

**X-IŞINI LASERİ ELDE EDİLEN PLAZMA ORTAMLARINDA, IŞININ
KIRILMASININ IŞIN İZLEME ALGORİTMASIYLA MODELLENMESİ**

Sertan KURNALI

Zonguldak Karaelmas Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalında

Bilim Uzmanlığı Tezi

Olarak Hazırlanmıştır

ZONGULDAK

Şubat 2006

KABUL:

Sertan KURNALI tarafından hazırlanan "X-IŞINI LASERİ ELDE EDİLEN PLAZMA ORTAMLARINDA, IŞININ KIRILMASININ IŞIN İZLEME ALGORİTMASIYLA MODELLENMESİ" başlıklı bu çalışma jürimiz tarafından değerlendirilerek, Fizik Anabilim Dalında Bilim Uzmanlığı Tezi olarak oybirliğiyle kabul edilmiştir.

02/02/2006

Başkan: Prof. Dr. M. Halûk GÜVEN (ZKÜ)



Üye : Prof. Dr. Arif DEMİR (KOÜ)



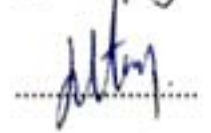
Üye : Doç. Dr. Dilek DADAYLI PAKTAŞ (ZKÜ)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Mehmet AKYÜZ (ZKÜ)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Haydar ARSLAN (ZKÜ)



ONAY:

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım.

1 / 2006

Prof. Dr. Ihsan TOROĞLU
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ÖZET

Bilim Uzmanlığı Tezi

X-IŞINI LASERİ ELDE EDİLEN PLAZMA ORTAMLARINDA IŞININ KIRILMASININ IŞIN İZLEME ALGORİTMASIYLA MODELLENMESİ

Sertan KURNALI

Zonguldak Karaelmas Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı: Prof. Dr. M. Halûk GÜVEN

Ortak Tez Danışmanı: Prof. Dr. Arif DEMİR

Şubat 2006, 74 sayfa

Ni-benzeri molibden plazma ortamı, atomik fizik ve hidrodinamik modelleme kodu olan EHYBRID programı ile modellenmiştir. Bu modellemede molibden katı hedef üzerine çift atım gönderilmiştir ve sürücü laser olarak 1054 nm dalgaboylu Nd:Glass laseri kullanılmıştır. Işın izleme modellemesinde diğer konfigürasyonlara göre daha verimli olan 280 ps süreli ve $1.2 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli ön atımdan tepeden tepeye 360 ps sonra 1.2 ps süreli $3.5 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli ana atım ile ısıtılan plazma ortamı ele alınmıştır. Plazma ortamında boyuna eksen boyunca ilerleyen x-ışınlarının radyal ve enine eksenler boyunca kırılması, kırılma denkleminin Runge-Kutta nümerik çözüm yöntemiyle MATHCAD programı kullanılarak hesaplanmıştır. 18,9 nm dalgaboylu Ni-benzeri molibden x-ışını laserinin plazma içinde yükseltilmesi modellenerek ışının şiddetinin plazma çıkışındaki yakın alan görüntüsü elde edilmiştir.

Anahtar Sözcükler : X-ışını laseri, EHYBRID, Ni-benzeri Molibden, Işın izleme kodu.

Bilim Kodu : 404.03.01, 404.02.02

ABSTRACT

M.Sc. Thesis

MODELLING OF REFRACTION OF X-RAY LASERS IN THE LASER PRODUCED PLASMAS BY RAY-TRACING ALGORITHM

Sertan KURNALI

**Zonguldak Karaelmas University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics**

Thesis Advisor: Prof. M.Halûk GÜVEN

Co-Advisor: Prof. Arif DEMİR

February 2006, 74 pages

Ni-like Molybdenum plasma is modelled with atomic physics and hydrodynamic code EHYBRID. In the model the Molybdenum slab target is pumped with double pulse and 1054 nm Nd:Glass laser is used as the pumping laser. The most efficient plasma condition obtained with the configuration of a main pulse with 1.2 ps duration and $3,5 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ intensity pumped peak to peak 340 ps after a pre-pulse with the duration of 280 ps and intensity of $1.2 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ is concerned for the ray-tracing. The radial and transverse refraction of x-ray laser propagating along longitudinal axis of the plasma is calculated with the refraction equation numerically by Runge-Kutta method using MATHCAD program. The amplification of 18.9 nm Ni-like Molybdenum x-ray laser along its path through the plasma is modeled and the near-field image of the intensity at the exit of the plasma is obtained.

Key Words : X-ray lasers, EHYBRID, Ni-like Molybdenum, Ray tracing Code.

Science Code : 404.03.01, 404.02.02

TEŞEKKÜR

Tezin hazırlanmasında yardımlarından, gerekli tavsiye ve eleştirilerinden faydalandığım, ve projeye katılmamı sağlayan değerli hocam ve tez danışmanım Prof. Dr. M. Halûk GÜVEN'e ve bu konuda yetişmeme ve tezin hazırlanmasında çok yakın olarak , fedakarca yardımlarını esirgemeyen, her türlü durumda benimle ilgilenme zahmetinde bulunan değerli hocam ve ortak tez danışmanım Prof. Dr. Arif DEMİR'e teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez çalışması Devlet Planlama Teşkilatının (DPT) desteklediği proje kapsamında gerçekleştirildiğinden DPT'ye teşekkürü bir borç bilirim.

Bu çalışmada her türlü konuda yardımlarını esirgemeyen Yrd. Doç Dr. Elif KAÇAR'a ve Dr. Necla KENAR'a ve yardımlarından dolayı Erhan AKMAN'a ve Dr. Meral ERYÜREK'e teşekkürlerimi sunarım.

Tezin hazırlanması sırasında maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen aileme de teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL	ii
ÖZET	iii
ABSTRACT	iv
TEŞEKKÜR	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	x
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	xi
BÖLÜM 1 GİRİŞ	1
BÖLÜM 2 X-IŞINI LASERLERİ.....	3
2.1 LASERLER.....	3
2.2 X-IŞINI LASERLERİ	6
2.3 LASERLE ÜRETİLEN PLAZMALAR.....	8
2.4 X-IŞINI LASER TASARIMLARI.....	9
2.4.1 Tekrar Birleşmeli Laserler.....	9
2.4.2 İç Kabuk Foto-İyonlaşması	11
2.4.3 Optiksel Alan İyonlaşması	11
2.4.4 Çarpışmayla Uyarılma Laserleri.....	12
2.5 HEDEF TASARIMLARI	14
2.5.1 İnce Metal Yaprak Hedefler	14
2.5.2 Katı Hedefler	14
2.6 KIRILMAYI AZALTMA METOTLARI	15
2.7 ATIM ÇEŞİTLERİ	17
BÖLÜM 3 X-IŞINI LASERLERİNİN MODELLENMESİ	19

İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
3.1 EHYBRID	19
3.2 IŞIN İZLEME KODU	22
 BÖLÜM 4 NİKEL-BENZERİ MOLİBDEN PLAZMA ORTAMININ MODELLENMESİ.....	 28
4.1 MOLİBDEN SİMÜLASYONU	28
4.1.1 Kazanç Değişimi	31
4.1.2 Spektral Yayılım.....	39
 BÖLÜM 5 IŞIN İZLEME MODELİ.....	 42
5.1 VERİLERİN OKUNMASI	43
5.2 RADYAL KIRILMA	43
5.3 ENİNE KIRILMA	47
5.4 IŞIĞIN ŞİDDETİNİN ARTMASI	48
 BÖLÜM 6 SONUÇLAR VE TARTIŞMA	 53
 KAYNAKLAR.....	 56
EK AÇIKLAMALAR A IŞIN İZLEME ALGORİTMASI	61
EK AÇIKLAMALAR B KIRILMA İNDİSİNİN UYDURULMUŞ FONKSİYONU İLE KARŞILAŞTIRILMASI	70
 ÖZGEÇMİŞ.....	 74

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
2.1 Üç seviyeli laser geçiş şeması	4
2.2 Fabry-Perot Kavitesi içinde düşük kazançlı ortam ile çalışan laser.....	6
2.3 ASE modunda çalışan laser.....	7
2.4 Laser Plazma etkileşimi	8
2.5 Tekrar birleşmeli x-ışını laserleri	10
2.6 Ni-benzeri çarpışmalı ışımalı model	13
2.7 Plazma ortamı oluşturmak için pompalanan hedef çeşitleri	15
2.8 X-ışını kazancını artırmak için hedef konfigürasyonları	16
2.9 Hedef bükümünün kırılmayı telafisi	17
2.10 Atım çeşitleri.....	18
3.1 Plazma ortamının modellenmesi	20
3.2 Işın izleme hücrelerinin geometrisi.....	24
3.3 Sinyalin doyumdan önce ve sonra yükseltilmesi	26
4.1 Molibden katı hedefin iki atım ile pompalanması.....	29
4.2 Elektron yoğunluğunun zamana göre değişimi.....	32
4.3 Elektron yoğunluğunun radyal eksende 509.3 ps'deki değişimi	33
4.4 Elektron sıcaklığının radyal eksen boyunca zamanla değişimi.....	33
4.5 Plazma ortamında elektron sıcaklığının radyal eksen boyunca değişimi	34
4.6 Ni-Benzeri elektron yoğunluğunun 87. EHYBRID hücresinde zamanla değişimi	35
4.7 Kazancın radyal eksene ve zamana göre değişimi	35
4.8 Kazancın ve sıcaklığın 87. EHYBRID hücresindeki zamana göre değişimi	36
4.9 Ni-benzeri iyon yoğunluğunun konuma ve zamana göre değişimi.....	37
4.10 Ni-benzeri iyon yoğunluğunun radyal eksen boyunca değişimi	37
4.11 Kazancın 509.3 ps'deki radyal eksene göre değişimi	38
4.12 Kazancın ön-atım ve ana atım arasındaki gecikme sürelerine göre değişimi	38
4.13 En yüksek kazancın kısa atım şiddetine göre 87. EHYBRID hücresindeki değişimi.....	39
4.14 Dalgaboyuna göre Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi yayılımı	40

ŞEKİLLER DİZİNİ (devam ediyor)

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
4.15 Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans geçişinin zamana göre gösterimi	41
4.16 Plazmadan yayılan toplam Ni-benzeri ve Co-benzeri fotonların toplam şiddeti ..	41
5.1 Işının boyuna eksen boyunca kırılması	43
5.2 Hücrelerdeki elektron yoğunluğunun farklı zamanlarda radyal eksene göre değişimi	44
5.3 Elektron yoğunluğu fonksiyonunun veriye uygunluğu	45
5.4 Kırılma indisi fonksiyonunun veriye uygunluğu	45
5.5 Farklı konumlardan başlatılan ışınların radyal eksen boyunca kırılması	46
5.6 Enine ekseninde elektron yoğunluğu ve kırılma indisi	47
5.7 Boyuna eksen boyunca ilerleyen ışının enine ekseninde kırılması	48
5.8 Ortam boyunca kırılan ışının, kırılma süresince farklı hücrelere geçmesi	50
5.9 Yükseltelen ışığın şiddetinin değişimi	50
5.10 Plazma girişinde x-y düzleminden başlatılan ışınların ortamda kırılarak ve yükselterek çıkıştaki şiddet ve konumlarının elde edilmesi	51
5.11 Şiddetin çıkıştaki görüntüsü	51

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>No</u>	<u>Sayfa</u>
4.1 Ni-benzeri 128 rezonans çizgi geçişi.	30

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

A_{ul}	: Kendiliğinden geçiş katsayısı
c	: Işık hızı
Co	: Kobalt
e	: Elektronik yük
h	: Planck Sabiti
m_e	: Elektron kütlesi
Mo	: Molibden
Ni	: Nikel
R	: Moleküler gaz sabiti
T	: Kurtulma faktörü
ε_0	: Serbest uzayın geçirgenliği

KISALTMALAR

ASE	: Amplified Spontaneous Emission
CPA	: Chirped Pulse Amplification
LLNL	: Lawrence Livermore National Laboratory
QSS	: Quasi Steady State
RAL	: Rutherford Appleton Laboratory
XUV	: Extreme Ultraviolet
YMTG	: Yarı Maksimumun Tam Genişliği (FWHM)

BÖLÜM 1

GİRİŞ

X-ışını laseri kavramı ilk olarak 1970’li yıllarda ortaya atıldı ve 1984’te Livermore laboratuvarında deneysel olarak gösterildi [1]. Günümüzde laserler geniş bir kullanım alanına sahiptir. Daha küçük dalga boylarında laserlerin üretilmesi ile, laser daha çok alanda kullanılabilir hale gelir. Çok küçük dalga boylu, yüksek enerjili bir laser; nano-elektronikte ve nano-teknolojide çok küçük parçaların şekillendirilmesinde kullanılabileceği gibi, biyolojide canlıların yapıtaşları olan hücrelerin hologramının çekiminde de kullanılabilir [2].

X-ışını laserlerin modellenmesi ve deneysel olarak incelenmesi birçok ülkede, birçok grup tarafından yapılmaktadır. X-ışını mertebesinde dalga boyu elde edebilmek için gerekli olan plazma ortamı çok güçlü sürücü laserleri kullanılarak elde edilir. Dolayısıyla verimli bir x-ışını çıktısı elde edebilmek için plazma ortamının modellenmesi önemlidir. Burada amaç daha az enerji kullanarak daha çok verim elde etmektir. Plazma ortamlarının modellenmesi için hidrodinamik modelleme ve atomik fiziği modellemesi yapan programlar kullanılır. Bu tezde kullanılan modelleme programı hem hidrodinamik hem de atomik fizik modellemesi yapan EHYBRID programıdır [3].

Plazma ortamında oluşturulan ışının ortamdaki elektron yoğunluk değişiminden dolayı kırılması bu sistemler için bir problemdir. Çünkü ışının plazma halindeki kazanç ortamını mümkün olduğunca geç terk etmesi gerekir. Çıkışta elde edilen ışının şiddeti buna göre değişir. Dolayısıyla EHYBRID ile modellenen plazma ortamında elde edilen ışınların plazma boyunca aldıkları yollar ve bu yollar boyunca şiddetlerinin nasıl arttığının incelenmesi önemlidir. Bunun için de EHYBRID programına ileri işlemci olarak ışın izleme programları kullanılır.

Bu tezde Ni-benzeri Molibden x-ışını laseri için plazma ortamının EHYBRID ile modellenmesi yapılmış ve EHYBRID'den elde edilen verileri kullanan bir ışın izleme programı yazılmıştır.

Bölüm 2'de genel olarak laserlerin ve x-ışını laserlerinin temel çalışma prensipleri açıklanmıştır. X-ışını laseri tasarımları, plazma oluşturmada kullanılan hedefler ve laser atım çeşitleri, kırılmayı azaltmaya yönelik çalışmalar açıklanmaktadır.

Bölüm 3'te x-ışını laserlerinin modellenmesinin teorisi anlatılmaktadır. Atom fiziği ve hidrodinamik kod olan EHYBRID kodunun plazma ortamını Lagrange formunda hücrelere bölerek plazma ortamının kazanç, elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı gibi verilerini hesaplama yöntemleri ve bu verileri kullanarak ışının ortamda kırılmasını ve yükseltilmesini modelleyen ışın izleme yöntemi teorik olarak açıklanmaktadır.

Bölüm 4'te EHYBRID programı ile Ni-benzeri Molibden plazma ortamının modellenmesi anlatılmaktadır. Bu modellemede verimli ve düşük elektron yoğunluğu eğimli plazma ortamı elde etmek için çift atımlı sürücü laser ile katı Mo hedefin ısıtılması çeşitli konfigürasyonlar ile yapılmıştır. Çift atım konfigürasyonları için uzun süreli düşük şiddetli bir ön atım ve kısa süreli yüksek şiddetli bir kısa atım kullanılmıştır. Atımların hedefe gönderilme zaman aralıklarının ve ana atımın şiddetinin plazma kazanç ortamına etkisi incelenmiştir

Bölüm 5'te Ni-benzeri Molibden x-ışını laserinin ışın izleme programından ve programın sonuçlarından bahsedilmektedir. Plazma ortamında sürücü lasere dik doğrultuda hedef boyunca ilerleyen bir ışının ortam boyunca elektron yoğunluk gradyeninden dolayı radyal (x) ve enine (y) eksenlerde kırılması ve izlediği yol boyunca yükseltilmesi ışın izleme kodu ile modellenmiştir. Plazmanın yan yüzeyinden gönderilen 400 ışının ortamda kırılıp yükseltilmesinden sonra diğer yüzeyde oluşturduğu şiddet deseni ışın izleme kodu ile elde edilmiştir.

Son olarak da Bölüm 6'da Ni-benzeri Mo x-ışını laserinin modellenmesi ile ilgili sonuçlar ve yorumlar açıklanmaktadır.

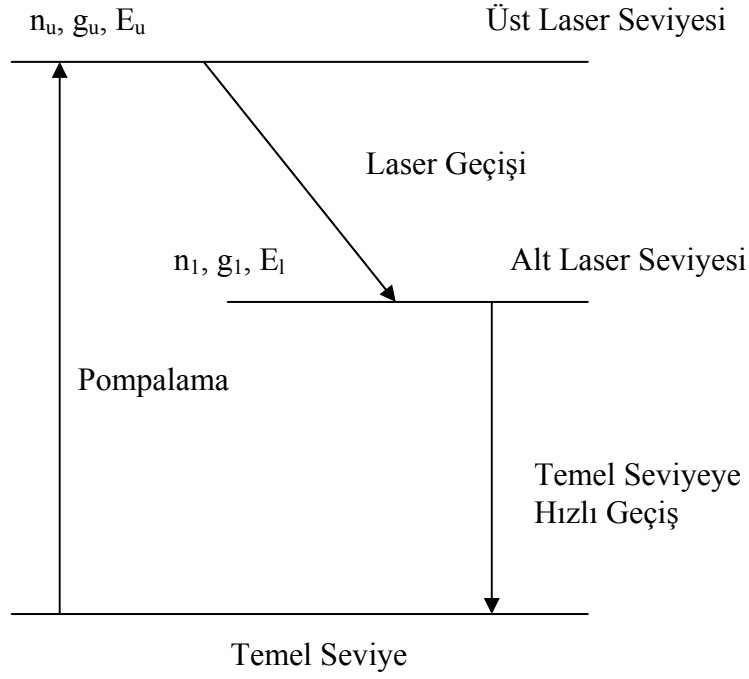
BÖLÜM 2

X-IŞINI LASERLERİ

2.1 LASERLER

Laser, İngilizce’de “**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation” ışığın uyarılmış ışıma yoluyla yükseltilmesidir. Optik Laserler, ilk olarak 1959 yılında Maiman tarafından deneysel olarak üretilmiştir. Bu tek renkli, tek yönlü ve oldukça eş fazlı ışık kaynağı daha sonraları endüstriyel ve bilimsel alanlarda ve tıpta oldukça geniş kullanım alanına sahip olmuştur. Öyle ki, günümüzde cd çalıcılardan barkod okuyuculara kadar bir çok yerde kullanılan laser hayatımızın önemli bir parçası haline gelmiştir.

Laser uyarılmış atomların yaydığı fotonları kontrol eden bir aygıttır. Bir çok laser çeşidi vardır ve hepsinin çalışma prensibi hemen hemen aynıdır. Bütün laser çeşitlerinde bir laser oluşturma ortamı vardır, bu ortamdaki atomlar uyarılarak elektronları daha üst seviyelere çıkarılmaya çalışılır. Bu ortam katı, sıvı, gaz yada plazma olabilir. Atomlar çok şiddetli flaş ışıklarıyla veya elektrik deşarj pompalamasıyla uyarılarak, uyarılmış durumdaki atomların sayısı artırılmaya çalışılır. Bu yüksek derecede nüfus tersinimine yani uyarılmış seviyelerdeki atomların sayısının temel seviyedeki atom sayısından fazla olmasına neden olmaktadır. Herhangi bir anda uyarılmış durumdaki atomlar düşük enerjili seviyelere dönmek için enerjisinin bir kısmını bırakabilir. Şekil 2.1’de görüldüğü gibi daha yüksek enerji seviyesindeki (E_u) atomlar daha düşük enerjili seviyesine (E_l) geçerken enerji yayarlar. Bu geçiş sırasında foton yayımlanıyorsa buna kendiliğinden ışıma denir.



Şekil 2.1 Üç seviyeli laser geçiş şeması.

Foton olarak yayımlanan bu enerjinin geçiş yaptığı seviyelere bağlı olarak özel bir dalga boyu vardır ve bu dalga boyu aynı cins atomlarda aynı seviyelerdeki geçişler için aynı değere sahiptir. Bu da laserin temelini oluşturur. Kendiliğinden ışıma esnasında yayımlanan fotonun frekansı

$$\nu = (E_u - E_l) / h \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada E_u üst seviye enerjisi, E_l alt seviye enerjisi h Planck sabitidir. Sonuçta açığa çıkan elektromanyetik dalga üst seviye enerjisinde bulunan bir atomu uyarabilir. Fotonun enerjisi iki seviye arasındaki enerji farkına eşit olduğundan $(E_u - E_l)$ üst enerji seviyesindeki atomu (E_u) alt enerji seviyesine (E_l) indirebilir, bu durumda da foton yayımlanır, bu olaya uyarılmış ışıma denir. Bu şekilde yayımlanan fotonlar, uyarıcı dalga ile aynı faza ve dalga vektörüne sahiptir. Oysa kendiliğinden ışıma, ışıma yapan atomlar arasında herhangi bir faz ilişkisi yoktur ve fotonlar izotropik olarak yayımlanır. Alt enerji seviyesindeki atomun gelen foton enerjisini soğurarak üst enerji seviyesine çıkması da olasıdır.

Laser ışığı aşağıdaki özelliklere sahiptir:

1. Laser ışığı tek renklidir. Çünkü geçiş yapılan seviyelere bağlı olarak aynı cins atomlarda aynı enerji seviyeleri arasındaki geçişlerde aynı dalga boylu fotonlar yayımlanır.
2. Laser ışığı eşfazlıdır. Her foton diğeri ile aynı adımlarda ilerler, yani bütün fotonlar birlik içerisinde hareket eden dalga cephelerine sahiptir.
3. Laser ışığı tek yönlü yoğun bir hüzmedir.

Laser, ortamı boyunca ilerlerken fotonların uyarılmış yayılımı ışımayı yükseltir. Düşük seviyelere ışmalı geçiş, laserin dalga boyunu belirler. Alt laser seviyesinden hızlı bir şekilde temel seviyeye inilir. Üst seviyenin nüfusunun, istatistiksel ağırlığına oranı, alt seviyenin nüfusunun istatistiksel ağırlığına oranından büyükse sistem başarılı olur;

$$\frac{n_u}{g_u} > \frac{n_l}{g_l} \quad (2.2)$$

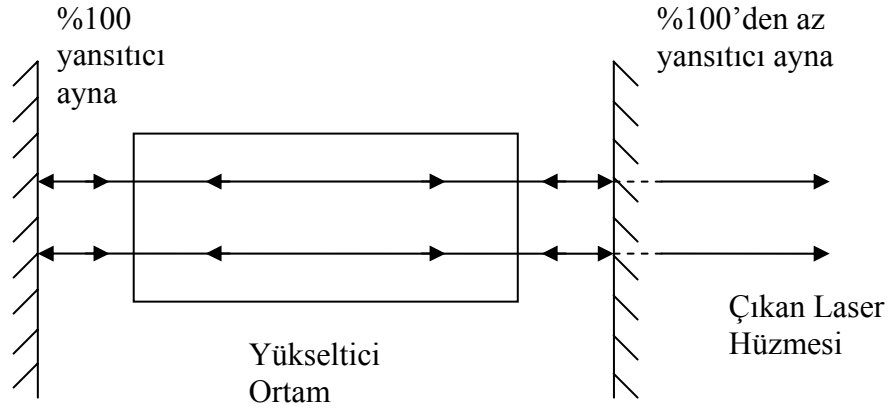
burada n_u , g_u ve n_l , g_l üst ve alt seviyelerin nüfusu ve istatistiksel ağırlığıdır. Bu durum nüfus tersinimi olarak bilinir. Nüfus tersinimi oluşturabilmek için atomlar temel seviyeden üst laser seviyesine pompalanır, daha sonra, alt laser seviyesine geçer ve eş zamanlı olarak alt laser seviyesinden hızlı bir şekilde temel seviyeye geçerler. Yükseltme koşullarının yerine getirilebilmesi için yeterli pompalama enerjisi ve enerji seviyelerinin dikkatli seçilmesi gerekir. Kazanç katsayısı G , nüfus tersinimi ile doğru orantılıdır,

$$G = \frac{\varepsilon A_{ul} \lambda_{ul}^2 g_u}{8\pi \Delta \nu} \left(\frac{n_u}{g_u} - \frac{n_l}{g_l} \right) \quad (2.3)$$

burada A_{ul} kendiliğinden yayılım katsayısı, λ_{ul} laser geçişinin dalga boyu, ε çizgi-şekil faktörü ve $\Delta \nu$ çizgi genişliğidir. Homojen bir ortam boyunca ilerleyen bir hüzmenin yükseltilmesi

$$I = I_0 \exp(Gl) \quad (2.4)$$

ile tanımlanır, burada I_0 kaynak sinyalinin şiddeti, G , kazanç katsayısı, l , ortamın uzunluğu ve I yükseltilmiş sinyalin şiddetidir. Şiddetin büyük olması için Gl (kazanç-mesafe) çarpımının büyük olması gereklidir. Optik laserlerde bu, iki mükemmel aynanın oluşturduğu Fabry Perot boşluğunun kullanımıyla başarılmıştır (Şekil 2.2). Sinyalin yükseltilmesi, ortamdan birçok defa geçişle gerçekleştirilir. Burada sinyal aynalar arasında ileri geri yansır. Bu laserin uzun yol, düşük kazanç modunda çalışmasına olanak sağlar. Böylece düşük kazanç, yol uzatılarak telafi edilir ve yüksek kazanç-uzunluk (Gl) değeri elde edilir. Yükseltilen ışının şiddeti yeterince büyük olursa, uyarılmış seviyelerin sayı yoğunlukları, ışımının etkisiyle değişir ve sinyalin yükseltilmesi lineer olarak devam eder.

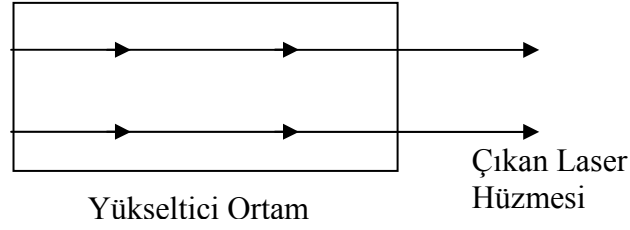


Şekil 2.2 Fabry-Perot boşluğu içinde düşük kazançlı ortam ile çalışan laser.

2.2 X-IŞINI LASERLERİ

X-ışını dalga boyu mertebesinde laserlerin geliştirilmesi optik laserlerin geliştirilmesinden daha yavaş olmuştur. Bu mertebede dalga boyuna sahip bir laseri üretebilmek ancak temel seviyeye daha yakın elektronların uyarılmasıyla mümkün olmaktadır. Dolayısıyla laser ortamını uyarabilmek için daha fazla bir enerjiye ihtiyaç vardır. Mevcut x-ışını laseri aynaları sadece %20 [4] yansıtıcılığa sahiptir, ki bu kısa dalga boyundan zarar görmemesi için daha da düşürülebilir. Sonuç olarak Fabry Perot boşluğu bu dalga boylarında uygun değildir. Dolayısıyla x-ışını laserler kendiliğinden yayımlama ile yükseltme (ASE) ile çalışır ve sinyal ortamdan tek bir geçişle yükseltilir. Bu uzunluğu kısıtladığından, laseri yükseltebilmek için gerekli kazanç-mesafe katsayısı, yüksek bir kazanç katsayısı ile elde

edilmeye çalışılmaktadır. Burada laserin yükseltilmesi kazanç ortamının uzunluğuna bağlıdır. Bu nedenle ışın mümkün olduğunca kazanç ortamında tutulmalıdır (Şekil 2.3).



Şekil 2.3. ASE modunda çalışan Laser.

X-ışını laseri için gerekli olan enerji seviye aralıkları çok geniştir. Bunlar, nötr veya zayıf iyonlanmış sistemlerin iç kabuk geçişlerinde ve yüksek derecede soyulmuş iyonların geçişlerinde bulunur. Verimli x-ışını laserleri, sinyali yükseltmek için çok soyulmuş iyonlar kullanır. Bu çok soyulmuş iyonlar laserle oluşturulan plazmalarda elde edilir. X-ışını laseri üretmek için gerekli ortamı uyarabilmek için oldukça yüksek güçlere ihtiyaç vardır. Uzunluğu l olan bir laser ortamında kendiliğinden ışımaya neden olan güç ele alınarak ortalama pompalama gücünün ne olması gerektiği tahmin edilebilir. Dolayısıyla,

$$p > n_u h \nu_{ul} A_{ul} l (Wcm^{-2}) \quad (2.5)$$

burada ν_{ul} laser geçişinin frekansı ve h da Planck sabitidir. Bağıntı (2.3)'teki kazanç ifadesinden

$$n_u A_{ul} l \approx \frac{8\pi}{c^2} G l \nu^2 \Delta \nu \quad (2.6)$$

elde edilir ve laser çizgisi Doppler genişlemesine [5] uğramışsa,

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \propto \nu^{1/2} \quad (2.7)$$

İlişkisi söz konusudur ve,

$$p \propto \nu^4 \frac{\Delta \nu}{\nu} \quad (2.8)$$

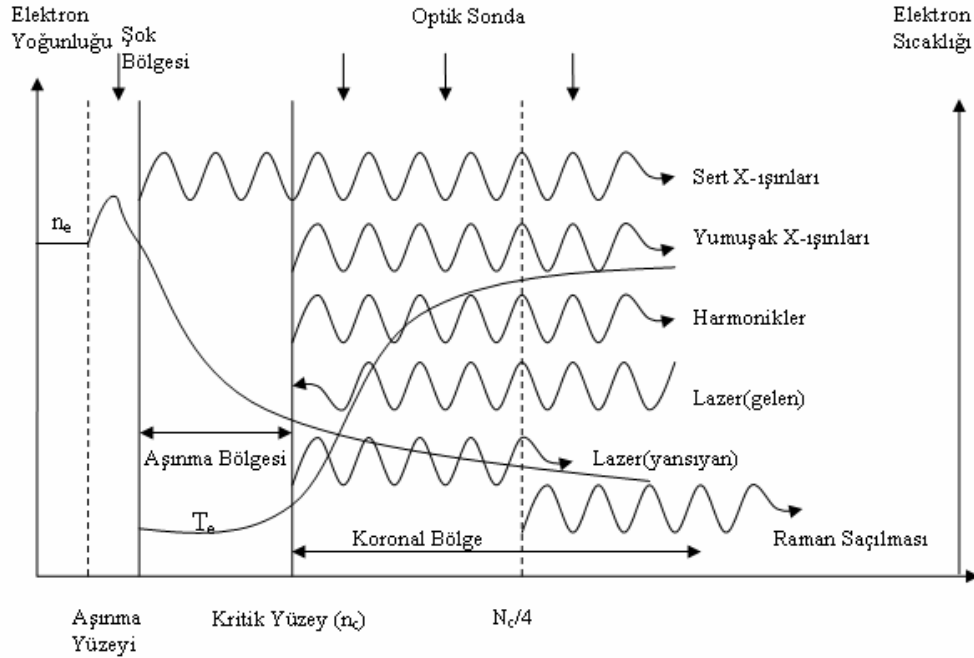
ifadesinden

$$p \propto \nu^{9/2} \quad (2.9)$$

elde edilir. Bundan pompalama gücü için yaklaşık 10^{15} Wcm^{-2} değerinden büyük bir güce ihtiyaç olunacağı çıkarılabilir.

2.3 LASERLE ÜRETİLEN PLAZMALAR

Yüksek güçlü sürücü laseri ($>10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$) ile bir hedef ısıtıldığında, kısa sürede büyük miktarda enerji madde içine depolanır. Bu aşınmaya ve iyonlaşmaya neden olur, bu durum aşınma olarak adlandırılır. Şekil 2.4'te aşınmanın sürücü laseri doğrultusunda elektron yoğunluğu ve sıcaklık profillerini nasıl etkilediği gösterilmiştir. Düşük yoğunluklu yüksek sıcaklıklı bölgeye koronal bölge, yüksek yoğunluklu bölgeye de aşınma bölgesi denir. Bu iki bölge arasında sıcaklık ve yoğunluk farklılığı vardır ve bu bölge laser plazması olarak tanımlanır.



Şekil 2.4 Laser Plazma etkileşimi.

Sistemin elektronlar ve iyonlar olmak üzere iki taşıyıcıyı içerdiği düşünülebilir. Laser ışığı, kritik elektron yoğunluğu olarak adlandırılan belirli elektron yoğunluk değerine kadar ilerler. Kritik elektron yoğunluğu,

$$n_c = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (2.10)$$

olarak verilir, burada ω laser ışığının açısal frekansı, ϵ_0 serbest uzayın geçirgenliği, m_e elektronun kütlesi ve e elektronik yüküdür. Laser enerjisi, kritik yoğunluğa kadar olan bölgede ters Bremsstrahlung ile, kritik yoğunlukta rezonans soğurması ile soğurulur. Işıtılmış elektronların ısısal iletimi ile sürücü laserin enerjisi daha yüksek yoğunluklara taşınır. Kritik yoğunluktan daha yüksek yoğunluğa sahip bölgede sürücü laserin uyguladığı basınçtan dolayı madde boşluğa doğru itilir. Plazma ortamında, elektron-iyon çarpışmaları ile elektronlar ve iyonlar arasında ısı alışverişi olur.

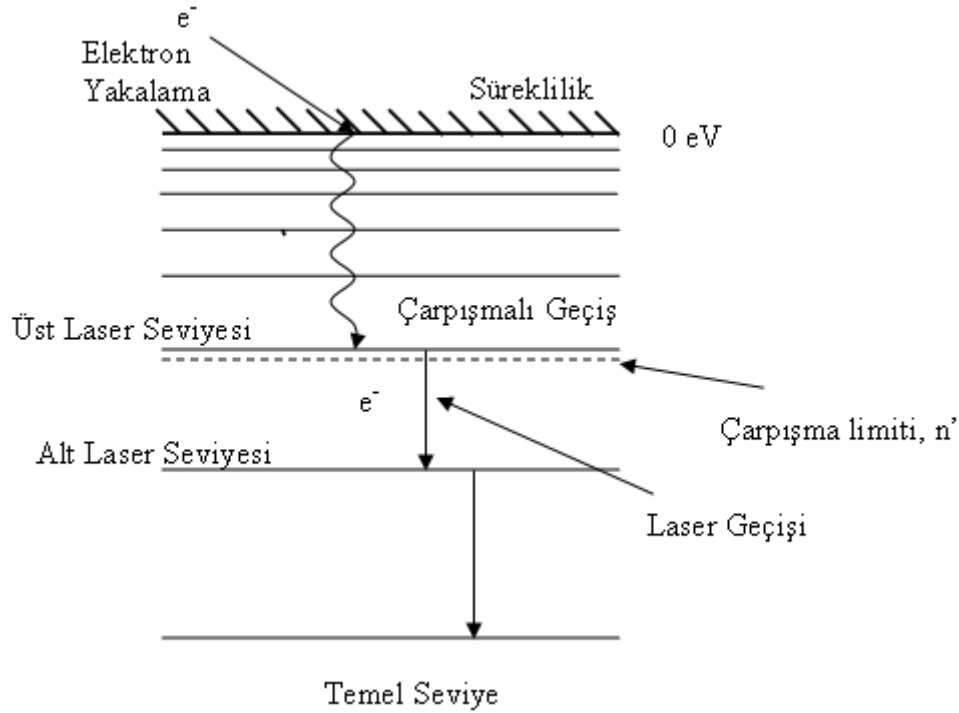
2.4 X-IŞINI LASER TASARIMLARI

X-ışını laseri oluşturmak için önerilmiş birçok yöntem mevcuttur. Bazıları deneysel olarak gerçekleştirilebilmiştir. Başarılı olarak kabul edilen tasarımlardan ikisi, tekrar birleşmeli tasarım ve çarpışmayla uyarma tasarımıdır. Bu bölümde tekrar birleşmeli, optiksel alan iyonlaşması, iç kabuk foto-iyonlaşması ve çarpışmayla uyarma tasarımları ele alınacaktır.

2.4.1 Tekrar Birleşmeli Laserler

Tekrar birleşmeli laserlerde nüfus tersiniminin olma olasılığı, ilk laserin bulunmasından [6] hemen sonra Gudzenko [7] tarafından önerilmiştir. Bu fikir daha sonra Pert de [8] dahil olmak üzere birkaç araştırmacı tarafından x-ışını bölgesine uygulandı. Bu tasarımda laser üretecek madde çok hızlı bir şekilde yüksek güçlü pompalama atımı tarafından elektronları tamamen koparılır yada çekirdeğe daha yakın kabuk konfigürasyonuna kadar iyonlaştırılır. Alt laser seviyesi, hızlı bir şekilde temel seviyeye ışımalı bozunma gerçekleştirmelidir. Eğer serbest elektronlar yeterli hızla soğurlarsa, önce üst laser seviyesinin üstünde yüksek Rydberg seviyelerinde tekrar birleşirler. Birbirine yakın bu üst seviyelerde nüfus yoğunluğu oluşur. Üst laser seviyesinin nüfus yoğunluğu ise bu birbirine yakın üst

seviyelerdeki elektronların çarpışıp bu seviyeye itilmesiyle oluşur [9]. Bu işlem Şekil 2.5'te görünmektedir.



Şekil 2.5 Tekrar birleşmeli x-ışını laserleri.

Şekil 2.5'te görüldüğü gibi n' kuantum seviyesi “çarpışma limiti” olarak tanımlanır. n' 'den büyük durumlarda uyarılmış elektronların çarpışması ve üst laser seviyesinde toplanması durumu vardır. n' 'den düşük durumlarda ise laser ışıması durumu vardır. Dolayısıyla sistemin laser oluşturması için üst enerji seviyesi hemen n' 'nin üzerinde, alt enerji seviyesi de aşağısındadır.

Tekrar birleşmeli sistemde, ince karbon liflerinin ısıtılması [10] ($\sim 7 \mu\text{m}$) ile x-ışını bölgesinde ilk kez kazanç elde edildi. Laser ile karbon atomlarının elektronları tamamen kopartılır. Plazma genişlemesi, serbest elektronların yüksek seviyelerinde tekrar birleşmesine izin veren, adiabatik soğumaya yakın bir soğumaya sebep olur. Tekrar birleşen elektronlar çarpışmanın etkisiyle çarpışma limitinin hemen üstündeki üst laser seviyesine taşarlar ve $n=3$ ve $n=2$ seviyeleri arasında $182 \text{ \AA}$ dalga boylu laser geçişi için nüfus tersinimini oluştururlar. Bu tasarım deneysel olarak Rutherford Appleton Laboratuvarında (RAL) [11] gerçekleştirilmiş ve 3,9 civarında kazanç uzunluğu gözlenmiştir.

Şu anki yüksek kazanç uzunluğu ($g \sim 6$) [12] kısa atım yükseltmesi (CPA) ile çalışan Nd-Glass laseri kullanarak gözlenmiştir. CPA, kısa zamanda hedefe yüksek güçte laser atımı gönderilerek gerçekleştirilir. $7 \mu\text{m}$ çap genişliğinde, 5mm uzunluğuna kadar karbon lifleri kullanılan deneyde, lifler tepe şiddeti $6 \times 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$ olan ve $\sim 20\text{J}$ enerji ulaştıran 2 pikosaniyelik (ps) bir atım ile ısıtılmıştır.

Başka bir düzenleme de plazmayı manyetik olarak hapsederek yapılmıştır [13]. Bu teknikte, plazmanın ısımalı olarak soğumasına izin veren, $\sim 50\text{kG}$ 'luk güçlü bir manyetik alan ile plazmanın genişlemesi engellenir ve $\sim 8\text{cm}^{-1}$ 'lik kazançlar elde edilir.

Tekrar birleşmeli laserler çok kısa ve yüksek şiddetli atım üreten sürücü laserlerin geliştirilip kullanılmasıyla daha verimli çalışabilir ve doyuma ulaşmış x-ışını elde edilebilir.

2.4.2 İç Kabuk Foto-İyonlaşması

Çok yüksek sürücü laser gücünün ($>10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$) üretilmesine olanak sağlayan sürücü laser teknolojisindeki gelişmelere bağlı olarak geliştirilen tasarımlardan biri de iç kabuk foto-iyonlaşması tasarımıdır. Tasarımda, laser üretilen maddenin iç kabuk elektronlarının seçici olarak iyonlaşması sağlanır. Bu iyonlaşma için yüksek şiddetli x-ışını filtrelenerek kullanılır. Yüksek şiddetli x-ışını ise başka bir maddeyi sürücü laser ile pompalayarak üretilir. X-ışını laseri süresi, düşük enerji seviyesine çarpışmayla iyonlaşma olmasına ve üst enerji seviyesinin üzerinde de Auger bozunmasının olmasına bağlıdır.

Tek olarak iyonlaşmış neon ve magnezyumun $n=2 \rightarrow 1$ geçişlerinde muhtemel laser oluşma olasılığı Strobel [14] tarafından teorik olarak araştırılmıştır ve her iki durumda $\sim 11\text{cm}^{-1}$ 'lik bir kazanç elde edilebileceği gösterilmiştir. X-ışını, hedeflere 100 fs'lik atım ile 5 J'lük enerji aktarılarak oluşturulmuştur ve neon için altın, magnezyum için nikel hedef kullanılmıştır.

2.4.3 Optiksel Alan İyonlaşması:

Optiksel alan iyonlaşması yönteminde, ortamdaki atomları tamamen yada çekirdeğe yakın kabuk konfigürasyonuna kadar soymak için yüksek şiddetli ($>10^{17} \text{ Wcm}^{-2}$) kısa atımlı

(~100fs) sürücü laser kullanılır. Sürücü laserin optiksel alanı çok güçlüdür ve sürücü laser ortamda ilerlerken elektronları atomlarından ayırır. Bu nedenle oluşan x-ışını laser için atımın yönü, diğer sistemlerin tersine, sürücü laserin yönü boyuncadır. Prensipite tekrar birleşmeli laser olmasına rağmen, bilinen tekrar birleşmeli laserden farklı olarak burada soğuma olmadan hızlı bir tekrar birleşmeye olanak sağlaması için serbest elektronlar düşük sıcaklıkta bırakılır.

Amendt [15] Li-benzeri neon iyonlarının $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ 98,3 Å geçişlerinde laser elde edilebileceğini önerdi. Önermede yaklaşık 10^{19}cm^{-3} iyon yoğunluğu elde edebilmek için neon gazı, 0.25µm dalga boylu laser kullanılarak, tepe şiddeti 10^{17}Wcm^{-2} olan 100 fs süreli atım ile ısıtılmalıdır.

135 Å'luk laser hidrojenik lityum [16] kullanılarak elde edilmiştir. 10^9Wcm^{-2} şiddetinde çalışan 20 ns'lik KrF laser atımı, tek olarak iyonlaştırılmış ve lityum plazma elde etmek için kullanılmıştır. Daha sonra 10^{17}Wcm^{-2} tepe şiddeti veren ve 500 fs'de 50 mJ enerji ulaştıran ikinci bir atım sisteme uygulanmıştır. Böylelikle, tamamen soyulmuş Lityum plazması optiksel alan iyonlaşması ile oluşturulmuştur. Bu uzunluğu 2 mm'de, 20cm^{-1} değerinde bir kazanç elde edilmesiyle kazanç uzunluk çarpımı $g\ell \sim 4$ elde edilmiştir.

Optiksel alan iyonlaşması tasarımının geliştirilmesi Janulewicz [17] tarafından araştırıldı. Tahmin edilen sonuçlar deneysel ölçümlerle [18] karşılaştırıldı ve elektron sıcaklığı üzerinde laser atımının yükselme zamanının önemi anlaşıldı.

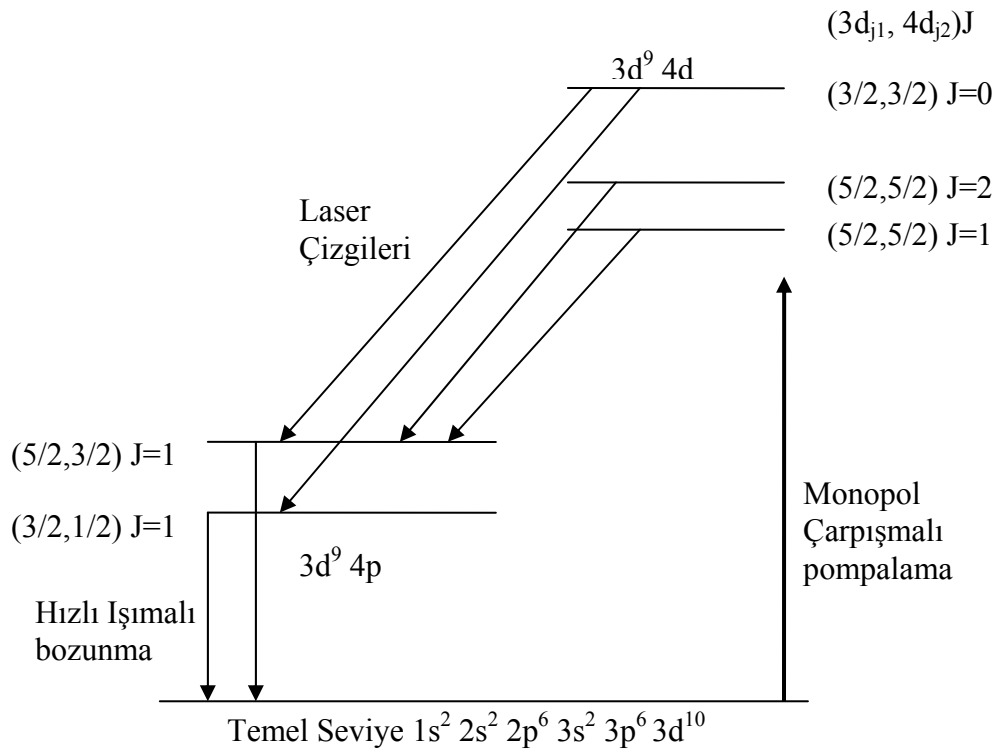
Optiksel alan iyonlaşması tasarımının gerçekleşme olasılığı temel olarak, sürücü laserinden hemen sonra hızlı bir şekilde tekrar birleşmeye neden olan elektron sıcaklığı değişimine bağlıdır. Elektron sıcaklığının yeterince küçük olmasını sağladıktan sonra öngörülen kazanç büyüktür ve sistemin “masaüstü” olabilmesi sürücü laserlerinin geliştirilmesine bağlıdır.

2.4.4 Çarpışmayla Uyarıma Laserleri

Çarpışmayla uyarıma laserler ilk olarak Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarında (LLNL) 1984'de [1] gerçekleştirilmiştir ve şu anda mevcut olan en başarılı x-ışını laser

tasarımıdır. Bu tasarım tatmin edici bir performans sergilemiştir [19,20]. Son günlerdeki gelişmeler bu tasarımın verimini geliştirmeye yöneliktir. Bu tezde yapılan modelleme de bu tasarımla elde edilen x-ışını için yapılmıştır.

Bu tip laserlerde nüfus tersinimi, sürücü laserin hedefin atomlarını en yakın kapalı kabuğa kadar (Ne-benzeri yada Ni-benzeri) iyonlaştırmasıyla elde edilir. İyonlaşma, hedefi optiksel dalga boyunda laserlerle (genelde 1.06 μm dalga boylu Nd:Glass laseri kullanılır) 1 ns süreden küçük süreli ve 10^{13} Wcm^{-2} şiddetinden büyük şiddetli atımlar ile hedefin ısıtılmasıyla gerçekleştirilmiştir. X-ışını laser oluşumu tipik olarak birkaç yüz piko saniye sürer [21]. Ne-benzeri tasarım için monopol uyarma, elektronları 3p yarı-kararlı seviyeye pompalar ve bu seviyenin temel seviyeye bozunması yasaklıdır. Nüfus tersinimi 3p ve 3s seviyeleri arasında oluşur. Deneysel olarak doğrulanmış bir diğer tasarım da Ni-benzeri tasarımıdır. Ni-benzeri tasarım için nüfus tersinimi 4d-4p seviyeleri arasında olur (Şekil 2.6). Üst ve alt seviyelerin yarılmasından dolayı birçok laser geçişleri olur. Bu tasarımda laser geçişleri $n=4$, ve $\Delta n = 0$ koşullarında oluşur. Laser geçişi ilk olarak Ni-benzeri europium ile gözlenmiş [22] ve daha sonra yiterbiyum [23], volfram [24], tantalum [25], gümüş [26], kalay [27] ve molibden [28] kullanılarak gözlenmiştir.



Şekil 2.6 Ni-benzeri çarpışmalı ışımalı model.

Laser için önemli olan çarpışmayla uyarmanın oluşabilmesi için yoğunluk yeterince yüksek olmalıdır ama nüfus tersinimini azaltacak kadar da yüksek olmamalıdır. Sıcaklık da aşırı iyonlaşmaya sebep olacak kadar yüksek olmamalıdır.

2.5 HEDEF TASARIMLARI

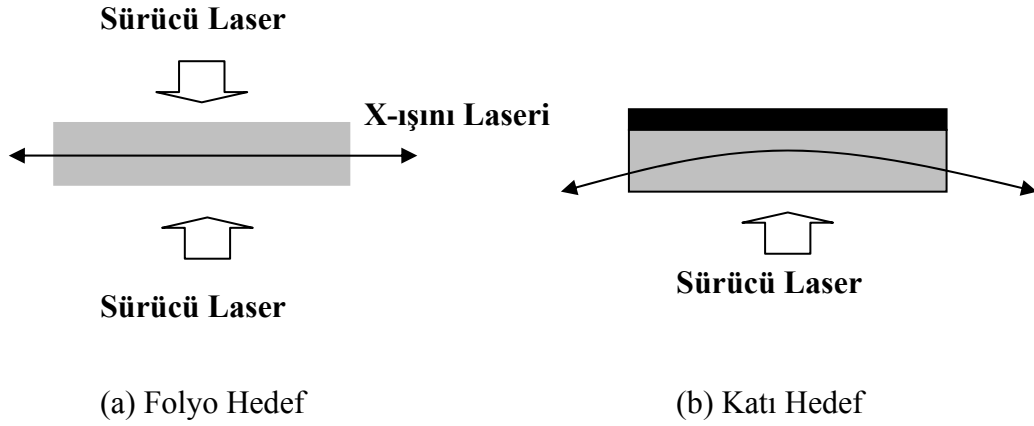
Çarpışmayla uyarma laser tasarımı için iki çeşit hedef tasarımı kullanılmıştır. Bunlar ince metal yaprak hedefler ve katı hedeflerdir. Bu tezdeki modellemede de yaygın olarak kullanılan ve ince metal yaprak hedeflere göre daha avantajlı olan katı hedef kullanılmıştır.

2.5.1 İnce Metal Yaprak Hedefler

İlk XUV laser çıkışı ince metal yaprak hedef ile gerçekleştirildi [1]. Metal yaprak 1000 Å kalınlığındaydı ve her iki taraftan yüksek güçlü($\sim 10^{14} \text{Wcm}^{-2}$) laser ile eş zamanlı olarak ısıtıldı. Metal yaprak tamamen yandı ve düşük yoğunluk gradyenli ve uygun kazanç ortamlı sıcak plazma oluşturuldu. Bu tür hedefler (Şekil 2.7a) birkaç deneyde başarılı olarak kullanıldı. Ancak yapılmalarının zor olması ve çok kırılgan olmaları aynı zamanda çok yüksek enerjili sürücü lasere ihtiyaç duymaları dezavantajlarıdır.

2.5.2 Katı Hedefler

Katı hedefler cam bir alt malzemenin üzerinde bir yüzünde laser oluşturmaya yarayan tabakadan ($\sim 5000 \text{\AA}$ kalınlığında) oluşur. Bu madde yüksek enerjili sürücü laser ile ısıtılır ve gerekli kazanç ortamına sahip, genişleyen sıcak bir plazma oluşturulur (Şekil 2.7b). İnce metal yaprak hedeflere nazaran yapılmalarının daha basit olması ve daha makul sürücü laser enerjisi gerektirdiğinden en çok kullanılan hedef tasarımıdır. Bu düzeneğin geometrisinden dolayı güçlü bir elektron yoğunluk gradyeni oluşur ve bu da x-ışını hızmesinin kazanç ortamından kırılarak uzaklaşmasına neden olur. Bunun üstesinden gelebilmek için çift hedef , aynalı hedef ve bükümlü hedef kullanımı gibi yöntemler denenmiştir.

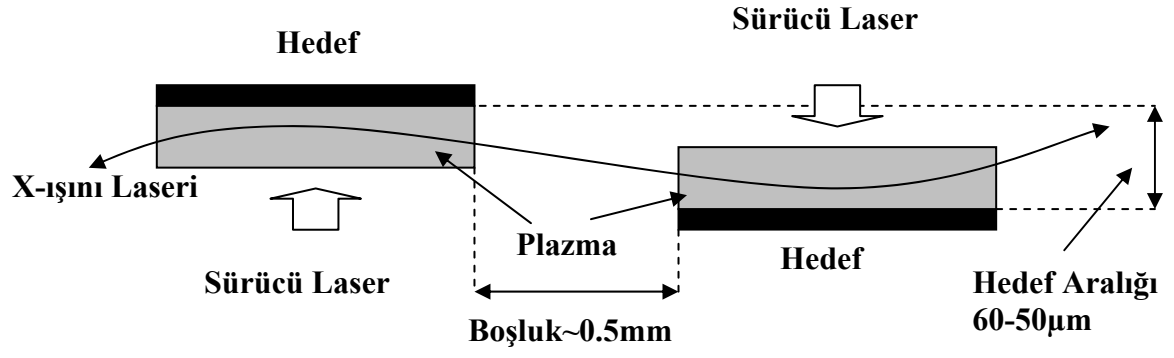


Şekil 2.7 Plazma ortamı oluşturmak için pompalanan hedef çeşitleri.

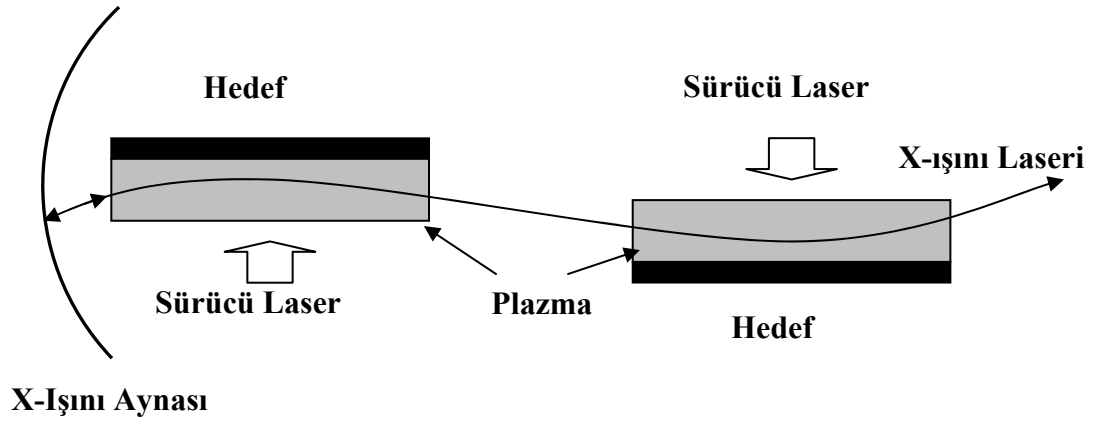
2.6 KIRILMAYI AZALTMA METOTLARI

X-ışını laserinin yükseltilebilmesi sınırlı bir kazanç uzunluğu ile mümkün olabilmektedir. Dolayısıyla laserin şiddetinin fazla olması kazanç ortamında kalma süresine yani kazanç uzunluğuna bağlıdır. X-ışını hüzmelerinin elektron yoğunluk gradyeninden dolayı kırılarak kazanç ortamından çıkması dikkate alınarak çeşitli hedef konfigürasyonları denenmiştir. Bunlardan biri Şekil 2.8a'daki gibi çift hedef kullanılarak eş zamanlı oluşturulan plazmadan çıkan x-ışını hüzmelerinin kırılıp bir plazma ortamından çıkıp diğer plazma ortamına girmesi ve yükseltilmesine burada devam ettirilmesidir [29]. Burada kazanç uzunluğu tek hedefe göre ~6 dan ~10 a çıkarılabilmektedir. Aynı konfigürasyona Şekil 2.8b'deki gibi zayıf çukur bir x-ışını aynası eklenerek ortamdaki x-ışını hüzmelerinin tekrar ortama geri yollanıp yükseltilmesi sağlanmıştır [4].

X-ışını laserinin kırılarak erkenden kazanç ortamını terk etmesini önlemek için Şekil 2.9'daki gibi bir hedefin kırılma boyunca bükülmesi önerilmiştir [30] ve bu konfigürasyon Osaka'da deneysel olarak başarılı bir şekilde germanyum hedef kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Daha önce zayıf olarak gözlenen $J=0 \rightarrow 1$ geçişi daha şiddetli olarak gözlenmiştir.

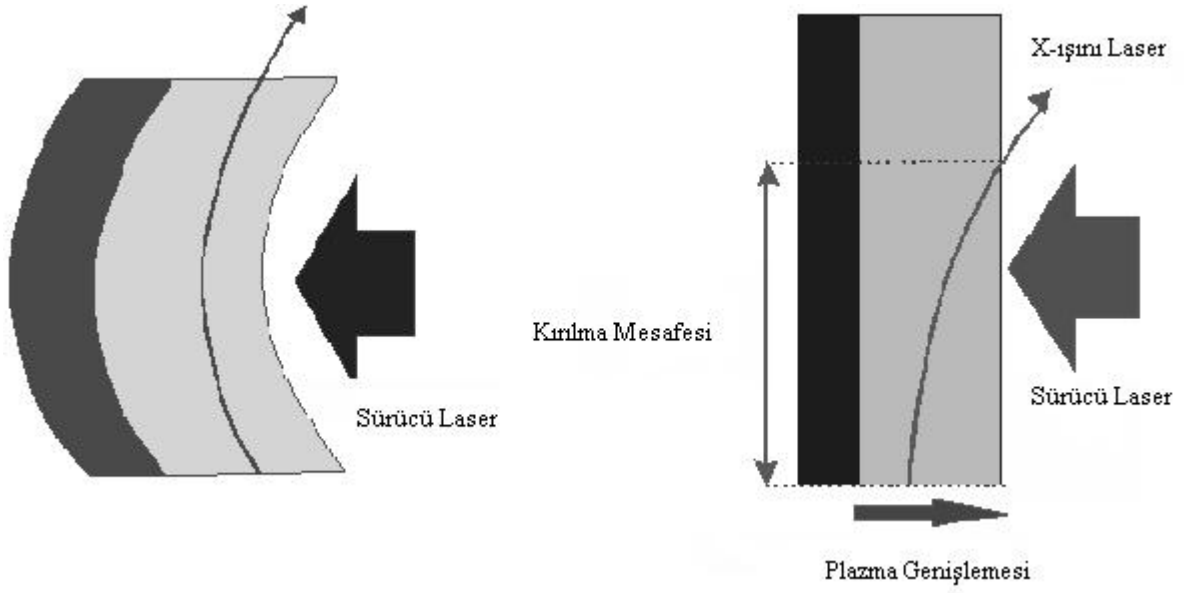


(a) Çift hedef konfigürasyonu



(b) Aynalı çift hedef konfigürasyonu

Şekil 2.8 X-ışını kazancını artırmak için hedef konfigürasyonları.



Şekil 2.9 Hedef bükümünün kırılmayı azaltması.

2.7 ATIM ÇEŞİTLERİ

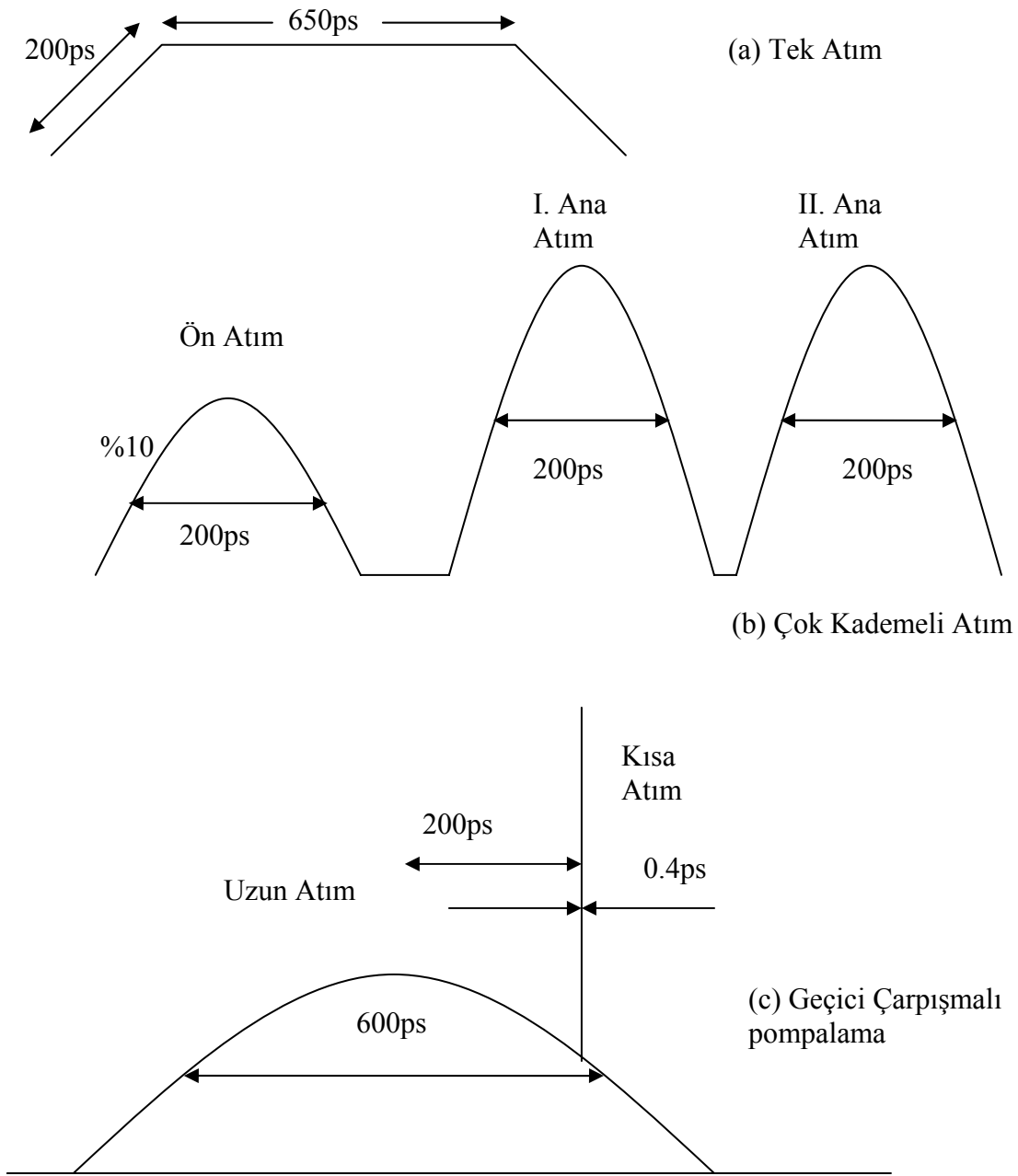
Çarpışmayla uyarma tasarımı kullanılarak x-ışını laser üretiminde verimi artırabilmek için değişik hedef konfigürasyonları yanında değişik sürücü laser atım çeşitleri de denenmiştir. Atımlar, tek atım (Şekil 2.10a), çok kademeli atım (Şekil 2.10b) ve geçici pompalama atımı (Şekil 2.10c) olarak sınıflandırılır.

X-ışını laser çıkışının ilk kez görüldüğü, 1984'te LLNL'de [1] yarı kararlı durum (QSS) düzeneği kullanılarak selenyum hedef üzerine $5 \times 10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetinde 450 ps 532 nm dalga boylu tek laser atımı kullanılmıştır. Bu atım önce hedefi buharlaştırır ve sonra da iyonlaştırır. Elektron çarpışmaları ile alt seviye ile üst seviye arasında nüfus tersinimi sağlanır. Üst seviye yarı kararlı olarak seçilir ve bu seviyeden temel seviyeye geçişler kuantum mekaniği seçim kuralına göre yasaklıdır. Alt seviyeden temel seviyeye ise hızlı bir ışımalı geçiş olur. Laser geçişi bu alt ve üst seviyeler arasında olur.

Çok kademeli atımlarda ana atımlardan önce ortamı ısıtan ve ana atımların enerjilerini ortama daha verimli olarak aktarmalarına ve ortamın daha homojen dağılım göstermesine yardımcı olan %10 enerjili bir ön atım kullanılır [31, 32].

Geçici çarpışmalı pompalamada tek bir laser atımı yerine iç içe geçmiş atımlar kullanılır ve x-ışını üretmek için daha az sürücü laser enerjisi kullanılmasına olanak sağlar. Örneğin,

yarı kararlı durumlar için birkaç yüz joule enerji gerekirken, geçici pompalamada 5-10 joule enerji yeterlidir. Yarı maksimumda tam çizgi genişliği (YMTG) 200 ps ve 600 ps arasında değişen uzun atım iyonlaşmanın olduğu bir ön-plazma oluştururken kısa atım (50fs-1ps YMTG süreli) gönderilerek büyük bir geçici nüfus tersinimi oluşturulur [33, 34]. Bu pompalama ile yüksek kazanç elde edilir ama yarı kararlı duruma kıyasla daha az ömrü vardır [35].



Şekil 2.10 Atım çeşitleri [35]

BÖLÜM 3

X-IŞINI LASERİNİN MODELLENMESİ

X-ışını laser ortamının modellenmesinde iki simülasyon kodu kullanılır. Birincisi EHYBRID'dir ve bu plazmanın zaman evrimini tanımlar ve laserle oluşturulan ortamın hidrodinamiğini ve atom fiziğini çözer. Plazma ortamındaki kırılma indisi değişiminin fazla olması, x-ışının kırılıp kazanç ortamını terk etmesine sebep olabileceğinden, modelleme deneylerin daha verimli olabilmesi açısından önemlidir. Kırılma indisinin, hızının plazma ortamındaki hareketini etkilemesinden dolayı üç boyutlu bir ışın izleme kodu EHYBRID'e ileri işlemci olarak, verilen bir anda çıkış ışının şiddetinin profilini hesaplamak için kullanılır.

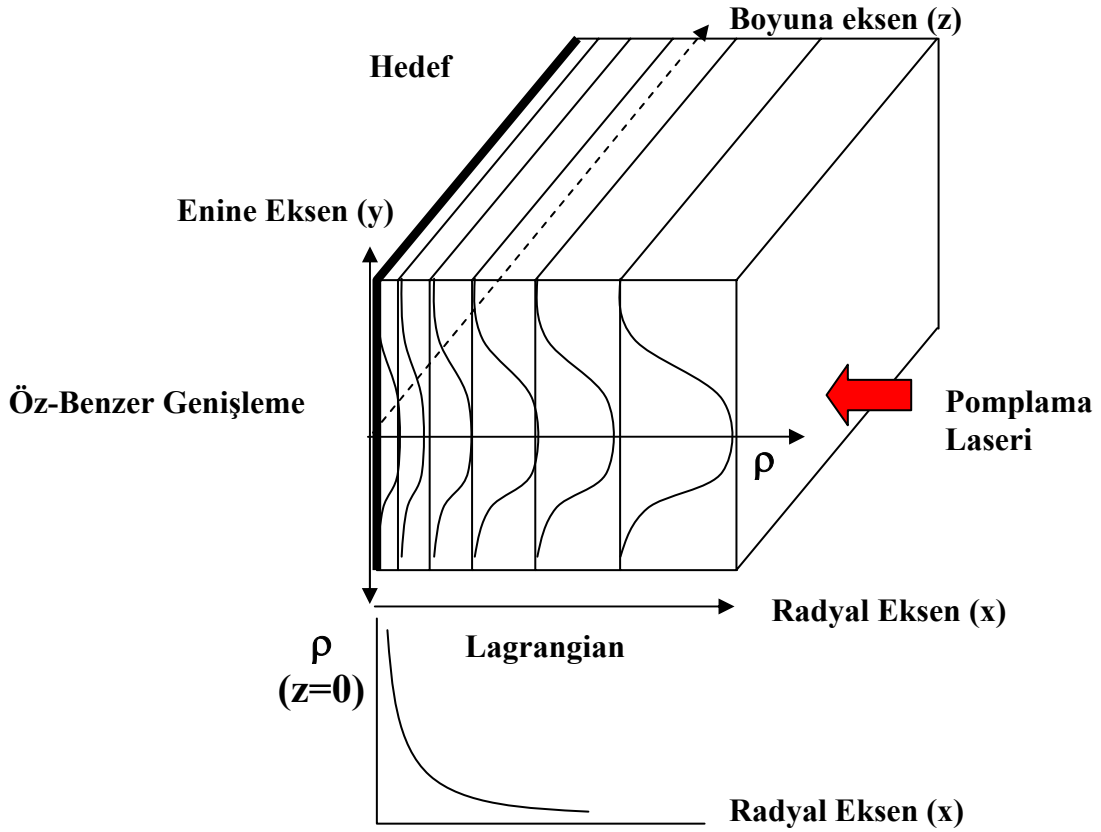
3.1 EHYBRID

EHYBRID, düzlem geometrisinde laserle ısıtılan ortamın hidrodinamiğini ve atomik fiziğini hesaplar. Hedef, sürücü laser hızmasına paralel x ekseni yönünde akışkan akımını modellemek için, Lagrange formunda hücrelere bölünmüştür (tipik olarak 98 hücre) (Şekil 3.1). Lagrange formunda hücrelerde madde miktarı sabit kalıp, plazma genişlemesiyle hücre boyutları değişmektedir. Her bir akışkan hücresi, m akışkan kütlelerini içeren, x eksenine dik birbirine komşu iki düzlem tarafından tanımlanır. Akışkan hücreleri arasındaki P basıncı ideal gaz kanunundan hesaplanır, elektronların ve iyonların kısmi basınçları P_e ve P_i toplanır;

$$P = P_i + P_e = \frac{R}{M} \rho (T_i + Z T_e) = \frac{R}{M} \rho T_A \quad (3.1)$$

burada R molar gaz sabiti ve M akışkanın kütle numarası, Z etkin yük, T_i ve T_e sırasıyla elektron ve iyon sıcaklıkları, ρ iyon yoğunluğudur. T_i ve T_e sıcaklıkları toplamı, toplam sıcaklık T_A 'yı tanımlar [3]. Plazmanın enine izotermal olduğu kabul edilir ve buna karşılık gelen genişleme lineer öz-benzer akış [3, 36, 37] ile tanımlanır. Bu öz-benzer akış enine

genişlemenin Gauss formunda profil olarak ele alınmasını sağlar. Bu varsayım x eksenini boyunca hareket eden enine düzlemler arasındaki akışkanın akışını ihmal eder.



Şekil 3.1 Plazma ortamının modellenmesi.

Basınçlar, yoğunluklar ve sıcaklıklar hücre merkezlerinde, tamsayı zaman basamaklarında hızlar ise bütün ara yüzlerde buçuklu zaman adımlarında tanımlanır. Akışkan denklemleri sonlu-fark integrasyonu ile çözülmüştür. Basınç değişimleri hız artışlarını hesaplamak ve dolayısıyla hücre boyutunun ve yoğunluğunun bir zaman adımı içinde değişimini hesaplamak için kullanılır [9].

Bir zaman adımı içinde plazmaya gönderilen sürücü laser enerjisi, laser atım şekli ve gücünden hesaplanabilir. Laser ışığının soğurulması, ters Bremsstrahlung esnasında sürücü laser hızması plazma içinde kritik yüzeye erişilinceye kadar plazmanın her bir hücresi için hesaplanır. Deneyle karşılaştırsak, gelen enerjinin %50'si hesaplamalarda göz önünde bulundurulmayan [28] süreçler nedeniyle kaybolduğu varsayılır. Kalan enerjinin bir kısmı (yansıma katsayısı tarafından yaklaşık %70 olarak belirtilmiştir) kritik

yüzeyde atılmıştır. Ortamı terk eden yansıyan hüzmenin soğurulması daha sonra hesaplanmıştır.

Plazma içine dağılan enerjinin dağılımı elektron-iyon çarpışmaları, termal iletkenlik ve bir atomik fizik modeli hesaba katılarak hesaplanmıştır. Ne-benzeri iyonun atomik fiziği çarpışmalı ışımalı model [38] ile hesaplanmıştır. Çarpışmalı ışımalı modelde bir takım atomik seviyeleri ve hız denklemleri kullanılarak seviye sayı yoğunlukları hesaplanır. Laser geçişi olan atomik seviyeler daha detaylı ele alınır bu seviyeler dışındakiler daha yüzeysel ele alınır.

EHYBRID ile yapılan hesaplamalarda Ne-benzeri Germanyum iyonu için 124 uyarılmış seviye ele alınmıştır. Ni-benzeri Molibden için 128 uyarılmış seviye ele alınmıştır. F-benzeri ve Na-benzeri iyonlar da çarpışmalı ışımalı modelle daha az seviyelerde ele alınmıştır.

Diğer iyon evreleri, değiştirilmiş Griem modelinin [39,40] daha basit yaklaşımı kullanılarak tarif edilmiştir. Her iyon evresi, temel seviye olarak modellenmiş ve nüfusu dengede olduğu varsayılan uyarılmış durum olarak varsayılmıştır. Aşağıya doğru geçişlerin, yukarıya doğru olan geçişlere eşit ihtimalli olması çarpışma limiti olarak tanımlanır. Çarpışma limiti arasındaki geçişler ya tekrar birleşme ya da iyonlaşmadır. İki modelin birden, alternatif “ortalama atom” modeli ile kıyaslanması Healy et al [41] tarafından gerçekleştirilmiştir.

Enerji dağılımını ve atomik nüfusu hesapladıktan sonra her bir hücre için belirli bir çizgi için kazanç katsayısı,

$$G(\nu) = \frac{g_2 A_{32} \lambda_{32}^2}{8\pi} \left(\frac{n_3}{g_3} - \frac{n_2}{g_2} \right) \varphi(\nu) \quad (3.2)$$

denkleminde hesaplanabilir [9]. Burada λ_{32} çizgi merkezi üzerindeki laser geçişinin dalga boyu, A_{32} kendiliğinden ışıma Einstein katsayısı, n_3 , n_2 , g_3 , g_2 sırasıyla üst ve alt durumların nüfusu ve istatistik ağırlığıdır. $\varphi(\nu)$ normalize edilmiş çizgi profil

fonksiyonudur ve Doppler genişlemesi ile Voigt profiline kayan bir Lorentz profili için hesaplanır [42].

Uyarılmış seviyeler arasındaki geçiş oranlarını tanımlayan matris, hem elektron çarpışmalı hem de ışımalı işlemleri açıklar. Işımalı geçiş oranları yayınlanmış data tablolarından yada herkese açık mevcut kodlardan [43,44] elde edilebilir. Elektron çarpışma oranları çevresindeki plazma koşullarına bağlıdır. Dolayısıyla ön görülen bir takım seviyeler için asimptotik biçimi Van Wyngaarden [45] tarafından,

$$z^2\Omega(x) = d_0 + d_1x^{-1} + d_2x^{-2} + d_3x^{-3} + d_4x^{-4} + d_5 \ln x \quad (3.3)$$

şeklinde verilmiştir. Burada Ω çarpışma gücü, z kabuk elektronu tarafından görülen net yük, ve k_i^2 , i seviyesindeki kabuk elektronuna göre çarpan elektronun enerjisi ve ΔE , geçişin enerji farkı olmak üzere $x = k_i^2 / \Delta E$ 'dir. $d_{1,2,3,4,5}$ katsayıları mevcut çarpışmalı veriye uydurulan fonksiyondan elde edilir, diğer bütün oranlar Van Regemorter'in [46] Gaunt faktör yaklaşımını kullanarak analitik olarak hesaplanmıştır.

Plazma ortamına dağıtılan sürücü laser enerjisi, basınç değişimini ve hidro-dinamik genişlemeyi artırır. Hücreler içindeki kütle sabit kaldığından (Lagrange formunda hücre) hücre boyutları buna bağlı olarak değişime uğrar. Basınçlar, elektron ve iyon sıcaklıkları, yoğunluklar her bir zaman adımı için hesaplanır. Dolayısıyla, modellemek istediğimiz plazmanın koşullarını ve kazanç katsayısının uzaysal ve zamansal profilini, istediğimiz materyal, pompalama enerjisi ve pompalama konfigürasyonunu EHYBRID giriş verisine girerek hesaplayabiliriz.

3.2 IŞIN İZLEME KODU

1.5 boyutlu hidro-atomik kod EHYBRID, plazmanın elektron yoğunluğu, kazanç katsayısı, elektron sıcaklığı gibi fiziksel parametrelerinin zamansal ve uzaysal profilini modeller. Kırılma etkisi olmasaydı, plazma ortamında oluşan x-ışını laserini modellemek ve etkisi altında kaldığı kazanç katsayısını hesaplamak gayet kolay olurdu. Sürücü laseri doğrultusunda x eksenı boyunca değişen elektron yoğunlundan dolayı plazma ortamında değişken bir kırıcı indis profili oluşmaktadır. Bu kırıcı indis μ ,

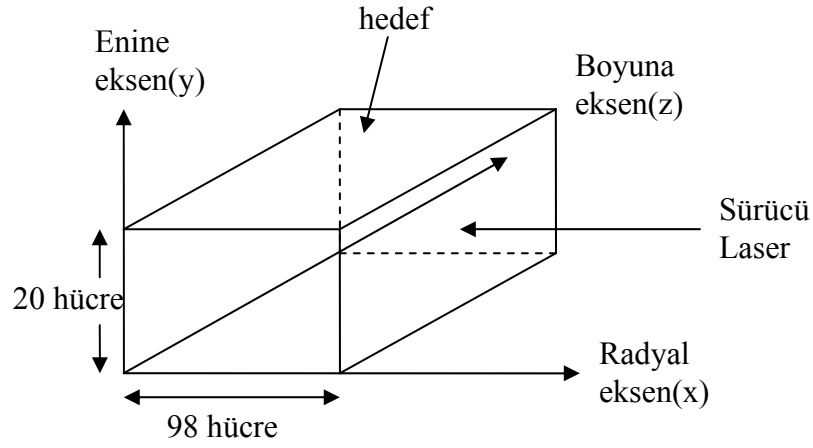
$$\mu = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (3.4)$$

ile ifade edilmektedir , burada n_e elektron yoğunluğu ve n_c de kritik elektron yoğunluğudur. Laser ışığı kritik elektron yoğunluğundan daha az yoğun bölgelerde ilerleyebilmektedir. Kritik elektron yoğunluğu,

$$n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (3.5)$$

olarak ifade edilir. Burada ω laser ışığının açısal frekansı, m_e elektron kütlesi, e elektron yükü, ε_0 da serbest uzayın geçirgenliğidir. Burada $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ formülünden hesaplanmıştır. c ışık hızı ve λ da laser ışığının dalga boyudur. X eksenini doğrultusundakine ek olarak enine doğrultuda da elektron yoğunluğu değişimi vardır. Bu yoğunluk değişimi bu tezde her bir hücre için Gauss formunda ele alınmıştır. Boylamasına eksen yani z eksenini doğrultusunda elektron yoğunluğu değerlerinin sabit kaldığı varsayılmıştır. Bu modellemede büyük kolaylık sağlamıştır.

Toft tarafından sürücü laserin kırılmasını modelleyen 1 boyutlu ışın izleme modeli [46] Plowes [9] tarafından geliştirilerek 3 boyutlu geometrik ışın izleme kodu oluşturulmuştur. Bu modellemede plazma x eksenini doğrultusunda 98 uzaysal hücreye ve 20 enine hücreye bölünmüştür. Plazma parametreleri her bir hücre için EHYBRID kodu tarafından verilmektedir ve enine eksen boyunca da öz benzer profil kullanılarak hesaplanmıştır. Plazma uzunlamasına homojen olarak varsayılmıştır (Şekil 3.2).



Şekil 3.2 Işın izleme hücrelerinin geometrisi.

Boyuna eksen boyunca x-ışını laserinin homojen olmayan ortam boyunca yol alması,

$$\frac{d}{ds} \left(\mu \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \nabla \mu(x, y, z) \quad (3.6)$$

ışın denklemi [47, 48, 49] ile ifade edilir. Burada $\vec{r} = (x, y, z)$ ve $ds = \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2 + (dz)^2}$ 'dir. $\vec{r}$ kartezyen koordinatlarda ışının konum vektörüdür, μ kırılma indisi ve ds diferansiyel yoldur.

Işının yol aldığı boyuna eksen boyunca ortamın homojen olduğu varsayıldığından kırılma indisi x ve y'ye bağlı olarak $\mu(x, y)$ olarak ifade edilebilir. Dolayısıyla kırılma indisi elektron yoğunluğuna bağlı olarak,

$$\mu(x, y) \cong \sqrt{1 - \frac{n_e(x, y)}{n_c}} \quad (3.7)$$

yazılabilmektedir. Burada paraksiyal yaklaşımı kullanabiliriz. Bu yaklaşıma göre iki ardışık hücrede kırılma çok küçük açılarda gerçekleştiğinden yansımaya alınan yol boylamasına alınan yola göre ihmal edilebilecek kadar çok küçüktür. Dolayısıyla $ds=dz$, $dx/dz=\alpha_x$ ve $dy/dz=\alpha_y$ yaklaşımı yapılabilir [48]. Bu yaklaşımla ışın denklemi iki bağımsız diferansiyel denkleme indirgenebilir:

$$\frac{d\alpha_x}{dz} = \frac{\partial}{\partial x} \sqrt{1 - \frac{n_e(x,y)}{n_c}} \quad (3.8a)$$

$$\frac{d\alpha_y}{dz} = \frac{\partial}{\partial y} \sqrt{1 - \frac{n_e(x,y)}{n_c}} \quad (3.8b)$$

Bu iki denklemin integrasyonu her bir hücrede boylamasına yönde (oz yönünde) yapılmıştır. Paraksiyal yaklaşımın doğru olabilmesi için hücre genişlikleri küçük olmalıdır.

Işık doyuma ulaşmadan önce, şiddeti boylamasına doğrultuda ilk hücrede

$$I_0 = E_0 \frac{\exp(G_0 L) - 1}{G_0} \quad (3.9)$$

şeklinde yükseltilir. Burada G_0 hücredeki kazanç katsayısı, E_0 kendiliğinden geçiş katsayısı ve L de ışının aldığı yol uzunluğudur. Bu şekilde ortama gönderilen hüzmeye daha sonra $I = I_0 \exp(G_0 L)$ şeklinde yükseltilir. Doyuma ulaşıldıktan sonra ışığın şiddeti lineer olarak,

$$I = I_s G_0 L \quad (3.10)$$

şeklinde artar. Burada I_s doyum şiddetidir. Işığın doyuma ulaştığı, doymuş ve doymamış bölgeler arasındaki geçiş x_s ile ifade edilir. Doyumdan önce ışığın şiddeti daha doğru olarak,

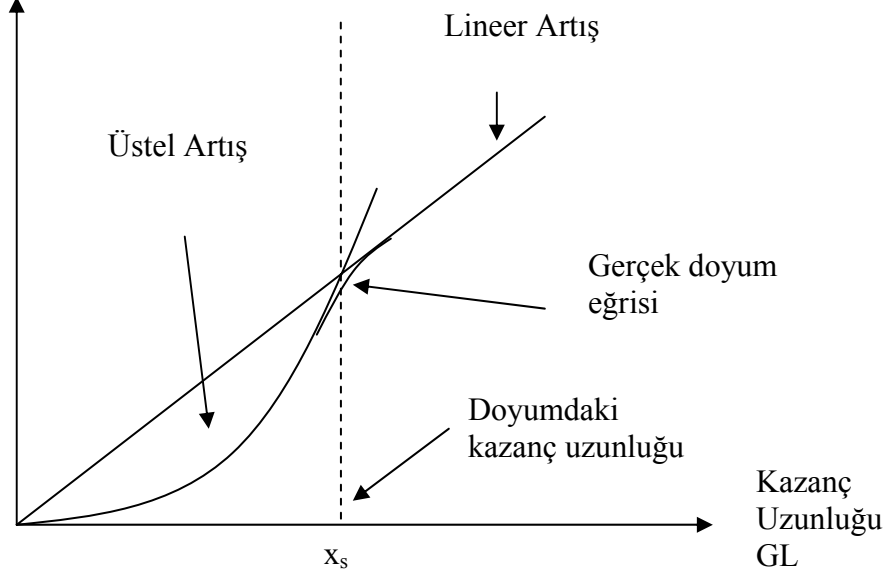
$$I = I_0 \frac{\exp(G_0 L) - 1}{\sqrt{G_0 L}} \quad (3.11)$$

şeklinde ifade edilebilir [42]. Burada paydaya eklenen terim ışığın çizgi merkezindeki şiddetinin kanatlardaki şiddetinden daha fazla olmasından kaynaklanır. Bu da çizgi

genişliğini $\frac{1}{\sqrt{G_0 L}}$ kadar azaltır. İki bölge arasındaki geçiş x_s [9],

$$x_s = \ln \left(x_s^{3/2} \frac{I_s}{I_0} \right) \quad (3.12)$$

ile ifade edilir.



Şekil 3.3 Sinyalin doyumdan önce ve sonra şiddetinin artışı.

Genelde bir hüzmelerin şiddeti $I(\nu)$ herhangi bir z mesafesinde $\nu \rightarrow \nu + d\nu$ aralığında, ışıma transfer denklemi ile,

$$\frac{dI(\nu)}{dz} = G(\nu)I(\nu) + E(\nu) \quad (3.13)$$

şeklinde gösterilir [42]. Burada $G(\nu)$ kazanç ve $E(\nu)$ de her biri frekans profiline sahip, birim hacim için kendiliğinden geçiş katsayısıdır. Eğer frekansa bağıllığı ihmal edersek ve L uzunluğunda tepe spektral çizgi şiddetini hesaplarsak ve $I_0 = E_0/G_0$ dersek, burada E_0 kendiliğinden geçiş oranı ve G_0 da çizgi merkezindeki kazançtır, ve şiddet,

$$I = I_0 \exp(G_0 L) - I \quad (3.14)$$

halini alır [42] ve bu denklem bir sistemdeki kazancı, şiddete karşı uzunluk ölçümleri yapılarak belirleyebilmemizi sağlar. Fakat spektral çizgi bir profile sahip olacağından, çizgi üzerinde toplam şiddet

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\nu) d\nu = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} (\exp(G(\nu)) - 1) d\nu \quad (3.15)$$

şeklinde ifade edilir. Gauss formunda bir profil tipik Doppler genişlemesine uğramış çizgi profilidir. Doppler genişlemesi merkezi çizginin Doppler kaymasından dolayıdır. Bu da çizgi boyunca iyon termal hız bileşenlerinden kaynaklanır. Çizginin şekil fonksiyonu,

$$g(\nu) = \left(\frac{4 \ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{\Delta \nu} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu} \right)^2 \right] \quad (3.16)$$

şeklindedir, burada

$$\Delta \nu = \left(\frac{8kT \ln 2}{Mc^2} \right)^{1/2} \nu_0 \quad (3.17)$$

ile verilir, ve M atomik kütle, T iyon sıcaklığıdır. Bu çizgi şeklini toplam şiddetin integralinde yerine koyarsak ,

$$I \cong \alpha I_0 \frac{(\exp(GL) - 1)^{3/2}}{(GL \exp(GL))^{1/2}} \quad (3.18)$$

denklemini elde [50] edilir ve burada α düzeltme katsayısıdır ve Gauss formunda çizgi için $\alpha=1$ ve Lorentz formunda çizgi için $\alpha = \frac{1}{\sqrt{\pi}}$ değerindedir. Bu denklem Linford denklemini olarak bilinir ve genelde hedef uzunluğu değiştirilerek x-ışını laserinin kazanç katsayılarını türetmek için kullanılır.

BÖLÜM 4

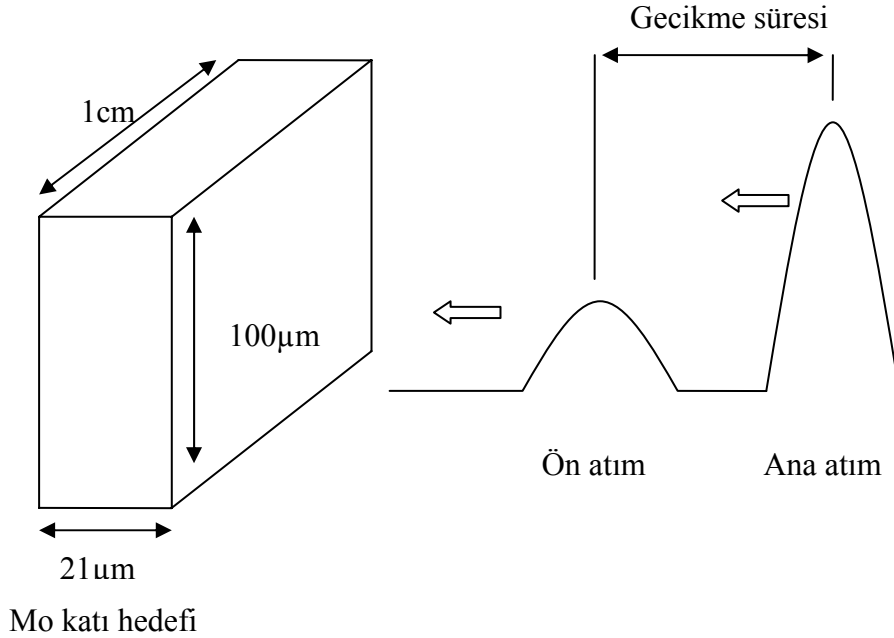
NİKEL-BENZERİ MOLİBDEN PLAZMA ORTAMININ MODELLENMESİ

Çarpışmalı uyarma yaklaşımı kullanılarak birçok element için x-ışını laseri modellenmesi yapılmıştır. Bu modellemelerde optik sürücü laser kullanılarak yeterli bir kazanç elde edilmiştir. Ni-benzeri Mo x-ışını laserinin modellenmesi 1996'da Nilsen tarafından yapılmıştır [51]. Bu modellemede çok kademeli atım ısıtılması kullanılarak yüksek şiddetli bir laser çıkışı için, çok yüksek şiddetli sürücü laserin kullanılmasına gerek kalmamıştır. Bu tip modellemelerde ilk olarak gönderilen düşük şiddetli ön-atım geniş bir plazma hacmi içinde Ni-benzeri iyonlar üretirken yüksek şiddetli ikinci atım da laser oluşumu için gerekli sayı yoğunluğu tersinimini oluşturur. Böylece, oluşturulan plazmanın daha büyük bir kazanç bölgesine sahip olmasına ve elektronların daha homojen dağılarak daha düşük bir elektron yoğunluğu gradyeninin oluşmasına olanak sağlanır. Dolayısıyla, oluşacak olan x-ışını laseri kazanç ortamından geçerken daha fazla yükseltilir ve düşük elektron yoğunluk gradyeninden dolayı da daha az kırılmaya uğrar. Kısa dalga boylarında x-ışını laseri üretilmesinin en verimli yollarından biri Ni-benzeri iyonları kullanmaktır. Çünkü Ni-benzeri sistemin kuantum verimi neon-benzeri sistemlerinkinden daha yüksektir ve gerekli sürücü laser şiddetleri de daha düşüktür [52].

4.1 MOLİBDEN SİMÜLASYONU

Ni-benzeri molibden sisteminin simülasyonu bir buçuk boyutlu hidrodinamik ve atomik fizik kodu EHYBRID ile yapılmıştır. Bu modellemede x-ışını laseri ortamı oluşturmak için katı molibden hedefinin sürücü laser ile etkileşimi incelenmiştir. EHYBRID kodu [6], 98 uzaysal Lagrange hücrelerinden oluşan plazma ortamının her bir hücrendeki elektron yoğunluğunu, elektron sıcaklığını, çarpışmalı uyarma modelini kullanarak doğal atomdan çıplak çekirdeğe kadar her iyonik evrenin sayı yoğunluğu oranını, Ni-benzeri ve Co-benzeri uyarılmış seviyelerin sayı yoğunluklarını her zaman adımı için hesaplar. EHYBRID için gerekli girdi parametreleri, atımın yarı maksimumda tam çizgi genişliği süresi (YMTG), laser atımının gücü, hedefin uzunluk, genişlik ve kalınlığıdır. 100 μm

genişliğinde 1 cm kalınlığında 21 μm kalınlığında katı Molibden hedef üzerine 1,054 μm dalga boylu laser (Nd:Glass) atımlarının odaklanmasıyla oluşturulan plazma modellenmiştir (Şekil 4.1).



Şekil 4.1 Molibden katı hedefin iki atım ile pompalanması.

Bu modellemede Molibden'in 280 ps uzunluğunda ön-atımdan sonra 1,2 ps uzunluğundaki ana atım (kısa atım) ile pompalandığı varsayılmıştır. Bütün atım şekilleri Gauss formunda olduğu kabul edilmiştir. Gecikme sürelerinin kazanca etkisini incelemek için ön-atımın şiddeti $1.2 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ ve ana atımın şiddetinin de $3.5 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ olduğu varsayılmıştır. İki atım arasındaki gecikme süresinin Ni-benzeri plazma ortamına etkisi; farklı gecikme süreleri kullanılarak incelenmiştir. Ön atım ve ana atımın tepeleri arasındaki gecikme süresi 160 ps den 560 ps ye kadar değiştirilmiştir. Ana atım şiddetinin kazanca etkisini incelemek için de tepeden tepeye 340 ps aralıklı 280 ps süreli ve $1.2 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli ön atım ile 1.2 ps süreli şiddetleri $2.5 \times 10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$ ile $2.5 \times 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ arasında değişen ana atımlar kullanılmıştır.

Rezonans çizgileri yüksek salınım gücüne sahiptir. Çizgi şiddetleri EHYBRID ile etkileşimli ileri işlemci program yardımıyla modellenmiştir. Bu modellemede çizgi şiddetleri üst seviye nüfusu N_i ve düzeltme faktörü T kullanılarak hesaplanmıştır. Simülasyonda düzeltme faktörü Holstein [53] fonksiyonuna dayanılarak elde edilmiştir.

Burada Holstein fonksiyonu Doppler genişlemesine uğramış çizgiler içindir. Herhangi bir anda spektral çizgilerin şiddeti I_{top}

$$I_{top} = \sum N_u \frac{hc}{\lambda_0} T A_{ul} \Delta V \quad (4.1)$$

ifadesi kullanılarak hesaplanır. Burada N_u , verilen bir geçiş için üst seviyenin nüfusedir, A_{ul} kendiliğinden geçiş olasılığı, h Planck sabitidir, c ışığın boşluktaki hızıdır, λ_0 spektral dalga boyudur, ΔV , her bir hücrenin hacmidir ve toplam EHYBRID hücreleri üzerinde yapılır. Soğurma salınım gücü (absorption oscillator strength), uyarılmış seviye enerjisi ve her seviye için istatistiksel ağırlıklar gibi nicelikler Cowan kodu kullanılarak [54] elde edilmiştir. Molibden Plazmadan yayılan spektral yayılımı modellemek için 128 nikel-benzeri $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^9 nl$ (Çizelge 4.1) ve 230 kobalt-benzeri $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^9 \rightarrow 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^8 nl$ rezonans çizgisi ele alınmıştır.

Çizelge 4.1 Ni-benzeri 128 rezonans çizgi geçişi.

No	n	l	E(eV)	λ (Å)	No	n	l	E(eV)	λ (Å)	No	n	l	E(eV)	λ (Å)
1	3	2	0.00E+00	0.00	27	4	2	294.945	42.04	53	4	3	346.587	35.78
2	4	0	210.134	59.01	28	4	2	295.866	41.91	54	4	3	346.721	35.76
3	4	0	210.7	58.85	29	4	2	296.229	41.86	55	4	3	350.96	35.33
4	4	0	213.462	58.09	30	4	2	296.721	41.79	56	5	0	356.795	34.75
5	4	0	213.989	57.95	31	4	2	297.126	41.73	57	5	0	357.002	34.73
6	4	1	239.891	51.69	32	4	2	297.676	41.66	58	5	0	360.138	34.43
7	4	1	240.543	51.55	33	4	2	297.781	41.64	59	5	0	360.291	34.42
8	4	1	243.397	50.95	34	4	2	298.151	41.59	60	5	1	369.953	33.52
9	4	1	243.593	50.90	35	4	2	313.947	39.50	61	5	1	370.182	33.50
10	4	1	243.945	50.83	36	4	3	340.562	36.41	62	5	1	371.67	33.36
11	4	1	245.101	50.59	37	4	3	340.903	36.37	63	5	1	371.939	33.34
12	4	1	245.606	50.49	38	4	3	341.471	36.31	64	5	1	372.006	33.33
13	4	1	245.693	50.47	39	4	3	341.773	36.28	65	5	1	372.319	33.30
14	4	1	246.193	50.37	40	4	3	341.936	36.26	66	5	1	373.451	33.20
15	4	1	247.821	50.04	41	4	3	342.509	36.20	67	5	1	373.803	33.17
16	4	1	248.228	49.95	42	4	3	342.584	36.20	68	5	1	374.594	33.10
17	4	1	248.786	49.84	43	4	3	342.885	36.16	69	5	1	375.205	33.05
18	4	2	291.076	42.60	44	4	3	342.997	36.15	70	5	1	375.283	33.04
19	4	2	292.886	42.34	45	4	3	343.146	36.14	71	5	1	375.588	33.01
20	4	2	293.147	42.30	46	4	3	343.349	36.11	72	5	2	392.681	31.58
21	4	2	293.237	42.29	47	4	3	343.714	36.08	73	5	2	393.321	31.53
22	4	2	293.322	42.27	48	4	3	344.95	35.95	74	5	2	393.428	31.52
23	4	2	293.777	42.21	49	4	3	345.348	35.91	75	5	2	393.495	31.51
24	4	2	294.361	42.13	50	4	3	345.609	35.88	76	5	2	393.524	31.51
25	4	2	294.684	42.08	51	4	3	345.915	35.85	77	5	2	393.706	31.50
26	4	2	294.794	42.06	52	4	3	346.238	35.81	78	5	2	393.992	31.47

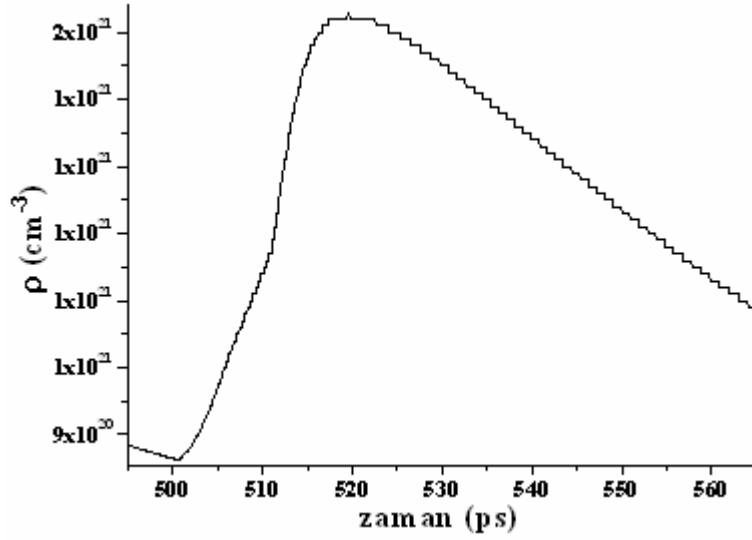
Çizelge 4.1 (devam ediyor)

No	n	l	E(eV)	λ (Å)	No	n	l	E(eV)	λ (Å)	No	n	l	E(eV)	λ (Å)
79	5	2	394.132	31.46	96	5	3	414.982	29.88	113	5	4	420.053	29.52
80	5	2	394.154	31.46	97	5	3	415.121	29.87	114	5	4	420.09	29.52
81	5	2	395.149	31.38	98	5	3	415.207	29.86	115	5	4	420.203	29.51
82	5	2	396.463	31.28	99	5	3	415.276	29.86	116	5	4	420.22	29.51
83	5	2	396.617	31.26	100	5	3	415.402	29.85	117	5	4	420.276	29.50
84	5	2	396.872	31.24	101	5	3	416.14	29.80	118	5	4	420.295	29.50
85	5	2	397.041	31.23	102	5	3	417.821	29.68	119	5	4	420.301	29.50
86	5	2	397.244	31.22	103	5	3	418.014	29.66	120	5	4	420.308	29.50
87	5	2	397.291	31.21	104	5	3	418.172	29.65	121	5	3	421.255	29.44
88	5	2	397.482	31.20	105	5	3	418.311	29.64	122	5	4	423.315	29.29
89	5	2	404.367	30.67	106	5	3	418.47	29.63	123	5	4	423.359	29.29
90	5	3	414.038	29.95	107	5	3	418.636	29.62	124	5	4	423.391	29.29
91	5	3	414.245	29.93	108	5	3	418.718	29.61	125	5	4	423.416	29.29
92	5	3	414.529	29.91	109	5	4	419.835	29.54	126	5	4	423.567	29.28
93	5	3	414.604	29.91	110	5	4	419.899	29.53	127	5	4	423.591	29.27
94	5	3	414.694	29.90	111	5	4	420	29.52	128	5	4	423.666	29.27
95	5	3	414.943	29.88	112	5	4	420.009	29.52					

4.1.1 Kazanç Değişimi

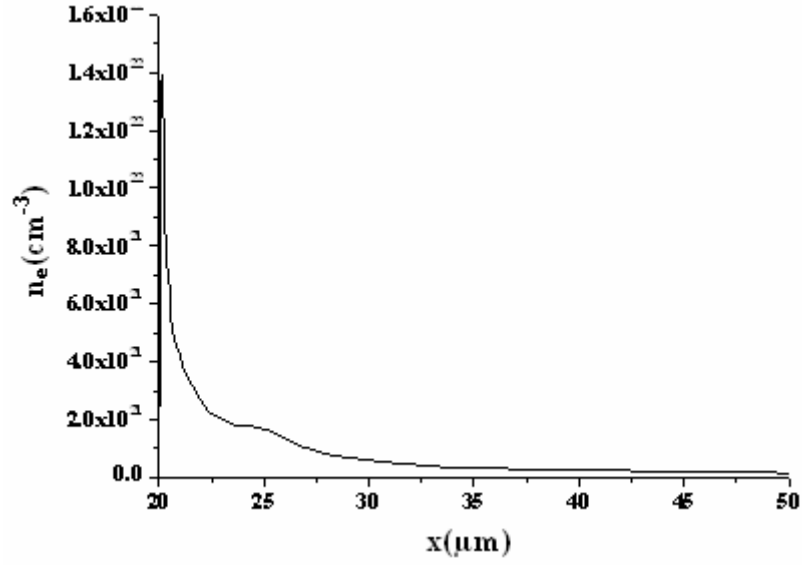
Çarpışmalı ışımalı x-ışını laser tasarımlarında üst laser seviyesi çarpışmalı uyarılma ile uyarıldığından kazanç elektron sıcaklığına bağlıdır. Dolayısıyla x-ışını laseri için gerekli kazanç ortamı ile sıcaklık arasında çok önemli bir etkileşim vardır. Nikel-benzeri x-ışını laseri elde edebilmek için ön atım ile hedefi oluşturan Molibden atomlarını Ni-Benzeri seviyeye kadar iyonlaştırmak gerekir. Ön atımdan sonra gönderdiğimiz yüksek şiddetli kısa atım nüfus tersinimini gerçekleştirir. Böylece ortamdaki daha az şiddetli sürücü laser kullanarak yüksek kazanç elde edilmesi sağlanmıştır. Kırılmadan kaynaklanan problemler ortamın daha düşük elektron yoğunluk gradyanına sahip olmasından dolayı büyük ölçüde giderilmeye çalışılmıştır.

Şekil 4.2’de elektron yoğunluğunun zamana göre değişimi tek bir EHYBRID hücresi için gösterilmiştir. Burada seksen yedinci EHYBRID hücresindeki elektron yoğunluğu, Molibden hedefin $1.2 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli 280 ps süreli ön-atım gönderilmeye başladıktan 500 ps (iki atım arasındaki gecikme süresi tepeden tepeye 360 ps’dir) sonra $3.5 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli 1.2 ps süreli kısa atım ile ısıtılmasıyla oluşan plazma için gösterilmiştir. Ön-atım gönderilmeye başladıktan 520 ps sonra hücredeki elektron yoğunluğu en yüksek değeri olan $1.53 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ değerine ulaşmakta ve zamanla azalmaktadır.



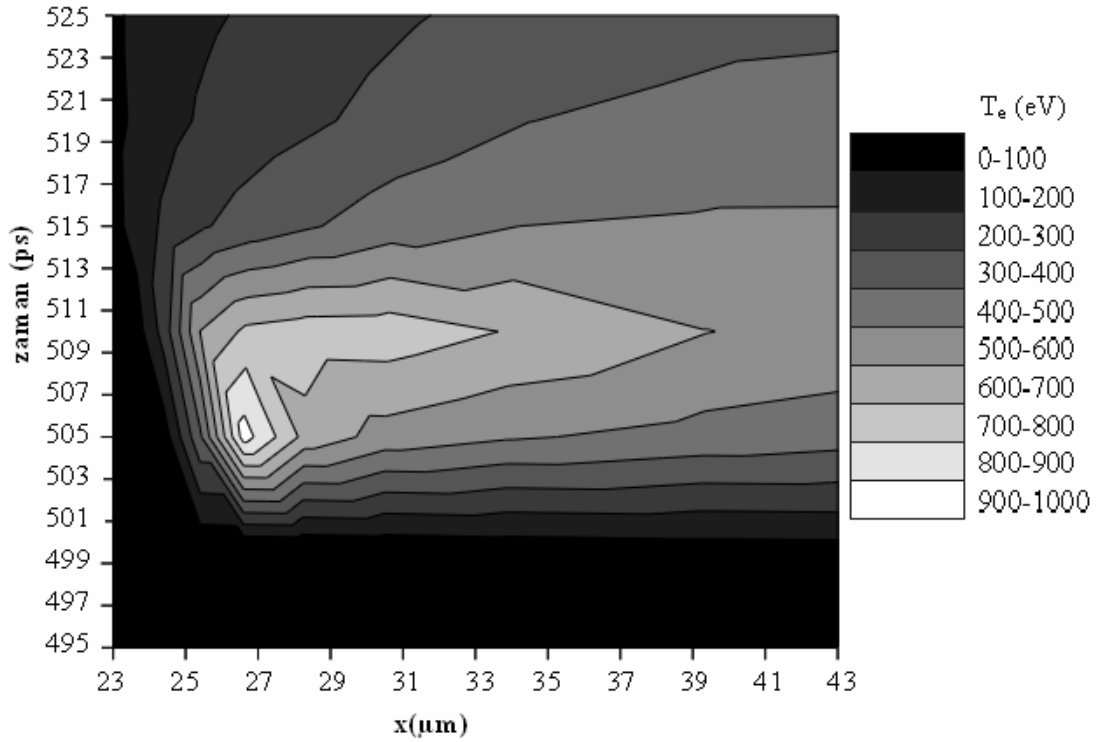
Şekil 4.2 Elektron yoğunluğunun zamana göre değişimi.

Şekil 4.3'te elektron yoğunluğunun ön-atım gönderilmeye başladıktan 509.3 ps sonra x eksenini, yani sürücü laser doğrultusunda elektron yoğunluğunun değişimi görülmektedir. Hedefin sürücü laser ile ısıtılıp plazma oluşturulduktan sonra elektron yoğunluğunun üstel olarak azaldığı görülmektedir. Molibden hedefe yakın yerlerde elektron yoğunluğu yaklaşık $1.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ seviyelerindedir. Hedeften uzaklaştıkça elektron yoğunluğu azalmaktadır. Yaklaşık 70 μm sonra da elektron yoğunluğu sıfırlanmaktadır (Şekil 4.3). Elektron yoğunluğunun plazmadan elde edilen x-ışını yayılımına etkisi büyüktür. X-ışınının kırılması, dolayısıyla da ortamda yükseltilmesi elektron yoğunluğuna bağlıdır. Işın kırılmadan kazanç ortamında ne kadar uzun süre bulunursa elde edilen x-ışınının yükseltilmesi o kadar fazla olacaktır.



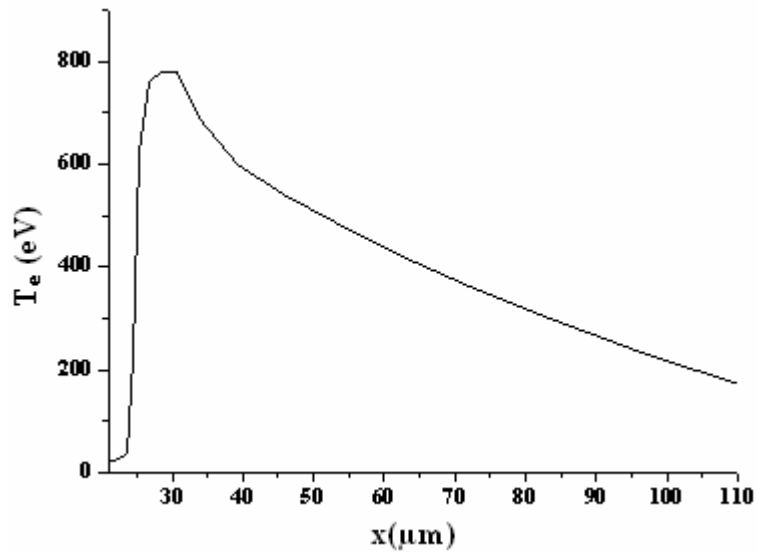
Şekil 4.3 Elektron yoğunluğunun x ekseninde 509.3 ps'deki değişimi.

Şekil 4.4'te plazma ortamında elektron sıcaklığının zamanla değişimi, Molibden hedefin $1.2 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli 280 ps süreli ön-atım gönderilmeye başladıktan 500 ps sonra $3.5 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli 1.2 ps süreli ana atım ile ısıtılmasıyla oluşan plazma için gösterilmektedir. Gönderilen ana-atımdan hemen sonra, hedefe yakın bölgelerde sıcaklık 1000 eV seviyesine kadar ulaşıyor ve daha sonra zamanla azalıyor.



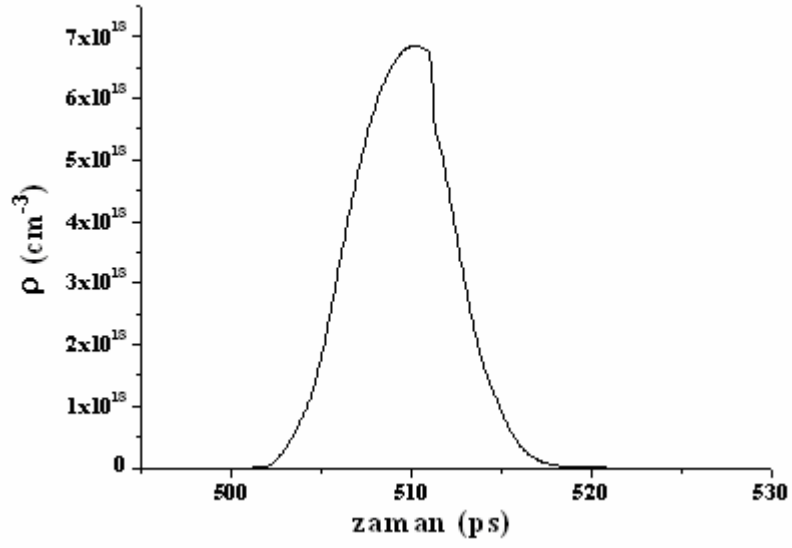
Şekil 4.4 Elektron sıcaklığının x eksenini boyunca zamanla değişimi.

Şekil 4.5'te plazma ortamının sıcaklığının x eksenı boyunca değışimi gösterilmektedir. Sıcaklık hedefle sürücü laserin temas halinde olduğu 20 μm mesafesinden sonra hızlı bir artış göstermiş ve 800 eV değeri ne kadar ulaşmıştır. Sıcaklık bu noktadan sonra üstel olarak azalma eğilimi göstermiştir. Ni-benzeri iyonların oluşturulmasında ortam sıcaklığının önemi büyüktür. Sıcaklığın az olması halinde iyonlaşma yeterince olmayacağından Ni-benzeri iyonları oluşturmak zorlaşacaktır. Aşırı sıcak bir ortamda da iyonlaşma aşırı olacağında Ni-benzeri iyonları elde etmek yine güçleşecektir. Dolayısıyla uygun güçte sürücü laser kullanmak bu modelleme için önemlidir. Nitekim farklı güçte sürücü laserlerinin etkisi de modellenmiştir.



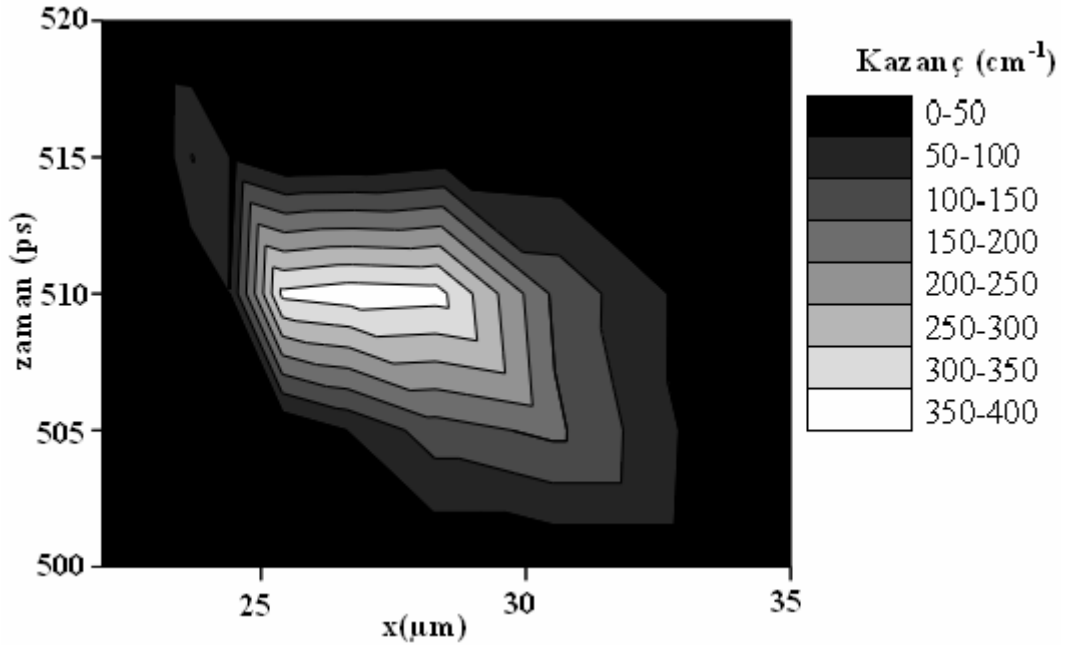
Şekil 4.5 Plazma ortamında elektron sıcaklığının x eksenı boyunca değışimi.

Şekil 4.6'da Ni-benzeri Molibden iyonlarının 87. EHYBRID hücresinde zamanla değışimi görölmektedir. İyonların yoğunluğu zamana bağılı olarak 510 ps'ye kadar artmaktadır. Burada yaklaşık olarak $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ değeri ne ulaştıktan sonra 520. ps'de sıfır olana kadar azalmaktadır. Ni-benzeri iyonlar ancak 502. ps'den sonra oluşmaktadır. Dolayısıyla bu zamandan önce Ni-benzeri iyon yoğunluğu sıfırdır.



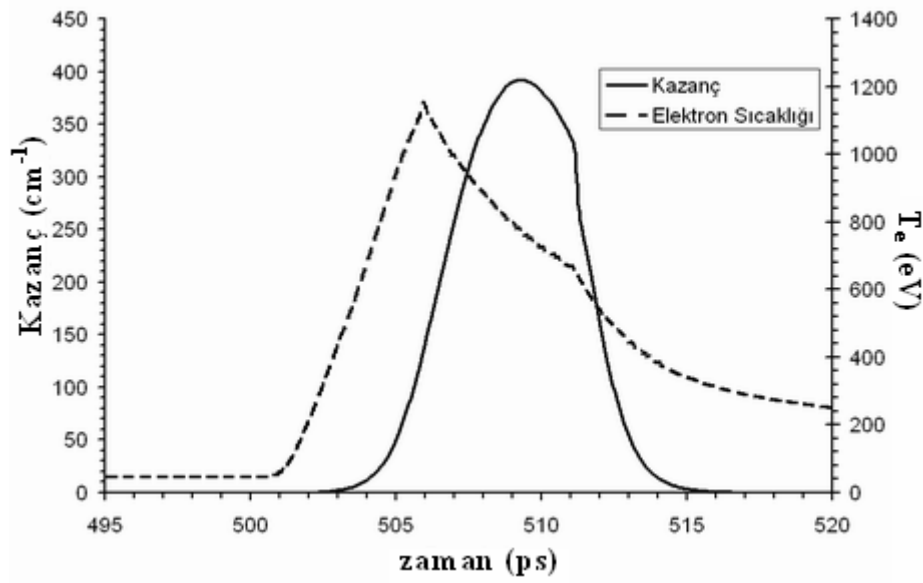
Şekil 4.6 Ni-Benzeri elektron yoğunluğunun 87. EHYBRID hücresinde zamanla değişimi.

Şekil 4.7’de aynı konfigürasyonlar kullanılarak modellenen plazma ortamının kazancını x eksenine ve zamana göre değişimi gösterilmektedir. Plazma ortamında kazanç 502. ps ve 514. ps değerleri ile 24 μm ve 33 μm değerleri arasında oluşmaktadır. Dolayısıyla bu konum ve zaman aralığında Ni-benzeri iyon yoğunlukları da fazladır (Şekil 4.9).



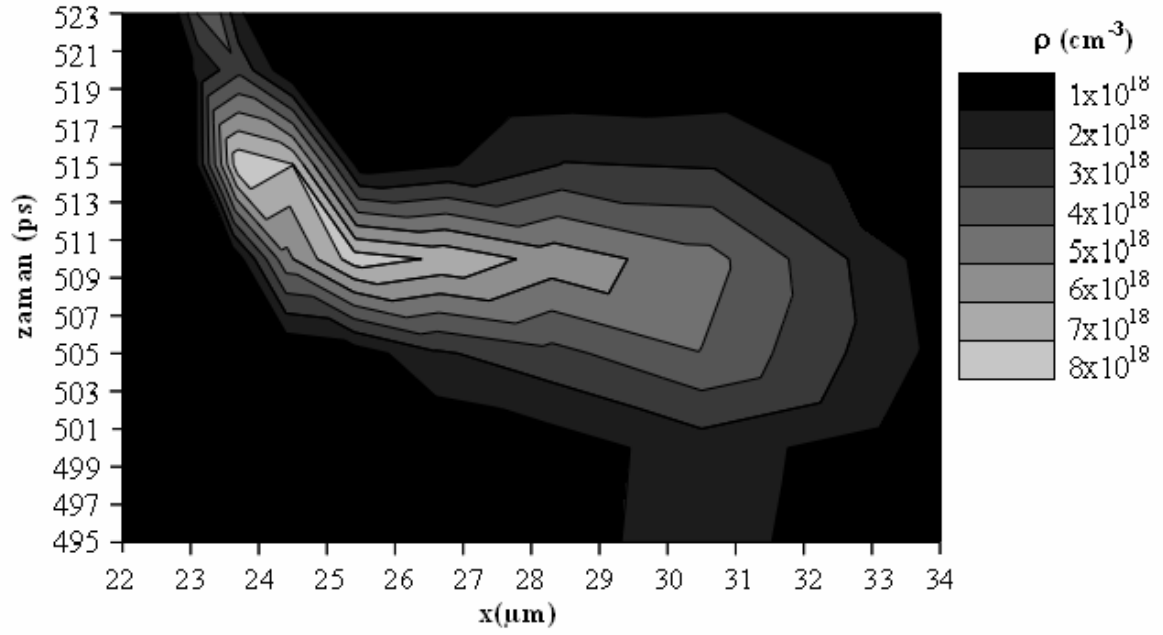
Şekil 4.7 Kazancın x eksenine ve zamana göre değişimi.

Şekil 4.8’de kazancın ve sıcaklığın 87. EHYBRID hücreesindeki zamana göre etkileşmeleri gösterilmektedir. Ele alınan EHYBRID hücreesinde kazanç değeri yaklaşık 391 cm^{-1} değerine kadar ulaşmaktadır. Elektron sıcaklığı ise 1140 eV değerine kadar ulaşmaktadır. Görüldüğü gibi kazanç Ni-benzeri iyonların en yoğun olduğu bölgede fazla olmaktadır. Sıcaklık da bu bölgede azalma eğilimine geçmiştir. Kazancın yarı maksimumunun da süresi 5.4 ps ’dir.

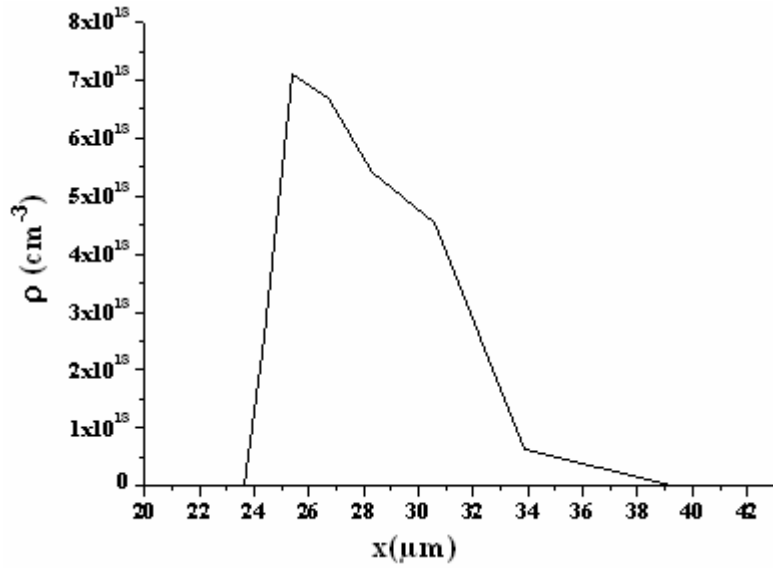


Şekil 4.8 Kazancın ve elektron sıcaklığının 87. EHYBRID hücreesindeki zamana göre değişimi.

Şekil 4.10’da Ni-benzeri iyon yoğunluğunun x eksenı boyunca değışimi gösterilmektedir. Hedefte 24 μm uzaklığa kadar Ni-benzeri iyon yoğunluğu sıfır, 25.4 μm uzaklığta ise $7.28 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ seviyesine kadar yükselmektedir.

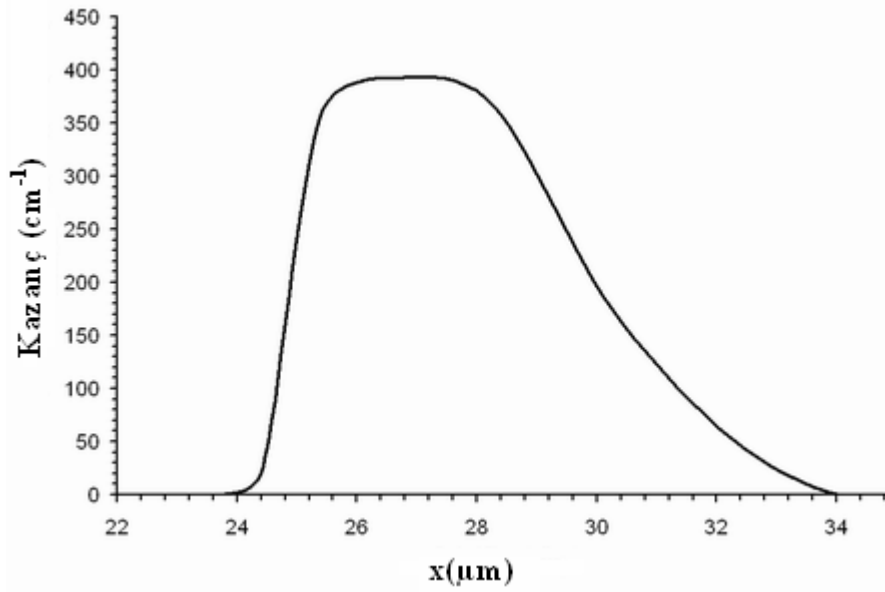


Şekil 4.9 Ni-benzeri iyon yoğunluğunun konuma ve zamana göre değişimi.



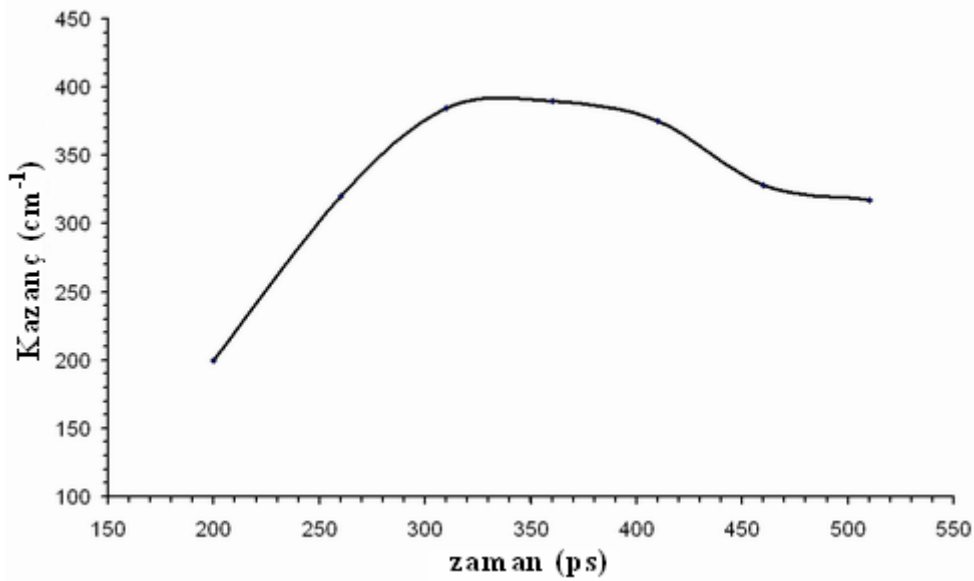
Şekil 4.10 Ni-benzeri iyon yoğunluğunun x eksenini boyunca değişimi.

Şekil 4.11’de kazancın sürücü laserin ön-atımı gönderildikten 509.3 ps sonra kazancın x ekseninde hedeften uzaklaştıkça nasıl değiştiği görülmektedir. Kazanç en yüksek değerlerine 25.4-28.5 ps arasındaki bölgede sahiptir, dolayısıyla x-ışının yükseltilebilmesi için en uygun bölgedir.



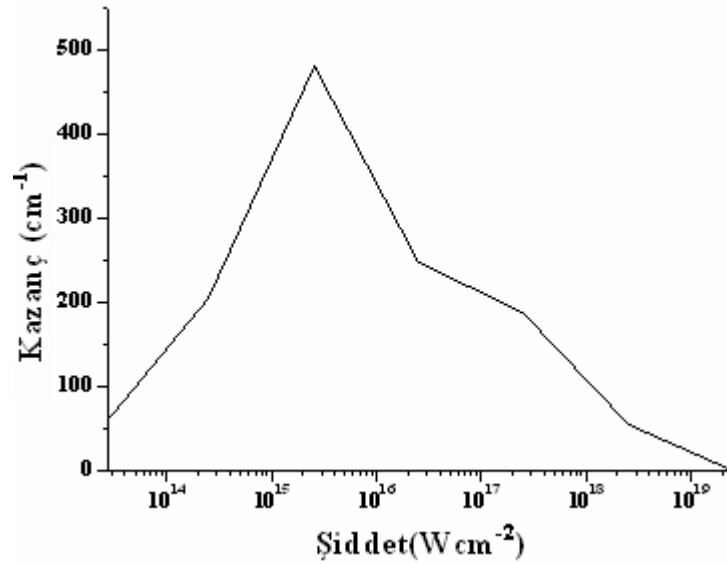
Şekil 4.11 Kazancın 509.3 ps'deki x eksenine göre değişimi.

Şekil 4.12'de kazancın iki atım arasındaki gecikme süresine bağlı olarak değişimi gösterilmiştir. Modellememizde 280 ps süren ve $1.204 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetinde bir ön-atım ile 1.2 ps süren ve $3.507 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetinde ana-atım kullanılmıştır. Bu iki Gauss formunda atımın tepeleri arasındaki gecikme süreleri 200 ps ile 510 ps arasında değiştirilmiştir. En yüksek kazanç değeri 360 ps gecikme süresinde yaklaşık olarak 390 cm^{-1} olarak elde edilmiştir.



Şekil 4.12 Kazancın ön-atım ve ana atım arasındaki gecikme sürelerine göre değişimi.

Şekil 4.13'te 87. EHYBRID hücresindeki en yüksek kazancın kısa atım şiddetine göre değişiminin logaritmik grafiği gösterilmiştir. Bu modellemede ön atım $1.204 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetinde sabit tutulmuştur. İki Gauss formundaki atım arasındaki tepeden tepeye gecikme süresi 340 ps'de sabit tutulmuştur. Ana atımın (kısa atım) şiddeti $2.507 \times 10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$ ve $2.507 \times 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ arasında değiştirilmiştir. En yüksek kazanç değeri $2.507 \times 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetinde ana atım kullanıldığında elde edilmiştir ve değeri 481 cm^{-1} 'dir. Kısa atımın şiddetinin artması ile kazanç değeri belli bir değere kadar artmıştır ve aşırı şiddetli atımlar kullanıldığında ise Ni-benzeri iyon yoğunluğunun azalmasından dolayı kazanç azalmıştır. Yani plazmadaki atomlar aşırı iyonlaşmadan dolayı Ni-benzeri iyonlar için uygun kazanç ortamı oluşamamıştır.

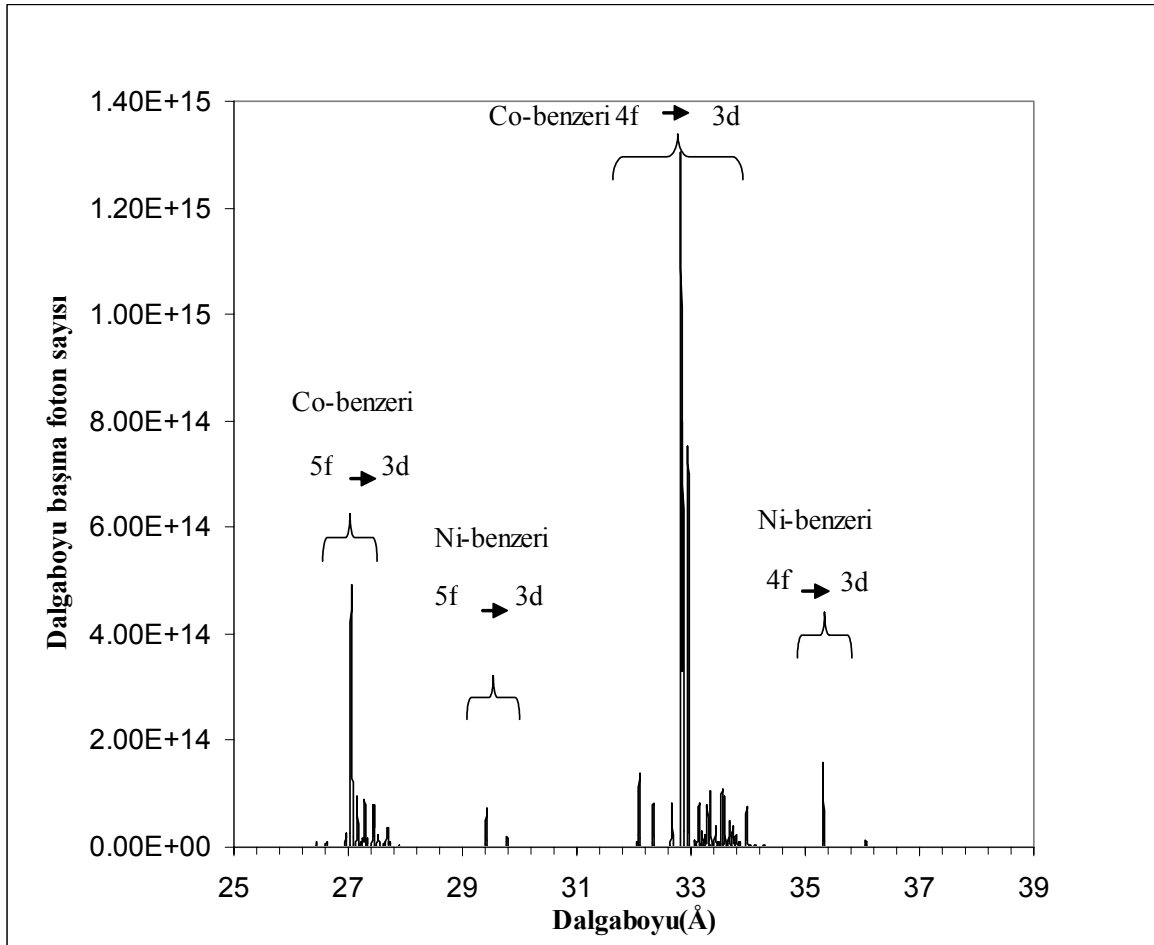


Şekil 4.13 En yüksek kazancın kısa atım şiddetine göre 87. EHYBRID hücresindeki değişimi.

4.1.2 Spektral yayılım

Molibden katı hedef üzerine gönderilen Gauss formulu çift atımlı sürücü laser ile elde edilen rezonans çizgi yayılımı Ni-benzeri ve Co-benzeri iyonlar için modellenmiştir. Modellemede $1.204 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli ve 280 ps süreli ön atım ile $3.507 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli ve 1.2 ps süreli ana atım kullanılmıştır. Atımlar arasındaki tepeden tepeye gecikme süresi 340 ps alınmıştır. Bu konfigürasyona göre Şekil 4.14'te dalga boyunun bir fonksiyonu olarak Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi yayılımı gösterilmektedir. Co-benzeri $5f \rightarrow 3d$ rezonans çizgi geçişi 26.51 Å ile 27.94 Å arasındaki dalga boylarına

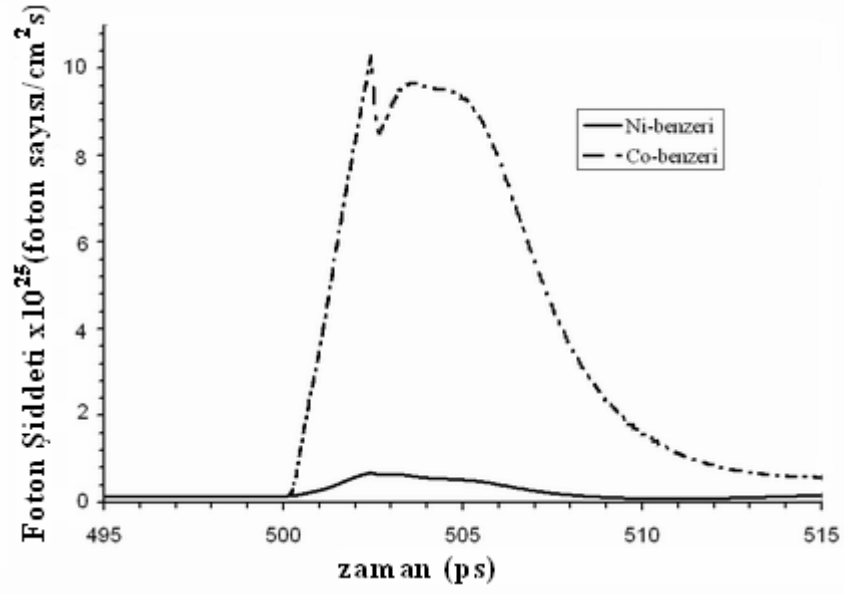
karşılık gelmektedir ve en yüksek foton yayılımı $27.05 \text{ \AA}$ 'da görülür ve yaklaşık 4.92×10^{14} foton/ $\text{\AA}$ değerindedir. Co benzeri $4f \rightarrow 3d$ rezonans çizgi geçişi $32.12 \text{ \AA}$ ile $34.35 \text{ \AA}$ arasındaki dalga boylarına karşılık gelmektedir ve en yüksek dalga boyu başına foton yayılımı $2.83 \text{ \AA}$ 'da 1.30×10^{15} değerindedir. Ni-benzeri $5f \rightarrow 3d$ rezonans çizgi geçişlerinde dalgaboyu $29.47 \text{ \AA}$ ve $29.88 \text{ \AA}$ arasındadır ve en yüksek dalga boyu başına foton yayılımı $29.43 \text{ \AA}$ 'da 7.42×10^{14} değerindedir. Ni-benzeri $4f \rightarrow 3d$ geçişinde ise dalgaboyu $35.36 \text{ \AA}$ 'da ve $36.15 \text{ \AA}$ arasındadır ve en yüksek dalga boyu başına foton yayılımı da $35.32 \text{ \AA}$ 'da 1.57×10^{14} değerindedir.



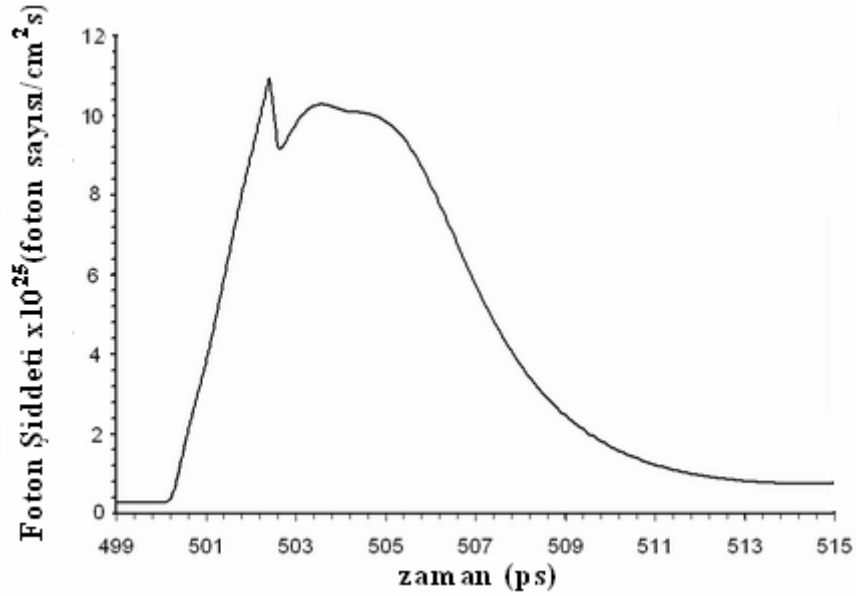
Şekil 4.14 Dalga boyuna göre Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans çizgi yayılımı.

Zamana göre tek bir EHYBRID hücresinden (87. hücre) yayılan yayılım şiddeti Şekil 4.15'te gösterilmiştir. Burada yayılım şiddeti birim santimetrekare başına birim zamanda yayılan foton sayısıdır Şekilde de görüldüğü gibi ikinci atım (ana atım) gönderildikten hemen sonra yayılan foton şiddeti artmaktadır. Co-benzeri fotonların şiddeti 1.03×10^{26} (foton sayısı)/ cm^2s değerine kadar ulaşmaktadır. Ni-benzeri foton şiddeti ise 6.48×10^{24}

(foton sayısı)/cm²s mertebesinde. Co-benzeri ve Ni-benzeri foton yayılımının yarı maksimumda tam çizgi genişliği yaklaşık 6 ps'dir. Şekil 4.16'da da toplam yayılım şiddeti gösterilmektedir.



Şekil 4.15 Ni-benzeri ve Co-benzeri rezonans geçişinin zamana göre gösterimi.

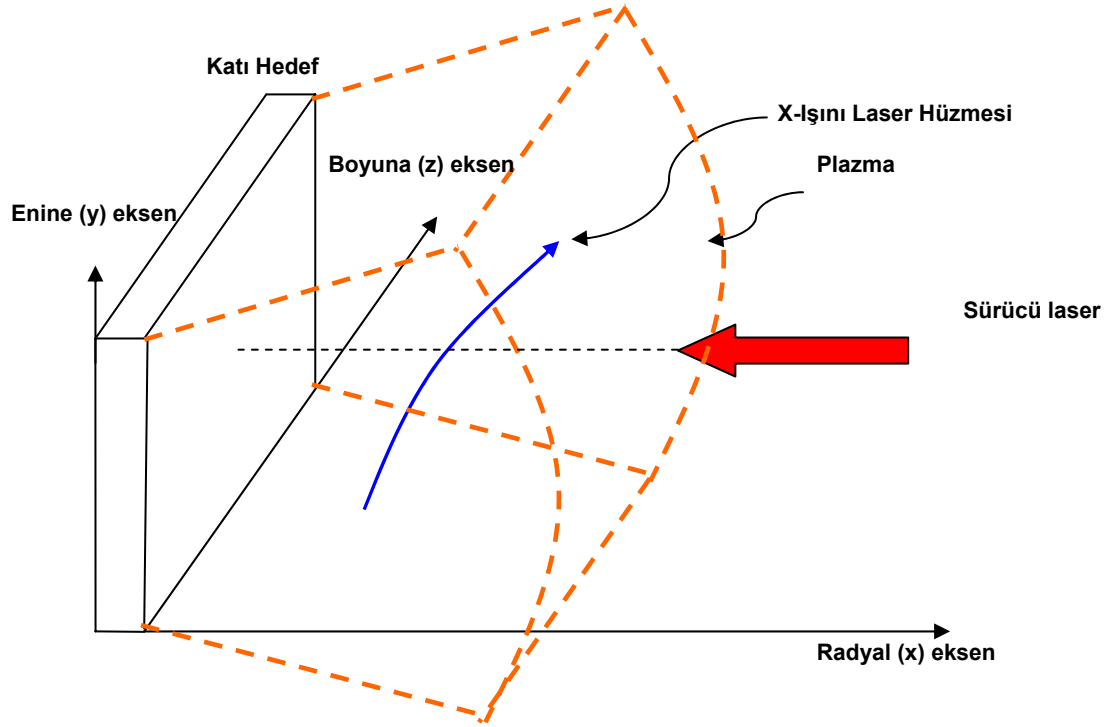


Şekil 4.16 Plazmadan yayılan toplam Ni-benzeri ve Co-benzeri fotonların toplam şiddeti.

BÖLÜM 5

IŞIN İZLEME MODELİ

Ni-benzeri Molibden x-ışını laserinin ışın izleme kodu EHYBRID kodundan elde edilen veriler kullanılarak Mathcad programı ile yazılmıştır. Işın izleme kodu, EHYBRID kodu ile modellenen Ni-benzeri ortamdan elde edilebilecek ışınların kırılmasını ve ortam boyunca yükseltilmesini modellemektedir. Ni-benzeri Molibden x-ışını laseri daha önce birkaç grup tarafından modellenmiş ve deneysel olarak incelenmiştir. Joseph Nilsen LASNEX hidrodinamik kodunu ve XRASER atomik fizik kodunu kullanarak çarpışmayla uyarma yöntemi ile elde edilen Ni-benzeri molibden x-ışını laserini modellemiştir [51]. Ozaki ve grubu 189 Å dalga boylu Ni-benzeri Molibden x-ışını laseri 150 mJ enerjili sürücü laser kullanarak elde edilmiştir [28]. Yine aynı grup tarafından dik olarak pompalama ile oluşturulan Ni-benzeri Mo x-ışını laserinin numerik olarak karakteristiği incelenmiştir [55]. Keenan ve grubu ise yüksek tekrarlamalı olarak belli bir açı ile pompalaması ile oluşturulan Ni-benzeri x-ışını laseri deneysel olarak başarılmıştır [56]. X-ışını laserinin çıkışı, diğer laserlerden farklı olarak sürücü lasere dik eksen boyunca olmaktadır (Şekil 5.1). Dolayısıyla hedefin boyu doğrultusunda ilerleyen ışınların x eksenini ve enine eksen boyunca kırılmaları modellenmiştir. Başlangıçta küçük şiddetli ışınlar olduğu varsayılmış ve ışınların başlangıç konumları plazmanın kazancının yüksek olduğu bölgelere yakın seçilmiştir. X ve y eksenleri boyunca 20 eşit mesafeden toplam 400 ışının plazma ortamı boyunca kırılması ve şiddetinin yükseltilmesi modellenmiştir. Bu modelleme için EHYBRID programından elde edilen kazanç, elektron yoğunluğu ve EHYBRID hücrelerinin hedeften uzaklıklarının verileri kullanılmıştır. Program, EHYBRID verilerinin okunması plazma ortamında zamana göre değişen elektron yoğunluğunun her bir zaman adımı için bir fonksiyona uydurulması ve buna bağlı olarak ortamın kırılma indisinin belirlenmesi, x eksenini boyunca kırılma, enine eksen boyunca kırılma ve en son olarak da ortam boyunca ilerlerken şiddetinin yükseltilmesi bölümlerinden oluşmaktadır (Ek Açıklamalar A).



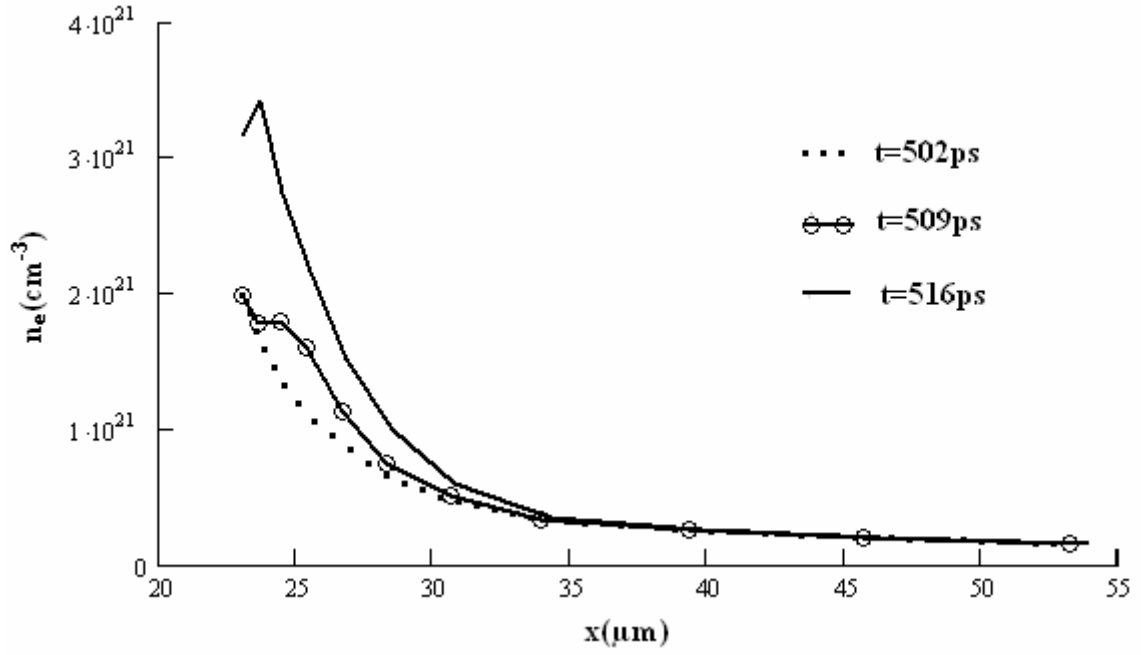
Şekil 5.1 Işının boyuna eksen boyunca kırılması.

5.1 VERİLERİN OKUNMASI

Bu bölümde programda kullanılacak veri dosyaları okutulur. EHYBRID programından elde edilen elektron yoğunluğu, hücrelerin konumu ve kazanç veri dosyaları kullanılmaktadır. Burada 502.07 ps ile 534.62 ps arasında elde edilen 83'ten sonraki EHYBRID hücrelerinin verileri kullanılmıştır. Bu hücrelerin ve zaman aralığının seçilmesinin sebebi bu bölgede kazancın yüksek olmasıdır.

5.2 RADYAL KIRILMA

X-ışınının plazma ortamında z eksenini boyunca ilerlerken kırılması, ortamın elektron yoğunluğu değişiminden kaynaklanmaktadır. Elektron yoğunluğu x eksenini boyunca azalarak değişmektedir. Şekil 5.2'de dört farklı zaman adımında elektron yoğunluğu değişimi gösterilmektedir. Kısa atım gönderildikten sonra x ekseninde 25 μm civarında elektron yoğunluğunda bir artış olmaktadır.



Şekil 5.2 Hücrelerdeki elektron yoğunluğunun farklı zamanlarda x eksenine göre değişimi.

Elektron yoğunluğu her bir zaman adımı için değişmektedir. Bu her bir zaman adımıda değişen elektron yoğunluğunun logaritması

$$\ln(n_e(x)) = a_0 e^{-a_1 x} + a_2 \quad (5.1)$$

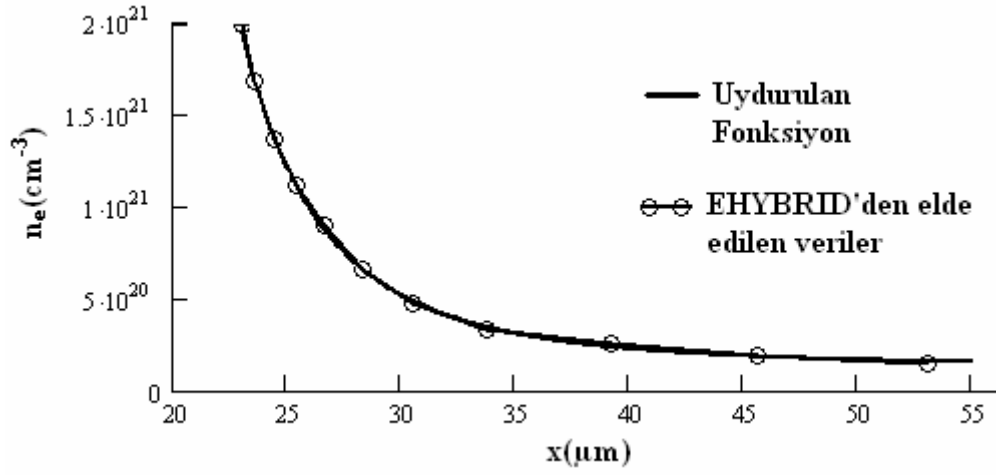
şeklinde bir üstel azalan fonksiyona uydurulmuş ve her bir zaman adımı için a_0 , a_1 ve a_2 katsayıları bulunmuştur. $n_e(x)$ fonksiyonunun bulunmasından sonra kırılma indisi

$$n(x) = \sqrt{1 - \frac{n_e(x)}{n_c}} \quad (5.2)$$

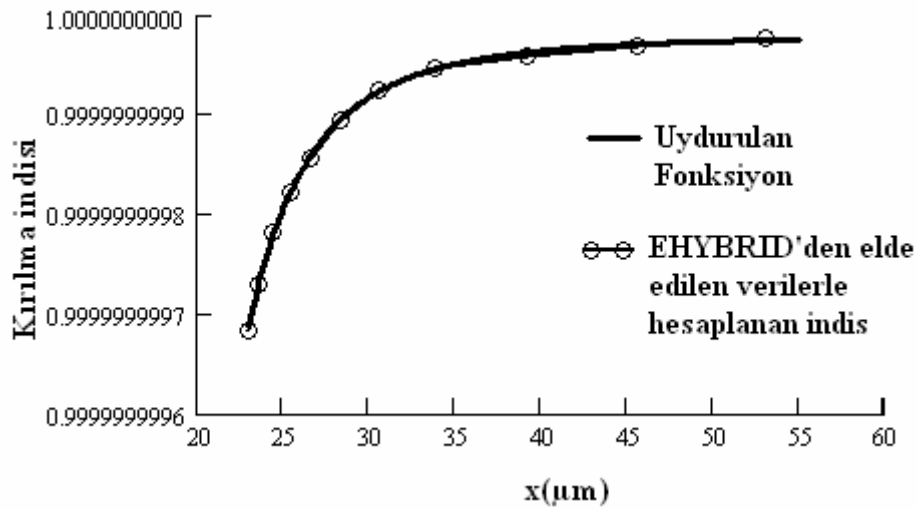
denklemleri kullanılarak her bir zaman adımı için hesaplanmıştır. Burada n_c kritik elektron yoğunluğudur. Laser ışığı bu kritik elektron yoğunluğu değerinden daha az yoğunluklu bölgelere kadar ilerleyebilir. Kritik yoğunluk,

$$n_c = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (5.3)$$

formülünden hesaplanmaktadır. Burada ω laser ışığının açısal frekansı, m_e elektron kütlesi, e elektron yükü, ε_0 da serbest uzayın geçirgenliğidir. Burada $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ formülünden hesaplanmıştır. Işık hızı c ile ve laser ışığının dalga boyu λ ile gösterilir. Burada Ni-Benzeri molibden x-ışını laseri için laser geçişi 189 Å'dur ve 4d→4p geçişinde gerçekleşir [51]. Dolayısıyla bu modellemeye laser geçişinin dalga boyu 18.9 nm alınmıştır. Bu hesaplamalara dayanarak t=502.77 ps'de x ekseninde 23 µm ve 55 µm arasındaki elektron yoğunluğunun fonksiyonunun veriye uygunluğu Şekil 5.3'te, kırılma indisinin fonksiyonunun veriye uygunluğu Şekil 5.4'te gösterilmiştir. Ek açıklamalar B'de kırılma indisinin fonksiyonu ile karşılaştırılması verilmiştir



Şekil 5.3 Elektron yoğunluğu fonksiyonunun veriye uygunluğu.



Şekil 5.4 Kırılma indisi fonksiyonunun veriye uygunluğu.

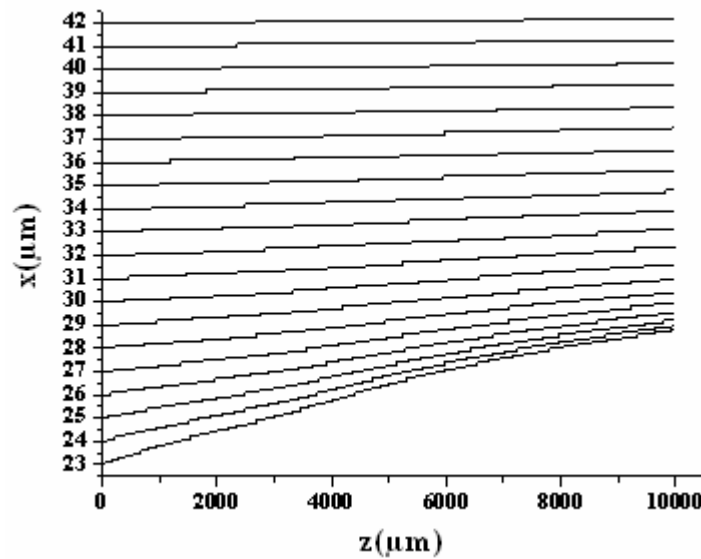
Ortamın kırılma indisinin elde edilmesinden sonra laserin boyuna eksen(z) boyunca ilerlerken x eksenini yani sürücü lasere paralel eksen boyunca kırılması hesaplanmıştır. Bu hesaplamada bir hüzmünün $\nabla n(x, y, z)$ kırıcı indis değişimine sahip ortamda aldığı yol,

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \nabla n(x, y, z) \quad (5.4)$$

denklemini [49, 57] ile tamamen ifade edilmiştir. Modellememizde radyal ve enine kırılma ayrı ayrı ele alınmıştır. Radyal yönde kırılma indisi değişimi Şekil 5.4'te gösterildiği gibidir. Enine eksen boyunca kırılma indisi değişimi ise elektron yoğunluğu Gauss formunda varsayılarak hesaplanmıştır. Radyal ve enine olan kırılma ayrı ayrı hesaplanmıştır. Dolayısıyla z eksenini boyunca ilerleyen bir hüzmeye için radyal kırılma denklemini [48],

$$\frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{\partial}{\partial x} \sqrt{1 - \frac{n_e(x, y)}{n_c}} \quad (5.5)$$

ile ifade edilmiştir. Bu diferansiyel denklemi çözmek için Runge-Kutta nümerik metodu kullanılmıştır. Yataya yakın olarak plazmanın x-y düzleminde başlatılan ışınların kırılmaları incelenmiştir. Farklı radyal konumlardan başlatılan ışınların ortam boyunca ilerlerken kırılması Şekil 5.5'te gösterilmiştir.



Şekil 5.5 Farklı konumlardan başlatılan ışınların x eksenini boyunca kırılması.

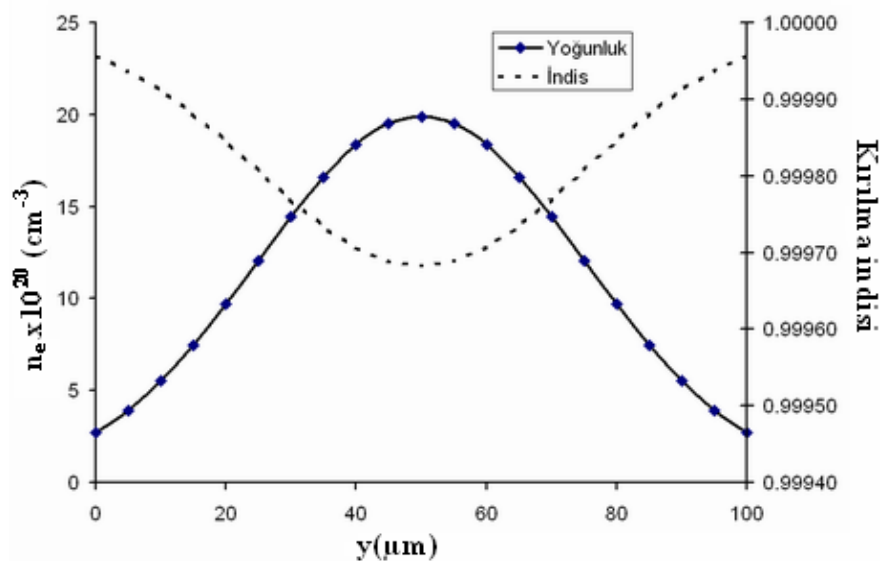
Şekil 5.5'te hedefe yakın bölgelerdeki ışınların daha fazla kırılarak hedeften uzaklaşmasının nedeni bu bölgelerde elektron yoğunluk gradyeninin fazla olmasıdır. En fazla 23 µm mesafeden gönderilen ışın kırılmıştır ve hedeften 5.8 µm uzaklaşmıştır.

5.3 ENİNE KIRILMA

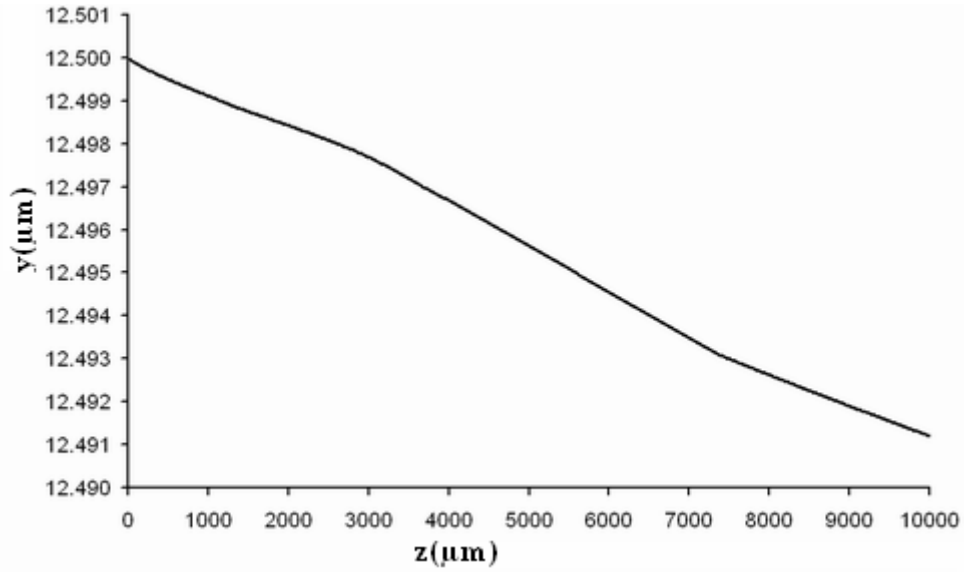
Enine kırılmada da radyal kırılmaya benzer şekilde,

$$\frac{d^2 y}{dz^2} = \frac{\partial}{\partial y} \sqrt{1 - \frac{n_e(x, y)}{n_c}} \quad (5.6)$$

denkleminin nümerik Runge-Kutta metodu ile çözülmesiyle ışının y eksenini boyunca kırılması hesaplanmıştır. Burada y eksenini boyunca elektron yoğunluğu değişimi öz-benzer profilden yola çıkılarak Gauss formunda varsayılmıştır. Dolayısıyla, elektron yoğunluk değişimi ortalama en yüksek değeri EHYBRID verilerinden okunan değere eşit olan ve yarı maksimumunda tam çizgi genişliği hedefin eninin yarısına eşit bir Gauss dağılım fonksiyonuna uydurulmuştur. Şekil 5.6'da enine ekseninde elektron yoğunluğu dağılımı ve kırılma indisi fonksiyonlarının grafikleri gösterilmiştir. Bu modellemede enine eksen 20 eşit hücreye bölünmüştür ve her bir hücrenin ortasından z eksenini boyunca başlangıçta hemen hemen yatay olan ışınlar gönderilmiştir. X ekseninde 20 µm ve enine ekseninde 12.5 µm'den başlatılan ışının enine ekseninde kırılması Şekil 5.7'de gösterilmiştir.



Şekil 5.6 Enine ekseninde elektron yoğunluğu ve kırılma indisi.



Şekil 5.7 Boyuna eksen boyunca ilerleyen ışının enine ekseninde kırılması.

Şekil 5.7’de görüldüğü gibi enine eksen boyunca kırılma çok az olmuştur. Bu da enine eksen boyunca elektron yoğunluk değişiminin çok az olduğunu göstermektedir.

5.4 IŞIĞIN ŞİDDETİNİN ARTMASI

X-ışının kazanç ortamı boyunca ilerlerken şiddetinin artması için önce en yüksek kazanç bölgesi belirlenir. Kazanç uzunluğu en yüksek bölgelere yakın olarak başlatılan ışının şiddeti $1 \times 10^3 \text{ Wcm}^{-2}$ değerindedir. Ortam boyunca ilerleyen ışının hangi EHYBRID hücrelerinin üzerinden geçtiği, radyal kırılma boyunca bulundukları konumları ve EHYBRID hücrelerinin o andaki konumları belirlenerek tespit edilmiştir. Enine eksen (y eksen) boyunca kazancın değişimi ise elektron yoğunluğunun değişimine benzer şekilde Gauss dağılımı fonksiyonuna uydurulmuştur. Dolayısıyla hücrelerin ortasındaki kazanç katsayısı uçlarındakine göre daha yüksek olmaktadır. Boyuna eksen boyunca kırılarak hareket eden ışınların doyuma ulaşmadan önceki şiddetinin yükseltilmesi,

$$I \cong \alpha I_0 \frac{(\exp(GL) - 1)^{3/2}}{(GL \exp(GL))^{1/2}} \quad (5.7)$$

formülü [50] kullanılarak hesaplanmıştır. Burada G her bir hücredeki kazancın herhangi bir anlık kazanç değeri, L ışının her bir zaman adımında aldığı yol, α çizgi şekline bağlı

düzeltilme faktörüdür ve burada Gauss formunda profil için bire eşittir. Işının doyum şiddeti,

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma\tau} \quad (5.8)$$

ifadesi ile hesaplanmıştır. Burada h Planck sabiti, ν çizgi merkezindeki frekans, σ geçişin tesir kesiti ve τ geçiş süresidir;

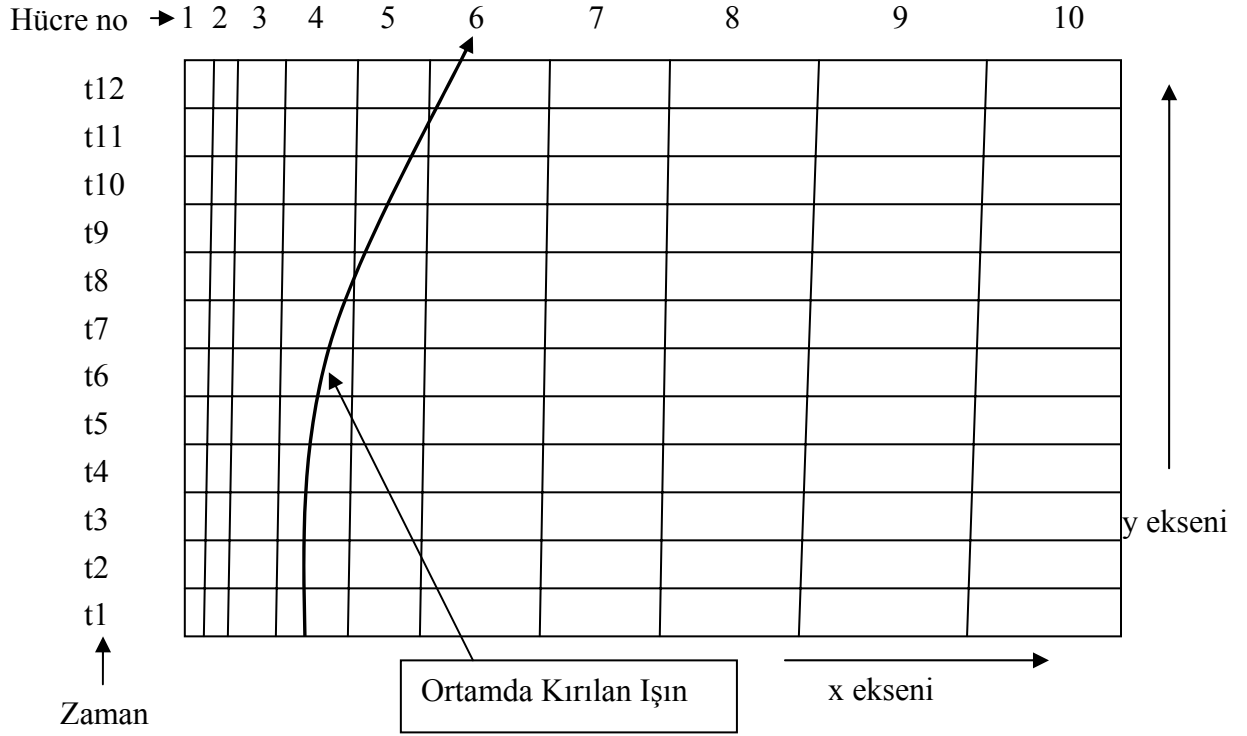
$$\nu = c / \lambda_{ul} \quad (5.9)$$

formülünden hesaplanır ve c ışık hızı ve λ_{ul} geçişin dalga boyudur. Tesir kesiti ise,

$$\sigma = \frac{A_{ul}\lambda_{ul}^2}{8\pi} \quad (5.10)$$

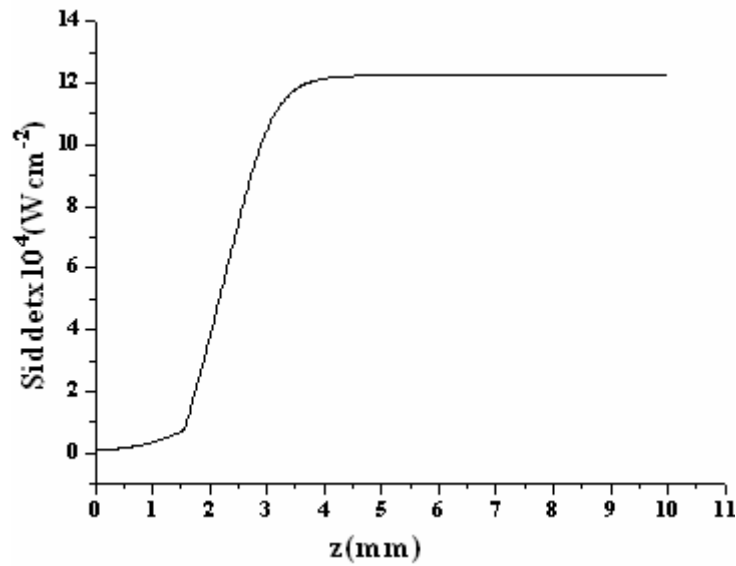
formülünden hesaplanır ve A_{ul} kendiliğinden geçiş katsayısıdır. Geçiş süresi ise $\tau = \frac{1}{A_{ul}}$

ile hesaplanmıştır. Kendiliğinden geçiş katsayısı EHYBRID programından $A_{ul} = 1.153 \times 10^{11}$ olarak hesaplanmıştır ve Ni-benzeri Mo x-ışını laseri geçiş dalga boyu $\lambda_{ul} = 189 \text{ \AA}$ olarak alınmıştır. Bu hesaplamalardan sonra doyum şiddeti $I_s = 7 \times 10^3 \text{ Wcm}^{-2}$ elde edilmiştir. Dolayısıyla ışığın şiddeti bu doyum şiddetine ulaşana kadar, her zaman adımındaki kazanç uzunluğu (GL) için şiddet hesaplanıp toplanmıştır. Ortam boyunca radyal ve enine eksenindeki konumların her bir zaman adımında hangi hücreye karşılık geldiği hesaplanarak, o hücredeki kazanç katsayısı hesaplamalarda kullanılmıştır (Şekil 5.8). Elde edilen şiddet değeri doyum şiddetinden büyük yada doyum şiddetine eşit olduğu durumda, her bir zaman adımındaki kazanç uzunluğu için lineer olarak artırılarak, şiddet toplamı hesaplanmıştır.



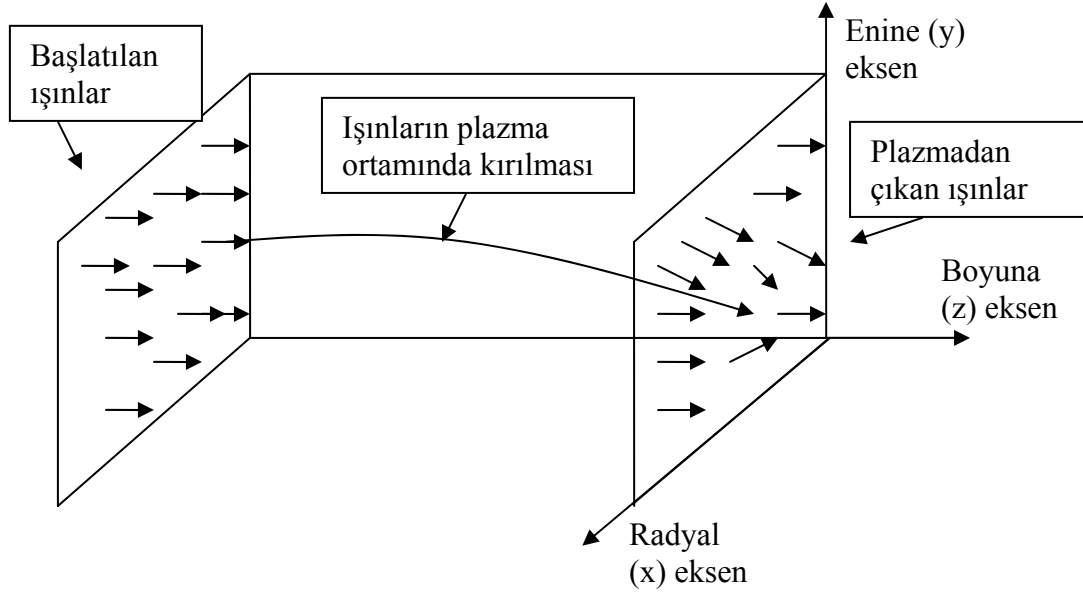
Şekil 5.8 Ortam boyunca kırılan ışının, kırılma süresince farklı hücelere geçmesi.

Hedefte 23 μm uzaklıktan başlatılan ışının şiddetinin artması Şekil 5.9'da gösterilmiştir. Şekilde gösterildiği gibi ışın z eksenı boyunca 1.5 mm yol aldıktan sonra doyuma yani şiddeti 0.7 Wcm^{-2} değerine ulaşmıştır ve şiddeti bu konumdan sonra lineer olarak artmaya başlamıştır. Ortamdan çıkıştaki şiddeti ise $1.22 \times 10^5 \text{ Wcm}^{-2}$ değerindedir.



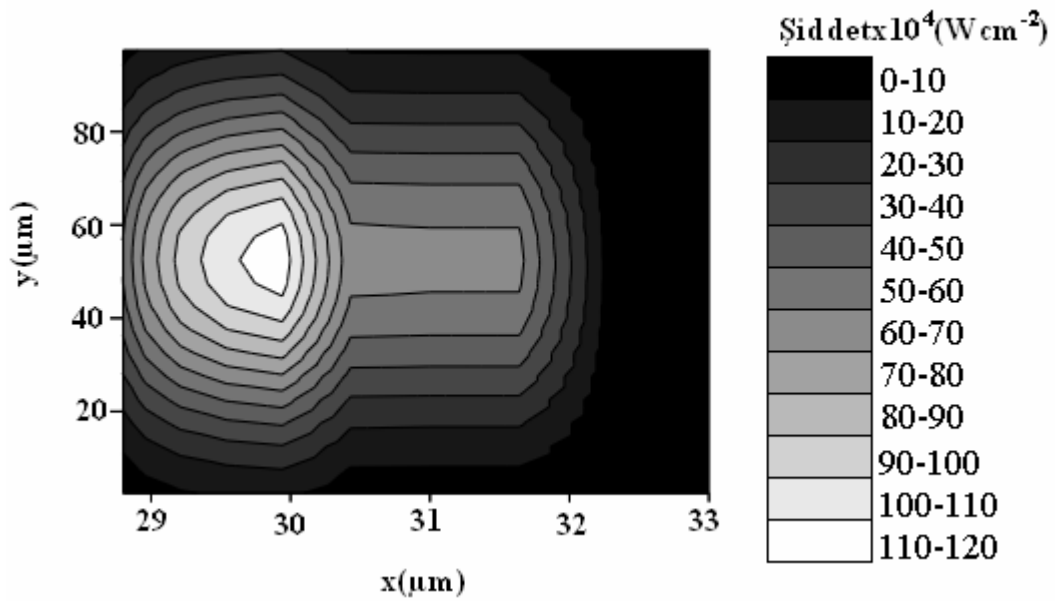
Şekil 5.9 Yükseltile ışığın şiddetinin değışimi.

Plazma başlangıcında ele alınan 400 ışının ortamda boyuna eksen boyunca kırılıp yükseltildikten sonra, şiddetleri ve konumları belirlenmiştir (Şekil 5.9).



Şekil 5.10 Plazma girişinde x-y düzleminden başlatılan ışınların ortamda kırılarak ve yükseltilecek çıkıştaki şiddet ve konumlarının elde edilmesi.

Bu 400 ışının x-y düzleminde şiddetleri ve konumları Şekil 5.10 'da gösterilmiştir.



Şekil 5.11 Şiddetin çıkıştaki görüntüsü.

Şekil 5.11’de görüldüğü gibi en yüksek şiddet, x ekseninde 29.94 μm , y ekseninde 52.5 μm konumundan $1.16 \times 10^6 \text{ Wcm}^{-2}$ olarak çıkmıştır. Bu konum etrafında azalan bir şiddet deseni vardır.

BÖLÜM 6

SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Ni-Benzeri Mo plazma ortamında oluşturulan x-ışını laserinin kırılması ve şiddetinin yükseltilmesi MATHCAD programında geliştirilen ışın izleme kodu ile modellenmiştir. Işın izleme modellemesi yapılmadan önce hem hidrodinamik kod hem de atom fiziği kodu olan EHYBRID kodu [3] kullanılmıştır. EHYBRID için gerekli atomik data lar Cowan kodundan [54] elde edilmiştir. Plazma ortamını sürücü laser doğrultusunda 98 Lagrange hücrelere bölünerek her bir hücredeki elektron yoğunluğu, elektron sıcaklığı, kazanç gibi parametreler zamana bağlı olarak hesaplanmıştır.

Ni-benzeri Mo x-ışını laseri için en verimli plazma ortamını elde edebilmek amacıyla katı molibden hedef, çeşitli konfigürasyonlarda 1054 nm dalga boylu Nd:Glass Gauss formunda laser atımları kullanılarak ısıtılmıştır. Plazma ortamının elektron yoğunluğu değişimi ortamda oluşan x-ışınının kırılmasına ve kazanç ortamını daha erken terk etmesine neden olduğundan büyük öneme sahiptir. Çift atım kullanarak daha az elektron yoğunluğu değişimine sahip bir plazma ortamı oluşturulmaya çalışılmıştır. Bir ön atım ile ısıtılan ortama hemen sonra ana atım gönderilerek tek atımlı sisteme göre daha verimli ve homojen bir plazma oluşturulmaya çalışılmıştır. Ön atım ana atıma göre daha uzun sürelidir ve şiddeti de ana atımdan daha düşüktür.

Modellememizde ön atımın şiddeti ve YMTG süresi sabit tutulmuştur. Kullanılan ön atımın şiddeti $1.2 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ ve YMTG süresi de 280 ps'dir. Gaussian atımlar arasındaki tepeden tepeye gecikme sürelerinin kazanca etkisini araştırmak için $3.5 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli ve 1.2 ps YMTG süreli ana atım kullanılmıştır. Ön atımın hedefe ulaştırdığı enerji 3.36 J ana atımın da 4.2 J'dür. Tepeden tepeye gecikme süreleri 200 ile 500 ps arasında değiştirilmiştir. Bu konfigürasyonlara göre en verimli plazma ortamı 360 ps gecikme süresinde elde edilmiştir. Çünkü bu konfigürasyonda elde edilen kazanç en yüksek değerine (390 cm^{-1}) ulaşmaktadır ve bu kazancın YMTG süresi de 5.3 ps'dir. Kazancın en yüksek olduğu hücrenin elektron sıcaklığı 1140 eV'dur. Gecikme süresi arttırıldığında

kazancımız tekrar düşmektedir, çünkü ön plazma, ana atımın gecikme süresi arttıkça soğumaya başlamaktadır.

Kısa atımın şiddetinin plazma ortamına etkisini incelemek için atımlar arası tepeden tepeye gecikme süresi 340 ps'de sabit tutulup ana atımın şiddeti $2.5 \times 10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$ ile $2.5 \times 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ arasında değiştirilmiştir. En yüksek kazanç $2.5 \times 10^{15} \text{ Wcm}^{-2}$ şiddetli ana atım kullanılarak elde edilmiştir. Bu konfigürasyonda kazancın en yüksek değeri 481 cm^{-1} ve YMTG süresi de 7.2 ps'dir. Kazancın en yüksek olduğu hücrede elektron sıcaklığı 3400 eV'dur.

En yüksek kazancın olduğu hücredeki kazancın zamanla değişimi Gauss benzeri bir değişimdir. 502.5 ps'de oluşmaya başlayan kazanç 516 ps'de bitmektedir. Yani ana atım gönderildikten 2.5 ps sonra kazanç oluşmaya başlamıştır ve 13.5 ps sonra sıfırlanmıştır. Bu zaman aralığında Ni-benzeri iyon yoğunluğu da en yüksek değerine ulaşp azalmaktadır. En yüksek kazancın elde edildiği anda yani 509.3 ps'de x ekseninde $24.4 \mu\text{m}$ ve $34 \mu\text{m}$ arasında kazanç oluşmaktadır. X-ışını laseri modellenirken kazancın olduğu bu bölge dikkate alınmıştır.

Plazma ortamının elektron yoğunluğu hedeften uzaklaştıkça azalmaktadır. İkinci atımın gönderilmesinden sonra $25 \mu\text{m}$ civarında zamanla elektron yoğunluğunda bir artış oluşmaktadır. Bu da $25 \mu\text{m}$ civarında elektron yoğunluğu grafiğinde zamanla bir tepecik oluşmasına sebep olmaktadır. Bunun sebebi, ikinci atım soğurulduktan sonra iyonlaşmanın artması ve ortamdaki elektron sayısının artmasıdır.

Ni-benzeri Mo plazmasının rezonans çizgi spektrumunda Ni-benzeri $5f \rightarrow 3d$ ve $4f \rightarrow 3d$, Co-benzeri $5f \rightarrow 3d$ ve $4f \rightarrow 3d$ rezonans çizgi geçişleri oluşmaktadır. Ni-Benzeri $5f \rightarrow 3d$ rezonans çizgi geçişleri $29\text{\AA}$ ile $30\text{\AA}$ arasında olmaktadır ve en yüksek dalga boyu başına foton sayısı $29.78\text{\AA}$ 'da 1.87×10^{13} değerindedir. Ni-benzeri $4f \rightarrow 3d$ rezonans çizgi geçişleri ise $35.2\text{\AA}$ ve $36\text{\AA}$ ' civarında olmaktadır en yüksek dalga boyu başına foton sayısı ise $35.32\text{\AA}$ 'da 1.57×10^{14} değerindedir. Co-benzeri rezonans çizgi geçişleri ise $5f \rightarrow 3d$ için $26.3\text{\AA}$ - $28\text{\AA}$ arasında $4f \rightarrow 3d$ için $32\text{\AA}$ - $34.5\text{\AA}$ arasında olmaktadır. Dolayısıyla Ni-benzeri iyonlaşma büyük ölçüde sağlanmıştır.

Ni-benzeri ve Co-benzeri foton şiddetlerinin zamana göre değişimlerini ele alırsak Ni-benzeri foton şiddetleri 500 ps ile 508 ps arasında en yüksek değerlerine ulaşmaktadırlar. 502 ps’de yani ana atım gönderildikten hemen sonra foton şiddeti en yüksek değeri olan 6.79×10^{24} (foton sayısı)/cm²s değerine ulaşmaktadır. Co benzeri foton şiddetleri de 500 ps ile 514 ps arasında en yüksek değerlerine ulaşmaktadır. Yine bu fotonların şiddeti de ana atımdan hemen sonra 502 ps’de hızlı bir artış göstererek 1.03×10^{26} (foton sayısı)/cm²s değerine ulaşmaktadır.

Işınların modellenmesinde, plazmanın yan yüzeyinden gönderilen 400 ışının z eksenini boyunca enine ve radyal kırılmaları incelenmiştir. Hedefe yakın bölgelerdeki elektron yoğunluk değişiminin (gradyeni) fazla olmasından dolayı, hedefe yakın ışınlar radyal yönde daha fazla sapmıştır. X ekseninde hedef düzleminde 23 µm uzaklıktan başlatılan ışınlar 5.8 µm saparak hedef düzleminde 28.8 µm uzaklıktan çıkmıştır. 24 µm mesafeden başlatılan 4.2 µm, 25 µm’den başlatılan ise 3.5 µm sapmıştır. Enine ekseninde elektron yoğunluk gradyeni çok az olduğundan, sapmalar önemsenmeyecek kadar az olmuştur.

Işının yükseltilmesi ışının z eksenini boyunca ilerlerken izlediği yol üzerindeki hücreler belirlenerek sağlanmıştır. Bu hücrelerde her bir zaman adımıdaki kazanç değerleri kullanılarak şiddeti, doyuma ulaşmadan önce üstel, doyuma ulaştıktan sonra lineer bir şekilde arttırılmıştır. Başlangıçtaki şiddeti 1×10^3 Wcm⁻² olan ve x ekseninde 23 µm ve y ekseninde 22.5 µm’den gönderilen bir ışın z ekseninde 1.5 mm yol aldıktan sonra doyma şiddeti olan 7×10^3 Wcm⁻² değerine ulaşmış ve daha sonra şiddeti lineer olarak 1.22×10^5 Wcm⁻² değerine kadar artmıştır. En yüksek şiddet ise x ekseninde 29.94 µm ve y ekseninde 52.5 µm konumundan 1.16×10^6 Wcm⁻² olarak çıkmıştır.

Ni-benzeri Mo x-ışını laserinin modellenmesi bu konudaki deneysel çalışmaların daha öngörülü ve verimli olmasını sağlar. En verimli atım konfigürasyonların ve hangi konumdan ne kadarlık bir şiddetin çıkacağını önceden bilinmesi deney düzeneğinin kurulumunda ve x-ışını ölçme detektörlerinin yerleştirilmesinde büyük kolaylık sağlaması açısından önemlidir.

KAYNAKLAR

- [1] **Matthews DL., Hagelstein PL., Rosen MD., Eckart MJ., Ceglio NM., Hagi AU., Medeck H., MacGowan BJ., Trebes JE., Whitten BL., Campbell EM., Hatcher CW., Hawryluk A., Kauffman RL., Pleasance LD., Rambach G., Scofield JH., Stone G. And Weaver TA.** (1985) Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier, *Phys.Rev.Lett.*, v.54, p.110.
- [2] <http://laser-history.com/11.html>.
- [3] **Pert GJ.** (1983) The hybrid model and its application for studying free expansion, *J. Fluid Mech*, vol.131, p. 401.
- [4] **Cairns G., Lewis CLS., MacPhee AG., Neely D., Holden M., Krishnan J., Tallents GJ., Key MH., Norreys P., Smith CG., Zhang J. Holden PB., Pert GJ., Plowes JA., Ramsden SA.**(1994) Preliminary studies of radiation coupling between remote soft x-ray laser amplifiers, *Appl. Phys.B*, v.58, p.51.
- [5] **Koch JA., MacGowan BJ., DaSilva LB., Matthews DL., Underwood JH., Baston PJ., Lee RW., London RA. And Mrowka S.** (1994) Experimental and theoretical investigation of neonlike selenium x-ray laser spectral linewidths and their variation with amplification, *Phys.Rev.A.*, v.50, p.1877
- [6] **Maiman TH.** (1960) Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature*,v.187, p.493.
- [7] **Gudzenko GA. and Shelepin LA.** (1964) Negative Absorption In A Nonequilibrium Hydrogen Plasma, *Sov.Phys.JETP*, v.18, p.998.
- [8] **Pert GJ., Ramsden SA.** (1974) Population inversion in plasmas produced by picosecond laser pulses , *Opt. Comm.*, v.11, p.270.
- [9] **Plowes J.** (1995) Ray optics of x-ray lasers, Phd Thesis, University of York.
- [10] **Jacoby D. Pert GJ.,Ramsden SA., Shorrocks LD., Tallents GJ.** (1981) Observation of gain in a possible extreme ultraviolet lasing system, *Opt. Comm.* v.37, p.193.
- [11] **Chenois-Popivics 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. and Willi O.** (1987) Laser amplification at 18.2 nm in recombining plasma from a laser-irradiated carbon fiber, *Phys.Rev.Lett*, v.59, p.2161.
- [12] **Zhang J., Key MH., Norreys PA., Tallents GJ., Behjat A., Danson C., Demir A., Dwivedi L., Holden M., Holden PB.,Lewis CLS., MacPhee AG., Neely D., Pert GJ., Ramsden SA., Rose SJ., Shao YF., Thomas O., Walsh F. And you YL.** (1995) Demonstration of High Gain in a Recombination XUV Laser at 18.2 nm Driven by a 20 J, 2 ps Glass Laser, *Phys.Rev.Lett.*, v.74, p.1335.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- [13] **Suckewer S and Fishman H.** (1980) Conditions for soft x-ray lasing action in a confined plasma column, *J.Appl.Phys.*, v.51, p.1922.
- [14] **Strobel GL., Eder DC., London RA., Rosen MD., Falcone RW. and Gordon SP.** (1993) "Inner-Shell Photo-Ionized X-Ray Laser Schemes," in Short-Pulse High-Intensity Lasers and Applications II , *SPIE*, v.1860, p.157.
- [15] **Amendt P., Eder DC. and Wilks SC.** (1991) X-ray lasing by optical-field-induced ionization, *Phys. Rev. Lett.*, v.66, p.2589.
- [16] **Nagata Y., Midorikawa K., Kubodera S., Obara M., Tashiro H. And Toyada K.** (1993) Soft-x-ray amplification of the Lyman- α transition by optical-field-induced ionization, *Phys.Rev.Lett.*, v.71, p.3774.
- [17] **Janulewicz KA., Grout MJ. and Pert GJ.** (1996) Electron residual energy of optical-field-ionized plasmas driven by subpicosecond laser pulses, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, v.29, p.901.
- [18] **Blyth WJ., Preston G., Offenberger A. A., Key M. H., Wark J. S., Najmudin Z., Modena A., Djaoui A., and. Dangor E. A.** (1995) Plasma Temperature in Optical Field Ionization of Gases by Intense Ultrashort Pulses of Ultraviolet Radiation, *Phys Rev.Lett.*, v.74, p.554.
- [19] **MacGowan BJ., DaSilva LB., Fields DJ., Keane GJ., Koch JA., London RA., Matthews DL., Maxon S., Mrowka S., Osterheld AL., Scofield JH., Shimkaveg G., Trebes JE. And Walling RS** (1992) Short Wavelength X-ray Laser Research, *Phys. Fluids. B*, v.4, p.2326.
- [20] **Carillon A., Chen HZ., Dhez P., Dwivwdi L., Jacoby J., Jaegle P., Jamelot G., Zhang J., Key MH., Kidd A., Klisnick A., Kodama R., Krishnan J., Lewis CLS., Neely D., norreys P., O'Neill DM., Pert GJ., Ramsden SA., Raucourt JP., Tallents GJ. and Uhomohibhi J.** (1992) Saturated and near-diffraction-limited operation of an xuv laser at 23.6 nm, *Phys. Rev. Lett.* V.68, p.2917.
- [21] **Elton R.C.** (1990) *X-Ray Lasers*, Academic Press, New York.
- [22] **MacGowan B., Maxon S., Hagelstein P., Keane C., London R., Matthews D., Rosen M., Schofield J. and Whelan D.** (1987) Demonstration of soft x-ray amplification in nickel-like ions, *Phys.Rev.Lett.*, v.59, p. 2157.
- [23] **MacGowan B., Maxon S., Hagelstein P., Keane C., London R., Matthews D. and Whelan D.** (1988) Soft x-ray amplification at 50.3Å in nickel –like Ytterbium, *J.Opt.Soc.Am.B*, v.5, p.1858.
- [24] **Maxon S., Dalhed S., Hagelstein P. London R. MacGowan B., Rosen M., Charatis G. and Busch G.** (1989) Calculations for Ni-like soft x-ray lasers: Optimizations for W (43.1Å), *Phys.Rev.Lett.*, v.63, p.236.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- [25] **Maxon S.** (1991) Calculations of Ta soft x-ray laser (44.8 Å) using a sub-kilojoule pump, *App.Phys.Lett.*, v.58, p.10.
- [26] **Zhang J., MacPhee A., Nilsen J., Lin J. Barbee T., Danson C., Key M., Lewis C., Neely D., O'Rourke R., Pert GJ., Smith R., Tallents GJ., Wark J. and Wolfrum E.** (1997) Demonstration of saturation in a Ni-like Ag x-ray laser at 14nm, *Phys Rev.Lett.*, v78, p.3856.
- [27] **Zhang J., MacPhee A., Lin J., Wolfrum E., Smith R., Danson C, Key M., Lewis C., Neely D., Nilsen J., Pert GJ., Tallents GJ., Wark J. and Warwick P.** (1997) Optimization of drive pulse configuration for a Ni-like Sn x-ray laser at 12nm, *Phys.Rev.A*, v.234, p.410.
- [28] **Ozaki T., Ganeev RA. Ishizawa A., Kanai T. and Kuroda H.**(2002) Highly directive 18.9 nm Ni-like Molybdenum X-ray laser operating at 150 mJ Pump Energy, *Phys.Rev. Lett.*, v.89, p.253902.
- [29] **Lewis C., Neely D., Uthmaniyil J., Key M., Hadithi YA., Tallents GJ. and Ramsden S.** (1992) An injector/amplifier double target configuration for the Ne-like Ge x-ray laser scheme, *Opt.Comm.*, v.91, p.71.
- [30] **Lunney J.** (1986) Waveguiding in soft x-ray laser experiment, *Appl.Phys.Lett.*, v.48, p.891.
- [31] **Li Y. Pretzler G., Lu P., Fill E.E., Nielsen J.** (1996) Study of Ne-like and Ni-like X-Ray Lasers Using the Prepulse Technique, *Phys. Plasmas*, v.4, p. 479.
- [32] **Rus B., Carillon A., Dhez P., Jeagle P., Jamelot G., Klisnick A., Nantel M. And Zeitoun P.** (1997) Efficient High-Brightness Soft X-Ray Laser at 21.2, *Phys. Rev. A.*, v. 55, p. 3858.
- [33] **Nickles P.V., Shyaptsev V.N., Kalachnikov M., Schnürer M., Will I. And Sandner W.** (1997) Short Pulse X-Ray Laser at 32.6 nm Based on Transient Gain in Ne-like Titanium, *Phys. Rev. Lett.* ,v.78, p.2748.
- [34] **Kalachnikov M. P., Nickles P.V., Schnürer M., Sandner W., Shyaptsev V.N., Danson C., Neely D., Wolfrum E., Zhang J., Behjat A., Demir A., Tallents G. J., Warwick and Lewis C. L. S.** (1998) Saturated Operation of a Transient Collisional X-Ray Laser, *Phys. Rev. A*, v.57, p. 4778.
- [35] **Kaçar E.,** (2004) Atom numarası 18 ile 40 arasında olan elementlerin Ne-benzeri ve F-benzeri iyonlardan yayılan spektrumların hesaplanması, Doktora Tezi, Kocaeli Üniversitesi.
- [36] **Pert GJ.** (1986) Models of laser plasma ablation. *J.Plasma Phys.* v.35, p. 43.
- [37] **Pert GJ.** (1987) The use of flows with uniform velocity gradient in modelling free expansion of a polytropic gas, *Laser and Particle Beams*, v.5, p. 643.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- [38] **Huddleston R.H., Leonard S.L.** (1965) *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Pres.
- [39] **Dave A.** (1984) Numerical modelling of XUV recombination lasers, Phd Thesis, University of Hull
- [40] **Griem HR.** (1964) *Spectroscopy*, McCraw Hill
- [41] **Healy SB., Djaoui A., Holden PB., Pert GJ., Rose SJ.** (1995) A comparison of time-dependent ionization models for laser-produced plasmas, *J. Phys. B*, v.28, p. 1381.
- [42] **King R.** (2001) Computational Modeling of Short Pulse X-Ray Lasers, Phd. Thesis, University of York.
- [43] **Dyall K., Grant I., Johnson C., Parpia F. and Plummer E.** (1989) GRASP: A general-purpose relativistic atomic structure program, *Comp.Phys.Comm.*,v.55, p.425.
- [44] **Cowan R.** (1981) *The theory of Atomic structure and Spectra*, University of California Press.
- [45] **Wyngaarden WLV., Bhadra K. and Henry R.** (1979) Exitaiton of Heliumlike ions y electron impact, *Phys Rev.A.*, v.20, p.1409.
- [46] **Toft D.** (1979) Numerical modelling of plasmas produced by long pulse lasers, Phd Thesis, University of Hull.
- [47] **Benredjem D., Kuba J., Smith R., Pert GJ., Klisnick A., Dubau J. and Möller C.** (2002) Modelling of the Ni-like silver x-ray laser. treatment of saturation and refraction, *X-ray lasers 2002: 8th Conference on X-ray Lasers, American Institute of Physics*, p239.
- [48] **Le Pape S., Zeitoun Ph.** (2003) Modelling of the influence of the driving laser wavelength on the beam quality of transiently pumped x-ray lasers, *Opt.Comm.*, v.219, p.323.
- [49] **Kuba J., Benredjem D., Möller C.** (2002) Analytical and numerical ray tracing of a transient x-ray laser: Ni-like Ag laser at 13.9 nm. *J. Opt Soc. Am. B*, v. 20, p. 609.
- [50] **Linford G., Peresini E., Sooy W. and Spaeth M.** (1974) Very long lasers, *Appl.Opt.*, v.13.
- [51] **Nilsen J.** (1996) Design of a picosecaond-laser-driven Ni-like Mo x-ray laser near 20 nm, *Opt. Soc. Am. B*, v. 14, p. 1511.
- [52] **Yan F., Zhang J., Lu X. and Zhong JY.** (2005) Design of nickel like tin xray laser at 12.0 nm, *J.Opt.Soc.Am.B*, v.22, p.786.

KAYNAKLAR (devam ediyor)

- [53] **Holstein T.** (1947) Imprisonment of Resonance Radiation in Gases, *Phys. Rev.* v. 72, p. 1212.
- [54] **Cowan R.D.** (1968) *J. Opt. Soc. Am.* v.58, p.808.
- [55] **Ozaki T., Nakano H., Kuroda H.** (2003) Characteristics of longitudinally pumped nickellike molybdenum x-ray lasers generated in wave guides, *J.Opt.Soc.Am.B*, v.20, no. 2, p.402.
- [56] **Keenan R., Dunn J., Patel PK., Price DF., Smith RF. and Shlyaptsev VN.** (2005) Hight repetition-rate grazing incidence pumped x-ray laser operating at 18.9 nm, *Phys.Rev.Lett.*, v.94,p.103901.
- [57] **Benredjem D., Kuba J. and Möller C.** (2003) Collimated x-ray propagation in Ne-like and Ni-like media, *J.Quantitative Spect.& Rad. Trans.*,v.81, p.57.

EK AÇIKLAMALAR A

İŞİN İZLEME ALGORİTMASI

İŞİN İZLEME ALGORİTMASI

PARAMETRELER

Program da her bir hesap 455 zaman adımı için yapılmıştır. Bütün birimler SI birim sistemindedir.

$$\omega := \frac{2 \cdot \pi \cdot 3 \cdot 10^8}{189 \cdot 10^{-10}} \quad \text{laserin açısal frekansı (1/s)}$$

$$\epsilon_0 := 8.854 \cdot 10^{-12} \quad \text{serbest uzay geçirgenlik katsayısı (m}^{-3} \text{ kg}^{-1} \text{ s}^4 \text{ A}^2\text{)}$$

$$m_e := 9.1093 \cdot 10^{-31} \quad \text{elektron kütlesi (kg)}$$

$$e_l := 1.6 \cdot 10^{-19} \quad \text{elektronik yük (coulomb)}$$

EHYBRID'DEN ELDE EDİLEN VERİLERİN OKUTULMASI

$$N_{cm} := \text{READPRN}(\text{"ne2350.txt"}) \quad \text{elektron yoğunluğu (cm}^{-3}\text{)}$$

$$G_n := \text{READPRN}(\text{"gain2350.txt"}) \quad \text{Kazanç (cm}^{-1}\text{)}$$

$$\text{Depth} := \text{READPRN}(\text{"depth2350.txt"}) \quad \text{konum matrisi (}\mu\text{m)}$$

$$N_e := N_{cm} \cdot 10^6$$

SI birim sistemine dönüştürme

$$\text{Gain} := G_n \cdot 10^2$$

$$y_l := N_e^T \quad L := 100 \cdot 10^{-4} \quad \text{hedefin boyu (m)} \quad x_l := \text{Depth}^T \cdot 10^{-6}$$

$$N_c := \frac{\omega^2 \cdot \epsilon_0 \cdot m_e}{e_l^2} \quad \text{kritik elektron yoğunluğu (m}^{-3}\text{)}$$

KIRILMA İNDİSİNİN UYDURULMASI

$$f(n, a) := \begin{pmatrix} a_0 \cdot e^{-a_1 \cdot n} + a_2 \\ e^{-a_1 \cdot n} \\ -a_0 \cdot n \cdot e^{-a_1 \cdot n} \\ 1 \end{pmatrix} \begin{array}{l} \text{model fonksiyon} \\ \text{ilk parametreye göre kısmi turev} \\ \text{ikinci parametreye göre kısmi turev} \\ \text{Üçüncü parametreye göre kısmi turev} \end{array}$$

$$\text{guess} := \begin{pmatrix} 21 \\ 0 \\ 20 \end{pmatrix} \quad \text{tahmin edilen katsayılar}$$

$$\text{Fit} := \begin{array}{|l} \text{for } k \in 0..454 \\ \quad Y \leftarrow \log(y1^{(k)}) \\ \quad X \leftarrow x1^{(k)} \\ \quad cg \leftarrow \text{genfit}(X, Y, \text{guess}, f) \\ \quad \text{for } i \in 0..2 \\ \quad \quad \text{Katsayi}_{i,k} \leftarrow cg_i \\ \text{Katsayi} \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{fit programı} \\ \text{kirilma indisi} \\ \text{denklemini} \\ \text{buluyor} \end{array}$$

$$Ne := Ne^T$$

$$\text{index}(x) := \sqrt{1 - \frac{10^{a_0 \cdot e^{-a_1 \cdot x} + a_2}}{Nc}} \quad \text{FIT EDİLEN KIRILMA İNDEKSİ DENKLEMİ}$$

$$ne(x) := 10^{a_0 \cdot e^{-a_1 \cdot x} + a_2} \quad \text{ELEKTRON YOGUNLUGU DENKLEMİ}$$

İŞİNİN RADYAL KIRILMASI

```

trace(RK, bk) :=
  for i ∈ 0..19
    b ← bki
    for t ∈ 0..454
      TRt ← RK(t, b)
      b ← RK(t, b)100,1
      konumt,i ← b
    konum

```

isin izi 455 zaman adimi için

RUNGE KUTTA METODU

$$\frac{d}{dx} \sqrt{1 - \frac{10^{a_0 \cdot e^{-a_1 \cdot x} + a_2}}{Nc}} \rightarrow \frac{1}{2 \cdot \left(1 - \frac{10^{a_0 \cdot e^{-a_1 \cdot z_0} + a_2}}{Nc} \right)^{\frac{1}{2}}} \cdot 10^{a_0 \cdot e^{-a_1 \cdot z_0} + a_2} \cdot a_0 \cdot a_1 \cdot e^{-a_1 \cdot z_0} \cdot \frac{\ln(10)}{Nc}$$

KIRILMA İNDEKSİNİN TEK BOYUTLU GRADYENİ

```

RK(t,b) :=
  z ← (
    b
    0.00000000000000000000
  )
  a0 ← (Fit<t>)0
  a1 ← (Fit<t>)1
  a2 ← (Fit<t>)2
  D(x,z) ←
    [
      z1
      1
      10a0·e-a1·z0+a2 · a0·a1·e-a1·z0 ·  $\frac{\ln(10)}{Nc}$ 
      1/2
      2 · ( 1 -  $\frac{10^{a0·e-a1·z0+a2}}{Nc}$  )
    ]
  l1 ←  $\frac{1 \cdot 10^{-2}}{455} \cdot (t + 1)$ 
  l2 ← l1 +  $\frac{1 \cdot 10^{-2}}{455}$ 
  s2 ← rkfixed(z,l1,l2,100,D)

```

$$b := 23 \cdot 10^{-6}$$

$$i := 0..19$$

$$bk_i := 23 \cdot 10^{-6} + i \cdot 1 \cdot 10^{-6}$$

RADYAL KIRILMA ICIN
BASLANGIC KONUMLARI (m)

WRITEPRN("xknumu.prn") := trace(t,b)

her isinin her zaman adiminda x
konumlarinin dosyaya yazilmasi

```

hno :=
  for t ∈ 0..454
    for i ∈ 0..19
      for j ∈ 0..10
        indis ← j + 1 if hkt,j ≤ Radt,i ≤ hkt,j+1
        indt,i ← indis
      ind

```

RADYAL KIRILMA
BOYUNCA ISININ
BULUNDUGU
HÜCRELER

ENİNE KIRILMA(Y EKSENİ BOYUNCA)

$a := 5 \cdot 10^{-3}$ Gauss fonksiyonunun merkezi

$step := 5 \cdot 10^{-6}$ baslatılan isinların enine eksendeki birbirine olan uzaklıkları

$\sigma := \frac{100 \cdot 10^{-4}}{4}$ Gauss fonksiyonu genişliği

$N_c := 3.134 \times 10^{30}$ kritik elektron yoğunluğu

```
tracey(RKy, bky) :=
  for i ∈ 0..20
    for j ∈ 0..20
      by ← bkyj
      for t ∈ 0..454
        i3 ← hnot,i
        TRt ← RKy(t, by, i3)
        by ← RKy(t, by, i3)100,1
        konumt ← by
        for k ∈ 0..20
          indisy ← k if step · k < by < step · (k + 1)
          hnoyt ← indisy
        hnyj,i ← hnoy
        konj,i ← konum
      (kon)
      (hny)
```

isin izi 455 zaman adımı için hesap yapar

isinların enine konumları ve bulundukları hücre numaraları (hnoy) belirlenir

WRITEPRN("yknumu.prn") := tracey(RKy, bky)

her isinin her zaman adiminda y
konumlarinin dosyaya yazilmasi

ISININ SIDDETININ ARTIRILMASI

$$\Delta L := 1 \cdot \frac{10^{-2}}{455} \quad \text{her zaman adiminda alinan yol}$$

$$h := 6.63 \cdot 10^{-34} \quad \text{js} \quad \text{Planck sabiti}$$

$$c := 3 \cdot 10^8 \quad \text{m/s} \quad \text{Isik hizi}$$

$$A_{ul} := 1.153 \times 10^{11} \quad \text{Kendiliginden gecis katsayisi}$$

$$\lambda_{ul} := 189 \cdot 10^{-10} \quad \text{m} \quad \text{laser dalgaboyu}$$

$$f := \frac{c}{\lambda_{ul}} \quad \text{laserin frekansi}$$

$$\sigma_{stim} := \frac{A_{ul} \cdot \lambda_{ul}^2}{8 \cdot \pi} \quad \text{geçisin tesir kesiti}$$

$$\tau := \frac{1}{A_{ul}} \quad \text{geçis süresi}$$

$$I_s := \frac{h \cdot f}{\sigma_{stim} \cdot \tau} \quad \text{Doyum siddeti (Wm}^{-1}\text{)}$$

ISININ SİDDETİNİN ARTIRILMASI

I0 : BASLANGICTAKI SİDDET (0.1 Wm⁻²)

```

INT := for i ∈ 0..19
      for j ∈ 0..19
        I0 ← 0.1
        S ← 0.1
        for t ∈ 0..454
          
$$-\frac{\left[ \left( 5 \cdot 10^{-6} \right) \cdot \left( \text{hnoy}_{j,i} \right)_t - a \right]^2}{2 \cdot \sigma^2}$$

          Gain ← 2 · gainallt, (hnot,i) · e
          Gain ← 0 if Gain < 0
          
$$S \leftarrow I_0 \cdot \frac{(\exp(\text{Gain} \cdot L) - 1)^{\frac{3}{2}}}{(\text{Gain} \cdot L \cdot \exp(\text{Gain} \cdot L))^{\frac{1}{2}}} + S \text{ if } S < I_s$$

          S ← S + Is · Gain · L otherwise
          It ← S
        Iallj,i ← I
      Iall

```

```

intson := for i ∈ 0..19
          for j ∈ 0..19
            konysonj,i ← (INTj,i)454
          konyson

```

Siddetin cikistaki degerleri

WRITEPRN("Int.prn") := INT siddetlerin dosyaya yazilmasi

EK AÇIKLAMALAR B

**KIRILMA İNDİSİNİN UYDURULMUŞ FONKSİYONU İLE
KARŞILAŞTIRILMASI**

**KIRILMA İNDİSİNİN UYDURULMUŞ FONKSİYONU İLE
KARŞILAŞTIRILMASI**

Zaman Adımı	Konum	İndis Fonk.	İndis	%Hata
t=502 ps	23.0	0.999999999687	0.999999999683	4.41303E-10
	23.6	0.999999999731	0.999999999730	1.06604E-10
	24.4	0.999999999778	0.999999999781	3.35398E-10
	25.4	0.999999999822	0.999999999821	2.28928E-11
	26.6	0.999999999859	0.999999999857	2.26907E-10
	28.3	0.999999999894	0.999999999895	1.21503E-10
	30.5	0.999999999922	0.999999999924	1.64901E-10
	33.8	0.999999999945	0.999999999948	2.53797E-10
	39.2	0.999999999962	0.999999999960	2.644E-10
	45.6	0.999999999971	0.999999999969	1.82998E-10
	53.1	0.999999999975	0.999999999976	1.665E-10
t=505.5 ps	23	0.999999999670	0.999999999683	1.24569E-09
	23.6	0.999999999715	0.999999999730	1.50721E-09
	24.4	0.999999999763	0.999999999762	9.86988E-11
	25.4	0.999999999809	0.999999999783	2.556E-09
	26.6	0.999999999848	0.999999999837	1.07421E-09
	28.3	0.999999999886	0.999999999889	2.94098E-10
	30.5	0.999999999916	0.999999999921	5.03098E-10
	33.9	0.999999999942	0.999999999947	4.862E-10
	39.3	0.999999999961	0.999999999959	1.95399E-10
	45.7	0.999999999971	0.999999999969	1.89704E-10
	53.1	0.999999999975	0.999999999976	9.81992E-11
t=509 ps	23	0.999999999640	0.999999999684	4.4527E-09
	23.6	0.999999999689	0.999999999716	2.7306E-09
	24.4	0.999999999741	0.999999999714	2.6613E-09
	25.4	0.999999999791	0.999999999745	4.5975E-09
	26.7	0.999999999837	0.999999999820	1.74371E-09
	28.3	0.999999999876	0.999999999880	4.309E-10
	30.6	0.999999999911	0.999999999918	7.25198E-10
	33.9	0.999999999939	0.999999999946	7.495E-10
	39.3	0.999999999960	0.999999999959	1.07303E-10
	45.7	0.999999999971	0.999999999969	2.00195E-10
	53.2	0.999999999976	0.999999999976	3.70037E-11

Zaman Adımı	Konum	İndis Fonk.	İndis	%Hata
t= 512.5 ps	23	0.999999999525	0.999999999646	1.20548E-08
	23.7	0.999999999607	0.999999999576	3.1812E-09
	24.4	0.999999999672	0.999999999638	3.3869E-09
	25.4	0.999999999741	0.999999999683	5.85431E-09
	26.7	0.999999999804	0.999999999781	2.27021E-09
	28.4	0.999999999858	0.999999999860	2.55596E-10
	30.7	0.999999999901	0.999999999911	9.84901E-10
	34.1	0.999999999935	0.999999999945	9.55502E-10
	39.5	0.999999999959	0.999999999958	7.27973E-11
	46	0.999999999971	0.999999999968	2.19991E-10
	53.5	0.999999999976	0.999999999976	8.50431E-12

t=516 ps	23	0.999999999369	0.999999999494	1.24773E-08
	23.7	0.999999999494	0.999999999456	3.8338E-09
	24.5	0.999999999600	0.999999999563	3.72959E-09
	25.5	0.999999999695	0.999999999655	3.9262E-09
	26.8	0.999999999777	0.999999999759	1.7946E-09
	28.5	0.999999999844	0.999999999842	1.91502E-10
	30.8	0.999999999895	0.999999999905	9.34497E-10
	34.3	0.999999999934	0.999999999944	9.301E-10
	39.8	0.999999999959	0.999999999958	1.54399E-10
	46.3	0.999999999970	0.999999999968	2.39908E-10
	53.9	0.999999999976	0.999999999976	5.20028E-11

t=519.5 ps	23.1	0.999999999338	0.999999999435	9.7088E-09
	23.7	0.999999999455	0.999999999410	4.4889E-09
	24.5	0.999999999572	0.999999999549	2.30409E-09
	25.5	0.999999999675	0.999999999662	1.338E-09
	26.9	0.999999999770	0.999999999757	1.2598E-09
	28.7	0.999999999843	0.999999999834	8.95106E-10
	31	0.999999999895	0.999999999901	6.50802E-10
	34.5	0.999999999934	0.999999999943	8.82305E-10
	40	0.999999999959	0.999999999957	1.74305E-10
	46.6	0.999999999970	0.999999999968	2.36799E-10
	54.2	0.999999999975	0.999999999976	8.01026E-11

t=523 ps	23.1	0.999999999329	0.999999999403	7.38429E-09
	23.7	0.999999999446	0.999999999400	4.54651E-09
	24.5	0.999999999563	0.999999999553	9.52005E-10
	25.6	0.999999999676	0.999999999675	1.23401E-10
	27	0.999999999769	0.999999999759	9.80893E-10
	28.9	0.999999999844	0.999999999831	1.32939E-09
	31.2	0.999999999895	0.999999999900	4.89708E-10
	34.7	0.999999999933	0.999999999942	8.91698E-10
	40.3	0.999999999959	0.999999999957	1.85696E-10
	46.9	0.999999999970	0.999999999968	2.19602E-10
	54.6	0.999999999975	0.999999999976	8.38996E-11

Zaman Adımı	Konum	İndis Fonk.	İndis	%Hata
t=526.5 ps	23.1	0.999999999337	0.999999999379	4.2335E-09
	23.7	0.999999999450	0.999999999411	3.82849E-09
	24.5	0.999999999564	0.999999999564	6.21947E-11
	25.6	0.999999999675	0.999999999687	1.2586E-09
	27.1	0.999999999772	0.999999999764	8.09797E-10
	29	0.999999999845	0.999999999829	1.5605E-09
	31.4	0.999999999896	0.999999999899	2.80598E-10
	34.9	0.999999999933	0.999999999942	8.60401E-10
	40.6	0.999999999959	0.999999999957	1.946E-10
	47.2	0.999999999970	0.999999999968	2.15006E-10
	55	0.999999999975	0.999999999976	9.8499E-11

t=530 ps	23.1	0.999999999351	0.999999999357	6.44496E-10
	23.7	0.999999999458	0.999999999430	2.7378E-09
	24.5	0.999999999568	0.999999999576	8.09908E-10
	25.6	0.999999999675	0.999999999702	2.6661E-09
	27.2	0.999999999775	0.999999999770	4.94904E-10
	29.2	0.999999999848	0.999999999829	1.8939E-09
	31.6	0.999999999897	0.999999999898	1.35991E-10
	35.2	0.999999999934	0.999999999942	7.67297E-10
	40.8	0.999999999959	0.999999999957	1.79201E-10
	47.5	0.999999999970	0.999999999968	1.88805E-10
	55.4	0.999999999975	0.999999999976	9.73999E-11

t=533.5 ps	23.1	0.999999999361	0.999999999341	1.98961E-09
	23.7	0.999999999464	0.999999999454	9.307E-10
	24.6	0.999999999581	0.999999999588	7.61602E-10
	25.7	0.999999999682	0.999999999714	3.2487E-09
	27.3	0.999999999778	0.999999999775	2.51699E-10
	29.4	0.999999999851	0.999999999829	2.1646E-09
	31.8	0.999999999898	0.999999999898	4.77951E-11
	35.4	0.999999999934	0.999999999942	7.66009E-10
	41.1	0.999999999959	0.999999999957	1.78502E-10
	47.8	0.999999999970	0.999999999968	1.86207E-10
	55.8	0.999999999976	0.999999999977	1.02995E-10

ÖZGEÇMİŞ

Sertan KURNALI 1979’da Zonguldak’ta doğdu. İlk ve orta eğitimini aynı şehirde tamamladı. Zonguldak Atatürk Anadolu Lisesinden mezun olduktan sonra 1996’da Boğaziçi Üniversitesi Fizik Bölümüne girdi. 2001 yılında lisans eğitimini tamamladıktan sonra 2003 yılında Zonguldak Karaelmas Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans eğitimine başladı. Halen bu dalda eğitimini sürdürmektedir.

ADRES BİLGİLERİ

Adres: Zonguldak Karaelmas Üniversitesi
Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü
67100 İncivez ZONGULDAK

Tel: (372) 257 4010-1403
Faks: (372) 257 4181
E-posta: sertankurnali@yahoo.com