

레이저에 의한 핵융합

강 형 부

(한양대 공대 전기공학과 교수)

1. 緒 言

核融合을 일으키는 방식에는 크게 나누어 磁場에 의해 연료 플라즈마를 가두어 高温으로 加熱하는 magnetic confinement 방식과 레이저와 같은 고에너지 비입을 연료 pellet에 照射하여 순간적으로 壓縮(implosion) 加熱하여 核融合 反應을 點火시키는 inertial confinement 방식의 두가지가 있다. 후자는 전자에 비해 훨씬 늦게 연구가 시작된 방식이지만 현 시점에서는 거의 같은 수준의 연구 실적을 올리고 있다. 이와 같은 inertial confinement 방식의 발전은 글라스 레이저의 눈부신 발전에 기인되는 바가 크다.

레이저 核融合에서 工學的인 breakeven을 달성하는데 필요한 레이저 에너지(E_L)는 다음 식으로 주어진다.

$$E_L = 1.6 \left(\frac{n_0}{n} \right)^2 \frac{(E_1 E_2)^{-3}}{E_1^4} \quad [MJ] \quad (1)$$

여기서 $n_0 = 4.5 \times 10^{22} / \text{cm}^3$ (固體密度)

E_L : 플라즈마에 의한 레이저 에너지 吸收率

E_1 : 電氣에너지 → 레이저 에너지 變換效率

E_2 : 熱에너지 → 電氣에너지 變換效率

n : 플라즈마 密度

E_L 의 값을 평가해 보기로 한다. 지금, $E_1 = 2\%$, $E_2 = 40\%$, $E_L = 100\%$ 란 매우 낙관적인 평가를 하여도 플라즈마 密度 n 이 $n = n_0$ 정도라 하면

$$E_L \approx 10^6 \quad [MJ]$$

가 되어 레이저 기술로서는 도저히 실현 불가능한 레이저 에너지가 된다. 그런데 이 어려운 문제를 해결하는 획기적인 아이디어를 제안하여 레이저 核融合의 전망을 밝게 한 사람은 水素燃彈의 개발로 유명한 E. Teller이다. 식 (1)에서 보는 바와 같이 E_L 은 $(n_0/n)^2$ 의 함수이며, 만일 플라즈마 密度 n 을 고체밀도 n_0 보다 훨씬 크게 할 수 있다면 E_L 의 값을 크게 감소시킬 수 있을 것이다. E. Teller는 1972년에 개최된 IQEC(Montriel)에서 대출력 레이저에 의해 燃料 pellet을 壓縮시켜 플라즈마의 密度를 고체 밀도의 1,000~10,000배 정도가 되도록 압축시키면 현재의 기술로 충분히 실현 가능한 레이저 에너지 E_L 로 工學的인 breakeven 조건을 달성할 수 있을 것이라고 했다. 폭축의 간단한 원리는 다음과 같다. 즉 그림1에서 보는 바와 같이 매우 미소한 연료 pellet에 고출력 레이저 광선을 全周圍 방향으로 균일하게 照射하여 플라즈마를 生成, 加熱한다. 이때 레이저 에너지를 吸收한 pellet의 표면으로부터 구대칭적으로 플라즈마가 분출하며, 그 분출의 反作用에 의해 Pellet 내부의 연료 플라즈마가 그 중심부에 압축되어 중심부에는 고체밀도의 $10^3 \sim 10^4$ 배 정도의 超高密度 플라즈마가 발생한다. 이 과정을 壓縮(implosion)이라 한다. 그 결과 중심부는 10^{-8} sec 정도의 超短時間내에 核融合 點火 溫度에 도달하여 핵융합 반응이 진행된다.

레이저 핵융합 연구의 당면과제는 크게 나누어 다음 세 가지로 요약할 수 있다. 즉

- (1) 대출력, 고성능 글라스 레이저의 개발
- (2) 폭축 기구의 이론적, 실험적 연구와 pellet의 설계 및 제조기술 개발

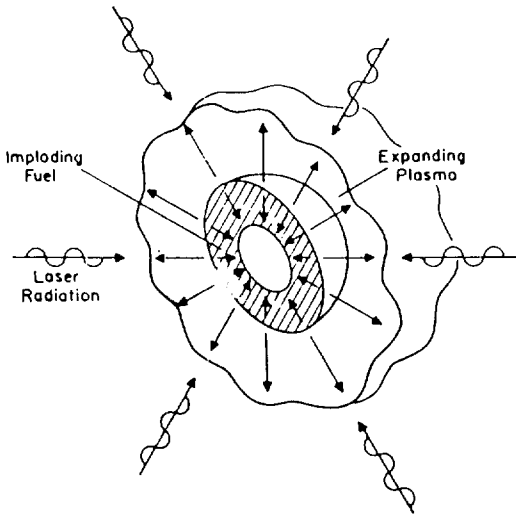


그림 1. pellet implosion

- (a) 압축용 pellet
- (b) 폭축용 pellet
- (c) breakeven 용 pellet
- (d) 고에너지 획득용 pellet

(3) 고속 플라즈마 계측법의 개발

2. 爆縮과 點火의 機構

그러면 爆縮은 어떠한 원리로 실현되는가에 대해 좀 더 자세히 알아보기로 한다. 현재의 폭축의 목표치는 플라즈마 密度 $10^{26}/\text{cm}^3$, 温度 10^8K 이다. 이 조건에서 플라즈마의 壓力은 10^{12}atm (기압)이 된다. 그림1과 같이 레이저 광선을 균일하게 조사할 때 레이저 광선의 압력 즉, 光壓만으로 플라즈마를 壓縮시킬 수 없을까? 광선의 압력 P 는 레이저광선의 강도를 $W[\text{W}/\text{cm}^2]$, 光速度를 c 라 하면 $P=W/c$ 로 표시됨으로 레이저 광선의 강도가 $10^{17}[\text{W}/\text{cm}^2]$ 일 때 光壓 P 는 $P=10^8\sim 10^9\text{atm}$ 이 된다. 따라서 레이저 광압만으로 플라즈마를 압축시키는 것은 도저히 불가능하다. 그러면 레이저 광선을 조사하여 구형 pellet의 표면에 피라즈마를 발생시켜, 그 플라즈마가 외부로 분출하는 반작용에 의하여 압축을 일으킨다고 생각한다. 플라즈마의 에너지束 W 는 이온의 질량을 M , 플라즈마의 분출 속도를 v , 플라즈마 밀도를 n 이라 하면 에너지×속도 즉

$$W=(nMv^2)v \quad (2)$$

로 주어진다. 이 분출의 반작용으로 발생하는 압력은 $P=(nMv)v=W/v$ 가 된다. 요컨대 레이저 에너지가 플라즈마에 잘 흡수되어 분출 에너지로 변환되었다고 하면 이 압력은 광압 $P=W/c$ 의 c/v 배가 된다. $c/v=1000$ 이라 하면 그 압력은 $10^{11}\sim 10^{12}\text{atm}$ 이 되며, 플라즈마를 $10^{26}/\text{cm}^3$, 10^8K 의 超高温, 高密度 상태로 폭축, 가열하는 것이 가능하게 된다. 레이저 폭축의 목적은 플라즈마 밀도를 상승시켜 연료 pellet내의 核融合率을 크게하여 inertial confinement 시간내에 pellet의 燃燒를 효율적으로 진행시키는데 있다. 동시에 초고밀도를 실현해야 할 또 한가지 이유는 重水素-三重水素 核融合에서 발생한 α 粒子 (${}^4\text{He}$ 입자)의 平均自由行程 $\lambda\alpha$ 를 압축 pellet의 반지름보다 훨씬 작게 하여 연료의 自己加熱을 촉진시키는데 있다.

α 粒子的 平均自由行程 $\lambda\alpha$ 는

$$\lambda\alpha \sim 2 \times 10^{21} [T_e(\text{keV})]^{3/2} / n [\text{cm}] \\ \sim 1.3(n_0/n) [\text{cm}] \text{ at } T_e \sim 10[\text{keV}] \quad (3)$$

로 주어진다. 가령 $n \sim 10^4 n_0$ (n_0 : 고체밀도)로 압축되면 $\lambda\alpha \sim 1[\mu\text{m}]$ 정도가 되며, 이 값은 pellet의 반지름보다 훨씬 작다. 따라서 α 粒子가 갖는 $3.6[\text{MeV}]$ 의 에너지는 대부분 pellet내부에서 흡수되어 pellet는 自己加熱이 된다. 그러므로 pellet 중심부에서 한번 핵융합 반응이 점화되면 그 후는 α 粒子에 의한 자기가열에 의하여 높은 효율로 핵융합 에너지가 발생하게 된다. 따라서 폭축에 의한 점하는 pellet 중심부에 대해서만 일으키면 된다.

폭축에 대한 중요한 물리적인 문제점은

- (1) pellet의 核을 Fermi温度 이하로 유지하면서 壓縮시킬 수 있는가
- (2) 熱팽창하는 이온이 충분한 反作用 壓力을 일으킬 수 있는가
- (3) 폭축 과정의 동작이 안정한가 등이다. 이 문제들은 pellet의 구조와 밀접한 관계가 있으며, 다음 절에서 고찰하기로 한다.

3. 効率的인 爆縮을 일으키기 위한 pellet의 構造

위에서 언급한 문제점들을 해결하기 위해서는 energy driver 로서의 대출력 글라스 레이저의 성능도 중요하지만 pellet의 구조를 적절하게 하는 것이 특히 중요하다.

문제점(1)에서는 電子의 熱傳導가 중요하며, 전자 的 平均自由行程 λ_e 는

$$\lambda_e \sim 6.7 \times 10^{-6} \frac{[Te(keV)]^2}{Z^2 \rho(g/cm^3)} \quad [cm] \quad (4)$$

로 주어진다. 단 Te 는 電子溫度, Z 는 原子의 價電子數, ρ 는 플라즈마의 質量密度이다. $Te \sim 10keV$, $\rho \sim 0.2g/cm^3$ 및 $Z=1$ 인 경우에는 $\lambda_e \sim 30\mu m$ 가 된다. 또 Z 를 크게 하면 λ_e 는 더욱 작게 된다. 따라서 pellet의 尺를 100 μm 정도로 생각하면 內부를 차가운 상태로 유지하면서 압축할 수 있다. 그러므로 pellet제조시 核과 表面사이 價電子數 Z 가 큰 物質을 코팅하여 λ_e 를 작게 함으로써 電子에 의한 熱傳導를 막는 방법이 취해진다. 또한 pellet표면에서 高速電子가 발생하면 內부는 가열되어 압축을 방해하게 되므로 高速전자 的 發生을 억제하기 위하여 레이저 광선을 pellet표면에 均일하게 입사시킨다.

문제점(2)는 Boltzmann 分布로부터 벗어난 高速이온 的 發生과 밀접한 관계가 있다. 지금 같은 레이저 에너지를 다수의 이온(n_1)에 주는 경우와 소수의 高速이온(n_2)

에 주는 두가지 경우를 생각하면, 그들이 운동에너지가 같으므로

$$\frac{1}{2} n_1 MV_1^2 = \frac{1}{2} n_2 MV_2^2 \quad (5)$$

가 되며, 따라서 高速이온 的 運動량은

$$n_2 MV_2 = n_2 M (n_1 V_1^2 / n_2)^{1/2} = n_1 MV_1 (n_2 / n_1)^{1/2} \quad (6)$$

로 주어지며, 高速이온 的 運動량은 저속이온 的 運動량보다 $(n_2/n_1)^{1/2}$ 만큼 작게되므로 팽창에 의한 반작용 즉 압축력은 약하게 된다. 따라서 효율적인 폭축을 일으키기 위해서는 高速이온 的 發生을 억제할 필요가 있다. 이를 위하여 pellet의 表面에 低 Z 物質을 코팅하여 熱傳率을 좋게 하여 高速이온 的 發生을 억제한다.

(3)의 문제점은 pellet의 表面에서 분출하는 플라즈마 的 反작용으로 發生한 壓縮 衝擊波(shock wave)를 波面을 안정하게 유지하면서 중심에 집중시킬 수 있는가 하는

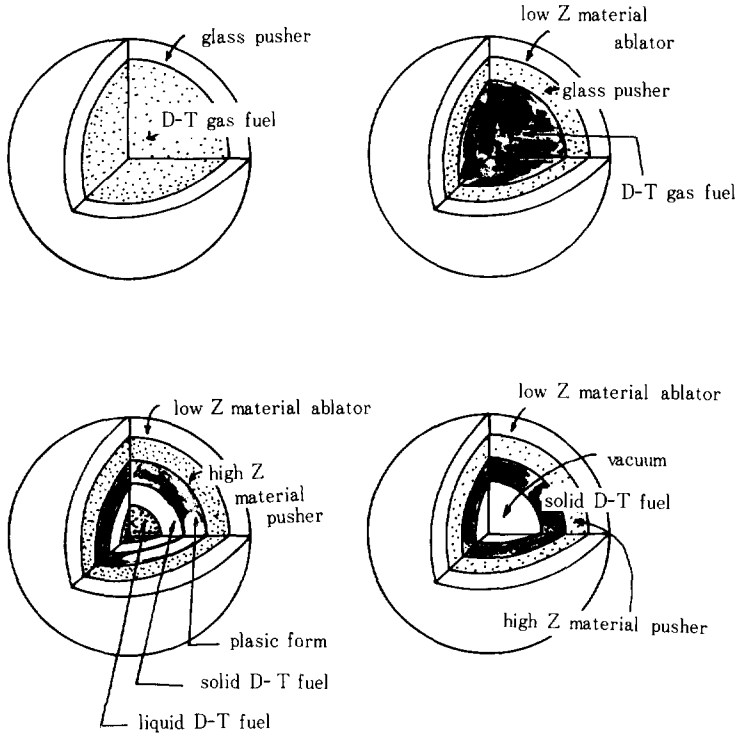


그림 2. 연료 pellet의 구조

문제이다. 이것은 Layleigh-Taylor 不安定性으로 설명할 수 있다. 이 불안정성은 pellet 표면에 不均一性이 있을 때 일어나기 쉬우므로 우선 pellet 표면을 균일하게 만들고 표면에 低 Z 물질을 코팅하여 표면의 熱傳導率을 좋게 함과 동시에 레이저 광선을 균일하게 조사함으로써 이 不安定性을 억제할 수 있다. 위에서 설명한 문제점들은 레이저 광선을 조사하는 pellet의 구조를 多重層 구조로 함으로써 대체로 해결되는 문제이나 pellet의 설계 및 제조 기술은 상당히 복잡하고 어려운 기술이다. 따라서 이 pellet의 제조기술은 어느나라에서도 기밀사항으로 되고 있는 경우가 많아서 상세한 내용은 대부분 발표되어 있지 않다. 지금까지 알려지고 있는 pellet의 구조는 그림2와 같다.

4. 레이저 核融合에 대한 Lawson 條件

핵융합 연구가 성공되기 위해서는 우선 핵융합 반응으로 발생한 에너지가 플라즈마의 熱에너지보다 크게 되는 조건 즉 Lawson조건이 달성되어야 한다. 반경 γ , 밀도 n ($n=n_D+n_T$), 온도 T ($T=T_e+T_i$)의 핵융합 플라즈마를 얻는데 필요한 에너지 E_t 및 이 플라즈마에서 생성되는 핵융합 에너지 E_f 는 각각

$$E_t = \left(\frac{4}{3}\pi\gamma^3\right) \frac{3}{2}nT \quad (7)$$

$$E_f = \left(\frac{4}{3}\pi\gamma^3\right) (n/2)^2 \langle\sigma v\rangle W\tau \quad (8)$$

이다. 단, σ 는 核融合 反應斷面積, v 는 이온의 熱速度, W 는 1核融合反應당 발생하는 에너지이며 τ 는 핵융합 반응의 지속시간이다. 따라서 D-T반응(중수소-삼중수소 반응)을 생각하고, 또 $T \sim 10k_e V$ 라 하면 $E_f \geq E_t$ 의 조건, 즉 Lawson 조건을 얻기 위해서는

$$n\tau > \frac{T}{\langle\sigma v\rangle W} = 6 \times 10^{13} \text{ [cm}^{-3}\text{sec]} \quad (9)$$

의 조건이 성립해야 한다. 지금 超短 펄스 레이저 광선을 이용하여 플라즈마의 膨脹速度보다 더 빠른 속도로 레이저 에너지를 注入하여 식(7)로 주어지는 플라즈마가 생성되었다고 하자. 이때 플라즈마의 膨脹速度는 音速 V_s 즉

$$V_s = 1.1 \times 10^9 T^{1/2} \text{ [cm/sec]} \quad (10)$$

정도이므로(단, 중수소와 삼중수소의 평균질량 $m=4.2 \times 10^{-24}g$ 을 사용했고, T 는 eV단위이다), 이 플라즈마가 존재하는 시간은 약

$$\begin{aligned} \tau &= \gamma / v_s = 9 \times 10^{-7} \gamma T^{1/2} \\ &= \gamma \times 10^{-6} \text{ [sec]} \quad (T \sim 10keV) \quad (11) \end{aligned}$$

로 주어진다. 따라서 Lawson 조건 식(9)는

$$n\gamma \geq 6 \times 10^{21} \text{ [cm}^{-2}\text{]} \quad (12)$$

로 나타내어진다. D-T 플라즈마를 가정하였으므로 식(12)는 質量密度 $\rho (=m, n)$ 를 쓰면

$$\rho\gamma \geq 2.4 \times 10^{-2} \text{ [gcm}^{-2}\text{]} \quad (13)$$

이 얻어진다. Inertial confinement fusion에서는 식(9)보다 오히려 식(13)이 Lawson 조건으로 사용된다. 그리고 식(7)과 식(12)로부터 Lawson 조건을 달성하기 위한 플라즈마의 에너지 E_t 는

$$E_t = 2 \left(\frac{110}{n}\right)^2 \text{ [MJ]} \quad (14)$$

단, n_0 은 고체밀도이고 n 은 플라즈마 밀도이다. 따라서 압축에 의해 플라즈마 밀도를 높임으로써 Lawson 조건을 달성하는데 필요한 에너지는 n^{-2} 에 비례해서 감소시킬 수 있다. 즉 inertial confinement fusion에서는 가둠시간 τ 보다 오히려 압축에 의해 플라즈마 밀도 n 을 높임으로써 Lawson 조건식(9)를 달성하는 것이다.

5. 레이저 核融合 研究 및 大出力 글라스레이저 開發의 現況

레이저는 원래 시간적 공간적 에너지 집중성이 매우 크다는 특성을 갖고 있으므로 핵융합 반응을 일으키는 데 레이저를 사용한다는 착상은 1963년 소련의 Basov에 의해 처음으로 발표되었다. 그후 1968년에 소련의 Basov 등은 mode-locked 피코초 레이저 펄스를 LiD에 조사하여

사상 처음으로 핵융합에 의한 중성자를 검출하였다. 그 후 1970년에서 1973년 사이에 프랑스 Lemial연구소, 일본 나고야대학 플라즈마 연구소 및 서독 Max Planck 연구소 등에서 잇달아 펄스폭 2~7 nsec, 출력 4~20GW의 Nd³⁺ 글라스 레이저를 固體 重水素에 조사하여 상당량의 중성자를 검출하는 데 성공함으로써 레이저에 의한 핵융합 반응의 가능성이 실증됐다. 레이저에 의해 핵융합 반응을 일으킬 수 있다는 것은 결국 레이저 에너지가 플라즈마에 잘 흡수되어 플라즈마가 핵융합 온도까지 가열된다는 것을 의미한다. 만일 레이저 에너지가 플라즈마에 흡수되지 않는다면 핵융합 자체가 불가능하게 될 것이다. 그러나 많은 이론적 실험적 연구에 의해 레이저 에너지는 여러가지 吸收機構를 통하여 플라즈마에 잘 흡수된다는 것을 알게 되었다. 레이저 에너지가 플라즈마에 흡수되는 과정은 레이저 핵융합의 근본적인 문제이므로 여기서 그 흡수기구를 간단히 살펴 보기로 한다.

(1) 逆制動放射(inverse bremsstrahlung)에 의한 흡수

그림3과 같이 균일한 밀도 경도를 갖는 플라즈마에 주파수 ω_0 의 레이저 광선을 입사시키는 경우를 생각한다. 레

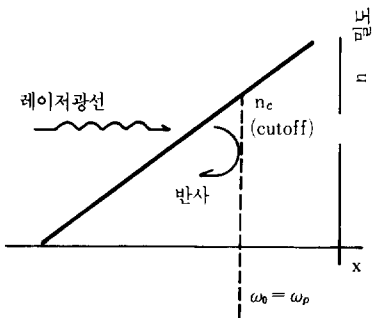


그림 3. 역제동 방사에 의한 흡수

이 광선이 플라즈마 내부로 입사되기 위해서는 레이저 주파수 ω_0 가 플라즈마 주파수 ω_p 보다 작아야 한다. 글라스 레이저 (파장 $\lambda=1.06\mu\text{m}$)에 대한 플라즈마의 遮斷密度(cutoff density)는 $n_c \approx 10^{21} / \text{cm}^3$ 이다. 레이저 에너지는 레이저에 의한 電子의 가속과 電子-이온 사이의 衝突過程 즉 逆制動放射를 통하여 플라즈마에 흡수된다. 주파수 ω_0 의 입사파에 대한 역제동 방사에 의한 吸收係數 κ 는

$$\kappa \propto n_e^2 T_e^{-3/2} \quad (15)$$

로 주어진다. 여기서 n_e 는 電子密度, T_e 는 電子溫度이다. 이 흡수는 레이저 주파수 ω_0 가 플라즈마 주파수 ω_p 보다 작은 영역 즉 차단밀도 n_c 보다 작은 밀도 영역에서 일어난다. $\omega_0 = \omega_p$ 가 되는 차단밀도에서는 레이저광은 침투 깊이 (penetration depth)정도 진입한 후 반사된다. 흡수계수는 $T_e^{-3/2}$ 에 비례하므로 고온도 영역에서는 급격히 작아지기 때문에 역제동방사 과정으로는 플라즈마를 핵융합 온도까지 가열할 수 없다.

(2) 共鳴 吸收(resonance absorption)

역제동 방사에 의한 흡수효과가 없다면 수직입사한 레이저 광선은 $\omega_0 = \omega_p$ 의 차단밀도까지 도달한 후 여기서 완전히 반사된다. 그러나 레이저는 렌즈를 통해서 비스듬히 입사(oblique incidence)하기 때문에 그림4와 같이 입사각 θ 의 광선은 점점 굴절하여 $\omega_0 \cos \theta = \omega_p$ 가 되는 점에서 반사한다. 그러나 이 경우에는 광선의 振動電界가 密度傾度(density gradient)방향의 성분을 갖기 때문에 플라즈마 중에 縱波(longitudinal wave)를 勵起시킨다. θ 가 비교적 작고 반사점에서 차단밀도까지의 거리가 충분히 짧으면 레이저광은 침투하여 공명적으로 $\omega_0 = \omega_p$ 의 플라즈마 波動을 크게 여기시킨다. 이와 같이 여기된 플라즈마 波動의 大振幅 電界에너지는 Landau 減衰, turbulence 등을 통해서 공명적으로 플라즈마에 흡수된다. 결국 레이저 에너지는 레이저 에너지 → 플라즈마 파동의 전계 에너지 → 플라즈마의 熱에너지의 에너지 흐름을 통해서 플라즈마에 흡수된다.

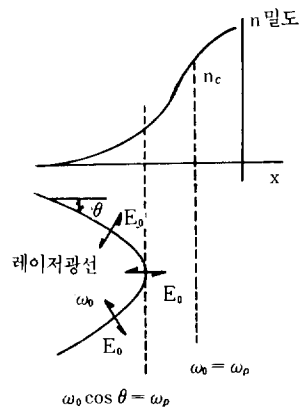


그림 4. 공명흡수(비스듬히 입사)

(3) 패러메트릭 不安定性(parametric instability)에 의한 흡수

이미 언급한 바와 같이 역제동방사에 의한 레이저 에너지의 흡수계수는 $T_e^{-3/2}$ 에 비례하므로 고온에서는 레이저 에너지가 흡수되지 않을 것으로 여겨진다. 그러나 실험결과에 의하면 입사 레이저의 강도가 어떤 臨界値를 넘으면 레이저 에너지가 잘 흡수된다는 사실이 확인됐다. 이 異常吸收(anomalous absorption)는 많은 연구자에 의해 이론적으로 조사되었는데, 이 흡수는 레이저에 의한 플라즈마波動(電子플라즈마波 및 이온音波)의 패러메트릭 여기에 의해 일어난다. 패러메트릭 여기란 波數 κ_0 , 주파수 ω_0 의 강력한 레이저광이 파수 및 주파수가 각각 (k_1, ω_1) 및 (k_2, ω_2) 인 다른 파동과 결합하여 다음 조건을 만족하면서 파동들을 여기하는 것을 말한다.

$$\kappa_1 + \kappa_2 = \kappa_0, \omega_1 + \omega_2 = \omega_0 \quad (16)$$

이 여기된 파동의 에너지는 Landau감쇄와 충돌 과정을 통해서 플라즈마의 열에너지로 변환된다. 이상의 세가지 흡수기구가 복합적으로 작용하여 플라즈마는 가열된다.

위에서 언급한 바와 같이 레이저에 의해 플라즈마를 핵융합 온도까지 加熱시키는 데에는 큰 문제가 없으므로 현재는 대출력 글라스 레이저 시스템의 개발과 이 레이저를

써서 연료 pellet을 폭축시켜 Lawson조건을 달성하는 데 연구목적을 두고 있다.

수 10에서 수 100KJ의 큰 레이저 에너지를 發振器와 多段 增幅器로 이루어진 1비임 시스템으로는 얻을 수 없고 또한 효율적으로 폭축을 이룩하기 위해서는 10~20비임의 多重 비임(multi-beam)글라스 레이저 시스템이 요구된다. 현재 세계에서 가동중인 대표적인 대출력 글라스 레이저 시스템은 표1과 같다. 또한 미국 Lawrence Livermore 연구소에서 가동중인 세계 최대 출력을 갖는 "Nova" 시스템(10비임시스템)중의 1비임을 그림5에 나타내었다. 이들 대출력 글라스 레이저 시스템의 개발에는 막대한 자금과 고도의 과학기술이 요구되며, 해결해야 할 문제점도 많지만 이에 관해서는 언급하지 않기로 한다.

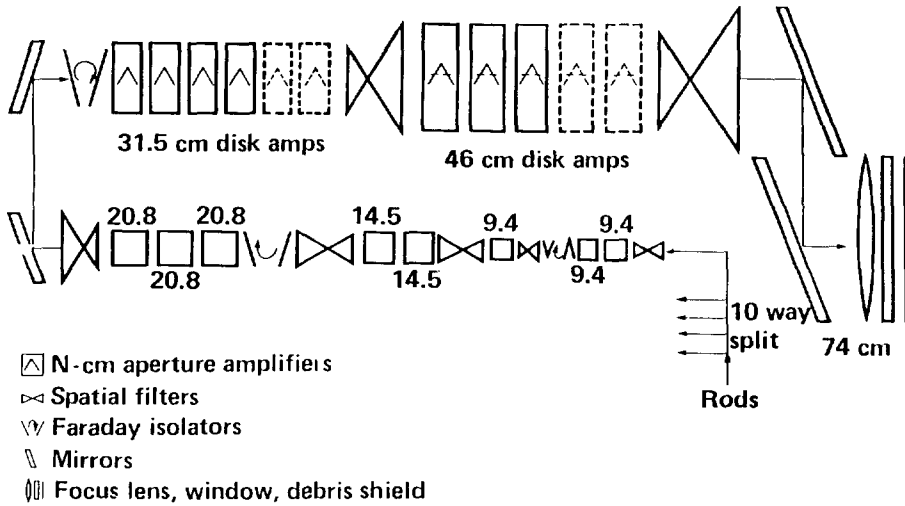
현재 레이저 광선에 의해 연료 pellet을 효율적으로 압축시키기 위해 여러가지 구조를 갖는 연료 pellet을 설계, 제작하여 폭축실험이 실시되고 있다. 폭축에 대한 물리적 연구항목은 다음과 같다.

(1) 에너지 흡수 기구 및 輸送現象: 레이저 플라즈마 중에서 波動의 종류, 電子 및 이온 溫度, 플라즈마의 密度 傾度, X線 放射溫度, 레이저파장에 대한 의존성 등

(2) 폭축 플라즈마: 폭축의 속도, 효율, 폭축시의 流體的 熱的 不安定性和 폭축의 공간적 대칭성, 폭축core의 지름과 내부구조, 전자 및 이온 온도, 밀도, 폭축 플라즈마의 수명 등

표 1. 대출력 글라스 레이저 시스템.

	Shiva	Nova I	Gekko XII	Omega
Wavelength	1.06 μ m	1.053 μ m 527nm	1.053 μ m 0.53 μ m 0.35 μ m	
Laser output energy	15kJ (1ns)	100~150kJ (3ns, 1.05 μ) 80~120kJ (0.53 μ m) 40~70kJ (0.35 μ m)	30kJ (1ns, 1.05 μ) 20kJ (1ns, 0.53 μ) 18kJ (1ns, 0.35 μ)	1.75kJ (300ps)
Peak power	30TW (100ps)	100~150TW (100ps)	55TW (0.1ns, 1.05 μ)	12TW (50ps)
Beam number	20	10	12	24
Pulse width	0.09~35ns	0.1~3ns	100ps~2ns	50ps~300ps
Output aperture	DA 20cm (No SF)	DA 46cm (SF 74cm)	DA 20cm (SF 35cm)	DA 9cm



02-31-0180-0047

그림 5. NOVA CHAIN DESIGN

(3) 핵융합 반응 : 반응시 발생하는 粒子的 수와 에너지 스펙트럼, 핵융합 반응율, 정확 등

이들 항목을 알기 위해서는 여러가지 측정을 해야하는데 측정대상이 플라즈마 파라미터가 극한상태(공간1~300 μm , 밀도 $10^{19} \sim 10^{25} \text{cm}^{-3}$, 시간 $10^{-9} \sim 10^{-11} \text{sec}$)에 가깝기 때문에 시간적 공간적으로 매우 높은 分解能을 갖는 측정법과 데이터 처리기술의 개발이 필요하며, 이 문제 역시 큰 연구과제이다.

현재까지 얻어진 실험결과로서는 이온 온도 약 6keV , 발생중성자수 10^{14} 개, 압축율 600배(즉 플라즈마밀도가 고체밀도의 600배)등을 얻었으며, 이는 매우 고무적인 결과이다.

가까운 장래에 MJ급 레이저 시스템의 개발을 계획하고 있으며 아울러 Lawson조건도 달성될 것이다.

참 고 문 헌

- 1) N. G. Basov, et al. : IEEE J. Quantum Electronics No.4 p.864(1968)
- 2) F. Floux : Phys. Rev. A1 821(1970)
- 3) C. Yamanaka and H.B. Kang, et al. : Phys. Rev. AG, p.2335(1972)
- 4) E. Teller : I.Q.E.C.(Montriel)特別講演(1972)
- 5) K.A. Brueckner : IEEE Plasma Phys. I. p.13(1973)
- 6) K.A. Brueckner and J. Jorna : Rev. Mod. Phys. 46, 325(1974)
- 7) 吉川庄一, 飯吉厚夫 : 核融合入門, 公立出版, (1977)
- 8) J.D. Lawson : Proc. Phys. Soc B70, p.6(1957)
- 9) 關口忠, 一丸節夫 : 플라즈마 物生工學, オーム社, (1969)
- 10) 山中千代衛 : 日本電氣學會誌 94, p.285(1974)
- 11) 山中千代衛 : 日本原子力學會誌 17, p.217(1975)
- 12) L. Spitzer, Jr : Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, (1961)
- 13) V.L. Ginzburg : The Propagation of Electromagnetic Wave in Plasmas, Pergamon, (1970)
- 14) N.G. Denisov : Soviet Physics-J.E.T.P. 4, p.544(1957)
- 15) K. Nishikawa : J. Phys. Soc. Japan 24, p.916, p.1152 (1968)
- 16) P.K. Kaw and J.M. Dawson : Phys. Fluids 12, p. 2586(1969)
- 17) D.F. Dubois and M.V. Goldman : Phys. Rev. Letters. 14, p544(1965)
- 18) F.F. Chen : Introduction to Plasma Physics, Plenum Press, (1974)
- 19) 西川恭治 : 日本高温學會誌 10, p.6(1973)