

T.C.
KIRIKKALE ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI
YÜKSEK LİSANS TEZİ

FÜZYON ATEŞLEME YÖNTEM VE TEKNİKLERİ

Ali Zafer BOZKIR

HAZİRAN 2017

Fizik Anabilim Dalında Ali Zafer BOZKIR tarafından hazırlanan FÜZYON ATEŞLEME YÖNTEM VE TEKNİKLERİ adlı Yüksek Lisans Tezinin Anabilim Dalı standartlarına uygun olduğunu onaylarım.

Anabilim Dalı Başkanı

Bu tezi okuduğumu ve tezin Yüksek Lisans Tezi olarak bütün gereklilikleri yerine getirdiğini onaylarım.

Doç. Dr. Recep Gökhan TÜRECİ
Danışman

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Mustafa Çetin GÜLEÇYÜZ
Üye : Prof. Dr. Abdullah AYDIN
Üye (Danışman) : Doç. Dr. Recep Gökhan TÜRECİ

29/ 06 / 2017

Bu tez ile Kırıkkale Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onaylamıştır.

Prof. Dr. Mustafa YILGİTOĞLU
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ÖZET

FÜZYON ATEŞLEME YÖNTEM VE TEKNİKLERİ

BOZKIR, Ali Zafer

Kırıkkale Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı, Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Doç. Dr. Recep Gökhan TÜRECİ

Haziran 2017, 223 sayfa

Eylemsiz hapsetme füzyonu (EHF), yakıt kütlelerinin eylemsizliğine dayanarak füzyon oluşturacak materyalin hapsedilmesini sağlayan plazmanın bir füzyon yaklaşımıdır. Verimli termonükleer yanma için uygun koşulları elde etmek için, termonükleer yakıt içeren bir kapsül yüksek enerjili bir lazer ile yüksek yoğunluk ve sıcaklık şartlarına sıkıştırılır. EHF uygulaması doğrudan veya dolaylı besleme olarak iki türlü uygulanabilir. Doğrudan besleme sürecinde lazer enerjisi, ters bremsstrahlung veya çeşitli plazma işlemleri vasıtasıyla elektronlara aktarılır. Dolaylı beslemede sürücü enerjisi, önce kapsülü çevreleyen yüksek Z'li holram'da emilir. En iyi holram geometrisi sürücüye bağlıdır. Holram enerji bilimi için ateşleme hedef gereksinimleri, ışıma simetrisi, hidrodinamik kararsızlıklar ve karışım, lazer plazma etkileşimi, sinyal şekillendirmesi ve ateşleme gereksinimleri tümüyle deneylerle tutarlıdır. 1,8 MJ ve 500 TW değerinde NIF lazer tasarımı, temel ateşleme hedeflerindeki belirsizlikleri giderecek şekildedir. Bu tezde dolaylı besleme EHF gereklilikleri incelenmiştir ve bu gereksinimlerin teorik ve deneysel temelleri gözden geçirilmiştir. Bu tartışmanın önemli bölümleri hem doğrudan hem de dolaylı besleme için geçerli olmasına rağmen, asıl odak noktası dolaylı besleme üzerinedir.

Anahtar kelimeler: Holram ışıma düzenliliği, lazer demet düzenliliği, doğrudan besleme, dolaylı besleme, içeriye patlama dinamiği, ateşleme

fiziği, hedef tasarımı, lazer plazma kararsızlığı (LPI), eylemsiz
hapsetme füzyonu (EHF).



ABSTRACT

FUSION IGNITION TECHNIQUES

BOZKIR, Ali Zafer

Kırıkkale University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics, M. Sc. Thesis

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Recep Gökhan TÜRECİ

June 2017, 223 pages

Inertial confinement fusion (ICF) is an approach to fusion of the plasma that relies on the inertia of the fuel mass to provide confinement of the material fused. To achieve acceptable conditions for efficient thermonuclear burn, a capsule containing thermonuclear fuel is compressed with a high energy laser to conditions of high density and temperature. ICF application can be applied in two ways as direct or indirect drive. In direct drive process, the laser energy is transferred to the electrons by means of inverse bremsstrahlung or a variety of plasma processes. In indirect drive, the driver energy is absorbed first in a high-Z hohlraum surrounding the capsule. The optimal hohlraum geometry depends on the driver. The ignition target requirements for hohlraum energetics, radiation symmetry, hydrodynamic instabilities and mix, laser plasma interaction, pulse shaping, and ignition requirements are all consistent with experiments. The NIF laser design, at 1.8 MJ and 500 TW, has the margin to cover uncertainties in the baseline ignition targets. In this thesis we analyze the requirements for indirect drive ICF and review the theoretical and experimental basis for these requirements. Although significant parts of the discussion apply to both direct and indirect drive, the principal focus is on indirect drive.

Keywords: Hohlraum radiation uniformity, laser beam uniformity, direct drive, indirect drive, implosion dynamics, ignition physics, target design, laser plasma instability (LPI), inertial confinement fusion (ICF).



TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın gerçekleştirilmesinde, değerli bilgilerini benimle paylaşan, hiçbir yardımı esirgemeyen saygıdeğer danışman hocam, Sayın Doç. Dr. Recep Gökhan TÜRECİ'ye, bilimsel konularda daha fazla ilerlemeye beni teşvik eden hocam Sayın Prof. Dr. Abdullah AYDIN'a ve bu çalışmanın ortaya çıkmasına zemin hazırlayan hocam Sayın Prof. Dr. Mustafa Çetin GÜLEÇYÜZ'e teşekkür ederim.

Ayrıca diğer üniversite hocalarım, Sayın Prof. Dr. Saffet NEZİR'e, Sayın Doç. Dr. Kutalmış GÜVEN'e ve Sayın Doç. Dr. Erdem YAŞAR'a hepsine ayrıca teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

Sayfa

ÖZET	i
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	v
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
KISALTMALAR DİZİNİ	xix
1. GİRİŞ	1
1.1. Maddenin Dördüncü Hali: Plazma	1
1.2. Plazmanın Tanımı	3
1.2.1. Toplu Davranış	3
1.2.2. Yarı Nötrallik ve Debye Perdelemesi	4
1.3. Plazmanın Önemi	7
1.3.1. Fisyon Reaksiyonları	9
1.3.2. Füzyon Reaksiyonları	11
1.3.3. Füzyon ve Fisyon Reaksiyonlarının Farklı Açılardan Karşılaştırılması	15
1.4. Dünyada Füzyon Araştırmaları	21
2. KRONOLOJİ	40
3. ATEŞLEME	90
3.1. Ateşleme için Gereken Şartlar	92
3.1.1. Lazer Demet Düzenliliği	94
3.1.2. Sıkıştırılabilirlik	100
3.1.3. İçeriye Patlama Dinamiği	103
3.1.4. Kapsül Uçuş Boy Oranı	108
3.1.5. Kapsül Yakınsama Oranı	111
3.1.6. Holram Işıma Düzenliliği	112
3.2. NIF Ateşleme Hedef Tasarımı	115
3.3. NIF Ateşleme Kapsülleri	120

3.4. NIF Holramları	139
3.5. Daha İyi Performans için NIF Holram ve Kapsülleri	152
3.6. NIF-Ölçekli Plazmalarda Lazer-Plazma Etkileşimleri	158
3.7. NIF Plazmaları için Teori ve Kod Geliştirme	160
3.7.1. Doğrusal Teori	160
3.7.2. Maxwell Olmayan Elektron Dağılımlarının ve Bölgesel Olmayan Taşımanın Etkileri	170
3.7.3. Saçılma Üzerindeki Doğrusal Olmayan Etkiler	171
3.7.4. Demet Düzleştirmenin LPI Üzerindeki Etkileri	172
3.7.5. Lazer Demet Sapması	174
3.7.6. Kesişen-Demet Enerji Aktarım Teorisi	175
3.8. Nova Üzerinde LPI Deneyleri	176
3.8.1. LPI Plazma Diyagnostik	178
3.8.2. Nova'da Demet Düzleştirme Yaklaşımları	180
3.8.3. Gaz Balonu Deney Sonuçları	184
3.8.4. Toroidal Holramlar	192
3.8.5. Ölçek-1 Nova Holramları	195
3.8.6. Kesişen-Demet Enerji Aktarım Deneyleri	202
3.8.7. Doğrusal Olmayan SBS Doyma Deneyleri	204
3.9. NIF Ölçekli Plazmalarda Lazer-Plazma Etkileşimlerinin Özeti ve Gelecekteki Çalışmalar	207
3.10. Temel IFE Reaktör Bileşenleri	208
4. SONUÇ	211
KAYNAKLAR	214
EKLER	217
EK.1 Sözlük.	217

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>ÇİZELGE</u>	<u>Sayfa</u>
1.1. Farklı enerji üretim yöntemleri için yakıt tüketimi	16
1.2. Füzyon yakıtlarının tahmini stokları	16
1.3. Dünyanın bazı bölgelerindeki doğal çevre ışımasının yıllık ortalama etkili dozları	22
3.1. Nova ve Omega deneylerinden elde edilen sonuçlar, önemli kapsül parametrelerinin çoğu için NIF gereksinimlerine yaklaşır.....	94
3.2. Dolaylı besleme NIF lazer tasarımı için işlevsel gereksinimler	117
3.3. İki koni şeklindeki demetlerle simetriyi kontrol etmek için birçok parametre mevcuttur	149

ŞEKİLLER DİZİNİ

ŞEKİL

Sayfa

1.1. Bir gaz, yüksek sıcaklığa kadar ısıtıldığı zaman negatif yüklü elektronlar ile pozitif yüklü çekirdekler veya iyonların bir karışımı şekline dönüşür ...	2
1.2. Elektrostatik kuvvetlerin uzun erişimli etkisinin temsili gösterimi.....	4
1.3. Debye perdelmesi.....	5
1.4. Bir plazma içinde bir ızgara kenarındaki potansiyel dağılımı.....	5
1.5. Hidrojen ve helyumun farklı atom yapıları.....	8
1.6. Nükleon başına bağlanma enerjisi.....	8
1.7. Plazma basıncına karşılık hapsedme zamanı çizilen grafikte füzyon için gerekli şartlar.....	12
1.8. Plazmayı ısıtmak için nötr demet enjeksiyon sisteminin şeması.....	13
1.9. Füzyon reaksiyonlarındaki proton-proton zincirinin şematik olarak gösterimi.....	15
1.10. Aynı miktarda elektrik üreten bir füzyon santrali, bir fisyon santrali ve bir kömür santrali için radyotoksitenin zamanla değişimi	20
1.11. (a) Z-pinch ve (b) Θ -pinch	23
1.12. Manyetik ayna alanında bir parçacığın sürüklenmesi.....	24
1.13. (a) Bir manyetik ayna alanı, mıknatıslardaki aynı yönlü kutuplanma akımları tarafından üretilir. (b) Bir mıknatıstaki akım ters çevrildiği zaman bir manyetik doruk oluşur.	25
1.14. Manyetik aynalar arasında yakalanan bir plazma.....	26
1.15. Akımın, plazma içinde, ana transformatör sarımı tarafından nasıl indüklendiğini gösteren bir tokamakın şematik görünümü.....	26
1.16. “Tokamak” manyetik sistemine dayanan bir füzyon santralinin şematik gösterimi.....	27
1.17. ITER’in kesit modeli	28
1.18. Makinenin altında bir tür tokamak saptırıcısının örneği.....	28
1.19. Örtü modülleri ile saptırıcıyı gösteren ITER vakum tankı.....	29
1.20. 1996’da JET içerisinde çekilen geniş açılı bir fotoğraf	29

1.21. Duvarın ITER şeklinde kurulmasından sonra 2011'in ortalarında JET torus'un iç kısmı	30
1.22. Vakum tankı içinde bileşenleri korumak için kullanılan robot kolun şeması.....	30
1.23. $\mathbf{j}$ ve $\mathbf{B}$ vektörlerinin her ikisi de sabit basınç yüzeyleri üzerinde uzanır	31
1.24. Bir stellarator'un şeması	31
1.25. (a) Aynı yönde akım taşıyan iki bobini ifade eden $l=2$ 'li torsatron veya heliotron için; (b) 5 periyotlu, her biri 10 tane düzlemsel olmayan bobin içeren ileri modüllü stellarator (helias) için; bobinler ve manyetik yüzeyler	32
1.26. Bir plazma kararlılığının, farklı yöntemlerle incelenmesi	33
1.27. Bir pinch plazmanın (a) sosis kararsızlığı, (b) kıvrılma kararsızlığı	34
1.28. Ekvator iyonosferindeki RT kararsızlığının resim taslağı	35
1.29. Hafif akışkan tarafından desteklenen ağır bir akışkanın hidrodinamik RT kararsızlığı	36
1.30. Bir sondaj roketine takılan Langmuir sondasıyla ekvator iyonosferindeki plazma kabarcıklarının gözlenmesi	37
1.31. DT ve DD reaksiyonlarının çıkış gücü ile bremsstrahlung kayıplarının karşılaştırılması.....	39
2.1. (Ölçüm cihazları ile sınırlanan) helyum neon lazerinin çok yüksek spektral saflığını gösteren bir spektrum.....	42
2.2. Boeing YAL-1. Lazer sistemi, uçak burnuna tutturulan bir döner başlığa monte edilir	42
2.3. Astronomik uyarlamalı optik görüntülemeye lazer uygulaması	43
2.4. (a) Lazerle ısıtılan bir hedeften füzyon nötronları elde etmek için tasarlanan ilk deney düzeneği. (b) Lazer sinyaliyle çakıştığında tek bir nötronun üretimini gösteren kapsam izleri.....	46
2.5. (a) Katı bir DT küresini içeriye patlatmak için şekillendirilmiş lazer sinyali. (b) Gelen lazer enerjisinin çeşitli değerleri için sıkıştırmanın bir fonksiyonu olarak, tahmin edilen kazanç.....	49
2.6. Kalın bir CH_2 hedefinden hesaplanan bremsstrahlung spektrumları I_ν 'ye karşı foton enerjisi $h\nu$, akı sınırlayıcı f 'nin farklı değerleri için, deneysel verilerle karşılaştırılır	54

2.7. (a) Lazer sıkıştırma yoluyla füzyon üretmek için ilk deneylerde kullanılan, KMS iki demetli elips-ayna hedef ışıklandırma sistemi. (b) Sıcak sıkıştırılmış bir çekirdeği gösteren, tipik bir X-ışını iğne deliği kamera görüntüsü. (c) Farklı asimetri seviyeleri içeren üç teorik model (L_1 , L_2 , L_3) ile (b) şikkında gösterilen görüntünün haricindeki bir çizginin (kesik çizgili eğri) karşılaştırılması	55
2.8. Şu anki EHF ateşleme hedefleri üzerinde hedef fiziği şartnamesi, sürücü şiddeti, simetri, kararlılık ve ateşleme üzerindeki kısıtlamaları içerir	56
2.9. Klasik fizik kullanarak modellenemeyen suprathermal bileşenleri gösteren sert X-ışını spektrumu	57
2.10. (a) Sırasıyla kritik ve çeyrek kritik yüzeylerden kaynaklandığı anlaşılan, bir cam mikro-balon hedefinden gelen çizgili emisyon. (b) (a)'daki çizgilerden elde edilen bu yüzeylerin yörüngeleri.....	59
2.11. İlk dolaylı besleme lazer sürümlü içeriye patlama, Forerunner hedefi kullanılarak yapılır	60
2.12. Forerunner hedefin geliştirilmiş versiyonu	61
2.13. Yüksek kazançlı Apollo çift kabuk.....	62
2.14. (a) CO_2 lazerleri ve Nd:cam lazerleri için, lazer şiddeti I_L 'nin bir fonksiyonu olarak birçok laboratuardan elde edilen sıcak-elektron sıcaklığı T_H . (b) (a)'daki ile aynı veriler, $I_L \lambda_o^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak çizilmiştir.....	63
2.15. (a) Rezonans emilme fonksiyonu $\emptyset(\tau)$. (b) CH hedefleri için Janus lazeri üzerinde elde edilen, gelme açısı θ 'nın bir fonksiyonu olarak, p - ve s -polarizeli ışığın ölçülen emilimi. (c) θ 'nın bir fonksiyonu olarak, Cu hedefleri üzerine gelen, $4\pi p$ ve s -polarizeli ışığın yansıması	65
2.16. 1978'de LLNL'de Argus lazeri üzerinde, Cairn hedeflerinin çukur bölgeleri ve üretimi arasındaki enerji kaybı ile sıcaklık gradyanını gösteren zaman çözünürlüklü X-ışını spektroskopisi	67
2.17. Argus lazeri üzerinde bir çiftlenim deneyi için hedef düzeneği.....	68
2.18. (a) Cairn yüksek yoğunluklu hedef; (b) Forerunner dışarıya patlayan itici hedef.....	69
2.19. Ateşleme ölçekli holramlar, duvar noktalarının aşırı hareketini ortadan kaldırmak için düşük Z 'li kaplamalar veya gaz dolumu kullanır	70

2.20. (a) 15 ps, 0,266 μm 'lik bir prob ile elde edilen ve $\sim 3 \times 10^{14} W/cm^2$ 'de bir lazer demeti ile sağ taraftan ışınlanan 41 μm çapında, 0,6 μm kalınlığında, küresel cam bir mikro kabuğun tepe ışınlamasında interferogram (girişim eğrisi). (b) Sırasıyla L_u (üst), L_c (kritik) ve L_e (alt) olan e-kıvrım uzunlukları ile üç bölgede ayrı eğimlerle uyarlanan eksen üzerinde yeniden yapılandırılmış yoğunluk profili	71
2.21. İçeriye patlama sürecini devamlı olarak izlemek için yeterli uzaysal ve zamansal çözünürlüklere sahip olan bir mikro balonun iki taraflı içeriye patlamasından kaynaklanan çizgili X-ışını emisyonunun ilk raporu.....	72
2.22. (a) Sinyalli X-ışını arka plan aydınlatmasını ispatlı bir şekilde göstermek için kullanılan deneysel yapılandırma. (b) Arka plan aydınlatma demetinin çeşitli gecikmeleri için bir dizi radyografik görüntü	73
2.23. 1979 sıralarında Shiva lazeri üzerinde lazer deneyleri için inşa edilen Apollo versiyon B.....	74
2.24. 1979'da tek kabuklu ışıma sürümlü hedefler için "en iyi tahmin" kazançları, 1990'ların tahminleriyle karşılaştırılmıştır.....	74
2.25. Shiva lazeri üzerinde ışınlanan dışarıya patlayan itici cam-mikro kabuk hedeflerinden gelen X-ışını emisyonunun bölge-plakalı görüntüleri	77
2.26. Altı lazer demeti ile sürülen iki hedefin içeriye patlamasında çizgili X-ışını arka plan aydınlatmasının ispatlı gösterimi	78
2.27. Lazer emiliminin 4π ölçümlerini yapmak için kullanılan iki deney cihazı .	79
2.28. Küçük hedef holram deneyleri, kısa dalga boylu lazer ışığı ile etkin birleşmeyi gösterir	80
2.29. 1983'te iki demetli Novette lazeri içeriye patlama kampanyası için lazer hedef yapılandırması.....	82
2.30. Yüksek Z kaplanmış bir küreden elde edilen tekrar emisyon, $h\nu \gg T$ için gelen akı asimetrisine duyarlıdır	83
2.31. Farklı laboratuarlardan alınan yüksek nötron ürünü içeriye patlama deneylerinin özeti	84
2.32. Pürüzsüz ve pürüzlü top hedeflerden elde edilen spektroskopik emisyon ölçümleri	87
2.33. İki modülatörden gelen bant genişliklerinin dikey yönlerde nasıl dağıtıldığını gösteren 2D SSD şeması	90

3.1. EHF, içeriye patlamayı süren yüksek bir kabuk ablasyon basıncı üretmek için (a) doğrudan besleme veya (b) dolaylı besleme kullanır	92
3.2. Mevcut EHF ateşleme hedeflerindeki fizik tanımlamaları; sürücü şiddeti, simetri, kararlılık ve ateşleme üzerindeki kısıtlamaları içerir	95
3.3. (a) ve (b) Hedef üzerinde düzenliliği iyileştirmek için bir faz plakasının ilk kullanımını gösteren şema. (c) Bir odak düzleminde hesaplanan şiddet dağılımı	96
3.4. İndüklenen uzaysal uyumsuzluğun (ISI) orjinal kavramını gösteren şema.	98
3.5. Demet boyunca renk değişimlerinin oluşumunu gösteren spektral dağılım ile düzleştirme (SSD) şeması	99
3.6. Dört seviyeli düzleştirme ile tek frekansta üçlü OMEGA demetinin yaklaşık 1-ns sinyal genişliği üzerinden bütünleştirilmiş eşdeğer hedef düzlem görüntüleri.....	99
3.7. Ölçüleri eşit olmayan frekanslara sahip üç fazlı modülatörlerin 120°'lik bir açı arasındaki yönlerde açılal spektral dağılımı verilen üç yönlü SSD'nin ispatlı gösterimi	100
3.8. OMEGA'da uygulanan polarizasyon düzleştirme kavramı	102
3.9. Laboratuvar ateşlemesi ve yüksek kazançlı kapsüller, çok benzer ateşleme koşullarına sahiptir.....	103
3.10. DT eş-entropileri ve şok Hugoniot	104
3.11. Doğrudan besleme hedef içeriye patlamasının dört temel aşamasının şeması.....	105
3.12. (a) 1,3, (b) 0,6 ve (c) 0,3 THz bant genişlikli 2D SSD içeren hızlanma fazının sonunda, nemli köpük tasarımının simüle edilmiş yoğunluk kapalı eğrileri.....	106
3.13. (a) Optimum olmayan demet noktalamalarına sahip OMEGA'da arkadan aydınlatmalı bir polar sürücü içeriye patlaması için deneysel X-ışını çerçeve-kamerası görüntüleri. (b) Spect3D tarafından işlenen DRACO simülasyonlarından üretilen karşılık gelen görüntüler.....	106
3.14. Sabsonik ablasyon, izotermal bir roket denklemini izler	108
3.15. Nova içeriye patlama deneyleri, ürünün ve ışıma sıcaklığı ile yakıt iyon sıcaklığının beklenen ölçeklenmesini göstermektedir	110

3.16. Lazer sürümlü dolaylı besleme ateşleme hedefleri için plazma fizik konuları, ulaşılabilir holram sıcaklığını sınırlar ve hidrodinamik kararsızlıklar, belirli bir sürücü enerjisinde minimum gerekli sıcaklığı oluşturur	114
3.17. (a) Ateşlemenin en kapsamlı modellemesi, yaklaşık 1,3 MJ'lük ışıgı emen nokta tasarım hedefi (PT) adı verilen bu hedef üzerinde, yoğunlaşmıştır. (b) NIF demetlerinin holram deliklerinden girişinin şematik gösterimi.....	118
3.18. NIF hedef bölgesi demet geometrisi	120
3.19. CH, berilyum ve poliimid; muhtemel ısı kalkanı materyalleri olarak değerlendirilir	121
3.20. NIF ateşleme hedeflerinin sinyal şekline duyarlılığı	123
3.21. Ateşleme, sürücünün çeşitliliği nedeniyle, ürün ve nötron-genişliği yanma sıcaklığında hızlı bir artış olarak tanımlanabilir.....	126
3.22. Yüksek I-mod sayılarında, kabarcıklar içerisinde bulunan DT, ateşlemeye katkıda bulunmaz; yalnızca sıcak noktanın temiz iç bölümü ateşlenir	128
3.23. Tepe sıkıştırmada %10, %20, %30, ve %40'lık sıcak nokta yarıçaplı bir kesir olarak, pertürbasyon genlikleri için pertürbasyon mod sayısına karşı gerekli sürücü enerjisindeki artış	129
3.24. Sadece-kapsül 3D simülasyonları, çok modlu yüzey pertürbasyonlarının etkisini inceler	131
3.25. Bir HYDRA simülasyonu, bir NIF kapsülündeki yüzey pürüzlülüğünden dolayı büyüyen en tehlikeli modların tüm aralığını çözmüştür.....	133
3.26. HYDRA ile yapılan 3D simülasyonları, 300 eV sürücüde, BeCu NIF kapsülünün en pürüzlü buz-gaz ve ısı kalkanı yüzeylerini, tolere edebildiğini gösterir	134
3.27. PT nokta tasarımı ölçekleri, 1D'de yaklaşık 0,7 MJ'ün üzerinde ateşleme yapar.....	136
3.28. NIF için tasarlanan kapsüller, 250 eV ila 350 eV arasında değişen sıcaklık aralığına sahiptir	137
3.29. Güncel tasarımlar için, RT kararsızlığına tolerans, tepe sürücü sıcaklığının ve kapsül ısı kalkanı malzemesinin güçlü bir fonksiyonudur ..	138

3.30. Kapsül gaz dolumu, doğrudan doğruya yakınsama oranının kontrolünü sağlar	139
3.31. Merkezi gaz yoğunluğu, hedef imalat ile koordine edilerek optimize edilmelidir.	141
3.32. Dolaylı besleme hedefleri için, Nova ve NIF deneyleri hem lazer hem de ağır iyon hedefleri için önemlidir	142
3.33. NIF ateşleme hedeflerinin 2D LASNEX hesaplamaları, lazer yayılma ve çarpışma emiliminin, holramın ve kapsülün, doğru bir şekilde modellenmesi için yapılır	143
3.34. Holram tasarımları, 250 eV ila 350 eV arasında değişen sürücü sıcaklıkları için geliştirilmiştir.....	145
3.35. Tamamlanan hesaplamalar, noktalamaya karşı kabul edilebilir duyarlılığı onaylamak için kullanılmaktadır	150
3.36. PT sinyalinin 1,8 MJ ölçeği için NIF’te, hesaplanan toplam rms güç dengesizliğine karşı zaman, Çizelge 3.2’de belirtilen güç dengesi işlevsel gereksinimlerini karşılamaktadır	151
3.37. (a) Dörtlü dörtlüye güç dengesizliği miktarının bir fonksiyonu olarak, rms kapsül-akı asimetrisi. (b) Güç dengesizliğinden dolayı, kapsül akısının toplam değişimine her Legendre modunun kısmi katkısı	152
3.38. (a) Dörtlü dörtlüye noktalama hatalarının bir fonksiyonu olarak, rms kapsül-akı asimetrisi. (b) Demet noktalama hatalarından dolayı, kapsül akısının toplam değişimine her Legendre modunun kısmi katkısı	153
3.39. NIF “nokta tasarımı”, yakıt kapsülüne, <i>1,8 MJ lazer çıkışına göre %8,3’lük veya hesaplanan 1,3 MJ emilen enerjiye göre %11’lik</i> , hesaplanan bir çiftlenim verimi sağlar	154
3.40. Uzun sinyallerde, NIF, daha fazla lazer enerjisi sağlayabilir.....	155
3.41. İyileştirilmiş holram çiftlenim verimini kullanarak, 250 eV berilyum tasarımını, NIF’te ~100 MJ ürünle sürmek mümkün olabilir.....	158
3.42. Kokteyllerin kullanımı, LEH azalması ve daha küçük holram-kapsül alan oranı, ısıma gereksinimlerinin azalmasına neden olur.....	159
3.43. Hedef fiziğindeki ve 11/7 yükselteçlerdeki iyileştirmeler, NIF’teki ateşleme eşiğinin çok üzerine çıkmıştır	160

3.44. Kapsüllü ve bir iç ve bir dış demet halkalı bir NIF holram şeması gösterilmektedir. Ayrıca, dış (a) ve iç (b) demetlerin yolu boyunca elektron yoğunluğu ve sıcaklığı gösterilmiştir	166
3.45. Kapsüllü ve bir iç (mavi) ve bir dış (yeşil) demet halkalı bir NIF holram şeması gösterilmiştir. Ayrıca, dış ve iç demetlerin yolu boyunca elektron yoğunluğu ve lazer şiddeti gösterilmektedir	167
3.46. Sönüm hızının en az sönümlü iyon ses dalgasının frekansına oranı, iyon sıcaklığının elektron sıcaklığına oranının bir fonksiyonu olarak ve bir helyum-hidrojen karışımında proton yüzdesinin bir fonksiyonu olarak gösterilir	170
3.47. “En iyi odak” yakınında, rastgele faz plakası demetinin alanı (field); boyutları, mercek f sayı ve lazer dalgaboyuna bağlı olan uzun, dar beneklerden oluşur	172
3.48. Aynı nokta-ortalama şiddete sahip iki lazer demet noktası gösterilir	176
3.49. Nova gaz balonları ve ölçek-1 holramları, sırasıyla, iç demetlerin ve dış demetlerin en kararsız bölgelerindeki NIF plazma koşullarına benzer plazma koşullarını ve doğrusal LPI kazançlarını geliştirir	180
3.50. Çeşitli açılar ve frekanslardaki saçılan ışığı incelemek için Nova üzerinde çeşitli diyagnostikler uygulanmıştır	181
3.51. Bir NIF dörtlüsünün simüle edilmesi ve planlı NIF demet düzleştirme uygulamasının test edilmesi için, bir Nova demeti $f/8$ 'e dönüştürülmüştür	182
3.52. Nova'daki SSD, yükseltme ve 3ω 'ya dönüşümden önce sinyali (FM SSD) düzenleyen ve dağıtan frekans ile uygulanır	184
3.53. Bir KPP, NIF için planlanana benzer bir şiddet dağılımına sahip Nova ve Omega ve NIF'te yapılan deneyler için bir odak noktası üretmek amacıyla kullanılır	185
3.54. Polarizasyon düzleştirme (PS), çift kırılmalı bir kama kullanılarak ortaya çıkarılmıştır	186
3.55. Gaz balonu plazmaları, NIF iç demet plazma koşullarına yaklaşmak için geliştirilmiştir	187
3.56. X-ışını spektroskopisi, Nova'da NIF düşük Z 'li iç demet koşullarına yaklaşmak üzere tasarlanan açık ve kapalı geometriler için $T_e \approx 3 \text{ keV}$ gösterir	188

3.57. RPP'ler ve 3 GHz SSD ile donatılmış etkileşim demeti ile gaz balonu plazmaları kullanan deneyler, saçılmayı azaltmada SSD'nin yararı olduğunu göstermiştir	189
3.58. Demet düzleştirmesi için bir KPP ve 17 GHz SSD kullanan gaz balonu deneyleri, C_5H_{12} ve C_3H_8 karışımlarıyla doldurulmuş gaz balonlarından elde edilen (a) SBS ve (b) SRS'nin, bir RPP ve 3 GHz SSD kullanan deneylerle uyumlu olduğunu göstermektedir	191
3.59. Veriler, (a) [D. S. Montgomery ve arkadaşları, Phys. Plasmas 5, 1973 (1998)] ve F3D simülasyonlarını (b) elektron yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak SRS ve SBS yansıtıcılığının bir antikorelasyonunu göstermektedir	192
3.60. HeH ($v_i = 0,3$), HeNe ($v_i = 0,1$) ve HeHNe ($v_i = 0,4$) gaz balonu plazmalarındaki SRS ve SBS zaman geçmişleri, hidrokarbon dolular içeren gaz balonlarındakilere benzerdir	193
3.61. Paralel F3D kodunu kullanarak HeH deneylerinden elde edilen ileri saçılma hesaplamaları	194
3.62. (a) Gaz dolu holram ve demet izleri gösterilmiştir. (b) Zaman 0,12 ns'de iken alınan holram X-ışını görüntüsü (0,08 ns çerçeve süresi) gösterilmiştir. (c), (d) Neopentan (c) ve propan (d) gaz doluları için, LASNEX ile hesaplanan bir demet yolu boyunca holram içindeki profiller çizilmiştir	196
3.63. (a) Ölçek-1 Nova gaz dolu holramı ve Thomson saçılma yapılandırmasını ısıtmak için kullanılan 2,4 ns $f/4$ 351 nm lazer demetleri, şematik olarak gösterilir. (b) X-ışını emisyonunda eksenel bir görüntü. Holram eksenı boyunca Thomson saçılmasıyla ölçülen (c) elektron sıcaklığı ve (d) akış hızı bileşeni, alttaki iki resimde gösterilmektedir	198
3.64. (a) ve (d)'de SSD olmadan, (b) ve (e)'de SSD ile birlikte, ölçek-1 Nova holramından elde edilen, zamana karşı SBS ve SRS spektrumu ve (c) ve (f)'de hesaplanan SBS ve SRS kazancı	201
3.65. Çeşitli düzleştirme koşulları için $1,8 \text{ ns} < t < 2 \text{ ns}$ 'de gaz dolu holramlardan elde edilen SRS spektrumları	202
3.66. NIF dış demet plazmasını simüle eden Nova ölçek-1 holramları için, SSD demet düzleştirmesi, geri saçılımı önemli ölçüde azaltır	202

3.67. Bir KPP'li 17 GHz SSD kullanan NIF benzeri düzleştirmeye sahip Nova ölçek-1 holramlardan elde edilen SBS ve SRS	204
3.68. (a) $\Delta\lambda = 0,45 \text{ nm}$ ve $I_{\text{prob}} / I_{\text{pompa}} = 0,06$ durumunda plazma boyunca iletilen prob demeti gücünün ölçümü. (b) Bir dizi deney, iki demetin dalgaboyu ayrımının bir fonksiyonu olarak prob demetinin yükseltilmesini ölçmüştür	205
3.69. (a) SBS tarafından sürülen iyon dalgaları üzerindeki uyumlu saçılmayı, esinti dalgası üzerindeki saçılmayı ve gecikmiş zamanlarda termal uyumlu olmayan saçılmayı gösteren, zaman çözünürlüklü Thomson saçılma spektrumu. (b) $t = 0,8 \text{ ns}$ ve $t = 1,4 \text{ ns}$ 'de hatlar	206
3.70. (a) Değişik etkileşim demet şiddetleri için, kırmızıya kaymış termal tepe şiddetine normalize edilen, maviye kaymış iyon ses dalgasının saçılma genliği. (b) RPP'siz veriler için SBS yansıtıcılığının, %30 seviyesinde doymuş olduğu gözlemlenmektedir.....	207
3.71. Doğrudan beslemeli bir lazer IFE reaktör çekirdeğinin ana bileşenleri	211

KISALTMALAR DİZİNİ

1D	bir boyutlu, bir yönlü.
2D	iki boyutlu, iki yönlü.
3D	üç boyutlu, üç yönlü.
CCD	Charge-Coupled Device (Yük-bağlı cihaz)
D	Döteryum
DD	Döteryum Döteryum
DOE	Department of Energy (Enerji Bakanlığı)
DT	Döteryum Trityum
EHF	Eylemsiz Hapsetme Füzyonu (Inertial Confinement Fusion)
FABS	The Full Aperture Backscatter Station (Tam diyafram geri saçılma istasyonu)
FM	frequency modulated (modülasyonlu frekans)
FPAC	Fusion Policy Advisory Committee (Füzyon Planlama Danışma Komitesi)
HEP	Hydrodynamically Equivalent Physics (Hidrodinamik olarak Eşdeğer Fizik)
HLP	Hohlraum and Laser-Plasma Physics (Holram ve Lazer Plazma Fiziği)
ICF	Inertial Confinement Fusion (Eylemsiz Hapsetme Füzyonu)
IFAR	in-flight aspect ratio (uçuş boy oranı)
IR	infrared (kızıl ötesi)
ISI	Induced Spatial Incoherence (İndüklenen Uzaysal Uyumsuzluk)
ITER	International Termonuclear Experimental Reactor (Uluslararası Termonükleer Deney Reaktörü)
JET	Joint European Torus (Ortak Avrupa Torusu)
KPP	Kinoform Phase Plate (Kinoform faz plakası)
KDP	potassium dihydrogen phosphate (potasyum dihidrojen fosfat)
LANL	Los Alamos National Laboratory (Los Alamos Ulusal Laboratuvarı)
LDI	Langmuir Decay Instability (Langmuir bozunma kararsızlığı)
LEH	Laser Entrance Hole (Lazer giriş deliği)
LIP	Laser Interactions with Plasma (Plazma lazer etkileşimleri)
LLE	Laboratory for Laser Energetics (Lazer enerji bilimi laboratuvarı)

LLNL	Lawrence Livermore National Laboratory (Lawrence Livermore Ulusal Laboratuvarı)
LMF	Laboratory Microfusion Facility (Laboratuvar Mikrofüzyon Tesisi)
LPI	Laser Plasma Instability (Lazer plazma kararsızlığı)
MHD	magnetohydrodynamics (manyetohidrodinamik)
NAS	National Academy of Science (Ulusal Bilim Akademisi)
non-LTE	non-Local-Thermodynamic-Equilibrium (Yerel termodinamik denge yokluğu)
NRL	Naval Research Laboratory (Donanma Araştırma Laboratuvarı)
NTC	Nova Technical Contract (Nova Teknik Sözleşmesi)
PDI	Parametric Decay Instability (Parametrik bozunma kararsızlığı)
PIC	particle-in-cell (hücre içinde parçacık)
PS	Polarization Smoothing (polarizasyon düzleştirme)
PT	Point design Target (Nokta tasarım hedefi)
PVA	polivinil alkol
RF	radio frequency (radyo frekansı)
RMS	root-mean-square (kare ortalamalarının karekökü)
RPP	Random Phase Plate (rastgele faz plakası)
RT	Rayleigh-Taylor
SBS	Stimulated Brillouin Scattering (Uyarılmış Brillouin saçılması)
SFBS	Stimulated Forward Brillouin Scattering (Uyarılmış ileri Brillouin saçılması) (İleri SBS)
SNL	Sandia National Laboratories (Sandia Ulusal Laboratuvarları)
SRS	Stimulated Raman Scattering (Uyarılmış Raman saçılması)
SSD	Smoothing by Spectral Dispersion (Spektral dağılım ile düzleştirme)
T	Trityum
TBD	Transmitted Beam Diagnostic (İletilen Demet Diyagnostiği)
TFTR	Tokamak Fusion Test Reactor (Tokamak Füzyon Test Reaktörü)
TS	Thomson Scattering (Thomson saçılımı, Thomson saçılması)

1. GİRİŞ

1.1. Maddenin Dördüncü Hali: Plazma

Evrendeki maddenin %99'u plazma halindedir. Atomların nötr yapısından farklı olarak madde, serbest olan pozitif yüklü iyonlar ve negatif yüklü elektronlar şeklinde birbirinden ayrılmıştır. Elektronlar, atom çekirdeğine bağlanma enerjisinden daha büyük kinetik enerjiye sahiptir ve bu nedenle çekirdeğin bağlanma enerjisini aşabilme yetisine sahiptir. Yıldızlar arası hidrojenin çoğu, gaz nebularları, yıldızların iç bölgeleri ve atmosferleri plazma yapısındadır. Yaşadığımız dünya ölçeğinde ise dünya atmosferinden ayrılır ayrılmaz, Van Allen ışıma kuşağı ve güneş rüzgârları plazma yapısındadır. Günlük hayattaki bazı plazma örnekleri şöyle sıralanabilir: Şimşek çakması, bir floresan tüp veya neon lambası içindeki gaz (lamba yanarken), bir roket egzozundaki küçük ölçekte iyonlaşmış gaz, Aurora Borealis'in yumuşak pırıltısı.

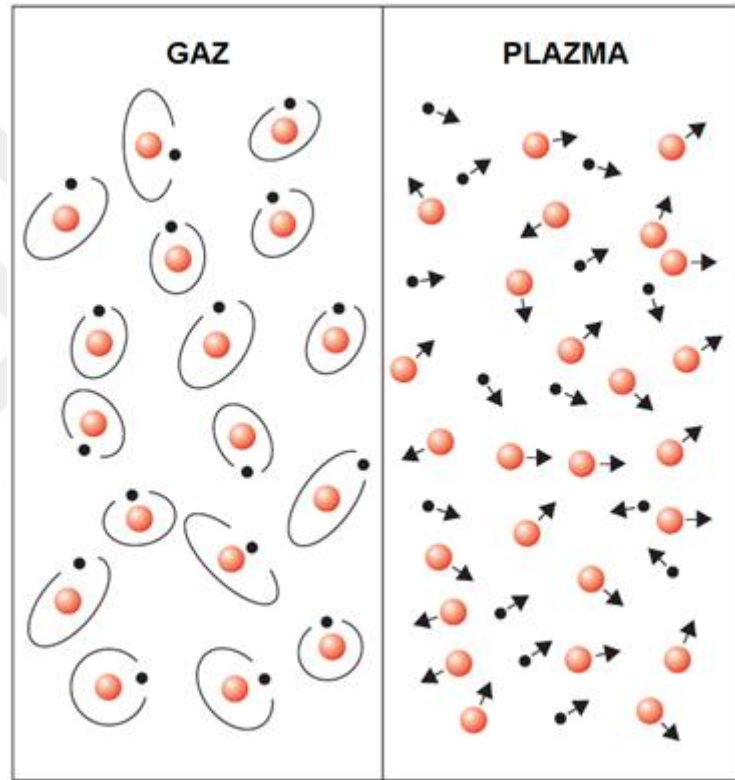
“İyonlaşmış herhangi bir gaz ile plazma nasıl ayırt edilebilir?” sorusuna yanıt aranırsa, cevap termal dengedeki bir gaz içinde beklenen iyonizasyon miktarını gösteren daha çok kimyada kullanılan Meghnad N. Saha tarafından yazılan Saha denklemi ile verilebilir. Saha denklemi

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2,4 \times 10^{21} \frac{T^{3/2}}{n_i} e^{-U_i/kT} \quad (1.1)$$

ile verilir. Burada n_i , iyonize olmuş atomların yoğunluğudur (1 m^3 içindeki gaz taneciklerinin sayısıdır); n_n , nötr atomların yoğunluğudur; T , Kelvin (K) biriminde gaz sıcaklığıdır; k , Boltzmann sabitidir; U_i , gazın iyonlaşma enerjisidir.

Saha denklemini kullanarak oda koşullarındaki normal hava için iyonizasyona bakılabilir. $n_n \approx 3 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$, $T \approx 300 \text{ K}$ ve azot için $U_i = 14,5 \text{ eV}$ alınabilir. Denklem 1.1'de gösterilen iyonizasyon kesri $n_i/(n_n + n_i) \approx n_i/n_n \approx 10^{-122}$ ciddi derecede küçüktür. Sıcaklık artırıldığı zaman U_i , kT 'nin birkaç katına kadar

yükseldikten sonra n_i/n_n oranı ani şekilde yükselir ve gaz, plazma olarak kabul edebileceğimiz kadar iyonize olur. Ayrıca sıcaklıktaki artış, iyonize atom yoğunluğunu (n_i) nötr atom yoğunluğundan (n_n) daha fazla yapar ve sonunda tamamen iyonize olmuş bir plazma elde edilir. Bu sebepten dolayı, plazmaların varlığı, milyonlarca derece sıcaklıklara sahip olan yıldızlarda mümkün iken dünya üzerinde günlük hayatta karşılaşılmaz. Plazmaların “maddenin dördüncü hali” olarak adlandırılmasının sebebi, yüksek sıcaklıklarda normal olarak bulunmalarıdır.



Şekil 1.1. Bir gaz, yüksek sıcaklığa kadar ısıtıldığı zaman negatif yüklü elektronlar ile pozitif yüklü çekirdekler veya iyonların bir karışımı şekline dönüşür (McCracken ve Stott, 2013).

Saha denkleminin fiziksel anlamı ile ilgili olarak şunlar söylenebilir. Herhangi bir gaz içindeki atomlar, termal enerjilerinden dolayı sürekli hareket halindedirler ve bu nedenle de birbirleriyle çarpışırlar. Yeterli miktarda yüksek enerjili bir çarpışma meydana gelirse, atom, bir elektronunu kaybeder ve iyonize olur. Bu tip yüksek

enerjili çarpışmalar, soğuk bir gazda nadiren meydana gelir. Denklem 1.1'deki üstel çarpan, hızlı atomların sayısının U_i/kT ile üstel olarak azaldığını ifade eder. İyonize olan atom, başka bir elektronla karşılaşana kadar iyonize olarak kalır. Daha sonra tekrar elektronla birleşir ve nötr atom olur. Tekrar birleşme oranı, elektron yoğunluğuna bağlıdır. Bu elektron yoğunluğu (n_e), iyon yoğunluğuna (n_i) eşit alınabilir. Tekrar birleşme oranının elektron yoğunluğuna (n_e) bağlı olmasından dolayı dengedeki iyon yoğunluğu (n_i), elektron yoğunluğu (n_e) ile azalma gösterir. Denklem 1.1'in sağ tarafındaki n_i^{-1} , aslında n_e^{-1} 'dir. $n_i = n_e$ kabul ettiğimiz için n_e^{-1} yerine n_i^{-1} yazılabilir. Yıldızlararası ortamdaki elektron yoğunluğu ile iyon yoğunluğu cm^3 'te bir tane olduğundan yeniden birleşme oranı düşüktür (Chen, 2006).

En başta verilen örnekler yüksek yoğunluklu ve düşük yoğunluklu plazma olarak sınıflandırılabilir. Yüksek yoğunluklu plazmadan kastımız, hafif atomların, herhangi bir engelle karşılaşmadan birleşerek daha ağır atomlara dönüşebildiği yani füzyon tepkimelerinin kendiliğinden gerçekleştiği ortamlardır.

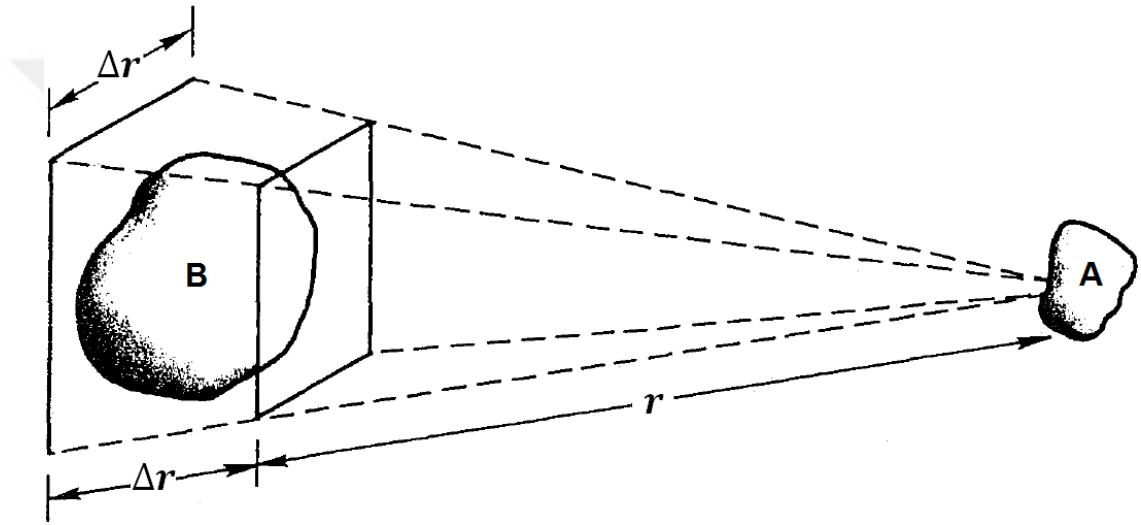
1.2. Plazmanın Tanımı

Yukarıda Saha denklemi yardımıyla irdelendiği üzere iyonize olmuş herhangi bir gaz, plazma olarak adlandırılmaz. Daha teknik bir plazma tanımı yapabilmek için iki kavram önemlidir: toplu davranışlar ve yarı nötrallik.

1.2.1. Toplu Davranış

Plazmanın içinde hareket eden yüklü parçacıklar, yerel pozitif ve negatif yük yoğunluklarına sebep olurlar. Bu yerel toplanmalar, plazma içerisinde elektrik alanlar üretir. Ayrıca, yüklerin kinetik enerjileri nedeniyle hareketlilikleri de manyetik alan üretir. Bu elektrik alan ve manyetik alanlar uzun erişimli olduklarından uzak bölgelerdeki diğer yüklü parçacıkların hareketini etkiler.

Şekil 1.2.'de gösterildiği gibi plazmanın içerisinde birbirinden r mesafesi kadar uzakta olan yüklü A ve B bölgelerinin birbirlerine yaptıkları etkiyi göz önüne alalım. Burada Coulomb kuvveti nedeniyle, A ile B'nin aralarındaki r mesafesi çok artsa bile birbirlerini etkilemeye devam ederler. Çünkü Coulomb kuvveti $1/r^2$ ile azalırken B'deki plazmanın hacmi r^3 ile artar. Bundan dolayı plazmayı oluşturan parçacıklar, çok uzak mesafelerde bile birbirleri üzerine bir kuvvet uygular. Hem yerel şartlara hem de çok uzak bölgelerdeki plazma ortamına bağlı olan hareketler, “toplulu davranış” olarak ifade edilebilir.

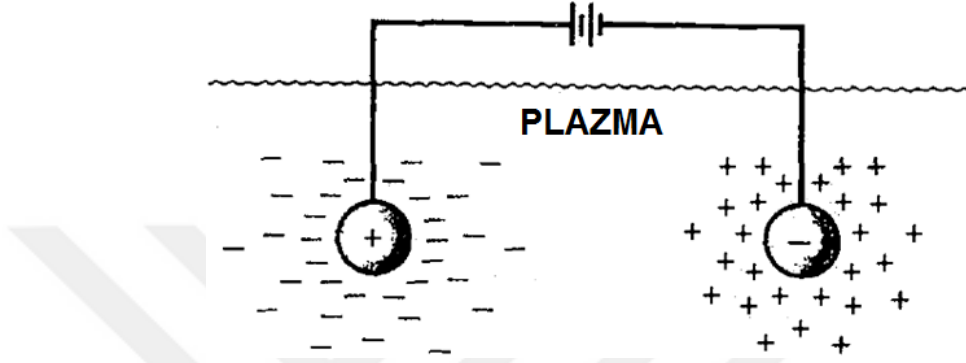


Şekil 1.2. Elektrostatik kuvvetlerin uzun erişimli etkisinin temsili gösterimi. (Chen, 2006)

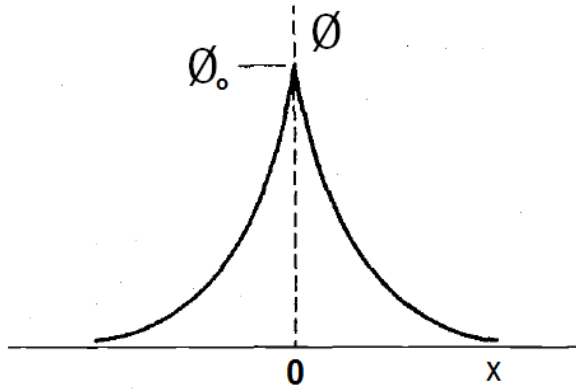
1.2.2. Yarı Nötrallik ve Debye Perdelemesi

Elektrik alanlarını hızlı biçimde azaltma özelliği, plazmanın en önemli özelliklerinden biridir. Bu etkiye sebep olan şey, zıt elektrik yüklerinin birbirlerini çekmesi özelliğidir. Bu özellik, kendini, Debye perdelemesi olarak adlandırılan bir durum ile gösterir. Bu durumu incelemeden önce şöyle bir özelliği dikkate almak, plazmadaki parçacıkların davranışlarını anlamamız açısından faydalı olabilir: “Plazmadaki her bir yük, Debye perdelemesi olarak bilinen zıt yüklü parçacıklar bulutu tarafından perdelenir.” (Dinklage ve ark., 2005)

Perdeleme etkisi şöyle incelenebilir. Şekil 1.3'te gösterildiği gibi, bir batarya ile birbirine bağlanmış yüklü iki topun bir plazma içine sokulmasıyla plazmanın içinde bir elektrik alan oluşturmaya çalışılırsa, toplar, zıt yüklü parçacıkları kendilerine çekerler ve neredeyse anında bir iyon bulutu, negatif topu çevreler ve bir elektron bulutu, pozitif topu çevreler.



Şekil 1.3. Debye perdelemesi. (Chen, 2006)



Şekil 1.4. Bir plazma içinde bir ızgara kenarındaki potansiyel dağılımı. (Chen, 2006)

Eğer plazma sonlu bir sıcaklığa sahipse elektrik alanın zayıf olduğu bulutun kıyı bölgesinde bulunan parçacıklar, elektrostatik potansiyel çukurundan kaçmak için yeterince termal enerjiye sahip olurlar. Bu durumda bulutun kıyısı; potansiyel enerjinin, parçacıkların kT termal enerjisine yaklaşık olarak eşit olduğu yarıçapta

oluşur ve bu perdeleme, tam değildir. kT/e mertebesindeki potansiyeller, plazmanın içine sızabilir ve bulunduğu bölgede var olan sonlu elektrik alanlarına sebep olabilir.

Böyle bir yük bulutunun kalınlığı Poisson denklemi yardımıyla belirlenebilir. Bir boyutta Poisson denklemi

$$\epsilon_0 \nabla^2 \phi = \epsilon_0 \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -e(n_i - n_e) \quad (Z = 1)$$

ile verilir. Buna göre yukarıda ifade edilen perdeleme kalınlığı, yaklaşık olarak

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

ile verilebilir. Burada, λ_D , “Debye uzunluğu” olarak adlandırılır ve yük bulutunun kalınlığıdır. n , elektron yoğunluğu; k , Boltzmann sabiti; T_e , elektron sıcaklığı ve e , elektron yüküdür (Chen, 2006).

Tam anlamıyla nötral bir karışıma sahip olmayan plazma içindeki elektronlar ve pozitif iyonlar, Debye uzunluğu kadar küçük ölçülerde nötrallikten ayrılırlar bile, başka elektronlar ve iyonlar perdelemeyi tamamlar. Bundan dolayı, “yarı nötral” ifadesi için şöyle bir tanım yapılabilir: Debye uzunluğundan çok daha büyük uzunluk ölçülerinde plazma, yarı nötraldir. Yani, bu durumda plazma, $n_i \approx n_e \approx n$ alınabilecek kadar nötraldir, fakat elektromanyetik kuvvetleri tümüyle sıfırlayacak kadar nötral değildir.

Şimdi başlangıçta sorulan soruya geri dönülebilir ve plazmanın tanımı için daha teknik bir cevap verilebilir. İyonize olmuş herhangi bir gazın, bir plazma olması için gerekli olan şartlardan birisi şudur: Bu gazın içerisinde, dışarıdan bir elektrik potansiyel oluşturulursa, o zaman λ_D , sistemin L boyutlarından çok daha küçük olacak kadar, bu gaz, yeterince yoğun olmalıdır.

Bu özelliklerin ışığında, iyonize olmuş bir gazın plazma olabilmesi için üç şartı sağlaması gerekir.

1. $\lambda_D \ll L$, burada λ_D , perdeleme uzunluğudur ve L , gazın boyutlarıdır.
2. $N_D \gg 1$, burada N_D , “Debye küresi” içindeki parçacıkların sayısıdır ve $N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3$ şeklinde hesaplanır.
3. $\omega \tau > 1$, burada ω , plazma salınımlarının frekansı ve τ , nötr atomların birbirleri ile çarpışmaları sırasında geçen ortalama zamandır (Chen, 2006).

Burada plazmanın bazı özellikleri anlatılmıştır. Biraz da plazmanın öneminden bahsetmek, konunun daha iyi anlaşılması açısından önemlidir.

1.3. Plazmanın Önemi

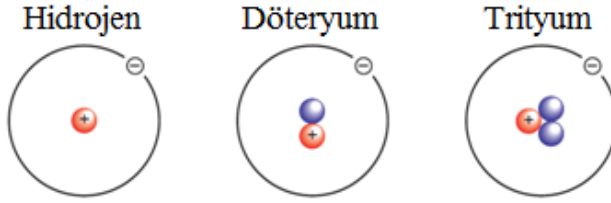
1920 yılında Sir Arthur Eddington, Aston tarafından izotop kütlelerin ölçümleri ile kütle ve enerjinin özdeşliğini gösteren Einstein’ın sonuçlarını bir araya getirerek “Güneş ve yıldızların sürekli olarak hesapsızca tükettikleri” ısı kaynağının, hafif çekirdeklerin füzyonundan (birleşmesinden) kaynaklandığını söylemiştir. Ayrıca Eddington “Güneş’te hiç de zor olmayan, Cavendish Laboratuvarında da mümkün olabilir.” tarihî görüşünü belirtmiştir. Böylece dünyanın enerji ihtiyacını sağlamak için füzyon enerjisinde açığa çıkan enerjiyi ekonomik ve güvenli biçimde kontrol edebilme araştırmaları başlamıştır.

Füzyon reaksiyonlarının yeryüzünde meydana gelebilmesi için en önemli elementler olan döteryum 1932’de ve trityum 1934’te keşfedilmiştir.

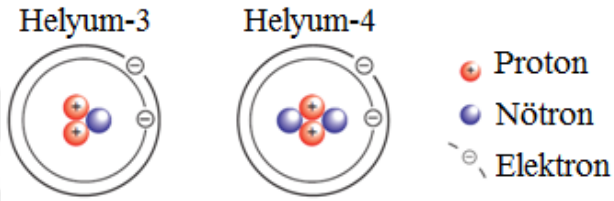
Kontrollü termonükleer reaksiyonların laboratuvarda mümkün olması konusu 1940’ların başlarında ciddi bir şekilde tartışılmaya başlamıştır. 1950’lerin başlarında Amerika ve Rusya’nın termonükleer bomba denemeleri, aslında füzyon reaksiyonlarının yeryüzünde de mümkün olduğunu ispatlamıştır (Bickerton ve ark., 1999).

Burada füzyon ve fisyondaki enerjinin kaynağı olan nükleon başına bağlanma enerjisinden bahsetmek faydalı olacaktır.

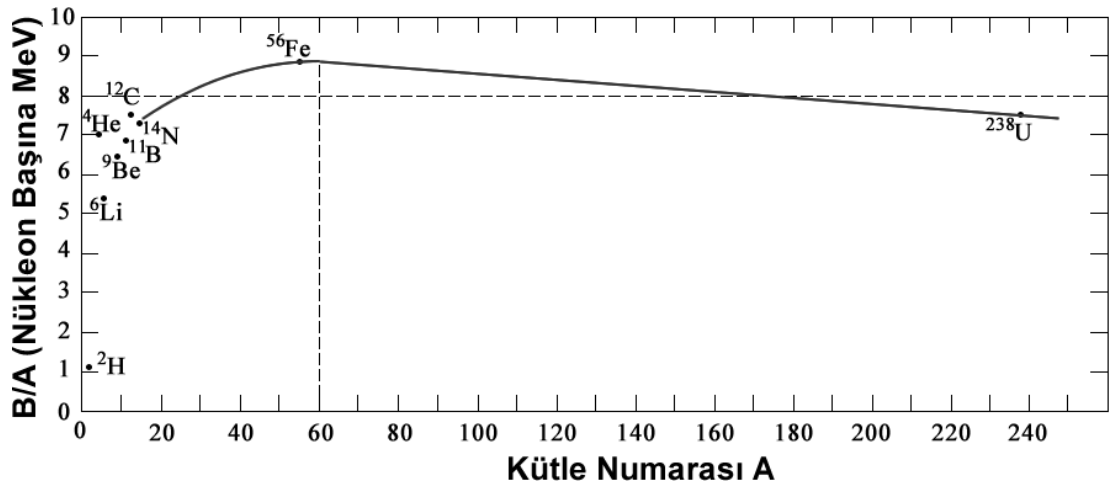
Hidrojenin İzotopları



Helyumun İzotopları



Şekil 1.5. Hidrojen ve helyumun farklı atom yapıları. Aynı proton ve farklı nötron sayılı atomlar, aynı elementin izotopları olarak bilinir (McCracken ve Stott, 2013).



Şekil 1.6. Nükleon başına bağlanma enerjisi.

Şekil 1.6'ya göre çekirdeklerin çoğunun nükleon başına ortalama bağlanma enerjisinin 8 MeV civarında olduğu görülür. Ayrıca bu bağlanma enerjisi, $A = 60$ 'a yaklaştıkça en büyük değerine ulaşır. Bu durumda nükleonların çok sıkı bir şekilde birbirlerine bağlı olması, iki şekilde enerji kazanılabileceğini gösterir.

1. $A = 60$ 'ın üzerindeki ağır çekirdekleri bölerek, daha hafif çekirdekler yapmak. Buna aynı zamanda fisyon reaksiyonu denir.
2. $A = 60$ 'ın altındaki hafif çekirdekleri birleştirerek, daha ağır çekirdekler yapmak. Buna aynı zamanda füzyon reaksiyonu denir.

Bu durumlardan her ikisinde de bağlanma enerjisi eğrisinde yukarıya doğru çıkılır ve bu şekilde nükleer enerji ortaya çıkar (Krane, 1988).

Füzyon tepkimelerine geçmeden önce fisyon tepkimeleri hakkında bazı bilgiler verilebilir.

1.3.1. Fisyon Reaksiyonları

Ağır bir atom çekirdeğinin iki parçaya bölünmesiyle büyüklükleri yaklaşık olarak eşit olan iki atom çekirdeği oluşur. Bu bölünme ile atom çekirdeği bağlanma enerjisi kazanırken kütle farkı da Einstein'ın $E = \Delta m c^2$ bağıntısına uyacak biçimde enerji açığa çıkar. Doğada kendiliğinden de olabilen bu tepkimeye kendiliğinden fisyon denir.

Fisyon reaksiyonları, nükleer reaktörlerde kontrollü bir şekilde kullanılarak elektrik üretilmektedir. Fisyon reaktörleri kullanım amaçlarına göre birkaç grupta incelenebilir.

Ticari Reaktörler: Fisyon sonucu meydana gelen ürünlerin kinetik enerjilerini ısıya çevirir. Bu şekilde suyu kaynatarak buhar üretir. Sonuç olarak türbinin dönmesiyle elektrik üretir. 100 MW'tan 1000 MW'a kadar elektrik üretebilir (Krane, 1988).

Araştırma Reaktörleri: Nükleer fizikte ve katıhal fiziğinde yapılan araştırmalarda kullanılmak üzere nötron üretmek amacıyla tasarlanmışlardır. 1-10 MW civarında kullanılırlar (Krane, 1988).

Dönüştürücü Reaktörler: Bazı maddeler, yavaş nötronlarla fisyon yapamaz. Bu maddeleri fisyon yapabilen maddelere dönüştürerek büyük bir kazanç elde etmek için inşa edilmişlerdir. Dönüşümlerden en önemlileri, U-238'den Pu-239'a ve Th-232'den U-233'e olan dönüşümlerdir (Krane, 1988).

Hızlı Reaktörler: Ticari reaktörlere göre çok daha az yer işgal ederler. Bu sebeple denizaltı ve uçak gemilerinde itici güç olarak kullanılırlar. Yakıt ihtiyacı bakımından kıyaslama yapıldığında aynı gücü elde etmek için ticari reaktörler 1 birim yakıt harcıyorsa, hızlı reaktörler 10-100 birim yakıt harcarlar (Krane, 1988).

Reaktör türlerinden kısaca söz ettikten sonra, bu reaktörlerin kullandığı yakıtın bazı özelliklerinden ve bazı reaktör isimlerinden bahsedilebilir.

Nükleer fisyon yakıtının temel hammaddesi uranyumdur. Maden olarak çıkarılan uranyumun yaklaşık olarak binde yedisi (%0,71) fisyon yapabilir U-235 izotopundan oluşur. U-235 (%0,71) ve U-238 (%99,28) izotopları ayrışma işlemine tabi tutulur ve U-235 izotopunun oranının daha yüksek olduğu bir izotop bileşimi elde edilir. Bu işleme uranyum zenginleştirme denir.

İGR (AGR): İleri Gaz soğutmalı, grafit yavaşlatıcılı fisyon Reaktörü.

YSGR (HTGR): Yüksek Sıcaklıklı Gaz soğutmalı, grafit yavaşlatıcılı, prizmatik yakıt elemanlı fisyon Reaktörü.

HSR (LWR): Hafif Su soğutmalı ve hafif yavaşlatıcılı fisyon Reaktörü.

MAGNOX: Magnezyum alaşımdan türetilen, zarf malzemesi olarak bir Mg alaşım kullanan gaz soğutmalı grafit yavaşlatıcılı fisyon reaktörü.

Doğal uranyumla çalışan tek reaktör tipi, ağır sulu ve gaz-grafit reaktörleridir (örneğin MAGNOX tipi olanlar). Diğer tüm reaktör türleri ve özellikle hafif sulu reaktörler, U-235'ce zenginleştirilmiş uranyum yakıtı kullanırlar. AGR ve LWR'ler, %2-3 aralığında zenginleştirilmiş U-235 yakıtı (az zenginleştirilmiş uranyum) kullanırlar. Gelişmiş reaktör türlerinde, örneğin HTGR'lerde, %8-20 aralığında zenginleştirilmiş U-235 (orta zenginleştirilmiş uranyum) kullanılır. Yüksek dönüşüm oranlı ileri dönüştürücüler, uranyum-toryum yakıt çevriminde çalıştırılan %93 oranında zenginleştirilmiş U-235 (yüksek derecede zenginleştirilmiş uranyum) kullanırlar (Kessler, 2003).

% 20 oranının altında U-235'ce zenginleştirilmiş uranyum kürelerinin kritik kütlesi yasak denilecek derecede artmaktadır. Bu sonuca göre, % 20 oranından daha az olan U-235'ce zenginleştirilmiş uranyum, nükleer silahlarda doğrudan kullanılamaz. Bu eşik değeri U-233'ce zenginleştirilmiş uranyum için % 12 civarındadır (Kessler, 2003).

Bundan sonra esas konumuz olan füzyon tepkimelerine giriş yapılabilir.

1.3.2. Füzyon Reaksiyonları

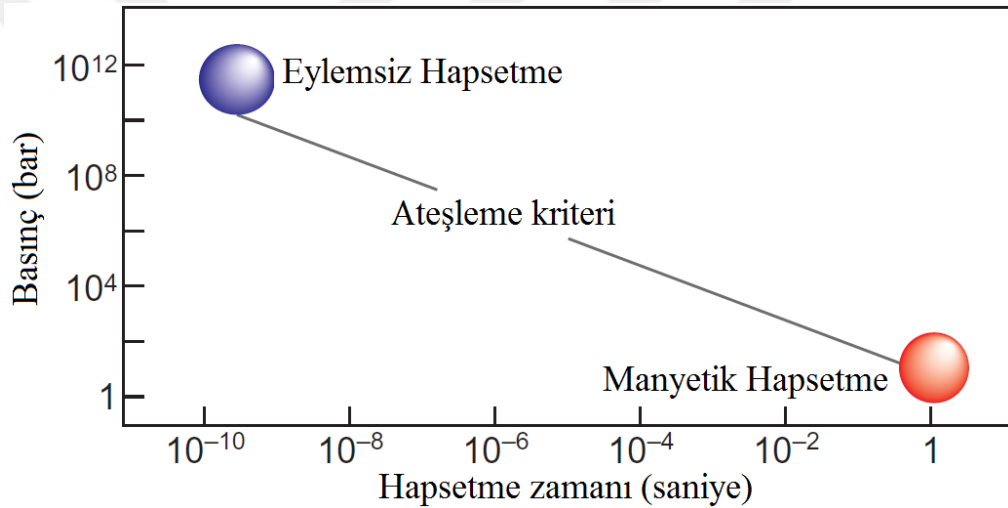
Hafif çekirdekler arasındaki Coulomb engelini aşılmasıyla, çekirdeklerin birleşerek yeni bir atom çekirdeği oluşturmaya **füzyon reaksiyonu** denir. Fisyon tepkimeleri nükleer reaktörlerde başarıyla uygulanabilirken, füzyon tepkimelerinin gerçekleştirilmesi, tepkimeye girecek çekirdekler arasındaki Coulomb engeli nedeniyle çok zordur. Fakat füzyon başarılabılırsa, en küçük enerji durumuna sahip olunur ve büyük bir enerji açığa çıkar (Krane, 1988).

En karmaşık bilimsel ve teknik çalışmalardan birisi olan füzyon, gelecekteki insanlığı etkileyecek, tükenmez bir enerji kaynağıdır. Plazma çok sıcak olduğu için alışlagelmiş yöntemlerle bir arada tutulamaz. Bu sebeple plazmayı tutmak için iki yaklaşım mevcuttur: Manyetik hapsetmeli plazma ve eylemsiz hapsetmeli plazma.

Manyetik hapsetmeli plazma, yakıtı hapsetmek için manyetik alanları kullanır (Ongena ve Oost, 2004).

Bu tezin giriş bölümünde genel bir bakış açısı sağlamak amacıyla manyetik hapsetmeli plazmadan kısaca bahsedilecektir.

Şu anda yeryüzünde tamamen kârlılık yani verim nedeniyle elektrik üretmeye başlayan bir füzyon santrali yoktur. Füzyon yapılabiliyor fakat verimli değil! Bu tez çalışmasında kullanılan “füzyon santrali” ifadesi deneysel amaçlı kurulan JET, TFTR, ITER gibi kurumlara kıyas edilerek düşünülmelidir.



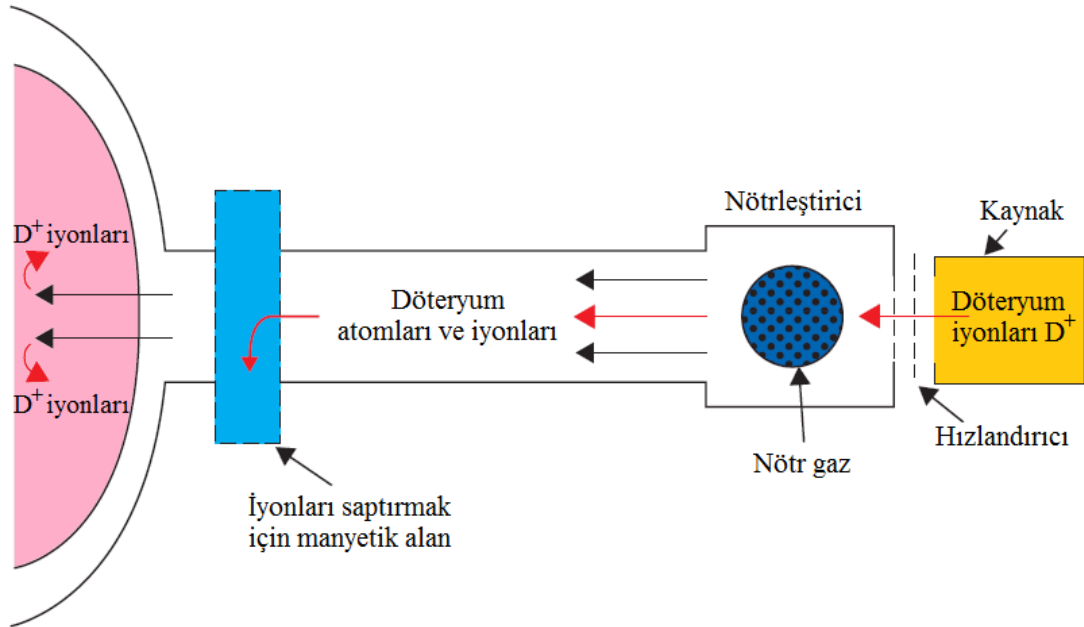
Şekil 1.7. Plazma basıncına karşılık hapsetme zamanı çizilen grafikte füzyon için gerekli şartlar. Eylemsiz hapsetme ve manyetik hapsetme füzyonu için bölgeler gösterilmiştir. Her iki durumda da 10-20 keV aralığında (yaklaşık 100-200 milyon derece santigrat) bir sıcaklık gereklidir (McCracken ve Stott, 2013).

JET: Joint European Torus, bir Avrupa işbirliği olarak İngiltere'nin Culham şehrinde inşa edilmiştir. JET, 1997'de 16 MW enerji serbest bırakan DT'li füzyon deneylerini gerçekleştirmiştir (McCracken ve Stott, 2013).

TFTR: Tokamak Fusion Test Reactor, 1997'ye kadar Amerika'daki Princeton Üniversitesinde tokamak deneyini uygulamıştır. TFTR, DT yakıtı kullanarak 10 MW'lık enerjiyi aşan füzyon gücüne ulaşmıştır (McCracken ve Stott, 2013).

ITER: International Thermonuclear Experimental Reactor adı altında 1988'de uluslar arası işbirliği ile bir füzyon santrali için gerekli olan fiziği ve teknolojiyi geliştirmek amacıyla büyük bir tokamak tasarlamak ve inşa edilmek istenmiştir. ITER, Fransa'nın güneyindeki Caderache şehrinde Avrupa Birliği, Çin, Hindistan, Japonya, Rusya, Güney Kore ve ABD tarafından inşa ediliyor (McCracken ve Stott, 2013).

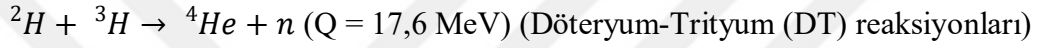
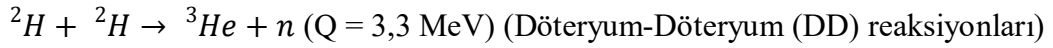
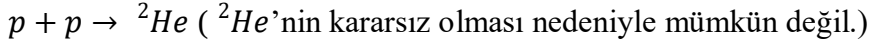
JET ve TFTR laboratuvarlarında kontrollü bir şekilde yapılan döteryum-trityum (DT) deneylerinde, 1991'den beri birkaç megawatt füzyon gücü elde ediliyor. Fakat bu elde edilen enerjiler, birkaç saniyelik kısa süreli enerjilerdir. Şimdiye kadar sürekli bir enerji elde edilememiştir (Ongena ve Oost, 2004).



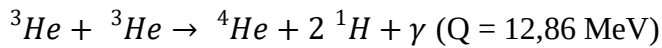
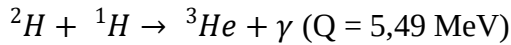
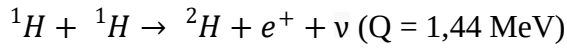
Şekil 1.8. Plazmayı ısıtmak için nötr demet enjeksiyon sisteminin şeması (McCracken ve Stott, 2013).

Yeryüzünde; büyük çabalarla sürdürülebilir füzyon elde edilmeye çalışılıyor, füzyon kullanılarak hâlâ elektrik üretimi sağlanamıyor. Gökyüzünde ise, yıldızların enerji kaynağı olarak füzyon, sürekli ve kontrollü bir şekilde kullanılmaktadır. Bu nedenle yıldızlardaki füzyon reaksiyonlarından kısaca bahsedilebilir.

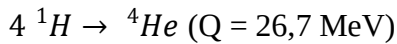
En temel füzyon tepkimeleri şöyle sıralanabilir.



Yaklaşık bir milyar yıldan beri Güneş, hemen hemen aynı büyüklükte enerji üretiyor. Evrendeki en bol madde olan hidrojen, Güneş de dahil olmak üzere, yıldızların çoğunda temel reaksiyon olarak kullanılır. Bu füzyon reaksiyonunda hidrojen, helyuma dönüşür. Bundan dolayı büyük bir enerji açığa çıkar. Bu reaksiyonlar şu şekilde sıralanabilir.

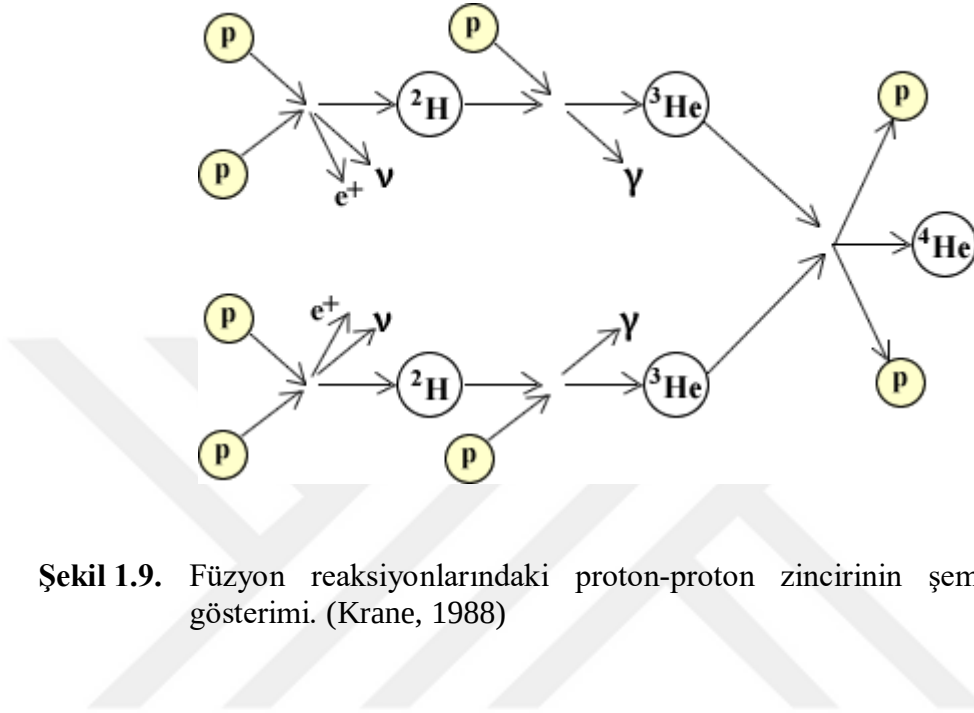


Tam reaksiyon, Şekil 1.9'da şematik olarak verilmiştir. Bu reaksiyona proton-proton zinciri denir. Net reaksiyon, dört protonun helyuma dönüşmesidir:



Daha sonra, bir yıldızda, helyumdan dolayı oluşan füzyon reaksiyonlarının meydana gelebilmesi için, yıldız, hidrojen yakıtının hepsini bitirmelidir. Hafif çekirdeklerin birleşmesiyle oluşan füzyon reaksiyonları, ${}^{56}\text{Fe}$ civarında bitinceye kadar enerji üretebilirler. Bundan sonra füzyon reaksiyonları ile enerji üretilemez (Krane, 1988).

Füzyon ve fisyon reaksiyonlarının bazı özelliklerinden bahsettikten sonra, bu reaksiyonları, farklı yönlerden ele alıp birbiriyle karşılaştırmak, hangisinin daha avantajlı olduğunu anlamak açısından önemlidir.



Şekil 1.9. Füzyon reaksiyonlarındaki proton-proton zincirinin şematik olarak gösterimi. (Krane, 1988)

1.3.3. Füzyon ve Fisyon Reaksiyonlarının Farklı Açılardan Karşılaştırılması

Füzyon ve fisyon reaksiyonları; ortaya çıkan enerjinin verilen enerjiye oranı, yakıtın bulunabilme kolaylığı, mümkün kazalar, çevre kirliliği ve doğal çevre ışıması ile kıyaslama gibi çeşitli yönlerden karşılaştırılabilir.

Birinci Karşılaştırma: Döteryum ve Tritiyum kullanarak yapılan bir füzyon reaksiyonunda, verilen enerji 10 keV ($0,01 \text{ MeV}$), alınan enerji ise $17,6 \text{ MeV}$ 'dir.

Oranlama yapılırsa $\left(\frac{17,6}{0,01} = 1760\right)$ alınan enerji, verilen enerjinin 1760 katı olur.

U-235 kullanarak yaptığımız bir fisyon reaksiyonunda, verilen enerji $0,025 \text{ eV}$ ($2,5 \times 10^{-8} \text{ MeV}$, termal nötron), alınan enerji ise 200 MeV 'dir. Oranlama yapılırsa

$\left(\frac{200}{2,5 \times 10^{-8}} = 8 \times 10^9\right)$ alınan enerji, verilen enerjinin 8 milyar katı olur.

İkinci Karşılaştırma: Ucuz, her yerde kolayca bulunabilen ve tükenmeyen bir yakıtı sahip olması, füzyonun en önemli üstünlüğüdür. Çizelge 1.1, farklı elektrik santrallerinin yıllık yakıt tüketimini, Çizelge 1.2 ise, 1995'teki füzyon yakıtının stoklarını kısaca gösterir.

Çizelge 1.1. Farklı enerji üretim yöntemleri için yakıt tüketimi.

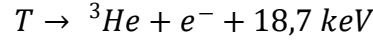
Kullanılan Yöntem	1000 MW'lık Enerji Üreten Bir Elektrik Santralinin Yıllık Yakıt Tüketimi
Kömür	2 700 000 ton
Petrol (oil)	1 900 000 ton
Fisyon	28 ton UO ₂
Füzyon	100 kg D ve 150 kg T

Çizelge 1.2. Füzyon yakıtlarının tahmini stokları.

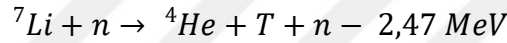
Füzyon Yakıtı	Enerji Kapasitesi (TWyıl)	(1995'lerde) Dünyanın Elektrik İhtiyacını Karşılacak Füzyon Yakıtının Yıllık Kullanılabilme Süreleri
D	5×10^{11}	150 milyar yıl
Li (bilinen stoklar)	9×10^3	3000 yıl
Li (deniz suyunda)	$1,7 \times 10^8$	60 milyon yıl

Son derece bol olan döteryum, hidrojenin kararlı (radyoaktif olmayan) bir izotopudur ve çekirdeğinde bir proton ile bir nötron bulundurur. Şu anki mevcut olan teknolojiyi kullanarak, ucuz çıkarma teknikleriyle, 1 ton deniz suyundan yaklaşık olarak 33 gram döteryum elde edilebilir. Okyanuslar, $4,6 \times 10^{13}$ tonluk döteryum kapasitesine sahiptir. Tahmini olan bu ifade, yaklaşık 5×10^{11} TWyıl enerji demektir.

Trityum, hidrojenin radyoaktif bir izotopudur ve çekirdeğinde bir proton ile iki nötron bulundurulur.



denkleminde de görüldüğü gibi trityum, bir elektronu dışarıya vererek ${}^3\text{He}$ 'e bozunur. Trityum, 12,3 yıllık oldukça kısa bir yarı ömre sahiptir. Yeryüzündeki mevcut trityum miktarı, füzyon reaksiyonları için yeterli değildir. Bir lityum bileşiği içeren yanma odası etrafındaki örtü, füzyon reaksiyonlarında üretilen nötronlar tarafından



denklemlerine göre bombardıman edilerek, trityum üretmek için kullanılır. Bu sebeple D ve Li, DT füzyon reaksiyonlarında kullanılan ana tüketim maddeleridir. Bununla birlikte T ise ara yakıttır.

Döteryum gibi yaygın bir şekilde yeryüzünde bulunan bir element olan lityum, ${}^6\text{Li}$ ve ${}^7\text{Li}$ şeklinde iki izotopa sahiptir. Bu izotoplar, yeryüzünde %7,5 ${}^6\text{Li}$ ve %92,5 ${}^7\text{Li}$ şeklinde bulunurlar. Düşük enerji aralığında ($E < 1 \text{ MeV}$) nötronlarla reaksiyona giren ${}^6\text{Li}$, en kullanışlı izotoptur. Bundan dolayı sadece ${}^6\text{Li}$, kaynak yakıt olarak dikkate alınacaktır. Her ${}^6\text{Li}$ atomuna karşılık, bir tane T atomu üretilir. Bu reaksiyon sırasında 4,78 MeV'lik bir enerji açığa çıkar. Her ${}^6\text{Li}$ atomuna karşılık, DT füzyon reaksiyonlarında açığa çıkan enerji dahil, 22,38 MeV'lik bir enerji serbest bırakılır. Buna göre, enerji kapasitesi yaklaşık olarak $27 \times 10^{15} \text{ J/ton}$ olan yeryüzündeki Li elementinin tahmini stokları, dünyadaki bilinen maden yataklarında 11 milyon ton (yaklaşık olarak $9 \times 10^3 \text{ TWyıl}$ enerjiye eşit) ve deniz suyunda çözünmüş halde 200 milyar tondur (yaklaşık olarak $1,7 \times 10^8 \text{ TWyıl}$ enerjiye eşit). Füzyon reaksiyonlarında serbest bırakılan enerji miktarı, lityumu çıkarmak için gerekli olan enerji miktarından çok büyüktür. Bu sebeple lityumu çıkarmak için gerekli olan enerji miktarı ihmal edilebilir (Ongena ve Oost, 2004).

Üçüncü Karşılaştırma: Bir füzyon santralinde çok şiddetli bir kaza olduğu varsayılırsa, füzyon reaksiyonu, kazadan kısa bir süre sonra durur. Çünkü plazmanın etrafındaki duvarların soğutulma işlemi durur ve sıcaklıkları artar. Bundan dolayı duvarlardan buharlaşan yabancı maddeler, plazmanın içine girer. Plazmanın enerji dengesi bozulur. Çok fazla enerjinin etrafa yayılmasıyla, plazma, soğumaya başlar ve füzyon reaksiyonları durur. (Bu durumda füzyon reaktörünün, yaklaşık olarak 1 kg olan bütün hassas trityum yakıtı yere döküldüğü farz edilirse, büyük bir ihtimalle santralin çevresinin küçük bir bölümü tahliye edilecektir.) Füzyon reaksiyonlarının durmasıyla, ısı üreten mekanizma, sadece ve sadece yapısal malzemelerdeki ve kılıftaki radyoaktif hale gelen maddelerden yayılan bozunma ısısidir (Hamacher ve Bradshaw, 2001). Radyoaktif maddelerin bozunmasıyla serbest kalan enerji, bozunma ısısı gücü diye tanımlanabilir.

İlk duvardaki, radyasyon engelleyici kalkandaki ve diğer bileşenlerdeki bozunma ısısı gücünü hesaba katarak bir kıyaslama yapılırsa, bir füzyon reaktörünün sebep olduğu bütün bozunma ısısı gücü yoğunlukları, bir fisyon reaktörününkinden yaklaşık olarak yüz kat daha azdır (Cook ve ark., 2001).

Radyasyona karşı koruma sağlamak, bir füzyon reaktöründe olması gereken özelliklerden birisidir. Çünkü bir füzyon reaktörü, iki şekilde radyoaktif maddelerin ortaya çıkmasına sebep olur.

1. Reaktörün yapıldığı malzemelerin, füzyon reaksiyonu sebebiyle ortaya çıkan nötronlar ile radyoaktif hale getirilmesi.

İndüklenmiş radyoaktiviteyi en aza indirebilmek için reaktörün yapıldığı malzemeler, daha farklı malzemelerle değiştirilebilir. Geri dönüşümün mümkün olması, yaklaşık otuz ila yüz yıllık bir sürenin geçmesini gerektirir. Bu süre, fisyon reaktörleriyle kıyaslandığında çok uzun değildir. Nükleer fisyon, uzun ömürlü, tehlikeli radyoaktif atıkların meydana gelmesine neden olur.

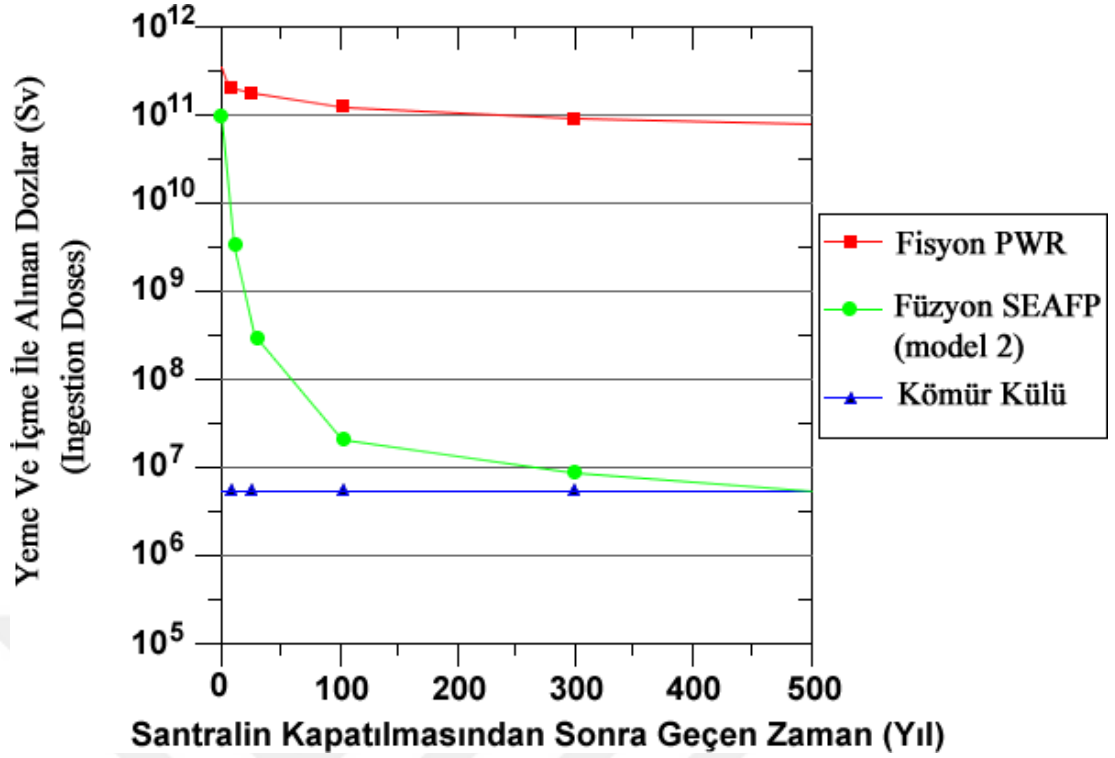
2. Tritiyum ve trityum sebebiyle kirlenilen atıklar.

Tritiyumun yarı ömrü 12,3 yıldır. Bir füzyon santralinden atmosfere yayılan trityumun hemen hemen hepsi, 100 sene sonra bozunur. Kimyasal olarak trityum, hidrojene eşittir. Bu yüzden sudaki ve bütün hidrokarbon çeşitlerindeki normal hidrojenle yer değiştirebilir. Bundan dolayı besin zinciri, trityumun atmosfere bırakılmasıyla kirlenebilir. Besin ve su, trityumu emerek kirlenmiş olur. Bu kirlenme, yaşayan canlılar için devamlı bir tehlike oluşturur. Ancak, trityumun canlılar içerisindeki yarı ömrü kısadır. Bu sebeple on günlük süre içerisinde, vücuda verilen zarar azalır (Ongena ve Oost, 2004).

Dördüncü Karşılaştırma: Çevre kirliliği açısından füzyon reaksiyonları incelenirse, ana yakıtlar (D ve Li) ve doğrudan elde edilen son ürün (He), radyoaktif olmamakla birlikte atmosferi kirlilemez, sera etkisine neden olmaz ve ozon tabakasına zarar vermez. Ayrıca kimyasal olarak soy gaz olan helyum, sanayide çok kullanışlıdır. Lityumun maden olarak çıkarılması ve genel olarak yakıt taşımacılığı ile ilgili herhangi bir sorun yoktur. Ayrıca biyokütle enerjisi, su gücü ve solar enerjide olduğu gibi ekolojik, jeofiziksel ve arazi kullanımı açısından herhangi bir problem yoktur (Ongena ve Oost, 2004).

Şekil 1.10'dan şunu açıkça görmek mümkündür: Yaklaşık otuz yıldan sonra, bir füzyon santralinden kaynaklanan bütün radyoaktif malzemelerin toplam radyotoksosite dozları, bir fisyon santraliniinkinden bin ila onbin defa daha aşağı bir seviyeye kadar azalır. Kömürle çalışan bir santral ile bir füzyon santralini, toplam radyotoksosite miktarlarını ele alarak karşılaştırsak, yaklaşık otuz yıldan sonra, füzyon sonucu ortaya çıkan toplam radyotoksosite miktarı, kömür külününkinden on kat daha yukarıda olacak bir seviyeye kadar azalır.

Beşinci Karşılaştırma: Çevreye zarar veren bütün elektrik santrallerini kaldırıp yerine füzyon santralleri kurulsa bile füzyon, kesinlikle küresel çevreyi ciddi bir şekilde değiştirmez. En kötü durumdaki değişiklikler, doğal çevre ısıması ile kıyaslandığında yüzde birkaçtır. Fakat çoğu durumlarda, doğal çevre ısımasına göre çok daha aşağıdadır (Hamacher ve ark., 2001).



Şekil 1.10. Aynı miktarda elektrik üreten bir füzyon santrali, bir fisyon santrali ve bir kömür santrali için radyotoksitenin zamanla değişimi (Hamacher ve Bradshaw, 2001).

- **Doğal Çevre Işıması (Natural Background Radiation)**

İyonlaştırıcı ışınlama ile ilgili enerji miktarını ifade eden genel bir ifade olan “doz”un birimi sieverts (Sv)’dir. Ayrıca milisieverts (mSv) (binde bir Sv) olarak da kullanılabilir (Canadian Nuclear Safety Commission, 2013).

Birleşmiş Milletler Atomik Işımanın Etkileri Bilimsel Komitesine (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation - UNSCEAR) göre, doğal çevre ışımasının dört tane ana kaynağı vardır.

1. **Kozmik Işıma (Cosmic Radiation):** Dünyanın dış atmosferi sürekli bir şekilde evrenin farklı yerlerinden gelen kozmik ışıma ile bombardıman edilir. Deniz seviyesinden yükseklerle çıkıldıkça kozmik ışımaya maruziyet artar. Britanya Kolumbiya’sının Vancouver adasında, deniz seviyesinde yaklaşık

0,30 mSv/yıl olarak ölçülen kozmik ışıma, Yukon Lorne Dağının 2000 m tepesinde yaklaşık 0,84 mSv/yıl olarak ölçülmüştür (Canadian Nuclear Safety Commission, 2013).

2. **Karasal Işıma (Terrestrial Radiation):** Uranyum, potasyum, toryum gibi radyoaktif maddeler içeren yer kabuğunun bileşimi, doğal çevre ışımasının ana kaynağıdır. Bu maddeler, bozunma esnasında küçük miktarlarda iyonlaştırıcı ışınım yayarlar (Canadian Nuclear Safety Commission, 2013). Manisa’da karasal ışıma, yaklaşık 0,39 mSv/yıl (45 nSv/saat) olarak ölçülmüştür (TAEF, Basın Açıklaması, 2014).
3. **Nefes ile Alınan Doz (Inhalation):** Uranyumun bozunması ile üretilen “radon” ve toryumun bozunması ile üretilen “toron”, radyoaktif bir gazdır. Radon ve toron seviyeleri, yerküredeki temel kaya ve toprağın bileşimine bağlı olarak bölgeden bölgeye önemli farklılıklar gösterir. Bu gazlar, havaya karıştığı zaman normal şartlarda atmosferde zararsız seviyelere seyreltilirler. Fakat bazen bina içinde, özellikle binanın havalandırılmayan kısımlarında, birikirler ve bina sakinlerine zarar verebilirler (Canadian Nuclear Safety Commission, 2013).
4. **Yeme ve İçme ile Alınan Doz (Ingestion):** İçme suyunda ve gıda maddelerinde normal olarak bulunan az miktarda radyoaktif mineraller, yiyecek olarak yenir veya içecek olarak içilirse dahili ışınım maruziyeti ile sonuçlanır. Radonun bozunmasıyla ortaya çıkan potasyum-40, dahili ışınım maruziyetinin ana kaynağıdır.

Dünya genelinde ve bazı farklı bölgelerde, doğal çevre ışımasından kaynaklanan ortalama etkili dozlar, Çizelge 1.3’te gösterilmiştir (Canadian Nuclear Safety Commission, 2013).

Çizelge 1.3. Dünyanın bazı bölgelerindeki doğal çevre ışımasının yıllık ortalama etkili dozları (Canadian Nuclear Safety Commission, 2013).

	Toplam (mSv/yıl)	Kozmik Işıma (mSv/yıl)	Karasal Işıma (mSv/yıl)	Nefes ile Alınan Doz (mSv/yıl)	Yeme ve İçme ile Alınan Doz (mSv/yıl)
Yerküre	2,4	0,4	0,5	1,3	0,3
Kanada	1,8	0,3	0,2	0,9	0,3
Nijerya	90	-	-	-	-
Kuzey İran	260	-	-	-	-

Burada füzyon ve fisyon reaksiyonları, farklı yönlerden, birbiriyle karşılaştırılmıştır. Bundan sonra füzyon reaksiyonlarının yeryüzünde gerçekleştirilmesiyle ilgili bazı bilgiler aktarılacaktır.

1.4. Dünyada Füzyon Araştırmaları

Günümüzde hâlâ geliştirilmeye çalışılan manyetik sistemler, bu tez konusunun kapsamı dışındadır. Fakat lazer hapsedme yönteminin daha iyi anlaşılması ve ayrıca tarihsel gelişim açısından kısaca bahsetmekte fayda vardır. Manyetik hapsedme, manyetik alan kullanılarak plazmanın havada tutulmasını sağlayan sistemlerdir. Manyetik sistemler, açık ve kapalı olmak üzere ikiye ayrılır. Açık sistemler manyetik ayna ve pinch; kapalı sistemler de tokamak ve stellaratordur. Plazmanın, füzyon üretebilir nitelikte olmasının kriterlerinden biri Lawson kriteridir. Lawson kriterinin sürekliliğini sağlayamadıkları için, enerji üretiminin sürekliliğini sağlamada başarısız olmuşlardır. Fakat bu sistemler üzerinde hâlâ çalışılmaktadır ve amaç, Lawson kriterinin sürekliliğini sağlayarak enerji çıkışını sürekli ve verimli hale getirmektir.

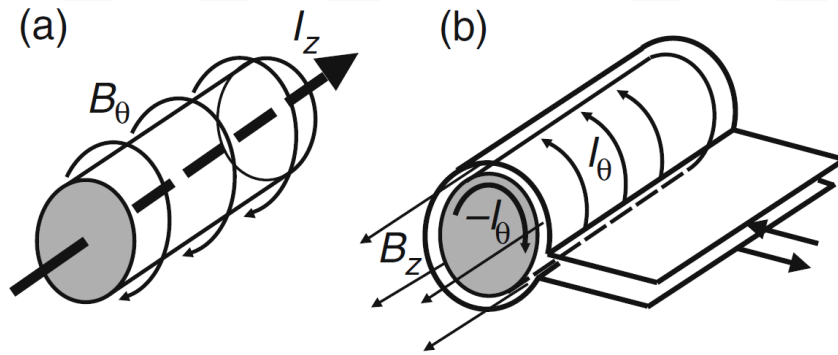
Lawson Kriteri: Bir füzyon reaktörünün, ateşlemeye ulaşması için gerekli olan şartları tanımlar. Yani, füzyon reaksiyonlarının ürünleri tarafından plazmanın ısıtılması, harici güç girişi olmaksızın tüm kayıplara karşı, plazma

sıcaklığının korunması için yeterlidir. Bu şart formüle edilirse, “plazma iyon yoğunluğu” (n_i) ile “plazma hapsedme süresi”nin (τ) çarpımının minimum değerine Lawson kriteri denir ve

$$n_i \tau > \frac{12kT}{\langle \sigma v \rangle Q}$$

şeklinde ifade edilir.

Pinch Etkisi: Uzun hapsedme süresine bakmaksızın sıcak bir plazma üretmek için çok etkili bir teknik, pinch deşarjı kavramıdır. 10 kA ile birkaç MA arasında değişen yüksek sinyalli akımlarla, bir plazma, manyetik olarak hapsedilebilir ve milyon derecelere kadar ısıtılabilir. İki farklı geometri, pinch etkisini kullanır, Z-pinch ve θ -pinch (Şekil 1.11.). Bu isimler, silindirik koordinatlarda akım yönünü verir. Her iki durumda da plazma yüzeyindeki manyetik basıncın etkisiyle, plazma, dar bir silindire sıkıştırılır (Piel, 2010).



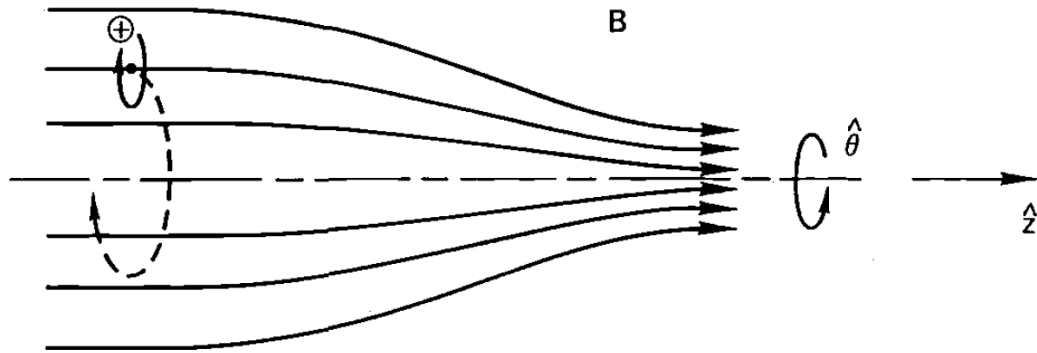
Şekil 1.11. (a) Z-pinch ve (b) θ -pinch. Pinch etkisi ile kendi kendine manyetik hapsedme, sinyalli yüksek akımlı deşarjlarla elde edilir (Piel, 2010).

Plazma Roketleri: Elektrikli iticiler olarak da anılan plazma roketleri sağladıkları avantajlar ile uzayın keşfinde giderek daha etkin bir rol oynamaya başlamıştır. Farklı çeşitleri olmasına rağmen yüksek performansları ve teknoloji olgunluk seviyeleri nedeniyle *ızgaralı iyon motorları* ve *Hall iticileri* en çok kullanılan elektrikli

iticilerdir. Temel olarak plazmanın hapsedilmesinde kullanılan pinch etkisinden faydalanan bir roket tasarımıdır. Newton'un III. Yasası ve momentumun korunumuna göre boş uzayda yüksek hızlı parçacıkların roketten atılmasının roketi itme kazandırması prensibi ile çalışmaktadır.

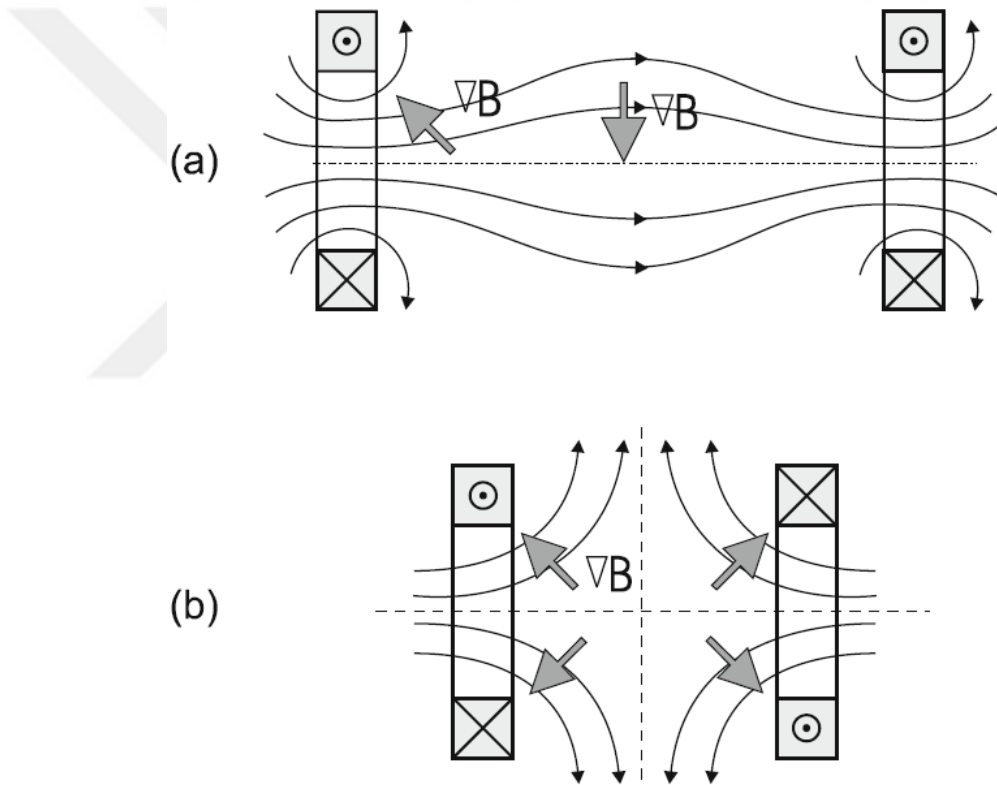
1998'de NASA'nın Deep Space 1 görevinde ilk defa ızgaralı iyon motoru kullanılmıştır. Hall iticilerinin ızgaralı iyon motorlarına göre daha çok itici güç üretmesi ve güvenilir bir şekilde kullanılması, hall iticiler üzerinde yoğun araştırma programlarının başlatılmasına neden olmuştur. Elektrikli iticilerin kullanımında SSCB ve ABD'yi Japonya, Avrupa ve Çin takip etmektedir. Örneğin Japonya Uzay Keşif Ajansı (JAXA) elektrikli itici kullandığı Hayabusa adlı uzay aracı ile ilk defa bir asteroitten örnek toplanıp getirilmesi nedeniyle büyük takdir toplamıştır. Ardından Avrupa Uzay Ajansı (ESA) Ay'a gönderdiği ilk uzay aracı Smart-1'de elektrikli itici kullanarak bu teknolojiye ilgisini göstermiştir. (Karadağ, 2017)

Manyetik Ayna: Şekil 1.12'ye göre, büyüklüğü z yönünde değişen ve eksenel simetrik olan bir manyetik alanın, alan çizgileri birbirine uzaklaşır ve yaklaşır. Bu, belirli kinetik enerjiye sahip olan parçacıkların, manyetik alan içerisinde hapsedilmesine neden olur. Bu sisteme manyetik ayna denir (Chen, 2006).

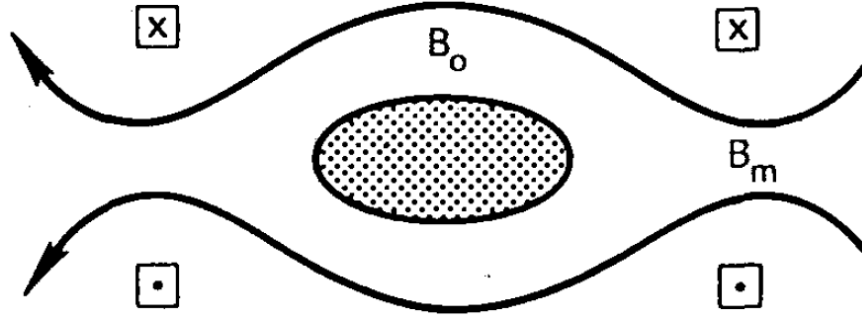


Şekil 1.12. Manyetik ayna alanında bir parçacığın sürüklenmesi (Chen, 2006).

Manyetik alan şiddetinin gradyanı, her zaman alan çizgisi eğriliğinin merkezine doğrudur. Bu ayna alanının merkezinde gradyan, içe doğru yönelmişken mıknatısların yakınında dışa doğru yönelmiştir (Şekil 1.13.a.). Burada kısaca manyetik doruktan (cusp) bahsedilirse plazmayı hapsetmek için farklı bir yönden bakılmış olur. Manyetik ayna alanı için kullanılan mıknatıslardan birisindeki akım ters çevrildiği zaman bir manyetik doruk oluşur. Manyetik doruğun alan çizgileri düşünülürse, manyetik alan, bütün yönlerde artar ve plazma kararlı bir hapsetme içindedir (Şekil 1.13.b) (Piel, 2010). Manyetik ayna ve manyetik doruk, füzyon ile enerji üretiminde başarısız olduğundan tokamak icat edildi.

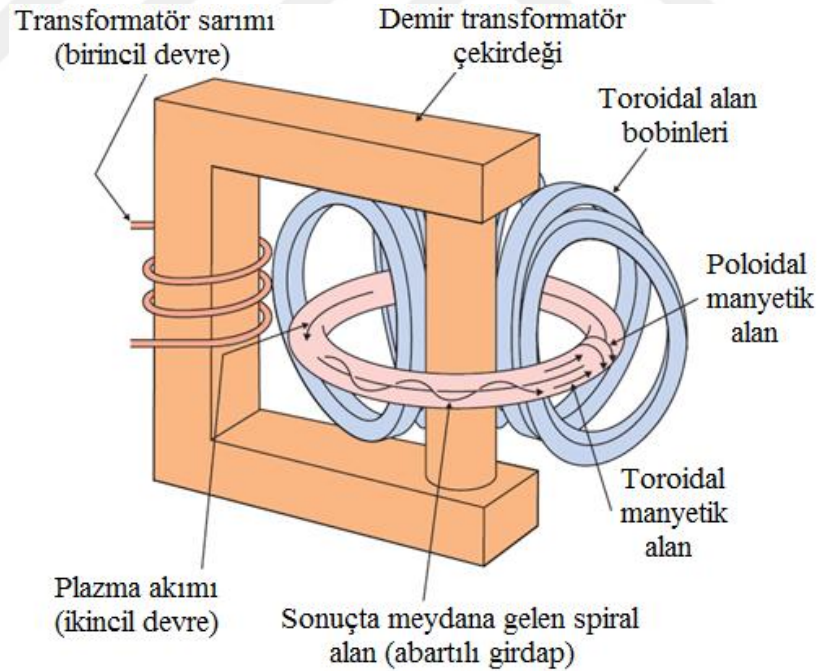


Şekil 1.13. (a) Bir manyetik ayna alanı, mıknatıslardaki aynı yönlü kutuplanma akımları tarafından üretilir. (b) Bir mıknatıstaki akım ters çevrildiği zaman bir manyetik doruk (cusp) oluşur. Şuna dikkat etmek gerekir ki; manyetik alan şiddetindeki gradyanın yönü her zaman bölgesel alan çizgisi eğriliğinin merkezine doğrudur (Piel, 2010).

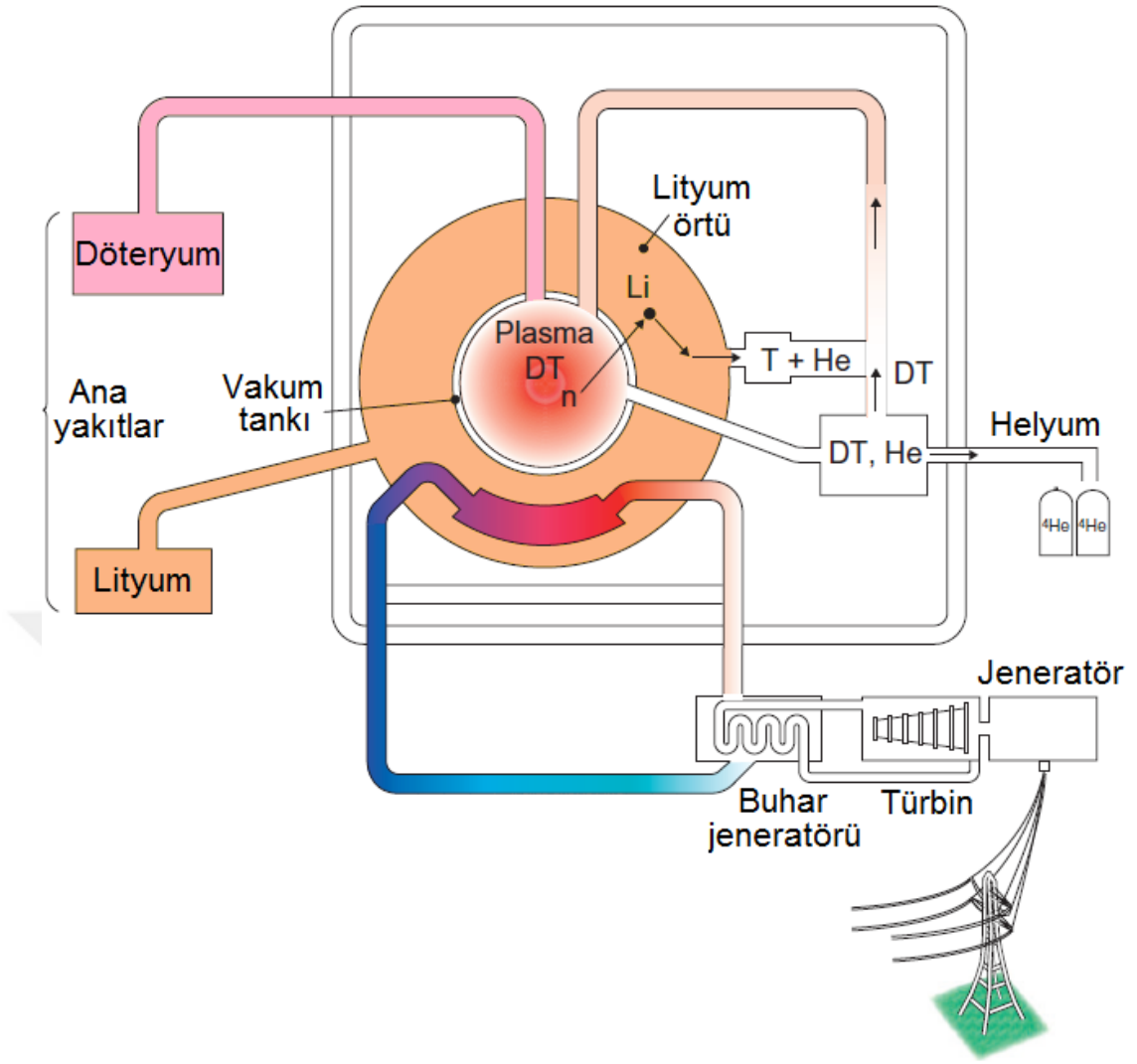


Şekil 1.14. Manyetik aynalar arasında yakalanan bir plazma (Chen, 2006).

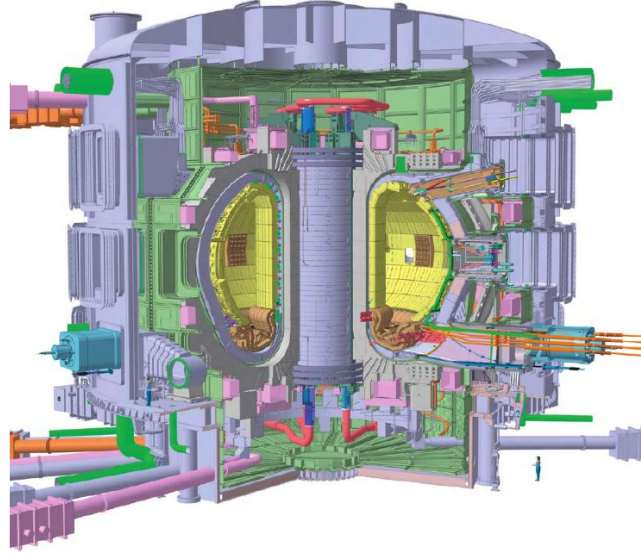
Tokamak: Tokamak, plazmanın kendi içinde büyük bir akım tarafından üretilen poloidal bileşenle desteklenen güçlü bir toroidal manyetik alana sahiptir (Chen, 2006). Tokamak da füzyon ile enerji üretiminde başarısız olduğundan stellarator icat edildi.



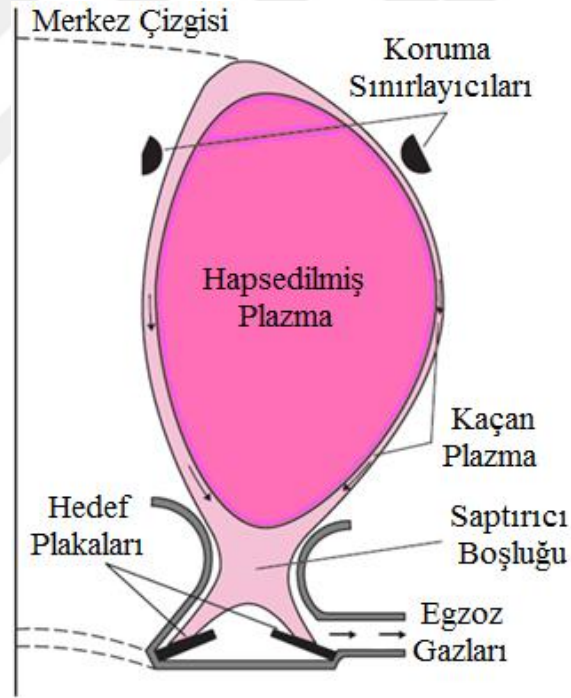
Şekil 1.15. Akımın, plazma içinde, ana transformator sarımı tarafından nasıl indüklendiğini gösteren bir tokamakın şematik görünümü. Dış bobinlerden dolayı toroidal manyetik alan ve plazma içinde akan akımdan dolayı poloidal alan, sarmal bir manyetik alan üretmek için birleşirler (McCracken ve Stott, 2013).



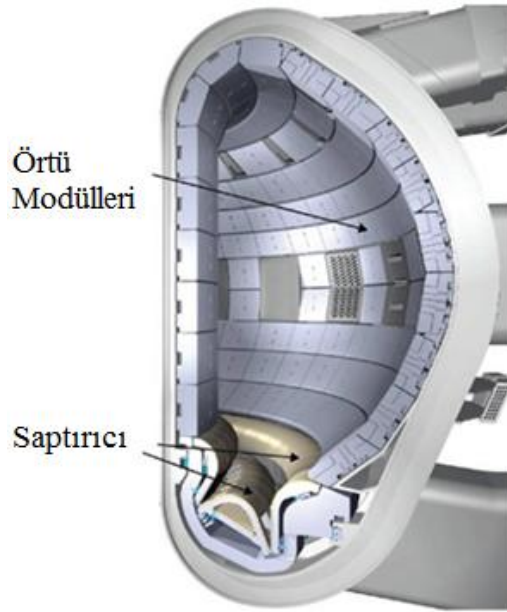
Şekil 1.16. “Tokamak” manyetik sistemine dayanan bir füzyon santralinin şematik gösterimi. Merkez reaksiyon odasında çok yüksek bir sıcaklıkta, döteryum ve trityum tepkimeye girer. Nötronlar, yüklü parçacıklar, X-ışınları ve mor ötesi ışınlar şeklinde serbest bırakılan enerji, reaksiyon odasının etrafındaki “lityum örtü” vasıtasıyla emilir. Lityum, nötronlar vasıtasıyla, trityum yakıtına dönüştürülür. Nükleer enerjiden elektrik enerjisi elde etmek için normal buharlı santrallerdeki sistem kullanılır (McCracken ve Stott, 2013).



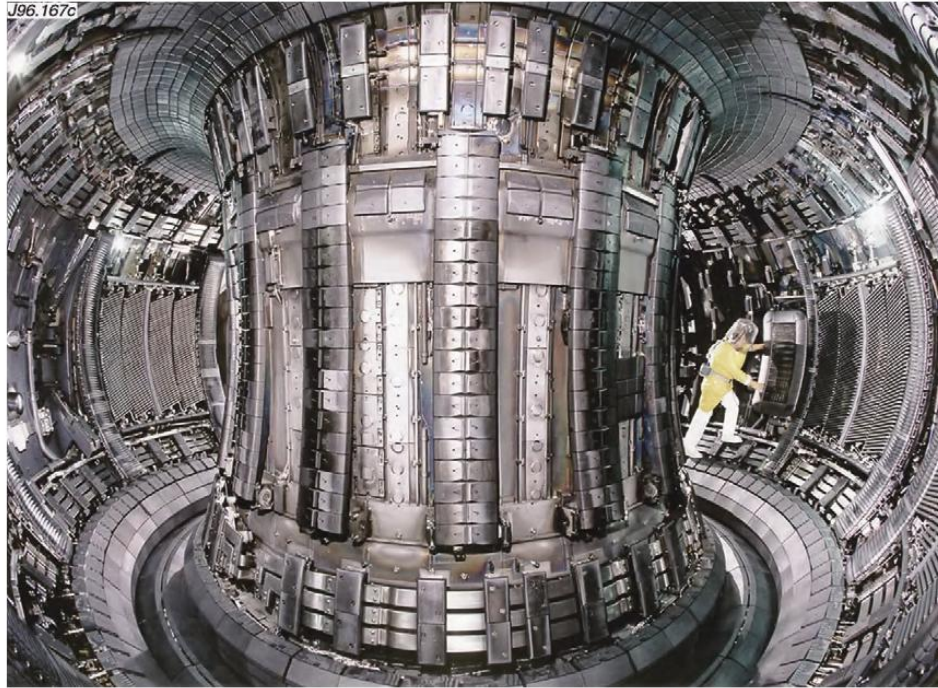
Şekil 1.17. ITER'in kesit modeli (McCracken ve Stott, 2013).



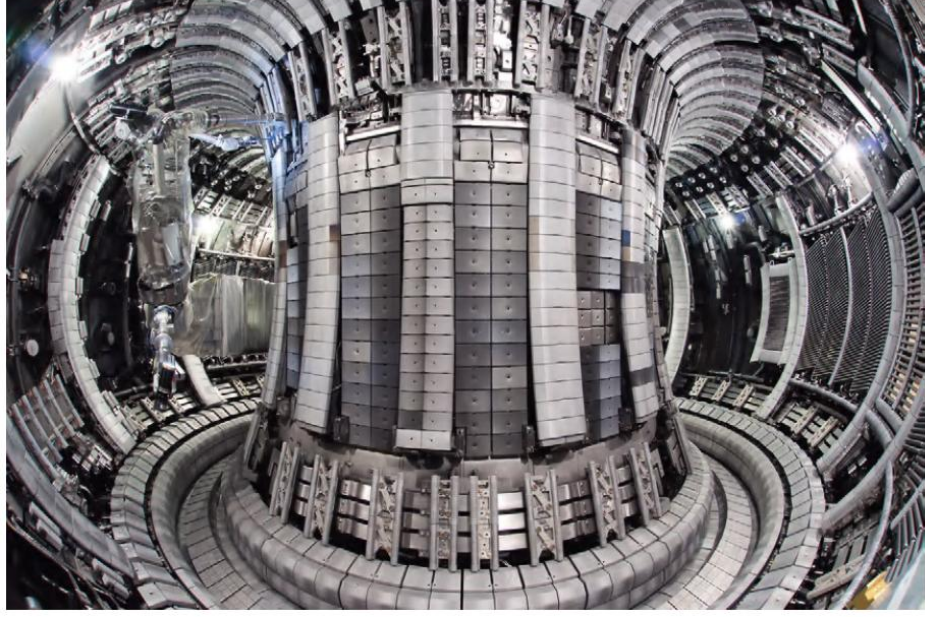
Şekil 1.18. Makinenin altında bir tür tokamak saptırıcısının örneği. Plazma akımı tarafından üretilen poloidal manyetik alan, ekstra bobinler (gösterilmemiş) tarafından saptırılır. Bu bobinler, poloidal alana zıt yönde bölgesel bir manyetik alan üretir. Bu, hapsedilmiş bölgeden kaçan plazmanın saptırıcı boşluğuna doğru akmasına ve hapsedilmiş sıcak plazmadan uzak olan bir yüzeyle (saptırıcı hedefi) etkileşmesine izin verir (McCracken ve Stott, 2013).



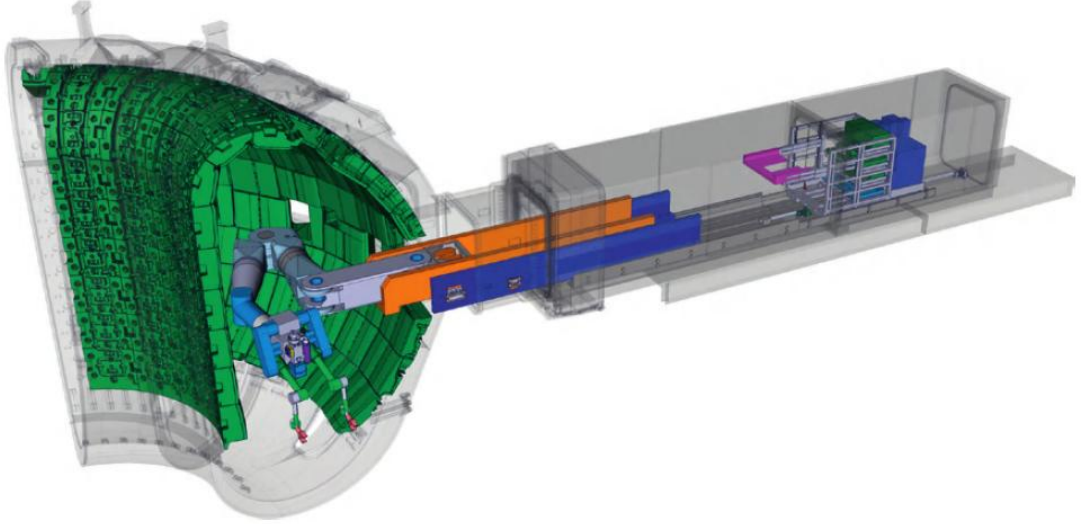
Şekil 1.19. Örtü modülleri ile saptırıcıyı gösteren ITER vakum tankı (McCracken ve Stott, 2013).



Şekil 1.20. 1996'da JET içerisinde çekilen geniş açılı bir fotoğraf. İç yüzeylerin çoğu, karbon fayanslarla kaplıdır. Saptırıcı, alt tarafta halka şeklinde yarıklar olarak görülebilir. Koruyucu elbise giyen adam, tank içerisinde bakım yapmaktadır (McCracken ve Stott, 2013).

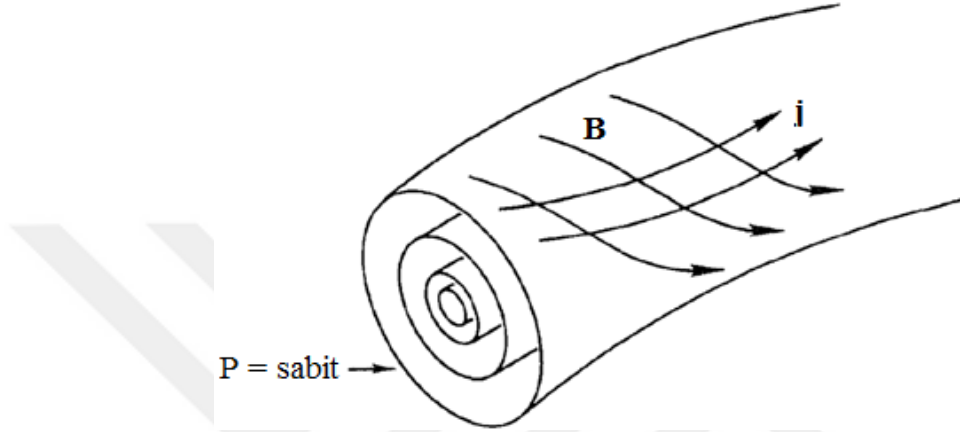


Şekil 1.21. Duvarın ITER şeklinde kurulmasından sonra 2011'in ortalarında JET torus'un (simitin) iç kısmı. Şimdi duvarlar, berilyum fayanslarla korunur ve saptırıcıda tungsten kullanılır. Robotik manipülâtör kol, sol tarafta görülebilir (McCracken ve Stott, 2013).

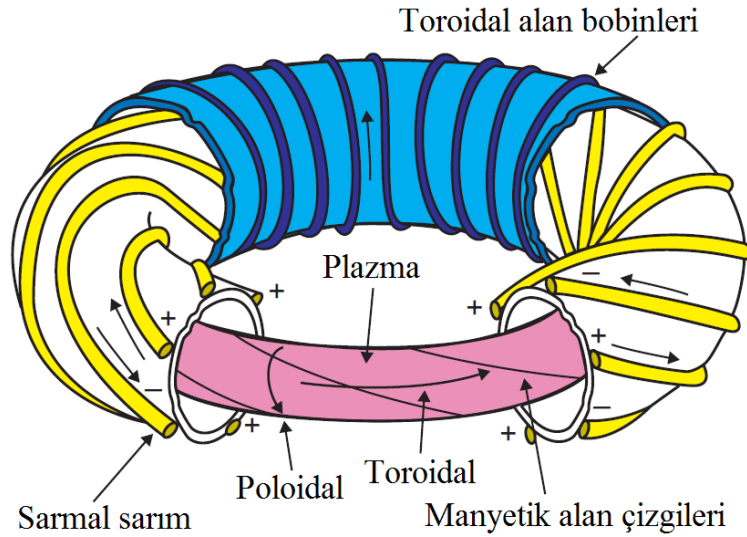


Şekil 1.22. Vakum tankı içinde bileşenleri korumak için kullanılan robot kolun şeması (McCracken ve Stott, 2013).

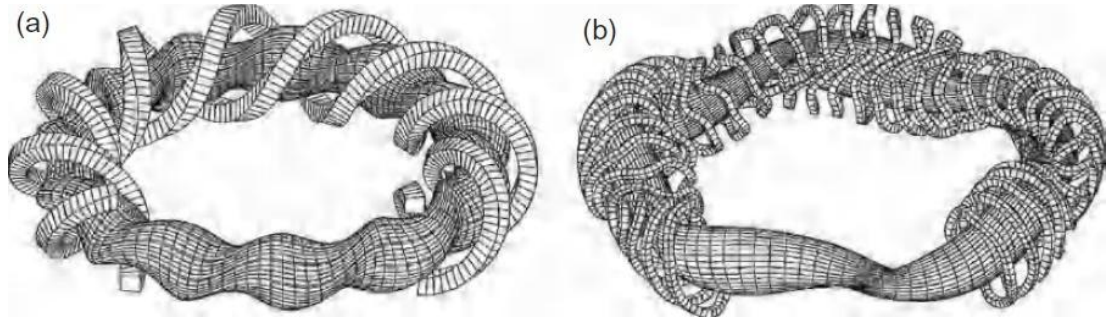
Stellarator: Stellarator, toroidal bir sistemdir. Bu sistemde rotasyonel dönüşüm ve makaslama gücü, tamamen dış sarımlar (bobinler) tarafından üretilir. Alan çizgileri birbirlerine yaklaşmaz fakat torus (simit) etrafında dolanırken yaklaşık aynı küçük yarıçapta kalır. Alan çizgileri Şekil 1.23.'te gösterildiği gibi iç içe manyetik yüzeyler oluşturur (Chen, 2006). Stellarator da füzyon ile enerji üretiminde başarısız olmuştur.



Şekil 1.23. $\mathbf{j}$ ve $\mathbf{B}$ vektörlerinin her ikisi de sabit basınç yüzeyleri üzerinde uzanır. (Chen, 2006)



Şekil 1.24. Bir stellarator'un şeması. Dış sarım, toroidal alan sağlar ve iç sarmal sarım, odanın içerisinde manyetik alan çizgilerinin spiral şeklinde bükülmesine neden olan poloidal alan sağlar. Toroidal alan, poloidal alandan çok daha güçlüdür (McCracken ve Stott, 2013).



Şekil 1.25. (a) Aynı yönde akım taşıyan iki bobini ifade eden $l=2$ 'li torskatron veya heliotron için; (b) 5 periyotlu, her biri 10 tane düzlemsel olmayan bobin içeren ileri modüllü stellarator (helias) için; bobinler ve manyetik yüzeyler (McCracken ve Stott, 2013).

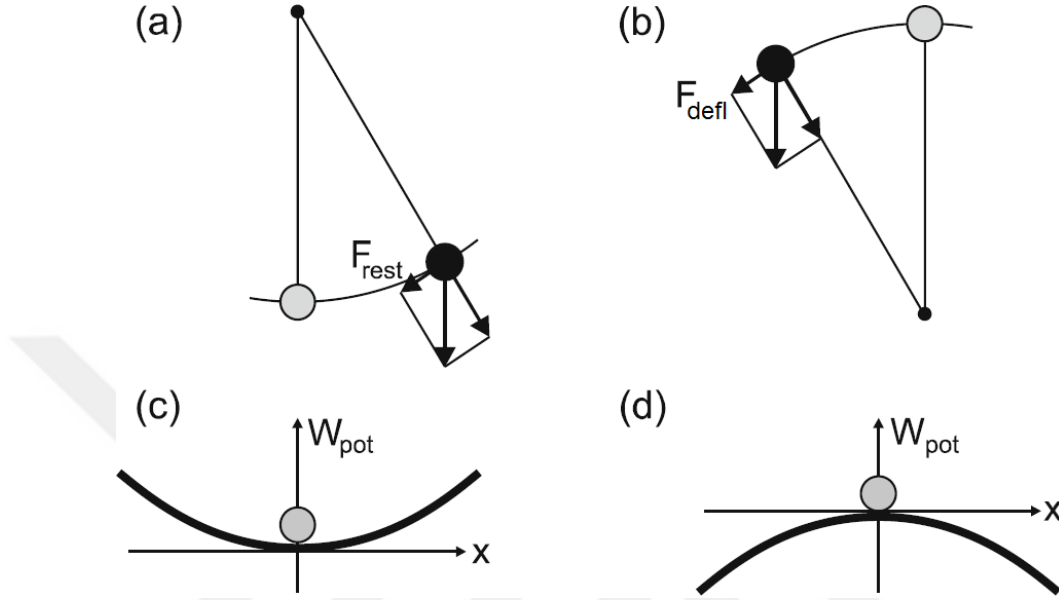
Manyetik sistemlerin başarısızlığının en önemli sebeplerinden birisi olan yüksek sıcaklıktaki bir plazmayı havada tutmanın ne kadar zor olduğunu anlamak için bazı plazma kararsızlıklarından bahsedilebilir.

Bir plazma sisteminin kararlılığı, farklı yöntemlerle incelenebilir. Şekil 1.26.a'da gösterilen kütsüz bir çubuk ve bir toptan oluşan sarkaç gibi basit mekanik bir sistem için, kararlılık, şu şekilde tanımlanabilir: (gri renkte gösterilen) denge durumundan sapma, sarkacı orijinal durumuna geri getiren dengeleyici kuvvete (restoring force) (F_{rest}) neden olur. Sapma ile orantılı olan dengeleyici kuvvetin etkileşimi ve sarkaç topunun eylemsizliği, harmonik salınıma sebep olur.

Şekil 1.26.b'deki ters çevrilmiş sarkaç oldukça farklı bir davranışa sahiptir. Kararsız dengeden az bir sapma, ilk sapmayı artıracak bir kuvvete (F_{defl}) yol açar. Saptırıcı kuvvet (deflecting force) yine sapma açısıyla orantılı olduğundan başlangıçta yapılan küçük bir karışıklık, zamanla üstel olarak artar.

Şekil 1.26.c,d'de görüldüğü gibi bir sistemin kararlılığı, onun potansiyel enerjisi (W_{pot}) incelenerek de araştırılabilir. Herhangi mümkün olan bir karışıklık için potansiyel enerji artıyorsa, bu sistem kararlıdır. Dolayısıyla minimum potansiyel enerji, böyle kararlı bir noktadır. Orijinal denge noktası yakınlarında düşük potansiyel enerjili herhangi bir nokta varsa, orijinal denge kararsızdır. Dengeleyici

veya saptırıcı kuvvetlerin hesaplanması, sarkacın hareketinin hemen sayısal bir tahminine izin verirken, enerji analizi, sistemin düşük enerji durumuna nasıl ulaşacağını hemen söylemez (Piel, 2010).

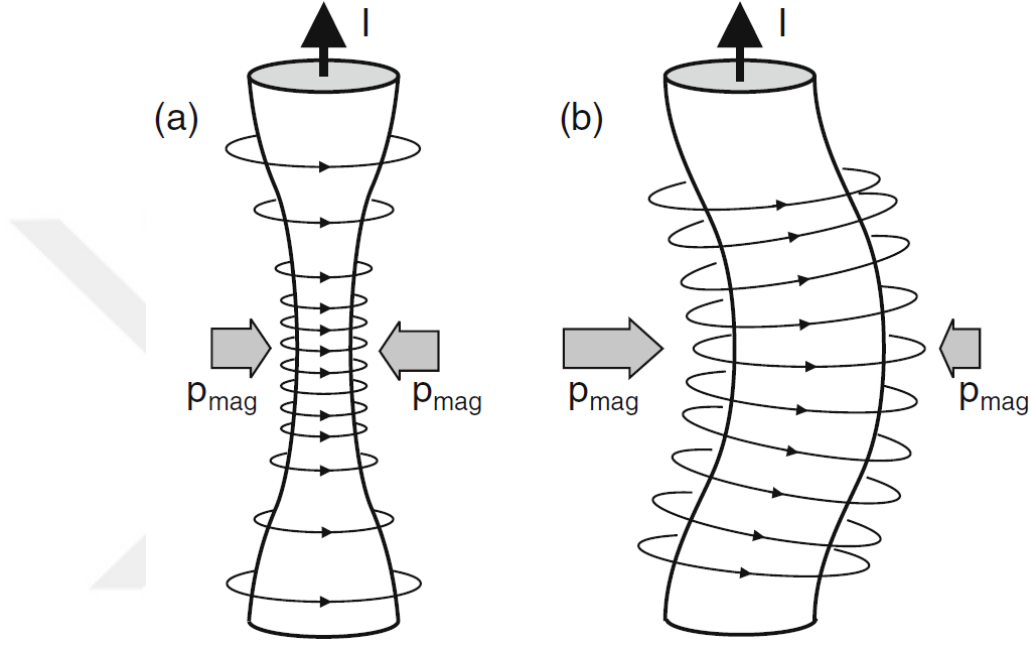


Şekil 1.26. (a) Klasik bir sarkaç, ilk sapmadan sonra dengeleyici kuvvete maruz kalır. (b) Ters çevrilmiş sarkaç, küçük bir sapmayı artırma eğilimindedir çünkü saptırıcı kuvvet, sapma açısıyla artar. (c) Denge durumunda potansiyel enerji minimum ise, sistem karardır. (d) İlk denge noktası yakınlarında düşük potansiyel enerji durumu varsa kararsızlık meydana gelir (Piel, 2010).

Burada, akım taşıyan pinch plazmalarının kararlılığı ve yerçekiminin etkisi altında ağır bir akışkanın daha hafif bir akışkan üzerinde durmasına benzeyen durumlar (yerçekimsel Rayleigh-Taylor (RT) kararsızlığı) ile ilgilenilecektir (Piel, 2010).

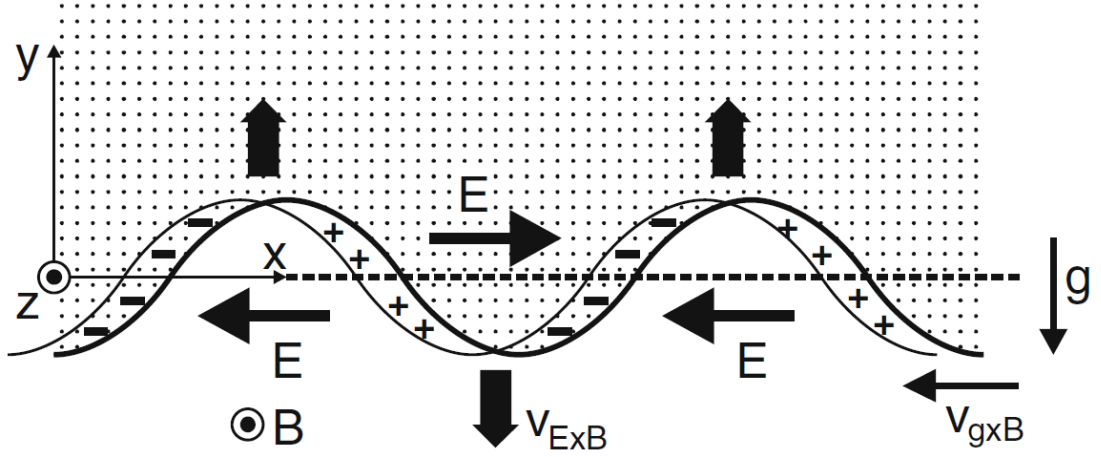
Pinch Kararsızlıkları: Pinch etkisinin homojen bir mekanizma olması şart değildir. Plazma enine kesitinin bazı noktalarda azaltıldığı farz edilirse, Şekil 1.27.a'da görüldüğü gibi plazma yüzeyindeki manyetik basınç artar. Çünkü $B_\phi = \mu_0 I / (2\pi a)$ 'dır. Bu artırılmış manyetik basınç, bu noktadaki plazma yarıçapını azaltır ve plazma sütunu, bir sosis kararsızlığına dönüşür. Ayrıca Şekil 1.27.b'de görüldüğü gibi plazma sütunu kavisli olduğu zaman manyetik basınç, plazmanın kararlılık

değerinden sapabilir. Manyetik alan çizgileri bölgesel akım yönüne dik olduğundan, akım çizgi yoğunluğu ve ilişkili manyetik basınç, kavisli plazma sütununun iç tarafında daha yüksek ve dış tarafında daha düşük olur. Bundan dolayı manyetik basınç dengesizliği bu sütunun yerini değiştirir. Bu yer değişikliği ise bir kıvrılmaya neden olur (Piel, 2010).



Şekil 1.27. Bir pinch plazmanın (a) sosis kararsızlığı, (b) kıvrılma kararsızlığı. Manyetik basınç, enine kesit küçüldüğü zaman artar veya plazma sütunu kavisli olduğu zaman asimetrik olur (Piel, 2010). Bu, plazmadaki deformasyonun büyümesine ve bundan dolayı kararsızlığa neden olur. Sonuç olarak plazma, çabucak torus (simit) duvarlarına temas noktasına gelir (McCracken ve Stott, 2013).

Yerçekimsel Rayleigh-Taylor Kararsızlığı: Bazı özel durumda MHD denge mevcut olsa bile, plazma kararlılığının olmaması, elektrik alanlarının ve ilgili plazma hızlarının kendiliğinden üretimine neden olabilir. Eğer bu plazmanın düzeni yavaşça bozulursa, ilk düzensizliği yükseltmeye eğimli olan manyetik kuvvetleri üretecek şekilde, plazmanın hareketi manyetik alanı bozabilir. Bu olay “MHD kararsızlık” diye adlandırılır. En önemli MHD kararsızlık, yerçekimsel Rayleigh-Taylor (RT) kararsızlığıdır (Goldstone ve Rutherford, 1995).



Şekil 1.28. Ekvator iyonosferindeki RT kararsızlığının resim taslağı. Plazma, yatay manyetik alan üzerinde duran ağır akışkandır (Piel, 2010).

RT kararsızlığı, şu şekilde açıklanabilir: Şekil 1.28’de gösterilen ekvator iyonosferi için çizilen RT kararsızlığının resim taslağında, karıştırılmamış plazma sınırı, yatay kesikli çizgi ile gösterilmiştir. Plazma, üst yarı ortamı doldurur. Manyetik alan x - y düzlemine diktir. İyon-nötr çarpışmaları ihmal edilirse yerçekimi kuvvetinin etkisi altında, iyonlar, $\mathbf{v}_g = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{g} \times \mathbf{B}}{B^2}$ ile verilen bir hızla $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$ sürüklenmesine maruz kalır. Elektronların (karşıt) sürüklenme hızı, m_e/m_i faktörüyle oldukça küçüktür ve burada ihmal edilebilir. Bu sınırın ilk homojen dengesi, $\mathbf{j}_i \times \mathbf{B} + n_i m_i \mathbf{g} = 0$ kuvvet dengesi denkleminde anlaşılabılır. Burada, $\mathbf{j}_i = en_i \mathbf{v}_g$ ’dir. Kararsızlığın nasıl işlediğini anlamak için kalın çizgi ile gösterilen sınırın ilk sinüzoidal karışıklığı nazara alınabilir. $\mathbf{g} \times \mathbf{B}$ sürüklenmesinin etkisi, ince çizgi ile gösterilen $-x$ yönündeki iyonları yavaşça kaydırmaktır. Ön kenardaki iyonların aşırı salınımıyla ve arka kenardaki iyonların eksikliğiyle, bu işlem, plazma yüzeyinde pozitif yük fazlalığı oluşturur. Bu yüzey yükleri, kutu oklarıyla gösterilen karıştırılmış plazma bölgesinin $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ hareketine neden olur. $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ sürüklenmesi, elektronlar ve iyonlar için aynıdır ve daha fazla yük ayırmasına sebep olmaz. Bu ikincil sürüklenmenin etkisi, orijinal karışıklığı artırmaktır (Piel, 2010).

Bu şekilde bir çalışma sistemine sahip olan yerçekimi RT kararsızlığı, daha iyi anlaşılacak için sıradan hidrodinamiklerde ve plazmalarda birer örnekle incelenebilir.

Sıradan hidrodinamiklerde, hafif bir akışkanın üstüne ağır bir akışkan konulduğu zaman RT kararsızlığı ortaya çıkar: ara yüzeyin dalgalı olması, ağır akışkanın hafif akışkan üzerine düşmesine izin verir (Goldstone ve Rutherford, 1995). Bu olay, ters çevrilmiş bir bardak su örneğinde görülebilir (Şekil 1.29). Suyun ağırlığı açık hava basıncı ile desteklenmesi durumunda, su ile hava arasındaki düzlem ara yüzey, denge halinde olmasına rağmen bu durum kararsız bir dengedir. Bu yüzeydeki herhangi bir dalgacık, yerçekimi alanındaki potansiyel enerji zararına büyür. Her ne zaman ağır bir akışkan, hafif bir akışkan tarafından desteklenirse, hidrodinamikte iyi bilinen bu olay meydana gelir (Chen, 2006).

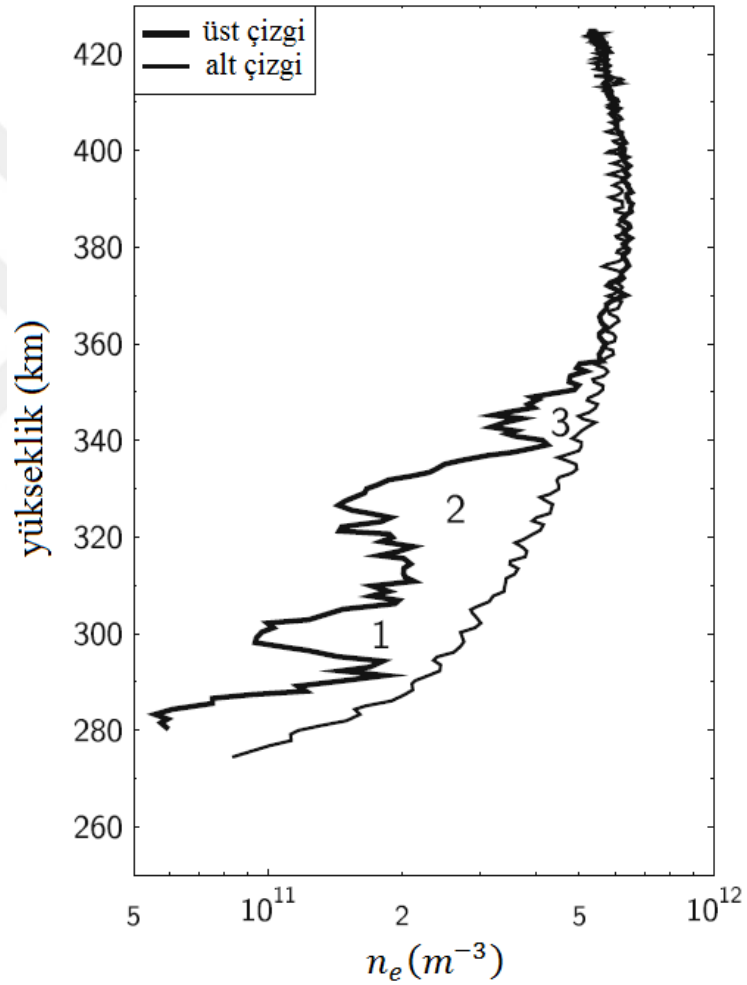


Şekil 1.29. Hafif akışkan tarafından desteklenen ağır bir akışkanın hidrodinamik RT kararsızlığı (Chen, 2006).

Plazmalarda, yoğun bir plazma, manyetik alanın basıncı ile yerçekimine karşı desteklendiği zaman bir RT kararsızlığı meydana gelebilir (Goldstone ve Rutherford, 1995).

Plazmalar için RT kararsızlığı, ekvator iyonosferi ile yeryüzü manyetik alanı arasındaki etkileşimde görülebilir (Şekil 1.30). Ekvator iyonosferinde manyetik alan yataydır ve iyonosferik plazma, daha hafif akışkanı temsil eden manyetik alan üzerinde durur. Gün batımından sonra iyonosferin alt kısmı (yeryüzünden 90-150 km yükseklikte olan E katmanı), tekrar birleşme ile hızlı bir şekilde kaybolur. F katmanının (yeryüzünden 150-500 km yükseklikte olan atmosfer tabakasının) alt

taraflarında (≈ 270 km yükseklikte) dik bir yoğunluk eğiminin oluşması, RT kararsızlığına dönüşebilir ve yüksek yoğunluklu F katmanındaki plazmanın içine düşük yoğunluklu plazma kabarcıklarının yükselerek girmelerine neden olur. Böyle plazma kabarcıklarının bir örneği Şekil 1.30'da gösterilmiştir. Roket yörüngesini temsil eden üst çizgi ve alt çizgi boyunca yoğunluk profili karşılaştırmasında, bu kabarcıklar, düşük plazma yoğunluğu olarak görünür. Üst çizgi, kabarcık bölgesini keser. Buna karşılık alt çizgi, karıştırılmamış plazma içinden geçer (Piel, 2010).



Şekil 1.30. Bir sondaj roketine takılan Langmuir sondasıyla ekvator iyonosferindeki plazma kabarcıklarının gözlenmesi. Üst çizgi ile gösterilen roket yörüngesi, 1, 2, 3 şeklinde işaretlenen üç kabarcıkla kesişir. Buna karşılık alt çizgi, karıştırılmamış plazma içinden geçer. Alt çizgi üzerinde görülen ince kıpırtı, fırlatılan roketin iyonosfer tabakasında bıraktığı izden (girdaptan) kaynaklanır (Piel, 2010).

RT kararsızlığı, Lawson kriterinin sürekliliğinin sağlanmasında, plazma için engel oluşturduğu gibi, farklı bazı sebepler de bu kriterin sürekliliğini engelleyebilir. Bunlardan bir tanesi plazmanın enerji kaybetmesidir. Bir plazmanın enerji kaybetmesine sebep olacak çok yollar vardır. Bu yollardan en önde geleni, bremsstrahlung'dur. Bu işlemde, iki parçacık, Coulomb saçılmasından dolayı ivmelenirler ve dolayısıyla ışıınım yayarlar. Bu ışıınım X-ışıınına karşılık gelir. Hafif olan parçacıklar mesela elektronlar, daha fazla ivmeye sahip olurlar. Fakat elektronların kaybettiği enerji, iyonları etkiler. Çünkü elektronlar ve iyonlar yaklaşık olarak termal dengededirler. Bu durumda iyonların enerjileri azalır ve Coulomb engelini aşmakta zorlanırlar (Krane, 1988).

Birim hacim başına yayınlanan bremsstrahlung,

$$P_{br} = 0,5 \times 10^{-36} Z^2 n_i n_e (kT)^{1/2} \quad \text{W/m}^3 \quad (1.2)$$

şeklindeir. Burada, Z , atom numarasıdır. n_i , iyon yoğunluğudur. n_e , elektron yoğunluğudur. kT , keV cinsindendir. Denklem 1.2 ile Şekil 1.31.'deki füzyon güçleri arasında bir karşılaştırma yapıldığında, füzyonla üretilen enerji, bremsstrahlung ile kaybedilen enerjiyi belirli bir sıcaklıktan sonra geçer. DT ve DD reaksiyonları için sırasıyla 4 keV ve 40 keV, bu sıcaklığa karşılık gelir. Bundan dolayı DT, yakıt olarak daha avantajlıdır.

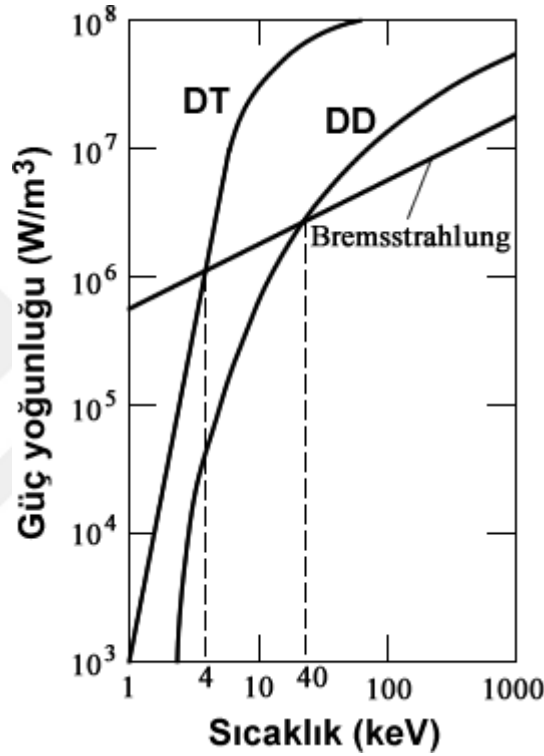
Denklem 1.2'ye göre bremsstrahlung'un sebep olduğu kayıp Z^2 ile artar. Dolayısıyla hidrojenen başka yakıt kullanan füzyon reaksiyonları, Coulomb engeli nedeniyle çok büyük bremsstrahlung kaybına uğrarlar.

Füzyon reaktörünün çalıştığı ortalama sıcaklık, füzyonla üretilen enerjinin bremsstrahlung ile kaybedilen enerjiden fazla olduğu bir sıcaklıkta tutulursa, diğer bütün ışıma kayıpları ihmal edilebilir. Bu durumda net enerji kazancı sağlanır.

DT füzyonu için sıcaklık 10 keV olarak alınırsa, Şekil 1.31'deki grafiğe göre bremsstrahlung ile kaybedilen enerji ihmal edilebilir. Füzyon reaksiyonlarının plazma içinde birim hacim başına açığa çıkardığı enerji,

$$E_f = \frac{1}{4} n_i^2 \langle \sigma v \rangle Q \tau$$

şeklinde hesaplanır. Burada D yoğunluğu, $\frac{1}{2}n_i$; T yoğunluğu, $\frac{1}{2}n_i$ olduğu kabul edilirse, toplam n_i , n_e 'ye eşit olur. Q , reaksiyon başına serbest kalan enerjidir (DT için 17,6 MeV). τ , plazmanın hapsedilme süresidir.



Şekil 1.31. DT ve DD reaksiyonlarının çıkış gücü ile bremsstrahlung kayıplarının karşılaştırılması. İyon yoğunluğunun $10^{21}/m^3$ olduğu varsayılmıştır. Füzyon gücünün bremsstrahlung kayıplarından büyük olduğu sıcaklıklar, düşey çizgiler ile gösterilmektedir (Krane, 1988).

Elektron ve iyonların T sıcaklığına kadar yükselmesi için gereken birim hacimdeki termal enerji, elektronlar için $\frac{3}{2}n_e kT$ ve iyonlar için $\frac{3}{2}n_i kT$ 'dir. $n_i = n_e$ durumunda termal enerji, $E_{ter} = 3n_i kT$ şeklinde tanımlanır.

E_{ter} enerjisi sağlanıp plazma ısıtıldıktan sonra, τ süresi boyunca plazma hapsedilebilirse, füzyon enerjisi yani E_f elde edilir.

Reaktörün net kazanca sahip olması için

$$E_f > E_{ter}$$

$$\frac{1}{4}n_i^2\langle\sigma v\rangle Q\tau > 3n_i kT$$

veya

$$n_i\tau > \frac{12kT}{\langle\sigma v\rangle Q}$$

eşitsizliği sağlanmalıdır. Buradaki $n_i\tau$, yani iyon yoğunluğu ile hapsedme süresinin çarpımının en küçük değerine Lawson kriteri denir. Bu kriter, farklı yakıtlar ve farklı sıcaklıklar için farklıdır.

DT reaksiyonu için $T = 10 \text{ keV}$ 'de $\langle\sigma v\rangle \sim 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$ ve $n_i\tau > 10^{20} \text{ s/m}^3$ 'tür. DD reaksiyonu için Şekil 1.31'e göre $T = 10 \text{ keV}$ 'in çok düşük bir sıcaklık olduğu görülür. Yani bremsstrahlung kayıpları, füzyon enerji kazancına göre çok büyüktür. Reaktör, $T = 100 \text{ keV}$ 'de çalıştırılırsa $\langle\sigma v\rangle \cong 0,5 \times 10^{-22}$ ve $n_i\tau > 10^{22} \text{ s/m}^3$ 'tür. Bu yüzden bir DD reaktöründe enerji kazancı elde edebilmek için hapsedme süresi ile iyon yoğunluğunun çarpımını veya ikisinden birisini yüz kere artırmak gereklidir. Bundan dolayı DD yerine DT reaksiyonu tercih edilir (Krane, 1988).

Lazer hapsedme yönteminin daha iyi anlaşılması için manyetik sistemlerden kısaca bahsettikten sonra bu tezin esas konusu olan eylemsiz hapsedme yöntemine geçilebilir. Eylemsiz hapsedme prensibine dayanan füzyon yaklaşımı; döteryum ve trityum içeren küçük bir yakıt kapsülü, eş zamanlı ve ani şekilde çok güçlü lazer ışınlarına maruz bırakılır. Bu lazer enerjisiyle yakıt kapsülü, hem ısıtılır hem de sıkıştırılarak daha yoğun hale gelir. Bu teknik, 2013'te Lawson kriterini yakalayarak lazer ile füzyon yapımında başarılı olmuştur. Bu tez çalışması, 2013 yılında başarıya ulaşan bu teknikle ilgilidir.

2. KRONOLOJİ

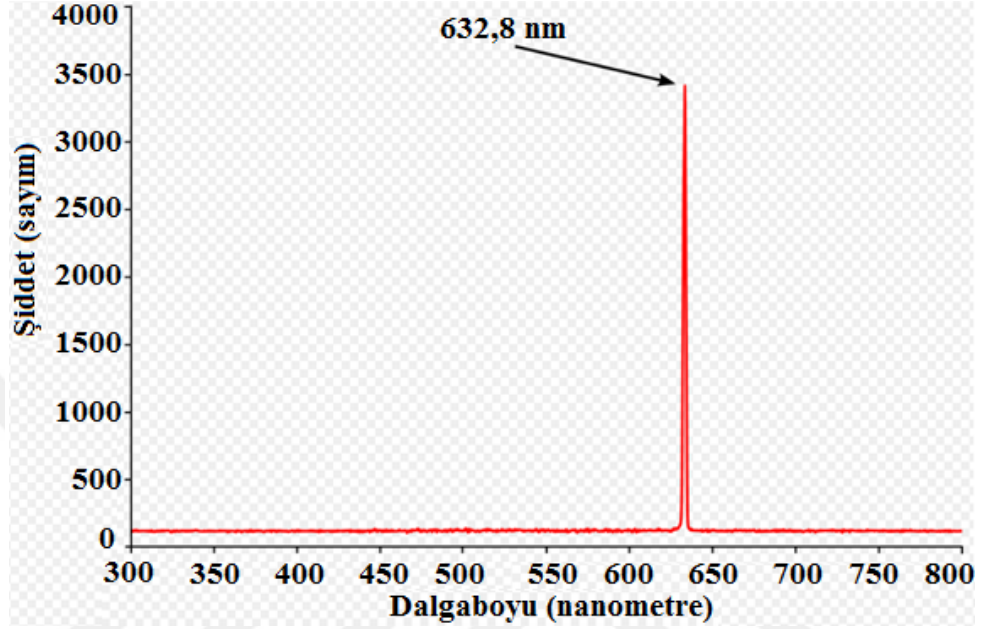
Lindl tarafından fark edilen, lazer sürümlü EHF kavramı, bir atom bombası kullanmadan küçük füzyon patlamaları yapma arzusu üzerine **1950'lerin sonunda** Nuckolls'un çalışmasıyla gelişir. Nuckolls, "nükleer olmayan bir esas"ın ısıma sürümlü bir içeriye patlamaya enerji verebilmesinin mümkün olabileceğini öne sürer. Plazma jetleri, pelet silahları ve yüklü parçacık demetleri gibi ısıma kaynağı için çeşitli adayları göz önünde bulundurur. (Daha sonra, EHF santralleri için ağır iyon hızlandırıcılarını savunur.) Gerekli DT kütlesi ve gerekli ısıma enerjisi ve sıcaklığı gibi miktarları hesaplar. Yüksek yoğunluklara izentropik (sabit bir entropide) sıkıştırmanın önemi, şekillendirilmiş bir sürücü sinyali için ilgili ihtiyaç ve akışkan kararsızlıkları sorununun hepsi bu dönemde tanınır. Nuckolls'un bazı hesaplamaları, bir DT kabuğunun ısıma sürümlü içeriye patlaması içindir (Craxton ve ark., 2015).

1960'larda gizli deney programları başlar (Craxton ve ark., 2015).

1960: Lazer keşfedildiği zaman, LLNL fizikçileri eylemsiz füzyonu öngörürler (Lindl, 1995).

Lazer (Laser): Uyarılmış elektromanyetik ısıma yayımına dayanan optik yükseltme (amplification) işlemi boyunca ışık elde etme yöntemidir. Bir lazer, "uyumlu" (coherent) bir şekilde ışık yayması bakımından, diğer ışık kaynaklarından farklıdır (Gould ve Gordon, 1959). Gaz lazerleri, kimyasal lazerler, eksimer lazerler, katı hal lazerleri, fiber lazerleri, fotonik kristal lazerler, yarıiletken lazerler, boya lazerleri, serbest elektron lazerleri gibi çeşitleri vardır. Katı hal lazerleri, gerekli enerji durumlarını sağlayan iyonlarla "katkılandırılan" kristal ya da cam çubuk kullanırlar. Neodimyum; itriyum ortovanadat (Nd:YVO₄), itriyum lityum florür (Nd:YLF) ve itriyum alüminyum garnet (Nd:YAG) dahil olmak üzere çeşitli katı hal lazer kristallerinde, ortak bir katkıdır. Bütün bu lazerler, 1064 nm'lik kızılötesi spektrumunda yüksek güçler üretebilirler. Ayrıca bu lazerlerin frekansları, 532 nm (yeşil, görünür), 355 nm ve 266 nm (UV) demetlerini üretmek için yaygın

olarak, sırasıyla iki, üç veya dört katına çıkarılır. Katı-hal lazerlerinde, iterbiyum, holmiyum, tülyum ve erbiyum, diğer ortak “katkılar”dır (Stewen ve ark., ve Injevan ve ark., 2000).



Şekil 2.1. (Ölçüm cihazları ile sınırlanan) helyum neon lazerinin çok yüksek spektral saflığını gösteren bir spektrum. Lazerlenmiş ortamın 0,002 nm bant genişliği, hâlâ çok daha dar olan tek bir uzunlamasına modun bant genişliğine rağmen, ışık yayan bir diyotun (onun spektrumu, karşılaştırma için burada gösterilir) spektral genişliğinden 10000’den fazla kat daha dar, bir uygunluktur.



Şekil 2.2. Boeing YAL-1. Lazer sistemi, uçak burnuna tutturulan bir döner başlığa monte edilir.

Lazer Demetlerinin Özellikleri:

1. Lazer demeti normal bir ışık kaynağına göre çok yoğun ve şiddetlidir.
2. Normal ışık her yöne dağılırken, lazer demeti dağılmaz ve odaklanabilir, sapma toleransı yok denecek kadar azdır. Oldukça düzgün bir ışıktır.
3. Lazer demeti tek dalga boyuna sahiptir. Bu özelliğinden dolayı monokromatik bir özellik taşır.
4. Lazer demeti, tek renkli ve aynı fazlı paralel dalgalar halinde genliği yüksek bir ışık demetidir.
5. Lazer demeti ile yüksek enerjilerde çok hassas işlemler yapılabilir.



Şekil 2.3. Astronomik uyarlamalı optik görüntülemeye lazer uygulaması.

Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL): 1952’de ABD, Kaliforniya, Livermore’da Kaliforniya Üniversitesi tarafından kurulan bir federal araştırma kurumudur.

Los Alamos National Laboratory (LANL): ABD’de, nükleer silah tasarımına yönelik gizli çalışmaları üstlenen, iki laboratuardan biridir (diğeri, LLNL’dir). New Mexico’nun Los Alamos kentinde bulunan Los Alamos Ulusal Güvenlik (LANS) tarafından yönetilen ve işletilen bir ABD Enerji Bakanlığı ulusal laboratuarıdır. Bu laboratuvar, dünyanın en büyük bilim ve teknoloji kurumlarından biridir.

1960’lar: Açık literatürde şöyle önemli bir çalışma bildirisi yapılır: Sıkıştırma kavramı ihmal edilirken, bazı önemli teorik anlayış geliştirilir ve lazerle indüklenen füzyon gösterimini hedefleyen hareket deneyleri belirlenir. Bu konuyla ilgili muhtemelen en erken yayın, Şubat **1961’de** Uluslararası Katı Hal Devreleri Konferansından bir rapordur. Bu raporda Peter Franken, küçük topaklar şekline getirilen lityum hidrid’i, bir lazerle füzyon sıcaklığına ısıtmaktan söz eder. Franken şunu ikaz olarak aktarır: “Bu taslağın fiziği başarıyı desteklemez fakat bu çalışma yine de başlatılmıştır.” (Craxton ve ark., 2015)

1962 konferans özetinde Linor, lazerle üretilen bir plazmanın ilk raporu olabilecek bir şey sunar ve onun, kontrollü füzyon araştırmasına uygulanmasının mümkünlüğünden bahseder (Craxton ve ark., 2015).

1963: Linor, bir yakut lazer kullanarak 1 keV’e kadar iyon enerjileri kaydeder (Craxton ve ark., 2015).

1964: SSCB’de Lebedev Enstitüsü’nde Basov ve Krokhin, hidrojeni, füzyon sıcaklıklarına kadar ısıtan lazerler kullandıklarını bildirirler (Craxton ve ark., 2015).

Kısa bir süre sonra **1964’te** Dawson, lazerle üretilen plazmalar üzerinde çığır açan teorik bir çalışma yayınlar. Bu çalışma, birçok temel fizik süreçlerini (ters bremsstrahlung Emilimi, ısı iletimi ve elektron-iyon eşdağılımı gibi) kapsar. Bu

süreçler sonradan hidrodinamik simülasyon kodlarına dahil edilmiştir. Bu çalışmada Dawson'un ana ilgisi, manyetik-tutma cihazına yakıt sağlamak amacıyla katı veya sıvı parçacıkları ısıtan lazer kullanmaktır. Lazer dalgaboyunun fiziksel anlamına ilk referans olabilen şey olarak, o, daha yüksek yoğunluklarda plazmayı ısıtmak, eşdağılımı geliştirmek ve dolayısıyla iyonları daha yüksek sıcaklıklara çıkarmak için yüksek frekanslı lazerleri savunur (Craxton ve ark., 2015).

1966: Daiber ve arkadaşlarının önerdiği lazer sürümlü küresel bir içeriye patlamada, birinci bir grup demetin, bir gaz içinde bir noktaya odaklanabilmesi, küresel esinti dalgası üretir. İkinci bir grup demetin, esinti dalgasının yüksek yoğunluklu kabuğunda enerjilerini biriktirebilmeleri, küresel olarak içeriye doğru patlayan bir şok dalgası üretir. Amaçlanan uygulama füzyondur ve 10 MJ'ü aşan lazer enerjileri başa baş için öngörülmüştür (Craxton ve ark., 2015).

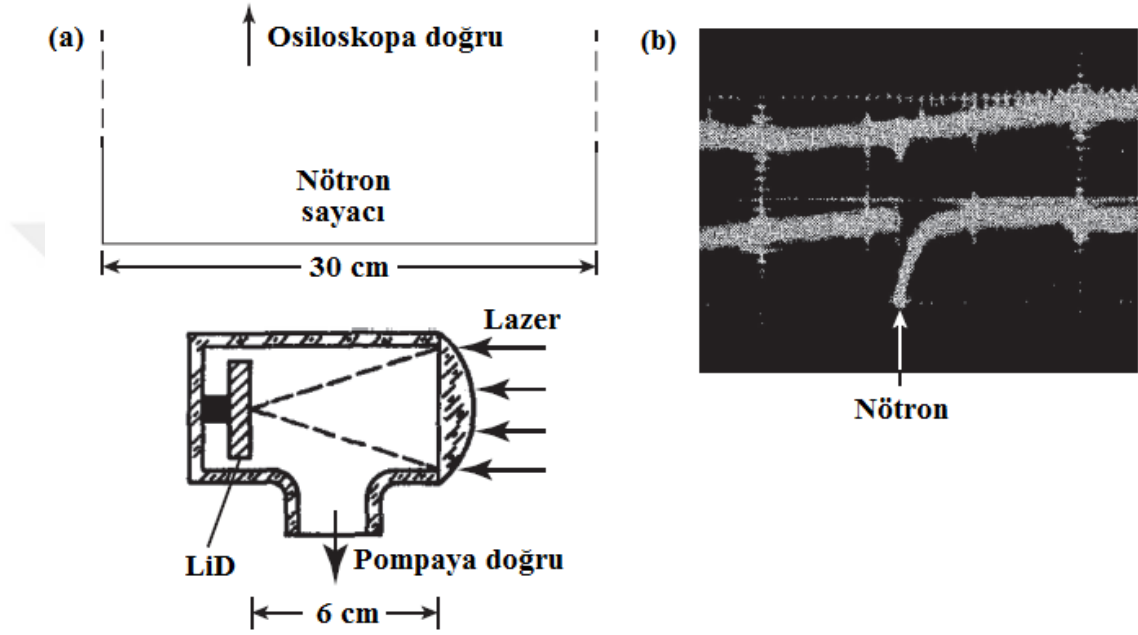
1966: Langer ve arkadaşları, yakut ve Nd:cam lazeri ($\sim 6 \times 10^{10}$ W/cm²'lik, düşük şiddette olmasına rağmen) tarafından üretilen plazmalardan yayılan elektronları, iyonları ve X-ışınlarını ölçerler ve elektrik alanı hızlandıran bir uzay yükü ayrımı (space-charge-separation) önerirler (Craxton ve ark., 2015).

1968: Basov ve arkadaşları, 20 J'e kadar, kısa (~ 10 ps), 1 μ m dalgaboylu Nd:cam lazer sinyalleri kullanan katı LiD hedeflerinden saçılan ilk nötron gözlemlerini bildirirler. Onların deneysel yapılandırması Şekil 2.4.a'da gösterilmiştir. Onların büyük plastik sintilatör sayacı, büyük bir katı açıda nötron ölçümüne izin verir. Bazı atışlarda, Şekil 2.4.b'nin kapsam izinde gösterildiği gibi tek bir nötron tespit edilir. Basov ve arkadaşları, bu nötronların termonükleer olduğunu iddia ederler fakat bu, tartışmalı olduğunu ispatlamıştır (Craxton ve ark., 2015).

1968: Kidder, kritik yoğunluğun birazcık üstünde bir D_2 küresinin içeriye patlamasını göz önüne alır ve 100 kJ'lük bir ışık sinyalinin, 0,3 J'lük füzyon enerjisi üretebileceğini bulur (Craxton ve ark., 2015).

1969: yayınlanan bir makalede, Dawson ve arkadaşları, katı parçacığı çevreleyen plazmada sonlu bir yoğunluk eğimi içeren ters bremsstrahlung emilim sürecini daha

detaylı bir şekilde dikkate alırlar. Etkili emilmenin, sadece yeterince büyük bir ölçek uzunluğu ile mümkün olabileceğinin farkına varırlar ve 10 keV’lik bir elektron sıcaklığı varsayılarak, yakut lazeriyle (dalga boyu $\lambda_0 = 0,7 \mu m$) bir döteryum plazmayı ısıtmak için 1,4 mm’lik bir ölçek uzunluğuna ihtiyaç olacağını tahmin ederler (Craxton ve ark., 2015).



Şekil 2.4. (a) Lazerle ısıtılan bir hedeften füzyon nötronları elde etmek için tasarlanan ilk deney düzeneği. (b) Lazer sinyaliyle çakıştığında tek bir nötronun üretimini gösteren kapsam izleri. (Craxton ve ark., 2015)

Maalesef, **1960’lar ile 1970’lerdeki** mevcut lazer enerjileri, lazer dalga boyları ve hedef ölçek uzunlukları; Dawson ve arkadaşları tarafından öngörülen rejimi fark edecek bir durumda değildir. Bunun yerine genellikle diğer emilme mekanizmaları ve bunların sık sık istenmeyen sonuçları, hedef fiziğine yön verir (Craxton ve ark., 2015).

1969: Sandia Laboratuvarlarından Gobeli ve arkadaşları, LiD hedefleri ile benzer lazer parametreleri (kısa lazer sinyallerinde 25 J’e kadar) kullanarak, Lebedev

deneylerini tasdik ederler. Onlar, biraz daha yüksek oranda nötron üretimi, yani atış başına bir ila üç nötron, bulurlar (Craxton ve ark., 2015).

1970'lerden beri, doğrudan besleme için ışınlama düzenlilik problemi (irradiation-uniformity problem) çözümü yönünde, çok gelişme yapılır (Lindl, 1995).

1970: Mead, demet başına 2 J'lük kapasiteye sahip küresel simetrik, 12 demetli bir yakut lazer sistemi bildirir. Bu sistemde 10 ns'lik lazer sinyalleri, küresel patlama dalgaları üretmek için bir gaz içine odaklanır. Ne yazık ki enerji, demet yolları boyunca gaz içinde birden fazla arızayı önlemek için demet başına 0,2 J ile sınırlı olmalıdır (Craxton ve ark., 2015).

1970: Floux ve arkadaşları, önemli ölçüde daha fazla nötron sayısı bildirir. Onlar, birkaç kere 10^{13} W/cm²'lik odaklı şiddetlerde, biraz daha büyük enerji (30-50 J) ve büyük ölçüde daha uzun lazer sinyalleri (~ 10 ns sürelik) kullanan dondurucu kimyasal maddeli D_2 hedeflerini ışınlılar. Onlar, atış başına 100-150 nötron gözlerler. Onlar da, bunun, termonükleer bir kaynaktan geldiğini iddia ederler. Onlar, X-ışını sinyallerine dayanarak elektron sıcaklığının 500 ile 700 eV arasında olduğunu ve iyonların benzer bir sıcaklığa kadar ulaştırıldığında bazı füzyon reaksiyonlarını gerçekleştireceklerini tahmin ederler (Craxton ve ark., 2015).

1971: Basov ve arkadaşları, CD_2 hedefleri kullanmak hariç, Floux ve arkadaşlarının uzun sinyalli deneylerini tekrar ederler. Onlar, 14 J'lük bir lazer enerjisi için atış başına 10^3 nötron gözlediklerini söylerler (Craxton ve ark., 2015).

1971: Basov tarafından yapılan bir konuşma, sıkıştırma kavramının gizliliğinin kaldırılmasına ve Nuckolls ve arkadaşlarının yeni ufuklar açan 1972 Nature makalesinin yayınlanmasına yol açar. Dolaylı beslemedeki araştırma gizliliği daha sonra kaldırılır (Craxton ve ark., 2015).

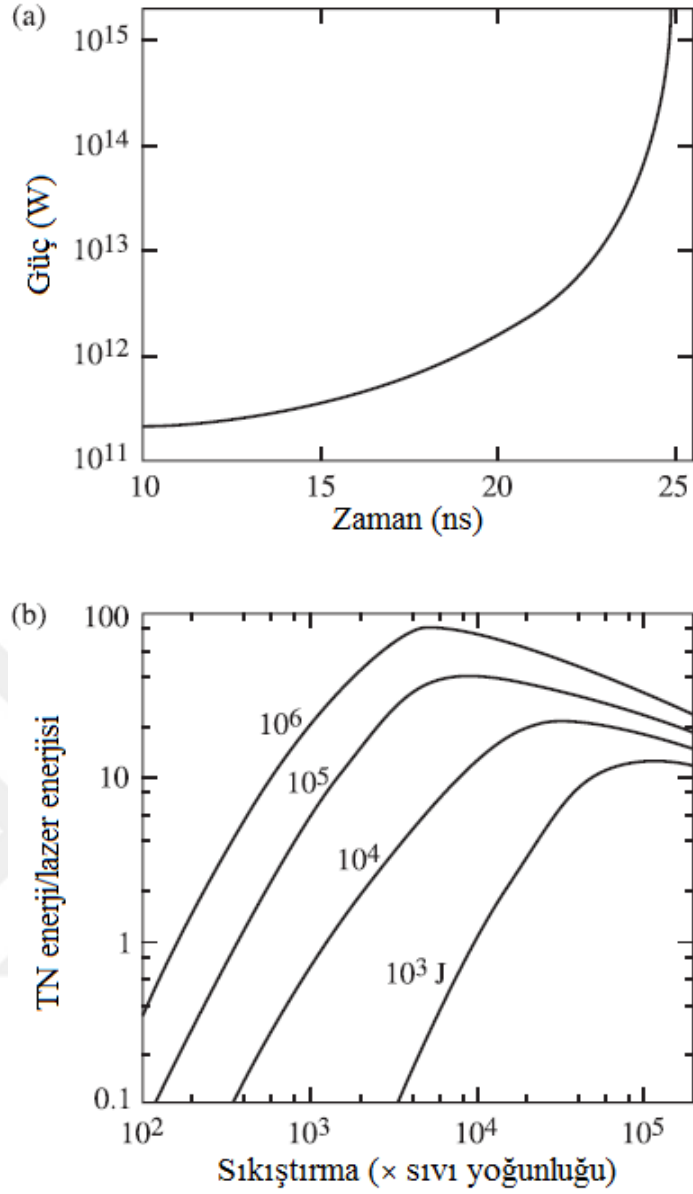
1971: Decroisette ve ark. tarafından gözlemlenen ikinci harmonik emisyonun, kritik yüzeydeki doğrusal olmayan süreçlerden kaynaklandığı anlaşılır ve iki plazmon

bozunma kararsızlığının (two-plasmon-decay instability) bir işareti olan $3\omega_0/2$ emisyonu, çeyrek kritik yüzeyden gelir (Craxton ve ark., 2015).

Bu alan, Nuckolls ve arkadaşları tarafından yayınlanan Nature makalesi ile 1972’de büyük bir itici güç kazanır. Bu makalede, yüksek yoğunluklara ablatif (buharlaşan) sıkıştırma kavramı açıklanır. Kabukların boy oranının (aspect ratio) çok yüksek olmadığı takdirde, bazı avantajlara sahip olabilmesinden bahsedilmesine rağmen, bu makale, katı DT küreler üzerinde odaklanır. Şekil 2.5.a’da gösterilen kavramın esas kısmı, şekillendirilmiş bir lazer sinyalıdır. Bu lazer sinyalinin gücü, hızlı bir biçimde zamanla birkaç kat artar. (10^{15} W olan tepe gücü, şu anda NIF’te mevcut olanı yaklaşık 2 kat aşar.) Sinyal şekli, yakıtı son yoğunluğuna maksimize etmek için izentropik (sabit bir entropide) olarak sıkıştıracak biçimde tasarlanmıştır. Şekil 2.5.b’de sunulan kazanç eğrileri, yüksek sıkıştırma elde edilebilmesi halinde gerekli lazer enerjisinin büyük ölçüde azaltılabileceğini (örneğin, 1 kJ’e kadar) gösterir (Craxton ve ark., 2015).

1972: Rosenbluth ve Sagdeev, zamanın kısmi fizik anlayışını yansıtan, Nuckolls ve arkadaşlarının 1972 Nature makalesinden hemen sonra yazılan bir yorumda, “Lazer füzyonu için belirli koşullarda (birçok keV elektron sıcaklığı), hidrojen çarpışma frekansı, şu şekildedir: Ters bremsstrahlung emilimi, ihmal edilebilecek kadar küçük olacaktır.” diye belirtirler. Daha sonra şöyle devam ederler: “Neyse ki, parametrik bozunma kararsızlığı, anormal emilim için çok etkili bir mekanizma sağlar.” **1973’te** bu görüş, “kuvvetli klasik olmayan emilme, 10^{11} ila 10^{12} W/cm²’lik lazer gücünün aşılması durumunda meydana gelir.” diye iddia eden ve emilme etkisinin bire (unity) yaklaşacağını tahmin eden Brueckner tarafından paylaşılır. Gerçekten de bundan sonra uzun yıllar boyunca, çoğu bilgisayar kodlu simülasyonlar, kabul edilen “anormal mekanizmalar” vasıtasıyla kritik yüzeye ulaşan lazer enerjisini %100’e kadar biriktirir (Craxton ve ark., 2015).

1972: Rosenbluth ve Sagdeev, SBS’yi de merak eder ve SBS iyon-ses dalgalarının çarpışmalı sönümünü (collisional damping) artıracak olan kısa dalgaboylu lazerler kullanarak bunu (SBS’yi) azaltmayı savunur (Craxton ve ark., 2015).



Şekil 2.5. Bu grafikler, 1972’de Nature makalesinde Nuckolls ve arkadaşları tarafından önerilmiştir. (a) Katı bir DT küresini içeriye patlatmak için şekillendirilmiş lazer sinyali. (b) Gelen lazer enerjisinin çeşitli değerleri için sıkıştırmanın bir fonksiyonu olarak, tahmin edilen kazanç [termonükleer (TN) enerji bölü gelen lazer enerjisi]. (Craxton ve ark., 2015)

1972: Livermore’da Mead ve arkadaşları, katı CD_2 hedeflerinden $10^3 - 10^4$ nötron bildirirler, fakat sadece 2 ns’den daha uzun sinyaller veya ikili sinyallerden dolayı. Tekrarlanabilirlik, zayıf ve anlaşılmamıştır (Craxton ve ark., 2015).

1972: Garching'deki Max Planck Enstitüsü'nde Büchl ve arkadaşları, düşük şiddetlerde ($5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$) katı bir D_2 hedefinden 10^3 'e kadar nötronun serbest kaldığını gözlerler ve temel uçuş süresi (time-of-flight) ölçümlerinde nötronların bu hedeften geldiğini bulurlar. Ancak, atış başına sadece 10^{-2} nötronluk hidrodinamik tahminlerine ve bir arka plan gazı eklendiğinde nötronların kaybolması gözlemlerine dayanarak, nötronların termonükleer olmadığı sonucuna varırlar (Craxton ve ark., 2015).

1972: Floux ve arkadaşları, bu deneylerde uzun sinyallerle ($\sim 3,5 \text{ ns}$) ve daha yüksek şiddetlerle ($\sim 8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$) ısıtılan katı D_2 hedeflerinden $\sim 10^4$ nötron yayımlandığını bildirirler. Koronanın çok yoğun bölgesinden gelen ürünlerinin (nötronların) termonükleer olduğunu iddia ederler. Bu bölgede, iyon sıcaklığının (T_i) $\sim 600 \text{ eV}$ 'e ulaştığı tahmin edilir. Onlar şunu fark ederler: Bu açıklama, iyonları ısıtacak daha az sürenin olduğu, daha kısa sinyaller için düşük ürün gözlemleriyle tutarlıdır. Onların iddiası son derece makul olduğu kabul edilmelidir. Onların sonuçları, (1964'te Dawson tarafından tanımlanan ters bremsstrahlung Emilimi, ısı iletimi ve elektron-iyon eşdağılımı gibi temel fizik süreçlerini içeren) hidrodinamik hesaplamalarla desteklenir. Bu hesaplamalar, hem gözlenenlere oldukça yakın ürünleri hem de gözlemlere oldukça yakın olan zamana bağlı yansıyan ışık kesrini (ışığın küçük bir kısmını) önceden söylemiştir. Bu açıklama, ilk Lebedev deneylerinin bazı ön simülasyonlarını uygulayan ve temel fizik süreçlerini tanımlayan, Shearer ve Barnes'in 1970'te yayınlanan teorik çalışmasıyla desteklenir (Craxton ve ark., 2015).

1972: Osaka'da Yamanaka ve arkadaşları, 10^{14} W/cm^2 'ye kadar 2 ns 'lik sinyallerle katı bir D_2 hedefinden 2×10^4 nötrona kadar nötron elde ederler. Bu şiddet, Floux'un 1972'de yaptığı deney şiddeti ile karşılaştırılabilir ve bu sinyal, daha kısa olmasına rağmen, makul bir plazma ölçek uzunluğu belirlemek için yeterince uzundur, bu yüzden plazma sıcaklığı karşılaştırılabilir olmalıdır ve benzer gözlenen nötron ürünü de termal bir orijinle tutarlı olabilir. Bununla birlikte, Yamanaka ve arkadaşları (10^8 cm/s 'lik ortalama hız ile) hızlı iyonları gözlerler ve onları, nötronların kaynağı olarak gösterirler. Ayrıca, Emiliminin büyük bir kısmı için parametrik bozunma kararsızlığına (PDI) başvururlar (Craxton ve ark., 2015).

1972: 3×10^6 nötronluk bir ürün elde etmek için, $110 \mu m$ çaplı katı bir CD_2 hedefi üzerine, ~ 200 J odaklayan dokuz-demetli Delfin lazeri kullanan Basov ve arkadaşları tarafından, çok demetli ışınlama geometrisi, bildirilir. Onlar, bu geometrinin faydalı olduğunu öne sürerler çünkü o, düzlemsel hedefler nedeniyle oluşan nokta çapı ötesinde ısıtılan bölgenin yayılmasını önler. Bu, bir içeriye patlama deneyi olarak sunulmadığından, nötronların yine çok yoğun koronal bölgeden gelmesi mantıklıdır (Craxton ve ark., 2015).

1972: Bir arka plan gazı eklendiğinde, Büchl ve arkadaşları, bir Nd:cam lazer kullanarak, (nötronlar ile birlikte) ortadan kaybolan $\sim 2 keV$ 'lik termal olmayan bir bileşenle, iki bileşenli bir X-ışını spektrumu gözlerler (Craxton ve ark., 2015).

Lazerle üretilen plazmaların anlaşılmasına temel olmasına rağmen, hedefte emilen, gelen lazer enerjisinin fraksiyonunu doğru bir şekilde ölçmek çok zordur. **1972'de** Basov ve ark., bu problemi fark ederler ve hedef odasında kalan gazdaki genişleyen şok (esinti) dalgasının zamanla değişimini gözleyerek emilen enerjiyi ölçerler (Craxton ve ark., 2015).

1972: Friedberg ve ark. tarafından, Şekil 2.15.a'dakine benzer bir eğri, soğuk plazmalarda emilim için verilmiştir. Onlar, $\theta = 23^\circ$ 'de $\lambda_0 = 1,06 \mu m$ için $\sim 40\%$ 'lık maksimum bir emilim ve ölçek uzunluğu $L = 1,7 \mu m$ olan dik bir yoğunluk profili bulurlar. Rezonans olarak uyarılmış elektron plazma dalgalarının enerjisinin, dalga kırma ve Landau sönümlemesi yoluyla enerjik elektronlara aktarılabilceğini belirtirler (Craxton ve ark., 2015).

Friedberg ve ark. tarafından **1972'de** soğuk plazmalarda emilim için verilen eğri, Forslund ve ark. tarafından **1975'te** sıcak plazmalara genişletilmiştir (Craxton ve ark., 2015).

1972: Kidder ve Zink tarafından yayınlanan bir makalede şöyle bildirilmiştir: $n_e = 10^{19} cm^{-3}$ 'teki $20 keV$ 'lik bir elektronun ortalama serbest yolu, $\sim 100 cm$ olmasına rağmen, ilk yüksek yoğunluklu bölgede boşaltılan (atılan) tüm enerji, keskin bir sıcaklık eğimi oluşturur. Diğer simülasyon modelleri daha fazla esnekliğe

izin verir; örneğin, **1976'da** Mead ve arkadaşları tarafından tanımlanan modelde, boşaltılan (dökülen) bir ışın enerjisinin bir kısmının belirlenmesi için, kullanıcıya, izin verilir ve bunun meydana gelmesi için, bu ışının ulaşması gereken yoğunluğun bir kısmının belirlenebilmesi gereklidir (Craxton ve ark., 2015).

1972: Bilgisayarlar ve sayısal modeller, hidrodinamik kararsızlığın ve sınırların (lazer plazma kararsızlıklarının izin verilebilir şiddeti yerleştireceği sınırlar) etkilerinin ayrıntılı değerlendirmesini yapmaya başlamak için yeterince güçlü olmuştur. İlk deneyler şunu gösterir: Azaltılmış soğurma ve plazma toplu işlemleri vasıtasıyla sıcak elektron üretimi yüzünden, lazer şiddetleri, lazer dalgaboyuna bağlı olarak 10^{14} ile birkaç kere 10^{15} W/cm^2 'ye sınırlanmıştır (Lindl, 1995).

Hidrodinamik kararsızlık seviyesinin azaltılması nedeniyle, verilen bir X-ışını şiddetinde, ateşleme için kapsül enerji ihtiyaçları, Nuckolls'un 1972 makalesindeki öngörüye çok yakındır (Lindl, 1995).

1972: Shearer ve arkadaşları, $\sim 2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 'de bir Nd:cam lazer ile plastik hedefleri ışınlar ve $T_H \sim 50 \text{ keV}$ 'lik bir sıcaklık ile 100 keV 'lik X-ışınları bulurlar; onlar, neden olarak parametrik bozunma kararsızlığını (PDI) önerirler. **1973'te** Olsen ve arkadaşları da, bir Nd:cam lazerden, 200 ila 800 keV 'lik X-ışınları bildirirler (Craxton ve ark., 2015).

1973: Los Alamos'ta McCall ve arkadaşları; nötronların, esinti (blowoff) plazmasında elektrostatik hızlanma yoluyla üretilen hızlı iyonlarla üretilebileceğini savunurlar. Onlar, nötronların, oda (chamber) duvarının üzerinde biriken döteryum tekkatmanlarından kaynaklanabileceğini gösterirler. Onlar, büyük olasılıkla doğrusal olmayan etkileşimleri üretmek için, $\sim 3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 'lik yüksek odaklı bir şiddette kısa sinyalli bir lazer (17 J, 25 ps) kullanan nötronları elde ederler ve $\sim 2 \times 10^8 \text{ cm/s}$ 'lik hızlara sahip hızlı iyonları gözlerler (Craxton ve ark., 2015).

1973: Basov ve arkadaşları, McCall ve arkadaşlarıyla şu konuda aynı fikirde olduklarını açıklarlar: Katı bir hedef üzerinde sıkı odaklama durumunda, nötronlar, hızlandırılmış döteronlar nedeniyle plazma harici üretilir. Bununla birlikte, küresel

hedefleri olan çok demetli bir ışınlama geometrisinde, nötronların enerji spektrumunun genişliği bazında, nötronların termal olduklarını bulurlar (Craxton ve ark., 2015).

1973: Bodner ve arkadaşları, parametrik bozunma kararsızlığından (PDI) kaynaklanan kritiğe yakın dar çalkantılı bir bölgede, ilk füzyon nötronlarının, keV sıcaklıklara kadar doğrudan ısıtılan iyonlardan meydana geldiğini önerirler. **1973'te** Boyer, buradaki PDI yerine, SBS kararsızlığının sorumlu olabileceğini önerir (Craxton ve ark., 2015).

1973: Soures ve arkadaşları, katı küresel *LiD* hedefleri üzerine sıkıca odaklanmış tek demetli bir lazerden 10^4 nötron bildirirler; uçuş süresi ölçümlerine göre, bu nötronlar hedeften kaynaklanmıştır. Bu aynı sonuç, **1974'te** Basov ve arkadaşları tarafından, kendilerinin çok demetli sisteminde uçuş süresi ölçümlerinden yapılır (Craxton ve ark., 2015).

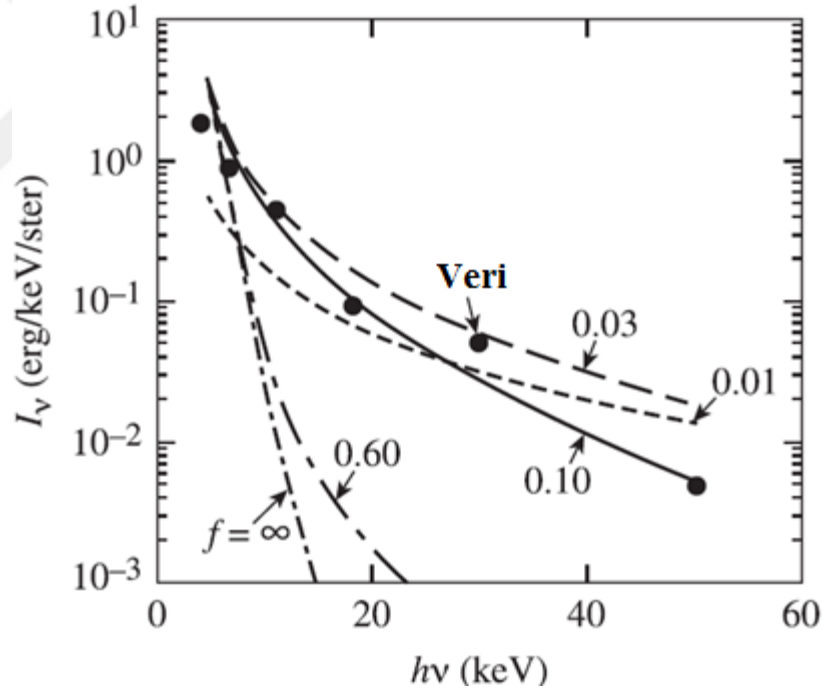
1974: Kephart ve arkadaşları tarafından, termal akı engellemesi açısından, önceki çalışmada elde edilen benzer sonuçlar (Şekil 2.6.) için üçüncü bir açıklama sunulur (Craxton ve ark., 2015).

1974: LASNEX kodu kullanan sayısal hesaplamalar şunu gösterir: Doğrudan besleme kapsülleri, Nuckolls'un 1972 makalesinde farz edilenden çok daha yüksek kararsızlık büyüme hızlarına sahiptir (Lindl, 1995).

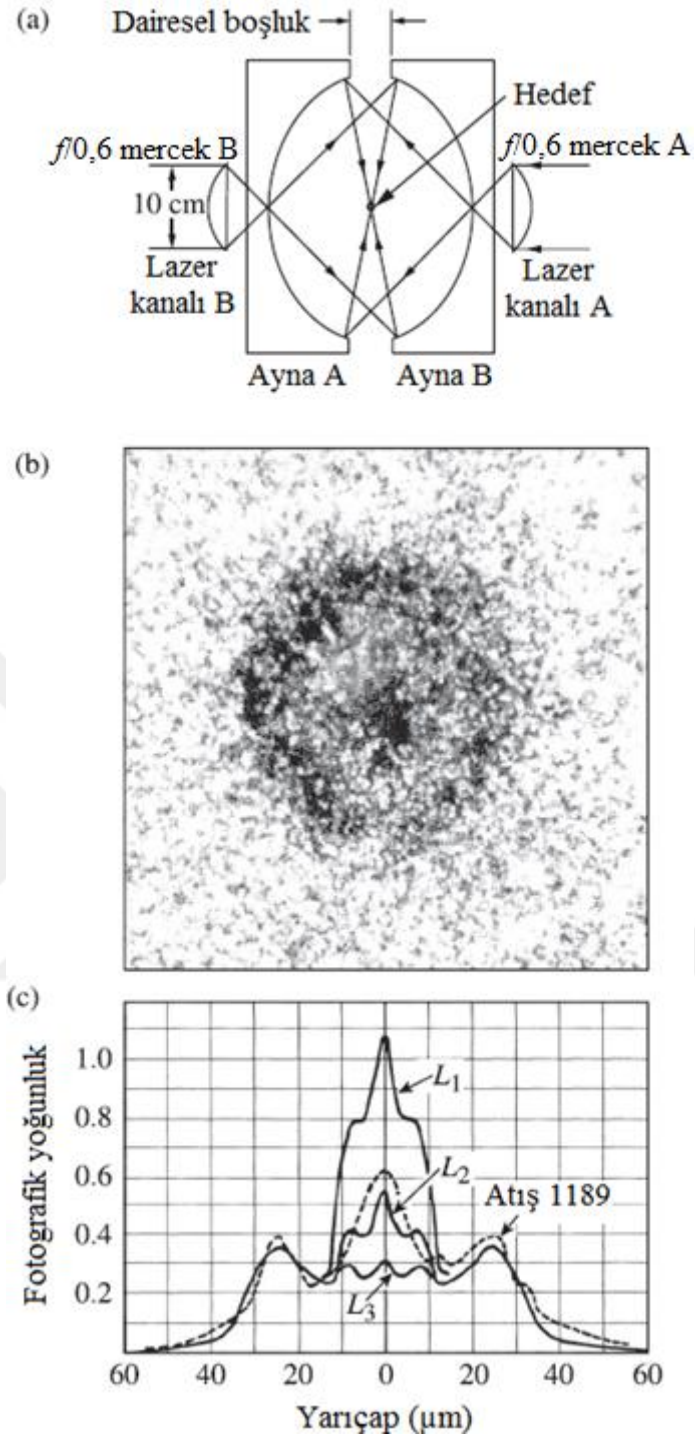
LASNEX: X-ışınları ile bir plazma arasındaki etkileşimlerle ilgili birçok etkiyle beraber, bu etkileşimlerin simülasyonunu yapan bir bilgisayar programıdır. 1960'ların sonu veya 1970'lerin başından beri kullanılan LASNEX, sürekli olarak güncellenmiştir. LASNEX, hesaplamalar için iki boyutlu "sonlu eleman metodu"nu kullanır.

1974: Johnson ve ark. ile Charatis ve ark.'nın bildirdiğine göre, ileriye doğru atılan bir sonraki büyük adım, lazer kaynaklı sıkıştırmadan kaynaklanan termonükleer nötronların KMS Füzyonunda ispatlı gösterimi olmuştur. Bu deneyin şematik bir

diyagramı Şekil 2.7.a'da gösterilir. KMS, yüksek dereceli bir düzenlilikle, küresel hedefe ışınlayan, eşsiz elipsoidal çift kepçeli bir optik sistem kullanır. Bu hedefler, 13-18 atm'lik DT ile dolu, çapı $\sim 70 \mu m$ ve duvar kalınlığı $\sim 1 \mu m$ olan, ince duvarlı cam mikro kürelerdir. Nötron ürünü, tipik olarak 10^5 'in birkaç katı kadardır. **1975'te** Campbell ve arkadaşları tarafından hedef sıkıştırmaya delil sağlanır. Onlar, zaman entegreli X-ışını iğne deliği kamera (pinhole camera) görüntülerini, boş cam mikro küreler vasıtasıyla (DT olmadan) gösterirler, örneğin Şekil 2.7.b'deki görüntü. Bu görüntü, "sıcak koronal plazma ve sıkıştırılmış çekirdekten dolayı yoğun merkez özellik"ten kaynaklanan hedefin dış tarafında meydana gelen emisyonu gösterir. Şekil 2.7.c, üç tane 1D hidrodinamik simülasyon ile bu görüntünün dışında bir çizgiyi karşılaştırır. Bu simülasyonlar, küresel simetriden sapmaları temsil eden açısal momentum değerleri L_1 , L_2 ve L_3 'ü birleştirir (Craxton ve ark., 2015).

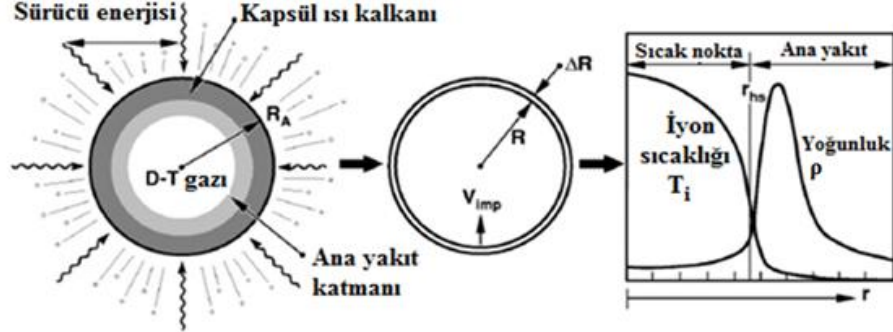


Şekil 2.6. Kalın bir CH_2 hedefinden hesaplanan bremsstrahlung spektrumları I_v 'ye karşı foton enerjisi $h\nu$, akı sınırlayıcı f 'nin farklı değerleri için, deneysel verilerle karşılaştırılır. Bu hedef, $\sim 10^{16} W/cm^2$ 'de 25 ps'lik bir sinyalde $1,06 \mu m$ 'lik bir lazer tarafından ışınlanmıştır. (1975'te Malone ve ark. tarafından çizilmiştir.) (Craxton ve ark., 2015)



Şekil 2.7. (a) Lazer sıkıştırma yoluyla füzyon üretmek için ilk deneylerde kullanılan, KMS iki demetli elips-ayna hedef ışılandırma sistemi. (1974'te Charatis ve ark. tarafından çizilmiştir.) (b) Sıcak sıkıştırılmış bir çekirdeği gösteren, tipik bir X-ışını iğne deliği kamera (pinhole camera) görüntüsü. (c) Farklı asimetri seviyeleri içeren üç teorik model (L_1 , L_2 , L_3) ile (b) şıkında gösterilen görüntünün haricindeki bir çizginin (kesik çizgili eğri) karşılaştırılması. [(b) ve (c) şıkları, 1975'te Campbell ve ark. tarafından çizilmiştir.] (Craxton ve ark., 2015)

1975: Uygulanan hesaplamalar şunu gösterir: Uygun bir tasarımla, Şekil 2.8'deki gibi ışıma sürümlü hedeflerle yüksek kazanç sağlamak mümkündür (Lindl, 1995).



Sürücü-hedef birleşmesi $\Rightarrow I_i \lesssim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ veya $\lesssim 300 \text{ eV}$ Kontrol etmek için: ✖ Emilim/önısıtma ✖ X-ışını dönüşümü ✖ Taşıma/sürücü	Simetri: $\frac{R_A}{r_{hs}} = \text{Yakınsama oranı} = 20-35 \Rightarrow \text{Çiftlenim } \eta = 10-15\%$
	Kararlılık: $\frac{R}{\Delta R} = \text{Uçuş boy oranı} = 25-35 \Rightarrow I_R \gtrsim 4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ veya 250 eV yüzey $< 1000 \text{ Å}$
	Ateşleme: $\begin{cases} T_{i,hs} = 10 \text{ keV} \\ \rho r_{hs} = 0.3 \text{ g/cm}^2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_{\text{sürücü}} = 1-2 \text{ MJ} \\ V_{\text{imp}} = 3-4 \times 10^7 \text{ cm/s} \end{cases}$

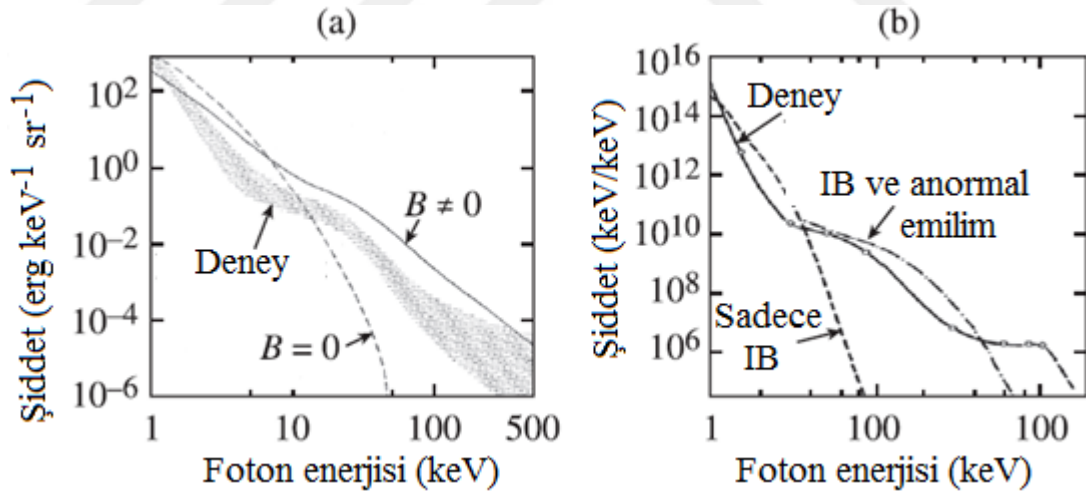
Şekil 2.8. Şu anki EHF ateşleme hedefleri üzerinde hedef fiziği şartnamesi, sürücü şiddeti, simetri, kararlılık ve ateşleme üzerindeki kısıtlamaları içerir (Lindl, 1995).

1975: KMS deneylerinde ortaya çıkan nötronların termonükleer olduğu, Slivinsky ve arkadaşları tarafından doğrulanmıştır. Bu doğrulama; alfa parçacığı uçuş süresi sinyalinin genişletilmesinden dolayı, iyon sıcaklığının ($\sim 3 \text{ keV}$) ölçülmesiyle yapılmıştır. Ayrıca onlar; nötronların, cam kabuk içinden geldiğini ispatlayan, orijinal 3.52 MeV 'lik enerjiden 0.2 MeV kadar azaldığını gösterirler (Craxton ve ark., 2015).

1975: İlk kez Saleres ve ark. tarafından, katı D_2 hedefleri için, $2\omega_0$ ve $3\omega_0/2$ emisyonlarının zamanla bütünleştirilmiş görüntüleri bildirilmiştir (Craxton ve ark., 2015).

1975: Ripin ve arkadaşları tarafından, NRL'deki deneylerden elde edilen Şekil 2.9.a'da, tipik bir X-ışını spektrumu gösterilmiştir. Bu deneylerde katı CH_2 hedefleri, 21 ps , $1\text{ }\mu\text{m}$ 'lik sinyallerle $\sim 10^{16}\text{ W/cm}^2$ 'de ışınlanmıştır. Onlar; suprathemal (enerjik) bir elektron bileşeni yerine manyetik alanların, (termal ısı akısını engelleyerek) verileri açıklamak için yeterli olduğunu iddia ederler ve verilere yaklaşan bir manyetik alan modelinin tahminlerini verirler (Craxton ve ark., 2015).

1975: Slivinsky ve arkadaşları tarafından $\sim 2 \times 10^{13}\text{ W/cm}^2$ 'lik çok daha düşük şiddette $1\text{ }\mu\text{m}$ dalgaboyunda ışınlanan CD_2 hedeflerinden elde edilen başka bir X-ışını spektrumu, Şekil 2.9.b'de gösterilmiştir. X-ışını sinyali; düşük ışınlım sonucunda, foton enerjisi ile daha hızlı azalırken, sadece klasik ters bremsstrahlung emilimini kullanarak modellenememesi bakımından benzer davranışlar sergiler. Slivinsky ve arkadaşları, “anormal emilme” ile sonuçlarını açıklarlar fakat bunun, rezonans emilim mi yoksa parametrik kararsızlık mı olduğunu söyleyemezler (Craxton ve ark., 2015).



Şekil 2.9. Klasik fizik kullanarak modellenemeyen suprathemal bileşenleri gösteren (a) (1975) Ripin ve arkadaşlarından ve (b) (1975) Slivinsky ve arkadaşlarından sert X-ışını spektrumu. Manyetik alanlar (B) ve anormal emilme, ilgili açıklamalar olarak gösterilir. IB: ters bremsstrahlung (Craxton ve ark., 2015).

1975: Ehler, $10^{14} W/cm^2$ 'ye kadar enerji sağlayan bir CO_2 lazer ışınımında $\sim 100 keV$ 'e ulaşan proton enerjileri gözler (Craxton ve ark., 2015).

1975: Estabrook ve ark., ısıtmanın, dikleştirilmiş profil üzerinde daha güçlü bir etkiye sahip olduğunu savunmalarına rağmen, Attwood ve ark. bu profili, ısıma-basınç etkilerinin doğrulanması olarak yorumlarlar (Craxton ve ark., 2015).

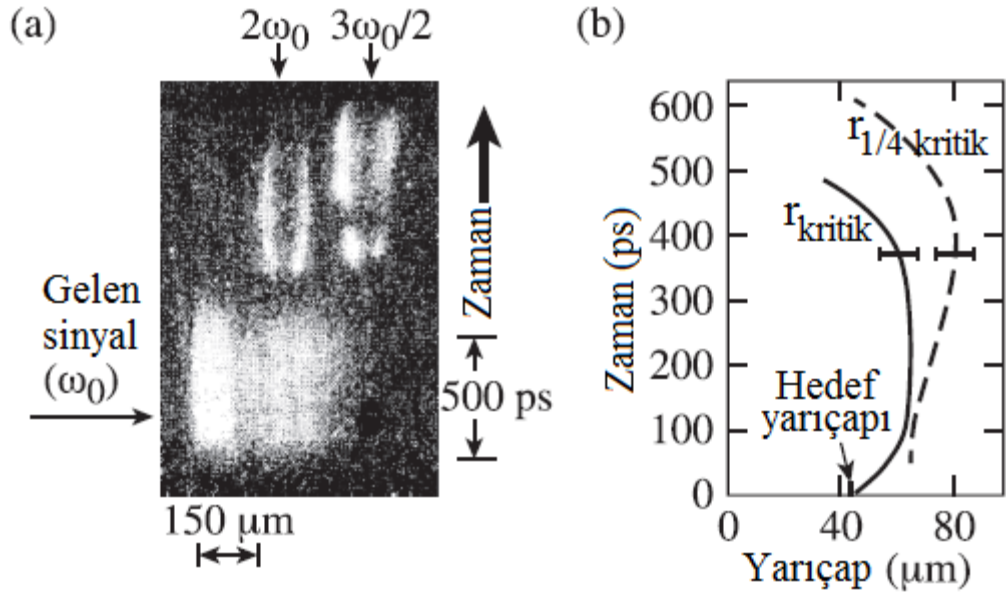
Lazer demeti düzenliliği ile ilgili ihtiyaçların kolay elde edilebilmesi ve hidrodinamik kararsızlıklara duyarlılığın azaltılmış olması yüzünden, ABD EHF Programı, **1976'dan beri** çabasının çoğunu, X-ışını veya dolaylı besleme yaklaşımı üzerinde yoğunlaştırmıştır (Lindl, 1995).

1976: Jackel ve ark. tarafından, zamana bağlı ölçek uzunluğunun ilk ölçümü, dört demetli DELTA lazeri kullanılarak sağlanmıştır. $\sim 40 \mu m$ yarıçaplı cam mikro-balon hedeflerinden gelen $2\omega_0$ ve $3\omega_0/2$ emisyonlarını çizgileyerek (Şekil 2.10.a.), (burada ω_0 , gelen lazer frekansıdır), kritik ve çeyrek kritik yüzeyleri zamanın fonksiyonları olarak çizerler (Şekil 2.10.b.) ve $\sim 40 \mu m$ 'ye kadar olan ayırma mesafelerini ölçerler (Craxton ve ark., 2015).

1976 yılının Mart ve Mayıs ayı arasında, LLNL, lazer sürümlü içeriye patlama deneylerinin ilk dizisini uygular. Bu deneyler için hedef tasarımları, yaklaşık 100 J enerjiye sahip $1,06 \mu m$ dalgaboylu ışık, gerektirir. Bunlar, LLNL'de Cyclops lazeri üzerinde denenmiştir. Şekil 2.11 ve 2.12, bu deneylerde kullanılan iki temel hedef tipini göstermektedir (Lindl, 1995).

Cyclops Lazeri: LLNL'de 1975'te inşa edilen yüksek güçlü tek demetli bir Nd:cam lazeridir.

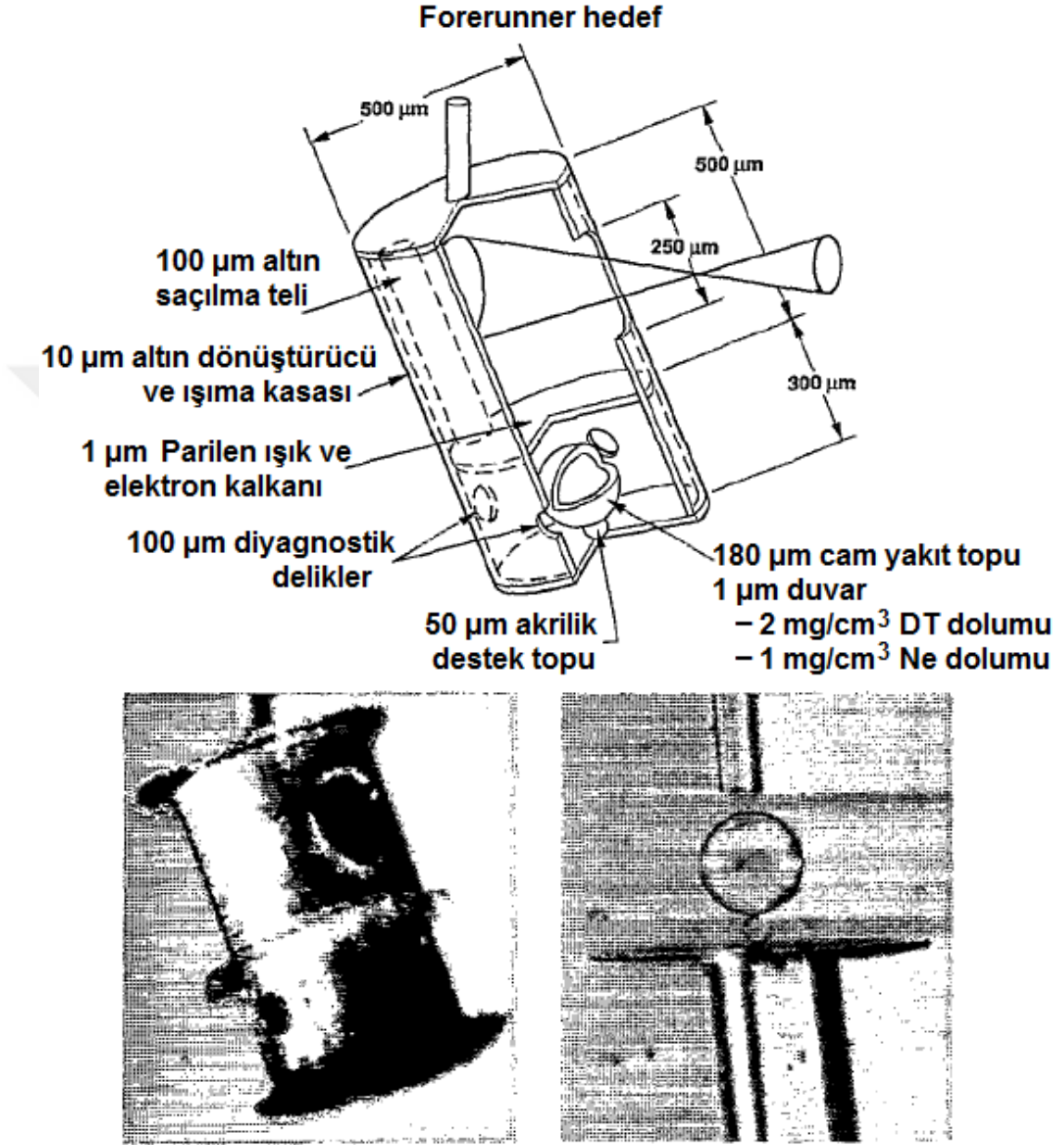
1976'dan 1981'e kadar, tek ve çift kabuklu hedefler, potansiyel yüksek kazanç hedefleri olarak incelenir. Şekil 2.8'dekiler gibi, tek kabuklu hedeflere kıyasla, çift kabuklu hedefler, daha düşük içeriye patlama hızlarında ateşleme koşullarına ulaşır. Şekil 2.13, yüksek kazançlı, çift kabuklu bir hedefi gösterir (Lindl, 1995).



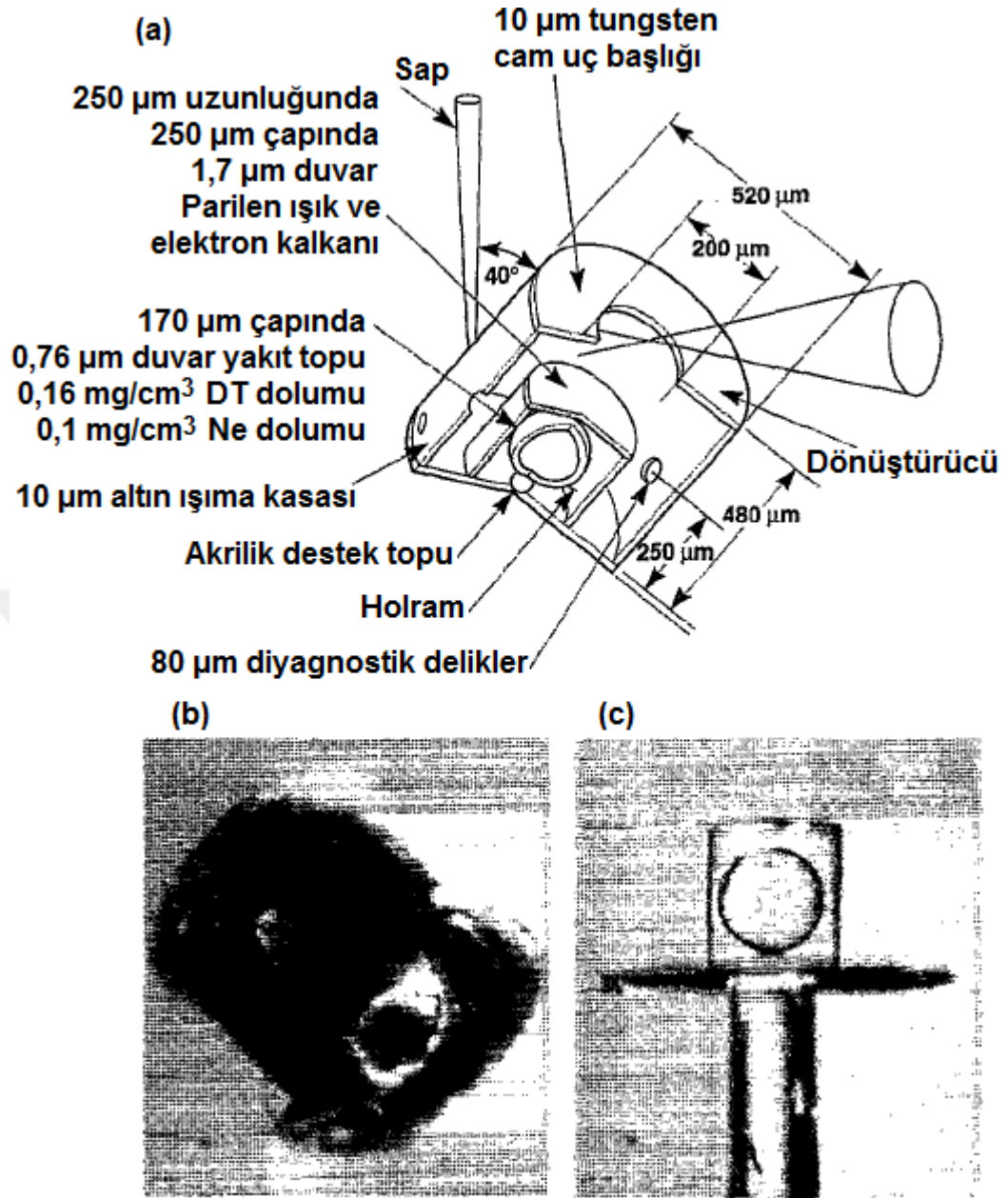
Şekil 2.10. (a) Sırasıyla kritik ve çeyrek kritik yüzeylerden kaynaklandığı anlaşılan, dört-demetli DELTA lazeri tarafından ışınlanan $42 \mu\text{m}$ yarıçaplı bir cam mikro-balon hedefinden gelen $2\omega_0$ ve $3\omega_0/2$ 'de çizgili emisyon. (b) (a)'daki çizgilerden elde edilen bu yüzeylerin yörüngeleri. (1976'da Jackel ve ark. tarafından çizilmiştir.) (Craxton ve ark., 2015)

1977: Lindman tarafından çıkarılan sonuçların bir derlemesi, çok sayıda laboratuardan elde edilen T_H 'ye göre, Nd:cam lazerleri ($\lambda_0 = 1,06 \mu\text{m}$) ve CO_2 lazerleri ($\lambda_0 = 10,6 \mu\text{m}$) için, Şekil 2.14.a'da gösterilmektedir. Dikkate değer bir biçimde, $I_L \lambda_0^2$ 'ye karşı çizildiğinde, tüm veriler aynı eğriye çok yakın durur (Şekil 2.14.b.). Burada I_L , lazer şiddetidir. Bu eğri ve onun rezonans emilimi olarak yorumlanması, **1975 ve 1977'de** Forslund ve ark. ve **1978'de** Estabrook ve Kruer tarafından gerçekleştirilen PIC simülasyonları ile tutarlıdır. $I_L \lambda_0^2$ parametresi, elektromanyetik alanda bir elektronun salınım enerjisiyle orantılı olduğu için önemlidir. “Zayıf” ve “güçlü” profil değişikliği olarak tanımlanan iki rejim için farklı ölçeklendirme kaydedilir. Profil değişikliği, kritiğe yakın olan yoğunluk profilinin dikleşmesi anlamına gelir. Alternatif açıklamalar olmasına rağmen, bu, çoğunlukla ışıma basıncına atfedilir. Bu basınç, bazen ponderomotive kuvveti olarak tanımlanır. Ponderomotive kuvveti üzerindeki ilk çalışma, **1969'da** Hora tarafından tanımlanmıştır. **1975'te** Estabrook ve ark. tarafından yapılan PIC simülasyonları,

rezonans emiliminin dikleşmeye neden olduğunu ve aynı zamanda dikleştirme ile arttığını gösterir (Craxton ve ark., 2015).



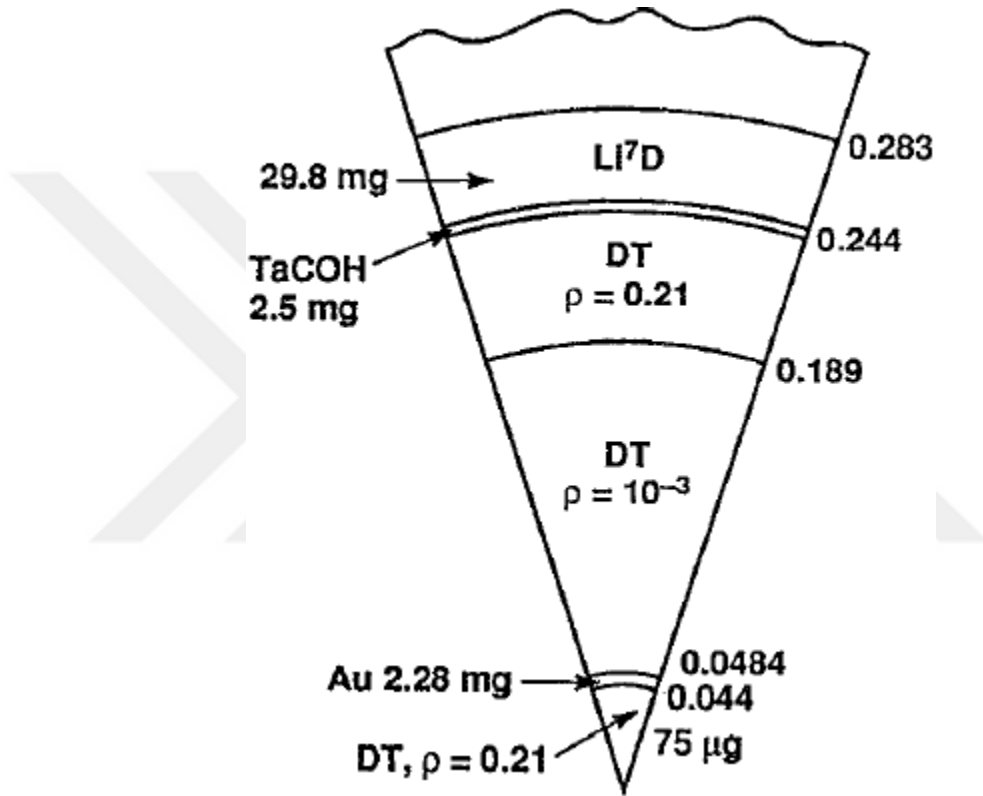
Şekil 2.11. İlk dolaylı besleme lazer sürümlü içeriye patlama, Forerunner (müjdecı) diye adlandırılan bir hedefin kullanılmasıyla 1976'da LLNL'de Cyclops lazeri üzerinde yapılır (Lindl, 1995).



Şekil 2.12. Forerunner hedefin geliştirilmiş versiyonu: (a) mühendislik çizimi, (b) monte edilmiş hedef ve (c) montaj öncesinde uç kapağı üzerine monte edilmiş yakıt kapsülü ve Parylene kapak (Lindl, 1995).

Parametrik bozunma kararsızlığı (PDI) ilk yıllarda birincil lazer emilme mekanizması gibi görünürken, PIC simülasyonları ile birleşen T_H (hot temperature; X-ışını enerjisi) ölçekleme başarısı, rezonans emiliminin tercih edilen mekanizma haline gelmesine yol açar. Kritiğe yakın yoğunluk profilinin dikleşmesi, parametrik bozunma kararsızlığına (PDI) karşı çalışır fakat rezonans emilimine yardımcı olur

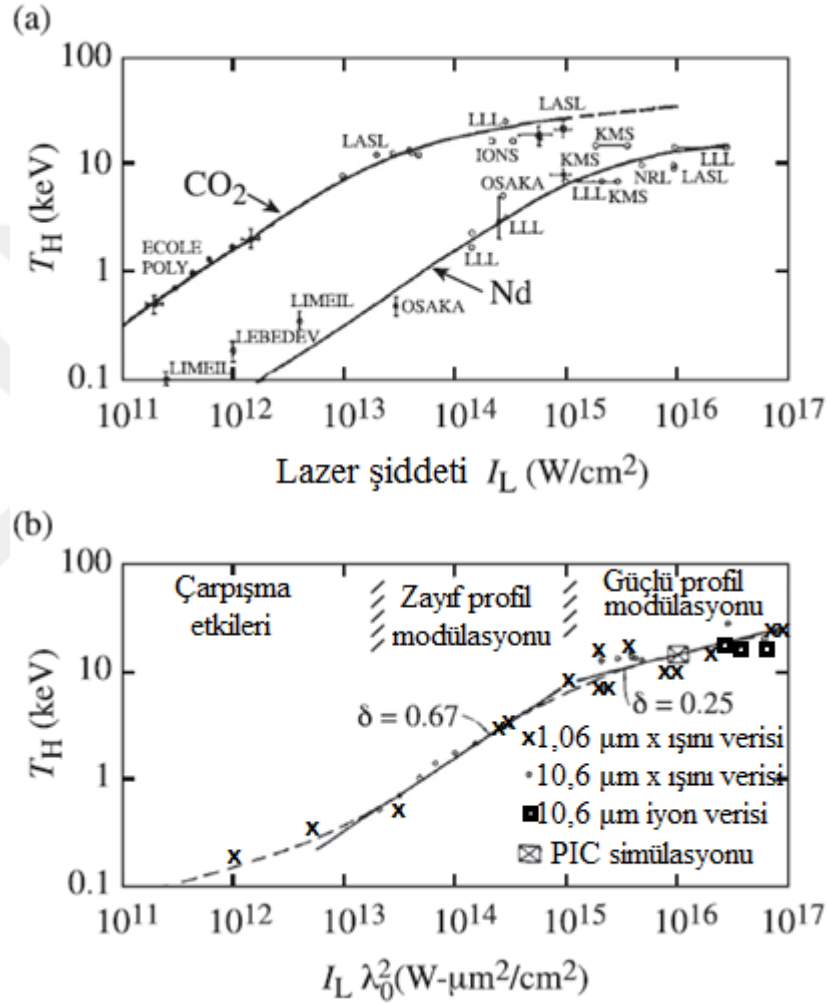
çünkü gelen dalga, kritiğe ulaşmak için daha kısa bir mesafeden tünellemek zorunda kalır. Bu, iyonosferdeki elektromanyetik ışın yayılımı bağlamında **1957’de** Denisov’un, daha sonra **1961’de** Ginzburg’un yayınladığı temel rezonans emilim fonksiyonu $\emptyset(\tau)$ ile şekillendirilmiştir (Şekil 2.15.a.). τ niceliği, $(2\pi L/\lambda_0)^{1/3} \sin\theta$ olarak tanımlanır, burada L , kritikteki ölçek uzunluğudur ve θ , gelme açısıdır ve $\emptyset(\tau)$, tünellenmiş elektrik alanının genliğini temsil eder (Craxton ve ark., 2015).



Şekil 2.13. Yüksek kazançlı Apollo çift kabuk. Bu hedef, kapsül emme enerjisi = 0,8 MJ, ürün = 313 MJ, maksimum Au itici hızı = $1,9 \times 10^7 \text{ cm/s}$, tepe kıvılcımlı buji yakıtı $pr \approx 0,68 \text{ g/cm}^2$, tepe Au itici $pr \approx 3,6 \text{ g/cm}^2$, tepe ana yakıt DT $pr \approx 0,96 \text{ g/cm}^2$ ve tepe $TaCOH$ $pr \approx 0,11 \text{ g/cm}^2$ (ön ısıtma kalkanı) sahiptir (Lindl, 1995).

Sert X-ışınlarının, rezonans emilimi tarafından üretilen suprathermal elektronlardan kaynaklandığı konusunda bir fikir birliği ortaya çıkar. Bu emilim işleminde, normal olmayan bir açı ile gelen p -polarizeli ışık, kritik değerin altında bir dönme noktasına sahiptir fakat kritik yoğunluğa tünel açar. O, bu kritik yoğunluğun olduğu yerde,

elektronları yüksek enerjilere hızlandıran, elektron plazma dalgalarını rezonans olarak uyarır. Tipik olarak sert X-ışını spektrumu, bir sıcak sıcaklık (hot temperature) T_H ile tanımlanan X-ışını enerjisi ile üstel bir düşme gösterir. **1976 ve 1977’de** Brueckner, bu spektrumdaki sert bileşenden toplam sıcak-elektron enerjisini tahmin etmenin uygun bir yolunu verir (Craxton ve ark., 2015).



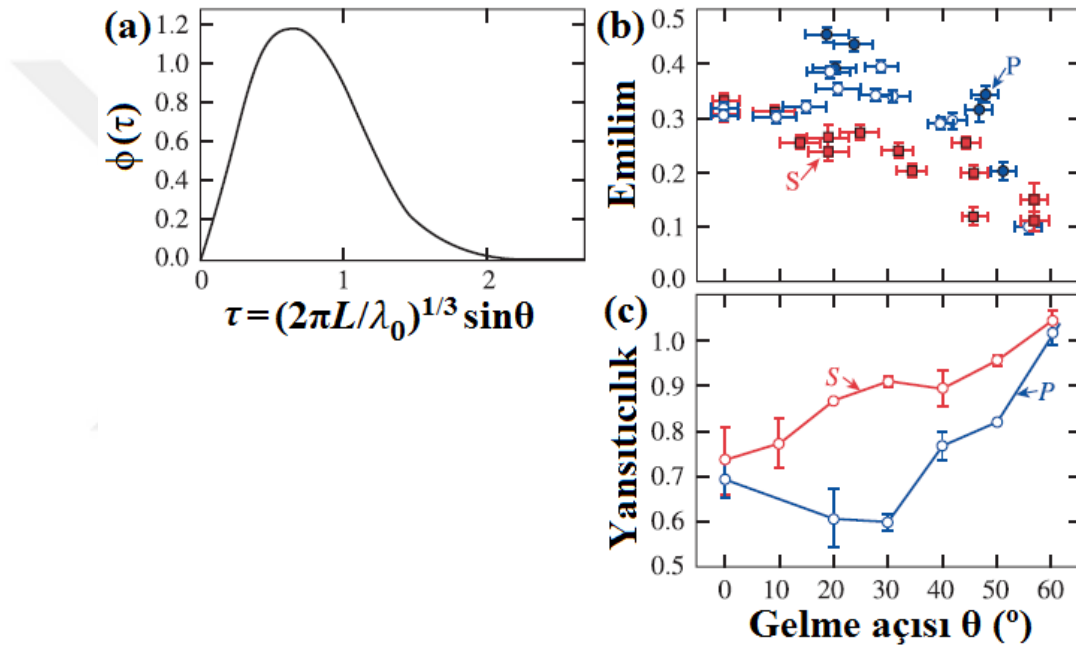
Şekil 2.14. (a) CO_2 lazerleri (dalga boyu $\lambda_0 = 10,6 \mu m$) ve Nd:cam lazerleri ($\lambda_0 = 1,06 \mu m$) için, lazer şiddeti I_L 'nin bir fonksiyonu olarak birçok laboratuardan elde edilen (esas olarak Şekil 2.9'da gösterildiği gibi spektrumların eğimlerine dayanan) sıcak-elektron sıcaklığı T_H . (b) (a)'daki ile aynı veriler, $I_L \lambda_0^2$ 'nin bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. (1977'de Lindman tarafından yapılmıştır.) (Craxton ve ark., 2015)

1977: Ceglio ve Coleman tarafından nötronların, merkezdeki sıkıştırılmış çekirdekte üretilmesine dair son doğrulama yapılır. Onlar, Livermore'daki Argus lazeri üzerinde iki demetli içeriye patlamalardan elde edilen alfa parçacıklarının görüntülerini gösterirler. Onların yeniden oluşturulan görüntüleri, 1,1 – 1,2'lik bir a/b oranı ve ~50'lik bir hacim sıkıştırma ile ortak merkezli eliptik çevre çizgilerini gösterir (Craxton ve ark., 2015).

1977: Lerche ve arkadaşları tarafından, nötron uçuş süresi genişletilmesine (nötronlar, sıkıştırılmış gaz ya da cam kabuk boyunca geçirilerek neredeyse hiç rahatsız edilmemişlerdir) dayanan iyon sıcaklık ölçümleri, bildirilmiştir (Craxton ve ark., 2015).

Rezonans emilimi teorisi birkaç net tahmin yapmıştır: normal gelmede (normal incidence) emilim yok, s polarizasyon için emilim yok ve p polarizasyon için kuvvetli bir açısal bağımlılık vardır. Bu tahminleri araştırmak için ortaya konan çok sınırlı sayıdaki deneylerden birinin sonuçları, **1977'de** Manes ve ark. ile Thomson ve ark. tarafından çizilen Şekil 2.15.b'de gösterilmektedir. Onlar, toplam saçılmış ışığı ölçmek için odaklama merceği boyunca geri saçılmış ışığın ısı ölçümü ile birlikte hedefi çevreleyen bir kutu kalorimetresi kullanırlar; böylece doğru bir emilim ölçümü elde edilir. Onlar, $\sim 40 \mu m$ 'lik küçük bir odak çapıyla $\sim 10^{16} W/cm^2$ 'de $\sim 30 ps$ 'lik $1 \mu m$ dalgaboylu sinyallerle CH disk hedeflerini ışırlarlar. Aslında, açısal bağımlılıkta iki polarizasyon arasında bir fark gözlemlerler; bu da rezonans emilimini gösterir. Ancak, p polarizasyon için gözlenen açısal bağımlılık, $\emptyset(\tau)$ eğrisine pek az benzerlik gösterir. Normal gelme ve s polarizasyona göre emilim kesirleri, ters bremsstrahlung için beklenenden çok daha büyüktür ve açıklanması daha zordur. Estabrook ve ark. tarafından **1975'te** ileri sürüldüğü gibi, Thomson ve ark., kritik yüzeyin hafifçe dalgalandığı açıklamasını önerirler. (Daha kapsamlı olarak, kritik bölgelerdeki bütün yoğunluk profili, fazlasıyla homojen olmayan olarak kabul edilebilir.) Ancak, Estabrook ve ark. tarafından **1975'te** ileri sürülen PIC simülasyonları, parametrik bozunma ve salınım yapan iki akış (oscillating two-stream) kararsızlıklarının neden olduğu normal gelmede %15 emilim öngörür. Bu yüzden Şekil 2.15.b'nin yorumu sonuçsuz kalmıştır (Craxton ve ark., 2015).

Şekil 2.15.c, saçılmış ışığı ölçmek için bir Ulbricht küresel fotometresi kullanan Godwin ve ark. tarafından **1977’de** Garching’teki bir deneyden elde edilen verileri gösterir. Onlar, $10^{16} W/cm^2$ ’ye kadar çok çeşitli şiddetlerde $1 \mu m$ dalgaboyunda $400 mJ$, $30 ps$ ’lik sinyallerle bakır (Cu) hedeflerini ışınlarlar ve yansıma oranını çizerler. Onların sonuçları, Şekil 2.15.b’dekilere benzerdir: normal gelmede yaklaşık %30 emilim vardır ve s ve p polarizasyonu arasındaki fark biraz daha büyüktür. Benzer deneyler, **1979’da** Maaswinkel ve ark. tarafından $0,5 \mu m$ ’lik ışınlama için bildirilmiştir (Craxton ve ark., 2015).



Şekil 2.15. (a) Rezonans emilme fonksiyonu $\phi(\tau)$; burada τ , gelme açısı θ ’ya, yoğunluk ölçek uzunluğu L ’ye ve lazer dalgaboyu λ_0 ’a bağlıdır. (1957’de Denisov tarafından çizilmiştir.) (b) CH hedefleri için Janus lazeri üzerinde elde edilen, gelme açısı θ ’nın bir fonksiyonu olarak, p -ve s -polarizeli ışığın ölçülen emilimi. p polarizasyonu için veriler mavi renkle gösterilmiştir. Katı daireler $(5,6 \pm 0,4) \times 10^{15} W/cm^2$ ’lik bir şiddeti ve açık daireler $(2,5 \pm 0,9) \times 10^{15} W/cm^2$ ’lik bir şiddeti göstermektedir; s polarizasyonu için veriler kırmızı renkle gösterilmiştir. (1977’de Manes ve ark. tarafından çizilmiştir.) (c) θ ’nın bir fonksiyonu olarak, Cu hedefleri üzerine gelen, 4π p ve s -polarizeli ışığın yansıması. (1977’de Godwin ve ark. tarafından çizilmiştir.) (Craxton ve ark., 2015)

1978'in başından 1979'un sonuna kadar, yüksek yoğunluğa ulaşmak için tasarlanan çok çeşitli hedefler, Shiva üzerinde test edilir (Lindl, 1995).

1978'den 1988'e kadar, çok daha yüksek enerjilerde bir dizi gizli nükleer deneyler niteliğinde olan H/C (Halite/Centurion) programı, yüksek kazançlı EHF'nin uygulanabilirliği hakkında temel soruları örtbas etmiştir (Lindl, 1995).

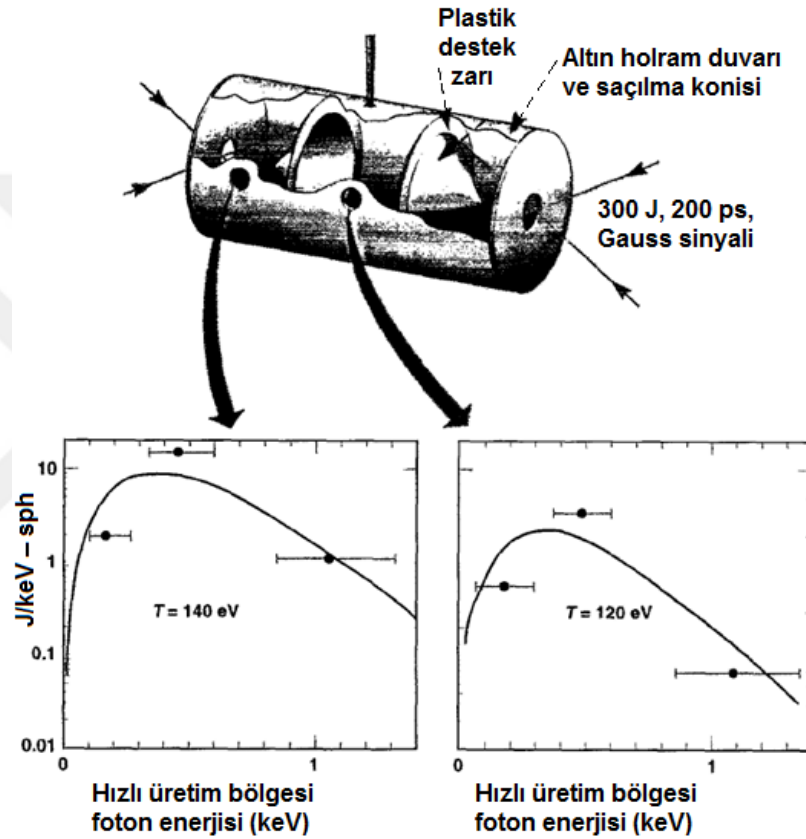
Sıcak elektronlar tarafından hacmi boyunca ısıtılan cam kabuklar, dışarıya doğru patladığı için, bu hedefler “dışarıya patlayan iticiler” (exploding pushers) olarak bilinir. Dışarıya patlayan itici hedefler genellikle yüksek lazer yoğunluklarında (yüksek sıcaklık üretmek için) ışınlanır ve nötron üretmek için kullanışlıdır. **1977'de** Storm; lazer sinyal genişliği, hedef çapı, duvar kalınlığı ve dolum basıncı gibi parametrelere ürünün bağımlılığını sağlayan, bu aralar bir boyutta bile önemli hesaplama süresine ihtiyaç duyan daha doğru hidrodinamik simülasyonlara başvurmadan tahmin edilebilecek, dışarıya patlayan itici hedefler için bir model geliştirir. Bu model, birkaç on yıl boyunca nötron verimi üzerinden deneyler ve hesaplamalar ile ölçeklendirilir (Craxton ve ark., 2015).

1977: Fedosejevs ve ark., interferometri (girişim ölçer) kullanarak, CO_2 plazmalarında dikleşmeyi gözlemlerler ve bunun, ısıma basıncının doğrudan kanıtı olduğunu iddia ederler, fakat kritik bölgeden uzakta, düşük yoğunluklara doğru hızlanan parçacıklardan gelen momentum birikiminin bir faktör olabileceğini fark ederler (Craxton ve ark., 2015).

1977: Gunn ve Rupert tarafından LLNL'de ilk defa ortaya konulan 4π kalorimetresinin amacı, Şekil 2.15.b'dekine benzer deneylerden elde edilen, emilmeyen toplam ışığın ölçülmesidir. (Craxton ve ark., 2015)

1977 ve 1978: Şekil 2.16, 2.17 ve 2.18'de gösterildiği gibi, holram deneyleri, gittikçe daha karmaşık hedeflerle yapılır. Şekil 2.16 ve 2.17, ısıma sıcaklığı ile X-ışını ön ısısını ölçmek için tasarlanan 1978 Argus lazer hedeflerini gösterir. Şekil 2.18, Argus üzerinde 10 ila $100 \times$ sıvı yoğunluğuna ulaşmak için tasarlanan kapsüller için bir holramı gösterir (Lindl, 1995).

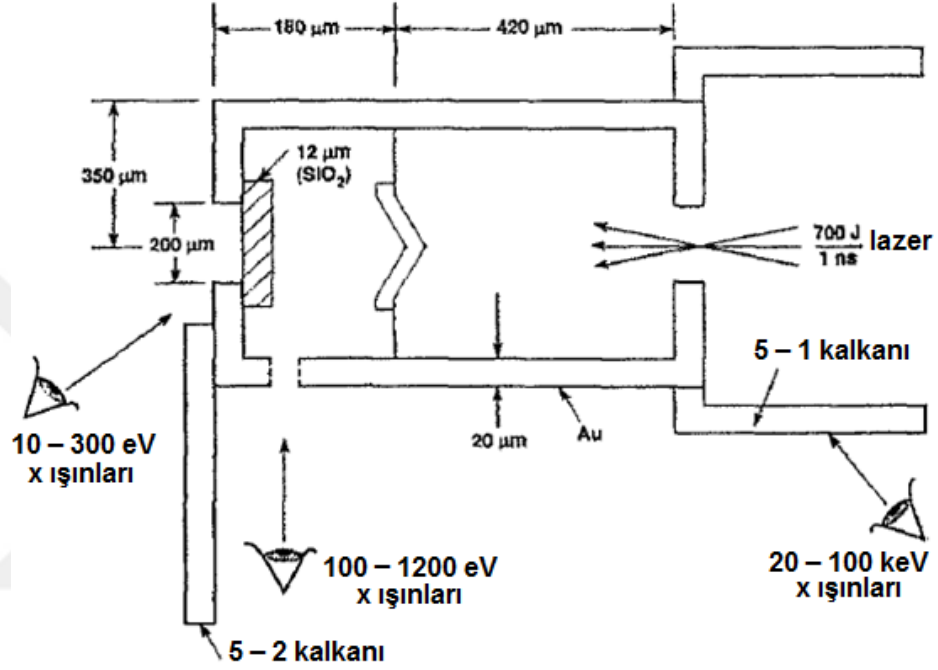
NIF hedeflerinin ayrıntılı modellemesi şunu gösterir: NIF kapsül simetrisi, holram ekseninde kaplama esintisinin durgunluğuyla üretilen bir hidrodinamik basınç sinyalinin olumsuz bir şekilde etkilenmiştir. **1978** hesaplamalarında kullanılan orijinal yaklaşım olan gaz doldurulmuş bir holram, bu durgunluk problemine sahip olmadığı için NIF temel tasarımı olarak kabul edilir. Ayrıca bu yaklaşım, önerilen LMF hedefleri için **1988’de** değerlendirilmiştir (Lindl, 1995).



Şekil 2.16. 1978’de LLNL’de Argus lazeri üzerinde, Cairn (höyük) hedeflerinin çukur bölgeleri ve üretimi arasındaki enerji kaybı ile sıcaklık gradyanını gösteren zaman çözünürlüklü X-ışını spektroskopisi (Lindl, 1995).

Nova’da kullanılandan yaklaşık dört kere daha büyük olan NIF-ölçekli holramlarda, $n/n_c \approx 0,1$ ’de “altın”daki (Au’daki) ters bremsstrahlung, o kadar büyüktür ki: Orijinal duvardaki lazer emilimi ve X-ışını emisyon bölgesi hareketi, ışıma simetrisinin korunmasını çok fazla zorlaştırır. **1978’de** LLNL’de fark edilen bu etkinin düzeltilmesi, yüksek yoğunluklu altın esintisini (blowoff) düşük yoğunluklu

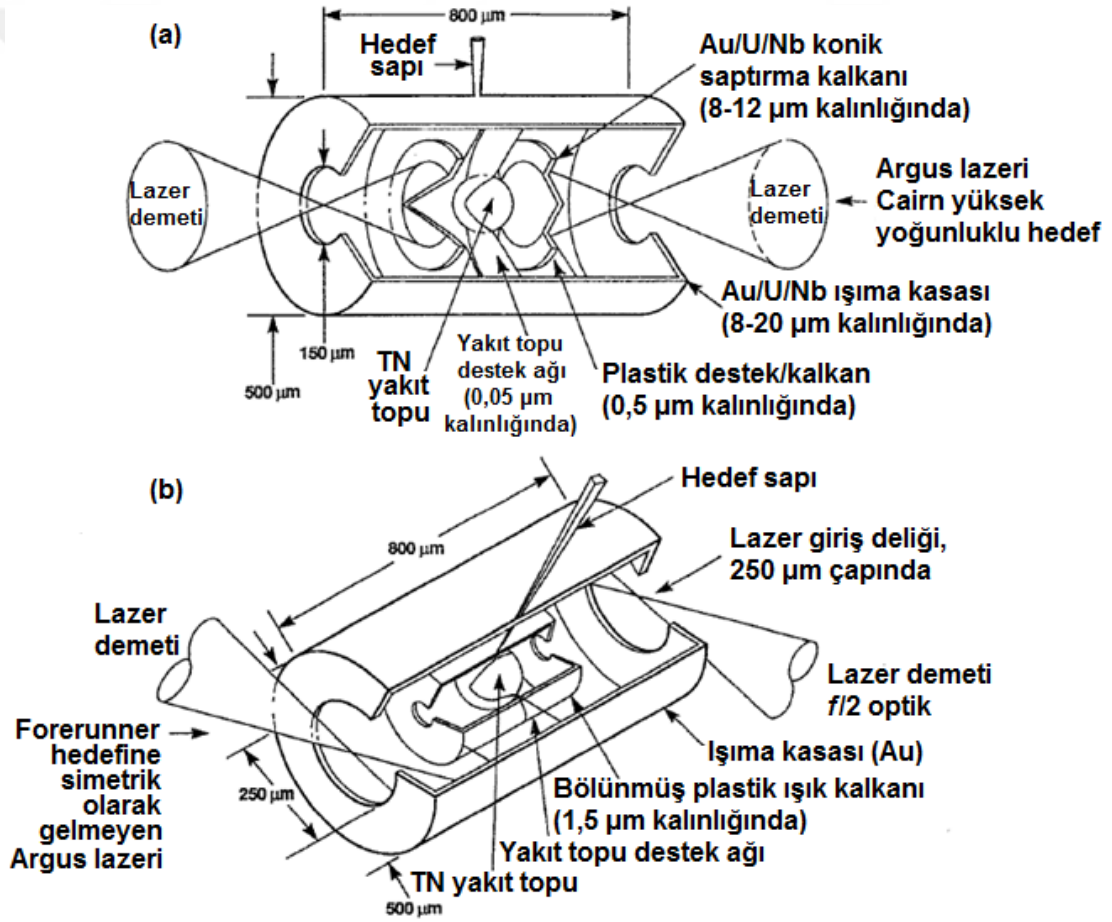
malzeme ile yer değiştirmektir. Buna, iki yaklaşım denenir: (1) “altın”ın iç kısmı, düşük Z’li bir kaplama maddesiyle kaplanarak, patlama esnasında, holramın içerisinde düşük Z’li gaz ile doldurulmasına sebep olunması (2) holramın içini ilk gaz ile doldurma. Bunun gibi düşük Z’li malzemenin etkisi Şekil 2.19’da şematik olarak gösterilmiştir (Lindl, 1995).



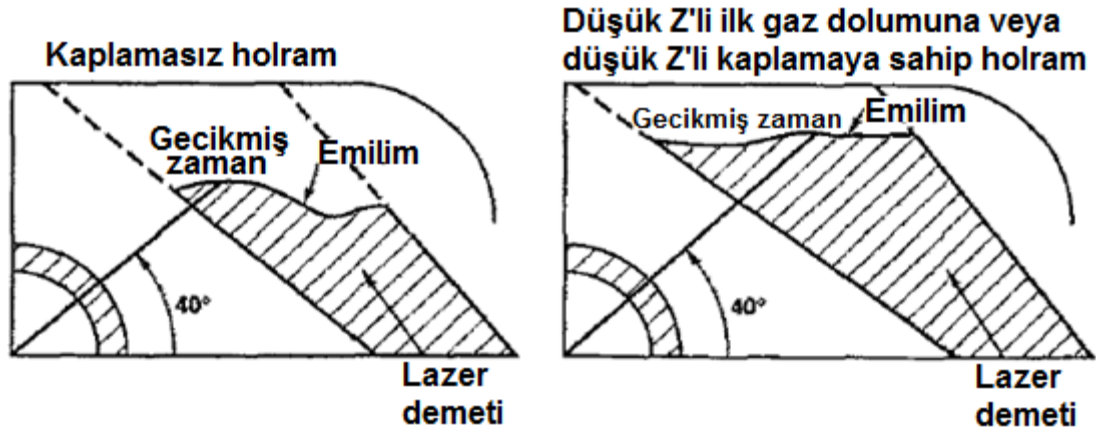
Şekil 2.17. Argus lazeri üzerinde bir çiftlenim deneyi için hedef düzeneği.

1978: $\sim 3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 'de 30 ps'lik sinyallerle 40 µm çaplı cam mikro balonların tek taraflı ışınlanması için, yoğunluk profilinin interferometrik (girişim ölçerle ilgili) bir ölçümü, Attwood ve ark. tarafından elde edilir. 15 ps, 0,266 µm, dörtlü frekans prob kullanılarak elde edilen tipik bir interferogram (girişim eğrisi), sağdan gelen lazerle birlikte, Şekil 2.20.a'da gösterilmektedir. Onlar, lazer eksenine dik olan farklı düzlemlerde Abel tersinmesini kullanarak, Şekil 2.20.b'nin yeniden yapılandırılmış yoğunluk profilini üretirler. Bu, kritik ve $0,3 \times$ kritik arasında, üst ve alt yoğunluk “tabakaları” ile birlikte öngörülen dikleştirilmiş profili gösterir (Craxton ve ark., 2015).

1978: Attwood ve ark., kırıcı etkileri en aza indirmek için küçük hedefler seçerler; ancak, Abel tersinmesi prosedürü, kırıcı etkileri ihmal eder. Bu, daha sonra kırılmayı içeren Şekil 2.20.a.'nın interferogramını (girişim eğrisini) analiz eden Brown tarafından **1993'te** incelenmiştir. O, Attwood ve ark.'nın yeniden yapılandırılmış profili boyunca ışınları yayar ve optik sistemde toplanan ışının $7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 'ten daha yüksek bir yoğunluğa ulaşmadığını ve yeniden yapılandırılmış profilin interferogram üretmediğini bulur. Brown, daha sonra, bu interferogram ile tutarlı olan, Şekil 2.20.b.'de kırmızı renkte gösterilen, başka üç-eğimli bir profil bulur (Craxton ve ark., 2015).



Şekil 2.18. 1977'de gelişmiş holram içeriye patlama hedefleri, iki demetli Argus lazeri üzerinde denenmiştir: (a) Cairn yüksek yoğunluklu hedef; (b) Forerunner dışarıya patlayan itici hedef (Lindl, 1995).

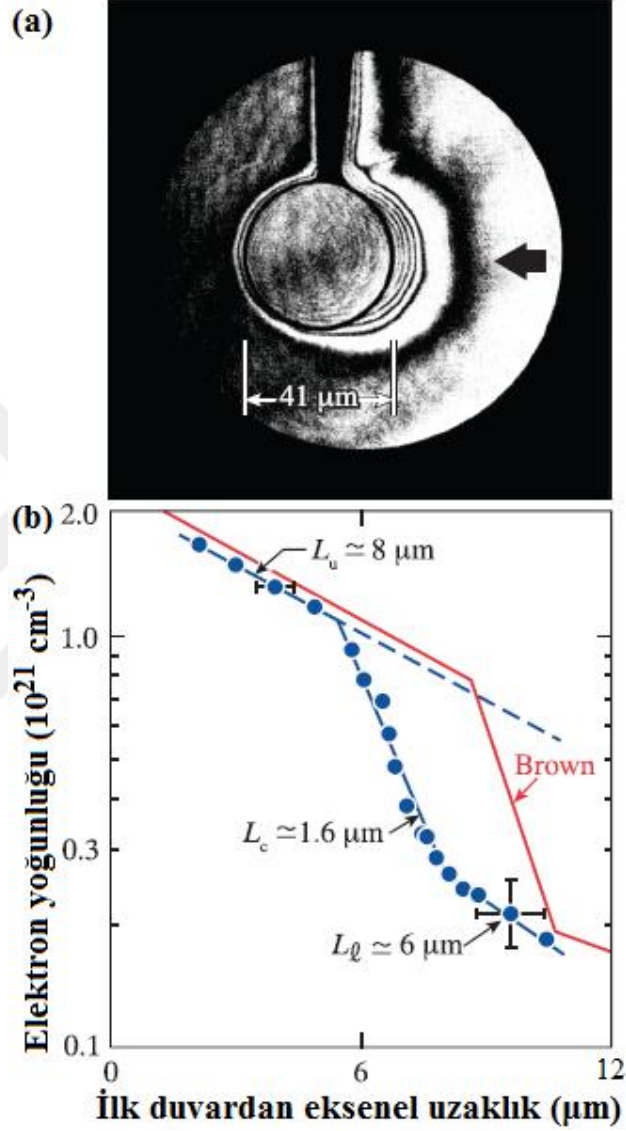


Şekil 2.19. Ateşleme ölçekli holramlar, duvar noktalarının aşırı hareketini ortadan kaldırmak için düşük Z'li kaplamalar veya gaz dolumu kullanır (Lindl, 1995).

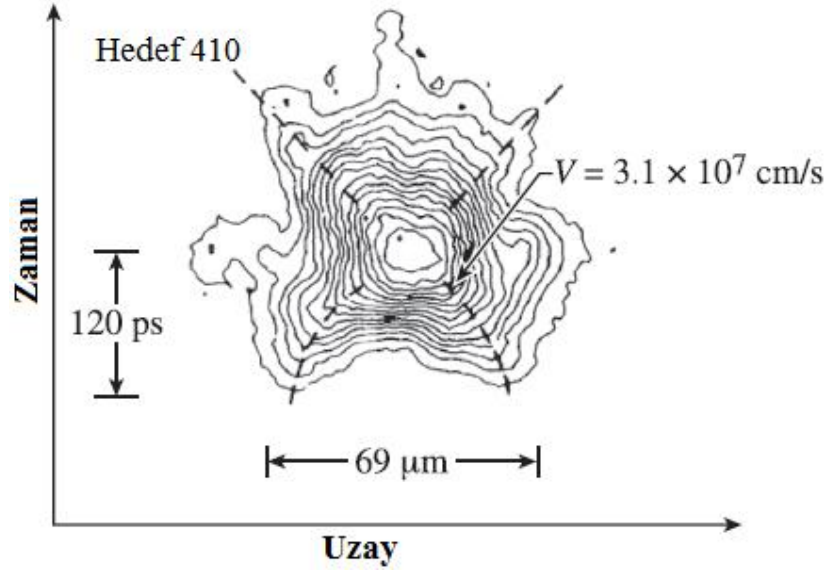
Ateşleme koşullarından çok uzak olmasına rağmen, kızılötesi lazerler tarafından yürütülen içeriye patlamalar, bazıları Attwood tarafından **1978'de** gözden geçirilen yeni teşhislerin gelişimini tetiklemiştir. Böyle bir tanı, bir içeriye patlamayı teşhis etmek için, bir X-ışını iğne deliği kamerası ile X-ışını çizgi kamerasını birleştiren Attwood ve ark. tarafından **1977'de** tanımlanmıştır. Onlar, sırasıyla $6 \mu m$ ve $15 ps$ 'lik uzaysal ve zamansal çözünürlükleri elde ederler. Örnek çıkış (output), Şekil 2.21'de gösterilmektedir. Hedefin kendinden emisyonuna dayalı olarak, içeriye patlamanın, sıkıştırma ve ayırma safhaları boyunca sürekli olarak takip edilmesi mümkün hale gelir. Ayrıca içeriye patlayan hedeflerin çizgili X-ışını görüntüsü, **1977'de** Billon ve ark. tarafından da bildirilmiştir (Craxton ve ark., 2015).

Geniş kapsamlı öneme sahip diğer bir gelişme, Vulcan lazeri kullanılarak Rutherford Laboratuvarında X-ışını arka plan aydınlatmasının geliştirilmesidir. Bu, Şekil 2.22.a'da gösterilen konfigürasyonu kullanan Key ve ark. tarafından **1978'de** bildirilmiştir. Bir mikro balon, iki demet kullanılarak içeriye patlatılır ve gecikmiş bir lazer sinyali ile ışınlanan bir pirinç ($Cu + Zn$) hedeften üretilen X-ışınlarıyla radyografisi (röntgen filmi) çıkarılır. X-ışını arka plan aydınlatmasının en önemli özelliği, kabukları içeriye doğru patlatmak gibi soğuk yoğun plazmaları teşhis etmeyi mümkün kılmasıdır. Farklı arkadan aydınlatmalı zamanlamaları olan bir dizi içeriye patlamadan elde edilen görüntü dizisi, sıkıştırma yoluyla içeriye patlama sonrası,

Şekil 2.22.b’de gösterilmiştir. Bu, sadece 5 J’lük arkadan aydınlatmalı enerji ile gerçekleştirilmiştir. Günümüzde NIF’te onlarca kilojoule arkadan aydınlatmalı enerji mevcuttur (Craxton ve ark., 2015).



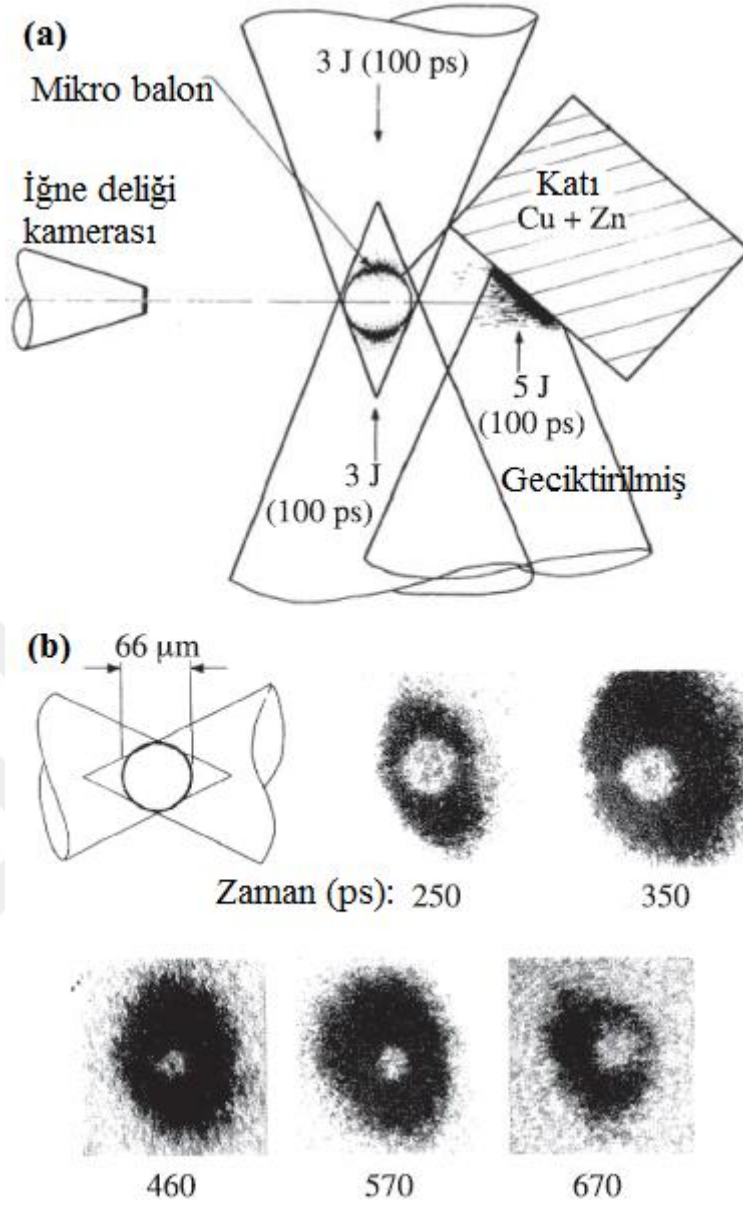
Şekil 2.20. (a) 15 ps, 0,266 μm’lik bir prob ile elde edilen ve $\sim 3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ’de bir lazer demeti ile sağ taraftan ışınlanan 41 μm çapında, 0,6 μm kalınlığında, küresel cam bir mikro kabuğun tepe ışınlamasında interferogram (girişim eğrisi). (b) Sırasıyla L_u (üst), L_c (kritik) ve L_l (alt) olan e-kıvrım uzunlukları ile üç bölgede ayrı eğimlerle uyarlanan eksen üzerinde yeniden yapılandırılmış yoğunluk profili. (1993’te Brown tarafından yayınlanan bir makaleden alınan) Kırmızı eğri, prob demetinin kırılmasını hesaba katan alternatif yeniden yapılandırılmış bir profildir. (1978’de Attwood ve ark. tarafından çizilmiştir.) (Craxton ve ark., 2015)



Şekil 2.21. İçeriye patlama sürecini devamlı olarak izlemek için yeterli uzaysal ve zamansal çözünürlüklere sahip olan ($69 \mu m$ çaplı) bir mikro balonun iki taraflı içeriye patlamasından kaynaklanan çizgili X-ışını emisyonunun ilk raporu. (1977’de Attwood ve ark. tarafından çizilmiştir.) (Craxton ve ark., 2015)

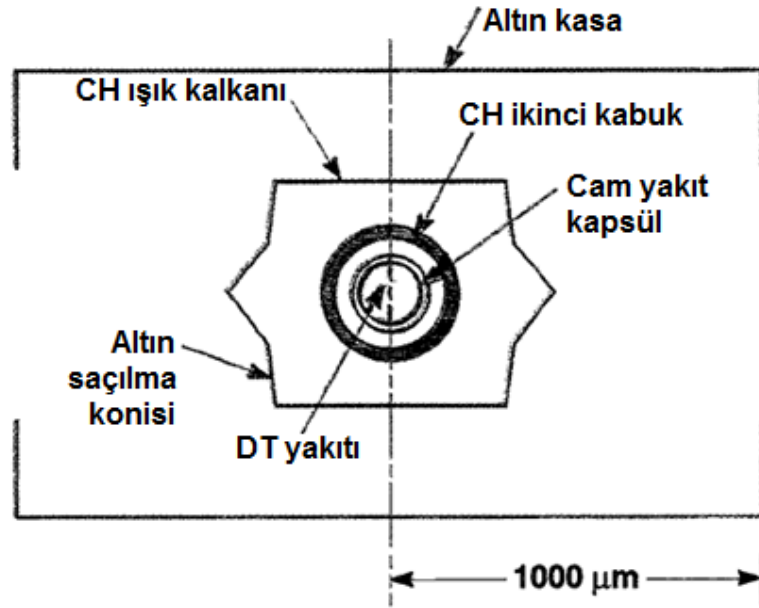
1979: Shiva üzerinde, Şekil 2.23’te gösterilene benzer, birkaç tane çift kabuklu hedef ortaya çıkarılmıştır. İç kabuk; $180 \mu m$ çapında, $20 \mu m$ kalınlığında bir cam kabuktur ve dış kabuk; $360 \mu m$ çapında, $50 \mu m$ kalınlığında, iç kabuk yerine koyulan, birkaç yüz angström kalınlığındaki filme yapıştırılan bir çift yarım kabuktan oluşturulan, bir *CH* kabuktur. Bu Apollo hedefleri, tek kabuklu Cairn hedeflerine kıyasla daha yüksek hesaplanan bir yoğunluğa sahiptir fakat 10^7 ’den daha düşük nötron verimi ile sonuçlanmıştır. (Lindl, 1995)

Daha büyük lazer sistemleri üzerinde yapılan pek çok kısa dalgaboylu holram deneylerinde tipik olarak %90’dan fazla holram emilimi yapılmıştır. Ulaşılan ışıma sıcaklığının bu tahminleri ve gerekli içeriye patlama simetrisiyle tutarlı bir şekilde elde edilebilen holram birleşme veriminin bir tahmini kullanılarak, Şekil 2.24’te gösterilen tek kabuklu hedef kazançları tahmin edilir. Bu kazançlar, önerilen NIF için tahmin edilen değerlere çok benzemektedir. (Lindl, 1995)

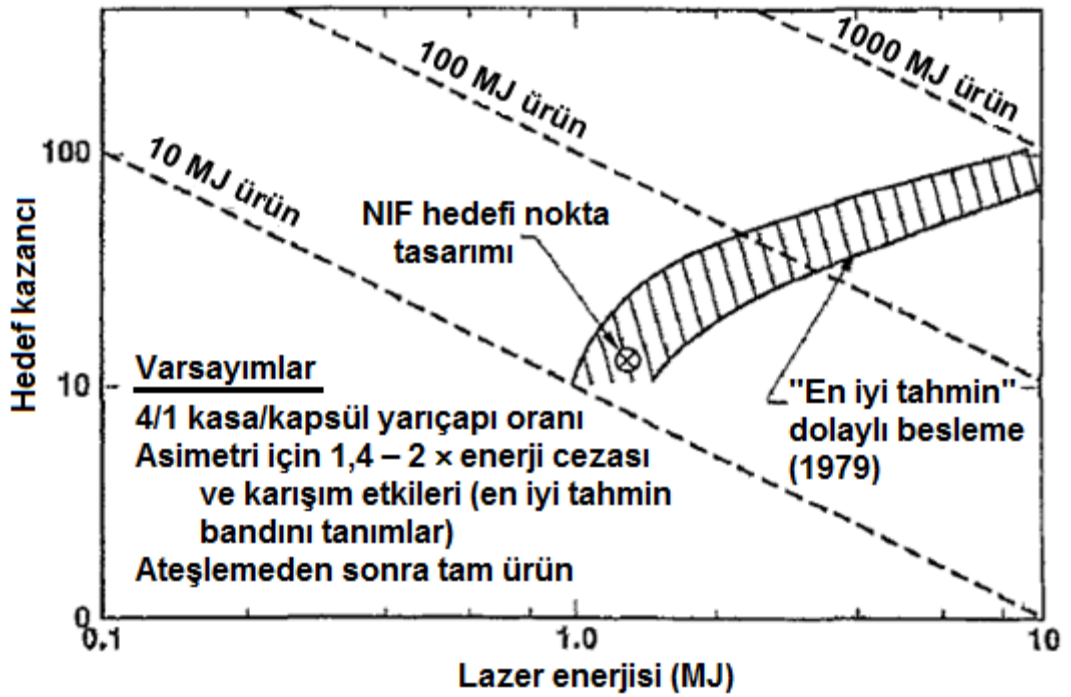


Şekil 2.22. (a) Sinyalli X-ışını arka plan aydınlatmasını ispatlı bir şekilde göstermek için kullanılan deneysel yapılandırma. 66 μm çapında bir cam mikro-balon, iki lazer demeti ile içeriye doğru patlatılır ve değişken bir zamanlama gecikmesiyle üçüncü bir demet tarafından ışınlanan katı bir pirinç hedeften kaynaklanan X-ışınlarıyla radyografisi (röntgen filmi) çıkarılır. (b) Arka plan aydınlatma demetinin çeşitli gecikmeleri için bir dizi radyografik görüntü. (1978’de Key ve ark. tarafından çizilmiştir.) (Craxton ve ark., 2015)

1979: ateşlemenin Nova üzerinde başarılamayacağı anlaşıncı, gelecekte bir kurum üzerinde ateşleme için gerekli olacak veritabanını elde etmek için bir strateji planlanır (Lindl, 1995).



Şekil 2.23. 1979 sıralarında Shiva lazeri üzerinde lazer deneyleri için inşa edilen Apollo versiyon B (Lindl, 1995).



Şekil 2.24. 1979'da tek kabuklu ışıma sürümlü hedefler için "en iyi tahmin" kazançları, bugünün (1990'ların) tahminleriyle karşılaştırılmıştır (Lindl, 1995).

Argus Lazeri: 1976'da LLNL'de yüksek güçlü iki demetli kızılötesi Nd katkılı silisyum dioksit cam (SiO_2) lazeridir. 20 demetli Shiva Lazerine zemin hazırlamıştır. Eylül 1981'de kapatılmıştır.

Shiva Lazeri: 1977'de LLNL'de inşa edilen güçlü 20 demetli kızılötesi Nd:cam (SiO_2) lazeridir. 1981'de yürürlükten kaldırılmıştır.

Novette Lazeri: LLNL'de yaklaşık 15 aylık bir sürede, 1981'de başlayıp 1983'te tamamlanmıştır. İki demetli Nd:cam (fosfat cam: P_2O_5) deneme lazeri olarak inşa edilmiştir. Shiva ve Argus Lazerlerinin sökülen parçaları kullanılarak yapılmıştır. Daha sonra 1984'te yerini Nova Lazerine devretmiştir.

Nova Lazeri: 1984'te LLNL'de inşa edilen yüksek güçlü bir lazerdir. 1054 nm'lik kızılötesi ışık için yaklaşık 100 kJ'lük enerjiyi veya 351 nm'lik üçlü frekans (1054 nm'de Nd:cam temel hattının üçüncü harmoniği) ışık için 40-50 J'lük enerjiyi yaklaşık 2 ila 4 ns'lik bir sinyal süresinde verebilme kabiliyetine sahiptir. Sonuç olarak 16 TW aralığında ultraviyole bir sinyal üretebilir. 1999'da yürürlükten kaldırılmıştır (Perry ve Remington, 1997).

1979'dan beri LLNL EHF programı, sayısal fizik temelini sağlamak için gerekli olan sayısal modelleme araçlarını, sistem kontrolünü ve deney tekniklerini geliştirme üzerinde odaklanır (Lindl, 1995).

Belki de bu zaman dilimindeki en önemli gelişme, kısa dalgaboylu lazerlerle geliştirilmiş emilimin **1979'da** Fabre ve ark. tarafından Ecole Polytechnique'teki tartışmasız ispatlı gösterimidir. Nd:cam lazerin dördüncü harmoniğinde sadece 2,8 J'lük enerji ile, $10^{14} - 10^{15} W/cm^2$ aralığında ~%90 emilim elde ederler. Emilimin, rezonans emilimi ve en iyi ihtimalle kısmen anlaşılan parametrik kararsızlıklar gibi mekanizmalar tarafından egemen olduğu yıllarca süren deneylerden sonra, Dawson'ın **1964'te** öngördüğü, emilimin, ters bremsstrahlung tarafından egemen olduğu bir rejime girilmiştir. Kısa dalga boylu lazerlerin faydaları, dolaylı besleme için de önemlidir (Craxton ve ark., 2015).

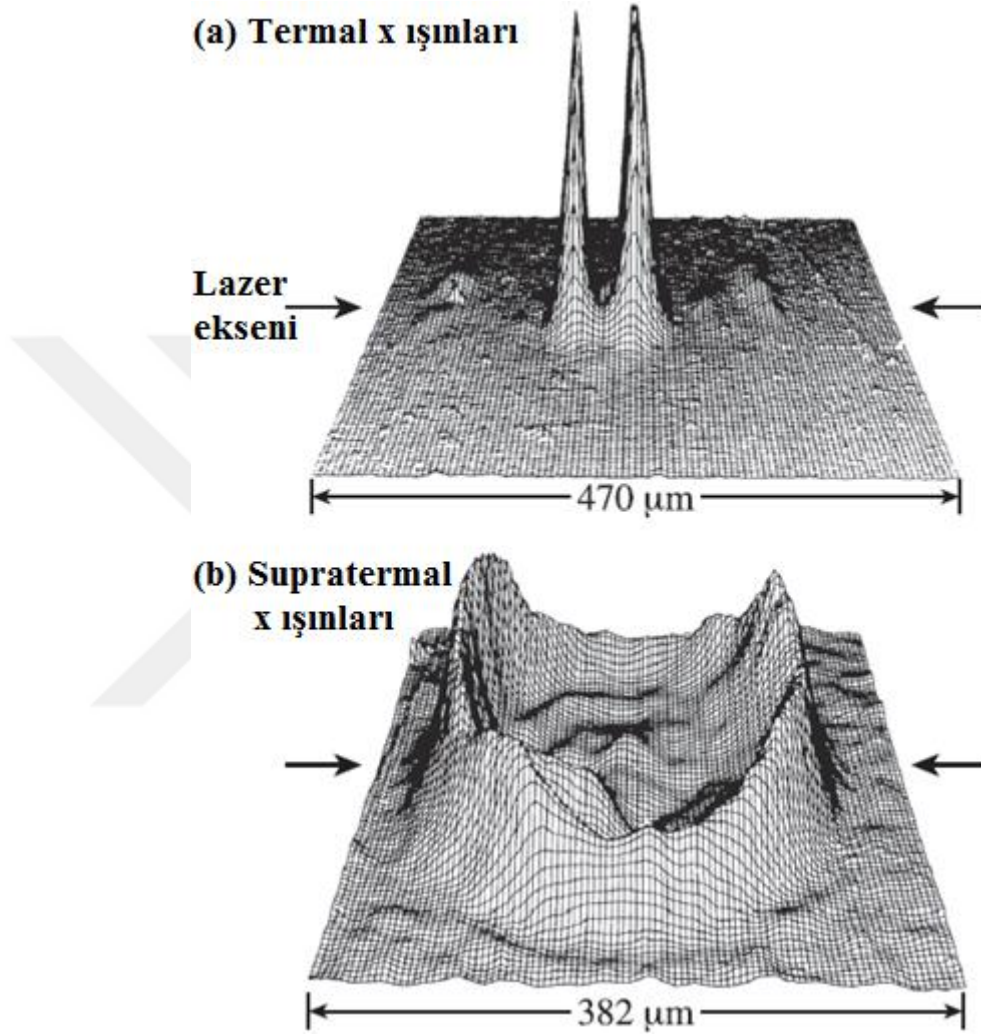
Fabre ve ark.'nın **1979'daki** bir konferansta bildirdiği sonuçlar, LLE'de Nd:cam lazerin ikinci harmoniğinden üçüncü harmoniğine odaklanma değişikliğini uyarmıştır. Birkaç ay sonra, Seka ve ark., Craxton tarafından önerilen üçleme (tripling) tekniğini kullanarak %80'lik bir verimle üçüncü harmonik üretimini, ispatlı bir şekilde gösterir. Daha sonra bu gösterim, LLE'de 24 demetli OMEGA lazeri, LLNL'de Nova lazeri, 60 demetli OMEGA lazeri ve diğer lazer sistemleri üzerinde uygulanmıştır (Craxton ve ark., 2015).

Fabre ve ark.'nın **1980'deki** çalışmasından sonra, EHF deneyleri, **1972'de** Nuckolls ve ark. tarafından öngörülen ablasyon tipi içeriye patlamayı takip etmek üzerine yoğunlaşır (Craxton ve ark., 2015).

1980: Ceglio ve Larsen tarafından, $1\ \mu\text{m}$ dalgaboylu Shiva lazeri üzerinde içeriye patlatılan küresel cam mikro kabukların (çapı $\sim 300\ \mu\text{m}$, kalınlığı $\sim 1,5\ \mu\text{m}$) çok bilgilendirici X-ışını görüntüleri, bölge-plakalı kodlanmış görüntüleme (zone-plate coded imaging) kullanılarak elde edilir. Bu lazer, $90\ \text{ps}$ 'lik sinyallerde 17-20 TW enerji verir. Shiva demetleri, hedefin her iki tarafında (gerçekte, hedefin üstünde ve altında), $17,7^\circ$ 'ye kadar olan gelme açılarıyla on demetlik iki küme halinde düzenlenir, bu nedenle hedef iki taraflı güçlü ışınlamaya maruz kalır. İki (zamanla bütünleştirilmiş) görüntü, Şekil 2.25'te gösterilmektedir: termal X-ışınları için (Şekil 2.25.a.) ve suprathemal X-ışınları için (Şekil 2.25.b.). Termal X-ışınları, öncelikle sıcak sıkıştırılmış çekirdekten, yani, iki taraflı ışınlama ile ilişkilendirilen iki loblu yapıdan gelir. Suprathemal X-ışınları, öncelikle hedefin, doğrudan lazer demetlerine bakan kısımlarından maksimum emisyon sağlayarak, dış hedef yüzeyinden gelir (Craxton ve ark., 2015).

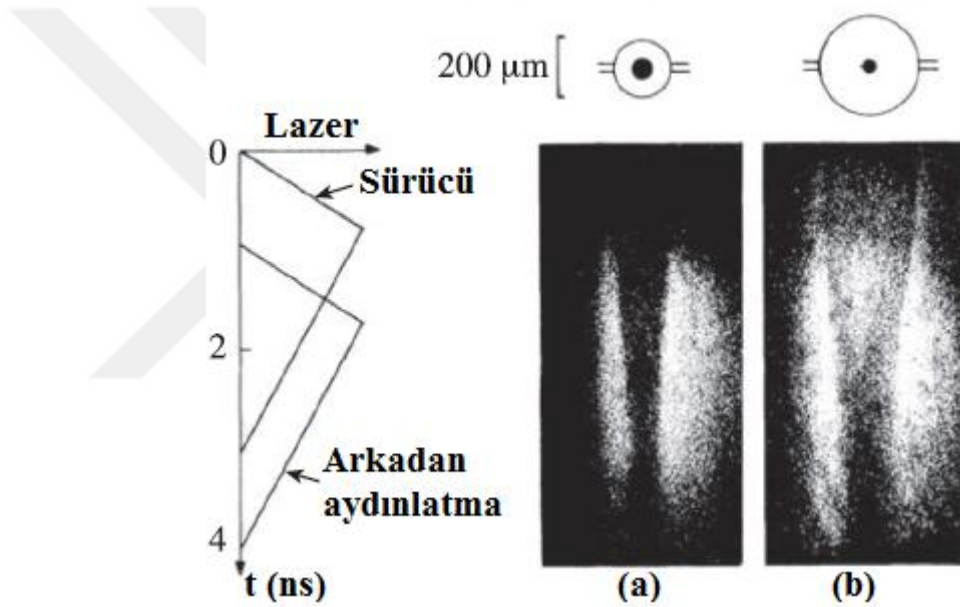
Şekil 2.25.b'den görülebileceği gibi, bu şeklin merkezinde sert X-ışınlarının, hedefin daha az ışınlanmış bölgesinden geldiği açıktır (oklarla gösterildiği gibi, bu şekilde, lazer eksenini yataydır). Bu, sıcak elektronların, yavaşlamadan önce kabuk, yakıt ve korona içinden birçok kez geçebildiğini gösteren bir görüntüyle tutarlıdır. Elektronlar enerjilerini iki şekilde kaybedebilirler: (1) kabuktaki çarpışmaların sonucu olarak X-ışını emisyonuna yol açarak ve (2) korona dışındaki hareketli bir kılıftan yansımalar sonucu, hızlı iyonların hızlanmasına yol açarak. Bu görüntüde, elektronların, biriken

enerjinin önemli derecede termal düzleştirme sağlaması, genellikle sadece iki demetle (veya Shiva’da olduğu gibi iki küme demetiyle) ışınlanan hedeflerin simetrik içeriye patlamalarına makul bir şekilde olanak verir (Craxton ve ark., 2015).



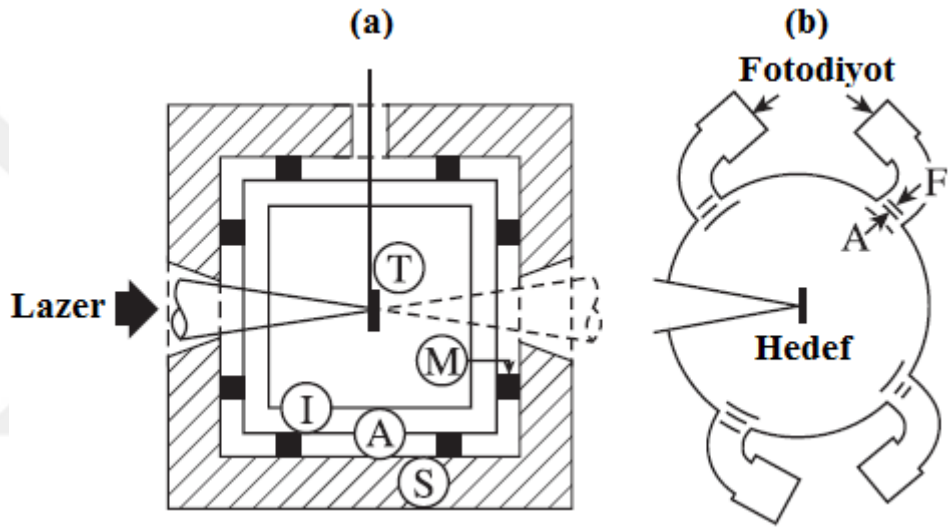
Şekil 2.25. Shiva lazeri üzerinde ışınlanan dışarıya patlayan itici cam-mikro kabuk hedeflerinden gelen X-ışını emisyonunun bölge-plakalı görüntüleri. Bu görüntüler, lazer eksenini içeren bir düzlem içindedir. Demetler, lazer eksenini etrafında, hedefin her tarafı üzerinde on demetle kümelenir. (a) Hedef merkezine yakın sıcak, durgun camın iki disk şeklindeki bölgesinden gelen termal emisyonu belirten 4 ila 7 keV’lik spektral pencerede görüntü. (b) $\sim 300 \mu m$ çaplı hedef yüzeyinin ışınlanmış kısmı yakınında bir orijini (kaynağı) belirten 17 ila 30 keV’lik spektral pencerede görüntü. (1980’de Ceglio ve Larsen tarafından yapılmıştır.) (Craxton ve ark., 2015)

1980: Key ve ark., zaman ayarlı X-ışını arka plan aydınlatmasının ilk ispatlı gösterimini bildirmiştir. Bu gösterimde, bir X-ışını mikroskopunun görüntüsü boyunca bir yarık, 80 ps'lik zamansal çözünürlüğe sahip bir çizgi kameraya bağlanmıştır. Farklı boy oranına (aspect ratio) (kalınlığa bölünen yarıçap) sahip iki içeriye patlayan mikro balon için sonuçlar, Şekil 2.26'da gösterilmiştir. Şekil 2.26.b'deki 110'luk boy oranına sahip olan kabuk, muhtemelen Rayleigh-Taylor kararsızlığı yüzünden parçalanmış gibi görünürken, Şekil 2.26.a'daki 12'lik küçük bir boy oranına sahip olan kabuk, öngörülen minimum çapa yakın bir yarıçapa kadar içeriye doğru patlatılır (Craxton ve ark., 2015).



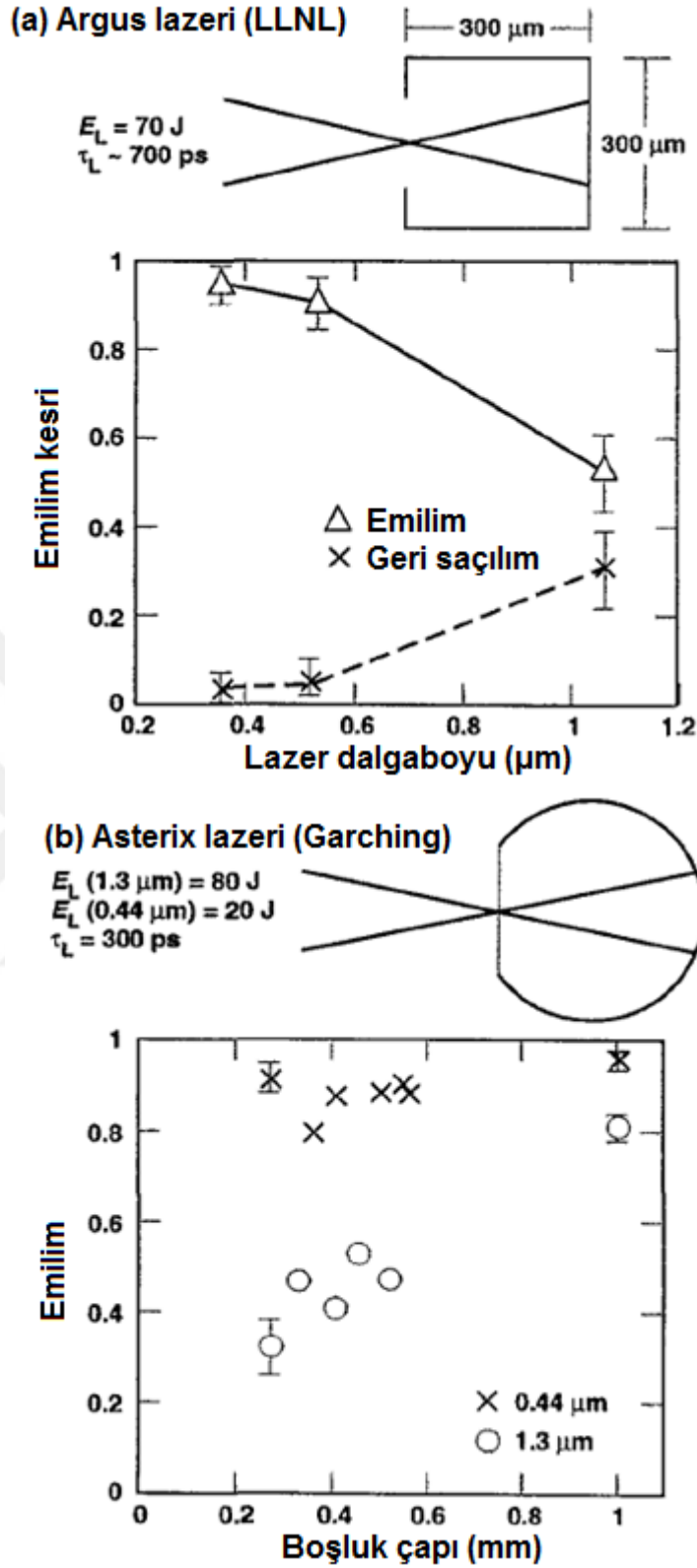
Şekil 2.26. Altı lazer demeti ile sürülen iki hedefin içeriye patlamasında çizgili X-ışını arka plan aydınlatmasının ispatlı gösterimi: (a) 93 μm yarıçaplı, 1,1 μm kalınlıklı, 6,6 μm CH ile kaplanmış, boy oranı 12 olan cam kabuk; (b) 142 μm yarıçaplı, 1,3 μm kalınlıklı, boy oranı 110 olan cam kabuk. Çizgillerin üzerindeki çizimler, başlangıç hedef çapını ve opaklığın çekirdeğinin hesaplanan minimum çapını ölçeklendirmeyi göstermektedir. Opaklık çekirdeğinin başlangıç hedef çapı ve hesaplanan minimum çapı $\tau \geq 1$ 'e göre ölçeklendirilir (ayarlanır). Çizgilerin üzerindeki çizimler, bu ölçeklendirmeyi göstermektedir. (1980'de Key ve ark. tarafından çizilmiştir.) (Craxton ve ark., 2015)

1980 yıllarındaki düzlemsel hedefler üzerinde yapılan doğru emilim ölçümlerinin temeli, 4π kalorimetrelerin geliştirilmesidir. Böyle iki cihaz Şekil 2.27’de gösterilmektedir. **1982’de** Seka ve ark. tarafından yayınlanan bir makaleden alınan, Şekil 2.27.a’da gösterilen bir kutu kalorimetresinden elde edilen sinyallerin analizi, toplam plazma enerjisinin (iyonlar artı X-ışınları) yanı sıra saçılan ışığın (enerjisinin) da ölçülmesine izin verir. Şekil 2.27.b, **1980’de** Fabre ve ark. tarafından kullanılabenzer bir Ulbricht küresini göstermektedir. Her iki cihaz için de odaklama merceğine geri dönen ışık, ayrı ayrı ölçülür. (Craxton ve ark., 2015)



Şekil 2.27. Lazer emiliminin 4π ölçümlerini yapmak için kullanılan iki deney cihazı. (a) Saçılan ışık ve kombine parçacık ve X-ışını enerjilerini ölçen kutu kalorimetresi. I: kuvars iyon kalkanı; C: hacim emici (renkli cam) kalorimetrik sensör; M: termoelektrik modül; S: ısı giderici (soğutucu eleman); T: hedef. (1982’de Seka ve ark. tarafından çizilmiştir.) (b) Daha sonra fotodiyotlarla ölçülen saçılmış ışığı, izotropik (farklı yönlerde ölçüldüğünde, aynı değere sahip olan fiziksel bir özellik) yapmak için iç tarafı, saçılma boyası ile kaplanan Ulbricht küresi. A: zayıflatıcı (radyo dalgasının veya ses sinyalinin gücünü azaltan dirençlere sahip olan bir cihaz); F: filtre. (1980’de Fabre ve ark. tarafından çizilmiştir.) (Craxton ve ark., 2015)

Şimdi Nova için planlanmayan dondurucu kimyasal maddeli içeriye patlamalar hariç, NTC deneyleri, **1981’de** Nova için belirlenen amaçları tamamlar (Lindl, 1995).



Şekil 2.28. Küçük hedef holram deneyleri, kısa dalga boylu lazer ışığı ile etkin birleşmeyi gösterir. (a) 0,35, 0,53 ve 1,06 μm ışık kullanarak LLNL’de 1981 Argus lazer deneylerinin sonuçları. (b) 0,44 ve 1,3 μm ışık kullanan Asterix lazer (Garching, 1988) sonuçları (Lindl, 1995).

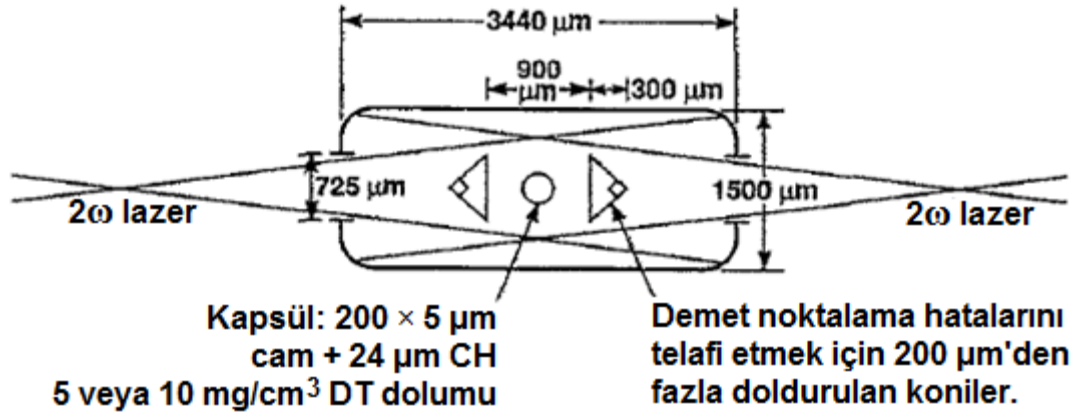
1981: Argus lazeri üzerinde 0,53 ve 0,35 μm 'de bir dizi deneyde 100 J seviyesinde, holramlarda geliştirilmiş birleşme, ispatlı bir biçimde gösterilir. Bu deneylerde, sıcak elektron seviyeleri, açık geometri seviyelerine düşürülür ve Şekil 2.28.a'da gösterildiği gibi, holramda emilen gelen ışığın küçük parçası, neredeyse %100 artmıştır. Bu deneylerin sonuçları, Şekil 2.28.b'de gösterildiği gibi **1988'de** Sakabe ve arkadaşlarının yaptıkları deneylerin sonuçları ile tutarlıdır (Lindl, 1995).

Asterix III Lazeri: Almanya'nın Garching kentinde inşa edilen yüksek güçlü bir iyot lazeridir. 1 TW'lık çıkış gücüne sahiptir. 300 J'lük bir enerjiyi, 280 ps'lik bir sinyal süresinde verebilir (Brederlow ve ark., 1979).

Faz ayrıntılarına karşı nispeten duyarsız olan yapısal faz hatalarının etkilerini azaltan bir teknik, **1982'de** Osaka'da Kato ve Mima tarafından önerilmiştir ve **1984'te** Kato ve ark. tarafından daha ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Bu teknik, Şekil 3.3.a ve 3.3.b'de şematik olarak gösterilmiştir. Bu teknik, Bölüm 3.1.1'de daha ayrıntılı bir şekilde anlatılmıştır. (Craxton ve ark., 2015)

1983: NRL'de Lehmberg ve Obenschain tarafından, hedef üzerinde demet şiddet profilini zamansal olarak düzleştirmek için, ISI olarak bilinen yeni bir teknik geliştirilmiştir. Bu tekniğin ilk formu, Şekil 3.4'te şematik olarak gösterilmiştir. Bu teknik de, Bölüm 3.1.1'de daha ayrıntılı bir şekilde anlatılmıştır. (Craxton ve ark., 2015)

1983: Nova'nın ilk iki demeti, Novette diye adlandırılan bir deneysel kurumda bir lazer deneme tezgahı olarak inşa edilir. Novette, 2ω ışıklı ilk çoklu kilojoule deneyimi sağlar. Bu tesis üzerindeki EHF deneyleri, sadece yaklaşık üç ay devam eder fakat Nova üzerinde holram sıcaklık amaçlarına ulaşmanın, büyük bir olasılık olduğunu gösterir. Novette üzerinde yapılan içeriye patlamalar, Şekil 2.29'da gösterilenler gibi holramlar kullanır. 2ω lazer ışıklı 7-9 kJ'lü bu holramlar, 150-160 eV sıcaklığa ulaşır. Şekil 2.29'dakilerin (ölçek 0,8) boyutunun beşte dördü olan holramlar için, bu sıcaklıklar, yaklaşık 20 eV daha yüksek bulunmuştur (Lindl, 1995).



Şekil 2.29. 1983'te iki demetli Novette lazeri içeriye patlama kampanyası için lazer hedef yapılandırması. Bu boyutlar, ölçek-I Novette hedefini tanımlar (Lindl, 1995).

Bugün en yaygın kullanımlı olan dağılma ilişkileri, sayısal simülasyonlara analitik olarak hâlâ uyanlardır. RT perturbasyonlarının büyümesine yönelik yaygın kullanımlı bir formül

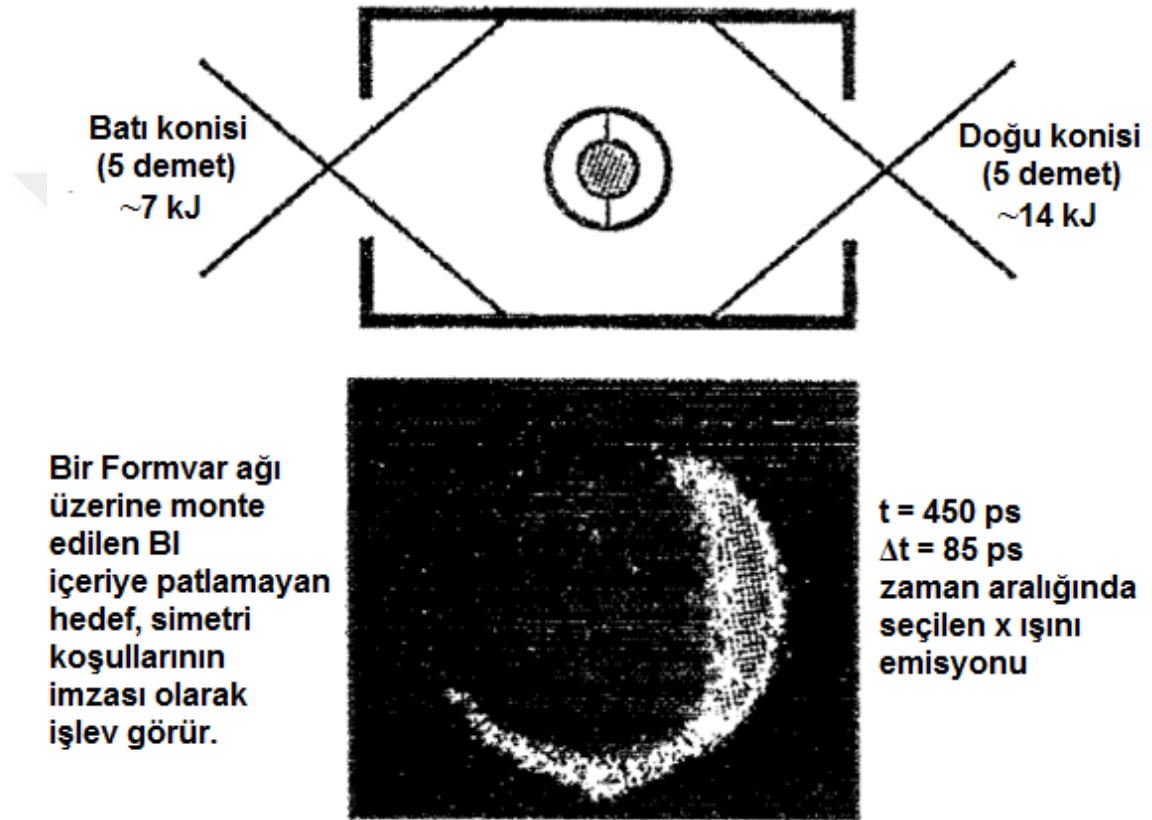
$$\gamma = \sqrt{\frac{ka}{1+kL}} - \tilde{\beta}kV_a \quad (2.1)$$

şeklinde verilir. Denklem 2.1'de k , mod dalga sayısıdır; a , ivmedir; L , ablasyon ön cephesindeki yoğunluk eğimli ölçek boyudur ve $\tilde{\beta}$, 1 ile 3 arasında bir sabittir. **1983'te** $\tilde{\beta} \approx 1$ 'li Denklem 2.1, ışıma sürümlü içeriye patlamalar için sayısal simülasyonlardan elde edilir. Ayrıca Denklem 2.1, $\tilde{\beta} \approx 3$ ile doğrudan beslemeye uygulanır (Lindl, 1995).

Doğrudan besleme için Denklem 2.1, **1985'te** Takabe ve arkadaşları tarafından elde edilen başka bir formülün genelleştirmesidir: $\gamma = 0,9\sqrt{ka} - \tilde{\beta}kV_a$, burada $\tilde{\beta}$, sayısal simülasyonlarda değişir fakat genellikle 3 ile 4 arasındadır (Lindl, 1995).

1984: Nova Lazeri tamamlanarak, LLNL'deki ışıma sürümlü deneyler için ilk ABD laboratuvar kurumu olmuştur (Lindl, 1995).

Erken zaman simetri bilgisi elde etmek için kullanılabilecek bir teknik, tekrar emisyon topudur. Bu teknikte, içeriye patlamayan, yüksek Z'li bir küre, kapsül konumunda yerleştirilir. Bu küreden elde edilen tekrar emisyon, gelen akı ile ilgilidir. Şekil 2.30, iki Nova halka demetlerinde, bizmut-kaplanmış bir küre ve 2:1 demet asimetrisi kullanılan bir Nova deneyinin sonucunu göstermektedir. (Lindl, 1995)



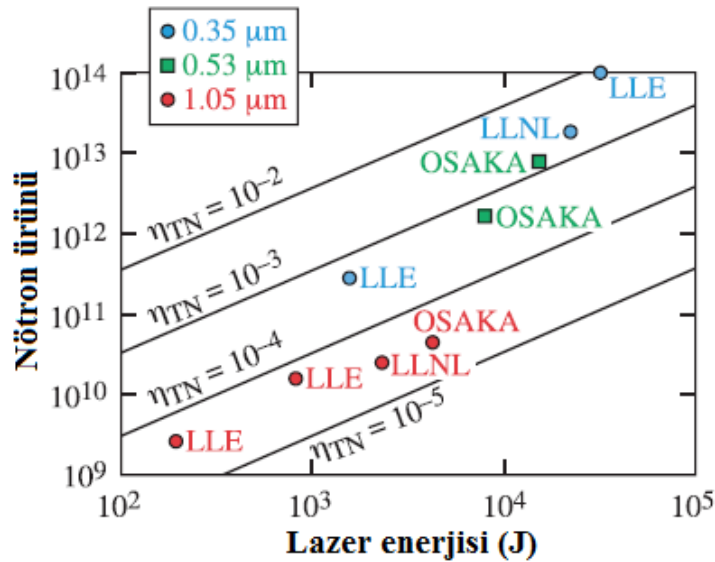
Şekil 2.30. Yüksek Z kaplanmış bir küreden elde edilen tekrar emisyon, $h\nu \gg T$ için gelen akı asimetrisine duyarlıdır. Bu teknik, Suter (1984) tarafından önerilir ve Los Alamos (1991-1994) tarafından geliştirilir. Tekrar emisyon kavramı, Nova deneylerinde erken zamanlar ($t < 1 \text{ ns}$) için asimetriye duyarlıdır (Lindl, 1995).

Polarizasyon düzleştirme ilk olarak **1984'te** Kato tarafından önerilmiştir. Kato'nun orijinal kavramının rastgeleliği gereksizdir. Dikey polarizasyonlara sahip düzenli dama tahtası cihazları; sıvı kristaller kullanan Tsubakimoto ve ark. tarafından

1990’da ve yarım dalga plakaları dizisi kullanan Gunderman ve ark. tarafından **1992’de** önerilmiştir ve aynı düzenlilik iyileştirmesi sağlamıştır. Ancak, **1990’da** LLE’de çift kırılmalı bir malzeme (bir nematik sıvı kristal) ile doldurulmuş bir kama kullanan daha basit bir cihaz önerilmiştir. Polarizasyon düzleştirme, bu kavramı kullanan OMEGA üzerinde iyileştirilmiştir. Bu teknik, Şekil 3.8’de şematik olarak gösterilmiştir. Bu teknik, Bölüm 3.1.1’de daha ayrıntılı bir şekilde anlatılmıştır. (Craxton ve ark., 2015)

1986: Deneylerle başlayarak, Nova üzerinde zamana göre ortalaması alınmış simetri (zaman-ortalama simetri), kapsüllerin içeriye patlaması ve içeriye patlatılan yakıt hacmini görüntüleme vasıtasıyla ispatlı olarak gösterilmiştir (Lindl, 1995).

1988: Zamana bağlı, uzun dalgaboylu asimetrinin etkisi, önerilen LMF kapsülleri için incelenir. Bu çalışma, 1988’de zamana bağlı P_2 asimetrisinin kontrolünü sağlamak amacıyla, her iki tarafta iki demet koni içeren bir sistem teklif etmeyi (LMF için ve daha sonra NIF için) sağlar (Lindl, 1995).



Şekil 2.31. Farklı laboratuarlardan alınan yüksek nötron ürünü içeriye patlama deneylerinin özeti. Düz çizgiler, “ η_{TN} (termonükleer yanma enerjisi/lazer enerjisi)” sabit termonükleer ürün veriminin çizgilerini belirtir. (1989’da McCrory ve Soures tarafından çizilmiştir.) (Craxton ve ark., 2015)

1989: McCrory ve Soures; LLE, LLNL ve Osaka’da gerçekleştirilen dışarıya patlayan itici deneylerden Şekil 2.31’i derleyip toplarlar. Kısa lazer dalgaboylarında en yüksek verimin elde edilmesi dikkat çekicidir. Şekil 2.31’e sonradan eklenen, 10^{14} nötron gösteren katı mavi daire ve lazer enerjisinin %1’i olan bir termonükleer yanma enerjisi, **1995 yılında** tamamlanmasından sonra 60-demetli OMEGA lazerinden elde edilmiştir (Craxton ve ark., 2015).

1986 ve 1990 arasında LLNL, dolaylı besleme hedef fiziği üzerinde hızlı gelişme yapar (Lindl, 1995).

Nuckolls’un 1972 makalesinde anlatıldığı gibi, Nuckolls tarafından kullanılan RT kararsızlığı için dağılma ilişkisi, bir ablasyon işlemi sırasında “yangın parlatma” (fire polishing) modeli üzerine kurulmuştur:

$$\gamma^2 = ka - k^2 \frac{P_a}{\rho} = ka(1 - k\Delta R),$$

Burada P_a ablasyon basıncıdır, k dalga sayısıdır ve ΔR kabuk kalınlığıdır. Bu dağılma ilişkisi, $2\pi\Delta R$ ’den daha kısa tüm dalgaboylarının kararlı olduğunu ve sabit ivme ile $\left(\frac{1}{2}\right)at^2 = R/2$ için elektron kıvrımlarının maksimum sayısının yaklaşık olarak

$$n_{max} = \int \gamma_{max} dt \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R}{\Delta R}}, \quad (2.2)$$

olduğunu öngörür (Lindl, 1995).

1980’lerin sonunda ve 1990’ların başında sayısal veriler mevcut olana kadar, sayısal hesaplamalar, RT kararsızlığının büyümesine yönelik pek çok rehberlik sağlar. **1974’e kadar** LASNEX kodu kullanan sayısal hesaplamalar şunu gösterir: Ateşleme ve kazanç için tasarlanan doğrudan beslemeli kapsüller, Denklem 2.2’de gösterilenden çok daha yüksek kararsızlık büyüme oranlarına sahip olur (Lindl, 1995).

1990 yılının başında, Nova'nın lazer camı, geliştirilmiş platinsiz malzeme ile değiştirildiği zaman, mevcut olan artırılmış güç ve enerjiyi kullanarak, sıcak elektronlarda soğurulan enerjinin %1'inden daha az enerjili 300 eV holramlar, ispatlı olarak gösterilir (Lindl, 1995).

Prof. Steven Koonin'in başkanlığındaki NAS kurulunun Ocak **1990** ara raporunda, EHF'de yapılan gelişme takdir edilir fakat şöyle bir sonuca varılır: 200-1000 MJ'lük önerilen ürünlerle LMF (Laboratory Microfusion Facility), bir sonraki basamak için aşırı büyüktür ve Nova ile LMF arasında bir basamak araştırmak için laboratuvarları cesaretlendirmiştir (Lindl, 1995).

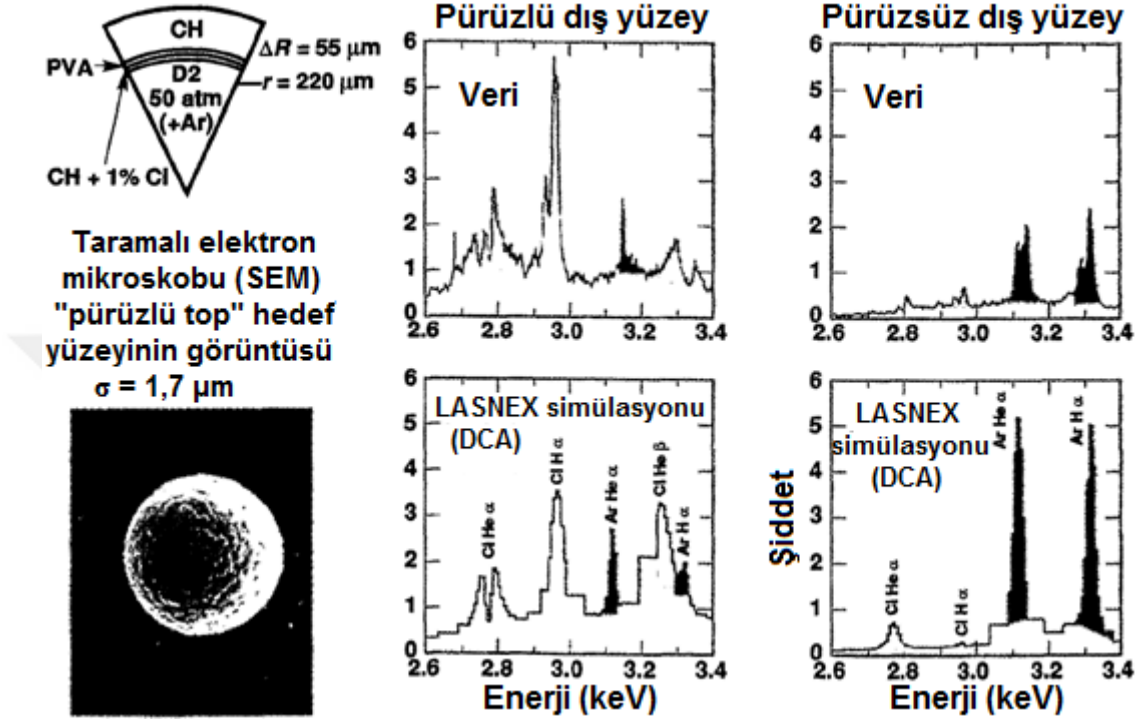
Deney ve modelleme sonuçlarına dayanarak, Koonin'in NAS kurulunun Eylül **1990** son raporu ile DOE FPAC raporu, yaklaşık on yıl içinde ateşleme ve sade kazanç ispatlı gösterimi için 1-2 MJ'lük bir cam lazer inşa edilmesini tavsiye eder (Lindl, 1995).

Koonin kurulunun sonuçları kapsamında, Los Alamos'un Nova fizik programının ayrılmaz bir parçası olması tavsiye edilir. Bu iş **1990'ın sonundan beri** LLNL ve LANL tarafından birlikte takip edilir (Lindl, 1995).

NIF önerildiği zaman, NIF ateşleme kapsül içeriye patlamaları üzerindeki çalışma, **1990'da** başlar ve hâlâ devam eder. Aşırı zamana bağlı asimetri, yarıçap yönünde malzemenin fışkırmasına neden olabilir. Böyle fışkırma, **1990** NIF hedef hesaplamalarında görülmüştür. Bu hesaplamalarda her iki tarafta da iki koni demeti yerine, tek bir koni demeti kullanılır. Bu durumda zamanla değişen P_2 ve P_4 asimetrisi, kapsül başarısızlığına neden olacak kadar yeterince kötüdür. Erken zamanlı pozitif asimetri, malzemeyi bele (orta kısma) iter ve daha sonra yavaşlama üzerine, bu malzemenin, bel düzlemi üzerine bir perde gibi düşmesi, ateşlemeyi söndürür (Lindl, 1995).

Şekil 2.32'de gösterilen sonuçlar, bir çift **1991** Nova deneylerinden gelmiştir. Bu deneylerde DD yakıt bölgesi, argon katkıdır ve polisitren itici, klor katkıdır. Bu deneylerden biri, "pürüzsüz" kapsül kullanır ve diğeri, kasten pürüzlendirilmiş

yüzeyle bir kapsül kullanır. Pürüzsüz kapsül, 300-500 Å'lük RMS yüzey pürüzlülüğüne sahiptir ve pürüzlü yüzey, yaklaşık 1,6 μm RMS yüzey pürüzlülüğüne sahiptir (Lindl, 1995).



Şekil 2.32. Pürüzsüz ve pürüzlü top hedeflerden elde edilen spektroskopik emisyon ölçümleri, yakıt ve çevresindeki itici arasındaki hidrodinamik-kararsızlık sürümlü karışım sonucunda oluşması beklenen farklılıkları gösterir. Karışım yüzünden, pürüzlü dış yüzey, iticiden artırılmış Cl emisyonu ve yakıttan azaltılmış Ar emisyonu ile sonuçlanır (Lindl, 1995).

İleride tartışılan simetri deneyleri ile modellemenin çoğu, **1991 ve 1993 arasında** Nova üzerinde Livermore ve Los Alamos tarafından ortak bir çabayla uygulanır. Benzer deneyler, GEKKO XII lazeri üzerinde de uygulanır (Lindl, 1995).

GEKKO XII: Japonya'daki Osaka Üniversitesinde, 1983'te tamamlanmıştır. Yüksek güçlü 12 demetten oluşan Nd katkılı cam lazerdir. Bu isim, lazer enerjisini artırmak için kullanılan oniki bireysel demeti temsil eder. Üçlü frekansa sahip olan diğer modern EHF lazerlerinden farklı olarak, GEKKO

XII, 532 nm’lik (yeşil ışık) ikili frekansa sahiptir. GEKKO lazerinin 12 demeti, 1 – 2 ns’lik sinyal (10 – 20 terawatts) başına yaklaşık 10 kJ verme kapasitesine sahiptir.

Kasım 1992’de kapatılana kadar, Rochester Üniversitesi LLE’deki (Laboratory for Laser Energetics) OMEGA Lazeri, ABD’deki “doğrudan besleme içeriye patlama deneyleri” için ana kurumdur. OMEGA, 0,6 ns’lik bir sinyalde 0,35 μm ’lik ışık için 2 – 3 kJ verebilme kapasitesine sahip 24 demetli bir cam lazer kurumudur. LLNL, Rochester ile işbirliği içinde, doğrudan beslemede hidrodinamik kararsızlıklarını ve demet düzleştirmeyi araştırmak için LLNL’de Nova lazeri üzerinde düzlemsel deneyler yürütür. Bu deneyler yaklaşık 3 ns’de 2 – 3 kJ enerji verebilen Nova’nın bir “tek demet”ini kullanır (Lindl, 1995).

OMEGA Lazeri: Rochester Üniversitesinde LLE (Laboratory for Laser Energetics) içerisinde, ilk olarak, 1972’de dört demetli bir lazer sistemi şeklinde inşa edilmiştir. Daha sonra 1978’de altı demetli, iki yıl sonra 24 demetli ve 1995’te 60 demetli bir lazer sistemi kurulmuştur. 2 mm çapından daha küçük bir hedef üzerine, 60 demetli mor ötesi üçlü frekans Nd:cam lazeri en fazla 60 TW 30 kJ’lük enerji verebilme kapasitesine sahiptir. OMEGA’nın maksimum füzyon ürünü yaklaşık atış başına 10^{14} nötrondur (ilk defa 1995’te ulaşılmıştır). 2008’de ise OMEGA EP (extended performance) lazer sistemi açılmıştır.

1993’ün başlarında, DOE, NIF için görev ihtiyacını uygun bulur ve bu kurum için CDR’nin (conceptual design report: kavramsal tasarım raporu) gelişmesine yetki verir (Lindl, 1995).

Gelişmiş güç dengesi ile noktalama doğruluğunu içeren Nova lazerindeki bazı gelişmeler, HLP ve HEP deneylerinin bir kısmını uygulamak için gereklidir. Bu gereksinimler, 1993’te tamamlanan “Hassas Nova Projesi” (Precision Nova Project) ile sonuçlanır (Lindl, 1995).

NIF için temel hedef olarak gaz doldurulmuş bir holramı seçmeden önce, kaplama maddeli simetri deneyleri uygulanır. Nova üzerinde **1994'ün yaz dönemi esnasında**, simetri deneyleri, gaz doldurulmuş holramlar üzerinde başlar ve hâlâ devam eder (Lindl, 1995).

NRL, **1995'te** hedef deneylerine başlamak için planlanan, NIKE adında KrF (kripton florür) lazeri inşa eder. Bu lazer, 3-4 ns'lik bir sinyalde 2-3 kJ'lük enerji vermek için tasarlanmıştır. Bu lazer öncelikle serbest basamak (echelon-free) ISI diye adlandırılan NRL demet düzleştirme tekniği için bir deneme tezgahı olarak ve EHF uygulamaları için gerekli olan hassasiyetli kilojoule-ölçekli KrF lazerleri için bir teknoloji geliştirme programı olarak planlanmıştır (Lindl, 1995).

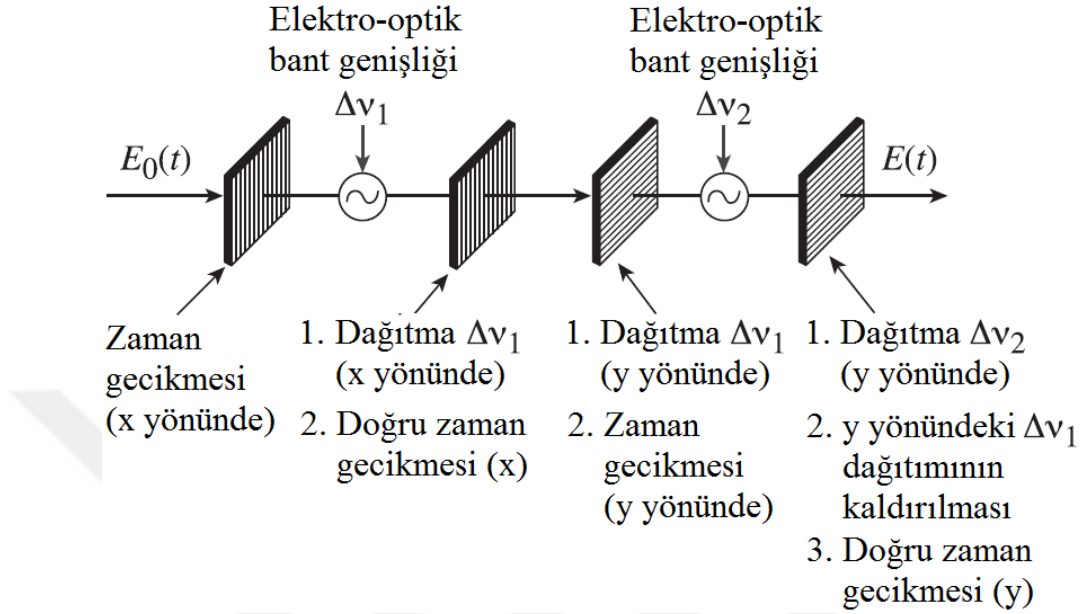
Naval Research Laboratory (NRL): ABD Donanması ve ABD Deniz Piyadeleri için kurumsal araştırma laboratuvarıdır ve temel bilimsel araştırmayı, uygulamalı araştırmayı, teknolojik gelişmeyi ve ön örnek yapımını geniş bir yelpazede yürütür.

Lazerin ispatlanarak ortaya çıkışından sonra, **1995 ve 1998'de** yayınladığı derleme (review) makaleleriyle, Lindl; lazer sürümlü holramlarda içeriye patlama hesaplamalarıyla Nuckolls ile Colgate'e ve direkt olarak hedefe (ilk doğrudan besleme simülasyonları), lazer ışığının küresel olarak simetrik bir sinyal uygulayan hesaplamalarıyla Kidder'e güvendiğini gösterir (Craxton ve ark., 2015).

SSD, Skupsky ve ark. tarafından **1986'da** LLE'de geliştirilmiş olup, faz-plakalı beneğin gerekli zamansal düzleştirmesini sağlamakta ve OMEGA ve NIF gibi cam lazerlere uygulanan hasar kısıtlamalarını karşılamaktadır. Temel SSD kavramı, Şekil 3.5'te gösterilmektedir. Bu teknik, Bölüm 3.1.1'de daha ayrıntılı bir şekilde anlatılmıştır. (Craxton ve ark., 2015)

SSD'nin iki boyuta uzatılması Skupsky ve Craxton tarafından **1999'da** tanımlanmış ve 60 demetli OMEGA lazeri üzerinde uygulanmıştır. İki boyutlu SSD Şekil 2.33'te şematik olarak gösterilmektedir. Burada, dikey yönlerde dağıtılan bant genişliklerine sahip iki modülatör kullanılır. Her modülatör için zaman gecikmeli ızgaralar bulunur.

Şekil 2.33'te gösterilen ikinci ve üçüncü ızgaralar birleştirilebilir. (Craxton ve ark., 2015)



Şekil 2.33. İki modülatörden gelen bant genişliklerinin dikey yönlerde nasıl dağıtıldığını gösteren 2D SSD şeması. (Craxton ve ark., 2015)

Gelişmiş SSD düzeltirme, ek modülasyon frekansları kullanılarak elde edilebilir. 2D SSD üzerinde üç yönlü SSD olarak tanımlanan bir değişim, Miyaji ve ark. tarafından **2002'de** verilmektedir. Bu teknik de, Bölüm 3.1.1'de daha ayrıntılı bir şekilde anlatılmıştır. (Craxton ve ark., 2015)

1990'ların sonlarından sonraki bir zamanda, OMEGA Upgrade için planlanan deneylerin tamamlanmasına kadar, ABD'de doğrudan beslemeye yönelik kıyaslanabilir bir veritabanı mevcut değildir (Lindl, 1995).

3. ATEŞLEME

Laboratuarda füzyon elde etmek için son derece farklı iki yaklaşım vardır.

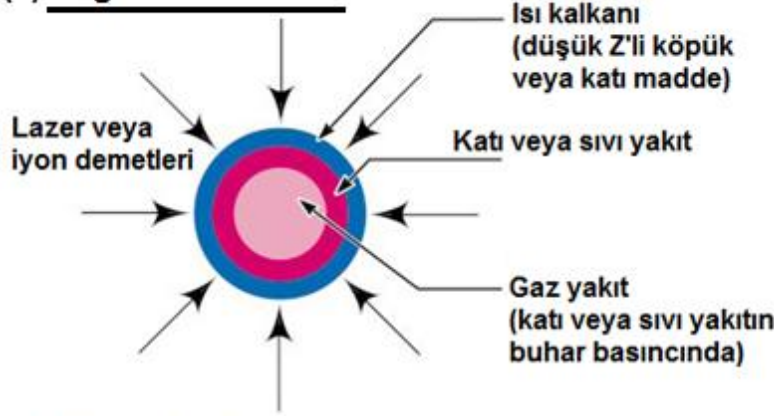
1. Manyetik Hapsetme: Yüklü parçacıkların hareketini içeren ve kontrol eden manyetik alanların kullanılmasına bağlıdır.

2. Eylemsiz Hapsetme: Bu yaklaşımda, hapsetmeyi sağlamak için yakıt kütesinin eylemsizliği kullanılır. Termonükleer yakıt içeren bir kapsül (genel olarak küresel bir kabuk), yüksek yoğunluk ve sıcaklık şartlarında içeriye doğru patlama işlemi ile sıkıştırılır. EHF kapsüllerinin merkezine doğru olan bu sıkıştırma, iki çeşit enerji aktarımı ile yapılır: Elektron iletimi [doğrudan besleme (direct drive)] ve X-ışınları [dolaylı besleme (indirect drive)].

a. Doğrudan Besleme (direct drive): Lazer demetleri yada yüklü parçacık demetleri, doğrudan hedefe nişan alınır. Bu demetlerin enerjileri, ters bremsstrahlung veya çeşitli plazma işlemleri vasıtasıyla elektronlara aktarılır. Bu enerji soğurulması, parçacık yoğunluğunun $n_c = 10^{21} \lambda^{-2} \text{ cm}^{-3}$ 'lük plazma kritik yoğunluğuna eşit veya daha az olduğu durumda meydana gelir. Burada $\lambda, \mu\text{m}$ olarak lazer dalgaboyudur. Elektron iletimi, yaklaşık olarak 10^{24} cm^{-3} 'lük elektron yoğunluğuna sahip olan ablasyon ön cephesine, bu enerjiyi aktarır. Akı düzenliliği, çok sayıda çok düzenli demetin üst üste binmesiyle veya yandan gelen elektron iletimi düzleştirilmesiyle (smoothing) elde edilir.

b. Dolaylı Besleme (indirect drive): Lazer veya iyon demetlerinden gelen sürücü enerjisi, kapsülü çevreleyen ve holram diye adlandırılan yüksek Z 'li silindir şeklindeki duvar tarafından emilir. Sürücü tarafından ısıtılan bu malzeme yani holram, kapsülün içeriye doğru patlamasına sebep olan X-ışınlarını yayar. En uygun biçimde tasarlanmış hedefler için sürücü enerjisinin %70 - %80'i, X-ışınlarına dönüştürülebilir. En uygun holram geometrisi sürücüye bağlıdır. (Lindl, 1995)

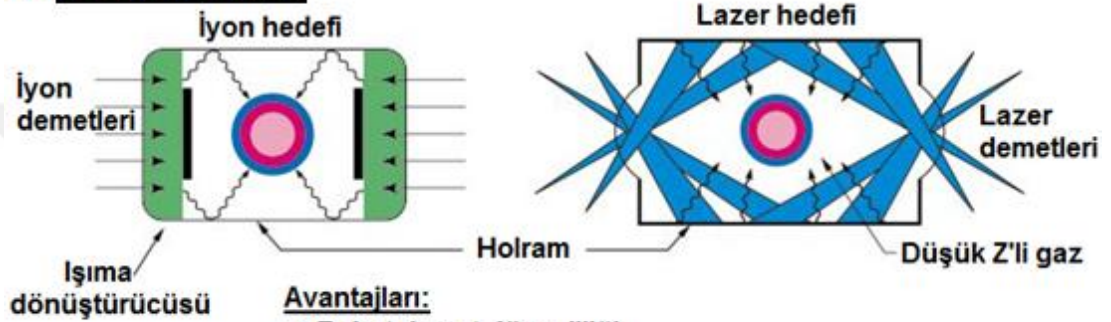
(a) Doğrudan besleme



Avantajları:

- Yüksek çiftlenim verimi
- Azaltılan lazer plazma etkileşim etkileri

(b) Dolaylı besleme



Avantajları:

- Rahat demet düzenliliği
- Azaltılan hidrodinamik kararsızlık
- Lazer ve iyon demetleri için önemli benzerlik

Şekil 3.1. (Renkli) EHF, içeriye patlamayı süren yüksek bir kabuk ablasyon basıncı üretmek için (a) doğrudan besleme (elektron iletimi) veya (b) dolaylı besleme (X-ışını) kullanır. (Lindl ve ark., 2004)

X-ışını dönüşümü ve taşıma basamağından dolayı, dolaylı besleme, enerjisini bir kapsüle, doğrudan beslemeden daha az verimli bir şekilde bağlar. Ancak, elektron iletimi ile yönlendirilen ablasyon, genellikle X-ışınlarıyla yönlendirilen ablasyona göre, daha az verimli ve hidrodinamik olarak daha kararsızdır. Doğrudan besleme hedeflerindeki hidrodinamik kararsızlığı azaltmak için alınan önlemler, kısmen verimlilik avantajını dengeler. Ayrıca, doğrudan besleme hedefleri, bireysel demetlerdeki şiddet değişimlerine karşı çok duyarlıdır. Bu değişimler, daha sonra hidrodinamik kararsızlık ile güçlendirilen hedef üzerinde pertürbasyon izi bırakır. Yeterli demet düzenliliği (beam uniformity) sağlanabilirse, mevcut hedef tasarımları için hesaplamalar; doğrudan besleme hedeflerinin, dolaylı besleme hedefleriyle yaklaşık aynı ateşleme eşiğine sahip olduğunu gösterir, ancak doğrudan besleme

hedefleri; tolere edilebilen hidrodinamik kararsızlık büyümesine bağlı olarak, en iyi dolaylı besleme temelli tasarımlara kıyasla yaklaşık 2 kat daha fazla kazanç gösterebilir. (Lindl ve ark., 2004)

Dolaylı besleme için, holram duvar fiziği ve kapsül fiziği; herhangi bir X-ışını kaynağı için temelde aynıdır. Bu nedenle, lazerler üzerindeki dolaylı besleme deneyleri, ağır iyon sürümlü hedefler için, hedef fiziği temelinin çoğunu sağlar. Nova'da öğrenilenlerin çoğu, Sandia Ulusal Laboratuvarlarında (SNL) Z makinesindeki gibi, Z-pinch sürümlü X-ışını kaynaklarını kullanan EHF kapsülleri için de geçerlidir. (Lindl ve ark., 2004)

3.1. Ateşleme için Gereken Bazı Şartlar

NIF ateşleme hedefi gereksinimlerine kıyasla hedef fizik programından elde edilen bazı temel sonuçların üst düzey bir özeti Çizelge 3.1'de gösterilir. Çizelge 3.1'de belirtildiği gibi, Nova ve Omega deneylerinin sonuçları; sürücü sıcaklığını, sürücü simetrisini ve hidrodinamik kararsızlığı içeren önemli ateşleme kapsül parametrelerinin çoğu için NIF gereksinimlerine yaklaşıp.

Şekil 3.2, ateşlemede sıkıştırılmış yakıtın tipik yapılandırmasını göstermektedir. Bir kapsül içeriye patlatılırken, PdV işi ve DT 'nin termonükleer yanmasından kaynaklanan α parçacığı oluşumu, merkezi sıcak nokta bölgesini ısıtmak için harekete geçer. Sıcak noktadan çevredeki soğuk yakıtı doğru elektron iletiminin yanı sıra ışıma kayıpları, sıcak noktayı soğutmak için harekete geçer. Ana yakıt kabuğu sıcak noktayı sıkıştırdığından basınç artar ve sıcak nokta yoğunluğu ile ana yakıt yoğunluğu artar. Sıcak noktadaki iletkenlik ve ışıma kayıpları çok büyükse, ateşleme asla gerçekleşmez. Ateşlemeyi sağlamak amacıyla uygulanan içeriye patlama işlemi durduğunda, sıcak nokta, yaklaşık $0,3 \text{ g/cm}^2$ 'ye eşit bir ρr 'ye sahip olmalı ve yaklaşık 10 keV 'lik bir merkezi sıcaklığa ulaşmalıdır. Bu koşullar altında, α parçacığı oluşumu, sıcak noktadan gelen elektron iletim kayıplarının üstesinden gelebilir ve kendi kendini sürdürebilen bir yanma dalgası üretilir. (Lindl, 1995)

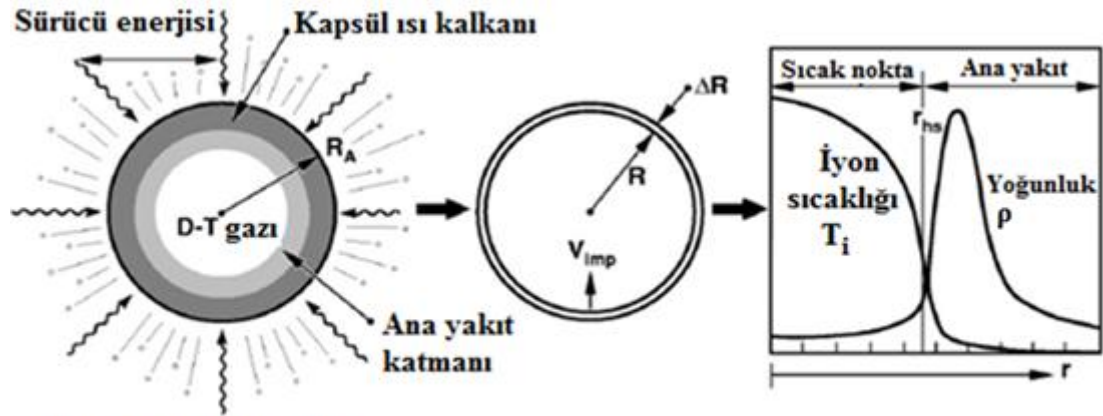
Çizelge 3.1. Nova ve Omega deneylerinden elde edilen sonuçlar, önemli kapsül parametrelerinin çoğu için NIF gereksinimlerine yaklaşıır.

Fiziksel parametre	NIF	Nova (Omega)
Sürücü sıcaklığı	250-300	• >300 eV, 1 ns sinyal için • ~260 eV, gaz doldurulmuş holramda şekillendirilmiş sinyal için
Sürücü simetrisi		
Demet sayısı	192	10 (60)
RMS kapsül sürücü asimetrisi (bütün modlar)	%1	%4 (%2)
Ortalaması alınmış (P_2) içeriye patlama	~%1	~%1
NIF'e benzeyen holram/kapsül oranına sahip kapsül yakınsama oranı (C_r)	25-45	10 (17-22)
Hidro-kararsızlık e-kıvrımları		
Baskın modlar (içeriye patlama) için	6-7	4-5 düzlemsel
hızlanma+yavaşlama; düzlemsel deneyler için	küresel	4-5 küresel (4-5)
sadece hızlanma		

3.1.1. Lazer Demet Düzenliliği

Yüksek yakınsaklık, doğrudan besleme içeriye patlamaları, hidrodinamik kararsızlıklar için tohumlanmaları en aza indirmek için son derece düzgün bir ışınlama gerektirir. Genel olarak genel düzensizlik seviyesinin %1 rms'den daha küçük olması gerektiği düşünülür fakat düzensizliğin hedef performans üzerindeki etkisini belirlemek için mod yapısının ayrıntıları çok önemlidir.

Burada, faz sapmalarını ayrıntılı olarak incelemeden lazer nokta profilini kontrol etmek için geliştirilen teknikler kısaca açıklanacaktır. (Craxton ve ark., 2015)



Sürücü-hedef birleşmesi

$$\Rightarrow I_r \lesssim 10^{15} \text{ W/cm}^2 \text{ veya } \lesssim 300 \text{ eV}$$

Kontrol etmek için:

- ✧ Emilim/önısıtma
- ✧ X-ışını dönüşümü
- ✧ Taşıma/sürücü

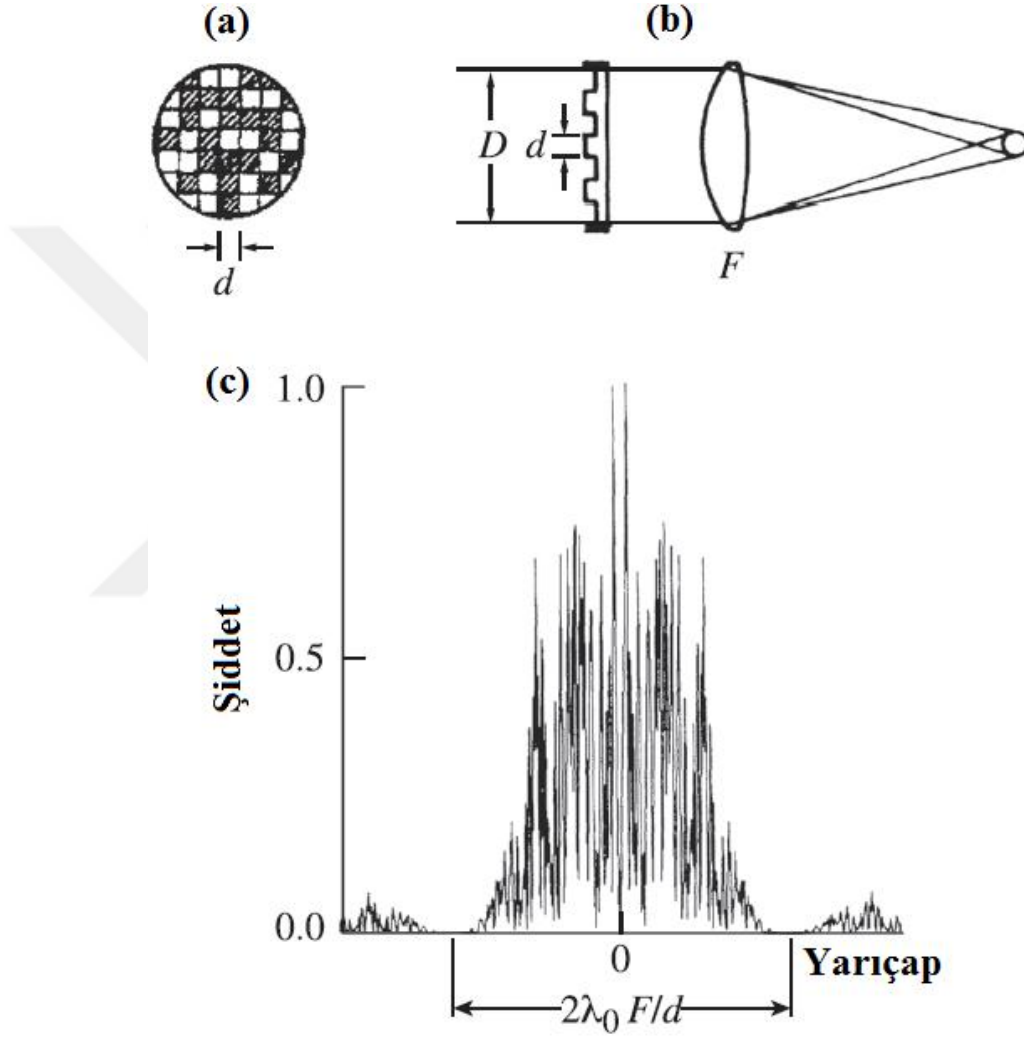
Simetri:	$\frac{R_A}{r_{hs}} =$	Yakınsama oranı	$\approx 25-45 \Rightarrow$	Çiftlenim $\eta = 10-15\%$
Kararlılık:	$\frac{R}{\Delta R} =$	Uçuş boy oranı	$\approx 30-40 \Rightarrow$	$I_R \gtrsim 4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ veya 250 eV yüzey $< 1000 \text{ Å}$
Ateşleme:	$\begin{aligned} \gamma T_{i,hs} &= 10 \text{ keV} \\ \gamma \rho r_{hs} &= 0.3 \text{ g/cm}^2 \end{aligned}$		$\Rightarrow$	$E_{\text{sürücü}} = 1-2 \text{ MJ}$ için $V_{\text{imp}} 3-4 \times 10^7 \text{ cm/s}$

Şekil 3.2. Mevcut EHF ateşleme hedeflerindeki fizik tanımlamaları; sürücü şiddeti, simetri, kararlılık ve ateşleme üzerindeki kısıtlamaları içerir. (Lindl ve ark., 2004)

A. Faz Plakaları (RPP ve KPP)

Faz ayrıntılarına karşı nispeten duyarsız olan yapısal faz hatalarının etkilerini azaltan bir teknik, **1982’de** Osaka’da Kato ve Mima tarafından önerilmiştir ve **1984’te** Kato ve ark. tarafından daha ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Bu teknik, Şekil 3.3.a ve 3.3.b’de şematik olarak gösterilmiştir. Uzaysal demet uyumluluğu, her demet hattının ucunda, odak merceğinden önce bir faz plakası yerleştirilerek parçalara ayrılır. İlk uygulama; demet boyunca rasgele yerleştirilmiş, 0 veya π fazlı kare elemanlardan oluşan iki seviyeli bir faz plakası kullanmıştır. Eleman boyutu; elemanla ilişkili kırınım-sınırlı odak noktası boyutu, hedef boyutuna eşit olacak şekilde seçilmiştir. Böylece, demet; faz plakasının her bir elemanını “gören” hedef düzlemdeki her

noktaya sahip olan, hedef düzlemde çakışan, farklı demetçiklere ayrılır. Faz-plaka elemanları, tipik olarak demet faz değişimlerinin uzaysal ölçeğinden çok daha küçüktür ve bu da, ışınma desenini kabaca faz değişimlerinden bağımsız hale getirir. Hedef üzerindeki şiddet deseni (Şekil 3.3.c), tüm faz-plaka elemanları tarafından üretilen iyi tanımlanmış bir sinc^2 zarfına (iki yönde) sahiptir ($\text{sinc}^2 x \equiv \sin^2 x / x^2$).



Şekil 3.3. (a) ve (b) Hedef üzerinde düzenliliği iyileştirmek için bir faz plakasının ilk kullanımını gösteren şema. Odak uzaklığı F olan bir merceğin önüne yerleştirilen faz plakası, her biri 0 veya π 'lik (rastgele) bir faz kayması üreten bir dizi elemana bölünmüştür. Eleman boyutu d , eleman (çapı $\sim 2F\lambda_0/d$, burada λ_0 , lazer dalgaboyudur) tarafından oluşturulan kırınımsınırlı en iyi odak noktasının hedefle çakışacağı şekilde seçilmiştir. (c) Bir odak düzleminde hesaplanan şiddet dağılımı. (Craxton ve ark., 2015)

Bu zarf üzerine bindirme, demetçikler arasındaki girişimden kaynaklanan son derece düzeltilmiş bir benek yapısı sağlar. Esasen, faz plakası, düzensizlik enerjisini, hedefteki lazer birikiminden sonra termal iletimle daha kolay düzleştirilebilen kısa uzaysal dalga boylarına kaydırır. (Craxton ve ark., 2015)

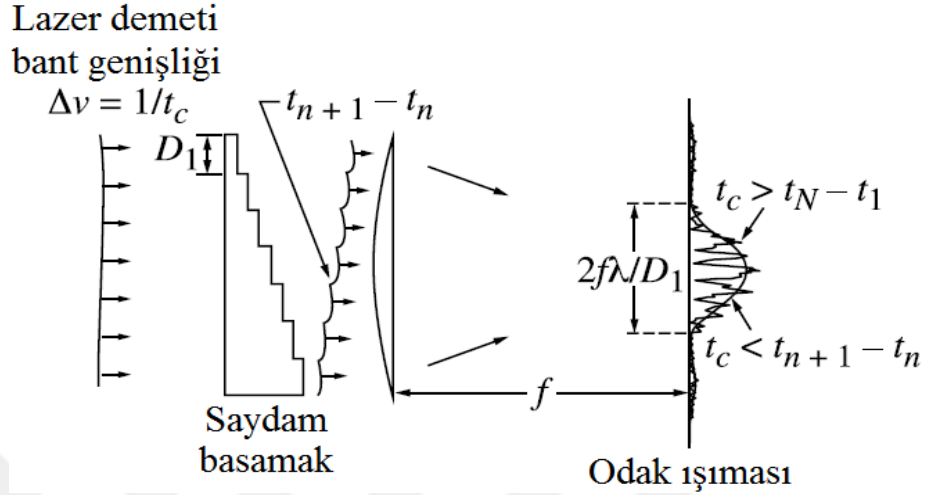
B. İndüklenen Uzaysal Uyumsuzluk (ISI)

NRL’de Lehmberg ve Obenschain tarafından, hedef üzerinde demet şiddet profilini zamansal olarak düzleştirmek için, ISI olarak bilinen yeni bir teknik geliştirilmiştir. İlk formunda, bir boyut için Şekil 3.4’te şematik olarak gösterildiği gibi, bir basamak, odak merceğinden önce yerleştirilmiştir. Basamaktaki adımlar, demetin farklı enine kesitlerini, bir lazer uyumluluk süresi (t_c) veya daha fazla bir süre kadar geciktirir; burada t_c , lazerin bant genişliği ($\Delta\nu$) ile ilgilidir, $t_c = 1/\Delta\nu$. Bir faz plakasında olduğu gibi, bu basamak, demeti demetçiklere böler ve bu demetçiklerin her biri, hedef üzerinde belirgin bir şiddet zarfı oluşturur. Anında hedef üzerinde yüksek modülasyonlu bir girişim deseni (benek) bulunur, fakat bu benek, zaman içinde rastgele dalgalanır çünkü farklı basamak adımlarından girişim desenine gelen katkılar, zamansal olarak uyumsuzdur. Pek çok uyumluluk zamanları üzerinden ortalaması alındığında, benek yapısı, zamanla $\sqrt{t_c/t}$ şeklinde azalan düzensizlikle düzleştirilir. Lazer bant genişliği; hedef üzerine yapılan kayda değer düzensizlik baskısından önce, demeti düzleştirmek için yeterince büyük olmalıdır (Nd:cam lazerleri üzerinde elde edilebilir bir uyumluluk süresi, $\lesssim 2$ ps olmalıdır). Obenschain ve ark., NRL’deki KrF Nike Lazer Sistemi için $\sim 0,6$ ps’lik bir uyumluluk zamanı aktarmışlardır. (Craxton ve ark., 2015)

C. Spektral Dağılım ile Düzleştirme (SSD)

SSD, Skupsky ve ark. tarafından LLE’de geliştirilmiş olup, faz-plakalı beneğin gerekli zamansal düzleştirmesini sağlamakta ve OMEGA ve NIF gibi cam lazerlere uygulanan hasar kısıtlamalarını karşılamaktadır. ISI gibi bu yaklaşım, demet boyunca

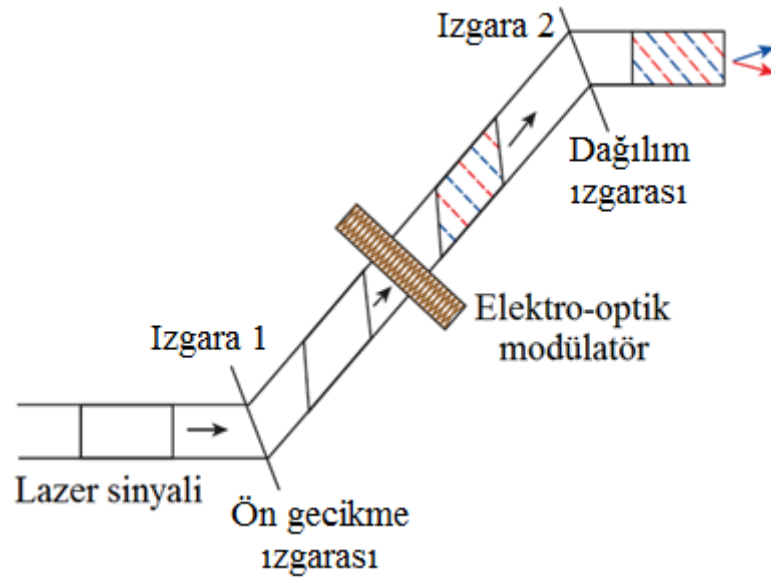
faz önü değişimlerinin zamansal olarak değişmesine neden olan geniş bantlı ışık ve zaman gecikmeleri kullanır.



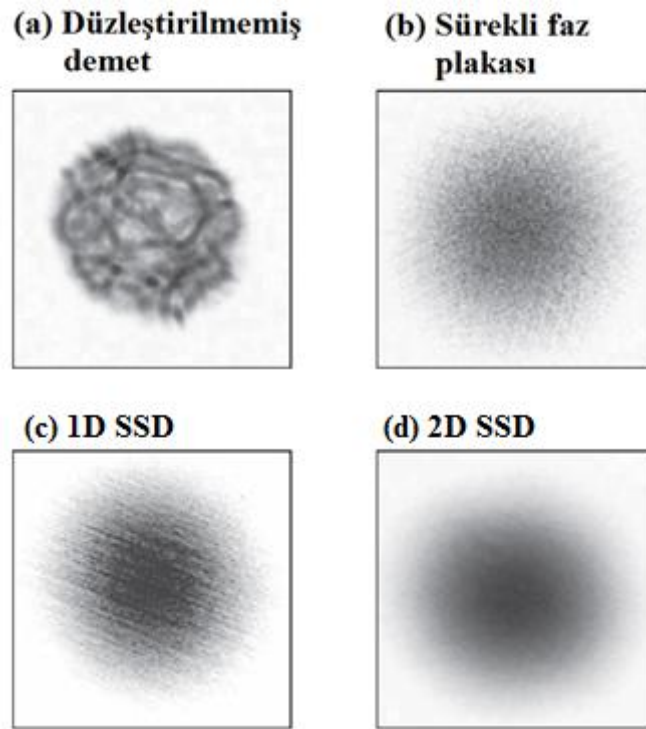
Şekil 3.4. İndüklenen uzaysal uyumsuzluğun (ISI) orjinal kavramını gösteren şema. Saydam bir basamak tarafından indüklenen uzaysal uyumsuzluk, zaman ve uzay bakımından geniş bantlı bir lazerin odak noktası ışınımını düzeltmek için kullanılır. (Craxton ve ark., 2015)

Temel SSD kavramı, Şekil 3.5'te gösterilmektedir. Bir elektro-optik modülatör tarafından lazer demeti üzerine uygulanan faz modülasyonlu bant genişliği, bir ızgarayla dağıtılır ve bu da demet boyunca (mavi kaymalar ile kırmızı kaymalar olarak gösterilen) renk değişimlerine neden olur. Demet boyunca değişen faz dağılımı, odak merceğinde bir faz plakası kullanımı ile birleşince, zamansal düzeltme ile sonuçlanır. Ön gecikme ızgarası, dağılım ızgarasının demet boyunca uyguladığı gecikmeyi telafi eder. (Craxton ve ark., 2015)

Zaman üzerinden bütünleştirilen eşdeğer-hedef-düzlem şiddet dağılımları, üçlü frekans bir demet için (a) demet düzeltmesiz, (b) sürekli bir faz plakalı, (c) 1D SSD'li ve (d) 2D SSD'li olarak Şekil 3.6'da gösterilmektedir. Faz plakası kendiliğinden bir statik benek deseni üretir. 1D SSD ile bu, dağıtma yönünde düzeltilir. En düzgün demet 2D SSD ile üretilir. (Craxton ve ark., 2015)

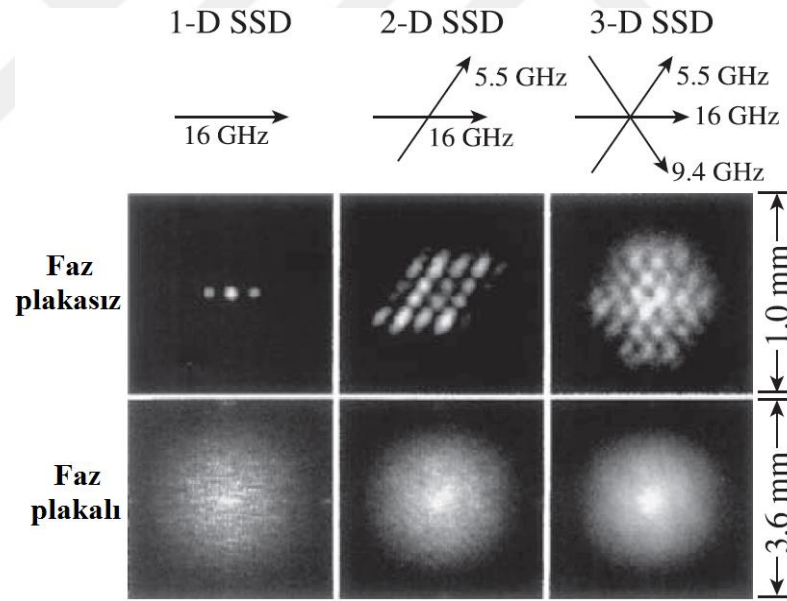


Şekil 3.5. Demet boyunca renk değişimlerinin (mavi ile kırmızı) oluşumunu gösteren spektral dağılım ile düzeltirme (SSD) şeması. (Craxton ve ark., 2015)



Şekil 3.6. Dört seviyeli düzeltirme ile tek frekansta üçlü OMEGA demetinin yaklaşık 1-ns sinyal genişliği üzerinden bütünleştirilmiş eşdeğer hedef düzlem görüntüleri: (a) düzeltililmemiş; (b) sürekli faz plakası, bant genişliği yok; (c) tek bir modülatörde bant genişliği; ve (d) her iki modülatörde de bant genişliği. (Craxton ve ark., 2015)

Gelişmiş SSD düzleştirme, ek modülasyon frekansları kullanılarak elde edilebilir. 2D SSD üzerinde üç yönlü SSD olarak tanımlanan bir değişim, Miyaji ve ark. tarafından verilmektedir. Onlar, ölçüleri eşit olmayan frekanslara sahip üç fazlı modülatör kullanırlar ve bant genişliklerini, yön olarak 120° 'lik bir açı arasında dağıtırlar. Sonuçlar Şekil 3.7'de gösterilmektedir. Üst sıradaki (faz plakaları olmadan) görüntüler, bant genişliği içindeki modların hedef düzlemindeki kaymalarını göstermektedir. Alt sıradaki görüntüler, modülatörlerin sayısı arttıkça ilerleyen iyileştirmeyi göstermektedir. Üç yönlü demet, yuvarlak bir odak noktalı şekil ile düzgündür. Bu düzleştirme tekniği, Miyanaga ve ark. tarafından dokuz demetli, $0,35 \mu m$ ana sürücü için GEKKO II-HIPER Lazer Sistemi üzerinde kullanılmaktadır. Bu sistem, ayak için PCL kullanılarak düzleştirilen ikiye katlanmış üç frekanslı demetler içerir ve düzlemsel hedeflerin iyi düzenlilikle hızlandırılmasını sağlar. (Craxton ve ark., 2015)



Şekil 3.7. Ölçüleri eşit olmayan frekanslara sahip üç fazlı modülatörlerin 120° 'lik bir açı arasındaki yönlerde açılmal spektral dağılımı verilen üç yönlü SSD'nin ispatlı gösterimi. (Craxton ve ark., 2015)

D. Polarizasyon Düzleştirme (PS)

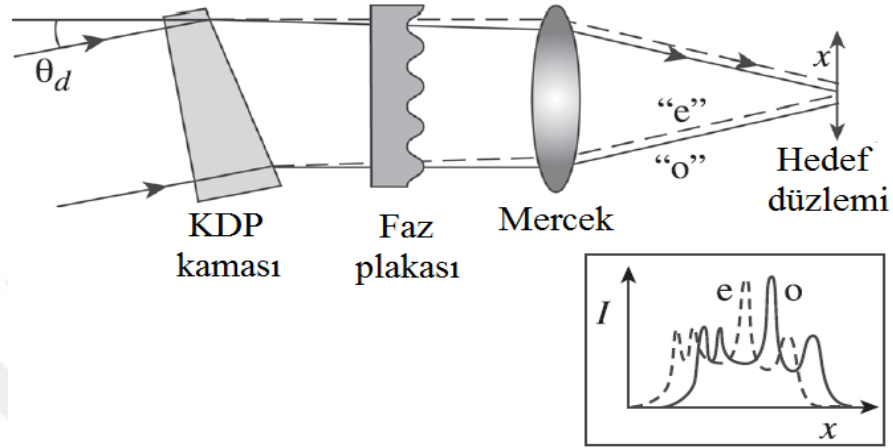
Polarizasyon düzleştirme ilk olarak **1984'te** Kato tarafından önerilmiştir. Kato, yakın alanın, orijinal faz plakası kavramına benzer şekilde, her biri rasgele seçilmiş polarizasyonlara sahip bir eleman ızgarasına ayrıldığı, rasgele dizilmiş bir polarizör tanımlamaktadır. Kato, her elemana iki dikey polarizasyonun birini atamayı yeterli bulmuştur. Bunun iki bağımsız benek deseni üretme etkisi olduğundan (dikey polarizasyonlar girişim yapmazlar), düzenlilik (anlık olarak) $\sqrt{2}$ kat iyileştirilir.

Kato'nun orijinal kavramının rastgeleliği gereksizdir. Dikey polarizasyonlara sahip düzenli dama tahtası cihazları; sıvı kristaller kullanan Tsubakimoto ve ark. tarafından ve yarım dalga plakaları dizisi kullanan Gunderman ve ark. tarafından önerilmiştir ve aynı düzenlilik iyileştirmesi sağlamıştır. Ancak, LLE'de çift kırılmalı bir malzeme (bir nematik sıvı kristal) ile doldurulmuş bir kama kullanan daha basit bir cihaz önerilmiştir. Polarizasyon düzleştirme, bu kavramı kullanan OMEGA üzerinde iyileştirilmiştir. Bir çift kırılmalı malzeme olan potasyum dihidrojen fosfat (KDP) kaması, Şekil 3.8'de gösterildiği gibi, üç katına çıkarılan frekans kristallerinden sonra her demet hattı ucunun yakınına yerleştirilmiştir. Kama, demet polarizasyonunun sıradan ("o") ve olağanüstü ("e") eksenlere bölünmesiyle yerleştirilir. Kamanın, iki polarizasyon bileşenini hafifçe farklı açılarda saptırması, hedef düzlemde iki adet uzaysal benek deseniyle sonuçlanır. (Craxton ve ark., 2015)

3.1.2. Sıkıştırılabilirlik

Şekil 3.9, NIF tarafından sürülebilen 0,2 MJ'lük bir kapsül ve büyük 2 MJ'lük bir kapsül için pr 'ye karşı hesaplanmış yakıt sıcaklığını ve yoğunluğunu gösterir. Kapsül enerjileri; büyüklük sırasına, sıcaklık açısından yakıt yapılandırmasına ve pr uzayına göre farklı olmasına rağmen, yanma yayılımını belirleyen değişkenler neredeyse aynıdır. Küçük kapsüldeki yakıt, bu yakıttaki azaltılmış kütle ve enerjiyi telafi etmek için, daha fazla yoğunluğa sahip olacak şekilde sıkıştırılır. (Lindl ve ark., 2004)

Şekil 3.9’da gösterilen yüksek yoğunlukları elde etmek için hassas ve esnek sinyal şekillendirmesi gereklidir. Minimum enerji ile gereken sıcak nokta ve itici yoğunluklarını elde etmek için, itici, yaklaşık olarak Fermi dejenerede kalmalıdır. (Lindl, 1995)

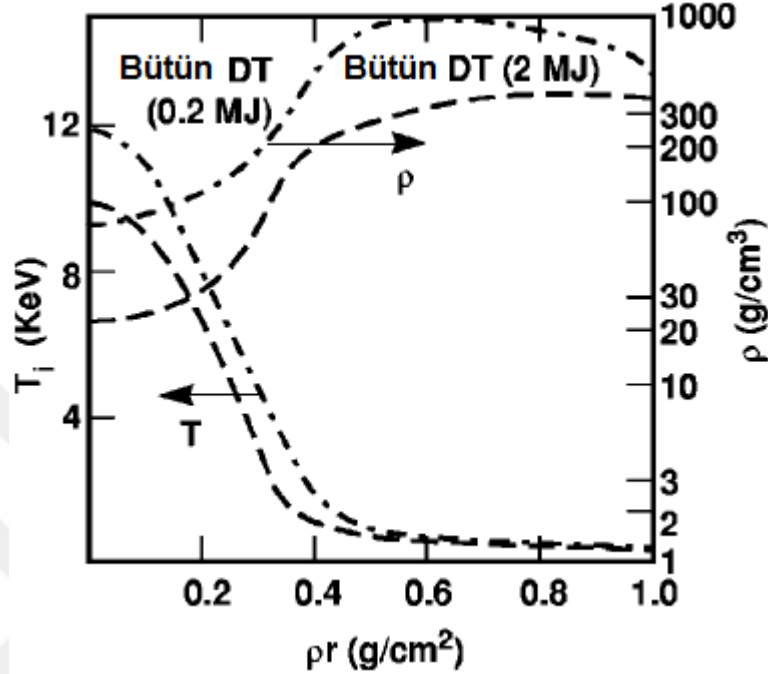


Şekil 3.8. OMEGA’da uygulanan polarizasyon düzleştirme kavramı. Bir KDP kaması, $0,35 \mu m$ ’lik demeti, hafifçe farklı yönde ilerleyen birbirine dik olan iki polarize demete (“o” ve “e”) bölmek için kullanılır. Hedef üzerinde onların benek desenleri kaydırılır ve düzensizlikte anlık bir $1/\sqrt{2}$ azalma sağlanır. (Craxton ve ark., 2015)

Yakıt entropisinde meydana gelen değişim, $\Delta s = \Delta Q/T$, onun sıkıştırılabilirliğini belirler. ΔQ ısı; şoklar, elektron iletimi, foton ön ısıtması ve plazma kararsızlıklarından gelen sıcak elektronlar da dahil olmak üzere çeşitli kaynaklardan gelebilir. NIF’te tasarlanan ateşleme kapsülleri için, şoklar, tipik olarak en büyük entropi kaynağıdır.

Sıkıştırılabilirliğin entropi eklenmesiyle nasıl bir değişime uğradığını görmek için, DT’ye göre (örneğin, Los Alamos Sesame Kütüphanesi’nden) durum tablolarının denklemi, Şekil 3.10’da gösterildiği gibi, basınca karşı yoğunluk düzleminde eş-entropi kümesini oluşturmak için kullanılabilir. Ayrıca her bir eğriyi etiketleyen numara, başlangıç dondurucu kimyasal madde (cryogen) değerine göre 10^8 J/keV/g biriminde o eş-entropi boyunca spesifik entropi de verir. Sadece entropi değişiklikleri

anlamli olduğundan, kolaylik sağlamak için, $T = 11,6$ K ve katı DT'nin yoğunluğu $\rho = 0,25$ g/cm³ olduğunda $s = 0$ alınır. (Lindl, 1995)



Şekil 3.9. Laboratuvar ateşlemesi ve yüksek kazançlı kapsüller, çok benzer ateşleme koşullarına sahiptir. Sıcak nokta sıcaklık profilleri ve ρr , ateşlemede neredeyse boyuttan bağımsızdır. Daha küçük kapsüller, $\rho r \approx 0,3$ g/cm²'lik gerekli sıcak noktayı elde etmek için daha yüksek yoğunluğa sahip olmalıdır. (Lindl ve ark., 2004)

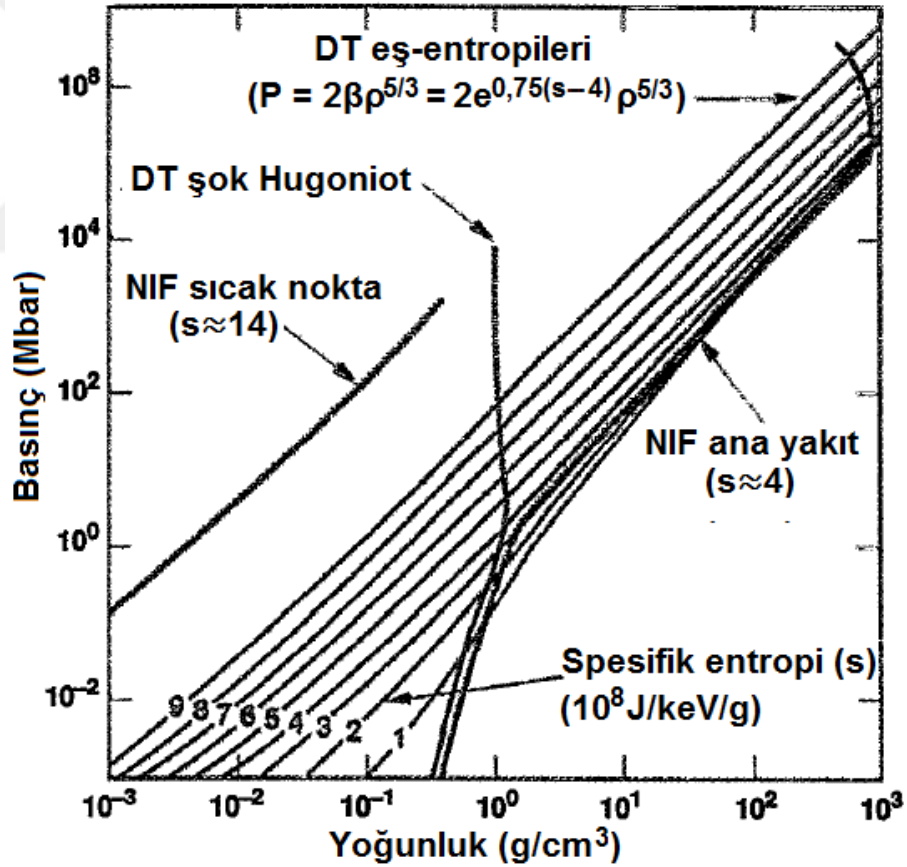
$\rho = 5,0$ g/cm³ için, 1, 2, 3 ve 4 numaralı eğrilerin neredeyse birleştii görölmektedir. Bu birleşim; basıncın, neredeyse tamamen elektronların dejenere basıncına dayandığı sözde Fermi dejenereinin adyabatik durumunun hemen üzerindedir ($kT_e \leq \epsilon_{\text{Fermi}}$). ($\rho = 5,0$ g/cm³ için, $\Delta s = 0$ adyabatik durum, $P \propto \rho^{5/3}$ 'ten aşığı doğru eğilir, çünkü bu yoğunluklarda ve düşük sıcaklıklarda, DT durum denklemi, atomik ve moleküler bağlanma tarafından baskındır ve bir Fermi gazı ile zayıf olarak benzerdir.) $\Delta s = 4$ 'te oldukça ani bir geçiş vardır. $\Delta s < 4$ için, adyabatik sıkıştırılabilirlik s 'nin çok zayıf bir fonksiyonudur. Bununla birlikte, bu eşiğin üstünde belirli bir yoğunluktaki basınç, artan entropi ile üstel olarak artmaktadır:

$$P_{DT} (\text{Mbar}) = 2 \exp[0,75(\Delta s - 4)] \rho^{5/3} (\text{g/cm}^3) = 2\beta \rho^{5/3}$$

veya

$$\beta = \exp[0,75(\Delta s - 4)] \quad (3.1)$$

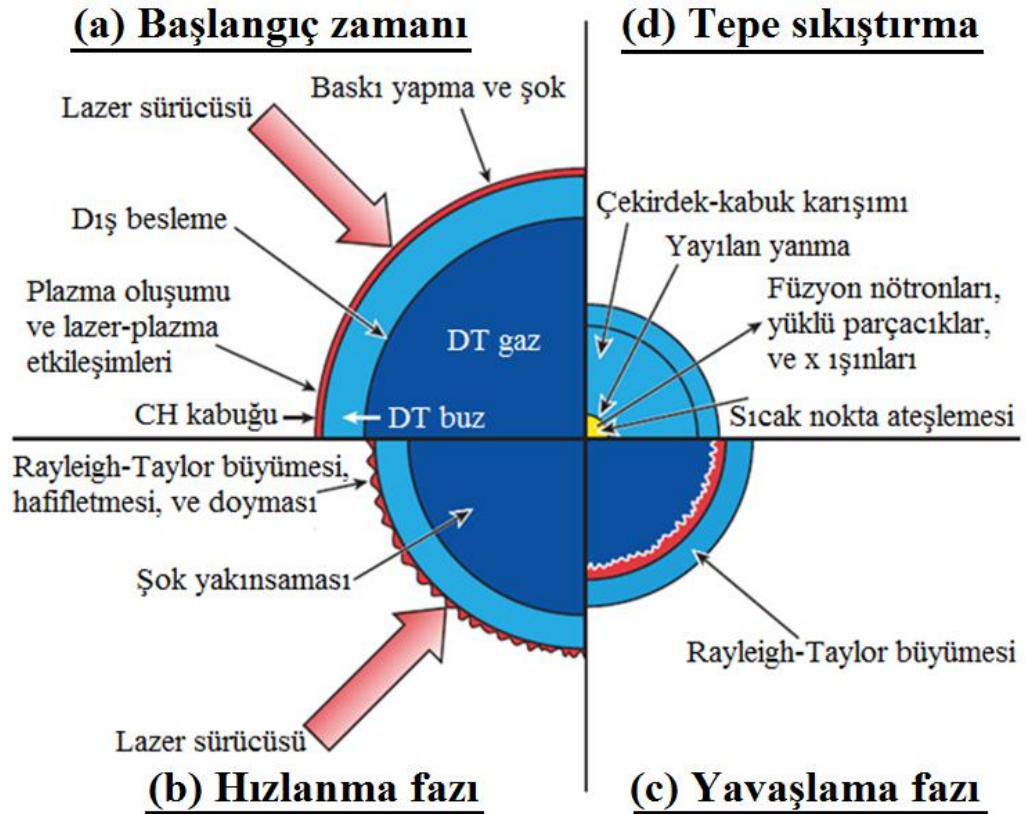
Burada β ; belirli bir yoğunluktaki basıncın, o yoğunluktaki Fermi basıncına oranıdır. Denklem 3.1’de görüldüğü gibi, $\Delta s = 4$ ’ün üzerindeki, her $\Delta s = 1$ ’lik entropi değişikliği için, belirli bir yoğunluktaki basınç yaklaşık 2 kat artar. Tüm kaynaklardan alınan bilgilere göre, sıkıştırılabilirlikteki bu azalmayı önlemek için, en uygun EHF kapsülünün, $\Delta s < 4$ olması gerekir. (Lindl, 1995)



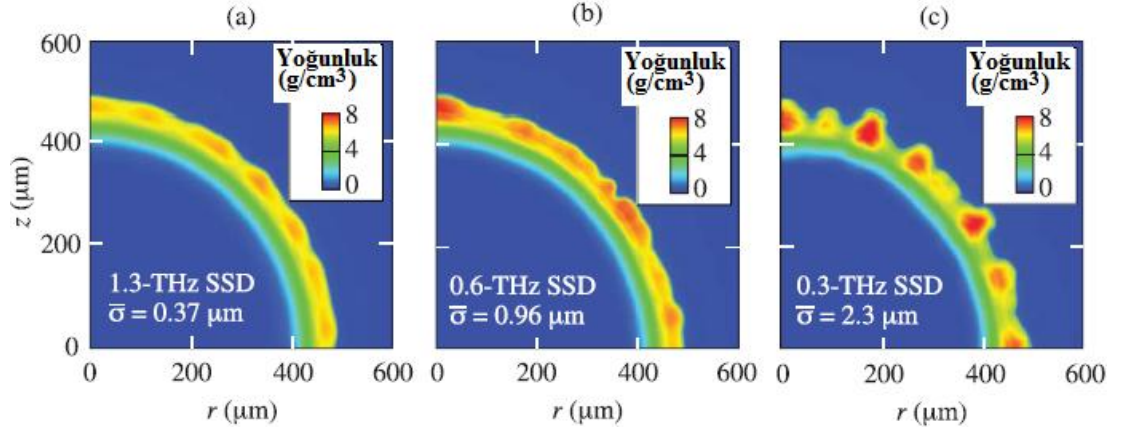
Şekil 3.10. DT eş-entropileri ve şok Hugoniot. Şok Hugoniot için başlangıç durumu $\rho = 0,25 \text{ g/cm}^3$, $T = 11,6 \text{ K}$ ’dir. Her bir eş-entropi, 10^8 J/g/keV biriminde, bu başlangıç durumuna göre eş-entropinin spesifik entropisi (s) ile etiketlenmiştir. (Lindl, 1995)

3.1.3. İçeriye Patlama Dinamiği

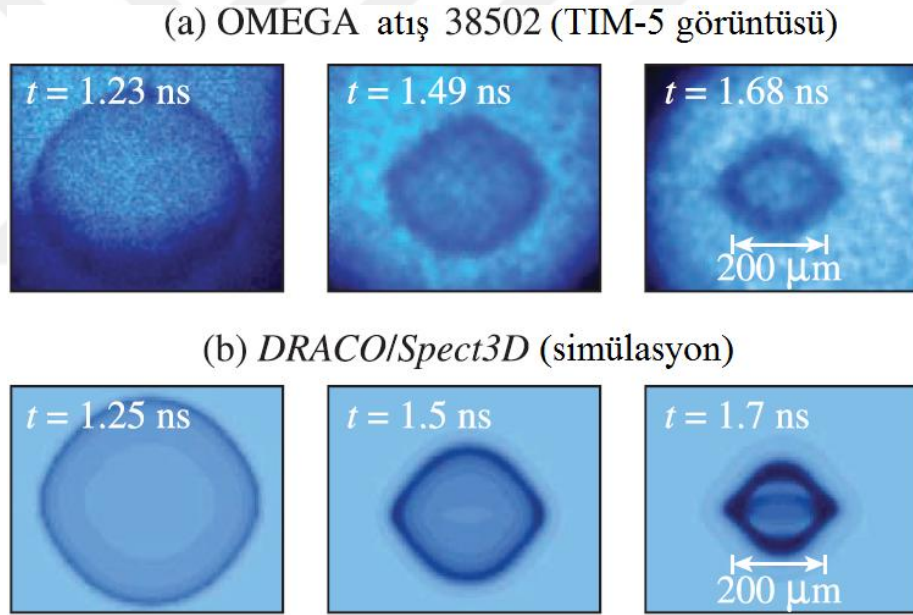
Küresel bir içeriye patlamada elde edilebilen sıkıştırma ile ateşleme eşiği arasında şiddetli bir bağlantı vardır. Bir içeriye patlamada elde edilebilen sıkıştırma, içeriye patlama hızı v_{imp} ile ilişkili olduğundan, ateşleme eşiği şiddetli biçimde v_{imp} 'e bağlıdır. Sabit tepe sürücü basıncı ve yakıt entropisi için, eğer sıkıştırılabilirliği, v_{imp} 'den bağımsız olarak koruyan bir lazer sinyal şekli elde edilebilirse, ateşleme eşiği v_{imp}^{-n} olarak değişir; burada Şekil 3.2'de gösterilen hedef türü için $n \approx 5 - 6$ arasındadır. Daha genel olarak, farklı tepe içeriye patlama basınçlarına ve yakıt entropisine sahip kapsüller için, ateşleme (ignition) eşiği, $E_{ign} \propto \beta^{1,8} v_{imp}^{-6} P^{-0,8}$ olarak ölçeklendirilir. Burada P içeriye patlama basıncıdır ve β , belirli bir yoğunlukta yakıt içindeki basıncın Fermi dejenere basıncına olan oranıdır. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.11. Doğrudan besleme hedef içeriye patlamasının dört temel aşamasının şeması. (Craxton ve ark., 2015)



Şekil 3.12. (a) 1,3, (b) 0,6 ve (c) 0,3 THz bant genişlikli 2D SSD içeren hızlanma fazının sonunda, nemli köpük tasarımının simüle edilmiş yoğunluk kapalı eğrileri. Phys. Plasmas 14, 056308 (2007). (Craxton ve ark., 2015)



Şekil 3.13. (a) Optimum olmayan demet noktalamalarına sahip OMEGA'da arkadan aydınlatmalı bir polar sürücü içeriye patlaması için deneysel X-ışını çerçeve-kamerası görüntüleri. (b) Spect3D tarafından işlenen DRACO simülasyonlarından üretilen karşılık gelen görüntüler. Karanlık halkalar (minimum X-ışını iletimi) kabuk bozulmasının gelişimini gösterir. Phys. Plasmas 13, 056311 (2006). (Craxton ve ark., 2015)

Bir sürücü enerjisi, süratle ısı kalkanına iletilir, bu da ısı kalkanının ısınıp genişlemesine neden olur. Isı kalkanı dışa doğru genişledikçe, kabuğun geri kalan

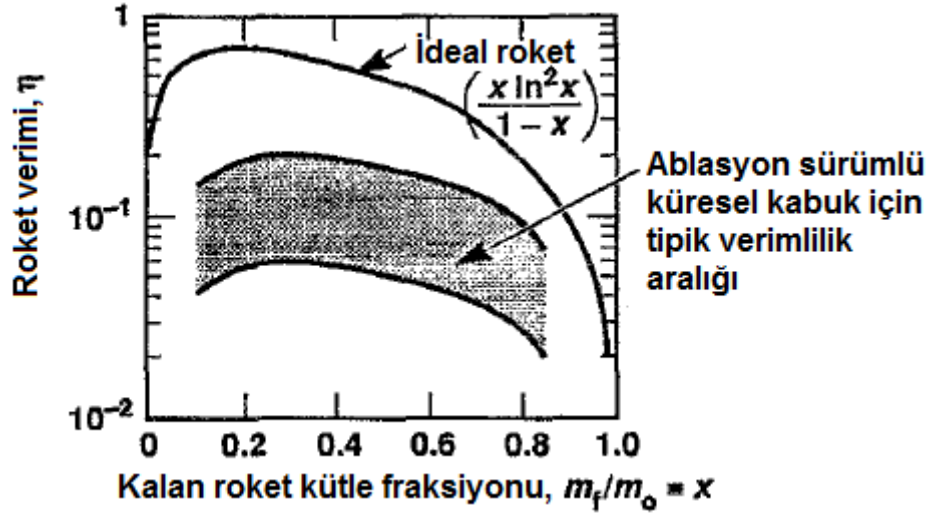
kısmı momentumu korumak için içe doğru zorlanır. Kapsül, küresel, ablasyon sürümlü bir roket gibi davranır. (Lindl, 1995) Şekil 3.2’de gösterildiği gibi bir kabuğun içeriye patlaması, kabuğun yüzeyinden malzemenin ablasyonu ile sürülür ve küresel roket denklemiyle tanımlanabilir: (Lindl ve ark., 2004)

$$v_{\text{kabuk}} = \frac{P_a}{\dot{m}} \ln \left(\frac{m_0}{m_f} \right) \equiv v_{\text{egzoz}} \ln \left(\frac{m_0}{m_f} \right) \quad (3.2)$$

Bu denklemde, P_a ablasyon basıncıdır, $\dot{m}$ birim alan başına kütle ablasyon hızıdır, m_0 ilk kabuk kütlesidir ve m_f yakıt kütlesidir. Hem ideal bir roket hem de ablasyon sürümlü bir roket için, m_f/m_0 ’a göre roket verimliliği Şekil 3.14’te gösterilmektedir. Ablasyon sürümlü bir roketin tepe verimi, tipik olarak ideal bir roketinkinden 4 kat veya daha fazla küçüktür çünkü egzoz, içeriye patlamaya neden olan, gelen akı vasıtasıyla sürekli olarak ısıtılır. Şekil 3.14’teki ulaşılabilir verimlilik bandı, EHF kapsülleri için sayısal simülasyonlarda görülen aralığa karşılık gelir. Bandın üst kısmı, %15 – %20 hidrodinamik verimlilik gösteren ısıma sürümlü içeriye patlamalara özgüdür. (Lindl, 1995)

İçeriye patlayan kabuk üzerinde yapılan iş, $W = \int P dV$ ile verilir. Burada P , ablasyonla üretilen basınçtır ve V , kabuk tarafından çevrelenen hacimdir. Belirli bir kabuk kütlesi için, mümkün olan en büyük hacmi kaplayan bir kabuk üzerinde, mümkün olan en yüksek ablasyon basıncını üretmek, içeriye patlama hızını en üst düzeye çıkarır ve ateşleme enerjisini en aza indirir. (Lindl ve ark., 2004)

Ateşlemeyi ve ana yakıta doğru yayılan yanmayı sağlayan en küçük kapsül boyutu, ulaşılabilir içeriye patlama hızına şiddetli biçimde bağlıdır. Bu hız, sırasıyla, sürücü enerjisinin verimli bir şekilde kapsülle birleşmesiyle tutarlı olarak üretilen tepe basıncı ve içeriye patlama sürecinin hidrodinamik kararsızlığı derecesi ile belirlenir. (Lindl, 1995)



Şekil 3.14. Sabsonik (ses hızının altında) ablasyon, izotermal bir roket denklemini izler. Işıma sürümlü içeriye patlamalar, tipik olarak %15 – %20’lik bir verime sahiptir. Doğrudan besleme verimi; lazer dalgaboyuna ve aydınlatma geometrisine bağlıdır, ancak tipik olarak %5 – %10 arasındadır; $x = m_f/m_0$, son kabuk kütlesi m_f ’nin, başlangıç kütlesi m_0 ’a oranıdır. (Lindl, 1995)

I gelen akısının bir üssü olarak ablasyon ölçekleri tarafından üretilen P basıncı:

$$P = P_0 I^{a_1} \quad (3.3)$$

olur. Burada a_1 , 1’den küçüktür. Kütle ablasyon hızı $\dot{m}$ da, gelen akının bir üssü ile verilir:

$$\dot{m} = \dot{m}_0 I^{a_2} \quad (3.4)$$

Burada a_2 de 1’den küçüktür. İtici, adyabatik olarak içeriye patlatılırsa, basınç ve ρ yoğunluğu

$$P = P_F \beta \rho^{5/3} \quad \text{veya} \quad \rho = \frac{P^{3/5}}{P_F^{3/5} \beta^{3/5}} = \frac{P_0^{3/5} I^{(3/5)a_1}}{P_F^{3/5} \beta^{3/5}} \quad (3.5)$$

şeklinde ilişkilendirilir. Burada β , verilen bir yoğunluktaki basıncın, Fermi basıncı P_F 'ye oranıdır. İçeriye patlama hızı v_{imp} için Denklem 3.2, I şiddeti cinsinden yazılabilir:

$$v_{imp} = \frac{P}{\dot{m}} \ln \left(\frac{m_0}{m} \right) = \frac{P_0}{\dot{m}_0} I^{a_1 - a_2} \ln \left(\frac{m_0}{m} \right) \equiv v_{egzoz} \ln \left(\frac{m_0}{m} \right) \quad (3.6)$$

Ablasyon hızı, -ablasyon cephesinin kabuk içinden geçme hızı, v_{abl} - kütle ablasyon hızının kabuk yoğunluğuna bölünmesiyle verilir:

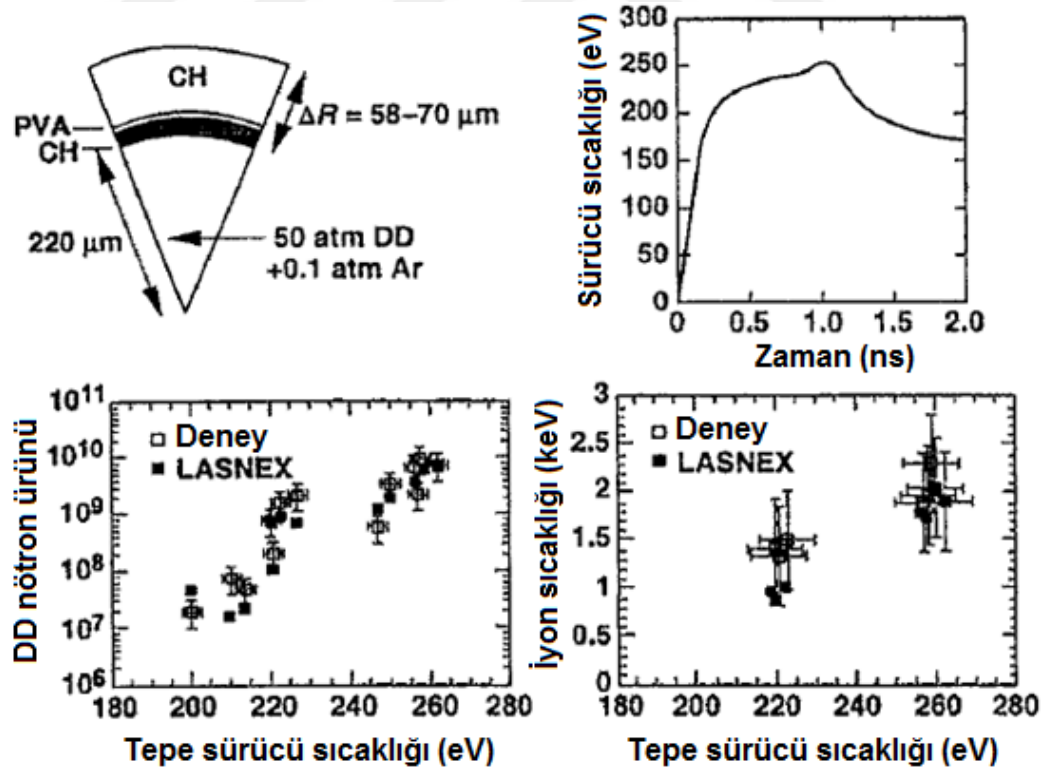
$$v_{abl} = \frac{\dot{m}}{\rho} = \frac{P_F^{3/5} \beta^{3/5} \dot{m}_0}{P_0^{3/5}} I^{a_2 - (3/5)a_1} = v_{abl}^0 I^{a_2 - (3/5)a_1} \quad (3.7)$$

Şekil 3.15, yaklaşık 200 ila 260 eV arasındaki sürücü sıcaklıklarıyla yapılan, çeşitli 1 ns deneyler için deney sonuçlarını ve LASNEX simülasyonlarını göstermektedir. Kapsüller, DD yakıtı sahiptirler. Kabuklar, bir geçirgenlik bariyeri olarak birkaç mikrometrelik polivinil alkol (PVA) ile kaplanmış bir polistiren mikro balondan oluşur. Daha sonra kapsüller, $n \sim 1,3$ olan karbon-hidrojen polimer CH_n 'li plazma polimerizasyonu ile kaplanır (ancak malzeme genel olarak sadece CH olarak adlandırılır). O andaki lazer ve hedef diyagnostik sınırları dahilinde, patlama süresi, iyon sıcaklığı ve ürün gibi özellikler, hesaplamalarla uyumludur ve ışıma sıcaklığına, tahmin edilen güçlü bağımlılık gözlenir. Nova üzerinde yapılan diğer deneyler; içeriye patlama simetrisi, yakıt yoğunluğu ve (yakıt) ρr 'si, itici ρr ve yanma genişliğini ölçmek için kullanılmıştır. Ayrıca, bu nicelikler için ölçülen ve hesaplanan değerler arasında iyi bir uygunluk vardır. (Lindl, 1995)

2.1.4. Kapsül Uçuş Boy Oranı

Sabit kütleli ve yoğunluklu bir kabukla çevrelenen hacim arttıkça, bu kabuk daha fazla inceler. İçeriye patlamanın hızlanma ve yavaşlama fazlarındaki hidrodinamik kararsızlıklar, uçuş boy oranını (IFAR) $R/\Delta R < 30 - 40$ arasına kadar sınırlar. Burada kabuk içeriye patlarken, R = kabuk yarıçapı ve ΔR = kabuk kalınlığıdır.

Böyle kabuklar üzerindeki pertürbasyonlar, 5 ila 7 elektron-kıvrımlarıyla (e-foldings) (200 ila 1000'lik büyüme faktörü) içeriye patlama esnasında genlik bakımından artar. İnce kabuklar için, kabuk boy oranı kapalı hacim ile doğrusal olarak artar. Kabuk boy oranı üzerindeki bu sınırlama ve basınç sınırlaması, yukarıda tanımlandığı gibi, birlikte içeriye patlama hızlarını sınırlar. Sinyal şekillendirmesi ve sürücü simetrisi (drive symmetry) gibi bir içeriye patlamanın diğer ayrıntıları kontrol edilebilecek şekilde, sürücü teknolojisi geliştirilebilirse, bu iki sınırlama sonuçta, $3 - 4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 'lik içeriye patlama hızına sahip olan kapsüller için, 1 ila 2 MJ civarında bir sürücüye laboratuvar füzyonu için ateşleme eşliğini ayarlarlar. Hidrodinamik kararsızlıklarla ilgili dolaylı besleme ateşleme fiziği deneylerinin amacı, düzlemsel ve yakınsak geometrideki pertürbasyonların büyümesinin sayısal olarak anlaşılmasını ve bu pertürbasyonların, NIF pertürbasyon yükseltme seviyelerine ve kapsül yakınsama oranlarına (convergence ratio) yaklaşan içeriye patlamalar üzerindeki etkilerinin anlaşılmasını sağlamaktır. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.15. Nova içeriye patlama deneyleri, ürünün ve ısıma sıcaklığı ile yakıt iyon sıcaklığının beklenen ölçeklenmesini göstermektedir. (Lindl, 1995)

Kabuk uçuş boy oranı, kabuk yarıçapının kabuk kalınlığına oranı, roket denkleminin (Denklem 3.2) integre edilmesiyle v_{imp} , v_{abl} ve v_{egzoz} ile ilişkilendirilebilir. Ablasyondan üretilen basınç P tarafından içeriye patlayan yakıt üzerinde yapılan iş $W = \int P dV$ ile verilir. İşin çoğu, kabuğun başlangıç yarıçapına yakın değerlerinde yapılır. Kabuk, kendi başlangıç yarıçapının yarısına ulaştığı zaman kabuk hızları, genellikle tepe değerlerine yaklaşır. (Lindl, 1995)

Kabuğun, kendi yarıçapının yarısından fazla iken hızlandığı kabul edilirse,

$$\int_0^{t_1} v dt = \frac{1}{2} R = \int_0^{t_1} v_{\text{egzoz}} \ln \frac{m_0}{m} dt \quad (3.8)$$

elde edilir. Burada,

$$\ln \frac{m_1}{m_0} = \ln \left(1 - \frac{v_{\text{abl}} t_1}{\Delta R} \right) = \frac{v_{\text{imp}}}{v_{\text{egzoz}}} \Rightarrow \frac{R}{\Delta R} = 2 \frac{v_{\text{egzoz}}}{v_{\text{abl}}} f_1 \left(\frac{v_{\text{imp}}}{v_{\text{egzoz}}} \right) \quad (3.9)$$

ve $f_1(x) = [1 - (1 + x)\exp(-x)]$ olur. (Lindl, 1995)

Sayısal simülasyonlarda, $R/\Delta R$ zamanla değişir. $R/\Delta R$ 'deki maksimum değer genellikle, sıkıştırılmış kabuk hızlanmaya başladığında, meydana gelir. Bu maksimum, $R/\Delta R$ 'yi temsil eden bir değer değildir, çünkü kabuk, çok fazla ilerlememiştir ve yoğunluk, daha kararlı bir durum dağılımına gelmemiştir (relax). Çoğu yüksek kazanç hedeflerine göre, burada sunulan analizle karşılaştırıldığında kullanmak için, $R/\Delta R$ 'yi daha iyi temsil eden bir değer, kabuğun, başlangıç yarıçapının yaklaşık 1/4'üne kadar ilerlediği bir zamandaki değerdir. Bu sırada, kabuk toplam hızlanma mesafesinin yaklaşık 1/2'sine kadar ilerler ve sabit ivme için toplam e-kıvrımları büyümesinin $1/\sqrt{2}$ 'sine maruz kalır. (Lindl, 1995)

Bu kütlenin çoğunun ablasyona uğradığı içeriye patlamalar için veya diğer bir deyişle, içeriye patlama hızı, roket egzoz hızı v_{egzoz} 'dan daha büyükse, f_1 , x 'de yaklaşık olarak doğrusaldır. Tipik içeriye patlama hızları 2 ila $4 \times 10^7 \text{ cm/s}$

arasında değiştiği için, bu durum genellikle, birkaç yüz elektron voltluk ışıma sıcaklığı için, ışıma sürümüne uygulanır. Dolaylı besleme için IFAR, $(R/\Delta R)_{I.D.}$,

$$4 > \frac{v_{imp}}{v_{egzoz}} > 0,8 \text{ için, } \left(\frac{R}{\Delta R}\right)_{I.D.} \approx 0,56 \frac{v_{imp}}{v_{abl}} \quad (3.10)$$

şeklinde elde edilir. (Lindl, 1995)

İçeriye patlama hızı, roket egzoz hızından daha düşükse, f_1 , x 'de yaklaşık olarak kuadratikdir (ikinci dereceden denklemdir). Doğrudan beslemeye uygulanan bu durumda, tipik içeriye patlama hızları ve $10^{14} - 10^{16} W/cm^2$ 'lik tipik lazer şiddetleri için, kabuk uçuş boy oranı (IFAR), $(R/\Delta R)_{D.D.}$ ve roket parametreleri arasındaki ilişki biraz daha karmaşıktır:

$$0,8 > \frac{v_{imp}}{v_{egzoz}} > 0,1 \text{ için, } \left(\frac{R}{\Delta R}\right)_{D.D.} \approx 0,70 \frac{v_{imp}^2}{v_{abl} v_{egzoz}} \quad (3.11)$$

Denklem 3.11, fiziği daha net kılan bir şekilde yeniden yazılabilir. Tanım olarak, $v_{abl} = \dot{m}/\rho$ olur. Roket denkleminde $P/\dot{m} = v_{egzoz}$ elde edilir. Bu ikisini birleştirerek Denklem 3.11, şu şekilde yazılabilir:

$$\left(\frac{R}{\Delta R}\right)_{D.D.} \approx 0,7 \frac{\rho v_{imp}^2}{P}. \text{ (Lindl, 1995)}$$

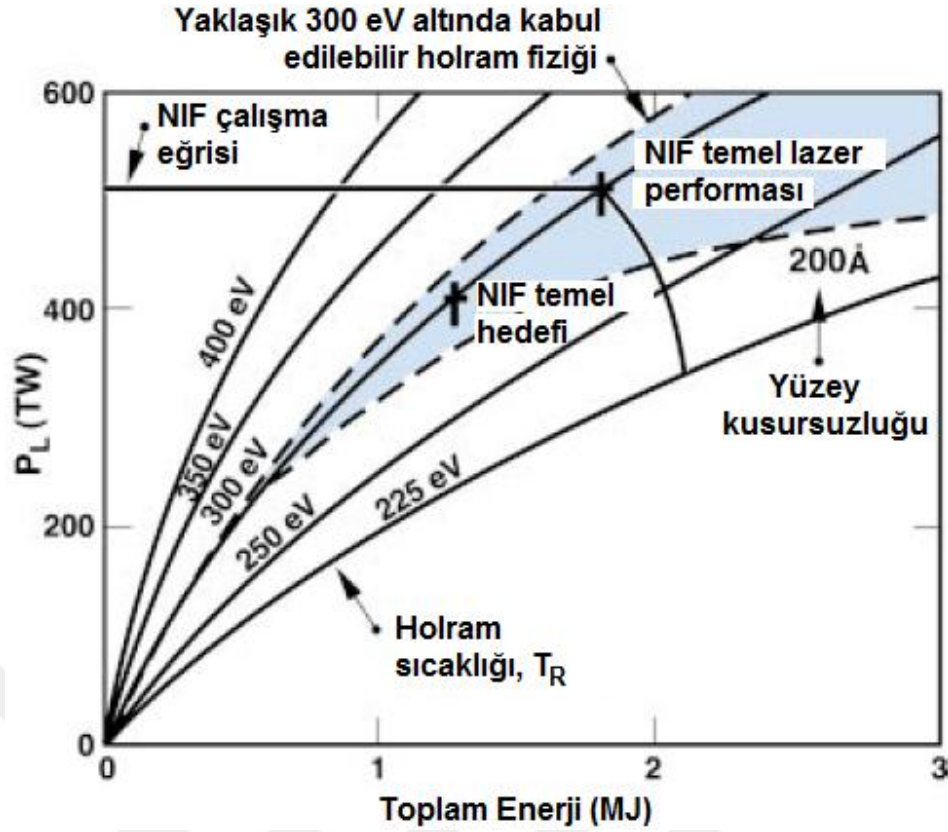
3.1.5. Kapsül Yakınsama Oranı

Dolaylı besleme, doğrudan beslemeye göre bireysel demet düzensizliklerine karşı daha az duyarlı olmasına rağmen, uygun simetri elde etmek için holram içindeki demet yerleşimi doğru bir şekilde kontrol edilmelidir. şekil 3.2'de gösterildiği gibi, tipik kapsül yakınsama oranları $C_r = R_A/r_{hs} \approx 25 - 45$ 'tir, burada R_A , ilk dış kapsül yarıçapıdır ve r_{hs} , son sıkıştırılmış sıcak yakıt yarıçapıdır ("sıcak nokta" yarıçapıdır). Bu yüksek basınçlı bölgenin gerektirdiği bir yakınsama oranına ulaşılabilmesi için

X-ışını akıları %1'den %2'ye kadar düzenli olmalıdır. Nispeten büyük (holram yarıçapının kapsül yarıçapına oranı 3 ila 4 arasında olan) bir holram kullanılması, kapsül yüzeyi üzerindeki sıklaşan noktalar arasında olan ışıınımdaki dengesizlikleri büyük ölçüde azaltır. Uzaktaki noktalar arasındaki dengesizlikler, holram geometrisi ve lazer demetinin yerleştirilmesi ile kontrol edilebilir. NIF lazerinde, her biri bağımsız bir sinyal şekli ile iki demet halkası, holram'ın her bir ucuna girer. (Nova'da, beş demetin tek bir halkası her bir uca girmiştir.) NIF'teki iki halka, bireysel halkalardaki gücün zamana bağımlı asimetriyi kontrol etmek için bağımsız olarak değiştirildiği “beam phasing”e izin verir. Ateşleme fiziği simetri deneyleri, holram çapının kapsül çapına oranlı olan holramlardan yararlanırlar. Bu holramlar, NIF hedef tasarımları üzerindikilerle karşılaştırılabilir. Bu deneylerin amacı, hem kısa dalgaboyu asimetrisinin geometrik düzeltilmesini hem de uzun dalgaboyu asimetrisinin kontrolünü, demet yerleşimi ve holram geometrisi değişimleri ile test etmektir. (Lindl ve ark., 2004)

3.1.6. Holram Işıma Düzenliliği

Şekil 3.16'da gösterildiği gibi, dolaylı besleme ile ateşleme için lazer gereksinimleri, toplam lazer enerjisine karşı lazer gücü P_L 'nin bir grafiğinde gösterilebilir. Verilen bir lazer enerjisi için lazer gücü arttıkça, erişilebilir holram sıcaklığı T_R artar. Ablasyon basıncı, yaklaşık olarak $T_R^{3,5}$ kadar yükselir, bu nedenle v_{imp} , T_R 'nin güçlü bir fonksiyonudur. Holramdaki plazma üretimi, T_R arttıkça artar; Bu, T_R 'yi ve holrama konulabilecek kullanılabilir gücü sınırlayan lazer-plazma ortak etkileriyle sonuçlanır. Bu güç; lazer dalgaboyuna, lazer demetinin uzaysal ve zamansal düzenliliğine, sinyal süresine, holram boyutuna ve diğer değişkenlere bağlıdır. $T_R = 400$ eV'de, ateşleme kapsülleri için gereken uzun sinyaller için, holram plazma yoğunluğu n , $n/n_c \approx 1/4$ 'e yaklaşır. Yoğunluk, bu değere yaklaştıkça, $\lambda = 1 \mu m$ 'deki deneyler, holramlar için çok yüksek seviyeli saçılmış ışık ve yüksek enerjili elektronlar üretir. Mevcut ateşleme hedef tasarımlarındaki tepe holram sıcaklıkları, plazma yoğunluğunu $n/n_c \approx 0,10 - 0,15$ 'e kadar sınırlayan $T_R \approx 300 - 350$ eV'e kadar sınırlanır. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.16. (Renkli) Lazer sürümlü dolaylı besleme ateşleme hedefleri için plazma fizik konuları, ulaşılabilir holram sıcaklığını sınırlar ve (burada yüzey kusursuzluğu ile temsil edilen) hidrodinamik kararsızlıklar, belirli bir sürücü enerjisinde minimum gerekli sıcaklığı oluşturur. Gölge bölge, dolaylı-doğrudan kapsüllerle ateşlemenin öngörüldüğü güç-enerji uzayındaki erişilebilir bölgeyi oluşturur. Burada gösterilen NIF güç-enerji çalışma eğrisi, ateşleme kapsülü fiziğindeki belirsizliğe izin verecek fazlalığa sahiptir. (Lindl ve ark., 2004)

Belirli bir sürücü enerjisinde, hidrodinamik kararsızlıklar, bir kapsülün ateşleme koşullarına sürülmesi için gereken sıcaklığın alt sınırının yerini belirler. Fazla yakıt kütleli büyük bir kapsül, kabuk boy oranı kısıtlamaları ile uyumlu olan düşük ısıma sıcaklığı ile elde edilebilen düşük bir içeriye patlama hızı gerektirir. Belirli bir enerjideki gerekli minimum sıcaklığın değeri, izin verilen kabuk boy oranına bağlıdır; bu, şu anda Nova kapsülleri için 100 ila 200 Å rms ile sınırlanmış olan kapsül yüzeyinin pürüzsüzlüğüne bağlıdır. Belli bir boyutun altında, gerekli içeriye patlama hızı, sıcaklık ve kapsül düzenlilik kısıtlamaları içinde başarılabilen hızı aşar ve ateşleme mümkün olmaz. Bu eşik enerjisinin üzerinde, ateşlemenin mümkün

olduğu güç-enerji uzayında bir bölge vardır. Şekil 3.16’da, ateşleme bölgesi olarak tanımlanan bu bölge, 300 eV holram sıcaklığı ve 100 Å kapsül yüzey kusursuzluğu ile sınırlanan gölgeli alandır. (Lindl ve ark., 2004)

NIF lazeri, ateşleme sinyalleri için 1,8 MJ’lük bir enerji ve 500 TW’lık bir güçle çalışacak şekilde tasarlanmıştır; her iki değerin de Şekil 3.16’da gösterilen eşik ateşleme değerlerinin yaklaşık 2 katından fazla olması, içeriye patlama sürecinde belirsizliğin devam etmesine izin verir. (Lindl ve ark., 2004)

Kapsülün içeriye patlama simetrisini anlamak ve kontrol etmek, EHF için kilit bir gerekliliktir. Lazer demet geometrisi ve holram kasa alanının kapsül alanına oranı için en uygun seçimin yanı sıra holram’ın içine noktalamak, kapsül üzerinde çok yüksek derecede akı düzenliliği elde etme ihtiyacından büyük ölçüde etkilenebilmektedir. Holram çiftlenim verimliliği, kapsül boyutuna kıyasla, büyük ölçüde holram ve LEH’lerin boyutu tarafından belirlendiğinden, simetri ve verimlilik arasında bir uzlaşma vardır. Holram’ın iç yapısında yapılan değişiklikler, simetriyi değiştirmek için de kullanılabilir, fakat bu konuda NIF holram tasarımları için çok az çalışma yapılmıştır. (Lindl ve ark., 2004)

Simetri gereksinimleri; ısı kalkanının (ablator) başlangıçtaki dış yarıçapının, sıcak noktanın son sıkıştırılmış yarıçapına oranı olarak tanımlanan, kapsül yakınsama oranı C_r ile belirlenir. Ateşleme veya yüksek kazanç hedef tasarımı için sıcak noktaya tipik yakınsama oranları, 25 ila 45 arasında değişir. Başlangıç yarıçapı R_A , içeriye patlama (hızı) v ve ortalama ivmesi g olan bir hedef, ivme pertürbasyonu δg ile birlikte onun yüzeyinde bir yere sahip olursa, içeriye patlarken küresellikten sapma, şu şekilde verilir:

$$\delta R = \frac{1}{2} \delta g t^2 = \frac{\delta g}{g} r (C_r - 1) \quad (3.12)$$

Burada r , sıkıştırılmış yarıçaptır ve $\frac{1}{2} g t^2 = R_A - r$ eşitliği kullanılarak t ’nin yerine yazılabilir. Asimetrik bir içeriye patlama, mevcut kinetik enerjinin az bir miktarını, sıkıştırmaya ve yakıtın ısıtılmasına dönüştürür. Tolere edilebilir asimetri derecesi,

ateşleme eşiğinin üzerindeki mevcut kinetik enerjinin fazlalığına bağlıdır. Bu δR sapmasının, $r/4$ 'ten daha düşük olması istenirse, o zaman

$$\frac{\delta g}{g} \approx \frac{\delta v}{v} \approx \frac{3}{4} \frac{\delta I}{I} < \frac{1}{4(C_r - 1)} \quad (3.13)$$

olur. Burada I , şiddettir. Şiddet bağımlılığı, ışıma sürümlü bir roket için roket denkleminde gelir. Tolere edilebilen asimetri derecesi, mevcut ateşleme fazlalığına bağlıdır. NIF ateşleme kapsülleri için, hem asimetri hem de karışımdan beklenen bozunmayı hesaba katmak amacıyla, ateşleme için minimuma göre içeriye patlama enerjisinde yaklaşık 1,4 kata izin verilir. Tek başına uzun dalgaboyu asimetrisi için, bu kapsüller, $\delta R > r/2$ 'ye sahip içeriye doğru patlayan bir yakıtla ateşlenir. Ancak, hidrodinamik kararsızlığın ve karışımın her ikisinin etkilerini de tolere edebilmek için, $\delta R < r/4$ olduğu, açıkça belirtilir. (Lindl ve ark., 2004)

3.2. NIF Ateşleme Hedef Tasarımı

NIF tasarımı, hedef üzerinde, uygun olarak şekillendirilmiş sinyale sahip, 1,8 MJ ve 500 TW'lık bir tasarım amaçlı, üçlü-frekans ($\lambda = 0,35 \mu m$) Nd:cam lazer sistemi olan 192 demettir. Çizelge 3.2'de verilen, dolaylı besleme için NIF sistem tasarımı gereksinimleri, değerlendirilmekte olan neredeyse tüm ateşleme hedeflerinin kendine özgü olan, Şekil 3.17.a'da gösterilen, NIF temel hedefinden tespit edilmiştir. (DT gazı, DT katı yakıtı ve bir ısı kalkanından oluşan) Küresel dondurucu kimyasal maddeli bir kapsül, zıt uçlarında iki lazer giriş deliği (LEH) bulunan, silindirik yüksek Z'li bir holram içine yerleştirilmiştir. Her bir LEH'e giren ışık, iki koni halindedir (Şekil 3.17.b.). Her bir koninin görelî enerjisi, kapsül üzerine gelen X-ışınlarındaki zamana bağlı asimetriyi kontrol etmek için zamanla değiştirilir. Yaklaşık olarak enerjinin üçte biri, orta düzlemin yakınındaki konilere girer. NIF hedef odası, Şekil 3.18'de şematik olarak gösterilmiştir. Dolaylı besleme için demet düzenlemesi, Şekil 3.18.a'da gösterilmektedir. 192 demet, 48 tane dördü demet halinde bir araya getirilir. Sekiz tane dördü, her bir iç halkayı oluşturur ve on altısı, her bir dış halkayı oluşturur.

Çizelge 3.2. Dolaylı besleme NIF lazer tasarımı için işlevsel gereksinimler.

(Holramın giriş deliğinde ölçülen) enerji	1,8 MJ
Tepe gücü	500 TW
Dalgaboyu	0,35 μm
Süre	20 ns
Dinamik aralık	
-Sürekli	50:1
-Kesikli	10:1
Kapsül ışıma simetrisi	Holramın ışıklandırılması: Geometri: Her bir taraftan 2 eş merkezli koni. İç koni (23,5° ve 30°'de gelen demetler) Dış koni (44,5° ve 50°'de gelen demetler) Demet dağılımı: Dış koni üzerinde 2/3, iç koni üzerinde 1/3.
Demet enerji dengesi	%8 RMS
Demet noktalama doğruluğu	50 μm
Ön sinyal	$< 10^8 W/cm^2$
Sinyal eş zamanlılığı	30 ps
Nokta boyutu	Lazer giriş deliğinde 500 μm
Demet düzgünlüğü	-Hedefin uzaysal ışınlamının kontrolü için faz plakaları. - 1ω 'da 1 nm'lik bir frekans ayırımına kadar, farklı demetler için farklı dalgaboyları üretme seçeneği. - 1ω 'da 3 Å'a kadar bant genişliğine sahip olan tek boyutlu Küresel Dağılım ile Düzleştirme (SSD) tarafından sağlanan zamansal ve uzaysal düzleştirme.

Dört demetin her bir kümesi, etkili bir $f/8$ optik oluşturmak için birleşir. Her bir demet, lazer şiddetini düşüren eliptik bir noktaya odaklanır ve LEH boşluğu kaybı olmaması için, elipsin uzun eksenini seçilir. En iyi odaklama, $500 \times 1000 \mu m$ ($0,5 \times$

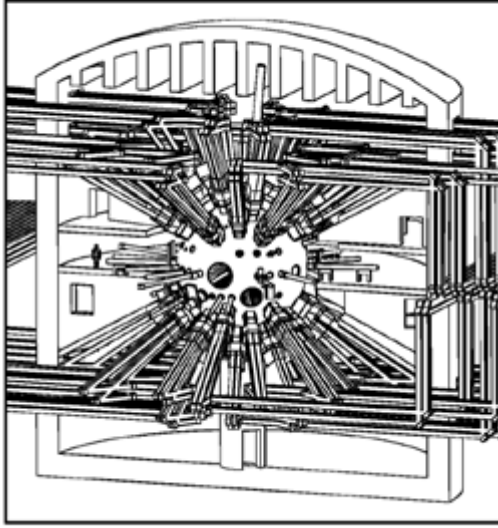
Üç muhtemel ısı kalkanı malzeme, şu anda değerlendirme aşamasındadır. Germanyum (Ge) katkılı CH, bakır (Cu) katkılı berilyum (Be) ve poliimid ısı kalkanları içeren kapsüller, sırasıyla Şekil 3.19’da gösterilmektedir. Bu üç tasarım, benzer yakıt-içeriye patlama özelliklerine sahiptir ve hemen hemen özdeş sinyal şekilleri ile özdeş 300 eV holramlarda kullanılabilir. Temel hedefte holram malzemesi altındır (Au), fakat çeşitli malzeme veya malzeme karışımları kullanılabilir. Tasarımlar, düşük entropili içeriye patlama için şekillendirilmiş bir sinyal ile, 250 eV’den 350 eV’e kadar uzanan, holram tepe ışıma sıcaklıkları (T_r) ile değerlendirilmektedir. Ablasyon basıncı, yakıt kabuğunun $3 - 4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ’lik bir hıza ulaşmasını sağlar. Daha sonra DT’nin merkez bölümünün sıkıştırılması ve ısıtılması, yoğunluk $\times$ yarıçap $\rho r \approx 0,3 \text{ g/cm}^2$ ve iyon sıcaklığı yaklaşık 10 keV olan ateşleme şartlarına ulaşan bir sıcak nokta oluşturur. Sonra, α çökmesi (deposition), merkez sıcaklığını 30 keV’den daha fazlaya kadar artırır. Ateşlemede sıcak nokta yoğunluğu, tipik olarak 75 ila 100 g/cm^3 arasındadır. Bu sıcak nokta, $\rho \Delta r \approx 1 - 2 \text{ g/cm}^2$ ve yoğunluk $\approx 1000 \text{ g/cm}^3$ olan daha soğuk ana yakıt katmanı tarafından bastırılıp sıkıştırılır. Yanma, ana yakıt katmanının içine doğru yayılır ve toplam DT kütesinin %10’undan % 25’ine kadarı yakılır. Şekil 3.17.a’da gösterilen hedef; sinyal şekillendirmesinin, holram asimetrisinin ve RT kararsızlığının ayrıntılarına bağlı olarak, simülasyonlarda 10 ila 15 MJ arasında ürün üretir.

Şekil 3.16’da lazer gücü ve enerjisindeki ateşleme bölgesi, hidrodinamik kararsızlıklar vasıtasıyla bir tarafa doğru sınırlandırılır. En sonunda, ateşleme bölgesinin bu sınırı, kapsül yüzey pürüzsüzlüğü ile belirlenir. Bazı Nova kapsülleri için, 100 ila 200 Å yüzey kusursuzluğu elde edilmiştir ve NIF kapsülleri için benzer yüzey kusursuzluğu gerekir. Bu kısıtlama, yaklaşık 250 eV’lik NIF ateşleme hedefleri için bir minimum sıcaklık belirler.

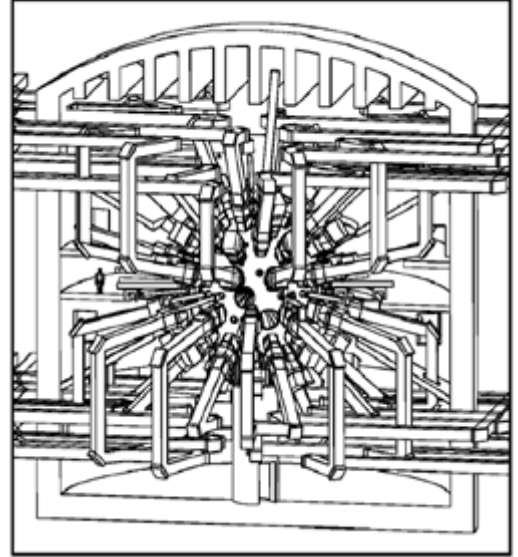
Yüksek sıcaklık tarafında, ateşleme bölgesi, lazer-plazma kararsızlıkları ile sınırlandırılmıştır. Bu kararsızlıkları belirleyen lazer şiddeti ve diğer parametreler, öncelikle istenen tepe holram T_r ’ye bağlıdır. Bu lazer, 3 ila 5 mm’lik sıcak ($T_e \approx 3 - 5 \text{ keV}$ tepe gücünde), düşük yoğunluklu ($n_e \leq 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) ve düşük Z’li (He ve H karışımı) plazma boyunca yayılmalıdır. Holram duvarının yakınında, lazer, birkaç yüz mikronluk yüksek Z’li malzeme boyunca yayılır. NIF temel 300 eV holramda,

düşük Z 'li plazmanın yoğunluğu, demet yolunun çoğunda $0,05$ ila $0,10n_c$ 'dir ve sıcaklık, $T_e \approx 4 - 5 \text{ keV}$ 'dir. Demetlerin iç halkası için, bu yoğunluk, yol uzunluğunun son milimetresi için kritik yoğunluğun % 15'i kadar yüksekliğe ulaşır. Ancak, holrama olan bu uzaklıkta bireysel lazer demet şiddeti, $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 'lik tepe noktasından büyük ölçüde azalmıştır. NIF holramları, başlangıçta bir simetri kontrol tekniği olarak düşük Z 'li bir gazla doldurulur. Bu düşük Z 'li dolum olmazsa, lazer demet enerjisi, yüksek Z 'li esintide (blowoff) güçlü bir biçimde emilir ve simetri için gereken holram duvarı yakınındaki konumlara yayılmaz.

(a) NIF Dolaylı Besleme demet geometrisi



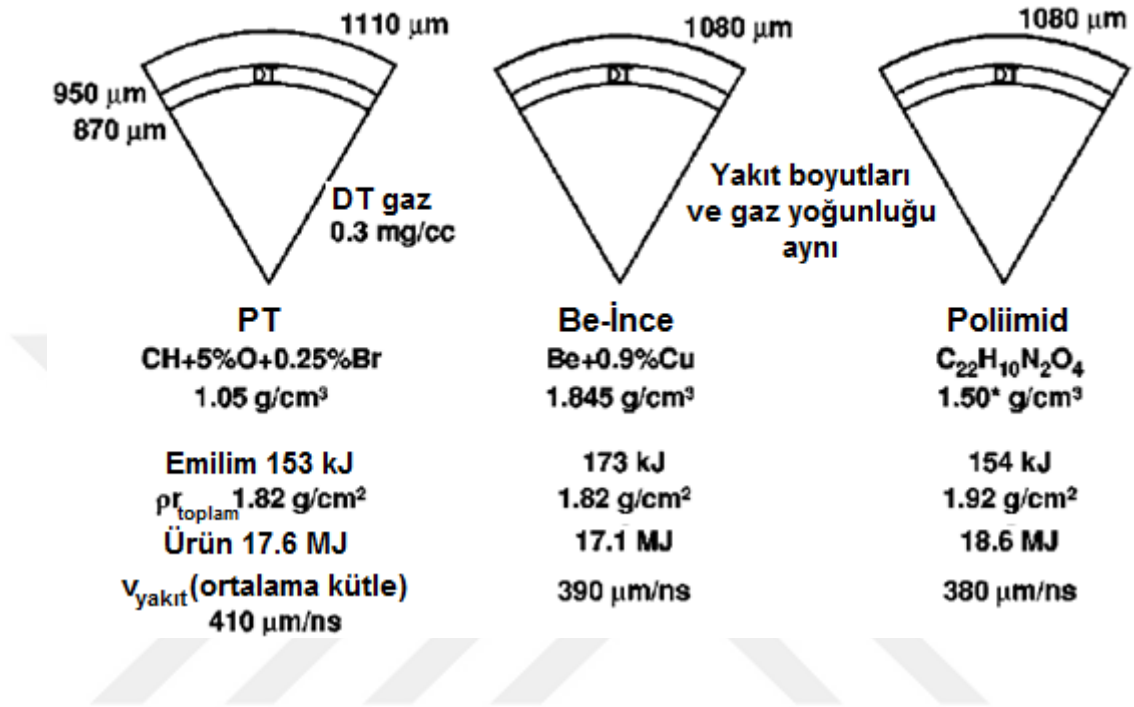
(b) NIF Doğrudan Besleme demet geometrisi



Şekil 3.18. NIF hedef bölgesi demet geometrisi: (a) NIF temel hedef alanı, dolaylı besleme için yapılandırılmış, her biri dört demetten oluşan 48 küme kullanır; (b) NIF hedef alanı yapısı ve demet taşıma sistemi, doğrudan besleme için dört demetli kümelerden 24'ünü alternatif konumlara geçirerek yeniden yapılandırabilir. (Lindl ve ark., 2004)

İlk gaz dolumu olmadan, ateşleme için gerekli olanlar kadar uzun lazer sinyalleri için, ışıma sürümlü esinti, holramı doldurmak için zamana sahip olur; o zaman, holramın içinde plazmanın baskın kaynağı olur. Işıma esintisi ile lazerin etkileşimi, demet yolundaki plazma koşullarını belirler. Işın yolu boyunca ters bremsstrahlung emiliminin birleşimi, demet yolundan çevresindeki kanala elektron iletimi ve bu

kanal boyunca basınç dengesi, demet yolu yoğunluğunu ve sıcaklığını belirler. Bu etkileri dengeleyerek, lazer yayılım kanalında, sıcaklık ve yoğunluk bakımından, neredeyse bir denge oluşturulur.



Şekil 3.19. CH, berilyum ve poliimid; muhtemel ısı kalkını materyalleri olarak değerlendirilir. Bu üç tasarım, benzer yakıt içeriye patlama özelliklerine sahiptir ve hemen hemen özdeş sinyal şekillerine (1,3 MJ ve 400 TW emilen) sahip özdeş 300 eV holramlar içine sürülebilir. (Lindl ve ark., 2004)

İlk gaz dolumu, holramda gelişen yoğunlukları önemli ölçüde değiştirmez, fakat holram içerisindeki malzeme bileşiminin kontrolünü sağlar.

Holramdaki lazer saçılması veya filament, çeşitli şekillerde hedef performansı etkiler. Elbette, holramın dışına geri saçılan enerji, X-ışını dönüşümü için kullanılamaz. Kaybedilen toplam enerji, enerji fazlalığından ortaya çıkar. Temel tasarım için, NIF, 1,3 MJ'lük emilen enerji üzerindeki lazer enerjisinde yaklaşık %33 fazlalığa sahiptir.

Saçılmanın geri dönüşsüz kısmı, bir sinyal şekli ve güç dengesi veya noktalama belirsizliği haline gelir ve ortaya çıkan geometrik düzensizlik, kapsül üzerindeki ışımanın simetrisini etkileyebilir. Bu kararsızlıkların tüm seviyesi, %10 veya daha az bir seviyede tutulabilirse, holram performansı üzerindeki etkisi küçük olur.

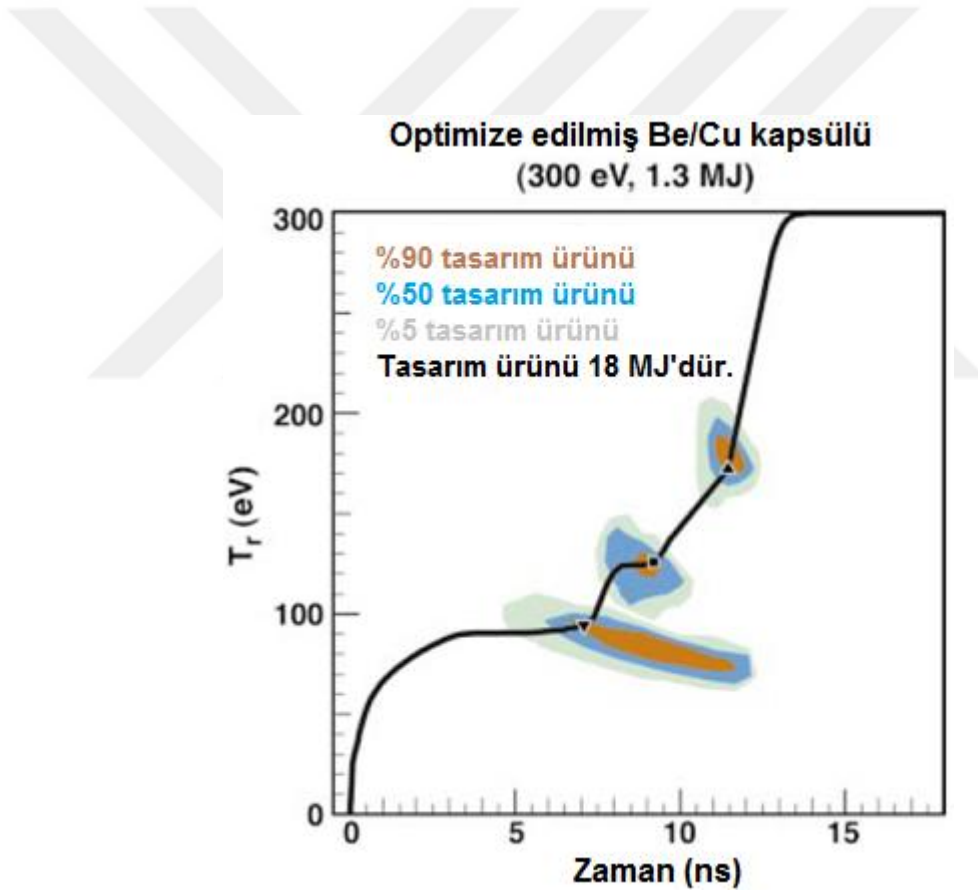
NIF lazer tasarımı performansı ve erişilebilir holram sıcaklığı ile elde edilebilir kapsül yüzey kusursuzluklarının kesişimi arasındaki bölge, Şekil 3.16’da gösterildiği gibi, ateşleme hedefleri için çalışma alanını belirler. (Lindl ve ark., 2004)

3.3. NIF Ateşleme Kapsülleri

En detaylı tek boyutlu (1D) kapsül simülasyonları; P_N ışıma taşıma (radiation transport), bir “Quotidian EOS” (“günlük durum denklemleri”) modeli ile hesaplanan durum denklemleri (EOS) ve ortalama atom XSN opaklıkları kullanılarak LASNEX kodu ile yapılır. Diğer ışıma taşıma şemaları; OPAL ve süper geçiş dizileri (STA) gibi diğer opaklık modellerinde olduğu gibi aynı kapsül performansını öngörür. RT kararsızlığını ayrıntılı olarak araştıran ayrı içeriye patlama hesaplamaları için, Planckiyen olmayan bir frekansa bağlı ışıma kaynağı, iki boyutlu (2D) holram simülasyonlarından elde edilir. Kullanılan spektrum, kısa dalgaboyundaki hidrodinamik kararsızlık büyümesini etkiler. Bazı kapsül tasarımlarında, kısa dalgaboyundaki pertürbasyon genliklerini, yaklaşık 2 kat değiştirebilen bu etkiden başka, bu spektrum, hedef özellikleri üzerinde çok az etkiye sahiptir. Yanma tarafından üretilen α parçacıklarının çökmesi, normalde LASNEX’teki çok gruplu difüzyon modeliyle hesaplanır. Monte Carlo yüklü parçacık taşıma modelini kullanan PT kapsül hesaplamaları, çok gruplu yüklü parçacık difüzyonuyla üretilen (ateşleme ve yanma) ile esasen aynı olan ateşleme ve yanma üretir.

Şekil 3.17.a’da gösterilen sinyal şekli, dört şok oluşturur. Bu şok serisi, DT’de yeterince düşük entropiyi muhafaza ederken, ısı kalkanını tepe basıncına kadar yükselterek, Fermi dejenere duruma yakın bir yerde kalır. En uygun performans için şokların, yaklaşık 100 ila 200 ps arasında ayarlanması gerekir. Opaklık ve EOS’daki belirsizlikler göz önüne alındığında, yeterli şok zamanlaması önceden tahmin

edilemez, fakat deneysel bir program ile başarılabilir. Ardışık şoklar arasındaki uygun zamanlamayı sürdürmek için zamanlama ayarı yapıldığı sürece, her adımda şok kuvvetlerinin mutlak değeri, oldukça geniş bir aralıkta değiştirilebilir. Şekil 3.20, tüm diğer şokların zamanlamasının en uygun bir şekilde ayarlandığı varsayılarak, bireysel şok kuvvetlerinde tolere edilebilen değişimi gösterir. Örneğin, ikinci şokun oluşumundan önceki sinyal uzunluğu 13,5 ila 8,0 ns arasında değiştirilirken, birinci şoku süren ışıma sıcaklığı 65 ila 90 eV arasında değiştirilebilir. NIF nokta tasarımı; holramın içine gelen, tüm lazer sinyal uzunluğunu, en aza indirmek için, bu aralığın yüksek sıcaklık ucunun yakınında seçilir. Genellikle, ardışık şoklar arasındaki basınç oranı, entropi artışını en aza indirmek için yaklaşık 4 kat aşağıda tutulmalıdır.



Şekil 3.20. (Renkli) NIF ateşleme hedeflerinin sinyal şekline duyarlılığı: Sürücü profili, küçük üçgenlerle gösterilen “bağlantı noktalarını” hareket ettirerek değiştirilirken, renk ölçeği, ürün değişimini gösterir. Çok çeşitli sinyal şekilleri iyi performans sağlar, fakat belirli bir sinyal şekli için, üretilen şokların, %2’ye kadar kesin olması gerekir. (Lindl ve ark., 2004)

NIF için bütün tek kabuklu ateşleme hedef tasarımları; yakıt gövdesinin, ısı kalkanının iç yüzeyi üzerinde dondurucu kimyasal maddeli bir katmanda olmasını gerektirir. Trityumun β bozunması ile DT'nin toplu olarak ısıtılması, EHF hedeflerinde DT'nin düzenli katmanlarının üretilmesi için etkili bir teknik sağlar. Kapsül dış yüzeyi, düzenli bir sıcaklığa sahipse, β bozunması, DT'nin kalın bölgelerinin ince bölgelerden daha yüksek bir sıcaklıkta olmasına neden olur. Bu sıcak bölgeler, hızlı bir şekilde süblimleşir ve incelişirler. Bu işlem; bu katman, nominal olarak düzenli bir kalınlığa sahip oluncaya kadar devam eder. Ancak, DT, çok sayıda küçük kristaller halinde çökme eğilimindedir. β -ısıtma işlemi, bu kristallerin sınırlarında ortaya çıkan süreksizlikleri tamamen ortadan kaldırmaz ve DT'nin üçlü noktası yakınında yaklaşık $1\ \mu m$ 'den küçük mikroskobik pürüzlülüğe neden olur. 50/50 DT'deki β bozunması, yaklaşık 0,16 W/g üretir. Dış ısıtma, β bozunmasını artırmak için uygulanırsa, daha pürüzsüz tabakalar üretilebilir. DT'deki dönme/titreşim geçişlerine bağlanan her iki optik teknik ve β bozunmasıyla üretilen serbest elektronlara bağlanan radyo-frekans ısıtması, daha pürüzsüz DT tabakaları üretmek için gösterilebilir. Optik emilme tekniği, DD veya DT yakıtına eşit derecede iyi bir şekilde uygulanır. Bu, DD yakıtını kullanabilen ateşlemesiz deneylerde önemlidir. Ancak, optik teknik, saydam kabuklar gerektirir ve radyo-frekans yaklaşımı, iletken olmayan kabuklar gerektirir. Bu nedenle, her iki yaklaşım da berilyum kabuklarına uygulanmaz.

Ayrıca, sıvı dondurucu kimyasal maddeli bir katmana, bir sıcaklık gradyanı (temperature gradient) uygulanarak, düzenli bir katman üretilebilir. Yüzey gerilimi ve buharlaşma hızlarının (evaporation rate) her ikisi de sıcaklığa bağlı olduğu için, bazı şartlar altında, bu iki özelliğin, uygun bir sıcaklık gradyanı ile ayarlanarak, düzenli bir katman elde edilmesi mümkündür.

Son bir teknikte, düşük yoğunluklu köpük, dondurucu kimyasal maddeli yakıt katmanı için bir kalıp olarak kullanılır. Köpük dolu bir yakıt katmanının, yüksek ateşleme sıcaklığına sahip olması, köpük yoğunluğuna ve malzeme bileşimine bağlıdır. Bu nedenle, köpük tasarımlarının çoğunda, ateşlemeye yardımcı olması için köpüğün iç kısmında ince, saf bir DT tabakası gerekir.

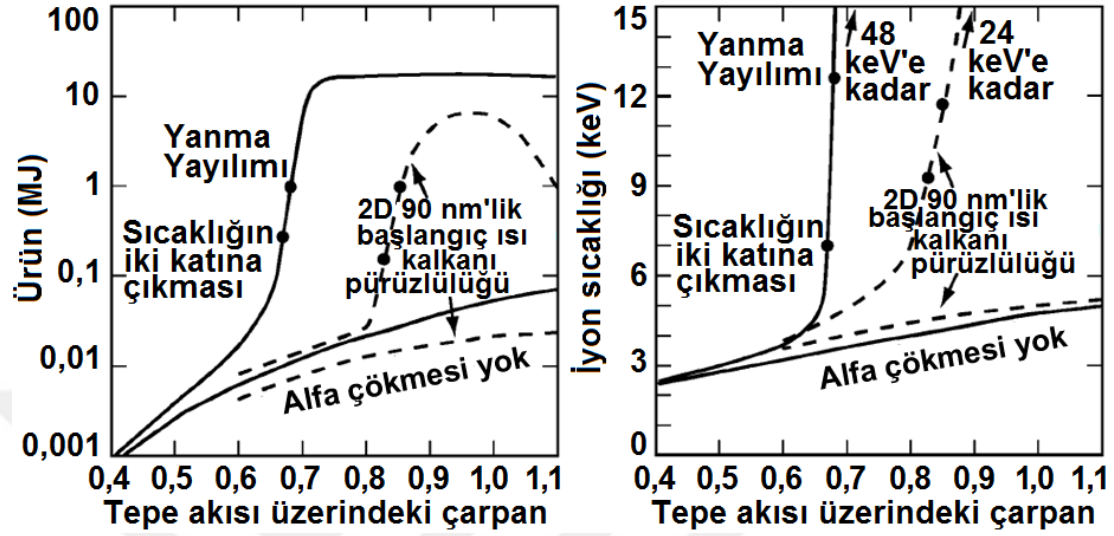
Kendiliğinden devam eden bir yanma dalgasının başlatılması, EHF’de ateşlemeyi oluşturur. Belirli bir kapsül boyutu için eşik içeriye patlama hızının ötesinde, PdV işi, sıcak noktayı, α -parçacık çökmesinin, bir yanma dalgası başlatabileceği pr ve sıcaklığa sıkıştırabilir. Temel NIF ölçekli kapsüllerde, ateşleme için eşik içeriye patlama hızının, 3,5 ila $4,0 \times 10^7 \text{ cm/s}$ olması beklenir. İçeriye patlama hızı, ateşleme eşik hızının ötesinde kademeli olarak arttıkça, ateşleme, üründe hızlı bir artışa neden olur. Deneysel olarak, ya sinyal sonundaki veya sinyal uzunluğundaki tepe sürücü sıcaklığını değiştirerek, içeriye patlama hızı, yakıtı aynı eş-entropide tutarken ve sinyalin düşük sıcaklık ayağını sürdürürken artırılabilir. Alternatif olarak, ısı kalkanı kalınlığı ve kütlesi, yakıt entropisini sürdürmek için alt sıcaklık ayağını değiştirirken, sinyalin, aynı tepe güç bölümü kullanılarak değiştirilebilir.

Şekil 3.21’de gösterildiği gibi, temel poliimid kapsül için, α -parçacık çökmesi ve ortaya çıkan yanma yayılımı olmadan, NIF hedeflerinin 10 ila 100 kJ’den fazla üretmesi beklenmez, halbuki, ateşleme ve başarılı yanma yayılımı olan bir hedef, kapsül ve holram tasarımına bağlı olarak, 1 ila 20 MJ termonükleer enerji üretebilir.

Yaklaşık 3 keV yanma ortalaması olan sıcaklıktan daha az bir sıcaklık durumunda, α -parçacık çökmesi ihmal edilebilir ve içeriye patlama hızı ile füzyon ürününde gözlenen artış, füzyon kesitinde tamamen hidrodinamik artış için beklenen seviyeyi izler. Yakıt sıcaklığı, α -parçacık çökmesi nedeniyle iki katına çıktığı zaman, füzyon yanma hızı, büyüklük sırasına göre veya saf hidrodinamik sıkıştırma ile elde edilenin daha ötesinde bir artış gösterir. Birkaç keV’lik bir merkezi sıcaklığın altındaki hedef performansı, içeriye patlama hızının bir fonksiyonu olarak yakıt sıcaklığındaki tamamen hidrodinamik artışın belirlenmesi için deneysel bir temel sağlar; buna karşı, α -parçacık çökmesi nedeniyle ölçülen sapma belirlenebilir.

Ateşleyici olmayan yakıt katmanı ile bir dizi tamamlayıcı deney yapılabilir. Örneğin, D’nin T’ye bazı oranının üstünde veya altında, hedefler, NIF’te ulaşılan herhangi bir içeriye patlama hızında ateşlemez. D’nin T’ye oranının değiştirilmesi, dondurucu kimyasal maddeli katmanlama sürecini etkileyebilir ve bu da 50/50 DT durumuyla doğrudan karşılaştırmayı zorlaştırabilir. Örneğin, β katmanlaması, saf bir D₂ yakıt katmanı ile çalışmaz, fakat saf veya neredeyse saf bir T₂ katmanı ile çalışabilir.

Ancak, RF veya IR ısıtması, saydam kabuklardaki tüm yakıt kombinasyonları ile birlikte çalışabilir.



Şekil 3.21. Ateşleme, sürücünün çeşitliliği nedeniyle, ürün ve nötron-genişliği yanma sıcaklığında hızlı bir artış olarak tanımlanabilir. Yatay eksen, ilk 13 ns'de değişmeyen sinyale sahip ve 13 ns arasına düzgün bir şekilde konulan akıya sahip ve 14 ns ve daha büyük zamanlar için artan akıya sahip olan tepe sürücüsünde bir çarpanı temsil eder. Kesintisiz çizgiler tek boyutlu simülasyonları, kesikli çizgiler ise aşırı derecede perturbasyonlu iki boyutlu simülasyonu gösterir. (2D simülasyonlarda 90 nm başlangıç pürüzlülüğü, yüzey pürüzlülük belirlemesinin yaklaşık dört katıdır.) α çökmesi yoluyla önyükleme yapılmaksızın meydana gelecek olan sıcaklığın ikiye katlanması, birkaç yüz kJ'lük bir ürünle gerçekleşir ve yaklaşık 1 MJ'den yüksek ürünler, yanmanın, ana yakıt bölgesine yayılmasını gerektirir. 2D'deki kapsül, daha az fazlalık ve daha düşük ürüne sahip olmasına rağmen, ürün ve iyon sıcaklığında bir eşik olarak, 1D ve 2D'deki ateşleme görünümü, benzerdir. (Lindl ve ark., 2004)

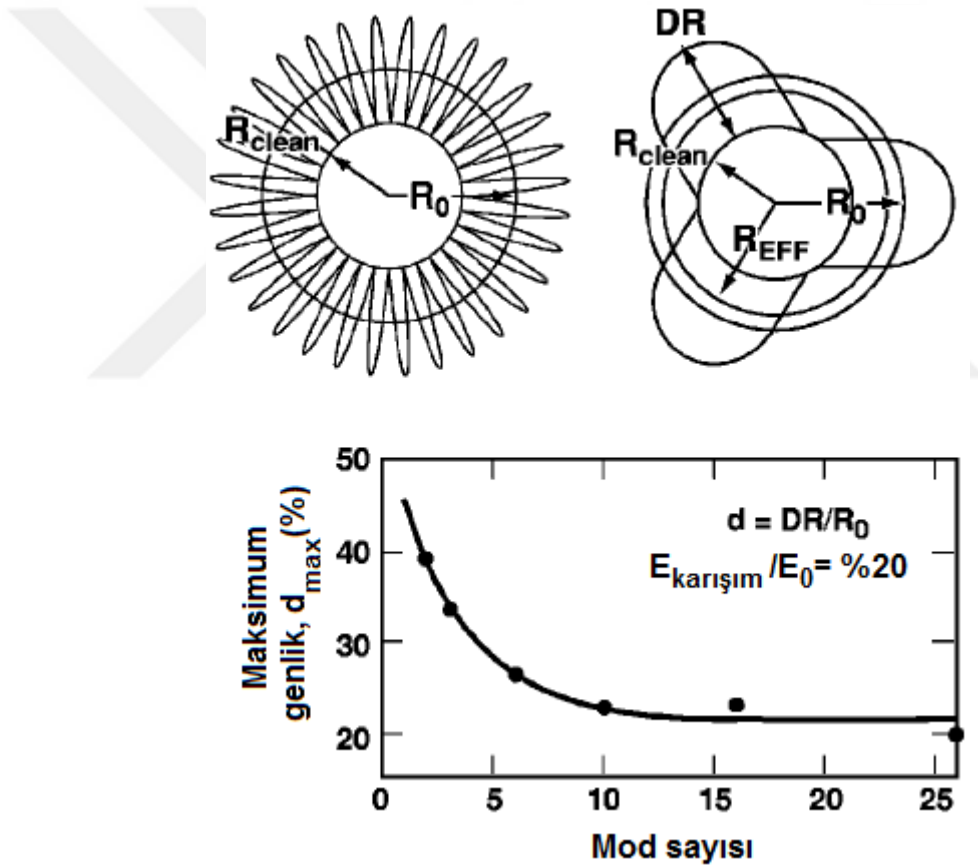
NIF temel kapsül tasarımları, 150 kJ emer, bunun yaklaşık 25 kJ'ü sıkıştırılmış yakıt içinde biter. Şekil 3.21'de gösterildiği gibi, kapsül yaklaşık 400 kJ ürettiğinde, nötron enerji genişliğinden burada elde edilen iyon sıcaklığı, yaklaşık 10 keV'e gelir (bunun yaklaşık %20'si veya 80 kJ'ü, merkezi sıcak nokta ve çevreleyen yakıtta emilen α -parçacıklarındadır). Bu nedenle yakıt-enerji kazancı, sıkıştırılmış yakıtı verilen ilk enerjinin yaklaşık 16 katı olduğunda veya α -parçacık çökmesi, sıkıştırılmış yakıtı verilen ilk enerjinin yaklaşık 3 katı olduğunda, ateşleme meydana gelir. NIF temel

hedeflerinin 15 MJ'e kadar çıkması beklendiğinden, bu hedeflerin yakıt enerji kazancı yaklaşık 600 olacaktır.

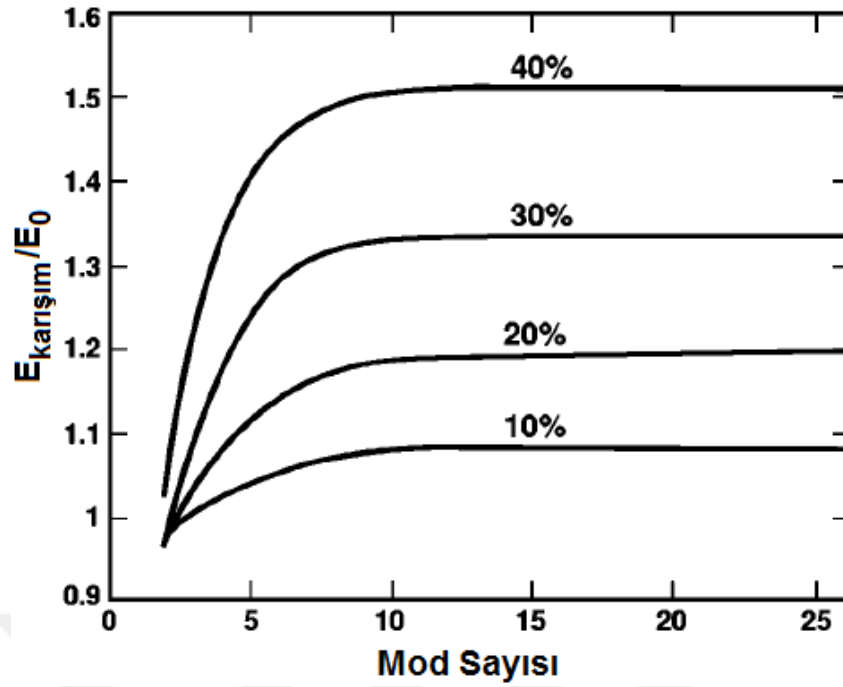
Ablasyon cephesinde, NIF kapsüllerindeki kısa dalgaboylu RT büyümesi, kararsız arayüzeyde malzemenin ablasyonu ve sonlu yoğunluk-ölçekli uzunluk ile kararlı hale getirilir. Sonuç olarak, ateşleme hedefleri, hidrodinamik kararsızlıklar için doğrusal veya doğrusal olmayan zayıf rejimde kalacak şekilde tasarlanabilir. Bu nedenle, kararsızlık modellemesinin büyük kısmı, gerektiği gibi doğrusal olmayan zayıf rejime bir genişletme ile, mümkün olduğunca hatasız olan doğrusal analize dayandırılabilir. Bu rejimde, asıl doğrusal olmayan etki, mod-şekil değişiklikleridir. Diğer mod bağlama etkileri, genel olarak önemli değildir. Doğrusal analiz; yüzeysel pertürbasyonların, doğrusal gelişimin öz modları olan küresel harmoniklere ayrılmasına dayanır. Tek-modlu büyüme, simülasyon boyunca doğrusal düzende herbiri tek modda olan çok sayıda 2D simülasyonun çalıştırılmasıyla belirlenir. Bu; ablasyon ve yoğunluk-gradyanlı kararlı hale getirme (density-gradient stabilization), Richtmyer–Meshkov büyümesi ve yakınsama etkileri de dahil olmak üzere doğrusal rejimdeki bilinen tüm etkilerin en doğru hesaplanmasını sağlar. Doğrusal olmayan bir doyma modeli ile birleştirilen bu hesaplama seti, birkaç yüz ile yaklaşık 1000 arasında değişen bir büyüme faktörü spektrumu sağlar. Zamana bağımlı büyüme faktörleri; rms pertürbasyonu σ 'yı, zamanın bir fonksiyonu olarak, ateşleme zamanının yakınında belirlemek için, varsayılan bir başlangıç-yüzey spektrumu ile birleştirilir. Kabarcık genliği $\sqrt{2}\sigma$ olarak alınır ve başak (spike) genliği $(1 + A)\sqrt{2}\sigma$ olur, burada Atwood sayısı A , bu durumda neredeyse birdir.

Bu yaklaşımda, pertürbasyonlu katmanın ateşleme sıcak noktasına etkileri; karışımın, yalnızca, pertürbasyonlu bölgede gelişmiş bir termal iletkenlik olarak temsil edildiği bir 1D modeli kullanılarak değerlendirilir. Karışım, sıcak ve soğuk DT arasında gerçekleştiğinden, farklı elementlerin malzeme karışımı meydana gelmez. Bu 1D karışım modelinin etkisi; karışık bölgedeki enerjiyi, karışık bölgedeki tüm kütlenin üzerine hemen hemen eşit olarak dağıtmaktır. LASNEX, bu ısı akışını, genişliği L olan 1D karışım katmanı üzerinde $\alpha_D L(dL/dt)$ ile verilen gelişmiş bir termal yayılım ile modeller. Burada α_D , bir ısı yayılım çarpanıdır ve L , yukarıda tanımlandığı gibi belirlenen karışık katmanın boyutudur. Bu ekstra ısı akışı, daha

gerçekçi bir RT modülasyonlu arayüzeyin yüzey alanı büyüdükçe oluşan sıcak noktadan kaybolan ısıyı taklit etmek için kullanılır. Hesaplamalar, tipik olarak $\alpha_D = 1$ kullanır, fakat sonuç, α için 0,5 ile 2,0 arasında çok az değişiklik gösterir. Gerçekçi başlangıç genlikli çok modlu pertürbasyonların tam simülasyonları hem iki hem de üç boyutta yürütülür. Çeşitli çok modlu simülasyonlar, nispeten küçük konik bölümlerden yarı küreye kadar değişen katı açılarda, çeşitli kapsüller üzerinde gerçekleştirilmiştir. Bu şekilde elde edilen genlikler, doğrusal olmayan zayıf analizle tutarlıdır. Bu hesaplamalar, pertürbasyonların kapsül ürünü üzerindeki etkilerini modellemek için yanma süresince devam ettirilebilir.



Şekil 3.22. Yüksek l -mod sayılarında ($l > 10$), kabarcıklar içerisinde bulunan DT, ateşlemeye katkıda bulunmaz; yalnızca sıcak noktanın temiz iç bölümü ateşlenir. l -mod 10'un altına düştükçe, soğuk başakların yüzey alanının sıcak nokta hacmine oranının azalması, ateşlemeye katkıda bulunan daha geniş etkin bir yarıçapa izin verir. Gösterilen örnek, $E_{karışım}/E_0 = \%20$ için, $\%20$ ateşleme fazlalığına sahip bir içeriye patlamadır. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.23. Tepe sıkıştırma için %10, %20, %30, ve %40’lık sıcak nokta yarıçaplı bir kesir olarak, pertürbasyon genlikleri için pertürbasyon mod sayısına karşı gerekli sürücü enerjisindeki artış. (Lindl ve ark., 2004)

Çok modlu RT hesaplamaları ve 1D termal karışım modeli, çok benzer sonuçlar verir. Çok modlu hesaplamalar, sıcak ve soğuk malzemenin ince ölçekli bir karışımına neden olmamasına rağmen, yaklaşık 10’dan daha büyük mod sayısı için başaklara ısı iletimi, sadece başağın uçlarının içindeki temiz DT’nin ateşlemeye katkıda bulunması kadar yeterince büyüktür. Bu, 1D karışım modelinde olanla eşdeğerdir. Ateşleme eşiğinin üstünde belirli bir kinetik enerji fazlalığı için, pertürbasyonlu başakların bir miktar nüfuz etmesi tolere edilebilir. Yaklaşık 10’luk l -modun altında, soğuk başakların yüzey alanının sıcak nokta hacmine oranının azaltılması, ateşlemeye katkıda bulunan daha geniş etkin bir yarıçapa izin verir. Bu etkiler; büyük genlikli tek modlu bir pertürbasyonun, içeriye patlayan yakıt yapılandırmasına uygulandığı hesaplamalar için, Şekil 3.22’de gösterilmektedir. Şekil 3.23, çeşitli pertürbasyon nüfuz kesirleri için gerekli ateşleme fazlalığındaki (sürücü enerjisi) artışın, pertürbasyon mod sayısına göre bir çizimidir. Sıcak nokta ve soğuk-DT ana yakıt arasındaki pertürbasyonlu bölgeye baskın katkı, NIF kapsülleri için, $l = 15 - 40$ aralığındaki modlar içindir. Bu nedenle, pertürbasyonlu bölgedeki

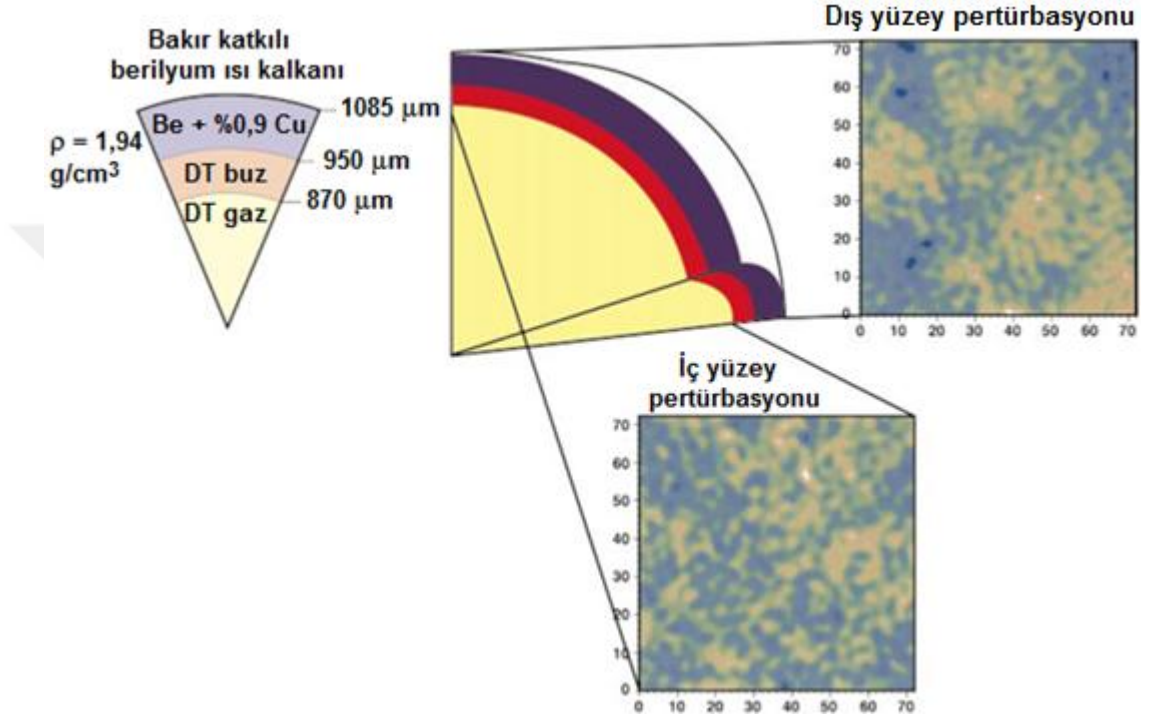
bu modları çözen uzaysal olarak ayrıntılı bir hesaplama ile aynı uzaysal derinlikli bir atomik karışım yaklaşımı arasında termal iletim etkilerinde çok az fark vardır. NIF temel kapsülleri için, içeriye patlayan yakıtın kinetik enerjisi, ateşleme için gereken minimum değerin yaklaşık %40 üstündedir. Ayrıntılı çok modlu 2D hesaplamaların yanı sıra aşağıda tartışılan 3D hesaplamalar, maksimum başak genliğinin, $30 \mu m$ 'lik bir sıcak nokta yarıçapına kıyasla genlik bakımından yaklaşık $10 \mu m$ olabileceğini öngörür. Bu, Şekil 3.23'teki tek modlu hesaplama sonuçları ve 1D karışım modeli ile tutarlıdır.

Yukarıdaki modelleme, başlangıçta ısı kalkanının dış yüzeyinde veya DT'nin iç yüzeyinde olan yüzey pertürbasyonları üzerine odaklanmıştır. Elbette, diğer arayüzeylerdeki pertürbasyonların yanı sıra malzeme homojensizliği ve diğer imalat hataları da olacaktır. Bunların herhangi biri, kavramsal olarak benzer bir şekilde modellenabilir. Bu hesaplamalar; kapsülün, başlangıçta ısı kalkanının dış tarafında olan pertürbasyonlara son derece duyarlı olduğunu öngörür. DT gaz/katı arayüzey üzerindeki pertürbasyonlar, dış ısı kalkanı yüzeyi üzerindeki pertürbasyonlardan önemli derecede daha büyük olabilir. Bu pertürbasyonlar, (yükseltme faktörleri nispeten küçük olduğunda) hızlanma fazı sırasında veya yavaşlama fazı sırasında, ablasyon önündeki pertürbasyonların tohumlanması ile büyümeye katkıda bulunur. Her iki durumda da, iç yüzeyi üzerinde belirli bir boyutta pertürbasyonların etkisi, dış yüzeyi üzerindeki pertürbasyonlara kıyasla azaltılır. Birden fazla kaynaktan gelen pertürbasyonlar dahil edildiğinde, kombine tanımlama yaklaşık olarak

$$\left(\frac{DT - buz - rms}{\text{"max - tolerans"}} \right)^2 + \left(\frac{Isı kalkanı - rms}{\text{"max - tolerans"}} \right)^2 + \left(\frac{Işıma - simetri}{\text{"max - tolerans"}} \right)^2 < 1$$

ile verilir. 3D HYDRA kodunun geliştirilmesi, çeşitli ateşleme kapsül tasarımlarının 3D çok modlu simülasyonlarını yapmamızı sağlar. HYDRA, keyfi Lagrange-Eulerian hidrodinamik özelliklerini kullanmaktadır. Ayrıca, ters bremsstrahlung emilimi ile ikinci dereceden hatasız lazer ışın izleme özelliğine sahiptir. Işıma taşıma; akı-sınırlı çok gruplu difüzyon veya kapalı Monte Carlo taşıma olabilir. Ateşleme kapsül simülasyonları, izotopların tükenmesini ve üretimini ele almak için bir termonükleer yanma modeli kullanır. Verimli çok gruplu bir rutin, yanma fazı

sırasında üretilen enerjik yüklü parçacıkları taşır. Kapsüller nötronlara göre ince olduğundan, nötron enerji birikmesinin hatasız bir şekilde uygulanması, serbest akış sınırında (free streaming limit) türetilen bir nötron taşıma modeli ile sağlanır. Enerjik parçacıklar yavaşlarken, enerjiyi, ayrı elektron ve iyon kanallarına bırakırlar. Elektron ve iyon iletiminin yanı sıra elektron-iyon enerji alışverişi de yapılmaktadır.

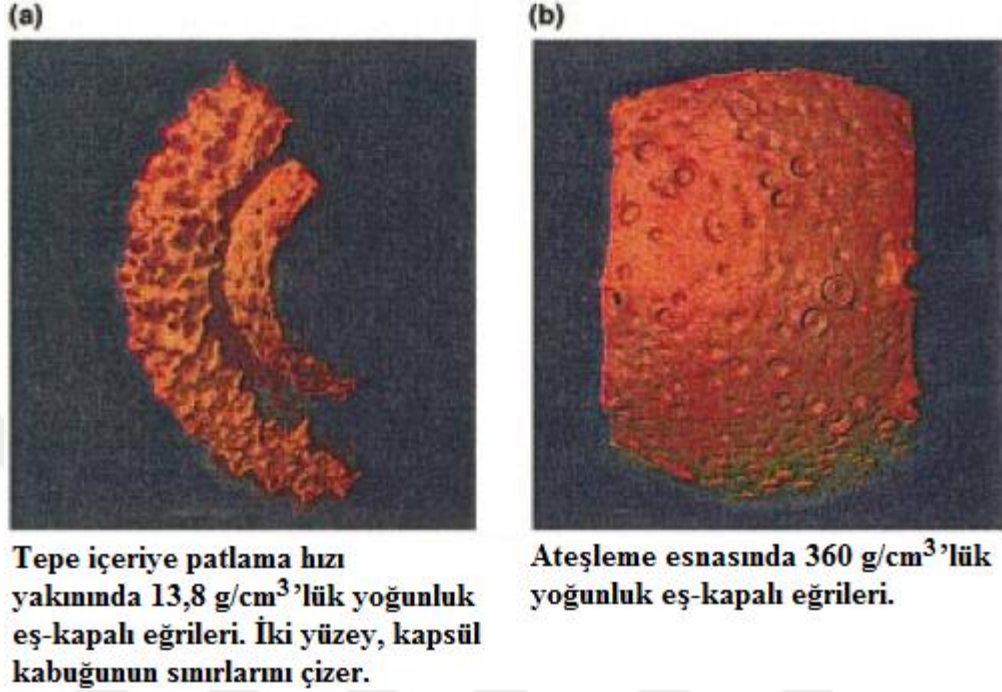


Şekil 3.24. (Renkli) Sadece-kapsül 3D simülasyonları, çok modlu yüzey pertürbasyonlarının etkisini inceler. Hem iç buz hem de dış ısı kalkanı yüzeyleri, karışımdan sorumlu aralıktaki modlarla pertürbasyonlanmıştır. Gösterilen pertürbasyonlar, sırasıyla, DT buz ve bir Nova kapsül ısı kalkanının ölçülmüş spektrumlarından türetilir. (Lindl ve ark., 2004)

Hidrodinamik kararsızlıklar, kapsül ekvatoruyla çakışık olan bir sınır ile, polar ve azimutal açılarda $(\Delta\theta, \Delta\phi)$ eşit miktarda uzanan kapsül katı açısının bir kısmı üzerinde, simüle edilir. Uygulanan çok modlu yüzey pertürbasyonları, enine sınırlarda simetri sınır koşullarına sahip $G(\theta, \phi) = \sum_m \sum_n \cos(m\pi\theta/\Delta\theta) \cos(n\pi\phi/\Delta\phi)$ formundadır. Bunlar, bir çeyreğin bir bölümü üzerinde 2D simetrik eksenli simülasyonlarda kullanılan modlara benzerler. İç DT yüzeyindeki pertürbasyonlar,

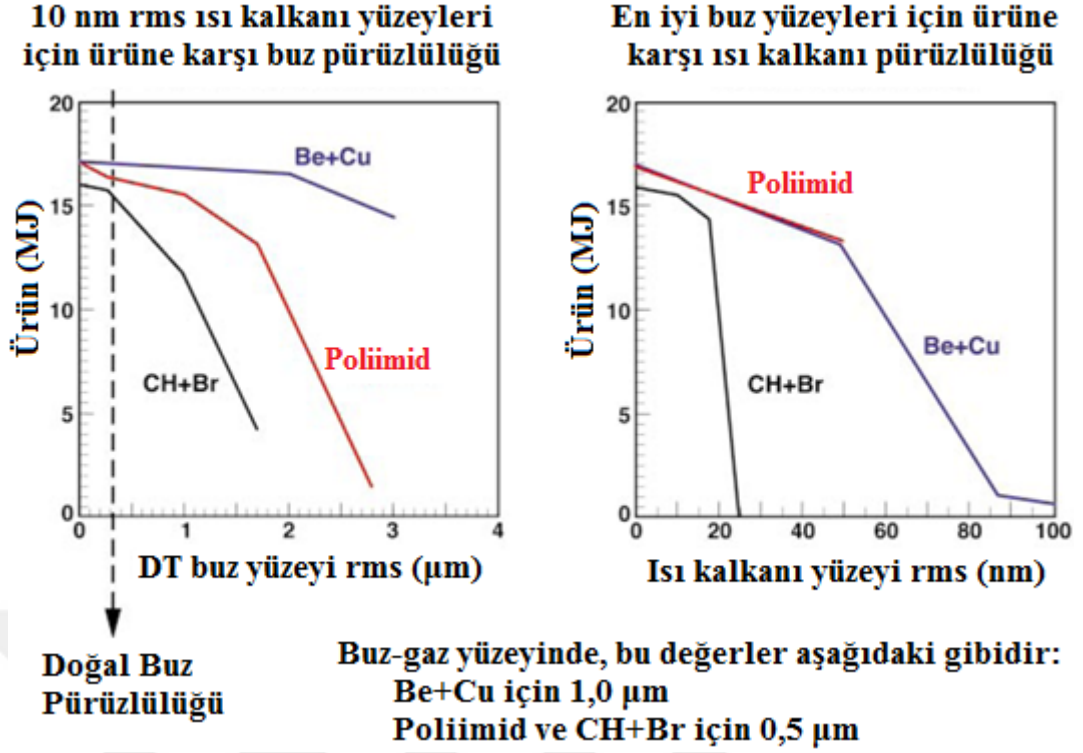
dondurucu kimyasal maddeli buz izlerine dayanırken, dış ısı kalkanı yüzeyindeki pertürbasyonlar, bir Nova kapsülünün izlerine dayanır. Bu izler, tahmini bir 3D güç spektrumuna dönüştürülür; güç, eşdeğer dalga sayılı 3D modlar arasında izotropik olarak dağıtılır. LLNL’de Pacific Blue ASCI makinesi kullanılarak, HYDRA simülasyonları, her iki açısal yönde 72° kadar geniş bir kürenin dilimleri için gerçekleştirilmiştir. Şekil 3.19’daki 300 eV berilyum kapsül üzerinde böyle bir hesaplamanın başlangıç koşulları, Şekil 3.24’te gösterilmektedir. Bu simülasyon, bir NIF kapsülü üzerindeki yüzey pürüzlülüğünden dolayı büyüyen en tehlikeli modların ($l \approx 2 - 100$) tüm aralığını çözümler. (Isı kalkanı üzerindeki pertürbasyonlar, nm olarak, $10/l^{1.5} + 1,5/l^{0.7}$ küresel harmonik genliğe sahiptir ve DT buz üzerindeki pertürbasyonlar, μm olarak, $1,0/3l^{0.6} + 2,2e - 7l^4$ küresel harmonik genliğe sahiptir.) İçeriye patlama evresi boyunca, kabuk alan yoğunluğu, başlangıçtaki dış yüzey pertürbasyonuna son derece benzer; bu da, ısı kalkanında büyüyen modların ağırlıklı olarak başlangıçtaki ısı kalkanı yüzey pertürbasyonlarıyla tohumlandığını, buz yüzeyinden geri dönen seyreltme dalgasından olmadığını ispatlı bir şekilde gösterir. Başlangıçta yüzeydeki çöküntüler, üst üste binen başak tabakalarıyla ve daha büyük bireysel başaklarla çevrili ısı kalkanı üzerindeki kabarcıklara dönüşür. Şekil 3.25.a, tepe içeriye patlama hızı yakınında $13,8 g/cm^3$ ’lük yoğunluk eş-kapalı eğrilerini göstermektedir. Kapsül ateşlemeye yaklaştıkça, iç yüzeydeki pertürbasyon yapısı düşük mod sayılarına doğru gelişir. Bu davranış, çiftlenim modundan ziyade, yavaşlama ve yakınsama etkisi boyunca, ablasyon iletkenliği ile şiddetli biçimde etkilenir. Şekil 3.25.b, ateşlemedeki yoğun yakıtta $360 g/cm^3$ ’lük bir yoğunluk eş-kapalı eğrilerini göstermektedir. Bu hesaplama, *mod şekil değişikliğinin sebep olduğunun dışında, küçük çiftlenim moduna sahip, doğrusal olmayan zayıf bir düzende, bir içeriye patlamayla tutarlı olan tek modlu hesaplamalardan beklendiği gibi*, en büyük genlikli modların, $l = 30$ olan modlar olduğunu gösterir. $l = 10 - 40$ aralığındaki modları çözen, kürenin yalnızca 18° ’lik bir dilimine sahip olan, hesaplamalar; esasen aynı ürünü verir ve 3D hesaplamaların çoğunda kullanılır. $40 < l < 120$ aralığındaki RT kararsız modların, *kabuk boyunca besleme ve yavaşlama üzerine başaklar üretme* kabiliyeti, bu uzun dalga boylu modlara göre çok daha düşüktür. Fakat, bu RT kararsız modlar; kabuk boy oranı daha yüksek olduğunda, içeriye patlama aşamasında kabuk bütünlüğünü tehdit edebilirler. İç

holram asimetrisinden gelen uzun dalga boylu pertürbasyon, güç dengesi ve noktalama hataları henüz bu 3D hesaplamalara dahil edilmemiştir.



Şekil 3.25. (Renkli) Bir HYDRA simülasyonu, bir NIF kapsülündeki yüzey pürüzlülüğünden dolayı büyüyen en tehlikeli modların ($l \approx 2 - 100$) tüm aralığını çözmüştür. (a) Tepe içeriye patlama hızı yakınında $13,8 \text{ g/cm}^3$ 'lük yoğunluk eş-kapalı eğrileri. İki yüzey, kapsül kabuğunun sınırlarını çizer. (b) Ateşleme esnasında 360 g/cm^3 'lük yoğunluk eş-kapalı eğrileri. (Lindl ve ark., 2004)

Şekil 3.26, Şekil 3.19'daki üç kapsül üzerinde bir dizi HYDRA hesaplamasının sonuçlarını göstermektedir. Genellikle, berilyum, aynı pertürbasyon seviyesine sahip bir ısı kalkanı olarak CH 'den daha iyi performans gösterir. 300 eV'deki, en iyi performans için, berilyumun yüksek Z 'li malzemelerle katkılanması gerekir. Katkı maddeleri, öncelikle, X-ışını dağılımının ucundaki yüksek enerjili fotonların neden olduğu ön ısıtmanın etkilerini bastırır. Katkıyı radyal olarak değiştirmek, daha uygun kullanıma izin verir. Berilyumu bakır ile katkılamak, üretim bakımından çekici görünür.



Şekil 3.26. (Renkli) HYDRA ile yapılan 3D simülasyonları, 300 eV sürücünde, BeCu NIF kapsülünün en pürüzlü buz-gaz ve ısı kalkanı yüzeylerini, tolere edebildiğini gösterir. (a) 10 nm rms ısı kalkanı yüzeyleri için ürüne karşı buz pürüzlülüğü. (b) En iyi buz yüzeyleri için ürüne karşı ısı kalkanı pürüzlülüğü. (Lindl ve ark., 2004)

Sodyum (Na) ve brom (Br) katkılarının bir karışımı olan diğer berilyum kapsülleri değerlendirilmiştir. Ayrıca berilyum, *CH*'den daha düşük bir albedoya sahiptir. Sonuç olarak, enerjiyi, *CH*'den daha verimli bir şekilde emer ve belirli bir holram sıcaklığında daha yüksek ablasyon hızına sahiptir. Ablasyon hızı daha yüksek olduğu için, berilyum kabukları daha karardır. En yüksek seviyede optimize edilmiş hedeflerde, *CH* yerine berilyumu kullanarak elde edilen ek performans fazlalığı, tepe holram T_r 'de yaklaşık 25 eV'e eşdeğerdir. 250 eV, 300 eV'den daha avantajlıdır. Poliimid; *CH* ve berilyum arasında, ara maddedir. Berilyum, daha verimli ve daha yüksek bir ablasyon hızına sahip olduğundan, belirli bir lazer enerjisiyle belli bir holramdaki berilyum kabukları, genellikle daha fazla kütleye ve daha yüksek emilen enerjiye sahiptir. Şekil 3.19'da berilyum ısı kalkanının ilk kütlesi, *CH*'nin neredeyse iki katıdır. Üç kapsül ısı kalkanı arasında değişen ek bir etki, X-ışını ön ısıtma etkisidir. Öncelikli olarak ısı kalkanında emilen X-ışını ön ısıtması, hızlanma

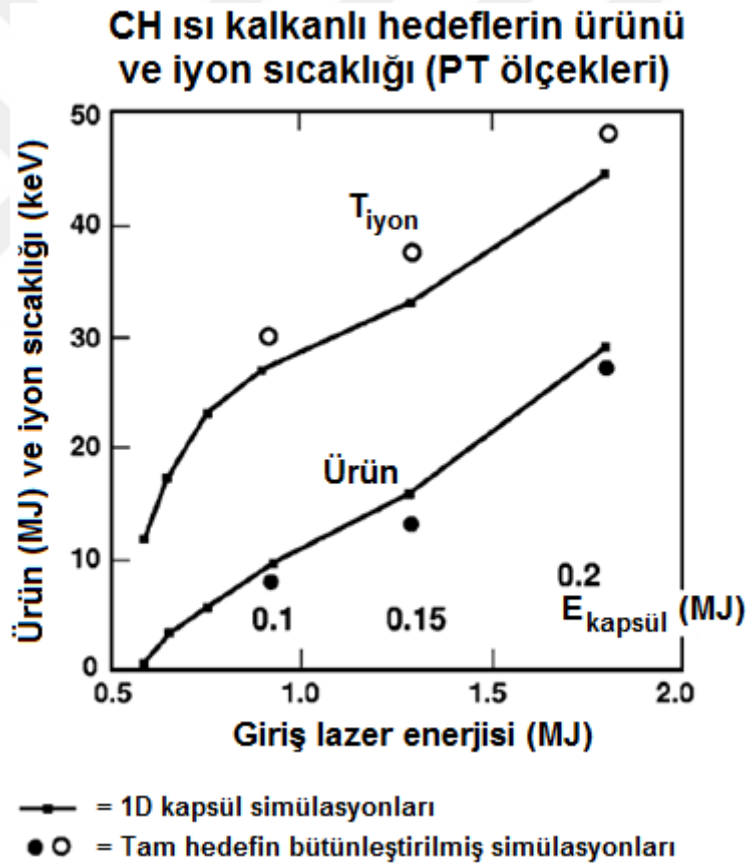
esnasında yakıt yoğunluğundan daha düşük bir ısı kalkanı yoğunluğuna neden olabilir. O halde, yakıt ve ısı kalkanı arasında ayrıca büyüyeabilen bir iç arayüzey bulunur. Bu etki, en ince ısı kalkanına sahip olan PT kapsülünün *CH* ısı kalkanı için, en şiddetli etkindir. Bu arayüzeydeki büyüme, ablasyon cephesinden geçiş yolu ile sağlanır. Bu etkiyi azaltmak için, PT kapsülü, şu anki daha kalın bir ısı kalkanı ve/veya daha kalın bir yakıt katmanı ile ve muhtemelen kademeli bir ısı kalkanı ön ısıtma katkı maddesi ile tekrar optimize edilmektedir.

Şekil 3.26.a'da, DT buzunun iç yüzey pürüzlülüğü, 10 nm'lik sabit bir ısı kalkanı pürüzlülüğü için değiştirilir. Berilyum ısı kalkanlı kapsül, katkılı bir *CH* kapsülünden yaklaşık 4 kat daha pürüzlü bir buz katmanını tolere edebilir. Başlangıçta buz üzerindeki pertürbasyonlar, hızlanma esnasında kararsız ablasyon cephesine bağlanarak büyür; bu bağlanma, fazla kütleli berilyum kabuğu sayesinde çok daha az etkindir. Poliimid, bu iki malzeme arasında, ara madde oluşturmaktadır. Ancak, saydam olmayan berilyum bulunmazken, hem *CH* kapsül hem de poliimid, gelişmiş pürüzsüzleştirme için uygun olabilir. Elde edilebilir katman pürüzsüzlüğü, bir poliimid kapsül için 2 kat daha iyi ise, o zaman, bir berilyum ve poliimid ısı kalkanı için bağıl güvenlik katsayısı, benzer olacaktır. Şekil 3.26.b, üç kapsülün ısı kalkanı pürüzlülüğüne duyarlılığını gösterir. Berilyum ve poliimid, her ikisi de esasen, katkılı *CH* kapsülünden daha toleranslıdır. Açıkçası, eşit kalitede ısı kalkanı ve DT buz yüzey pürüzlülüğü için, bir berilyum ısı kalkanı kabuğu tercih edilir. Çoğu Nova kapsülleri, büyük oranda *CH* plastikten yapılmıştır. Orijinal temel NIF kapsülleri için, bir *CH* plastik ısı kalkanı seçilmiştir çünkü NIF kapsüllerinin geliştirilmesi, tanımlanması ve doldurulması, halihazırda Nova kapsülleri için geliştirilmiş olanlara benzer tekniklerle daha basit olacaktır. Teknikler, şimdi yüksek kaliteli berilyum ve poliimid kabukları geliştirmek için değerlendirilmektedir. Berilyum kabuklarının *CH* veya poliimid kabuklarına kıyasla nispi avantajları, elde edilebilen imalat kalitesiyle belirlenecektir.

Isı kalkanı seçiminde diğer önemli bir husus da ısı kalkanının homojen olmasıdır. İçeriye patlama, yoğunluk veya opaklıktaki düzensizliklere karşı çok duyarlıdır. Bu duyarlılığın kabaca bir tahmini olarak, 30 nm'lik bir yüzey pürüzlülük pertürbasyonu, 150 mikronluk bir kabuk için, kolon yoğunluğunda 1:5000'lik bir

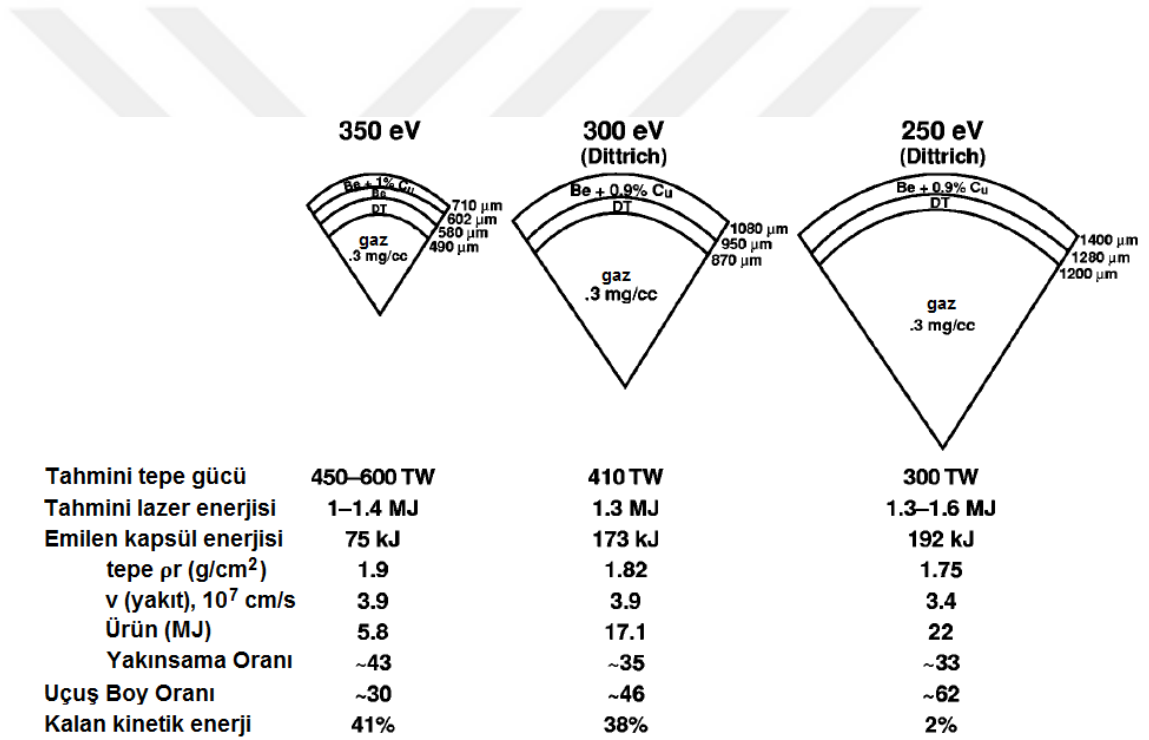
pertürbasyona karşılık gelir. Muhtemelen içeriye patlama, bu düzenin kolon yoğunluk değişimlerine karşı duyarlı olacaktır. Bu duyarlılığın miktarının belirlenmesi, mevcut araştırma alanını oluşturmaktadır. Ayrıca, kristal berilyum içindeki ses hızının, kristal yönelimine bağlı olduğu bilinmektedir ve ilk şokun, bir berilyum ısı kalkanının tanecik yapısından geçerken, pertürbasyona uğraması mümkündür. Yine, bu, mevcut araştırmanın bir alanıdır.

Çok çeşitli diğer hedeflerin modellemesi, çeşitli ayrıntı seviyelerinde gerçekleştirilmiştir. Hedefin birçok önemli yönü, anlayışımızda kalan belirsizliklerin farklı uzlaşmalarını sağlayarak değiştirilebilir.



Şekil 3.27. PT nokta tasarımı ölçekleri, 1D’de yaklaşık 0,7 MJ’ün üzerinde ateşleme yapar. 1D kapsül simülasyonları için, kapsül boyutları ve zamanları, s ile ölçeklendirilir ve etkin lazer enerjisi, $E_{\text{eff}}(\text{MJ}) = 1,35s^3$ ile verilir, burada $s = 1$, PT tasarımıdır. Bütünleştirilmiş holram ve kapsül simülasyonları için, boyutlar ve zamanlar, s ile doğru orantılıdır ve güçler, s^2 ile doğru orantılıdır. (Lindl ve ark., 2004)

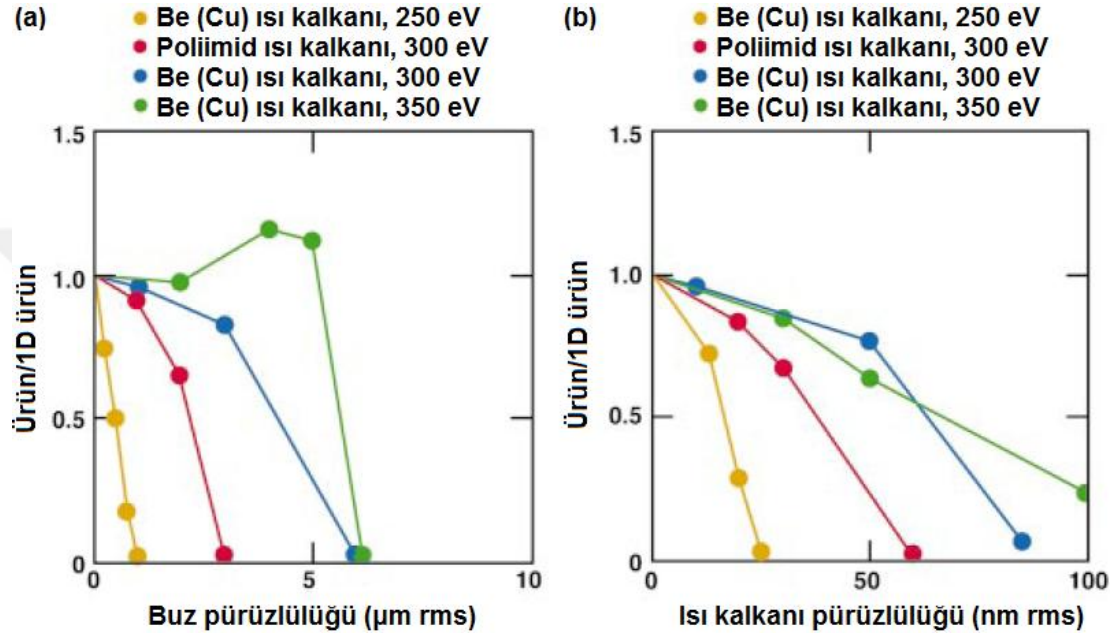
Hedefin boyutu ve kullandığı enerji değiştirilebilir. PT'nin doğrudan geometrik ölçekleri, Şekil 3.27'de gösterildiği gibi, yaklaşık 700 kJ'ün üzerindeki herhangi bir lazer enerjisinde iyi yanma üretir. 1D sonuçları, E (MJ) = 1,35 s ile verilen gerekli lazer enerjisine sahip hidrodinamik olarak ölçeklendirilmiş hedeflerden elde edilmiştir, burada s, PT'ye kıyasla uzaysal ölçek katsayısıdır. 2D sonuçları, aşağıda açıklanan bütünleştirilmiş holram ve kapsül hesaplamalarından elde edilir, fakat küçük kapsüller için RT pertürbasyon hesaplamalarını içermez. Bu enerji fazlalığı, uyarılmış saçılma işlemleri ve lazer birleşimi için enerji kaybına izin verir. Ayrıca, gerektiğinde, holram ve kapsülün göreceli boyutunu değiştirmemizi sağlar. Bu, simetri ve holram dolumu vasıtasıyla, kapsül ateşleme fiziğinin ve hidrodinamik kararsızlığın uzlaşmasını sağlar.



Şekil 3.28. NIF için tasarlanan kapsüller, 250 eV ile 350 eV arasında değişen sıcaklık aralığına sahiptir. (Lindl ve ark., 2004)

Şekil 3.28, kapsüllerin özelliklerini, 250 ile 350 eV arasında değişen bir sürücü sıcaklığı ile karşılaştırmaktadır. Düşük sıcaklık tasarımları, hidrodinamik kararsızlıkları vurgularken, yüksek sıcaklık tasarımları, holram-plazma fiziği ve erişilebilir lazer gücünü vurgular. Işıma sıcaklığı düşerken, hidrodinamik

kararsızlıklara karşı daha fazla duyarlılık, kapsül uçuş boy oranlarından anlaşılır. Şekil 3.28’den ilginç bir gözlem; yakıt kütlesine göre ölçeklenen başlangıç yarıçapı, sıcaklık ile düşmesine rağmen, kapsül sıcaklığı arttıkça, yakınsama oranının artmasıdır. Bu, meydana gelir çünkü, küçük, yüksek sıcaklıklı, yüksek basınçlı kapsüldeki yakıt, son sıkıştırılmış durumda, yüksek yakıt yoğunluğuna sahiptir.



Şekil 3.29. (Renkli) Güncel tasarımlar için, RT kararsızlığına tolerans, tepe sürücü sıcaklığının ve kapsül ısı kalkanı malzemesinin güçlü bir fonksiyonudur. (Lindl ve ark., 2004)

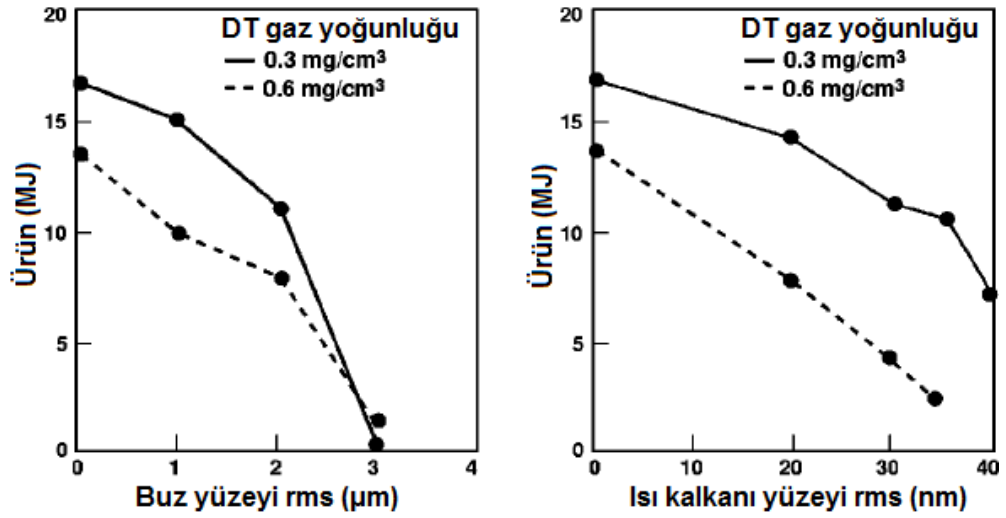
Holram-plazma fiziğindeki ve lazer tepe-güç sınırlarındaki değişiklikleri karşılamak için, 350 eV’deki kapsülün, düşük sıcaklık kapsüllerine göre önemli derecede daha az emilen enerji ile tasarlanması gerekir. 250 eV kapsül, belirli bir içeriye patlama hızı için daha fazla kararsızlık büyümesine sahiptir. Yaklaşık $3,4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ’lik bir hıza sahip 250 eV kapsül, $3,9 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ’lik bir hızdaki 300 eV kapsül ile, hızlanma esnasında hemen hemen aynı büyümeye sahip olur. Bu içeriye patlama hızına sahip olan, 1 MJ’e yakın enerji emen kapsüller, oldukça sağlam olabilir. Ancak, Şekil 3.28’de gösterildiği gibi, NIF boyutunda, bu düşük hızdaki 250 eV kapsül, neredeyse hiç ateşleme fazlalığına sahip değildir ve karışıma çok daha fazla

Şekil 3.30. Kapsül gaz dolumu, doğrudan doğruya yakınsama oranının kontrolünü sağlar. İlk gaz dolumunu artırmak, yakınsama oranını (ve ürünü) düşürür. Bununla birlikte, gaz dolumu arttıkça, ateşleme fazlalığı da düşer. Yüksek dolum basınçlı kapsüllerin yakınsama oranları, düşük olmasına rağmen, asimetriye ve kararsızlığa karşı daha duyarlıdır. (Lindl ve ark., 2004)

kapsülün akı asimetrisine duyarlılığını azaltır. Ancak, toplam yakıt ρr azaldığından, ilk gaz dolumu arttıkça, ürün azalır. Toplam ρr 'deki bu azalma, meydana gelir. Çünkü yakınsama nedeniyle ana yakıt, daha az sıkıştığında, durgunluk, içeriye patlama sürecinde, daha erken başlar. İçeriye patlayan kinetik enerjinin fazlası, yakıt kütesinin daha büyük bir bölümünde, termal enerjide biter ve az miktarı sıkıştırmaya girer. Belirli bir yakıt kütesi, içeriye patlama hızı, yakıtın adyabatik durumu ve içeriye patlama basıncı için, azaltılmış ρr , daha küçük bir ateşleme fazlalığı ile sonuçlanır. Yüksek gaz dolumlu kapsüllerin azaltılmış ρr 'si, bu kapsülleri, RT kararsızlığı nedeniyle, pertürbasyonların büyümesine daha duyarlı hale getirir. Şekil 3.31, 0,3 ve 0,6 mg/cm^3 'lük gaz dolumları için, ürüne karşı DT buz pürüzlülüğünü ve ısı kalkanı pürüzlülüğünü gösterir. Bu dolumlar, DT üçlü noktanın altında, sırasıyla, yaklaşık 1,5 ve 0,5 K'lik bir DT katman sıcaklığına karşılık gelir. Hesaplamalar, 300 eV'de sürülen bir poliimid kapsül içindir. Belirli bir pürüzlülük seviyesi için, ürünlerdeki kesirli azalma, yüksek dolum için daha büyüktür. Ancak, β -katmanlı DT üzerindeki güncel deneylerde, yüksek sıcaklıklarda, önemli ölçüde daha iyi katmanlar üretilir. DT gaz dolumu için en uygun seçenek, imalat kalitesinde ve performans duyarlılığındaki, bu uzlaşmayla belirlenecektir. (Lindl ve ark., 2004)

3.4. NIF Holramları

Günümüzde, EHF holramlardaki ışıma taşımayı ve çiftlenim verimini (coupling efficiency) modellemenin en iyi yolu, bir ışıma hidrodinamik kod kullanan ayrıntılı 2D hesaplamalarıdır. HYDRA kodu, 3D hesaplamalar yapabilir, fakat bazı fizik modellerinin daha da geliştirilmesi gerekir. Burada tanımlanan hesaplamalar, holram/kapsül birleşimi için ayrıntılı ışıma taşımaya sahip LASNEX kullanılmaktadır. Simülasyonlarda lazer demetleri izlenerek, ters bremsstrahlung enerji birikmesi ve ortaya çıkan herhangi bir kırılma hesaplanır. Ayrıca, STA opaklık modelinden türetilen bir opaklık tablosu ile simülasyonlar yapılmasına rağmen, bu hesaplamalar genellikle, XSN non-LTE çok gruplu opaklıkları kullanır. Hidrodinamik basınç veya elektron iletimi yoluyla, kapsüle, herhangi bir birleşme dahildir. (Lindl ve ark., 2004)

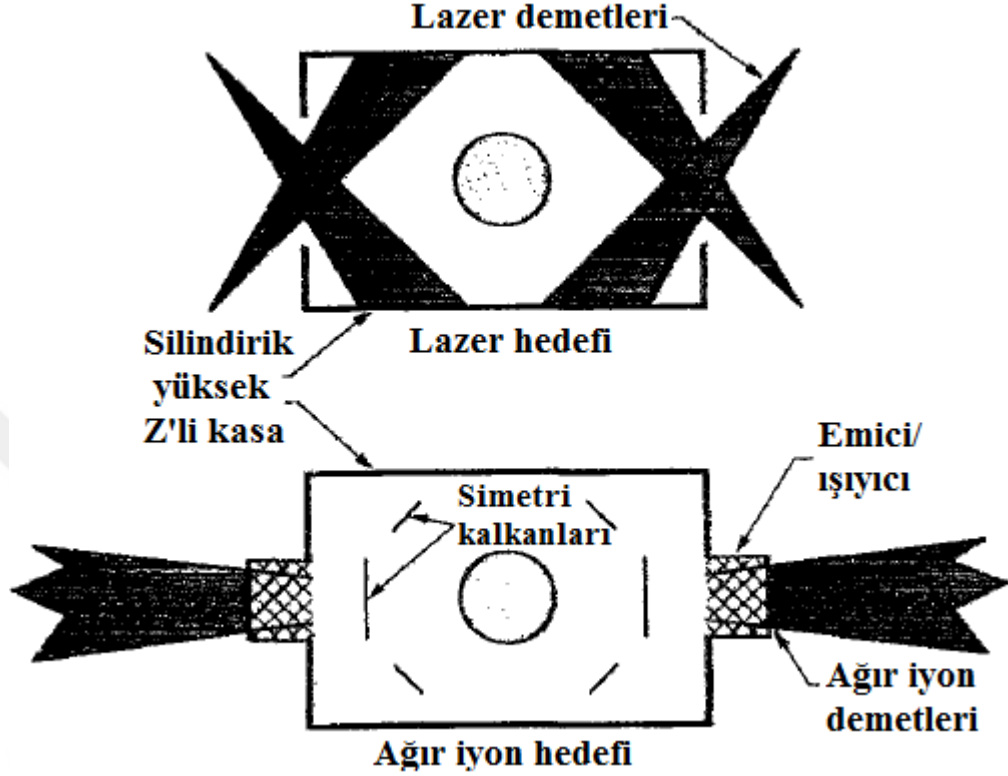


Şekil 3.31. Merkezi gaz yoğunluğu, hedef imalat ile koordine edilerek optimize edilmelidir. β -bozunumundan elde edilen DT katman kalitesi, üçlü noktanın altındaki 1,5 K'dekine göre, üçlü noktanın altındaki 0,5 K'de daha iyidir. Ancak, üçlü noktaya yakın $0,6 \text{ mg/cm}^3$ 'lük ($0,5 \text{ K}$) yüksek dolum yoğunluğu da, buz pürüzlülüğüne duyarlılığı artırır. Harici bir IR kaynağı ile β -bozunumu ısıtmasının tamamlanması, düşük sıcaklıklarda ve düşük gaz buhar basınçlarında, katman pürüzsüzlüğünün artmasına neden olur. (Lindl ve ark., 2004)

Holram'ın kapsüle göre boyutu, çeşitli uzlaşmalarla belirlenir. Gerekli T_r 'ye karşı zaman profili, kapsül tarafından belirlenir ve bazı minimum boyuttan daha büyük herhangi bir holram, gerekli T_r 'ye karşı zaman profilini sağlayabilir. Daha büyük bir holram, daha fazla lazer enerjisi ve gücü alır. Optimum (en uygun) boyut, *enerji ve güç gereksinimlerinin ve simetri ve kabul edilebilir plazma dolumu için gereksinimin* bir uzlaşmasıdır. (Lindl ve ark., 2004)

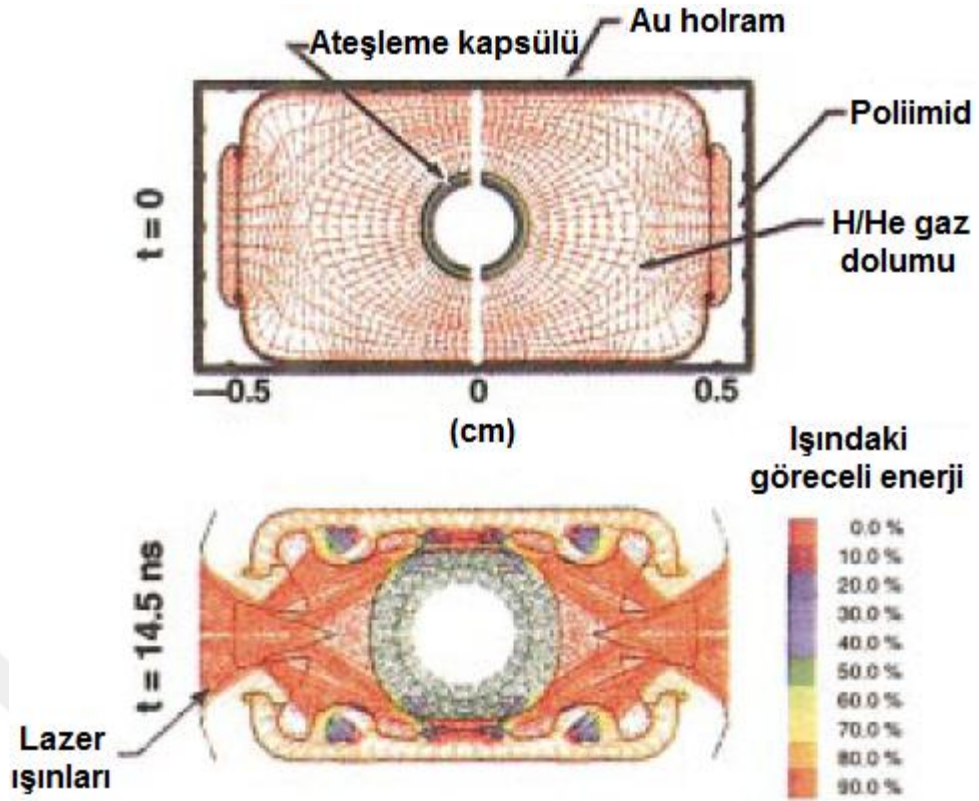
Mükemmel lazer noktalaması ve demet-demete güç dengesinde bile, biraz asimetri vardır. (Düzeltilmemiş LEH tek başına, tipik bir LEH boyutu için, %15'lik bir tepeden-vadiye (peak-to-valley) P_2 asimetrisi oluşturursa) Bu asimetri, LEH ve parlak lazer ışınlı noktalar nedeniyle ortaya çıkar. Parlak lazer noktaları, LEH'in neden olduğu akı eksikliğini iptal etmek için yerleştirilir. Simetri, holram uzunluğu ve demet noktalaması değiştirilerek ayarlanabilir. Bir takım etkiler, zamanla, gerçek simetri değişimini belirler: LEH daralır; lazer noktaları, plazma gelişimi nedeniyle

hareket eder; ve holram duvarının albedo değışimi nedeniyle bu noktalar, genel holram parlaklığına göre daha az parlak hale gelir.



Şekil 3.32. Dolaylı besleme hedefleri için, Nova ve NIF deneyleri hem lazer hem de ağır iyon hedefleri için önemlidir. Kapsül içeriye patlaması ve yanma fiziki, aynı zamanda holram enerji bilimi ve X-ışını taşıması, genellikle sürücüden bağımsızdır. (Lindl, 1995)

Şekil 3.33, temel PT ateşleme hedefinin tipik bir LASNEX hesaplamasından alınan sayısal ızgaradır. Üst resim, ilk ızgaradır. Alt resim, lazer gücünün tepe noktasına yakındır ve ızgarayı, malzeme sınırlarını ve lazer ışınlarını gösterir. Alt resimdeki renk tablosu, lazer ışınlarının yayılma yolu boyunca kısmi emilimini gösterir. Bu, lazer ışınlarının, H/He gaz dolumu boyunca yayıldığını ve ağırlıklı olarak holram duvarı yakınındaki Au'da emildiğini gösterir. Kapsülün iç ızgarası, alt resimden çıkarılmıştır, fakat hesaplama dahil edilir.



Şekil 3.33. (Renkli) NIF ateşleme hedeflerinin 2D LASNEX hesaplamaları, lazer yayılma ve çarpışma emiliminin, holramın ve kapsülün, doğru bir şekilde modellenmesi için yapılır. (a) PT ateşleme nokta tasarımının, tipik bir hesaplamasından gelen, ilk sayısal ızgara. (b) Lazer sinyalinin tepe noktasına yakın olan, sayısal ızgara ve malzeme sınırları. Füzyon kapsülünün iç kısmı için sayısal ızgara gösterilmemiştir fakat hesaplamada dahil edilmiştir. Lazer ışınlarının renk tabloları, gelen lazer enerjisinin kalan kısmını göstermektedir. Lazer enerjisinin çoğu, H/He gaz dolumu boyunca iletilir ve Au duvarı içinde emilir. (Lindl ve ark., 2004)

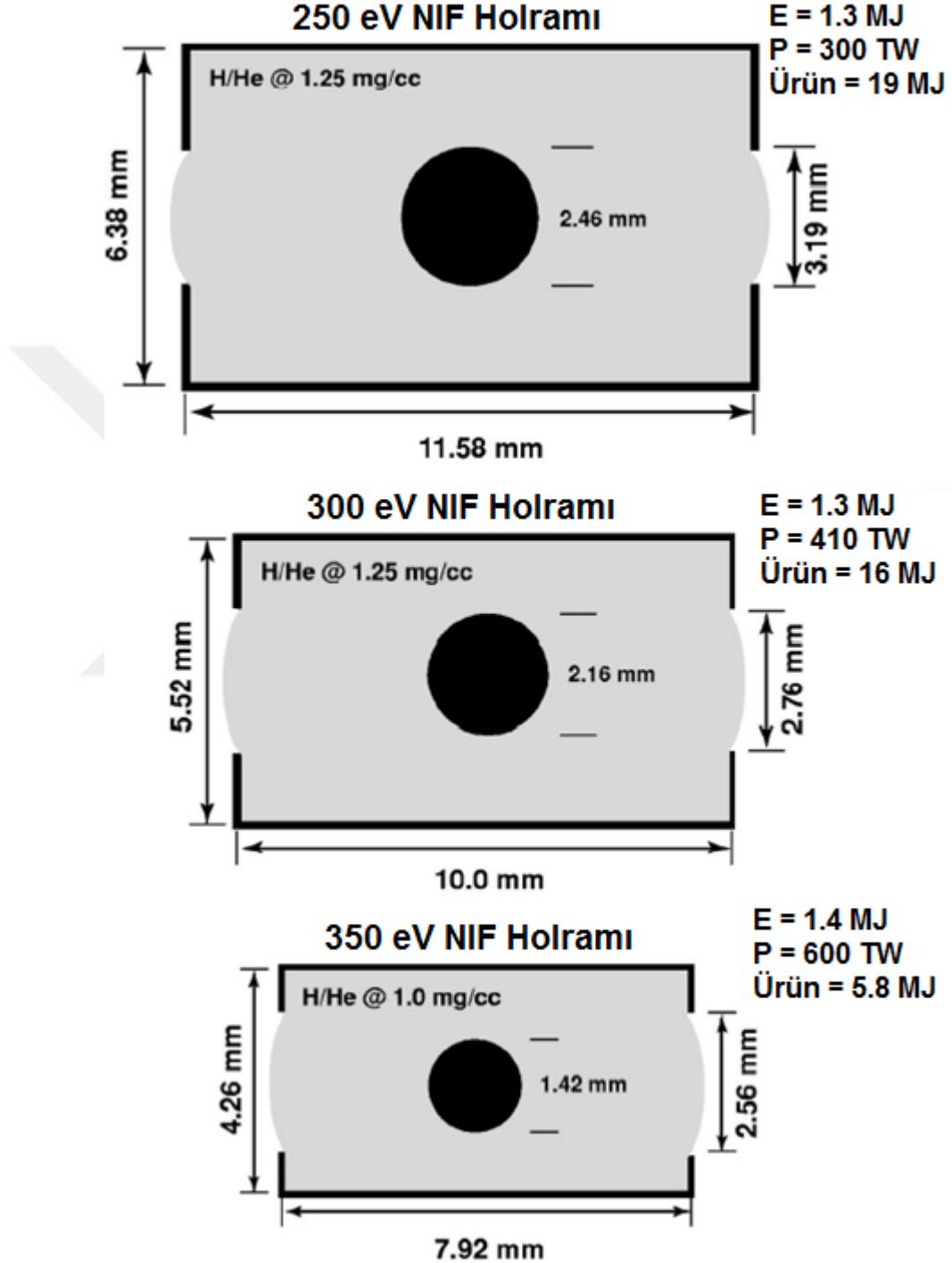
Yeterli simetri ve yaklaşık olarak 1D yanma performansı; 250 ila 350 eV arasındaki sıcaklıklara sahip birçok boyutta çeşitli tasarımlar için bu tür bütünleştirilmiş simülasyonlarda, elde edilmiştir. Şekil 3.27, PT hedefi ve bu tasarımdan ölçeklendirilmiş hedefler için 1D ve 2D ürün ve yanma sıcaklığını göstermektedir.

Şekil 3.34, PT kapsülü için holram ile kıyaslandığında 250 eV ve 350 eV'deki holramlar için taslakları gösterir. Bu holramlar, Şekil 3.28'de gösterilen 300 ve 350 eV kapsülleri kullanır. 250 eV holram'da kullanılan kapsül, ilk dış yarıçapı $r =$

0,123 cm olan daha önceki bir tasarımıdır. Yaklaşık 300 eV'in altında, çeşitli ısıma sıcaklıkları için holramları ayarlamak, nispeten kolaydır. 250 ve 300 eV holramlar, aslında, aynı holram-kapsül boyut oranı (hohlraum-to-capsule size ratio) ve aynı LEH-holram çap oranı (LEH-to-hohlraum diameter ratio) ile birbirlerinin geometrik ölçekleridir. Ateşleme tasarımları için çiftlenim verimi, öncelikle bu iki geometrik oranın bir fonksiyonu ve sadece sürücü sıcaklığının zayıf bir fonksiyonu olması nedeniyle, bu tasarımlar, çok benzer bir çiftlenim verimine sahiptir. Doğrusal olmayan plazma fizik etkileri, ihmal edilebilirse, simetri de, büyük oranda geometrik etkilerle belirlenir, böylece demet geometrisi de ölçeklenir. Ancak, 350 eV kapsül için, muhtemelen daha kötü seviyeli parametrik kararsızlıkların veya filamentasyonun (filamentation) hesabı sorulmasa bile, holramda önemli değişikliklerin yapılması gereklidir. Altın plazmayı, simetri kontrolüne izin veren kapsül esintisinden yeterince uzak tutmak için, holram boyutunu kapsüle göre artırmak gerekir. Şekil 3.34'te gösterildiği gibi, holram belinde bu oran, 300 ve 250 eV tasarımlar için 2,5'e nazaran, 350 eV tasarımlarda, en az 3,0'dır. Ayrıca, holram içindeki gaz dolumunun da dikkatle optimize edilmesi gerekir. Çok az gaz dolumu ile, altın duvar çok uzaklaşır ve simetri bozulur. Dolum çok fazla olduğunda, gaz basıncı, simetriyi düşüren holram eksenini yakınında başaklı bir basınç oluşturacak kadar büyük olur. Gösterilen hedefin optimum (en uygun) değeri, yaklaşık 1,1 ila 1,2 mg/cm^3 He arasındadır. Bu değer, 1,0 mg/cc 'lik temel hedeften sadece biraz daha yüksektir. Ayrıca, 350 eV holram'ın nispeten daha büyük LEH'leri vardır. Bu LEH'ler, holram çapının %60'ı kadar uzunluktadır. Düşük sıcaklık (250 ve 300 eV) tasarımlarında, LEH'ler için, holram çapının %50'si kullanılır. Bu durum, Şekil 3.34'te gösterilen uzunluklardan hesaplanabilir. Bu gereklilik, 350 eV'de LEH'in dudağından (kenarından), nispeten daha fazla ısıma sürümlü esinti olması ve NIF demetlerinin, yaklaşık 600 μm 'lik bir minimum odak boyutuna sınırlandırılması nedeniyle ortaya çıkar. Büyük LEH, küçük delikli bir tasarıma göre, ısıma kaybını neredeyse %50 artırır.

350 eV hedefi, amaca göre, lazer-plazma kararsızlıklarını vurgular. Holram iç elektron yoğunluğu, lazer yolunun çoğunda, kritik yoğunluğun %10 ila %15'i arasındadır. Lazer şiddeti, 300 eV holrama göre yaklaşık %50 daha yüksektir. NIF'in odaklama sınırlamaları nedeniyle gerekli olan, bu holramdaki nispeten büyük nokta

boyutu ve LEH, bu şiddetin (lazer şiddetinin), doğrudan geometrik bir ölçekte olduğu kadar yüksek olmasını engeller, fakat bu, bir holram verim cezası ile sonuçlanır.



Şekil 3.34. Holram tasarımları, 250 eV ila 350 eV arasında değişen sürücü sıcaklıkları için geliştirilmiştir. LASNEX 2D hesaplamaları, gösterilen her üç tasarımda da yeterli simetriye sahiptir. (Lindl ve ark., 2004)

Belirtilen asimetri seviyelerinin, kabul edilebilir olmasını sağlamak için, 2D kapsül içeriye patlamaları üzerinde, çok çeşitli asimetriler uygulanmıştır. Asimetri, ateşlemeyi çeşitli şekillerde etkileyebilir: Farklı hızların bariz kinematik etkileri; Özellikle yavaşlama sırasında ortaya çıkan RT kararsızlık büyümesinin başlaması; RT kararsızlığını tohumlayan, daha az sürücü bölgelerine doğru kütle akışı; Bazen çekirdekten fırlayan ve içeriye patlatılan yapılandırmayı bozan fişkırımları oluşturan, düzensiz sıcak nokta sıkıştırması; Ve daha fazla RT büyümesine neden olan gecikmeli ateşleme. Zamanla değişen asimetrik kapsüller, bileşimde veya kalınlıkta ilk uzaysal değişimleri sunmadan hız ve konumda aynı anda düzeltilemez. Radyal hızdaki azimutal değişimler, azimutal kütle akışı oluşturan azimutal basınç değişimlerini ortaya koyar. Küçük genlikli veya kısa süreli şiddet değişimleri için, akı değişimlerinin işareti, düzenli zaman ortalamalı (time-averaged) bir akı vermek üzere ters çevrilirse, bu etkiler, büyük ölçüde tersinirdir. Ancak, sinyalin önemli bir kısmı için devam eden azimutal bir akı değişimi sonrasında, akı düzensizliğinin sonraki ters çevrilmesi, önceki asimetrinin etkilerini yeterince kaldırmaz. Asimetri etkisi, kapsül ateşleme esnasında küresel olacak şekilde ayarlanırsa, hız ve yoğunluk, genel olarak kutuptan bele değişir. Kapsül, ateşleme sırasında hız ve yoğunluk değişimlerini en aza indirmek için ayarlanırsa, o zaman içeriye patlama asimetrik olur. Aşırı zamana bağımlı asimetri, azimutal yönde malzemenin fişkırmasına neden olabilir. Maksimum tolere edilebilir asimetri, zamansal ve uzaysal özelliklerine bağlıdır. Özetle, kapsül, yaklaşık %1'den daha az zaman ortalamalı asimetriyi; asimetrideki yaklaşık 2 ns süren %5 ila %10 arasındaki zamana bağımlı salınımları; ve salınımlar, 2 ns'den çok daha az sürerse, daha büyük salınımları; tolere edebilir.

Maksimum tolere edilebilir asimetri, zamansal ve uzaysal özelliklere bağlıdır. Ayrıntılı simülasyonlarda, % + 4 (sayısal olarak değiştirilene kadar sabit) ve % - 4 (sinyalin geri kalan kısmı için) arasında değişen bir P_2 asimetrisi, fazlalık olarak kabul edilebilir bir içeriye patlama üretir. (Bunda ve aşağıdaki her şeyde, P_2 katsayısı, akıdaki tepeden-vadiye asimetrinin, aktarılan sayının 1,5 katına çıkması için aktarılmıştır.) Değiştirme zamanı (switching time), ortalama asimetri sıfır olacak şekilde seçilirse, içeriye patlatılan yapılandırma, ortalama olarak küreseldir fakat bir fişkırmaya gösterir. % + 2 ile % - 2 arasında bir salınımına sahip olan asimetri, küçüktür. Bu durumda, (termonükleer yanmaya izin verilmediğinde) yakıtta üretilen

tepe basıncı, mükemmel küresel bir içeriye patlamaya nazaran yaklaşık %12 azalır. Ürün, (yanma simülasyonunda) asimetri ile azalmaz.

$\% \pm 2$ zamana bağımlı asimetrik simüle edilen bu içeriye patlamada, kabuk, 500 ila $100 \mu m$ arasındaki yarıçaplarda iken, $10 \mu m$ kadar küresellik dışındadır. İçeriye patlamanın sonuna doğru, %10 kadar küresellik dışındadır ($R = 100 \mu m$ için $\Delta R = 10 \mu m$). İçeriye patlamadaki bu asimetri derecesi, Nova'da kullanılanlara benzer, arkadan aydınlatmalı bir görüntüleme diyagnostiği ile ölçülebilir.

Fıskırma asimetri etkisi, sinyalin ilk kısmı için asimetrinin sabit olmasıyla ve ardından sinyalin geri kalan kısmı için zıt işaretli bir başka sabit değere geçmesiyle (tepe akı asimetrisinin belirli bir yüzdesinde) maksimize edilir. Bu tür zamana bağımlılık için, temel NIF kapsülü, yukarıda tarif edildiği gibi, %4 P_2 asimetrisini tolere edebilir. Tipik ayrıntılı 2D hesaplamaları, belirli bir tepe için düşük bir ortalama pertürbasyon ile asimetride daha kademeli bir değişime sahiptir.

Simetri salınımlarının periyodu daha kısaysa, örneğin içeriye patlamanın bir kısmı üzerinde düzenli bir ortalama akı elde etmek üzere tasarlanan deneysel bir programda olduğu gibi, yine de daha büyük simetri salınımları tolere edilebilir. Örneğin,

$$A_2(t) = A_0(t)\varepsilon_{20}\sin[w(t - t_0)] \quad (3.14)$$

formunun P_2 ile, içeriye patlama simetrisi, %10'dan daha büyük olan ε_{20} ile tolere edilebilir. Burada $A_0(t)$, toplam akıdır; $w = \tau$, (2 ns'lik bir periyottur). Ayrıca, zamana bağımlılık fazını ayarlamak için mevcut olan t_0 zamanı, $A_0(t)$ zamana bağımlılık nedeniyle ortalama A_2 'yi etkiler. t_0 seçimi, ortalama asimetri yaklaşık %1 veya daha az olacak şekilde olmalıdır. Bu, t_0 fazı değiştirilirse, görülen tek önemli etkidir. Sinüzoidal olarak zamana bağımlı asimetri çok fazla büyükse, bu kısa süreli asimetri için başarısızlık mekanizması, *yukarıda tarif edilen daha uzun süreli asimetri için, görülen azimutal kütle değişiminden ziyade, merkezdeki düzensiz şok yakınsamanın sonucunda, içeriye patlamanın merkezinden dışa doğru gelen bir fıskırmadır.*

300 eV tepe-sıcaklık ateşleme-holram sürücülerini için, maksimum tolere edilebilir asimetri seviyeleri, zamanla bütünleştirilmiş P_2 için yaklaşık %1'dir; herhangi bir zaman aralığı τ boyunca ortalaması verilen, zamana bağımlı P_2 için $\%10/\tau(ns)$; zamanla bütünleştirilmiş P_4 , P_6 ve P_8 için %0,25 ila %0,5 arasındadır. NIF sinyalinin sadece 10 ns ayağı üzerinde ortalaması alınarak, tolere edilebilir asimetri seviyeleri, P_2 ila P_6 modları için %1 ila %2 arasında ve P_8 modu için %0,5 ila %1,0 arasındadır. Gereksinimlerdeki çeşitlilik, şu gerçeği yansıtır: ateşleme de, diğer lazer ve hedef parametreleri üzerindeki dengesizlikleri ve verimsizlikleri azaltmaya bağlıdır; dolayısıyla, asimetrikler üzerindeki toleranslar, kısmen diğer özelliklerdeki toleranslara bağlıdır.

LEH etkileri ve kırılma, duvar esintisi ve LPI'dan gelen lazer-nokta hareketi, zamana bağımlı asimetrinin birincil nedenleri olduğundan, NIF'in sorunu, bu değişimlerdeki belirsizliğin, başarısız bir içeriye patlamaya neden olup olmayacağıdır. Nova'da duvar kaybının ve lazer-nokta konumunun deneysel ölçümleri, zamana bağımlı asimetriyi yüzde birkaçta yerleştirir. Benzer deneyler, NIF'te yapılabilir. Ayrıca, Nova'da kapsül üzerindeki zamana bağımlı asimetrinin doğrudan ölçülmesi için NIF'e uygulanacak çeşitli teknikler geliştirilmiştir.

Çeşitli hedefler arasında, asimetriye duyarlılıkta küçük farklar bulunur. Küçük kapsüller, yavaşlama RT büyümesine eşlik eden asimetriklere karşı biraz daha duyarlıdır. Fark, büyük değildir ve simetri duyarlılığı, lazer boyutunun ve gücünün tüm uzlaşmalarını belirlemede önemli olan bir sorun değildir. Belirli bir kapsüle sahip holram boyutunun değiştirilmesi, simetri sorununun, muhtemelen uzlaşmalarda daha önemli olacağı anlamına gelir.

Hesaplamaları tamamlanan hem görüş katsayısı (view factor) hem de ayrıntılı 2D, simetrinin, holram geometrisindeki ve demet koni konumlarındaki değişikliklere duyarlılığını değerlendirmek için uygulanmıştır. Çizelge 3.3, analitik analizlerle genellikle tutarlı olan görüş katsayısı hesaplamalarına ilişkin sonuçları verir.

Şekil 3.35, tamamlanan hesaplamalardan belirlenen 2D duyarlılığının bir örneğini göstermektedir; adım lazer güç profili (step laser power profile) ile sürülen bir

berilyum ısı kalkanı hedefi, bu durum için örnek olarak verilebilir. Bu hedef, lazer üzerinde noktalama özelliği verilen, beklenen sapmanın dışında iyi olan, $\pm 200 \mu m$ 'lik ortalama halka konumunun demet hareketini tolere edebilir.

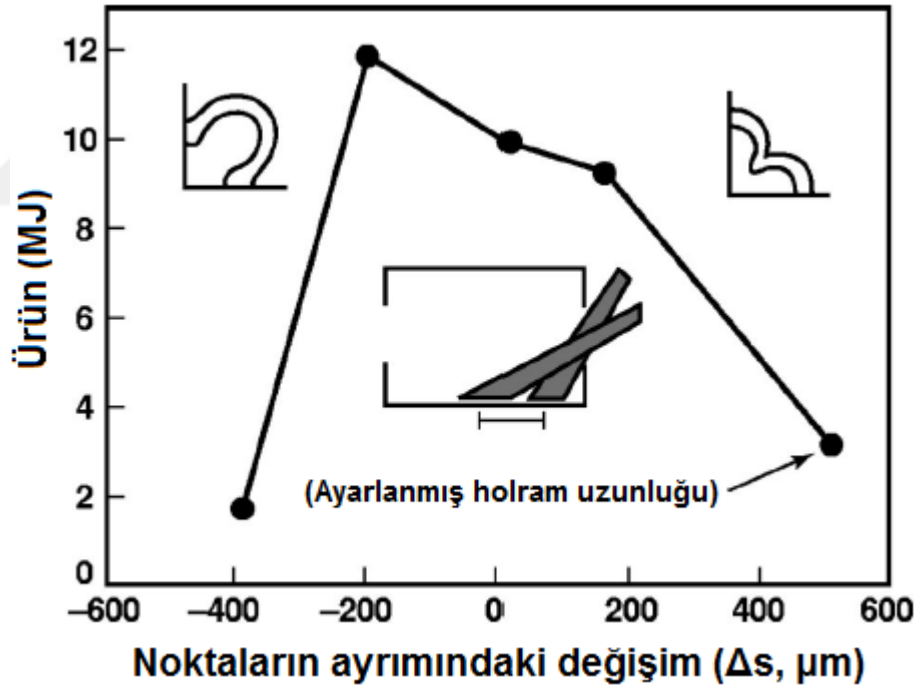
Çizelge 3.3. İki koni şeklindeki demetlerle simetriyi kontrol etmek için birçok parametre mevcuttur.

		$P_2(\%)^a$	$P_4(\%)^a$
İç güç dengesine karşı dış güç dengesi			
%5 oranında iç/dış gücü değiştirmek	Ayak	1,7	-0,4
	Tepe	1,0	-0,1
Holram boy oranı (sabit holram alanı ve LEH, LEH'deki merkezi demetler)			
Holramı $100 \mu m$ daha uzun yapmak	Ayak	1,8	1,6
	Tepe	1,6	0,7
Holramı $100 \mu m$ daha uzun yapmak, P_2 değişimini düzeltmek için güç kullanmak	Ayak		2,0
	Tepe		0,8
Dış demet noktalaması			
Noktaları $100 \mu m$ dışarıya taşımak	Ayak	1,2	1,2
	Tepe	1,2	0,5
İç demet noktalaması			
Noktaları $100 \mu m$ dışarıya taşımak	Ayak	1,4	-1,2
	Tepe	0,9	-0,5

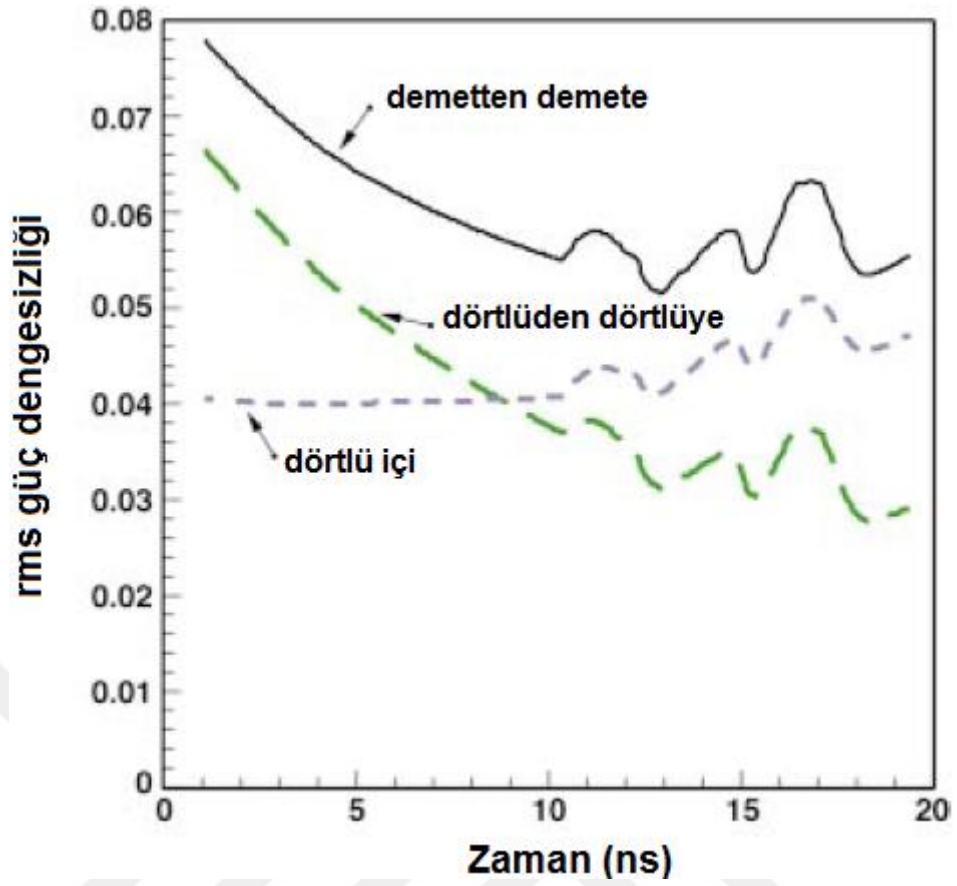
^aTahminler, Walle 3D görüş katsayısı ışıma taşıma kodunu kullanarak yapılmıştır.

NIF ateşleme hedeflerinin, demetler arasındaki rastgele noktalama ve güç dengesizliğine duyarlılığını tahmin etmek için ve bileşenlerdeki ve NIF alt sistemlerindeki özellikleri belirlemek için, NIF demet yollarının bir performans modeli geliştirilmiştir. Bu model, hem demet yolundan demet yoluna sistematik değişimleri hem de rastgele değişimleri bünyesinde toplar. Sistematik değişimler,

atıştan atışa tekrarlanabilen, optik iletim ve frekans dönüşümlü kristal kalınlığı gibi, demet yollarındaki farklılıklardan ortaya çıkar. Rastgele değişimler, atıştan atışa değişebilen yükselteç (amplifier) kazancı gibi şeylerden kaynaklanmaktadır. NIF, 48 dörtlüye sahip olacak şekilde yapılandırılmıştır. Her dörtlüdeki dört demetin hepsi, tek bir ön yükselteç (preamplifier) modülü ile sürülür. Bu nedenle, her bir demetteki güç, bir dörtlüdeki diğer demetlerden tamamen bağımsız değildir. Bir dörtlüdeki demetlerin her biri, bağımsız olarak noktalanır, fakat bir dörtlüdeki her bir demetten gelen noktalar, kısmen holram duvarı üzerinde örtüşür. Şekil 3.36, bu model tarafından hesaplanan güç dengesizliğini göstermektedir. Güç dengesizliği, 1ω çıkışındaki doyma (saturation) etkileri nedeniyle sinyalde daha geç azaltılır ve tepe güç yakınındaki frekans dönüşüm kristallerinde 1ω güç dengesizliğine duyarlılık, güç dengesizliğini azaltır.



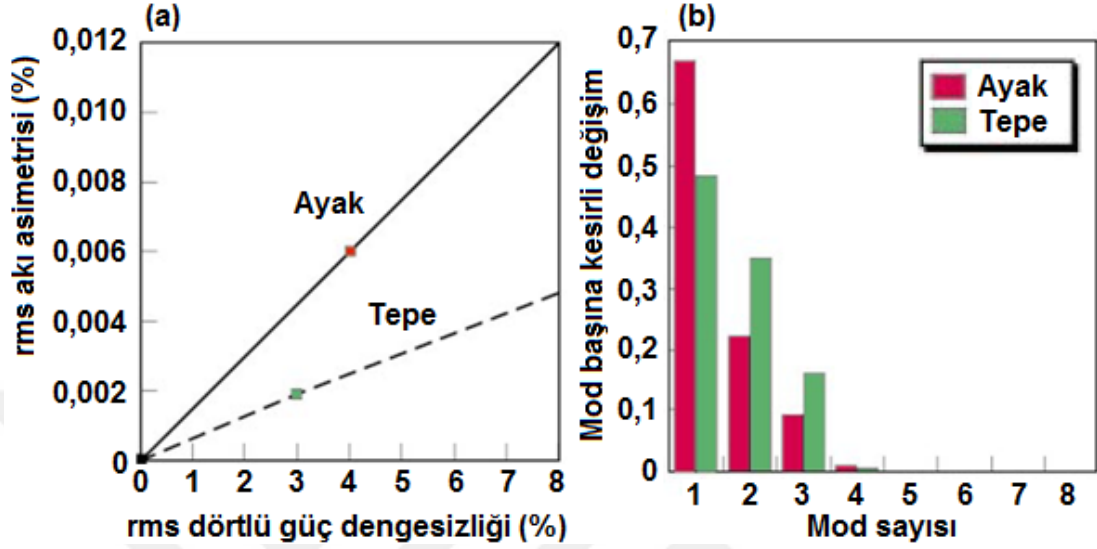
Şekil 3.35. Tamamlanan hesaplamalar, noktalamaya karşı kabul edilebilir duyarlılığı onaylamak için kullanılmaktadır. Lazer halka ayrımı, P_4 'ü kontrol eder. Noktalama duyarlılığı, P_4 'ün kontrol edilmesi için kullanılabilecek kadar yeterince büyük, fakat belirtilen noktalama doğruluğu için yeterince küçüktür. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.36. (Renkli) PT sinyalinin 1,8 MJ ölçeği için NIF'te, hesaplanan toplam rms güç dengesizliğine karşı zaman, Çizelge 3.2'de belirtilen güç dengesi işlevsel gereksinimlerini karşılamaktadır. (Lindl ve ark., 2004)

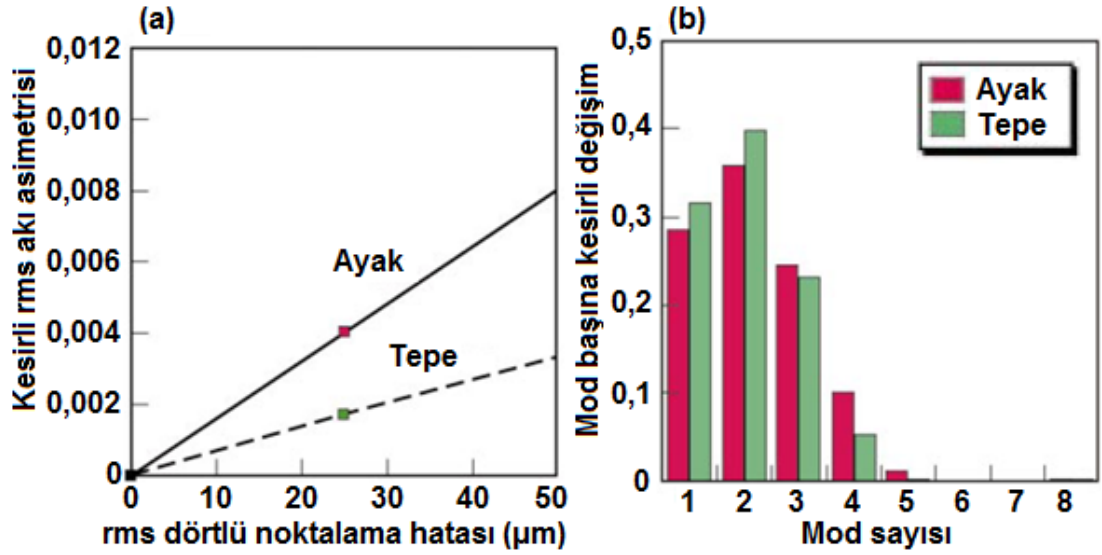
Şekil 3.36'daki güç dengesizliği göz önüne alındığında, 3D görüş katsayısı kodu Gertie, kapsül üzerindeki akı asimetrisini tahmin etmek için kullanılır. Şekil 3.37.a, toplam rms kapsül akısının, ayak ve tepe sinyali boyunca orta noktadaki görüş katsayılarını kullanarak, dörtlü dörtlüye güç dengesizliği miktarına duyarlılığını göstermektedir. Kapsül, büyük olduğu için ve ayak sırasında holram albedoları, düşük olduğu için, tepe sırasındakine göre ayak sırasında belirli bir güç dengesizliği için kapsülde daha büyük bir akı asimetrisi vardır. Ayak sinyali sırasında ortalama dörtlü güç dengesizliği, yaklaşık %4'tür ve tepe sırasında yaklaşık %3'tür. Dolayısıyla, kapsülde ortaya çıkan güç dengesizliği, ayak sırasında yaklaşık %0,6 ve tepe sırasında %0,2 olacaktır. Şekil 3.37.b, güç dengesizliğinden dolayı kapsül akısının toplam değişimine her Legendre modunun kısmi katkısını vermektedir. Bu,

güç dengesizliği etkisinin, ağırlıklı olarak çok düşük seviyeli modlarda olduğunu gösterir.



Şekil 3.37. (Renkli) (a) Dörtlü dörtlüye güç dengesizliği miktarının bir fonksiyonu olarak, rms kapsül-akı asimetrisi. Kırmızı ve yeşil kareler, Şekil 3.36'dan NIF için tahmin edilen rms dörtlü güç dengesizliğini göstermektedir. (b) Güç dengesizliğinden dolayı, kapsül akısının toplam değişimine her Legendre modunun kısmi katkısı. (Lindl ve ark., 2004)

Rastgele akı asimetrisine diğer katkıda bulunan şey, noktalama hatalarıdır. Şekil 3.38.a, rms dörtlü noktalama hatasının bir fonksiyonu olarak kapsül üzerindeki rms akı asimetrisini göstermektedir. İzin verilebilen demet demete noktalama hataları için NIF özelliği, $50 \mu m$ 'dir. Noktalama hatalarının birbiriyle ilişkili olmadığı varsayılırsa, o zaman, $50 \mu m$ 'lik demet demete bir hata, $25 \mu m$ 'lik dörtlü dörtlüye bir hataya karşılık gelir. Karşılık gelen kapsül akı asimetrisi, ayak sırasında yaklaşık %0,4 ve tepe sırasında %0,2'den azdır. Bir dörtlü içindeki demetlere mahsus olan bazı noktalama hatası kaynaklarının olması muhtemeldir. Ancak, arıza şu anda belirlenmemiştir. Şekil 3.38.b, Legendre moduna göre kısmi katkıyı göstermektedir.



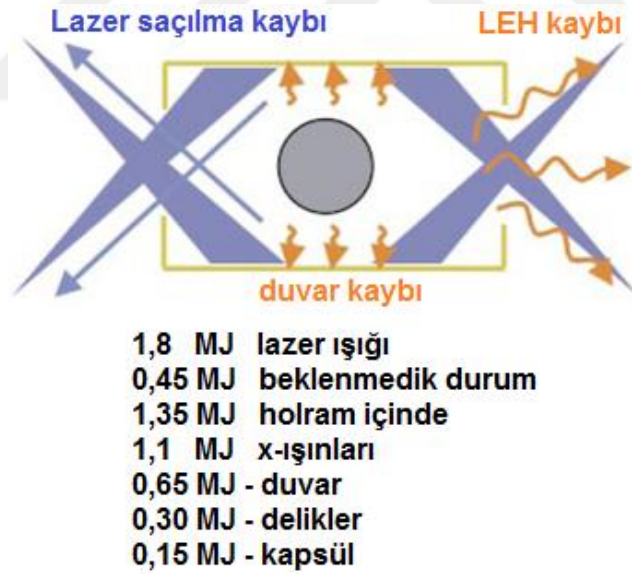
Şekil 3.38. (Renkli) (a) Dörtlü dörtlüye noktalama hatalarının bir fonksiyonu olarak, rms kapsül-akı asimetrisi. Kırmızı ve yeşil kareler, NIF için tahmin edilen dörtlü dörtlüye noktalama hatasını göstermektedir. (b) Demet noktalama hatalarından dolayı, kapsül akısının toplam değişimine her Legendre modunun kısmi katkısı. (Lindl ve ark., 2004)

Ayrıca asimetriler, şu anda önemli olmadığı öngörülen, fakat belirsizliklerin kaldığı LPI süreçlerinden de kaynaklanabilir. Işık, holram'daki farklı konumlarda farklı verimlerle saçılabilir veya emilebilir. Her durumda bu etki; bir güç dengesi değişikliği, X-ışını emisyon noktalarının hareketi veya belki de (küçük açılı yan saçılım için) lazer birikme noktalarının yayılması ile eşdeğerdir. Zorluklar; sadece, bu etkilerin tekrar etmeyen kısmının yukarıda açıklanan sınırlardan daha büyük olması durumunda ortaya çıkar. Bu işlemlerden herhangi biri gerçekleşirse fakat tekrarlanabilir olmak ve çok büyük olmamak şartıyla, bu etki, holram tasarım parametrelerini değiştirerek hafifletilebilir. Nova deneylerine ve modellemesine dayanarak, bu işlemlerin, 300 eV holramlar için kabul edilebilir sınırlar dahilinde tutulabileceği beklenir. Bu, 300 eV PT hedefi için yapılamazsa, holram boyutu artırılabilir, lazer şiddeti düşürülebilir ve buna bağlı olarak holram sürücü sıcaklığı, plazmayı önemli ölçüde azaltan 250 eV tasarıma düşürülebilir. (Lindl ve ark., 2004)

3.5. Daha İyi Performans için NIF Holram ve Kapsülleri

Yukarıda açıklanan NIF holramları, Nova üzerinde en derinlemesine test edilen kavramları kullanır ve holram malzemeleri, LEH boyutları ve holram geometrisi için nispeten koruyucu varsayımlar kullanır. Hedef fizik anlayışındaki ilerlemeler, gelişmiş çiftlenim verimine sahip holram tasarımlarının geliştirilmesini mümkün kılmaktadır.

Yukarıda tanımlandığı gibi, temel NIF hedefleri, holramın içine, yaklaşık 1,3 MJ emilen lazer ışığı gerektirir. Bu, LPI ve holram çiftlenim belirsizliklerinden kaynaklanan kayıpları gidermek için enerjide yaklaşık %33'lük bir fazlalık sağlar. Yedek plazmalar (surrogate plasmas) üzerindeki Nova deneyleri, yeterli demet düzleştirilmesi (beam smoothing) vasıtasıyla, LPI kayıplarını, %5 ila %10'dan küçük veya eşit ($\leq$ %5 – %10) tutmanın mümkün olabileceğini gösterir. Şekil 3.39, bir

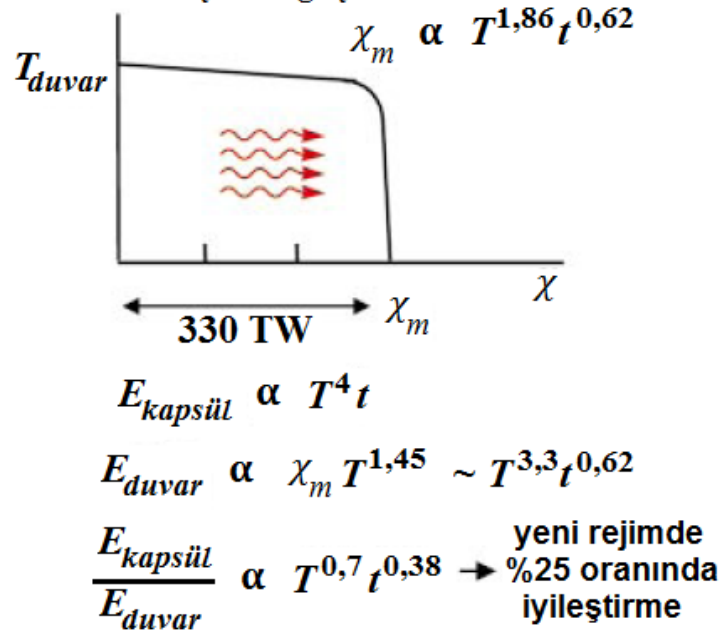


Şekil 3.39. (Renkli) NIF “nokta tasarımı”, yakıt kapsülüne, 1,8 MJ lazer çıkışına göre %8,3'lük veya hesaplanan 1,3 MJ emilen enerjiye göre %11'lik, hesaplanan bir çiftlenim verimi sağlar. Hedef fiziğindeki son gelişmeler, %20 ila %30 arasında çiftlenim verimi tasarlamaktadır. Bu hesaplamalar; holram duvar kayıplarını azaltmak için malzeme karışımlarına ve holram-kapsül alan oranlarını (case-to-capsule area ratios) ve LEH alanlarını azaltmak için holram simetrisinin daha iyi anlaşılmasına dayanmaktadır. (Lindl ve ark., 2004)

NIF ateşleme hedefi için enerji dağılımını göstermektedir. Beklenmedik durum için 0,45 MJ dahil olmak üzere, 1,8 MJ çıkıştan (output) 0,15 MJ kapsüle kadar olan bütün çiftlenim verimi %8,3'tür. Aşağıda anlatıldığı gibi, muhtemelen, holram verimi önemli ölçüde artırılabilir.

	11/5* Performans	11/7* Performans
NIF nokta tasarımı (300 eV, 3,5 ns)	1,8 MJ 500 TW	1,8 MJ 500 TW
Uzun sinyal tasarım bölgesi (250 eV, 7,5 ns)	2,1 MJ 260 TW	2,5 MJ 330 TW

*11/5 ve 11/7, ana yükselteç ve yardımcı yükselteçteki lazer plakaların sayısını ifade eder. NIF tasarımı, her iki duruma da uyum sağlayabilir.



Şekil 3.40. (Renkli) Uzun sinyallerde, NIF, daha fazla lazer enerjisi sağlayabilir ve uzun sinyaller, yüksek holram duvar albedosu nedeniyle daha iyi kapsül çiftlenim verimi ile sonuçlanır. (Lindl ve ark., 2004)

Temel holram tasarımları, baskın Nova veritabanıyla bağlantı kurmak için holram duvar malzemesi için altın (Au) kullanılmaktadır. Bazı modelleme ve deneyler; holram duvar kayıplarının, malzeme karışımlarını kullanarak önemli ölçüde

düşürülebileceğini belirtmektedir. Holram duvarındaki kayıplar, opaklığın nispeten düşük olduğu foton enerjileri ile yönetilir. Yani, holram duvarındaki opaklık, nispeten düşük olduğundan, foton enerjileri holram duvarından kaçabilmektedir. Bu da, holram duvarında kayıplara neden olmaktadır. Bir maddenin yüksek opaklık foton enerjilerinin başka bir malzemenin düşük opaklık foton enerjileri ile çakıştığı malzemeleri kullanarak, hesaplamalar, duvar kayıplarının üçte bir oranında azaltılabileceğini gösterir. Enerjinin baskın çukuru, holram duvarı olduğundan, bu kaybı azaltmak, genel verim üzerinde büyük baskıya sahiptir.

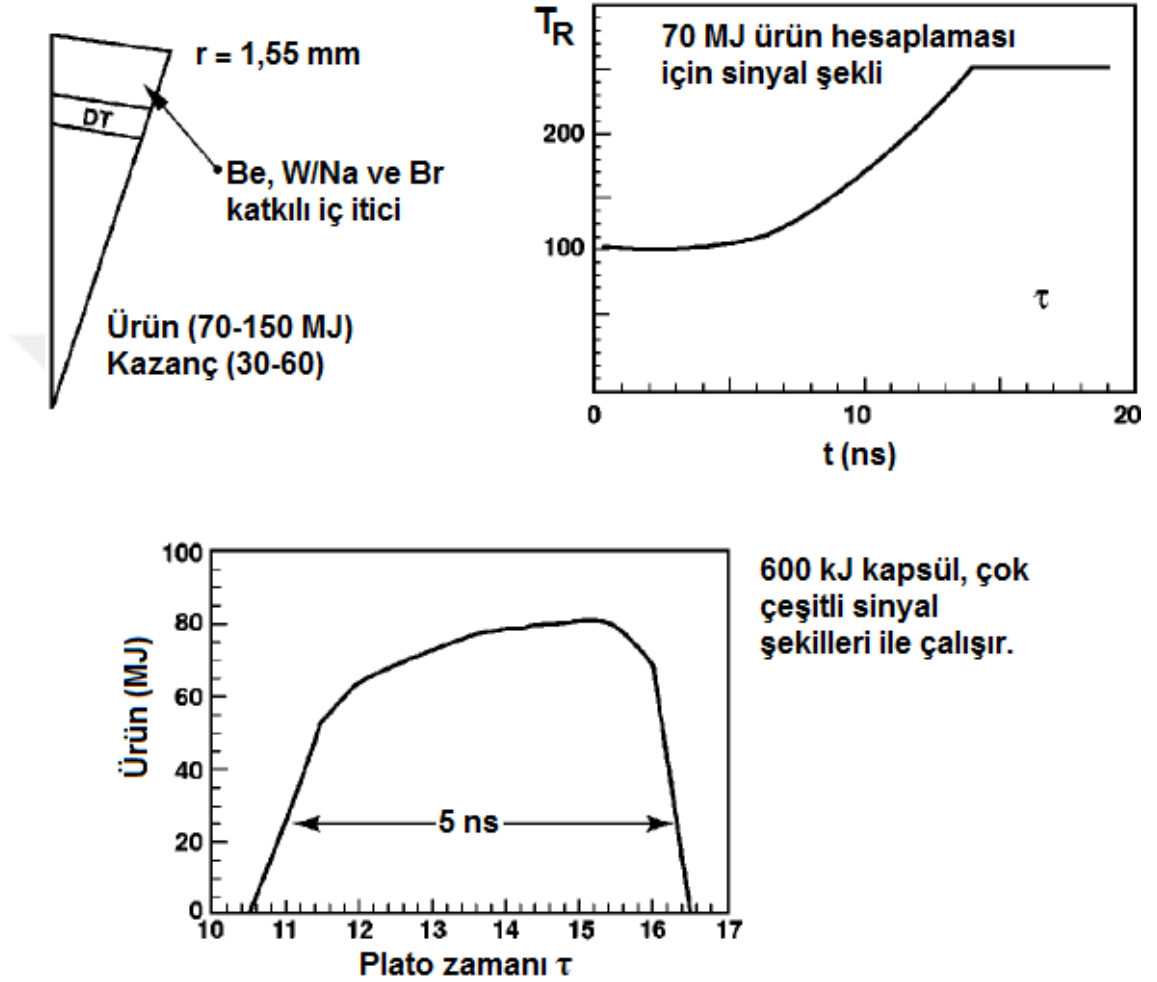
Aynı nedenle, holram boyutunu kapsül boyutuna göre azaltmak, büyük bir baskı oluşturabilir. NIF temel holram boyutu, kapsül-akı simetrisine duyulan güveni en üst düzeye çıkarmak için seçilmiştir. Son hesaplamalar, bazı koşullar altında holram alanını %20 veya daha fazla azaltmanın ve yeterli simetriyi sürdürmenin mümkün olabileceğini göstermektedir. Ayrıca karışımlarla elde edilen holram duvarının yüksek albedoları, asimetri için kaynak düzeyinin düşürülmesine yardımcı olabilir, bu da holram-kapsül alan oranının (case-to-capsule area ratio) eş zamanlı olarak azalmasına neden olur. Lazer LEH'leri, demet boşluğundan emin olmak için holram tasarımlarının çoğunda, gerekli olandan daha büyük yapılmıştır. Hesaplamalar; LEH kayıplarının, bazı tasarımlarda %40 oranında azaltılabileceğini gösterir.

Holram-çiftlenim verimindeki bu iyileştirmelere, düşük tepe sürücü sıcaklıklı hedefler için, daha kolay erişilebilir. NIF'te yaklaşık 350 eV olarak düşünülen en yüksek sürücü sıcaklıklarında, tek mümkün iyileştirme, duvar malzemesi için karışımların kullanılmasıdır. Yüksek sıcaklıklarda, LEH boyutunu veya holram-kapsül alan oranını azaltmak için küçük bir boş yer var gibi görünür. Diğer uçta, bu mümkün iyileştirmeler, 250 eV'de, önemli ölçüde daha büyük kapsüllerin içeriye patlamasını mümkün kılabilir. Ardından, ek bir avantaj da mümkündür: Düşük holram sıcaklıkları ve büyük kapsüller, lazerden düşük güç ve uzun sinyal çıkışı gerektirir. Bu, muhtemelen lazerden ek enerji elde edilmesine neden olur. Şekil 3.40'ta gösterildiği gibi, uzun sinyaller, NIF'in daha fazla çıkış enerjisi vermesine neden olabilir ve ayrıca çiftlenim veriminde iyileşme sağlayabilir. 300 eV'de çalışan nokta-tasarım kapsülü için, NIF lazeri, 3,6 ns'lik etkin yüksek güçlü bir sinyal uzunluğunda 1,8 MJ ve 500 TW sağlamak üzere tasarlanmıştır. 250 eV'de çalışan ve

600 kJ emen bir kapsüle uygun olan 7,5 ns eşdeğer yüksek güçlü bir sinyal için, NIF, 2,1 ila 2,5 MJ arasında bir çıkış enerjisine sahiptir. Büyük çıkış, NIF çıkış yükselteçlerinde iki ilave lazer levhası kullanır. Şekil 3.40'taki tabloda verilen iki sütun, her iki durumda da, ana yükselteçteki lazer levhalarının sayısı 11'e ve yardımcı yükselteçteki sayısı beş ya da yediye karşılık gelir. NIF, ilave levhaların eklenebileceği şekilde tasarlanmaktadır. Nominal holram hedefinin kısa, yüksek güç sinyali, eklenen levhalardan fayda görmez çünkü çıkış, mevcut olan depolanmış enerji ile sınırlanmaya göre, çıkış hasar akıcılığı (output damage fluence) ile daha fazla sınırlıdır. Bu artan enerjiden yararlanma kabiliyeti, mevcut araştırmanın bir konusunu oluşturan 3ω optik hasardaki gelişmelere bağlıdır. Ayrıca, büyük uzun sinyalli holramlar için, Şekil 3.40'taki taslakta gösterildiği gibi, albedodaki artışa bağlı olarak, holram duvar kaybı daha da azaltılır. Kapsül enerjisinin duvar kaybına oranı, yaklaşık $T^{0,7}\tau^{0,38}$ olarak ölçüldüğünden, çiftlenim verimi, yüksek enerji, düşük sıcaklık tasarımı için, yaklaşık %15 oranında iyileştirilir.

Bu fikirler, Şekil 3.41'de gösterilen, sinyal şekline bağlı olarak 70 ila 150 MJ arasında ürünler sağlayabilen, 600 kJ kapsüle uygulanmıştır. Şekil 3.42, bu kapsülü sürmek için gereken X-ışını enerjisini gösterir. Şekil 3.42.a, standart bir holrama sahip NIF'te, bu kapsülün sürülmesinin imkansız olacağını göstermektedir: Bu hesaplama, saf altın bir holram, standart bir LEH ve holram boyutunun kapsül boyutuna standart bir oranını kullanmaktadır. Bu hedef, 3,3 MJ X-ışını ve 3,8 ila 4,0 MJ arasında lazer ışığı gerektirir; bu da NIF kabiliyetinin çok ötesindedir. Şekil 3.42.b, bu duvar için en uygun malzeme karışımını kullanarak ve sinyal esnasında LEH'in kapanmasını sağlayarak, bunun, 2,3 MJ'e düşürülebileceğini gösterir. Holram boyutları ve LEH çapı %10 azaltılırsa, toplam X-ışını enerjisi, Şekil 3.42.c'de gösterildiği gibi, 2,0 MJ'e kadar daha da düşürülebilir. Lazer ışığının, 2,3 ila 2,4 MJ arasında emilmesi gerekir ve bu emilen gerekli enerji, lazer saçılma kayıpları %5 ila %10 arasında sınırlanabilirse, NIF kabiliyeti dahilindedir. Simetri henüz optimize edilmemiş ve NIF temel hedefinden daha kötü olmasına rağmen, holram ve kapsülün bütünleştirilmiş hesaplamaları, Şekil 3.42.c'de gösterilen tüm değişikliklerle birlikte neredeyse 1D ürünlerini elde etmiştir. Hem hedef tasarımında hem de deneylerde çok daha fazla çalışmaya ihtiyaç duyulmasına rağmen, bu enerjik iyileştirmeler, Şekil 3.43'te gösterildiği gibi, hem 250 eV hem de 300 eV

kapsüllerde, NIF'teki ateşleme eşığının çok üzerine çıkmaya sebep olmuştur. 250 eV kapsül için 30 ila 60 arasındaki kazançlar, eylemsiz füzyon enerjisi (IFE) uygulamaları için gerekli olanlara yaklaşılmaktadır. (Lindl ve ark., 2004)

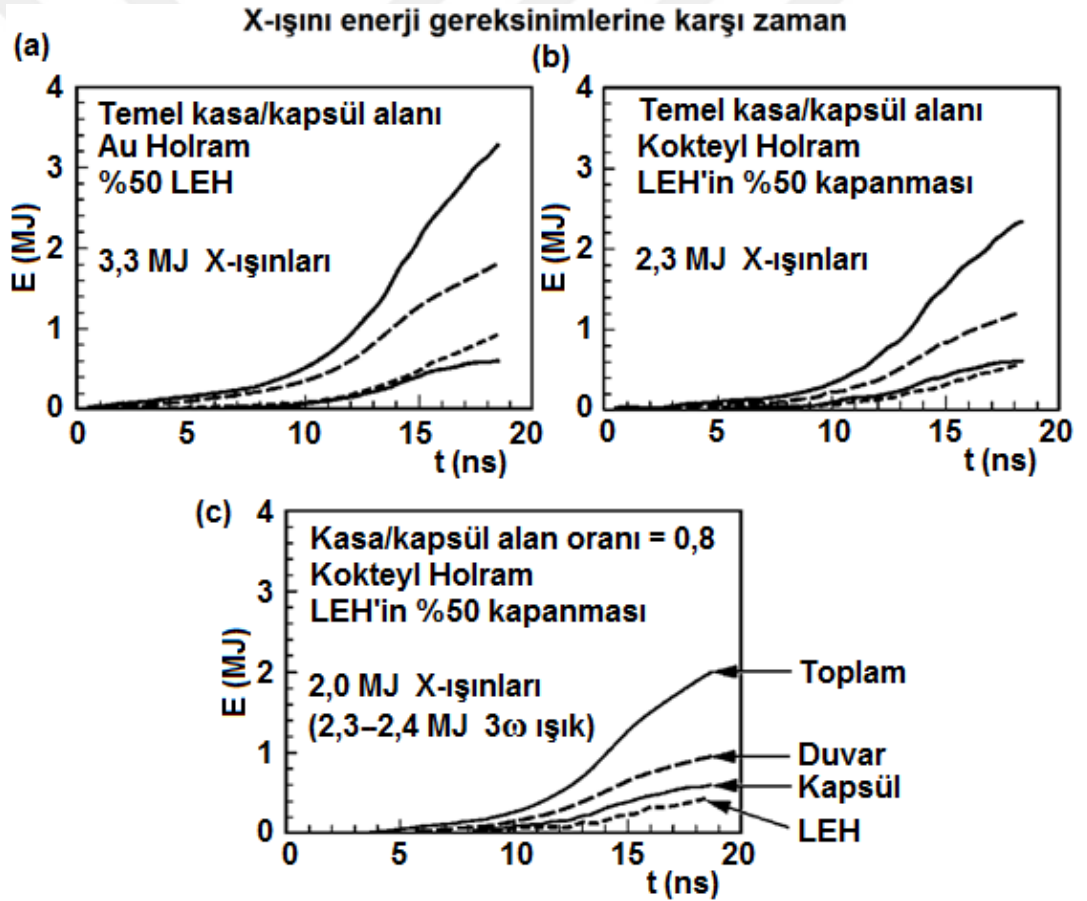


Şekil 3.41. İyileştirilmiş holram çiftlenim verimini kullanarak, 250 eV berilyum tasarımını, NIF'te ~100 MJ ürünle sürmek mümkün olabilir. (Lindl ve ark., 2004)

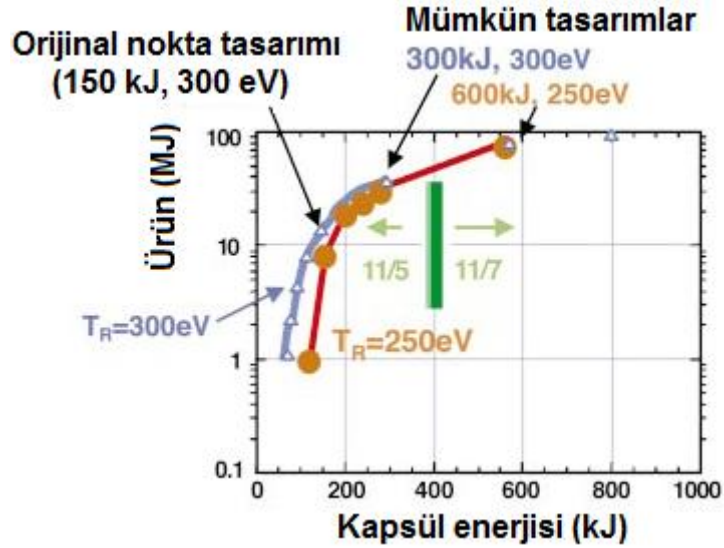
3.6. NIF-Ölçekli Plazmalarda Lazer-Plazma Etkileşimleri

Dolaylı besleme EHF ateşleme deneyinin başarısı, holram duvarındaki yüksek Z'li plazma vasıtasıyla lazer ışığının zamansal ve uzaysal emilimini tahmin ve kontrol etme kabiliyetine bağlıdır. Ateşleme hedefleri için gereken holram boyutu ve uzun

sürekli ölçek ($\sim 10 - 20$ ns), 3ω ($\lambda_0 = 351$ nm) lazer demetlerinin, holram duvarında emilmeden önce yayılması gereken birkaç milimetrelik plazma ($n_e \approx 0,1n_c$) varlığına neden olur. Işık emilme hızı, $v_{abs} = n_e v_{ei} / 2n_c$ 'dir. Burada, $v_{ei} = \left(4\sqrt{2\pi}/3\sqrt{m_e T_e^3}\right) \sum_j n_j Z_j^2 e^4 \ln(\Lambda)$, elektron yoğunluğu n_e 'ye, elektron sıcaklığı T_e 'ye ve her bir iyon türünün yük durumu (charge state) Z_j 'ye ve yoğunluğu n_j 'ye bağlıdır. Burada, m_e elektron kütlesidir, e elektron yüküdür, n_c kritik yoğunluktur ve $\ln(\Lambda)$ Coulomb logaritmasıdır. Lazer ışığı, duvarın yakınındaki yüksek Z'li plazma içerisinde kuvvetle emilir fakat düşük Z'li gaz dolumu içerisinde zayıfça emilir.



Şekil 3.42. Kokteyllerin kullanımı, LEH azalması ve daha küçük holram-kapsül alan oranı, ısıma gereksinimlerinin azalmasına neden olur ve bu da, 600 kJ emilen enerjili bir kapsülün NIF'te uygulanabilmesini mümkün kılar. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.43. (Renkli) Hedef fiziğindeki ve 11/7 yükselteçlerdeki iyileştirmeler, NIF'teki ateşleme eşiğinin çok üzerine çıkmıştır. (11/7, ana yükselteçte 11 lazer levhasına ve yardımcı yükselteçte 7 levhaya karşılık gelir. 11/5 yapılandırması, yardımcıda 5 levhaya sahiptir.) (Lindl ve ark., 2004)

Demetlerin holram duvarına yayılması, holram içerisindeki düşük yoğunluklu plazma içerisinde çeşitli lazer saçılması ve kendiliğinden odaklama (filamentasyon) işlemlerinden etkilenebilir. Örneğin, böyle bir plazmadan geçerken, gelen ışık dalgası, geri saçılmış bir ışık dalgasına ve plazmanın bir iç moduna, ya bir iyon ses dalgasına (ion sound wave) veya bir elektron plazma dalgasına (electron plasma wave) rezonans olarak bozunabilir. Geri saçılmış ışık dalgası, iç modu pompalayan bir frekansta gelen ışık dalgasıyla çarpışabilir; Bu işlem, plazma dalgasının genliğini artırabilir, bu da, onun saçılma verimini artırır. Bu nedenle, iç mod ve saçılmış ışık dalgalarının genliklerinin 0,1 ila 10 ps arasındaki zaman ölçeklerinde üstel olarak büyümesine neden olabilen, kararsız bir geri besleme döngüsü oluşturulur. Bu parametrik saçılma kararsızlıkları; iyon ses dalgalarından saçılma için SBS'dir, elektron plazma dalgalarından saçılma için SRS'dir. Bu kararsızlıkların her ikisi de, plazmadan yansıyan veya doğrudan kapsüle parlayan önemli miktarda ışık da dahil olmak üzere, aydınlatma simetrisini bozarak istenmeyen etkilere yol açabilir. Ayrıca, yüksek faz hızlı plazma dalgalarının sönümü, füzyon yakıtının ön ısıtmasına ve onun sıkıştırılabilirliğinin azaltılmasına neden olan enerjik elektronlar üretebilir.

Lazer demetinin yayılmasını etkileyebilecek başka bir kararsızlık, filamentasyon veya kendiliğinden odaklama, demet içindeki bireysel benekler (“sıcak noktalar”), kırılma indisi değişikliklerini kendiliğinden indüklediğinde ortaya çıkar. Lazerin ponderomotive basıncı, plazma yoğunluğunu, yerel lazer şiddetiyle yaklaşık olarak orantılı bir şekilde sıkıştırır. Buna ek olarak, lazer vasıtasıyla bu yoğunluk kanallarının oluşturulması, elektron sıcaklığını ve ponderomotive basıncıyla eş fazlı termal basınç pertürbasyonlarını oluşturan, bölgesel lazer birikimi ile güçlendirilir. Işık dalgaları, düşürülmüş yoğunluğa doğru kırıldığından, lazer yayılımı, lazerin şiddet profiline cevap olan istikrarlı yoğunluk ile değiştirilir. Yeterli güç sayesinde bütün demet, kendiliğinden odaklama yapabilir veya demet şiddetine yönelik pertürbasyonlar, filamentasyona ve demet bozukluğuna neden olmayı üstel olarak artırabilir. Düşürülmüş yoğunluğa doğru kırılma vasıtasıyla lazer gücünün yoğunlaşmasına, kırınım tarafından engel olunur. Demet sapmasının ilgili işlemi, akan plazmadaki filamentasyon tarafından etkilenir.

Lazer üretilen plazmaların çoğunda, SBS ve SRS, plazma homojensizliği ile sınırlıdır. Ancak, hidrodinamik simülasyonlar, NIF ateşleme holram plazmasının çok düzenli olduğunu ve düşük hızlı gradyanlar sergilediğini göstermektedir. Böylece, NIF holramlarında beklenen plazmalarda, ya dalga sönümü, ya pompa tüketimi ya da doğrusal olmayan doyma mekanizmaları, kararsızlık büyümesinde birincil kısıtlamalar olacaktır. Homojen düşük yoğunluklu plazmalardaki 351 nm Nova etkileşim deneylerinden bazıları, gelen lazer enerjisinin %35’inin SBS olarak geri saçıldığını gösterir; Diğer deneylerde, SRS yansımali enerji kesirleri %25 seviyesinde gözlenmiştir. Bu aşırı durumlar, NIF plazmada beklenenden daha az doğrusal sönüm kararsızlıklarına sahip olan plazmalardan saçılmayı temsil etmesine rağmen, parametrik kararsızlıkların problemlere neden olma potansiyelini göstermektedirler. Bu geri saçılma miktarı, açıkça, X-ışını sürücüsünü azaltarak ve bir hedefi ateşlemeye sürmek için gerekli olan lazer enerjisini artırarak, holram duvarına birleşmeyi azaltacaktır. Buna ek olarak, Nova lazer tesisindeki bir dizi deneyde, nispeten düşük lazer şiddetinde geri saçılma, enerjik olarak önemsiz ($< \%1$) ve benzer koşullar için yüksek lazer şiddetlerindeki kıyasla daha düşük olmasına rağmen, doğrusal kararsızlık teorisinden beklenenden çok daha büyüktür. SRS ek problemlere neden olabilir, çünkü süreç, enerjiyi yalnızca geri saçılmış ışığa

ve elektron plazma dalgalarına aktarmaz, aynı zamanda onlarca keV enerjili suprathermal elektronlar üretir. SBS ve SRS gibi kararsızlıklardan kaynaklanan kayda değer enerji saçılması, demetten demete rastgele değişirse, yüksek yakınsama içeriye patlamasının simetri gereksinimlerini karşılamak için gereken demetler arasındaki gücün $< \%8$ 'lik rms değişiminin NIF güç-dengesi özelliğini karşılamayı zorlaştıracaktır. (Lindl ve ark., 2004)

3.7. NIF Plazmaları için Teori ve Kod Geliştirme

3.7.1. Doğrusal Teori

Rezonans üçlü dalga kararsızlıkları, SBS ve SRS'nin, zaman ve uzay olarak faz uyumu (phase matching) gerektirmesi, frekans ve dalga sayısı uyum şartlarını (matching conditions) uygulamayı gerektirir. Dolayısıyla, bu şartlar, kararsızlıkları, uzaysal homojensizliğe (spatial inhomogeneity) ve zamansal uyumsuzluğa (temporal incoherence) duyarlı hale getirir.

SBS için dalga sayısı uyum şartı,

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_{ia} \quad (3.15)$$

denklemini gerektirir. Burada, $\mathbf{k}_0$ ve $\mathbf{k}_s$, sırasıyla, plazma içindeki gelen ve saçılan ışık dalga vektörleridir. İyon ses dalgası (ion-acoustic wave) $\mathbf{k}_{ia}$ 'nın dalga sayısı, doğrudan geri saçılma için $2k_0$ 'a eşit bir büyüklüğe sahiptir (çünkü $\mathbf{k}_s \approx -\mathbf{k}_0$). Burada k_0 ,

$$k_0 = k_{\text{vac}} (1 - n_e/n_c)^{1/2} \quad (3.16)$$

ile verilen, gelen lazer ışığının vakum dalga sayısı $k_{\text{vac}} = \omega_0/c = 2\pi/\lambda_0$ ile alakalıdır, burada, n_e bölgesel elektron yoğunluğudur, n_c kritik yoğunluktur ve c ışık hızıdır. Bu, $0,1n_c$ yakınındaki yoğunluklar için küçük bir düzeltmedir.

Rezonans uyumu, saçılmanın olduğu plazmanın ses hızına (sound speed) ve Mach sayısına (Mach number) en şiddetli biçimde bağlıdır.

$T_i \ll Z_j T_e$ ilişkisinin olduğu soğuk iyon plazmasındaki iyon ses dalgası dağılma ilişkisi,

$$\omega^2 = k^2 \lambda_{De}^2 \sum_j \omega_{pj}^2 \quad (3.17)$$

ile verilir. Burada, $\omega_{pj} = (4\pi n_j Z_j^2 e^2 / m_j)^{1/2}$, iyon türü j olan sayı yoğunluğu n_j ve kütle m_j için iyon plazma frekansıdır; $\lambda_{De} = v_e / \omega_{pe}$, elektron Debye uzunluğudur; $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$, elektron plazma frekansıdır; ve $v_e = \sqrt{T_e / m_e}$, elektron termal hızıdır. Tek tür sınırında ve $k \lambda_{De} \ll 1$, $Zn = n_e$ için ve bilinen dağılma ilişkisi, $\omega = k \lambda_{De} \omega_{pj} = k C_s = k (Z T_e / m_i)^{1/2}$ şeklinde düzeltilmiştir, burada, C_s ses hızıdır.

Gelen foton enerjisinin çoğu, geri saçılmış fotona aktarılmasına rağmen, iyon ses dalgası,

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{ia} \quad (3.18)$$

denkleminde göre biraz enerji alır; Doğrudan geri saçılma için saçılmış ışık dalgasındaki frekans kayması $\Delta\omega$, dolayısıyla, durağan bir plazmada

$$\Delta\lambda \approx 2\lambda_{vac} (1 - n_e/n_c)^{1/2} C_s/c \quad (3.20.a)$$

'lık bir dalga boyu kaymasına neden olan yaklaşık

$$\Delta\omega = \omega_{ia} \approx 2k_0 C_s \quad (3.19)$$

'dir. Mach sayısı $M = v/C_s$ ile gözlemciye doğru akan bir plazma için,

$$\Delta\lambda \approx 2\lambda_{vac} (1 - n_e/n_c)^{1/2} (1 - M) C_s/c \quad (3.20.b)$$

birleşik etki ile ek bir Doppler kayması gözlemlenir. Hafif ve ağır türlerin bir karışımında, ses hızı ve dolayısıyla, Denklem 3.20'deki dalga boyu kayması, baskın olarak, ağır türdeki yük-kütle oranı ve elektron sıcaklığı ile belirlenecektir. (Ağır tür, çok küçük bir kesirse, bu doğru değildir.)

SRS optik ışığının dalga boyu, saçılmış olduğu plazmanın yoğunluğu ve sıcaklığı hakkında bilgi taşır çünkü saçılmış olduğu elektron plazma dalgası, akışkan sınırında ($k_l \lambda_{De} \ll 1$)

$$\omega_l^2 = \omega_{pe}^2 + 3v_e^2 k_l^2 \quad (3.21)$$

ile verilen dağılma ilişkisini sağlamalıdır. Burada ω_l ve k_l , Langmuir elektron plazma dalgasının frekansı ve dalga sayısıdır.

Plazma frekansı yoğunluk bağımlılığını getirir ve elektron termal hızı, v_e , sıcaklık bağımlılığını getirir. Gelen ve saçılan dalga sayıları, enerji ve momentum korunumu

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_l, \quad (3.22)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_l \quad (3.23)$$

ile ilişkilidir. Burada $\mathbf{k}_0(\omega_0)$ ve $\mathbf{k}_s(\omega_s)$, gelen ve saçılan ışık dalga vektörleridir (frekanslarıdır). Bu koşulları sağlayan saçılmış ışığın dalga boyu, şiddetli biçimde yoğunluğa bağlıdır ve daha az şiddetli biçimde elektron sıcaklığına bağlıdır.

SRS ve SBS için faydalı bir olasılık ölçüsü, doğrusal yükseltme için kazanç katsayısıdır. Zayıfça homojen olmayan plazmalar için, şiddet kazanç katsayısı (intensity gain exponent),

$$G(\omega_s) = \frac{1}{4} \frac{k_l^2 v_0^2}{v_{gs} \omega_s} \int_{yol} dz \text{Im} \left(\frac{\chi_e(1+\chi_i)}{\varepsilon(k_s - k_0, \omega_s - \omega_0)} \right), \quad (3.24)$$

ile verilir. Burada $\varepsilon = 1 + \chi_e + \chi_i$, frekansı $\omega_s - \omega_0$ ve dalga sayısı $k_0 - k_s$ olan plazma dalgası için dielektrik fonksiyonudur. Kazanç, dielektrik fonksiyonunun neredeyse sıfır olduğu, yani bir iyon ses veya Langmuir dalgası gibi plazmanın normal bir salınım modundan saçıldığı frekanslarda tepeye ulaşır.

Ponderomotive olarak sürülen SBS için şiddet kazanç katsayısı,

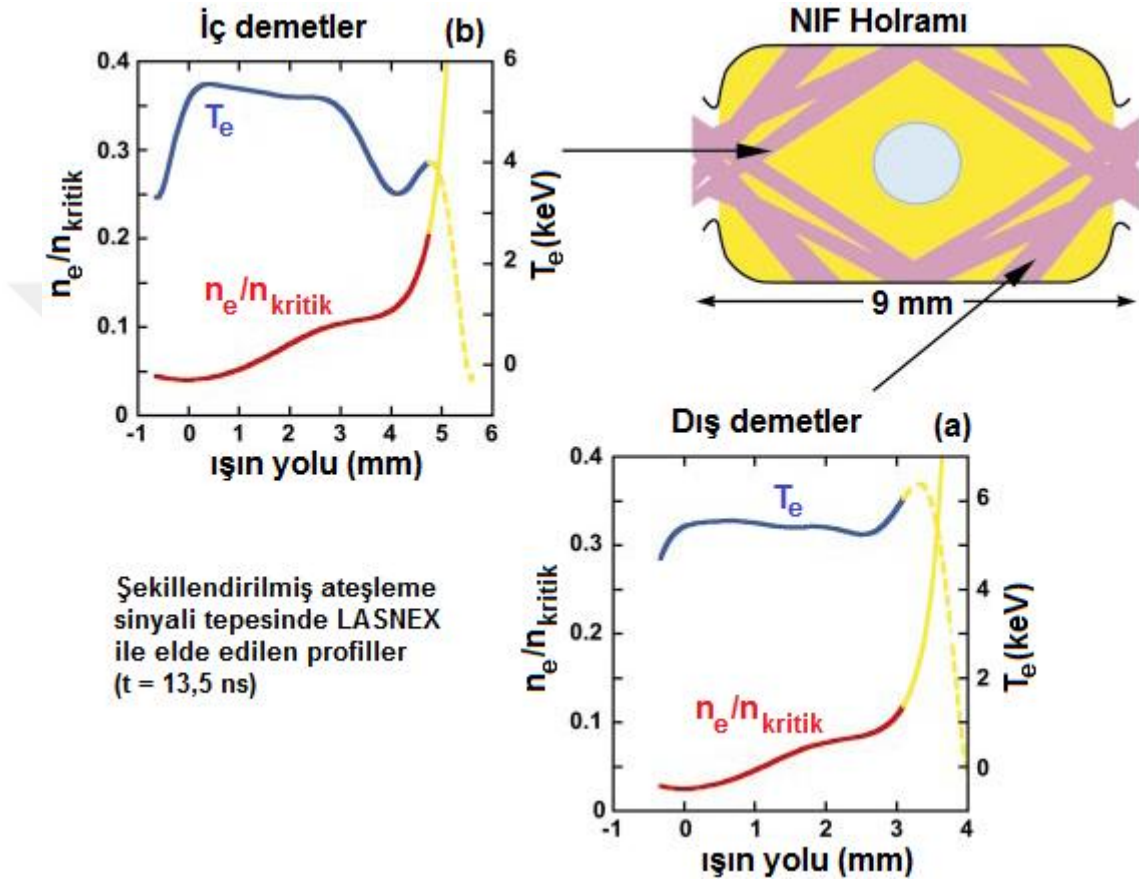
$$G_{\text{SBS}} = \frac{1}{8} \frac{v_0^2}{v_e^2} \frac{n_e}{n_c} \frac{\omega_a}{v_a} \frac{\omega_0}{v_{gb}} L, \quad (3.25)$$

ve SRS için

$$G_{\text{SRS}} = \frac{1}{8} \frac{k_l^2 v_0^2}{\omega_0 \omega_r} \frac{\omega_l}{v_l} \frac{\omega_0}{v_{gr}} L, \quad (3.26)$$

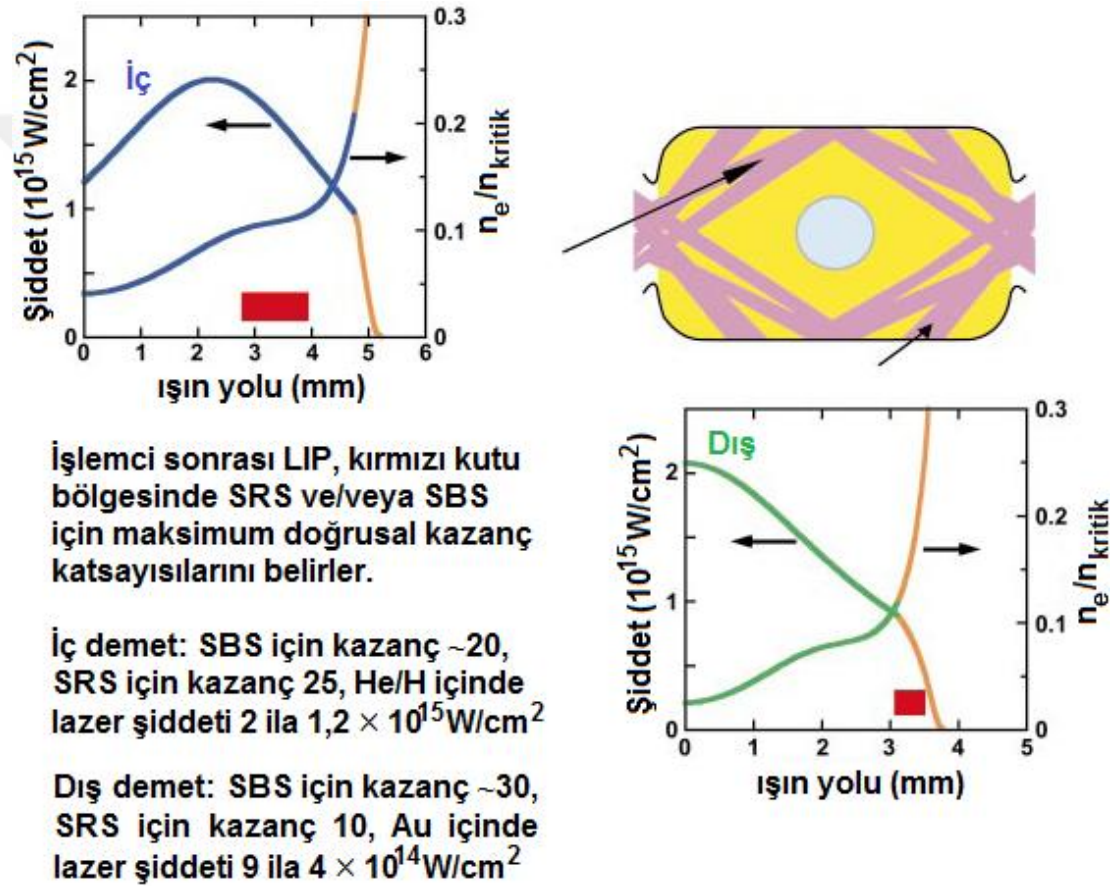
olup, burada plazma dağılım fonksiyonunun akışkan sınırı kullanılmıştır. Burada, v_0 , lazer elektrik alanındaki bir elektronun salınım hızıdır ve L , plazma uzunluğundan daha küçüktür veya homojen olmayan bir plazmada, üçlü dalga rezonansının sürdürüldüğü uzunluktur. Lazer ışığının ve Brillouin ve Raman saçılmış ışığının, akışkan sınırındaki grup hızları, sırasıyla, v_{g0} , v_{gb} , v_{gr} ve $v_{g0} = c^2 k_0 / \omega_0$, $v_{gb} = C_s$, $v_{gr} = 3k_l v_e^2 / \omega_l$ 'dir. Önemli parametreler; lazer şiddeti, elektron sıcaklığı, elektron yoğunluğu, ilgili sönüm hızı ve uyum şartlarının sağlandığı L uzunluğudur. Raman'ın, ışığı saçtığı ω_l frekansının plazma dalgası için, v_l sönüm hızı, dalga sayısının ve Debye uzunluğunun çarpımı olan $k_l \lambda_{De}$ 'ye çok duyarlıdır. $k_l \lambda_{De} < 0,2$ ise, Landau sönümü çok küçük olur fakat çarpışma ile ilgili sönüm kalır. keV-altı elektron sıcaklığı plazmalarında, bu çarpışma hızı önemli olabilir. NIF ile ilgili 3 ila 6 keV arasındaki plazmalarda, bu çarpışma sönüm hızı çok zayıftır. $ZT_e / T_i \gg 1$ ise, Brillouin'in, ışığı saçtığı ses dalgası için, v_a sönüm hızı, tek tür plazmalar için, örneğin bir altın plazması için zayıftır, çünkü, C_s faz hızına yakın olan hızlara sahip çok az iyon bulunur. Karışık tür plazmalar için, özellikle bazı NIF holram gaz dolumlarında olduğu gibi önemli proton yüzdeliklerine sahip olan karışık tür plazmalar için, bu sönüm genellikle şiddetlidir, yani $v_a / \omega_a \geq 0,1$, çünkü bu faz hızında çok proton vardır. SRS ve SBS'nin hem büyümesi hem de doyması, bu

sönüm hızlarına bağlı olduğundan, mevcut deney sonuçlarının NIF'e ölçeklendirilmesi karmaşıktır. Gerekli ölçeklendirme işlemini en aza indirmek için, Nova LPI deneyleri, mümkün olduğunca dikkatle, NIF ateşleme holram plazma koşullarını üretmek üzere tasarlanmıştır.



Şekil 3.44. (Renkli) Kapsüllü ve bir iç ve bir dış demet halkalı bir NIF holram şeması gösterilmektedir. Ayrıca, dış (a) ve iç (b) demetlerin yolu boyunca elektron yoğunluğu ve sıcaklığı gösterilmiştir. LPI için düşük Z 'li ve yüksek Z 'li NIF plazma koşulları farklıdır. Düşük Z 'li gaz dolumu, dış demetlerden biraz daha yüksek yoğunlukta daha uzun bir yol uzunluğuna sahip olan NIF iç demetleri için, en önemlisidir. Yüksek Z 'li holram duvar plazması, holram duvarı yakınlarında, iç demetlerden daha yüksek yoğunluğa sahip olan dış demetler için, en önemlisidir. Düşük Z 'li dolum ve altın esintisi arasındaki arayüzey, mavi veya kırmızıdan sarıya renk değişikliği ile gösterilir. (Lindl ve ark., 2004)

Şekil 3.17.a'daki mevcut NIF nokta tasarımı, holramın her iki tarafında iki koni şeklinde demetlere sahiptir. Şekil 3.44.a ve 3.44.b, gücün tepeye ulaştığı zaman olan 13,5 ns anındaki, dış ve iç demet yolları boyunca, yoğunluğu ve elektron sıcaklığını gösterir. Holramın iç kısmındaki helyum (He) ve hidrojen (H) gazının mutlak ve göreceli miktarı, tasarım seçenekleridir. İç ve dış demetler için, demet yolları boyunca lazer demet şiddeti, Şekil 3.45'te elektron yoğunluğu ile beraber gösterilmektedir.



Şekil 3.45. (Renkli) Kapsüllü ve bir iç (mavi) ve bir dış (yeşil) demet halkalı bir NIF holram şeması gösterilmiştir. Ayrıca, dış ve iç demetlerin yolu boyunca elektron yoğunluğu ve lazer şiddeti gösterilmektedir. $f/8$ iç ve dış NIF demet dörtlüleri $< 2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 'lik ortalama ışınlarda NIF plazması ile etkileşime girer. Dış demetler için kazanç, yüksek Z'li holram esintisinde SBS için maksimum iken, SRS için doğrusal kazanç, NIF iç demetleri için düşük Z'li iç kısımda maksimum düzeydedir. Düşük Z'li dolum ve altın esintisi arasındaki arayüzey, mavi veya yeşilden sarıya çizgi renginin değişmesi ile gösterilir. (Lindl ve ark., 2004)

NIF hedefinin 2D LASNEX ışıma-hidrokinamik simülasyonlarından elde edilen çıkış, SBS ve SRS için toplam kazanç katsayısını elde etmek için, zamanın ve saçılmış ışık dalga boyunun bir fonksiyonu olarak [Denklemler (3.25) ve (3.26)] işlemci sonrası LIP (post-processor LIP) ile analiz edilebilir. $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 'lik bir NIF demetinin yol boyunca hesaplanan tepe kazanç katsayıları, nokta tasarımı için, iç demet yolu boyunca SRS için 25 ve dış demet yolu boyunca SBS için 30'dur.

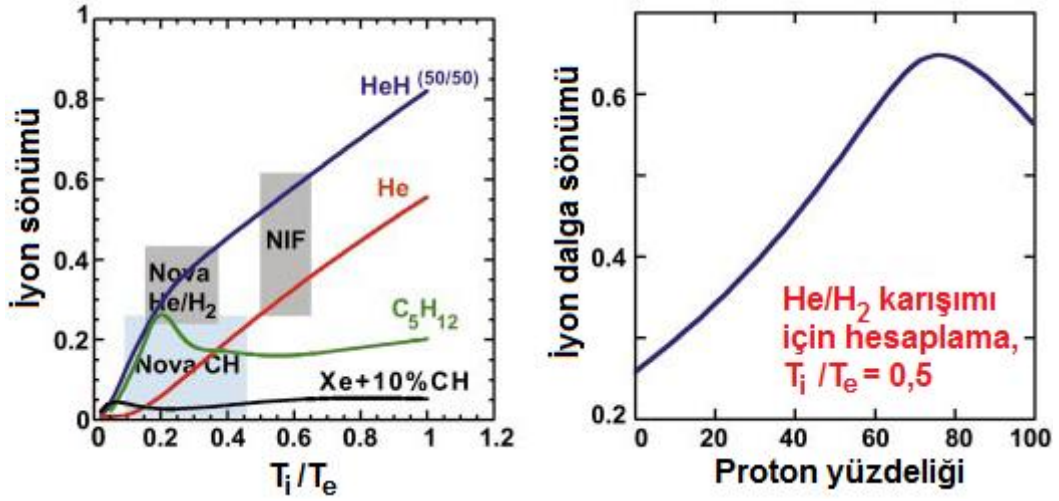
SBS kazanç hesaplamalarının ve iç demet ve dış demet durumları arasındaki farkların, bazı spektral özellikleri, saçılmanın meydana geleceği plazma koşulları açısından anlaşılabilir. Örneğin, Şekil 3.44; iç demetlerin, dış demetlere göre, düşük yoğunluklu dolum plazmasının içinden geçerken daha uzun bir mesafe kat ettiğini gösterir. Au ve He/H içindeki ses hızları çok farklıdır. Çünkü ses hızı, $((Z_{\text{eff}}T_e + 3T_i)/A)^{1/2}$ ile orantılıdır; ve düşük Z 'li plazma, tamamen iyonize olup, ($Z \geq A/2$) değerine sahip olurken, altın (Au), tamamen iyonize olmayan (yani, $Z < Z_{\text{nucleus}}$) (nucleus: atom çekirdeği) ağır bir atomdur ($Z < A/2$). Tipik ses hızları, NIF plazmasında beklenen sıcaklıklar ($T_e = 3 - 6 \text{ keV}$) için, Au için $3 \text{ ila } 4 \times 10^7 \text{ cm/s}$ ve He/H için $6 \text{ ila } 7 \times 10^7 \text{ cm/s}$ arasındadır. Durağan (stationary) plazmalar için, Au ve He/H'den geri saçılan SBS için dalgaboyundaki kaymalar, sırasıyla 7 ve 14 Å 'dur. Bu plazmadaki akışlar, Denklem 3.20.b'deki $(1 - M)$ terimine göre saçılmış ışık dalgaboyunu da kaydırabilir. Çoğu kazançlar, neredeyse durağan He/H karışımında meydana geldiğinden, SBS kazancı, iç demet durumu için $\Delta\lambda \approx 14 \text{ Å}$ 'luk bir dalga boyunda tepeye ulaşır. Düşük Z 'li plazmada daha az yol uzunluğuna sahip olan dış demet için, ana spektral özellik, $\Delta\lambda \approx 7 \text{ Å}$ 'da dar bir kazanç sıçramasıdır (spike), çünkü çoğu kazançlar, altın plazması içinde meydana gelir.

Büyük dış-demet SBS kazancı, 30'luk bir tepe kazanç katsayısı ile altın plazmada meydana gelir. İç-demet durumunda kazanç tepesi, 20'lik bir tepe kazanç katsayısı ile düşük Z 'li plazmadaki kazancı temsil eder. İç-demet durumundaki altın'da (Au) az miktarda kazanç olmasına rağmen, ana SBS tehdidi, düşük Z ile dolu gazdan kaynaklanır. Bu nedenle, SBS problemi; tipik olarak standart Nova holramları olan altın duvarlı deneylerde en iyi şekilde ele alınan bir yüksek Z problemine ve daha

fazla gaz doldurulmuş holramlarda veya gaz balonları (gasbags) diye adlandırılan açık geometrilili gaz hedefleri ile ele alınabilen bir düşük Z 'li plazma SBS problemine ayrıştırılır.

Nova deneyleri için, düşük Z 'li gaz dolumları, öncelikle, tamamen iyonlaştıklarında, yaklaşık $0,03$ ila $0,17n_c$ arasında bir yoğunluğa sahip hidrokarbonlardır, burada n_c , 351 nm lazer ışığı için kritik yoğunluktur. Bunun gibi karışımlarda, her bir türe ait iyon sıcaklığı, iyon ses dalgasının faz hızında çok sayıda hafif hidrojen iyonunun bulunduğu sonuçla hemen hemen aynıdır ve böylece Landau dalga sönümü meydana gelir. Aslında iki mod vardır: $Z/A = \sum Z_j^2/A_j / \sum Z_j$ olan $C_{sf} \approx (ZT_e/A)^{1/2}$ 'lik faz hızıyla normal hızlı dalga ve $C_{ss} \approx (T_i/A)^{1/2}$ 'lik faz hızıyla yavaş bir dalga. Ses dalga sönümü, iyonun elektron sıcaklığına oranına duyarlıdır. Şekil 3.46'da, Nova gaz balonlarında ve NIF holramlarında çeşitli gaz karışımları için sönüm hızının en az sönümlü dalganın frekansına hesaplanan oranı gösterilmiştir. Nova gaz balonlarında, hızlı dalga en az sönümlüdür (1 ns 'ye kadar $0,1 n_c$ 'lik bir elektron yoğunluğunda C_5H_{12} içinde $T_i/T_e < 0,2$) fakat Landau sönüm hızı, buna rağmen, $v/\omega \approx 0,01$ 'lik orana sahip saf Au plazmasından çok daha yüksektir ($v/\omega \approx 0,1$). NIF holramlarında ve tipik Nova holramlarında, $T_i/T_e \approx 1/2$, düşük Z 'li plazma içindeki ses dalgalarının şiddetli biçimde sönümü anlamına gelir. Nova'daki Thomson saçılma deneyleri, bu iki ses modunun varlığını doğrulamıştır. Ayrıca, iki tür plazmadan iyon özelliğinin şekli, ZT_e/A 'nın yanı sıra iyon sıcaklığını belirlemek için de kullanılabilir.

NIF holramlarında dolum gazı, beklenen iyon ve elektron sıcaklıklarında iyon dalga sönümünün, Nova'da kullanılan hidrokarbon plazmalardaki iyon sönümünden daha büyük olabileceği He ve H karışımından oluşur. Bu sönüm seviyesi, NIF holramlarındaki düşük Z 'li gaz bölgesi için doğrusal SBS kazanç katsayılarını azaltır. Ancak, bu ağır sönüm, SRS'nin doyabileceği kanallardan biri olan Langmuir bozunma kararsızlığının (LDI) eşiğini ve SBS'nin doyabileceği kanallardan biri olan iki iyon dalga bozunmasını etkiler. H'nin He'ye oranını değiştirerek, sönüm hızı, SRS veya SBS'yi değiştirmek için, Şekil 3.46'da gösterildiği gibi ayarlanabilir. Nova'daki son gaz balonu deneylerinden bazıları, HeH karışımları kullanmıştır.



Şekil 3.46. (Renkli) Sönüm hızının en az sönümlü iyon ses dalgasının frekansına oranı, iyon sıcaklığının elektron sıcaklığına oranının bir fonksiyonu olarak (soldaki şekil) ve bir helyum-hidrojen karışımında proton yüzdesinin bir fonksiyonu olarak (sağdaki şekil) gösterilir. Sönüm hızı, doğru kararlı-durum uyarılmış Brillouin kazanç katsayısı veren hız olarak tanımlanır. (Lindl ve ark., 2004)

Lazer demetleri, altın plazmaya ulaştığında, dik yoğunluk gradyanlarına sahip olan bir bölgedeki kısa bir mesafede ($L_{abs} = c/v_{abs} \approx 300$ ila $500 \mu m$ arasında), ters bremsstrahlung emilimi veya çarpışma emilimiyle emilir. SRS kazancı, sıg yoğunluk gradyanlarına sahip olan büyük, homojen bölgelerde daha yüksek olduğundan, hesaplanan SRS kazancının çoğu, düşük yoğunluklu, düşük Z 'li plazma içindedir. Dış konideki demetler, 11'lik hesaplanan maksimum SRS kazanç katsayısı verirken, iç demetler, 26'lık SRS kazanca sahiptir. İç demetler, düşük Z 'li plazma içinde dış demetlerden daha uzun yol kat ettiklerinden, daha fazla kazanç elde ederler ve demet şiddeti, Şekil 3.45'te gösterilen odaklama stratejisi için daha yüksektir. Bu durumda, simetri nedenlerinden dolayı, iç demetler için en iyi odaklama, holram içinde meydana gelir.

NIF iç demeti için büyük kazanç katsayısının, 590 nm'lik bir saçılmış ışık dalga boyunda meydana gelmesi, $n_e \approx 0,1n_c$ 'de ve $T_e = 3$ ila 4 keV arasında büyüyen SRS'ye karşılık gelir. Aşağıda açıklanan uzun-ölçek boylu (long-scalelength) hedefler, bu SRS kazanç bölgesini araştırmak üzere tasarlanmıştır.

Ponderomotive kendiliğinden odaklama için şiddet kazanç katsayısı, (*pertürbasyon dalgaboyuna göre maksimize edilmiş*) *doğrusal kazanç hızını* benek boyuyla (speckle length) çarparak elde edilen

$$G_{\text{fil}} = \frac{1}{4} \frac{v_0^2}{v_e^2} \frac{n_e}{n_c} \frac{\omega_0}{v_{g0}} l_s, \quad (3.27)$$

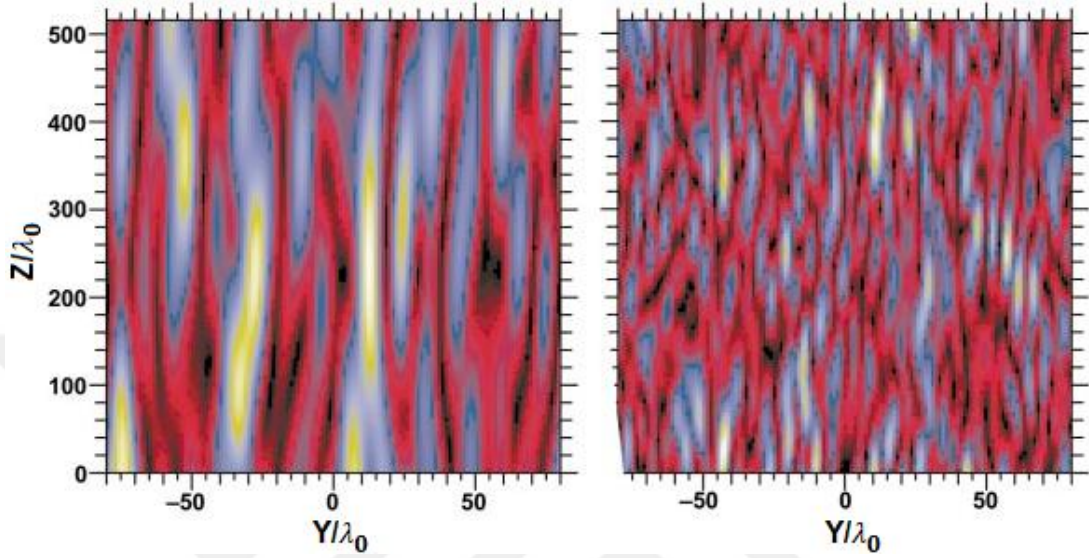
'dir. Filamentasyon eşiği, bir benekteki gücün kendiliğinden odaklama için kritik güçten daha büyük olması koşuluna (*birinci dereceden bir faktör dahilinde*) eşdeğer olan $G_{\text{fil}} = 1$ olduğu zaman meydana gelir. Burada kritik güç,

$$P_{\text{kritik}} = \left(\frac{m_e c^3 (T_e + T_i/Z)}{e^2} \right) \frac{n_c}{n_e} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}, \quad (3.28)$$

ile verilir.

Kendiliğinden odaklama veya filamentasyon, NIF holramları için özellikle önemlidir çünkü onun şiddet eşiği, sıcak noktaların boyuna ve enine ölçeğinden (length and transverse scale) etkilenir. Rastgele faz plakası (RPP) veya kinoform faz plakası (KPP) ile düzleştirilmiş bir demet için, bu ölçekler, demet f /sayı ile belirlenir. Bir beneğin uyumluluk boyu, mercek için yaklaşık olarak Rayleigh aralığıdır (Rayleigh range) ve $l_s = 8f^2 \lambda_0$ ile verilir; burada λ_0 , lazer dalga boyudur ve f , f /sayıdır. Bir benek çapı yarı-doruk genişliği (full width at half-maximum: FWHM), mercek için kırınım sınırlı nokta genişliğine yaklaşık olarak eşittir veya $l_{\perp} \approx f \lambda_0$. NIF için planlanan $f/8$ odaklama geometrisi, LLNL Nova lazerinde normal olarak kullanılan $f/4,3$ optikler için $50 \mu m$ 'lik beneklerle karşılaştırıldığında, $351 nm$ ışık için $180 \mu m$ uzunluğunda beneklere sahip olacaktır. Bu etki, Şekil 3.47'deki simülasyonda gösterilmektedir. Hesaplamalar ve simülasyonlar, NIF için planlanan $2 \times 10^{15} W/cm^2$ 'lik lazer şiddetinde, $f/8$ demetinin önemli bir kesrinin, bir RPP kullanımının ötesinde başka herhangi bir demet düzleştirme yapılmadığında kendiliğinden odaklama için şiddet eşiğinin üzerinde olacağını gösterir. Kendiliğinden odaklama; *SBS ve SRS'nin büyüme hızını ve kazanç hızını artırır ve filamentasyon ve demet bozulumunun ortaya çıkması durumunda, kontrolsüz*

yayıma ve lazer enerji birikimine neden olur. Filamentasyon işlemi ile öngörülen f -sayı bağımlılığı, bir $f/8$ mercekli bir Nova demetinin yapılandırması ile deneysel olarak test edilebilir. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.47. (Renkli) “En iyi odak” yakınında, rastgele faz plakası demetinin alanı (field); boyutları, mercek f sayı ve lazer dalgaboyuna bağlı olan uzun, dar beneklerden oluşur. Simüle edilmiş bir $f/8$ uzak alan sol tarafta, bir $f/4$ sağ tarafta gösterilir. Beneklerin aksel uzunluğu, f sayı ile ikinci dereceden orantılı iken, beneklerin enine genişliği, f sayı ile doğru orantılıdır. (Lindl ve ark., 2004)

3.7.2. Maxwell Olmayan Elektron Dağılımlarının ve Bölgesel Olmayan Taşımanın Etkileri

Elektron ortalama serbest yolu (mean free path) ($\lambda_{ei} = v_e/v_{ei}$), lazer şiddetinin enine ölçek boyutundan daha büyükse, düzensiz lazer enerji birikiminin neden olduğu termal basınç gradyanları, klasik termal taşıma teorisine göre düzleştirilir. Bu nedenle, termal filamentasyon, küçük uzaysal ölçeklerde ponderomotiveden daha zayıf olmalıdır. Ancak, ters bremsstrahlung, tercihan, termal hızdan daha düşük hıza sahip elektronları ısıttığından, lazer şiddet düzensizliği, başlangıçta, düşük hızlı elektronların dağılımını etkilemektedir. Bu basınç gradyanı, muhafaza edilebilir çünkü ters bremsstrahlung ile ısıtılan bu elektronların ortalama serbest yolu, benek

genişliğinden çok daha küçük olabilir. Ayrıca, elektron-iyon saçılma hızı, elektron-elektron saçılma hızından Z kat daha hızlıdır. Büyük ölçekler üzerinden süratle enerji taşıyan yüksek hızlı elektronların toplam sayısının ne kadar çabuk arttığını belirleyen, bu ikinci hızdır. Meydana çıkan iki etki vardır: *küçük uzaysal ölçekler* ($k\lambda_{ei} > 1$) için, *elektron termal iletiminde ve diğer taşıma katsayılarında bir değişiklik (genel olarak bir azalma)* ve bir *Maxwell-Boltzmann'dan gelen dağılım fonksiyonunda bozulma*. Önceki etki, küçük ölçekler için ortaya çıkar ve hatta küçük lazer şiddeti için bile gerçekleşir; İkincisi, *ısınma hızının*, bozulma derecesinin yararlı bir ölçümü olan $\alpha = Z(v_0^2/v_e^2)$ ile orantılı olan *termal dengeye getirme hızına oranının* bir fonksiyonudur. Bu parametre birden büyük ise, elektron hızı dağılımı (çoğunlukla Langdon dağılımı olarak adlandırılır) süper-Gaussian'a benzerdir. (Lindl ve ark., 2004)

3.7.3. Saçılma Üzerindeki Doğrusal Olmayan Etkiler

Termal dalgalanmaların (thermal fluctuation) 20 elektron-kıvrımları (e-folding) ile yükseltilmesi, doğrusal olmayan doyma mekanizmalarının önemli olduğu yeterli genlikte, hem kayda değer geri saçılma hem de plazma dalgaları üretmek için yeterlidir. NIF dörtlüleri, temel 300 eV holram hedefi için, Şekil 3.45'te gösterildiği gibi demet yolu boyunca şiddet değişimine sahip $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 'ye kadar olan şiddetlerde, plazma ile etkileşime giren etkili bir $f/8$ demetini oluşturmak üzere birlikte kümelenen dört tane $f/20$ demetinden oluşur. Enine yönde, lazer şiddetinin demet profili üzerinden ortalaması alınmış kabul edilir ve LIP hesaplamaları, bu uzaysal olarak ortalaması alınmış şiddeti kullanır. Ancak, her demet, ortalamanın üstünde ve altında şiddet dağılımı olan küçük (yaklaşık $3 \mu\text{m}$ çaplı) beneklerden oluşur. SRS ve SBS, şiddeti fazla olan beneklerde daha hızlı büyür, sonuçta 20'den küçük ortalama kazanç katsayıları için bile, kayda değer yansıtıcılık (reflectivity) beklenir. Bu beneklerin, plazma ile etkileşime girdikçe, kendiliğinden odaklanabilmesi, bireysel "sıcak noktalar" içindeki şiddeti artırır, böylece yansıtıcılık artar. *Lazer bant genişliği zaman ölçeğinde benek desenini değiştiren spektral dağılım ile düzleştirme (SSD) veya yüksek şiddetli beneklerdeki gücü anında düşüren*

polarizasyon düzleştirme (PS) gibi lazer demet düzleştirme, filamentasyon, SRS ve SBS'yi azaltabilir.

SBS ve SRS seviyeleri, doğrusal olmayan işlemlerden, *örneğin, SRS işlemi ile sürülen birincil Langmuir dalgasının ikincil bozunmasından*, etkilenir. Kararsızlık eşiği aşıldıktan hemen sonra, Langmuir bozunma kararsızlığı (LDI), *gelen lazer ve Raman yansımali ışık dalgası tarafından doğrudan sürülen Langmuir dalgasından, başka bir Langmuir dalgasına ve bir ses dalgasına*, enerjiyi hızla aktarır. LDI'yi sürmek için eşik Langmuir dalga yük yoğunluğu δn_{th}^{LDI} ,

$$\left| \frac{\delta n_{th}^{LDI}}{n_e} \right|^2 = 16(k\lambda_{De})^2 \frac{v_e v_a}{\omega_l \omega_a} \quad (3.29)$$

ile verilir. Burada, n_e , arka plan yoğunluğudur; $v_e = v_e^c + v_e^L$, çarpışma sönüm hızının toplamıdır; $v_e^c = 1/2 v_{ei} \omega_{pe}^2 / \omega_l^2$; ve v_e^L , Langmuir dalga frekansı ω_l 'nin Landau sönüm hızıdır; ω_a ve v_a , sırasıyla, en az sönümlü modun yerel ses frekansı ve ses dalga sönüm hızıdır; ve $k\lambda_{De}$, Langmuir dalgasının dalga sayısı çarpı elektron Debye uzunluğudur. Bu eşik, ses dalgasının sönüm hızına bağlıdır ve bu nedenle, diğer plazma parametreleri sabit tutulurken ses dalgasının sönüm hızı artırılırsa, Langmuir dalgası, daha büyük genliğe sürülebilir ve aynı doğrusal kazanç katsayısı için daha fazla SRS beklenebilir. Simülasyonlarda, birincil Langmuir dalgasının genliği, LDI eşiğinin üstünde, fakat daha yavaş bir hızda, artmaya devam eder. Sonuçların analizi, LDI eşiğinin üzerindeki Langmuir dalgasındaki dağılmanın (enerji kaybının) artan değere, $v_e^{n1} = v_e |\delta n_l / \delta n_{th}^{LDI}|^2$, göre ölçeklenmesini desteklemektedir. Bu modellemeden, iyon dalga sönümüne bağlı, fakat Langmuir dalgası doğrusal sönüm hızına zayıfça bağlı bir yansıtıcılık elde edilir. İyon dalga sönümlü bu ölçeklendirme, Nova gaz balonu ve toroidal deneyler de dahil olmak üzere bir dizi deneyde gözlemlenir. (Lindl ve ark., 2004)

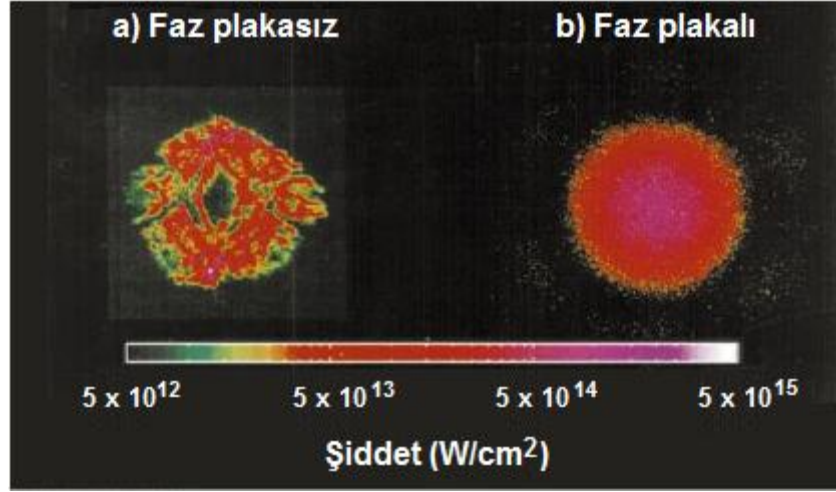
3.7.4. Demet Düzleştirmenin LPI Üzerindeki Etkileri

NIF-benzeri lazer-plazma etkileşimlerini daha iyi taklit etmek için, Nova Lazer Tesisinde bir NIF demetine uygun şiddete, düzleştirmeye ve f /sayıya sahip bir lazer demeti kurulmuştur.

Sapmalar nedeniyle, lazer demetinin odaklaması, sınırlı kırınımdan uzaktır, fakat genellikle odak bölgesi içinde yüksek şiddetli uyumlu (coherent) bölgeler içerir. Bir holram içindeki kapsüllerin dolaylı beslemesi için gerekli ışın deseni, zorunlu olarak düzgün bir odak noktası gerektirmez, fakat doğrusal olmayan şiddete bağlı olan lazer plazma kararsızlıkları, lazer demet şiddeti düzensizliğine karşı duyarlıdır. Lazer demeti faz önünün uzun dalgaboyu uzaysal uyumluluğunu (coherence) ortadan kaldırmak ve Şekil 3.48'de gösterildiği gibi odaklama yakınında küresel olarak düzgün bir şiddet deseni üretmek için, rastgele faz plakaları (RPP'ler) ortaya çıkarılmıştır. En basit haliyle, RPP'ler, ışığın geçtiği ve 0 veya π 'lik bir faz kayması elde ettiği $\Delta x \approx 1$ ila 10 mm arasındaki enine boyutun geçiren optik elemanlarıdır. Odak noktasında ışık şiddeti, genişliği $f\lambda_0$, uzunluğu $8f^2\lambda_0$ olan yüksek şiddetli beneklere sahip olduğu gibi, genişliği $A_{\text{spot}} \approx fD\lambda_0/\Delta x$ ve şekli $\{[\sin(\xi)/\xi] \times [\sin(\zeta)/\zeta]\}^2$ olan toplam zarfın yüksek şiddetli beneklerine de sahiptir. Burada, $\xi = \pi x/A_{\text{spot}}$, $\zeta = \pi y/A_{\text{spot}}$ ve D , bir kare merceğin diyafram açıklığındaki demet çapıdır. Dairesel bir merceğin odak noktasında, bir Bessel fonksiyonu şekli vardır. Odak zarfı içerisinde $f\lambda_0$ boyutundaki durağan ince ölçekli şiddet yapısı, yaklaşık olarak benekli (bölgesel) bir dağılım $P(I) = I_0^{-1} \exp(-I/I_0)$ gösterir. (Lindl ve ark., 2004)

3.7.5. Lazer Demet Sapması

Lazer-plazma etkileşimleri, uyarılmış geri saçılmanın neden olduğu lazer gücü kaybından başka NIF holramlarına da etki eder. Ayrıntılı olarak incelenen iki işlem, lazer demet sapması ve kesişen demetler (crossing beam) arasındaki enerji aktarımıdır. Bu süreçlerin her ikisi de Nova deneylerinde gözlemlenmiştir.



Şekil 3.48. (Renkli) Aynı nokta-ortalamalı şiddete sahip iki lazer demet noktası gösterilir. Sol tarafta, Nova holramlarındaki LEH’te düzleştirilmemiş demete özgü, en iyi odaklamanın 1 mm ilerisinde bir $f/4$ Nova noktası vardır. Sağ tarafta, RPP ile düzleştirilmiş bir demet vardır. Bir faz plakası, aynı nokta-ortalamalı şiddet için daha düzenli bir odak noktası dağılımı ve daha küçük benek boyları üretir. (Lindl ve ark., 2004)

Lazer demetinin sıcak noktalarında, yoğunluk azalmaları, ponderomotive olarak (veya termal olarak) oluşur ve ışığın onlara doğru kırılması, daha önce belirtildiği gibi filamentasyona neden olabilir. Enine bir plazma akışının varlığında, bu yoğunluk azalmaları, lazer demetinin yüksek şiddetli bölgelerinden aşağı doğru oluşmaktadır. Azalan yoğunluğa doğru kırılan ışık, bu şekilde akış yönünde saptırılır. Bu işlem, *enine akış, lazer giriş deliğinin yakınında neredeyse sonik olduğunda*, son derece güçlüdür. Filamentasyonun veya bütün demetin kendiliğinden odaklamasının aksine, bu işlem için eşik yoktur. Ancak, filamentasyonun veya kendiliğinden odaklamanın varlığı, *şiddet ve yoğunluk* gradyanını yerel olarak artırarak demet bükülme etkisini artırabilir.

Paraksiyel (paraxial) dalga denkleminin enine konum ve momentum momentlerini alarak, ortalama yayılım yönünün değişim hızının, $d\langle\alpha\rangle/dz$,

$$\frac{d\langle\alpha\rangle}{dz} = -\frac{1}{1-n_e/n_c} \frac{\langle\nabla_{\perp} n_e\rangle}{2n_c} \quad (3.30)$$

ile verildiği kolayca gösterilebilir. Burada n_e , elektron yoğunluğudur ve n_c , kritik yoğunluktur. Ortalama $\langle \rangle$, lazer şiddeti ile ağırlıklandırılır. Bu ortalamayı gerçekleştirerek, demet bükülmesi,

$$\frac{d\langle \alpha \rangle}{dz} \approx - \frac{1}{1-n_e/n_c} \frac{n_e}{n_c} \left(\frac{v_0}{v_e} \right)^2 \frac{1}{L_\perp} F \quad (\text{demet, plazma}) \quad (3.31)$$

olarak ölçeklenir. Burada α , sapma açısıdır ve $L_\perp$, lazer şiddetinin enine ölçek boyutudur (bir *kusurlu veya RPP* demeti için benek boyutudur). Burada, ponderomotive olarak indüklenen yoğunluk dalgalanmalarının (density fluctuation) lazer şiddetine, $\left(\frac{v_0}{v_e} \right)^2$ bağımlılığı hesaba katılmıştır. Boyutsuz fonksiyon F , *bükülme hızının* demet özelliklerine (örneğin, Gauss, RPP, SSD) ve plazma koşullarına, özellikle onun enine Mach sayısına ve iyon ses sönüm hızına olan *ayrıntılı bağımlılığını* içerir. Çarpışma plazmalarında, ponderomotive kuvvetin termal etkiler vasıtasıyla artış miktarını belirleyen bir faktör bulunur. Bu fonksiyon, analitik olarak uygulanabilir çeşitli demet ve plazma modelleri için biraz ayrıntılı olarak araştırılmıştır. (Lindl ve ark., 2004)

3.7.6. Kesişen-Demet Enerji Aktarım Teorisi

Filamentasyon ile yakından ilişkili olan uyarılmış Brillouin ileri saçılması, ışığın, küçük bir frekans kayması ile büyük açılarla neredeyse ileri yönde saçıldığı bir kararsızlıktır. Bu, genellikle zayıf bir kararsızlık olarak gözlemlenmiştir. Ancak, bir plazmada kesişen iki lazer demeti için, frekansların farkı, ses frekansı ($\Delta\omega = C_s |\Delta \mathbf{k}|$)'ye eşitse, yüksek frekanslı demetlerdeki gücün bir kısmı, düşük frekanslı demetlere aktarılır. Burada, C_s , ses hızıdır ve $\Delta \mathbf{k}$, iki demet arası dalga vektörlerindeki farktır. Akan bir plazmada, demetlerin bağıl frekanslarında (relative frequency) bir Doppler kayması olacaktır. Uygun (dikey akış hızının ses hızına eşit olduğu) akış koşullarında, eşit frekanslı demetlerde kesişen demet (crossed-beam) enerji alışverişi gerçekleşebilir. Her ışık dalgasının Doppler kayması, akışa göre onun açısına bağlıdır. Eğer $\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{U} = k C_s$ olursa, Doppler kaymalı yüksek frekanslı

dalga, yerel olarak diğerine rezonans bir şekilde bozunabilir. Bazı durumlarda, önemli bir güç, bu işlemle bir demetten diğerine aktarılabilir.

NIF için teorik olarak değerlendirilen kesişen-demet enerji aktarımının ilk örneği, NIF demetlerinin iç ve dış konilerinin dört frekanslı bir diziye sahip olduğu durumdur. [*Çoklu frekans*; başlangıçta dört renkli bir düzleştirme şemasının bir parçası olarak öngörülmüştür, fakat hesaplamalar ve deneyler, lazer plazma kararsızlıklarının kontrol edilmesinde onun etkisiz olduğunu gösterdiğinde terk edilmiştir.] Bir demetin yüksek frekans bileşenleri, daha sonra, uyarılmış ileri Brillouin saçılması (SFBS) yoluyla diğer ışın içine saçılabilir. Hız homojensizliğinin, aktarım üzerinde önemli bir sınırlama olduğu gösterilmiştir fakat bu etkiyi önemsiz hale getirmek için bir sınırlamanın yetersiz olduğu belirtilmiştir. Büyük bir enerji alışverişi, demetlerin iç ve dış konilerindeki güç ve sinyal şeklini ayrı ayrı kontrol ederek, NIF'in simetriyi kontrol edebilme kabiliyetiyle uzlaştırılır. 20°'lik bir açıda kesişen iki Gauss ışık demeti arasındaki enerji alışverişinin iki boyutlu akışkan simülasyonları, *her bir demetin* yanı sıra büyük açılarla (-20° ve 40°) saçılan *Brillouin'in* filamentasyonunun, doğrusal olmayan dinamiklerde önemli bir rol oynadığını göstermiştir.

3.8. Nova Üzerinde LPI Deneyleri

Lazer-plazma etkileşim deneyleri, çeşitli demet düzleştirme yaklaşımları ve çeşitli plazma koşulları ile gerçekleştirilmiştir. Plazma koşulları, Nova ile üretilebileceği gibi, NIF 300 eV temel hedeflerde beklenen koşulların yanı sıra hem yüksek hem de düşük ısıma sıcaklık holramlarında beklenen koşullara yakındır. Bu çalışmalar, ateşleme tasarımını optimize etmek için geniş bir veri tabanı sağlamak amacıyla hazırlanmıştır.

NIF holramların düşük Z'li bölgelerini taklit etmek için, düşük yoğunluklu köpükler ve ince dışarıya patlama (exploding) folyoları da dahil olmak üzere, çeşitli hedefler araştırılmıştır. En umut verici hedefler, “gaz balonları” ve (iki tipi geliştirilen) büyük gaz dolu holramlardır. Plazmalar, ince duvarlı bir gaz balonunu veya 1 atm düşük

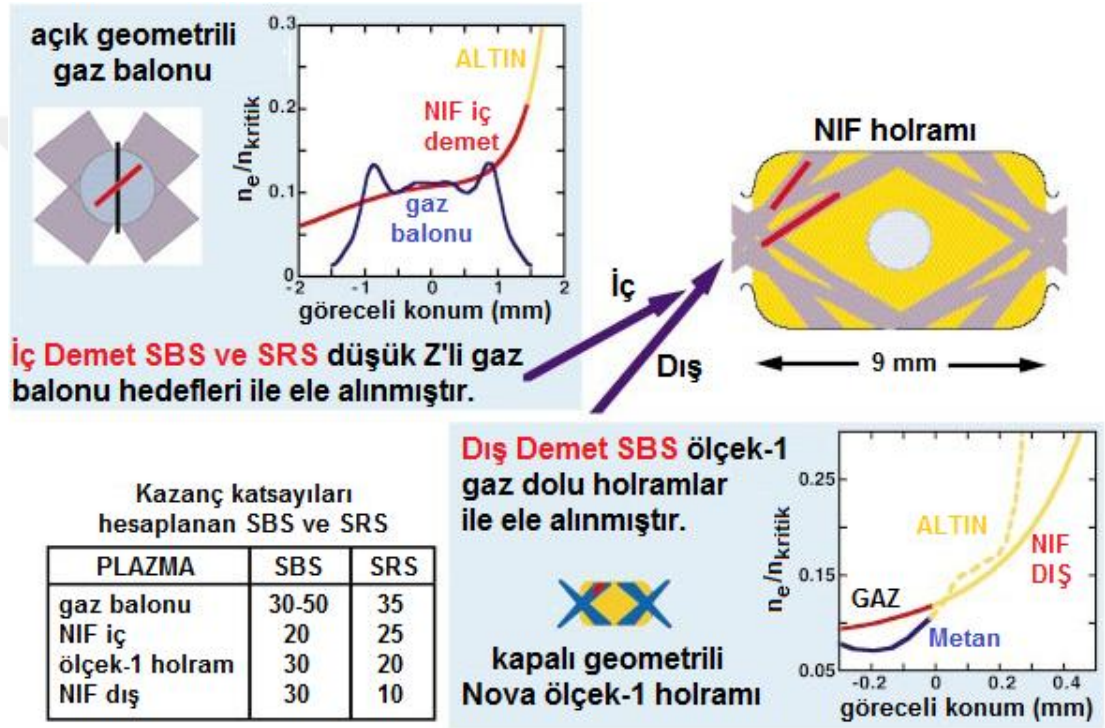
Z'li gaz içeren kapalı bir holramı ısınlayarak oluşturulmuştur. NIF düşük Z'li plazmasını taklit edebilecek kadar yeterince büyük holram hedeflerinde, LASNEX simülasyonları, neredeyse tüm lazer ışığının gazda emildiğini ve altın duvarın çok azının ısıtıldığını gösterir. Böylece, altın duvar lazer-plazma etkileşimi, standart Nova 1,6 mm çaplı ölçek-1 holramda en iyi şekilde incelenmiştir. Yüksek Z'li duvardaki plazma ölçek uzunluğu, holram boyutu yerine ters bremsstrahlung emme uzunluğu tarafından belirlenir ve standart bir Nova ölçek-1 holramdaki yüksek Z'li plazma, NIF holramlardaki ile benzerdir. Şekil 3.49, gaz balonu ve ölçek-1 holramların LASNEX simülasyonlarını, NIF holramlarındaki simüle edilmiş koşullarla karşılaştırmaktadır. Düşük Z'li malzemede uzun yol kat edilmesi nedeniyle, düşük Z'li gazda LPI etkileri, iç demetler için dış demetlerden daha büyük olmalıdır. Gaz balonlarındaki SBS ve SRS için hesaplanan kazançlar, Şekil 3.49'da gösterildiği gibi, iç demetlerle benzerdir. Duvardaki NIF dış demet şiddeti, NIF iç demetinkinden daha yüksektir, bu nedenle yüksek Z'li LPI etkileri, dış demetler için iç demetlerden daha büyüktür. Dış demetler için hesaplanan SBS kazancının büyük kısmı, yüksek Z'li plazma içinde meydana gelir ve *NIF dış demetleri ve Nova ölçek-1 holramı* için SBS kazancı, Şekil 3.49'da gösterildiği gibi benzerdir. (Lindl ve ark., 2004)

3.8.1. LPI Plazma Diyagnostik

Şekil 3.50, Nova hedef odasında çeşitli ışık saçılması diyagnostiğinin (diagnostics) yerleştirilmesini göstermektedir. Gösterilen demet, NIF demet düzleştirmenin ve $f/\text{sayının}$, benzerinin yapıldığı etkileşim demetidir (demet yolu 7).

Tam Diyafram Geri Saçılma İstasyonu (FABS), *demet yolunu geri aşağıya doğru yayan ve bu odaya en yakın 1ω (1054 nm) dönen ayna tarafından iletilen saçılmış ışığı görüntülemiştir*. Bu ayna, gelen 1ω ışık için (yaklaşık %95) yüksek yansıtıcılığa sahiptir fakat geri saçılan 3ω (351 nm) ışığın yaklaşık %30'unu iletir (yansır). Ayna montaj kutusunun arka kısmında kesilen büyük bir delik, ayna tarafından iletilen saçılmış ışığa erişime izin verir. Hedeften saçılan ışık, Nova odaklama merceğinden geri döndüğünden, yeniden paralelleştirilir ve ayna kutusunun

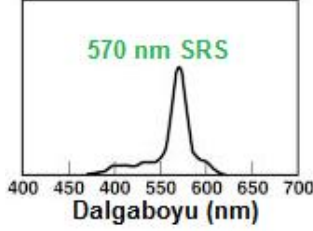
arkasından çıktığında 70 cm çapındadır. Daha sonra saçılan ışığın çözünmesine izin veren çeşitli diyagnostik paketlerine, demetin odaklanması için, ikinci bir $f/4,3$ Nova merceği kullanılmıştır. Zaman çözünürlüklü (time-resolving) bir diyotla kalibre edilen zaman çözünürlüklü bir SBS spektrometresi, SBS'nin güç geçmişinin kaydedilmesine izin verir. Ayrıca bir CCD kamerası, diyagnostik kabul açısı (yani, Nova merceğinin düzleminde görüntülenen SBS) içinde açısal olarak çözünen SBS geri saçılmasının zamanla bütünleştirilmiş bir görüntüsünü kaydetmiştir.



Şekil 3.49. (Renkli) Nova gaz balonları ve ölçek-1 holramları, sırasıyla, iç demetlerin ve dış demetlerin en kararsız bölgelerindeki NIF plazma koşullarına benzer (LASNEX plazma koşullarında LIP ile hesaplanan) plazma koşullarını ve doğrusal LPI kazançlarını geliştirir. Düşük Z'li dolum ve altın esintisi arasındaki arayüzey, mavi veya kırmızıdan sarıya renk değişikliği ile gösterilir. NIF holram şemasında demet yolları boyunca kırmızı çubuklar, NIF lazer plazma etkileşiminin, hangi kısmının gaz balonuyla simüle edildiğini, hangi kısmının ölçek-1 holram ile simüle edildiğini gösterir. (Lindl ve ark., 2004)

Geri saçılan ışığın (0-3,6°) SRS ve SBS zaman çözünürlüklü spektroskopisi

SRS; şiddet ve SSD demet düzeltirme tarafından etkilenen dar spektrumlara sahiptir.

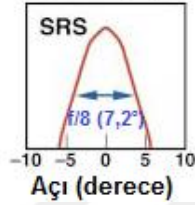


Büyük açılı saçılma ölçümleri yapabilen EBM ve OSA dedektörleri

İletilen Demet Ölçümler; şiddet ve demet düzeltirme tarafından etkilenen demet sapmasını göstermektedir.



Geri saçılımın sahte renkli NBI görüntüleri, doğrudan geri saçılımda SRS'nin şiddetli biçimde tepeye ulaştığını gösterir.

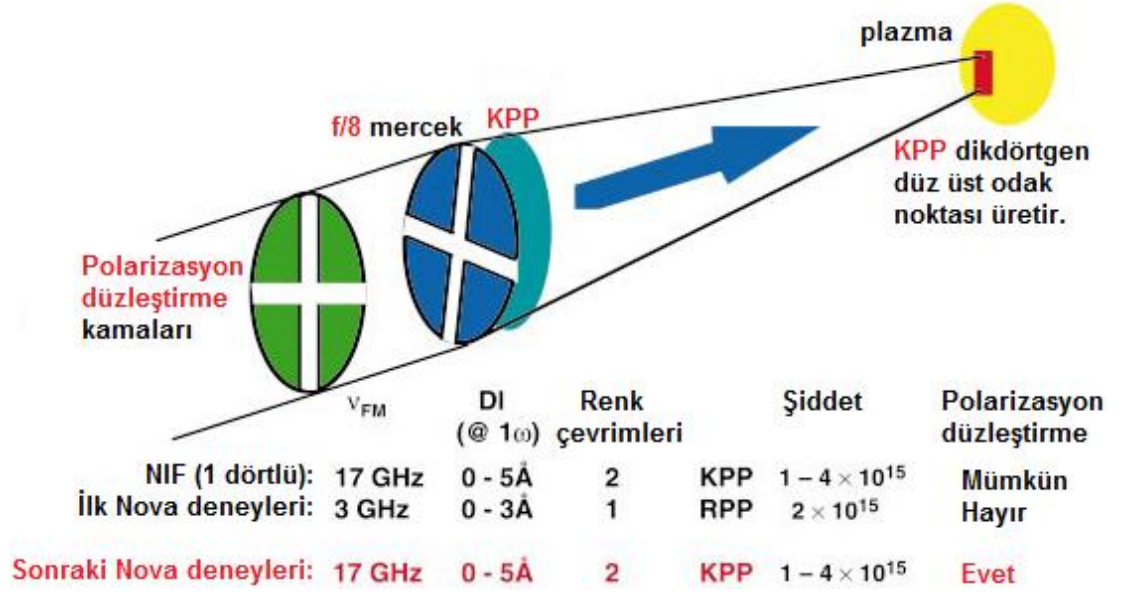


Geri saçılma görüntülemesi yakınlarında (NBI) 5,4 – 18,5°



Şekil 3.50. (Renkli) Çeşitli açılar ve frekanslardaki saçılan ışığı incelemek için Nova üzerinde çeşitli diyagnostikler uygulanmıştır. Thomson saçılımı da bu şemada kullanılmış fakat gösterilmemiştir. (Lindl ve ark., 2004)

Odaklama merceği, SRS saçılmasını izlemek için kullanıldıktan kısa süre sonra, bir ışık saçıcı, FABS'ye yerleştirilmiştir. Saçılan ışık daha sonra filtrelenmiş bir diyot ile kaydedilmiştir. Dönen aynanın iletiminde şiddetli spektral düzenlemeler (modulations) nedeniyle bir karmaşıklık ortaya çıkmıştır. Bu düzenleme, dar bantlı 1ω lazer ışığını verimli bir şekilde yansıtmak için, *geniş bantlı bir sinyali iletmek için değil*, optimize edilmiş ayna üzerindeki çok tabakalı kaplamadan dolayı meydana çıkar. Bu düzenleme, SRS'nin sayısal ölçümlerini zorlaştırır. Bu zorluk, diyot tarafından görülen SRS sinyalini spektral olarak çözmek için çizgili bir optik spektrometre kullanılarak ele alınmıştır. Bu spektrum, daha sonra, kalibre edilmiş ayna iletim fonksiyonu kullanılarak düzeltilebilir ve (*spektrumun bütününü temsil eden*) diyot sinyali, buna göre düzeltilebilir.



Şekil 3.51. (Renkli) Bir NIF dördlünün simüle edilmesi ve planlı NIF demet düzleştirme uygulamasının test edilmesi için, bir Nova demeti $f/8$ 'e dönüştürülmüştür. Deneyler, 5 Å'a (1ω) kadar bant genişliğine sahip bir 17 GHz modülatör kullanılarak yapılmıştır. Bu, NIF için planlanan düzleştirme yaklaşımına benzerdir. PS için KPP'den önce KDP kamalar eklenir; daha fazla ayrıntı, SSD için Şekil 3.52'de ve PS için Şekil 3.54'te gösterilmektedir. (Lindl ve ark., 2004)

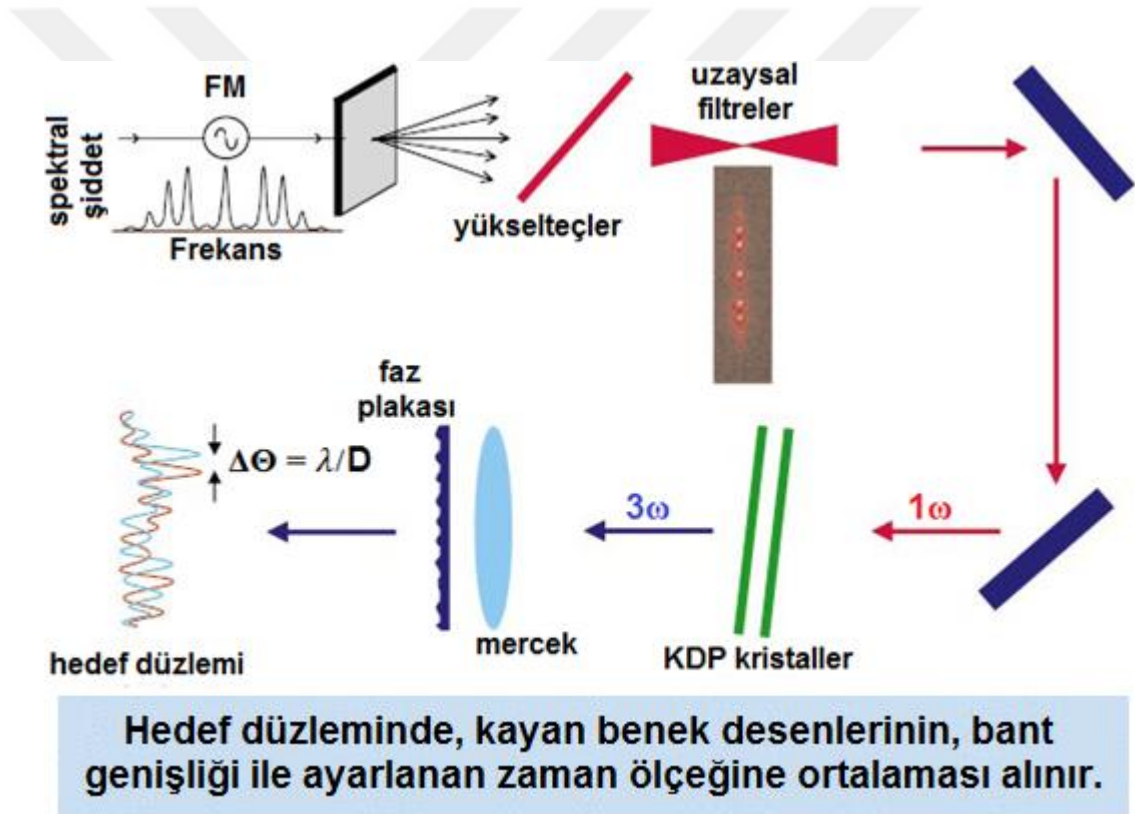
Şekil 3.50'de gösterilen bir başka saçılmış ışık diyagnostiği, İletilen Demet Diyagnostiği'dir (TBD). Bu TBD'nin amacı, açık geometrili plazmalar tarafından iletilen ışık miktarını ölçmek ve iletilen demetin ıraksaması üzerine filamentlerden gelen kırınım gibi süreçlerin etkisini incelemektir. Bu cihaz, Demet 7'den dolayı odanın karşı tarafına monte edilmiş buzlu bir cam plakadır. Cihazın orijinal biçiminde, bu plaka, iletilen ve ileri saçılan ışığı $f/7,2$ 'ye eşdeğer bir açıyla keser. Ancak, TBD, $f/3,6$ 'lık bir koni üzerinde ışığı algılamak üzere genişletilmiştir, çünkü demet; kırılma, filamentlerde kırınım veya ileri SBS'nin bir sonucu olarak $f/8$ orijinal demet ıraksamasının ötesine genişlemiştir. Bu plaka, bir boyutta ıraksamayı zamanla sürekli olarak çözen bir çizgi kamerasıyla (streak camera) beraber, dört farklı zaman diliminde demet açısal yayılımını kaydeden bir optik çerçeveleme kamerasıyla görüntülenmiştir. İletilen ışığın mutlak ölçümü, her iki uzaysal boyutta da bütünleştirilmiş demet geçmişini veren bir hızlı diyot kullanılarak yapılmıştır. Bu sistem, 1ω ve 2ω ışığı ortadan kaldıran oda merkezinde bulunan bir diyafram

açıklığı (aperture) vasıtasıyla, bilinen 3ω lazer enerjili bir atışla kalibre edilmiştir. TBD sistemi ile yapılan ikincil bir ölçüm, *iletelen ışığın bir kısmını, bir fiber optik aracılığıyla, düşük çözünürlüklü çizgili bir optik spektrometreye enjekte ederek*, ileri Raman saçılmasının sayısal miktarıdır. Fiber optik bağlama, *filamentasyonun lazer dalgaboyu üzerindeki etkilerini araştırmak üzere*, ileri saçılan ışığı, yüksek çözünürlüklü bir spektrometreye enjekte etmek için de kullanılmıştır. (Lindl ve ark., 2004)

3.8.2. Nova'da Demet Düzleştirme Yaklaşımları

Şekil 3.51'de şematik olarak gösterilen, Nova üzerinde test edilen demet düzleştirme teknikleri, planlı NIF kabiliyetleri ve potansiyel değişikliklerle eşleşecek şekilde gelişmiştir. İlk deneyler, SSD'li veya SSD'siz demet düzleştirme için RPP'leri kullanmıştır. Nova üzerinde uygulanan SSD'nin şematik bir gösterimi Şekil 3.52'de gösterilmektedir. Nova'daki ilk SSD deneyleri, 1ω 'da $3 \text{ \AA}$ 'a (3ω 'da $1,0 \text{ \AA}$ veya $0,25 \text{ THz}$) kadar bant genişliği üretebilen 3 GHz modülatör (düzenleyici) kullanmıştır. RPP'ler, hedef düzleminde, tipik bir Nova holramının LEH'inden kaçan ışığın %16'sı kadarına sahip bir Airy fonksiyonu olan şiddet dağılımı üretirler. Daha sonraki deneyler, 1ω 'da $5 \text{ \AA}$ 'a (3ω 'da $1,6 \text{ \AA}$ veya $0,4 \text{ THz}$) kadar bant genişliği üretebilen yüksek frekanslı bir modülatör (17 GHz) kullanılarak KPP'ler ve SSD ile yapılmıştır. KPP'ler, *şiddet dağılımının, LEH'e giren ışığın %95'ine kadarının öncelikle tepede düz olması için* tasarlanabilir. KPP'lerle potansiyel bir sorun; odak noktasının, daha uzun-ölçek boylu şiddet homojensizliklerine sahip olabilmesidir. Şekil 3.53'te gösterildiği gibi, Nova'da uygulanan KPP, mevcut NIF KPP tasarımına benzer bir şiddet dağılımına sahiptir. Yukarıda tartışıldığı gibi, lazer bant genişliği, FM modülatör frekansı (Ω) ve düzenleme derinliğinin (α) çarpımıdır. Küçük FM frekanslarının, *büyük ızgara dağılımı* (β) ve $3 \text{ GHz'de } \tau \sim 400 \text{ ps'lik bir zaman gecikmesi} gerektirmesi için, herhangi bir zamanda bant genişliğinin tüm spektrumuna sahip olmak, mercek boyunca tam renkli bir çevrim gerektirir. Bu dağılım, düzleştirme yönünde KPP odak noktasının yayılmasına ve SSD ile mevcut olan maksimum şiddetin sınırlandırılmasına neden olur. Zaman gecikmesi de, diğer etkilerin yanı sıra yorumlamayı karmaşıklaştıran sinyal şeklini, 3 GHz'de , önemli$

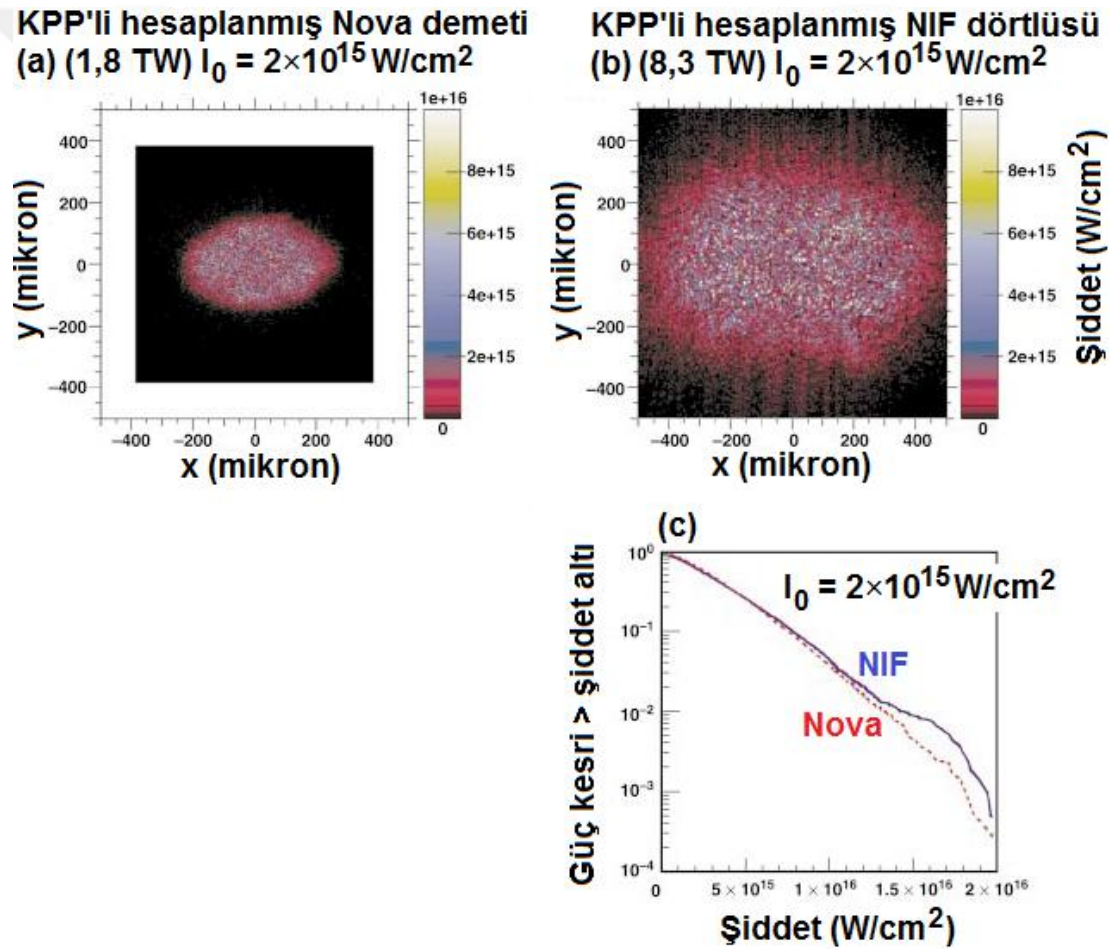
ölçüde değiştiren bir sinyale, artma ve düşme zamanı ekler. Daha sonraki deneyler için geliştirilen 17 GHz modülatör, NIF için gereklidir ve 3 GHz modülatörle uygulanmak zorunda kalınan deneyler üzerindeki sınırlamaları ortadan kaldırır. Sinyal cephesini 150 ps kadar eğmek için 1200 mm^{-1} 'lik bir ızgaranın kullanılması, iki renkli SSD çevrimine karşılık gelir. (Her $f/20$ NIF demeti, bir tam renkli SSD çevrimine sahip olur, bu nedenle NIF $f/8$ "dörtlüsü", kendi genişliği boyunca iki renkli SSD çevrimine sahip olur.) Bu daha sonraki deneylerin bir amacı, *yüksek frekanslı bir modülatörün ve KPP odak noktasına sahip düşük dağılımlı SSD'nin birleşiminin, RPP'ler ve düşük frekanslı modülatör ile elde edilenlere benzer sonuçlar verdiğini doğrulamaktır.*



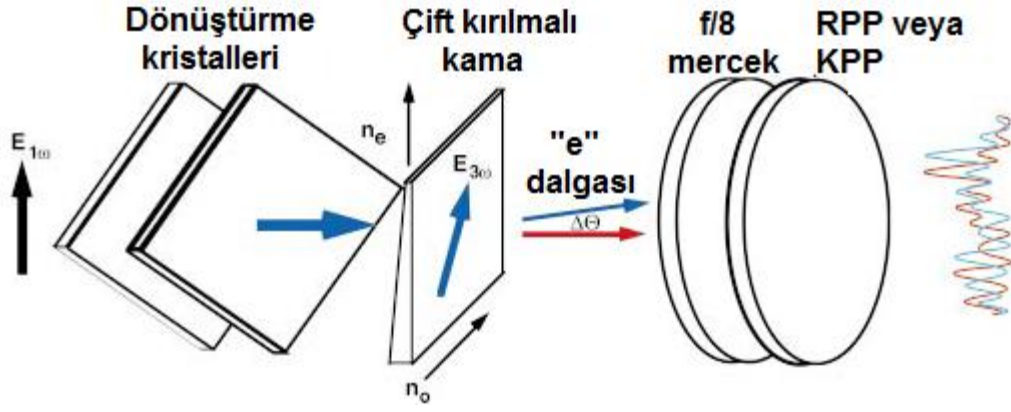
Şekil 3.52. (Renkli) Nova'daki SSD, yükseltme ve 3ω 'ya dönüşümden önce sinyali (FM SSD) düzenleyen ve dağıtan frekans ile uygulanır. (Lindl ve ark., 2004)

Daha sonra yapılan deneylerde, Şekil 3.54'te gösterildiği gibi, $270 \mu\text{rad}$ 'lık bir kama açısında kesilmiş Tip I KDP çiftleyici (doubler) kristaller dizisi kullanılarak

gerçekleştirilen polarizasyon düzleştirme testi de yapılmıştır. Kristal kamalar, frekans üçleme dönüşüm kristalleri sonrasında demetin içine yerleştirilmiştir ve 3ω polarizasyon vektörünün, kristallerin e ve o eksenlerine 45° 'de olacağı şekilde yönlendirilmiştir. Kamaların, hedef düzleminde demeti, birbirine göre $30\ \mu m$ uzaklıkta yer değiştiren iki polarizasyon bileşenine bağlı olarak benek desenleriyle $0,8\ mm$ saptırması, *iki benek deseni, uyumlu olmayan bir şekilde eklendiğinde şiddet değişimlerinin ortalamasının alınmasına neden olur.* 1D SSD, polarizasyon düzleştirme kamalarından dolayı lazer benek desenlerini, hedef düzleminde, yer değiştirme yönüne dik bir yönde yer değiştirmiştir. (Lindl ve ark., 2004)



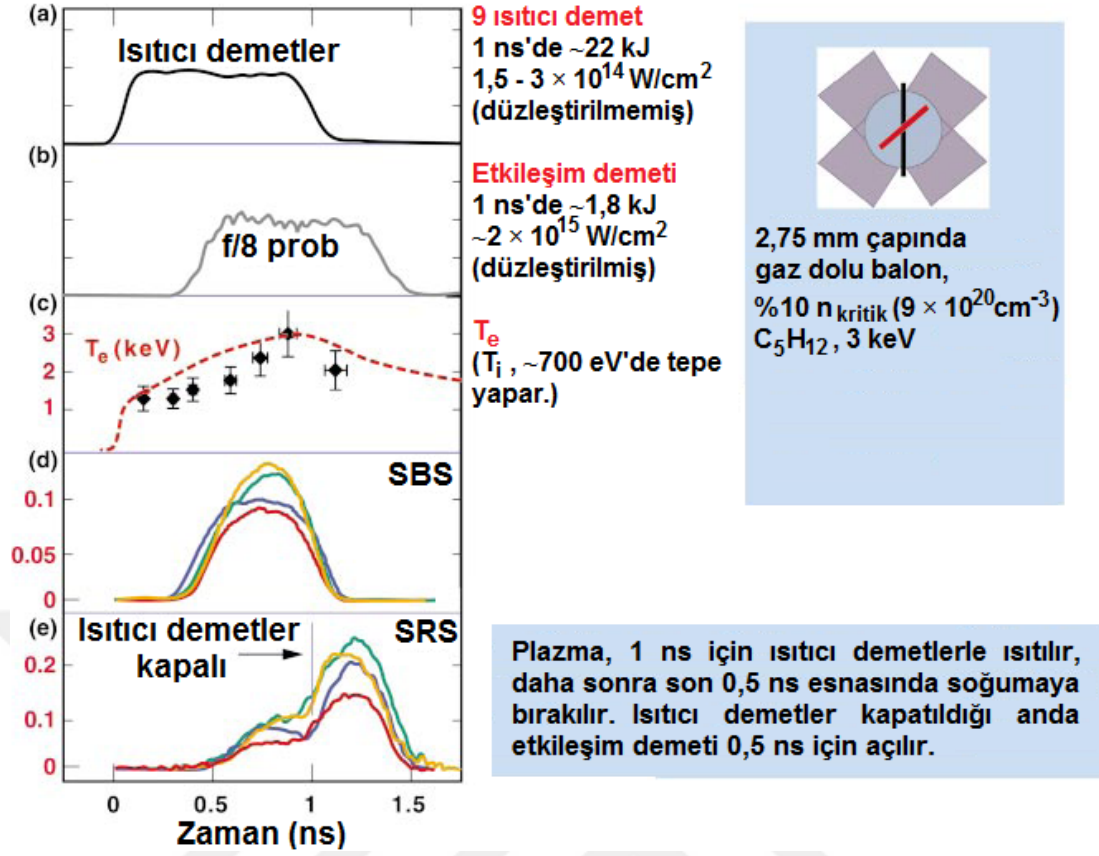
Şekil 3.53. (Renk) Bir kinoform faz plakası (KPP), NIF için planlanana benzer bir şiddet dağılımına (sağ alt taraf) sahip Nova ve Omega (sol üst sol taraf) ve NIF'te (sağ üst taraf) yapılan deneyler için bir odak noktası üretmek amacıyla kullanılır. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.54. (Renkli) Polarizasyon düzeltirme (PS), çift kırılmalı bir kama kullanılarak ortaya çıkarılmıştır. (Lindl ve ark., 2004)

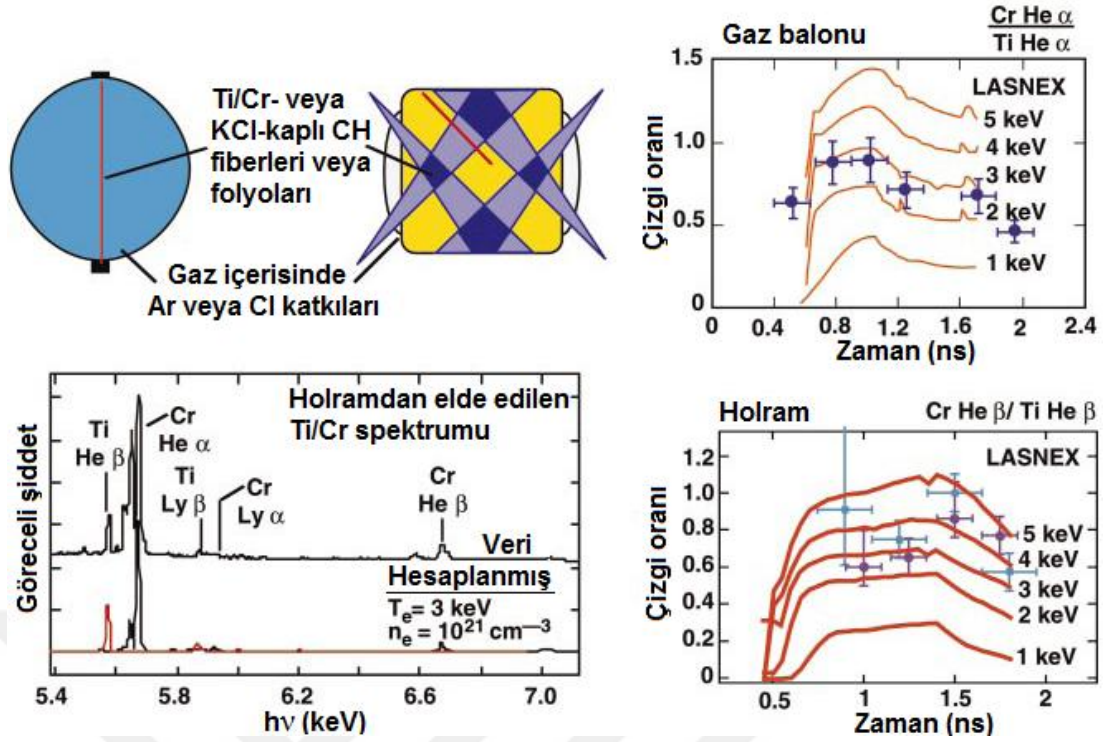
3.8.3. Gaz Balonu Deney Sonuçları

Gaz balonu hedefleri, 1 ns'de teslim edilen 22 kJ lazer enerjisine sahip, dokuz adet düzleştirilmemiş Nova demeti tarafından ısıtılır. Hedefteki lazer noktası üzerindeki ortalama ısıtıcı demet şiddeti, 1,5 ila $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ arasındadır, fakat şiddetin daha yüksek olduğu nokta içinde geniş bölgeler vardır. Sonuç olarak, ısıtıcı demet enerjisinin yaklaşık %20'si geri saçılır. Hedef merkezin yakınında C_5H_{12} neopentan dolu bir hedef için gaz balonu elektron sıcaklığının zaman geçmişi, gaz balonu merkezinden 200 mikronda alınan TS verilerinin yanı sıra LASNEX hesaplamalarından elde edilen Şekil 3.55'te gösterilmektedir. Tamamen iyonize olduğunda, bu gaz dolumu, $9 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 'lük bir elektron yoğunluğu verir. LASNEX hesaplamaları, hedefi aydınlatmadan önce ısıtıcı demetlerindeki bu gücün çıkarılmasıyla, ısıtıcı demetlerinde ölçülen geri saçılım kayıplarını hesaba katar. Isıtıcı demetleri kapandığında, elektron sıcaklığı, 3 keV'de 1ns'de tepe noktasına gelir ve daha sonra soğumaya bırakılır. Şekil 3.56'da gösterilen spektroskopiden elde edilen sıcaklıklar, benzerdir. Ölçülen iyon sıcaklığı, 700 eV'de ayrıca 1 ns'de tepe noktasına gelir ve sonraki 400 ps üzerinde 200 eV azalır, halbuki LASNEX'te 620'den 780 eV'e kadar artmaya devam eder. Bu tutarsızlığın nedeni belirlenmemiştir. 1 ns uzunluklu kare sinyal, f/8 etkileşim demeti, $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 'lik (1 ns'de 1,8 kJ) bir şiddetle 500 ps'de açılır.



Şekil 3.55. (Renkli) Gaz balonu plazmaları, NIF iç demet plazma koşullarına yaklaşmak için geliştirilmiştir. (a) ısıtıcı demet gücünün tipik sinyal şeklini, (b) $f/8$ prob giriş gücünü, (c) elektron sıcaklığının hesaplanmış ve Thomson saçılma ölçümünü, (d) kesirli SBS yansıyan gücü ve (e) kesirli SRS yansıyan gücü gösterir. (d) ve (e)'deki birden fazla eğri, farklı atışlardan gelen saçılma seviyeleridir ve tipik atıştan-atışa saçılımını gösterir. (Lindl ve ark., 2004)

X-ışını spektroskopisinden elde edilen elektron sıcaklıkları, gaz doldurulmuş hedeflerin içindeki farklı yerlere yerleştirilen fiberler üzerindeki (2000 Å kalınlığında birlikte püskürtülmüş titanyum ve krom veya 2500 Å kalınlığında potasyum klorür gibi) orta Z'li elementlerden gelen K-kabuk çizgi spektrumlarını kullanır. Çizgi şiddeti oranlarının analizi, plazmanın zamana bağlı çarpışma ışıma modelini kullanır. Helyum benzeri emisyonların eş-elektronik (isoelectronic) oranları kullanılmıştır, çünkü onlar zamana bağlı iyonizasyon etkilerinden daha az etkilenmişlerdir. Analizde büyük etkiler oluşturması beklenmeyen yoğunluk değişimleri, sonuçların hata tahminlerinde yer almaktadır.

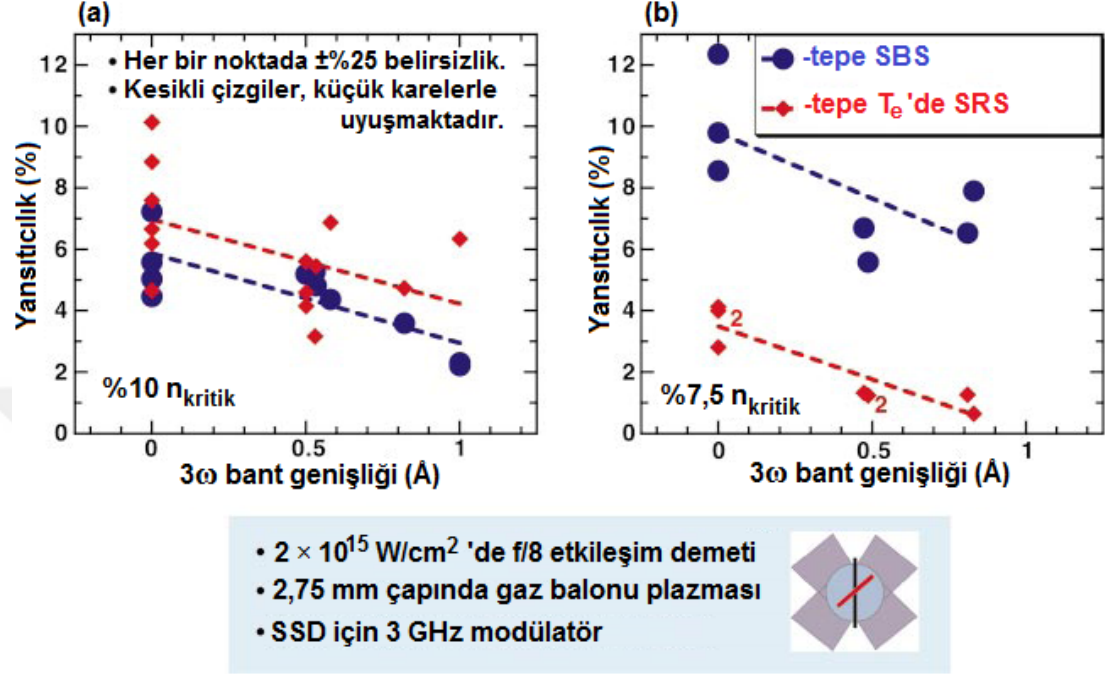


Şekil 3.56. (Renkli) X-ışını spektroskopisi, Nova’da NIF düşük Z ’li iç demet koşullarına yaklaşmak üzere tasarlanan açık ve kapalı geometriler için $T_e \approx 3 \text{ keV}$ gösterir. Gaz balonları ve holramlar için çizgi oranlarının teorik zaman geçmişi, belirli tepe sıcaklığına sahip ve LASNEX hesaplamalarından elde edilen sıcaklık zaman geçmişiye sahip plazmalar için hesaplanır. İtibari LASNEX hesaplamaları, tepe sıcaklıklarının 3 keV’den biraz daha fazla olacağını öngörür. (Lindl ve ark., 2004)

Şekil 3.57 ve 3.58’de gösterilen veri özetlerinde, ısıtıcı sinyalinin sonunda, (yaklaşık 0,8 ns’de) tepe SBS ve (50 ps’lik diyagnostik çözünürlük üzerinden ortalaması alınmış) tepe T_e ’deki SRS çizilmiştir.

Şekil 3.57, RPP’leri ve 3 GHz modülatörü kullanarak, gaz balonları için SRS ve SBS geri saçılma verilerini göstermektedir. SSD bant genişliğinin etkisi, $0,1n_c$ hedefler için Şekil 3.57.a’da gösterilmiştir. SSD, SRS’yi %7’den %4’e hafifçe indirir. SSD’nin SBS üzerindeki etkisi, %6 ila %3 arasında benzerdir. Şekil 3.57.b’de düşük yoğunluklu, $0,075n_c$ veriler için, SRS, %4’ten %1’e düşerken, SBS, %10’dan %6’ya düşmektedir. $0,1n_c$ ’de, düşük yoğunluklu plazmalar için geri saçılım, $0,5 \text{ \AA}$

bant genişliği ile en aza indirilirken, bant genişliğinin 3ω 'da 0,5'ten 1 Å'a artırılmasına hafif bir yararı vardır.

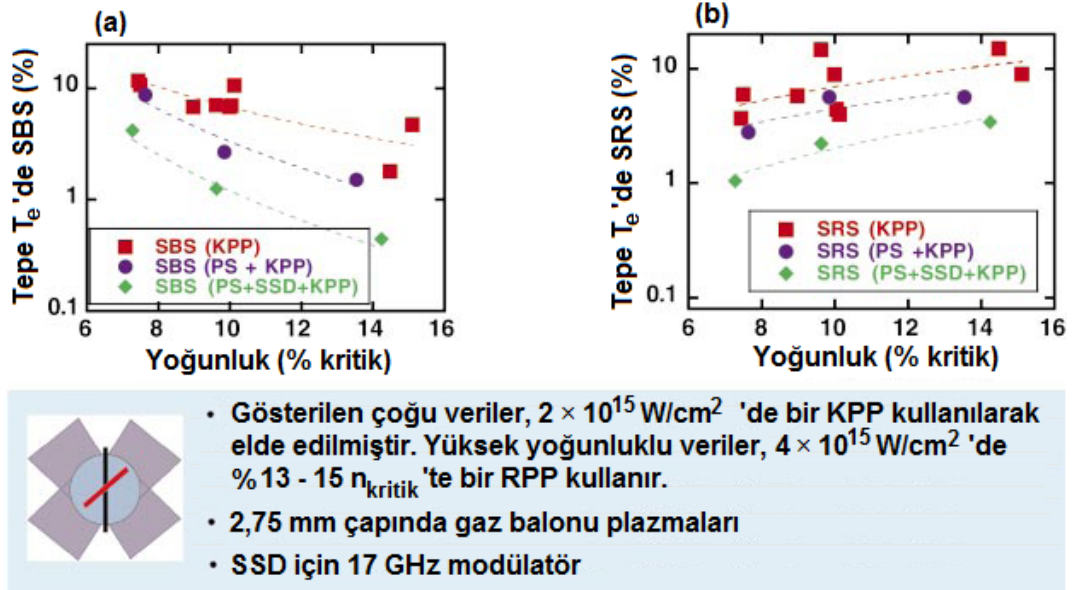


Şekil 3.57. (Renkli) RPP'ler ve 3 GHz SSD ile donatılmış etkileşim demeti ile gaz balonu plazmaları kullanan deneyler, saçılmayı azaltmada SSD'nin yararı olduğunu göstermiştir. C_5H_{12} ve C_3H_8 karışımları ile doldurulan, (a) %10 kritik ve (b) %7,5 kritik gaz balonları için, SRS (♦) ve SBS (●) yansıtıcılığına karşı SSD bant genişliği gösterilmiştir. (Lindl ve ark., 2004)

Şekil 3.58, KPP'leri, 17 GHz modülatörü (SSD için) ve gaz balonu plazmalarında gerçekleştirilen polarizasyon düzleştirme (PS) testlerini kullanarak saçılma sonuçlarını göstermektedir. Şekil 3.58'deki verilerin çoğu, NIF 300 eV nokta tasarımı karşılık gelen $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 'lik bir prob demeti ışınlamına (irradiance) sahiptir (bkz. Şekil 3.17.a.). 0,13 ila $0,15n_c$ aralığındaki veriler, *bu yüksek yoğunluğa sahip, yüksek ısıma sıcaklıklı (350 eV) NIF holram tasarımlarındaki etkileşim demeti ışınlamı ile tutarlı olan, $4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 'lik bir etkileşim demeti ışınlamına sahiptir.* PS'li ve 1 Å SSD'li deneyler, en düşük geri saçılma seviyelerine (toplam saçılım %6'dan daha azdır) sahipken, özellikle, NIF holram geometrisinin iç

demetleri için geri saçılımı öncelikle ele alan bu durumun PS'ye biraz faydası olduğunu belirten SBS durumunda, PS'li verilerin kitlesi (bulk), düzleştirilmemiş verilerin (açık daireler) altında yer almaktadır. Doğrusal kazanç teorisine uygun olarak yukarıdaki gaz balonu deneylerinde, SRS'nin, yoğunlukla birlikte arttığı görülürken, doğrusal kazancın, yaklaşık sabit olmasına veya artmasına rağmen SBS, yoğunluk arttıkça azalmaktadır. Nova gaz balonlarında gözlemlenmenin yanı sıra, Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI)'de ve LANL'deki Trident Lazer Tesisi'nde dışarıya patlayan folyolar da dahil olmak üzere bir dizi deneyde, SRS ve SBS arasında bir "antikorelasyon" (anticorrelation) gözlemlenmiştir. Önceki iki deney, RPP'leri kullanır ve etkileşim bölgesi, benek istatistiklerine uyan çok sayıda sıcak nokta içerir. Mutlak yansıtıcılıklarda bir miktar farklılık olmasına rağmen, Nova'da $f/4$ ve $f/8$ optiklerinin her ikisinde de antikorelasyon gözlemlenmiştir. Trident deneyi, neredeyse kırınım-sınırlı (diffraction-limited) bir etkileşim demeti, yani tek bir sıcak nokta, kullanmıştır. Her üç deneyde de, hidrodinamik zaman ölçeklerinde, yani 50 ila 500 ps arasında, meydana gelen, SRS baskınlığından SBS baskınlığına geçişe sahip lazer sinyali sırasında, zamanla bir antikorelasyon vardır.

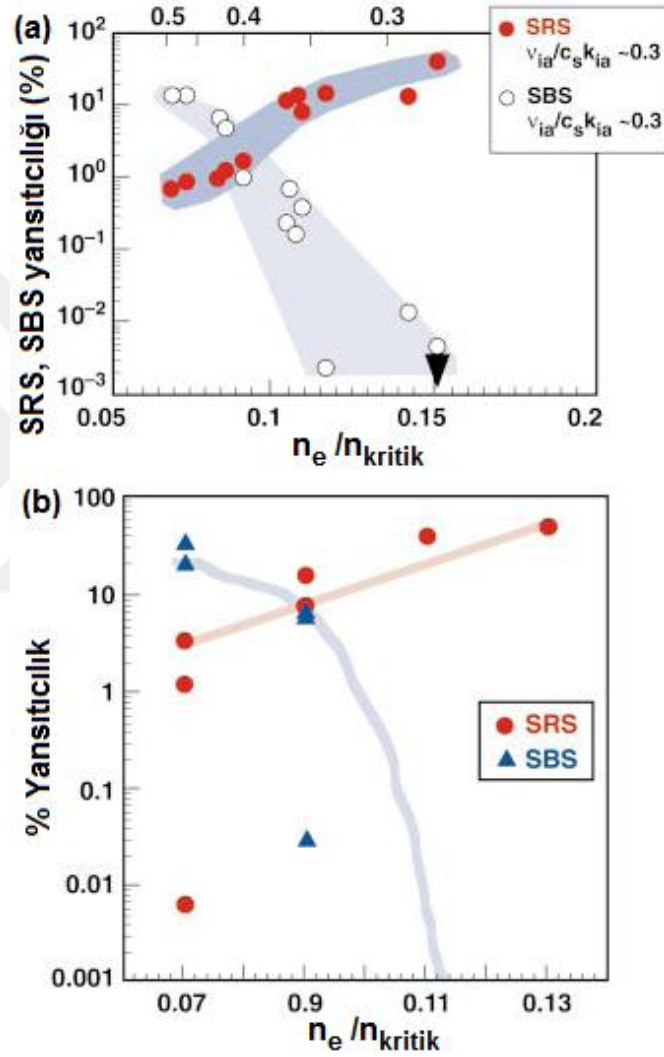
Bu sonuçların bir yorumu, en büyük kazanç katsayısına sahip olan kararsızlığın, daha büyük yansıtıcılığa sahip olması ve diğerinin yansıtıcılığını düşürmesidir. Bu etki, çiftlenim mod denklemleri ve 1D PIC simülasyonları ile elde edilen basit bir 1D teorik sonuçtur. Ancak, bu 1D hesaplamaları, gözlemlenen değerlerin çok üstünde yansıtıcılıklara sahiptir. Yansıyan ışığın görüntülenmesi, *plazma içinde yansıyan ışığın, gelen ışığın sıcak noktalarından çok daha az yoğun olan "kümler"e yoğunlaştığını* göstermiştir. Yansıyan ışık kümeleri, *plazma enine boyutunun, lazer noktasından çok daha az fakat bir benek genişliğinden daha büyük olduğu*, plazma bölgeleridir. Görüntüleme sistemi, bir benek çözemez ve SBS, bireysel beneklerden gelmiş olabilir. Aslında, bütün yansıtıcılık, birkaç sıcak noktadaki geniş yansıtıcılık ile tutarlıdır. F3D simülasyonları, LULI deneyleri için ve ayrıca Nova SRS ve SBS yoğunluk ölçeklemesi için, bunu makul bir açıklama olarak doğrulamıştır. Dolayısıyla, toplam gücün yalnızca bir bölümüne sahip daha yoğun benekler, yansıtıcılığın çoğunu oluşturursa, beneklerdeki SRS ve SBS rekabeti, gözlemlenen antikorelasyonu açıklayabilir.



Şekil 3.58. (Renkli) Demet düzleştirme için bir KPP ve 17 GHz SSD kullanan gaz balonu deneyleri, C_5H_{12} ve C_3H_8 karışımlarıyla doldurulmuş gaz balonlarından elde edilen (a) SBS ve (b) SRS'nin, bir RPP ve 3 GHz SSD kullanan deneylerle uyumlu olduğunu göstermektedir (bkz. Şekil 3.57). (Lindl ve ark., 2004)

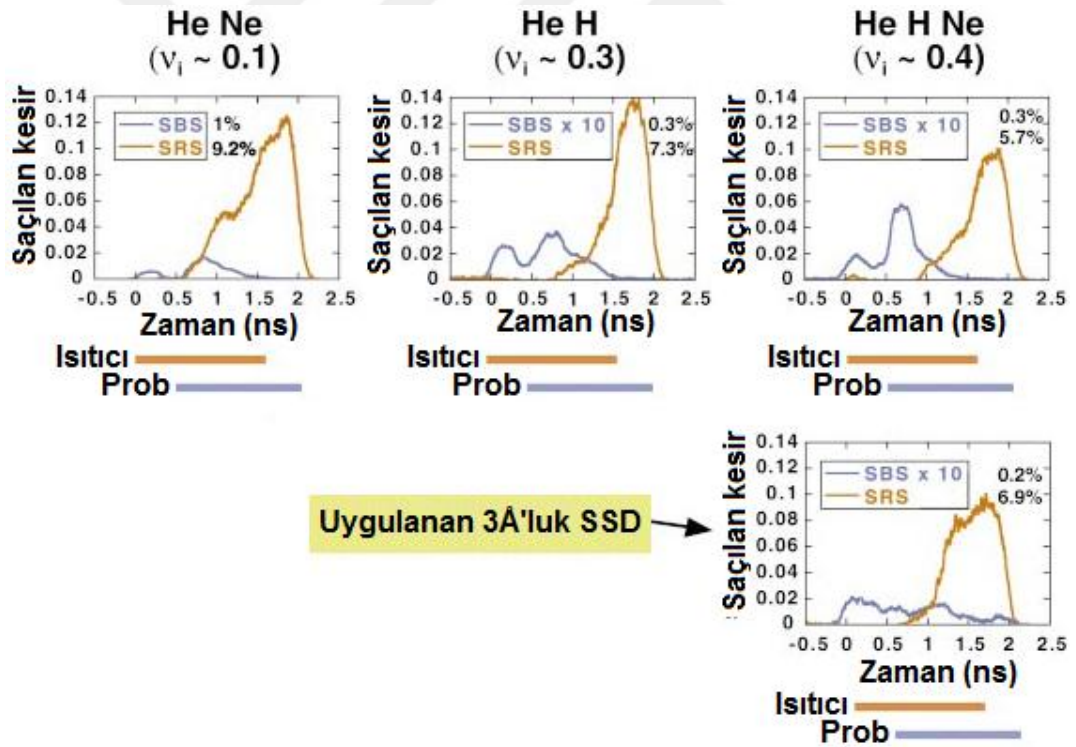
Şekil 3.59.a, Nova gaz balonu deneylerinden elde edilen elektron yoğunluğuna karşı çizilen tepe SBS yansıtıcılığı zamanında, SRS ve SBS yansıtıcılığını göstermektedir. LASNEX simülasyonları ve işlemci sonrası LIP (post-processor LIP), SRS kazanç katsayısı, süratle artarken, bu deneyler için SBS kazanç katsayısının, yoğunluk nedeniyle kabaca sabit olduğunu öngörür. Rezonans Langmuir dalgasının Landau sönümü v_e , yoğunluğun şiddetli biçimde azalan bir fonksiyonu olduğu için, SRS kazanç katsayısının [bkz. Denklem (3.26)] davranışı beklenmektedir. SBS kazanç katsayısı [bkz. Denklem (3.25)], yoğunluğa açık bir şekilde bağlıdır, fakat iyon ses dalga sönümünün, iyon ses dalga frekansına oranının, yoğunluk bağımlılığı nedeniyle, yoğunluğa kapalı bir şekilde de bağlıdır. v_a/ω_a 'nın yoğunluğa bağımlılığı, T_i/T_e 'ye olan bağımlılığından ve yoğunluğa (ve zamana) bağlı olarak T_i/T_e 'nin yükselmesine neden olan sıcaklık dengelemesinin yoğunluk bağımlılığından kaynaklanmaktadır. Şekil 3.59.b'de gösterilen, yansıtıcılığın yoğunluk bağımlılığı F3D simülasyonları (2D), nitelik açısından deney sonuçları ile uyushmaktadır. SRS, SBS ve filamentasyonun büyümesini belirleyen doğru plazma parametrelerine ek olarak, simülasyonlardaki önemli bileşenler, plazma dalgalarının

genliğini sınırlayan F3D'deki doyma mekanizmalarıdır. SRS ve SBS'in doymu, *bu plazma dalgaları, doğrusal olmayan bozunma için eşik değerini aştığında*, sırasıyla Langmuir ve ses dalgalarına genlik bağımlı bir sönüm getirerek F3D'de başarıyla tamamlanır. Bu eşikler, PIC simülasyonları veya doğrusal olmayan akışkan simülasyonları ile belirlenir. Bu, mevcut araştırmanın aktif bir alanıdır.



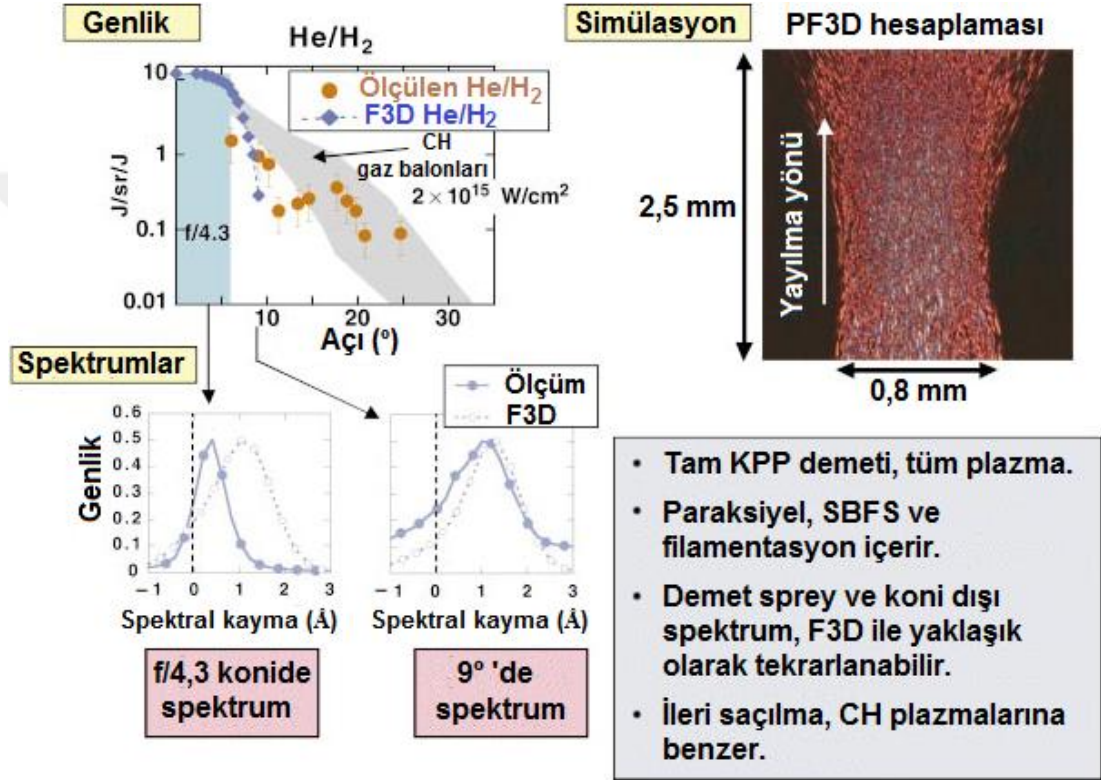
Şekil 3.59. (Renkli) Veriler, (a) [D. S. Montgomery ve arkadaşları, Phys. Plasmas 5, 1973 (1998)] ve F3D simülasyonlarını (b) elektron yoğunluğunun bir fonksiyonu olarak SRS ve SBS yansıtıcılığının bir antikorelasyonunu göstermektedir. Belirli bir yoğunluk için SBS ve SRS yansıtıcılığı, *doğrusal SBS kazancını ve SRS ve SBS doyumunu etkileyen iyon dalga sönümünün değiştirilmesi ile simülasyonlarda değiştirilmiştir*. Her bir yoğunluk için, yüksek bir SBS yansıtıcılığı, düşük bir SRS yansıtıcılığıyla eşleştirilir. (Lindl ve ark., 2004)

Şekil 3.60; HeNe, HeH ve HeHNe dolumlarından gelen tipik geri saçılan bir sinyalin zaman geçmişini göstermektedir. Her durumda, zaman geçmişi, hidrokarbon dolu gaz balonlarında görülen zaman geçmişine, nitelik açısından benzerdir. SBS, tepe elektron sıcaklığı zamanından biraz önce tepeye ulaşır. SRS, ısıtıcı demetler kapatıldıktan birkaç yüz pikosaniye sonra tepeye ulaşır. Önceki gaz balonu deneylerine gelince, ısıtıcı demetler kapanmadan hemen önce tepe T_e 'deki SRS ve soğutma fazı sırasındaki tepe T_e 'deki SRS arasında genellikle 2 katlık bir fark vardır. Ancak, en NIF benzeri iyon ses sönüme sahip olan HeHNe plazması için, sinyal sırasındaki herhangi bir zamanda tepe SRS saçılması, %10 veya daha azdır ve SBS, her zaman yüzde birkaç daha azdır. Gösterildiği gibi, 3 Å (1ω) SSD ilavesi, toplam saçılma üzerinde nispeten az etkiye sahiptir. Tepe SRS, esas olarak değişmemiş fakat önceki yüksek bir değere ulaştığında, SBS yaklaşık 2 kat azaltılmıştır.



Şekil 3.60. (Renkli) HeH ($v_i = 0,3$), HeNe ($v_i = 0,1$) ve HeHNe ($v_i = 0,4$) gaz balonu plazmalarındaki SRS ve SBS zaman geçmişleri, hidrokarbon dolumlar içeren gaz balonlarındakilere benzerdir. Zamanla bütünleştirilmiş yansıtıcılık da, her bir şekil üzerinde verilmiştir. Tepe saçılımı yalnızca, bu düşük Z 'li NIF benzeri gaz dolumları için, iyon sönümüne zayıfça bağlıdır. (Lindl ve ark., 2004)

Şekil 3.61, prob demetinden iletilen ışığın ölçümlerini gösterir. Bu ışık, yukarıda tarif edilen TBD kullanılarak ölçülür. Demet püskürtme, hidrokarbon dolu gaz balonları üzerinde ölçülenle benzerdir ve püskürtülen ışığın büyük kısmının, bunun ötesinde az miktarda ışık ile yaklaşık $f/3$ veya $f/2$ 'lik bir koni açısı içerisinde kaldığını gösterir. İleri saçılan ışığın kırmızıya kayması, ileri SBS'nin püskürtmeden sorumlu olduğunu gösterir.



Şekil 3.61. (Renkli) Paralel F3D kodunu kullanarak HeH deneylerinden elde edilen ileri saçılma hesaplamaları. Bu sonuçlar, yaklaşık 10°'ye kadar dışarı doğru gözlemlenen saçılma ile oldukça uyumludur. Bu deneyler, hesaplamaların zayıf istatistiklere sahip olduğu geniş açılarda biraz daha fazla saçılma göstermektedir. (Lindl ve ark., 2004)

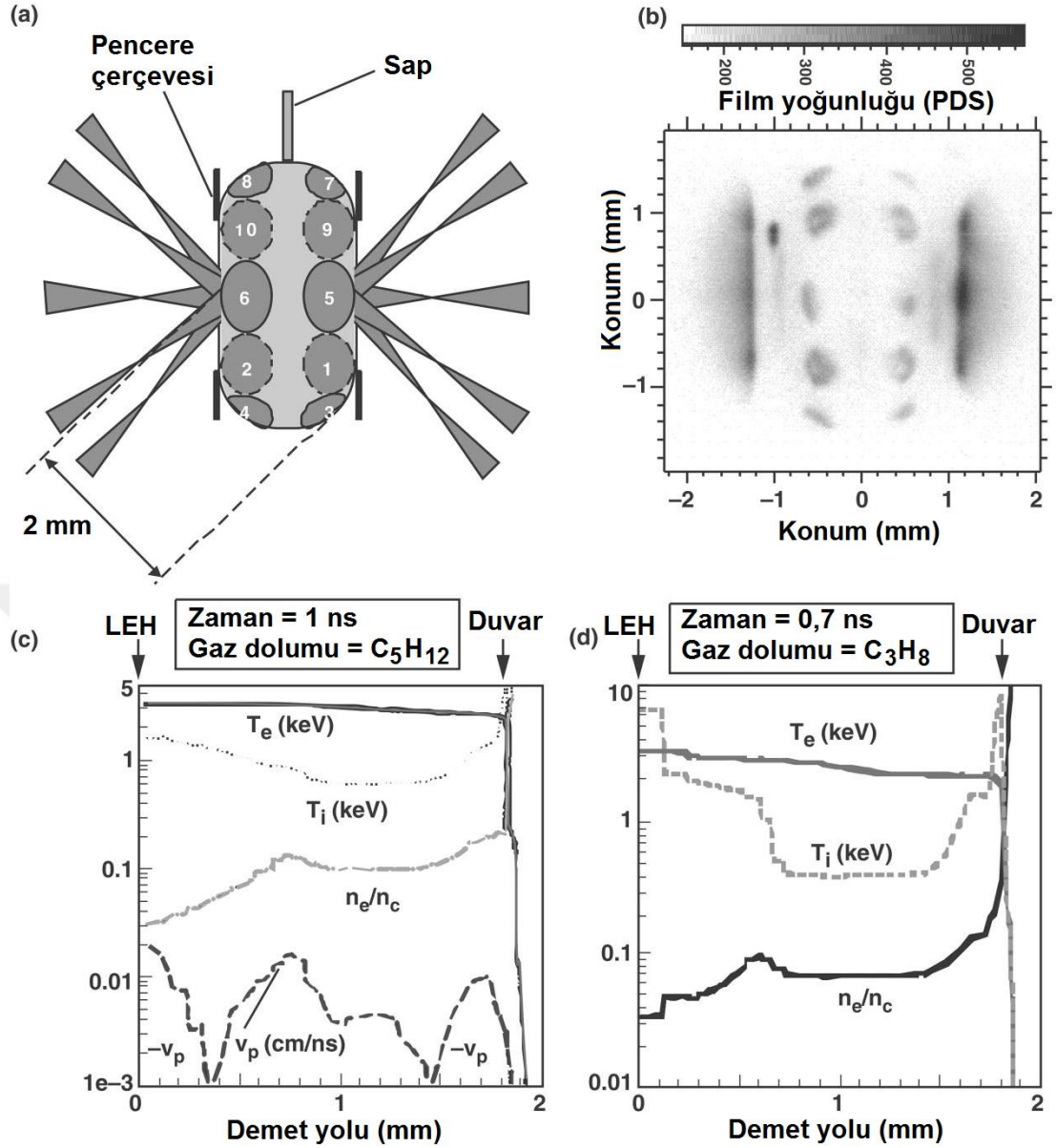
İleriye saçılan ışık, tüm He/H plazması boyunca iletimi analiz etmek için PF3D kullanılarak hesaplanmıştır. Bu hesaplama, Şekil 3.61'deki ölçümle karşılaştırılmıştır. Hesaplanan ve ölçülen demet püskürtme, yaklaşık 10°'ye kadar dışarı doğru iyi uyum gösterir (hesaplama çözünürlüğü, 15°'nin üzerindeki

saçılmanın ortadan kaldırılması şeklinde olmuştur). Ölçülen ve hesaplanan iletilen ışık spektrum kayması arasındaki uyum, $f/4$ 'lük koni açısının dış tarafında iyidir, fakat hesaplanan kayma, koni açısının iç tarafında, ölçülen kaymadan daha büyüktür. (Lindl ve ark., 2004)

3.8.4. Toroidal Holramlar

Nova'da uzun-ölçek boylu, düşük Z 'li plazmalar üretmeye alternatif bir yaklaşım, büyük toroidal şekilli gaz doldurulmuş holramların kullanılmasıdır. Bu holram, Şekil 3.62'de gösterilmiştir. 10 tane $f/4,3$ demetinden (ısıtıcı demeti) dokuzu, zaman sıfırda iken açılır ve her biri 0,1 ns'de yaklaşık 2 TW'a ulaşır. Ardından, tüm demetler kapatıldığında bu güç, zaman 1,4 ns'de iken 3 TW'a kadar yükselir. Bir etkileşim demeti, zaman 0,4 ns'de iken açılır ve 1 ns daha sabit güçte tutulur. Bu deneylerdeki etkileşim demeti, ikili bir RPP ile uzaysal olarak düzleştirilir. Deneye bağlı olarak kare faz plaka elemanının boyutu, ya 3,1 ya da 5,8 mm'dir. Etkileşim demetinin en iyi odağı, LEH'e yakın olan demet kesişme yerinden yaklaşık 1 mm ileriye doğru holram orta düzlemi yakınına yerleştirilir, fakat aksi belirtilmediği sürece, aşağıda verilen şiddet değerleri, holram LEH'indeki değerlerdir. Vakumda, orta düzlemdeki tepe şiddeti, 3,1 mm'lik faz plakalı LEH'e göre, orta düzlemde yaklaşık 1,6 kat daha yüksek ve 5,8 mm'lik faz plakası için yaklaşık 2,8 olur. Demetin ters bremsstrahlung Emilimi, bu farkı azaltır.

2,2 atm'e kadar basınca sahip olabilen holram gaz dolumu, iki LEH'i örten ince pencereler vasıtasıyla yapılır. Gaz dolulukları, yaklaşık 1 atm'de C_3H_8 (propan), yaklaşık 1 atm'de C_5H_{12} (neopentan) ve 2,2 atm'e kadar C_4H_{10} (izobütan) olur. LEH penceresi, *yüksek basıncın, 0,7 μm kalınlığında bir poliimid pencere gerektirdiği izobütan gaz doluluklarının haricinde, 0,3 μm kalınlığında silisyum nitrürden yapılır.* Gaz tamamen iyonlaştığında, bu dolulukların nominal yoğunluğu, C_3H_8 için $n_e/n_c = 0,065$, C_5H_{12} için $n_e/n_c \approx 0,11$ ve C_4H_{10} için $n_e/n_c \approx 0,17$ 'dir.



Şekil 3.62. (a) Gaz dolu holram ve demet izleri gösterilmiştir. Holramın uzunluğu 1,6 mm ve çapı 3,2 mm'dir. (b) Zaman 0,12 ns'de iken alınan holram X-ışını görüntüsü (0,08 ns çerçeve süresi) gösterilmiştir. Yalnızca bu resim için holram, ince ($2 \mu m$) altın duvarlara sahiptir ve bir görüntü kaydetmek amacıyla iğne deliği kamerasına erişen *L*-kabuk fotonlarının yeterli üretimini sağlamak için, gaz dolumu kaldırılmıştır. (c), (d) Neopentan (c) ve propan (d) gaz dolumları için, LASNEX ile hesaplanan bir demet yolu boyunca holram içindeki profiller çizilmiştir. (Lindl ve ark., 2004)

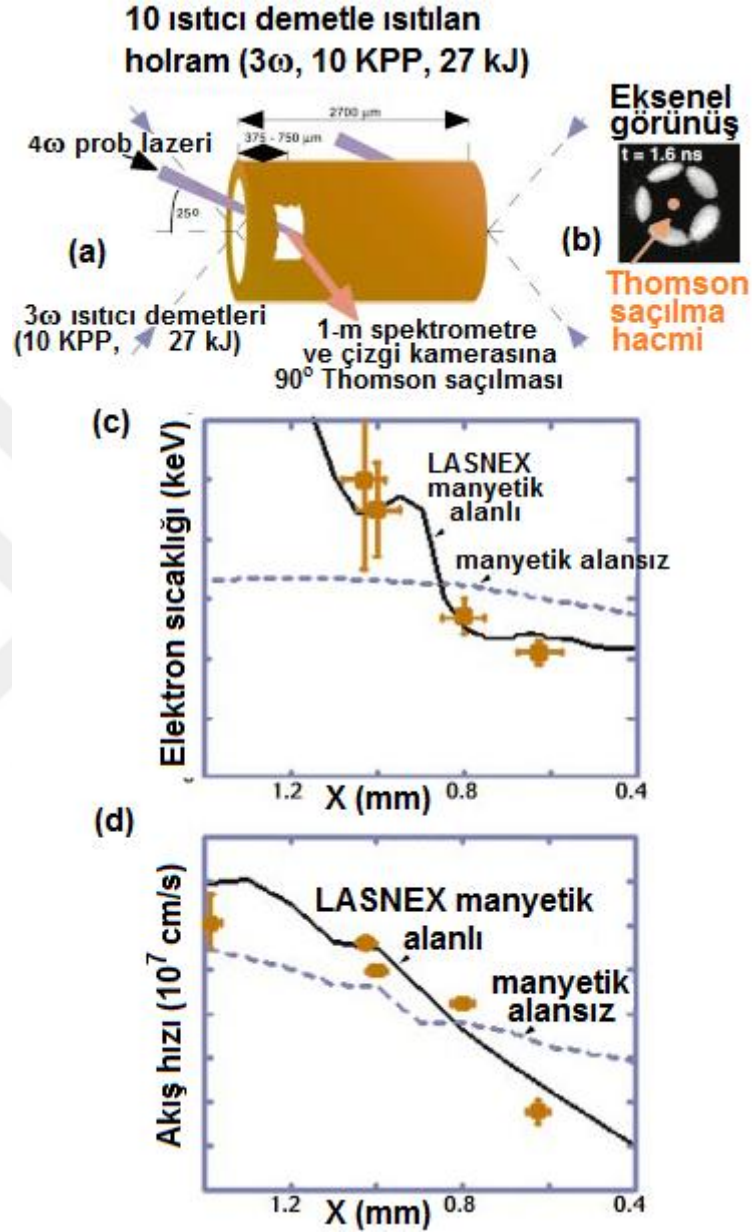
LASNEX tarafından öngörülen n_e , T_e ve T_i profillerinin şekilleri, Şekil 3.62'de altta gösterildiği gibi, bu çalışmada n_e/n_c aralığı için benzerdir. n_e/n_c düzlüğünün, gaz

dolumuna bağı olarak yaklaşık 1 mm uzunlukta olduğuna dikkat edilmesi gerekir. C_5H_{12} için, $T_e \approx 3 \text{ keV}$, spektroskopik olarak ölçülmüş ve $T_e = 2,50 \pm 0,25 \text{ keV}$, holram orta düzlemi yakınındaki holram eksen boyuna toplu Thomson saçılımı ile ölçülmüştür (Şekil 3.62, sol alt). Homojen bölgede LASNEX, düşük n_e 'de azalan lazer emilimi nedeniyle propan dolumu için $T_e = 2,5 \text{ keV}$ ve yüksek n_e 'de artan lazer emilimi nedeniyle yüksek basınçlı izobütan için $T_e = 3 \text{ keV}$ öngörür. T_e 'de öngörülen değişiklikler yanında, gaz dolumunu değiştirmek de, n_e 'yi değiştirmenin ve sonuç olarak ateşleme holramlarının ilgi aralığı boyunca sabit I ve v_i 'de v_e 'yi değiştirmenin, basit bir yoldur. Bu nominal plazma koşulları, propan için $k\lambda_D \approx 0,43$ 'e, neopentan için $k\lambda_D \approx 0,325$ 'e ve yüksek basınçlı izobütan için $k\lambda_D \approx 0,25$ 'e karşılık gelir; burada k, Langmuir dalgasının dalga sayısıdır. T_e , etkileşim demeti açık olduğu süre boyunca, oldukça sabit kalacak şekilde tasarlanmış olmasına rağmen, T_i 'nin, NIF'te uzun lazer sinyaliyle beklenen $1/2$ 'ye kıyasla, $T_i/T_e = 1/4$ 'e ulaşan elektron-iyon çarpışmaları nedeniyle, zamanla artacağı tahmin edilmektedir. (Lindl ve ark., 2004)

3.8.5. Ölçek-1 Nova Holramları

Şekil 3.63'te gösterildiği gibi, ölçek-1 gaz dolu holramlar, dokuz tane $f/4$ demetiyle ve bir tane düzleştirilmiş $f/8$ veya $f/4,3$ etkileşim demetiyle ısıtılır. Bu demetlerin her ikisi de, 2,4 ns şekilli sinyallere sahiptir. Beş lazer demeti; her bir taraftan girer, LEH'te üst üste biner ve holram duvarında azimut üzerinde düzenli bir şekilde dağılır fakat çevrenin yalnızca yaklaşık yarısını kaplar. Şekil 3.63'teki eksenel görünüşte, bireysel lazer demetlerinin izleri, ısıtılmış altın vasıtasıyla gelen X-ışını emisyonunda görülür. Aynı zamanda X-ışını emisyonunda da görülebilen, *altın esintisi ve düşük Z'li gaz dolumu arasındaki arayüzey*, Şekil 3.49'daki LASNEX hattına benzerdir. İlk deney setinde, ısıtıcı demetleri düzleştirilmemiştir. Demet düzleştirilmesi ile lazer demet sapması kontrolünün ispatlı gösteriminden sonra, holram deneyleri için tüm demetlerde faz plakaları kullanılmıştır. Holram duvarındaki düzleştirilmemiş $f/4$ ısıtıcı demetlerin nominal şiddeti $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 'dir. $f/8$ RPP ile düzleştirilmiş demetler, yaklaşık $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 'lik bir

şiddete sahiptir ve ters bremsstrahlung emilimini hesaba katmadan, LEH'te ve duvarda kabaca aynı şiddete sahiptir.



Şekil 3.63. (Renkli) (a) Ölçek-1 Nova gaz dolu holramı ve Thomson saçılma yapılandırmasını ısıtmak için kullanılan 2,4 ns $f/4$ 351 nm lazer demetleri, şematik olarak gösterilir. Etkileşim demeti, ısıtıcı demetleriyle aynı sinyal şekline ve aynı süreye sahiptir. (b) X-ışını emisyonunda eksenel bir görüntü. Holram eksenı boyunca Thomson saçılmasıyla ölçülen (c) elektron sıcaklığı ve (d) akış hızı bileşeni, alttaki iki resimde gösterilmektedir. Yalnızca manyetik alanlı LASNEX ölçümleri, doğru bir şekilde simüle edilmiştir. (Lindl ve ark., 2004)

Ölçek-1 gaz dolu Nova holramlarındaki LPI deneyleri, yaklaşık 1 TW/demet’lik “ayak” gücüne hızlı bir yükseliş yapabilen şekilli bir sürücü sinyali kullanmıştır ve ardından yaklaşık 1,6 ns’de yaklaşık 2 TW/demet’lik bir tepeye kademeli bir yükseliş izlemiştir. Bu, simetri deneylerinde kullanılan standart sinyal şekilli 22 sinyaldir. Elektron sıcaklığı, başlangıçta spektroskopik yöntemlerle ve daha sonra Thomson saçılmasıyla belirlenmiştir. Şekil 3.63, 4ω (261 nm) Thomson saçılımı ile taranan plazma hacmini ve holram eksenini boyunca *ölçülen elektron sıcaklığını ve eksenel akış hızını* göstermektedir. Bu ölçüm, *kendiliğinden üretilen manyetik alanlar tarafından ısı akısı engellemesi, simülasyonlara dahil edilmediği sürece*, sıcaklık ve akış hızında, LASNEX simülasyonları ile tutarlı olanlardan daha büyük gradyanlar gösterir.

Bu tür holramlardan elde edilen geri saçılma ölçümü, SBS ve SRS tarafından yansımadan kaynaklanan enerji kaybının, holram enerji bilimini belirlemede önemli bir rol oynadığını göstermiştir. Ölçek-1 gaz dolu holramlar için, geri saçılma yakınındaki görüntüleyici, yerleştirilmiş bir uzaysal bölgede görülen SBS’nin büyük bir kısmını algılar. Gelen demetin bulunduğu yerden kaynaklanan bu kayma, demet sapmasının bir sonucudur. Ölçek-1’in iki katı kadar büyük bir çapa sahip bir gaz balonu holramında, yansıtılan SBS ışığı, 10 dereceye kadar saptırılmıştır. Düzleştirilmemiş ısıtıcı demetlerine sahip olan gaz dolu holramlarda, toplam geri saçılma kayıpları, genellikle %15’i aşar. Zaman çözünürlüklü ölçümler, *düzleştirilmemiş ısıtıcı demetlere sahip SBS ve SRS’ye yapılan birleşik tepe kaybının, bazı hedeflerdeki sinyalde, bazı zamanlarda, %40 kadar yüksek olabileceğini* gösterir. Düzleştirme olmaksızın SRS (%1,9) ve SBS (%1,7) için yan saçılım, demet düzleştirme ile birlikte ihmal edilebilir miktarlara düşürülmüştür.

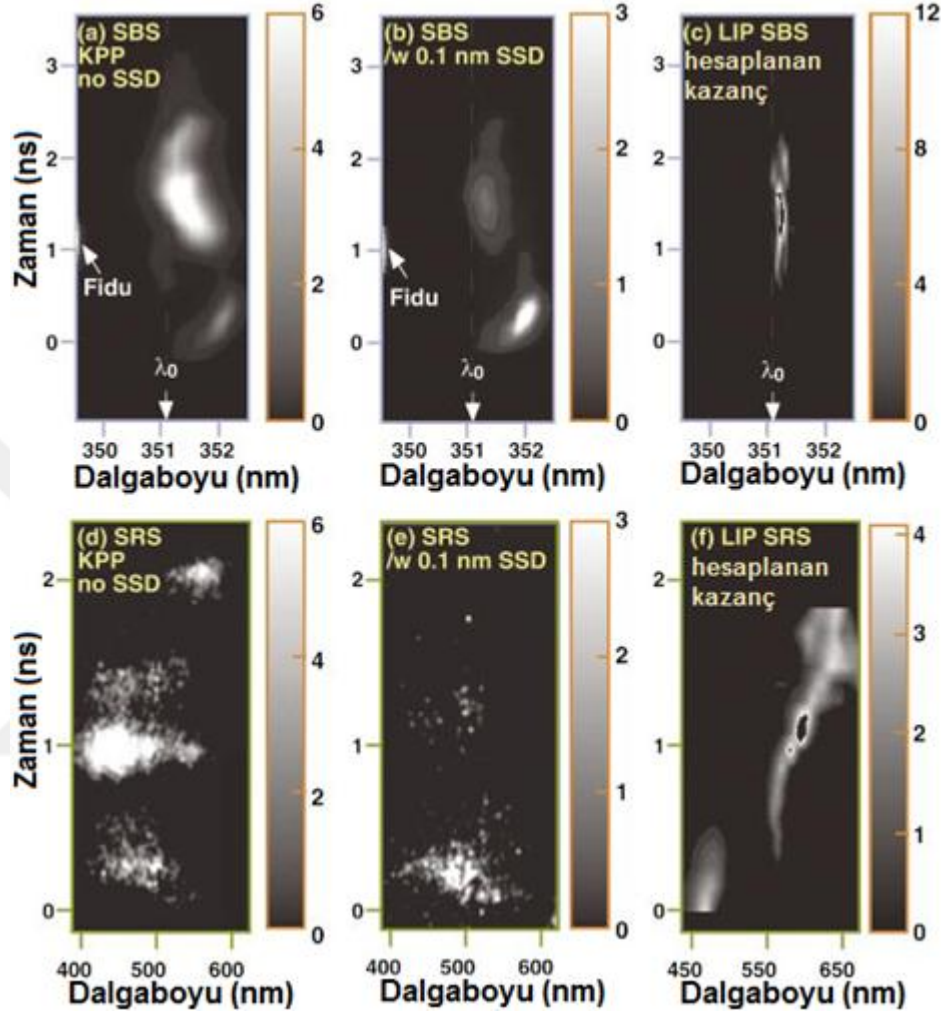
Şekil 3.49’da gösterildiği gibi, ölçek-1 gaz dolu holramlar için hesaplanan SBS kazanç katsayıları, plazmanın alt kısmındaki NIF dış demetleri için hesaplanana benzer veya daha yüksektir. Bu hesaplamalar, doğrudan ısıtılmış plazmadan gelen ısı akısının manyetik alanını azaltmaksızın, LASNEX simülasyonlarından belirlenen plazma koşullarını kullanmıştır. SRS ve SBS için kazanç katsayılarının ve spektral kaymaların süre değişimi, gözlemlenen kaymalar ve zaman bağımlılığı ile uyuşmamıştır. Yeni LIP hesaplamaları, ölçülen elektron sıcaklığı ile uyumlu

manyetik alanlara sahip LASNEX simülasyonlarından elde edilen plazma koşullarını kullanmıştır. Metan dolumlu holramlar için SBS kazanç katsayısının bu LIP hesaplamaları, 351 nm 'den $2\text{ ila }3\text{ Å}$ 'a kadar kırmızıya kayan ve ısıma ve lazer ablasyonu ile altın duvardan ablasyona tabi tutulan altın tabakasında meydana gelen SBS'ye karşılık gelen, zamanla geciken bir tepe kazancı göstermektedir. Zaman çözünürlüklü bir SBS spektrumu ve LIP'ten elde edilen zamana bağımlı kazanç katsayısı, Şekil 3.64'te gösterilmektedir. Manyetik alanlar olmadan SRS kazanç katsayısı, yaklaşık $1,5\text{ ns}$ 'lik gelen tepe lazer gücünden sonra tepe yapmıştır, halbuki veriler, 1 ns 'de bir tepe SRS yansıtıcılığı göstermiştir. SRS kazanç katsayısının yeni hesaplamaları, 1 ns 'de bu tepayı yeniden üretir, çünkü lazer demeti içindeki düşük yoğunluklu gazın elektron sıcaklığı, manyetik alanlarla çok daha yüksektir. Demet düzleştirme olmadan, 1 ns 'de gözlemlenen SRS spektral genişliği, hesaplanan doğrusal kazanç katsayısı genişliğinden çok daha geniştir. Kendiliğinden odaklamanın bir sonucu olduğu düşünülen bu geniş spektrum, Şekil 3.65'te gösterildiği gibi SSD uygulandığında, şiddetli biçimde daralır.

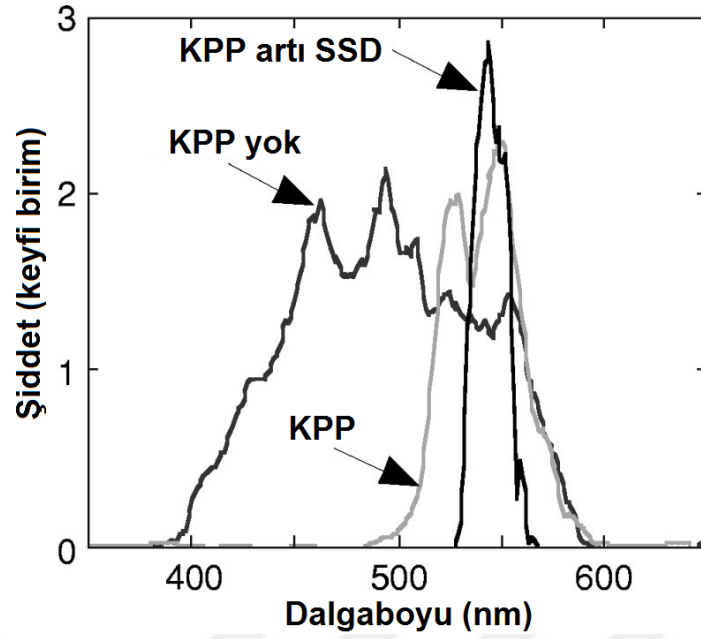
İyileştirilmiş LASNEX modellemesinin bir diğer önemli sonucu, ölçek-1 holramlarında hesaplanan kazanç katsayısının azaltılmasıdır. NIF holramlarında benzer azaltmaların olabileceği, kesin değildir. Spektral kaymalardaki ve yansıtıcılık geçmişindeki benzerlikler, LASNEX'in holram plazma koşullarını (elektron yoğunluğu n_e , elektron sıcaklığı T_e ve lazer demet yolu boyunca akış V) doğru bir şekilde hesapladığını gösterir. Deneyler, kısa dalgaboylu benek yapısına sahipken, LIP hesaplamaları, enine yönde uzaysal olarak ortalaması alınmış bir demet şiddetini kabul eder.

Ölçek-1 holramlardan elde edilen SBS ve SRS yansıtıcılığı, demet düzleştirme uygulandığında düşmüştür. Şekil 3.66, ölçek-1 metan dolu holramlar için SSD bant genişliğinin bir fonksiyonu olarak tepe SBS ve SRS yansıtıcılığını göstermektedir. Hem SBS hem de SRS, gelen sinyalin tepesi boyunca, şekilli sinyal deneyi sırasında gözlemlenen tepe değerleridir. Bahsedilen yansıtıcılıklar, demetin merkezinden itibaren 0° ila 20° arasında tüm geri saçılmaları içerir. $0,5\text{ Å}$ bant genişliği eklemesi, SBS'yi yaklaşık %2'ye düşürürken, bant genişliği olmayan SBS geri saçılması oldukça yüksektir (%15 ila %20). Her bir bant genişliği koşulunda iki deney

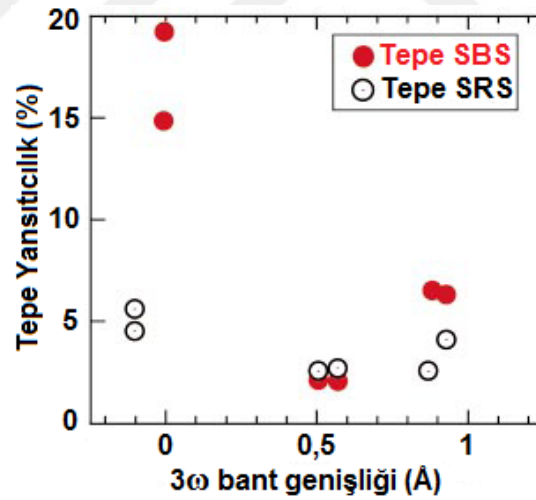
yapılmıştır ve bu veriler tekrar oluşturulabilir. Deneysel belirsizlik, yansıtıcılığın bahsedilen değerinin $\pm\%25$ 'i kadardır.



Şekil 3.64. (Renkli) (a) ve (d)'de SSD olmadan, (b) ve (e)'de SSD ile birlikte, ölçek-1 Nova holramından elde edilen, zamana karşı SBS ve SRS spektrumu ve (c) ve (f)'de hesaplanan SBS ve SRS kazancı. SSD'li SBS sinyalini, ayırt etmek zordur fakat SSD'li SBS sinyali, 1,5 ns'de tepe yapar ve SSD'siz SBS sinyalinden daha dardır. Spektral kayma ve zaman geçmişi, ortalama lazer şiddetini ve LASNEX'le hesaplanan plazma parametrelerini kullanarak, LIP ile hesaplanan SBS doğrusal kazancı ile uyushmaktadır. SSD'li SRS spektrumu, SSD'siz olandan çok daha dar ve azalmıştır. Hesaplanan kazanç tepeye ulaştığında, (SSD'li SRS spektrumu) 1 ns'de tepe noktasına gelir. Ancak, bu SRS, hesaplanan kazançtan daha kısa bir dalgaboyunda tepeye ulaşır. Gecikmiş zamanlı SRS kazancı, yüksek yoğunluklu plazmadan kaynaklanır ve bu SRS kazancı, bu plazmada SBS rekabeti ile yeniden emilebilir veya engellenebilir. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.65. Çeşitli düzeltme koşulları için $1,8 \text{ ns} < t < 2 \text{ ns}$ 'de gaz dolu holramlardan elde edilen SRS spektrumları. İyileştirilmiş düzeltmeye sahip spektrumlar, 180 nm'den 30 nm'ye daralır. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.66. (Renkli) NIF dış demet plazmasını simüle eden Nova ölçek-1 holramları için, SSD demet düzeltmesi, geri saçılımı önemli ölçüde azaltır. Altın tabakalı bir plazmaya sahip, ölçek-1 metan dolu holramlardan elde edilen, SBS ve SRS geri saçılma verileri, NIF dış demetlerin karşılaştığı şeylere benzerdir. Gösterilen yansıtıcılık, gelen şiddetin tepe ($2,5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$) zamanına karşılık gelen (50 ps'lik diyagnostik çözünürlük üzerinden ortalaması alınmış) zamanın tepe noktasıdır. Bu deneylerde, etkileşim demeti, 3 GHz SSD ve bir RPP kullanılarak düzeltilmiştir. (Lindl ve ark., 2004)

Şekil 3.67, ölçek-1 metan dolu holramlar için SSD bant genişliğinin bir fonksiyonu olarak ölçülen zamanla bütünleştirilmiş SBS ve SRS yansıtıcılığını göstermektedir. Tepe SBS yansıtıcılığı, zamanla bütünleştirilmiş değerlerin iki katıdır. Etkileşim demeti tepe şiddeti, $2 \times 10^{15} W/cm^2$ 'dir. Deneysel belirsizlik, yansıtıcılıkta $\pm\%25$ 'tir. Önceki RPP/(3 GHz) SSD birleşimi ile alınan veriler, açık daireler halinde gösterilmektedir. KPP ve 17 GHz modülatör (dolu daireler) ile alınan yeni veriler tutarlıdır. Hesaplamalara göre tahmin edilen bu veriler, NIF'in demet düzleştirme uygulamalarından, KPP ve 17 GHz SSD'li demet düzleştirme ve RPP ve 3 GHz SSD'li demet düzleştirme arasında anlamlı bir fark olmadığını göstermektedir. SSD'li ölçek-1 holramlarından elde edilen SRS ve SBS yansıtıcılığı, teorik hesaplamalarla uyumlu olarak bir veya iki renkli çevrimler için benzer olarak ölçülmüştür. Ancak, ısıma sıcaklığı, iki renkli çevrimlerde tek renkli çevrimlere kıyasla 5 eV daha yüksektir.

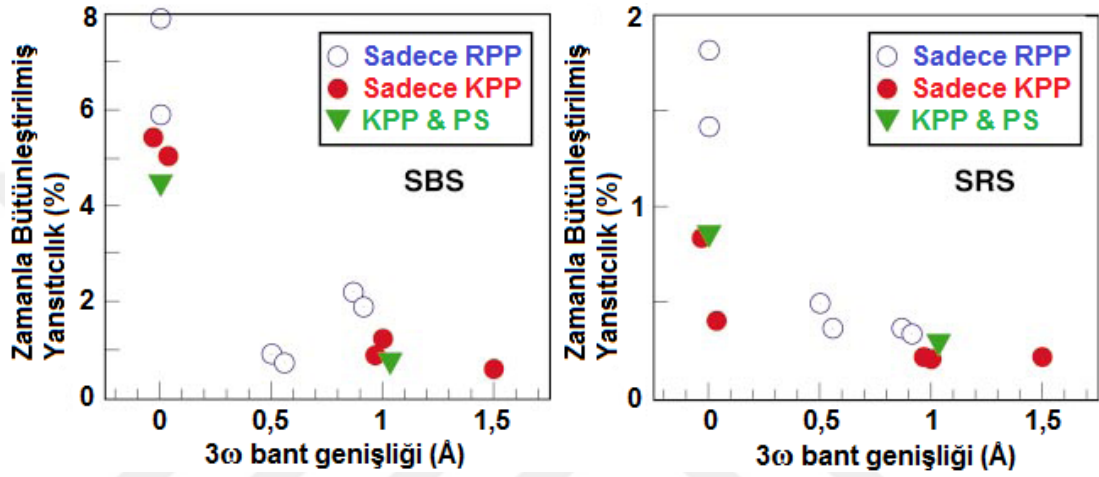
Şekil 3.67'nin aynı zamanda, diğer veriler arasında bulunan polarizasyon düzleştirmenin (üçgenler) eklenmesiyle alınan iki veri noktasını göstermesi, *en azından bu deneyde, NIF dış demetleri ile ilgili lazer ve plazma koşulları için polarizasyon düzleştirme işlemine pek az fayda sağladığını* ima eder. (Lindl ve ark., 2004)

3.8.6. Kesişen-Demet Enerji Aktarım Deneyleri

Kesişen-demet deneyleri, hem gaz balonu hem de dışarıya patlayan folyo plazmalarında Nova'da uygulanmıştır.

Gaz balonu plazmalarını kullanarak yapılan deneylerde, demetler, 53°'lik bir açıyla kesişir ve biraz uyumsuz frekanslara sahiptir, böylece frekans farkı, rezonans iyon ses dalgasının frekansına yakın olur ve Brillouin yan yüz saçılımı tohumlanır. Düşük frekanslı prob demeti tarafından plazma boyunca iletilen güç, TBD tarafından zamanın bir fonksiyonu olarak ölçülür. Bu yükseltme, yüksek frekanslı pompa demetinin bulunduğu bir deneyin, bulunmadığı bir deneyle karşılaştırılarak belirlenir. Şekil 3.68.a'da gösterildiği gibi, pompa demeti açıldıktan sonra iletilen güç, pompa

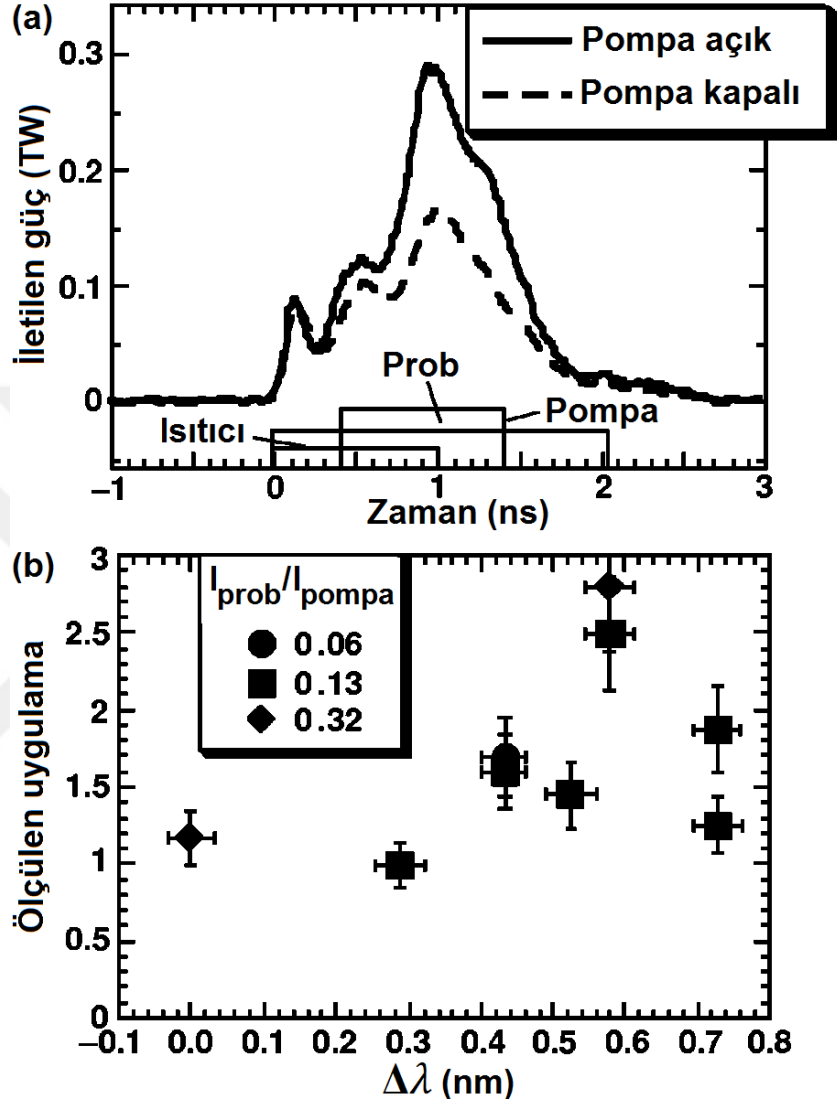
kapalı iken ölçülenin çok üzerinde bir değere, süratle yükselir. Bu deneyler, *1 ns'lik bir etkileşim süresi boyunca birkaç yüz joule'lük enerji aktarılabildiğini ve bunun sonucunda, prob demetinin 2,5 katı kadar bir yükseltme elde edilebildiğini* ispatlı bir şekilde göstermiştir. Enerji aktarımı, *ancak, demet frekanslarındaki fark, Şekil 3.68.b'de $\Delta\lambda = 0,5 \text{ nm}$ 'ye karşılık gelen rezonans iyon dalgasının frekansı kadar büyük olduğunda ortaya çıkar.*



Şekil 3.67. (Renkli) Bir KPP'li 17 GHz SSD kullanan NIF benzeri düzleştirmeye sahip Nova ölçek-1 holramlardan elde edilen SBS ve SRS. Yansıtıcılıklar, 3 GHz SSD ve bir RPP kullanan önceki Nova ölçek-1 holram deneylerinden elde edilenlere benzerdir. Polarizasyon düzleştirme, bu plazma ve lazer koşulları için önemli bir etkiye sahip değildir. (Lindl ve ark., 2004)

Dışarıya patlayan folyo plazma deneyleri, *iyon ses dalgasının frekansını sıfıra kaydırmak için mevcut Mach-1 akışı varsa, enerjinin, özdeş demetler ($\Delta\lambda = 0$) arasında aktarılabildiğini* göstermiştir. NIF holram simülasyonları, lazer giriş deliği civarında Mach-1 akışı gösterir. Holramdaki demet kesişim geometrisinin ve akış hızlarının analizi, *simetrinin, tek bir koni içindeki demetler arasında meydana gelen enerji aktarımını ortadan kaldırdığını ve farklı konilerdeki demetler arasında meydana gelen bir frekans farkının, iyon dalga rezonans ayarının bozulmasına ve koniler arasındaki enerji aktarımının ortadan kaldırılmasına izin verebildiğini*

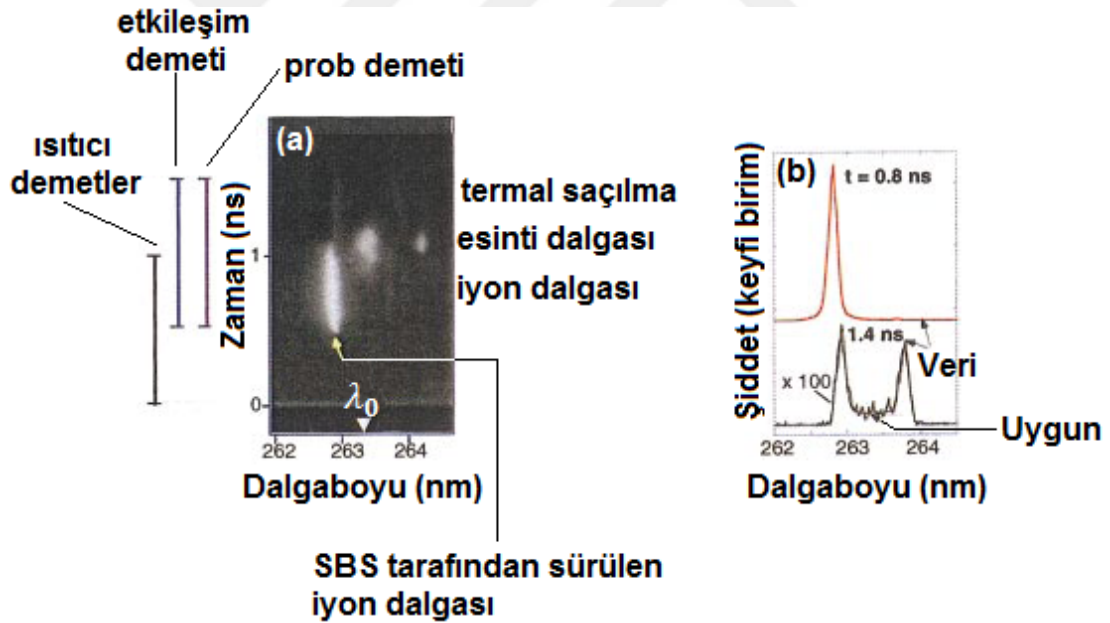
göstermektedir. Bu sebeplerden dolayı, NIF’i “iki renkli” modda kullanma kabiliyeti, şimdi bir seçenek olarak sürdürülmektedir. (Lindl ve ark., 2004)



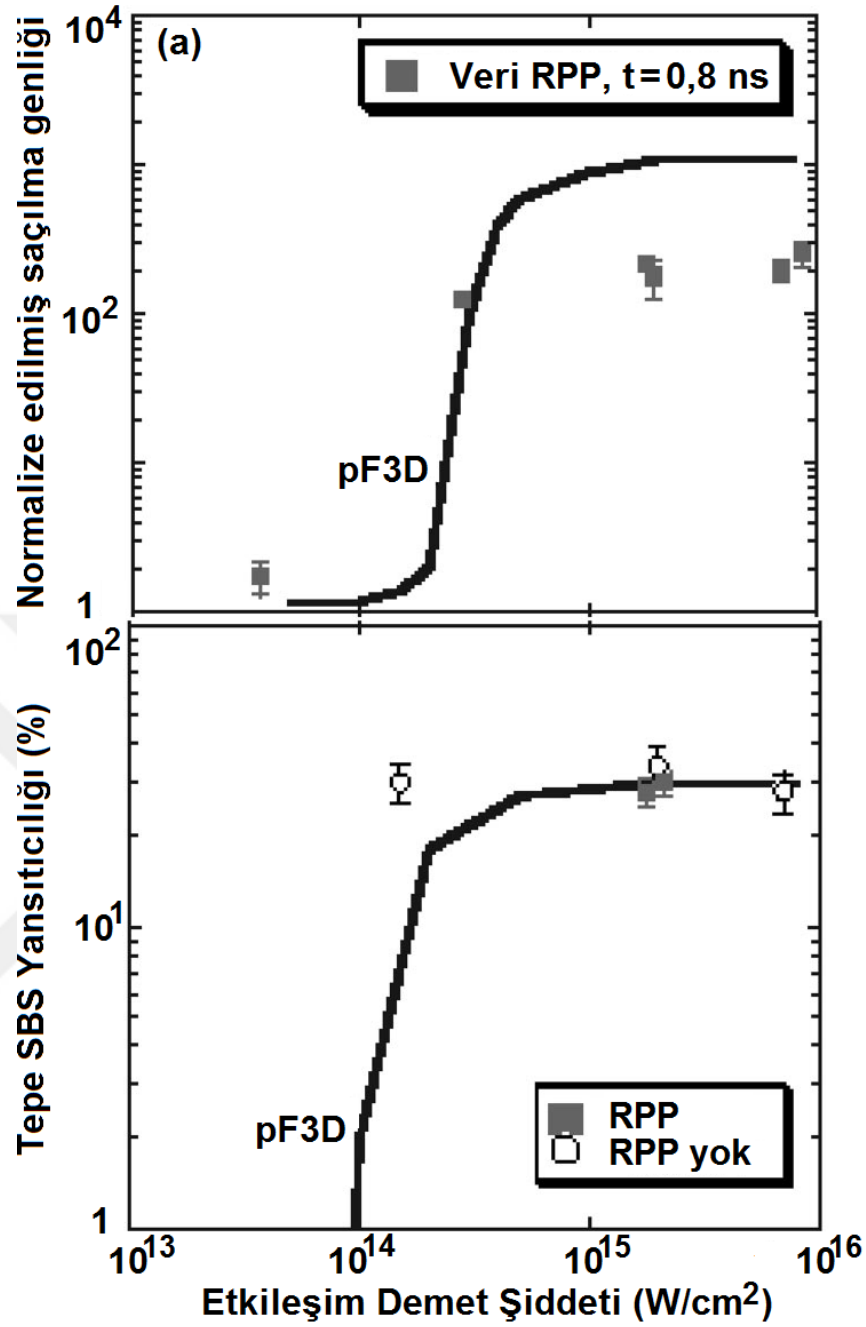
Şekil 3.68. (a) $\Delta\lambda = 0,45 \text{ nm}$ ve $I_{\text{prob}}/I_{\text{pompa}} = 0,06$ durumunda plazma boyunca iletilen prob demeti gücünün ölçümü. “Pompa açık” durumunda, $2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ’lik pompa demeti, 0,4 ila 1,4 ns arasında prob demetiyle kesişir ve bu da prob demetinin, “pompa kapalı” durumunun 1,7 kat üzerine yükseltilmesine neden olur. (b) Bir dizi deney, iki demetin dalgaboyu ayrımının bir fonksiyonu olarak prob demetinin yükseltilmesini ölçmüştür. Bu yükseltme, *frekans ayrımı*, $\Delta\lambda = 0,45 \pm 0,04 \text{ nm}$ ’lik kaydırılmamış iyon dalga rezonansı için öngörü civarında olduğunda, en büyüktür. (Lindl ve ark., 2004)

3.8.7. Doğrusal Olmayan SBS Doyma Deneyleri

Nova deneylerinde, iyon ses dalga genliklerinin, gelecek ateşleme deneylerinde öngörülen koşullara benzer koşullar için doymuş olduğu gözlemlenmiştir. İyon dalgaları, $T_e = 3 \text{ keV}$ elektron sıcaklığında, CO_2 doldurulmuş gaz balonu deneylerinde 263 nm 'lik bir prob demetinin mor ötesi Thomson saçılması vasıtasıyla ölçülmüştür. Geçici olarak çözünmüş Thomson saçılım spektrumları, 351 nm 'de bir kilojoule etkileşim demetinden gelen SBS tarafından büyük genliklere uyarılan termal elektrostatik dalgalanmalardan ve iyon ses dalgalarından kaynaklanan saçılmayı eş zamanlı olarak göstermiştir (Şekil 3.69 ile kıyaslanabilir). İyon ses dalgaları, $I > 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ için doymuştur. Yerel Thomson saçılma ölçümlerinin bu sonuçları, bu etkileşim demet şiddetleri için %30 seviyesinde doyma gösteren, gözlenmiş SBS yansıtıcılığı ile de tutarlıdır.



Şekil 3.69. (Renkli) (a) SBS tarafından sürülen iyon dalgaları üzerindeki uyumlu saçılmayı, esinti dalgası üzerindeki saçılmayı ve gecikmiş zamanlarda termal uyumlu olmayan saçılmayı gösteren, zaman çözünürlüklü Thomson saçılma spektrumu. Lazer demetlerinin zaman sırası, solda belirtilmiştir. (b) $t = 0,8 \text{ ns}$ ve $t = 1,4 \text{ ns}$ 'de hatlar. Önceki hat, sonraki zamanlardaki spektruma kıyasla büyüklük olarak 2 kat artan saçılma gösterir. İkincisi, CO_2 artı %1 argondan (Ar) oluşan bir gaz dolumu için teorik TS form faktörü ile uyushmaktadır. (Lindl ve ark., 2004)



Şekil 3.70. (a) Değişik etkileşim demet şiddetleri için, kırmızıya kaymış termal tepe şiddetine normalize edilen, maviye kaymış iyon ses dalgasının saçılma genliği. Genlikler, $t = 0,8$ ns içindir. (b) RPP'siz veriler için SBS yansıtıcılığının, %30 seviyesinde doymuş olduğu gözlemlenmektedir. (a) ve (b)'nin her ikisinde de pF3D eğrileri, modellemeyi temsil eder. (Lindl ve ark., 2004)

Bu deneyler, pF3D lazer plazma etkileşim kodunu kullanan hesaplamalarla karşılaştırılmıştır. Gaz balonu plazmasının tüm uzunluğu boyunca 3ω etkileşim

demetinin yayılımını ve SBS saçılımını simüle ederek, %30 SBS'nin, $\delta n/n_e = 2 \times 10^{-3}$ 'lük bir iyon dalga genliğine karşılık geldiği bulunur. Doğrusal olmayan sönüm olmadan, bu simülasyonlar, *deney verilerinin her ikisi ile de çelişkili olan kısa bir başlangıç patlamasından sonra termal seviyeye geri dönen Thomson saçılma hacminde %100 yansıtıcılık ve iyon ses dalgalanmaları (ion-acoustic fluctuations) gösterir. Sadece, birincil iyon ses dalgasının, iki iyon dalgasına, ikincil bozunmasına dayanan doğrusal olmayan bir sönüm modelini dahil ederek, deneylerle tutarlı sonuçlar bulunabilir. İyon dalga bozunması ile ölçeklenen maksimum bir iyon dalga genliği seçimi, CO₂ plazmalarının, diğer doğrusal olmayan etkilerin daha az önemli olduğu, (ksenon (Xe) veya altın (Au) gibi yüksek Z'li plazmalara benzeyen) düşük iyon dalga sönüm koşullarına yaklaşması ile özellikle motive edilir. Örneğin, bu deneylerde gözlemlenen iyon dalga dalgalanma (ion-wave fluctuation) seviyesi, tuzaklama yoluyla bozulan iyon dalgası eşiğinden, yani $\delta n/n_e = 0,2$ 'den önemli ölçüde daha küçüktür.*

Şekil 3.70, doğrusal olmayan bir ölçekleme kullanarak hem SBS yansıtıcılığının hem de Thomson saçılma verilerinin yeniden üretilebildiğini göstermektedir. Geriye kalan küçük tutarsızlıklar, Cassegrain teleskopu (hizalama ve eksik örnekleme) ile ortaya çıkarılan mutlak ölçülmüş saçılma gücündeki belirsizliklerle açıklanabilir. Ancak, bu model, *iki iyon dalga bozunmasının, teorik doğrusal hesaplamalar tarafından önerilen değerden daha düşük bir eşik değerinde gerçekleştiğini* kabul eder. Bu, ya iki iyon dalga bozunma kararsızlığı teorisinin yetersiz olduğunu, ya da diğer doğrusal olmayan mekanizmaların dahil edilmesinin gerekli olduğunu göstermektedir.

Bu deneyler, *SBS kararsızlığının, eylemsiz hapsedme füzyon plazmalarında doymuş olduğuna dair ilk deneysel delil sağlar. Bu bulgular ayrıca, NIF üzerinde gelecekte yapılması planlanan ateşleme deneylerinde lazer saçılma kayıplarının, doğrusal olmayan dalga doyma süreçleriyle birlikte plazma koşullarını kontrol ederek azaltılabileceğini* göstermektedir. Buna ek olarak, bu Nova gaz balonu deneyleri, mevcut modelleme kabiliyetinin sınırlarını açıkça göstermiştir. Tahmini bir modelleme kabiliyeti elde etmek için doyma sürecinin ilk temel anlayışına ihtiyaç duyulacağı açıktır. Şu anda Omega Lazer Tesisi'ne uygulanan Thomson saçılma kabiliyetini kullanarak, yakın gelecekte bir ateşleme holramının yüksek Z'li duvar

plazmasında öncelikle ortaya çıkan yüksek sıcaklık, düşük iyon dalga sönüm plazmalarının doğrusal olmayan dalga fiziğinin ele alınması planlanmaktadır. (Lindl ve ark., 2004)

3.9. NIF Ölçekli Plazmalarda Lazer-Plazma Etkileşimlerinin Özeti ve Gelecekteki Çalışmalar

NIF koşullarına çok yaklaşan Nova plazmaları için, yaklaşık %90'lık zaman ortalamalı emilim sağlanmıştır. Şekil 3.49'da gösterildiği gibi, *Nova ölçek-1 gaz dolu holramlar, altın plazmasının LPI kararsızlık kazancına baskın olduğu NIF dış demetlerini taklit ederken*, Nova gaz balonu plazmaları, düşük Z'li malzemedeki uzun mesafeli yolun kararsızlık kazancına baskın olduğu NIF iç demetlerini taklit ederler. Şekil 3.60, kombine SBS ve SRS saçılımının, *en NIF benzeri bileşime ve normalize edilmiş iyon dalga sönümüne sahip bir HeHNe gaz balonu plazmasından*, %10'dan daha az olduğunu göstermektedir. Ölçek-1 holramlar için, Şekil 3.67'de gösterilen birleşik SBS ve SRS saçılımı, NIF düzleştirme seviyeleri vasıtasıyla %5'ten daha azdır.

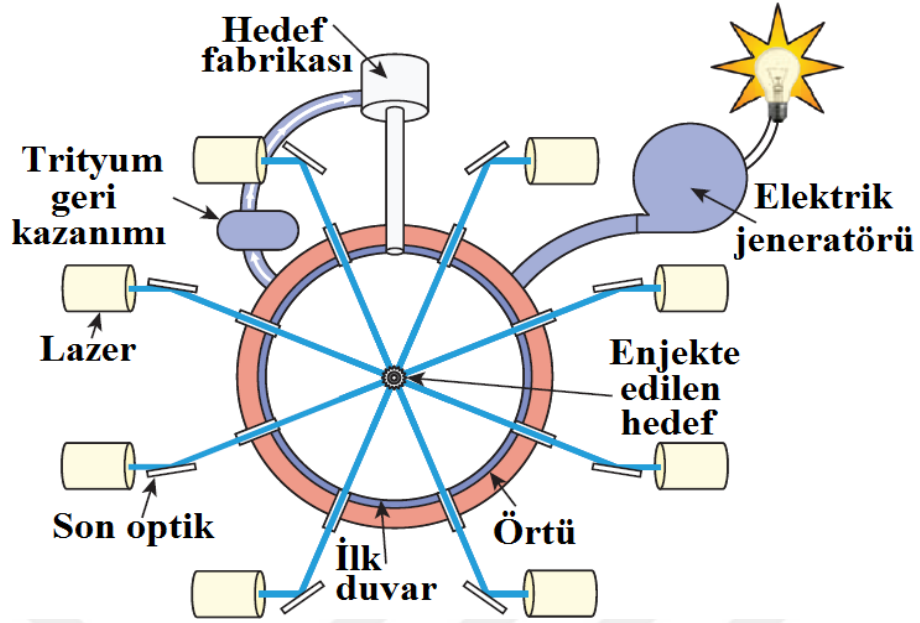
Son on yılda NIF ile ilgili plazmalardaki filamentasyon etkilerinin anlaşılması, dikkat çekici bir şekilde ilerlemiştir. *Filamentasyonun azaltılması ve SBS ve SRS üzerindeki ikincil etkisi* üzerine çeşitli demet düzleştirme şemalarının etkisini hesaplamak, şimdi mümkündür. Akan bir plazmada filamentasyon ve holram simetrisine etkisi, sayısal olarak modellenabilir.

Ancak, NIF ile ilgili plazmalarda SBS ve SRS için öngörülen bir kabiliyet henüz bulunmamaktadır. Özellikle doğrusal olmayan doyma mekanizmaları, tam olarak anlaşılamamıştır. Dolayısıyla, LPI teorisinin ve deney programının ana araştırma etkinlikleri; SRS ve SBS için doğrusal olmayan doyma mekanizmalarını incelemek, bunların sonuçlarını test etmek için deneyler tasarlamak, ve uzay ve zaman çözünürlüklü Thomson saçılımı ile plazma dalgalarının genliklerini ölçmektir. SBS ve SRS'nin sık tekrarlanan antikorelasyonunu anlamak, Şekil 3.58 ve 3.59'da gösterilenler gibi, erken bir aşamadır. Tamamen anlaşılmayan bazı koşullar

altında, büyük saçılım seviyeleri gözlemlenir. Toroidal holram verileri, %15 ila %20'lik saçılım seviyelerini tutarlı bir şekilde göstermektedir. Isıtıcı demetler açıkken, hidrokarbon dolu gaz balonlarından gelen saçılım, sürekli olarak %10'un altında olmasına rağmen, özellikle SSD demet düzleştirmeli saçılma seviyeleri, ısıtma demetleri kapatıldıktan kısa süre sonra, %15'i aşabilir. Nova deneyleri, NIF plazmalarıyla tam bir eşleşme olmadığından, NIF'teki holram tasarımı ve sürücü koşullarının en iyi seçiminde hâlâ belirsizlik vardır. Mevcut plan, NIF'in inşaat ve devreye alınmasıyla birlikte NIF ile ilgili koşullar altında LPI anlayışını daha da geliştirmektir. Omega, KPP'yi en iyi hale getirmek ve SRS/SBS'nin ölçeklenmesini daha iyi anlamak için kullanılacaktır. LANL'deki Trident lazeri, iyi karakterize edilmiş plazmalarda tek bir benekli ölçek üzerindeki etkileri incelemek için kullanılacaktır. ASCI programında geliştirilen büyük miktarda paralel bilgisayar kabiliyetinden faydalanacak olan modellemede, devamlı iyileştirmeler beklenmektedir. NIF'in ilk demetleri etkinleştirildiğinde, ilk deneylerden bazıları, tam NIF ölçeğine çok daha yakın olan büyük ölçekli plazmalarda, LPI deneyleri olacaktır. Bu deneyler, KPP, PS ve SSD birleşimini demet düzleştirme için optimize etmek, He/H holram dolumunu optimize etmek ve SBS'yi, SRS'yi, kesişen demet enerji alışverişini ve demet sapmasını etkileyen doğrusal olmayan işlemlere bakmak için kullanılacaktır. (Lindl ve ark., 2004)

3.10. Temel IFE Reaktör Bileşenleri

Herhangi bir doğrudan beslemeli lazer IFE sisteminde, bir dizi lazer, odaya enjekte edilen bir hedefi kesin ve düzenli olarak aydınlatmaktadır. Lazer IFE odasının genel bir çizimi, Şekil 3.71'de gösterilmektedir. Aydınlatma genellikle küresel olarak simetrik, ancak diğer geometriler de dikkate alınmıştır. Ateşleme ve yanma esnasında, hedef, füzyon enerjisini nötronlar, yüklü parçacıklar ve X-ışınları şeklinde serbest bırakır. Odanın duvarları bu enerjiyi toplar ve çevreleyen bir örtü vasıtasıyla enerjiyi faydalı ısıya dönüştürür ve yakıt çevrimini kapatmak için trityum üretir. İşlem saniyede birkaç kez tekrarlanır. Bu konseptin gerçekleştirilmesi, yalnızca bir yüksek kazanç hedefinin geliştirilmesinden çok daha fazlasını gerektirir.



Şekil 3.71. Doğrudan beslemeli bir lazer IFE reaktör çekirdeğinin ana bileşenleri. (Craxton ve ark., 2015)

Geliştirilmesi gereken bilim ve teknolojiler arasında şunlar bulunmaktadır:

- Lazere ve enerji dönüştürme sürecine güç sağlayacak yeterli enerjiye sahip bir hedef kazancı ve bu süreci ekonomik olarak mümkün kılmak için hâlâ yeterli elektrik üretmek.
- Tekrarlama oranı, dayanıklılık, verimlilik ve maliyet için füzyon enerji gereksinimlerinin yanı sıra demet düzenliliği, dalgaboyu, bant genişliği ve sinyal şekli için hedef fizik gereksinimlerini karşılayabilen bir lazer sürücüsü.
- Hedefleri 5 ila 15 Hz arasında bir atış hızında ekonomik olarak üretme yeteneği.
- Hedef materyalleri geri dönüştürme veya tercihen tamamen gaz haline getirme kabiliyeti.
- Kimyasal dondurucu bir madde ile dondurulan soğuk hedeflerin sıcak odaya enjekte edildiğinden emin olmanın bir yolu. Tipik olarak oda duvarı, iyi termal verimlilik sağlamak için 800 K'in üzerinde çalışır.
- Hedef fiziği tarafından istenen aydınlatma hassasiyeti, doğruluğu ve düzenliliği elde etmek için hedefi yerleştirme ve lazer demetlerini yönlendirme kabiliyeti.

- Gelen lazer ışınlarının yüksek optik akıcılığına ve ayrıca hedeften kaynaklanan emisyonlara karşı dayanıklı bir son optik.
- Füzyon hedefinden devamlı bir şekilde gelen X-ışını, iyon ve nötron emisyonlarına dayanabilen bir oda ilk duvarı.
- Her atıştan sonra oda ortamını “eski durumuna getiren” bir mekanizma.
- Nötronları yakalayabilen, kendi kendine yeterli bir yakıt çevrimini sürdürmek için yeterli trityum üretebilen ve reaksiyon ısını elektrik jeneratörüne verimli bir şekilde ileten lityum içeren bir oda “örtüsü” (ilk duvarın dışındaki katman).
- Örtüden üretilen trityumun işlenmesi ve bu trityumun hedef tedarik zincirine taşınması için bir sistem.

Bu gereklilikler birbirine bağlıdır ve uygulanabilir herhangi bir reaktör kavramı, bunların hepsini hesaba katması gereklidir. Reaktör ekonomisi ve düzenleyici onay alınması ile ilgili sorunlar gibi diğer kritik maddeler bu incelemenin kapsamı dışındadır. (Craxton ve ark., 2015)

4. SONUÇ

Güneşin ve yıldızların enerjisini Dünya'nın enerji ihtiyaçlarını karşılamak için kullanmak, 1970'lerden beri bilimsel olarak araştırılıyor. Bununla ilgili çeşitli yöntemler geliştirilmiştir. Bunlardan biri manyetik sistemlerdir. Diğer bir yöntem, bu tezin asıl konusu olan eylemsiz hapsedmedir. Bu yöntemde, döteryum ve trityum içeren küçük bir yakıt kapsülü, eş zamanlı ve ani şekilde çok güçlü lazer ışınlarına maruz bırakılır. Lazer enerjisiyle yakıt kapsülü, hem ısıtılır hem de sıkıştırılarak daha yoğun hale getirilir. Bu şekilde oluşturulan kendiliğinden devam eden bir füzyon yanması, deneysel koşullar altında kısa süreler için başarılıdır, ancak onu oluşturan enerjinin miktarı, ürettiği enerjinin miktarından daha fazladır. Sürekli bir elektrik akımı sağlamak için füzyon enerji kazanımına ihtiyaç vardır. NIF'in füzyon hedefleri, füzyon reaksiyonunu başlatmak için gerekli olan lazer enerjisi miktarından 10 ila 100 kat daha fazla enerji salma potansiyeline sahiptir.

Günümüzde kullanılan nükleer enerji santralleri, elektrik üretmek için enerji açığa çıkarmak amacıyla uranyumun bölünmesi ilkesine dayanır. Öte yandan bir füzyon santrali, en hafif element, hidrojenin iki izotopu, döteryum ve trityum atomlarını, birleştirerek enerji üretmeyi planlamaktadır.

Hidrojen çekirdeği, NIF hedef kapsülü içinde yoğun sıcaklık ve basınç altında birleştiğinde, bir helyum çekirdeği oluşur ve tepkimede kaybolan az miktarda kütle $E = mc^2$ formülüne göre büyük miktarda enerjiye dönüştürülür.

Mart 2009'da NIF inşaatının tamamlanmasının ardından, bilim adamları, çeşitli deneyleri desteklemek için tesisin birçok sistemini ve gerekli bilimsel platformları kurma, niteleme ve bütünleştirme üzerine yoğunlaşmıştır. Ateşlemeye ayrılmış hassas deneyler Mayıs 2011'de başlayarak, o zamandan beri aşırı yüksek enerji yoğunluklu ortamlar üretmiştir.

NIF ateşleme deneylerinde, dolaylı besleme geometrisi kullanılarak, holramın iç duvarlarına çarpan lazer ışığı, holramın sıcaklığını 3 milyon dereceye ulaştırarak x-ışınlarına dönüştürülür.

X-ışınları, holramın merkezine monte edilmiş bir yakıt kapsülünün yüzeyini ısıtarak, kapsülün saniyede 350 kilometreden daha büyük hızlarda bir küresel roket gibi içeriye patlamasına neden olur. Bu şekilde kapsülde bulunan dondurulmuş döteryum-trityum yakıt tabakası sıkıştırılarak, iç hacim, yaklaşık yüz bin kat azaltılır. Elde edilen sıcak merkez, sıcak nokta olarak adlandırılır ve santimetre küp başına 50 ila 100 gramlık yoğunluklarla 20 ila 40 milyon derece sıcaklıklara ulaşır. Bu sıcak nokta, 1 ila 2 milyon kelvin sıcaklıkta, santimetre küp başına 600 ila 800 gram yoğunluğa sahip bir bölge ile çevrilidir. Güneşin merkezdeki yoğunluğundan daha büyük olan bu yoğunluk, bugüne kadar bir laboratuarda elde edilen en yüksek yoğunluktur.

Mevcut NIF deneylerinin amacı, sıcak noktanın yoğunluğunu, elde edilen sıcaklığın hemen hemen aynı sıcaklığında üç kat artırmaktır. Bu koşullar altında, füzyon reaksiyon hızı, ateşleme oluşturmak için yeterli olacaktır. Şu anki deneyler, rutin olarak sıcak noktadaki füzyon reaksiyonları tarafından üretilen alfa parçacıklarından elde edilen enerjiyi “durdurmak” veya emmek için yeterli bir yoğunluk üretir. Alfa ısıtması olarak bilinen bu süreç, bir araya getirilen yakıtı daha fazla ısıtmakta ve enerji verimini artırmaktadır. Bu, ateşleme yolunda kritik bir dönüm noktasıdır.

13 Ağustos 2013'te sabah erken NIF atışı, yaklaşık 3×10^{15} nötronu veya yaklaşık 8 kJ (8000 Joule) nötron enerjisini serbest bırakmıştır. Bu, dondurucu kimyasal maddeli içeriye patlamalar için önceki nötron kaydının yaklaşık üç katıdır. Alfa ısıtması nedeniyle yaklaşık %50'lik bir verim artışı sağlanmıştır. Ocak 2014'teki bir sonraki deney, $9,6 \times 10^{15}$ nötron veya 27 kJ füzyon enerjisi üreterek, bu kaydı aşmıştır; buradaki verimin yarısından fazlası (14,5 kJ) alfa ısıtmasına bağlanmıştır.

Bu deneylerin sonuçları, simülasyonlara çok yakındır ve NIF'in performansını daha iyi anlamak ve geliştirmek için önemli bilgiler sağlamıştır. (Lawrence Livermore National Laboratory, National Ignition Facility & Photon Science)

Bu tez çalışmasında lazer ateşleme yönteminin esaslarını oluşturan lazer enerjileri, holram geometrisi ve holramın içerisinde meydana gelen olayların teorik olarak incelenmesi yapılmıştır. Manyetik sistemlerde de karşılaşılan bazı plazma kararsızlıklarının lazer ateşleme yönteminde de önem kazandığı ve başlatılan bir füzyon reaksiyonunun kontrollü olarak sürdürülebilir olması için yapılan deneysel ve teorik çalışmalar irdelenmiştir.

Holrum geometrsinin kusursuz olması gerekliliğinden en ufak bir simetri etkisine kadar birçok etkenin füzyon olayının sürdürülebilir olmasında etkili olduğuna tanık olunmuş ve düzenli bir enerji üretimi için yapılan bilimsel çalışmalar anlaşılmaya çalışılmıştır.



KAYNAKLAR

- Bickerton, R. J., Pease, R. S., Hawryluk, R., Allen, J. E., Lackner, K., ve Robinson, D. C., History of the Approach to Ignition, 1999.
- Brederlow, G., Brodmann, R., Eidmann, K., Nippus, M., Petsch, R., Witkowski, S., Volk, R., ve Witte, K., Performance of the Asterix III High Power Iodine Laser, 1979.
- Canadian Nuclear Safety Commission, Natural Background Radiation, Fast Sheet, Canada, 2003.
- Chen, F. F., Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion, Second Edition Volume 1: Plasma Physics, University of California, Los Angeles, 2006.
- Cook, I., Marbach, G., Di Pace, L., Girard, C., ve Taylor, N. P., Safety and environmental impact of fusion, European Fusion Development Agreement, 2001.
- Craxton, R. S., Anderson, K. S., Boehly, T. R., Goncharov, V. N., Harding, D. R., Knauer, J. P., McCrory, R. L., McKenty, P. W., Meyerhofer, D. D., Myatt, J. F., Schmitt, A. J., Sethian, J. D., Short, R. W., Skupsky, S., Theobald, W., Kruer, W. L., Tanaka, K., Betti, R., Collins, T. J. B., Delettrez, J. A., Hu, S. X., Marozas, J. A., Maximov, A. V., Michel, D. T., Radha, P. B., Regan, S. P., Sangster, T. C., Seka, W., Solodov, A. A., Soures, J. M., Stoeckl, C., ve Zuegel, J. D., Direct-drive inertial confinement fusion: A review, 2015.
- Dinklage, A., Klinger, T., Marx, G., ve Schweikhard, L., Lecture notes in physics, plasma physics, confinement, transport and collective effects, 2005.
- Goldstone, R. J., ve Rutherford, P. H., Introduction to Plasma Physics, Plasma Physics Laboratory Princeton University, 1995.

Gould, ve Gordon, R., The LASER, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, 1959.

Hamacher, T., ve Bradshaw, A. M., Fusion as a future power source: recent achievements and prospects, World Energy Council 18th Congress, Buenos Aires, Germany, 2001.

Hamacher, T., Korhonen, R., Aquilonius, K., Cabal, H., Hallberg, B., Lecho'n, Y., Lepicard, S., Sa'ez, R. M., Schneider, T., ve Ward, D., Radiological impact of an intense fusion economy, 2001.

Karadağ, B., Uzayın Keşfinde Anahtar Teknoloji: Plazma Roketleri, Bilim ve Teknik, Sayı No: 592, Sayfa No: 20, Mart 2017.

Kessler, G., Nükleer Fisyon Reaktörleri, Çeviren: Süleyman Sırrı Öztekin, Yazar: G. Kessler, 2003.

Krane, K. S., Introductory Nuclear Physics, Oregon State University, 1988.

Lawrence Livermore National Laboratory, National Ignition Facility & Photon Science

Lindl, J., Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain, 1995.

Lindl, J. D., Amendt, P., Berger, R. L., Glendinning, S. G., Glenzer, S. H., Haan, S. W., Kauffman, R. L., Landen, O. L., ve Suter, L. J., The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility, 2004.

McCracken, G., ve Stott, P., Fusion, the energy of the universe, 2013.

Ongena, ve Oost, G. V., Energy For Future Centuries; Will Fusion Be An Inexhaustible, Safe And Clean Energy Source?, Fusion Science and Technology, Volume 45 Number 2T, Pages 3-14, J. 2004.

Perry, T., ve Remington, B., Nova Laser Experiments and Stockpile Stewardship, 1997.

Piel, A., An Introduction to Laboratory, Space and Fusion Plasmas, Plasma Physics, 2010.

Stewen, C., Larionov, M., ve Giesen, A., "Yb:YAG thin disk laser with 1 kW output power", in OSA Trends in Optics and Photonics, Advanced Solid-State Lasers, Injeyan, H., Keller, U., ve Marshall, C., (Optical Society of America, Washington, D.C., 2000).

TAEF, Basın Açıklaması (No:02/2014): Köprübaşı - Manisa (2), 2014.

EKLER

EK 1. Sözlük

ablasyon (ablation): Bir yakıt kapsülünün, eş zamanlı ve ani şekilde çok güçlü lazer ışınlarına maruz bırakılarak ısıtılması nedeniyle dış yüzeyindeki ısı kalkanının (ablator) erozyonu.

adyabatik (adiabatic): Bir termal sistemin değişim sürecinde, herhangi bir ısı girişi ya da ısı çıkışı olmayan süreçlere adyabatik süreç denir. Ayrıca, “Bir sisteme ısı veriliyor ya da alınıyor fakat o kadar az bir ısı veriliyor ya da alınıyor ki sistem onu fark edemiyor.” ise bu da bir adyabatik süreçtir. Adyabatik süreç, farklı sistemler için de kullanılabilir. Bir sisteme her hangi bir işlem yapılıyor fakat bu işlem, o kadar yavaş bir şekilde yapılıyor ki sistem onu fark edemiyor. Manyetik aynadaki manyetik alanın çok yavaş bir şekilde değişmesi, buna örnek olarak verilebilir.

alfa çökmesi: alpha deposition.

ateşleme: ignition.

ağır iyon sürümlü: heavy ion-driven.

başak: spike (sivri uç).

boyuna ölçek: length scale.

CCD (Charge-Coupled Device): Bir yük-bağlı cihaz (CCD), yükün yönlendirilebildiği bir bölgeye, örneğin dijital bir değere dönüştürme, genellikle cihazın içinde hareket eden elektrik yüküne yarayan bir cihazdır. Bu, cihaz içindeki kademeler arasındaki sinyalleri birer birer “değiştirerek” sağlanır. CCD’ler, kapasitif kutular arasındaki yükün aktarımına izin veren kayma vasıtasıyla, cihazdaki kapasitif kutular arasında yükü hareket ettirir.

çift kırılmalı kama: birefringent wedge.

çiftlenim verimi: coupling efficiency.

çizgi kamerası: streak camera.

dışarıya patlama: exploding.

diyafram açıklığı: aperture.

diyagnostik (diagnostics): Bir sistemde (plazmada) neler olup bittiğini anlama bilimi. Burada, kullanılan yöntemlerle veya araçlarla (Thomson saçılımı, faz plakası, dedektör vb.) ölçümler yapılır ve plazma hakkında bilgi sahibi olunur.

doğrudan besleme: direct drive.

dolaylı besleme: indirect drive.

dondurucu kimyasal madde (cryogen): kriyojen.

Doppler kayması (Doppler shift, Doppler effect): Bir dalganın (veya diğer periyodik bir olayın) kaynağına göre hareket eden bir gözlemci için, dalganın frekans veya dalga boyundaki değişimdir. 1842’de önerilen Doppler kayması, Avusturyalı fizikçi Christian Doppler’in adını taşır. Doppler kaymasının genel bir örneği, bir siren veya boynuz sesi çalmakta olan bir araç, gözlemciye yaklaşırken, gözlemciyi geçerken ve gözlemciden uzaklaşırken, işitme derecesinin değişimidir. Yayılan frekansa kıyasla, alınan frekans, gözlemciye yaklaşma esnasında daha yüksektir, gözlemciyi geçme anında aynıdır ve gözlemciden uzaklaşma sırasında daha düşüktür.

elektron plazma dalgası: electron plasma wave.

elektron-kıvrımı: e-folding.

enerji alışverişi: energy exchange.

enine ölçek: transverse scale.

entropi: Entropi, sistemdeki düzensizliğin bir ölçüsü olarak tanımlanabilmektedir. Sistemde düzensizlik arttıkça entropi de artar. Örneğin bir gaz ısıtıldığında moleküllerinin hareketleri hızlandığından ve düzensizleştiğinden, entropisi artar. Eğer bir sistem tam olarak düzenli ise, entropisi sıfır olabilir. Enerjinin aksine, entropi korunan bir özellik değildir ve gerçek tüm işlemlerde sistemin ve çevrenin entropi değişimlerinin toplamı daima pozitiftir.

esinti: blowoff, blast.

eş-entropi: isentrope.

faz plakası: phase plate.

filamentasyon (filamentation): Doğrusal olmayan optikte, filament yayılımı, bir ışık demetinin kırınımsız bir ortam boyunca yayılmasıdır. Uygulanan bir elektrik alanına tepki olarak bir malzemenin kırılma indisindeki değişikliğe Kerr etkisi (Kerr effect) denir. Kerr etkisi, bu ortamda bir kırılma indisi değişimine neden olur ve bu da demetin kendiliğinden odaklanmasına yol açar.

gaz balonu: gasbag.

holram (hohlraum): Kapsülü çevreleyen yüksek Z'li silindir şeklindeki duvar.

holram-kapsül alan oranı (case-to-capsule area ratio): holram kasa alanının kapsül alanına oranı.

holram-kapsül boyut oranı (ratio of hohlraum-to-capsule size): holram boy uzunluğunun kapsül boy uzunluğuna (çapına) oranı.

holram verimi: hohlraum efficiency.

ısı kalkanı (ablator): Momentumun korunumu gereği, DD/DT füzyon kapsülünün içeriye patlaması için, kapsülün en dışında kullanılan madde.

ışınım: radiation.

ışınım deseni: radiation pattern.

ışınım düzenliliği: radiation uniformity.

ışınım esintisi: radiation blowoff.

ışınım kaybı: radiation loss.

ışınım sıcaklığı: radiation temperature.

ışınım sürümlü: radiation-drive, radiation-driven.

ışınım taşıma: radiation transport.

ışınım: irradiance.

içeriye patlama: imploding.

iğne deliği kamerası: pinhole camera.

iyon dalga dalgalanması: ion-wave fluctuation.

iyon ses dalgalanması: ion-acoustic fluctuation.

iyon ses dalgası: ion sound wave, ion-acoustic wave.

kesişen demet: crossing beam, crossed-beam.

lazer sürümlü: laser-driven.

LEH-holram çap oranı (ratio of LEH-to-hohlraum diameter): LEH çapının holram çapına oranı.

Mach sayısı (Mach number): Bir sınırdan geçen akış hızının, yerel ses hızına oranıdır. $M = v/C_s$ şeklinde tanımlanır. Burada v , sınırlara göre bölgesel akış hızıdır; C_s , ortamdaki ses hızıdır. Birimsiz bir büyüklüktür. Tanım olarak, Mach 1 ses hızına eşittir. Mach 0,65 ses hızının %65'idir (sabsonik: ses altı) ve Mach 1,35 ise ses hızından %35 daha hızlıdır (süpersonik: ses üstü).

mercek diyaframı (lens aperture): Bir ışık demetinde uçtaki ışıkları tutmak ve optik cihazlarda daha net bir görüntü elde etmek için çapı ayarlanabilir ışık geçirmez levha.

noktalama doğruluğu: pointing accuracy.

ortalama serbest yol (mean free path): Yönünü veya enerjisini veya diğer parçacık özelliklerini değiştiren ardışık kuvvetli etkiler (çarpışmalar) arasında hareket eden bir parçacık (bir atom, bir molekül, bir foton gibi) tarafından alınan ortalama mesafedir.

paraksiyel (paraxial): Yakın eksenli. Bir optik sistemin eksenine yakın bir yerde uzanan ve bu eksenle küçük bir açı yapan. Bir eksenin, özellikle gövdenin merkezî ekseninin yanında ya da her iki yanında yer alan.

ponderomotive kuvvet (ponderomotive force): Işık dalgaları, genellikle çok zayıf ve algılanması zor bir ışıma basıncı uygularlar. Güneş ışığının basıncıyla oluşturulan kuyruklu yıldız kuyruklarının olağandışı örneği bile güneşten gelen parçacıkların etkisiyle bozulur. Ancak, yüksek güçlü mikrodalgalar veya lazer demetleri plazmaları ısıtmak veya hapsedmek için kullanıldığında, ışıma basıncı birkaç yüz bin atmosfere ulaşabilir! Bir plazmaya uygulandığında, bu kuvvet biraz güç algılanan bir şekilde parçacıklara bağlanır ve ponderomotive kuvvet olarak adlandırılır. Pek çok doğrusal olmayan olağanüstü olaylar, ponderomotive kuvvet ifadesi kullanılarak basit bir şekilde açıklanabilir. (Chen, 2006)

Rayleigh aralığı (Rayleigh range): Optikte ve özellikle lazer bilimlerinde Rayleigh uzunluğu veya Rayleigh aralığı, bir demetin yayılım yönü boyunca belden (orta kısımdan), kesit alanının ikiye katlandığı yere kadar olan mesafedir.

pertürbasyon (perturbation): karışıklık.

poloidal alan: Düz bir silindir, torus (simit) şeklinde büküldüğü zaman azimutal koordinat, poloidal koordinat olur. Dolayısıyla, toroidal bir tokamakta poloidal manyetik alan, plazmada akan toroidal akım tarafından üretilen manyetik alan bileşenidir (McCracken ve Stott, 2013).

rotasyonel dönüşüm (rotational transform): Toroidal yönde bir torus (simit) etrafında bir tam geçişten sonra poloidal yönde dönen bir manyetik alan çizgisinin içinden geçtiği açı (McCracken ve Stott, 2013).

sinyal: pulse.

sönüm hızı: damping rate.

sürücü: driver.

sürücü simetrisi: drive symmetry.

şiddet kazanç katsayısı: intensity gain exponent.

temel hedef: baseline target.

tepeden-vadiye: peak-to-valley.

toroidal alan: Bir tokamak veya stellaratorda, genellikle plazmayı içine alan tankın etrafına sarılan, büyük manyetik bobinler tarafından üretilen, ana manyetik alan bileşeni (McCracken ve Stott, 2013).

uyumlu (coherent): İki dalga kaynağı, sabit bir faz farkına ve aynı frekansa sahipse, bunların, mükemmel bir şekilde “uyumlu” oldukları söylenir.

uyumluluk: coherence.

uzun mesafeli yol: long pathlength.

uzun-ölçek boylu: long-scalelength.

yakınsama oranı: convergence ratio.

yansıtıcılık: reflectivity.

yedek plazma: surrogate plasma.

yükselteç: amplifier.

yükseltme: amplification.

zaman çözünürlüklü: time-resolved, time-resolving.

zaman ortalamalı: time-averaged.