

**ÇANAKKALE ONSEKİZ MART ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**LASERLE OLUŞTURULAN KALAY PLAZMA**  
**ORTAMLARINDAN YAYILAN X- IŞINLARI VE**  
**EUV-IŞINLARININ MODELLENMESİ**

**Betül ATALAY**

**Danışmanlar**

**Prof. Dr. Ramazan AYDIN**

**Prof. Dr. Arif DEMİR**

**Mart, 2007**

**ÇANAKKALE**

**LASERLE OLUŞTURULAN KALAY PLAZMA  
ORTAMLARINDAN YAYILAN X-IŞINLARI VE  
EUV-IŞINLARININ MODELLENMESİ**

**Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Doktora Tezi**

**FİZİK Anabilim Dalı**

---

**Betül ATALAY**

**Danışmanlar**

**Prof. Dr. Ramazan AYDIN**

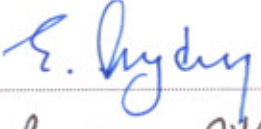
**Prof. Dr. Arif DEMİR**

**Mart, 2007**


**ÇANAKKALE**

## DOKTORA TEZİ SINAV SONUÇ FORMU


BETÜL ATALAY, tarafından Prof. Dr. RAMAZAN AYDIN ve Prof. Dr. ARİF DEMİR yönetiminde hazırlanan "LASERLE OLUŞTURULAN KALAY PLAZMA ORTAMLARINDAN YAYILAN X-IŞINLARI VE EUV-IŞINLARININ MODELLENMESİ" başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

  
Prof. Dr. Ramazan AYDIN


Danışman

  
Prof. Dr. Arif DEMİR

Ortak-Danışman

  
Prof. Dr. M. Emin ÖZEL


Tez İzleme Komitesi Üyesi

  
Doç. Dr. Necati ECEVİT

Tez İzleme Komitesi Üyesi

  
Doç. Dr. İsmail TARKAN

Jüri Üyesi

  
Yrd. Doç. Dr. Necla KENAR

Jüri Üyesi

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

*Aileme,*

## TEŞEKKÜR

Doktora tez çalışmamın hazırlanmasında, değerli bilgilerine ve görüşlerine başvurduğum ve bu çalışmayı severek sürdürmemi sağlayan çok değerli hocam ve danışmanım Ramazan AYDIN'a; engin bilgisiyle her zaman bir basamak ilerisini gösteren ve geleceğe yönelik bilimsel bir bakış açısı kazanmamı sağlayan sayın hocam ve danışmanım Arif DEMİR'e verdikleri tüm emekler için teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmam sırasında yardımlarını esirgemeyen Kocaeli Üniversitesi Öğretim Üyelerinden sayın hocalarım, Elif Kaçar ve Necla Kenar'a, Erhan ve Levent başta olmak üzere tüm LATARUM grup arkadaşlarıma teşekkür ediyorum.

Ve tabi bana her zaman maddi ve manevi olarak destek veren anneme ve babama; gösterdikleri sabır için kardeşlerim Hande ve Selin'e ve bu tezin hazırlanmasında emeği geçen herkese teşekkür ediyorum.

## SİMGELER VE KISALTMALAR

- $a$  : Plazmanın genişliği  
 $A$  : Atom numarası  
 $A_{ij}$  : Kendiliğinden ışınım olasılığı  
 $\text{Å}$  : Angstrom  
 $b$  : Çarpma parametresi  
 $c$  : Işık hızı  
 $C_{kn}$  : Üç cisim çarpışmalı üst seviyeden alt seviyeye uyarma katsayısı  
 $cm$  : Santimetre  
 $dn_e(v)$  :  $v$  ve  $v + dv$  arasındaki hızlara sahip elektronların sayısıdır  
 $\Delta V$  : Her bir hücrenin hacmi  
 $\Delta E_{nk}$  : İki seviye arasındaki enerji farkı  
 $e$  : Elektronun yükü  
 $\epsilon_0$  : Boşluğun elektriksel geçirgenliği,  
 $E$  : Elektrik alan  
 $eV$  : Elektronvolt  
 $f$  : Salınım gücü  
 $g$  :  $n$ . kabuğun istatistik ağırlığı  
 $g_l$  : Alt seviyenin istatistik ağırlığı  
 $g_{sb}$  : Serbest-bağlı Gaunt faktör  
 $g_{ss}$  : Serbest-serbest Gaunt faktör  
 $g_u$  : Üst seviyenin istatistik ağırlığı  
 $h$  : Planck sabiti  
 $I$  : İyonlaşma katsayısı  
 $I_L$  : Laser şiddeti  
 $I_0$  : Soğrulan laser şiddeti  
 $k_B$  : Boltzmann sabiti  
 $k_{soğ}$  : Soğurma katsayısı

$l$	: Plazmanın uzunluğu
$\lambda_o$	: Spektral çizginin dalga boyu
$m_e$	: Elektronun kütlesi
$\mu\text{m}$	: Mikrometre ( $10^{-6}$ m)
$n$	: Plazmanın kırıcılık indisi
$n_c$	: Kritik yoğunluk
$\text{nm}$	: Nanometre ( $10^{-9}$ m)
NA	: Sayısal açıklık
$N_A$	: Nötr atom yoğunluğu
$N_e$	: Elektron yoğunluğu
$N_i$	: Belirli bir geçiş için üst seviyenin sayı yoğunluğu
$N_{i+1}$	: Bir $\text{cm}^3$ 'de bulunan $(i+1)$ yüklü iyonların sayısı
$N(z)$	: $z$ kez iyonlaşmış iyonların temel seviye sayı yoğunlukları
$N(z+1)$	: $z+1$ kez iyonlaşmış iyonların temel seviye sayı yoğunlukları
$\eta$	: Laser enerjisinin X-ışını enerjisine dönüşüm verimliliği
OD	: Odak derinliği
$\mathbf{r}$	: Yer vektörü
$R$	: Tekrar birleşme oran katsayısı
$R_{cr}$	: Çarpışmalı tekrar birleşme katsayısı
$R_{ct}$	: Nötr atomlardan yük transferi
$R_{de}$	: İki elektronlu tekrar birleşme katsayısı
$R_{rr}$	: Işımalı tekrar birleşme katsayısı
$\rho(\nu)$	: Birim frekans başına radyasyon enerji yoğunluğu
$s$	: X-ışını yolu boyunca uzaklık
$S(z)$	: Çarpışmalı iyonlaşma oranı
$T$	: Kaçış faktörü
$T_e$	: Elektron sıcaklığı
$\theta$	: Simetri ekseninin elektronun ilk hareket doğrultusuyla yaptığı çarpışma açısı

$\nu_{ul}$	: Geçiş frekansı
$\nu_1$	: Gelen elektronun hızı
$\omega_l$	: Laserin frekansı
$\omega_p$	: Plazmanın frekansı (elektronların salınım frekansı)
$\chi_H$	: Hidrojenin iyonlaşma potansiyeli
$\chi_{i,n}$	: $i$ yüklü iyonun $n$ . kabuktan iyonlaşma potansiyeli
$\chi_{iyon}$	: $eV$ cinsinden iyonlaşma enerjisi
$\chi_{mak}$	: Atom veya iyonun en yüksek iyonlaşma enerjisi
$\chi(Z)$	: $Z$ yüklü iyonun iyonlaşma potansiyeli
$Z$	: İyon yükü

Nd:YAG: Neodymium-doped yttrium aluminium garnet; Nd:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>

CRM	: Çarpışmalı-Işımalı Model
EUV	: Extreme ultraviolet- Uç-mor ötesi
HDM	: Hidrodinamik Model
İETB	: İki Elektronlu Tekrar Birleşme
KÖ	: Kızılötesi
MÖ	: Morötesi
VMÖ	: Vakum morötesi
YID	: Yerel Termal Denge
YMÇG	: Yarı Maksimumda Çizgi Genişliği



# LASERLE OLUŞTURULAN KALAY PLAZMA ORTAMLARINDAN YAYILAN X-IŞINLARI VE EUV-IŞINLARININ MODELLENMESİ

## ÖZET

Laserle oluşturulan kalay plazma ortamlarından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri X-ışınları ile uç-morötesi(EUV) ışınların simülasyonu hidrodinamik ve atomik fizik kodu EHYBRID kullanılarak yapılmıştır. Laserle oluşturulan plazma ortamlarından yayılan x-ışınları litografi, spektroskopi, mikroskopi, holografi ve x-ışını laser üretimi gibi uygulamalarda kullanılmaktadır. Laserle oluşturulan plazma ortamlarından yayılan uç-morötesi ışınlar ise yeni nesil litografi olarak adlandırılan uç-morötesi litografide kullanılır.

İlk olarak, Nd:YAG laser atımları ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan x-ışını rezonans çizgileri modellenmiştir. Laser enerjisinin x-ışınına dönüşüm verimliliği hesaplanarak, laser şiddetinin ve atım süresinin dönüşüm verimliliğini nasıl etkilediği incelenmiştir. Daha sonra temel, 2. harmonik ve 3. harmonik dalgalaboylarında Nd:YAG laseri ikili atım konfigürasyonunda kullanılarak kalay-plazma ortamı oluşturulmuş ve bu ortamdan yayılan x-ışınlarının dönüşüm verimlilikleri hesaplanmıştır.

Nd:YAG laser atımları ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan 11-17 nm arasındaki uç-morötesi ışınların simülasyonu yapılmış ve dönüşüm verimlilikleri hesaplanmıştır. Dönüşüm verimliliğini artırmak için ön laser atım tekniği kullanılmıştır. Ön laser atım süresi ile ana laser atım sürelerinin ve laser atımları arasındaki zaman farkının dönüşüm verimliliğine etkileri incelenmiştir. Ayrıca temel dalgalaboyunda, 2. harmonikte, 3. harmonikte ve 4. harmonikte Nd:YAG laser atımı kullanımının dönüşüm verimliliğine etkileri incelenmiştir.

Saydamsızlık, dönüşüm verimliliğini önemli ölçüde etkilemektedir, bu nedenle laser ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan x-ışınları ile uç-morötesi

ışınların modellenmesi yapılırken saydamsızlık etkileri kaçış faktörü yaklaşımı ile modellemeye katılmıştır.

**Anahtar sözcükler :** Laserle oluşturulan plazmalar, x- ışınları, uç-morötesi ışınlar, dönüşüm verimliliği.

# MODELLING OF X-RAYS AND EUV-RAYS EMITTED FROM LASER PRODUCED TIN PLASMAS

## ABSTRACT

The Ni-like and Co-like X-rays and extreme ultraviolet radiation emitted from laser produced tin plasmas were simulated by using hydrodynamic and atomic physics code EHYBRID. X-rays emitted from laser produced plasmas are used in lithography, spectroscopy, microscopy, holography applications and x-ray laser production. Extreme ultraviolet radiation emitted from laser produced plasmas is used in extreme ultraviolet lithography so called next generation lithography.

First of all, X-ray resonance lines emitted from Sn plasma created by Nd:YAG laser pulses were modelled. Conversion efficiency of x-ray was calculated and dependence of conversion efficiency to laser intensity and pulse duration were examined. After that, a tin plasma was created by Nd:YAG double pulses at the fundamental wavelength, 2<sup>nd</sup> harmonic and 3<sup>rd</sup> harmonics and x-ray conversion efficiencies were calculated.

Extreme ultraviolet radiation between 11-17 nm emitted from laser produced tin plasmas were simulated and conversion efficiencies were calculated. Pre-pulses were used to increase conversion efficiency. The effects of delay time, pre-pulse and main pulse durations were investigated. The laser wavelength, also affects the conversion efficiency, so Nd:YAG laser pulses at fundamental, 2<sup>nd</sup> harmonic, 3<sup>rd</sup> harmonic and 4<sup>th</sup> harmonic wavelength used to produce plasmas.

Opacity effects on conversion efficiency are extremely important therefore, opacity effects on x-rays and extreme ultraviolet radiation emitted from laser produced tin plasmas were estimated using an escape factor calculation.

**Keywords :** Laser produced plasmas, x-rays, extreme ultraviolet radiation, conversion efficiency.

# İÇERİK

## Sayfa

TEZ SINAVI SONUÇ BELGESİ .....	ii
İTAF .....	iii
TEŞEKKÜR .....	iv
SİMGELER VE KISALTMALAR .....	v
ÖZET .....	viii
ABSTRACT .....	x
<b>BÖLÜM 1 – GİRİŞ .....</b>	<b>1</b>
<b>BÖLÜM 2 – LASERLE OLUŞTURULAN PLAZMA ORTAMI .....</b>	<b>3</b>
2.1 Laserle Oluşturulan Plazmaların Fiziksel Prensipleri .....	3
2.2 Işımalı Enerji Taşınımı .....	6
2.2.1 Plazma Ortamlarından Yayılma Süreçleri .....	6
2.2.1.1 Bağlı-Bağlı Geçişler .....	6
2.2.1.2 Serbest-Bağlı Geçişler .....	7
2.2.1.3 Serbest-Serbest Geçişler .....	9
2.2.2 Einstein Katsayıları .....	9
2.3 Plazmada Laser Enerjisinin Soğurulması .....	10
2.3.1 Ters Frenleme Işıması .....	10
2.3.2 Rezonans Soğurması .....	12
2.3.3 Diğer Soğurma Süreçleri .....	12
2.4 Plazma Modelleri .....	13
2.4.1 Yerel Isısal Denge Modeli .....	13
2.4.2 Koronal Denge Modeli .....	14
2.4.3 Çarpışmalı Işımalı Model .....	16
2.5 Spektral Çizgilerin Şekil ve Genişlikleri .....	17
2.5.1 Doğal Çizgi Genişlemesi .....	17
2.5.2 Doppler Çizgi Genişlemesi .....	18
2.5.3 Stark Genişlemesi .....	19

2.6	Laserle Oluşturulan Plazma Ortamlarının Modellenmesi .....	19
2.7	Simülasyon Metodu.....	20
2.7.1	EHYBRID Kodu.....	20
2.8	Sonuç .....	24
<b>BÖLÜM 3 – UÇ-MORÖTESİ LİTOGRAFI .....</b>		<b>26</b>
3.1	Giriş .....	26
3.2	Litografi.....	26
3.2.1	Fotolitografi .....	27
3.3	Litografi Araçları.....	28
3.4	Uç-Morötesi Litografi .....	28
3.4.1	Yumuşak X-ışını ve Uç Morötesi Radyasyon .....	29
3.4.2	Uç-Morötesi Litografi Tekniği .....	30
3.4.2.1	Uç-Morötesi Litografi için Çok Katmanlı Aynalar .....	33
3.4.2.2	Uç-Morötesi Litografi için Foto-maskeler.....	34
3.4.2.3	Uç-Morötesi Litografi için Işık Kaynakları .....	35
3.4.2.4	İyonlaşma Etkileri.....	36
3.4.2.5	Uç-Morötesi Litografi için Foto-dirençler .....	36
3.5	Uç-Morötesi Kaynaklar İçin Dönüşüm Verimliliği .....	37
3.6	Sonuç .....	38
<b>BÖLÜM 4 – LASERLE OLUŞTURULAN PLAZMALAR İÇİN SAYDAMSIZLIK VE KAÇIŞ FAKTÖRÜ HESAPLAMALARI .....</b>		<b>39</b>
4.1	Giriş .....	39
4.2	Saydamsızlık .....	39
4.3	Laserle Oluşturulan Plazmalar İçin Kaçış Faktörü Yöntemi.....	41
4.5	Sonuç .....	47
<b>BÖLÜM 5 – LASERLE OLUŞTURULAN KALAY PLAZMA ORTAMLARINDAN YAYILAN X-IŞINLARININ MODELLENMESİ VE SONUÇLARI.....</b>		<b>49</b>
5.1	Giriş .....	49

5.2 Tek Sürücü Laser Atımı İle Pompalama .....	49
5.2.1 X-Işımı Dönüşüm Verimlilikleri .....	55
5.3 İkili Sürücü Laser Atımı İle Pompalama.....	58
5.4 Sonuç .....	66
<b>BÖLÜM 6 – LASERLE OLUŞTURULAN KALAY PLAZMA</b>	
<b>ORTAMLARINDAN YAYILAN UÇ-MORÖTESİ IŞINLARIN(EUV)</b>	
<b>MODELLENMESİ VE SONUÇLARI .....</b>	<b>67</b>
6.1 Giriş .....	67
6.2 Tek Laser Atımı İle Pompalama .....	67
6.3 İkili Laser Atımı İle Pompalama .....	72
6.4 Sonuç .....	85
<b>BÖLÜM 7 – SONUÇ VE TARTIŞMALAR .....</b>	<b>86</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>89</b>
<b>Çizelgeler .....</b>	<b>I</b>
<b>Şekiller .....</b>	<b>II</b>
<b>Yaşam Öyküsü .....</b>	<b>VI</b>

# BÖLÜM 1

## GİRİŞ

Katı yüzeyler üzerinde laserle oluşturulan plazmalardan onlarca eV'tan birkaç keV'a kadar foton enerjili güçlü X-ışını üretildiği laser ile plazma oluşturmak için yapılan ilk çalışmalardan itibaren bilinen bir gerçektir. X-ışını radyografisi, x-ışını litografisi gibi alanlarda laser enerjisinin x-ışınına dönüşüm verimliliğini arttırmak için pek çok çalışma yapılmaktadır. Yakın zamanda laserle üretilen plazmalar 13-14 nm arasında uç-morötesi(extreme ultraviolet-EUV) litografi için ışık kaynağı olarak kullanılmaya başlanmıştır. Uç-morötesi litografi, 45 nm ve hatta daha küçük boyutlu yarı-iletken aletlerin üretilmesinde kullanılan önemli bir teknolojidir ve 2010 yılına kadar tüm üretimin uç-morötesi litografi ile yapılacağı düşünülmektedir.

Bu tez çalışmasında, litografik uygulamalar için laserle oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan uç-morötesi ışınların en verimli şekilde üretilebilmesi amacıyla simülasyonlar gerçekleştirilmiştir.

Laserle oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan spektrum çizgileri üzerindeki saydamsızlık etkileri, laserle oluşturulan kalay plazma ortamının modellenmesinde dikkate alınarak Pert tarafından geliştirilmiş olan EHYBRID kodu kullanılarak simülasyonlar gerçekleştirilmiştir. BÖLÜM 2'de 1,5 boyutlu tabir edilen hidrodinamik ve atomik fizik temelli bilgisayar kodu EHYBRID'in fiziksel alt yapısı ve çalışma prensipleri açıklanmıştır. BÖLÜM 4, BÖLÜM 5 ve BÖLÜM 6'da EHYBRID kodu kullanılarak gerçekleştirilen simülasyon sonuçları verilmiştir.

BÖLÜM 3'de litografik uygulamada uç-morötesi ışık kaynağı olarak neden kalay hedef kullanıldığı açıklanmakta ve bu konuda dünyada yapılan son çalışmaları içeren bir literatür bilgisi verilmektedir.

Saydamsızlık elektromanyetik radyasyonun özellikle termal radyasyonun soğurma, yayılma ve saçılma olayları yoluyla maddeyle nasıl etkileştiğini belirler, maddenin radyasyonu engelleme derecesini ifade eder. Plazmalarda saydamsızlık

hesaplamaları, ışımalı iletim (radiative transfer) hesaplamaları veya iletimin kaçış faktörleri (escape factors) ile modellenmesi ile yapılmaktadır. Saydamsızlık etkilerinin göz önüne alındığı kaçış faktörü hesaplamaları BÖLÜM 4'te yer almaktadır.

BÖLÜM 5'te hidrodinamik ve atomik fizik kodu EHYBRID kullanılarak Nd:YAG laser atımları ile oluşturulan kalay plazma ortamı ve bu ortamdan yayılan X-ışınlarının ayrıntılı simülasyonları gerçekleştirilmiştir. Nd:YAG laserinin atım şiddetlerinin, atım sürelerinin, ikili atım konfigürasyonunda ön atım ile ana atım arasındaki zaman aralıklarının değiştirilmesinin kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri X-ışınlarına etkileri incelenmiştir.

Laserle oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan uç-morötesi ışınların EHYBRID ile yapılan simülasyon sonuçları BÖLÜM 6'da yer almaktadır. Ayrıca Nd:YAG laserinin temel(1064 nm), 2. harmonik(532 nm) ve 3. harmonik(355 nm) dalgaboylarında kullanılmasının, laser atım şiddetlerinin, laser atım sürelerinin, ikili laser atım konfigürasyonunda ön laser atımı ile ana laser atımı arasındaki zaman farkının, kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri uç-morötesi ışınların dönüşüm verimliliklerine etkileri belirlenmiştir. Ayrıca elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu gibi plazma parametrelerinin plazmanın genişleme uzunluğuna ve zamana bağlı olarak değişimleri incelenmiştir.



## BÖLÜM 2

### LASERLE OLUŞTURULAN PLAZMA ORTAMI

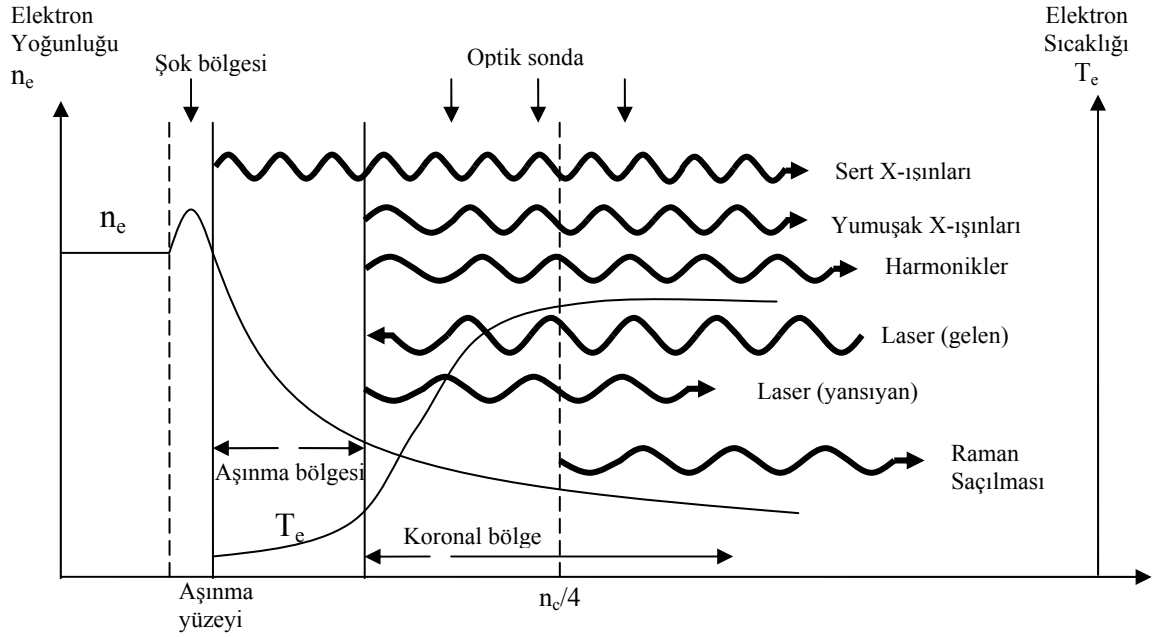
#### 2.1 Laserle Oluşturulan Plazmaların Fiziksel Prensipleri

Laser ışını katı bir hedef üzerine gönderildiğinde çoklu foton soğurması (multi-photon absorption) yoluyla laser atımı ortamda serbest elektronlar oluşturur. Oluşan serbest elektronlar laser alanında ivmelenirler. Salınım yapan elektronların ortalama kinetik enerjileri

$$E_{sal} = \frac{1}{4} e^2 E_0^2 / (m_e \omega^2) \text{ ve } E_0^2 = 2I_L / (c\epsilon_0) \quad (2.1)$$

ile ifade edilir (Stamm, 2004). Burada,  $I_L$ ; laser şiddeti,  $e$ ; elektron yükü,  $\epsilon_0$ ; dielektrik sabiti,  $m_e$ ; elektronun kütlesi,  $\omega$ ; ışığın frekansıdır ve  $E_0$ ; elektrik alanıdır. Laser ışını plazma içinden ters frenleme ışınması (inverse Bremsstrahlung) ile soğurulur. Ters frenleme ışınması (elektrik alanın elektronları teker teker ivmelendirdiği durum) laser şiddetinin  $10^{13} \text{ W/cm}^2$  altında olduğu durumlarda baskın olan soğurma mekanizmasıdır. Soğurulan enerji radyasyona çevrilir. Çarpışmalar ve tekrar birleşmelerle uyarılır ve iyonların kinetik enerjisine dönüştürülür. Başka bir deyişle, plazma genişler. Ters frenleme soğurmasının verimliliği, kritik yoğunluğun altındaki yoğunluklarda hızla azaldığı için, genişleme ile ortam seyreltilmiş (düşük yoğunluklu) plazmaya dönüşür ve laser ışığına karşı saydam hale gelir.

Yüksek güç yoğunluğuna sahip bir laser katı bir hedef üzerine odaklandığında, soğurulan enerji sonucu hedef yüzeyinde milyonlarca kelvin sıcaklığında bir plazma oluşur, bu plazma x-ışını ve uç-morötesi bölgesinde ışınım yapar (Turcu ve Dance, 1998). Laser ile katı hedefin etkileşmesi sonucunda oluşan plazma ortamının uzaysal yapısı Şekil 2.1.'de gösterilmektedir.



Şekil 2.1. Laser ile oluşturulan plazma ortamı.

Laser ile oluşturulan plazma ortamı, katı bölge, şok bölgesi, aşınma bölgesi ve koronal bölgeden oluşur. Laser ile oluşturulan plazma ortamı, yüksek yoğunluklu düşük sıcaklıklı aşınma bölgesi ile düşük yoğunluklu yüksek sıcaklıklı koronal bölge arasındaki sıcaklık ve yoğunluk eğilimleri ile tanımlanır. Laser ışığı, kritik yüzeye kadar elektronların iyonlarla olan çarpışmaları süresince ters frenleme ışınması ile soğurulur. Kritik yoğunluk  $n_c$ , plazma frekansının ( $\omega_p$ ) laser frekansına eşit olduğu yoğunluktur.

Kritik yüzeyde yerel plazma frekansı laser frekansına eşittir. Plazma frekansı  $\omega_p$  ;

$$\omega_p = \left( \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

ile ifade edilir.

Burada,  $n_e$ ; elektron yoğunluğu,  $m_e$ ; elektronun kütlesi,  $e$ ; elektronun yüküdür. Laser ile oluşturulan yüksek sıcaklık ve yoğunluktaki bu plazmalar değişik dalgaboylarında ve özellikle spektrumun X- ışını bölgesinde ışımaya yaparlar. Enerjisi 1 keV'un altındaki X-ışınları, kritik yüzeyden aşınma yüzeyine kadar olan bölgeden yayılmaktadır. Laser ile oluşturulan tipik bir plazma için yaklaşık olarak 10  $\mu m$  kalınlığındaki bu bölgede sıcaklık, kritik yüzey civarında 1 keV ile aşınma yüzeyinde 100 eV'tan küçük değerler arasında değişmektedir. Enerjisi 1 keV üzerindeki ışımalar plazmanın koronal bölgesinde gerçekleşir. Bu bölge laser enerjisinin büyük bir kısmının depolandığı kritik yüzey yakınlarından başlayarak plazmanın yoğunluğunun çok düşük olduğu bölgelerine kadar devam eder.

Işımanın verimi laserin dalgaboyu ve şiddetine bağlıdır. Kritik yüzeyden lasere kadar olan bölge optik aletler ile incelenebilir. Plazmanın kritik yoğunluğu (elektron yoğunluğu), gelen laserin frekansı  $\omega_l$ 'ye

$$n_k = \left( \frac{\epsilon_0 m_e \omega_l^2}{e^2} \right) cm^{-3} \cong 1.2 \times 10^{21} \frac{1}{\lambda^2 [\mu m]} \quad (2.3)$$

şeklinde bağlıdır (Hughes, 1979; Rosenbluth ve Sagdeev, 1991). Laser ile plazma oluşturmak için en sık kullanılan laserler için kritik yoğunluk değerleri Tablo 2.1. de verilmektedir.

Tablo 2.1. Bazı önemli laserler için kritik yoğunluklar.

Laser	Dalgaboyu( $\mu m$ )	Yoğunluk ( $cm^{-3}$ )
CO <sub>2</sub>	10.6	$10^{19}$
Nd : YAG( $\omega_0$ )	1.06	$10^{21}$
Nd :YAG ( $3\omega_0$ )	0.35	$9 \times 10^{21}$
KrF	0.25	$1.6 \times 10^{22}$

## 2.2 Işımalı Enerji Taşınımı (Radiative Energy Transport)

Laserle oluşturulan plazma ortamlarında enerji taşınımı ışımalı ve çarpışmalı olarak gerçekleşen süreçler ile gerçekleşir. Bu kısımda laserle oluşturulan plazma ortamlarında meydana gelen ışımalı süreçler, hem sürecin elemanı olan elektronların ilk ve son durumlarına göre sınıflandırılarak hem de Einstein katsayıları başlığı altında incelenecektir.

### 2.2.1 Plazma Ortamlarından Yayılma Süreçleri

Laserle oluşturulan plazma ortamlarında meydana gelen ışımalı süreçler; bağlı-bağlı, serbest-bağlı ve serbest-serbest olarak sınıflandırılabilir.

#### 2.2.1.1 Bağlı-Bağlı Geçişler

Bir elektron bağlı bir seviyeden daha düşük enerjili başka bir bağlı seviyeye foton yayarak geçer. Herhangi bir pertürbasyonun olmadığı durumlarda bu geçiş, profili kendiliğinden ışımaya sürecine bağlı olan spektral bir çizgi verir. Spektral çizgi profili, çarpışmalar, elektrik alan ve manyetik alan gibi etkenlerle bozulabilir. Bu geçişin tersi olarak alt enerji seviyesindeki bir elektron daha yüksek enerjili bir seviyeye foton soğurarak geçebilir. Kendiliğinden ışımaya katsayısı,

$$A_{ul} = \frac{8\pi^2 e^2 h \nu_{ul}^3}{m_e c^3 (4\pi\epsilon_0)} \frac{g_l}{g_u} f_{lu} \quad (2.4)$$

şeklinde ifade edilir (Hutchinson, 1987). Burada,  $h$ ; Planck sabiti,  $\nu_{ul}$ ; geçiş frekansı,  $g_u$  ve  $g_l$ ; üst ve alt seviyelerin istatistik ağırlıkları,  $f_{lu}$ ; salınım gücüdür.

Laserle oluşturulan plazmalarda, bağlı-bağlı geçişlerin çoğu, elektromanyetik spektrumun morötesi ve yumuşak X-ışını bölgelerinde yer alır. Bağlı-bağlı X-ışını çizgileri, farklı iyonlaşma seviyelerinin K, L ve M kabuklarındaki boşlukların geçişleri sonucu çıkarlar. X-ışınlarının bir kısmı plazmadan çıkmadan plazma içinde tekrar soğurulabilir. Bu soğrulma spektral çizginin merkezinde daha büyük olduğu için, çizgi profilinin şekli bozulur. Soğrulma artarken, yarı maksimumda çizgi genişliği artar. Bu soğrulma fazla ise spektral çizgi optik kalın olarak adlandırılır.

Eğer yayılan fotonların plazma tarafından soğrulması az ise çizgi optik ince olarak adlandırılır. Rezonans çizgileri genellikle optik kalındır ve bu nedenle spektrumun simülasyonu yapılırken saydamsızlığın(opacity) hesaplamalara katılması gerekir. Plazmaların saydamsızlıklarını hesaplamak için kullanılan yöntemlerden birisi de radyasyon taşınımının kaçış faktörleri cinsinden modellenmesidir(Jordan, 1967; Rybicki, 1984; Pestehe ve Tallents, 2002). Dolayısıyla, X-ışını rezonans çizgi şiddetleri hesaplanırken kaçış faktörünün hesaplamalara dahil edilmesi gerekir.

Belirli bir zamanda, laser ile oluşturulan plazma ortamından yayılan spektral çizgilerin şiddeti;

$$I_{Toplam} = \sum N_i \frac{hc}{\lambda_o} TA_{ij} \Delta V \quad (2.5)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir(Cairns ve diğ., 1996). Burada,  $N_i$ ; belirli bir geçiş için üst seviyenin sayı yoğunluğu,  $A_{ij}$ ; kendiliğinden geçiş olasılığı,  $T$ ; kaçış faktörü,  $\lambda_o$ ; spektral çizginin dalga boyu,  $\Delta V$ ; her bir hücrenin hacmidir. Uyarılmış bir seviyeden temel seviyeye olan optiksel geçişler sonucunda yayılan ışınlar rezonans çizgi geçişleri olarak adlandırılır(Holstein, 1947).

### 2.2.1.2 Serbest-Bağlı Geçişler

Laser ile oluşturulan plazmaların yüksek sıcaklıklı koronal bölgelerindeki sürekli yayılımı serbest-bağlı geçişlerle oluşur. Serbest-bağlı geçiş serbest bir elektronun iyonize olmuş bir atom tarafından yakalanarak bağlı bir seviyeye geçmesiyle oluşur ve fazla enerji foton olarak yayılır. Serbest-bağlı geçişlerde yayılan fotonun enerjisi,

$$hv = \frac{1}{2} mv^2 + \chi_n \quad (2.6)$$

ile verilir(Abou-Ali ve diğ., 2003) ve bu enerji serbest elektronun kinetik enerjisi ile bağlı seviyenin iyonlaşma potansiyeli,  $\chi_n$  'in toplamına eşittir. Serbest-bağlı geçişler serbest-bağlı radyasyonun tekrar birleşmesi olarak ta adlandırılır.

Hidrojen benzeri  $i$  yüklü iyonun  $n$ . kabuğuna tekrar birleşme sonucunda birim frekans aralığında yayılan güç,

$$\frac{dE_{sb}}{dv} = CN_e N_{i+1} \left(\frac{\chi_H}{kT_e}\right)^{3/2} \left(\frac{\chi_{i,n}}{\chi_H}\right)^2 \frac{g}{n} g_{sb} \exp[(\chi_{in} - h\nu)/kT_e] \quad (2.7)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir (Abou-Ali ve diğ., 2003; McWhirter, 1965). Burada,  $N_{i+1}$ ; bir  $cm^3$ 'de bulunan  $(i+1)$  yüklü iyonların sayısı,  $\chi_{i,n}$ ;  $i$  yüklü iyonun  $n$ . kabuktan iyonlaşma potansiyeli,  $g$ ;  $n$ . kabuğun istatistik ağırlığı ve  $g_{sb}$ ; serbest-bağlı Gaunt faktördür.

Belirli bir bağlı son seviye için yayılım spektrumu, düşük frekanslı oldukça keskin eşiklerin olduğu sürekli bir spektrumdur. Bu eşikler tekrar birleşme (recombination) limitleri olarak adlandırılır ve bağlı bir seviyedeki atomu iyonize etmek için gereken minimum enerjiyi ifade ederler.

Tekrar birleşme iki serbest elektronun aynı anda bir iyonla çarpışması sonucunda radyasyon yayılımı olmadan da gerçekleşebilir. Üç cisim tekrar birleşmesi (three-body recombination) olarak adlandırılan bu süreçte, elektronlardan bir tanesi iyon tarafından yakalanarak bağlı duruma geçerken enerji diğer elektrona aktarılır. Bu geçiş özellikle elektron yoğunluğun arttığı durumlarda gerçekleşir.

Serbest bir elektron, ışımaya yapmadan iyon tarafından yakalanarak bağlı duruma geçerken, iyonun son yörüngesinde bağlı durumda bulunan bir elektron da uyarılmış duruma geçerek çift uyarılmış durum meydana getirebilir. Daha sonra bağlı durumdan uyarılmış duruma geçen elektron tekrar eski bulunduğu seviyeye foton yayarak kendiliğinden geçiş yapar. İki elektronlu tekrar birleşme süreci olarak adlandırılan bu süreç yüksek sıcaklıktaki plazma ortamlarında önemli bir soğuma mekanizmasıdır. Uydu çizgileri (satellite lines), iki elektronlu tekrar birleşme sürecinde meydana gelmektedir. Serbest-bağlı geçişler elektron dağılımına bağlı olduğundan sıcaklık belirlenmesinde de kullanılabilir.

### 2.2.1.3 Serbest-Serbest Geçişler

Yüksek enerjili elektronların katı madde içerisine girmesiyle oluşan serbest-serbest geçişler, 10 keV'un üzerindeki X-ışınların yayılımında etkin olan mekanizmadır. Serbest-serbest geçişler; serbest bir elektronun diğer parçacıklarla çarpışarak daha düşük enerjili serbest bir seviyeye foton yayarak geçmesiyle oluşur.

Sıcaklığı  $T_e$  olan ve  $1 \text{ cm}^3$ 'de bulunan  $N_e$  tane elektron ile  $Z_i$  etkin yüküne sahip  $1 \text{ cm}^3$ 'de bulunan  $N_i$  tane iyonun etkileşmesi sonucu birim frekans aralığında  $1 \text{ cm}^3$  başına meydana gelen frenleme ışınması gücü;

$$\frac{dE_{ss}}{d\nu} = CN_e N_i Z_i^2 \left( \frac{\chi_H}{kT_e} \right)^{1/2} g_{ss} \exp(-h\nu/kT_e) \quad (2.8)$$

eşitliği ile verilmektedir (Abou-Ali ve diğ., 2003; McWhirter, 1965). Burada,  $C = 1.7 \times 10^{-40} \text{ erg cm}^3$ ,  $\chi_H$ ; hidrojenin iyonlaşma potansiyeli ve  $g_{ss}$  ise serbest-serbest için Gaunt faktördür. Gaunt faktör değeri yaklaşık olarak bir kabul edilmiştir (Griem, 1964).

### 2.2.2 Einstein Katsayıları

Bir atomik uzayda iki enerji seviyesi arasında üç yolla ışımali geçiş gerçekleşmektedir: kendiliğinden ışıma, uyarılmış ışıma ve kendiliğinden soğrulma. Bu süreçlerin ifadesi olan katsayılar Einstein katsayıları olarak bilinir.

Bir üst  $k$  enerji seviyesinden bir alt enerji seviyesi  $m$ 'ye kendiliğinden elektron geçişi sonucunda  $h\nu$  enerjili bir foton yayınlanır. Bu süreç için kendiliğinden ışıma katsayısı  $A_{km}$ :

$$A_{km} = \frac{6.6 \times 10^{15}}{\lambda_{km}^2} \frac{g_m}{g_k} f_{mk} \text{ s}^{-1} \quad (2.9)$$

ile hesaplanır (Hutchinson, 1987). Burada  $g_m$  ve  $g_k$  sırasıyla alt ve üst seviyelerin istatistiksel ağırlıkları,  $f_{mk}$  geçiş için soğurma salınım gücü,  $\lambda_{km}$  yayılan fotonun dalgaboyudur.

Uyarılmış ışıma oranı  $B_{km}$  ile kendiliğinden geçiş olasılığı  $A_{km}$  arasındaki ilişki;

$$B_{km} = \frac{\lambda^3}{8\pi h} A_{km} \text{ s}^{-1} \quad (2.10)$$

ile verilir. Burada  $h$ ; Planck sabitidir. Soğrulma, ayrıntılı denge prensibi

$$B_{mk} = \frac{g_k}{g_m} B_{km} \text{ s}^{-1} \quad (2.11)$$

kullanılarak hesaplanır. Uyarılmış ışıma ve uyarılmış soğurma ifadeleri, Planck radyasyon enerji yoğunluğu ifadesi  $u(\lambda_{km})$  ile çarpılır (Silfvast, 1996);

$$u(\lambda_{km}) = \frac{8\pi h}{\lambda_{km}^3 (e^{h\nu_{km}/kT_r} - 1)} \text{ foton/cm}^3 \quad (2.12)$$

burada  $h$ ; Plank sabiti,  $\nu_{km}$ ; geçiş frekansı,  $k$ ; Boltzmann sabiti ve  $T_r$ ; ortamın sıcaklığıdır.

### 2.3 Plazmada Laser Enerjisinin Soğrulması

Laser ışığı plazma içerisinde elektron yoğunluğunun sıfırdan kritik  $n_c$  yoğunluğuna ulaştığı korona bölgesine kadar ilerleyebilir. Kritik yüzeyde ise laser ışığının bir kısmı yansıtılırken bir kısmı da rezonans soğrulması ile soğurulur.

#### 2.3.1 Ters Frenleme Işınması

Laser ışığının büyük bir kısmı plazma içerisinde, laserin elektrik alanında enerji kazanan elektronların iyonlarla olan çarpışmaları sırasında ters frenleme ışınması yani çarpışmasal soğurma ile soğurulur, kalan kısmı ise kritik yüzeyden yansıtılır. Laser enerjisi plazmaya laserin elektrik alanında salınım yapan serbest elektronların



iyonlardan saçılması yoluyla aktarılır. Laserin şiddeti ile elektrik alan aşağıdaki gibi ilişkilendirilebilir:

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n E_0^2 \quad (2.13)$$

Laserin elektrik alanında salınım yapan bir elektron  $eE_0 \sin \omega t$  'lik bir ivme kazanır. İvmelenen elektronlar ortamdaki iyonlardan saçılır. Ters frenleme ışması laserden enerji alan elektronların daha sonra bu enerjilerini iyonlarla çarpışmalarında kaybetmesi ile oluşur. Böylece çarpışma enerjisi ısısal enerjiye dönüştürülür ve ışık plazma içinde verimli bir şekilde soğurularak plazma ısıtılır. Plazmanın ısıtılması ile ışığın soğurulması dengelenmiş olur. Sonuçta aşağıdaki ifadeye ulaşılır(Rosenbluth ve Sagdeev, 1991):

$$\frac{\nu E_l^2}{8\pi} = \nu_{ei} \frac{n_e m \nu_{0s}^2}{2} \quad (2.14)$$

Burada,  $\nu_{0s} = eE_l / m\omega_0$ , elektronların salınım hızı,  $m$ ; elektron kütlesi,  $n_e$ ; elektron yoğunluğu,  $E_l$ ; elektrik alan,  $\omega_0$ ; açısal frekans,  $\nu$ ; çarpışma frekansdır.

Plazmanın kritik elektron yoğunluğu,  $\lambda^{-2}$  ile arttığından sürücü laserin dalgaboyu ( $\lambda$ ) azaldıkça daha yoğun bir plazma oluşur; dolayısıyla çarpışmasal soğurma (ters frenleme ışması) artar. Laser enerjisinin çok büyük bir kısmı ters frenleme ışması ile soğurulur. Sürücü laserin şiddeti  $I_0$  ile soğurulmuş laserin şiddeti  $I$ , arasında ilişki;

$$I = I_0 e^{(-2 \int k_{soğ}(x) dx)} \quad (2.15)$$

ile verilir. Burada,  $k_{soğ}(x)$ ; soğurma katsayısı, hedef yüzeyinden olan uzaklığın bir fonksiyonudur ve

$$k_{soğ}(x) \propto \frac{Z\omega_l^5}{I^{3/2}} \quad (2.16)$$

ile ifade edilebilir(Hughes, 1979). Burada,  $Z$ ; plazmanın ortalama iyonlaşma derecesi,  $\omega_l$ ; sürücü laser frekansdır. Ters frenleme ışması sürecinde elektronlar laser ışığının soğrulmasından önce de sonra da serbest halde bulunmaktadır.

### 2.3.2 Rezonans Soğurması

Laserin oluşturduğu elektrik alan, elektron yoğunluk eğimine (density gradients) paralel bir bileşene sahip olduğunda, kritik yoğunlukta elektrik alandan dolayı elektron plazma salınımları meydana gelir. Başka bir deyişle, rezonans soğurması ışığın kritik yüzeyde elektron plazma dalgasına dönüştürülmesi yoluyla kısmi olarak soğurulduğu bir süreçtir. Işık homojen olmayan bir plazmaya geldiğinde;

$$n_e = n_{cr} \cos^2 \theta \quad (2.17)$$

ile belirlenen dönüş noktasından yansıtılır(Rosenbluth ve Sagdeev, 1991). Burada,  $\theta$ ; gelme açısıdır. P-polarize olmuş ışığın elektrik alanı;  $k$  yayılma vektörü ve yoğunluk eğimi  $\nabla n_e$  ile oluşturulan bir düzlem içerisinde. Dönüş noktasında, bölgesel elektrik alan çizgileri  $\nabla n_e$ 'nin doğrultusundadır. Bu elektrik alanın bir kısmı kritik yüzeye geçerek elektron plazma salınımı gerçekleştirir. Gelen ışığın enerjisinin bir kısmı ise elektron-plazma dalgasına dönüşür ve böylece dalga sönerken plazma ısınır.

### 2.3.3 Diğer Soğurma Süreçleri

Laser madde etkileşmesinde yer alan diğer mekanizmalar Brillouin saçılması, Raman saçılması ve iki plazmon bozunmasıdır. Brillouin saçılması plazmanın az yoğun olduğu bölgelerinde laser enerjisinin soğurularak iyon ses dalgalarının olduğu bir mekanizmadır. Raman saçılması ise plazma yoğunluğunun kritik yoğunluğun dörtte birine eşit olduğu yoğunluklarda oluşur. Raman saçılmasında gelen ışığın bir kısmı saçılırken kalan kısmı elektron plazma dalgası olarak depolanır ve depolanan bu enerji plazmayı ısıtır. İki plazmon bozunmasıyla enerji soğurumu

yoğunluğun  $1/4 n_c$  'e yakın olduğu durumlarda meydana gelir ve sonuçta iki elektron plazma dalgası oluşarak plazma ısıtılır.

## 2.4 Plazma Modelleri

Plazmadan yayılan ışınlar; çarpışmalı uyarılma, ışımali uyarılma, tersine uyarılma, iyonlaşma ve tekrar birleşme gibi fiziksel süreçler sonunda meydana gelir. Bütün bu atomik süreçlerin oranı plazmadan yayılan ışımının belirlenmesi için gereklidir. Plazma modelleri kullanılarak hesaplamalar basitleştirilebilir.

### 2.4.1 Yerel Isısal Denge Modeli

Plazmanın yoğunluğu arttıkça plazma içindeki çarpışma sayısı artmaya başlar ve yeterince yüksek bir yoğunlukta uyarılmış seviye yoğunluklarının belirlenmesinde çarpışmalı süreçler ışımali süreçlerden daha önemli bir hale gelir. Yerel ısısal denge durumunda değişik bağıli seviyelerdeki bütün atom ve iyonların sayısı elektron çarpışmalarıyla belirlenir.  $w_1$  ve  $w_2$  enerjili bir atom veya iyonun 1. ve 2. bağıli seviyesinin  $n_1$  ve  $n_2$  ile gösterilen seviye yoğunlukları oranı Boltzmann denklemi ile verilir;

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(\frac{w_2 - w_1}{K_B T_e}\right) \quad (2.18)$$

Burada  $T_e$ ; plazmanın sıcaklığı  $K_B$ ; Boltzmann sabitidir. Temel seviye atomları veya  $Z$  yüklü iyonlar ile  $Z+1$  ( $Z=0,1,\dots$ ) yüklü iyonların yoğunlukları Saha denklemi ile verilir;

$$\frac{n_e n_{Z+1}}{n_Z} = \frac{2(g_0)_{Z+1}}{(g_0)_Z} \left(\frac{2\pi m_e K_B T_e}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{-\chi_Z}{K_B T_e}\right) \quad (2.19)$$

Burada,  $(g_0)_z$  ile  $\chi_Z$  sırasıyla  $Z$  yüklü iyonun veya temel seviyedeki atomun istatistiksel ağırlığı ile iyonlaşma enerjisi,  $n_e$ ; elektron yoğunluğu,  $m_e$ ; elektronun

kütlesi,  $h$ ; Planck sabitidir. Bütün bitişik iyon seviyelerinin denklemleri ile toplam çekirdek yoğunluğu kullanılarak iyonlaşma denge birikimleri hesaplanır.

Yerel ısısal denge modelinin uygulanabilmesi için plazmanın elektron yoğunluğunun çarpışmalı tersine uyarılma için yeterince yüksek, örneğin ışımalı kendiliğinden geçişlerden en az on kat daha olası olması gerekir. Bu koşul optik olarak ince plazmalarda

$$n_e \geq 1.6 \times 10^{12} T_e^{\frac{1}{2}} (\Delta w)_{mak}^3 \text{ cm}^{-3} \quad (2.20)$$

ile verilir. Burada  $(\Delta w)_{mak}$ ; plazma içindeki atom veya iyonların en yakın enerji seviyeleri arasındaki en büyük mesafedir. Optik olarak kalın plazmalarda yerel ısısal denge modeli sadece düşük yoğunluklarda geçerlidir. Bütün atom ve iyonlar için  $(\Delta w)_{mak} \leq 0.8\chi$  olduğu için yerel ısısal denge modelinin uygulanabileceği en düşük elektron yoğunluğu

$$n_e \geq 8 \times 10^{11} T_e^{\frac{1}{2}} \chi_{mak}^3 \text{ cm}^{-3} \quad (2.21)$$

ile verilir. Burada  $\chi_{mak}$ ; mevcut atom veya iyonun en yüksek iyonlaşma enerjisidir.

#### 2.4.2. Koronal Denge Modeli

Düşük yoğunluklu plazmalarda uyarılmış bir atom çarpışmalı süreçlerle geçiş yapmadan önce bir foton yayabilir. Koronal denge modelinde bütün uyarılma süreçlerinin çarpışmalı, bütün tersine uyarılma süreçlerinin ise ışımalı olduğu kabul edilir. Optik olarak ince plazmalarda çarpışmalı uyarılma süreçleriyle kendiliğinden ışımalı tersine uyarılma süreçleri arasında bir denge vardır. Temel seviyeden çarpışmalı uyarılma süreçleriyle olan geçişlerin üst seviyelerden alt seviyelere olan ışımalı geçişlerle dengelendiği kabul edilir.

Koronal dengede çarpışmalı iyonlaşma süreci, ışımalı tekrar birleşme süreci ile dengelenmiştir. Çarpışmalı iyonlaşma ile ışımalı tekrar birleşme arasındaki denge;

$$N(z)S(z) = N(z+1)R_{itb}(z+1) \quad (2.22)$$

ile verilir. Burada,  $S(z)$ ; çarpışmalı iyonlaşma oranı,  $R_{itb}(z+1)$ ; ışıklı tekrar birleşme oranı,  $n_e$ ; elektron yoğunluğu,  $N(z), N(z+1)$ ; sırasıyla  $z$  ve  $z+1$  kez iyonlaşmış iyonların temel seviye sayı yoğunluklarıdır. Uyarılmış seviyelerin sayı yoğunlukları kendiliğinden ışıklı geçiş ve çarpışmalı uyarılma arasındaki dengeden yararlanılarak bulunur:

$$n_e N(z) C_{kn} = N(z, n) \sum A_{nk} \quad (2.23)$$

Burada,  $C_{kn}$ ; çarpışmalı uyarılma oran katsayısı,  $N(z)$  ve  $N(z, n)$ ; sırasıyla temel seviye ve uyarılmış seviye sayı yoğunlukları ve  $A_{nk}$ ; kendiliğinden geçiş olasılığıdır.

Koronal denge modelinin uygulanabilmesi için,

$$A_{nk} \gg n_e C_{kn} \quad (2.24)$$

olması gerekir. Kendiliğinden geçiş olasılığı  $A_{nk}$  ve çarpışmalı uyarılma oran katsayısı  $C_{kn}$  (Hutchinson 1987)

$$C = 3.15 \times 10^{-13} f_{ij} \frac{R_y}{E_{ij}} \left( \frac{R_y}{k_B T_e} \right)^{1/2} \exp\left( -\frac{E_{ij}}{k_B T_e} \right) \bar{g} \text{ m}^3/\text{s} \quad (2.25)$$

eşitliklerinin denklem 2.24'e yerleştirilmesi ile hidrojenik iyonlarda geçerli koronal denge durumu için gerekli elektron yoğunluğu;

$$n_e < 5.6 \times 10^{14} (Z+1)^6 T_e^{1/2} \exp\left( \frac{1.162 \times 10^3 (Z+1)^2}{T_e} \right) \text{ m}^{-3} \quad (2.26)$$

şeklinde bulunur.

### 2.4.3 Çarpışmalı-Işımalı Model

Yerel ısısal denge modeli elektron yoğunluğunun yüksek olduğu, koronal denge modeli ise elektron yoğunluğunun düşük olduğu durumlarda geçerlidir. Ara durumlarda geçerli olacak çarpışmalı ışmalı model Bates ve diğ.(1962) tarafından geliştirilmiştir. Çarpışmalı ışmalı model, koronal denge modelinin yüksek bağlı seviyelerinde çarpışmalı geçişlerde ışmalı geçişlerin, üç cisim tekrar birleşmesi ve dielektronik tekrar birleştirme kadar dikkate alınması ile modifiye edilerek geliştirilmiştir.

Çarpışmalı ışmalı model, bir veya daha fazla türün atomik durum dağılım fonksiyonlarını parçacık yoğunluk ve sıcaklık fonksiyonları cinsinden hesaplayan sıfır boyutlu plazma modelidir(Hartgers ve diğ., 2001).

Çarpışmalı ışmalı plazma modelinde, bir atomun veya iyonun uyarılmış seviyelerinin sayı yoğunlukları, ışmalı ve çarpışmalı süreçlerle belirlenir. Işımalı geçişler radyasyon alanına katkıda bulunurlar, çarpışmalı süreçler de seviyelerin yoğunluklarını değiştirerek ışmalı geçiş oranlarını etkilerler. Bu model özellikle deneysel verilerin değerlendirilmesinde örneğin elde edilen spektrumun bir atomun durum dağılım fonksiyonu ile ilişkilendirilip elektron ve iyon yoğunlukları ile elektron ve iyon sıcaklıklarının belirlenmesinde kullanılabilirler. Ayrıca bu model, iyonlaşma ve tekrar birleşme oranları ile yayılabilirliğin elektron sıcaklığı ve yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak hesaplanmasında da kullanılabilir. Bu sonuçlar, bir plazma taşınım modelinde bölgesel iyonlaşma, tekrar birleşme ve radyasyon etkilerini hesaplamada kullanılır.

CRModel (Hartgers ve diğ., 2001), FLY(Lee, 1995; Sondhauss ve diğ., 2001; Chung ve diğ., 2003), RATION (Lee, 1984), TRANSPEC (Peyrusse, 1992) gibi bir çok bilgisayar kodu çarpışmalı ışmalı model kullanarak geliştirilmiştir.

## 2.5. Spektral Çizgilerin Şekil ve Genişlikleri

Bu bölümde laser ile oluşturulan plazma ortamlarından yayılan spektral çizgileri sınırlandıran doğal çizgi genişlemesi, Doppler çizgi genişlemesi ve Stark genişlemesi gibi önemli genişleme mekanizmaları incelenmiştir.

### 2.5.1 Doğal Çizgi Genişlemesi

Yayılan bir atom veya iyon çevresinden tamamıyla izole edilmişse, hareketsizse ve elektrik ve manyetik alandan etkilenmiyorsa geçişler doğal çizgi genişlemesi ile gerçekleşir. Bir atomun kuantum seviyesinin enerjisi tek bir değer olmayıp enerji dağılımı şeklindedir. Kuantum seviyesinin etkin enerji dağılımı Heisenberg belirsizlik ilkesine göre:

$$(\Delta E)\tau = \frac{h}{2\pi} \quad (2.27)$$

ile verilir. Burada,  $\Delta E$ ; alt ve üst enerji seviyeleri arasındaki enerji farkı,  $\tau$ ; kuantum seviyesinin yaşam süresidir. Uyarılmış bir kuantum seviyesinin doğal yaşam süresi kendiliğinden geçiş olasılığına;

$$\tau_{nk} = \frac{1}{A_{nk}} \quad (2.28)$$

şeklinde bağlıdır(Hutchinson, 1987). Burada,  $A_{nk}$ ; kendiliğinden geçiş oranıdır. Bir  $n$  üst seviyesinden  $k$  alt seviyesine geçişin spektral çizgi genişliği;

$$\Delta\lambda = \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda^2}{c} \sum_k A_{nk} \quad (2.29)$$

ile verilir(Hutchinson, 1987).

Ayrı ayrı her bir atomun bozunmasının, üstel bir titreşim olarak modellenmesi sonucunda, doğal genişleme için çizgi profili,

$$L(\lambda) = \frac{2}{\pi} \left[ 1 + \frac{4(\lambda - \lambda_m)^2}{\Delta\lambda} \right]^{-1} \quad (2.30)$$

şeklindedir(Yariv, 1989). Burada,  $\lambda_m$ ; çizgi merkezindeki dalgaboyudur. Bu tür fonksiyona Lorentzian fonksiyon denir. Doğal çizgi genişlemesi her bir parçacık için aynı olduğundan homojen genişleme mekanizması olarak adlandırılır. Kendiliğinden ışımaya olasılığı  $A_{nk}$ ,  $\frac{1}{\lambda_{nk}^3}$  ile orantılı olduğu için doğal çizgi genişlemesi elektromanyetik spektrumun X-ışını bölgesinden yayılan çizgiler için önemlidir.

### 2.5.2 Doppler Çizgi Genişlemesi

Laboratuar referans çerçevesinde yayılan bir elektron  $v$  hızıyla hareket ediyorsa yayılan fotonun dalgaboyunda  $\frac{\Delta v}{c}$ 'lik bir kayma olur. Doppler çizgi genişlemesi ısısal hareket nedeniyle oluşur. Maxwellian bir hız dağılımı, Gaussian bir çizgi profili verir. Gaussian çizgi şekli;

$$L(\lambda) = \left( \frac{4 \ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[ - (4 \ln 2) \left( \frac{\lambda - \lambda_m}{\Delta\lambda} \right)^2 \right] \quad (2.31)$$

ile verilir(Elton, 1990). Burada,  $\Delta\lambda$ ; Doppler etkisiyle meydana gelen çizgi genişliği,  $\lambda_m$ ; çizgi merkezindeki dalgaboyudur. Yarı maksimumda çizgi genişliği (Y.M.Ç.G.),

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2(2 \ln 2)^{1/2}}{c} \left[ \frac{k_B T_i}{M} \right]^{1/2} \quad (2.32)$$

ile verilir. Burada,  $k_B T_i$ ; kaynağın iyon sıcaklığı, M; iyonun kütesidir.



### 2.5.3 Stark Genişlemesi

Yüksek derecede iyonlaşmış plazmada yüklü elektron ve iyonların elektrik mikro alanları nedeniyle yayılan çizgilerin dalgaboyunda bir kayma meydana gelir. Yayılan spektral çizgilerin dalgaboyundaki bu kayma Stark genişlemesi olarak adlandırılır. Stark genişlemeli çizgilerin genişliği  $n_e^{2/3}$  ile orantılı olarak değişir (Hutchinson, 1987; Sobelman ve diğ., 1995). Bu nedenle düşük sıcaklıklı, yüksek yoğunluklu plazmalarda Stark genişlemesi daha baskındır.

## 2.6 Laserle Oluşturulan Plazma Ortamlarının Modellenmesi

Laserle oluşturulan plazma ortamlarının modellenmesi için çarpışmalı-ışımali modellemeler (collisional radiative model-CRM) ve hidrodinamik modellemeler kullanılmaktadır. Plazmanın sıcaklığı ve yoğunluğu hidrodinamik modelleme ile yapılmakta, daha sonra çarpışmalı-ışımali modelleme ile de belli bir sıcaklık ve yoğunluk değeri için iyon tipleri ve yoğunlukları ve belirli bir iyon için seviye yoğunlukları hesaplanabilmektedir. İyon yoğunlukları hesaplanırken bütün çarpışmalı ve ışımali süreçler dikkate alınır.

Belirli bir iyonlaşma seviyesindeki atomların yoğunlukları, iyonlaşma ve tekrar birleşme arasındaki denge dikkate alınarak kurulan oran eşitlikleri ile belirlenir.  $N^i$ ;  $i+$  ( $i=1,2,3,\dots,Z-1,Z$ ) iyonlaşma durumunda temel seviye yoğunluğu olmak üzere böyle bir eşitlik;

$$\begin{aligned} \frac{dN^i}{dt} = n_e \{ & N^{i-1} I^{i-1} + N^{i+1} [R_{rr}^{i+1} + n_e R_{cr}^{i+1} + R_{de}^{i+1} + \left(\frac{N_A}{n_e}\right) R_{ct}^{i+1}] - \\ & - N^i [R_{rr}^i + R_{cr}^i + R_{de}^i + \left(\frac{N_A}{n_e}\right) R_{ct}^i] \} \end{aligned} \quad (2.33)$$

şeklinde verilir (Elton, 1990). Burada,  $I$ ; iyonlaşma katsayısı,  $R$ ; tekrar birleşme oran katsayısı,  $R_{rr}$ ; ışımali tekrar birleşme katsayısı,  $R_{cr}$ ; çarpışmalı tekrar birleşme katsayısı,  $R_{de}$ ; iki elektronlu tekrar birleşme katsayısı,  $R_{ct}$ ; nötr atomlardan yük transferi,  $N_e$ ; elektron yoğunluğu,  $N_A$ ; ise nötr atom yoğunluğudur.

Belirli bir sıcaklıkta iyon yoğunlukları bu eşitlikler kullanılarak bulunur. Daha sonra ilgili iyonun uyarılmış seviyelerinin yoğunlukları tüm uyarma ve tersine uyarma (excitation-de-excitation) mekanizmalarını içeren oran eşitliklerinin çözümü ile bulunabilir. Belirli bir uyarılmış “n” seviyesi için oran eşitliğinin genel şekli;

$$\frac{dN_n}{dt} = \sum_k \{N_k [(n_e + n_p)C_{kn} + A_{kn}] - N_n [(n_e + n_p)C_{nk}] \} +$$

$$+ n_e \left\{ N^{i-1} I^{i-1} - N_i I_n^i + N^{i+1} \left[ R_{rr} + n_e R_{cr}' + R_{de} + \left( \frac{N_A}{n_e} \right) R_{ct} \right] \right\} \quad (2.34)$$

ile verilir. Burada,  $C_{kn}$ ; üç cisim çarpışmalı üst seviyeden alt seviyeye uyarma katsayısı,  $A_{kn}$ ; bir k seviyesinden bir alt n seviyesine kendiliğinden ışımali geçiş olasılığıdır.

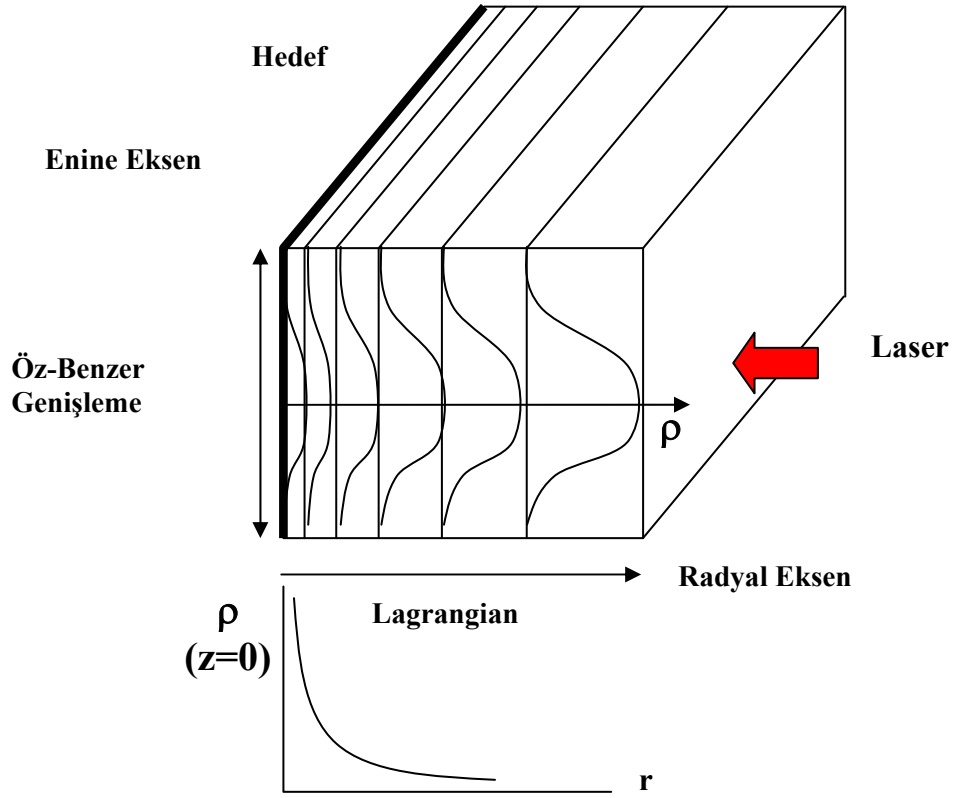
Enerji seviyelerinin yoğunlukları hesaplandıktan sonra, plazma içerisinde yayılan X-ışını fotonlarının spektrumları hesaplanabilir.

## 2.7 Simülasyon Metodu

Laserle oluşturulan plazma ortamları; atomik fizik, hidrodinamik, çarpışmalı-ışımali ve ışın-izi modellerinin kullanıldığı sayısal kodlar ile modellenilebilir. Bu bölümde, bu tez çalışmasında kullanılan 1,5 boyutlu hidrodinamik-atomik fizik kodu: EHYBRID incelenecek ve kodun çalışma prensipleri açıklanacaktır.

### 2.7.1. EHYBRID Kodu

Laser ile oluşturulan plazma ortamının modellenmesi düzlemsel geometride 1,5 boyutlu hidrodinamik ve atomik fizik kodu olan EHYBRID ile yapılmaktadır. EHYBRID kodunda hedeften itibaren 98 tane Lagrangian hücresi kullanır. Böylece, akışkan, laser ışığına dik yönde modellenilebilir. Burada bütün hücrelerin izotermal olduğu varsayılır ve böylece enine yayılım öz-benzer (self-similar) olarak düşünülür (Pert, 1983, 1986, 1987). Bu öz-benzerlik akıştaki enine genişlemenin Gauss formunda ele alınmasını sağlar.



Şekil 2.2. Laser ile oluşturulan plazma ortamının modellenmesi.

EHYBRID, bir hız dağılımı ile bir gazın genişlemesinin ele alındığı hybrid bir modele Lagrange formu uygulayarak, ‘sonlu-fark’ yöntemiyle çözümler getiren Lagrange formunda bir koddur. Bu kod da hız, basınç, yoğunluk ve sıcaklığa bağlı iki hareket eşitliği ve birim kütle başına kinetik enerji ifadeleri elde edilir. Plazma ortamı hücelere bölünerek, basınç, yoğunluk ve sıcaklık gibi durum değişkenleri hücre merkezlerinde, tamsayı zaman adımlarında, hızlar ise bütün ara yüzlerde buçuklu zaman adımlarında tanımlanır. Akışkan denklemleri sonlu-fark yöntemi ile çözülür. Basınç değişimleri hız artışlarını hesaplamak ve dolayısıyla hücre boyutunun ve yoğunluğunun bir zaman adımında değişimini hesaplamak için kullanılır(Plowes, 1995).

EHYBRID kodunda plazma ortamı Lagrange formunda hücelere bölünerek plazma ortamının kazanç, elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı, iyon yoğunluğu ve iyon sıcaklığı gibi veriler hesaplanmakta ve hesaplanan bu veriler kullanılarak oluşan X-ışınlarının ortamda yayılması ve soğurulması modellenmektedir. Lagrange

formunda plazma ortamı 98 hücreye bölünmekte, hücrelerin içindeki madde miktarı sabit tutularak hücrelerin boyutları değiştirilmektedir.

EHYBRID kodunun çalışılacak her element için tekrar uyarlanması gerekmektedir. EHYBRID kodundaki veri dosyası (ehybd dat.) kullanılan lasere, hedefe ve ilgili iyonla ait parametreleri içerir.

Hedefe ait parametreler:

Lagrange formundaki toplam hücre sayısı,  
Hedefin genişliği,  
Hedefin boyu,  
Hedefin kalınlığı,  
Tabaka sayısı,

Lasere ait parametreler:

Laserin dalgaboyu,  
Laserin gücü,  
Laser atım süresi,  
Atım sayısı,  
Laser atımlar arasındaki zaman farkı,  
Odak genişliği,

İyona ait parametreler:

İyonun temel ve uyarılmış seviyeleri için;

Baş kuantum sayısı,  
Açısal momentum kuantum sayısı,  
Enerji değeri,  
İstatistik ağırlık,  
Salınım gücü  
Çarpışma gücü (salınım gücünün negatif olduğu durumlarda)

İlgilenilen elementin nötr durumundan hiç elektronun kalmadığı duruma kadar olan tüm seviyeler için;

İyonlaşma enerjisi,  
Rezonans seviyelerinin iyonlaşma enerjisi,

Rezonans geçişi için ışımalı geçiş salınım g parametresi,  
İstatiksel ağırlık,  
şeklindedir.

Bu tezde laser ile oluşturulan kalay ( $Z=50$ ) plazma ortamı ve bu ortamdan yayılan Ni-benzeri ( $Z=28$ ) ve Co-benzeri ( $Z=27$ ) x-ışınları ile uç-morötesi ışınların (EUV) simülasyonu EHYBRID kodu kullanılarak yapılmıştır. Bu modellemede x-ışını elde etmek için katı kalay hedefinin sürücü laser ile etkileşimi incelenmiştir. EHYBRID kodu 98 uzaysal Lagrange hücresinden oluşan plazma ortamının her bir hücresindeki elektron yoğunluğunu, elektron sıcaklığını, çarpışmalı uyarma modeli kullanarak nötr atomdan çıplak çekirdeğe kadar her bir iyon basamağı için sayı yoğunluğunu ve de Ni- ve Co-benzeri iyonların atomik seviye yoğunluklarını her bir zaman adımı için hesaplar. Ni-benzeri ve Co-benzeri iyonların yoğunlukları hesaplanırken çarpışmalı-ışımalı uyarma, çarpışmasal iyonlaşma, ışımalı tekrar birleşme,  cisim birleşmesi gibi bütün çarpışmalı ve ışımalı süreçler dikkate alınır. Atomik fizik verileri; ele alınan seviyelerin istatiksel ağırlıkları, soğurma salınım gleri, çarpışma gleri ve enerjileri Cowan tarafından geliştirilen COWAN kodu kullanılarak hesaplanmıştır(Cowan, 1968). Ni-benzeri iyon için 222 uyarılmış seviyenin  $1s^22s^22p^63s^23p^63d^{10} - 1s^22s^22p^63s^23p^63d^9$  nl ( $n=3-5, l=s,p,d$ ) ve Co-benzeri iyon için 507 uyarılmış  $1s^22s^22p^63s^23p^63d^9 - 1s^22s^22p^63s^23p^63d^8$  nl ( $n=3-5, l=s,p,d$ ) seviyenin yoğunlukları modellenmiştir.

Laser ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri x-ışını çizgi spektrumlarının hesaplanabilmesi için, öncelikle plazmadaki iyon miktarlarının belirlenmesi daha sonra incelenecek olan iyona ait uyarılmış seviyelerin yoğunluklarının belirlenmesi gerekir. Bu hesaplamalar yapılırken seviye yoğunlukların etkileyen bütün çarpışmalı ve ışımalı süreçlerin dikkate alınması gerekir.

Belirli bir zaman anında plazma ortamından yayılan spektral çizgilerin yayılabilirliği;

$$\varepsilon = \sum N_i A_{ij} (hc / \lambda_0) \Delta v \quad (2.35)$$

formülü ile verilir(Pert, 1983). Burada,  $N_i$ ; verilen geçiş için üst seviyenin yoğunluğu,  $A_{ij}$ ; geçiş için ışımalı geçiş olasılığı,  $h$ ; Planck sabiti,  $c$ ; ışığın vakumdaki hızı,  $\lambda_0$ ; spektral çizgi dalgaboyu,  $\Delta v$ ; her bir hücrenin hacmidir.

Laser ile oluşturulan plazma ortamından yayılan x-ışınları ve uç-morötesi ışınların bir kısmı plazmadan kaçmadan plazma içinde tekrar soğurulabilir. Bu soğrulma spektral çizginin merkezinde daha büyük olduğu için, çizgi profilinin şekli bozulur. Soğrulma artarken, yarı maksimumda çizgi genişliği artar. Bu soğrulma fazla ise spektral çizgi “optik kalın” olarak adlandırılır. Eğer yayılan fotonların plazma tarafından soğrulması az ise çizgi “optik ince” olarak adlandırılır. Rezonans çizgileri genellikle optik kalındır ve bu nedenle spektrumun simülasyonu yapılırken saydamsızlığın (opacity) hesaplamalara katılması gerekir. Plazmaların saydamsızlıklarını hesaplamak kullanılan yöntemlerden biriside radyasyon taşınımının kaçış faktörleri cinsinden modellenmesidir(Jordan, 1967; Rybicki, 1984; Pestehe ve Tallents, 2002). Dolayısıyla, x-ışını rezonans çizgi şiddetleri ve uç-morötesi ışınların çizgi şiddetleri hesaplanırken kaçış faktörünün hesaplamalara dahil edilmesi gerekir.

Belirli bir zamanda, laser plazma ortamından yayılan spektral çizgilerin şiddeti,

$$I_{Toplam} = \sum N_i \frac{hc}{\lambda_0} T A_{ij} \Delta V \quad (2.36)$$

bağıntısı kullanılarak tüm EHYBRID hücreleri üzerinden toplam alınarak hesaplanmıştır. Burada T; kaçış faktörüdür(Cairns ve diğ., 1996).

## 2.8 Sonuç

Bu bölümde, laserle oluşturulan plazma ortamlarında meydana gelen süreçlerin fiziksel alt yapısı ortaya konularak, bu tez çalışmasında kullanılan hidrodinamik atomik fizik kodu EHYBRID programı açıklanmıştır.

Bu tez çalışmasında, burada alt yapısı ve çalışma prensipleri açıklanan EHYBRID kodu kullanılarak; laserle oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan spektrum çizgileri üzerindeki saydamsızlık etkileri incelenmiş ve litografik uygulamalar için büyük öneme sahip olan uç-morötesi ışınların laserle oluşturulan kalay ortamı kullanılarak en verimli şekilde üretilmesi için simülasyon çalışmaları gerçekleştirilmiştir. BÖLÜM 4, BÖLÜM 5 ve BÖLÜM 6'da EHYBRID kodu kullanılarak gerçekleştirilen simülasyon sonuçları verilmiştir.

## BÖLÜM 3

### UÇ-MORÖTESİ LİTOGRAFI

#### 3.1 Giriş

Katı yüzeyler üzerine laser ışığı gönderilmesi ile hedef yüzeyinde plazma oluştuğu ve oluşturulan plazmalardan gücü onlarca eV' tan birkaç keV'a kadar değişen foton enerjili X-ışını üretildiği, laser ile plazma oluşturmak için yapılan ilk çalışmalardan itibaren bilinen bir gerçektir(Basov ve diğ., 1971; Shearer ve diğ., 1972). X-ışını radyografisi, x-ışını litografisi gibi alanlarda laser enerjisinin x-ışınına dönüşüm verimliliğini arttırmak için pek çok çalışma yapılmaktadır(Pepin ve diğ., 1977; Nagel ve diğ., 1984; Tomie ve diğ., 1987; Kondo ve diğ., 1994). Yakın zamanda laserle üretilen plazmalar 13-14 nm arasında uç morötesi litografi için ışık kaynağı olarak kullanılmaya başlanmıştır(Shields ve diğ., 2002). Uç-morötesi litografi, 45 nm ve hatta daha küçük form(feature) boyutlu yarı-iletken aletlerin baskılanmasında kullanılan önemli bir teknolojidir ve 2010 yılına kadar tüm üretimin uç-morötesi litografi ile yapılacağı düşünülmektedir. 13-14 nm dalgaboyu aralığında, % 2 bant genişliğinde ve  $2\pi$  sr katı açısı üzerinden % 3'den fazla dönüşüm verimliliği elde etmek ekonomik açıdan uygun olan uç morötesi litografi için gereklidir(Tomie ve diğ., 2003).

#### 3.2 Litografi

Günümüzden yaklaşık olarak 25 yıl kadar önce (1980'lerde) bilgisayarlar bir odayı kaplayacak kadar büyük donanım ve kartlardan oluşmaktaydı. O zamandan günümüze bilgisayarlar her geçen gün daha güçlü ve bütün bir hale litografi sayesinde gelmektedir. Litografi entegre devrelerin üretiminde devre deseninin bir maskeden silikon yüzeylere geçirilmesi için kullanılır(Sweeney, 1999). 1965 yılında Intel grubundan Gordon Moore her 18-24 ayda bir devredeki transistör sayısının iki katına çıkartılması gerektiğini söylemiş(Moore, 1965) ve daha sonra Moore Yasası olarak adlandırılan bu kural son 40 yıl boyunca yarı-iletken teknolojisine şekil vermiştir (Bruning, 1997).



Tarihsel olarak litografi, bir imajı başlangıçta düz bir yüzeyden metal bir plakaya seçici yöntemler ile baskılama işlemidir. Günümüzde litografi, oldukça ayrıntılı ve küçük uzaysal kalıpların tekrarlamalı kopyalanmasında kullanılır. Bu kalıplar işlendikten sonra mikroçip olarak adlandırılan çok seviyeli yarı-iletken elektronik yapıların katmanlarını oluştururlar. Bu çipler modern elektronik ve telekomünikasyon aletlerinin temel yapıtaşlarıdır.

### 3.2.1 Fotolitografi

Fotolitografi, daha fazla özelliğin fotografik yöntemlerle bilgisayar çiplerinin üzerine sığdırılması ile yapılır. Işık entegre devre desenli bir kalıp olan maske üzerine gönderilir. Daha sonra bu desenin görüntüsü ışığa karşı duyarlı foto-dirençlerle kaplanmış yarı-iletken film üzerine yansıtılır. Litografik bir sistemde sistem tarafından basılabilecek en küçük form(feature) boyutu aşağıdaki gibi ifade edilmiştir(Sheats ve Smith, 1998);

$$formboyutu = k_1 \frac{\lambda}{NA} \quad (3.1)$$

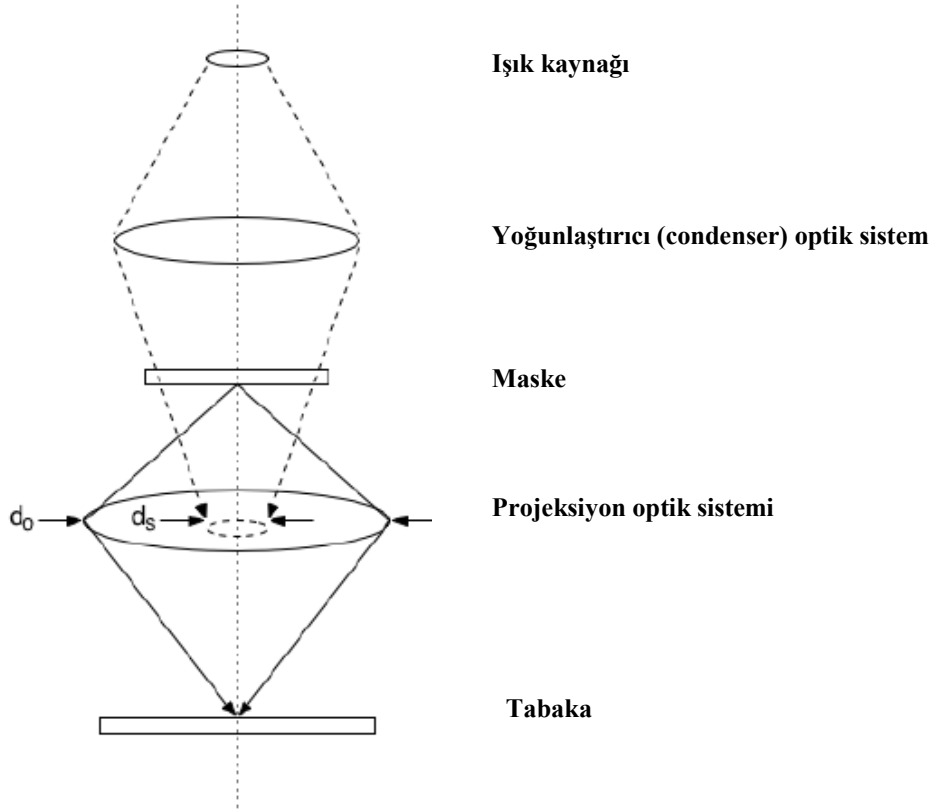
burada,  $\lambda$  ; ışığın dalgaboyu, NA; sayısal açıklık (numerical aperature),  $k_1$  ise foto-dirence, maskenin geometrisine, ışığın belirli karakteristiklerine ve üretim süreçlerine bağlı orantı sabitidir.  $k_1$  aynı zamanda işlemin zorluk derecesini gösterir ve  $k_1$ 'in küçük olması işlemin daha zor olduğunu gösterir. Denk(3.1) aynı zamanda optik litografik sistemin çözünürlüğünü verir. Çözünürlük, dalgaboyunun azaltılması, sayısal açıklığın artırılması ve  $k_1$  değerinin azaltılması ile artırılabilir(Deguchi, 2000). Başka bir deyişle basılabilecek minimum form boyutu dalgaboyunun azaltılması, sayısal açıklığın artırılması ve  $k_1$  değerinin azaltılması ile küçültülebilir. Kritik boyut olarak da adlandırılan minimum form boyutu gelen enerjideki değişimlere ve odak derinliğine bağlıdır. Litografik bir sistemdeki odak derinliği aşağıdaki ifade ile verilir(Levinson, 2001);

$$OD = k_2 \frac{\lambda}{NA^2} \quad (3.2)$$

burada  $k_2$  ; işleme ilgili parametredir.

### 3.3 Litografi Araçları

Işık kaynağı, maske, tabaka, projeksiyon optik sistemi ve yoğunlaştırıcı(condenser) optik sistemden oluşan litografi şeması(Cain, 2002), Şekil 3.1.'de görülmektedir.



Şekil 3.1. Projeksiyon litografi sisteminin şematik gösterimi.

Şekil 3.1.'de tek bir mercek olarak gösterilen yoğunlaştırıcı optik sistem ve projeksiyon sistemi gerçekte yansıtıcı ve soğurucu pek çok parçadan oluşmaktadır.

Kaynaktan gelen ışık, yoğunlaştırıcı optik sistem ile toplanarak maske üzerine yönlendirilir. Maske yukarıdan aydınlatılarak görüntü projeksiyon optik sistemi ile tabaka yüzeyinde oluşturulur.

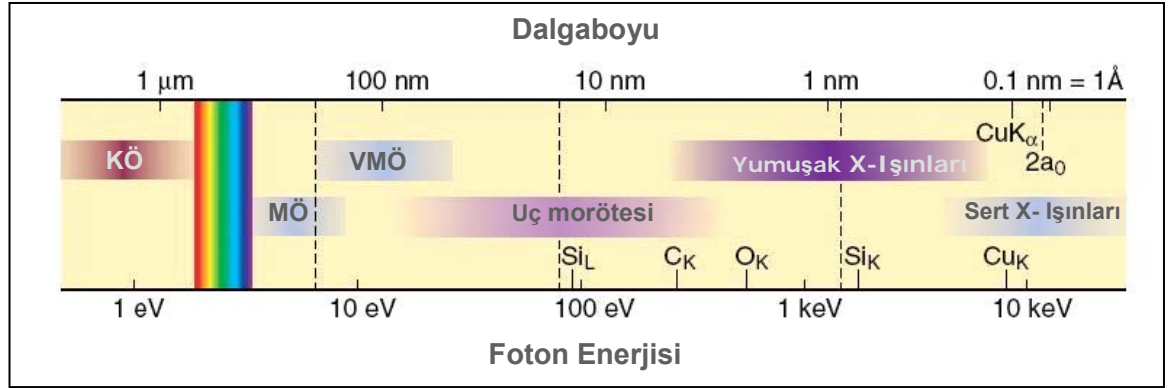
### 3.4 Uç-Morötesi Litografi

Bu bölümde bu tez çalışmasının amacına temel oluşturan uç-morötesi litografi tekniği ve bu alanda yapılan çalışmalar incelenmiştir.

### 3.4.1 Yumuşak X-ışını ve Uç-Morötesi Radyasyon

Yumuşak X-ışını ve uç-morötesi bölgesi elektromanyetik spektrumun bütün materyallerde atomik rezonansların ve oldukça kısa mesafelerde radyasyon soğurumunun gerçekleştiği bölgesidir. Yumuşak x-ışını ve uç-morötesi bölgesi bilim ve teknolojinin hızla gelişimi ve ortak çalışmaları için en uygun bölgelerdendir(Attwood, 2000).

Uç-morötesi bölgesi foton enerjisinin yaklaşık olarak 30 eV - 250 eV arasında değiştiği, 5 - 40 nm'lik dalgaboyu aralığına karşılık gelen bölgedir. Yumuşak X-ışını bölgesi ise 250 eV'dan birkaç keV'a kadar uzanan enerji aralığını kapsar (Şekil 3.2.).



Şekil 3.2. Elektromanyetik spektrumun kısa dalgaboyu bölgesi.

Yumuşak x-ışını ve uç-morötesi bölgelerini elektromanyetik spektrumdaki diğer bölgelerden ayıran en önemli özellik materyallerin yüksek soğurma derecesidir. Düşük foton enerjili görünür ve morötesi bölge ile daha yüksek enerjili sert x-ışını bölgesinde çoğu madde saydam olur. Yumuşak x-ışını ve uç-morötesi bölgelerinde dalgaboyu çok kısadır ancak yine de bu bölgede yüksek çözünürlüklü optik teknikler uygulanmakta, doğrudan görüntü oluşturulmakta ve uzaysal olarak spektral çalışmalar yapılmaktadır (Attwood, 2000).

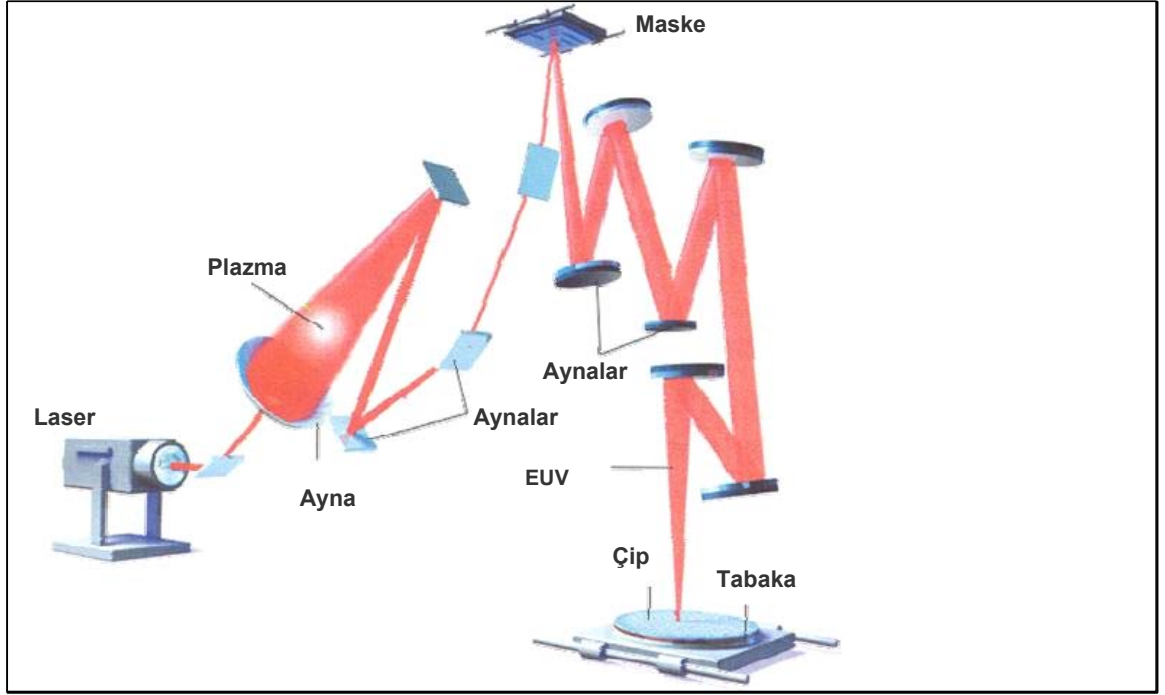
Uç-morötesi ışınlar radyografiden spektroskopiye, plazma parametrelerinden (diagnostics) yeni nesil yarı-iletken teknolojisi için litografiye kadar pek çok alanda kullanılmaktadır(Attwood, 2000). Laserle oluşturulan plazmalar gerek ticari gerekse bilimsel alanlar için oldukça verimli ve bütün(compact) uç-morötesi ışık

kaynaklarıdır. Bu nedenle uç-morötesi ışık kaynağı olarak kullanılacak laser ile oluşturulmuş plazmaların çok iyi anlaşılması ve optimum koşulların elde edilmesi gerekmektedir.

Günümüzde Molibden/Silikon çok katmanlı aynaları, 13,5 nm'de % 2 bant genişliğinde uç-morötesi ışın litografi sistemleri için geçerli en önemli optik araçlardır(Attwood, 2000).

#### *3.4.2. Uç-Morötesi Litografi Tekniği*

Uç-morötesi litografi yarı-iletken endüstrisinde yeni nesil litografi olarak adlandırılan 32 nm veya daha küçük form boyutlu mikroçip üretimi yapmaya aday en kuvvetli teknolojidir(Thompson ve diğ., 2006; Tao ve Tillack, 2006). Uç-morötesi litografi tekniği, yüksek hacimde üretim için ekonomik ve mühendislik açısından büyük önem taşımaktadır. Yüksek hacimli üretim yapılabilmesi için temiz, güçlü ve verimli uç-morötesi ışık kaynaklarının geliştirilmesi gerekmektedir(Stamm, 2004). Laser ile oluşturulan plazmalar, uç-morötesi litografisi için en güçlü ışık kaynaklarıdır(Marx, 2003; Spitzer ve diğ., 1993). Kalay, ksenon ve lityum hedefleri yüzeylerinde laser ile oluşturulan plazmalar en önemli uç-morötesi ışık kaynaklarıdır(Harilal, 2006). Laser ile oluşturulan plazmalardan yayılan uç-morötesi ışınların kullanılmasıyla gerçekleştirilen tipik bir litografi şeması Şekil 3.3.'de gösterilmektedir.



Şekil 3.3. Işık kaynağı laser ile oluşturulan plazma olan uç-morötesi litografi şeması.

Bir litografi sisteminin çözünürlüğü;

$$R = \frac{k_1 \lambda}{(NA)} \quad (3.3)$$

ile verilir. Burada NA; sayısal açıklık,  $\lambda$ ; dalga boyu,  $k_1$ ; görüntü kontrast artırımına bağlı bir faktördür.

Çözünürlüğü arttırmak için üreticiler sistemin sayısal açıklığını arttırmışlardır (Lawes, 2000; Cain, 2002; Deguchi, 2000). Sayısal açıklığın artırılması ise verilen bir çözünürlük düzeyinde odak derinliğinin azalmasına neden olur ve girişim etkileri daha fazla görülmeye başlar. Yüksek çözünürlükte uygun sayısal açıklığın kullanılabilmesi için dalga boyunun kısaltılması gerekir. Başka bir deyişle, daha küçük boyutlu devreler yapmak için gelen ışığın dalga boyunun mümkün olduğunca küçük olması gerekir. Yaklaşık olarak 248 nm dalga boylu derin morötesi aralığı kullanılarak 150 ile 120 nm boyutlarında formlar (Sweeney, 1999), 193 ve 157 nm dalga boylu ışık kullanılarak 100 nm'den 70 nm'ye kadar olan formlar çip üzerine baskılanabilir (Shields ve diğ., 2002). Daha küçük boyutlu form basabilmek için dalga boyunun daha kısa olması gerekir (Cain, 2002). Litografide uç-morötesi ışınlarının kullanılması ile dalga boyu bu değerlerden 11-14 nm'ye kadar indirilecek,

sayısal açıklığı uygun olan küçük form boyutlarına ulaşılacak ve büyük odak derinlikleri elde edilecektir.

Uç-morötesi bölgesinden yayılan radyasyon küçük form boyutları için uygun dalgaboyundadır. Ancak dalgaboyunun kısaltılması ışığın optik aletler tarafından soğurulmasına neden olur(Cain, 2002). Uç-morötesi bölgesinden yayılan ışık, gazlar da dahil olmak üzere bütün maddeler tarafından soğurulur. Bunun sonucunda herhangi bir görüntü veya devre oluşmaz. Bu nedenle litografide kullanılan geleneksel olarak kırıcı optik aletlerin, başka bir deyişle mercek sisteminin kırıcı yerine yansıtıcı olması gerekmektedir. Uç-morötesi litografi 13,5 nm’de yansıtıcı çok katmanlı kaplamalarının geliştirilmesi ile mümkün olmuştur(Gwyn ve diğ., 1998). Bu dalgaboyunda kullanılan maske ve optik araçlar, katmanlar arası geçişlerle ışığı yansıtan çok katmanlı Mo/Si aynalardır(Tichenor ve diğ., 2002).

Uç-morötesi ışınlar kullanılması ile 100 nm genişliğinde ve 30 nm boyutlarında devreler yapılabilmektedir. Bu durumda yapılan mikro işlemciler şuan kullanılanlardan 100 kat daha yoğun olup, hafıza kartlarında da şuan kullanılanlardan 100 kat daha fazla bilgi depolanabilecektir. Yarı-iletken teknolojisinde uç-morötesi ışınların kullanımı üretim süresini kısaltacak bu da daha fazla çipin daha hızlı olarak üretilmesini sağlayacaktır. Günümüzde yarı-iletken teknolojisinde ise litografi nano-elektronik işlemcilerin ve modern bilgisayar sistemlerindeki bellek araçlarının üretilmesi için kalıp kopyalamasında kullanılır. Bu bilgisayar çipleri 250 nm kadar küçük boyutlarda milyarlarca transistör içerirler.

Uç-morötesi ışınların maske üzerine gönderilmesini sağlayacak optik sistem çok önemlidir. Görüntü, maske üzerinden yansıtıldıktan sonra, projeksiyon optik sistemi boyunca hareket eder. Projeksiyon optik sistemi için mümkün olduğunca çok uç- morötesi ışını yansıtacak aynalardan oluşur. Bu aynaların oldukça yüksek oranda yansıtıcı olmalarının dışında yüzey kaplamalarının da bir örnek(unifom) olması gerekmektedir(Sweeney, 1999). Mo/Si aynalar 13,5 nm dalgaboylu uç-morötesi ışınların yaklaşık olarak % 70’ini yansıtırlar(Bajt S, 2001).

Uç-morötesi ışınlar litografide maske çok katmanlı Mo/Si aynaların düz bir örneğe uygulanması ile elde edilir. Devre deseni, metal bir soğurma katmanının son olarak uç-morötesi ışınlarla uygulanıp daha sonra devrenin görüntüsünü oluşturmak için metalin baskılanması ile oluşur(Sweeney, 1999).

Uç-morötesi litografi çok katmanla kaplanmış yansıtıcı optik aparatlarla gerçekleşen ve 11-14 nm arasındaki bölgede geçerli olan bir tekniktir. Dalgaboyunun kısaltılması uygun sayısal açıklıkla birlikte boyutları azaltmakta ve uygun odak derinliklerine ulaşılmaktadır. Bu dalgaboyu aralığında yansıtıcılık % 70 civarında sınırlandırıldığından ayna sayısı da sınırlandırılmıştır.

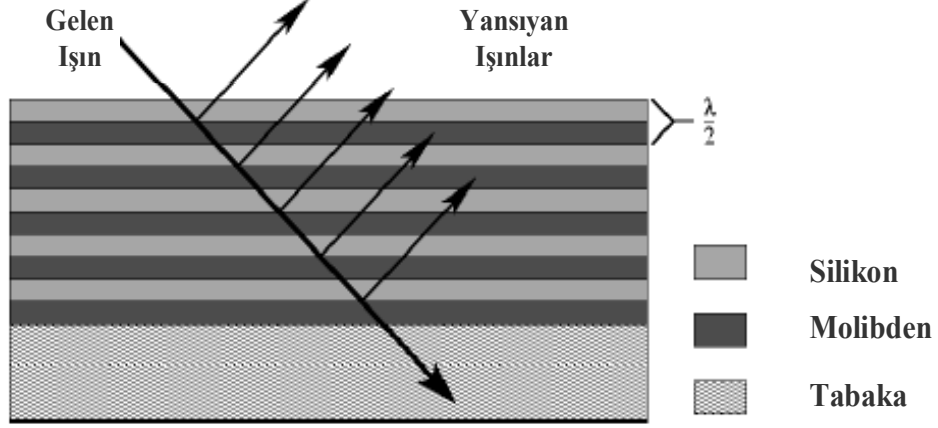
13,5 nm dalgaboyundaki uç-morötesi radyasyon, üzerinde tüm yüzeyi boyunca soğurucu kalıp olan çok katmanla kaplanmış yansıtıcı maskeyi aydınlatır. Optik sistem kalıbı numuneyi 4:1 oranında küçülterek yeni görüntüsünü ışığa karşı duyarlı foto-dirençlerle kaplatılmış tabaka(wafer) üstüne çıkarır. Mo/Si çok katmanlı aynalar kaplama olarak kullanılır. 13,4 nm dalgaboyu için yansıtıcılığın tepe değeri 6,7 nm'lik bir periyot olarak verilmiştir. Bu dalgaboyu yaklaşık olarak 92,5 eV foton enerjisine karşılık gelmektedir(Attwood, 2000).

#### *3.4.2.1 Uç-Morötesi Litografi için Çok Katmanlı Aynalar*

Bütün maddeler uç-morötesi ışınları soğurur; bu nedenle kırıcı optik aletlerin uç- morötesi litografide kullanılması çok pratik değildir. Dolayısıyla uç-morötesi litografide kullanılan bütün aletler yansıtıcıdır. Ancak ayna olarak kullanılabilen derecede yüksek yansıtıcılığa sahip tek katmanlı maddeler bulunmadığı için “çok katmanlı aynalar” olarak bilinen çok katmanlı girişimli kaplamalar kullanılır(Cain, 2002).

Çok katmanlı aynalar kırılma indisleri farklı iki maddenin alternatif olarak yerleştirilmesi ile elde edilir(Barbee, 1985). Kullanılacak maddeler elektron yoğunluğunda fark oluşturmak için biri atom numarası küçük diğeri ise atom numarası büyük olarak seçilir. Katman çiftlerinin periyodu, her bir katmandan olan

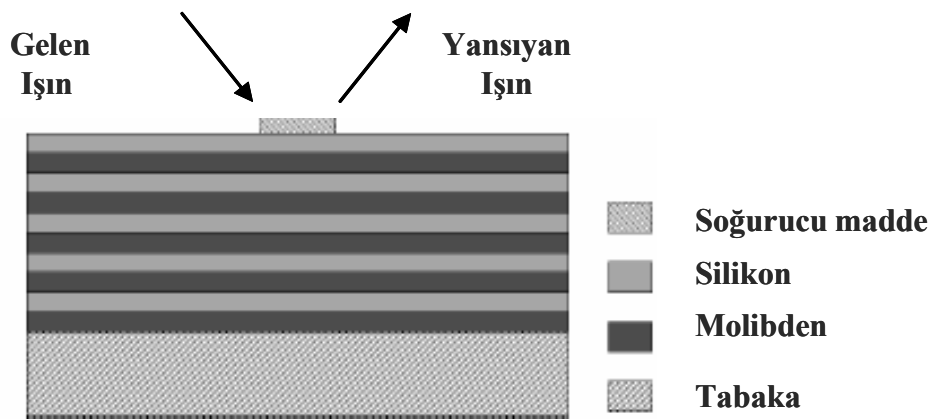
yansıma yapıcı girişim oluşturacak şekilde  $\lambda/2$  olarak seçilmiştir(Attwood, 2000). Çok katmanlı aynaların şematik olarak gösterimi Şekil 3.4.'de verilmektedir.



Şekil 3.4. Uç morötesi litografide kullanılan çok katmanlı Mo/Si aynalar.

#### 3.4.2.2 Uç-Morötesi Litografi İçin Foto-maskeler

Uç-morötesi litografide kullanılan foto-maskeler diğer optik litografi tekniklerinde kullanılan maskelerin aksine yansıtıcıdır. Uç-morötesi litografi maskeleri, istenen dalgaboyunda maksimum yansıtıcılık verecek şekilde çok katmanlı bir ayna ile yüzeyde soğurucu bir materyalden oluşur(Yan, 1999; Kearney, 1997). Şekil 3.5.'de böyle bir maskenin şematik gösterimi verilmektedir.



Şekil 3.5. Uç morötesi litografide kullanılan foto-maskenin şematik gösterimi.



Soğurucu madde olarak alüminyum(Vernon, 1998), krom(Mangat, 2000), titanyum gibi maddeler kullanılmaktadır.

### 3. 4.2.3 Uç-Morötesi Işık Kaynakları

Yüksek parlaklıkta uç-morötesi ışık kaynaklarının geliştirilmesi yarı-iletken teknolojisinde yeni nesil litografi alanındaki en büyük ihtiyaçtır. Uç morötesi litografide dalgaboyu seçimi 13,5 nm civarında, 92 eV enerji seviyesinde yaklaşık olarak % 70 oranında yansıtıcılığa sahip Mo/Si çok katmanlı aynaların varlığı ile yapılmıştır. Bu dalgaboyunda % 2 bant genişliğinde  $2\pi$  steradyan üzerinden dönüşüm verimliliği % 3 ve üstü değerlerde elde edilmiştir(Hayden ve diğ., 2006). Laserle oluşturulan plazmalar ve gaz deşarjı ile oluşturulan plazmalar uç-morötesi bölgesinde ışımaya yaparlar. Uç-morötesi ışık kaynağı olarak kalay(Sn), ksenon(Xe) ve son yıllarda da lityum(Li) elementleri kullanılmaktadır(Harilal, 2006; Rajyaguru ve diğ., 2006).

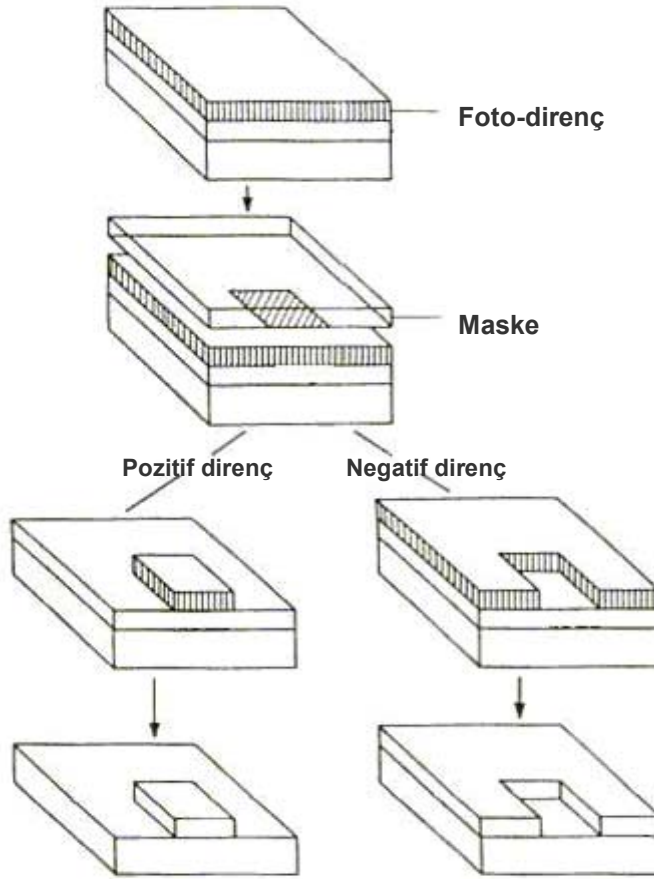
Ksenon soygaz olduğu için metal kalaya göre daha az kalıntı(debris) bırakması ile litografi için daha avantajlıdır(Hayden, 2006). Kalay plazma ortamında özellikle aynalar için kalıntı problemi vardır(Stamm, 2004). Kalıntılar litografide ışığı toplayan optik aletlerin yaşam süresini kısaltmaktadır. Bu durum üretim maliyeti açısından önemlidir. Ancak laser ile oluşturulan ksenon plazma ortamı için sürücü laserin enerjisinin uç-morötesi ışınlarına dönüşüm verimliliği gaz deşarjı ile oluşturulan plazmalarda yaklaşık olarak % 0,8(Fornaciari ve diğ., 2002), laser ile oluşturulan plazmalarda ise % 1,2(Shields ve diğ., 2002) civarında bulunmuştur (Miyamoto ve diğ., 2005). Laser ile oluşturulan kalay plazma ortamı ise istenilen dalgaboyunda daha yüksek enerjili bir kaynaktır ve % 3 civarında dönüşüm verimliliği kalıntıları azaltacak olası süreçlerle birlikte elde edilmiştir(Nishihara, 2004). Bu nedenlerle kalay litografi için en uygun element olarak saptanmıştır (Shimada ve diğ., 2005). Lityum ise kimyasal aktifliği nedeniyle ksenon ve kalaya göre daha az kullanılır.

#### 3.4.2.4 İyonlaşma Etkileri

13,5 nm'lik dalgaboyu 92 eV' luk bir enerjiye karşılık gelir. Bu enerji ise bütün maddelerin bağ enerjileri ve iyonlaşma potansiyellerinden fazladır. Bu nedenle uç-morötesi ışınlar madde üzerine gönderildiği zaman elektronlar fotonlar tarafından kolayca koparılabilen ve ikincil elektronlar iyonlaşma ile oluşturulmaktadır (Henke ve diğ., 1977). Bu ikincil elektronlar foto-dirençlerin içinde 50 nm'ye kadar ilerlerler(Marrian ve diğ., 1992 ; Carter ve diğ., 1997). Fotodirenç yüzeyinden yayılan ikincil elektronlar pozitif yüklemeye sebep olur ve ikincil elektronlar yüzeye doğru başka bir yerden yayılır(Glavatskikh ve diğ., 2001). Yüzeyden yayılan elektronlar örneğin net pozitif yükü ile çekilerek foto-direnç içine yayılır(Cain ve diğ., 2005).

#### 3.4.2.5 Uç Morötesi Litografi için Foto-dirençler

Foto-dirençler, ince bir film gibi silikon tabaka üzerine uygulanan kimyasal maddelerdir(Cain ve diğ., 2005). Foto-dirençler ışığa karşı duyarlı olup ışık ile aydınlatıldıklarında çözünürlüklerinde farklılıklar oluşur. Ayrıca istenen desenin tabaka üzerine aktarılmasını sağlayan oyma(etching) işlemine karşı direnç gösterirler. Foto-dirençler desenin aktarılmasından sonra kaldırılan geçici tabakalardır. Foto-dirençler pozitif direnç ve negatif direnç olarak ikiye ayrılırlar. Pozitif dirençlerin üzerlerine ışık geldiğinde çözünürlükleri artar. Negatif dirençlerin ise üzerlerine ışık geldiğinde çözünürlükleri azalır. Foto-direnç ışık ile aydınlatıldığında foto-dirençin ışık gören kısımları yumuşarken(çözünürlük artarken), ışık almayan kısımları sert şekilde kalır. Daha sonra foto-dirençin ışıklandırılan kısmı atılır. Bu noktada maske desenin tam kopyası foto-direnç üzerine geçirilir. Oyma(etching) işlemleri ile foto-dirençin deseni alttaki tabakaya geçirilir. Son olarak foto-dirençin kalan kısımları da atılarak desenli film elde edilir. Negatif dirençte ise bu işlemin tam tersi gerçekleştirilerek maske deseni tabaka üzerine aktarılır. Negatif direnç aydınlatılınca daha az çözülebilir bir hale gelir. Bu durumda, negatif direnç aydınlatılınca yüzey üzerinde sert bir şekilde kalır ve aydınlatılmayan kısımlar atılır. Böylece negatif dirençler kullanılarak transfer edilecek desenin tersi yani fotografik olarak negatifi elde edilir. Şekil 3.6.'da pozitif ve negatif dirençler kullanılarak elde edilen farklı desenler görülmektedir.



Şekil 3.6. Pozitif ve negatif direnç kullanılarak elde edilen desenler.

### 3.5 Uç-Morötesi Işık Kaynakları İçin Dönüşüm Verimliliği

13-14 nm dalgaboyu aralığında, % 2 bant genişliğinde ve  $2\pi$  sr katı açısı üzerinden % 3'den daha fazla dönüşüm verimliliği elde etmek uç-morötesi litografi için gereklidir(Tomie, 2003). Son 30 yıl boyunca dönüşüm verimliliğini arttırmak için kullanılan laserin şiddeti, atım süresi, dalgaboyu ile hedef element ve benzeri deneysel parametreler incelenmiştir(Tomie, 2005). Ön laser atım tekniği dönüşüm verimliliğini artırmak için sıklıkla kullanılan bir yöntemdir(Kodama, 1987). Daha yüksek dönüşüm verimliliği elde etmek için laser ile oluşturulan plazma ortamları ile ilgili pek çok çalışma yapılmıştır. Shevelko ve diğ.(1998) tarafından KrF laseri kullanarak kalayın da dahil olduğu pek çok element için çalışmalar yapılmıştır. Laser ile oluşturulan kalay plazmaları uç-morötesi litografi için gerekli en önemli ışık kaynaklarından biridir(Marx, 2003; Spitzer ve diğ., 1993). Spitzer ve diğ.(1996) tarafından pek çok element üzerinde çalışmalar yapılarak  $1-2 \times 10^{11} \text{W/cm}^2$ 'lik şiddet

değerlerindeki laser atımları için % 3 bant genişliğinde dönüşüm verimliliği % 0,8'den yüksek olarak bulunmuştur. Kauffman ve diğ.(1993) tarafından 7,5 ns süreli, 300 mJ'luk ve  $2 \times 10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki Nd:YAG laser atımları kullanarak oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan uç-morötesi ışınlar için dönüşüm verimliliği % 1 olarak elde edilmiştir.

13-14 nm dalgaboyu aralığında katı hedef yüzeyinde oluşan kalıntı probleminden kurtulmak için ksenon kullanılmıştır. Ancak ksenon için en yüksek dönüşüm verimliliği Shields ve diğ.(2002) tarafından % 2 bant genişliğinde % 1,2 olarak bulunmuştur.

Yapılan çalışmalar sonucunda uç-morötesi litografi için en uygun element olarak kalay saptanmıştır(Shimada ve diğ., 2005). Shimada ve diğ. (2005) tarafından 13,5 nm'de % 2 bant genişliğinde kalay hedef kullanarak % 3 oranında dönüşüm verimliliği elde edilmiştir. Laser ile oluşturulan kalay plazma ortamlarından yayılan uç-morötesi ışınlar saydamsızlıktan önemli ölçüde etkilenmektedir. Fujioka ve diğ.(2005) tarafından laser ile oluşturulan kalay plazma ortamlarında saydamsızlık etkileri deneysel olarak incelenerek optik derinliğin kontrolünün yüksek dönüşüm verimliliği elde etmek için gerekli olduğunu bildirilmiştir.

### **3.6 Sonuç**

Bu bölümde, litografik uygulamalar için laser ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan uç-morötesi ışınlarının en verimli şekilde üretilebilmesi amacıyla yapılacak simülasyonların alt yapısı tamamlanmış, litografik uygulamada uç-morötesi ışın kaynağı olarak neden kalay hedef kullanıldığı özetlenmiş ve bu konuda dünyada yapılan son çalışmalar incelenmiştir.

## BÖLÜM 4

### LASERLE OLUŞTURULAN PLAZMALAR İÇİN SAYDAMSIZLIK VE KAÇIŞ FAKTÖRÜ HESAPLAMALARI

#### 4.1. Giriş

Saydamsızlık konusundaki ilk çalışmalar, astrofiziksel plazmaları anlayıp modelleyebilmek amacıyla yapılmıştır. Benzer teknikler günümüzde laboratuvarlarda oluşturulan plazmalar özellikle laserle oluşturulan plazmalarda kullanılmaktadır. Saydamsızlık elektromanyetik radyasyonun özellikle ısısal radyasyonun soğurma, yayılma ve saçılma olayları ile maddeyle nasıl etkileştiğini belirler. Maddenin radyasyonu engelleme derecesini ifade eder.

Plazmalarda saydamsızlık hesaplamaları, ışımalı iletim(radiative transfer) hesaplamaları(Avrett ve Hummer, 1965) veya iletimin kaçış faktörleri ile modellenmesi ile yapılmaktadır(Hummer ve Rybicki, 1982; Jordan, 1967; Doyle ve McWhirter, 1980; Kaastra ve Mewe, 1995). Işımalı iletim yöntemi uzun süreli ve yoğun hesaplamalardır. Kaynak fonksiyonları veya bölünmüş kaynak fonksiyonları (Li ve diğ., 1995; Fishman ve diğ., 1995) kullanılarak hesaplamalar basitleştirilip hızlandırılabilir. Kaçış faktörü yöntemi ise daha kısa süreli ve modellenen plazma ortamının gerçek plazma ortamından çok farklı olmadığı durumlarda oldukça doğru sonuçlar veren bir yöntemdir(Eder ve diğ., 1992; Wark ve diğ., 1997; Djaoui, 1994). Kaçış faktörü yöntemi simülasyonda hızlı hesaplama yapılmasını sağlamasının yanında plazmada oluşan ışımalı iletim yöntemine fiziksel bir bakış açısı getirmektedir. Bu fiziksel temellendirme ışımalı iletim yöntemindeki sayısal simülasyonlarda kaybolabilmektedir. Kaçış faktörü yöntemi, çizgi radyasyon soğrumunun sayı yoğunluğunun çarpışmalı-ışımalı hesaplamaları üzerindeki etkilerinin belirlenmesinde ve X-ışını laser kazancının hesaplanmasında kullanılmaktadır(Tallents, 1978; Holden ve Pert, 1992).

#### 4.2. Saydamsızlık

Saydamsızlık elektromanyetik radyasyonun özellikle ısısal radyasyonun soğurma, yayılma ve saçılma olayları ile maddeyle nasıl etkileştiğini belirler ve

maddenin radyasyonu engelleme derecesini ifade eder(Crowley ve Davidson, 2005). Saydamsızlık radyasyonun spektral bileşimi kadar maddenin bileşenlerine, sıcaklığına ve yoğunluğa duyarlıdır. Temel nitelik radyasyonun frekansına bağlı olan monokromatik soğurma saydamsızlığıdır. Oldukça yakın bir diğer özellik ise yayılan radyasyonun azalma(attenuation) oranını veren soğurma katsayısıdır. Saydamsızlığın genel etkileri günlük hayatta ışığın maddelerden geçişi gibi örneklerle net olarak görülmektedir. Ancak sıcak cisimlerden yayılan ısısal radyasyon formundaki enerjinin yayılımı önemlidir. İdeal bir kara cisimden dalgaboyunun sürekli bir spektrumu şeklinde yayılan ısısal radyasyon profili Planckian profili olarak adlandırılır ve özel bir öneme sahiptir. Bu profilin formu cismin mutlak sıcaklığına bağlıdır(Crowley ve Davidson, 2005).

Fotonlar madde içinde soğurma, yayılma veya saçılma olayları ile elektronlarla etkileşirler. Elektronlar ayrık enerji seviyelerinde yer alırlar ve bir foton soğrulduğu zaman fotonun enerjisi elektrona verilerek elektron yüksek enerji seviyelerine uyarılır. Foton yayılımı ise bu işlemin tersi ile gerçekleşir. Elektronlar çekirdeğe bağlı olarak, ayrık seviyelerde veya süreklilik içinde serbest olarak bulunabilirler ancak bütün bu durumlar için plazmanın soğurma spektrumu bağlı-bağlı (b-b), serbest-bağlı (s-b) ve serbest-serbest (s-s) geçişlerden oluşur. Bu geçişler farklı spektral profillere sahiptir. Işımalı enerji taşınımı bu spektrumun bölümlerine özellikle bağlı-bağlı geçiş bölümüne bağlıdır. Sıcak bir plazmada oldukça fazla sayıda olası geçiş söz konusudur. Plazma içinde ısısal radyasyon akışı saydamsızlık etkisi nedeniyle engellenebilir. Bu da radyasyonun yayılımı sırasında maddenin ısınması gibi durumlara neden olur. Eğer bu süreç hızlı olmazsa, madde yerel ısısal denge durumunda kalır. Ayrıca eğer ortalama serbest yollar yeterince kısa olursa yerel sıcaklık ile karakterize edilmiş Planckian spektral dağılımına dönüşen radyasyon, denge konumuna yaklaşır. Bu önemli sınırdaki enerji taşınımı difüzyonla gerçekleşir ve taşıma problemi önemli basitleştirme teknikleri gerektirir. Difüzyon modellemesindeki önemli parametre Rosseland saydamsızlığıdır( Iglesias ve Rogers, 1991).

Rosseland saydamsızlığı, Planck dağılımının ( $B(\nu, T)$ ), sıcaklığa göre olan türevi ile ağırlıklandırılmış monokromatik saydamsızlığının ( $k(\nu)$ ), harmonik spektral ortalaması olarak adlandırılır ve

$$k_R = \frac{\int_0^{\infty} \frac{\partial B(\nu, T)}{\partial T} d\nu}{\int_0^{\infty} \frac{1}{k(\nu)} \frac{\partial B(\nu, T)}{\partial T} d\nu} \quad (4.1)$$

ile gösterilir.

Ortalama serbest yolların sisteme oranla uzun olduğu durumlarda ise Planck saydamsızlığı devreye girer. Planck saydamsızlığı, ısısal Planck spektrumu ( $B(\nu, T)$ ) ile ağırlıklandırılmış monokromatik saydamsızlığının ( $k(\nu)$ ) lineer spektral ortalaması olarak adlandırılır ve

$$k_p = \frac{\int_0^{\infty} k(\nu) B(\nu, T) d\nu}{\int_0^{\infty} B(\nu, T) d\nu} \quad (4.2)$$

ile gösterilir( Iglesias ve Rogers, 1991). Başka bir deyişle, Planck saydamsızlığında, kara cisim enerji yoğunluk dağılımı ağırlıklandırma fonksiyonu olarak alınarak  $k(\nu)$  üzerinden ortalama alınır. Rosseland saydamsızlığında ise Planck dağılımının sıcaklığa göre türevi ağırlıklandırma fonksiyonu olarak alınarak  $1/k(\nu)$  üzerinden ortalama alınır.

#### 4.4. Laserle Oluşturulan Plazmalar için Kaçış Faktör Yöntemi

Kaçış faktörleri, genellikle spektral çizgilerin radyasyon transferinin modellenmesi ile benzer şekilde kullanılır(Irons, 1979, 1991). Kaçış faktörü optik olarak ince bir plazmadan beklenen yayılımı, yayılan çizgilerde saydamsızlık etkisine izin verecek şekilde çarpan bir parametre olarak düşünülebilir. Bir başka yaklaşımda ise, kaçış faktörü seviye sayı yoğunlukları üzerinde ışımali-uyarma

etkilerinin görülmesine izin verecek şekilde ışımalı geçiş olasılıklarını çarpan bir katsayıdır(Pestehe ve Tallents, 2002). İlk yaklaşım için; geçiş faktörü (transmission factor) ve kaçış olasılığı (escape probability), ikinci yaklaşım (açı üzerinden ortalama varsa) için ise net ışımalı hesap kullanılmaktadır.

Belirli şartlarda geçerli değişik kaçış faktörü formülleri geliştirilmiştir. Holstein(1947) ve Rybicki(1984) tarafından büyük optik derinlikli durağan plazmalar için kaçış faktörü formülasyonları geliştirilmiştir. Holstein yaklaşımı kullanılarak geliştirilen kaçış faktörü,

$$T = \frac{1}{K_0 D \sqrt{\pi \ln(K_0 D)}} \quad K_0 D \geq 2.5 \quad (4.3)$$

$$T = e^{-K_0 D / 1.73} \quad K_0 D < 2.5 \quad (4.4)$$

ile verilir(Holstein, 1947). Burada,  $D$ ; plazma boyutu olup,  $K_0$ ; soğurma katsayısı;

$$K_0 = \frac{A_{kn} \lambda^3}{8\pi c} \left( \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right) \left[ \frac{g_k}{g_n} N_n - N_k \right] \quad (4.5)$$

ile verilir. Burada,  $N_n$  ve  $N_k$ ,  $n$  ve  $k$  seviyelerinin sayı yoğunlukları,  $g_k$  ve  $g_n$ ,  $n$  ve  $k$  seviyelerindeki atomların istatistiksel ağırlıkları,  $A_{nk}$  ise kendiliğinden geçiş olasılığıdır.

Hız eğimi(velocity gradients) yüksek plazmalarda kaçış faktörü Sobolev yaklaşımı ile kolaylıkla hesaplanabilmektedir(Sobolev, 1957; Irons, 1990). Sobolev yaklaşımında kaçış faktörü yayılım bölgesinde bulunan fotonların tekrar soğurulmasına bağlıdır. Çizgi genişliğinin Doppler kaymasına eşit olduğu uzunluk Doppler-çözülme (Doppler-decoupling) uzunluğu veya Sobolev uzunluğu olarak adlandırılır. Sobolev uzunluğunun plazma yoğunluk ölçek uzunluğundan daha kısa olduğu durumlarda kaçış faktör yöntemi uygulanabilir. Yüksek hız eğimine sahip



laserle oluşturulan plazmalar bu koşulu sağlamaktadır. Bu durumda, i ve j gibi iki seviye arasındaki bir geçiş için Sobolev kaçış olasılığı;

$$P_s = \frac{1}{4} \int d\Omega \frac{1 - \exp(-\tau_s)}{\tau_s} \quad (4.6)$$

ile verilir. Burada,  $\tau_s$ ; optik derinlik;

$$\tau_s = \frac{hc(N_i B_{ij} - N_j B_{ji})}{4\pi |V'|} \quad (4.7)$$

ile verilir. Burada,  $N_i$  ve  $N_j$ ; iyon sayı yoğunlukları,  $B_{ij}$  ve  $B_{ji}$ ; Einstein zorlama ile yayılma ve soğurma katsayıları,  $|V'|$ ;  $\Omega$  doğrultusu boyunca hız eğimidir.

Bu çalışmanın amacı laser ile oluşturulan plazma ortamlarına uygulanabilecek bir kaçış faktörü hesaplama yönteminin bulunmasıdır. Bu yöntemde doğru geçiş faktörü ve kaçış olasılığı hesaplamaları,

$$T = \frac{1 - \exp(-a\tau^b)}{a\tau^b} \quad (4.8)$$

ile verilir(Pesthe ve Tallents, 2002). Burada,  $\tau$ ; uygun optik derinlik,  $a$  ve  $b$  ise belirlenecek parametrelerdir. Optik derinlikle geçiş faktörü arasındaki bu çeşit bağıntılar pek çok grup tarafından kullanılmıştır(Rybicki, 1984; Tallents, 1997/98).

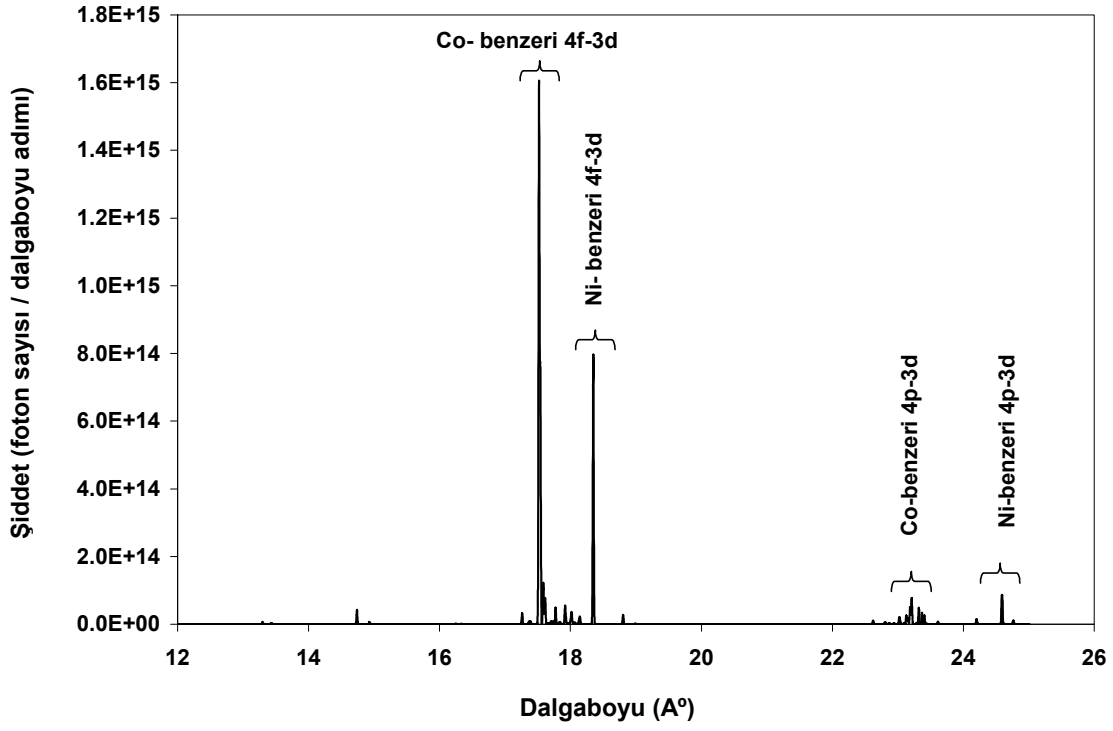
Bir boyutlu düzlem geometri ve uzaysal(spatially) olarak sabit Doppler kaymalı çizgi profili yaklaşımları kaçış faktörü hesaplamaları için uygun  $a$  ve  $b$  değerlerinin belirlenmesi için yapılmaktadır. Birbirlerine göre spektral olarak kayan soğurma ve yayılma çizgileri üzerindeki hız eğiminin etkisi, hız eğiminin yer değiştirme ile doğrusal olarak değiştiği kabul edilerek incelenir(Pesthe, 2002; Tallents, 1980;

Zel'dovich ve Raizer, 1967). Soğurma ve yayılım katsayılarının uzaysal profillerinin bir basamak yükselişinden sonra (genellikle laserle oluşturulan plazmalarda kritik yoğunluğa yakın bir noktada) üstel olarak azaldığı kabul edilir. Böyle soğurma ve yayılım katsayı profilleri laserle oluşturulan plazmalarda plazma yoğunluğunun aşınma yüzeyinden itibaren üstel olarak düşmesi ve elektron sıcaklığının laser kritik yüzeyine yakın bir noktada hızla artıp hedef yüzeyinden uzaklaştıkça yaklaşık olarak sabit kalması ile oluşur(Key, 1991). Plazma hız etkisinin olmadığı durumlarda, çizgi profili üzerinden ortalama geçiş faktörü  $T_1$ , denk(4.8)'e  $a=0.71$  ve  $b=0.87$  ile fit edilir. Bu durumda geçiş faktörü;

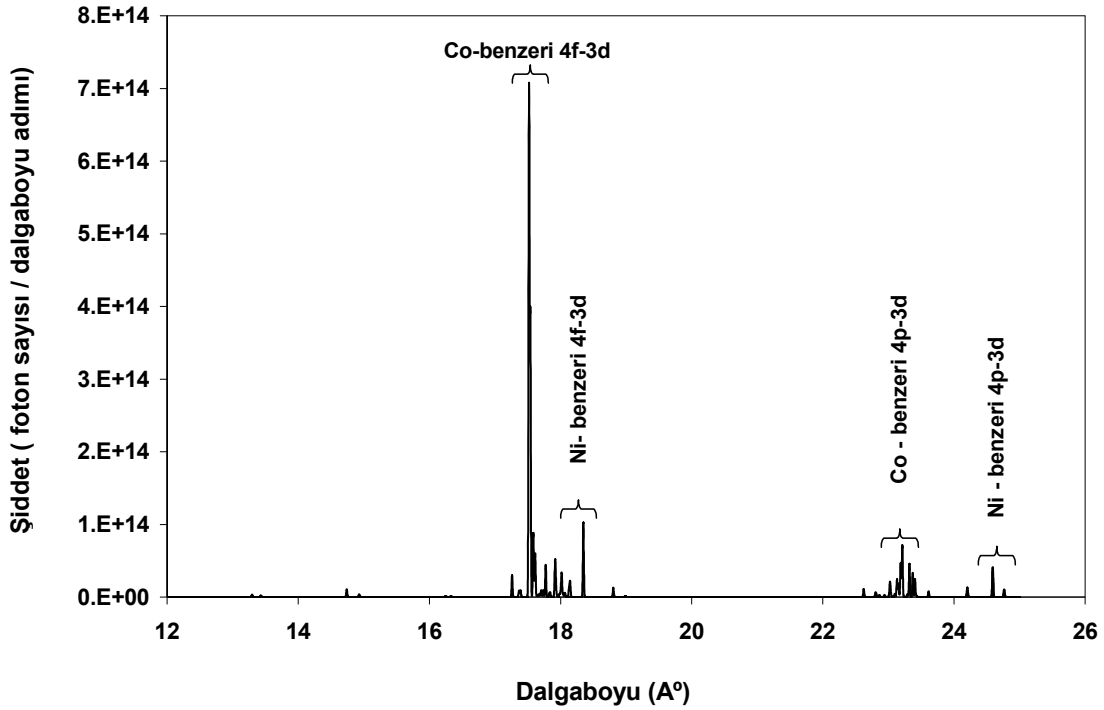
$$T = \frac{1 - \exp(-0.71\tau^{0.87})}{0.71\tau^{0.87}} \quad (4.9)$$

şeklini alır(Pestehe ve Tallents, 2002).

Plazmanın saydamsızlığı plazmadan yayılan çizgiler kullanılarak belirlenebilir. Bu amaçla tek laser atımı ile ikili laser atım konfigürasyonları kullanılarak kalay hedef yüzeyinde oluşturulan plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri X-ışınları üzerindeki saydamsızlık etkileri denk(4.9) ile verilen kaçış olasılığı ifadesinin EHYBRID koduna eklenmesi ile incelenmiştir. Şekil 4.1.'de  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki tek laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan  $12 \text{ \AA}$  ile  $25 \text{ \AA}$  dalgaboyu aralığındaki Ni-benzeri ve Co-benzeri x-ışınlarının rezonans çizgi spektrumu görülmektedir. Aynı şiddet değerinde saydamsızlık hesaplamaları yapılarak elde edilen spektrum ise Şekil 4.2.'de görülmektedir.

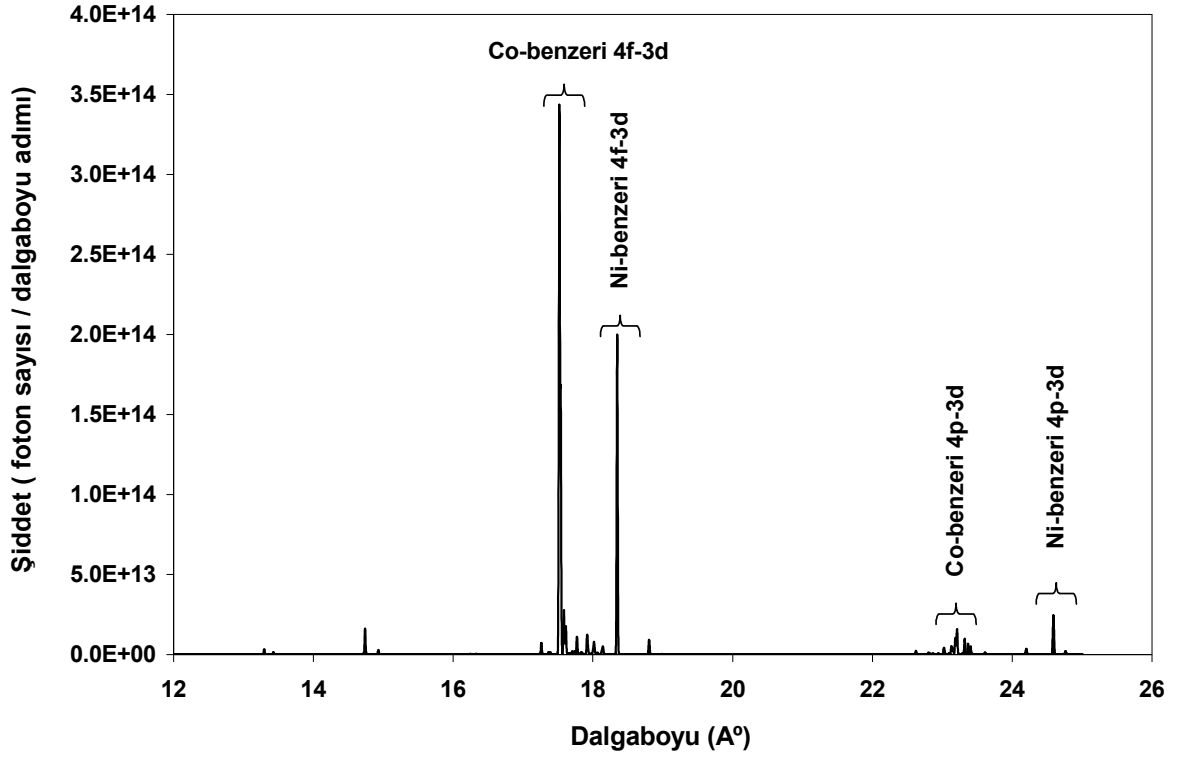


Şekil 4.1.  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki tek laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan X-ışınlarının saydamsızlık hesapları yapılmadan elde edilen rezonans çizgi spektrumu.



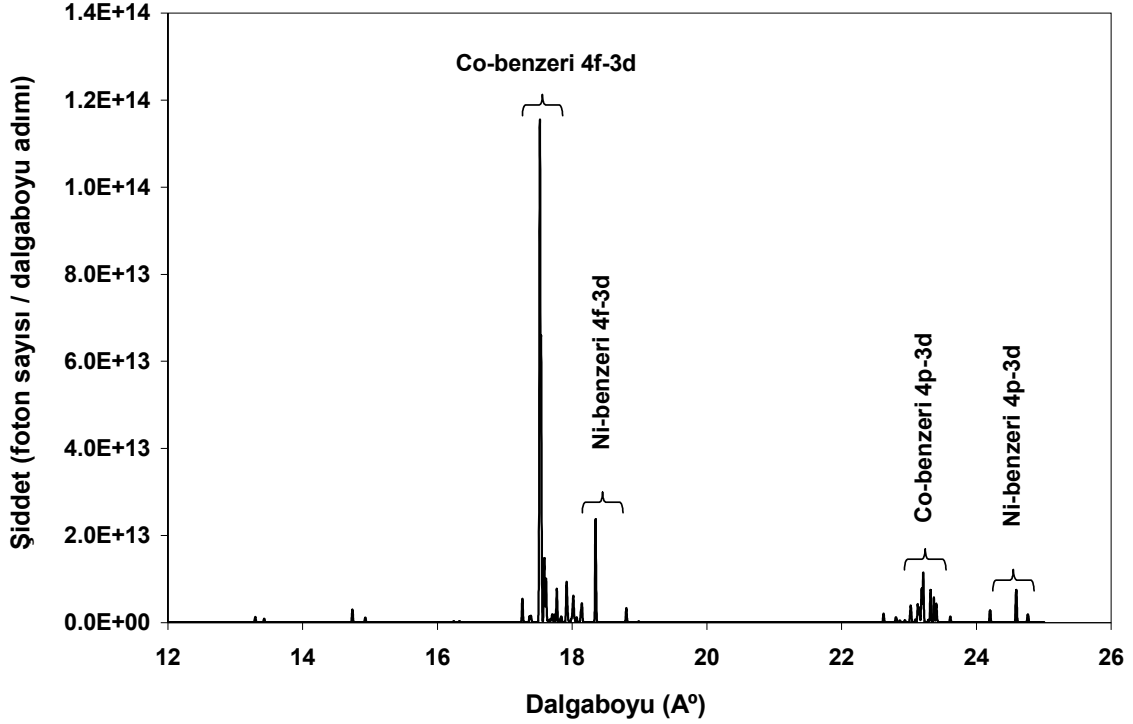
Şekil 4.2.  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki tek laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan X-ışınlarının saydamsızlık hesapları yapılarak hesaplanan rezonans çizgi spektrumu.

Aralarında 200 ps zaman farkı bulunan  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ön laser atımı ile  $1 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ana laser atımından oluşan ikili laser atım konfigürasyonu ile oluşturulan plazma ortamından yayılan X-ışınlarının saydamsızlık dahil edilmeden hesaplanan rezonans çizgi spektrumu Şekil 4.3.'de görülmektedir.



Şekil 4.3.  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddeti ile  $1 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ikili laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan X-ışınlarının saydamsızlık hesapları yapılmadan hesaplanan rezonans çizgi spektrumu.

İkili laser atım konfigürasyonu ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan x-ışınlarının saydamsızlık hesaplamaları dahil edilerek elde edilen rezonans çizgi spektrumu Şekil 4.4.'de gösterilmektedir.



Şekil 4.4.  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  şiddeti ile  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki ikili laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan X-ışınlarının saydamsızlık hesapları dahil edilerek hesaplanan rezonans çizgi spektrumu.

#### 4.5. Sonuç

Farklı iyonlaşma seviyelerindeki rezonans çizgi şiddet oranları X-ışını laserlerinde elektron sıcaklığının bulunmasında kullanılır(Hall, 1985). Rezonans çizgileri sıklıkla optik olarak kalın olur ve spektrumun simülasyonunda plazma saydamsızlığının, plazmadan kaçan radyasyon ve foto-uyarılmayı oluşturan radyasyon tuzaklanması sebebiyle seviye sayı yoğunlukları üzerindeki etkisinin dikkate alınmasını gerektirir. İkili atım konfigürasyonları kullanılarak gerçekleştirilen X-ışını laser deneylerinde saydamsızlık yüksek yoğunluklu büyük ölçekli plazmalar nedeniyle daha büyük olur.

Laser ile oluşturulan plazma ortamlarından yayılan x-ışınları ve uç-morötesi ışınlar üzerindeki saydamsızlık etkilerinin incelenmesi amacıyla, saydamsızlık hesaplamaları EHYBRID koduna eklenerek ve saydamsızlık hesaplamaları EHYBRID koduna eklenmeden hesaplamalar yapılmıştır. Saydamsızlığın ihmal edilebilir olarak kabul edilmesi ile hesaplanan x-ışını rezonans çizgi şiddetleri, saydamsızlık etkilerinin dikkate alınmasıyla hesaplanan değerlere göre daha yüksek olarak bulunmuştur. Şekil 4.1. ve Şekil 4.2. karşılaştırıldığında saydamsızlığın tek laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan x-ışını rezonans çizgi şiddetleri üzerindeki etkileri görülmektedir. Saydamsızlık hesaplamalarının EHYBRID koduna eklenmesi ile hesaplanan Ni- benzeri ve Co-benzeri x-ışını rezonans çizgi şiddet değerlerinin saydamsızlığın hesaplamalara katılmadığı duruma göre daha düşük çıktığı görülmektedir. Şekil 4.3. ve Şekil 4.4. karşılaştırıldığında ise saydamsızlığın ikili laser atım konfigürasyonunda da kalay plazma ortamından yayılan x-ışını rezonans çizgileri şiddet değerlerini azalttığı görülmektedir.

Laserle oluşturulan kalay plazması x-ışını laser üretiminde ve uç-morötesi litografide yüksek hacimde seri üretim yapmak için önemlidir. 13-14 nm dalgaboyu aralığında  $2\pi$  sr katı açısı üzerinden % 2 bant genişliğinde, laser ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan ışınlar üzerindeki saydamsızlık etkisi uç-morötesi litografide gerekli koşul olan yüksek dönüşüm verimliliği elde etmek için önemlidir.

Bu bölümde, laserle oluşturulan plazma ortamlarından yayılan çizgiler üzerindeki saydamsızlık etkileri incelenmiştir. Bundan sonraki iki bölümde de saydamsızlık etkilerinin göz önüne alındığı EHYBRID kodu kullanılarak, laserle oluşturulan kalay plazma ortamlarından yayılan X-ışınları ve uç-morötesi ışınlarının simülasyonları gerçekleştirilmiştir.

## **BÖLÜM 5**

### **LASERLE OLUŞTURULAN KALAY PLAZMA ORTAMLARINDAN YAYILAN X-IŞINLARININ MODELLENMESİ VE SONUÇLARI**

#### **5.1 Giriş**

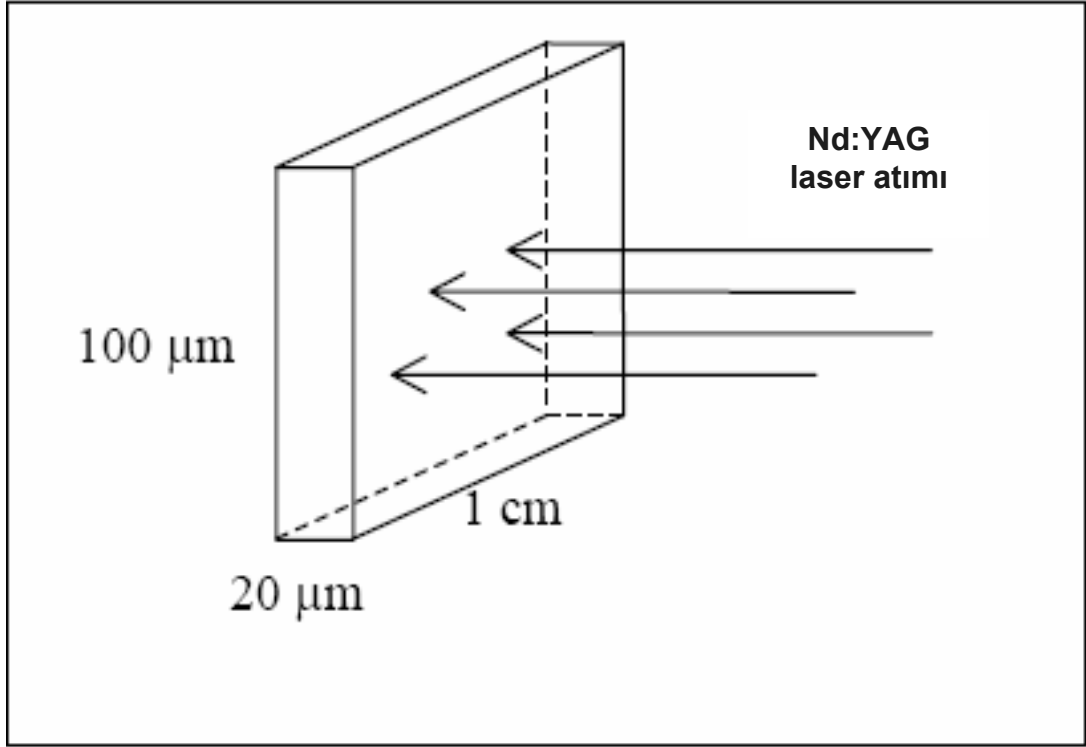
Laserle oluşturulan plazmalardan yayılan X-ışınları; x-ışını litografisi ve x-ışını laser üretiminde kullanılmaktadır. X-ışını üretiminde, deneylerin planlanması ve deneylerden sonra elde edilecek verilerin değerlendirilmesi amacıyla laserle oluşturulan plazma ortamının hidrodinamik olarak modellenmesi önemlidir.

Bu bölümde, hidrodinamik ve atomik fizik temelli bilgisayar kodu EHYBRID kullanılarak Nd:YAG laser atımları ile oluşturulan kalay plazma ortamı ve bu ortamdan yayılan x-ışınlarının simülasyonları gerçekleştirilmiş, Nd:YAG laserinin atım şiddetlerinin, atım sürelerinin, ikili atım konfigürasyonunda ön atım ile ana atım arasındaki zaman farkının kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri x-ışınlarına etkileri incelenmiştir.

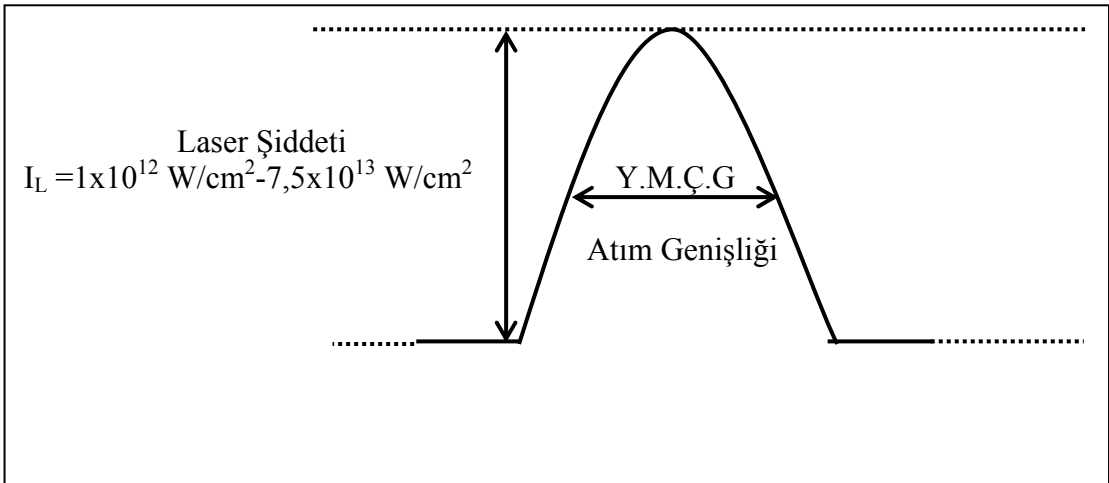
#### **5.2 Tek Sürücü Laser Atımı ile Pompalama**

X-ışını üretmek amacıyla tasarlanan bu simülasyonda, 100 µm genişliğinde, 1 cm uzunluğunda ve 20 µm kalınlığındaki levha şeklindeki kalay hedef üzerine tek bir laser atımı gönderilmiştir. Simülasyonlarda 1064 nm dalgaboylu ve 1,2 ns atım süreli Nd:YAG laseri kullanılmıştır.

Sürücü laserin şiddeti  $1 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> ile  $7,5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> arasında değiştirilmiştir. Kalay hedef yüzeyinde oluşturulan plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri x-ışınlarının modellenmesi 1,5 boyutlu EHYBRID kodu kullanılarak yapılmıştır. Simülasyonda kullanılan hedefin ve laser atımının şematik gösterimleri sırasıyla Şekil 5.1. ve Şekil 5.2.'de verilmektedir.



Şekil 5.1. Simülasyonda kullanılan kalay hedefin şematik gösterimi.

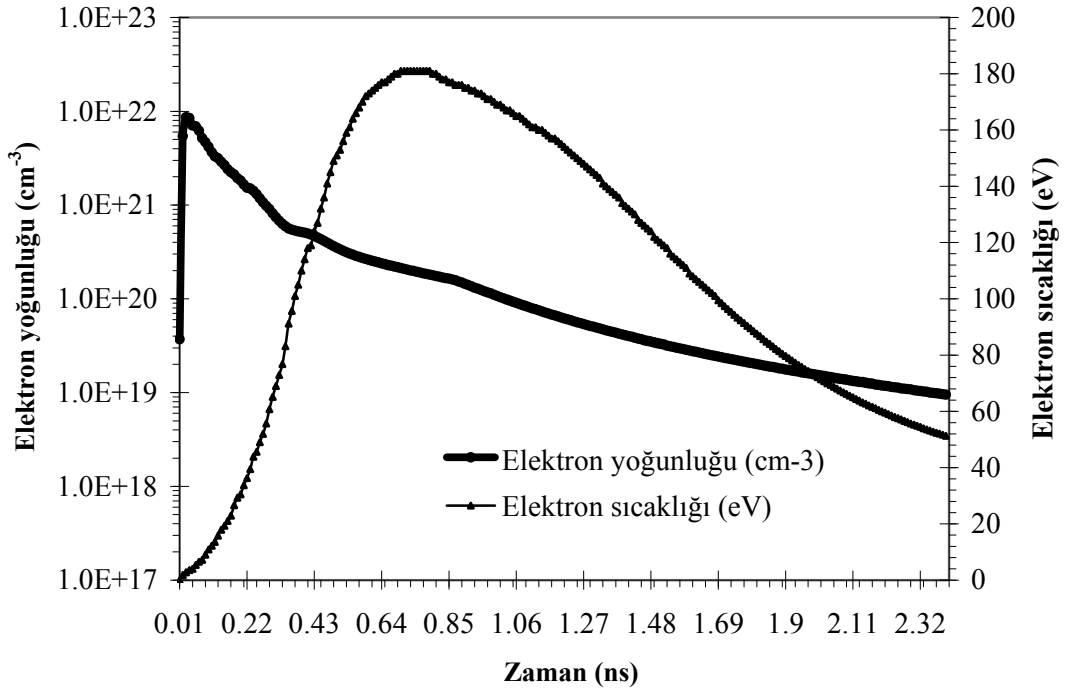


Şekil 5. 2. Simülasyonda kullanılan Nd:YAG laser atımının şematik gösterimi.

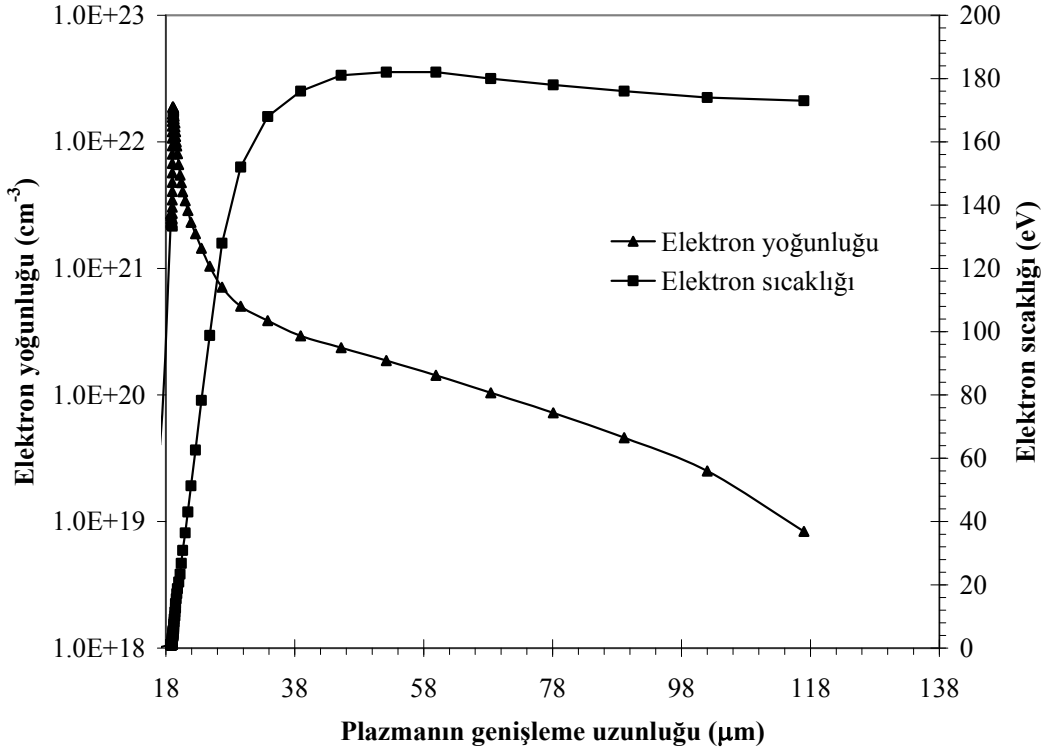


Öncelikli olarak, 12 Å ve 25 Å dalgaboyları arasındaki, kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co- benzeri X-ışını rezonans çizgilerinin ve Zn-, Cu-, Ni-, Co- ve Fe-benzeri iyonlardan yayılan serbest-serbest ve serbest-bağlı yayılmadan elde edilen x-ışınlarının simülasyonu yapılmıştır. Daha sonra laser şiddet değerleri ve laser atım süreleri değiştirilerek x-ışınları dönüşüm verimlilikleri hesaplanmıştır.

Şiddeti  $2,5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> olan ve 1,2 ns süreli bir Nd:YAG laser atımı ile oluşturulan plazma ortamındaki elektron yoğunlukları ve elektron sıcaklıklarının plazmanın hedefe göre genişleme uzunluğuna ve zamana bağlı olarak değişimleri incelenmiştir. Şekil 5.3.'de elektron yoğunluğunun ve elektron sıcaklığının zamana bağlı olarak değişimi gösterilmektedir. Elektron yoğunluğunun ve elektron sıcaklığının zamana göre değişimi incelenirken, yoğunluğun ve sıcaklığın en yüksek olduğu hücreler; uzaklığa göre değişimi incelenirken ise yoğunluğun ve sıcaklığın en yüksek olduğu zaman değeri seçilmiştir.



Şekil 5.3. Elektron sıcaklığının ve elektron yoğunluğunun zamana göre değişimi.



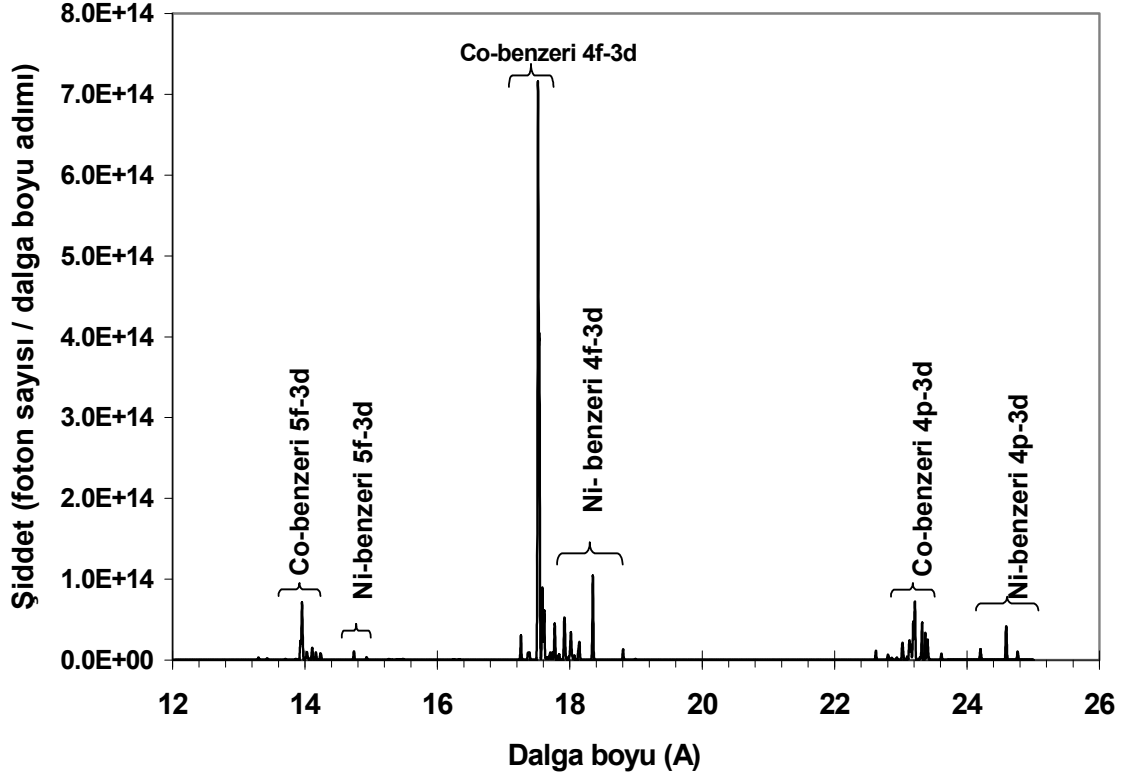
Şekil 5.4. Elektron sıcaklığının ve elektron yoğunluğunun uzaklığa göre değişimi.

Şekil 5.4’de ise elektron yoğunluğunun ve elektron sıcaklığının plazmanın genişleme uzunluğuna bağlı olan değişimi gösterilmektedir. Elektron yoğunluğu hedef yüzeyinden 18 µm uzaklıkta keskin bir tepe noktasından geçip uzaklıkla birlikte azalmaktadır. Elektron sıcaklığı ise hedef yüzeyinden 18 µm uzaklıkta sıfıra yakındır ancak uzaklıkla artarak hedeften yaklaşık 46 µm uzaklıkta maksimum değerine ulaşmaktadır.

Laser, plazma içerisinde kritik yoğunluğa kadar ilerleyebildiğinden laser ile oluşturulan plazma ortamlardan elde edilen x-ışını yayılması, iyonlar çarpışmalı olarak uyarıldığı için plazmanın yoğunluk ve sıcaklığına bağlıdır. Nd:YAG laser için kritik yoğunluk değeri yaklaşık olarak  $1 \times 10^{21}$  elektron / cm<sup>3</sup>’tür.

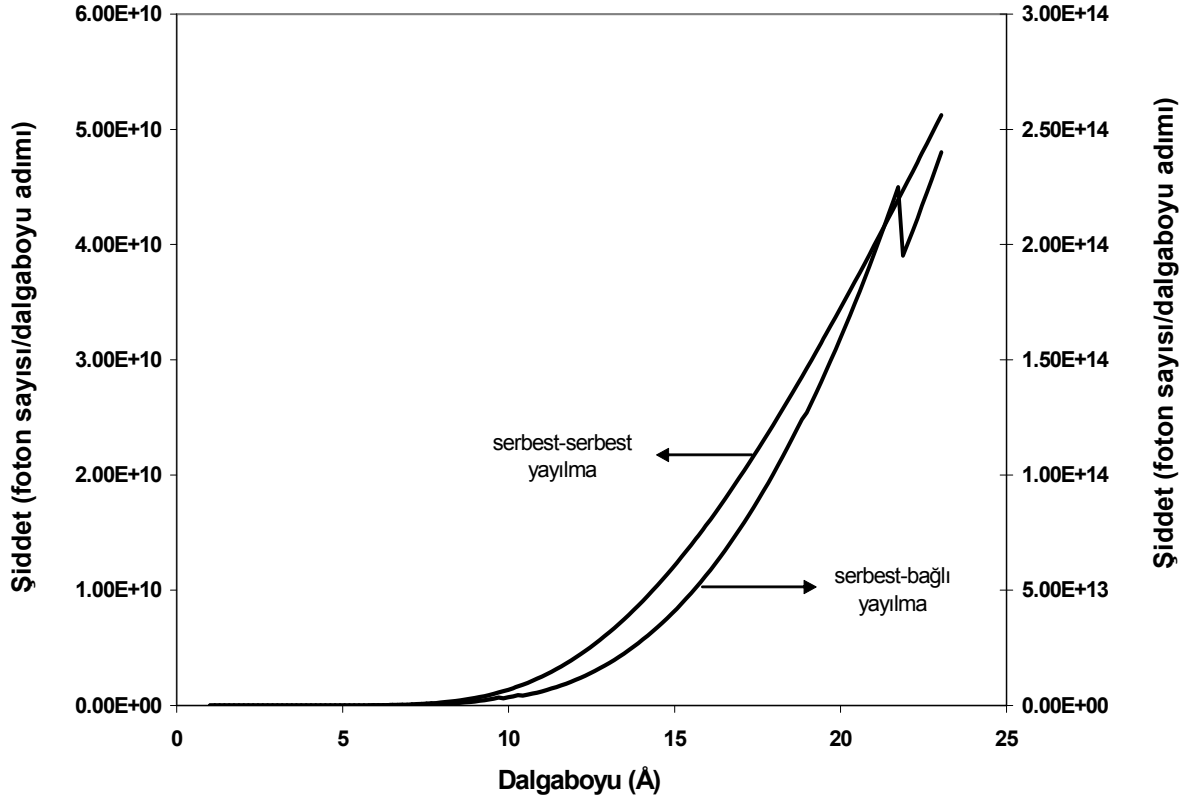
EHYBRID kodu kullanılarak kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri x-ışını rezonans çizgileri modellenmiştir. Modellemede kullanılan EHYBRID kodu çarpışmalı-ışınmalı model ile oluşturulan bir alt işlemci ile

etkileşimli olarak çalışmaktadır. Şekil 5.5.'de elektron sıcaklıklarını ve elektron yoğunluklarını hesapladığımız plazma ortamından yayılan, zaman ve uzay üzerinden toplam alınarak hesaplanan 12 Å ve 25 Å dalgaboyları arasındaki, Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi spektrumu görülmektedir. Dalgaboyu adımı 1.8 mÅ ve zaman adımı 10 ps olarak alınmıştır.



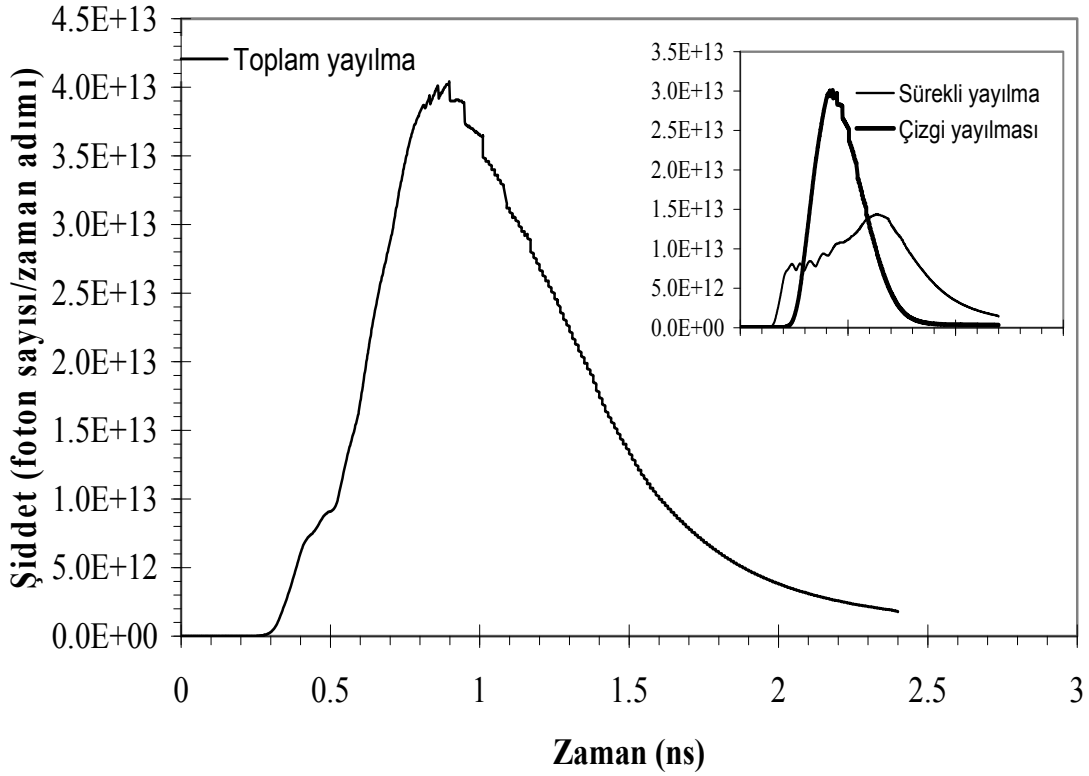
Şekil 5.5. Laser ile oluşturulan plazma ortamından yayılan, Ni-benzeri ve Co-benzeri X- ışınlarının, zaman ve uzay üzerinden toplam alınarak hesaplanan rezonans çizgi spektrumu.

Şekil 5.6.'da, aynı simülasyonda 1 Å ve 23.4 Å arasındaki Zn-, Cu-, Ni-, Co- ve Fe-benzeri iyonlardan yayılan zaman üzerinden toplam alınarak hesaplanan serbest-serbest ve serbest-bağlı yayılmadan elde edilen sürekli spektrum görülmektedir.



Şekil 5.6. Zn-, Cu-, Ni-, Co- ve Fe-benzeri iyonlardan elde edilen zaman üzerinden toplam alınarak hesaplanan serbest-serbest ve serbest-bağlı yayılma.

Şekil 5.7.'de rezonans çizgi geçişlerinden ve sürekli yayılmadan elde edilen x-ışını şiddetlerinin zamana göre değişimi görülmektedir. Aynı grafikte toplam yayılma da verilmiştir. Sürekli yayılmadan gelen katkı oldukça düşüktür, yani rezonans çizgi geçişlerinden gelen katkı sürekli yayılmadan daha güçlüdür. Yayılma süresi ya da yarı maksimumdaki çizgi genişliği(Y.M.Ç.G.) 726 ps'dir. Yayılma süresinin laser atım süresinden (1,2 ns) oldukça düşük olduğu görülmektedir.



Şekil 5.7. Simülasyonu yapılan şiddetin zamana göre değişimi.

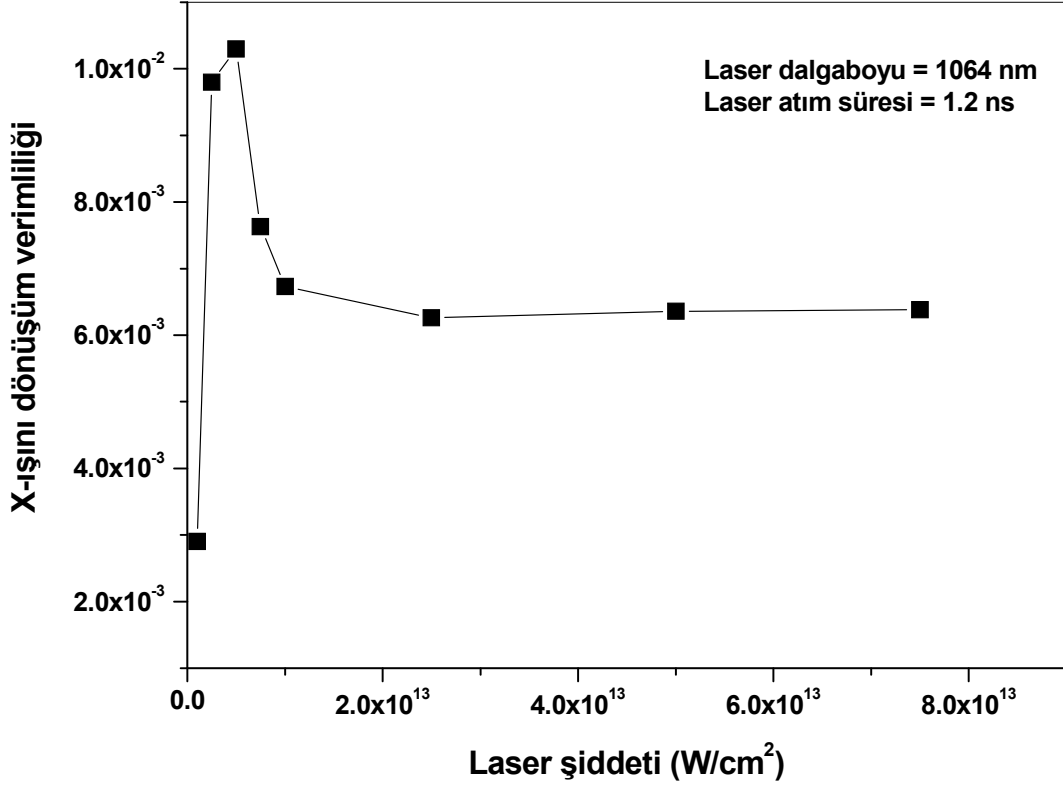
### 5.2.1. X-ışını Dönüşüm Verimlilikleri

Laserle oluşturulan plazma ortamlarında laser enerjisinin X-ışınına dönüşüm katsayısı,

$$\eta = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_l} \quad (5.1)$$

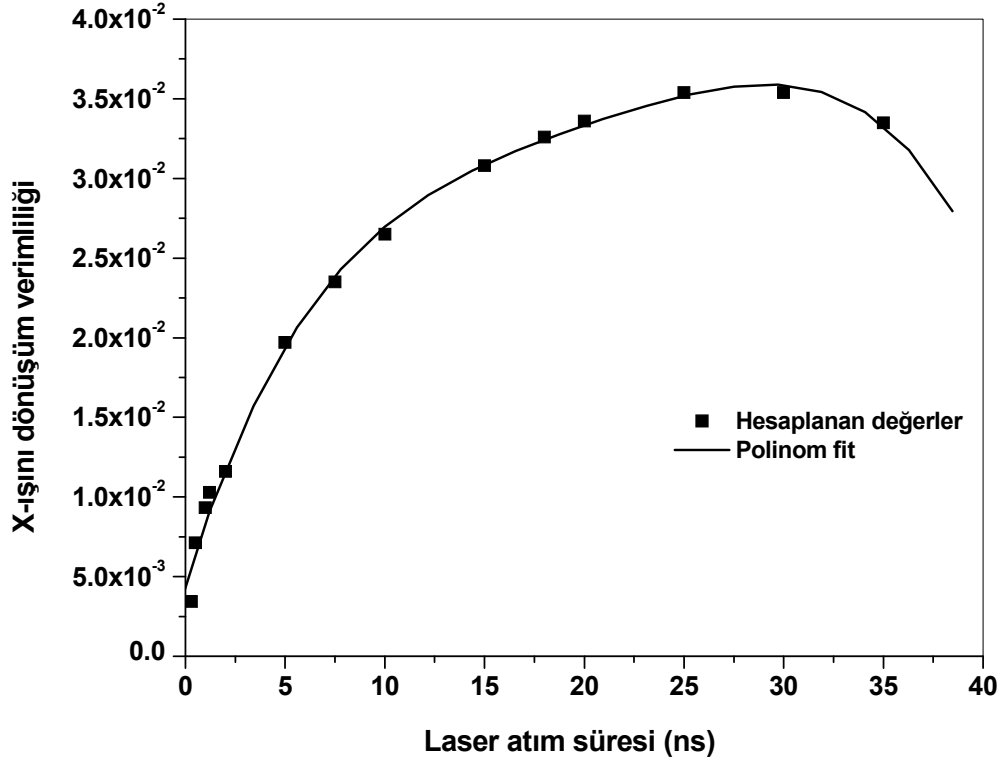
ile verilir[Pestehe ve diğ., 2002]. Burada;  $\varepsilon_l$  sürücü laser enerjisi,  $\varepsilon_x$ ,  $2\pi$  sr başına plazmadan ileri doğrultuda yayılan x-ışını enerjisidir.

Bu çalışmada, laser atım süresi 1,2 ns'de sabit tutularak  $1 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> ve  $7,5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> arasında değişen sürücü laser şiddet değerleri için 12 Å – 25 Å dalgaboyu aralığında x-ışını dönüşüm verimliliği hesaplanmıştır(Şekil 5.8.). Maksimum x-ışını dönüşüm verimliliği  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetinde % 1,03 olarak elde edilmiştir(Atalay ve diğ., 2006).



Şekil 5.8. Laser atım süresi 1.2 ns de sabit tutularak  $1 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> ve  $7,5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> arasında değişen sürücü laser şiddet değerleri için 12 Å – 25 Å dalga boyu aralığında hesaplanan X-ışını dönüşüm verimlilikleri.

Diğer bir aşamada sürücü laser atım şiddetinin değeri  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> de sabit tutularak hesaplanan x-ışını dönüşüm verimliliğinin sürücü laserin atım süresine göre değişimi incelenmiştir (Şekil 5.9).



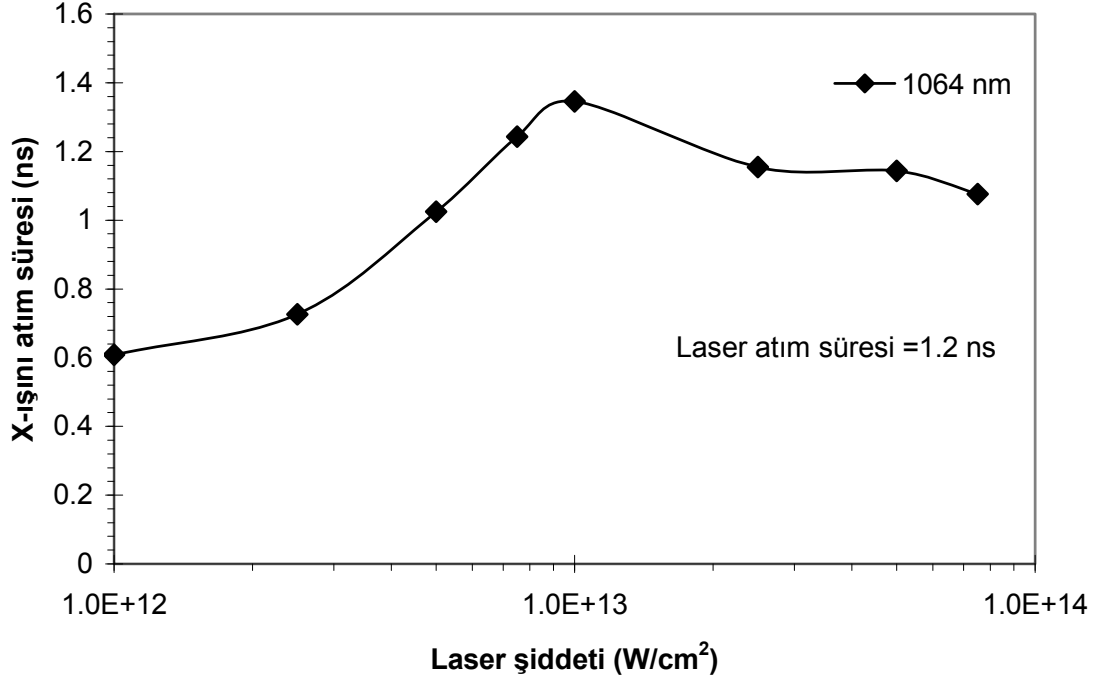
Şekil 5.9.  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetinde Nd:YAG laser kullanılarak hesaplanan X-ışını dönüşüm verimliliklerinin laser atım süresinin fonksiyonu olarak değişimi.

Maksimum dönüşüm verimliliği, EHYBRID kodu kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden;

$$y = 0,00459 + 0,00402x - 2,45402 \times 10^{-4} x^2 + 7,70971 \times 10^{-6} x^3 - 9.44753 \times 10^{-8} x^4$$

denklemleri ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile 29 ns'de yaklaşık % 3,58 olarak elde edilmiştir.

Laser ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri toplam yayılmanın zamana bağlı olarak değişimi incelenerek x-ışını atım süreleri elde edilmiştir. Şekil 5.10.'da, 1,2 ns süreli Nd:YAG laser atımı kullanılarak hesaplanan x-ışını atım sürelerinin laser şiddetinin fonksiyonu olarak değişimi görülmektedir.



Şekil 5.10. X-ışını atım süresinin laser şiddetinin bir fonksiyonu olarak değişimi. Atım süresi 1,2 ns ve şiddeti  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> dir.

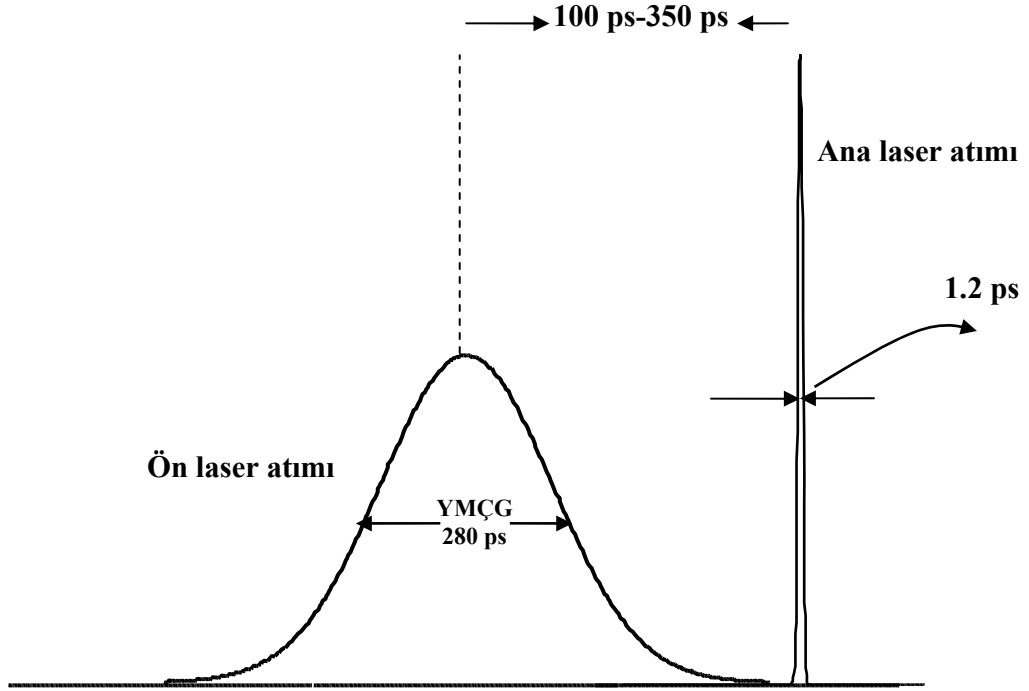
Laser enerjisinin plazma ortamından yayılan x-ışınına dönüşüm verimliliğini arttırmak ve dolayısıyla enerji kaybını azaltmak amacıyla ön laser atımı kullanılması düşünülmüştür.

### 5.3 İkili Laser Atımı ile Pompalama

Bu bölümde, plazmanın kırınım etkilerini azaltarak dönüşüm verimliliğini arttırmak amacıyla ön atımın etkileri incelenmiştir. Nd:YAG laser atımları 1 cm uzunluğunda, 100 µm genişliğinde ve 20 µm kalınlığındaki levha şeklindeki kalay hedef üzerine odaklanarak plazma ortamı oluşturulmuştur. Oluşturulan plazma ortamı ve bu ortamdan yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri uç-morötesi ışınların simülasyonu EHYBRID koduyla yapılmıştır. Ön laser atımı ile ana laser atımı arasındaki zaman farkı 100 ps ile 350 ps (tepe noktaları) arasında değiştirilerek, laser enerjisinin x-ışınlarına dönüşüm verimliliği hesaplanmıştır. Daha sonra iki atım arasındaki zaman farkı 200 ps alınarak,  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ön atım ile  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> ile  $1 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> arasında değişen şiddet değerlerindeki ana laser atımı

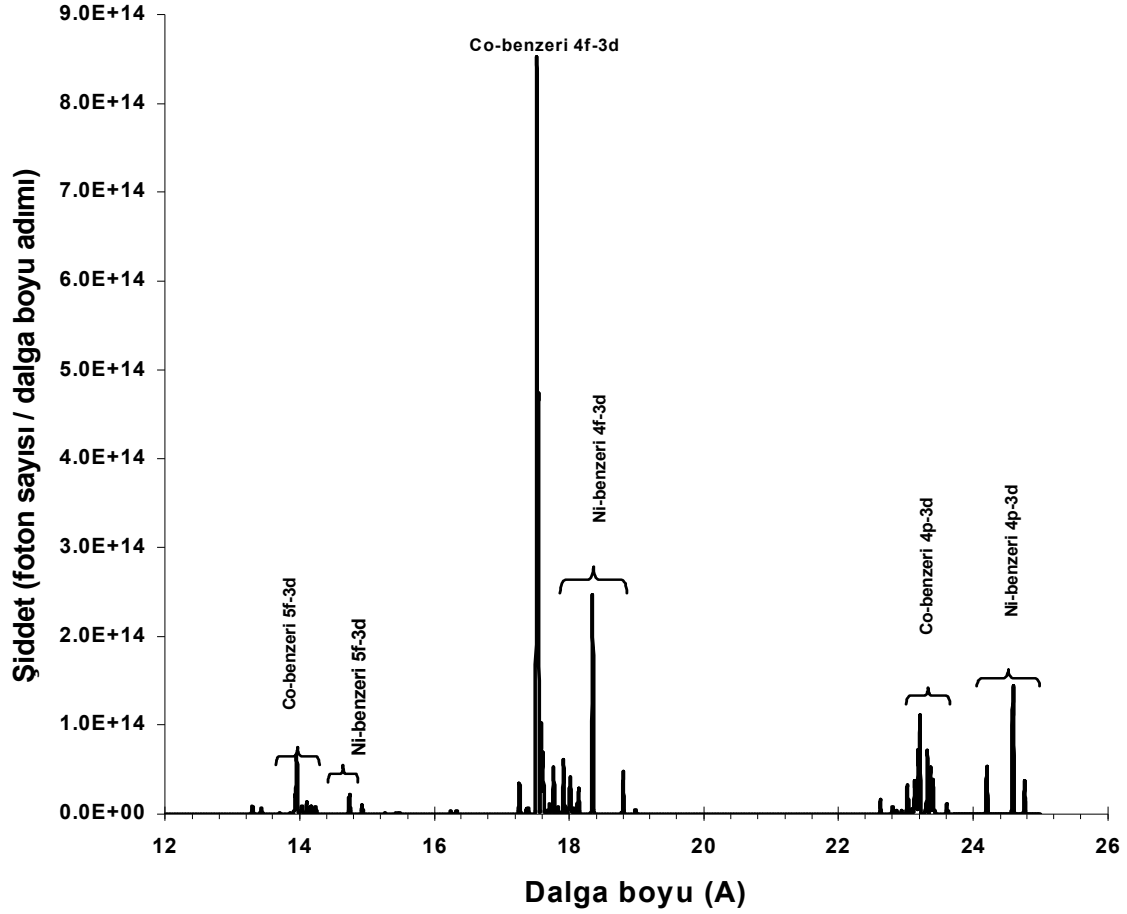


için laser enerjisinin x-ışınına dönüşüm verimliliği hesaplanmıştır. X-ışını rezonans çizgi spektrumları ile serbest-serbest ve serbest-bağlı geçişlerle oluşan sürekli yayılma hesaplanmıştır. Simülasyonda kullanılan ikili laser atımlarının şematik olarak gösterimi Şekil 5.11’de verilmektedir.



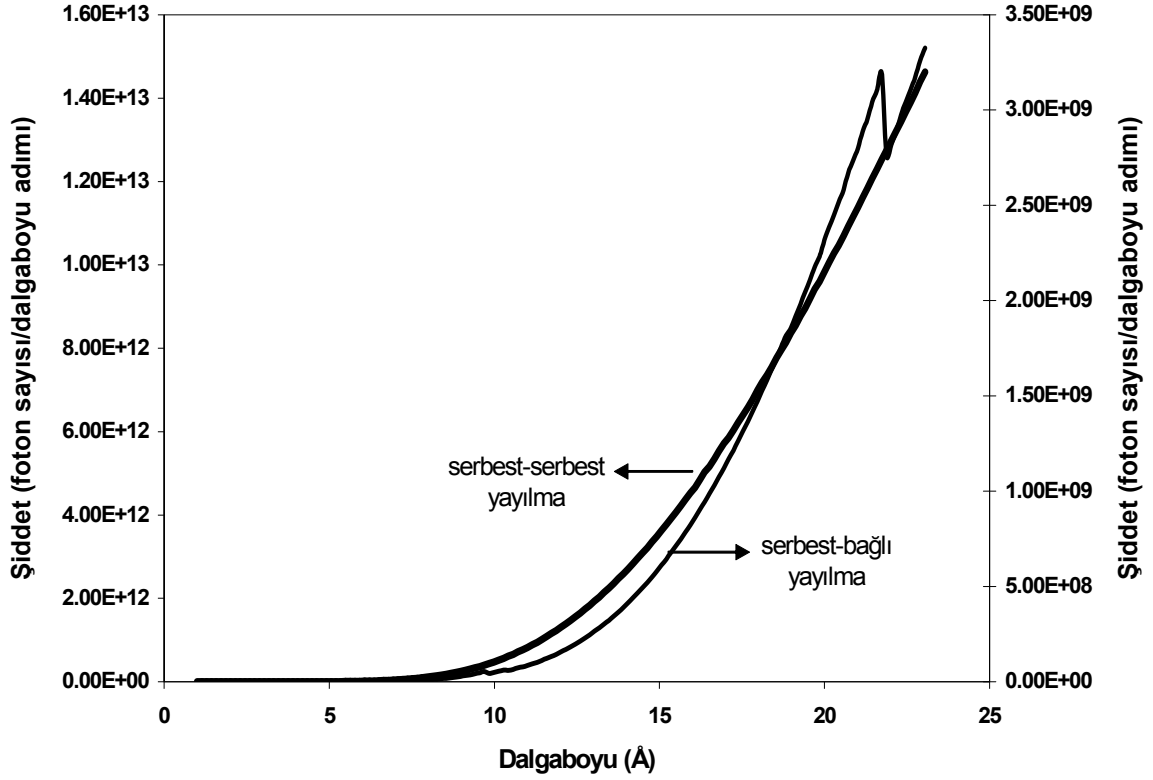
Şekil 5.11. İkili laser atım konfigürasyonu.

Aralarında 200 ps'lik zaman farkı bulunan  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ön laser atımı ile  $1 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ana laser atımı için hesaplanan Ni- ve Co-benzeri x-ışını rezonans çizgi spektrumları Şekil 5.12.'de görülmektedir.



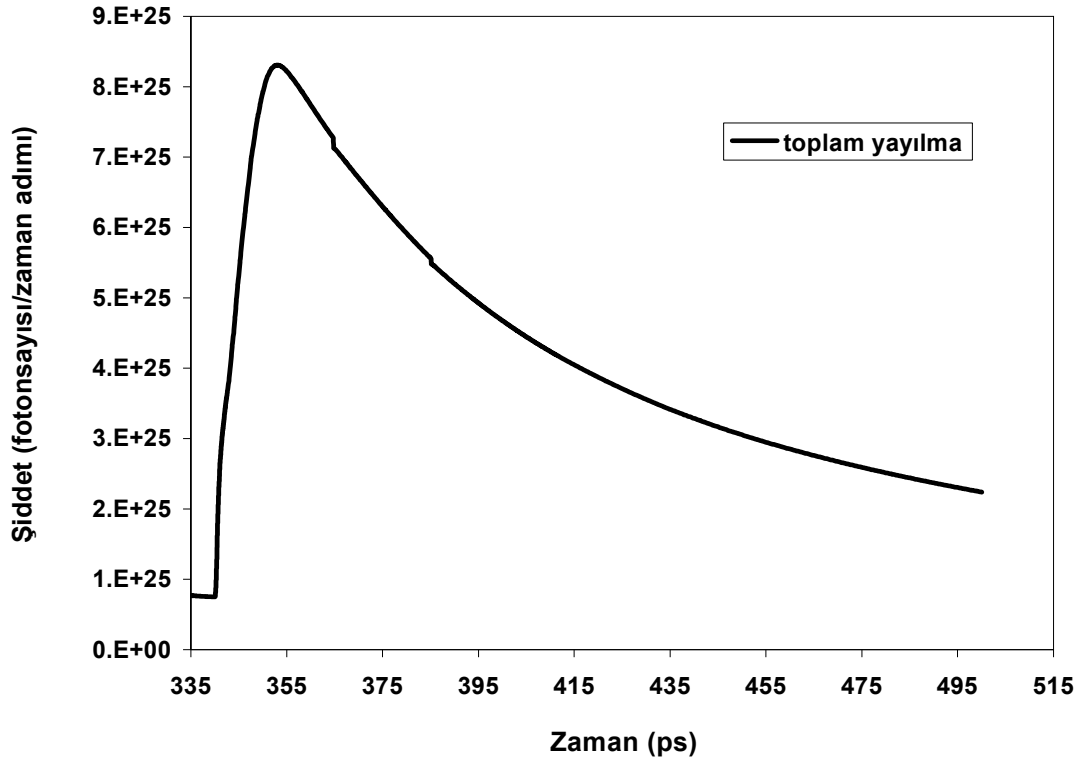
Şekil 5.12. Kalay ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri X-ışını rezonans çizgi spektrumu.

Şekil 5.13.'de, Nd:YAG laser atımları için zaman üzerinden toplam alınarak hesaplanan, serbest-serbest ve serbest-bağlı geçişlerden elde edilen 1 Å ve 25 Å arasındaki Zn-, Cu-, Ni-, Co- ve Fe-benzeri iyonlardan yayılan sürekli spektrum görülmektedir.



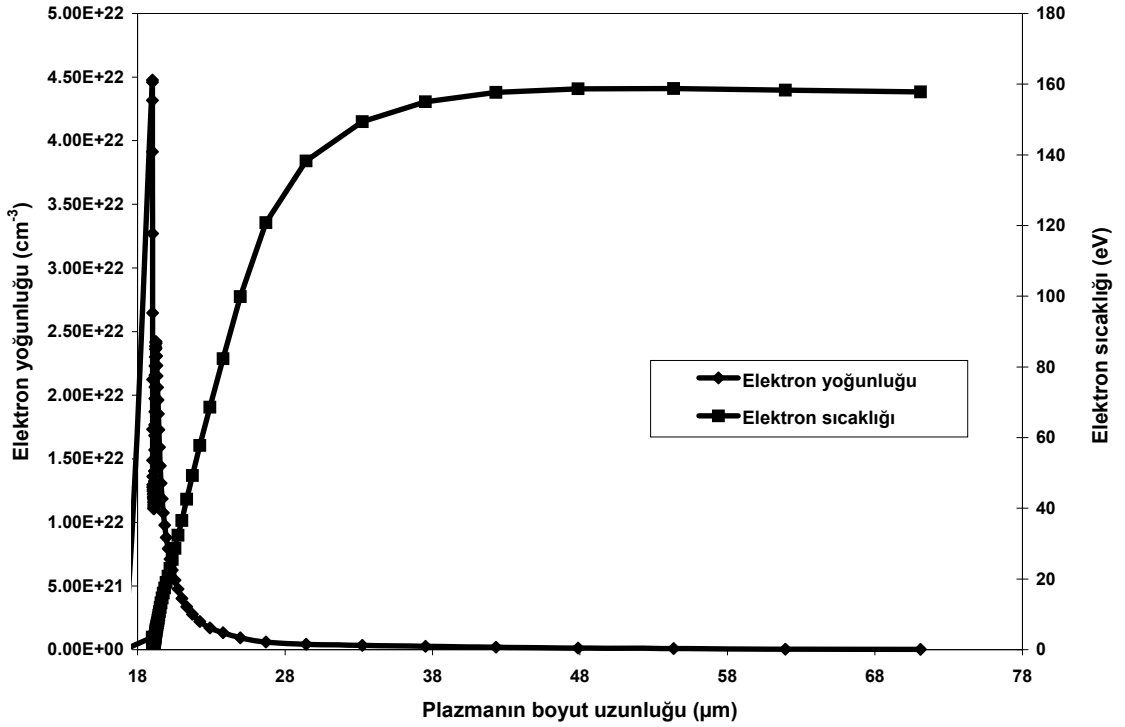
Şekil 5.13. Serbest-serbest ve serbest-bağlı yayılmadan elde edilen sürekli X-ışını spektrumu.

Ön atım şiddeti  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ , ana atım şiddeti  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  olan ve aralarında 200 ps zaman farkı bulunan Nd:YAG laser atımları ile oluşturulan plazma ortamından çizgi yayılması ve sürekli yayılmadan kaynaklanan toplam yayılmanın zamana göre değişimi Şekil 5.14.'de görülmektedir.



Şekil 5.14.  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  ön atım şiddeti,  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  ana atım şiddeti ve 200 ps zaman aralığında hesaplanan toplam yayılmanın zamana göre değişimi

Şiddeti  $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  olan ve 1,2 ps süreli bir ana laser atımının 280 ps süreli  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki ön laser atımından sonra kalay hedef üzerine odaklanmasıyla oluşturulan plazma ortamındaki elektron yoğunlukları ve elektron sıcaklıklarının uzaklığa bağlı olarak değişimleri Şekil 5.15.'de gösterilmektedir. Elektron yoğunluğu hedef yüzeyinden 18  $\mu\text{m}$  uzaklıkta keskin bir tepe noktasından geçmektedir. Aynı mesafede elektron sıcaklığı sıfıra yakındır. Elektron sıcaklığı hedeften yaklaşık 40  $\mu\text{m}$  uzaklıkta kararlı bir değere ulaşmaktadır. Ancak bu civarda elektron yoğunluğu sıfıra çok yakındır. Elektron yoğunluğunun ve elektron sıcaklığının plazmanın boyut uzunluğuna göre değişimi incelenirken, ana laser atımın hedefe odaklandığı zaman değeri seçilmiştir.



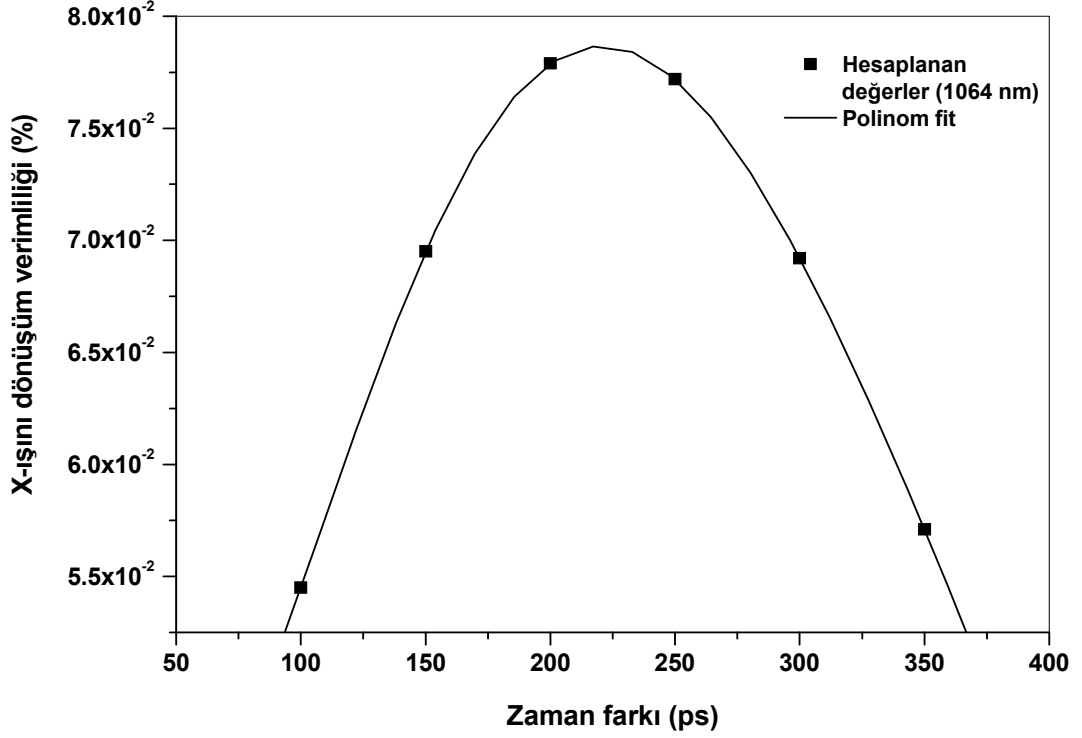
Şekil 5.15. Elektron yoğunluğu ve elektron sıcaklıklarının plazmanın boyut uzunluğuna göre değişimi.

İki laser atımı arasındaki zaman farkının x-ışını dönüşüm verimliliğine etkisi zaman farkının 100 ps ile 350 ps arasında değiştirilmesi ile incelenmiş ve EHYBRID kodu kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden;

$$y = 0,0536 - 6,431 \times 10^{-4} x + 1,0875 \times 10^{-5} x^2 - 5,33667 \times 10^{-8} x^3 + 1,06 \times 10^{-10} x^4 - 7,73333 \times 10^{-14} x^5$$

denklemleri ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile maksimum dönüşüm verimliliği bulunmuştur. Maksimum dönüşüm verimliliği,  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki 280 ps

sürelili ön laser atımı ile oluşturulan plazmaya  $218 \text{ ps}$  sonra  $6,7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki  $1,2 \text{ ps}$  süreli ana laser atımının odaklanması ile %  $7,785$  olarak bulunmuştur(Şekil 5.16.).



Şekil 5.16. X-ışını dönüşüm verimliliğinin iki laser atımı arasındaki zaman farkına göre değişimi.

$1,2 \text{ ps}$  uzunluğundaki ve ana atım şiddeti  $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  ile  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  değerleri arasında değiştirilen Nd:YAG laserinin temel( $1064 \text{ nm}$ ), 2. harmonik( $532 \text{ nm}$ ) ve 3. harmoniklerde( $355 \text{ nm}$ ) çalıştırılmasıyla laser şiddet değişiminin x-ışınına dönüşüm verimliliğine etkisi incelenmiştir. Ön laser atımının şiddet değeri  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ , atım süresi ise  $280 \text{ ps}$  olarak alınmıştır. Ön laser atımı ile ana laser atımı arasındaki zaman farkı  $200 \text{ ps}$  olarak alınmıştır. Bu değerler için  $12 \text{ \AA} - 25 \text{ \AA}$  dalgaboyu aralığında x-ışını dönüşüm verimliliği hesaplanmıştır(Şekil 5.17.). Maksimum dönüşüm verimliliği EHYBRID kodu kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden;

$$y = 0,01472 + 1,33815 \times 10^{-16} x - 6,74644 \times 10^{-31} x^2 + 7,56078 \times 10^{45} x^3 - 2,91934 \times 10^{-59} x^4 + 4,21301 \times 10^{-74} x^5 - 1,98813 \times 10^{-89} x^6$$

denklemi ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile  $1064 \text{ nm}$ 'de  $9 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki ana laser atımı için %  $25,6$  olarak elde edilmiştir.

Maksimum dönüşüm verimliliği 532 nm’de EHYBRID kodu kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden;

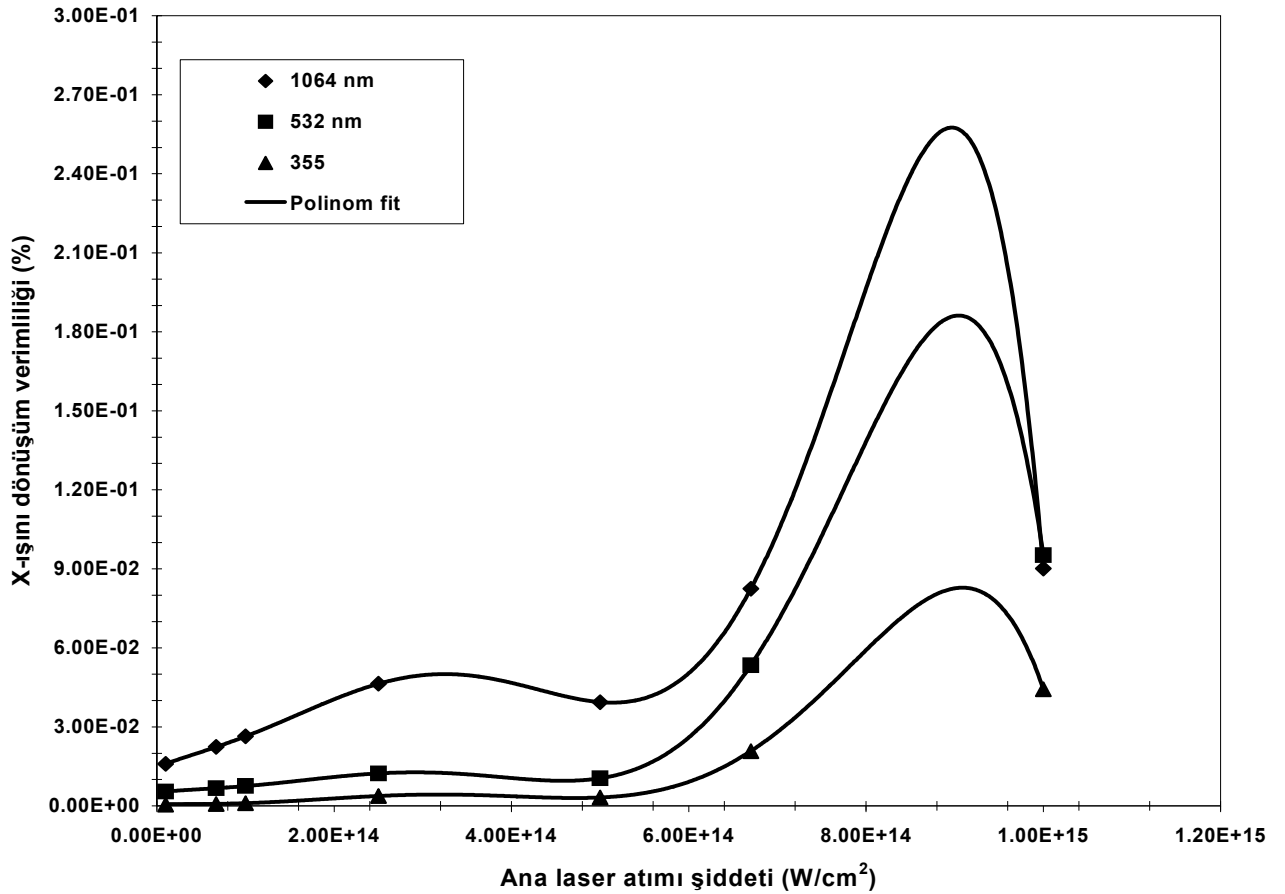
$$y = 0,00514 + 3,57381 \times 10^{-17} x - 3,85907 \times 10^{-31} x^2 + 3,97574 \times 10^{-45} x^3 - 1,51148 \times 10^{-59} x^4 + 2,2448 \times 10^{-74} x^5 - 1,08687 \times 10^{-89} x^6$$

denklemleri ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile  $9 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki ana laser atımı için % 18,5 olarak elde edilmiştir

Son olarak 355 nm’de maksimum dönüşüm verimliliği simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden;

$$y = 3,76983 \times 10^{-4} + 1,10335 \times 10^{-17} x - 1,94393 \times 10^{-31} x^2 + 2,20119 \times 10^{-45} x^3 - 8,07421 \times 10^{-60} x^4 + 1,1525 \times 10^{-74} x^5 - 5,42479 \times 10^{-90} x^6$$

denklemleri ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile  $9 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki ana laser atımı için % 8,3 olarak elde edilmiştir.



Şekil 5.17. Ana laser atımının farklı şiddet değerleri için X-ışını dönüşüm verimliliği.

#### 5.4 Sonuç

Bu bölümde, hidrodinamik atomik fizik kodu EHYBRID kodu kullanılarak laserle oluşturulan kalay plazma ortamının simülasyonları gerçekleştirilmiştir. Tek laser atımı ve ikili laser atım konfigürasyonları ile aydınlatılan kalay hedef yüzeyinde oluşturulan plazma ortamından yayılan x-ışınlarının simülasyon sonuçları değerlendirilmiştir.

Dalgaboyu 12 Å - 25 Å aralığında yapılan x-ışını dönüşüm verimliliği hesaplanmalarında maksimum x-ışını dönüşüm verimliliği  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki 1,2 ns süreli tek laser atımı için % 1,03 olarak elde edilirken  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetinde 280 ps atım süreli ön laser atımı ile 1,2 ps süreli  $9 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> şiddet değerindeki ana laser atımından oluşan ikili atım konfigürasyonunda % 25,6 olarak elde edilmiştir. Sonuçlar karşılaştırıldığında, ön atım tekniğinin x-ışını dönüşüm verimliliğini arttırdığı görülmüştür. Böylece ön atım kullanılarak enerji kaybının önleneceği öngörülebilir.

Bundan sonraki BÖLÜM 6'da ise bu bölümde elde edilen sonuçlar ışığında, uç-morötesi ışınlarının en verimli şekilde üretilebileceği laser ile üretilen kalay plazma ortamının modelleme sonuçları verilecektir.



## **BÖLÜM 6**

### **LASERLE OLUŞTURULAN KALAY PLAZMA ORTAMLARINDAN YAYILAN UÇ-MORÖTESİ IŞINLARIN(EUV) MODELLENMESİ VE SONUÇLARI**

#### **6.1 Giriş**

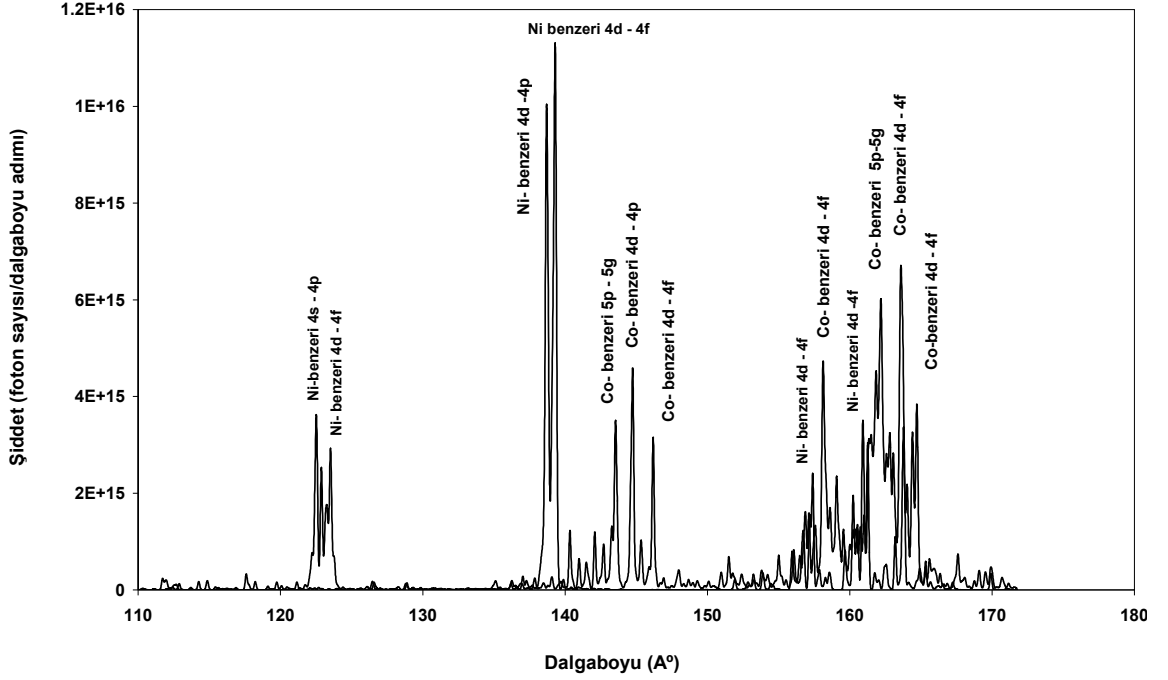
Laserle oluşturulan plazmalardan yayılan uç-morötesi ışınlar, yeni nesil yarı-iletken teknolojisi olarak da adlandırılan uç-morötesi litografi için en önemli ışık kaynaklarıdır. Uç-morötesi ışınların litografide kullanması için gerekli ön hazırlıkların yapılması amacıyla laserle oluşturulan plazma ortamlarının hidrodinamik olarak modellenmesi önemlidir.

Bu bölümde, hidrodinamik ve atomik fizik kodu EHYBRID kullanılarak laserle oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan uç-morötesi ışınlarının simülasyonları gerçekleştirilmiştir. Nd:YAG laserinin temel(1064 nm), 2. harmonik(532 nm), 3. harmonik(355 nm), 4. harmonik(266 nm) dalgaboylarında kullanılmasının, laser atım şiddetlerinin, laser atım sürelerinin, ikili laser atım konfigürasyonunda ön laser atımı ile ana laser atımı arasındaki zaman farkının kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri uç-morötesi ışınların dönüşüm verimliliklerine olan etkileri incelenmiştir. Ayrıca elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğu gibi plazma parametrelerinin plazmanın genişleme uzunluğuna ve zamana bağlı olarak değişimleri incelenmiştir.

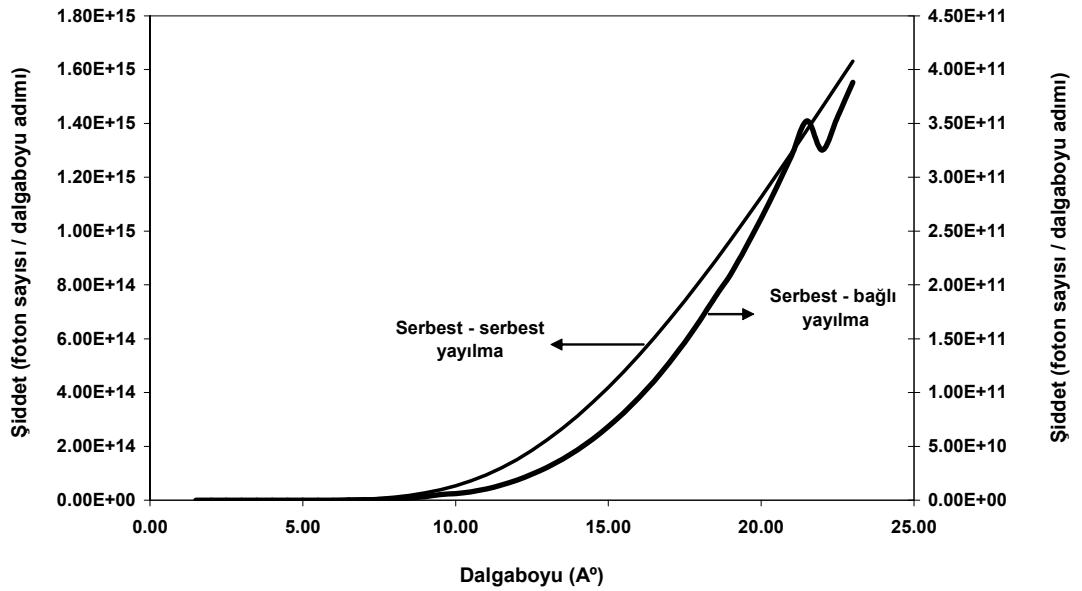
#### **6.2 Tek Sürücü Laser Atımı İle Pompalama**

Bu bölümde, Nd:YAG laser atımları 1cm uzunluğunda, 100 µm genişliğinde ve 20 µm kalınlığındaki levha şeklindeki kalay hedef üzerine odaklanarak plazma ortamı oluşturulmuştur. Oluşturulan plazma ortamı ve bu ortamdan yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri uç-morötesi ışınlarının zaman ve uzay üzerinden toplam alınarak hesaplanan 110 Å ile 175 Å dalgaboyu aralığındaki spektrumları ile serbest-serbest ve serbest-bağlı geçişlerden gelen sürekli şiddetlerinin simülasyonu EHYBRID kodu kullanılarak yapılmıştır. Ni-benzeri ve Co-benzeri uç morötesi ışınların 110 Å ile 175 Å dalgaboyu aralığındaki spektrumları Şekil 6.1.'de, serbest-

serbest ve serbest-bağlı geçişlerden gelen sürekli spektrumları ise Şekil 6.2.'de gösterilmektedir.

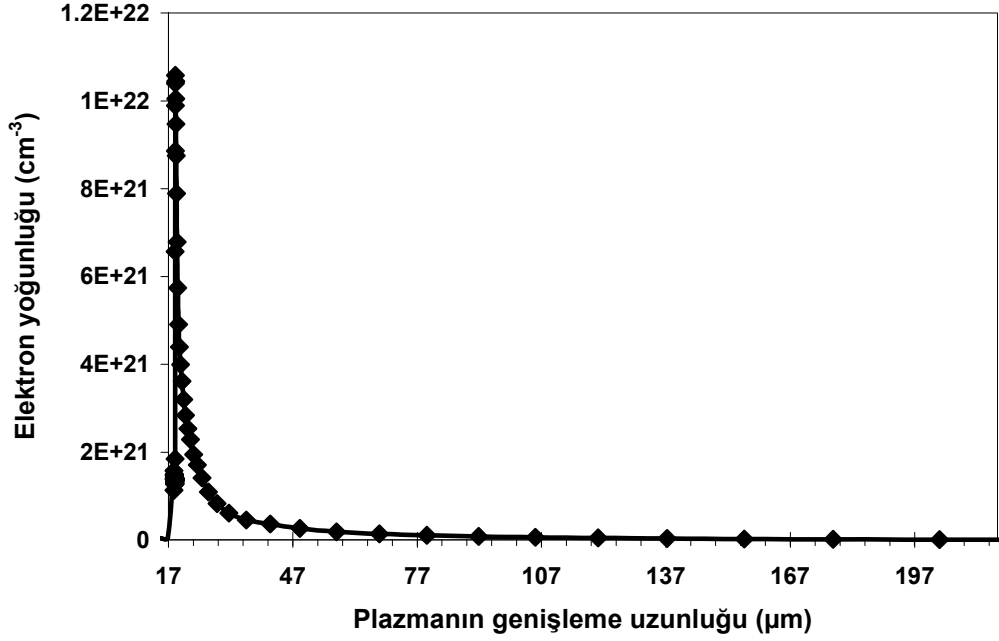


Şekil 6.1. Zaman ve uzay üzerinden toplam alınarak hesaplanan kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri uç-morötesi ışınların spektrumu.

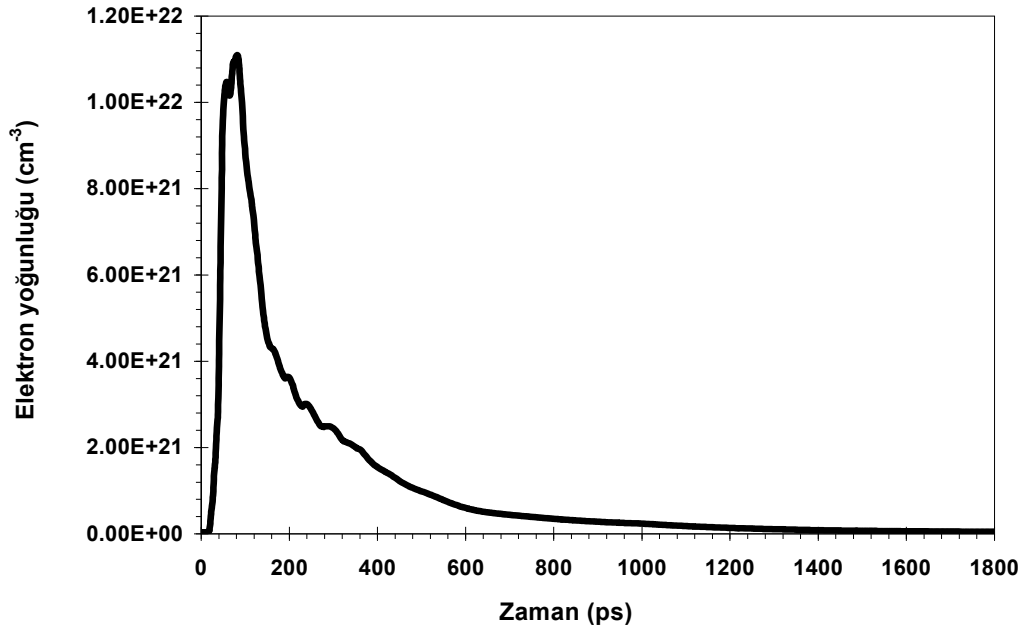


Şekil 6.2. Zn-, Cu-, Ni-, Co- ve Fe-benzeri iyonlardan elde edilen zaman üzerinden toplam serbest-serbest ve serbest-bağlı yayılma.

Elektron yoğunlukları ve elektron sıcaklıklarının uzaklığa ve zamana bağlı olarak değişimleri incelenmiştir. Şekil 6.3. ve Şekil 6.4.'de sırası ile elektron yoğunluğunun plazmanın genişleme uzunluğuna ve zamana bağlı olan değişimi gösterilmektedir.

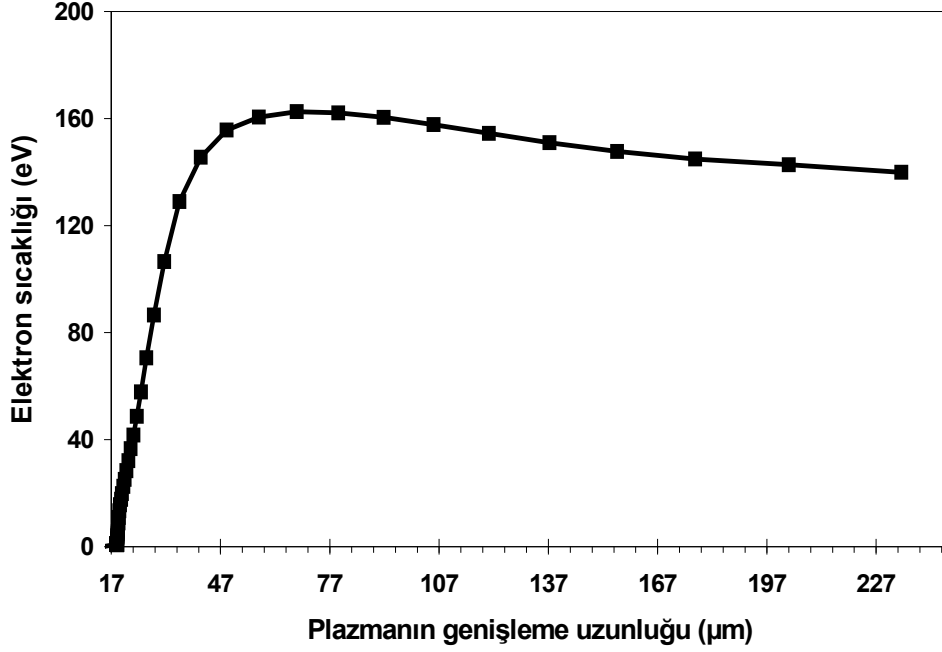


Şekil 6.3. Elektron yoğunluğunun plazmanın genişleme uzunluğuna göre değişim grafiği.

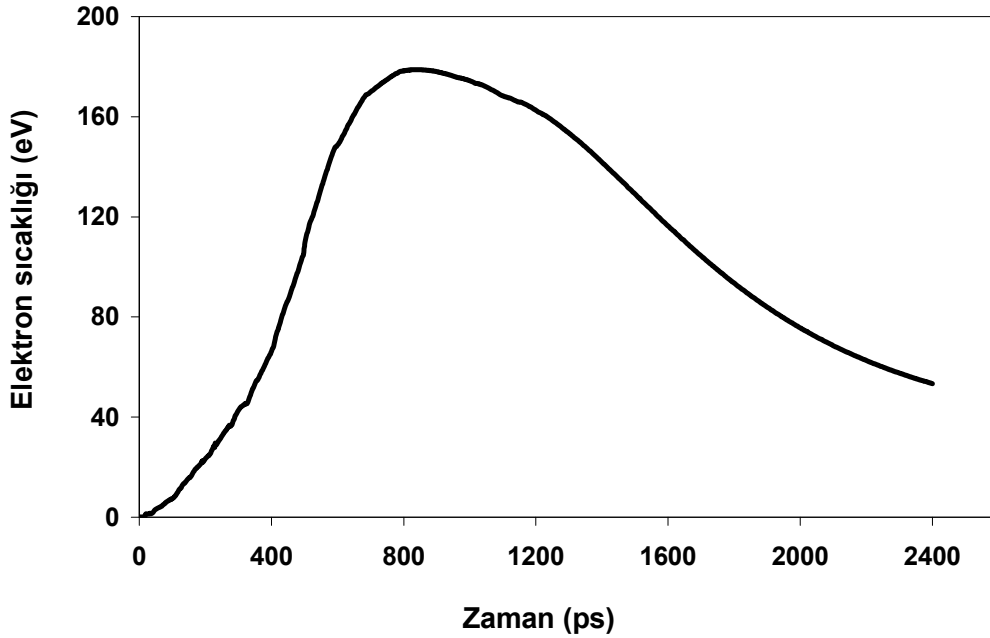


Şekil 6.4. Elektron yoğunluğunun zamana bağlı olarak değişimi.

Şekil 6.5. ve Şekil 6.6.'da, elektron sıcaklığının plazmanın genişleme uzunluğuna ve zamana bağlı olan değişimi görülmektedir.

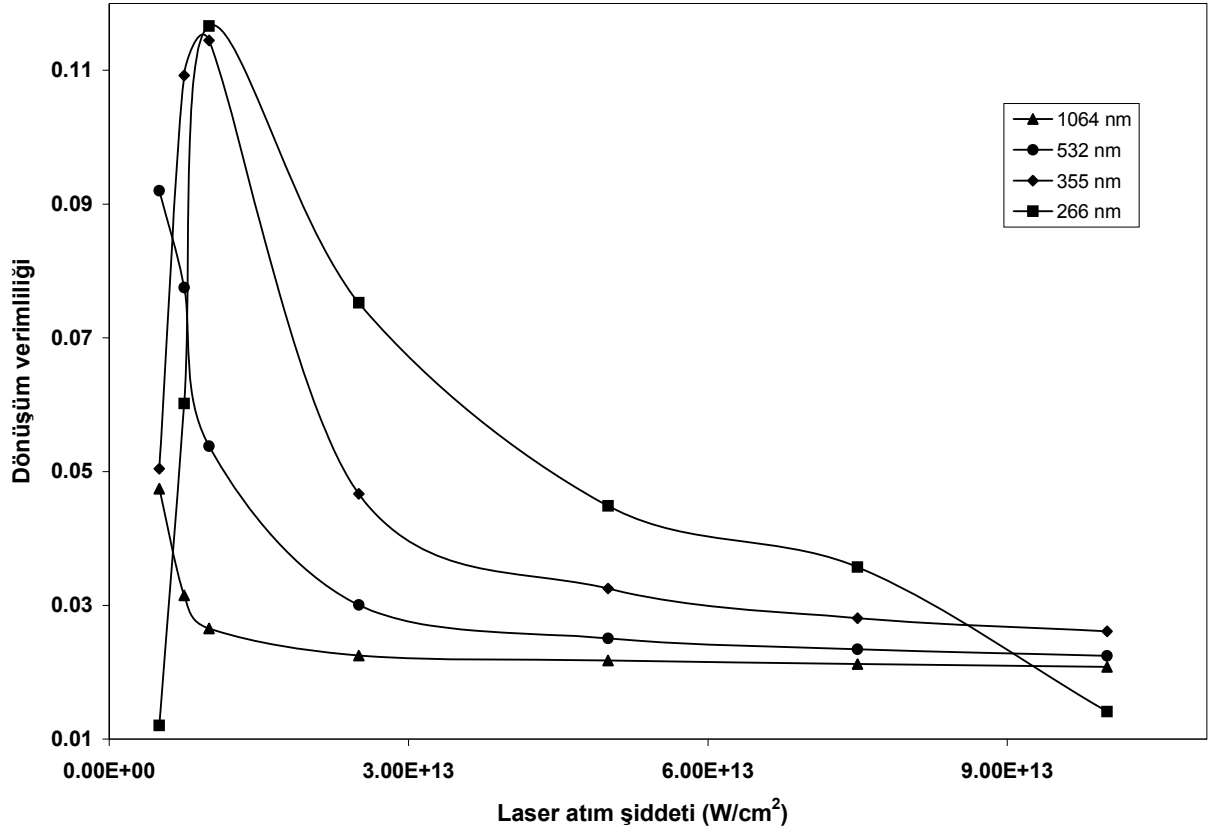


Şekil 6.5. Elektron sıcaklığının plazmanın genişleme uzunluğuna göre değişim grafiği.



Şekil 6.6. Elektron sıcaklığının zamana bağlı olarak değişimi.

1,2 ns atım süreli Nd:YAG laserin temel(1064nm), 2. harmonik(532 nm), 3. harmonik(355nm) ve 4. harmonik(266 nm) dalgaboylarında  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> ile  $1 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> arasında değişen şiddet değerleri için uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliği hesaplanmıştır. Maksimum dönüşüm verimliliği Nd:YAG laserinin temel dalgaboyunda  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddet değerinde % 4,74 olarak bulunmuştur. Nd:YAG laserinin 2. harmoniğinde ise maksimum dönüşüm verimliliği  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddet değerinde % 9,2 olarak bulunmuştur. Nd:YAG laserinin 3. ve 4. harmoniklerinde ise maksimum dönüşüm verimlilikleri  $1 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> şiddet değerinde sırasıyla % 1,14 ve % 1,17 olarak bulunmuştur. 1,2 ns atım süreli Nd:YAG laserinin farklı dalgaboylarında ve değişen şiddet değerlerindeki dönüşüm verimliliği Şekil 6.7.'de verilmiştir.

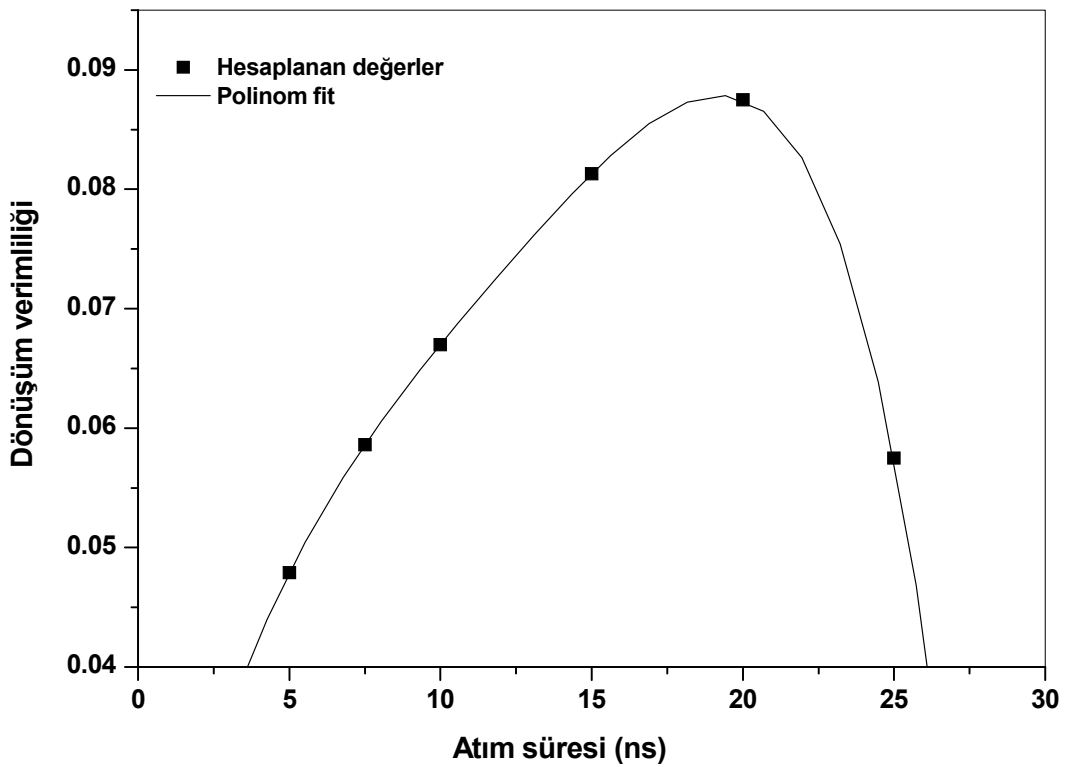


Şekil 6.7. 1,2 ns atım uzunluğundaki Nd:YAG laserinin farklı dalgaboylarının kullanılmasıyla hesaplanan uç-morötesi ışınlarına dönüşüm verimliliklerinin laser atım şiddetinin fonksiyonu olarak değişimi.

Laser atım süresinin dönüşüm verimliliğine olan etkisini incelemek amacıyla 1064 nm dalgaboylu  $1 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki Nd:YAG laserinin atım süresi 5 ns ile 25 ns arasında değiştirilmiş ve maksimum dönüşüm verimliliği EHYBRID kodu ile hesaplanan değerlerden;

$$y = 0,01027 + 0,01083x - 8,2781 \times 10^{-4} x^2 + 3,42286 \times 10^{-5} x^3 - 9,90476 \times 10^{-8} x^4 - 2,07238 \times 10^{-8} x^5$$

denklemleri ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile 19 ns atım süresi için % 8,78 olarak bulunmuştur(Şekil 6.8.).

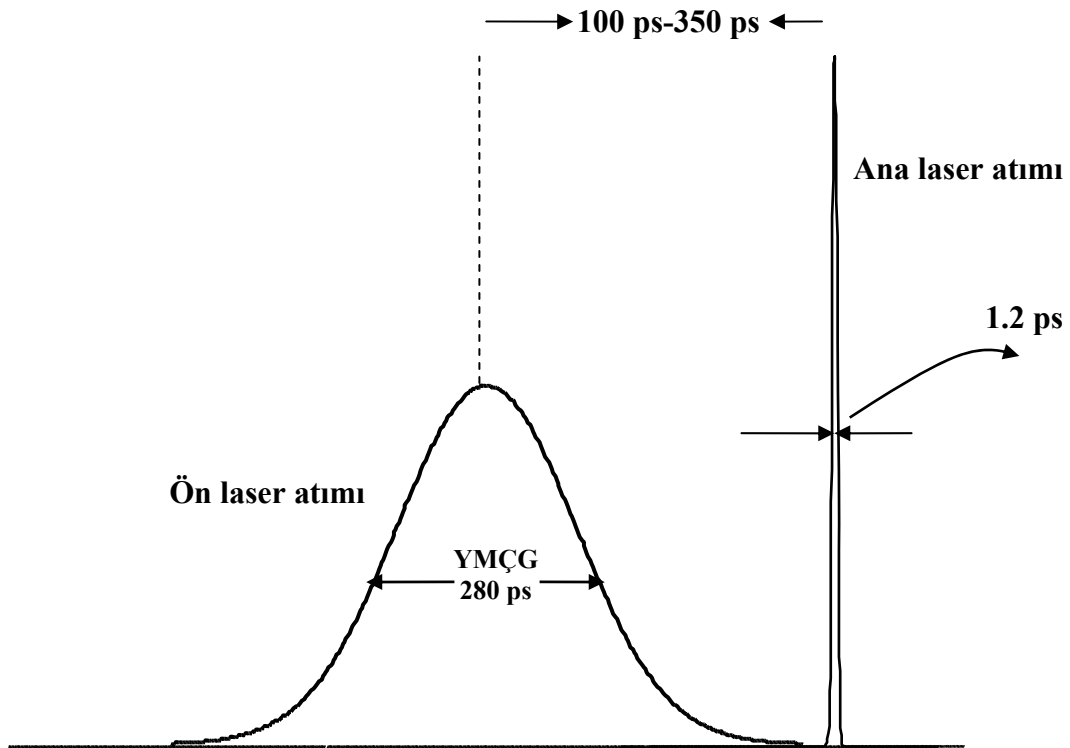


Şekil 6.8.  $1 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetinde Nd:YAG laser kullanılarak hesaplanan uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliklerinin laser atım süresinin fonksiyonu olarak değişimi.

### 6.3 İkili Laser Atımı İle Pompalama

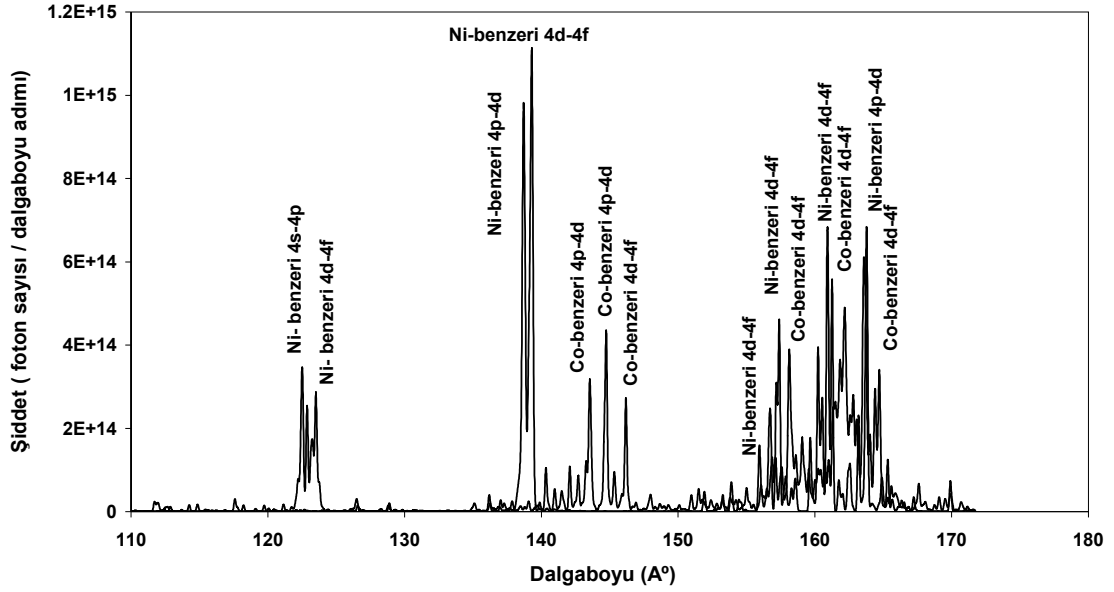
Bu bölümde, laser enerjisinin uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliğini arttırmak için ikili laser atım tekniği kullanılmıştır. Nd:YAG laser atımları belirli zaman aralıkları ile 1 cm uzunluğunda, 100 µm genişliğinde ve 20 µm kalınlığındaki levha şeklindeki kalay hedef üzerine odaklanarak plazma ortamı oluşturulmuştur. Oluşturulan kalay plazma ortamı ve bu ortamdan yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri uç-morötesi ışınların simülasyonu EHYBRID koduyla yapılmıştır. Ön laser atımı ile

ana laser atımı arasındaki zaman farkı 100 ps ile 350 ps (tepe noktaları) arasında değiştirilerek, laser enerjisinin uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliği hesaplanmıştır. Daha sonra iki atım arasındaki zaman farkı 200 ps alınarak,  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ön atım ile  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> ile  $1 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> arasında değişen 7 farklı şiddet değerindeki ana laser atımı için laser enerjisinin uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliği hesaplanmıştır. Simülasyonda kullanılan laser atımları şematik olarak Şekil 6.9.'da gösterilmektedir.



Şekil 6.9. İkili laser atım konfigürasyonu.

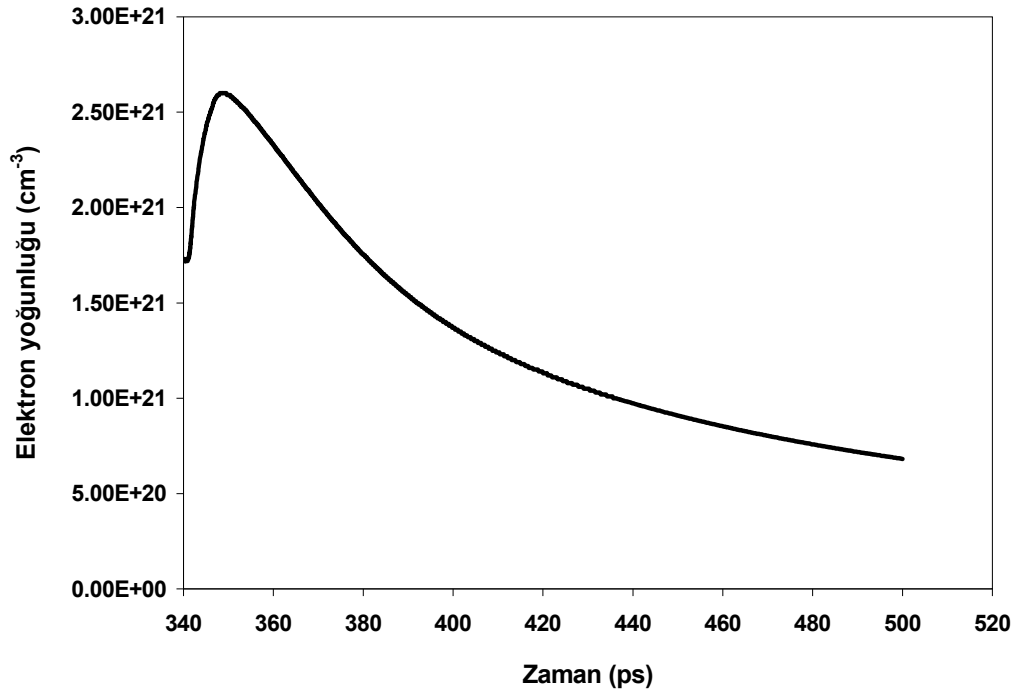
İkili laser atım konfigürasyonu ile yapılan simülasyonda kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co- benzeri uç-morötesi ışınlarının zaman ve uzay üzerinden toplam alınarak hesaplanan 110 Å ve 175 Å dalgaboyları arasındaki spektrumu Şekil 6.10.'da gösterilmektedir.



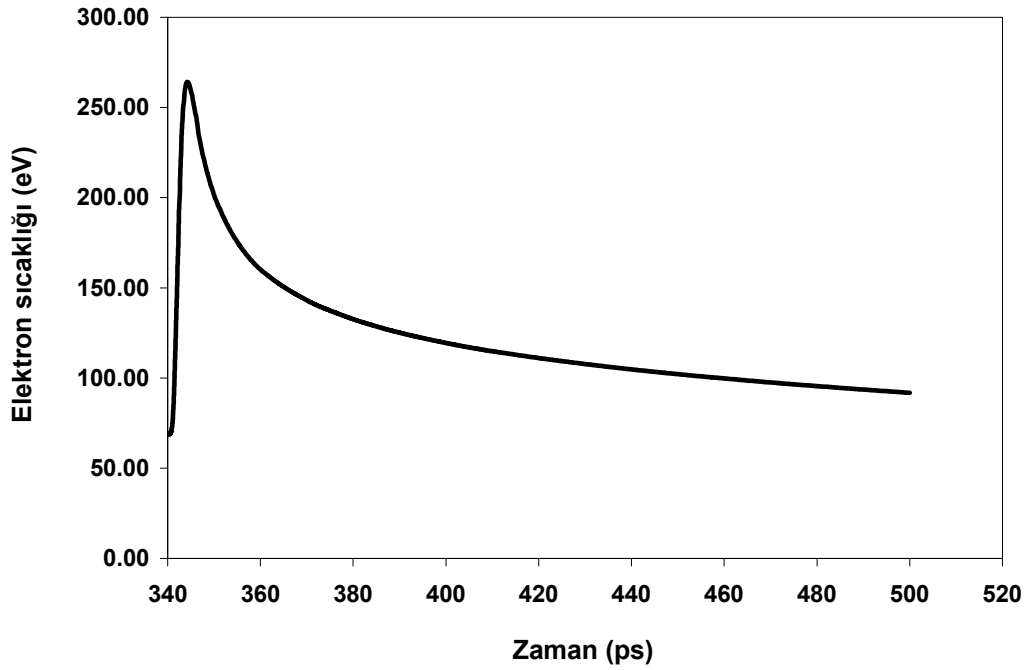
Şekil 6.10. İkili laser atım konfigürasyonu ile elde edilen zaman ve uzay üzerinden toplam alınarak hesaplanan Ni-benzeri ve Co-benzeri uç-morötesi ışınlar.

1064 nm dalgaboyundaki 280 ps süreli  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki uzun ve 1,2 ps süreli  $6,7 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki kısa Nd:YAG laser atımları ile oluşturulan plazma ortamındaki elektron yoğunlukları ve elektron sıcaklıklarının plazmanın genişleme uzunluğuna ve zamana bağlı olarak değişimleri incelenmiştir. Şekil 6.11.'de elektron yoğunluğunun Şekil 6.12'de elektron sıcaklığının zamana bağlı olan değişimleri gösterilmektedir. Elektron yoğunluğunun ve elektron sıcaklığının zamana göre değişimi incelenirken, yoğunluğun ve sıcaklığın en yüksek olduğu hücreler; uzaklığa göre değişimi incelenirken ise yoğunluğun ve sıcaklığın en yüksek olduğu zaman değeri seçilmiştir.

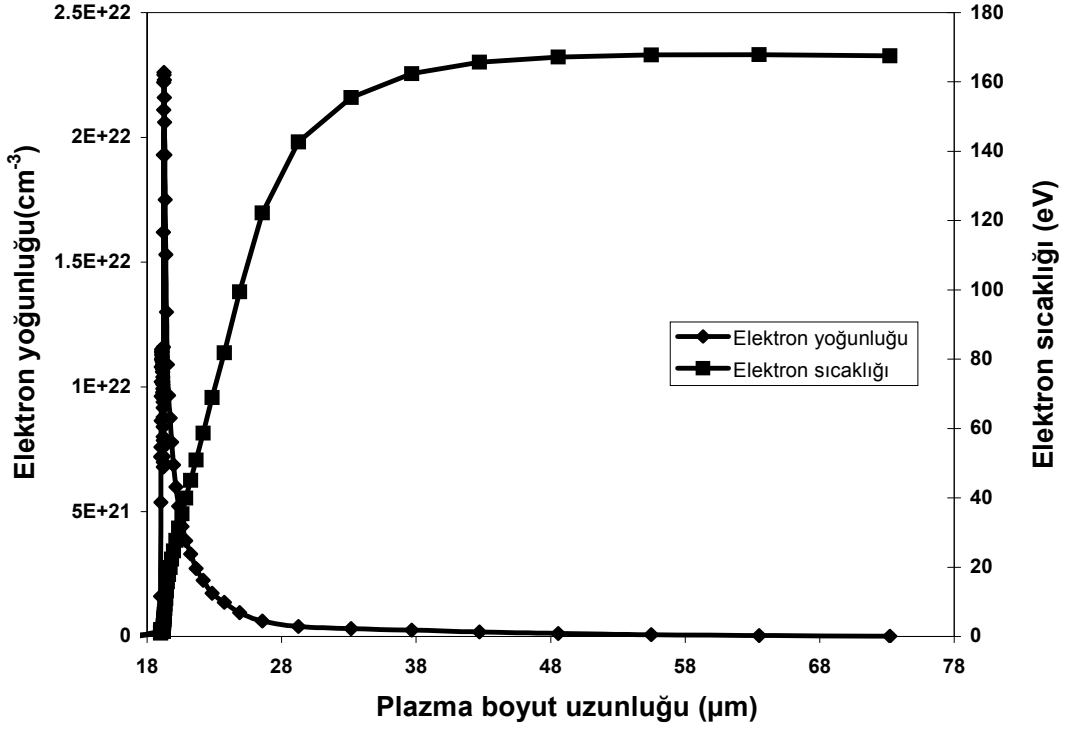




Şekil 6.11. 1064 nm dalgaboylu laser için elektron yoğunluğunun zamana bağlı olarak değişimi.



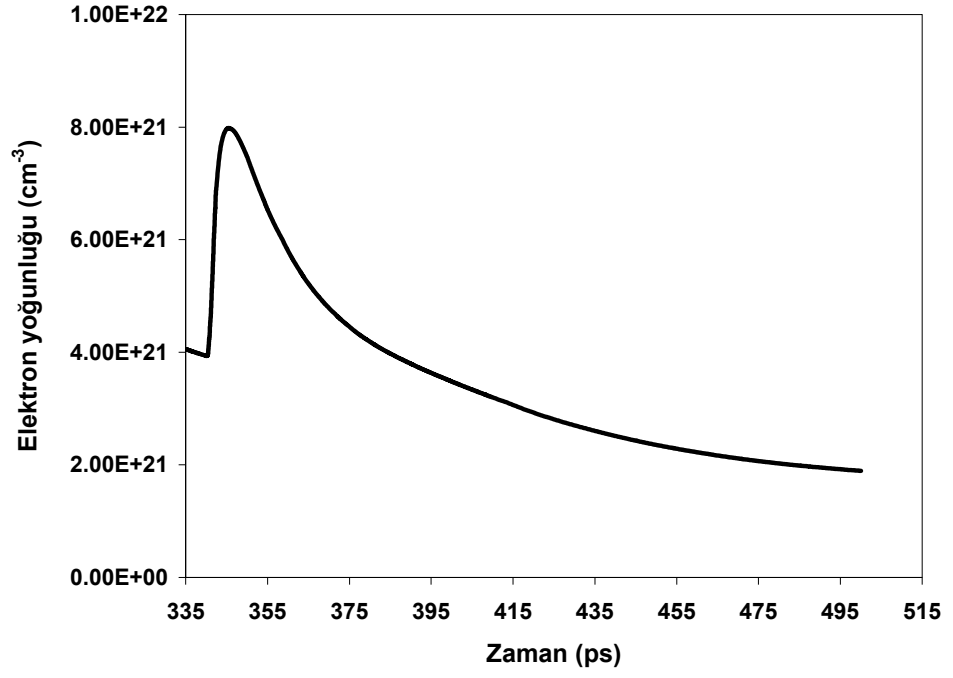
Şekil 6.12. 1064 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının zamana bağlı olarak değişimi.



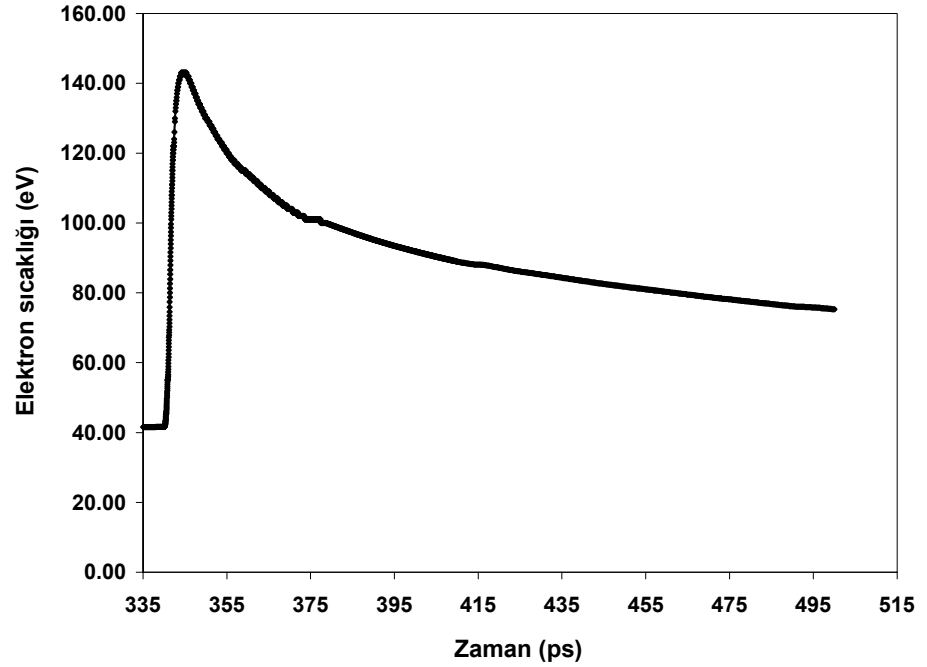
Şekil 6.13. 1064 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının ve elektron yoğunluğunun uzaklığa göre değişimi.

Şekil 6.13.'de ise elektron yoğunluğunun ve elektron sıcaklığının plazmanın boyut uzunluğuna bağlı olan değişimleri gösterilmektedir. Elektron yoğunluğu hedef yüzeyinden yaklaşık olarak 18 µm uzaklıkta maksimum değerine ulaşmakta ve daha sonra uzaklıkla birlikte azalarak hedeften yaklaşık 48 µm uzaklıkta sıfıra ulaşmaktadır. Elektron sıcaklığı ise hedeften yaklaşık olarak 18 µm uzaklıkta sıfıra yakınken hedeften yaklaşık 40 µm uzaklıkta kararlı bir değere ulaşmaktadır.

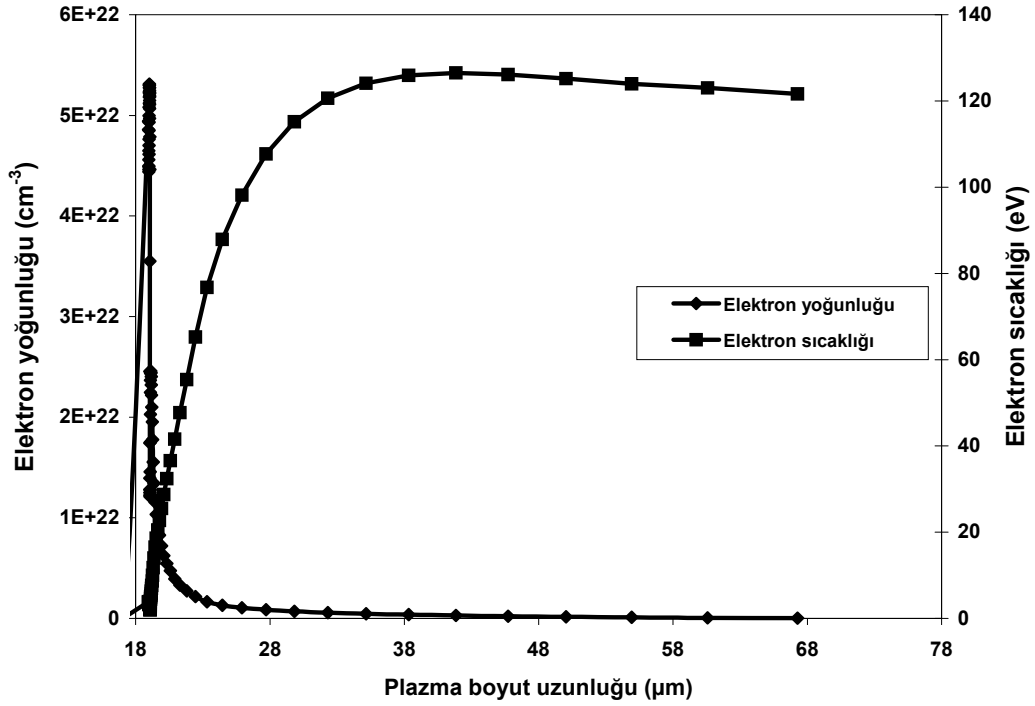
532 nm dalgaboyundaki 280 ps uzunluğunda,  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki uzun ve 1,2 ps uzunluğunda  $1 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki kısa Nd:YAG laser atımları ile oluşturulan plazma ortamındaki elektron yoğunlukları ve elektron sıcaklıklarının plazmanın hedefe göre genişleme uzunluğuna ve zamana bağlı olarak değişimleri incelenmiştir. Şekil 6.14.'de elektron yoğunluğunun Şekil 6.15.'de elektron sıcaklığının zamana bağlı olan değişimleri gösterilmektedir.



Şekil 6.14. 532 nm dalgaboylu laser için elektron yoğunluğunun zamanla değişimi.



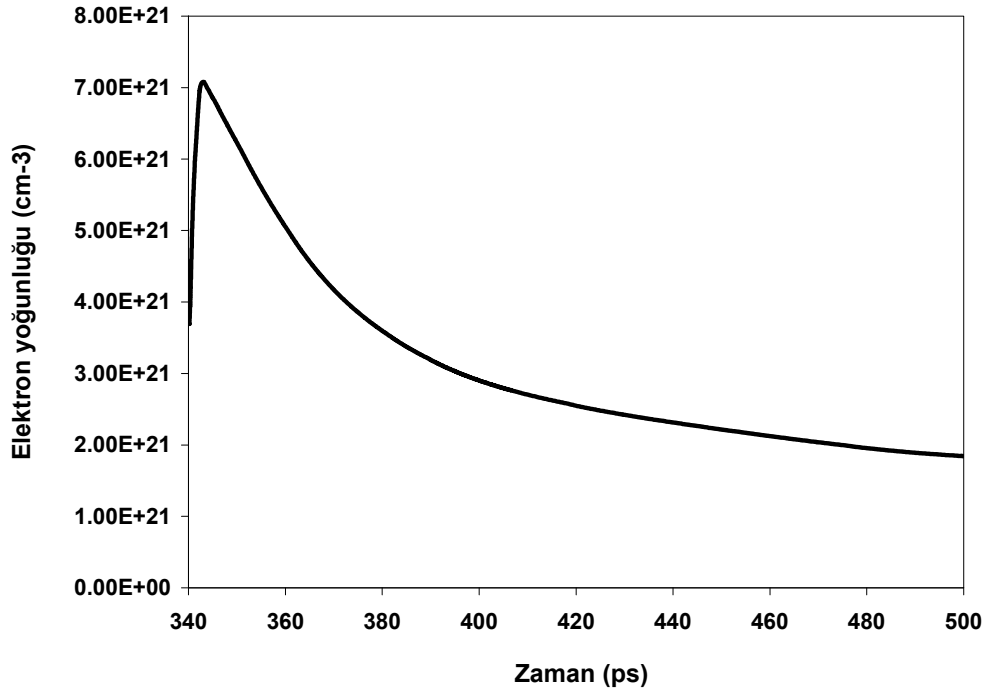
Şekil 6.15. 532 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının zamanla değişimi



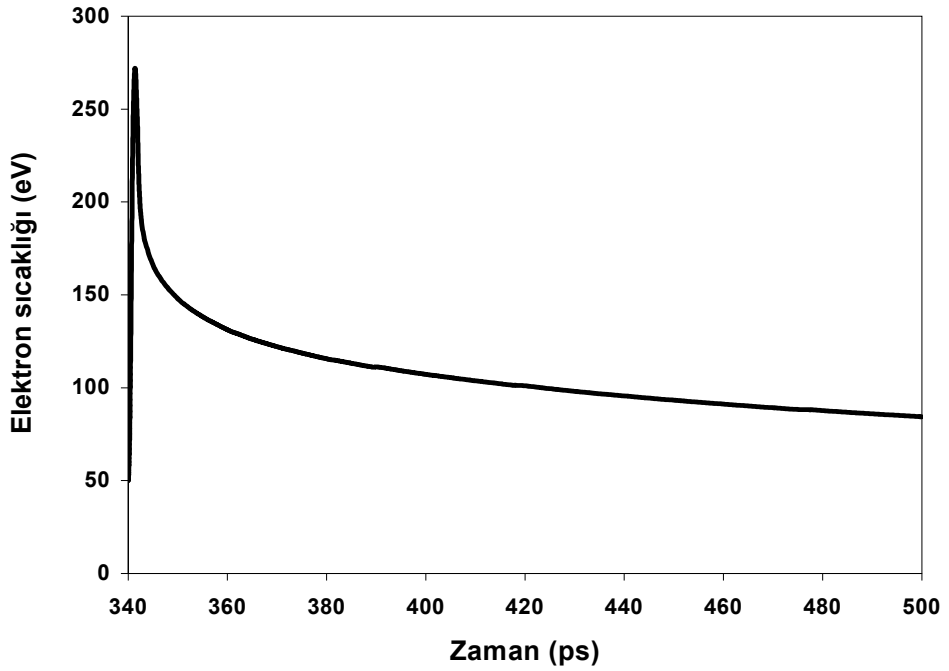
Şekil 6.16. 532 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının ve elektron yoğunluğunun uzaklığa göre değişimi.

Şekil 6.16.'da ise elektron yoğunluğunun ve elektron sıcaklığının plazmanın boyut uzunluğuna bağlı olan değişimleri gösterilmektedir. Elektron yoğunluğu hedef yüzeyinden yaklaşık olarak 18 µm uzaklıkta keskin bir tepe noktasından geçmektedir. Aynı mesafede elektron sıcaklığı sıfıra yakındır. Elektron sıcaklığı hedeften yaklaşık 40 µm uzaklıkta maksimum değerini alarak kararlı bir değere ulaşmaktadır. Ancak bu civarda elektron yoğunluğu sıfıra çok yakındır.

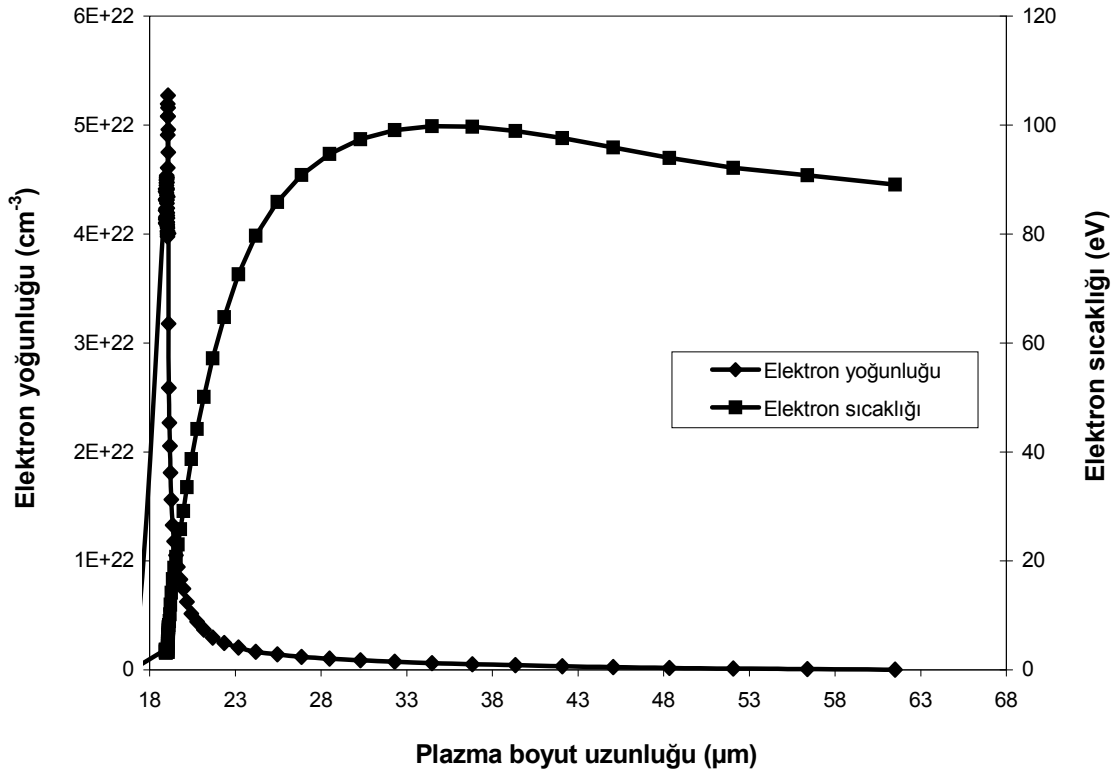
355 nm dalgaboyundaki 280 ps süreli  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki uzun ve 1,2 ps süreli  $1 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki kısa Nd:YAG laser atımları ile oluşturulan plazma ortamındaki elektron yoğunlukları ve elektron sıcaklıklarının plazmanın genişleme uzunluğuna ve zamana bağlı olarak değişimleri incelenmiştir. Şekil 6.17.'de elektron yoğunluğunun Şekil 6.18'de elektron sıcaklığının zamana bağlı olan değişimleri gösterilmektedir.



Şekil 6.17. 355 nm dalgaboylu laser için elektron yoğunluğunun zamana göre değişimi.



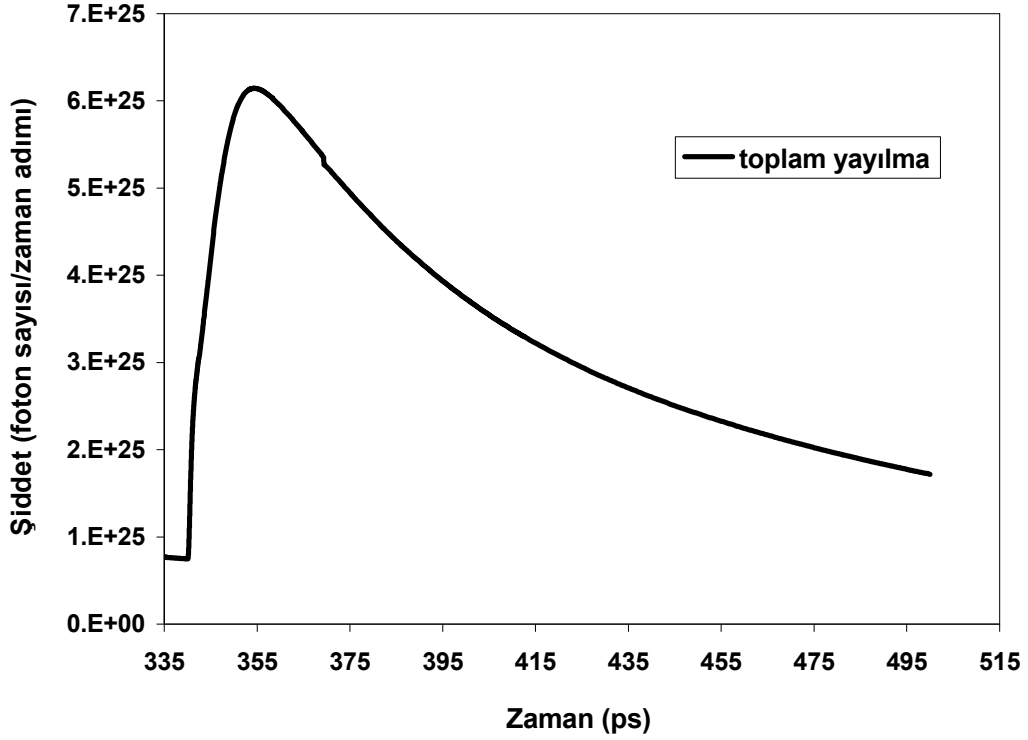
Şekil 6.18. 355 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının zamana göre değişimi.



Şekil 6.19. 355 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının ve elektron yoğunluğunun uzaklığa göre değişimi.

Şekil 6.19.'da ise elektron yoğunluğunun ve elektron sıcaklığının plazmanın boyut uzunluğuna bağlı olan değişimleri gösterilmektedir. Elektron yoğunluğu hedef yüzeyinden yaklaşık olarak 18 µm uzaklıkta keskin bir tepe noktasından geçip uzaklıkla birlikte azalmaktadır. Elektron sıcaklığı ise hedef yüzeyinden yaklaşık olarak 18 µm uzaklıkta sifira yakındır ancak uzaklıkla artarak hedeften yaklaşık 30 µm uzaklıkta maksimum değerine ulaşmaktadır.

Şekil 6.20.'de, 1064 nm dalgaboylu Nd:YAG laserinin ikili atım konfigürasyonunda kullanılmasıyla oluşturulan plazma ortamından gerçekleşen yayılmanın zamana göre değişimi görülmektedir. İkili atım konfigürasyonu aralarında 200 ps zaman farkı bulunan  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ön laser atımı ile  $6,7 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ana laser atımından oluşturulmuştur.



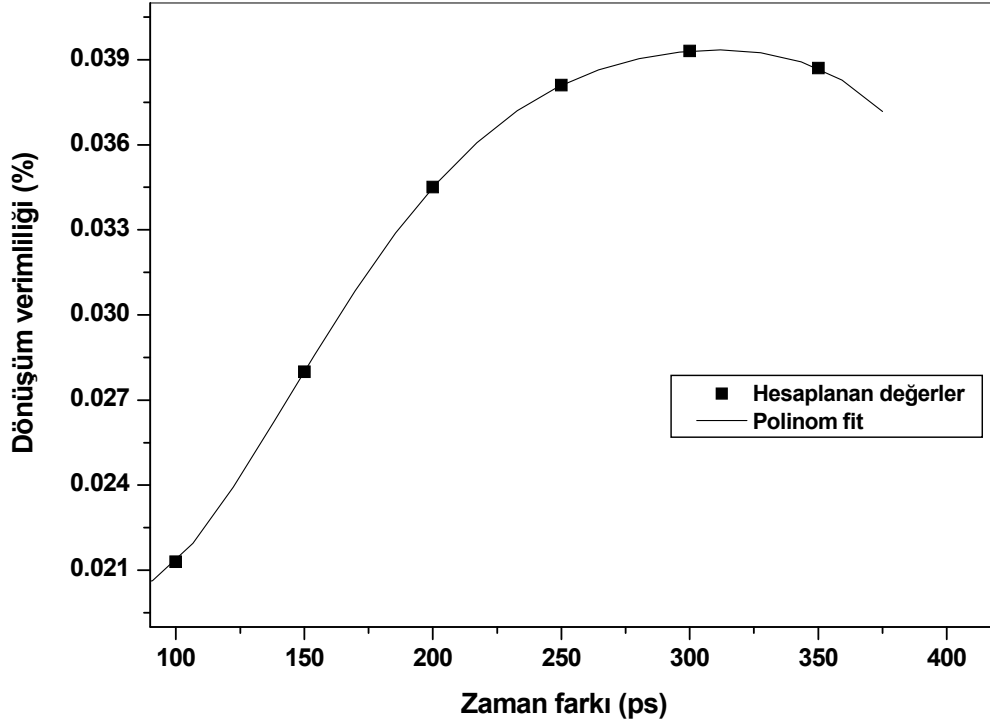
Şekil 6.20.  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> ön atım şiddeti ile  $6,7 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> ana atım şiddeti kullanılarak hesaplanan yayılmanın zamana göre değişimi.

İki laser atımı arasındaki zaman farkının dönüşüm verimliliğine etkisi zaman farkının 100 ps ile 350 ps arasında değiştirilmesi ile incelenmiş ve EHYBRID kodu kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden;

$$y = 0,0527 - 0,00104x + 1,136 \times 10^{-5} x^2 - 5,05667 \times 10^{-8} x^3 + 1,04 \times 10^{-10} x^4 - 8,26667 \times 10^{-14} x^5$$

denklemi ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile maksimum dönüşüm verimliliği bulunmuştur. Maksimum dönüşüm verimliliği  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki 280 ps süreli ön laser atımı ile oluşturulan plazmaya 310 ps sonra  $6,7 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>

şiddetindeki 1,2 ps süreli ana laser atımının odaklanması ile % 3,93 olarak bulunmuştur. Şekil 6.21.'de dönüşüm verimliliklerinin ön laser atımı ile ana laser atımı arasındaki genişliğe bağlı olarak değişimi görülmektedir.



Şekil 6.21. Uç-morötesine dönüşüm verimliliğinin laser atımları arasındaki zaman farkına göre değişimi.

1,2 ps uzunluğundaki ana laser atımının şiddeti  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  ile  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  değerleri arasında değiştirilerek, laser şiddetinin dönüşüm verimliliğine etkisi incelenmiştir. Ön laser atımının şiddet değeri  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ , atım süresi ise 280 ps olarak alınmıştır. Ön laser atımı ile ana laser atımı arasındaki zaman farkı 200 ps olarak alınmıştır. Bu değerler için  $110 \text{ \AA} - 175 \text{ \AA}$  dalga boyu aralığında Nd:YAG laserin temel(1064nm), 2. harmonik(532 nm) ve 3. harmonik(355nm) dalgaboyları için enerjisinin uç-morötesine dönüşüm verimliliği hesaplanmıştır. EHYBRID kodu kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden;

$$y = 0,01575 + 2,40925 \times 10^{-17} x + 4,32928 x^2 + 1,65854 \times 10^{-45} x^3 - 8,882 \times 10^{-60} x^4 + 1,41254 \times 10^{-74} x^5 - 6,94617 \times 10^{-90} x^6$$



denklemleri ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile 1064 nm için maksimum dönüşüm verimliliği  $9 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ana laser atımı için % 10,3 olarak bulunmuştur.

Maksimum dönüşüm verimliliği 532 nm’de EHYBRID kodu kullanılarak hesaplanan değerlerden;

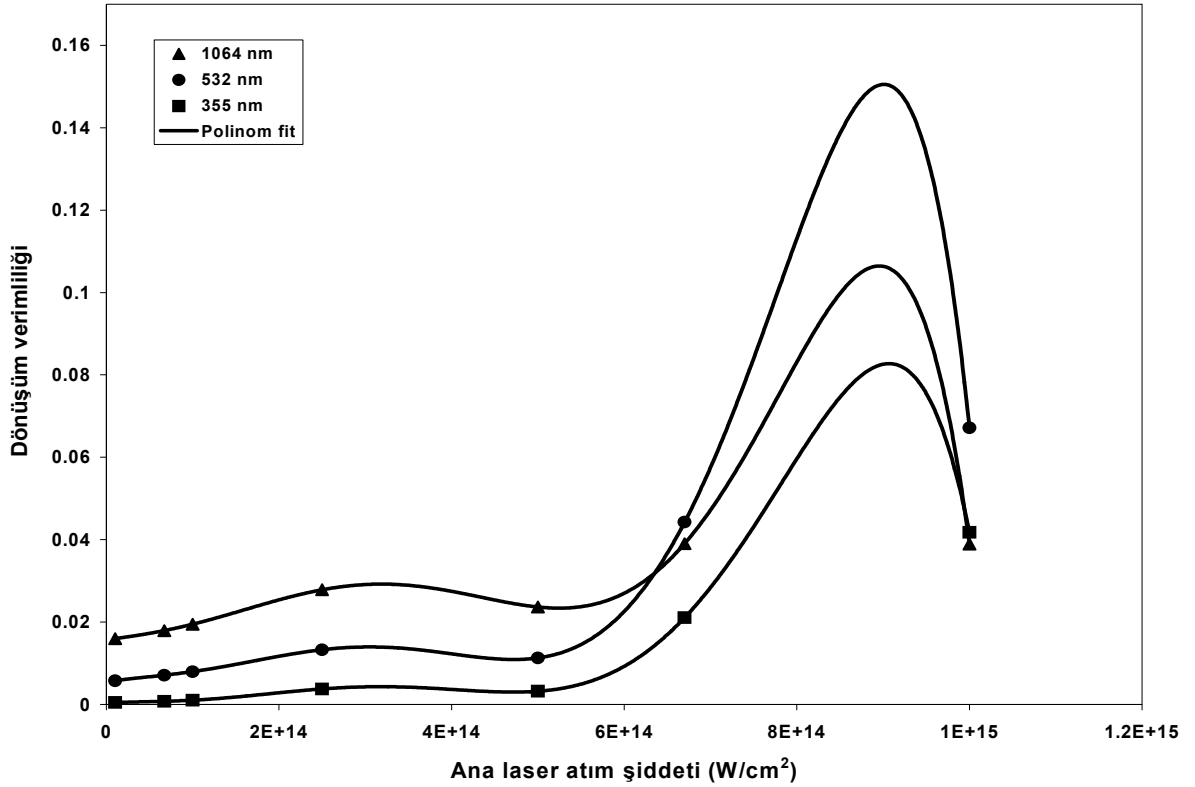
$$y = 0,00545 + 3,58461 \times 10^{-17} x - 3,61428 \times 10^{-31} x^2 + 3,77133 \times 10^{-45} x^3 - 1,41158 \times 10^{-59} x^4 + 2,05707 \times 10^{-74} x^5 - 9,83887 \times 10^{-90} x^6$$

denklemleri ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile  $9 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ana laser atımı için % 14,9 olarak elde edilmiştir.

Son olarak 355 nm için maksimum dönüşüm verimliliği hesaplanan değerlerden;

$$y = 3,76444 \times 10^{-4} + 1,11047 \times 10^{-17} x - 1,96307 \times 10^{-31} x^2 + 2,22046 \times 10^{-45} x^3 - 8,15391 \times 10^{-60} x^4 + 1,16588 \times 10^{-74} x^5 - 5,49871 \times 10^{-90} x^6$$

denklemleri ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile  $9 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki ana laser atımı için % 8,2 olarak elde edilmiştir. Şekil 6.22.’de Nd:YAG laserin her bir dalgaboyu için dönüşüm verimliliklerinin ana laser atım şiddetine göre değişimi görülmektedir.

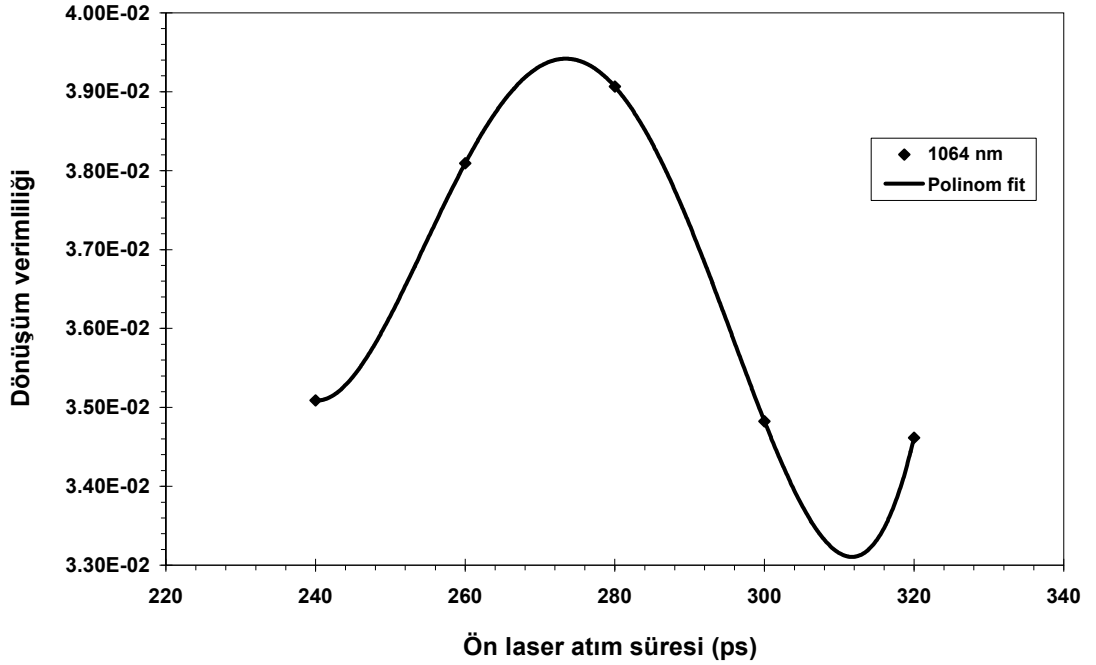


Şekil 6.22. Ana laser atım şiddet değerleri için uç-morötesi ışınına dönüşüm verimliliği.

Laser atım sürelerinin uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliği ön laser atımı ve ana laser atım sürelerinin değiştirilmesi ile incelenmiştir. Ön laser atım süreleri 240 ps ile 320 ps arasında değiştirilerek, ön laser atım süresinin dönüşüm verimliliğine etkileri incelenmiştir. Maksimum dönüşüm verimliliği EHYBRID kodu kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden;

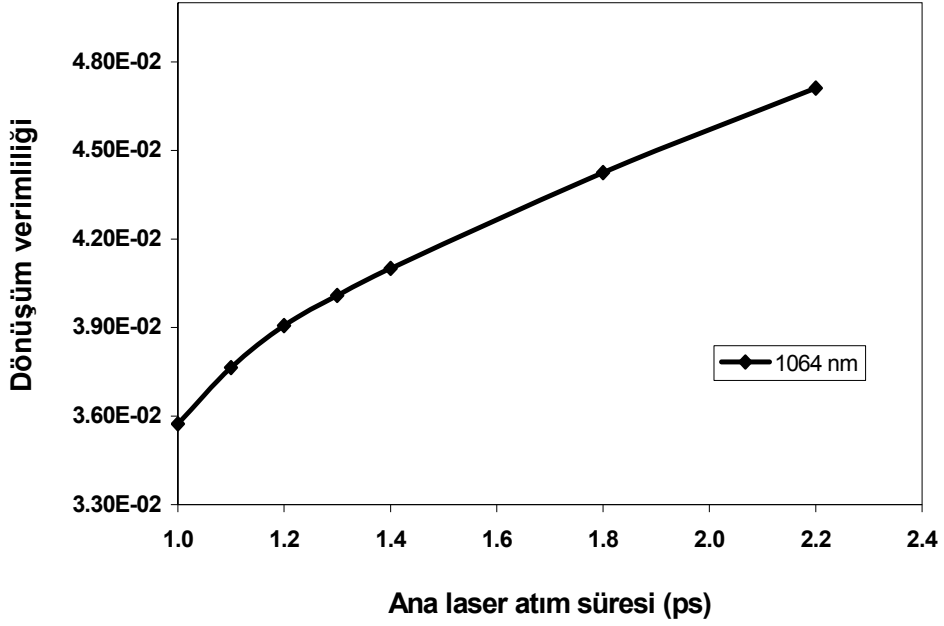
$$y = 18,3798 - 0,27112x + 0,00149x^2 - 3,64062 \times 10^{-6} x^3 + 3,30729 \times 10^{-9} x^4$$

denklemini ile verilen polinom bir fit geçirilmesi ile 1064 nm'de,  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki 272 ps süreli ön laser atımı için % 3,95 olarak bulunmuştur. Dönüşüm verimliliğinin ön laser atım süresine bağlı değişimi Şekil 6.23.'de gösterilmektedir.



Şekil 6.23. Değişen ön laser atım süreleri için uç-morötesine dönüşüm verimliliği.

Ana laser atım süresinin dönüşüm verimliliğine etkilerinin incelenmesi amacıyla Nd:YAG laserinin ana atım süresi 1 ps ile 2,2 ps arasında değiştirilerek dönüşüm verimlilikleri hesaplanmış ve ana laser atım süresinin arttırılmasının dönüşüm verimliliğini arttırdığı görülmüştür. Şekil 6.24.'de uç-morötesine dönüşüm verimliliği atım süresinin bir fonksiyonu olarak gösterilmektedir.



Şekil 6.24. Ana laser atım süreleri için uç-morötesine dönüşüm verimliliği.

#### 6.4 Sonuç

Bu bölümde uç-morötesi litografide kullanılan ışık kaynakları ile bağlantılı olarak laser ile oluşturulan kalay plazma ortamının simülasyonu hidrodinamik ve atomik fizik kodu EHYBRID kullanılarak yapılmıştır. Simülasyonda laser enerjisinin kalay plazma ortamından yayılan uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliği; laserin şiddetine, dalgaboyuna ve atım süresine bağlı olarak incelenmiştir. Ön laser atımının dönüşüm verimliliğine etkisinin incelenmesi amacıyla tek laser atımı ve ikili laser atımı teknikleri kullanılmıştır. Tek laser atımı ile ikili laser atım konfigürasyonlarında elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında, ön atımın dönüşüm verimliliğini arttırdığı görülmüştür. Böylece ön atım kullanılarak enerji kaybının önleneceği öngörülebilir.

## BÖLÜM 7

### SONUÇ VE TARTIŞMA

Laser ile oluşturulan plazmaların simülasyonu uç-morötesi litografi ve x-ışını laser üretimindeki fiziksel süreçlerin anlaşılabilmesi için gereklidir. Bu nedenle bu tez çalışmasında, laserle oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan x-ışınları ve uç-morötesi ışınların en verimli şekilde üretilebilmesi amacıyla simülasyonlar gerçekleştirilmiştir.

Saydamsızlık, dönüşüm verimliliğini önemli ölçüde etkilemektedir dolayısıyla radyasyonun taşınım etkilerinin plazma ortamının modellenmesine dahil edilmesi gerekmektedir. Laserle oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan x-ışınları ve uç-morötesi ışınlar üzerindeki saydamsızlık etkisi EHYBRID kodunun modifiye edilmesi ile gerçekleştirilmiştir. Saydamsızlık, enerjinin plazma ortamında yeniden dağılımını ifade eder. Laser ile oluşturulan kalay plazma ortamlarının simülasyonu saydamsızlık etkileri dikkate alınarak yapılmış ve 13-14 nm dalgaboyu aralığında dönüşüm verimliliğinin laserin dalgaboyuna, şiddetine ve atım süresine göre değişimi incelenmiştir.

Bu amaçla ilk olarak 1,2 ns süreli Nd:YAG laser atımının şiddeti  $1 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> ile  $7,5 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> arasında değiştirilerek farklı sürücü laser şiddet değerleri için x-ışını dönüşüm verimliliği hesaplanmış ve maksimum dönüşüm verimliliği  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetinde % 1,03 olarak elde edilmiştir. Dönüşüm verimliliğini arttırmak için ön laser atım tekniği kullanılmıştır.

1,2 ps uzunluğundaki ve ana atım şiddeti  $1 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> ile  $1 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> değerleri arasında değiştirilen Nd:YAG laserinin temel(1064 nm), 2. harmonik(532 nm) ve 3. harmonik(355 nm) modlarında çalıştırılmasıyla laser şiddet değişiminin x-ışınına dönüşüm verimliliğine olan etkisi incelenmiştir. Ön laser atımının şiddet değeri  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>, atım süresi ise 280 ps ve ön laser atımı ile ana laser atımı arasındaki zaman farkı 200 ps olarak alınmıştır. Bu değerler için 12 Å – 25 Å dalgaboyu aralığında maksimum x-ışını dönüşüm verimliliği EHYBRID kodu

kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden polinom fit geçirilmesi ile  $9 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki ana laser atımı için 1064 nm'de % 25,6, 532 nm'de % 18,5 ve 355 nm'de % 8,3 olarak elde edilmiştir.

Ön ve ana laser atımları arasındaki zaman farkının dönüşüm verimliliğine olan etkileri zaman farkının 100 ps ile 350 ps arasında değiştirilmesi ile incelenmiştir. Maksimum dönüşüm verimliliği  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki 280 ps süreli ön laser atımı ile oluşturulan plazmaya 218 ps sonra  $6,7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki 1,2 ps süreli ana laser atımının odaklanması ile % 7,785 olarak bulunmuştur.

Sürücü laserin uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliği hesaplanırken 1,2 ns atım süreli Nd:YAG laserin temel(1064nm), 2. harmonik(532 nm), 3. harmonik(355nm) ve 4. harmonik(266 nm) dalgaboylarındaki  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  ile  $1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  arasında değişen şiddet değerleri kullanılmıştır. Maksimum dönüşüm verimliliği Nd:YAG laserinin temel dalgaboyunda  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  şiddet değerinde % 4,74 olarak bulunmuştur. Nd:YAG laserinin 2. harmoniğinde ise maksimum dönüşüm verimliliği  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  şiddet değerinde % 9,2 olarak bulunmuştur. Nd:YAG laserinin 3. ve 4. harmoniklerinde ise maksimum dönüşüm verimlilikleri  $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  şiddet değerinde sırasıyla % 1,14 ve % 1,17 olarak bulunmuştur.

İkili atım konfigürasyonunda ise 1,2 ps uzunluğundaki ana laser atımının şiddeti  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  ile  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  değerleri arasında değiştirilerek, ana laser atım şiddetinin dönüşüm verimliliğine etkisi incelenmiştir. Ön laser atımının şiddet değeri  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ , atım süresi 280 ps ve ön laser atımı ile ana laser atımı arasındaki zaman farkı 200 ps olarak alınmıştır. Bu değerler için 110Å – 175 Å dalgaboyu aralığında laser enerjisinin uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliği hesaplanmış ve maksimum dönüşüm verimlilikleri EHYBRID kodu kullanılarak yapılan simülasyonlar sonucunda hesaplanan değerlerden polinom fit geçirilmesi ile  $9 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  şiddetindeki ana laser atımı için 1064 nm'de % 10,3, 532 nm'de % 14,9 ve 355 nm'de % 8,2 olarak elde edilmiştir.

Ön laser atım süresinin dönüşüm verimliliğine etkisi incelenirken ön laser atım süresi 240 ps ile 320 ps arasında değiştirilmiş ve maksimum dönüşüm verimliliği 1064 nm'de  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki, 272 ps süreli ön laser atımı için % 3,95 olarak bulunmuştur.

Ayrıca iki laser atımı arasındaki zaman farkının dönüşüm verimliliğine etkisi zaman farkının 100 ps ile 350 ps arasında değiştirilmesi ile incelenmiş ve maksimum dönüşüm verimliliği  $5 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki 280 ps süreli ön laser atımı ile oluşturulan plazmaya 310 ps sonra  $6,7 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> şiddetindeki 1,2 ps süreli ana laser atımının odaklanması ile % 3,93 olarak bulunmuştur.

Son dönemlerde litografik tekniklerdeki gelişmeler dikkate alındığında, litografi kaynaklarının en verimli şekilde elde edilmesinin önemi görülebilir. Bu nedenle laserle oluşturulan kalay plazma ortamlarından yayılan x-ışınlarının ve uç-morötesi ışınlarının en verimli şekilde üretilebilmesine yönelik deneysel ve teorik çalışmalar büyük önem taşımaktadır. Bu tez çalışması ile gerçekleştirilen simülasyonlar, x-ışını ve uç-morötesi ışınlarının üretimi için deneylerin planlanmasında büyük önem taşımaktadır. Yakın gelecekte tüm dünyada üretimi gerçekleştirilecek olan x-ışınları ve uç-morötesi ışınlar, litografik uygulamalar için ülkemizde de üretilebilir. Bu amaçla, Orta Doğu Teknik Üniversitesinde kurulan X-Işını Laser Laboratuvarı ve Kocaeli Üniversitesi Laser Teknolojileri Araştırma ve Uygulama Merkezinin Laboratuvarı kullanılabilir ve x-ışını ve uç-morötesi ışın üretimi gerçekleştirilebilir.

## KAYNAKLAR

Abou-Ali, Y., Demir, A., Tallents, G. J., Edwards, M., King, R. E. ve Pert, G. J. 2003. Comparison of Simulated and Experimental Time Resolved Emission for a Ne-like Nickel X-Ray Laser. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 36: 4097-4106.

Atalay, B., Demir, A., Kenar, N., Kacar, E.ve Aydin, R. 2006. Simulation of Ni-like and Co-like X-rays emitted from laser produced tin plasmas. *Czechoslovak Journal of Physics*, 56: 430-435.

Attwood, D. 2000. *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation*. Cambridge University Press, Cambridge.

Avrett, E. H., Hummer, D. G.1965. Non-coherent scattering, II: Line formation with a frequency independent source function. *Mon Not R Astron Soc.*, 130: 295.

Barbee, T. W., Mrowka, Jr., S. ve Hettrick, M. C. 1985. Molybdenum-silicon multilayer mirrors for the extreme ultraviolet. *Applied Optics*, 24: 883–886.

Basov, N. C. *et al.*, 1971. *JETP Lett.*, 13 : 489.

Bates, D. R., Kingston, A. E. ve McWirther, R. W. P. 1962. *Recombination between electrons and Atomic Ions. I. Optically Thin Plasmas*. Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A., 267: 297-312.

Bruning, J. H. 1997. Optical lithography: Thirty years and three orders of magnitude,” in Advances in Resist Technology and Processing XIV, R. G. Tarascon-Auriol, ed., Proc. SPIE, 3049: 14–27.

Cain, J. P. 2002. Characterization of the Critical Dimension Error Budget for Extreme Ultraviolet Lithography. PhD Dissertation (Doktora Tezi). University of California, Berkeley, USA.

Cain, J. P., Naulleau, P. ve Spanos, C. J. 2005. Modeling of EUV photoresists with a resist point spread function. *Proc. SPIE*, 5751:1101-1109.

Cairns, G. F., Healy, S. B., Lewis, C. L. S., Pert, G. J. ve Robertson, E. 1996. A Time Resolved Spectroscopy Study of the Resonance Line Emission in the Ge<sub>XXIII</sub> XUV Laser. *Journal B: At. Mol. Opt. Phys.*, 29: 4839-4854.

Carter, D. J. D., Pepin, A., Schweizer, M.R., Smith, H.I. ve Ocola, L.E. 1997. Direct Measurement of the Effect of Substrate Photoelectrons in X-ray

Nanolithography. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 15 (6): 2509-2513.

Chung, H. K., Morgan, W. L. ve Lee, R. W. 2003. FLYCHK: an Extension to the K-Shell Spectroscopy Kinetics Model FLY. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 81: 107-115.

Cowan, R. D. 1968. Theoretical calculations of atomic spectra using digital Computers. *J. Opt. Soc. Am.*, 58: 808-818.

Crowley, B. ve Davidson, S. (2005). *Radiative Opacity*, 10 Eylül 2006, from [http://www.awe.co.uk/Images/radiative\\_opacity\\_tcm6-1961.pdf](http://www.awe.co.uk/Images/radiative_opacity_tcm6-1961.pdf).

Deguchi, K. ve Haga, T. 2000. Proximity X-ray and extreme ultraviolet lithography-Challenges In Microelectronics, *C. R. Acad. Sci.*, 1: 829–842.

Djaoui, A., Rose, S. J., Wark, J. S. 1994, Calculation of the effects of velocity-gradients and opacity on line transfer in laser-produced plasmas. *JQSRT*, 52 (5): 531-544.

Doyle, J. G., McWhirter, R. W. P., 1980. An approximate calculation of the effect of opacity in the solar spectral lines of C iii. *Mon Not R Astron Soc.*, 193: 947.

Eder, D. C., Scott, H. A., Maxon, S. ve London, R. A. 1992. Photon trapping models for X-ray lasers. *Appl Opt.*, 31 (24): 4962-4968.

Elton, R. C. 1990. *X-ray lasers*. Academic Pres, New York.

Fishman, I.S., Il'in, G. G. ve Salakhov, MKh.1995. Spectroscopic diagnostics of a strongly inhomogeneous optically thick plasma. 2. Determination of atom concentration and variations of different physical values in the plasma cross-section using asymmetric self-reversed emission and absorption-lines. *Spectrochim Acta B*, 50 (10): 1165–78.

Fornaciari, N. R., Bender, H., Buchenauer, D., Dimkoff, J. L., Kanouff, M. P., Karim, S., Romeo, C., Shimkaveg, G. M., Silfvast, T. ve Stewart, K. D. 2002. Power scale-up of the extreme-ultraviolet electric capillary discharge source. *Proc. SPIE* 4688: 110-121.

Fujioka, S., Nishimura, H., Nishihara, K., Sasaki, A., Sunahara, A., Okuno, T., Ueda, N., Ando, T., Tao, Y., Shimada, Y., Hashimoto, K., Yamaura, M., Shigemori, K., Nakai, M., Nagai, K., Norimatsu, T., Nishikawa, T., Miyanaga, N., Izawa, Y. ve Mima, K. 2005. Opacity Effect on Extreme Ultraviolet Radiation from Laser-Produced Tin Plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 95: 235004.



- Glavatskikh, I. A., Kortov, V. S. ve Fitting, H. J. 2001. Self-Consistent Electrical Charging of Insulating Layers and Metal-Insulator-Semiconductor Structures. *J. Appl. Phys.*, 89: 440-448.
- Griem, H. R. 1964. *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York.
- Gwyn, C. W., Stulen, R., Sweeney, D. ve Attwood, D. 1998. Extreme ultraviolet lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B.*, 16: 3142–3149.
- Hall, T. A. 1985. Diagnostics of laser produced plasmas. In: Hooper M. B., Editor. *Laser plasma interactions. Scottish Universities Summer School in Physics*, (Vol. 3): 341-382.
- Harilal, S. S., O'Shay, B., Tillack, M. S., Tao, Y., Paguio, R., Nikroo, A. ve Back, C. A. 2006. Spectral control of emissions from tin doped targets for extreme ultraviolet lithography. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 39: 484-487.
- Hartgers, A., Dijk Van, J., Jonkers, J., Van Der Mullen, J. A. M. 2001. *CR Model: A General Collisional Radiative Modelling Code*, Computer Physics Communications, 135: 199-218.
- Hayden, P., White, J., Cummings, A., Dunne, P., Lysaght, M., Murphy, N., Sheridan, P. ve O'Sullivan, G. 2006. Tin based laser-produced plasma source development for EUVL. *Microelectronic Engineering*, 83:699-702.
- Henke, B. L., Smith, J. A., ve Attwood, D. T. 1977. 0.1-10-keV X ray-induced electron emissions from solids-models and secondary electron measurements," *J. Appl. Phys.*, 48: 1852-1866.
- Holden, P. B., Pert, G. J. 1992. The derivation of scaling laws for the lithium-like aluminium recombination lasers. *J. Phys B*, 25:3085-3092.
- Holstein, T. 1947. Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. *Phys. Rev.*, 72: 1212.
- Hughes, T. P. 1979. *20th Summer School in Plasma Physics – Laser Plasma Interactions* eds. R. Cairns and J. Sanderson.
- Hummer, D. G., Rybicki G. B. 1982. 2nd-Order escape probability approximations in radiative-transfer. *Astro Phys J.*, 263 (2):925–34.
- Hutchinson, I. H. 1987. *Principles of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Pres.
- Iglesias, C.A. ve Rogers, F.J.1991. *The Astrophysical Journal*, 371: 408-417.

Irons, F. E., 1979. The escape factor in plasma spectroscopy-I. The escape factor defined and evaluated. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 22: 1-20.

Irons, F. E. 1990. Concerning an equality between the net radiative bracket and escape probability in a moving medium. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 43 (2): 99-106.

Irons, F. E. 1990. Clarification of Sobolev's derivation of the escape-probability method of radiative transfer. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 44 (3): 361-371.

Irons, F. E. 1991. Concerning a constant source function method of radiative transfer. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 45 (4): 217-223.

Jordan, C. 1967. The Relative Intensities Of CI Lines In The Solar Euv Spectrum. *Solar Phys*, 2: 441.

Kaastra, J. S., Mewe, R. 1995. Optical depth effects in the X-ray-emission from supernova-remnants. *Astron Astrophys.*, 302 (2): 13-16.

Kauffman, R. L., Phillion, D. W. ve Spitzer, R. C. 1993. X-ray production 13 nm from laser-produced plasmas for projection x-ray lithography applications. *Appl. Opt.*, 32: 6897.

Kearney, P. A., Moore, C.E., Tan, S.I., Vernon, S.P. ve Levesque, R.1997. Mask Blank for Extreme Ultraviolet Lithography: Ion beam sputter deposition of low defect density Mo/Si multilayers. *J. Vac. Sci. and Tech B.*, 15 (6): 2452-2454.

Key, M. H. 1991. Energy transport in laser-produced plasmas. In: Rosenbluth MN, Sagdeev, R. Z., Eds. *Handbook of plasma physics*, (Vol. 3). Elsevier Science, Amsterdam: 575-611.

Kodama, R., Mochizuki, T., Tanaka, K. A. ve Yamanaka, C. 1987. Enhancement of keV x-ray emission in laser-produced plasmas by a weak prepulse laser. *Appl. Phys. Lett.*, 50: 720.

Kondo, H., Tomie, T. ve Yano, M. 1994. Optimization of a laser-plasma x-ray source for contact x-ray microscopy. *J. Appl. Phys.*, 75:3798.

Lawes, R.A. 2000. Future trends in high-resolution lithography. *Applied Surface Science*, 154-155: 519-526.

Lee, R. W., Whitten, B. L., Strout, II R. E. 1984. Spectra –A Model for K-Shell Spectroscopy. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 32: 91-101.

Lee, R. W. 1995. *The How to for FLY*. Handbook delivered with the code, Cascade Applied Sciences. Inc., Boulder.

Levinson, H. J. 2001. *Principles of Lithography*, SPIE Press, Bellingham, WA.

Li, K. J., Ding, Y. J., Zhong, S. H. 1995. The self-reversal line of a solar prominence and its broadening mechanism. *Mon Not R Astron Soc.*, 274 (3):689-693.

Mangat, P. J.S., Hector, S. D., Rose, S., Cardinale, G.F., Tejnil, E. ve Stivers, A. 2000. EUV mask fabrication with Cr absorber. *Proc. SPIE.*, 3997: 76-82.

Marx, B. 2003. *Laser Focus World* 39(4): 34.

McWhirter, R. W. P. 1965. *Spectral Intensities, In: Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press Inc., New York. 201 p.

Miyamoto, M., Shimoura, A., Amano, S., Fukugaki, K., Kinugasa, H., Inoue, T. ve Mochizuki, T. 2005. Laser wavelength and spot diameter dependence of extreme ultraviolet conversion efficiency in  $\omega$ ,  $2\omega$ , and  $3\omega$  Nd:YAG laser-produced plasmas. *Appl. Phys.Lett.*, 86: 261502.

Moore, G. E. 1965. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics*, 38.

Moyer, R. H. ve St. Pierre, R. J. 2002. Xenon target performance characteristics for laser-produced plasma EUV sources. *Proc. SPIE*, 4688: 94-101.

Nagel, D. J., Brown, C. M., Peckerar, M. C., Ginter, M. N., Robinson, J. A., McIlrath, T. L. ve Carrol, P. K. 1984. Repetivity pulsed-plasma soft X-ray source. *Appl. Opt.*, 23: 1428

Pepin, H., Grek, B., Rheault, F. ve Nagel, D. J. 1977. X-ray emission measurements from CO<sub>2</sub>-laser-created plasmas. *J. Appl. Phys.*, 48: 3312

Pert, G. J. 1983. The hybrid model and its application for studying free expansion. *J. Fluid Mech.*, 131: 401.

Pert, G. J. 1986. Models of laser plasma ablation. *J. Plasma Phys.*, 35: 43.

Pert, G.J. 1987. The use of flows with uniform velocity gradient in modelling free expansion of a polytropic gas. *Laser and Particle Beams*, 5: 643.

Pestehe, S. J. ve Tallents, G. J., Turcu, I. C. E., Abou-Ali, Y., Hirst, G., Powers, M. ve Shaikh, W. 2002. Efficiency of 1.5-4.5 keV X-Ray Production from 2 ps Duration KrF Laser Pulses Incident Onto Solid Targets. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 35: 1117-1122.

Pestehe, S. J. ve Tallents, G. J. 2002. Escape factors for laser plasmas. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 72: 853–878.

Peyrusse, O. 1992. A Model for The Simulation of Nonequilibrium Line Transfer In Laboratory Plasma. *Phys. Fluids B*, 4 (7): 2007.

Plowes, J. 1995. Ray optics of x-ray lasers, Phd Dissertation (Doktora Tezi). University of York, UK.

Rajyaguru, C., Higashiguchi, T., Koga, M., Kawasaki, K., Hamada, M., Dojyo, N., Sasaki, W. ve Kubodera, S. 2005. *Appl. Phys. B.*, 80: 409-412.

Rosenbluth, M.N. ve Sagdeev, R.Z. 1991. *Handbook of plasma Physics.*, (3).

Rybicki, G. B. 1984. *Methods in radiative transfer*. Cambridge University Pres, Cambridge. 21-64.

Shearer, J. W., Mead, S. W., Petruzzi, J., Rainer, F., Swain, J. E. ve Violet, C. E. 1972. Experimental Indications of Plasma Instabilities Induced by Laser Heating. *Phys. Rev. A.*, 6: 764.

Sheats, J. R. ve Smith, B. W. 1998. *Microlithography: Science and Technology*. Marcel Dekker, Inc., New York.

Shevelko, A. P., Shmaenok, L. A., Churilov, S. S., Bastiaensen, F. J. ve Bijkerk, F. 1998. Extreme Ultraviolet Spectroscopy of a Laser Plasma Source for Lithography. *Phys. Scr.* 57, 276-282.

Shields, H., Fornaca, S. W., Petach, M. B., Michaelian, M., McGregor R. D., Moyer, R. H. ve St.Pierre, R. J. 2002. Xenon target performance characteristics for laser-produced plasma EUV sources. *Proc. SPIE*, 4688: 94.

Shields, H., Fornaca, S. W., Petach, M. B., Orsini, R.A. Moyer, R. H. ve St.Pierre, R. J. 2002. Laser-Produced Plasma Light Source for Extreme Ultraviolet Lithography, *Proceedings Of The IEEE.*, 90 (10): 1689.

Shimada, Y., Nishimura, H., Nakai, M., Hashimoto, K., Yamaura, M., Tao, Y., Shigemori, K., Okuno, T., Nishihara, K., Nishikawa, T., Kawamura, T., Sunahara, A., Sasaki, A., Nagai, K., Norimatsu, T., Fujioka, S., Uchida, S.,

Miyanaga, N., Izawa, Y. ve Yamanaka, C. 2005. Characterization of extreme ultraviolet emission from laser-produced spherical tin plasma generated with multiple laser beams. *Appl. Phys. Lett.*, 86: 051501.

Silfvast, W. T. 1996, *Laser Fundamentals*, Cambridge University Press. Cambridge.

Sobelman, I. I., Vainshtein, L. A. ve Yukov, E. A. 1995. *Excitations of Atoms and Broadening of Spectral Lines*. Springer

Sobolev, V. V. 1957. *Sov Astron Astrophys J.*, 1: 678.

Sondhauss, P., Rose, S. J., Lee, R. W., Al'Miev, I. ve Wark, J. S. 2001. Extension of The Code Suite FLY To A Multi-Cell Postprocessor for Hydrodynamic Plasma Simulation Codes. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 71: 721-728.

Spitzer, R. C., Kauffman, R. L., Orzechowski, T., Phillion, D. W. ve Cerjan, C. 1993. Soft x-ray production from laser produced plasmas for lithography applications. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11: 2986–2989.

Spitzer, R. C., Orzechowski, T. J., Phillion, D. W., Kauffman, R. L. ve Cerjan, C. 1996. Conversion efficiencies from laser-produced plasmas in the extreme ultraviolet regime. *Journal of Applied Physics* 79(5): 2251-2258.

Stamm, U. 2004. Extreme ultraviolet light sources for use in semiconductor lithography-state of the art and future development. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 37: 3244-3253.

Sweeney, D. (1999). *Extreme Ultraviolet Lithography-Imaging the Future*, from <http://www.llnl.gov/str/Sween.html>.

Tallents, G.J. 1978. The effect of Lyman  $\alpha$  self-absorption on population inversions between quantum states 2 and 3 of hydrogen-like ions in recombining plasmas. *J. Phys B*, 11 (5): 157–61.

Tallents, G. J. 1980. An investigation of the potential of optically thick line profiles for determining laser-produced plasma parameters. *J. Phys B Mol Phys.*, 13: 3057-3072.

Tallents, G. J. 1997/98. *Central Laser Facility Annual Report*, 60 p

Tao, Y. ve Tillack, M. S. 2006. Mitigation of fast ions from laser-produced Sn plasma for an extreme ultraviolet lithography source. *Appl. Phys. Lett.*, 89: 111502.

Tichenor, D. A. . et al., 2002. Performance Upgrades in the EUV Engineering Test Stand. *Emerging Lithographic Technologies, Proc. SPIE*, 4688:

Thompson, K. C., Antonsen, E. L., Hendricks, M. R., Jurczyk, B. E., Williams, M. ve Ruzic, D. N. 2006. Experimental test chamber design for optics exposure testing and debris characterization of a xenon discharge produced plasma source for extreme ultraviolet lithography. *Microelectronic Engineering*, 83 (3): 476-484.

Tomie, T. *et al.*, 1987. *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng.*, 831: 224.

Tomie, T., Aota, T., Ueno, Y., Niimi, G., Yashiro, J. L., Matsushima, I., Komiyama, K., Lee, D. H., Nishigori, K. ve Yokota, H. 2003. Use of tin as a plasma source material for high conversion efficiency. *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng.*, 5037: 137.

Tomie, T. ve Aota, T. 2005. Ultimate Efficiency of Extreme Ultraviolet Radiation from a Laser-Produced Plasma. *Phys.Rev. Letters*, 94: 015004.

Turcu, I. C. E. ve Dance, J. B. 1998. *X-Rays From Laser Plasmas: Generation and Applications*. John Wiley& Sons, Chichester, NY....p

Vernon, S. P., Kearney, P. A., Tong, W. M., Prisbrey, S., Larson, C., Moore, C. E., Weber, F. W., Cardinale, G., Yan, P.-Y. ve Hector, S. D. 1998. Masks for extreme ultraviolet lithography. *Proc. SPIE.*, 3546: 184–193.

Wark, J. S., Rose, S. J., Patel, P.K., Djaoui, A., Renner, O. Ve Hauer, A. 1997. Astrophysically relevant experiments on radiation transfer through plasmas with large velocity gradients. *Phys Plasmas*, 4 (5):2004-2010.

Yan, P. -Y., Zhang, G., Kofron, P., Chow, J., Stivers, A., Tejnil, E., Cardinale, G. ve Kearney, P. 1999. EUV mask patterning approaches. *Proc. SPIE*, 3676: 309.

Yariv, A. 1989. *Quantum Electronics*. John Wiley& Sons, Chichester, NY.

Zel'dovich, Y. ve Raizer, Y. 1967. *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*, NewYork.101-106.

## ÇİZELGELER

Tablo 2.1 Bazı önemli laserler için kritik yoğunluklar.....	5
-------------------------------------------------------------	---

## ŞEKİLLER

Şekil 2.1. Laser ile oluşturulan plazma ortamı.....	4
Şekil 2.2. Laser ile oluşturulan plazma ortamının modellenmesi.....	22
Şekil 3.1 Projeksiyon litografi sisteminin şematik gösterimi.....	28
Şekil 3.2. Elektromanyetik spektrumun kısa dalgaboyu bölgesi.....	29
Şekil 3.3. Işık kaynağı laser ile oluşturulan plazma olan uç-morötesi litografi şeması.....	31
Şekil 3.4. Uç-morötesi litografide kullanılan çok katmanlı Mo/Si aynalar.....	34
Şekil 3.5 Uç-morötesi litografide kullanılan foto-maskenin şematik gösterimi.....	34
Şekil 3.6. Pozitif ve negatif direnç kullanarak elde edilen desenler.....	37
Şekil 4.1. $5 \times 10^{12}$ W/cm <sup>2</sup> şiddetindeki tek laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan X-ışınlarının saydamsızlık hesapları yapılmadan elde edilen rezonans çizgi spektrumu.....	45
Şekil 4.2. $5 \times 10^{12}$ W/cm <sup>2</sup> şiddetindeki tek laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan X-ışınlarının saydamsızlık hesapları yapılarak elde edilen rezonans çizgi spektrumu.....	45
Şekil 4.3. $5 \times 10^{12}$ W/cm <sup>2</sup> şiddeti ile $1 \times 10^{15}$ W/cm <sup>2</sup> şiddetindeki ikili laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan X-ışınlarının saydamsızlık hesapları yapılmadan elde edilen rezonans çizgi spektrumu.....	46
Şekil 4.4. $5 \times 10^{12}$ W/cm <sup>2</sup> şiddeti ile $1 \times 10^{15}$ W/cm <sup>2</sup> şiddetindeki ikili laser atımı ile oluşturulan kalay plazma ortamından yayılan X-ışınlarının saydamsızlık hesapları yapılarak elde edilen rezonans çizgi spektrumu.....	47
Şekil 5.1. Simülasyonda kullanılan kalay hedefin şematik gösterimi.....	50
Şekil 5.2. Simülasyonda kullanılan Nd:YAG laser atımının şematik gösterimi.....	50
Şekil 5.3. Elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğunun zamana göre değişimi.....	51
Şekil 5.4. Elektron sıcaklığı ve elektron yoğunluğunun uzaklığı göre değişimi.....	52
Şekil 5.5. Laser ile oluşturulan plazma ortamlarından yayılan, Ni-benzeri ve Co-benzeri X-ışınlarının, zaman ve uzay üzerinden toplam alınarak hesaplanan rezonans çizgi spektrumu.....	53
Şekil 5.6. Zn-, Cu-, Ni-, Co-, ve Fe- benzeri iyonlardan elde edilen zaman üzerinden toplam serbest-serbest ve serbest bağlı yayılması.....	54



Şekil 5.7. Simülasyonu yapılan şiddetin zamana göre değişimi .....	55
Şekil 5.8. Laser atım süresi 1,2 ns'de sabit tutularak $1 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ve $7,5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ arasında değişen sürücü laser şiddet değerleri için 12 Å - 25 Å dalgaboyu aralığında hesaplanan X-ışını dönüşüm verimlilikleri .....	56
Şekil 5.9. $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ şiddetinde Nd:YAG laser kullanılarak hesaplanan X-ışını dönüşüm verimliliklerinin laser atım süresinin fonksiyonu olarak değişimi .....	57
Şekil 5.10. X-ışını atım süresinin laser şiddetinin bir fonksiyonu olarak değişimi. Atım süresi 1,2 ns ve şiddeti $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ 'dir .....	58
Şekil 5.11. İkili laser atım konfigürasyonu .....	59
Şekil 5.12. Kalay ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri X-ışını rezonans çizgi spektrumu .....	60
Şekil 5.13. Serbest-serbest ve serbest-bağlı yayılmadan elde edilen sürekli X-ışını spektrumu .....	61
Şekil 5.14. $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ön atım şiddeti, $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ana atım şiddeti ve 200 ps zaman aralığında hesaplanan çizgi yayılması, sürekli yayılma ve toplam yayılmanın zamana göre değişimi .....	62
Şekil 5.15. Elektron yoğunluğu ve elektron sıcaklıklarının plazmanın genişleme uzunluğuna göre değişimi .....	63
Şekil 5.16. X-ışını dönüşüm verimliliğinin iki laser atımı arasındaki zaman farkına göre değişimi .....	64
Şekil 5.17. Ana laser atımının şiddet değerleri için X-ışını dönüşüm verimliliği. ....	65
Şekil 6.1. Zaman ve uzay üzerinden toplam alınarak hesaplanan kalay plazma ortamından yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri uç-morötesi ışınların spektrumu .....	68
Şekil 6.2. Zn-, Cu-, Ni-, Co-, ve Fe- benzeri iyonlardan elde edilen zaman üzerinden toplam serbest-serbest ve serbest bağlı yayılma .....	68
Şekil 6.3. Elektron yoğunluğunun plazmanın genişleme uzunluğuna göre değişim grafiği .....	69
Şekil 6.4. Elektron yoğunluğunun zamana bağlı olarak değişimi .....	69
Şekil 6.5. Elektron sıcaklığının plazmanın genişleme uzunluğuna göre değişim grafiği .....	70
Şekil 6.6. Elektron sıcaklığının zamana bağlı olarak değişimi .....	70

Şekil 6.7. 1,2 ns atım uzunluğundaki Nd:YAG laserinin farklı dalgaboylarının kullanılmasıyla hesaplanan uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliklerinin laser şiddetinin fonksiyonu olarak gösterimi.....	71
Şekil 6.8. $1 \times 10^{13}$ W/cm <sup>2</sup> şiddetinde Nd:YAG laser kullanılarak hesaplanan uç-morötesi ışınlar dönüşüm verimliliklerinin laser atım süresinin fonksiyonu olarak değişimi.....	72
Şekil 6.9. İkili laser atım konfigürasyonu.....	73
Şekil 6.10. İkili laser atım konfigürasyonu ile zaman ve uzay üzerinden toplam alınarak hesaplanan Ni-benzeri ve Co- benzeri uç-mor-ötesi ışınlar .....	74
Şekil 6.11. 1064 nm dalgaboylu laser için elektron yoğunluğunun zamana bağlı olarak değişimi.....	75
Şekil 6.12. 1064 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının zamana bağlı olarak değişimi .....	75
Şekil 6.13. 1064 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının ve elektron yoğunluğunun uzaklığa göre değişimi .....	76
Şekil 6.14. 532 nm dalgaboylu laser için elektron yoğunluğunun zamana bağlı olarak değişimi .....	77
Şekil 6.15. 532 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının zamana bağlı olarak değişimi .....	77
Şekil 6.16. 532 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının ve elektron yoğunluğunun uzaklığa göre değişimi .....	78
Şekil 6.17. 355 nm dalgaboylu laser için elektron yoğunluğunun zamana bağlı olarak değişimi .....	79
Şekil 6.18. 355 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının zamana bağlı olarak değişimi .....	79
Şekil 6.19. 355 nm dalgaboylu laser için elektron sıcaklığının ve elektron yoğunluğunun uzaklığa göre değişimi .....	80
Şekil 6.20. $5 \times 10^{12}$ W/cm <sup>2</sup> ön atım şiddeti, $6,7 \times 10^{14}$ W/cm <sup>2</sup> ana atım şiddeti ve 200 ps zaman aralığında hesaplanan yayılmanın zamana göre değişimi.....	81
Şekil 6.21. Uç-morötesine dönüşüm verimliliğinin iki laser atımı arasındaki zaman farkına göre değişimi.....	82
Şekil 6.22 Ana laser atım şiddeti için uç-morötesine dönüşüm verimliliği.....	83

Şekil 6.23. Değişen ön laser atım süreleri için uç-morötesine dönüşüm verimliliği..	84
Şekil 6.24. Ana laser atım süreleri için uç-morötesine dönüşüm verimliliği.....	85

## YAŞAM ÖYKÜSÜ

### Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı :Betül ATALAY  
Doğum Yeri, Yılı :Göle, 1978  
Adres :Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat  
Fakültesi, Fizik Bölümü  
Email :batalay@comu.edu.tr

### Eğitim Durumu

1983-1991 :100. Yıl İlköğretim Okulu  
1991-1994 :Göle 100. Yıl Lisesi  
1994-1995 :Orta Doğu Teknik Üniversitesi – Yabancı Dil Hazırlık  
Okulu  
1995-1999 :Orta Doğu Teknik Üniversitesi- Fizik Bölümü  
2000- 2002 :Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen Bilimleri  
Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans  
2002- :Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen Bilimleri  
Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı, Doktora

### Mesleki Deneyim

2000- :Çanakkale Onsekiz Mart Üniversitesi, Fen-Edebiyat  
Fakültesi, Fizik Bölümünde Araştırma Görevliliği.

### Yayınlar

Atalay, B., Aydın, R., Demir, A., Kenar, N., Kacar, E. 2006. “Simulation of Ni-like and Co-like X-rays emitted from laser produced tin plasmas,” *Czech. Journal Of Physics*, 56(B): 430-435.

### Katıldığı Kongre ve Konferanslar

1. Eylül-2004, “Ataletsel Navigasyon Sistemleri” Türk Fizik Derneği 22. Fizik Kongresi, Bodrum(Bildirisi).

2. Haziran-2006, "Simulation of Ni-like and Co-like X-rays Emitted From Laser Produced Tin Plasmas" 22<sup>nd</sup> Symposium on Plasma Physics and Technology, Prag, Çek Cumhuriyeti (Poster).

**Yabancı Dil**

İleri derecede İngilizce.