



## Bazı Termoluminesans Modellerin Sayısal Çözümleri

Erdem Uzun, Zehra Akgöz

Karamanoğlu Mehmetbey Üniversitesi, Kamil Özdağ Fen Fakültesi, Fizik Bölümü

### Özet

Bu çalışmada termoluminesans olayı açıklayan birinci mertebeden (FOK), ikinci mertebeden (SOK), genel mertebeden (GOK) ve etkileşimli çoklu tuzak modeli (IMTs) gözden geçirilmiştir. Modeller tarafından ileri sürülen ve yük taşıyıcı trafiğini ifade eden diferansiyel denklem sistemleri türetilmiştir. Bu lineer olmayan denklem sistemleri herhangi bir ön kabul yapılmadan sayısal olarak çözülmüş ve elde edilen sonuçlar literatür ile karşılaştırılmıştır. Elde edilen sonuçların literatür ile uyumlu olduğu görülmüştür.

**Anahtar Kelimeler:** Termoluminesans, tuzak parametreleri, sayısal çözüm

## Numerical Solutions of Some Thermoluminescence Models

### Abstract

It is a well-known fact that language and culture is related. That relationship between language and culture in semantic level can be clearly seen in the vocabulary of that particular language. The lexicon of a language reflects traditions, beliefs and the perspectives of the society that use this specific language. Thus changes occur in a society directly effects the language and its lexicon. In the light of that, there has been communication both directly and indirectly between Persian and Turkish for centuries. As a consequence of the cultural interaction between Turkish and Persian languages, these two languages affected interculturality. It can be traced back to pre-Islamic period. One of the most striking field whose effects can be felt is language. The relationship between Turkish and Persian is not limited to lexical borrowing and also syntactic borrowings can be observed. In this study points that are examined are: how these relations can be used in teaching Turkish as a second language in Persia and how shared knowledge make learning Turkish proverbs and idioms easier. Persians student's usage of proverbs and idioms in different level of Turkish language course are also revealed.

**Keywords:** Thermoluminescence, trap parameters, numeric solutions

### 1. Giriş

Termoluminesans (TL) olay radyasyon dozlarının ölçülmesinde yaygın olarak kullanılan bir yöntem olmasına rağmen yöntemin uygulanışı sırasında bazı zorluklarla karşılaşmaktadır (McKeever, 1985; Chen and ve Pagonis, 2011; Kron, 1999). Buradaki en temel problem tuzak parametrelerinin hesaplanması sırasındaki belirsizliklerdir (Chen, 2001). Bu belirsizliklerin ortadan kaldırılabilmesi için TL yayınlanmayı açıklayan en temel modellerin ve bunların çözümlerinin bilinmesi gerekmektedir. Ancak TL olayı açıklayan modeller tarafından ileri sürülen diferansiyel sistemleri lineer olmadıkları için analitik çözümleri de bulunamamaktadır. Ancak çeşitli varsayımlar altında lineer forma indirgenip analitik olarak çözümlenebilirler. Bir diğer yöntem ise bu denklemlerin sayısal yöntemler ile çözümlenmesidir. Literatürde TL denklemlerin sayısal çözümlerinin tartışıldığı birçok çalışma mevcuttur.

İlk olarak Cowell ve Woods, 1967 tarafından aktivasyon enerjisinin, E, grafiksel olarak hesaplanabildiği bir yöntem ileri sürülmüştür. Yazarlar bu yöntem ile deneysel ışıltama eğrilerine oldukça iyi benzerlikte eğriler elde ettiklerini ileri sürmüşlerdir. Chen, 1969 genel mertebeden kinetik modeli kullanarak TL ışıltama eğrilerini elde edebildiğini ileri sürmüştür. Mohan ve Chen 1970, TL ışıltama için sayısal bir yöntem ileri sürmüşlerdir. Yazarlar yöntemi ikinci mertebeden olan durumlar için de genişlettiklerini iddia

etmişlerdir. Benzer bir çalışma Shenker ve Chen 1971 tarafından da yapılmıştır. Bu genelleştirilmiş yöntem bilgisayar yardımı ile tuzak seviyesinin aktivasyon enerjini ve kinetik mertebesini hesaplayabilmektedir. Kristianpoller ve ark. 1974, TL malzemenin maruz kaldığı radyasyon dozu ile pik maksimum yoğunluğu ve sıcaklığı arasındaki ilişkiyi araştırmışlardır. Hagekyriakou ve Fleming, 1982 birinci, ikinci ve diğer mertebeden kinetik modelleri tartışmışlardır. İkinci mertebeden kinetik parametrelere sahip olan tuzakların gerçekte birçok ara duruma sahip birinci mertebeye tuzaklar olabileceğini ileri sürmüşlerdir. Chen, 1983 farklı kinetik parametrelere sahip olan TL piklerini karşılaştırmıştır. Moscovitch ve ark. 1983, birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip TL pikleri için mikroişlemci destekli bir analiz tekniği geliştirmişlerdir. McKeever ve ark. 1985, Schon-Klasens modelini incelemişlerdir. Modele uygun olarak yük taşıyıcı trafiğini ifade eden diferansiyel denklem sistemlerini türetmişler ve sayısal olarak çözmüşlerdir. Singh ve ark. 1984, hiperbolik ısıtma hızında elde edilen ışıltama eğrilerini kullanarak aktivasyon enerjisini belirleyebildiklerini ileri sürmüşlerdir. Bull, 1989, sınırlandırılmış geçişler modelini sayısal yöntemler ile çözümlenmiş ve birinci mertebeden kinetik parametrelere sahip piklerin tüm tuzak parametrelerini hesaplayabildiğini bildirmiştir. Gartia ve ark. 1991, ise ilk yükseliş (initial rise) yöntemi için yeni denklemler türettiklerini ve sayısal

çözümlerini yaptıklarını bildirmişlerdir. Bos ve ark. 1992, LiF:Mg,Ti kristali için ısıtma ve soğutma hızındaki değişimin tuzak parametreleri üzerindeki etkisini araştırmışlardır. TL tuzak parametrelerinin sayısal olarak analiz edilmesine yönelik bir çalışmada Sakurai, 1995, tarafından yayınlanmıştır. Bu yeni yöntemde integral hesap yöntemi ve sınır koşulları kullanılarak bağımsız değişken sayısının azaltıldığı bildirilmiştir. Yazara göre tüm tuzak parametreleri bu yöntem ile hesaplanabilmektedir. Sunta ve ark. 1997, bir tuzak bir yeniden birleşme merkezi modelinin sayısal çözümlerini kullanarak tuzak parametrelerini hesaplayabildiklerini ileri sürmüşlerdir. Singh ve ark. 1998, karma mertebeden kinetik modeli gözden geçirdiklerini ve aktivasyon enerjisi için yeni ifadeler türettiklerini ileri sürmüşlerdir. Vejnovic ve ark. 1998, yeni bir yaklaşım ile genel mertebeden kinetik parametrelere sahip ışımlar için yeni bir ifade türetmişlerdir. Elde edilen bu ifadenin birinci ve ikinci mertebeden durumlara da uygulanabileceği bir yöntem ileri sürmüşlerdir. Sunta ve ark. 1998, iyi bilinen ve fiziksel olarak gerçekçi TL modelleri kullanarak tuzak parametrelerini hesapladıklarını bildirmişlerdir. Bununla birlikte kinetik merite ve frekans faktörünü kabul edilebilir hata sınırları içerisinde hesaplayabildiklerini bildirmişlerdir. Chen ve Leung, 1999, TL yayınlanma için teorik bir model ileri sürmüşler ve fiziksel süreci uygulayarak bu modeli sayısal olarak çözümlenmiştir. Townsend ve Rowlands, 1999, kristal içerisinde yüksek miktarlarda oluşan kusurlara vurgu yaparak bazı teorik modeller ileri sürmüşler ve bu modelleri sayısal olarak çözümlenmiştir. Furetta ve ark. 1999, 3 farklı malzemenin feding özelliklerini bilgisayarlı ışıdamaya eğrisi açma (CGCD) yöntemi ile irdelemişlerdir. Sunta ve ark. 1999, aktivasyon enerjisinin ölçülmesinde kullanılan genel mertebeden fit yapma ve pik şekli yöntemlerinin limitlerini göstermişlerdir. Vejnovic ve ark. 1999, Gauss-Lorentz asimetric fonksiyonunu kullanarak yeni bir pik fit yapma programı önermişlerdir. Önerilen bu program genel mertebeden kinetik model için de uygundur. Furetta ve ark. 2000, tarafından, ayrıştırılan pik yapılarını kullanan yeni bir model ileri sürülmüştür. Diğer taraftan Pagonis ve ark. 2001, bilgisayarlı ışıdamaya eğrisi açma (Computerized Glow Curve Deconvolution-CGCD) yöntemi için yeni bir matematiksel ifade ileri sürmüşlerdir. Pagonis ve Kitis, 2001 ise aktivasyon enerjisinin hesaplanmasında Weibull analizi ve pik maksimum sıcaklığı ile yeni bir matematiksel formül türetmişlerdir. Rasheedy, 2001, TL ışımayı açıklayan geleneksel denklemleri ele alıp, bunları yeniden düzenlediğini öne sürmüştür. Sunta ve ark. 2005, gerçek malzemelerin TL ışıma karakterlerini incelemişler ve bu ışıdamaya uygun teorik modeller ileri sürmüşlerdir. Yazarlar TL yayınlanmanın, birinci mertebeden olmayan kinetik model ve uygun parametre seçimi ile açıklanabileceğini ileri sürmüşlerdir. Triolo ve ark. 2006, farklı enerjilerdeki foton, proton ve elektron radyasyonu ile ışınlanmış LiF:Mg,Cu,P kristalinin TL karakteristiğini incelemişlerdir. Elde edilen ışıdamaya eğrisini CGCD yöntemi ile analiz etmişler ve temel tuzak parametreleri belirlemişlerdir. Bununla beraber model tarafından öne sürülen denklem sistemini sayısal olarak çözümlenerek model ve gerçek malzemeler arasındaki ilişkiyi incelemişlerdir.

Yukarıda özetlenen çalışmalardan görülebileceği gibi TL modellerin önerdikleri denklemler ve bunların sayısal

çözümleri birçok çalışmanın konusunu oluşturmaktadır. Ancak yapılan çalışmalarda modellerin sayısal çözümleri sırasında bazı ön kabullerin yapıldığı görülmüştür. Bununla beraber önerilen yöntemler oldukça uzun ve karmaşıktır. Bu nedenle bu çalışmada TL olguyu açıklamak için ileri sürülen, birinci mertebeden, ikinci mertebeden, genel mertebeden ve etkileşimli çoklu tuzak modelleri bilgisayar yardımı ile çözümlenmiştir. Çözümler sırasında denklem sistemlerinde herhangi bir basitleştirme veya ön kabul uygulanmamıştır.

## 2. Termoluminesans Modellere Kısa Bir Bakış

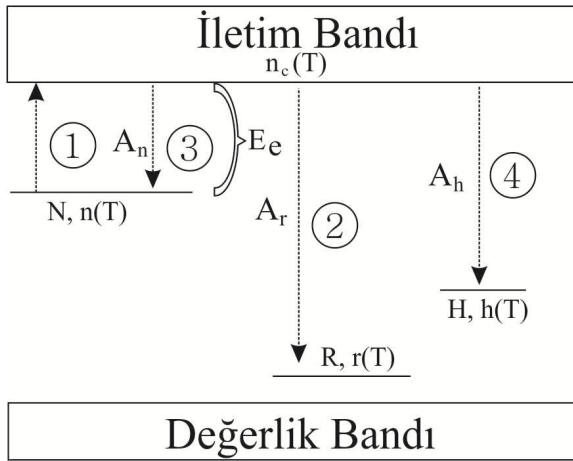
Termoluminesans olay, termodinamik denge durumunda bulunan bir sistemin dış enerji kaynağından enerji soğurarak uyarılması sonucunda yarı kararlı duruma geçmesi ve ardından ısı enerjisi yardımıyla sistemdeki fazla enerjinin yayınlanarak sistemin denge durumuna dönmesi olarak tanımlanabilir. Burada uyarılmaya neden olan dış enerji kaynağı iyonlaştırıcı radyasyondur. Tipik bir TL ölçüm, örnek sıcaklığının doğrusal olarak artırılması sonucunda malzeme tarafından yayınlanan ışıdamaya yoğunluğunun sıcaklığın ve zamanın bir fonksiyonu olarak kaydedilmesinden ibarettir (McKeever, 1985: Chen ve Pagonis, 2011). Randall- Wilkins, Garlick-Gibson, May-Partigle ve diğerleri TL olayı açıklamak için bir takım analitik denklemler türetmişlerdir (McKeever, 1985: Chen ve Pagonis, 2011: Kron, 1999: Chen, 2001). Bu modellere göre yayınlanan ışıdamaya piklerinin şiddeti birçok parametreye bağlıdır ve bunlar TL tuzak parametreleri olarak bilinmektedir. Bu parametreler; kinetik merite (b), aktivasyon enerjisi (E), frekans faktörü (s) ve ısıtma oranıdır (β) (McKeever, 1985: Chen ve Pagonis, 2011: Chen, 1969). Bir sonraki bölümde bu modellerin fiziksel temelleri ve TL ışıdamayı ifade eden denklemlerin türetilmesi hakkında kısaca bilgi verilecektir.

### 2.1. Birinci Mertebeden Kinetik Model

Birinci mertebeden kinetik (First Order Kinetics-FOK) modele göre TL malzeme yalnızca iki tip tuzak enerji seviyesi ihtiva etmektedir.  $E_c$  enerjili elektron tuzakları ve  $E_r$  enerjili yeniden birleşme merkezleri (Şekil 1). Burada sadece elektronların ısı enerjisi ile tuzaklardan serbest kaldığı kabul edilmektedir. Modele göre izinli geçişler (1 ve 2) Şekil 1'de görülmektedir. Bu model tarafından yük taşıyıcı trafiğini kontrol eden ve TL ışıdamaya şiddetini ifade eden denklemler Eşitlik 1 ve 2'de sunulmuştur [34-36].

$$\frac{\partial n(T)}{\partial t} + n(T) \times s \times \exp[-E_e/(k \times T)] = 0 \quad (1)$$

$$I_{TL} = n(T) \times s \times \exp[-E_e/(k \times T)] \quad (2)$$



Şekil 1 Temel termoluminesans modeller için enerji-bant diyagramı

Burada  $T$  sıcaklık,  $t$  ise zamandır.  $T$  ile  $t$  arasındaki ilişki ise  $T = T_0 + \beta \times t$  eşitliği ile verilebilir.  $n(T)$  [ $\text{cm}^{-3}$ ]  $t$  anında tuzaklarda bulunan elektron yoğunluğu ve  $k$  [eV/K] ise Boltzmann sabitidir. Modele göre değerlik bandından uyarılarak iletim bandına geçen elektronlar sadece 2 numaralı mekanizma ile yeniden birleşme merkezlerine geçebilirler. Diğer geçişler izinli değildir. Bu model ilk defa Randall ve Wilkins tarafından ileri sürülmüştür (Randall, 1945; Randall, ve Wilkins, 1945).

## 2.2. İkinci Mertebeden Kinetik Model

İkinci mertebeden kinetik model (Second Order Kinetics-SOK) ilk defa Garlick ve Gibson, 1948, tarafından ileri sürülmüştür. Modele göre 1, 2 ve 3 numaralı geçişler izinlidir. Diğer bir ifade ile iletim bandına uyarılmış olan elektronlar tuzaklar tarafından da yeniden yakalanabilirler. Bu model tarafından ileri sürülen izinli geçişler Şekil 1'de görülebilir. SOK model tarafından yük taşıyıcı trafiğini kontrol eden ve TL ışıltama şiddetini veren denklemler Eşitlik 3 ve Eşitlik 4'de sunulmuştur (McKeever, 1985; Chen ve Pagonis, 2011; Randall, ve Wilkins, 1945; Garlick ve Gibson, 1948).

$$\frac{\partial n(T)}{\partial t} + \frac{[n(T)]^2}{N} \times s \times \exp\left[-\frac{E_e}{(k \times T)}\right] = 0 \quad (3)$$

$$I_{TL} = [n(T)]^2 \times s \times \exp[-E_e/(k \times T)] \quad (4)$$

Buradaki parametreler daha önce yukarıda tanımlanmış olan parametreler ile aynıdır,  $N$  ise başlangıçtaki elektron tuzak yoğunluğudur.

## 2.3. Genel Mertebeden Kinetik Model

Randall-Wilkins ve Garlick-Gibson TL yayınlanma mekanizmasında çeşitli varsayımlar yaparak kendi modellerini ileri sürmüşlerdir. May ve Partridge, 1964, bu varsayımları birleştirerek yeni bir yarı deneysel bağıntı (Denklem 5) ileri sürmüşlerdir.

$$I_{TL} = [n(T)]^b \times s \times \exp[-E_e/(k \times T)] \quad (5)$$

Burada  $s' = s/(N)^{(b-1)}$ , dir.  $1 \geq b \geq 2$  aralığında olmalıdır.  $b = 1$  alındığında Denklem 5 Randall - Wilkins eşitliğine

(Denklem 2) indirgenir ve  $b = 2$  alındığında ise Garlick-Gibson eşitliği (Denklem 4) elde edilir. (McKeever, 1985; Chen ve Pagonis, 2011; McKeever ve Chen, 1997; May ve Partridge, 1964).

## 2.4. Etkileşimli Çoklu Tuzak Modeli

Bu bölüme kadar yapılan tartışmalarda TL olayı açıklamak için ileri sürülen modeller bir tuzak ve bir yeniden birleşme merkezi ihtiva ediyordu. Ancak gerçek malzemelerde birden çok sayıda elektron tuzak seviyesi bulunabilmektedir. Bu modele göre nötralizasyon koşulu;

$$n(T) + h(T) = r(T) \text{ 'dir.}$$

Burada  $h$  derin tuzaklardaki elektron yoğunluğu ve  $H$  ise derin tuzakların yoğunluğudur (McKeever, 1985; Chen ve Pagonis, 2011; May ve Partridge, 1964). Modele göre izinli geçişler (1, 2, 3 ve 4) Şekil 1'de görülebilir. Yük taşıyıcı trafiğini kontrol eden diferansiyel denklem sistemi ise Denklem 6-9 ile verilebilir (Dussel ve Bube, 1967; Kelly ve Braunlich, 1970).

$$\frac{\partial h(T)}{\partial t} - n_c(T) \times [H - h(T)] \times A_h = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial n(T)}{\partial t} + n(T) \times s \times \exp\left[-\frac{E_e}{(k \times T)}\right] - n_c(T) \times [N - n(T)] \times A_n = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial r(T)}{\partial t} + n_c(T) \times [R - r(T)] \times A_r = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial n_c(T)}{\partial t} + \frac{\partial r(T)}{\partial t} + \frac{\partial n(T)}{\partial t} + \frac{\partial h(T)}{\partial t} = 0 \quad (9)$$

Burada,  $A_n$  derin tuzakların elektron yakalama olasılığı,  $A_r$  ve  $A_h$  ise sırasıyla yeniden birleşme ve tuzaklara yakalanma olasılıklarıdır. Bu modele göre sığ tuzaklardan serbest kalan elektronlar, belirli bir oranda derin tuzaklar tarafından da yakalanabilirler. Bu nedenle bu model etkileşimli çoklu tuzak modeli olarak adlandırılmıştır.

## 3. Modellerin Sayısal Olarak Çözülmesi

### 3.1. Yöntem

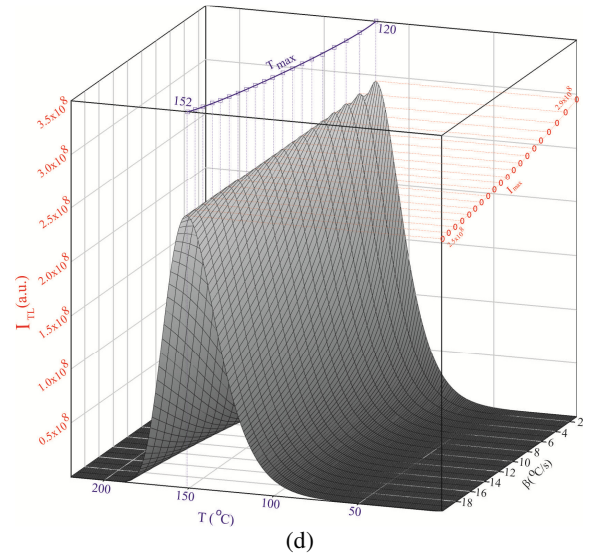
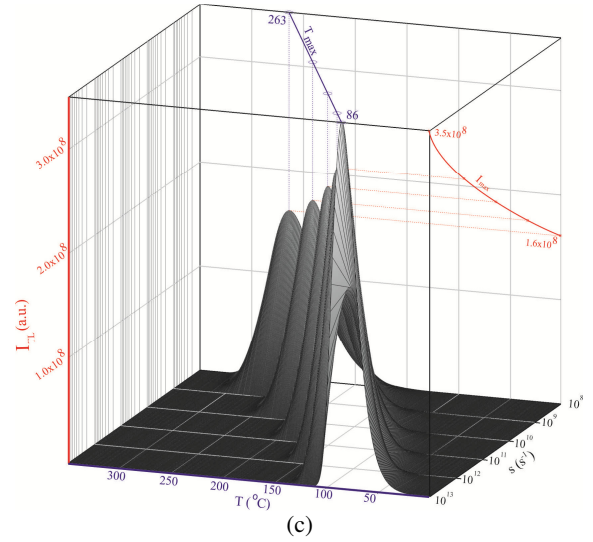
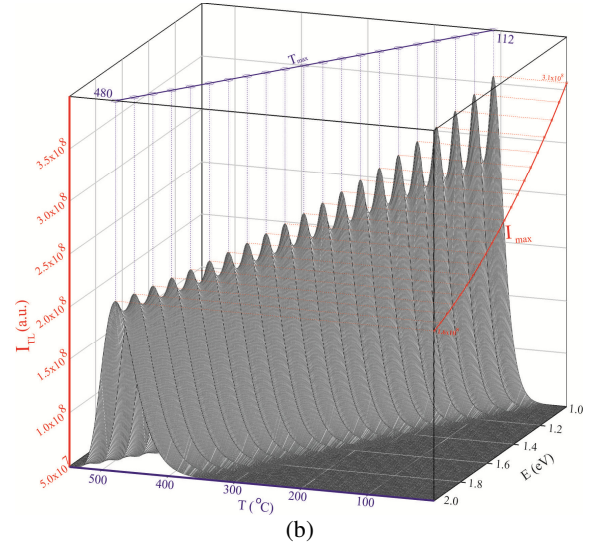
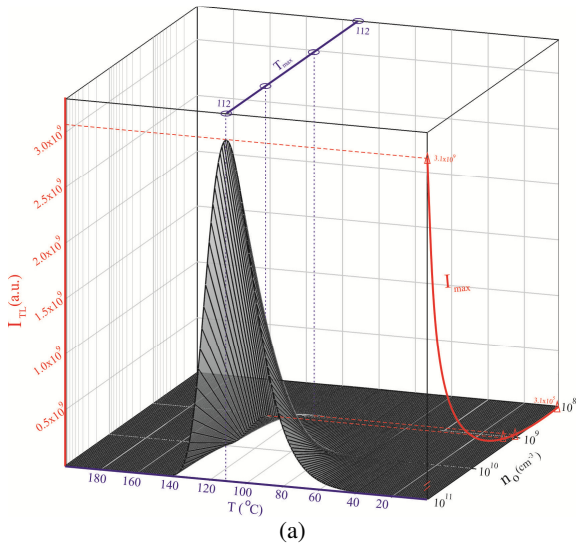
Bu çalışmada TL olayı açıklamak için ileri sürülen modeller, sayısal yöntemler ve bilgisayar kullanılarak çözümlenmiştir. Bu amaçla modeller tarafından ileri sürülen ve yük taşıyıcı trafiğini kontrol eden diferansiyel denklemler Mathematica 8.0 bilgisayar programı platformunda çalıştırılabilen kodlar yardımı ile sayısal olarak çözümlenmiştir. Sayısal çözümler üç basamakta gerçekleştirilmiştir. İlk basamak elektron tuzaklarının doldurulmasıdır. Bu basamakta TL malzemenin belirli bir yoğunlukta iyonlaştırıcı radyasyona maruz kaldığı kabul edilmektedir. İşlemin sonucunda iletim bandından serbest elektronlar ve değerlik bandında ise bu elektronların bıraktıkları elektron boşlukları bulunmaktadır. Burada iletim

bandındaki elektron yoğunluğu malzemenin ışınlandığı iyonlaştırıcı radyasyon yoğunluğu ile orantılıdır. İkinci aşama dinlenme aşamasıdır. Bu aşamada, yük taşıyıcı trafiğini kontrol eden diferansiyel denklemlere uygun olarak hareket eden yük taşıyıcılar elektron tuzakları tarafından yakalanırlar. Bu aşamanın sonunda iletim bandında herhangi bir serbest elektron bulunmamaktadır. Üçüncü aşama ısıtma sürecidir. Bu aşamada örneğin sıcaklığı kontrollü bir şekilde artırılır. Bu sırada yakalandığı tuzaktan serbest kalabilecek kadar ısı enerjisi sahip olan bir elektron, tuzaklardan kurtularak yeniden iletim bandına geçer. İletim bandındaki elektron, model tarafından ileri sürülen denklemlere uygun olarak hareket eder.

Sayısal çözümler sırasında öncelikle çözümü yapılacak model tarafından ileri sürülen denklem sistemi matematiksel kodlar haline dönüştürülmüş, başlangıç koşulları bilgisayar programına yüklenmiş ve sayısal çözümler yapılmıştır.

### 3.2. Birinci Mertebeden Kinetik Modelin Sayısal Çözümleri

Birinci mertebeden kinetik model için elde edilen sayısal çözümler Şekil 2'de sunulmuştur. Tuzaklara yakalanmış elektron yoğunluğunun ( $n_0$ ), tuzak derinliğinin ( $E$ ), frekans faktörünün ( $s$ ) ve ısıtma oranının ( $\beta$ ) pik maksimum sıcaklığı ve yüksekliği üzerindeki etkisi Şekil 2 a, b, c ve d'de sırasıyla sunulmuştur. Çözümler sırasında kullanılan parametreler ise Çizelge 1'de verilmiştir.



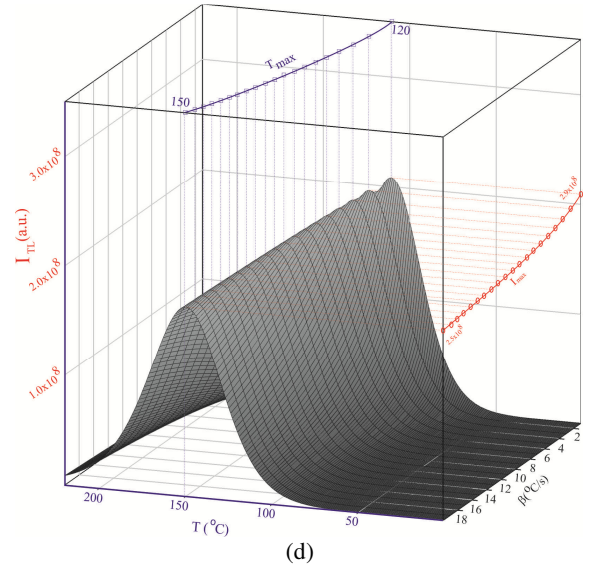
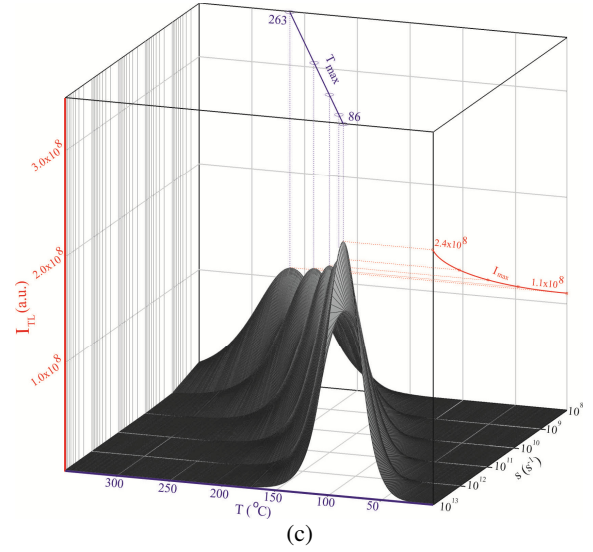
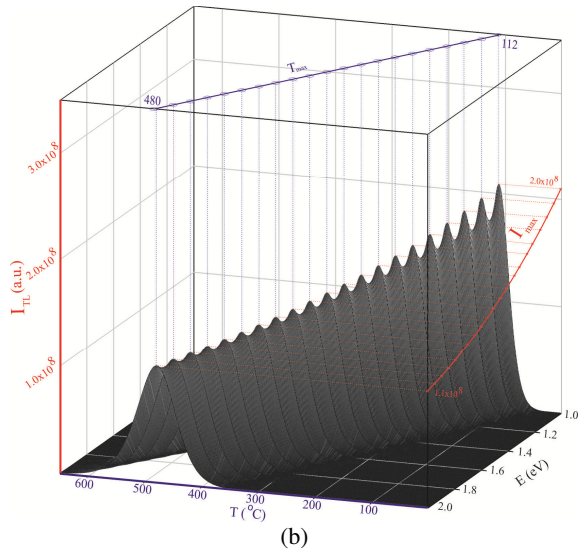
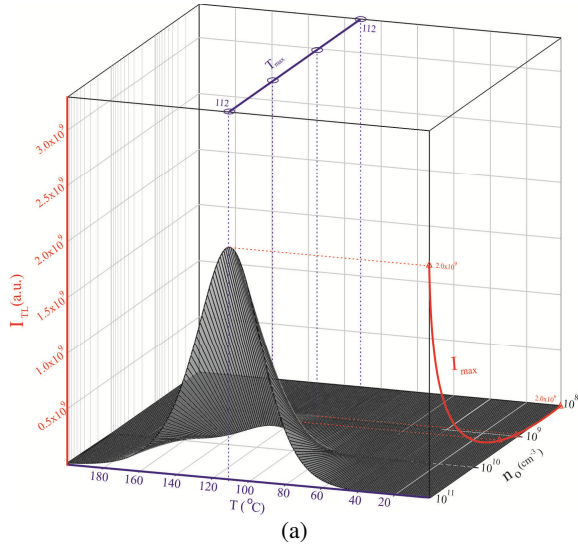
Şekil 2 no (a), Ee (b), s (c) ve  $\beta$  (d) parametrelerinin  $T_{maks.}$  ve  $I_{maks.}$  üzerindeki etkileri

Çizelge 1 Birinci mertebeden kinetik modelin sayısal çözümleri için kullanılan değişkenler ve değerleri

	$n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$E_e$ (eV)	$S$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\beta$ ( $^{\circ}\text{C}/\text{s}$ )
$n_0$	$10^8 - 10^{17}$	1.00	$10^{12}$	1
$E$	$10^{10}$	1.00-2.00	$10^{12}$	1
$s$	$10^{10}$	1.00	$10^8 - 10^{13}$	1
$\beta$	$10^{10}$	1.00	$10^{12}$	1-20

### 3.3. İkinci Mertebeden Kinetik Modelin Sayısal Çözümleri

İkinci mertebeden kinetik model için elde edilen sayısal çözümler Şekil 3'de sunulmuştur. Tuzaklara yakalanmış elektron yoğunluğunun ( $n_0$ ), tuzak derinliğinin ( $E$ ), frekans faktörünün ( $s$ ) ve ısıtma oranının ( $\beta$ ) pik maksimum sıcaklığı ve yüksekliği üzerindeki etkisi Şekil 3 a, b, c ve d de sırasıyla sunulmuştur. Çözümler sırasında kullanılan parametreler ise Çizelge 2'de verilmiştir.



Şekil 3  $n_0$  (a),  $E_e$  (b),  $s$  (c) ve  $\beta$  (d) parametrelerinin  $T_{\text{maks.}}$  ve  $I_{\text{maks.}}$  üzerindeki etkileri

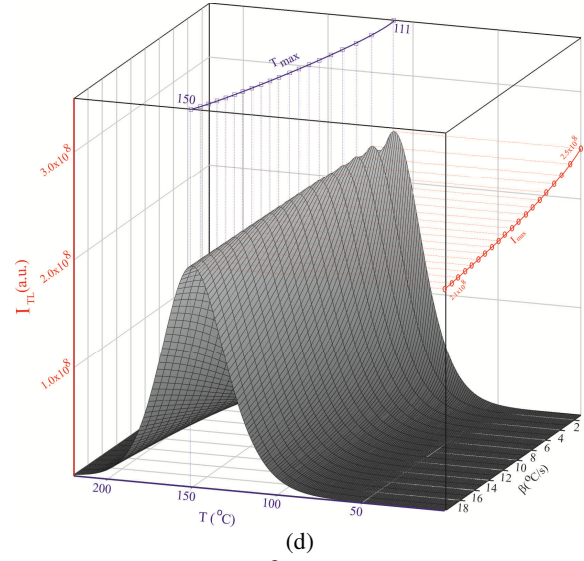
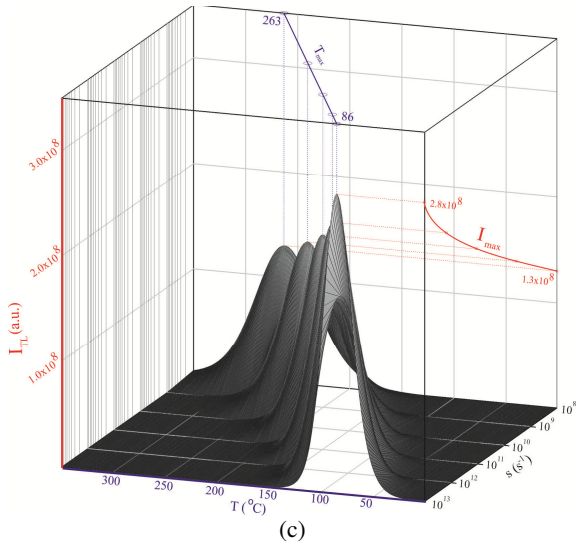
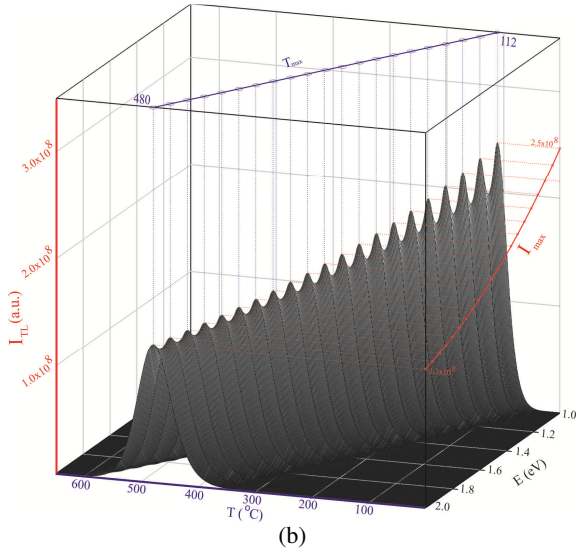
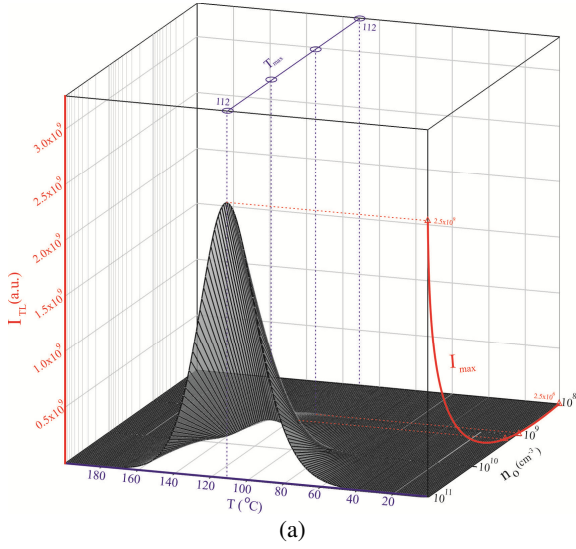
Çizelge 2 İkinci mertebeden kinetik modelin sayısal çözümleri için kullanılan değişkenler ve değerleri

	$n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$E_e$ (eV)	$S$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\beta$ ( $^{\circ}\text{C}/\text{s}$ )
$n_0$	$10^8 - 10^{17}$	1.00	$10^{12}$	1
$E$	$10^{10}$	1.00-2.00	$10^{12}$	1
$s$	$10^{10}$	1.00	$10^8 - 10^{13}$	1
$\beta$	$10^{10}$	1.00	$10^{12}$	1-20

### 3.4. Genel Mertebeden Kinetik Modelin Sayısal Çözümleri

Genel mertebeden kinetik model için elde edilen sayısal çözümler Şekil 4'de sunulmuştur. Tuzaklara yakalanmış elektron yoğunluğunun ( $n_0$ ), tuzak derinliğinin ( $E$ ), frekans faktörünün ( $s$ ) ve ısıtma oranının ( $\beta$ ) pik maksimum sıcaklığı ve yüksekliği üzerindeki etkisi Şekil 4 a, b, c ve d de sırasıyla

sunulmuştur. Çözümler sırasında kullanılan parametreler ise Çizelge 3'de verilmiştir.



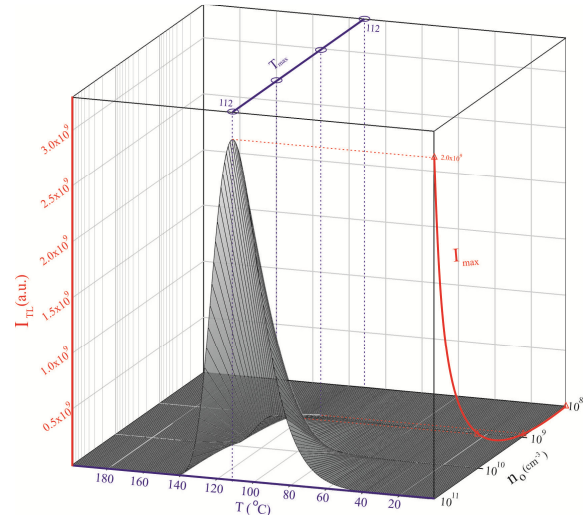
Şekil 4  $n_0$  (a),  $E_e$  (b),  $s$  (c) ve  $\beta$  (d) parametrelerinin  $T_{maks.}$  ve  $I_{maks.}$  üzerindeki etkileri

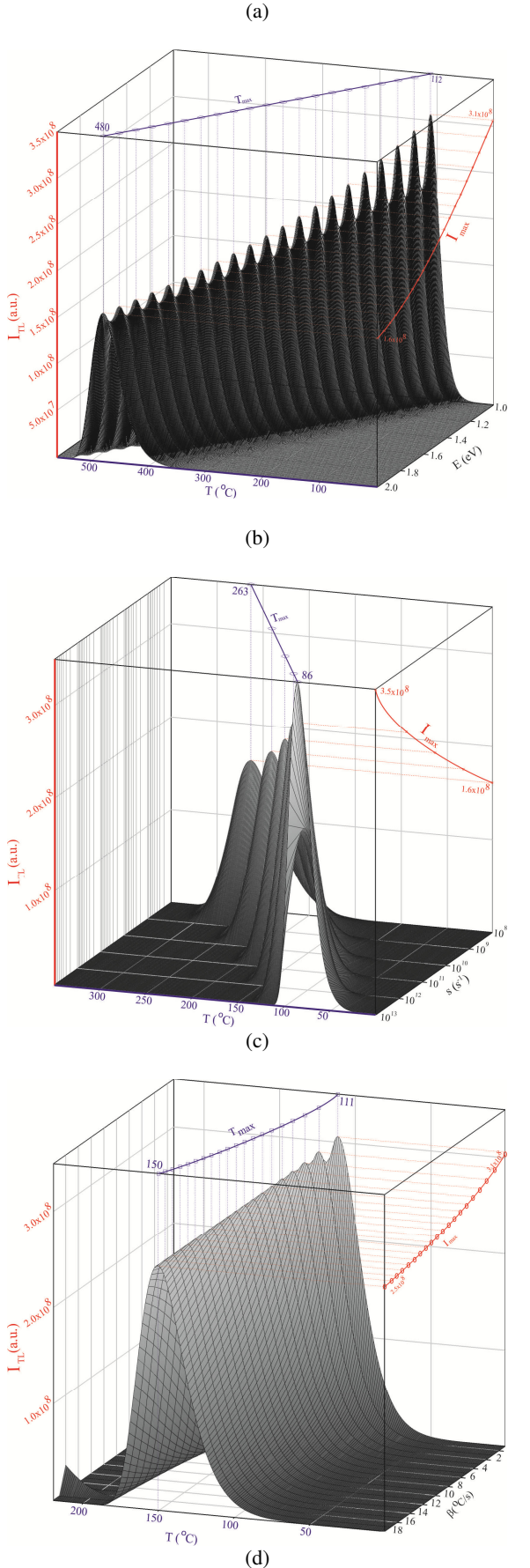
Çizelge 3 Genel mertebeden kinetik modelin sayısal çözümleri için kullanılan değişkenler ve değerleri

	$n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$E_e$ (eV)	$s$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\beta$ ( $^{\circ}\text{C}/\text{s}$ )	$b$
$n_0$	$10^8 - 10^{11}$	1.00	$10^{12}$	1	1.5
$E_e$	$10^{10}$	1.00-2.00	$10^{12}$	1	1.5
$s$	$10^{10}$	1.00	$10^8 - 10^{13}$	1	1.5
$\beta$	$10^{10}$	1.00	$10^{12}$	1-20	1.5

### 3.5. Etkileşimli Çoklu Tuzak Modelinin Sayısal Çözümleri

Etkileşimli çoklu tuzak modeli için elde edilen sayısal çözümler Şekil 5'de sunulmuştur. Tuzaklara yakalanmış elektron yoğunluğunun ( $n_0$ ), tuzak derinliğinin ( $E$ ), frekans faktörünün ( $s$ ) ve ısıtma oranının ( $\beta$ ) pik maksimum sıcaklığı ve yüksekliği üzerindeki etkisi Şekil 5 a, b, c ve d de sırasıyla sunulmuştur. Çözümler sırasında kullanılan parametreler ise Çizelge 4'de verilmiştir.





Şekil 4  $n_0$  (a),  $E_c$  (b),  $s$  (c) ve  $\beta$  (d) parametrelerinin  $T_{maks}$  ve  $I_{maks}$  üzerindeki etkileri

Çizelge 4 Etkileşimli çoklu tuzak modelinin sayısal çözümleri için kullanılan değişkenler ve değerleri

	$n_0$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$E_c$ (eV)	$S$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\beta$ ( $^{\circ}\text{C}/\text{s}$ )	$A_n=A_m$	$A_h$
$n_0$	$10^8 - 10^{11}$	1.00	$10^{12}$	1	$10^{-9}$	$4 \times 10^{-7}$
$E_c$	$10^{10}$	1.-2.	$10^{12}$	1	$10^{-9}$	$4 \times 10^{-7}$
$s$	$10^{10}$	1.00	$10^8 - 10^{13}$	1	$10^{-9}$	$4 \times 10^{-7}$
$\beta$	$10^{10}$	1.00	$10^{12}$	1-20	$10^{-9}$	$4 \times 10^{-7}$

#### 4. Tartışmalar ve Sonuç

Bu çalışmada öncelikli olarak termoluminesans mekanizmayı açıklayan bazı temel modeller üzerinde durulmuş ve bu modeller tarafından ileri sürülen diferansiyel denklem sistemleri sayısal yöntemler ile çözülmüştür. Sayısal çözümler sırasında herhangi bir ön koşul yapılmadığından daha genel sonuçlar elde edilmiştir. Yapılan sayısal çözümler sırasında, TL ışıltama eğrisinin karakteristiğini belirleyen temel tuzak parametreleri geniş bir değer aralığı içerisinde, ancak; gerçekçi olacak şekilde seçilmiştir. Elde edilen veriler ışığında aşağıdaki sonuçlara ulaşılmıştır;

Tuzaklardaki elektron yoğunluğu ( $n_0$ ), pik maksimum yüksekliğini ( $I_{maks.}$ ) ve tüm eğrinin altında kalan alanı belirler.  $n_0$  değeri artırıldığında pik maksimum yüksekliği ve tüm ışıltama eğrisi altında kalan alan artmaktadır. Tuzaklardaki elektron yoğunluğu, pik maksimum yüksekliği ve tüm eğrinin altında kalan alan arasındaki bu ilişki Şekil 2a, 3a, 4a ve 5a'da açık bir şekilde görülmektedir. Burada  $n_0$ 'ın radyasyon dozu ile orantılı olduğu görülmüştür.

Pik maksimum sıcaklığı ( $T_{maks.}$ ) ve yüksekliği ( $I_{maks.}$ ) tuzak derinliği tarafından kontrol edilmektedir ( $E_c$ ). Tuzak derinliği ile pik maksimum sıcaklığı ve yüksekliği arasındaki ilişki Şekil 2b, 3b, 4b ve 5b'den açıkça görülebilir. Şekiller incelendiğinde, tuzak derinliği artırıldığında  $T_{maks.}$  sıcaklığının düşük sıcaklık bölgesine doğru kaydığı ve  $I_{maks.}$  yüksekliğinin ise arttığı gözlemlenmiştir. Tuzaklarda bulunan elektronların ısı uyartılma olasılığı  $\exp(-E/kT)$  terimi ile artmaktadır. Böylece toplam yeniden birleşme olasılığı da artmış olmaktadır. Buna karşın elektronların uyartılma sıcaklıkları azalmakta ve elektronların tuzakları terk etme süreleri kısalmaktadır. Bu etki pik maksimum yüksekliklerinin artmasına ve pik maksimum sıcaklıklarının azalmasına neden olmaktadır.

Frekans faktörü ( $s$ ) de pik maksimum sıcaklığı ve yüksekliğini doğrudan etkilemektedir. Bu etki Şekil 2c, 3c, 4c ve 5c'de açıkça görülebilir. Frekans faktörü artırıldığında pik maksimum sıcaklığının düşük sıcaklık bölgesine doğru hareket ettiği ve pik maksimum yoğunluğunun arttığı gözlemlenmiştir. Bu değişim, frekans faktörünün artması ile tuzaklarda bulunan elektronların birim zamanda ısı olarak serbest kalma olasılıklarının artmasından kaynaklanmaktadır.

Isıtma oranı ( $\beta$ ) pik maksimum sıcaklığı ve yüksekliğini doğrudan etkileyen parametrelerden biridir. Bu ilişki Şekil 2d, 3d, 4d ve 5d'de açıkça görülebilir. Isıtma oranı artırıldığında pik maksimum sıcaklığının yüksek sıcaklık bölgesine doğru kaydığı gözlemlenmiştir. Yüksek ısıtma oranı malzeme sıcaklığını görece düşük ısıtma oranı

kullanılan durumlardan daha kısa sürede arttırmaktadır. Böylece aynı zaman aralığı içerisinde daha fazla elektronun tuzaklardan kurtulacak kadar ısı enerjisine sahip olmasına neden olmaktadır. Ancak bu durumda, belirli bir sıcaklık aralığında, bir elektronun tuzaklardan kurtulmak için daha az zamanı olacaktır. Bilindiği gibi TL ışıltama eğrileri malzemenin yayınlanan ışıltama yoğunluğunun sıcaklığın bir fonksiyonu olarak kaydedilmesi yöntemi ile elde edilmektedir. Böylece ısıtma oranının artması ile pik maksimum sıcaklığı artmakta ve yüksekliği ise azalmaktadır. Bununla birlikte tüm ışıltama eğrisi altında kalan alan değişmeyeceğinden pikin yarı genişliği artacaktır.

### Kaynaklar

- McKeever, S. W. S., Thermoluminescence of solids, vol. 1, (Cambridge University press, London, 1985)
- Chen, R. ve Pagonis, V., Thermally and optically stimulated luminescence. A simulation approach, vol. 1, (Wiley, Wiltshire, 2011)
- Kron, T., Radiat. Prot. Dosim. 85, Nos. 1-4, (1999), 333-340.
- Chen, R., IRPA Regional Congress on Radiation Protection in Central Europe, (2001), Dubrovnik, Croatia, May 20-25.
- Cowell, T. A. T. ve Woods, J., Br. J. Appl. Phys., 18, (1967), 1045-1051. 30
- Chen, R., J. Electrochem. Soc: Solid State Science, (1969), 1254-1257.
- Mohan, N. S., ve Chen, R., J. Phys. D: Appl. Phys., 3, (1970), 243-247.
- Shenker, D., ve Chen, R., J. Phys. D: Appl. Phys., 4, (1971), 287-291.
- Kristianpoller, N., Chen, R. ve Israeli, M., J. Phys. D: Appl. Phys., 7, (1974), 1063-1072
- Hagekyriakou, J., Fleming, R. J., J. Phys. D, 15, (1982), 163-76.
- Chen, R., J. Phys. D: Appl. Phys., 16, (1983), L107-L114.
- Moscovitch, M., Horowitz, Y. S., ve Oduko, J., Radiat. Prot. Dosim. 6, No.1-4, (1983), 157-158.
- McKeever, S. W. S., Rhodes, J. F., Mathur, V. K., Chen, R., Brown, M. D., ve Bull, R. K., Phys. Rev. B, 32, N. 6, (1985), 3835-3842.
- Singh, T. S. C., Mazumdar, P. S., ve Gartia, R. K., J. Phys. D: Appl. Phys., 21 (1988), 1312-1314.
- Bull, R. K., J. Phys. D: Appl. Phys., 22, (1989), 1375-1379.
- Gartia, R. K., Singh, S. J., Singh, T. S. C., ve Mazumdar, P. S., J. Phys. D: Appl. Phys., 24, (1991), 1451-1454.
- Bos, A. J. J., Vijverberg, R.N. M., PETERS, T. M., ve McKeever, S. W. S., J. Phys. D: Appl. Phys., 25, (1992), 1249-1257.
- Sakurai, T., J. Phys. D: Appl. Phys., 28, (1995) 2139-2143.
- Sunta, C. M., Ayta, W. E. F., Kulkarni, R. N., PETERS, T. M., ve Watanabe, S., J. Phys. D: Appl. Phys., 30, (1997), 1234-1242.
- Singh, W. S., Singh S. D., ve Mazumdar, P. S., J. Phys.: Condens. Matter, 10, (1998), 4937-4946.
- Vejnovic, Z., Pavlovic, M. B., Ristic, D., Davidovic, M., J. Lumin. 78 (1998), 279-287.
- Sunta, C. M., Kulkarni, R. N., PETERS, T. M., Ayta, W. E. F., ve Watanabe, S., J. Phys. D: Appl. Phys., 31, (1998), 2074-2081.
- Chen, R. ve Leung, P. L., Radiat. Prot. Dosim. 84, Nos. 1-4, (1999), 43-46.
- Townsend, P. D., ve Rowlands, A. P., Radiat. Prot. Dosim. 84, Nos. 1-4, (1999), 7-12.
- Furetta, C., Kuo, C. H., ve Weng, P. S., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 423, (1999), 183-189.
- Sunta, C. M., FERIA, A. W. E., PETERS T. M., ve Watanabe, S., Radiat. Meas. 30 (1999), 197-201.
- Vejnović, Z., Pavlović, M. B., ve Davidović, M., J. Phys. D: Appl. Phys., 32 (1999), 72-78.
- Furetta, C., Kitis, G., Kuo, C. H., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, 160, (2000), 65-72.
- Pagonis, V., Mian, S. M., ve Kitis, G., Radiat. Prot. Dosim. 93, No. 1, (2001), 11-17.
- Pagonis V. ve Kitis, G., Radiat. Prot. Dosim. 95, No. 3, (2001), 225-229.
- Rasheedy, M. S., J. Fluoresc. 15, No.4, (2005), 485-491.
- Sunta, C.M., Ayta, W.E.F., Chubaci, J.F.D., ve Watanabe, S., J. Phys. D: Appl. Phys., 38, (2005) 95-102
- Triolo, A., Braia, M., Bartolotta, A., ve Marrale, M., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 560, (2006), 413-417.
- McKeever, S. W. S., ve Chen, R., Radiat. Meas. 27, No. 5/6, (1997), 625-661.
- JRandall, . T., ve Wilkins, M. H. F., Proc. R. Soc., 184, (1945), 366-389.
- Randall, J. T., ve Wilkins, M. H. F., Proc. R. Soc. 184, (1945), 390-407.
- Garlick, G. F. J., ve Gibson, A. F., Proc. Roy. Soc. A60, (1948), 574-590.
- May, C. E., ve Partridge, J. A., J. Chem. Phys. 40, (1964), 1401-1409.
- Dussel, G. A., ve Bube, R. H., Phys. Rev. 155, (1967), 764-779.
- Kelly, P. J., ve Braunlich, P., Phys. Rev. B, 1, (1970), 1587-1595.