

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**LAZERLE OLUŞTURULAN PLAZMA ORTAMLARININ
HİDRODİNAMİK MODELLENMESİ**

YÜKSEK LİSANS

Fizikçi Pınar DEMİR

Anabilim Dalı: Fizik

Danışman: Yrd.Doç.Dr. Elif KAÇAR

KOCAELİ, 2006

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**LAZERLE OLUŞTURULAN PLAZMA ORTAMLARININ
HİDRODİNAMİK MODELLENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizikçi Pınar DEMİR

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih: 12 Aralık 2006

Tezin Savunulduğu Tarih: 12 Ocak 2007

Tez Danışmanı

Üye

Üye


Yrd.Doç.Dr.Elif KAÇAR

Prof.Dr.Arif DEMİR

Yrd.Doç.Dr.Şerafettin YALTKAYA

(.....)


(.....)


(.....)


KOCAELİ, 2006

ÖNSÖZ

Yüksek lisans tez çalışmamın hazırlanmasında, sabır ve titizlikle verdiği tüm emekler ve geleceğe yönelik kazandırdığı bilimsel bakış açısı için sayın hocam Elif KAÇAR'a teşekkür ederim.

Yüksek lisans çalışmam süresince yol göstericiliği ve motivasyonu ile çalışmalarımın bu noktaya gelmesinde büyük önemi olan değerli hocam Arif DEMİR'e teşekkür ederim.

Tez çalışmam sırasında yardımlarını esirgemeyen Kocaeli Üniversitesi Öğretim Üyelerinden sayın hocalarım Necla KENAR'a, Timur CANEL'e ve Lатарum'daki çalışma arkadaşlarım Erhan AKMAN, Belgin GENÇ ve Levent CANDAN'a teşekkür ederim.

Aileme, yüksek lisans çalışmalarım süresince gösterdikleri sabır ve destek için teşekkür eder saygılarımı sunarım.

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ.....	i
İÇİNDEKİLER.....	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iv
SİMGELER.....	vi
ÖZET.....	viii
İNGİLİZCE ÖZET.....	ix
1. GİRİŞ.....	1
2. LAZERLE ÜRETİLEN PLAZMA ORTAMLARI.....	3
2.1. Plazma ve Plazma Parametreleri.....	3
2.1.1. Yoğunluk.....	4
2.1.2. Sıcaklık	4
2.1.3. Debye uzunluğu.	4
2.1.4. Plazma frekansı	5
2.1.5. Siklotron (Cyclotron) frekansı ve Larmor yarıçapı	5
2.1.6. Isısal hız	6
2.2. Lazerle Üretilen Plazmalar ve Ortamın Kullanıldığı X-Işını Lazerler	6
2.2.1. Çarpışmalı uyarılma ile üretilen X-ışını lazerler	8
2.2.1.1. Ne-benzeri çarpışmalı x-ışını lazerler	9
2.2.1.2 Ni-benzeri çarpışmalı x-ışını lazerler	11
2.2.1.3 Geçici çarpışmalı uyarılma	13
2.2.1.4 Hedef ile açı yapacak şekilde pompalama	14
2.2.2 Tekrar-birleşme ile pompalanan x-ışını lazerler	15
2.3. X-ışını lazerlerde verimi arttırmak için kullanılan teknikler	16
2.3.1 Hedef geometrileri	18
2.3.2 Atım konfigürasyonları	19
2.4 Sonuç	20
3. LAZERLE OLUŞTURULAN PLAZMA ORTAMLARININ SİMÜLASYON YÖNTEMİ.....	21
3.1. Plazma Simülasyonu	21
3.1.1. Plazma simülasyon yöntemleri	22
3.1.2. Lazerle oluşturulan plazma simülasyon kodları	22
3.1.2.1. Hidrodinamik kodlar	23
3.1.2.2. Çarpışmalı ışımali kodlar	23
3.3. Simülasyon Kodu: EHYBRID	24
3.4. Simülasyonda Ele Alınan Fiziksel Süreçler	25
3.4.1. Plazma yayılım süreçleri	26
3.4.1.1. Serbest-serbest yayılım.....	26
3.4.1.2. Serbest-bağlı yayılım.....	26
3.4.1.3. Bağlı-bağlı yayılım	27
3.4.2. Einstein katsayıları	28
3.4.3. Lazer kazancı ve doyma şiddeti	30
3.4.3.1. Sayı yoğunluğu tersinimi ve kazanç	30
3.4.3.2. Doyma şiddeti.....	31

3.5. Sonuç	32
4. GEÇİCİ ÇARPIŞMALI UYARILMA TEKNİĞİ İLE POMPALANAN Ne-BENZERİ DEMİR X-IŞINI LAZER ORTAMININ MODELLENMESİ	33
4.1. Giriş	33
4.2. Ne-Benzeri Fe X-ışını lazer Ortamının Hidrodinamik Modellenmesi	33
4.2.1. Simülasyonda varsayılan deneysel parametreler	33
4.2.2. Ön-atım süresinin plazma parametrelerine etkisi	35
4.2.3. Ön- atım şiddetinin plazma parametrelerine etkisi	39
4.2.4. Ön-atım ve ana-atım arasındaki zaman farkının plazma parametrelerine etkisi	40
4.2.5. Kazanç	41
4.3. Sonuç	42
5. HEDEFE GELİŞ AÇISI İLE POMPALANAN Ni-BENZERİ Sn VE Ni-BENZERİ Mo X-IŞINI LAZER ORTAMLARININ MODELLENMESİ.....	43
5.1. Giriş.....	43
5.2. Hedefe Geliş Açısı İle Pompalama Yöntemi.....	43
5.3. Hedefe Geliş Açısı İle Pompalanan Ni-Benzeri Sn X-ışını Lazer Ortamının Modellemesi.....	44
5.4. Hedefe Geliş Açısı İle Pompalanan Ni-Benzeri Mo X-ışını Lazer Ortamının Modellemesi.....	50
5.5 Sonuç.....	53
6. SONUÇ.....	55
KAYNAKLAR.....	57
KİŞİSEL YAYINLAR.....	66
ÖZGEÇMİŞ.....	67

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	Lazer demetinin katı hedef üzerine odaklanması ile üretilen x-ışını lazer.....	7
Şekil 2.2.	Üç seviyeli lazer sistemi için enerji seviyeleri diyagramı.....	9
Şekil 2.3.	Ne-benzeri iyonlarda elektron çarpışmalı uyarılmanın şematik diyagramı.....	10
Şekil 2.4.	Ni-benzeri iyonlarda elektron çarpışmalı uyarılmanın şematik diyagramı.....	12
Şekil 2.5.	Tipik bir hedefe geliş açısı ile pompalanan x-ışını lazer deneyinin dizilimini gösteren şematik diyagram.....	14
Şekil 2.6.	Dalgaboyu 18.2 nm olan H-benzeri C tekrar-birleşme lazerinde, n=3 ve n=2 seviyeleri arasında oluşan sayı yoğunluğu tersiniminden sorumlu olan süreçler.....	15
Şekil 2.7.	Kazanç ortamında meydana gelen kırınım etkilerini azaltmak amacı ile kullanılan (a) çift hedef konfigürasyonu (b) bükümlü hedef konfigürasyonu.....	19
Şekil 4.1.	Yapılan simülasyonda ele alınan hedef özellikleri ve atım konfigürasyonu	34
Şekil 4.2.	Farklı ön atım süreleri için plazma uzunluğunun bir fonksiyonu olarak, elektron sıcaklığının değişimi.....	35
Şekil 4.3.	Farklı ön-atım süreleri için plazma uzunluğunun fonksiyonu olarak elektron yoğunluğunun değişimi.....	36
Şekil 4.4.	Farklı ön-atım süreleri için plazma uzunluğunun fonksiyonu olarak plazma genişleme hızının değişimi.....	36
Şekil 4.5.	Farklı ön-atım süreleri için plazma uzunluğunun fonksiyonu olarak iyon sıcaklığının değişimi.....	37
Şekil 4.6.	Farklı ön-atım süreleri için plazma uzunluğunun fonksiyonu olarak iyonlaşma derecesinin değişimi.....	37
Şekil 4.7.	2.001 ns ve 0.6 ns anlarında elektron yoğunluğunun plazma uzunluğuna göre değişimi.....	38
Şekil 4.8.	Farklı ön-atım süresi değerleri için ana-atımın bitiş anında alınan enerji değerleri.....	39
Şekil 4.9.	Ana-atım şiddetinin yüzdesi olarak farklı ön-atım şiddet değerleri için enerji değerlerinin değişimi.....	39
Şekil 4.10.	Ana-atımın gecikme zamanının fonksiyonu olarak enerji parametelerinin değişimi.....	40
Şekil 4.11.	Ana-atımın gecikme zamanının fonksiyonu olarak enerji parametelerinin değişimi.....	41
Şekil 4.12.	25.5 nm dalgaboyunda Ne-benzeri Fe X-ışını lazer çizgisinin kazancının zamana göre değişimi.....	42
Şekil 5.1.	Tipik bir hedefe geliş açısı ile pompalanan x-ışını lazer deneyinin dizilimini gösteren şematik diyagram.....	44

Şekil 5.2.	200 mJ toplam sürücü lazer enerjisi için 11.9 nm dalga-boyundaki Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının, ana-atımın hedef yüzeyinin normaliyle yaptığı açının fonksiyonu olarak değişimi.....	45
Şekil 5.3.	300 mJ toplam sürücü lazer enerjileri için 11.9 nm dalga-boyundaki Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının, ana-atımın hedef yüzeyinin normaliyle yaptığı açının fonksiyonu olarak değişimi.....	45
Şekil 5.4.	11.9 nm dalgaboyundaki Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının ve Co-benzeri rezonans çizgilerinin Ni-benzeri rezonans çizgilerine oranının ön-atım enerjisinin ana-atım enerjisine oranının fonksiyonu olarak değişimi.....	46
Şekil 5.5.	Kazancın ve Co-benzeri rezonans çizgilerinin Ni-benzeri rezonans çizgilerine oranının ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanı fonksiyonu olarak değişimi.....	47
Şekil 5.6.	Sn plazmadan yayılan zaman üzerinden toplam Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi spektrumu.....	48
Şekil 5.7.	Sn plazmadan yayılan rezonans çizgi şiddetlerinin ve kazanç katsayısının zamana göre değişimi.....	48
Şekil 5.8.	Elektron yoğunluğunun ve 11.9 nm'de Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının zamanın fonksiyonu olarak değişimi.....	49
Şekil 5.9.	Elektron sıcaklığının ve 11.9 nm'de Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının zamanın fonksiyonu olarak değişimi.....	49
Şekil 5.10.	18.9 nm ve 18.2 nm dalga boylarındaki Ni-benzeri Mo x-ışını lazer çizgilerinin kazancının, ana-atımın hedef yüzeyine geliş açısının bir fonksiyonu olarak değişimi.....	51
Şekil 5.11.	18.9 nm ve 18.2 nm dalga boylarındaki Ni-benzeri Mo x-ışını lazer çizgilerinin kazancının, ana-atımın enerjisinin fonksiyonu olarak değişimi.....	52
Şekil 5.12.	Molibdenyum plazmadan yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi spektrumu.....	52
Şekil 5.13.	Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi şiddetleri toplamının ve 18.9 nm ile 18.2 nm dalga boylarındaki Ni-benzeri Mo x-ışını lazer çizgilerinin kazanç katsayılarının zamana göre değişimi.....	53

SİMGELER

A_{ij}	: kendiliğinden geçiş olasılığı
B	: magnetik alan
B_{ul}	: uyarılmış yayınım için Einstein katsayısı
B_{lu}	: soğurma için Einstein katsayısı
c	: ışık hızı
E_u, E_l	: seviyelerin enerjileri
e	: elektronun yükü
ϵ_0	: boşluğun dielektrik geçirgenliği
Fe	: Demir
h	: Planck sabiti
H	: Hidrojen
I	: ışımaya şiddeti
I_{doyma}	: doyma şiddeti
$I_{toplama}$: plazma ortamından yayılan rezonans çizgilerinin şiddeti
K_0	: soğurma katsayısı
k	: Boltzmann sabiti
L	: plazma uzunluğu
L_d	: doyma uzunluğu
Li	: Lityum
λ_D	: Debye uzunluğu
Mo	: Molibdenyum
m_j	: yüklü parçacıkların kütlesi
N_e	: λ_D yarıçaplı küre içindeki elektronların sayısı
Ne	: Neon
N_u, N_l	: seviyelerin yoğunlukları
Ni	: Nikel
n_e	: elektron yoğunluğu
n_{ec}	: kritik yoğunluk
n_j	: yüklü parçacıkların yoğunluğu
r_0	: klasik elektron yörünge yarıçapı
r_L	: Larmor yarıçapı
Sn	: Kalay
T	: kaçış faktörü
T_e	: elektron sıcaklığı
ω_{pj}	: plazma frekansı
ω_c	: siklotron frekansı
v_j	: yüklü parçacığın hızı
v_{thj}	: ısısal hız
η	: kırılma indisi
λ	: dalga boyu
θ_r	: radyal sapma açısı
g_i, g_j	: sırasıyla alt ve üst lazer seviyelerin istatistiksel ağırlıkları
$\Delta\lambda$: Doppler çizgi genişliği

- μ : verilen bir elementin kütle numarası
 $u(\nu)$: birim frekans başına ışıma enerji yoğunluğu
 ν : ışıma frekansı
 σ_{ul} : uyarılmış yayılma tesir kesiti
 τ : seviyenin yaşam ömrü

LAZERLE OLUŞTURULAN PLAZMA ORTAMLARININ HİDRODİNAMİK MODELLENMESİ

Pınar DEMİR

Anahtar Kelimeler: Hidrodinamik Modelleme, Lazerle Oluşturulan Plazmalar, X-Işını Lazerler

Özet: X-ışını lazer elde etmek için aktif ortam olarak lazerle oluşturulan plazmalar kullanılır. Lazerle oluşturulan plazmaların elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı gibi plazma parametreleri ve bu plazmalardan yayılan ıőımalar deneysel ve teorik olarak incelenir.

Bu tezde, Demir hedefin iki atımdan oluşan sürücü lazerle enine aydınlatılmasıyla oluşan Ne-benzeri Demir plazma ortamı teorik olarak incelendi. Modellemede hidrodinamik kod EHYBRID kullanıldı. Elektron yoğunluğu, elektron ve iyon sıcaklığı gibi genel plazma parametrelerinin sürücü lazer konfigürasyonuna bağlı değişimleri incelendi. Simülasyonda ön-atım süresi, ön-atım şiddeti ve ana-atım gecikme zamanına bağlı olarak plazma parametrelerinin değişimi hesaplandı. Bu sürücü lazer konfigürasyon parametreleri, oluşan plazmanın elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı gibi plazma özelliklerini dolayısıyla x-ışını lazer üretimi için uygun olan aktif ortam oluşumunu etkiler ve belirler.

Son yıllarda geliştirilmiş olan, hedefle açı yapacak şekilde pompalama tekniği kullanılarak oluşturulan Ni-benzeri Sn ve Ni-benzeri Mo x-ışını lazer kazanç ortamları EHYBRID kodu ve bir son-işlemci kod kullanılarak modellendi. Simülasyonlarda Kalay ve Molibdenyum hedeflerinin, önce hedef normali doğrultusunda gönderilen bir ön lazer atımıyla aydınlatılarak bir ön-plazma oluşturulduğu ve ardından hedefle açı yapacak şekilde gönderilen bir ana-atımla aydınlatılmasıyla da lazer kazanç ortamı oluşturulduğu kabul edildi. Sürücü lazer konfigürasyon parametrelerine bağlı olarak Ni-benzeri Sn ve Ni-benzeri Mo x-ışını lazer kazanç ortamları modellendi ve lazer oluőumu için en iyi sürücü lazer konfigürasyonu ve plazma koşulları belirlendi.

HYDRODYNAMIC MODELLING OF LASER PRODUCED PLASMA MEDIA

Pınar DEMİR

Keywords: Hydrodynamic Modelling, Laser Produced Plasmas, X-Ray Lasers

Abstract: Laser produced plasmas are used as active medium for producing X-ray laser. Plasma parameters such as electron density, electron temperature, and radiations emitting from this plasmas are investigated experimentally and theoretically.

In this thesis, Ne-like Fe plasma medium produced by irradiating iron target with driving laser composed of two pulses is investigated theoretically. EHYBRID code is used for modelling. Variations of general plasma parameters such as electron density, electron temperature by driving laser configuration are investigated. In the simulation, variations of plasma parameters by pre-pulse duration, pre-pulse intensity and delay time are calculated. The driving laser parameters affect and determine the plasma properties and x-ray laser active medium.

Ni-like Sn and Ni-like Mo x-ray laser gain media produced using recently developed grazing incidence pumping method are simulated using EHYBRID code and a post-processor code. In the simulations, it is assumed that a pre-plasma is produced by irradiating Tin and Molibdenum targets with a pre-pulse in the direction of target normal and then laser gain medium is produced by irradiating the targets with a main-pulse with a grazing incidence angle. Ni-like Sn and Ni-like Mo x-ray laser gain media are modelled for driving laser configuration parameters. Optimum driving laser configuration and plasma conditions for producing x-ray laser are determined.

1. GİRİŞ

Bugün x-ışını lazer üretimi en verimli şekilde gerçekleşmekte ve çeşitli alanlarda kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında, x-ışını lazer kazanç ortamı olarak kullanılan lazerle oluşturulan plazma ortamının simülasyonları yapılmıştır. Özellikle de son üç yıl içerisinde geliştirilmiş olan ve başlangıç yıllarına göre çok düşük enerjili bir sürücü lazer kullanımı ile gerçekleştirilebilen, küçük laboratuvarlarda da yapımı mümkün olan, hedef ile açı yapacak şekilde pompalama tekniği ile ilgili simülasyon çalışmalarına ağırlık verilmiştir.

Plazma parametreleri verilerek plazmanın genel bir tanımının yapıldığı ikinci bölümde, x-ışını lazer elde etmek amacı ile aktif ortam olarak kullanılan lazerle üretilen plazma ortamları incelenerek x-ışını lazerin ilk üretildiği günden bu güne bu alanda yapılan teorik ve deneysel çalışmalar özetlendi. En verimli x-ışını lazer üretimi için geliştirilen teknikler incelendi.

Litografi, biyoloji, görüntüleme sistemleri gibi birçok alanda kullanılan x-ışını lazer deneylerinin tasarlanması ve deneyden sonra elde edilen verilerin değerlendirilmesi için modelleme çalışmaları önemlidir. Lazerle oluşturulan plazma ortamlarının modellenmesinde hidrodinamik kodlar, atomik fizik kinetik kodları, çarpışmalı ışımali kodlar ve ışın izi kodları kullanılmaktadır. Üçüncü bölümde bu kodlar kısaca incelenmiş ve bu tez çalışmasında kullanılan 1.5 boyutlu Lagrange formunda hidrodinamik kod EHYBRID'in işleyiş biçimi, çözüm yöntemleri ve kullanımı hakkında bilgilere yer verilmiştir.

Bu tez çalışması kapsamında farklı ortamlar için yapılan simülasyon sonuçları, dördüncü ve beşinci bölümlerde verilmiştir. Bu tezde iki farklı iyon durumu (Ne-benzeri ve Ni-benzeri) için, iki farklı pompalama tekniği kullanılarak üretilen x-ışını lazer ortamlarının simülasyonu gerçekleştirilmiştir. Hedef normaline paralel gelecek şekilde gönderilen bir sürücü lazer ile pompalanan Ne-benzeri Demir x-ışını

lazer ortamının simülasyon sonuçları dördüncü bölümde yer almaktadır. Beşinci bölümde ise hedef normal ile açı yapacak şekilde gönderilen bir sürücü lazer ile üretilen Ni-benzeri Molibdenyum ve Ni-benzeri Kalay x-ışını lazer ortamlarının simülasyon sonuçları verilmiştir. Simülasyon sonuçlarında da görüldüğü gibi, düşük bir sürücü lazer enerjisi ile x-ışını lazer elde etmek mümkündür.

Özellikle Ni-benzeri Kalay x-ışını lazeri için elde edilen kazanç katsayıları beklenenin çok üzerindedir. Ni-benzeri Kalay ortamı kullanılarak 11.9 nm dalgaboyunda x-ışını lazer elde edilebildiği gibi, pek çok litografi uygulamasında kullanılan 13.9 nm dalgaboyunda x-ışını üretimi de mümkündür. Bu teorik sonuçlar ışığında, Kocaeli Üniversitesi Lazer Teknolojileri Araştırma ve Uygulama Merkezi'nde ve Orta Doğu Teknik Üniversitesi Lazer Laboratuvarında Ni-benzeri Kalay x-ışını lazer üretmek mümkündür. Her iki laboratuvar da yeni kurulmuş olmalarına rağmen, simülasyon çalışmalarının sağladığı bilgi birikimi ile çok hızlı bir gelişim içerisinde. Önümüzdeki yıl içerisinde bu sistemler kullanılarak, x-ışını lazer alanında dünyanın bugün eriştiği noktayı yakalamak mümkün olacaktır.

2. LAZERLE ÜRETİLEN PLAZMA ORTAMLARI

Doğada yaygın olarak bulunan plazmalar evrenin %98'ini oluşturur. Evren'de bilinen maddelerin çoğu iyonlaşmış haldedir ve Güneş'in yüzey bölgeleri, yıldızlararası gaz bulutları, Dünya'nın magnetosferi gibi doğal olarak oluşan plazmalar, elektrik ve magnetik kuvvetlerin etkilerinden doğan farklı plazma-dinamiksel olaylar sergilerler. Plazma fiziği bilimi bu doğal olarak oluşan plazmalar hakkında bilgi ve kontrollü nükleer füzyon araştırmalarında ilerleme sağlamak için geliştirildi. Plazma fiziği bilimi günümüzde x-ışını lazerlerinin geliştirilmesi gibi diğer uygulamalarda da kullanılmaktadır [1].

2.1. Plazma ve Plazma Parametreleri

Plazma yüklü parçacıklardan oluşan iyonlaşmış gaz olarak tanımlanır ve maddenin dördüncü hali olarak kabul edilir. Bir gaz yeteri kadar ısıtıldığında, gazı oluşturan atomların veya moleküllerin iyonlaşıp elektronlara ve iyonlara ayrılmasıyla maddenin plazma hali meydana gelir. İyonlaşmış gazlar üzerine bilimsel çalışmalara öncülük eden Irving Langmuir maddenin bu yeni haline "plazma" adını vermiştir. "Plazma" adı Yunancadan gelir ve "biçimlendirilebilir veya jölemsi madde" anlamındadır [1].

Doğada var olan plazmaların yanı sıra laboratuvar ortamında üretilen ve çeşitli amaçlar için kullanılan birçok plazma ortamı bulunmaktadır. Plazma halini tanımlamak için gerekli temel parametreler parçacık yoğunlukları ve parçacık hareketi ile ilgilidir. Bu parametreler hem doğal olarak oluşan hem de laboratuvar ortamında üretilen plazmaları tanımlamak için kullanılır. Bu tezde hidrodinamik olarak modellenen plazma ortamları, x-ışını lazer üretmek için gerekli aktif ortam olan lazerle üretilen plazma ortamlarıdır. Bu bölümde plazmayı tarif etmek için gerekli olan plazma parametreleri, lazerle üretilen plazma ortamları ve bu plazmaların kullanımı ile elde edilen x-ışını lazerler incelenecektir.

Plazma ortamlarını tanımlayan parametreler yoğunluk, sıcaklık, Debye uzunluğu, plazma frekansı, siklotron (cyclotron) frekansı ve ısısal hızdır.

2.1.1. Yoğunluk

Plazmada bulunan parçacıkların yoğunlukları ilk önemli parametredir. Bunlar arasında da en önemlileri elektron yoğunluğu (n_e) ve iyon yoğunluğudur (n_i). Bir diğer önemli özellik ise nötr parçacıkların yoğunluğudur (n_n). Yoğunluk parametresi olarak $r_j \equiv m_j n_j$ ($j = e, i, n$) kütle yoğunluğu yerine n_j sayı yoğunluğu daha yaygın kullanılır.

2.1.2. Sıcaklık

Parçacık hareketi ile ilgili en önemli parametre sıcaklıktır. Birçok plazmada elektronların sıcaklığı ile iyonların sıcaklığı arasında büyük fark bulunur. Bu durumda elektron sıcaklığı ve iyon sıcaklığı olarak adlandırılan ayrı ayrı iki sıcaklık tanımlanır.

2.1.3. Debye uzunluğu

Plazmada iyonları çevreleyen elektron bulutlarının “perdeleme etkisi”nden dolayı Coulomb etkileşme alanı azalır. Coulomb etkileşmesi λ_D ile gösterilen Debye uzunluğu kadar bir mesafeye indirgenir [1]:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

Burada e , elektronun yükü; ϵ_0 , boşluğun di-elektrik geçirgenliği; k , Boltzmann sabiti; T_e , elektron sıcaklığı ve n_e , elektron yoğunluğudur. Debye küresi olarak bilinen λ_D yarıçaplı küre içindeki elektronların sayısı

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n_e \lambda_D^3 \quad (2.2)$$

olarak tanımlanırsa, etkin Debye perdelemesi için $N_D \gg 1$ olması gerekir.

2.1.4. Plazma frekansı

Plazmada pozitif ve negatif yüklerin miktarı ortalama aynıdır ve plazma elektriksel olarak nötrdür. Eğer bu dengeden küçük bir sapma meydana gelirse bir elektrik alan oluşur ve yüklü parçacıklar bu sapmayı nötrleyecek şekilde hareket ederler ve plazma salınımı olarak adlandırılan bir salınım üretirler. Bu salınımın meydana geldiği karakteristik frekans, plazma frekansı olarak adlandırılır [1] ve

$$\omega_{pj} = \sqrt{\frac{n_j e^2}{m_j \epsilon_0}} \quad (2.3)$$

ile ifade edilir. Burada n_j , yüklü parçacıkların yoğunluğu ve m_j , yüklü parçacıkların kütlesidir. Plazma salınım mekanizması, plazmanın elektriksel nötrlüğünü korumasının bir ifadesidir.

2.1.5. Siklotron (Cyclotron) frekansı ve Larmor yarıçapı

Magnetik alanın bulunduğu durumlarda yüklü parçacıkların magnetik alandaki hareketini iki bileşene ayırmak uygundur. Bileşenlerden birisi magnetik alan etrafındaki dairesel harekete, diğeri dönme merkezinin hareketine karşılık gelir. Dönel bileşen siklotron hareketi olarak adlandırılır, diğeri bileşen ise sürüklenme hareketine karşılık gelir. Siklotron hareketinin frekansı ve yarıçapı, sırasıyla ω_c siklotron frekansı ve r_L Larmor yarıçapı olarak isimlendirilir ve

$$\omega_{cj} = \frac{eB}{m_j} \quad (2.4)$$

$$r_{Lj} = \frac{v_j m_j}{eB} \quad (2.5)$$

ile ifade edilir [1]. Burada B , magnetik alan ve v_j , yüklü parçacığın hızıdır.

2.1.6. Isısal hız

Plazmada T sıcaklığındaki parçacıklar sıcaklıklarına bağlı olarak ısısal hız adı verilen ortalama bir hızla hareket ederler. Isısal hız,

$$v_{thj} = \sqrt{\frac{3kT_j}{m_j}} \quad (2.6)$$

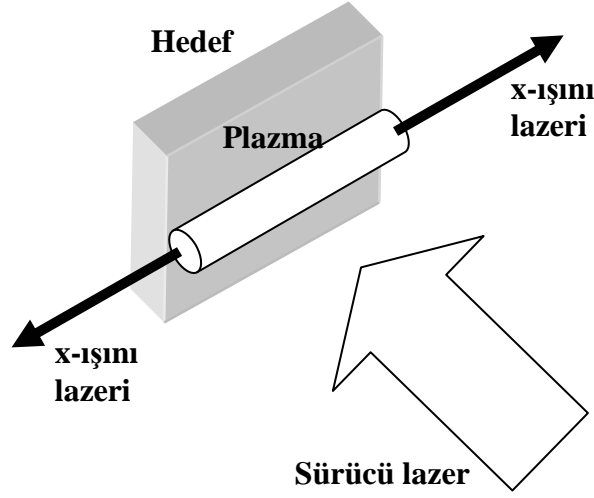
ile ifade edilir.

2.2. Lazerle Üretilen Plazmalar ve Ortamın Kullanıldığı X-Işını Lazerler

Doğada var olan plazmaların yanı sıra, plazmaların doğasını anlamak ve bu ortamları bilimsel araştırmalarda kullanmak üzere laboratuvar ortamında da plazmalar üretilmektedir. Laboratuvar ortamlarında çeşitli yöntemler ile plazmalar üretilmektedir. Bu yöntemlerden biri olan lazerle üretilen plazmalar ise x-ışını lazer üretmek için aktif ortam olarak kullanılmaktadır.

X-ışını lazer etkisi yüksek derecede iyonlaşmış plazmalarda veya serbest elektron lazerlerinde gerçekleşir. Bu tezde lazerle oluşturulan plazmalarda üretilen x-ışını lazerler ele alınmıştır ve x-ışını lazer üretmek için gerekli aktif ortam olarak kullanılan lazerle oluşturulan plazmaların hidrodinamik modellenmesi yapılmıştır.

Aktif ortam olarak lazerle üretilen plazmalar kullanılarak daha kısa dalgaboylu ve daha yüksek şiddetli x-ışını lazerler üretilir. Bu yöntemde sürücü lazer, katı hedef üzerine enine bir çizgi boyunca odaklanır ve hedef atomlarının iyonlaşmasıyla bu çizgi boyunca bir plazma kolonu oluşturulur (Şekil 2.1). Katı yüzeyinden dışa doğru genişleyen plazmada çarpışmalı uyarılma veya tekrar-birleşme ile yoğunluk tersiniminin meydana gelmesiyle x-ışını lazer demeti üretilir [2].



Şekil 2.1: Lazer demetinin katı hedef üzerine odaklanması ile üretilen x-ışını lazer.

Lazerle üretilen plazmalara dayanan x-ışını lazerler dünya çapında geliştirilmektedir. Maiman tarafından 1960'ta dalgaboyu 694.3 nm olan yakut lazeri ile yapılan ilk lazer gösteriminden sonra [3], bilimadamları daha kısa dalgaboylarında lazerler üretmek için çalıştılar. Günümüzde birçok makale x-ışını lazer ışınması gözlendiğini bildirir [4]. Lazerle üretilen plazmalarda 5.9 nm'de en kısa dalgaboylu doymuş lazer üretildiği bildirilmiştir [2, 5-7].

Lazerin 1960'ta gerçekleştirilmesinden kısa bir süre sonra pratik x-ışını lazerler için araştırmalar başladı. X-ışını lazerler için uyarılma şemalarının öngörülmesi ilk kez 1965'te tekrar-birleşme ile x-ışını kuvvetlendirmesinin başarılabileceğinin olasılığının Gudzenko ve Shelepin tarafından önerilmesiyle başladı [8]. Bununla birlikte, yapılan deneylerde dalgaboyu kısaldıkça gerekli pompalama gücündeki artış, x-ışını dalgaboylarında hacimli (bulk) malzemelerin düşük normal geliş yansıtıcılıkları ve lazer sürecinin içerdiği uyarılmış seviyelerin yaşam sürelerinin kısa oluşu x-ışını lazer üretiminin oldukça zorlu bir iş olduğunu gösterdi. 1970lerde ve 1980lerin başlarında yoğunluk tersinimi ve kazanç gözlenmesiyle sonuçlanan çeşitli deneyler gerçekleştirildi [9-16]. Ancak 1984'te Matthews ve grubu tarafından [17,18] plazmalarda çarpışmalı uyarılma ile ve Suckewer ve grubu tarafından [19,20] tekrar-

birleşme ile sayı yoğunluğu tersinimi üretilmesi aracılığıyla kuvvetlendirme gözlenmesine kadar, x-ışını dalgaboylarında büyük bir kuvvetlenme deneysel olarak gösterilmedi. X-ışını lazer etkisinin gözlemlendiği bu deneyleri, çok sayıda başarılı x-ışını kuvvetlendirme deneyleri izledi [21-23]. Bunların ardından yapılan deneylerde, ilk kez doymuş x-ışını lazerler üretildi [24-26], mikroskopi [27], holografi [28] gibi çeşitli uygulamalarda temel gösterimleri gerçekleştirildi. Bununla birlikte bu lazerlerin karmaşıklığı, maliyeti, boyutları ve düşük tekrarlama oranı bu lazerlerin yaygın olarak kullanılmasına sınırlar getirir. X-ışını lazerlerin de optik lazerler gibi yaygın olarak kullanılması için az yer kaplayan, düşük maliyetli masa-üstü x-ışını kuvvetlendiricilerinin geliştirilmesinin gerekli olduğu açık hale geldi [29].

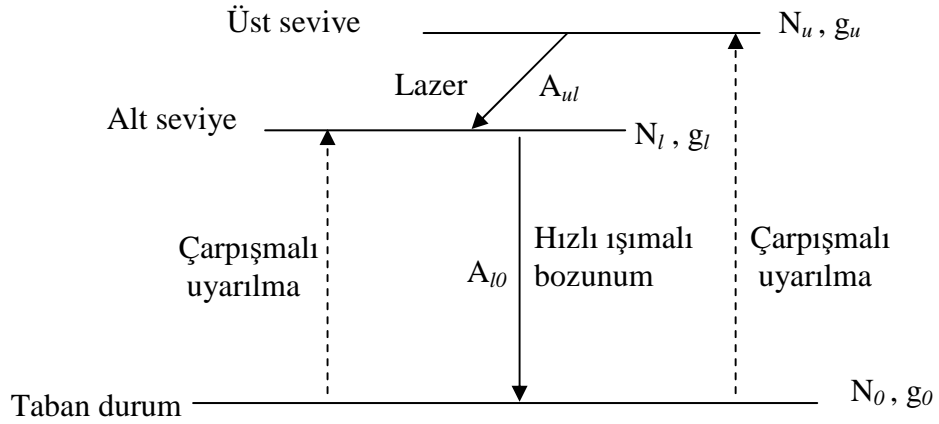
Lazerle üretilen plazmalardan yayılan x-ışını lazerleri, sayı yoğunluğu tersiniminin meydana geldiği yüklü iyonların elektron konfigürasyonlarına ve nüfus tersinimine yol açan üst lazer seviyesini uyarma mekanizmalarına göre sınıflandırılır.

2.2.1. Çarpışmalı uyarılma ile üretilen x-ışını lazerler

Elektron çarpışmaları ile uyarılma şeması, x-ışını lazer üretmek için keşfedilen ve teorik olarak ayrıntıları ile incelenen ilk yöntemlerden biridir [30-36]. Bu şemaya dayanan çeşitli kompakt, yüksek kazançlı, lazerle pompalanan [37-41] x-ışını kuvvetlendiricileri başarılı olarak geliştirilmiştir.

Bu yöntem klasik bir üç seviyeli lazer sistemidir. Bu sistemde serbest elektron çarpışmalarıyla Ne- ve Ni-benzeri iyonlarda taban durumunda bağlı bulunan elektronlar, taban durumuna ışımali bozunuma karşı yarı-kararlı üst seviyelere uyarılır. Üst lazer seviyesi yarı-kararlı olduğundan taban durumuna güçlü ışımali bozunumlar gerçekleştirmez, ancak alt lazer seviyesine bozunur. Alt lazer seviyesi ise taban durumuna güçlü dipol-izinli geçişler ile hızlı ve doğrudan bozunduğundan elektron sayı yoğunluğu azalır. Böylece yoğunluk tersinimi üretilir [2,29].

Tipik bir üç seviyeli lazer sistemi için lazer üretiminin içerdiği baskın süreçleri ve lazer geçişini gösteren bir enerji seviye diyagramı Şekil 2.2'de görülmektedir.



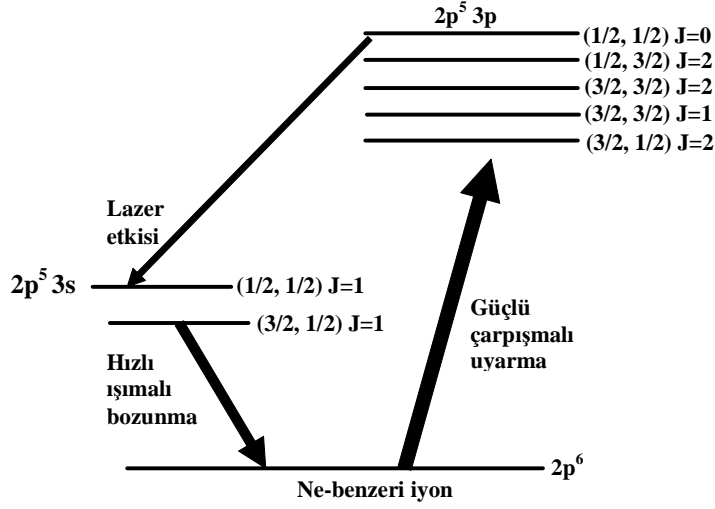
Şekil 2.2 : Üç seviyeli lazer sistemi için enerji seviyeleri diyagramı

Kapalı kabuk iyonları bir iyonlaşma bölgesinde geniş bir sıcaklık aralığında daha kararlı olduğundan, $1s^2 2s^2 2p^6$ taban durumlu Ne-benzeri iyonları veya $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10}$ taban durumlu Ni-benzeri iyonları lazer üretme çalışmaları için kullanmak uygundur. Ne-benzeri lazer geçişleri $2p^5 3p \rightarrow 2p^5 3s$ uyarılmış alt-kabukları arasında, Ni-benzeri lazer geçişleri ise $3d^9 4d \rightarrow 3d^9 4p$ uyarılmış alt-kabukları arasında meydana gelir [42].

2.2.1.1. Ne-benzeri çarpışmalı x-ışını lazerler

Sürücü lazer ile oluşturulan plazmada, Ne-benzeri iyonun $2p^6$ taban durumundan elektron monopol çarpışmalı uyarılma ile $3p$ üst lazer seviyesinin elektron sayı yoğunluğu artırılır, bunun yanında F-benzeri iyonlardan tekrar-birleşme aracılığıyla ve yüksek enerji seviyelerinden geçişlerle de $3p$ seviyesinin elektron sayı yoğunluğu artırılır. Na-benzeri durumdan iç kabuk iyonlaşmasıyla da küçük bir katkı gelebilir. $3s$ alt lazer seviyesinin, Ne-benzeri iyon taban durumuna güçlü dipol-izinli geçişler aracılığıyla oldukça hızlı ışımali bozunumuyla yoğunluk tersinimi sağlanır (Şekil 2.3) [29].

Lazer geçişinin gerçekleştiği $2p^5 3p$ ve $2p^5 3s$ seviyeleri arasındaki nüfus yoğunluk tersinimi, ışımali bozunum oranları arasındaki büyük farktan dolayı meydana gelir [4].



Şekil 2.3: Ne-benzeri iyonlarda elektron çarpışmalı uyarılmanın şematik diyagramı.

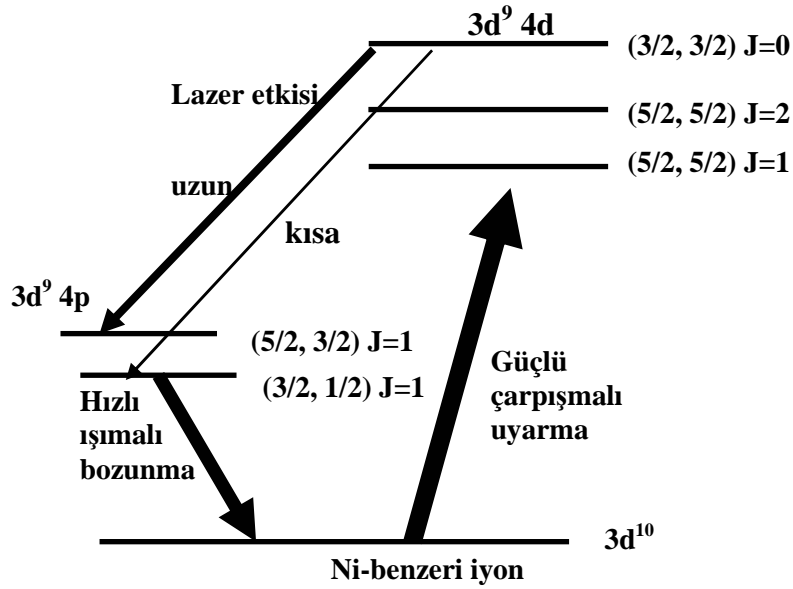
İlk x-ışını lazer ışınması 1984'te Matthews ve grubu tarafından Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL)'de 20.63 ile 20.96 nm dalgaboyu aralığında Ne-benzeri Selenyum plazmada gösterildi. Ne-benzeri Selenyum x-ışını lazerinin ilk gösteriminden sonra, lazerle üretilen plazmalarda x-ışını kuvvetlendirmesinde elektron çarpışmalı uyarılma şemasıyla Ne-benzeri [17,43,44] ve Ni-benzeri [45-47] iyonları içeren başarılı sonuçlar rapor edildi. Ne-benzeri iyonlarda x-ışını lazer ışınması Silikon'dan ($Z=14$) [48] Gümüş'e ($Z=47$) kadar [49] 87 ile 8 nm dalgaboyu aralığında gözlemlendi. Ne-benzeri şema ile, gerekli sürücü lazer şiddeti, x-ışını lazerinin dalgaboyu kısaldıkça, artar. Kısa dalgaboylu Ne-benzeri x-ışını lazer kuvvetlendirmesi için gerekli sürücü lazer şiddeti oldukça yüksektir, örneğin 4 nm'de Gadolinyum için 10^{16} W/cm^2 'dir[50].

Ne-benzeri iyonlarda x-ışını lazer üretimi çalışmalarının başlangıcından bu yana, yapılan modellemelerde en büyük kazancın ($2p^5 3p^1 S_0$) üst ve ($2p^5 3s^1 P_1$) alt seviyeleri arasındaki geçişte ($J=0-1$ çizgisi) meydana geleceği tahmin ediliyordu. Çünkü 3p seviyesinde en yüksek monopol uyarılma oranı $J=0$ seviyesindedir. Bununla birlikte, ilk kuvvetlendirme 1984'te Ne-benzeri Se'un $J=2-1$ çizgisinde gözlemlenmiştir [17]. Bunu izleyen birkaç yılda yapılan deneyler, düşük atom numaralı elementlerle yapılan $J=0-1$ çizgisinde çok küçük bir farkla daha yüksek kazanç gösteren deneyler [44] hariç, $J=2-1$ çizgisinde büyük kazanç gözlemlenmiştir [24]. Yüksek

atom numaralı elementlerdeki kazanç dağılımında teori ve deney arasındaki bu açık çelişki büyük dikkat çekti. Ön lazer atımı kullanılarak oluşturulan plazmalarla yapılan deneylerde bu uyumsuzluğun sebebi anlaşıldı. Ön-atım, $J=0-1$ çizgisinin şiddetinde büyük bir artışa sebep olarak x-ışını lazer çıkışının spektral kompozisyonunu büyük ölçüde değiştirir [51-55]. Ön-atım kullanılarak üretilen plazmaların önemli bir karakteristiği yoğunluk eğiminin indirgenmiş olması ve bunun sonucu olarak kırınım etkilerinin azaltılmasıdır. Yapılan çalışmalarda $J=0-1$ çizgisinde gözlenen lazer ışımalarının daha yoğun plazma bölgelerinde olduğu ve ön-atım kullanılmadığında bu bölgedeki kırınım etkilerinin sonucu olarak bu çizginin kuvvetlenmesinin, $J=2-1$ çizgisinin kuvvetlenmesine oranla önemli ölçüde azaldığı sonucuna varılmıştır. Katı bir hedefin bir ön lazer atımı kullanılarak uyarılmasıyla üretilen düşük atom numaralı Ne-benzeri iyonlarda $J=0-1$ çizgisinin açıkça baskın olduğu gözlenmiştir [51,52,54,55].

2.2.1.2 Ni-benzeri çarpışmalı x-ışını lazerler

Sürücü lazer ile oluşturulan plazmada üretilen Ni-benzeri iyonun 4d üst lazer seviyesinin elektron sayı yoğunluğu, $3d^{10}$ taban durumundan elektron monopol çarpışmalı uyarılmayla ve üst enerji seviyelerinden geçişlerle artırılır. Ne-benzeri lazerlere benzer olarak, 4p alt lazer seviyesinin Ni-benzeri iyon taban durumuna dipol-izinli ışımali geçişlerle hızlıca bozunmasıyla bu seviyedeki elektron sayı yoğunluğu azalır. Böylece 4d-4p seviyelerinin ışımali bozunum oranları arasındaki büyük farktan dolayı bu seviyeler arasında yoğunluk tersinimi meydana gelir [4,29].



Şekil 2.4: Ni-benzeri iyonlarda elektron çarpışmalı uyarılmanın şematik diyagramı.

Ni-benzeri şema (Şekil 2.4), ilk olarak 1985'te Maxon ve grubu tarafından önerildi. Bu şemanın 10 nm'nin altındaki kısa dalgalı boylarının kuvvetlendirilmesinde başarılı olduğu LLNL'de MacGowan ve grubu tarafından kanıtlandı [45-47]. Bu şema ile, Ni-benzeri sistemin kuantum verimliliği (lazer geçiş enerjisinin uyarma enerjisine oranı), Ne-benzeri sisteminkinden çok daha yüksek olduğundan dolayı sürücü lazer şiddeti büyük ölçüde azaltılabilir [4].

Ne-benzeri iyonların elektron çarpışmaları ile uyarılması en çok çalışılan uyarılma mekanizmalarından birisidir. Bununla birlikte, yüksek dereceden iyonlaşma ve sonuç olarak verilen bir dalgalı boyunda lazer ışınması elde etmek için büyük pompalama gücü gerektirmesi önemli bir dezavantajdır. Alternatif olarak, Ni-benzeri konfigürasyon öngörüldü ve daha kısa dalgalı boylarında çarpışma ile uyarılan lazerler üretmek için başarılı bir şekilde kullanıldı [23,24,40,56,57]. Verilen bir iyonlaşma durumu için daha kısa bir dalgalı boyunda kuvvetlendirme üretme avantajına sahiptir.

2.2.1.3 Geçici çarpışmalı uyarılma

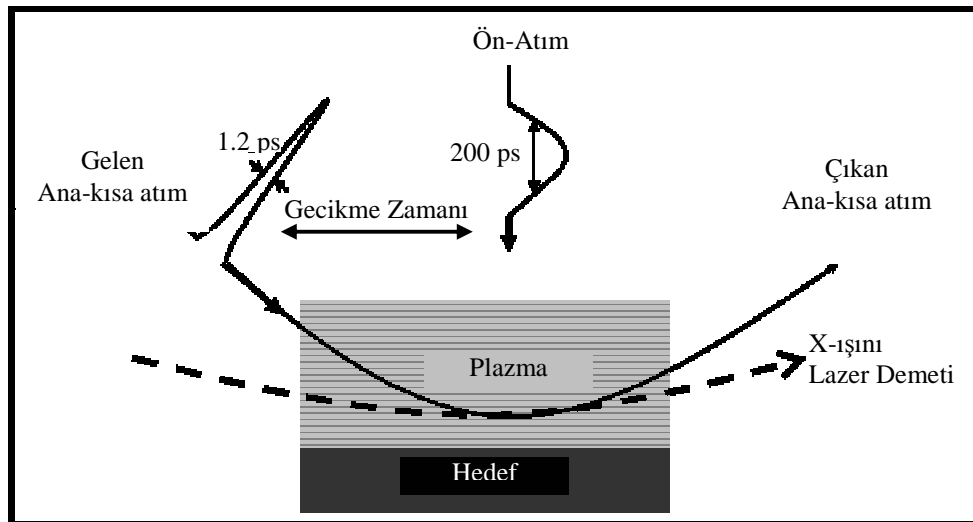
Yukarıda tanımlanan elektron çarpışmalı uyarılma şemaları esas olarak sayı yoğunluğu tersinimi üretimi için gerekli plazma koşulları sağlanabildiği sürece lazer ışımalarının meydana gelebildiği bir yarı-kararlı durum şemasıdır. Son zamanlarda gösterilen çarpışmalı elektron uyarılma şemasının bir çeşidi hızlı geçici uyarılma altında elde edilebilen çok daha büyük sayı yoğunluğu tersinimlerine dayanır [39,40]. Yarı-kararlı durum bölgesindeki aynı geçişten elde edilenden 1-2 kat daha büyük kazanç katsayılarının, plazmanın, uyarılmış seviyelerin rahatlatma oranından daha hızlı bir oranda ısıtılmasıyla kısa bir zaman periyodu için üretilebileceği ilk olarak 1989'da Afanasiev ve Shlyaptsev tarafından öngörüldü [58] ve geçici x-ışını lazer şeması bazı bilimadamları tarafından teorik olarak araştırıldı [59,60]. Geçici kazanç değerlerinin 100 cm^{-1} 'i aşabileceği teorik olarak tahmin edildi [58,61-63]. Geçici kazancın ilk deneysel gösterimi 1995'te Nickles ve grubu [39] tarafından Ne-benzeri Ti'da gerçekleştirildi ve doyma ilk olarak 1998'de aynı elementle Kalachnikov ve grubu önderliğindeki aynı grup tarafından rapor edildi [64].

Geçici çarpışmalı uyarılma şemasında [58] tek bir sürücü lazer atımı kullanmak yerine ardarda gelen iki lazer atımı kullanılır. Nanosaniye mertebesindeki nispeten uzun (300-600 ps [65]) ön lazer atımı, Ne-benzeri veya Ni-benzeri iyonlar içeren bir ön-plazma üretir. Ardından elektronları taban durumundan üst lazer seviyelerine uyarmak için ön-plazma şiddetli kısa bir lazer atımıyla aydınlatılır. Ön-plazmanın kısa atımla hızlıca ısıtılması geçici sayı yoğunluğu tersinimi üretir. Taban durumdan elektron çarpışmalı uyarılmayla doğrudan pompalanan kısa-ömürlü geçici sayı yoğunluğu tersinimleri ve yüksek kazançlar, seviyeler arasındaki yoğunluklar çarpışmalarla yeniden dağıtılabildiği kadar sürer. Kısa süreli geçici yüksek sayı yoğunluğu tersiniminin ardından lazer seviye yoğunlukları son durum olarak yarı-kararlı durum değerine ulaşana kadar kazanç azalır. Yarı-kararlı durum şemasının tersine, sayı yoğunluğu tersinimi kısa ömürlüdür (birkaç ps) [65]. Geçici elektron çarpışmalı uyarılma şemasında sayı yoğunluğu tersinimi elde edilmesi, alt lazer seviyesinin ışımali rahatlatma oranının daha hızlı olmasından değil, üst ve alt lazer seviyelerinin uyarılmasının geçici çarpışmalı süreçlerinin farklı oranlarda olmasından kaynaklanır [29].

Geçici çarpışmalı uyarılma şemasının kullanımıyla doymuş x-ışını lazer üretimi için gerekli olan sürücü lazer enerjisi büyük ölçüde azaltılmıştır [39,66]. Uyarılma için daha düşük değerlerde pompalama lazer enerjisi gerektirmesi, masa-üstü x-ışını lazerlerin gerçekleştirilmesinde geçici uyarılma şemasının en önemli avantajıdır. Ayrıca bu şema, lazerle üretilen x-ışını lazerlerin “minyatürleştirilmesine” izin veren ilk lazerle pompalama şemasıdır [29, 65].

2.2.1.4 Hedef ile açılı yapacak şekilde pompalama

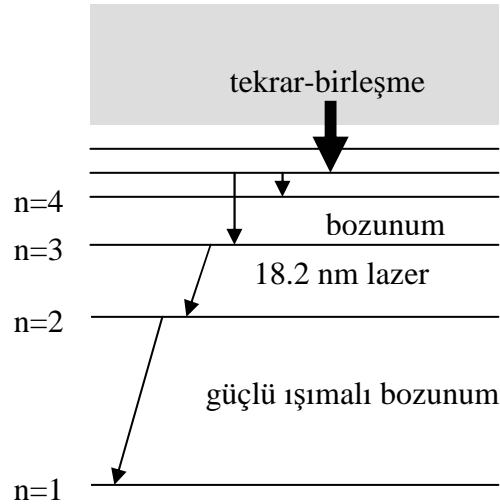
Bu yöntemde lazer ışınları elde etmek için ardarda gelen iki sürücü lazer atımı kullanılır. Şekil 2.5’te görüldüğü gibi uzun ve düşük şiddetli birinci atım ile katı hedef enine aydınlatılarak hedef atomları iyonlaştırılır ve bir plazma kolonu oluşturulur. Ardından kısa ve yüksek şiddetli ikinci atım hedef ile bir açılı yapacak şekilde plazma kolonuna gönderilir. Bu atım plazma içinde, atımın hedef yüzeyine geliş açısına bağlı olarak belirlenebilen bir elektron yoğunluğunda kırılarak kazanç bölgesine geri döner. Bu nedenle geliş açısı, kısa atımın plazma içinde tercih edilen bir elektron yoğunluğunda kırılması sağlanacak şekilde seçilir. Sürücü lazer demetinin kırılarak aynı yoğunluk bölgesinden geçmesiyle yol uzunluğu artar. Böylece lazer enerjisinin soğurulması ve dolayısıyla verim artar [67].



Şekil 2.5: Tipik bir hedefe geliş açısı ile pompalanan x-ışını lazer deneyinin dizilimini gösteren şematik diyagram.

2.2.2 Tekrar-birleşme ile pompalanan x-ışını lazerler

Tekrar-birleşmeli x-ışını lazer üretmek için kullanılan sayı yoğunluğu tersinimi mekanizması ilk olarak 1965'te Gudzenko ve Shelepin tarafından öngörüldü [8]. Tekrar-birleşme süreci ile x-ışını dalgaboylarında büyük kuvvetlendirme ilk olarak 1984'te Suckewer ve grubu tarafından gerçekleştirilen deneyde rapor edildi [19, 20]. Asıl olarak Gudzenko ve Shelepin tarafından önerilen H-benzeri iyonlar çarpışmalı tekrar-birleşme ile sayı yoğunluğu tersinimi üretimi için oldukça elverişli enerji seviye yapısına sahiptir. İlk olarak bu iyonların oldukça elverişli, başkuantum sayıları $n=3$ ve $n=2$ olan seviyeleri arasındaki geçişi üzerinde çalışmalar yapıldı. Tekrar-birleşme ile sayı yoğunluğu tersinimi üretiminin gerçekleştirildiği atomik süreçler Şekil 2.6'da H-benzeri C'un 18.2 nm'deki $n=3-2$ geçişi için görülmektedir [29].



Şekil 2.6: Dalgaboyu 18.2 nm olan H-benzeri C tekrar-birleşme lazerinde, $n = 3$ ve $n = 2$ seviyeleri arasında oluşan sayı yoğunluğu tersiniminden sorumlu olan süreçler

H-benzeri sistemde başlangıçta tüm elektronları koparılmış olan iyonlar, plazmanın genişleyerek soğumasıyla tekrar-birleşme fazına girerler. Bu durumda güçlü üç-cisim tekrar-birleşmesi (çarpışmalı tekrar-birleşme) ile yüksek mertebeden uyarılmış durumların yoğunluğu artar. Önce yüksek mertebeden uyarılmış durumlara yakalanan elektronlar, elektron çarpışmaları sonucu alt uyarılmış durumlara ve taban durumuna geçerler. Hızlıca soğuyan plazmada, belirli bir yoğunluk ve sıcaklıkta, belirli bir seviyenin sayı yoğunluğu yüksek seviyelerden geçişlerle artırılır ve bu

seviyeden bozunum minimumudur. Belirli bir alt enerji seviyesi ise taban durumuna hızlı ışmalı bozunumlar gerçekleştirir. Böylece, H-benzeri iyonların baş kuantum sayıları 3 ve 2 olan seviyeleri arasında olduğu gibi, belirli enerji seviyeleri arasında sayı yoğunluğu tersinimi meydana gelir [4].

Li-benzeri tekrar-birleşme şeması ile lazer üretimi, H-benzeri tekrar-birleşme şemasına benzerdir. Ancak burada sayı yoğunluğu tersinimi üretmek için kaynak kapalı-kabuk He-benzeri iyon taban durumudur. Önce bol miktarda He-benzeri iyonlar bulunan plazma üretilir. Sıcaklığın hızlıca düşmesiyle üç-cisim tekrar-birleşmesi yüksek mertebeli uyarılmış seviyelerin yoğunluğunu artırır ve Li-benzeri iyonlar oluşturur. Ardından orta mertebeli $n=4$, $n=5$ seviyelerine ışmalı çarpışmalı geçişler gerçekleşir. Aynı zamanda, $n=3$ seviyesinden taban durumuna hızlı ışmalı bozunumlarla, $n=3$ seviyesinin sayı yoğunluğu azalır. Böylece bu süreç, 3d-4f veya 3d-5f seviyeleri arasında sayı yoğunluğu tersinimi meydana gelmesine neden olur [4].

Tekrar-birleşmeli lazerlerde tipik olarak 18 nm’de büyük çıkış elde edilmiş, fakat doyum gözlenmemiştir [2].

2.3. X-ışını lazerlerde verimi arttırmak için kullanılan teknikler

Lazer ortamından en verimli enerji çıkışı için kazanç doyumunun elde edildiği bölgede çalışmak gereklidir [29]. Plazmada maksimum kuvvetlendirme uzunluğuna kırınım olayı sınır getirir. Enine doğrultudaki elektron yoğunluk eğiminden dolayı kırınım indisinin değişiminin bir sonucu olarak x-ışını demeti kazanç bölgesinden sapar. Plazmada kırınım indisi η ,

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{ec}}} \quad (2.7)$$

ile verilir. Burada n_{ec} kritik yoğunluktur ve

$$n_{ec} = \frac{\pi m_e c^2}{e^2 \lambda^2} \quad (2.8)$$

ile ifade edilir [29]. Burada c , ışık hızı; m_e , elektronun kütlesi; e , elektronun yükü ve λ , dalgaboyudur.

Buna göre bir plazmada elektron yoğunluğu, bir eksenden olan uzaklığın bir fonksiyonu olarak azalıyorsa, o doğrultuda kırınım indisi artar. Birçok x-ışını lazer kuvvetlendiricisinde karşılaşılan böyle bir plazmada, düşük kırınım indisli bölgeden yüksek kırınım indisli bölgeye ilerleyen bir ışın eksenden ve maksimum kazanç bölgesinden sapar. X-ışını kuvvetlendiricilerinde kırınımdan kaynaklanan problem Chirkov [68] tarafından fark edildi ve sonra diğer bilimadamları tarafından analiz edildi [69-74]. Kırınım, etkin kazancı azaltan bir kayba sebep olur ve birçok kritik durumda maksimum kuvvetlendirme uzunluğunu sınırlar. Ayrıca demetin ıraksanırılığını arttırarak demeti saptırır ve kuvvetlendirilmiş x-ışını demetinin doğrultusunu ve uzaysal dağılımını da etkiler. Kırınımın etkilerini gösteren şiddet dağılım ölçümleri çeşitli x-ışını lazerleri için gerçekleştirildi [75,76].

X-ışını kuvvetlendirici ortamlarındaki elektron yoğunluk eğiminden dolayı lazer demetinin kırınımı, x-ışını lazer deneylerinde karşılaşılan önemli bir konudur. Her iki doğrultudaki (demetin ilerleme doğrultusuna dik olan hedef normali doğrultusu ve hedef yüzeyine paralel doğrultu) eğimler önemlidir. Yoğunluk eğimleri, x-ışınlarının plazma kazanç bölgesinden kırınarak sapmasına ve bu nedenle toplam x-ışını lazer çıkışının azalmasına sebep olur. L uzunluğundaki bir plazmada kırınarak ilerleyen bir x-ışını lazer demetinin θ_r radyal sapma açısı, bir dN_e/dr plazma yoğunluk eğimi için

$$\theta_r = \frac{r_0}{2\pi} L \lambda^2 \frac{dN_e}{dr} \quad (2.9)$$

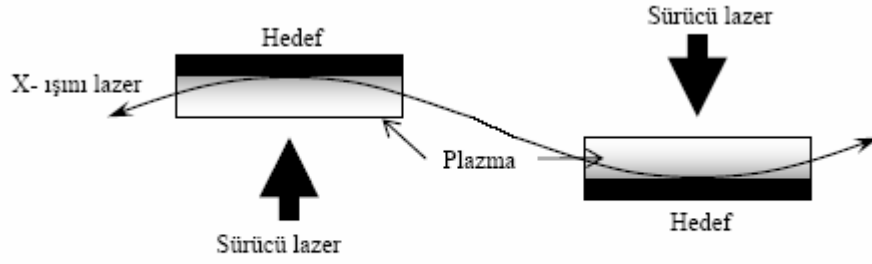
eşitliği kullanılarak tahmin edilebilir [68]. Burada r_0 klasik elektron yörünge yarıçapı ve λ x-ışını lazerinin dalgaboyudur. Yoğunluk eğimi dN_e/dr , plazma uzunluğu (L) boyunca sabit kabul edilir [77].

Lazerle pompalanan sistemlerde istenmeyen kırınım etkilerini azaltmak için çeşitli lazer hedefi geometrileri geliştirildi ve ön-atım kullanımıyla keskin yoğunluk eğimi azaltıldı [51-53,57,76].

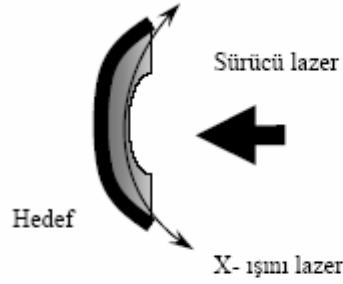
2.3.1 Hedef geometrileri

Plazmada kırınım, x-ışını demetinin, x-ışını lazer kazanç ortamında ilerleyebileceği maksimum mesafeyi azaltır. Bu nedenle, bu etkiyi en aza indirmek için teknikler geliştirmek önemlidir. Kuvvetlendirici plazma ortamında bir x-ışını lazer demetinin ilerleyebileceği uzaklığı maksimuma çıkarmak için kırınımı azaltan çeşitli yöntemler literatürde yer almaktadır. X-ışınlarının kırınım etkilerini azaltmak için yaprak inceliğinde hedefler kullanılır [78]. Lazerle çift taraflı aydınlatılan yaprak inceliğinde hedeflerin kullanılmasıyla kalın tabaka hedeflere göre daha düzgün yoğunluk ve sıcaklık profilleri elde edilir ve böylece x-ışını lazer demetinin kırınım etkileri azaltılır. Bununla birlikte, kalın tabaka hedeflerle karşılaştırıldığında yaprak inceliğindeki tabaka hedefleri üretmek daha zordur. X-ışını lazer ortamındaki kırınımı telafi eden bir diğer yöntem asıl olarak Hagelstein tarafından öngörülen [79] çift hedef dizilişi kullanımındır. İki hedef Şekil 2.7(a)'da görüldüğü gibi farklı taraflardan aydınlatılır. Böylece iki hedefteki yoğunluk eğimlerinin birbirlerine zıt yönlendirilmesiyle net kırınım etkisi azaltılır. Bir plazmadan çıkan demet ikinci plazmaya girer ve kuvvetlenmesi artar [77,80].

X-ışını lazer çıkışının kırınımı Şekil 2.7(b)'de görüldüğü gibi bükümlü hedef kullanımıyla da azaltılmıştır [81]. Işınlara yörüngesiyle eşleşecek bükümlülüğe sahip hedef kullanıldığında x-ışını lazer demeti, kazanç bölgesi boyunca uzun bir mesafede ilerleyebilir. Bükümlü katı hedef kullanılarak yüksek şiddetli ve oldukça düşük ıraksanımlı (~ 1 mrad) x-ışını lazer demeti elde edildi [81]. Bükümlü katı hedef kullanıldığında Ne-benzeri Ge x-ışını lazer ışınmasında 19.6 nm'de $J=0-1$ çizgisinin şiddeti, düz bir katı hedef kullanıldığında elde edilenden 10 kat daha şiddetlidir. Demet ıraksanırlığının yatay doğrultuda olduğu gibi dikey doğrultu boyunca da azaldığı görüldü [82].



(a) Çift hedef Dizilişi



(b) Bükümlü hedef

Şekil 2.7: Kazanç ortamında meydana gelen kırınım etkilerini azaltmak amacı ile kullanılan (a) çift hedef konfigürasyonu (b) bükümlü hedef konfigürasyonu.

2.3.2 Atım konfigürasyonları

Ni-benzeri iyon yumuşak x-ışını lazer şeması ilk olarak Maxon [83] tarafından önerildi ve deneysel olarak ilk kez MacGowan ve grubu [22,23] tarafından gösterildi. Büyük lazer füzyon sistemiyle gerçekleştirilen bu deneysel çalışmadan sonra Osaka üniversitesinde bir grup, sürücü lazer enerjisini azaltmak amacıyla çoklu atım-pompalama tekniğini geliştirdi [82, 84-86].

1997'de Zhang ve grubu 7.3 nm'de Samaryum ve 14 nm'de Gümüş içeren doymuş güçlendirme Ni-benzeri x-ışını lazerleri üzerine iki makale yayınladılar [6,7]. Sonuç olarak, düşük şiddetli (toplam enerjinin ~ %10-30'u) lazer atımı, ana pompalama atımı gelmeden önce, düşük seviyede iyonlaşmış bir ön-plazma oluşturmak için kullanıldı. Ön-plazmanın 2 ns'den daha uzun bir zaman için soğumasına izin verildi. Böylece plazma daha büyük ölçekli bir plazma ve x-ışını lazerinin iyi bir şekilde ilerlemesini sağlayan daha büyük, daha düzgün kazanç bölgesi oluşturacak şekilde genişler.

2.4 Sonuç

Bu bölümde, plazma parametreleri verilerek plazmanın genel bir tanımı yapıldı. X-ışını lazer elde etmek amacı ile aktif ortam olarak kullanılan lazerle üretilen plazma ortamları incelenerek, x-ışını lazerin ilk üretildiği günden bu güne bu alanda yapılan teorik ve deneysel çalışmalar özetlendi. En verimli x-ışını lazer üretimi için geliştirilen teknikler incelendi. Bugün x-ışını lazer üretimi en verimli şekilde gerçekleşmekte ve çeşitli alanlarda kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında, burada kısa bir literatür bilgisi verilen x-ışını lazer ortamı olan lazerle oluşturulan plazma ortamının simülasyonları yapılmıştır. Özellikle de son üç yıl içerisinde geliştirilmiş olan ve başlangıç yıllarına göre çok düşük enerjili bir sürücü lazer kullanımına olanak veren hedef ile açı yapacak şekilde pompalama tekniği ile ilgili simülasyon çalışmalarına ağırlık verilmiştir.

3. LAZERLE OLUŞTURULAN PLAZMA ORTAMLARININ SİMÜLASYON YÖNTEMİ

Bilgisayar simülasyonu, bilinen teorik yaklaşımların kullanılmadığı kompleks problemlerin araştırılmasında iyi bir teknik haline gelmiştir. Simülasyon, deneylerin geliştirilmesi ve analizinde giderek daha önemli bir rol oynar. Bilgisayar destekli dizayn, nispeten pahalı, doğrudan modelleme yöntemlerinin yerini alarak mühendislikte ve uygulamalı fizikte önemli bir katkı sağlar. Bilgisayarlı simülasyonun temel özelliği, gerçek sistemin bir modelle temsil edilmesi ve sistemin davranışının nümerik hesaplamayla belirlenmesidir [87].

Bu bölümde, plazma simülasyon teknikleri kısa bir literatür bilgisi ile özetlenecek ve bu tez kapsamında yapılan simülasyonlarda kullanılan EHYBRID kodunun temelini oluşturan hidrodinamik modelleme ve bu kod ile etkileşimli çarpışmalı ışımalı model hakkında daha ayrıntılı bilgiler verilecektir. Kullanılan kodun çalışma sistemi, girilmesi gereken veriler ve elde edilen çıktılar hakkındaki bilgiler de alt bölüm olarak verilecektir. Bundan sonra yer alacak olan dördüncü ve beşinci bölümlerde de bu kod ile yapılan simülasyon sonuçları verilecektir.

3.1. Plazma Simülasyonu

Hesaplamalı simülasyon, x-ışını lazer deneylerinin dizaynı ve analizi için yararlı bir araçtır. X-ışını lazer deneylerinin modellenmesi hem deneyden önce istenen özelliklere sahip x-ışını lazer elde etmek amacıyla deneyin planlanmasında hem de deneyden sonra elde edilen verilerin değerlendirilmesinde yaygın bir biçimde kullanılır.

Bununla birlikte lazerle üretilen plazmaların simülasyonunda günümüz teknolojisi bizi nispeten basit modellerle sınırlar. Bu modeller problemin kendisinin bütününden çok etkileşimin farklı sınırlı yönlerini tanımlar. Bir modelden elde edilen veri diğer

bir model için giriş verisi olarak kullanılır ve böylece problemin bütünlüğü sağlanır [87].

3.1.1. Plazma simülasyon yöntemleri

Plazma modellemesinde en genel sınıflandırma, deneysel ölçümlere dayanan modeller ve kendi içinde birbiri ile etkileşimli denklemleri içeren, deney sonucuna dayanmayan modeller şeklindedir.

Deneysel ölçümlere dayanan modeller gerilim, akım, empedans, elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı, iyon akısı, uyarılmış ve ya taban durum yoğunlukları gibi ölçümleri giriş verisi olarak kullanır. Bu modeller deneysel ölçümleri analiz ederek ve yorumlayarak doğrudan ölçülemeyen nicelikler için bir sonuç çıkarır.

Kendi içinde birbiri ile etkileşimli denklemleri içeren, deney sonucuna dayanmayan modeller belirli bir geometri ile verilen her sisteme uygulanabilme avantajına sahiptir. Matematiksel çözüm yöntemlerine göre, bu modeller analitik modeller ve nümerik modeller olarak sınıflandırılabilir [87].

Analitik modeller genellikle çok sayıda varsayıma dayanır. Bu modeller çoğunlukla bir boyutlu simülasyonlar için ve neredeyse özel olarak plazma elektriksel özelliklerinin modellenmesinde kullanılır. Nümerik modeller genellikle kendi içinde birbiri ile etkileşimli denklemler ile tanımlanan plazmaların modellenmesinde popülerdir.

Bu bölümde ayrıntılı olarak incelenecek simülasyon kodları nümerik yöntemlerin kullanıldığı kodlardır.

3.1.2. Lazerle oluşturulan plazma simülasyon kodları

Lazerle üretilen plazmaların elektron ve iyon sıcaklığı, elektron ve iyon yoğunluğu gibi plazma parametrelerinin dinamikleri, hidrodinamik kodlar kullanılarak modellenenbilir. Lazerle üretilen plazmadan yayılan ışımının modellenmesi hem ön-

veya son-işlemcili hidrodinamik kodlarla hem de analiz (çarpışmalı ışımali) kodlarıyla yapılabilir. Plazma ortamından çıkan demetin optik özellikleri ise kırılma indisinin zamanla değişiminin hesaplanması ile yani ışın izi (Ray Tracing) kodları ile belirlenir [88].

Akışkan simülasyon kodları lazer-plazma etkileşimi, plazma genişlemesi ve x-ışını lazer deneylerindeki atomik fizik olayları anlamaya yardım eder [89-92]. Ayrıca kodlar deneylerin dizaynına yardım eder, verimli x-ışını lazer çıkışını geliştirmek için deneysel çalışmalara katkı sağlar [89,90,92]. Simülasyon kodlarıyla tahmin edilen sonuçların deneysel gözlemlerle karşılaştırılması, bir kodun geçerliliğinin bir testi olarak değerlendirilir.

3.1.2.1. Hidrodinamik kodlar

Hidrodinamik kodlar kullanılarak lazerle üretilen plazmaların elektron ve iyon sıcaklığı, elektron ve iyon yoğunluğu gibi plazma parametreleri modellenebilir. EHYBRID [89], LASNEX [93,94], MEDUSA [95,96] kodları, hidrodinamik modellemede en yaygın kullanılan kodlardır.

EHYBRID, Pert tarafından geliştirilen, hibrid modele Lagrange formu uygulanarak, sonlu farklar yöntemi ile çözümler gerçekleştiren 1.5 boyutlu bir koddur. LLNL'de geliştirilen LASNEX, bir boyutlu Lagrange formunda geometriye sahip, lazer soğurması ve akışkan dinamiklerinin ayrıntılı sayısal simülasyonlarını yapan hidrodinamik hesaplama paketidir. Bir boyutlu LASNEX, lazer-hedef etkileşme süreci olarak ters frenleme ışınını kullanmıştır. Rutherford Appleton Laboratory'de geliştirilen bir boyutlu Lagrange formunda bir kod olan MEDUSA ise, iyonlaşma durumu sayı yoğunluklarını hesaplamak için ortalama atom modelini kullanır.

3.1.2.2. Çarpışmalı ışımali kodlar

Çarpışmalı ışımali model; çarpışmalı uyarılma, iyonlaşma, foto-iyonlaşma gibi önemli atomik süreçleri içerir. Lazerle oluşturulan plazmalardan yayılan spektrumları modellemek amacıyla çarpışmalı ışımali model kullanılarak yapılan birçok

simülasyon kodu bulunmaktadır. CRModel [97], FLY [98-100], RATION [101], TRANSPEC [102], NeF [88] çarpışmalı ışımalı kodlardır.

3.3. Simülasyon Kodu: EHYBRID

Hidrodinamik-atomik fizik kodu EHYBRID x-ışını lazer ortamı üretmek için kullanılan bir katı hedefle lazer etkileşimini ve lazerle üretilen plazmanın hedef yüzeyinden genişlemesini modellemek için kullanılır [42].

EHYBRID Lagrange formu uygulanmış hibrid modele sonlu farklar yöntemi ile çözümler getiren 1.5 boyutlu bir koddur. Hibrid modelde, (x,y)-düzleminde benzer fakat z yönünde değişen bir yoğunluk profiline sahip ve bu düzlem üzerinde düzgün sıcaklıklı bir gaz ele alınmıştır. Bu gaz (x,y) düzlemindeki bütünsel biçimini koruyarak, z-doğrultusunda bir-boyutlu formda genişlemeyle vakuma genişler. Böyle bir akış açık olarak bir bütünsel (self-similar) akışın ve bir boyutlu bir genişlemenin birleşimidir ve bu hibrid akış olarak adlandırılır. EHYBRID’de modeli temsil eden Lagrange formundaki diferansiyel denklemler von Neumann-Richtmyer şeması ile sonlu farklar formunda yazılarak çözülmüştür [89].

EHYBRID kodu 98 uzaysal hücreli, Lagrange formunda bir koddur. Her hücredeki kütle sabitken, hücre boyutları buna göre modifiye edilir. Her hücredeki plazmanın izotermal olduğu kabul edilir. Plazma akışının nümerik simülasyonu gelen lazer demetine göre plazma ortamının enine doğrultuda akıyor olduğu kabul edilerek gerçekleştirilir ve akışın Gauss formunda kendiliğinden bir genişlemeye sahip olduğu kabul edilir. Lazerle geliş doğrultusunda yoğunluk profilini hesaplamak için kod akışkan süreklilik denklemini ve Navier-Stokes denklemini çözer. Basınçlar, elektron ve iyon sıcaklıkları ile elektron ve iyon yoğunlukları her zaman adımında hücre merkezinde tanımlanır. Lazer soğurumunun ters frenleme soğurumu ve kritik yüzeyde rezonans soğurumu ile olduğu kabul edilir. Rezonans soğurumu için kritik yoğunluğa ulaşan lazer enerjisinin %30’luk bir kısmının kritik yoğunluk hücrelerinde depo edildiği ve geri kalan enerjinin ters Bremsstrahlung soğurumu için düşük yoğunluk bölgesine (low-density region) geri yansıtıldığı kabul edilir. Ters Bremsstrahlung soğurumu yüksek olduğu için kritik yüzeyde kabul edilen enerji

indirimi bütün lazer enerji soğurumu üzerinde sadece küçük bir etkiye sahiptir. Tekrar-birleşme, Bremsstrahlung yayılımı aracılığıyla ışımalı enerji kayıpları ve çizgi yayılım süreçleri hesaba katılır. İyonlaşma ve sayı yoğunluğu dinamikleri, tüm elektron enerji dengesi göz önüne alınarak kendi içerisinde ve birbirleri ile etkileşimli olarak ele alınır. Hedef materyalin zamansal ve uzaysal atom fiziği özellikleri, plazmanın hidrodinamikleri ile etkileşimlidir [103,104].

Atomik seviye yoğunluklarının detaylı bir hesaplaması EHYBRID kodu içinde bulunur [42]. Ne- ve F-benzeri iyonların uyarılmış seviyelerinin yoğunlukları (atomik kinetikleri) çarpışmalı ışımalı model kullanılarak hesaplanır. Ne-benzeri ve F-benzeri iyonlar için atomik data Cowan [109] kodu kullanılarak hesaplanmıştır. EHYBRID koduna giriş verisi olarak lazer malzemesinin atomik verileri; hedefin kalınlık, uzunluk ve genişliği; pompalama (sürücü) lazer atımının gücü, süresi girilir. EHYBRID koddan elde edilen çıkış verileri hücre konumu ve zamanın bir fonksiyonu olarak verilen elektron sıcaklığı ve yoğunluğu, kazanç, iyonlaşma gibi çeşitli plazma parametrelerini içerir.

Dördüncü bölümde Ne-benzeri Fe x-ışını lazer ortamı için yapılan simülasyonlarda, Pert tarafından 1983 yılından bu yana geliştirilmekte olan EHYBRID kodunun 1995 versiyonu kullanılmıştır. Bu versiyonda rezonans soğurumu için plazmada kritik yoğunluğa ulaşan lazer enerjisinin %30'luk bir kısmının kritik yoğunluk hücrelerinde depo edildiği ve geri kalan enerjinin ters Bremsstrahlung soğurumu için düşük yoğunluk bölgesine geri yansıtıldığı kabul edilir. Beşinci bölümde Ni-benzeri Sn ve Ni-benzeri Mo x-ışını lazer ortamları için yapılan simülasyonlarda ise EHYBRID kodunun 2005 versiyonu kullanılmıştır [110]. Bu versiyonda, rezonans soğurumu için EHYBRID kodunun 1995 versiyonundaki gibi kabullenme yapılmayıp formülle hesaplama yapılır.

3.4. Simülasyonda Ele Alınan Fiziksel Süreçler

EHYBRID kodu, lazer etkisi gösteren materyalin gelişimini anlamak için geliştirilmiştir ve birçok fiziksel süreci tarif eder. Bu kod, pompalama lazer

enerjisinin depo edilmesini, hidrodinamik hareketi, elektronik termal iletimi ve ortamdaki iyonların atom fiziği ile etkileşimli iyon-elektron termal hareketini içerir.

3.4.1. Plazma yayılım süreçleri

Lazerle üretilen plazmadan yayılan ışımaya Bremsstrahlung (serbest-serbest), tekrar-birleşme (serbest-bağlı) ve çizgi yayılımı (bağlı-bağlı) süreçleriyle meydana gelir. Bağlı-bağlı geçişler kesikli spektrum verirken serbest-serbest ve serbest-bağlı geçişler sürekli spektrum verir [42].

3.4.1.1. Serbest-serbest yayılım

Bu yayılım sürecinde elektronun ilk ve son durumu serbest olduğundan bu süreç serbest-serbest yayılım olarak adlandırılır. Serbest-serbest geçişlerde serbest bir elektron, bir iyonun elektrik alanıyla etkileşir ve bir foton yayınlamaya kinetik enerji kaybeder. Sonuçta elde edilen spektrum sürekli ve serbest-serbest veya Bremsstrahlung (frenleme) yayılımı olduğunun bir göstergesidir. Bu süreçte elektronun kinetik enerjisi, yayımlanan fotonun enerjisiyle azalır [42].

3.4.1.2. Serbest-bağlı yayılım

Serbest-bağlı geçişler, serbest bir elektron, bir iyon tarafından yakalanması sırasında foton yayımlanması ile meydana gelir. Bu süreç ışımaya tekrar-birleşme olarak da bilinir. Işımalı tekrar-birleşmeden kaynaklanan spektrum sürekli ve o seviyenin iyonlaşma enerjisiyle belirlenir. Bir iyondan toplam tekrar-birleşme yayılımı, her bağlı durumdan sürekli çıkışların üst üste gelmesi ile meydana gelir. Işımalı tekrar-birleşmenin tersi foto-iyonlaşma olarak bilinir [42].

Serbest-bağlı tekrar-birleşme bir foton salınımı olmadan da meydana gelebilir. Bu olay, iki elektronun bir iyon ile eşzamanlı çarpışmasıyla olur. Elektronlardan birisi bir bağlı seviyeye birleşir ve fazla enerjiyi diğer elektrona transfer eder. Bu olay üç-cisim tekrar birleşmesi (three-body recombination) olarak bilinir. Diğer bir ışımaya süreç, serbest bir elektronun bağlı bir durumla birleşmesi ve enerjisini diğer bir bağlı

elektrona vererek bu elektronun uyarılmasına sebep olmasıyla da meydana gelebilir. Bu süreç di-elektronik tekrar-birleşme olarak bilinir. Bu sürecin tersi kendiliğinden iyonlaşmadır (autoionisation) . Yüksek yoğunluk ve düşük sıcaklıkta üç-cisim tekrar-birleşmesi baskın olmaya eğilimlidir. Üç-cisim tekrar-birleşmesi öncelikle bir iyonun yüksek seviyelerinin yoğunluğunu arttırırken, ışımalı tekrar-birleşme ise öncelikli alt kuantum durumlarının yoğunluğunu arttırır [42].

3.4.1.3. Bağlı-bağlı yayınım

Üst enerji seviyesinde elektron bulunan bir atom bir foton yayınımla düşük enerji seviyesine kendiliğinden bozunabilir. Çıkan spektrum dar bir spektral aralıkta kesikli özelliğe sahip olarak karakterize edilen bir enerji ile tanımlanır. Verilen bir kuantum durumunda bulunan elektronlar, tersine-uyarıldıklarında kesikli enerjiye sahip spektrum oluştururlar.

Bağlı-bağlı yayınım oranları, geçiş olasılığı ile orantılıdır. Uyarılma bir fotonun soğurumuyla, iyon ile serbest elektron çarpışmaları aracılığıyla veya tekrar-birleşme dolayısıyla meydana gelebilir. Bu nedenle, çizgi ışımalarının şiddeti elektron yoğunluğuna ve sıcaklığına bağlıdır. Yüksek sıcaklıklarda daha çok elektron yüksek enerji seviyelerine uyarılır. Bazı bağlı elektronlar atomdan tamamen kopmak için yeterli enerjiye sahip olduğunda daha yüksek bir iyonlaşma durumunda bulunan iyonlar üretilir. Yüksek sıcaklıklarda, bağlı-bağlı geçişler meydana gelmez çünkü iyonların tümünün bütün elektronları kopmuştur.

Belirli bir zamanda plazma ortamından yayılan rezonans çizgilerinin şiddeti $I_{toplamlam}$

$$I_{toplamlam} = \sum N_i \frac{hc}{\lambda_0} TA_{ij} \Delta V \quad (3.1)$$

bağıntısı kullanılarak hesaplanabilir. Burada N_i , belirli bir geçiş için üst seviyenin sayı yoğunluğu; A_{ij} , geçiş için kendiliğinden geçiş olasılığı; T , kaçış faktörü; λ_0 , spektral çizginin dalgaboyu; ΔV , her bir hücrenin hacmidir [105].

Plazmadan yayılan fotonlar, plazmanın hareketinden dolayı plazmadan kaçmadan tekrar etkileşime girerler. Plazmadan yayılan rezonans çizgileri hesaplanırken bu etkinin de göz önünde bulundurulması gerekir. Bu etki Eşitlik (3.1)'de T kaçış faktörü ile hesaba katılır. Holstein [106] tarafından verilen kaçış faktörü yaklaşıklığı;

$$T = \frac{I}{K_0 D \sqrt{\pi \ln(K_0 D)}} \quad K_0 D \geq 2.5 \quad \text{için} \quad (3.2)$$

$$T = e^{-K_0 D / 1.73} \quad K_0 D < 2.5 \quad \text{için} \quad (3.3)$$

şeklindedir. Burada D plazma uzunluğu ve K_0 çizgi merkezinde soğurma katsayısıdır. Plazmadan yayılan rezonans çizgilerinin opasitesi olarak da bilinen çizgi merkezinde soğurma katsayısı,

$$K_0 = \frac{A_{ji} \lambda_{ij}^3}{8\pi c} n_i \frac{\lambda_{ij}}{\Delta\lambda} \left(1 - \frac{g_j n_j}{g_i n_i} \right) \quad (3.4)$$

ile verilir [107]. Burada c , ışığın vakumdaki hızı; g_i ve g_j sırasıyla alt ve üst seviyelerin istatistiksel ağırlıklarıdır. $\Delta\lambda$ ifadesi ise Doppler çizgi genişliğidir;

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_d} = 7.7 \times 10^{-5} \left(\frac{kT_i}{\mu} \right). \quad (3.5)$$

Burada kT_i , iyon sıcaklığı ve μ , verilen bir elementin kütle numarasıdır.

3.4.2. Einstein katsayıları

Bağlı seviyeler arasında gerçekleşen uyarılmış süreçlerde (soğrulma ve uyarılmış yayılma), fotonun enerjisi tam olarak bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkına karşılık gelmelidir. Uyarılmış yayılmada gelen fotonun enerjisiyle aynı enerjiye sahip ve aynı doğrultuda bir foton yayınlanır.

Sayı yoğunlukları N_u ve N_l olan u ve l enerji seviyelerinde bağlı elektronlara sahip bir grup atom, birbirleriyle ısısal dengede ise sayı yoğunlukları oranı N_u/N_l Boltzmann dağılım fonksiyonu ile verilir:

$$\frac{N_u}{N_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-(E_u-E_l)/kT} \quad (3.6)$$

Burada g_u ve g_l , seviyelerin istatistik ağırlıkları; E_u ve E_l ; seviyelerin enerjileridir. Isısal dengede, birim frekans başına ışınım enerji yoğunluğu $u(\nu)$, kara cisim ifadesi ile verilir [108];

$$u(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3 [\exp(h\nu/k_B T) - 1]} \quad (3.7)$$

Burada c , ışık hızı; h , Planck sabiti; ν , ışınım frekansı ve $k_B T$, ortamın sıcaklığıdır.

Isısal dengede olan N_u ve N_l yoğunlukları için denge prensibine göre iki seviye arasındaki aşağı yönlü ışınım akışı yukarı yönü ışınım akışına eşit olmalıdır. Buna göre denge durumunda u ve l seviyeleri arasındaki geçişler için

$$N_u A_{ul} + N_u B_{ul} u(\nu) = N_l B_{lu} u(\nu) \quad (3.8)$$

yazılır. A_{ul} kendiliğinden geçiş olasılığı, B_{ul} uyarılmış yayınım için ve B_{lu} soğurma için orantı sabitleridir. A_{ul} , B_{ul} ve B_{lu} sabitleri Einstein katsayılarıdır.

Eşitlik (3.8) yeniden düzenlenir ve Eşitlik (3.6) ifadesi göz önüne alınırsa,

$$u(\nu) = \frac{A_{ul}}{B_{ul}} \left(\left[\frac{g_l B_{lu}}{g_u B_{ul}} \right] e^{h\nu_{ul}/kT - 1} \right)^{-1} \quad (3.9)$$

elde edilir. Burada $h\nu_{ul} = E_u - E_l$ dir. Isısal dengedeki ışınım için (3.7) ve (3.9) birbirine eşittir. Bu eşitlikten

$$\frac{g_l B_{lu}}{g_u B_{ul}} = 1 \quad (3.10)$$

ve

$$\frac{A_{ul}}{B_{ul}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (3.11)$$

elde edilir.

3.4.3. Lazer kazancı ve doyma şiddeti

Lazer oluşumunda, bol miktarda uyarılmış yayılma meydana gelebilmesi için sayı yoğunluğu tersinimi gerekli şarttır. Ortamdan çıkan ışımaların, istenen özelliklerde bir lazer etkisi göstermesi için yeter şart, doyma şartıdır.

3.4.3.1. Sayı yoğunluğu tersinimi ve kazanç

Sayı yoğunlukları N_u ve N_l olan iki enerji seviyesi u ve l arasında sayı yoğunluğu tersinimi varsa uyarılmış ışımaya ile kuvvetlenme olasıdır. I_0 şiddeti ile ortama giren bir demetin, ortamda z mesafedeki şiddeti I ,

$$I = I_0 e^{\sigma_{ul} [N_u - (g_u/g_l) N_l] z} \quad (3.12)$$

ile verilir. Burada N_u ve N_l sırasıyla üst ve alt seviyelerin sayı yoğunlukları, g_u ve g_l sırasıyla üst ve alt seviyelerin istatistiksel ağırlıkları, σ_{ul} uyarılmış yayılma tesir kesitidir. Eşitlik (3.12)'de görüldüğü gibi, üslü ifadenin değeri pozitif ise demetin şiddeti artacak veya kuvvetlenme olacaktır. Eğer negatif ise, demetin şiddeti azalacak ve soğurma olacaktır. σ_{ul} ve z değerleri daima pozitif olacağından kuvvetlenme yalnızca

$$N_u > \frac{g_u}{g_l} N_l \quad (3.13)$$

koşulu sağlandığında meydana gelir. Eşitlik (3.13)'e göre, üst seviyenin sayı yoğunluğu alt seviyenin sayı yoğunluğundan daha yüksek olmalıdır. Bu durum sayı yoğunluğu tersinimi olarak adlandırılır. Bu şartın sağlandığı bir ortamda kazanç katsayısı

$$g(\nu) = \sigma_{ul}(\nu) \left[N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right] \quad (3.14)$$

ile verilir. σ_{ul} uyarılmış yayılma tesir kesiti ise

$$\sigma_{ul}(\nu) = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} A_{ul}(\nu) \quad (3.15)$$

ile ifade edilir.

Sayı yoğunluğu tersinimi, lazer kuvvetlendirmesi için gerekli koşuldur fakat yeterli koşul değildir.

3.4.3.2. Doyma şiddeti

Eşitlik (3.12), eğer üstel ifade pozitif ve yeterli büyüklükte ise bir demetin z uzunluğunda bir ortamdan geçerken hızlı büyüme olasılığını gösterir. Sayı yoğunluğu tersiniminin olduğu ve kazanç değerinin demetin önemli ölçüde kuvvetlenmesini sağlayacak büyüklükte olduğu bir ortam olduğunu varsayalım. I şiddetini uyarılmış yayılma yardımıyla üstel olarak arttırmak için ortamın uzunluğu arttırılırsa (3.12) eşitliğine göre belirli bir z uzunluğunda demet öyle bir şiddete ulaşır ki, üst lazer seviyesinde depolanan enerji demetin üstel büyümesini sürdürecektir yeterlilikte olmaz. Demetin üstel olarak büyümesinin durduğu bir şiddet değeri vardır. Bu doyum sürecinde, z uzunluklu ortamda doyum etkisinin meydana geldiği uzunluk, L_d doyma uzunluğu olarak adlandırılabilir. $z = L_d$ olduğunda demetin şiddeti, I_{doy} doyma şiddetidir. Doyma şiddeti

$$I_{doy} = \frac{h\nu_{ul}}{\sigma_{ul}(\nu)\tau_u} \quad (3.16)$$

ile verilir. Burada τ_u seviyenin yaşam ömrüdür ve kendiliğinden geçiş olasılığı ile ilişkilidir; $1/\tau_u \sim A_{ul}$.

3.5. Sonuç

Sonuç olarak bu bölümde, plazma ortamlarının modelleme yöntemleri genel olarak incelenmiş, özellikle bu tezde kullanılan hidrodinamik kod EHYBRID'in çalışma sistemi ve ele aldığı fiziksel süreçler hakkında zet bilgiler sunulmuştur. Bu kod kullanarak dördüncü ve beşinci bölümlerde yer alan simülasyonlar gerçekleştirilmiştir.

4. GEÇİCİ ÇARPIŞMALI UYARILMA TEKNİĞİ İLE POMPALANAN Ne-BENZERİ DEMİR X-IŞINI LAZER ORTAMININ MODELLENMESİ

4.1. Giriş

Ne-benzeri Demir x-ışını lazer üretmek için gerekli olan aktif ortam, lazerle üretilen plazma ortamıdır. İkinci bölümde ayrıntılı bir incelemesi verilen farklı pompalama teknikleri kullanılarak x-ışını lazer ortamı üretmek mümkündür. Burada geçici çarpışmalı pompalama tekniği ile birbirinin ardı sıra gelen bir uzun ön-atım ve bir kısa ana-atımdan oluşan iki sürücü lazer atımı kullanılarak katı Demir hedefin enine aydınlatılmasıyla üretilen Ne-benzeri Demir plazma ortamı, hidrodinamik-atomik fizik kodu EHYBRID ile modellendi.

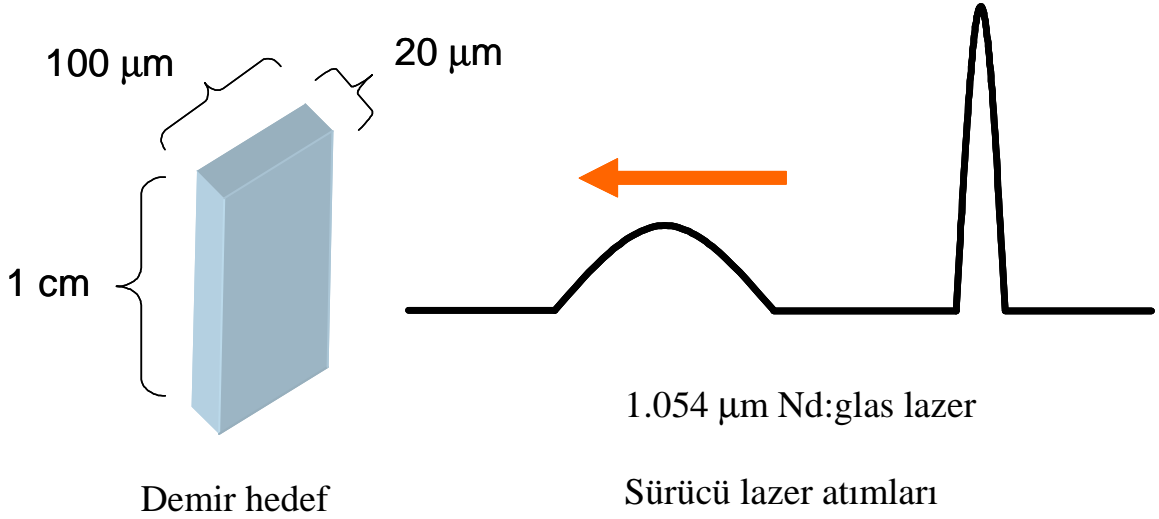
4.2. Ne-Benzeri Fe X-ışını Lazer Ortamının Hidrodinamik Modellenmesi

Simülasyonlarda Fe katı tabaka hedefin uzun bir ön lazer atımıyla enine aydınlatılarak bir ön-plazma oluşturulduğu ve ardından bu ön-plazmanın da kısa bir ana-atımla enine aydınlatılmasıyla Ne-benzeri Fe plazma ortamı oluşturulduğu kabul edildi. Ne-benzeri Fe plazma ortamının elektron sıcaklığı, elektron yoğunluğu, plazma genişleme hız dağılımı gibi genel plazma parametrelerinin ön-atım süresi, şiddeti, ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanı gibi sürücü lazer atım özelliklerine bağlı değişimi incelendi.

4.2.1. Simülasyonda varsayılan deneysel parametreler

Bu bölümde yapılan simülasyonda, 100 μm genişliğinde, 1 cm uzunluğunda ve kalınlığı 20 μm bir demir katı tabaka hedefin bir ön-atım ve bir ana-atımdan oluşan 1.054 μm dalgaboylu Nd:glass lazeriyle aydınlatıldığı kabul edildi (Şekil 4.1). Göz önüne alınan çift-atım konfigürasyonu, bir tane düşük şiddetli uzun ön-atım ve bir tane de yüksek şiddetli kısa ana-atımdan oluşmaktadır. Düşük şiddetli uzun ön-atım,

demir hedefi iyonlaştırarak Ne-benzeri Fe iyonları içeren bir ön-plazma oluşturur. Ardından hedefe gönderilen yüksek şiddetli kısa ana-atım, ön-plazmada soğurular ve ön-plazmayı ısıtır (Şekil 4.1).



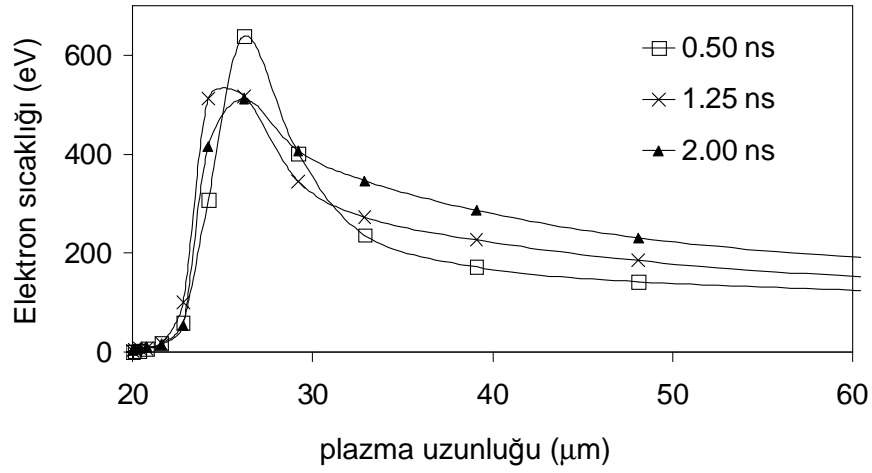
Şekil 4.1: Yapılan simülasyonda ele alınan hedef özellikleri ve atım konfigürasyonu.

Bu durumda beklenen, x-ışını lazer üretimi için uygun olan aktif ortamın oluşmasıdır. Uygun aktif ortamın oluşumunu etkileyen parametrelerden bazıları ön-atım ve ana-atımın atım süreleri, ön-atım ve ana-atım şiddetleri, ön-atım ve ana-atım arasındaki gecikme süresidir.

Bu simülasyon çalışmasında, çift atım konfigürasyonunda ana-atım parametreleri sabit tutularak ön-atım parametrelerin değiştirilmesi ile aktif ortamın (plazma) parametrelerinin değişimi incelenmiştir. Ön-atımın etkisini belirlemek için simülasyon boyunca ana-atımın süresi 1 ps ve tepe şiddeti 1×10^{15} W/cm² değerlerinde sabit tutuldu. Simülasyondan elde edilen tüm grafikler, ana atımın bitiş anında hesaplanan değerlerdir.

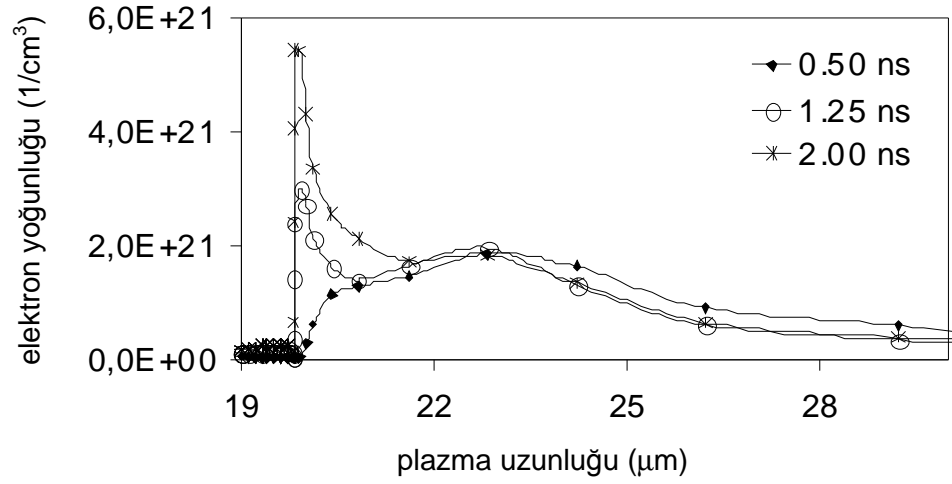
4.2.2. Ön-atım süresinin plazma parametrelerine etkisi

Bu kısımda, ön-atım süresinin plazma parametrelerine olan etkisi incelendi. Ana-atımın gecikme süresi 2 ns ve ön-atımın tepe şiddeti 6×10^{11} W/cm² olarak kabul edildi. Bu durumda ön-atım süresi 0.50 ns değerinden 2.00 ns değerine kadar değiştirildi. Farklı ön-atım süreleri (0.50 ns, 1.25 ns, 2.00 ns) için, plazma uzunluğunun bir fonksiyonu olarak elektron sıcaklığının değişimi Şekil 4.2’de görülmektedir. Maksimum elektron sıcaklığı, 0.50 ns ön-atım süresi için 639 eV olarak elde edildi. Bu maksimum elektron sıcaklığı yaklaşık olarak hedeften 26 μ m uzaklıkta elde edilmiştir.



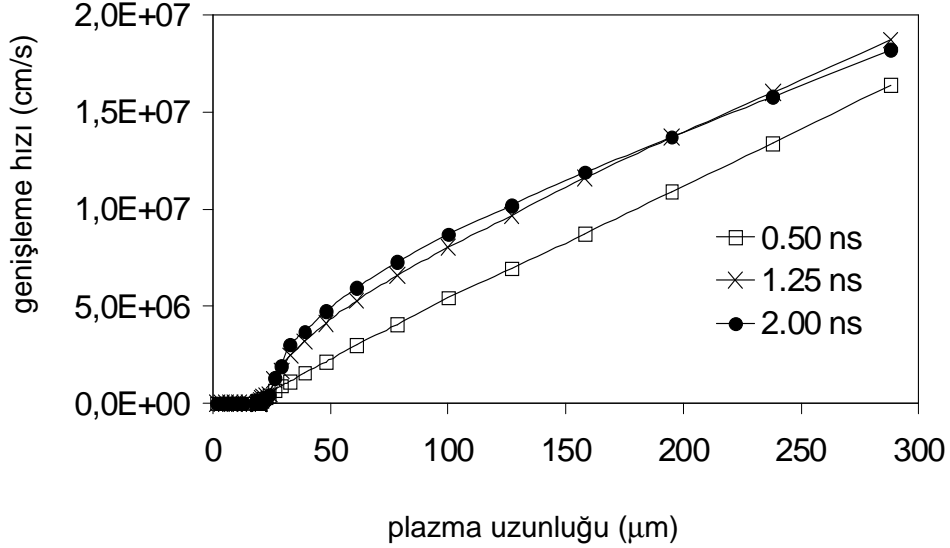
Şekil 4.2: Farklı ön atım süreleri için plazma uzunluğunun bir fonksiyonu olarak, elektron sıcaklığının değişimi.

Farklı ön-atım süreleri (0.50 ns, 1.25 ns, 2.00 ns) için plazma uzunluğunun bir fonksiyonu olarak elektron yoğunluğunun değişimi Şekil 4.3’de görülmektedir. Maksimum elektron yoğunluğu, 0.50 ns ön-atım süresi için 1.87×10^{21} cm⁻³ olarak elde edildi. Bu maksimum elektron yoğunluğu yaklaşık olarak hedeften 23 μ m uzaklıkta elde edilmiştir.



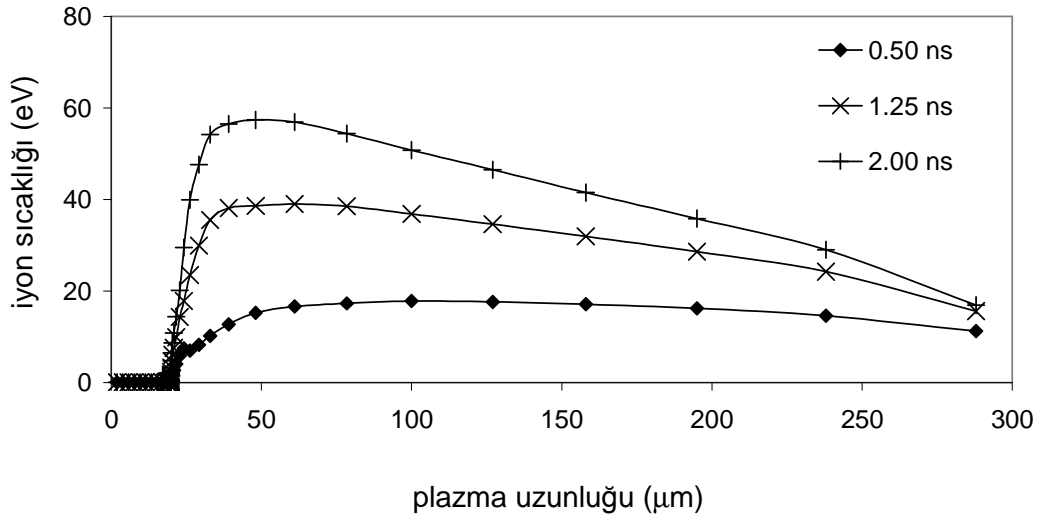
Şekil 4.3: Farklı ön-atım süreleri için plazma uzunluğunun fonksiyonu olarak elektron yoğunluğunun değişimi.

Plazma genişleme hızının, plazma uzunluğunun bir fonksiyonu olarak değişimi farklı ön-atım süreleri (0.50 ns, 1.25 ns, 2.00 ns) için Şekil 4.4'de görülmektedir. Grafikten anlaşıldığı gibi hedef yüzeyinden uzaklaştıkça plazma genişleme hızı artmaktadır.



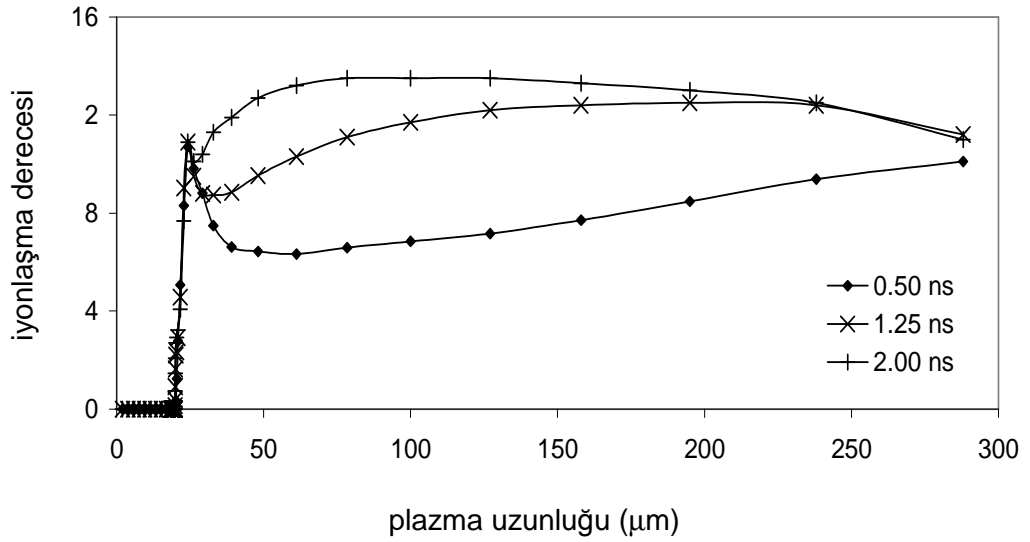
Şekil 4.4: Farklı ön-atım süreleri için plazma uzunluğunun fonksiyonu olarak plazma genişleme hızının değişimi.

Şekil 4.5'de, üretilen plazma ortamındaki iyon sıcaklığının, plazma uzunluğunun bir fonksiyonu olarak değişimi farklı ön-atım süreleri (0.50 ns, 1.25 ns, 2.00 ns) için görülmektedir.



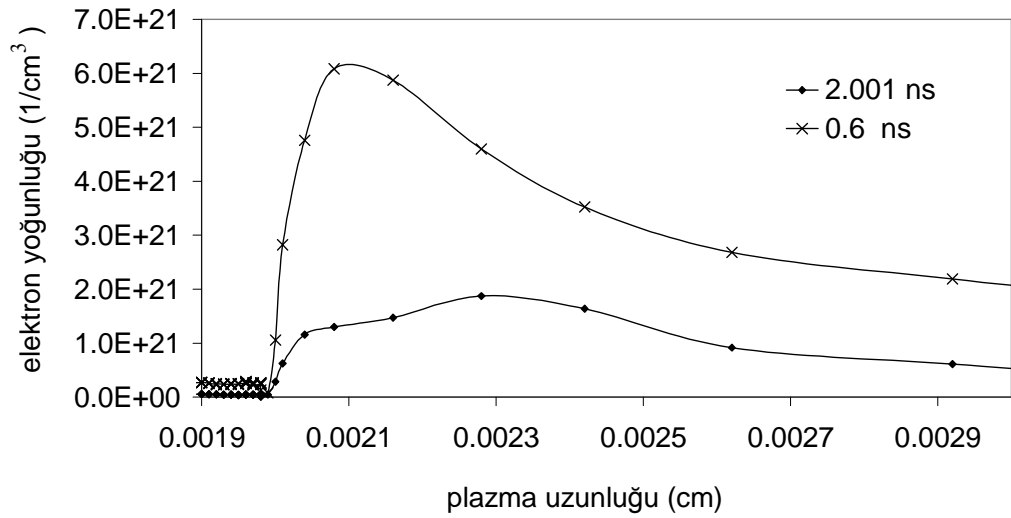
Şekil 4.5: Farklı ön-atım süreleri için plazma uzunluğunun fonksiyonu olarak iyon sıcaklığının değişimi.

Farklı ön-atım süreleri (0.50 ns, 1.25 ns, 2.00 ns) için, üretilen plazma ortamındaki iyonların iyonlaşma derecesinin, plazma uzunluğunun bir fonksiyonu olarak değişimi Şekil 4.6'da görülmektedir. Ön-atımın süresi arttıkça iyonların aldığı enerji de artar ve buna bağlı olarak daha fazla iyonlaşırlar.



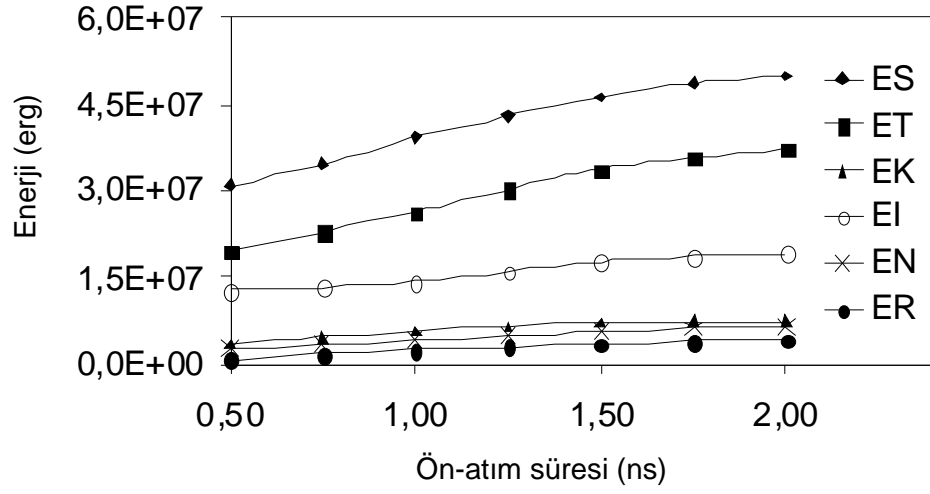
Şekil 4.6: Farklı ön-atım süreleri için plazma uzunluğunun fonksiyonu olarak iyonlaşma derecesinin değişimi.

Lazerle üretilen plazmalarda ön-atım kullanımının plazmadaki elektron yoğunluğunun oluşumuna ve dağılımına etkisini anlamak için ön-atımın bitiminden sonra ve ana-atımın bitiminde hesaplanan elektron yoğunluğu değerleri plazma uzunluğunun bir fonksiyonu olarak Şekil 4.7’de gösterilmiştir. Ana-atımın bitiminde alınan yoğunluk profilinin daha düzgün bir dağılıma ve daha az eğime sahip olduğu görülür. X-ışınlarının plazma ortamında ilerlemesinde olumsuz bir etken olan kırınım etkilerinin azaltılması için daha az eğime sahip plazma ortamı üretilmelidir. Bunun için ana-atımdan önce gelen bir ön-atım kullanılabilir, böylece daha düzgün, daha az eğimli bir yoğunluk profiline sahip bir plazma ortamı elde edilir.



Şekil 4.7: 2.001 ns ve 0.6 ns anlarında elektron yoğunluğunun plazma uzunluğuna göre değişimi

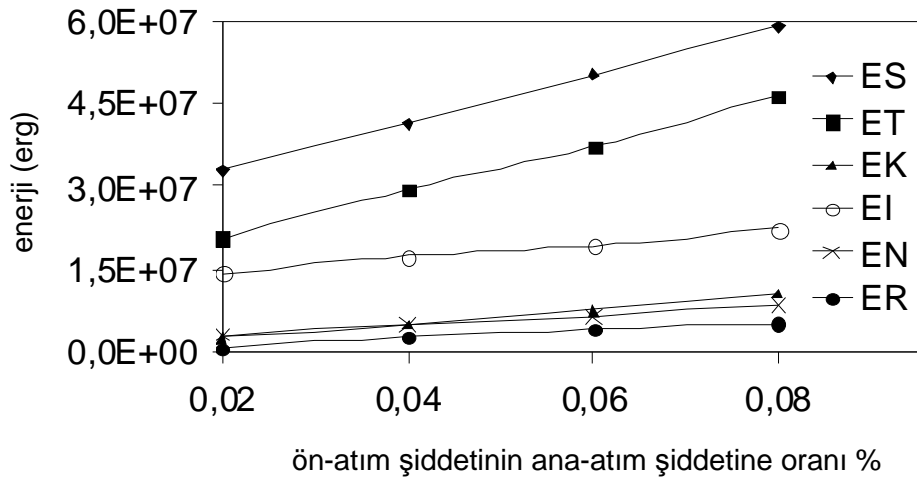
Şekil 4.8 uygulanan enerji (ES), soğrulan enerji (ET), kinetik enerji (EK), ısısal enerji (EI), iyonlaşma enerjisi (EN), ışıyan enerji (ER) değerlerinin ön-atım süresiyle değişimini gösterir.



Şekil 4.8: Farklı ön-atım süresi değerleri için ana-atımın bitiş anında alınan enerji değerleri

4.2.3. Ön-atım şiddetinin plazma parametrelerine etkisi

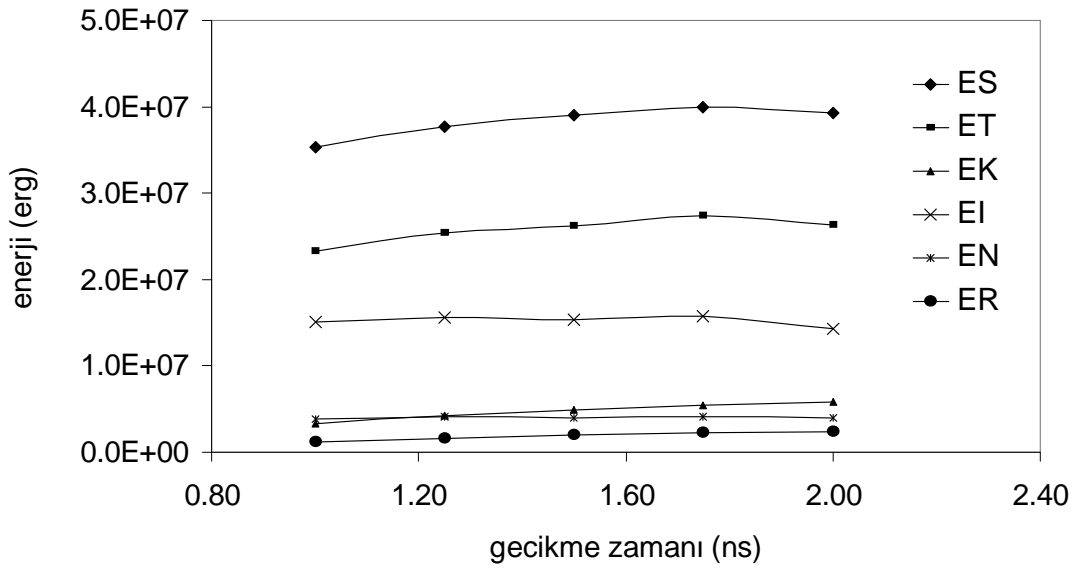
Şekil 4.9'daki profil diğer bir konfigürasyonla elde edildi. Ön-atım süresi ve gecikme zamanı 2 ns olarak kabul edildi. Ön-atımın tepe şiddetinin $2 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ - $8 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ aralığında değişiminin etkileri incelendi. Şekil 4.9'da enerji parametrelerinin ön-atım şiddetiyle değişimi görülmektedir. Soğrulan enerji ET, ön-atımın şiddet seviyesiyle artmaktadır.



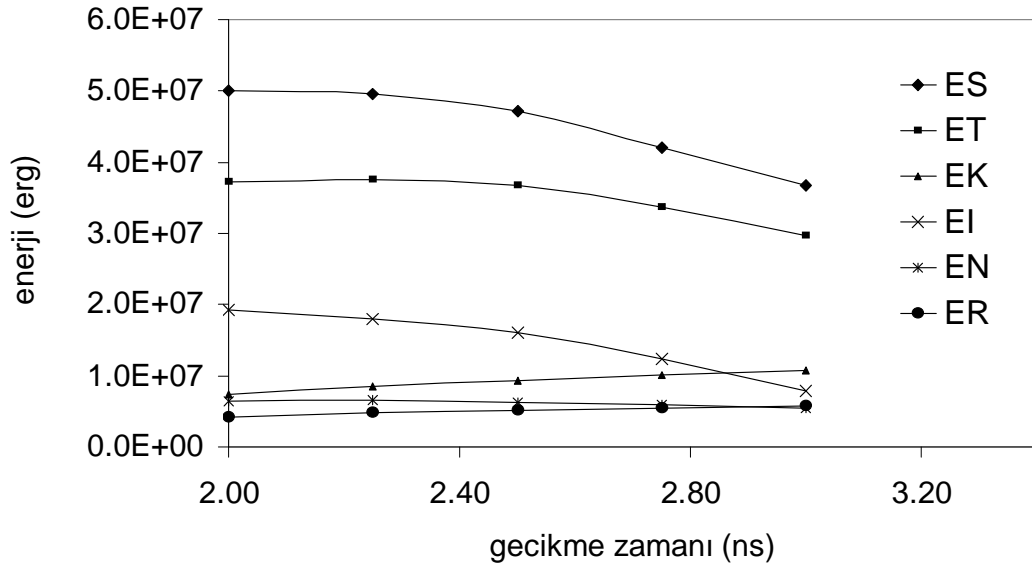
Şekil 4.9: Ana-atım şiddetinin yüzdesi olarak farklı ön-atım şiddet değerleri için enerji değerlerinin değişimi

4.2.4. Ön-atım ve ana-atım arasındaki zaman farkının plazma parametrelerine etkisi

Ana-atımın gecikme zamanının enerji parametreleri üzerindeki etkisini anlamak için Demir hedefin $6 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ şiddetinde ve 1 ns süreli ön-atım ile aydınlatıldığı kabul edildi. Gecikme zamanı 1ns'den 2 ns'ye değiştirildi ve Şekil 4.10 elde edildi. Ardından, ön-atım süresi 2 ns'ye değiştirildi ve gecikme zamanının 2 ns ile 3 ns aralığında değiştiği kabul edildi. Bu durum Şekil 4.11'de görülmektedir.



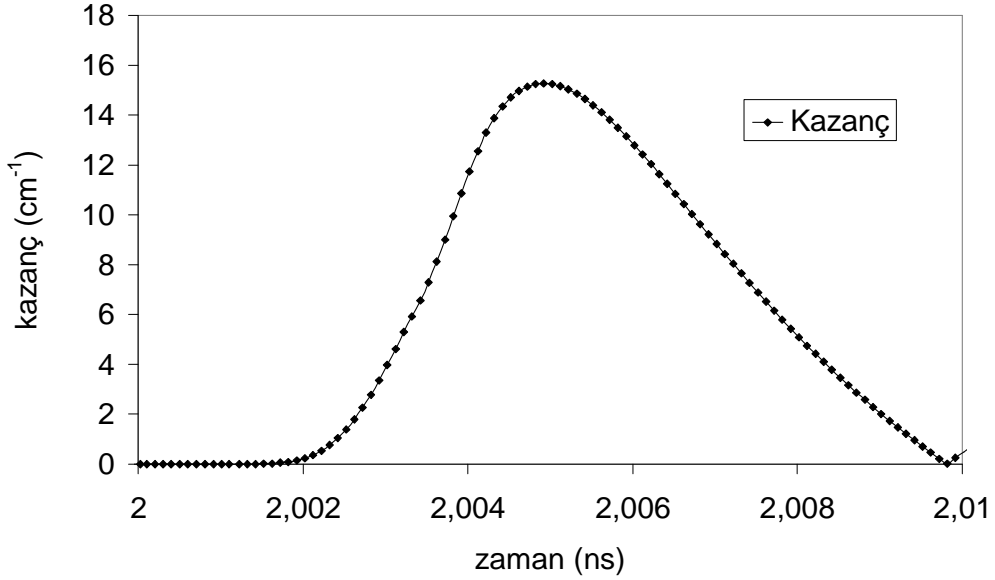
Şekil 4.10: Ana-atımın gecikme zamanının fonksiyonu olarak enerji parametrelerinin değişimi



Şekil 4.11: Ana-atımın gecikme zamanının fonksiyonu olarak enerji parametrelerinin değişimi

4.2.5. Kazanç

Demir katı hedefin ön-atım ve ana-atımdan oluşan sürücü lazer atımlarıyla enine aydınlatılmasıyla üretilen Ne-benzeri Demir plazma ortamından yayılan 25.5 nm dalgaboyunda Ne-benzeri Fe x-ışını lazeri için kazanç değeri hesaplandı. Simülasyonda, ön-atımın süresi 0.50 ns, tepe şiddeti $6 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ ve ana-atımın süresi 1 ps, tepe şiddeti $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ olarak kabul edildi. Ana-atımın gecikme süresi ise 2 ns olarak alındı. Bu sürücü lazer konfigürasyonu ile yapılan hesaplamalardan elde edilen kazanç değerinin zamana göre değişimi Şekil 4.12’de gösterilmiştir. Maksimum kazanç değeri, 2.005 ns zamanında, 15.3 cm^{-1} olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.12: 25.5 nm dalgaboyunda Ne-benzeri Fe x-ışını lazer çizgisinin kazancının zamana göre değişimi

4.3. Sonuç

Bu bölümde ön-atım ve ana-atımdan oluşan sürücü lazer atımlarıyla Demir katı hedefin enine aydınlatılmasıyla üretilen Ne-benzeri Demir plazma ortamı hidrodinamik-atomik fizik kodu EHYBRID ile modellendi. Çift-atım konfigürasyonunun genel plazma parametreleri üzerindeki etkileri incelendi. Simülasyonda sürücü lazerin ön-atım süresi, ön-atım şiddeti ve ana-atım gecikme zamanı parametrelerine bağlı olarak plazma parametrelerinin değişimi hesaplandı. Bu sürücü lazer konfigürasyon parametreleri oluşan plazmanın elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı gibi plazma özelliklerini dolayısıyla x-ışını lazer üretimi için uygun olan aktif ortam oluşumunu etkiler ve belirler. Uygun sürücü lazer parametreleriyle oluşturulan Ne-benzeri Fe x-ışını lazeri aktif ortamından yayılan 25.5 nm dalgaboyundaki Ne-benzeri Fe x-ışını lazer çizgisinin kazancının zamana göre değişimi hesaplandı. Maksimum kazanç değeri, 2.005 ns zamanında, 15.3 cm^{-1} olarak elde edildi.

5. HEDEFE GELİŞ AÇISI İLE POMPALANAN Ni-BENZERİ Sn VE Ni-BENZERİ Mo X-IŞINI LAZER ORTAMLARININ MODELLENMESİ

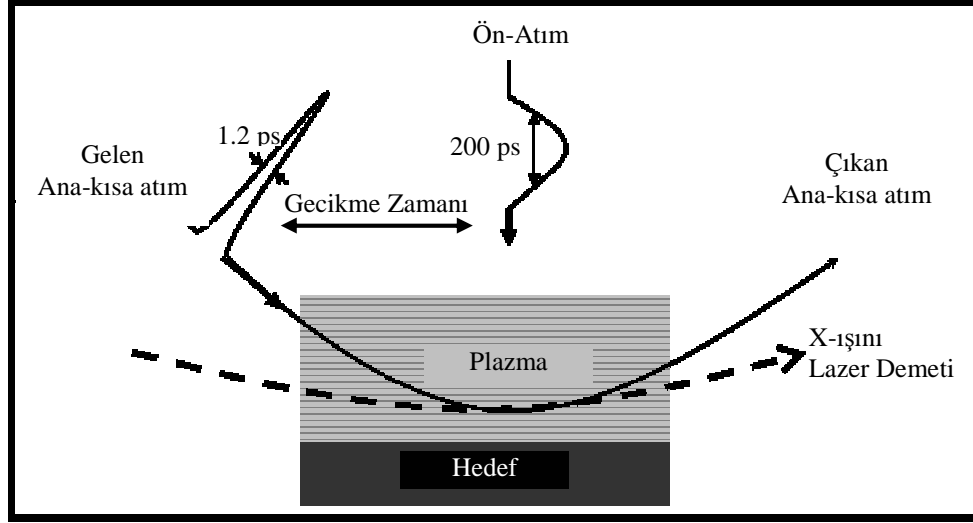
5.1. Giriş

Lazerle pompalanan hedef ile oluşturulan plazma ortamı kullanılarak üretilen x-ışını lazer üretimi çalışmalarında bugün gelinen noktada, en çok istenen özellik daha düşük enerjili sürücü lazer kullanarak verimli ve kullanımı pratik olan x-ışını lazerler üretmektir. Bu amaçla özellikle son yıllarda geliştirilen ve başlangıç yıllarına göre çok düşük enerjili bir sürücü lazer kullanımı ile gerçekleştirilebilen, küçük laboratuvarlarda da yapımı mümkün olan, hedef ile açı yapacak şekilde pompalama tekniği kullanılan x-ışını lazer deneyleri yapılmıştır. Bu alanda yapılan simülasyon çalışmaları da bu konuda gelişim sağlanabilmesi için önemlidir.

Bu bölümde, hedef ile açı yapacak şekilde pompalanan Ni-benzeri Sn ve Ni-benzeri Mo x-ışını lazer ortamlarının hidrodinamik simülasyon sonuçları yer almaktadır. Simülasyonlar, hedef ile açı yapacak şekilde pompalama yöntemi göz önüne alınarak düzenlenen EHYBRID kodu kullanılarak yapılmıştır.

5.2. Hedefe Geliş Açısı İle Pompalama Yöntemi

Dördüncü bölümde yapılan simülasyonlarda, hedefin normaline paralel gelecek şekilde birbiri ardı sıra gelen iki atımın gönderildiği kabul edilmiştir. Bu bölümdeki simülasyonlarda ise birinci uzun ön-atımın hedefin normaline paralel gelecek şekilde gönderildiği, ikinci kısa ana-atımın ise hedefin normaline ile belli bir açı yapacak şekilde gönderildiği kabul edilmiştir (Şekil 5.1).



Şekil 5.1: Tipik bir hedefe geliş açısı ile pompalanan x-ışını lazer deneyinin dizilimini gösteren şematik diyagram.

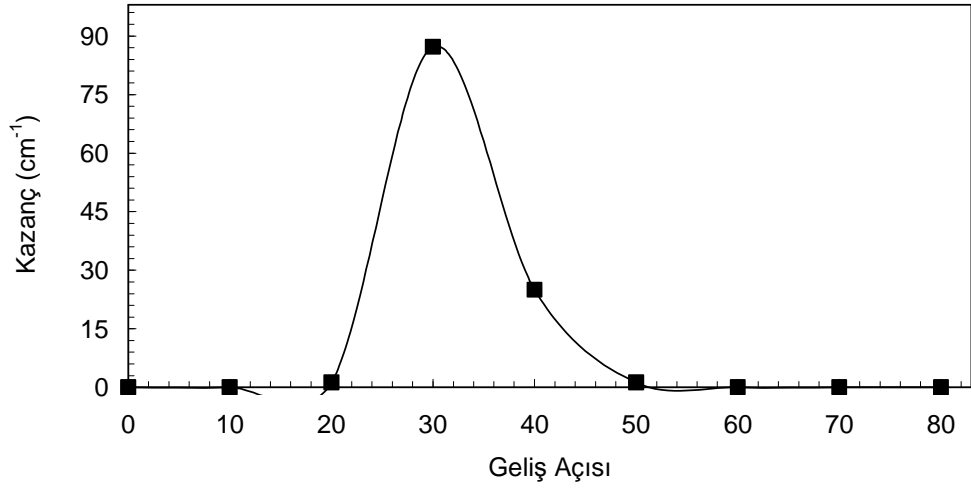
Şekil 5.1’de görüldüğü gibi, uzun ön-atım ile ön-plazma oluşturulur ve hedef ile açı yapacak şekilde gönderilen kısa ana-atım ile ön-plazma ısıtılır ve x-ışını lazerin oluşabileceği uygun bir aktif ortam oluşturulur. Bu yöntem ile düşük enerjili sürücü lazer kullanılmasına rağmen, x-ışını lazer üretmeye yetecek kazanç katsayılarına ulaşmak mümkün olmuştur.

5.3. Hedefe Geliş Açısı İle Pompalanan Ni-Benzeri Sn X-ışını Lazer Ortamının Modellemesi

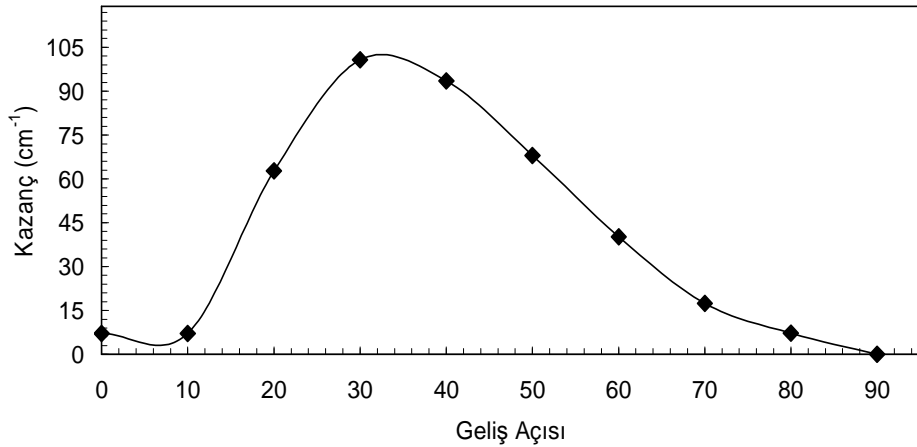
Hedefe geliş açısıyla pompalanan Ni-benzeri Sn x-ışını lazer ortamı EHYBRID kodu ve bir son-işlemci kodla modellendi. Oluşan plazma ortamında 11.9 nm dalga-boyunda Ni-benzeri Sn x-ışını lazeri üretmek için en iyi sürücü lazer konfigürasyonunu ve plazma koşullarını belirlemek amacıyla lazerle oluşturulan plazma ortamı modellendi.

Simülasyonda 15 μm genişliğinde, 4 mm uzunluğunda ve 10 μm kalınlığındaki Sn katı hedefin 0.8 μm dalga-boyundaki sürücü lazer atımlarıyla aydınlatıldığı kabul edildi. Kalay hedef üzerine 200 ps süreli uzun ön-atım 15 μm ve 1.2 ps süreli kısa ana-atım 30 μm genişliklerinde odaklandı. Ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanı tepeden tepeye 500 ps olarak kabul edildi.

Ön-atım ile ana-atımın enerjileri toplamının sırasıyla 200 mJ ve 300 mJ olduğu durumlar için ana-atımın hedef yüzeyinin normaliyle yaptığı açılar değiştirilerek 11.9 nm dalgaboyundaki Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının değişimi incelendi. Şekil 5.2 ve Şekil 5.3 sırasıyla 200 mJ ve 300 mJ toplam sürücü lazer enerji değerleri için kazancın, ana-atımın hedef yüzeyine geliş açısının bir fonksiyonu olarak değişimini göstermektedir.



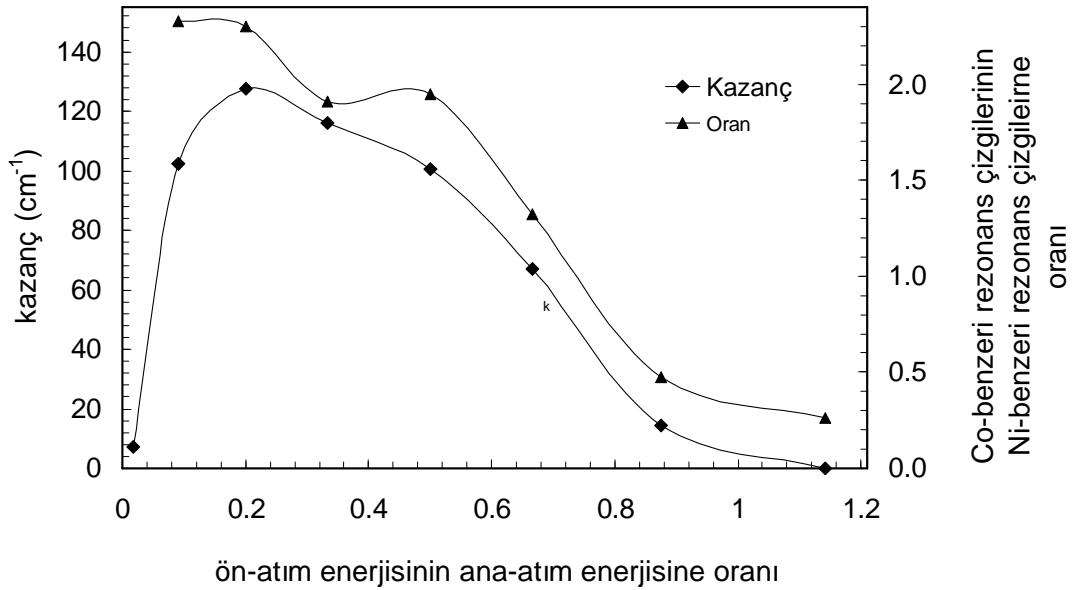
Şekil 5.2: 200 mJ toplam sürücü lazer enerjisi için 11.9 nm dalga-boyundaki Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının, ana-atımın hedef yüzeyinin normaliyle yaptığı açının fonksiyonu olarak değişimi.



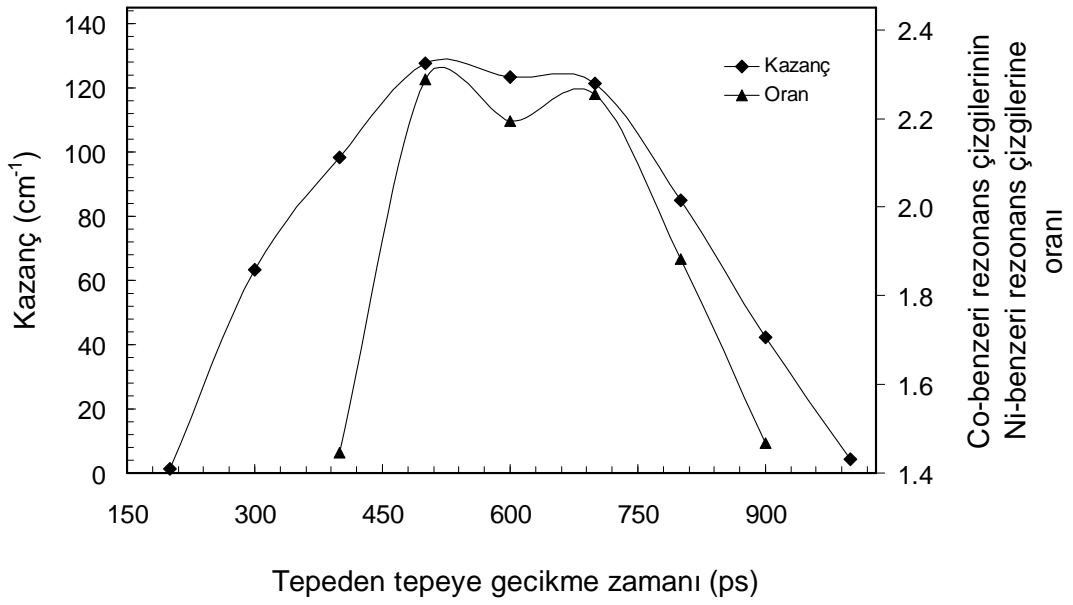
Şekil 5.3: 300 mJ toplam sürücü lazer enerjileri için 11.9 nm dalga-boyundaki Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının, ana-atımın hedef yüzeyinin normaliyle yaptığı açının fonksiyonu olarak değişimi.

Ön-atım ile ana-atımın enerjileri toplamının 200 mJ ile 300 mJ arasında değişen değeri, hedefe geliş açısıyla pompalanan Ni-benzeri x-ışını lazeri için gerekli Ni-benzeri iyonlaşma derecesine ulaşmak için yeterlidir. Şekil 5.2 ve Şekil 5.3 karşılaştırıldığında maksimum kazancın Şekil 5.3'deki koşullar için daha yüksek olduğu görülmektedir. Fakat her iki durumda da maksimum kazancın elde edildiği ana-atımın hedef yüzeyiyle yaptığı geliş açısı değeri aynı ve yaklaşık 30° 'dir.

Toplam sürücü lazer enerjisi sabit iken ön-atım enerjisinin ana-atım enerjisine oranı da maksimum kazanç değerini değiştirebilir. Şekil 5.4, 300 mJ toplam sürücü lazer enerjisi için 11.9 nm dalgaboyundaki Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının, ön-atım enerjisinin ana-atım enerjisine olan oranıyla değişimini gösterir. Maksimum kazancın elde edildiği sürücü lazer atımlarının enerjilerinin oranının yaklaşık 0.2 olduğu görülür. Ayrıca Şekil 5.4'de, Co-benzeri rezonans çizgilerinin Ni-benzeri rezonans çizgilerine olan oranı da ön-atım enerjisinin ana-atım enerjisine oranının bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Co-benzeri rezonans çizgilerinin Ni-benzeri rezonans çizgilerine oranı, lazerle üretilen Kalay plazmanın elektron sıcaklığını ölçmek için kullanılabilir. Şekil 5.4'deki verilerin alındığı durumda ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanı tepeden tepeye 500 ps, ana-atımın geliş açısı 33° 'dir.



Şekil 5.4: 11.9 nm dalgaboyundaki Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının ve Co-benzeri rezonans çizgilerinin Ni-benzeri rezonans çizgilerine oranının ön-atım enerjisinin ana-atım enerjisine oranının fonksiyonu olarak değişimi.

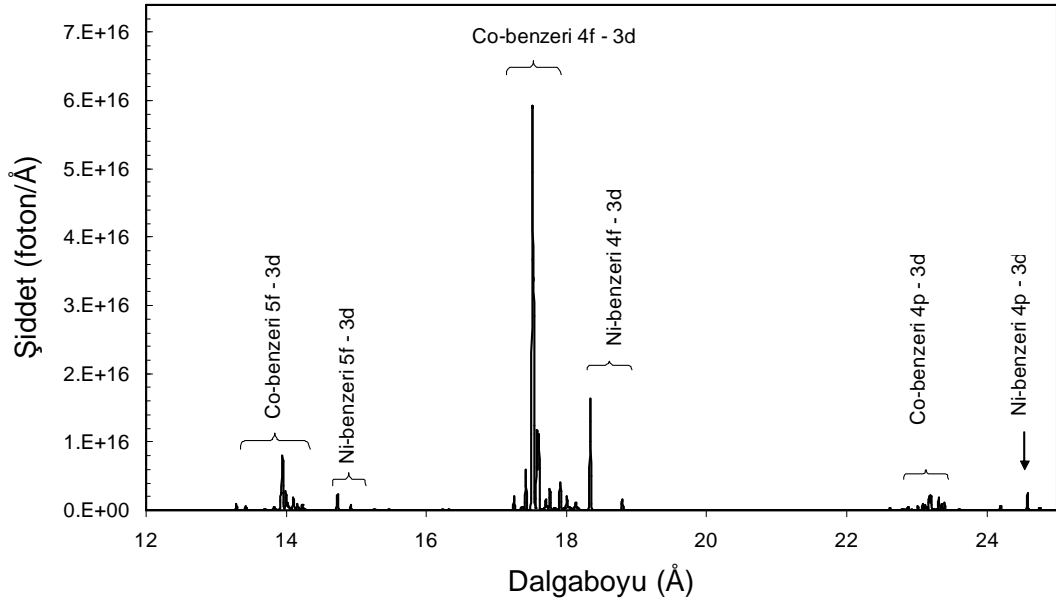


Şekil 5.5: Kazancın ve Co-benzeri rezonans çizgilerinin Ni-benzeri rezonans çizgilerine oranının ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanı fonksiyonu olarak değişimi.

Ni-benzeri x-ışını lazer üretimi için optimum koşulların elde edilmesinde diğer bir kriter ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanıdır. Şekil 5.5, sürücü lazer atımlarının enerjileri oranı 0.2 için sürücü lazer atımları arasındaki tepeden tepeye gecikme zamanının fonksiyonu olarak kazanç değişimini gösterir. Maksimum kazancın elde edildiği tepeden tepeye gecikme zamanının yaklaşık 500 ps olduğu görülür. Ayrıca Şekil 5.5'de, Co-benzeri rezonans çizgilerinin Ni-benzeri rezonans çizgilerine olan oranı da ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanının fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Toplam sürücü lazer enerjisi 300 mJ, ana-atımın geliş açısı 33° olarak alınmıştır.

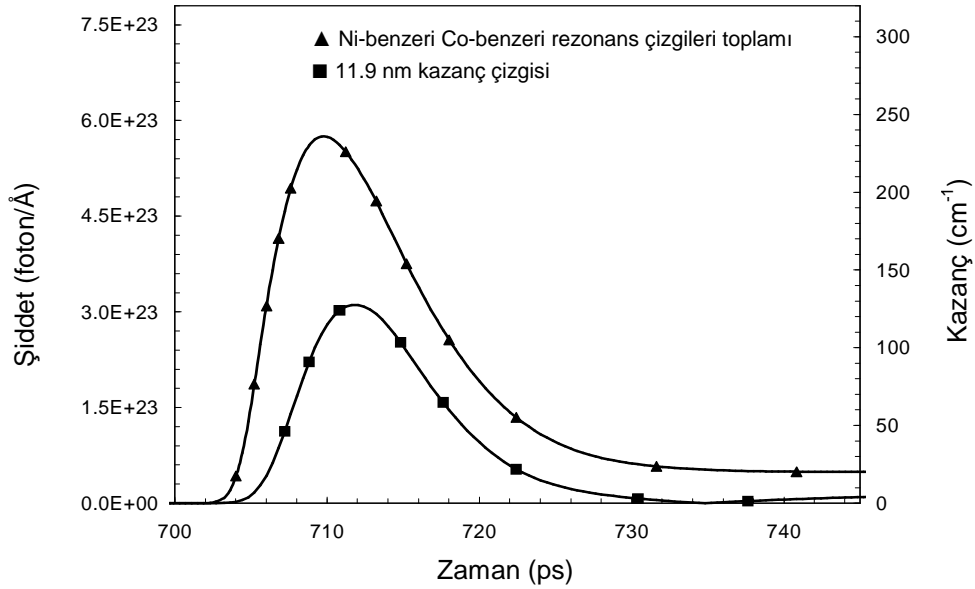
Simülasyonların sonucu olarak, 300 mJ toplam sürücü lazer enerjisi 11.9 nm'de (4d-4p, J=0-1) Ni-benzeri Sn x-ışını lazeri üretmek için yeterlidir. Ön-atım enerjisinin ana-atım enerjisine oranı 0.2, ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanı 500 ps ve ana-atımın hedef yüzeyine geliş açısı 33°'dir.

Optimum koşullar kullanılarak Ni-benzeri Sn x-ışını lazer ortamı için hesaplamalar yapıldı. Şekil 5.6, ön-atım enerjisi 50 mJ, ana-atım enerjisi 250 mJ olmak üzere 300 mJ toplam sürücü lazer enerjisi için zaman üzerinden toplam alınan Ni-benzeri ve Co-benzeri Sn rezonans çizgi spektrumunu gösterir.



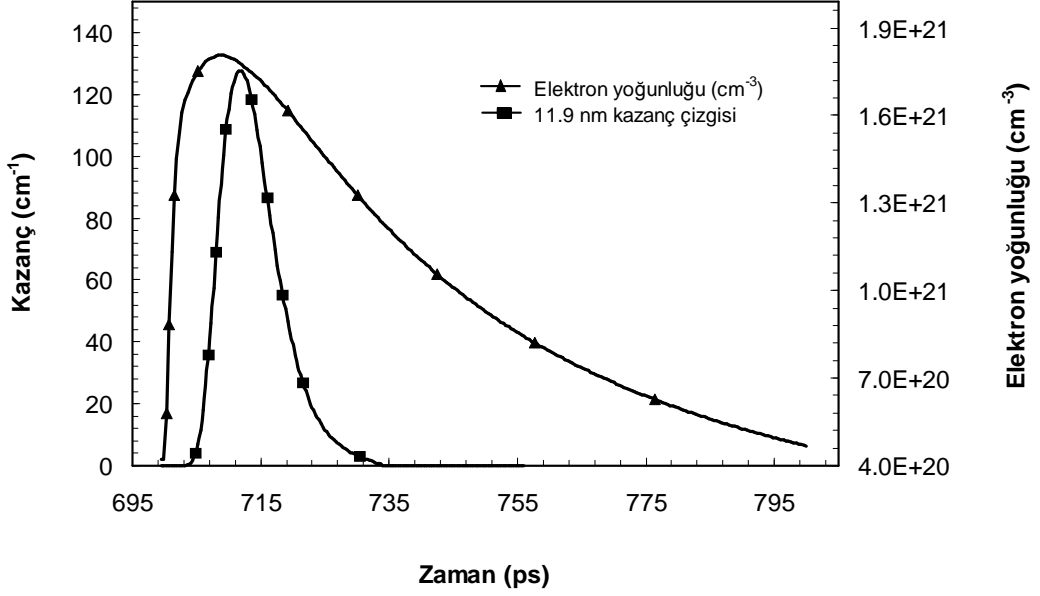
Şekil 5.6: Sn plazmadan yayılan zaman üzerinden toplam Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi spektrumu.

Şekil 5.7 Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi şiddetleri toplamını ve 11.9 nm'de Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancını zamanın fonksiyonu olarak gösterir. Kazancın yarı maksimumdaki tam genişliği ~10 ps'dir.

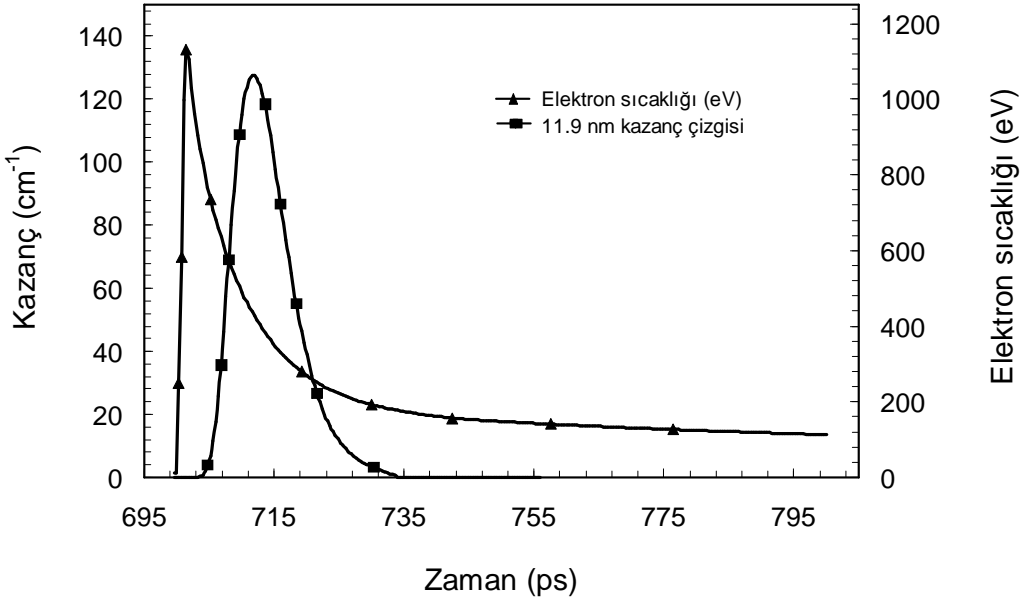


Şekil 5.7: Sn plazmadan yayılan rezonans çizgi şiddetlerinin ve kazanç katsayısının zamana göre değişimi .

Şekil 5.8 elektron yoğunluğunun ve 11.9 nm’de Ni-benzeri Sn x-ışını lazer çizgisinin kazancının zamanın fonksiyonu olarak değişimini gösterir. Elektron yoğunluğu, 127 cm^{-1} maksimum kazanç değerinde, $1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ’tür. Şekil 5.9 elektron sıcaklığının ve 11.9 nm’de Ni-benzeri Sn x-ışını lazer çizgisinin kazancının zamanın fonksiyonu olarak değişimini gösterir. Elektron sıcaklığı, 127 cm^{-1} maksimum kazanç değerinde, 440 eV’dir.



Şekil 5.8: elektron yoğunluğunun ve 11.9 nm’de Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının zamanın fonksiyonu olarak değişimi.



Şekil 5.9: elektron sıcaklığının ve 11.9 nm’de Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancının zamanın fonksiyonu olarak değişimi.

Simülasyonlardan elde edilen sonuçlarda 11.9 nm'de (4d-4p, J=0-1) Ni-benzeri Sn x-ışını lazerinin doyuma ulaşması için 4 mm uzunluğundaki Sn hedefin aydınlatılmasında 300 mJ toplam sürücü lazer enerjisinin yeterli olduğu tahmin edildi. Optimum durumun ön-atım enerjisinin ana-atım enerjisine oranı 0.2, ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanı 500 ps ve ana-atımın hedef yüzeyine geliş açısı 33° olduğu koşulda elde edildiği görüldü. Bu optimum koşulda gecikme zamanından sonra 11.9 nm'de Ni-benzeri Sn lazer çizgisinin kazancın yarı maksimumdaki tam genişliği 10 ps olarak hesaplandı. Kazanç katsayısının tepe değeri 127 cm^{-1} olarak elde edildi. Kazancın tepe değeri için, elektron yoğunluğu $\sim 1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ve elektron sıcaklığı $\sim 440 \text{ eV}$ olarak bulundu. Kalay plazmadan 12 Å ile 25 Å dalgaboyu aralığında yayılan x-ışını rezonans çizgileri modellendi. Bu rezonans çizgilerinin oranı lazerle üretilen Sn plazmanın elektron sıcaklığını ölçmekte kullanılabilir. Bu yapılan simülasyonlardan elde edilen optimum parametrelerle Ni-benzeri Sn x-ışını lazeri üretmek için deneyler tasarlanabilir.

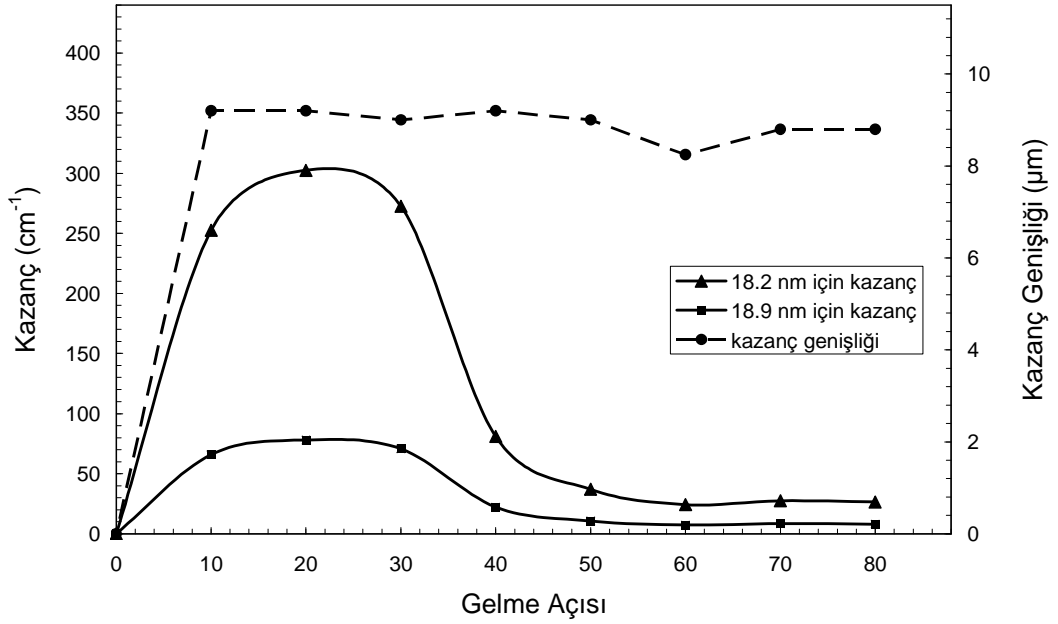
5.4. Hedefe Geliş Açısı İle Pompalanan Ni-Benzeri Mo X-ışını Lazer Ortamının Modellemesi

Ni-benzeri Mo x-ışını lazerinin hedefe geliş açısıyla pompalama tekniğiyle üretildiği kabul edilerek Ni-benzeri Mo x-ışını lazer ortamı EHYBRID kodu ve bir son-işlemci kod kullanılarak modellendi. Simülasyonlarda ön-atımla oluşturulan ön-plazmanın bir açı ile gelen sürücü lazer atımıyla pompalanmasıyla üretilen Ni-benzeri Mo x-ışını lazer ortamı, sürücü lazer atımlarının enerjileri, atımlar arasındaki gecikme zamanı, ana-atımın geliş açısı gibi parametreleri değiştirilerek modellendi. Ni-benzeri x-ışını lazeri üretmek için en iyi sürücü lazer konfigürasyonunu ve plazma koşullarını belirlemek amacıyla lazerle oluşturulan plazma ortamı modellendi. Değiştirilen bu koşullar altında, 18.9 nm ve 18.2 nm Ni-benzeri Mo çizgilerinin x-ışını kazanç değişimleri incelendi.

Simülasyonda 4 mm uzunluğundaki Mo katı hedefin 0.8 μm dalgaboyundaki uzun ön-atım ve kısa ana-atımdan oluşan sürücü lazer atımlarıyla aydınlatıldığı kabul edildi. Hedef önce ön-atımla enine aydınlatılarak bir plazma kolonu oluşturulur.

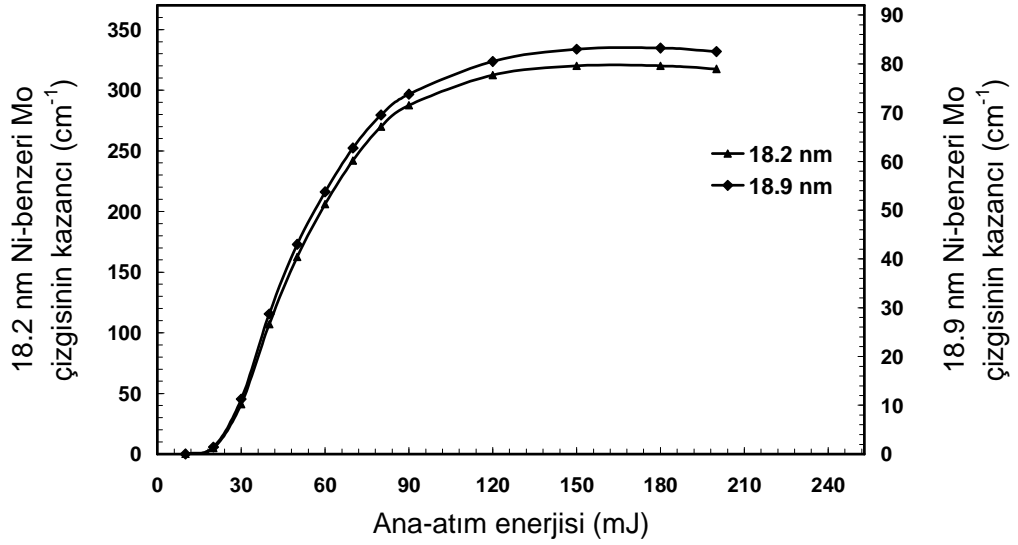
Ardından, bu ön-plazma hedef yüzeyine bir geliş açısıyla gelen ana-atımla aydınlatılır. Molibdenyum hedef üzerine odaklanan 200 ps süreli ön-atım 70 mJ enerjiye ve bunu izleyen 1.2 ps süreli ana-atım ise 80 mJ enerjiye sahiptir. Ön-atım ile ana-atım arasındaki gecikme zamanı 300 ps olarak kabul edildi.

Şekil 5.10, 18.9 nm ve 18.2 nm dalgaboylarındaki Ni-like Mo x-ışını lazer çizgilerinin kazanç değişimini, ana-atımın hedef yüzeyine geliş açısının bir fonksiyonu olarak gösterir. Maksimum kazanç 20° civarında geliş açısı için elde edilir. Ayrıca, ana-atımın her geliş açısı için plazma kazanç genişliği de Şekil 5.10'da görülmektedir.



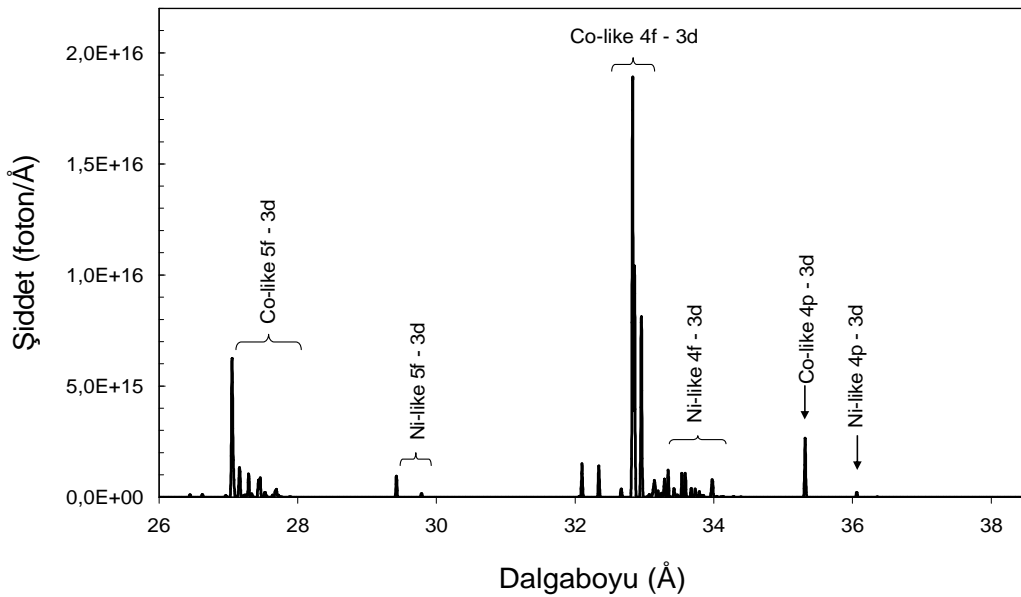
Şekil 5.10: 18.9 nm ve 18.2 nm dalga boylarındaki Ni-benzeri Mo x-ışını lazer çizgilerinin kazancının, ana-atımın hedef yüzeyine geliş açısının bir fonksiyonu olarak değişimi. Veriler, aralarında 300 ps gecikme süresi bulunan, 70 mJ enerjili, 200 ps süreli bir ön-atım ve 80 mJ enerjili, 1.2 ps süreli bir ana-atım kullanılarak alınmıştır.

18.9 nm ve 18.2 nm dalgaboylarındaki Ni-like Mo x-ışını lazer çizgileri için optimum pompalama enerji seviyesini belirlemek için hesaplamalar yapıldı. Simülasyonda ön-atımın süresi 200 ps, 20° geliş açısına sahip ana-atımın süresi ise 1.2 ps olarak alındı. Bu sürücü lazer atımları arasındaki gecikme zamanı ise 300 ps'dir. Ön-atımın enerjisi 70 mJ iken ana-atımın enerjisi 20-200 mJ aralığında değiştirilmiştir. Kazancın, ana-atımın enerjisinin bir fonksiyonu olarak değişimi şekil 5.11'de gösterilmiştir.



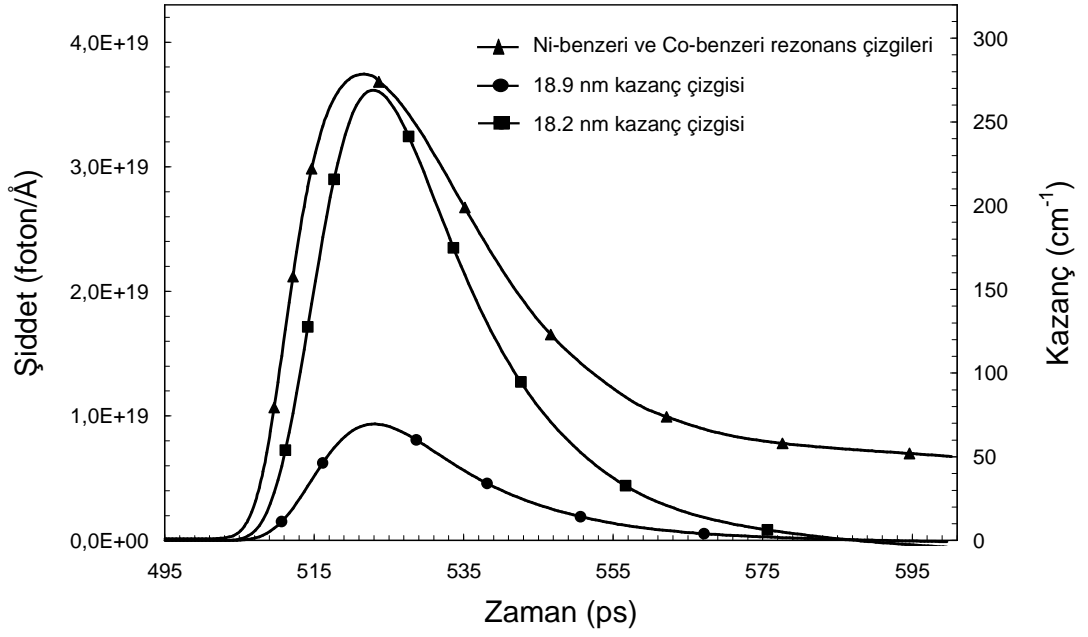
Şekil 5.11: 18.9 nm ve 18.2 nm dalga boylarındaki Ni-benzeri Mo x-ışını lazer çizgilerinin kazancının, ana-atımın enerjisinin fonksiyonu olarak değişimi. Veriler, aralarında 300 ps gecikme süresi bulunan, 70 mJ enerjili 200 ps süreli bir ön-atım ve 20°'lik açıyla gelen 1.2 ps süreli bir ana-atım kullanılarak alınmıştır.

Şekil 5.12, toplam 150 mJ sürücü lazer atım enerjisi için zaman üzerinden toplam alınarak hesaplanan Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi spektrumunu göstermektedir. Molibdenyum plazmadan 26 Å ile 37 Å dalgaboyu aralığında yayılan x-ışını rezonans çizgileri EHYBRID ile birleştirilmiş son-işlemci kod ile modellenmiştir. Co-benzeri rezonans çizgileri, Ni-benzeri rezonans çizgilerinden daha şiddetlidir.



Şekil 5.12: Molibdenyum plazmadan yayılan Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi spektrumu.

Şekil 5.13, Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi şiddetleri toplamını ve 18.9 nm ile 18.2 nm dalgaboylarındaki Ni-benzeri Mo x-ışını lazer çizgilerinin kazanç katsayılarını zamanın fonksiyonu olarak, ana-atımın ön-plazmayla etkileşme anından başlayarak gösterir. Kazanç katsayısının zamana göre değişimi sırasında, yarı maksimumdaki tam genişliği 18.9 nm ve 18.2 nm lazer çizgileri için ~23 ps olarak elde edildi.



Şekil 5.13: Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi şiddetleri toplamının ve 18.9 nm ile 18.2 nm dalga boylarındaki Ni-benzeri Mo x-ışını lazer çizgilerinin kazanç katsayılarının zamana göre değişimi.

5.5. Sonuç

Bu bölümün ilk kısmında, ana ısıtma atımının hedef ile belli bir geliş açısı yapacak şekilde gönderilerek oluştuğu kabul edilen Ni-benzeri Kalay x-ışını lazer ortamı modellendi. Yapılan simülasyonlar sonucu, ana-atımın optimum geliş açısı 30° civarında elde edildi. Kalay plazmadan elde edilen 11.9 nm çizgisi için x-ışını lazer çıkışı ve 13 Å ve 25 Å arasında rezonans çizgileri modellendi.

Bu bölümün ikinci kısmında ise ana-atımın hedef ile belli bir geliş açısı yapacak şekilde gönderilerek oluştuğu kabul edilen Ni-benzeri Molibdenyum x-ışını lazer ortamı modellendi. Yapılan simülasyonlar sonucu, ana-atımın optimum geliş açısı

20⁰ civarında elde edildi. Molibdenyum plazmadan elde edilen 18.2 nm ve 18.9 nm çizgileri için x-ışını lazer çıkışı ve 26 Å ve 37 Å arasında rezonans çizgileri modellendi.

Simülasyon sonuçlarında da görüldüğü gibi, düşük bir sürücü lazer enerjisi ile x-ışını lazer elde etmek mümkündür. Özellikle Ni-benzeri Kalay x-ışını lazeri için elde edilen kazanç katsayıları beklenenin çok üzerindedir. Ni-benzeri Kalay ortamı kullanılarak 11.9 nm dalga boyunda x-ışını lazer elde edilebildiği gibi, pek çok litografi uygulamasında kullanılan 13.9 nm dalgaboyunda x-ışını üretimi de mümkündür.

6. SONUÇ

Bu tez çalışmasının konusunu oluşturan ve geçmişi yirmi yıl gibi kısa bir süre olmasına rağmen çok hızlı bir şekilde gelişim gösteren x-ışını lazerler bugün gerek litografi gerekse biyoloji alanında kullanılmaktadır. X-ışını lazerlerin bugün geldiği nokta, küçük laboratuvarlarda da üretimi mümkün kılacak şekilde en düşük enerji ile kısa dalgaboylu pratik x-ışını lazer üretebilmektir. Son yıllarda teorik olarak tasarlanmış ve yeni yeni deneysel olarak yapılmaya başlanan çok düşük enerjili bir sürücü lazer kullanımı ile gerçekleştirilebilen, küçük laboratuvarlarda da yapımı mümkün olan, hedef ile açı yapacak şekilde pompalama tekniği geliştirilmiştir. Bu tez çalışmasında, bu teknik kullanarak pompalanan x-ışını lazer kazanç ortamının simülasyonları yapılmıştır. Karşılaştırma açısından, hedef normaline paralel gönderilen bir sürücü lazer ile pompalanan x-ışını lazer kazanç ortamı simülasyonları da yapılmıştır.

Özellikle Ni-benzeri Kalay x-ışını lazeri için elde edilen kazanç katsayıları beklenenin çok üzerindedir. Ni-benzeri Kalay ortamı kullanılarak 11.9 nm dalgaboyunda x-ışını lazer elde edilebildiği gibi, pek çok litografi uygulamasında kullanılan 13.9 nm dalga boyunda x-ışını üretimi de mümkündür. Bu teorik sonuçlar ışığında, Kocaeli Üniversitesi Lazer Teknolojileri Araştırma ve Uygulama Merkezinde (KOU-LATARUM) ve Orta Doğu Teknik Üniversitesi Lazer Laboratuvarında (ODTÜ-LASERLAB) Ni-benzeri Kalay x-ışını lazer üretmek mümkündür. Her iki laboratuvar da yeni kurulmuş olmalarına rağmen, simülasyon çalışmalarının sağladığı bilgi birikimi ile çok hızlı bir gelişim içerisinde. Önümüzdeki yıl içerisinde bu sistemler kullanılarak x-ışını lazer alanında dünyanın bugün eriştiği noktayı yakalamak mümkün olacaktır.

Bu tez çalışması, bundan sonra x-ışını lazer deneyleri tasarlanmasına, KOU-LATARUM ve ODTÜ-LASERLAB olanaklarının geliştirilmesine ve bu olanakların kullanılarak deneylerin yapılmasına ışık tutacaktır. Daha sonraki aşamada ise elde

edilecek olan deneysel sonuçlar ile hesaplanmış olan teorik sonuçların karşılaştırılması ile kontrollü bir gelişim sağlanması öngörülmektedir. Lazerle oluşturulan plazma ortamlarının modellenmesi için iki veya üç boyutlu yeni bir hidrodinamik kod geliştirilerek kazanç ortamının gelişimi daha iyi incelenebilir. Elde edilmesi mümkün olan bu yeni kodun daha önceden geliştirilmiş olan ve halen LATARUM'da kullanılan çarpışmalı ışımali kod NeF ile birleştirilebilir olması durumunda x-ışını lazerin aktif ortamı daha kapsamlı olarak modellenebilir.

KAYNAKLAR

- [1] Goldston, R.J., Rutherford, P.H., "Introduction to plasma physics", *Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia*, 1-16, (1995).
- [2] Tallents, G.J., "The Physics of Soft X-Ray Lasers Pumped By Electron Collisions in Laser Plasmas", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36, R259-R276, (2003).
- [3] Maiman, T.H., *Nature*, 187, 493, (1960).
- [4] Daido, H., "Review of Soft X-Ray Laser Researches and Developments", *Rep. Prog. Phys.*, 65, 1513-1576, (2002).
- [5] Smith, R., Tallents, G.J., Zhang, J., Eker, G., McCabe, S., Pert, G.J., Wolfrum, E., "Saturation behavior of two x-ray lasing transitions in Ni-like Dy", *Phys.Rev.A*, 59, R47-R50, (1999).
- [6] Zhang, J., MacPhee, A.G., Nilsen, J., Lin, J., Barbee Jr, T.W., Danson, C., Key, M.H., Lewis, C.L.S., Neely, D., O'Rourke, R.M.N., Pert, G.J., Smith, R., Tallents, G. J., Wark, J.S., Wolfrum, E., "Demonstration of Saturation in a Ni-like Ag X-Ray Laser at 14 nm", *Phys. Rev. Lett.*, 78, 3856-3859, (1997).
- [7] Zhang, J., MacPhee, A.G., Lin, J., Wolfrum, E., Smith, R., Danson, C., Key, M.H., Lewis, C.L.S., Neely, D., Nilsen, J., Pert, G.J., Tallents, G.J., Wark, J.S., "A Saturated X-ray Laser Beam at 7 Nanometers", *Science*, 276, 1097-1100, (1997).
- [8] Gudzenko, G.A., Shelepin, L.A., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 45, 1445, (1963)[sov. Phys. JETP 18, 998, (1964)].
- [9] Irons, F.E., Peacock, N.J., "Experimental evidence for population inversion in C^{5+} in an expanding laser-produced plasma", *J. Phys. B*, 7, 1109-1112, (1974).
- [10] Dewhurst, R.J., Jacoby, D., Pert, G.J., Ramsden, S.A., "Observation of a Population Inversion in a Possible Extreme Ultraviolet Lasing System", *Phys. Rev. Lett.*, 37, 1265-1268, (1976).
- [11] Kononov, Y.A., Koshelev K.N., Levykin, Yu.A., Sidel'nikov, Yu.V., Churilov, S.S., "Population inversion of Al_{xi} in a laser plasma", *Sov. J. Quantum Electron.*, 6, 308-311, (1976).
- [12] Bhagavatula, V.A., Yaakobi, B., "Direct observation of population inversion between Al^{+11} levels in a laser-produced plasma", *Opt. Commun.*, 24, 331-335, (1978).

- [13] Dixon, R.H., Elton, R.C., “Resonance Charge Transfer and Population Inversion Following C^{5+} and C^{6+} Interactions with Carbon Atoms in a Laser-Generated Plasma”, *Phys. Rev. Lett.*, 38, 1072-1075, (1977).
- [14] Key, M.H., Lewis, C.L.S., Lamb, M.J., “Transient population inversion at 18.2 nm in a laser produced CVI plasma”, *Opt. Commun.*, 28, 331-335, (1979).
- [15] Jacoby, D., Pert, G.J., Ramsden, S.A., Shorrock, L.D., Tallents, G.J., “Observation of gain in a possible extreme ultraviolet lasing system”, *Opt. Commun.*, 37, 193-196, (1981).
- [16] Jacoby, D., Pert, G.J., Shorrock, L.D., Tallents, G.J., “Observations of gains in the extreme ultraviolet”, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 15, 3557-3580, (1982).
- [17] Matthews, D.L., Hagelstein, P.L., Rosen, M.D., Eckart, M.J., Ceglio, N.M., Hazi, A.U., Meddecki, H., MacGowan, B.J., Trebes, J.E., Whitten, B.L., Campbell, E.M., Hatcher, C.W., Hawryluk, A.M., Kauffman, R.L., Pleasance, L.D., Rambach, G., Scofield, J.H., Stone, G., Weaver, T.A., “Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier”, *Phys. Rev. Lett.*, 54, 110-113, (1985).
- [18] Rosen, M.D., Hagelstein, P.L., Matthews, D.L., Campbell, E.M., Hazi, A.U., Whitten, B.L., MacGowan, B., Turner, R.E., Lee, R.W., “Exploding-Foil Technique for Achieving a Soft X-Ray Laser”, *Phys. Rev. Lett.*, 54, 106-109, (1985).
- [19] Suckewer, S., Skinner, C.H., Milchberg, H., Keane, C., Voorhees, D., “Amplification of stimulated soft x-ray emission in a confined plasma column”, *Phys. Rev. Lett.*, 55, 1753-1756, (1985).
- [20] Suckewer, S., Skinner, C. H., Kim, D., Valeo, E., Voorhees, D., Wouters, A., “Divergence Measurements of Soft—X-Ray Laser Beam”, *Phys. Rev. Lett.*, 57, 1004-1007, (1986).
- [21] Chenais-Popovics, C., Corbett, R., Hooker, C.J., Key, M.H., Kiehn, G.P., Lewis, C.L.S., Pert, G.J., Regan, C., Rose, S.J., Sadaat, S., Smith, R., Tomie, T., Willi, O., “Laser amplification at 18.2 nm in recombining plasma from a laser-irradiated carbon fiber”, *Phys. Rev. Lett.*, 59, 2161-2164, (1987).
- [22] MacGowan, B.J., Rosen, M.D., Eckart, M.J., Hagelstein, P.L., Matthews, D.L., Nilson, D.G., Phillips, T.W., Scofield, J.H., Shimkaveg, G., Trebes, J.E., Walling, R.S., Whitten, B.L., Woodworth, J.G., “Observation of soft x-ray amplification in neonlike molybdenum”, *J. Appl. Phys.*, 61, 5243-5248, (1987).
- [23] MacGowan, B.J., Maxon, S., Hagelstein, P.L., Keane, C.J., London, R.A., Matthews, D.L., Rosen, M.D., Scofield, J.H., Whelan, D.A., “Demonstration of soft x-ray amplification in nickel-like ions”, *Phys. Rev. Lett.*, 59, 2157-2160, (1987).
- [24] MacGowan, B.J., Da Silva, L.B., Fields, D.J., Keane, C.J., Koch, J.A., London, R.A., Matthews, D.L., Maxon, S., Mrowka, S., Osterheld, A.L., Scofield, J.H., Shimkaveg, G., Trebes, J.E., Walling, R.S., “Short wavelength x-ray laser research at

the Lawrence Livermore National Laboratory”, *Phys. Fluids B*, 4, 2326-2337, (1992).

[25] Carillon, A., Chen, H.Z., Dhez, P., Dwivedi, L., Jacoby, J., Jaegle, P., Jamelot, G., Zhang, J., Key, M.H., Kidd, A., Klisnick, A., Kodama, R., Krishnan, J., Lewis, C.L.S., Neely, D., Norreys, P., O’Neill, D., Pert, G.J., Ramsden, S.A., Raucourt, J.P., Tallents, G.J., Uhomoibhi, J., “Saturated and near-diffraction-limited operation of an XUV laser at 23.6 nm”, *Phys. Rev. Lett.*, 68, 2917-2920, (1992).

[26] Koch, J.A., MacGowan, B.J., Da Silva, L.B., Matthews, D.L., Underwood, J.H., Batson, P.J., Mrowka S., “Observation of gain-narrowing and saturation behavior in Se x-ray laser line profiles”, *Phys. Rev. Lett.*, 68, 3291-3294, (1992).

[27] Da Silva, L.B., Trebes, J.E., Balhorn, R., Mrowka, S., Anderson, E., Attwood, D.T., Barbee Jr, T.W., Brase, J., Corzett, M., Gray, J., “X-ray laser microscopy of rat sperm nuclei”, *Science*, 258, 269-271, (1992).

[28] Trebes, J.E., Brown, S.B., Campbell, E.M., Matthews, D.L., Nilson, D.G., Stone, G.F., Whelan, D.A., “Demonstration of X-ray Holography with an X-ray Laser”, *Science*, 238, 517-519, (1987).

[29] Rocca, J.J., “Table-top soft x-ray lasers”, *Rev. Sci. Instrum.*, 70, 3799-3827, (1999).

[30] Molchanov, A.G., “Lasers In The Vacuum Ultraviolet And In The X-Ray Regions Of The Spectrum”, *Sov. Phys. Usp.*, 15, 124-129, (1972).

[31] Elton, R.C., “Extension of 3p \rightarrow 3s ion lasers into the vacuum ultraviolet region”, *Appl. Opt.*, 14, 97, (1975).

[32] Zherikhin, A.N., Koshelev, K.N., Letokhov, V.S., “Gain in the far vacuum ultraviolet region due to transitions in multiply charged ions”, *Sov. J. Quantum Electron.*, 6, 82-84, (1976).

[33] Vinogradov, A.V., Sobel'man, I.I., Yukov, E.A., “Population inversion of transitions in neon-like ions”, *Sov. J. Quantum Electron.*, 7, 32-35, (1977).

[34] Vainshtein, L.A., Vinogradov, A.V., Safronova, U.I., Skobelev, I.Yu, “Stimulated emission in far ultraviolet due to transitions in multiply charged neon-like ions”, *Sov. J. Quantum Electron.*, 8, 239-242, (1978).

[35] Vinogradov, A.V., Shlyaptsev, V.N., “Calculations of population inversion due to transitions in multiply charged neon-like ions in the 200–2000 Å range”, *Sov. J. Quantum Electron.*, 10, 754-756, (1980).

[36] Vinogradov, A.V., Shlyaptsev, V.N., “Gain in the 100–1000 Å range in a homogeneous stationary plasma”, *Sov. J. Quantum Electron.*, 13, 303-306, (1983).

- [37] Lemoff, B.E., Yin, G.Y., Gordon III, C.L., Barty, C.P.J., Harris, S.E., “Demonstration of a 10-Hz Femtosecond-Pulse-Driven XUV Laser at 41.8 nm in Xe IX”, *Phys. Rev. Lett.*, 74, 1574-1577, (1995).
- [38] Lemoff, B.E., Yin, G.Y., Gordon III, C.L., Barty, C.P.J., Harris, S.E., “Femtosecond-pulse-driven 10-Hz 41.8-nm laser in Xe IX”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 13, 180, (1996).
- [39] Nickles, P.V., Shlyaptsev, V.N., Kalachnikov, M., Schnürer, M., Will, I., Sandner, W., “Short Pulse X-Ray Laser at 32.6 nm Based on Transient Gain in Ne-like Titanium”, *Phys. Rev. Lett.*, 78, 2748-2751, (1997).
- [40] Dunn, J., Osterheld, A.L., Shepherd, R., White, W.E., Shlyaptsev, V.N., Stewart, R.E., “Demonstration of X-Ray Amplification in Transient Gain Nickel-like Palladium Scheme”, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 2825-2828, (1998).
- [41] Präg, A.R., Löwenthal, F., Tommasini, R., Balmer, J.E., “Efficient J=0-1 soft-X-ray lasing in neon-like ions at pump powers below 250 GW”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, 66, 561-566, (1998).
- [42] Abou-Ali, Y., “emission from laser-plasmas utilised for x-ray lasing”, Doktora Tezi, *Department of Physics the University of York*, England, 1-18, (2004).
- [43] Rosen, M.D., Hagelstein, P.L., Matthews, D.L., Campbell, E.M., Hazi, A.U., Whitten, B.L., MacGowan, B., Turner, R.E., Lee, R.W., Charatis, G., Busch, G.E., Shepard, C.L., Rockett, P.D., “Exploding-Foil Technique for Achieving a Soft X-Ray Laser”, *Phys. Rev. Lett.*, 54, 106-109, (1985).
- [44] Lee, N., McLean, E.A., Elton, R.C., “Soft x-ray lasing in neonlike germanium and copper plasmas”, *Phys. Rev. Lett.*, 59, 1185-1188, (1987).
- [45] MacGowan, B.J., Maxon, S., Hagelstein, P.L., Keane, C.J., London, R.A., Matthews, D.L., Rosen, M.D., Scofield, J.H., Whelan, D.A., “Demonstration of soft x-ray amplification in nickel-like ions”, *Phys. Rev. Lett.*, 59, 2157-2160, (1987).
- [46] MacGowan, B.J., Rosen, M.D., Eckart, M.J., Hagelstein, P.L., Matthews, D.L., Nilson, D.G., Phillips, T.W., Scofield, J.H., Shimkaveg, G., Trebes, J.E., Walling, R.S., Whitten, B.L., Woodworth, J.G., “Observation of soft x-ray amplification in neonlike molybdenum”, *J. Appl. Phys.*, 61, 5243-5248, (1987).
- [47] MacGowan, B.J., Maxon, S., Da Silva, L.B., Fields, D.J., Keane, C.J., Matthews, D.L., Osterheld, A.L., Scofield, J.H., Shimkaveg, G., Stone, G.F., “Demonstration of x-ray amplifiers near the carbon K edge”, *Phys. Rev. Lett.*, 65, 420-423, (1990).
- [48] Li, Y., Lu, P., Pretzler, G., Fill, E.E., “Lasing in neonlike sulphur and silicon”, *Opt. Commun.*, 133, 196-200, (1997).

- [49] Fields, D.J., Walling, R.S., Shimkaveg, G.M., MacGowan, B.J., Da Silva, L.B., Scofield, J.H., Osterheld, A.L., Phillips, T.W., Rosen, M.D., Matthews, D.L., Goldstein, W.H., Stewart, R.E., “Observation of high gain in Ne-like Ag lasers”, *Phys. Rev. A.*, 46, 1606-1609, (1992).
- [50] Rosen, M.D., London, R.A., Hagelstein, P.L., “The scaling of Ne-like x-ray laser schemes to short wavelength”, *Phys. Fluids*, 31, 666-670, (1988).
- [51] Boehly, T., Russotto, M., Craxton, R.S., Epstein, R., Yaakobi, B., Da Silva, L.B., Nilsen, J., Chandler, E.A., Fields, D.J., MacGowan, B.J., Matthews, D.L., Scofield, J.H., Shimkaveg, G., “Demonstration of a narrow-divergence x-ray laser in neonlike titanium”, *Phys. Rev. A.*, 42, 6962-6965, (1990).
- [52] Nilsen, J., MacGowan, B.J., Da Silva, L.B., Moreno, J.C., “Prepulse technique for producing low-Z Ne-like x-ray lasers”, *Phys. Rev. A.*, 48, 4682-4685, (1993).
- [53] Nilsen, J., Moreno, J.C., “Nearly Monochromatic Lasing at 182 Å in Neonlike Selenium”, *Phys. Rev. Lett.*, 74, 3376-3379, (1995).
- [54] Fill, E.E., Li, Y., Pretzler, G., Schloegl, D., Steingruber, J., Nilsen, J., “Investigation of lasing on the J=0-1 line of neonlike ions using the prepulse technique”, *Proc. SPIE*, 2520, 134-144, (1995).
- [55] Li, Y., Pretzler, G., Fill, E.E., “Ne-like ion lasers in the extreme ultraviolet region”, *Phys. Rev. A.*, 52, R3433-R3435, (1995).
- [56] Zhang, J., MacPhee, A.G., Lin, J., Wolfrum, E., Smith, R., Danson, C., Key, M.H., Lewis, C.L.S., Neely, D., Nilsen, J., Pert, G.J., Tallents, G.J., Wark, J.S., “A Saturated X-ray Laser Beam at 7 Nanometers”, *Science*, 276, 1097-1100, (1997).
- [57] Zhang, J., Warwick, P.J., Wolfrum, E., Key, M.H., Danson, C., Demir, A., Healy, S., Kalantar, D.H., Kim, N.S., Lewis, C.L.S., Lin, J., MacPhee, A.G., Neely, D., Nilsen, J., Pert, G.J., Smith, R., Tallents, G.J., Wark, J.S., “Saturated output of a GeXXIII x-ray laser at 19.6 nm”, *Phys. Rev. A.*, 54, R4653-R4656, (1996).
- [58] Afanasiev, Yu V., Shlyaptsev, V.N., “Formation of a population inversion of transitions in Ne-like ions in steady-state and transient plasmas”, *Sov. J. Quantum Electron*, 19, 1606-1612, (1989).
- [59] Maxon, S., Estabrok, K.G., Prasad, M.K., Osterheld, A.L., London, R.A., Eder, D.C., “High gain x-ray lasers at the water window”, *Phys. Rev. Lett.*, 70, 2285, (1993).
- [60] Healy, S.B., Janulewicz, K.A., Plowes, J.A., Pert, G.J., “Transient high gains at 196 Å produced by picosecond pulse heating of a preformed germanium plasma”, *Opt. Commun.*, 132, 442-448, (1996).

- [61] Shlyaptsev, V.N., Nickles, P.V., Schlegel, T., Kalachnikov, M.P., Osterheld, A.L., “Tabletop x-ray laser pumped with subnanosecond and picosecond pulses”, *Proc. SPIE*, 2012, 111-118, (1994).
- [62] Nilsen, J., “Modeling of psec-laser-driven Ne-like and Ni-like x-ray lasers”, *Proc. SPIE*, 3156, 86-93, (1997).
- [63] Decker, C.D., London, R.A., “High gains for a Ni-like Tungsten x-ray laser operating in a transient regime”, *Proc. SPIE*, 3156, 94-97, (1997).
- [64] Kalachnikov, M.P., Nickles, P.V., Schnürer, M., Sandner, W., Shlyaptsev, V.N., Danson, C., Neely, D., Wolfrum, E., Zhang, J., Behjat, A., Demir, A., Tallents, G.J., Warwick, P.J., Lewis, C.L.S., “Saturated operation of a transient collisional x-ray laser”, *Phys. Rev. A.*, 57, 4778-4783, (1998).
- [65] Kuba, J., “Experimental and theoretical study of x-ray lasers pumped by an ultra-short laser pulse: transient pumping of Ni-like Ag ions”, Doktora Tezi, Czech *Technical University*, Prag, (2001).
- [66] Dunn, J., Li, Y., Osterheld, A.L., Nilsen, J., Hunter, J.R., Shlyaptsev, V.N., “Gain Saturation Regime for Laser-Driven Tabletop, Transient Ni-Like Ion X-Ray Lasers”, *Phys.Rev.Lett.*, 84, 4834-4837, (2000).
- [67] Keenan, R., Dunn, J., Patel, P.K., Price, D.F., Smith, R.F., Shlyaptsev, V.N., “High-Repetition-Rate Grazing-Incidence Pumped X-Ray Laser Operating at 18.9 nm”, *Phys. Rev. Lett.*, 94, 103901, (2005).
- [68] Chirkov, V.A., “Refraction in a plasma and laser resonators for vacuum ultraviolet”, *Sov. J. Quantum Electron*, 14, 1497-1505, (1984).
- [69] London, R.A., Rosen, M.D., “Hydrodynamics of exploding foil x-ray lasers”, *Phys. Fluids*, 29, 3813-3822, (1986).
- [70] London, R.A., “Beam optics of exploding foil plasma x-ray lasers”, *Phys. Fluids*, 31, 184-192, (1988).
- [71] Fill, E.E., “Gain guiding of x-ray laser beams”, *Opt. Commun.*, 441-445, (1988).
- [72] Holden, P.B., Rus, B., “A simple model of refraction in the Ne-like Zn, collisionally pumped laser”, *Opt. Commun.*, 119, 424-432, (1995).
- [73] Chilla, J.L.A., Rocca, J.J., “Beam optics of gain-guided soft-x-ray lasers in cylindrical plasmas”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 13, 2841, (1996).
- [74] Fill, E.E., “Ray trajectories in line-focused laser plasmas”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 14, 1505, (1997).

- [75] Moreno, C.H., Marconi, M.C., Shlyaptsev, V.N., Benware, B.R., Macchietto, C.D., Chilla, J.L.A., Rocca, J.J., Osterheld, A.L., “Two-dimensional near-field and far-field imaging of a Ne-like Ar capillary discharge table-top soft-x-ray laser”, *Phys. Rev. A.*, 58, 1509-1514, (1998).
- [76] Nilsen, J., Moreno, J.C., Da Silva, L.B., Barbee, T.W., “Two-dimensional spatial imaging of the multiple-pulse-driven 196-Å neonlike germanium x-ray laser”, *Phys. Rev. A*, 55, 827-830, (1997).
- [77] Behjat, A., “Investigation of the uniformity of x-ray laser media”, Doktora Tezi, *Department of Physics University of Essex*, England, (1996).
- [78] London, R.A., Rosen, M.D., Maxon, M.S., Eder, D.C., Hagelstein, P.L., “Theory and design of soft X-ray laser experiments at the Lawrence Livermore National Laboratory”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 22, 3363-3376, (1989).
- [79] Hagelstein, P.L., “Review of radiation pumped soft x-ray lasers”, *Plasma Phys.*, 25, 1345-1367, (1983).
- [80] Krishnan, J., “An Experimental Study of Collisionally Excited Neon-Like X-Ray Lasers”, Doktora Tezi, *Department of Physics University of Essex*, England, (1994).
- [81] Kodama, R., Neely, D., Kato, Y., Daido, H., Murai, K., Yuan, G., MacPhee, A., Lewis, C.L.S., “Generation of Small-Divergence Soft X-Ray Laser by Plasma Waveguiding with a Curved Target”, *Phys. Rev. Lett.*, 73, 3215-3218, (1994).
- [82] Daido, H., Murai, K., Kodama, R., Yuan, G., Schulz, M.S., Takagi, M., Kato, Y., Neely, D., MacPhee, A., Lewis, C.L.S., “Collisional excitation soft X-ray laser at 23.6 nm in a laser-produced cylindrical target”, *Appl. Phys. B*, 62, 129-133, (1996).
- [83] Maxon, S., Hagelstein, P., Reed, K., Scofield, K., “A gas puff soft x-ray laser target design”, *J. Appl. Phys.*, 57, 971-972, (1985).
- [84] Daido, H., Kodama, R., Murai, K., Yuan, G., Takagi, M., Kato, Y., Choi, I.W., Nam, C.H., “Significant improvement in the efficiency and brightness of the J= 0-1 19.6-nm line of the germanium laser by use of double-pulse pumping”, *Opt. Lett.*, 20, 61, (1995).
- [85] Daido, H., Kato, Y., Murai, K., Ninomiya, S., Kodama, R., Yuan, G., Oshikane, Y., Takagi, M., Takabe, H., “Efficient Soft X-Ray Lasing at 6 to 8 nm with Nickel-like Lanthanide Ions”, *Phys. Rev. Lett.*, 75, 1074-1077, (1995).
- [86] Daido, H., Ninomiya, S., Imani, T., Kodama, R., Takagi, M., Kato, Y., Murai, K., Zhang, J., You, Y., Gu, Y., “Nickel-like soft-x-ray lasing at the wavelengths between 14 and 7.9 nm”, *Opt. Lett.*, 21, 958, (1996).
- [87] Pert, “an introduction to computer simulation”, *Oxford University Pres*, (1999).

- [88] Kaçar, E., Doktora Tezi, “Ne- ve F- Benzeri İyonlardan Yayılan Rezonans Çizgi Spektrumlarının Hesaplanması”, *Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Kocaeli, (2004).
- [89] Pert, G.J., “the hybrid model and its application for studying free expansion”, *J. Fluid. Mech.* 131, 401-426, (1983).
- [90] Holden, P.B., Healy, S.B., Lightbody, M.T.M., Pert, G.J., Plowes, J.A., Kingston, A.E., Robertson, E., Lewis, C.L.S., Neely, D., “A computational investigation of the neon-like germanium collisionally pumped laser”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 27, 341-367, (1994).
- [91] Jacquemot, S., Bonnet, L., “Investigation of Ne- and Ni-like collisional excitation schemes in plasmas driven by multiple laser pulses”, *Proc. SPIE*, 3156, 42-52, (1997).
- [92] Nilsen, J., “Analysis of a picosecond-laser-driven Ne-like Ti x-ray laser”, *Phys. Rev. A*, 55, 3271 – 3274, (1997).
- [93] Zimmerman, G.B., Kruer, W.L., “Numerical Simulation of Laser-Initiated Fusion”, *Thermonuclear Fusion*, 2, 51, (1975).
- [94] Young, B.K.F., Wilson, B.G., Zimmerman, G.B., Price, D.F., Stewart, R.E., “Generation and Modelling of Near-LTE Plasmas Using Ultrashort Pulse Heated, Tamped Mid-Z Targets”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 58, 4-6, 991-1000, (1997).
- [95] Christiansen, J.P., Ashby, D.E.T.F., Roberts, K.V., *Comput. Phys. Commun.* 7, 271, (1974).
- [96] Djaoui, A., Rose, S.J., “Calculation of the time-dependent excitation and ionisation in laser-produced plasma”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 25, 2745–2762, (1992).
- [97] Hartgers, A., Van Dijk, J., Jonkers, J., Van Der Mullen, J.A.M. , “CRModel: A General Collisional Radiative Modelling Code”, *Computer Physics Communications*, 135, 199–218, (2001).
- [98] Lee, R.W., The How to for FLY. Handbook delivered with the code, *Cascade Applied Sciences, Inc., USA*, (1995).
- [99] Sondhauss, P., Rose, S.J., Lee, R.W., Al’mieiev, I., Wark, J.S., “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, (2001).
- [100] Chung, H.K., Morgan, W.L., Lee, R.W., “FLYCHK: an Extension to the K-Shell Spectroscopy Kinetics Model FLY”, *J. of Quant. Spect. Rad. Trans.*, 81, 107-115, (2003).

- [101] Lee, R.W., Whitten, B.L., Strout II, R.E., “Spectra –a model for K-shell spectroscopy”, *J. of Quant. Spect. Rad. Trans*, 32, 91-101, (1984).
- [102] Peyrusse, O.A., “Model for the simulation of nonequilibrium line transfer in laboratory plasmas”, *Phys. Fluids B*, 4, 7, 2007, (1992).
- [103] Pert, G.J., “Algorithms for the calculation of ionization in rapidly changing plasmas”, *J. Comp. Phys.*, 27, 241-255, (1978).
- [104] Pert, G.J., “Efficient integration of the time dependent collisional-radiative equations”, *J. Comp. Phys.*, 39, 251-271, (1981).
- [105] Cairns, G.F., Healy, S.B., Lewis, C.L.S., Pert, G.J., Robertson, E., “A Time Resolved Spectroscopy Study of the Resonance Line Emission in the Ge_{XXIII} XUV Laser”, *Journal B: At. Mol. Opt. Phys.*, 29, 4839-4854, (1996),
- [106] Holstein, T., “Imprisonment of Resonance Radiation in Gases”, *Phys. Rev.*, 72, 12, 1212, (1947).
- [107] Elton, R.C., “X-Ray Lasers”, *Academic Press*, Newyork. (1990).
- [108] Silfvast, W.T., “Laser Fundamentals”, *Cambridge University Press*, (1996).
- [109] Cowan, R.D., “Theoretical calculation of atomic spectra using digital computers”, *J. Opt. Soc. Am.*, 58, 808, (1968).
- [110] Pert, G.J., “Optimizing the performance of nickel-like collisionally pumped x-ray lasers”, *Phys. Rev. A*, 73, 033809, (2006).

KİŞİSEL YAYINLAR

1. Demir, P., Demir, A., Kenar, N., Tallents, G. J. "Modelling of Ne-like Iron X-ray Laser driven by 1.2 ps short pulse and 280 ps pre-pulse configuration" , Turkish Physical Society 23rd International Physics Congress, September 2005, Muğla, TÜRKİYE

2. Demir, P., Kaçar, E., Demir, A., "Effects of Double Pulse Configuration on Absorption of Driving Laser Energy for Laser Produced Iron Plasmas", 6th International Conference of the Balkan Physical Union, 22-26 August 2006, İstanbul, TÜRKİYE

3. Kaçar, E., Demir, P., Demir, P., Demir, A., Yaltkaya, S., "Simulation of Longitudinally Pumped Ni-like Molybdenum X-Ray Laser Medium Using Post-Processor Code Coupled to EHYBRID", 10th International Conference on X-Ray Lasers, 21-25 August 2006, Berlin, GERMANY

4. Kaçar, E., Demir, P., "Simulations of grazing-incidence pumped Ni-like Sn x-ray laser at 11.9 nm" , Optics Communications, gönderildi.

ÖZGEÇMİŞ

1981 yılında İzmit'te doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini İzmit'te tamamladı. 1999 yılında girdiği Kocaeli Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nden 2004 yılında Fizikçi olarak mezun oldu. 2005 yılından beri Kocaeli Üniversitesi, Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nde Araştırma Görevlisi olarak görev yapmaktadır.