$  ;  $\tau$ ,  $\delta$ ,  $\omega$  'dır.  $c_{\alpha}$  ve  $b_{\alpha}$ 'in değerleri aşağıdaki gibi verilebilir.

$$\begin{aligned} c_{\tau} &= 1.510 + 3.0(\mu - 0.42) & b_{\tau} &= 1.58401 \\ c_{\delta} &= 0.7601 & b_{\delta} &= 0 \\ c_{\omega} &= 5.19401 & b_{\omega} &= 1 \end{aligned} \quad 2.23$$

Birinci mertebeden TL ışıma pikleri için  $\mu = 0.42$  ve ikinci mertebeye pikler için ise  $\mu = 0.52$  olarak alınır. Şekil 2.18'de gösterilen  $\mu$ ,  $b$ 'nin değerlendirilmesi için kullanılabilir.  $\mu$ ' nün 0.36'dan 0.55'e kadar grafiği  $b$ 'nin 0.7 ve 2.5 arasındaki değerleri için hesaplanır (Chen, 1969).

Geometrik simetri faktörü  $\mu$ , 200<sup>0</sup>C ışıma piki için 0.52 olarak hesaplandı. Bu pikin ikinci derece kinetiklere uygun olduğu belirlendi. Denklem 2.22 kullanılarak  $E_{\tau}$ ,  $E_{\delta}$ ,  $E_{\omega}$  değerleri sırasıyla 1.02, 1.01, 1.01 olarak hesaplandı ve ortalama olarak aktivasyon enerjisi 1.01 eV olarak belirlendi.

$$\frac{qE}{kT_M^2} = s \left[ 1 + (b-1)^{2kT_M/E} \right] \exp\left(-E/kT_M\right) \quad 2.24$$

Burada  $q$  ısıtma hızı olmak üzere 2.24 denklemi kullanılarak 200<sup>0</sup>C piki için MgSiO<sub>4</sub>:Tb fosforunun frekans faktörü  $8.4 \times 10^{11} \text{s}^{-1}$  olarak hesaplanmıştır.

### 2.6.2. İzotermal Bozunma Yöntemi

Radyasyona maruz kalan örnek belirli bir sıcaklık değerine kadar ısıtılır ve belli bir zaman aralığında örnek bu sıcaklıkta tutulur. Aynı zamanda fosforesans bozunma olarak tanımlanan ışık yayımızamanının bir fonksiyonu olarak ölçülür. Böylelikle tuzaklanan elektronların bozunma oranlarını değerlendirmek mümkün olur. TL şiddetinin sabit sıcaklıklarda zamana karşı çizilen grafiğine izotermal bozunma eğrisi denir.

İzotermal bozunma yöntemi Garlick ve Gibson (1948) tarafından birinci derece kinetikler için uygulanmıştır.  $T_1$  sıcaklığında, izotermal bozunma eğrisi, birinci dereceden kinetiklerin TL pikleri için zamanın bir fonksiyonu olarak üstel bir grafik gösterir. Bu ifade aşağıdaki eşitlik ile verilir.

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \exp(-\lambda t) \quad 2.25$$

Genel dereceden mertebeler için izotermal bozunum eğrisi aşağıdaki eşitlik ile ifade edilir.

$$\left(\frac{I_0}{I}\right)^{\frac{b}{b-1}} - 1 = s \exp\left[-\frac{E}{kT}\right] (b-1)t \quad 2.26$$

Bu denklem  $\left(\frac{I}{I_0}\right)^{\frac{b}{b-1}} - 1$  'e karşı çizilen zaman grafiği, b'nin uygun değeri

bulduğunda doğru verir. ( $1 < b \leq 2$ ).  $I_0$ ,  $t=0$  anındaki şiddet ve  $I$  ise herhangi bir  $t$  anındaki şiddet değeridir. Farklı  $b$  değerleri test edilerek hangisinin bir doğru verdiği tesbit edilir. Böylece kinetik derece bulunabilir. Doğrunun eğimi:

$$m = (b-1)s \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad 2.27$$

olur.



Farklı sıcaklıklardaki zaman karşı  $\left(\frac{I}{I_0}\right)^{\frac{b}{b-1}} - 1$  grafiklerine ait doğruların eğimleri kullanılarak frekans faktörünün değeri;

$$s = \frac{(m_2)^{\frac{T_2}{T_2-T_1}}}{(b-1)(m_1)^{\frac{T_1}{T_2-T_1}}} \quad 2.28$$

Denklemi ile elde edilir. Burada  $m_1$  ve  $m_2$  sırasıyla  $T_1$  ve  $T_2$  sıcaklıklarına karşılık gelen eğimlerdir.

### 2.6.3. Işıma Eğrisi Ayırıştırma Yöntemi

Karmaşık bir termoluminesans ışıma eğrisini çözmek için 1980 yılından beri yaygın olarak ışıma eğrisi ayırıştırma yöntemi kullanılmıştır (FURETTA). Bu yöntem tuzakların kinetik parametrelerinin belirlenmesinde en önemli yöntemlerden biridir. Termal yaklaşıma bağlı olmadan üst üste gelmiş ışıma eğrileri için de kullanılabilirliği bunun diğer yöntemlere göre avantajlı olmasını sağlar. Eğri bileşenleri belirlendikten sonra, tuzakların kinetik parametreleri, aktivasyon enerjileri (E) ve frekans faktörleri (s) açısından değerlendirilirler.

TL kinetik denklemleri; birinci dereceden kinetikler için Randall-Wilkins denklemi, ikinci dereceden kinetikler için Garlick- Gibson denklemi gibi, TL ışıma pik şiddetini (I) çeşitli parametrelerin bir fonksiyonu olarak ifade edilmiştir.

$$I = I_0 n_0 E s T \quad 2.29$$

Burada;

$n_0$  = tuzaklanan elektronların başlangıç yoğunluğu ( $\text{cm}^{-3}$ )

E = aktivasyon enerjisi (eV)

s = frekans faktörü ( $\text{s}^{-1}$ )

T = mutlak sıcaklık (K)

Podgorsak-Moran-Cameron (PMC) yaklaşımı (Podgorsak vd.,1971) Gaussian pik şekli, asimetrik Gaussian fonksiyonu ve diğerleri, Horowitz ve Yossian tarafından yeniden düzenlenerek (Horowitz ve Yossion,1995) birleşik ışıma eğrilerinin çözümü için bazı fonksiyon yaklaşımları kullanılmıştır.

Tarihsel bir bakış açısından PMC yaklaşımı ilk olmuştur. Bu yaklaşımın bulunmasına rağmen PMC fonksiyonu oldukça zayıf kaldığından denklem (2.29)'da aşağıdaki dönüşümler yapılmıştır.

$$I = I(I_M, E, T_M, T) \quad 2.30$$

Denklem (2.30)'deki  $I_M$  ve  $T_M$  maksimum pik için TL şiddet ve sıcaklığa karşılık gelmektedir.

Denklem (2.31)'in avantajı, iki serbest parametresinin olmasıdır. Yani  $I_M$  ve  $T_M$  değerleri deneysel ışıma eğrisinden doğrudan hesaplanabilir.

Kitis (Kitis vd.,1998), (Kitis, Radionalyt, 2001) ışıma pikini tarif edebilmek için PMC denkleminin avantajını koruyarak yeni fonksiyonlar önermiştir.

#### Birinci dereceden ifade:

Birinci dereceden kinetikler için tek bir ışıma pikinin TL yoğunluğu aşağıdaki denklem ile verilir.



$$2.31$$

(2.31) eşitliği analitik olarak incelenemediği için aşağıdaki dönüşüm kullanılır.



$$2.32$$

(2.32) denklemi, denklem (2.31)'de yerine yazılırsa;

$$\frac{1}{k_M} \frac{dE}{dt} = \frac{E}{k_M} \left( \frac{1}{k_M} \frac{dE}{dt} \right) \quad (2.33)$$

eşitliği elde edilir.

$$\frac{1}{k_M} \frac{dE}{dt} = \frac{E}{k_M} \left( \frac{E}{k_M} \right) \quad (2.34)$$

ya da;

$$\frac{1}{k_M} \frac{dE}{dt} = \frac{E^2}{k_M^2} \quad (2.35)$$

(2.34) denklemi, denklem (2.33)'de yerine yazılırsa;

$$\frac{1}{k_M} \frac{dE}{dt} = \frac{E}{k_M} \left[ \frac{E}{k_M} \right] \quad (2.36)$$

Denklemi elde edilir. Burada;

$$\Delta_M = \left( \frac{2k_M}{E} \right) \quad (2.37)$$

Yazılırsa (2.36) eşitliği;

$$\frac{1}{k_M} \frac{dE}{dt} = \frac{E}{k_M} \left[ \frac{E}{k_M} \right] \quad (2.38)$$

şekline dönüşür. Denklem (2.38)'den;

$$\frac{1}{k_M} \frac{dE}{dt} = \frac{E}{k_M} \left[ \frac{E}{k_M} \right] \quad (2.39)$$

elde edilir.

$\Delta = \frac{2kT}{E}$  ile (2.35) eşitliği denklem (2.33)'de yazılırsa;

$$I = I_M \exp \left[ 1 + \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} - \frac{T^2}{T_M^2} \cdot (1 - \Delta_M) \exp \left( \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} \right) - \Delta_M \right] \quad 2.40$$

elde edilir.

Denklem (2.39) denklem (2.40) içinde yerleştirilirse  $I = I_M \exp \left[ 1 + \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} - \frac{T^2}{T_M^2} \cdot (1 - \Delta_M) \exp \left( \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} \right) - \Delta_M \right]$  eşitliğinin son ifadesi elde edilir.

$$I(T) = I_M \exp \left[ 1 + \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} - \frac{T^2}{T_M^2} \cdot (1 - \Delta_M) \exp \left( \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} \right) - \Delta_M \right] \quad 2.41$$

İkinci dereceden ifade;

İkinci dereceden kinetik eşitliği;

$$I = I_M \exp \left[ 1 + \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} - \frac{T^2}{T_M^2} \cdot (1 - \Delta_M) \exp \left( \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} \right) - \Delta_M \right] \quad 2.42$$

şeklinde ifade edilir. Denklem (2.32) ile verilen yaklaşım ikinci dereceden kinetik eşitliği için uyarlandığında denklem (2.42);

$$I = I_M \exp \left[ 1 + \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} - \frac{T^2}{T_M^2} \cdot (1 - \Delta_M) \exp \left( \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} \right) - \Delta_M \right] \quad 2.43$$

haline dönüşür. Denklem (2.43)'ün maksimum değeri için türevi alınıp sıfıra eşitlenirse;

$$\frac{dI}{dT} = I_M \exp \left[ \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} - \frac{T^2}{T_M^2} \cdot (1 - \Delta_M) \exp \left( \frac{E}{kT} \cdot \frac{T - T_M}{T_M} \right) - \Delta_M \right] \quad 2.44$$

ya da başka bir biçimde;

$$\left( \frac{E}{K_M} \right) \frac{B_1}{K_M^2} \quad 2.45$$

denklem (2.43) maksimum pik için yazılabilir:

$$\left( \frac{E}{K_M} \right) \frac{B_1}{K_M^2} \quad 2.46$$

denklem (2.44) denklem(2.43)'de yerine yazılırsa I(T) için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$\left( \frac{E}{K_M} \right) \frac{B_1}{K_M^2} \quad 2.47$$

denklem (2.45) denklem (2.46) için uygulanırsa  $I_M$  için daha basit bir eşitlik elde edilir.

$$\frac{B_1}{K_M^2} \left( \frac{2}{K_M} \right) \quad 2.48$$

(2.48) ifadesi yeniden düzenlenirse;

$$\frac{B_1}{K_M^2} = I_M \left( \frac{2}{K_M} \right) \quad 2.49$$

ve sonuç olarak TL yoğunluğu için son ifadeyi elde etmek için denklem (2.49) denklem (2.47)'de yazılırsa:

$$\left( \frac{E}{K_M} \right) \frac{B_1}{K_M^2} \quad 2.50$$

elde edilir.

Genel mertebeden ifade:

Genel mertebeden ışıma piki için TL şiddeti denklemi aşağıdaki gibidir.

$$\frac{I_E}{K_M} = \frac{Z_M}{K_M} \left( \frac{E}{K_M} \right) \quad (2.51)$$

Denklem (2.33) ile verilen yaklaşım genel mertebeden kinetik eşitliği için uyarlandığında denklem (2.51);

$$\frac{I_E}{K_M} = \frac{Z_M}{K_M} \left( \frac{E}{K_M} \right) \quad (2.52)$$

şekline dönüşür. Maksimum pik yoğunluğu aşağıdaki gibidir.

$$\frac{I_E}{K_M} = \frac{Z_M}{K_M} \left( \frac{E}{K_M} \right) \quad (2.53)$$

Denklem (2.51)'den elde edilen maksimum koşul;

$$\frac{I_E}{K_M} = \frac{Z_M}{K_M} \left( \frac{E}{K_M} \right) \quad (2.54)$$

ile

$$Z_M = 1 + (b - 1)\Delta_M \quad (2.55)$$

Denklem (2.54) iki farklı şekilde yazılabilir.

$$\frac{I_E}{K_M} = \frac{Z_M}{K_M} \left( \frac{E}{K_M} \right) \quad (2.56)$$

ya da;

$$\frac{E}{K_{NM}} = \frac{AB}{K_{NM}} \quad (2.57)$$

denklem (2.52)'de denklem (2.56) yazıldığında şiddet için aşağıdaki denklem elde edilir:



$$I_M = \frac{E}{K_{NM}} \left( \frac{b}{Z_M} \right)^{2p} \quad (2.58)$$

denklem (2.58) denklem (2.53)'de yerine yazılıp düzenlendiğinde maksimum şiddet için ifade:

$$I_M = \frac{E}{K_{NM}} \left( \frac{b}{Z_M} \right)^{2p} \quad (2.59)$$

elde edilir.

$$\frac{E}{K_{NM}} = I_M \left( \frac{b}{Z_M} \right)^{2p} \quad (2.6)$$

ve sonuç olarak TL yoğunluğu için son ifadeyi elde etmek için denklem (2.60) denklem (2.58)'de yazılırsa:



$$I_M = \frac{E}{K_{NM}} \left( \frac{b}{Z_M} \right)^{2p} \quad (2.61)$$

Genel merteye için TL şiddeti ifadesi elde edilir.

Sonuç olarak ışınma eğrisi, ışınma eğrisi ayrıştırma yöntemi ile ifade edilirken, belirlenen kinetik parametrelerin kabul edilebilirliğine ilişkin şüphe vardır. Fakat eğer çözümlmeden sonra uygunluk derecesi veya değer katsayısı (figure of merit) % 0.0 ile %3.5 arasında çıkarsa elde edilen kinetik parametrelerin değerlerinin fiziksel olarak anlamlı olduğu söylenebilir. Uygunluk derecesi veya değer katsayısı



ile tanımlanmaktadır.

### 2.6.3.1. Mathematica

Mathematica bilimsel olarak kullanılan ve Wolfram Research tarafından geliştirilmiş bir yazılımdır (wolfram research,inc). "Kernel-front end" mantığında çalışır ve denklem girmesi kolaydır. Mathematica numerik ve sembolik hesaplamaların yapılabildiği ve bunun yanında iki ve üç boyutlu grafikler, sayaçlar ve şiddet noktaları üretebilen bir yazılımdır.

Mathematica bilgisayar bilimi ve yazılım geliştirme de önemli bir araç olarak ortaya çıkmıştır. Dil bileşeni yaygın bir prototip ve ara yüz olarak kullanılmaktadır. Veri analizi, fonksiyonların grafiklerine dair animasyonlar, olasılık işlemlerindeki zenginlik, fizik, kimya, biyoloji ve mühendislikteki çeşitli uygulamalar, görüntü işleme vb. alanlarda Mathematica güçlü bir yazılım haline gelmiştir. Mathematica, yüksek boyutlarda veriyi şaşırtıcı bir şekilde hızlı ve kolay işleyebilen, Laplace, Fourier dönüşümlerini ve analizlerini yapabilen ve bunlar gibi çok çeşitli fonksiyonları kolayca gerçekleştirebilen hazır araçlara sahiptir.

Mühendislikte, Mathematica geliştirme ve üretim için standart bir araç haline gelmiştir. Dünya'nın en önemli yeni ürünleri artık birçok kişi tarafından Mathematica üzerinde güvenli bir şekilde tasarlanmaktadır.

Mathematica insanlar için aylar ya da yıllar alan aritmetik hesaplamaları saniyede yapabilen ve integral, diferansiyel denklemler, seri, limit gibi hesaplamaları gerçekleştirebilen bir programdır. Mathematica tarafından sayısal ve sembolik hesaplamalar iki ve üç boyutlu grafikler için de gerçekleştirilmektedir. Sonuç olarak nümerik, sembolik ya da görselleştirme de kolay kullanımı, performansı, güvenilirliği gibi nedenlerden dolayı vazgeçilmez bir hesaplama aracıdır.

### 2.6.3.2. PeakFit

PeakFit otomatik olarak doğrusal olmayan pik ayırma ve analiz yazılım paketidir. PeakFit ile programa tanımlanan verilere uyan en iyi denklem elde edilebilir ve pikler analiz edilebilir. Ayrıca kullanıcı tarafından yeni fonksiyonlar tanıtılmasına



olanak sağlar. Sayısal yöntemler ve laboratuvar araçlarından elde edilen veriler artırılabilir. PeakFit 1980 yıllarında AISN yazılım Ron Brown tarafından geliştirilmiş olup, 2004 yıllarında Jandel Software tarafından bilimsel olarak dağıtılmıştır (PeakFit v4.12 SeaSolve Software).

### 3. MATERYAL VE YÖNTEM

#### 3.1. Materyal Metot

Işıma eğrisi ayrıştırma analizleri konusu, gelişmiş ışıma eğrisi ayrıştırma yöntemlerinin (GCD) geliştirilmesiyle son on yıl boyunca çok popüler olmaya başlamıştır. Chen ve McKeever pek çok pike sahip TL ışıma eğrilerinin analizinde, “eğri fitetme” işlemlerinin yaygın olarak kullanıldığını rapor etmişlerdir. Başlıca önemin, dikkatli bir şekilde ölçülen TL ışıma eğrisinin kullanımı olduğunu vurgu yaparlar, çünkü ışıma eğrisinin ölçümündeki herhangi bir hata ayrıştırma işleminde hatalı sonuçlara sebep olabilir. Bu tez kapsamında  $MgSiO_4:Tb$  dozimetrelerinin deneysel olarak elde edilen ışıma eğrisi GCD yöntemi uygulanarak eğrinin kinetik parametreleri elde edilecektir.

#### 3.2. Dozimetreler

Dozimetreler, radyasyon kaynakları ile çalışan kişilerin maruz kaldığı radyasyon dozunun belirlenmesinde kullanılan cihazlar ve yapılan işlemleri ifade eden sistemdir. Doğru bir ölçümün yapılması, verilen doz ölçümlerinde hatayı en aza indirecektir. Böylelikle verilmesi planlanan doz ile verilen doz miktarı arasında sapma olup olmadığı takip edilebilmektedir. Bu konuda yeni teknik ve materyallerin geliştirilmesiyle ilgili çalışmalar birçok ülkede yapılmaktadır (Farrar, 2000; McLaughlin ve ark, 1989).

Bir malzemenin dozimetre olarak kullanılabilmesi için birçok özelliğe sahip olması gerekir. Bunlardan bazıları:

1. Yüksek verimlilikte bir ışık yayılımı sağlamalı
2. Basit tuzak dağılımına sahip olmalı
3. Kullanılan TL ölçüm sistemindeki detektörün yüksek oranda tepki verdiği band aralığı civarında TL yayılım spektrumuna sahip olmalı.
4. Yeterli depolama yeteneğine sahip olmalı
5. Lineer bir doz cevap eğrisine sahip olmalı
6. Pahalı olmayan ve çevre koşullarına dayanıklı olması beklenir. (Soliman, C., Salama E., 2009)

### 3.3. Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>:Tb Dozimetresinin Yapısı ve Hazırlanışı

Bu yüksek lisans çalışmasında kullanılan Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>:Tb dozimetresi magnezyum silikat ve terbiyum katkısından oluşmaktadır. Terbiyum en etkili aktivatörlerden biri olarak bilinir, hatta düşük konsantrasyonlarda bile etkisini göstermektedir. Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub>:Tb dozimetresi stoykiyometrik oranlarda SiO<sub>2</sub> ve MgO'nun ve optimum konsantrasyonda Tb<sub>4</sub>O<sub>7</sub>'nin katkılanması ile sinterleme yöntemi ile hazırlanmıştır. Hava ortamında 1660 °C'de 1 saat sinterlendikten sonra öğütülerek tanecik boyutu 75 ve 200µm arasındaki parçacıklar seçilip pelletlenmiştir. Pelletleme işleminden sonra hazırlama işlemi ile aynı ısıl işlem uygulanarak 4 mm çapında 0.8 mm kalınlığında dozimetreler elde edilmiştir (Prokic ve Yukihara,2008)

### 3.4. Termoluminesans Dozimetre (TLD) Okuyucu Sistemi

Bu çalışmada tüm ışınma ölçümleri için Harshaw 3500 TLD okuyucu sistemi kullanılmıştır. Bu sistem el ile işletilen bilgisayar bağlantılı bir okuyucudur. (Şekil 3.1). İki temel bileşeni vardır: TLD okuyucu ve seri iletişim port ile bağlantılı WinREMS (Windows Radiation Evaluation and Management System) programının çalıştırıldığı bir bilgisayar.

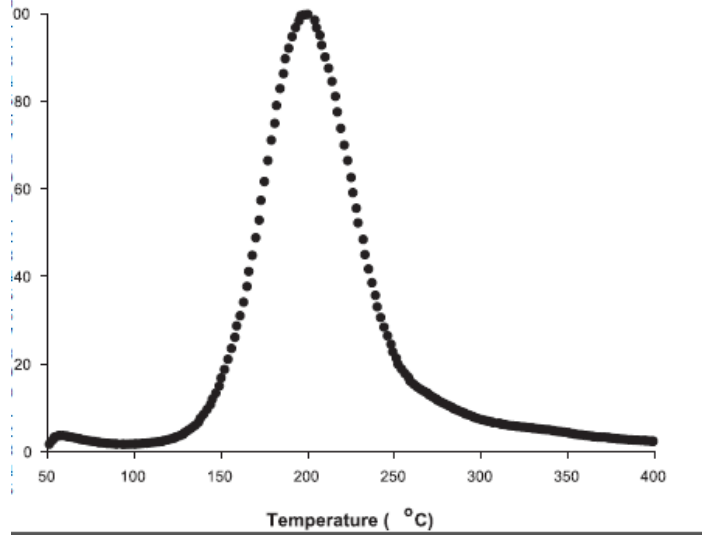


Şekil 3.1. Işınma ölçümlerinin yapıldığı TLD okuyucu sistemi (Harshaw TLD 3500).

## 4. BULGULAR VE TARTIŞMA

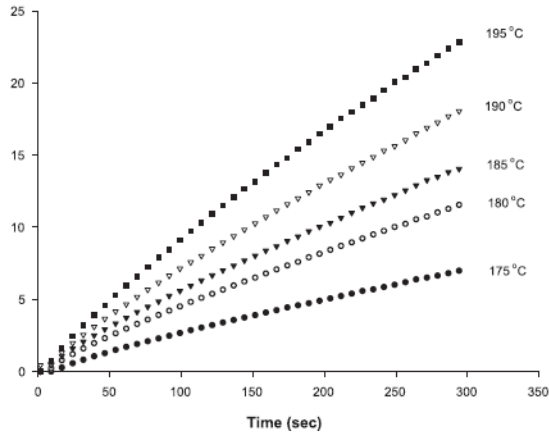
### 4.1. Deneysel olarak Tuzakların Kinetik parametrelerinin Belirlenmesi

Isıtma hızı  $2^{\circ}\text{C S}^{-1}$  ile elde edilen terbiyum katkılı  $\text{MgSiO}_4$  fosforunun ışıma eğrisi Şekil 4.1’de gösterilmiştir.

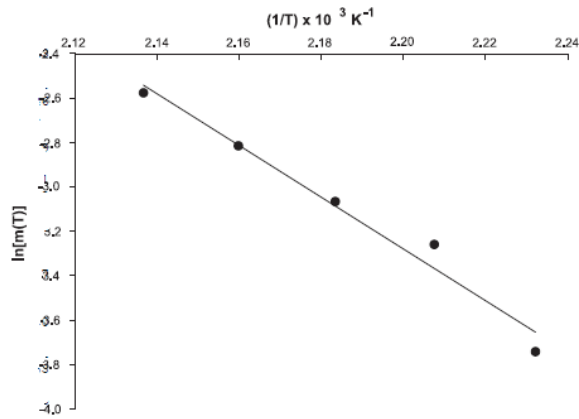


Şekil 4.1.  $\text{MgSiO}_4:\text{Tb}$  ışıma eğrisi

Şekilde görüldüğü üzere  $\text{MgSiO}_4:\text{Tb}$  dozimetresinin ışıma eğrisi  $50^{\circ}\text{C}$  civarında düşük sıcaklık pikini  $195^{\circ}\text{C}$ ,  $275^{\circ}\text{C}$  ve  $350^{\circ}\text{C}$  civarında sırasıyla ana dozimetrik pik ve buna katkı sağlayan iki yüksek sıcaklık pikinden oluşmaktadır. Ana pikin kinetik parametrelerini elde etmek için pikin yükselen tarafından  $175^{\circ}\text{C}$ ,  $180^{\circ}\text{C}$ ,  $185^{\circ}\text{C}$ ,  $190^{\circ}\text{C}$ ,  $195^{\circ}\text{C}$  gibi beş farklı sıcaklık için ışıma şiddeti kaydedilir. Bu sıcaklıklara karşılık gelen eğim grafikleri Şekil 4.2’de gösterilmektedir. Doğru çizgilerinin eğimlerinin bir serisi elde edilir ve  $\ln(m)$ ’ye karşı çizilen  $1/kT$  grafiğinden aktivasyon enerjisi  $E$  belirlenir. Şekil 4.3’de gösterilmektedir.



Şekil 4.2. İzotermal bozunma yönteminde beş farklı sıcaklık için eğim grafikleri



Şekil 4.3. MgSiO<sub>4</sub>:Tb dozimetrenin 1/T'ye karşı Ln(m) grafiği.

Çizelge.4.1. İzotermal bozunma yöntemi kinetik parametre değerleri.

Kinetik parametreler	E (eV)	S (s <sup>-1</sup> )	b
İşıma Eğrisi Şekli Yöntemi	1.01	8.4x10 <sup>11</sup>	2
İzotermal Bozunma Yöntemi	1.00	6.3x10 <sup>10</sup>	2

## 4.2. Işıma Eğrisi Ayrıştırma Sonuçları

### 4.2.1. Diferansiyel Denklemlerin Mathematica ile Sayısal Çözümü

Fonksiyon NDSolve komutuyla Mathematica ile diferansiyel denklemler için sayısal çözümler bulunmasına olanak sağlar. NDSolve, birlikte olan diferansiyel denklemleri ve tek diferansiyel denklemleri yönetir. Diferansiyel denklem sistemlerini çözmek için NDSolve kullanılabilir. Bu birleşik denklem çifti sayısal bir çözüm bulur.

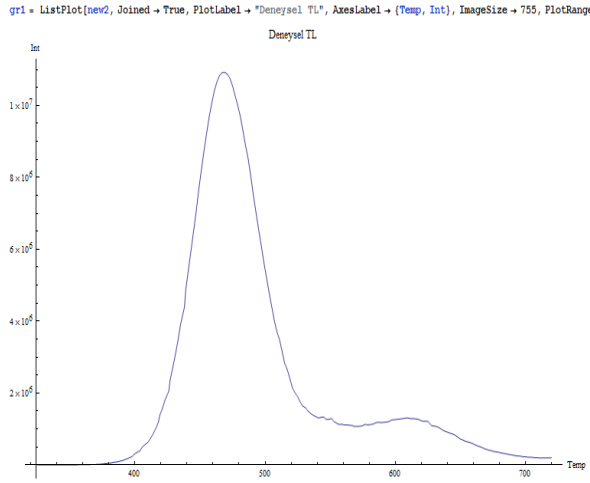
NDSolve [{ fonk1, fonk2, ...}, y, {x, x<sub>min</sub>, x<sub>max</sub>}] → x<sub>min</sub> ve x<sub>max</sub> aralığında x ve y fonksiyonu için sayısal çözümü

NDSolve [{ fonk1, fonk2, ...}, {y<sub>1</sub>, y<sub>2</sub>, ...}, {x, x<sub>min</sub>, x<sub>max</sub>}] → birkaç y<sub>i</sub> fonksiyonları için çözümü.

### 4.2.2. Mathematica Programıyla Tuzakların Kinetik Parametrelerinin Deneysel Hesaplanması

Harshaw 3500 TLD kuyucu sistemi kullanılarak tüm ışıma ölçümleri için alınan veriler Mathematica programında tanıtılarak sıcaklığa karşı TL ışıma şiddeti grafiği çizilmiştir.

Şekil 4.4’de elde edilen pikler gösterilmiştir.



Şekil 4.4. Deneysel verilerin Mathematica programında grafiksel gösterimi

```

E1 = 1.056;
s1 = 2.16 * 10^10;
k1 = 8.617 * 10^-5;
beta1 = 2;
N1 = 0.073 * 10^10;
no = 1 * N1;
Npoints = 723;
sol = NDSolve[{n1'[x] == -n1[x]^2 / N1 * (s1 / beta1) * E^(-E1 / (k1 * (x))), n1[324] == no}, {n1},
  {x, 324, Npoints}, MaxSteps -> 50 000];
t1calc = Table[{x, First[Evaluate[-n1'[x] /. sol]}], {x, 324, Npoints, 2}]
gr2 = ListPlot[t1calc, Joined -> True, PlotLabel -> "Calculalated TL", AxesLabel -> {Temp, Int},
  ImageSize -> 755, PlotRange -> All]

```

Aynı zamanda Mathematica programında denklem 2.4 tanıtılarak her bir pik için hesaplamalar yapılarak fit edilmiştir. 195<sup>0</sup>C civarında bulunan ana pik için tanıtılan denklem, enerji (E), frekans(s), başlangıçta tuzaklanan elektron yoğunluğu (n<sub>0</sub>) değerleri aşağıda gösterilmiştir.

Aynı işlem yüksek sıcaklık pik içinde gerçekleştirilmiştir.

```

E1 = 1.5;
s1 = 0.12 * 10^13;
k1 = 8.617 * 10^-5;
beta1 = 2;
N1 = 0.055 * 10^9;
no = 1 * N1;
Npoints = 723;
sol = NDSolve[{n1'[x] == -n1[x]^2 / N1 * (s1 / beta1) * E^(-E1 / (k1 * (x))), n1[324] == no}, {n1},
  {x, 324, Npoints}, MaxSteps -> 50 000];
tlcalc1 = Table[{x, First[Evaluate[-n1'[x] /. sol]}], {x, 324, Npoints, 2}]
gr3 = ListPlot[tlcalc1, Joined -> True, PlotLabel -> "Calculated TL", AxesLabel -> {Temp, Int},
  ImageSize -> 755, PlotRange -> All]

```

Aynı işlem yüksek sıcaklık pik için programa tanıtılıp hesaplama yapılarak gerçekleştirilmiştir.

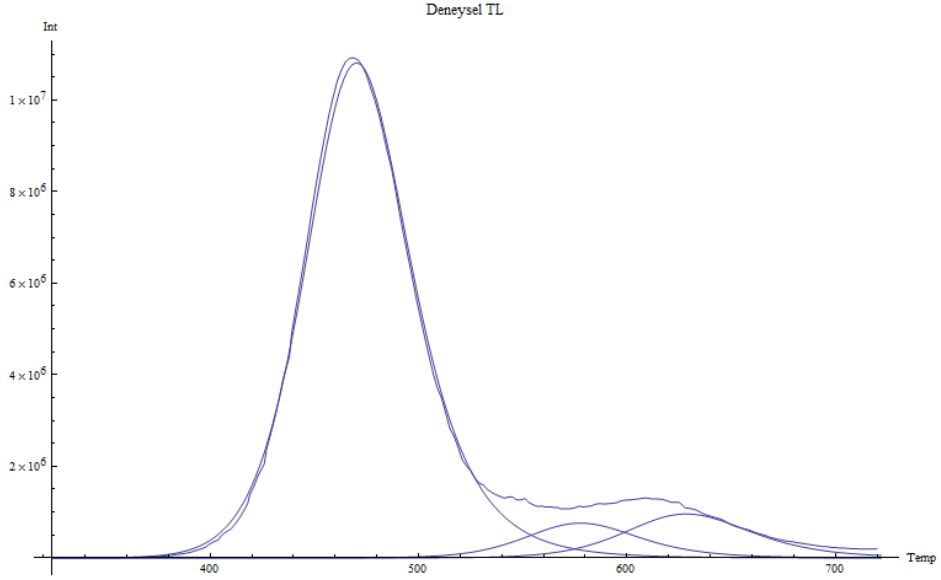
```

E1 = 1.6;
s1 = 0.6 * 10^12;
k1 = 8.617 * 10^-5;
beta1 = 2;
N1 = 0.077 * 10^9;
no = 1 * N1;
Npoints = 723;
sol = NDSolve[{n1'[x] == -n1[x]^2 / N1 * (s1 / beta1) * E^(-E1 / (k1 * (x))), n1[324] == no}, {n1},
  {x, 324, Npoints}, MaxSteps -> 50 000];
tlcalc2 = Table[{x, First[Evaluate[-n1'[x] /. sol]}], {x, 324, Npoints, 2}]
gr4 = ListPlot[tlcalc2, Joined -> True, PlotLabel -> "Calculated TL", AxesLabel -> {Temp, Int},
  ImageSize -> 755, PlotRange -> All]

```



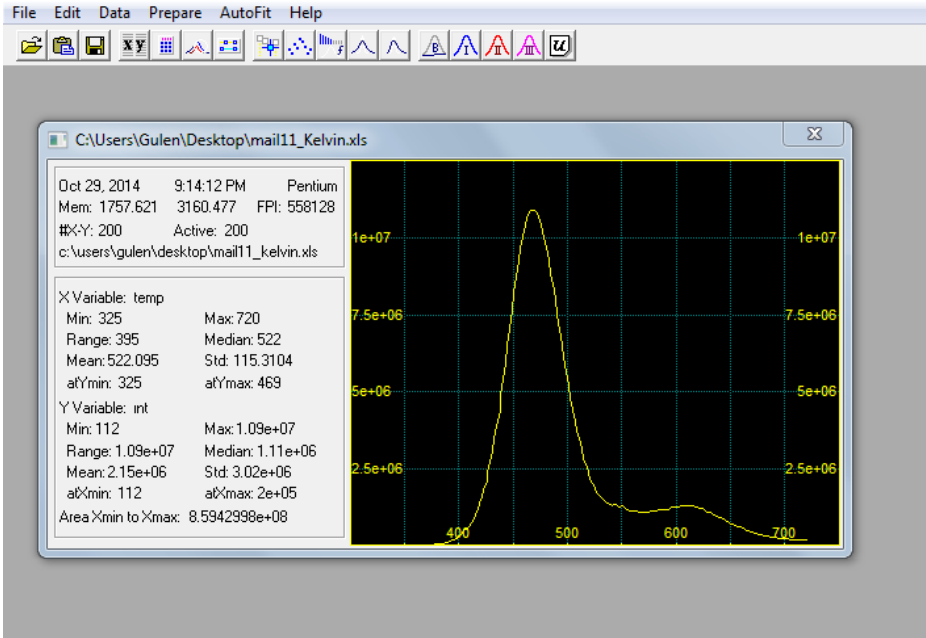
Üç pik için fit edilen grafik Şekil 4.5’de gösterilmiştir.



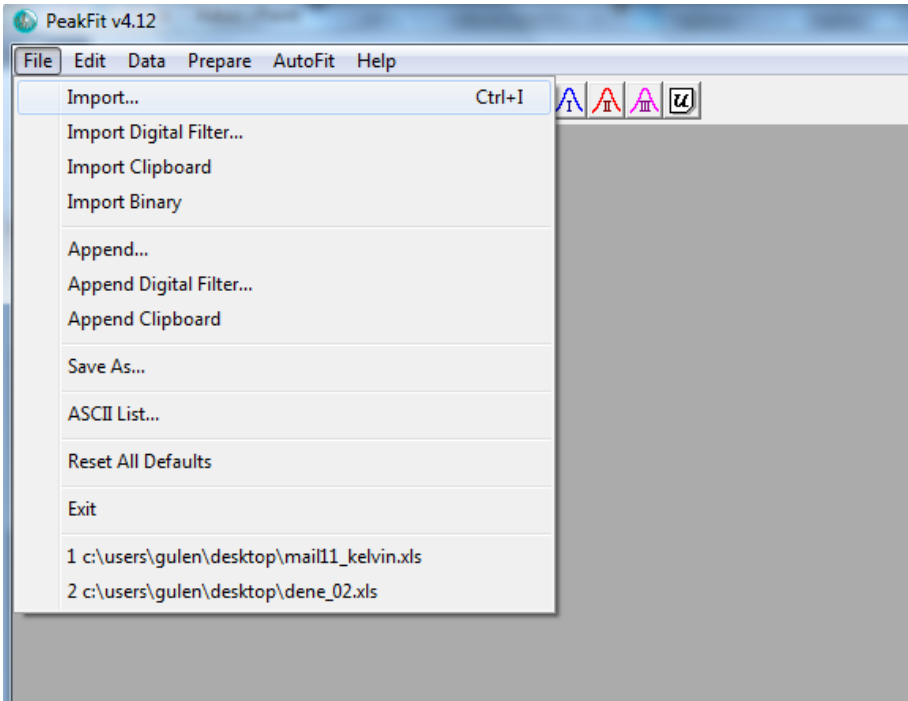
Şekil 4.5. Mathematica programında fit edilen piklerin grafiği.

#### 4.2.3. PeakFit Programı Yardımı ile Işıma Eğrisi Ayırıştırma

Şekil 4.5’de gösterilen alanı elde edebilmek için PeakFit “Dosya” menüsü kullanılır ve Şekil 4.7 ile gösterilen “import” seçeneğini seçerek çağırılması gereken dosya bilgisayardan çağırılabilir. Çağırılan dosya türü belirtilmelidir. Örneğin çağırılan dosya türü excel ise uzantısı “excel[xls]” olmalıdır.

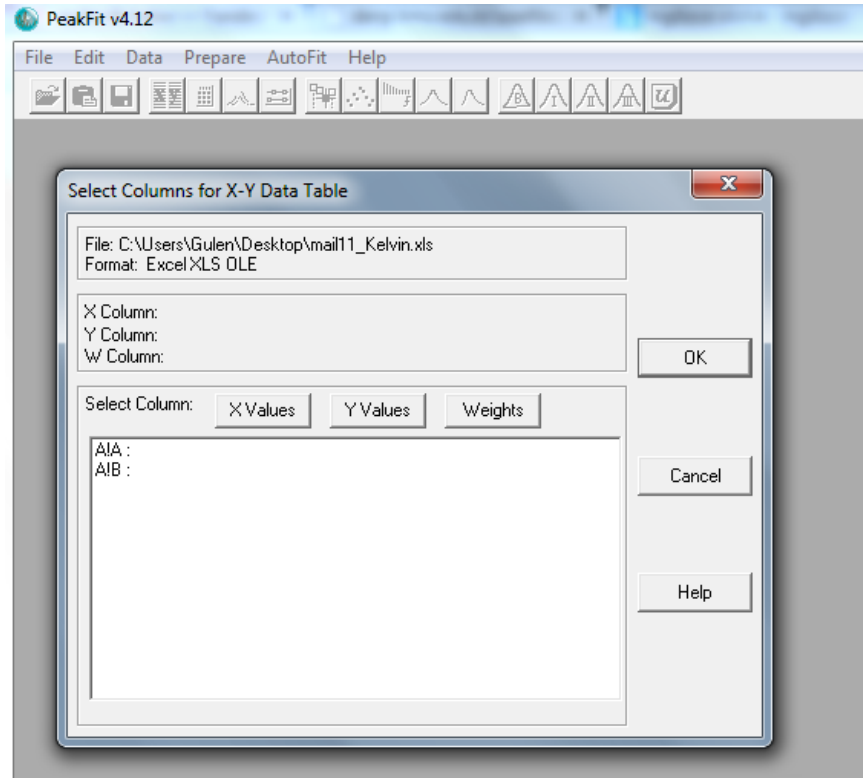


Şekil 4.6. PeakFit programı ana menüsünde ekran görüntüsü.



Şekil 4.7. PeakFit programında dosya menüsü.

Çağrılan dosyadaki sütunları isimlendirmek için Şekil 4.8’de gösterildiği gibi A!A “X” sütununa, A!B “Y” sütununa tanımlandıktan sonra “ok” butonuna basılarak “X” ve “Y” sütunlarına kendi isimleri verilerek tekrardan “ok” butonu basılarak Şekil 4.3 elde edilir.

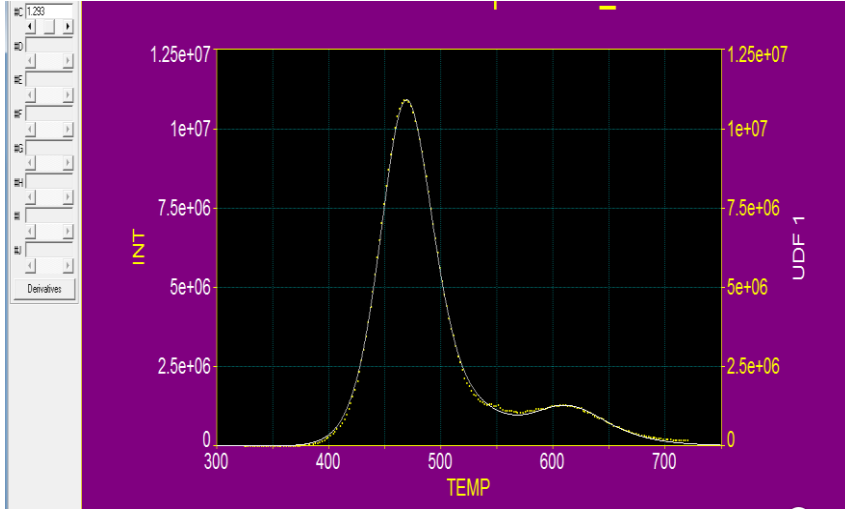


Şekil.4.8. PeakFit programında x ve y sütunlarının belirlenmesi



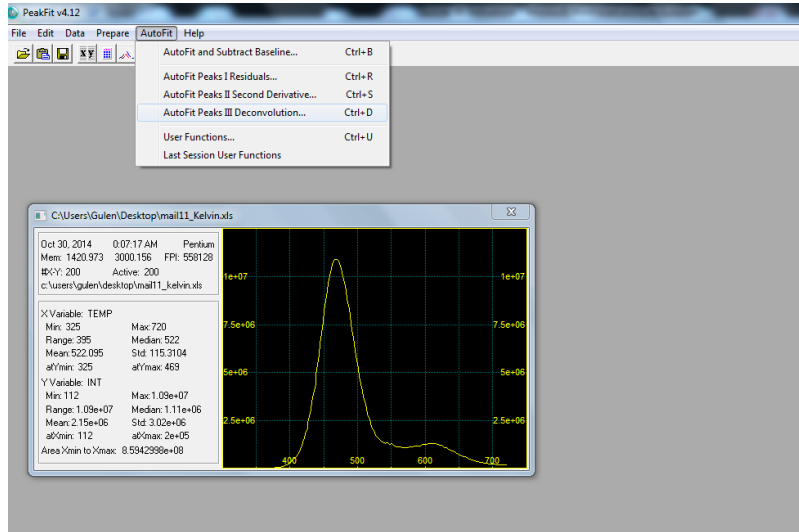
4.1

(4.1) denklemini PeakFit programına kullanıcının tanımladığı fonksiyon (UDF) olarak tanımlanmıştır. Deneysel verilerin çizdirilmesiyle Şekil 4.6 grafiği elde edilmiş olup, UDF kullanılarak elde edilen fit Şekil 4.9’da gösterilmiştir.

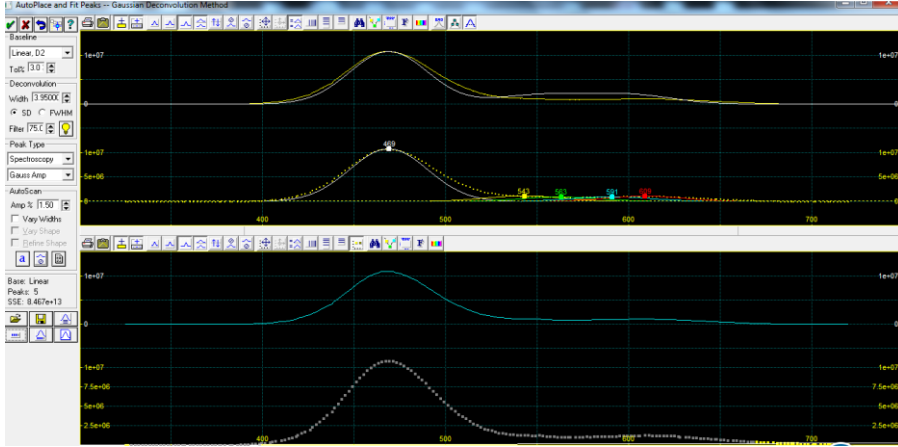


Şekil 4.9. PeakFit programında UDF kullanılarak elde edilen fit.

Aynı Şekilde Şekil 4.9’da elde edilen grafik otomatik olarak ta fit edilebilir. Program da Şekil 4.10’de gösterildiği gibi “autofit” bölümünden “AutoFit Peaks III deconvolution” seçilerek Şekil 4.11 elde edilir.



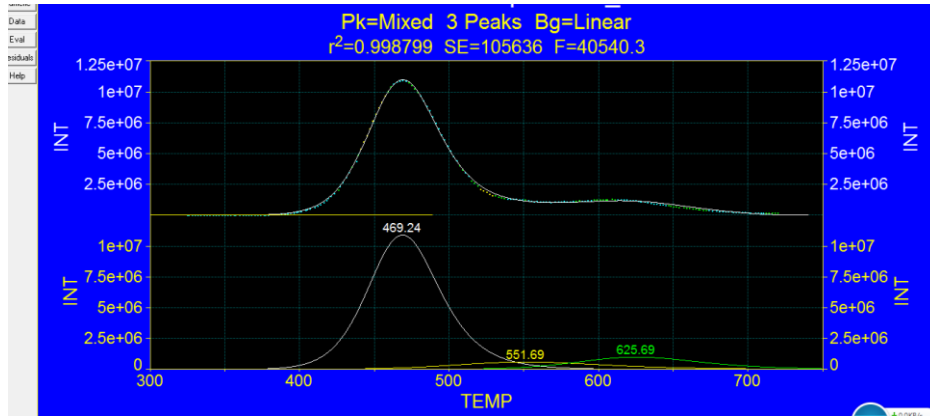
Şekil 4.10. PeakFit programında otomatik menüsü



Şekil 4.11. Otomatik seçeneği kullanılarak elde edilen fit.

Şekil 4.11’de elde edilen grafikte programın kendisinin belirlediği farklı sıcaklıklara ait fitler bulunmaktadır. Bu sıcaklıklar fit değerlerinin üzerine gelip silmek mümkündür. Deneysel piklere karşılık gelen sıcaklık değerleri belirlenip o sıcaklık değerlerini Şekil 4.11’de tanımlayıp bu sıcaklıklara ait tanımlanan fonksiyon çağırılarak fit edilmesi sağlanır.

Deneysel veriler ile UDF kullanılarak elde edilen grafik eğrileri arasındaki sapmaların toplamının karelerinin minimum değeri, PeakFit programında  $r^2$  değerine bakılarak yorumlanır. Bu çalışmada elde edilen  $r^2$  değeri Şekil 4.12’de gösterilmiştir.



Şekil 4.12. UDF kullanılarak elde edilen uyum şeklinin PeakFit programında  $r^2$  değeri ve standart hataları ile gösterimi.

Fitted Parameters		DF	Adj $r^2$	Fit Std Err	F-value
$r^2$	0.99879894	0.99876798	1.0564e+05	40540.3458	

Peak	Type	$a_0$	$a_1$
1	[UDF1]	1.10672109	
2	[UDF2]	0.69195222	
3	[UDF3]	1.12446238	
B	Linear Bg	1.7454e+05	-472.27873

Peak	Type	Amplitude	Center	FWHM	Asym50	FW Base	Asym10
1	[UDF1]	1.0901e+07	469.239606	56.5424599	1.08319790	129.180010	1.19047323
2	[UDF2]	6.0939e+05	551.695013	119.114855	1.15211957	274.747614	1.36118979
3	[UDF3]	1.0079e+06	625.694594	97.1575603	1.10783322	222.597207	1.25014756

Peak	Type	Anlytc Area	% Area	Int Area	% Area	Centroid	Moment2
1	[UDF1]	Unknown		7.0159e+08	78.9974040	473.166103	694.436215
2	[UDF2]	Unknown		8.1082e+07	9.12965357	561.026701	3204.45915
3	[UDF3]	Unknown		1.0545e+08	11.8729416	626.898824	1781.36095
Total				8.8812e+08	100.000000		

Parameter Statistics		Std Error	t-value	95
Peak 1 [UDF1]				
Parm	Value	Std Error	t-value	95
$a_0$	1.10672109	0.00406038	272.565654	1.09871319 1.11472900
Peak 2 [UDF2]				
Parm	Value	Std Error	t-value	95
$a_0$	0.69195222	0.07442875	9.29684030	0.54516353 0.83874091
Peak 3 [UDF3]				
Parm	Value	Std Error	t-value	95
$a_0$	1.12446238	0.08407318	13.3748043	0.95865290 1.29027185

Şekil 4.13.  $Mg_2SiO_4:Tb$  dozimetresi için PeakFit programı kullanılarak elde edilen  $r^2$  sayısal değerlerin gösterimi.

Çizelge 4.2'de deneysel ve sayısal eğri yerleştirme yöntemlerinden elde edilen tuzakların kinetik parametreleri gösterilmektedir.

Çizelge.4.2. Ana pikin deneysel ve sayısal eğri yerleştirme yöntemlerinden hesaplanan kinetik parametreleri.

Kinetik parametreler	E (eV)	S (s <sup>-1</sup> )	b
Işıma Eğrisi Şekli Yöntemi	1.01	8.4x10 <sup>11</sup>	2
İzotermal Bozunma Yöntemi	1.00	6.3x10 <sup>10</sup>	2
Mathematica	1.05	2.2x10 <sup>10</sup>	2
PeakFit	1.1	2.2x10 <sup>10</sup>	2

Çizelge 4.3’de Mathematica ve PeakFit programında elde edilen 3 pik için tuzakların kinetik parametreleri gösterilmektedir.

Çizelge.4.3. Mathematica ve PeakFit programında 3 pik için kinetik parametreler

	Pik1 (195 <sup>0</sup> C)	Pik2 (275 <sup>0</sup> C)	Pik3 (350 <sup>0</sup> C)
Mathematica	E=1.05 eV S=2.2x10 <sup>10</sup> s <sup>-1</sup> b=2	E=1.5 eV S=0.12x10 <sup>13</sup> s <sup>-1</sup> b=2	E=1.6 eV S=0.6x10 <sup>12</sup> s <sup>-1</sup> b=2
PeakFit	E=1.1eV S=2.2x10 <sup>10</sup> s <sup>-1</sup> b=2	E=1.4 eV S=0.12x10 <sup>13</sup> s <sup>-1</sup> b=2	E=1.1 eV S=0.6x10 <sup>12</sup> s <sup>-1</sup> b=2





## SONUÇ

Hassas bir TL dozimetrisi için ışıma eğrisini oluşturan piklerin sayısına ve kinetik parametrelerinin bilgisine ihtiyaç vardır. Işıma eğrilerinin ışıma eğrisi ayrıştırma (GCD) yöntemi ile incelenmesi TL dozimetri açısından kinetik parametreler gibi çok önemli pik bilgileri sağlar. Işıma eğrisi ayrıştırma (GCD) yöntemi, pikleri tanımlayan uygun matematik modellerin bilgisayar programlarında uygulanması ile gerçekleştirilebilir. Bu çalışmada Mathematica ve PeakFit paket programı kullanılarak GCD gerçekleştirilmiştir.

GCD sonuçları çok yoğun bir şekilde üst üste binmiş piklere sahip karmaşık ışıma eğrileri için beklenen doğrulukta elde edilemeyebilir. Ayrıca GCD sonuçlarından elde edilen aktivasyon enerjisi  $E$  (eV), frekans faktörü  $s$  ( $s^{-1}$ ), kinetik mertebeye  $b$ , elektron konsantrasyonu  $n_0$  (elektron/cm<sup>3</sup>) gibi kinetik parametrelerin değerleri ayrıştırma esnasında kullanılan denklem ve yaklaşımlarından etkilenmektedir. Bunlara karşın GCD yöntemi TL dozimetri için hayati öneme sahip kinetik parametrelerin, deneysel olarak elde edilen ışıma eğrisi kullanılarak gerçekleştirilen analizlerinin doğrulanmasında vazgeçilmez bir araçtır.

Bu tez çalışması kapsamında  $Mg_2SiO_4:Tb$  dozimetresinin ana dozimetrik pikin kinetik parametreleri izotermal bozunma ve ışıma eğrisi şekli yöntemleri ile belirlenmiştir. Aktivasyon enerjisi 1eV, frekans faktörü ise  $10^{11}s^{-1}$  mertebesinde civarında bulunmuştur. Elde edilen ışıma eğrisi Mathematica ve PeakFit programları ve uygun denklemler kullanılarak fit edilip bileşenlerine ayrılmış ve elde edilen bu piklerin kinetik parametreleri hesaplanmıştır. İlgilenilen sıcaklık aralığında  $Mg_2SiO_4:Tb$  dozimetresinin ana pik ve 2 yüksek sıcaklık piki olmak üzere 3 ayrı ışıma pikinin bileşiminden oluştuğu gözlenmektedir. Sonuç olarak deneysel ve ışıma eğrisi ayrıştırma yöntemleri ile bulunan bu değerler karşılaştırılarak elde edilen fitin doğruluğunu gösteren FOM değerleri hesaplanmıştır. 3 pikin fit edilmesiyle Mathematica ile bulunan FOM değeri % 3.4 ve PeakFit ile bulunan  $r^2$  değeri 0.9988 olarak hesaplanmıştır. Bulunan FOM ve  $r^2$  değerleri deneysel verilerin ve teorik fitin uyum içinde olduğunu göstermektedir.

Tüm bu veriler ışığında  $Mg_2SiO_4:Tb$  dozimetresinin ışıma eğrisinin  $196^{\circ}C$ 'de ana dozimetrik pik  $275^{\circ}C$ 'de ikinci ve  $350^{\circ}C$ 'de üçüncü bir pik olmak üzere 3 pikten oluştuğu ve kinetik mertebelerinin ikinci dereceden olduğu sonucuna varılabilir.



**KAYNAKLAR**

- Aitken, M.J. (1984). Thermoluminescence dating. Acad. Press, London.
- Balarin, M. (1979). Phys. Status Solidi a, 54, K137
- Chen, R.J. (1969) Appl. Phys. 40, 570
- Chen R, J. Electrochem, (1969). Soc. 116, 1254
- Chen, R., Kirsh, Y. (1981). Analysis of Thermally stimulated processes. Pergamon pres, Oxford.
- Curie, D. (1960) Luminescence in crystals Methuen, London
- Daniels, F., Boyd, C.A., Saunders, D.F., (1953). Science, 117, 343.
- Daniels, J.M., (1953). The Effect of Interactions in a Paramagnetic on the Entropy and Susceptibility, proc. phys. Soc. LXVI, 8-A.
- Daniels, J.M., Scholes, G., Weiss, J., 1953. Nature 171, 1153.
- de LIMA vd., (2002). Effects of thermal treatment on the TL emission of natural quartz. Radiat. Meas. 35, 155–159.
- Farrar, (2000). Twenty new ISO standards on dosimetry for radiation processing. Radiat. Phys. Chem. 57, 717-720.
- Furetta, C. Handbook of Thermoluminescence Chapter C page of 61-65
- Garlick, G.F.J. ve Gibson, A.F. (1948). Proc. Roy. Soc. 60, 574
- Garlick, G.F.J. ve Wilkins, M.H.F. (1945). Proc. Roy. Soc. Lond., 184,408
- Grossweiner, L.I. (1953). J. Appl. Phys. 24, 1306
- Halperin, A. ve Braner, A.A. (1960). Phys. Rev. 117, 408

- Hashimoto vd., (1998). Radiation-induced luminescence images and TL-property changes with thermal annealing treatment on Japanese twin quartz. *Radiat. Meas.* 29, 493–502.
- Horowitz, Y.S. ve Yossian D,(1995) *Rad.Prot.Dos.* 60 (special issue)
- Huntley,R.B. vd.,(1988). Somequartz thermoluminescence spectra relevant to thermoluminescence dating. *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* 14, 27–33.
- Jablonski, A. (1935). *Z. Phys.*, 94, 38.
- Johnson, R.P. (1939). *J. Opt. Soc. Am.*, 29, 387.
- Jose vd.,( 2011) *Radiation Measurements.* 46, 1026-1032.
- Kitis ,G. vd., (1998). *J phys.D:Appl.Phys.*31 2636
- Kitis, G. *Radionalyt*, (2001). *Nucl. Chem.*, 247(3) 697
- Lushchik,C.B. (1956). *Soviet Phys. JEPT* 3, 390
- Marcazzo vd., (2009). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B.* 267, 3347-3350.
- May, C.E. ve Partridge, J.A. (1964). *Soc.* 40, 1401
- Mc Keever S.W.S.,(1985) “Thermoluminescence of Solids”, Cambridge University Press,
- Podgorsak, E.B. vd., (1971) *Proc. 3rd Int. Conf. On Luminescence Dosimetry, Riso, 11-14 October*
- Prokic M. Ve Yukihiro E.G., (2008) Dosimetric characteristics of high sensitive  $Mg_2SiO_4:Tb$  solid TL detector 2008 *Radiat. Meas.* 43 463–6).
- Randall, M.H.F. ve Wilkins, M.H.F.( 1945). *Proc. Roy. Soc. A* 184, 366
- Soliman, C., Salama E., (2009). Investigation on the suitability of natural sandstone as a gamma dosimeter, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B* 267, 3323–3327.

## ÖZGEÇMİŞ

### KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Hatice TÜRK

Doğum Yeri ve Tarihi : Çine 01.12.1983

### EĞİTİM DURUMU

Lisans Öğrenimi : Cumhuriyet üniversitesi

Yüksek Lisans Öğrenimi : Adnan Menderes Üniversitesi

Bildiği Yabancı Diller : İngilizce

### BİLİMSEL FAALİYETLERİ

a) Makaleler  
-SCI

-Diğer

b) Bildiriler  
-Uluslararası

-Ulusal

c) Katıldığı Projeler

### İŞ DENEYİMİ

Çalıştığı Kurumlar ve Yıl : 2008-2011 Çine Uğur Dershanesi

2012-2014 Aydın Mustafa Kavaklı Dershanesi

### İLETİŞİM

E-posta Adresi : haticee.turk@hotmail.com

Tarih :