技 術 解 說

大出力 글라스레이저에 의한 慣性密閉核融合

(Inertial Confinement Fusion by High Power Glass Laser)

姜 衡 富*

차 례

1. 緖 言
2. 慢性密閉核融合의 原理
2.1 爆縮과 點火의 機構
2.2 레이저核融合에 대한 Lawson의 條件
3. 慢性密閉核融合研究의 現狀
4. 레이저에너지의 吸收機構
4.1 逆制動放射에 의한 吸收
4.2 共鳴吸收入
4.3 파라메트릭不安定性에 의한 吸收
4.3.1 파라메트릭條件
4.3.2 파라메트릭不安定性의 物理
5. 結 言

1. 緖 言

人類가 地球上에서 電力, 燃料, 기타의 목적으로 소비하는 에너지量은 년년 指數函數的으로 增加하고 있다. 現在의 全世界에너지消費量은 約 0.8Q*이며 앞으로 해마다 3~5%의 增加가 예상된다. 이와 같은 급격한 에너지需要의 增加에 대하여, 현재 에너지供給의 대부분은 石炭, 石油, 天然개스등의 化石燃料에 의존하고 있다. 현재, 化石燃料의 確認埋藏量은 160Q 程度이지만 현재와 같은 급격한 에너지需要가 계속된다면 化石燃料는 一世紀 이내에 고갈할 것으로 예상된다. 또 化石燃料物質은 보통 여러가지 化學製品의 原料로서 대단히 重要하기 때문에 이것을 에너지源으로써만 소비하는 것은 長期的觀點으로 보아 대단히 不利하다.

그리고 人類가 使用하는 에너지 중에서도 제일 利用하기 쉬운 電力의 소비가 急速히 增加하고 있다. 그러므로 火力이외에 水力, 風力, 潮力 및 地熱發電들도 利用할 수 있지만 이것 들은 모두 地域性이 있고, 大規模發電所의 建設도 어렵기 때문에 上述한 에너지需要를 이들 方法에 全面的으로 의존할 수는 없다. 그 외에 太陽에너지의 利用도 생각된다. 地表에서의 太陽光의 入射에너지는 最大 1.3KW/m²이고 地表全體로 생각하면 莫大한 에너지量이 되지만, 相當量의 에너지를 集中할려면 廣大한 地表面積이 必要하기 때문에 太陽電池, 기타에 의한 小規模의 이용은 可能하지만 大規模의 이용은 理時點에서 經濟的인 것은 아니다.

그래서 結局 나머지 에너지源은 原子力이다. 그 중에서 현재 實用되고 있는 것은 周知한 바와 같이 質量이 큰 原子核의 核分裂反應을 利用하는 核分裂原子爐이다. 즉, 地殼物質의 4×10^{-6}만큼 存在하는 天然우라늄($_{92}U^{238}$)중에, 그 0.71%정도 포함되고 있는 同位元素$_{92}U^{235}$의 核分裂, 또는 $_{92}U^{235}$, $_{90}Th^{232}$에 각각 中性子를 한 개 吸收시킬 때 轉換되는 $_{94}Pu^{235}$, $_{92}U^{233}$의 核分裂을 이용하는 것이다. $_{92}U^{235}$ 및 上述한 $_{94}P^{235}$, $_{92}U^{233}$(高速增殖爐에 의하여 生成된다)를 核燃料로서 이용할 수 있게 되면 核에너지의 總量은 $5\times10^{3}Q$정도로 되어 적어도 數百年의 에너지供給은 保障될 것이다. 그러나 이 數年이란 期間은 人類의 歷史로 보면 대단히 짧을 뿐만 아니라, 特히 放射性廢棄物質의 處理問題가 重大化할 것으로 예상되어 結局 이 核分裂原子力도 長期的으로는 樂觀할 수는 없는 형편이다.

또 하나의 原子力은 核融合原子力이다. 이것은 현재 아직 研究開發段階에 있으며, 이것이 完成된다면 上述한 核分裂原子力과 비교해서 다음과 같은 점에서 훨씬 우월하다고 할 수 있다.

a) 바다물에 포함되어 있는 重水素($_1D^2$)를 燃料로 하기 때문에 현재의 技術水準으로도 값싸고 무진장하게 구할 수 있으며 地域的인 偏在性도 없다.

b) 任意의 瞬間에 核融合爐내에 있어서 存在하는 燃料는 극히 微量($\leqq10^{-8}$mmHg의 重水素개스)이므로 本質的으로 安全하여, 爆發이나 暴走의 危險性은 거의 없고, 따라서 發電所의 立地條件도 크게 緩和된다.

c) 正常的인 放射性廢棄物은 生成되지 않기 때문에

* 正會員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 敎授 · 工博

* 1Q=01.^{21}J, 2400km³의 물을 0°C에서 100°C까지 上昇시키는데 要하는 에너지에 相當한다.

核分裂原子爐에서 큰 問題가 되는 廢棄物處理는 거의 問題가 되지 않는다.

以上과 같은 理由로써 核融合原子力은 人類의 에너지資源問題를 永久的으로 解決하는 것이며, 核融合原子力을 "人類最終의 에너지源"이라고 말한다. 따라서, 世界의 主要國에서 내셔널프로젝트로서 研究를 展開하고 있다.

현재 展開되고 있는 核融合研究는 크게 두가지 方式으로 구분할 수 있다. 즉 磁場密閉(Magnetic confinement)方式 및 慣性密閉(Inertial confinement)方式으로 구분된다. 慣性密閉方式에 의한 核融合研究는 磁場密閉核融合研究보다 훨씬 늦게 지작되었지만 그에 비슷한 큰 成果를 나타내고 있다. 特히 大出力글라스레이저에 의한 慣性密閉核融合研究의 成果가 顯著하다

本文에서는 이 글라스레이저에 의한 核融合에 關하여 그 槪要를 解說하기로 한다.

2. 慣性密閉核融合의 原理

高密度플라즈마를 使用하는 "慣性密閉" 方式에 의한 核融合研究는 最近 2,3年間에 急速히 發展해 왔다. 慣性密閉方式은 原子의 慣性力을 이용하여 플라즈마를 密閉할려고 하는 것이며, 加熱方式에 따라 電子비임加熱, 이온비임加熱, 레이저비임加熱方式등 여러가지 있다. 그 중에서도 代表的인 것이 레이저비임加熱에 의한 核融合이다. D-T反應에서는 重水素 D와 三重水素 T를 封入한 微少한 球狀標的物(pellet라고도 한다)에 그림 1과 같이 高出力레이저光線을 全周圍方向으로 均

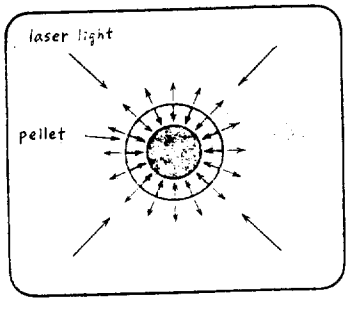


그림 1. 레이저에 의한 燃料 pellet의 爆縮

一하게 照射하여 플라즈마를 生成, 加熱한다. 이 때 레이저에너지를 吸收한 pellet의 表面으로부터 球對稱的으로 플라즈마가 噴出하고, 그 噴出의 反作用에 의하여 pellet中心部가 壓縮되어 固體密度의 10^3~10^4倍의 超高密度플라즈마가 發生한다. 이 過程을 爆縮(implosion)라고 부르며, 그 結果 中心部는 核融合點火溫度에 到達하여 10^{-9}秒 以下의 超短時間 이내에, 照射한 레이저에너지의 100倍以上의 核融合에너지가 發生된다. D-T反應에서는, ${}_1D^2+{}_1T^3\rightarrow{}_2He^4(3.5MeV)+n(14.1MeV)$의 核融合反應이 생기고, 反應溫度는 10^8k이다.

토카마크型裝置에 의한 核融合에서는, 磁界중에 플라즈마를 密閉하는 時間의 延長과 加熱溫度를 높이는 것이 重要한 研究課題로 되고 있다. 이것에 比하여 레이저核融合에 있어서는, pellet내의 原子의 慣性에 의하여 프라즈마가 아직 膨脹하지 않고 靜止하고 있는 超短時間내에 레이저에너지를 충분히 吸收시켜, 爆縮에 의하여 超高密度를 實施하는 것이 主要課程도 되고 있다. 그러므로 레이저로서는 될 수 있는 한 高出力, 高效率인 것이 必要하다. 다시 말하면 天文學的인 高에너지密度를 實現할 수 있는 高出力레이저의 開發에 따라서 慣性密閉方式核融合이 可能하게 되었다고도 말할수 있다. 이 두가지 方式은 根本的으로 다른 手法에 의하여 核融合에 이르는 approach이며, 問題點과 特徵이 전연 다르다. 磁場密閉方式이 連續運轉을 理想으로 하는데 比해, 레이저方式은 펄스運轉을 한다. 이 비교는 터어빈엔진과 가솔린엔진의 運轉特性으로 代置할 수 있다.

2.1 爆縮과 點火의 機構

그러면 爆縮은 어떠한 原理로 實現되는가에 대하여 간단히 설명한다. 현재의 爆縮의 目標値는 플라즈마密度 10^{26}/cm³, 溫度 10^8k이다. 이 條件에서 플라즈마의 壓力은 10^{12}atm.(氣壓)이 되며, 太陽內部의 壓力 10^{11} atm. 보다 훨씬 크게 된다. 그림 1에 있는 바와 같이 pellet에 全周圍方向으로 均一하게 레이저光線을 照射했다면 그 레이저光線의 壓力 즉 光壓만으로써 플라즈마를 壓縮할 수 있을가? 光線의 壓力P는 光線의 파와密度(W/cm²)를 W, 光速度를 $C(10^{10}$cm/sec)라 하면 $P=W/C$로 表示됨으로, 레이저光線의 파와密度가 $W=10^{17}$ W/cm²일 때 光壓力P는 $P\approx10^8$~10^9 atm.가 된다. 그러므로 레이저光壓만으로써 플라즈마를 壓縮하는 것은 아무리 해도 不可能하다. 그러면 레이저光線을 照射하여 球狀 pellet의 表面에 플라즈마를 發生시켜, 그 플라즈마 外部에 噴出하는 反作用에 의해서 壓縮을 일으킨다고 생각한다. 噴플라즈마의 에너지束 W는 이온의 質量을 M, 플라즈마의 噴出速度를 v, 플라즈마密度를 n이라 하면, (에너지)×(速度) 즉

$$W=(nMv^2)v \qquad (1)$$

로 주어진다. 이 反作用으로 發生되는 壓力은 $P=(nMv)v\approx W/v$가 된다. 요컨대 레이저의 에너지가 플라즈마에 잘 吸收되어, 噴出에너지에 變換되었다고 하면 이 壓力은 위에 말한 光壓 $P\approx W/C$의 c/v倍가 된

다. $c/v \approx 1000$이라고 생각하면 그 壓力은 $10^{11}\sim10^{12}$ atm.가 되며, 플라즈마를 $10^{26}/cm^3$의 超高密度狀態로 爆縮加熱하는 것이 可能하게 된다.

또 pellet는 壓縮過程에서 高密度가 되기 때문에 플라즈마중의 電子가 Fermi縮退(Fermi degeneration)* 하는 可能性이 있다. 이 때문에 壓縮에 要하는 壓力은 比較的 낮은 값을 갖게 된다. 特히 pellet의 溫度가 낮고, 縮退溫度 $\varepsilon_f=400eV$ 以下로 되면 壓縮에 要하는 에너지는 核融合反應에 點火하는데 要하는 에너지의 1% 程度가 된다.

레이저爆縮의 目的은 密度를 上昇시켜 pellet내의 核反應率을 크게 하여 慣性密閉時間내에 pellet의 燃燒를 有効하게 進行시키는데 있다. 同時에 超高密度를 實現해야 할 또 한가지 重要한 理由는 D-T核反應에서 發生한 α粒子($_2H_e^4$粒子)의 平均自由行程λ_α를 壓縮 pellet의 半徑보다 훨씬 작게 하여 燃料의 自己加熱을 促進하기 위한 것이다. 즉 平均自由行程λ_α는

$$\left.\begin{aligned}\lambda_\alpha &\sim 2\times10^{21}[T_e(keV)]^{3/2}/n\ [cm]\\ &\sim 1.3\ n_s/n\ [cm]\ \text{at}\ T_e\sim10keV\end{aligned}\right\}\quad(2)$$

로 주어진다. 단, n_s는 固體密度이다. 가령 $n\sim10^4n_s$에 壓縮되면 $\lambda_\alpha\sim/\mu m$가 되어, 이 값은 pellet 半徑보다 훨씬 작다. 따라서 α粒子가 갖는 3.6MeV의 에너지는 대부분 pellet內部에서 吸收되어 pellet는 自己加熱하게 된다. 그러므로 pellet中心에서 한번 核融合反應이 點火되면 그 후는 核融合反應自身의 加熱에 의해서 着火領域이 外部方向에 퍼져서, 높은 効率로 核融合에너지가 發生하게 된다. 이 때문에 爆縮에 의한 點火는 pellet中心部에 대해서만 이르키면 된다.

爆縮을 實現하기 위한 重要한 物理的 問題點은

(1) pellet의 核을 Fermi溫度以下로 유지하면서 壓縮해야 한다.

(2) 熱膨脹하는 이온이 충분한 反作用壓力을 나타내야 한다.

(3) 爆縮過程의 動作이 安定되어야 한다.

등이다.

(1)은 電子의 熱傳導가 問題로 되며, 電子의 平均自由行程λ_l는

$$\lambda_l\sim6.7\times10^{-6}\frac{[T_e(keV)]^2}{z^2\rho[g/cm^3]}\ [cm]\qquad(3)$$

로 주어진다. 단, T_e는 電子溫度, z는 原子의 價電數, ρ는 플라즈마의 質量密度이다. $T_e\sim10$ keV, $\rho\sim0.2g/cm^3$인 경우에는 $\lambda_e\sim30\mu m$가 된다. 그러므로 pellet의 直徑을 100μm로 생각하면 內部를 찬 狀態로 유지하면서 壓縮할 수가 있다. 또 pellet의 核과 表面間에 價電數z가 큰 物質을 Coating하여 熱傳導를 막는 方法도 있다.

高速(高에너지)電子가 發生하면 內部는 加熱되어 壓縮을 방해하는 傾向이 나타난다.

(2)는 Boltzmann分布로 부터 벗어난 高速이온의 發生과 密接한 關係가 있다. 지금, 같은 에너지를 多數의 이온에 주는 경우와 小數의 高速이온에 주는 두가지 경우를 생각하면, 그들의 運動에너지가 같으므로

$$1/2n_1Mv_1^2=1/2n_2Mv_2^2\qquad(4)$$

가 된다. 따라서 高速이온의 運動量은

$$n_1Mv_1=n_1M\sqrt{n_2v_2^2/n_1}=n_2Mv_2(n_1/n_2)^{1/2}\qquad(5)$$

로 주어지며, 高速度이온의 運動量은 $(n_1/n_2)^{1/2}$만큼 작게 됨으로 膨脹에 의한 反作用은 약하게 된다. 따라서 高速이온의 發生을 막을 必要가 있다. 이 때문에 pellet의 表面에 低z物質을 coating하여 熱傳導度를 좋게 하여 高速이온의 發生을 방해한다.

(3)의 問題는 pellet의 外側에 噴出하는 플라즈마의 反作用으로 생긴 壓縮衝擊波가 波面을 安定하게 유지하면서 中心에 集束할 수 있는가 없는가가 問題로 된다. 이것은 Layleigh-Taylor 不安定性으로 議論할 수 있다. 이것은 우리들이 잘 아는 바와 같이 가벼운 液體 위에 무거운 液體가 있을 때 그 界面에 나타나는 不安定性과 類似한 것이다. 이 不安定性은 pellet 表面에 흔들림이 있을 때 일어나기 쉬우므로 pellet表面의 熱傳導를 좋게 하고 均一하게 하면 抑制할 수 있다.

위에서 진술한 (1)~(3)의 問題點은 레이저光線을 照射하는 pellet의 構造를 多重層構造로 함으로서 解決되는 問題이다. 그러나 이 pellet製造技術은 어느 나라에서도 完全히 機密事項으로 되고 있으며 詳細한 內容은 대부분 發表되지 않고 있지만 지금까지 알려지고 있는 pellet의 構造의 例를 그림 2에 表示 한다.

2.2 레이저核融合에 대한 Lawson의 條件

우선, 慣性密閉核融合에 必要한 條件을 明確히 한다 核融合反應이 成功하기 위한 條件은 核融合反應으로 發生한 에너지가 플라즈마의 熱에너지보다 크게 되는 條件을 생각하면 된다. 이 條件을 Lawson의 條件이라 한다. 즉

$$(n^2/2)\sigma vW\tau>2(3/2kT)n\qquad(6)$$

여기서 n : 플라즈마의 密度(cm^{-3})

σ : 核融合反應斷面積($\sim10^{-24}cm^2$)

v : 플라즈마의 熱速度(cm/sec)

τ : 密閉時間 (秒)

W : 反應當發生에너지(D-T反應에서는 17.58MeV)

* Fermi縮退=電子가 Fermi-Dirac 統計에서 定義되는 Fermi 에너지보다 매우 낮은 密度와 溫度를 갖는 條件下에서, 相互作用이 없는 狀態 또는 약한 相互作用밖에 없는 狀態를 말한다.

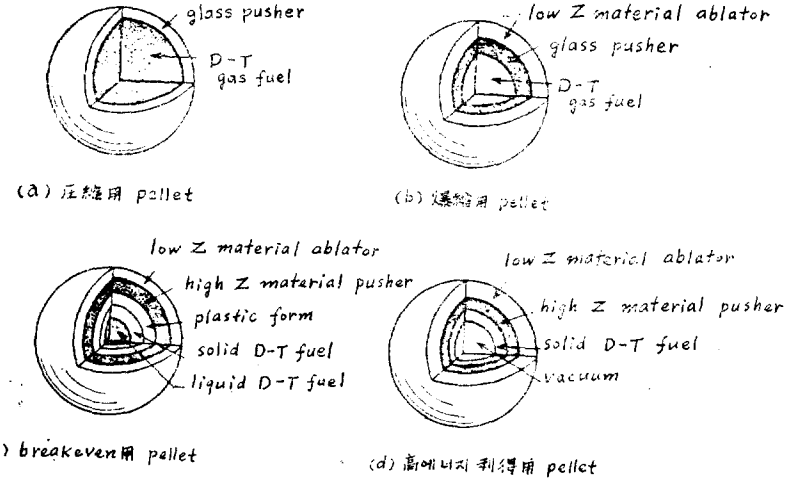


그림 2. 燃料 pellet의 構造

k : Boltzmann定數

T : 溫度(k)

(6)式의 左邊은 τ秒間에 核融合反應에 의하여 發生된 에너지이며, 右邊은 加熱플라즈마의 에너지이다. 효과적으로 D-T反應을 일으키기 위해서는 溫度 $T=10^8$k가 必要하다. 이 數値들을 (6)式에 代入하면, Lawson의 條件은

$$n\tau \gtrsim 10^{14}\text{cm}^{-3}\text{sec}(\text{at } T_e=10keV) \qquad (7)$$

가 된다.

磁場密閉方式의 核融合에 있어서는 플라즈마密度n은 낮고, 約 10^{14}/cm^{4}에 불과함으로 密閉時間으로서는 約 1秒 정도가 必要하다. 慣性密閉方式인 레이저核融合에 있어서는, 固體 pellet를 레이저로써 한꺼번에 플라즈마化할 수 있다고 생각하면, n은 10^{22}/cm^{3}정도가 됨으로, 密閉時間τ는 10^{-8}秒가 된다. 이것은 레이저光線의 時續時間(레이저光線의 펄스幅)과 같은 정도이다.

그런데 pellet는 레이저照射에 의하여 플라즈마化하여 急速히 膨脹하기 때문에 오히려 τ는 이 膨脹速度에 따라서 決定된다. 이 플라즈마의 運動은 雙極性擴散이라고 하는 機構에 의하여 制限된다. 즉 플라즈마의 構成成分중에서 보다 큰 速度를 갖는 電子의 擴散이 시작하면 中心部의 이온과 電子間에 靜電界가 發生하며, 電子의 運動은 이 靜電界에 의하여 制限된다. 結局 플라즈마의 膨脹速度는 이온速度에 의하여 規定된다. 그 速度를 S라고 하면, S는

$$S=\sqrt{\frac{k(T_e+T_i)}{M}} \qquad (8)$$

가 되며 音速과 一致한다.

球狀 pellet의 半徑을 R라 하고, 慣性密閉時間 τ는 半徑이 R로부터 $2R$까지 膨脹하는데 要하는 時間을 基準으로 생각하면,

$$\tau \sim R/S \qquad (9)$$

로 주어진다. 10^8k의 水素플라즈마의 音速은 10^8cm/sec 정도가 되므로, $\tau \sim 10^{-8}R$가 된다. (9)式을 (7)式에 代入하면, Lawson의 條件은

$$nR > 10^{22}\text{cm}^{-2} \text{ 또는 } \rho R > 0.1\text{g/cm}^2 \qquad (10)$$

가 된다. 이 式의 左邊의 파라미터가 爆縮核融合方式에서는 重要하다. 式에서 密度n이 크면 燃料半徑R는 작아도 좋다는 것은 理解할 수 있지만, 左邊은 반드시 爆縮에 위하여 達成되어야 할 密度와 pellet의 半徑을 나타내고 있다.

다음에 pellet한개에 대한 利得Q를 考察한다. 여기서 利得은 投入레이저에너지와 發生되는 核融合에너지와의 比로 定義된다. Pellet를 溫度TK까지 爆縮加熱하는데 必要한 플라즈마의 에너지 E_p는,

$$E_p=2\left(\frac{3}{2}nkT\right)\cdot\frac{4}{3}\pi R^3 \propto \left(\frac{n_s}{n}\right)^2 \qquad (11)$$

단, n_s는 固體密度(4.5×10^{22}/cm^3)로 주어진다. 따라서 플라즈마의 에너지는 密度 n의 自乘에 反比例하여 低下한다. 따라서 플라즈마를 10^8K의 溫度로 加熱하는데 必要한 레이저의 에너지 EL는

$$E_L=4.6\times10^8 m/E^f\ [J] \qquad (12)$$

가 된다. 단, E_f는 레이저의 플라즈마爆縮加熱의 效率, m은 pelle質量, 즉 $m=(4/3)\pi\{\rho R)^3/\rho^2\}$, ρ는 質

量密度이다. 投射에너지에는 限度가 있기 때문에 R는 그다지 큰 값을 가질 수 없다. 또 核反應에 의한 出力에너지는

$$E_{out}=4.2\times10^{17}f_B m \ [J] \qquad (13)$$

로 주어진다. 이 式에서 f_B는 pellet의 燃燒率이며, 慣性密閉時間과 反應率을 考慮하면 單純한 pellet에 대해서는 $f_B=\rho R/(6+\rho R)$로 주어진다. ρR가 커질수록 燃燒率은 增大한다. 結局, pellet의 利得 Q는, (12), (13)式으로부터

$$Q=913\varepsilon_f\rho R/(6+\rho R) \qquad (14)$$

로 주어진다. 레이저λ力=核融合出力이 되면 利得Q는 1이 된다. 또 $Q>1$이 되기 위해서는 $\varepsilon_f=0.1$정도이므로, $\rho R>0.2\mathrm{g/cm^2}$의 條件이 必要하다. 固體$D$-$T$의 密度는 $4.5\times10^{22}/\mathrm{cm^3}$ 또는 $0.2\mathrm{g/cm^3}$이므로, $\rho R>0.2\mathrm{g/cm^2}$의 條件으로 $R>1\mathrm{cm}$가 된다. 따라서 이 密度에 ρR를 $0.2\mathrm{g/cm^2}$로 하기 위해서는 式(12)로 보면 $10^9\,J$의 레이저 에너지가 必要하다. 이와 같이 큰 레이저에너지는 現在의 레이저技術로서는 도저히 實現될 可能性이 없다. 그러나 가령 燃料 pellet의 體積을 10^4倍로 壓縮하여 $\rho R\sim1.0\mathrm{g/cm^2}$가 되면, 必要한 레이저에너지는 $10KJ$정도의 매우 작은 값이 되므로 현재의 레이저技術로써 충분히 實現可能하다. 이러한 점이 慣性核融合에 있어서 爆縮이 반드시 必要한 理由이며, 爆縮過程이 있어야만 Lawson條件을 實現할 수가 있다.

그런데 核融合爐의 system 全體가 連續運轉하기 위해서는 이 외에 레이저의 效率, 熱—電氣變換效率을 합쳐서 생각해야 한다. 즉 레이저核融合爐에서 에너지를 生產하여 連續運轉하기 위해서는 다음과 같은 에너지의 흐름이 必要하다.

$$E_{out}/E_{in}=\eta_L Q\eta_T(0.8M+0.2) \qquad (15)$$

단, E_{out}는 核融合에너지, E_{in}는 레이저에 供給되는 에너지, η_L는 레이저效率, η_T는 熱→電氣에너지變換效率 Q는 pellet利得이다. 核融合에너지의 80%가 中性子에 주어지며, 이 高速中性子를 爐周邊에 配置된 blanket*에 侵入시켜 熱에너지로 變換시킴과 同時에 그 속에서 中性子에 의하여 核分裂를 일으켜 그 에너지도 이용할 수 있다. M은 blanket내의 에너지增倍率(入射中性子에너지에 대한 blanket내의 發生에너지의 倍率)이다. 그림 3에 있는 바와 같이 레이저效率 $\eta_L\sim5\%$, pellet效率 $Q\sim50$, $\eta_T\sim40\%$인 條件에서는 $M=1$ 즉 純核融合爐로서 連續運轉을 할 수가 있다. 그러나 글라스레이저($\eta_L\sim0.2\%$)와 같이 레이저效率이 낮은 경우에는 純核融合爐로서는 連續運轉이 困難하다. 이 경우에는 blanket내의 核分裂을 使用하는 核分裂—核融合複合爐, 또는 blanket 內燃料增殖爐로서 連續運轉이 可能하다. 이러한 爐에서는 核融合反應에서 發生하는 高速中性子를 使用하므로 原子爐로서는 臨界以下에서 運轉되어, 爐가 暴走하는 危險性은 전혀 없다. 이러한 核融合—核分裂複合爐에 關한 技術은 에너지需要에 따라서 核融合爐보다 比較的 빨은 時期에 開發될 것으로 예상된다.

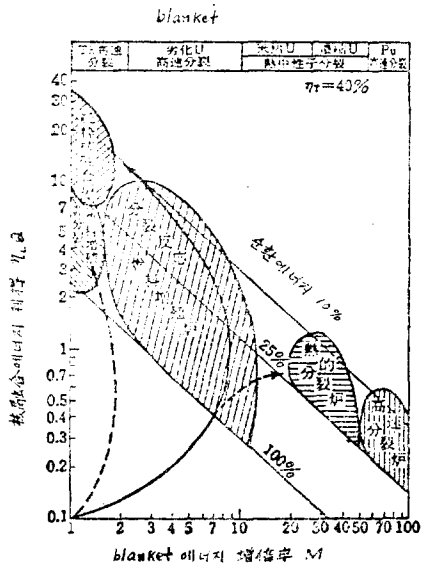


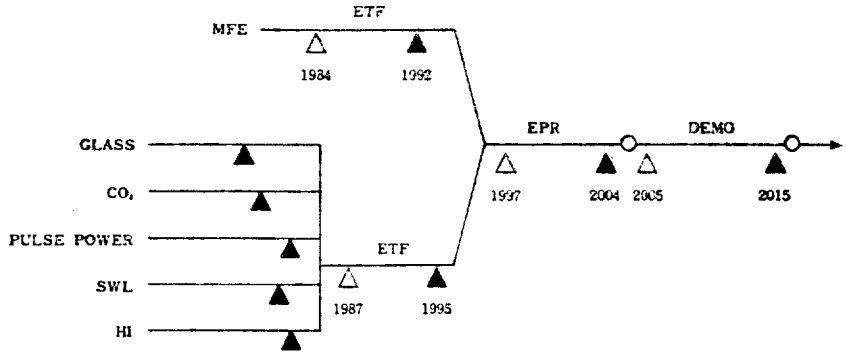
그림 3. 레이저 核融合開發의 展望

3. 慣性密閉核融合研究의 現狀

지금까지 주로 레이저方式에 의한 核融合에 關하여 진술하였으나, 이것은 現時點에서는 레이저方式이 慣性密閉核融合研究중에서 제일 進步되어 있으며, 또 著者自身이 레이저核融合研究에 直接 參加하고 있었기 때문이다.

레이저는 慣性核融合을 일으키는 에너지드라이버(energy driver)라고 생각할 수 있다. 이 에너지드라이버로서는 相對論的 電子비임(relativistic electron beam: REB), 高에너지重이온비임方式등도 있으며, 현재 레이저方式과 함께 綜合的으로 研究가 展開되고 있다.

* blanket=爐心플라즈마의 眞空을 유지하는 眞空壁外側을 둘러싸고 있는 部分을 말하며, (a) 플라즈마로 나오는 高速中性子를 吸收하여 熱로 變換하는 減速材의 機能, (b) 自然界에는 없는 燃料인 三重水素 의 自己再生産, (c) 眞空壁을 통하여 들어 오는 熱入力 및 高速中性子의 熱에너지를 外部에 傳達하는 出力用의 熱傳達(冷却)媒體, 의 세가지 任務를 하는 部分이다.



MFL: Magnetic Fusion Energy　　SWL: Short wavelength Laser　　△: 시작
HI: Heavy Ion　　ETF: Experimental Test Facility　　▲: 종료
EPR: Experimental Power Reactor　　DEMO Demonstration of Commercial Power Plant

그림 4. 美國의 核融合開發 計劃

올해 6月에 美國에서 開催된 IEEE와 OSA共催인 "1979年 레이저工學 및 應用에 關한 國際會議(CLEA)"에서 美國에너지省 慣性核融合局長인 G.H. Canavan 氏가 美國의 慣性密閉核融合研究의 將來計劃을 發表하였다. Canavan氏에 의하면 美國의 核融合에너지實現에 關한 長期計劃은 그림 4와 같으며, 그 計劃을 遂行하기 위한 慣性核融合研究의 目標를 다음과 같이 세웠다.

(1) 核融合燃燒를 實現하기에 必要한 드라이버의 에너지와 實用的인 pellet의 構造를 明確히 한다.

(2) 實用的인 高效率, 低코스트 드라이버를 開發한다.

(3) 드러이버와 pellet사이의 coupling(pellet에 의한 드라이버에너지의 吸收機構)에 관한 理解를 충분히 한다.

(4) 低價格pellet의 大量生產方法을 確立한다.

(5) 實用的인 核融合爐의 槪念을 明確히 한다.

(6) 實驗爐(ETF)의 建設을 위하여 1980年代末까지 모든 技術을 統合시킨다.

(7) 1990年代中半에는 實驗發電爐(EPR)를 具體的으로 決定하여 建設에 着手한다.

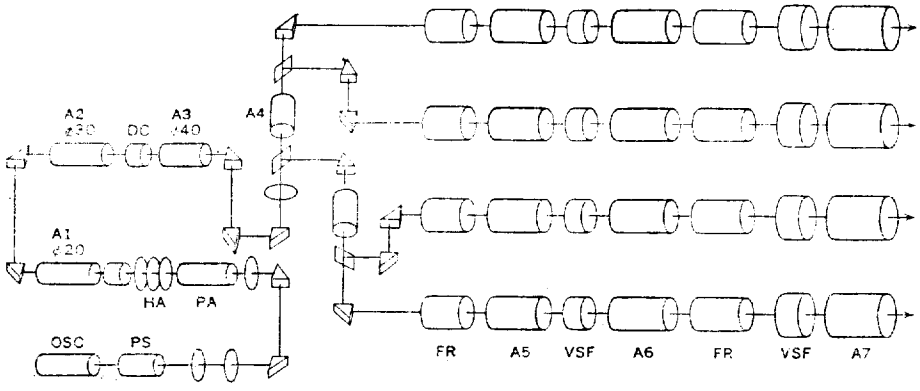
(8) 2000年代에 實驗運轉을 實施하여 2000年代末부터 2010年代中半까지 商業用發電所(實用爐)를 建設하여 試運轉을 實施한다.

이와 같은 將來計劃에 따라서 레이저, REB, 重이온 등 各種에너지드라이버의 開發과 그에 의한 實驗目的을 세워 綜合的으로 研究를 展開하고 있다. 이것은 現時點에 있어서는 어느 에너지드라이버가 將來의 實用爐에 適用되는가가 아직 未知이기 때문이다. 따라서 앞으로의 研究結果에 따라서는 取捨選擇이 있을 것으로 예상된다. 이 取捨選擇은 磁場密閉核融合과 慣性密閉核融合과의 關係에 있어서도 適用된다. 現在 이 두가지 研究計劃에 대하여 각각 莫大한 研究資金이 投入되고 있으나 研究段階에 있어서 實用的可能性이 적다고 結論되면 그 研究計劃에 대한 資金投資는 곧 中止될 것으로 豫想된다. 核融合研究에 投入되고 있는 資金이 대단히 莫大하기 때문에 특히 美國에서는 研究의 段階段階에 있어서 엄중한 技術評價를 행하고 있다.

그런데 현재 慣性核融合에 대한 重要한 研究課題는 入射비임의 種類, 出力, 펄스波形, 收束의 程度 및 pellet의 形狀, 크기, 材質, 構造등 爆縮過程에 큰 影響을 미치는 파라미터의 解明이며, 大出力에너지드라이버의 開發이다.

이를 위해서 여러가지 條件에서의 爆縮機構에 대한 計算機시뮬레이션實驗이 實施되고 있으며, 이 結果를 實驗的으로 檢討하여 全 system의 最適條件을 探索하는 作業이 急速히 進行되고 있다. 비임入射에너지에 대한 核融合에너지出力의 比率을 pellet利得이라고 하며, 條件에 따라서는 pellet利得이 $Q=1000$이 된다는 시뮬레이션結果가 發表되고 있다. 美國 Lawrence Livermore研究所에서는 $Q=700$을 假定하여, 레이저 비임源의 效率이 2%의 낮은 값을 갖지라도 發電所의 綜合效率로서 32%가 可能하다고 試算하였고, 비임源이 具備해야 할 條件을 다음과 같이 試算하였다. (i) 出力 300～3000KJ, 10～3000TW, (ii) 펄스의 反復周期 1～10Hz, (iii) 效率 1～5%以上, (iv) 5～20m以上의距離로부터 pellet에 비임을 正確하게 集光할 수 있어야 한다. (v) 資本金 $100/J以上, (vi) 長壽命이야 한다.

Lacorence Livermore 研究所에서는 주로 大出力 xenon flush 勵起네오디뮴(Nd)글라스레이저(波長1.06 μm)의 開發과 그에 의한 核融合研究를 實施하고 있다 현재, 10KJ레이저"SHIVA"가 稼動中이며, 별도100KJ



OSC: Oscillator
PS: Pulse Selector
HA: Hard Aperture
PA: Preamplifier
DC: Dye Isolator
VSF: Vaccum Spatial Filter
A1~A4: Rod Amplifier
A5~A7: Disc Amplifier
FR: Faraday Rotator

그림 5. 4비임 大出力 글라스레이저의 構成圖(日本大阪大學)

級레이저"NOVA"를 建設하기 시작했다. 이"NOVA"를 使用하여 1983年頃에는 核融合의 breakeven實驗(Lawson條件의 實現)을 實施할 計劃이다. Nd 글라스레이저는 현재 제일 進步된 技術이므로 breakeven條件을 實現하는데 제일 有力한 레이저이지만, 이 레이저는 效率이 매우 낮기 때문에(현재 0.2%), 將來의 實用爐에는 適用할 수가 없다.

또 美 Los Alamos科學硏究所에서는 주로 炭酸개스레이저(波長 10.6μm)를 開發하고 있으며, 현재 100KJ級레이저"ANTARES"를 建設中이다. 이 炭酸개스레이저는 펄스動作에서도 數 %의 效率이 期待되지만 波長이 플라즈마壓縮의 最適波長(0.3~0.8μm)에 比해 매우 길기 때문에 여러 가지 많은 問題點이 있다. 이와 같이 Nd글라스레이저와 炭酸개스레이저는 각각 效率과 波長에 問題가 있으며 반드시 滿足할 수 있는 레이저는 아니다. 이 때문에 適當한 波長 및 效率을 갖는 여러가지 새로운 레이저(주로 개스레이저)가 硏究開發中이며, 大出力펄스를 實現하는데 있어서 많은 困難을 克服할 必要가 있다.

日本에서의 慣性核融合硏究는 주로 大阪大學레이저核融合硏究所에서 遂行되고 있으며, 現在 4TW, 2KJ, 4비임인 Nd글라스레이저"激光Ⅳ號", 1TW, 1KJ, 2비임인 炭酸개스레이저"烈光Ⅱ號" 및 2.3TW의 電子비임加速器가 完成되고 있으며 綜合的으로 慣性核融合硏究를 展開하고 있다. "激光Ⅳ號" 글라스레이저의 構成을 그림 5에 表示한다. 이 레이저는 4비임으로 構成되고 있으며, 레이저素子에 레酸글라스를 世界에서 최초로 全面的으로 採用한 大型레이저이다. 레이저素子로서는 發振器, 可飽和色素아이소레이터(isolator), 서프트애퍼처(soft aperture), 前置增幅器, 하아드애퍼처(hard aperture) 들이 多段的으로 連結되어있으며, 連續하여 直徑 70mm 및 80mm의 막대기型增幅器, 파라디回轉子(Faraday rotator), 眞空스페이살필르터(spatia filter), 直徑 11cm의 디스크增幅器(圓板型글라스로 構成되고 있다)로 이어진다. 各素子의 動作에 대한 說明은 省略하기로 한다. 현재, 燃料球의 壓縮率 200倍, 發生中性子數 10^7, 이온溫度 6*ke*V의 데이타가 얻어지고 있다.

레이저以外의 비임, 예를 들면 電子비임 또는 이온비임도 可能性이 있는 에너지드라이버이며 주로 美國, 소련에서 硏究가 展開되고 있다.

電子비임加速器에 必要한 特性은 10*ns*, 100萬A의 펄스를 發生시켜 約 100本정도의 비임을 pellet에 收束시켜야 한다, 大型電子加速器의 예로서는 美國 陸軍硏究所에 建設된 "Aurora"라 하는 裝置가 있다, 이것은 加速電壓 10MV, 4비임, 20TW, 100*ns*인 펄스를 發生할 수 있으며, 建設備도 같은 規模의 레이저裝置의 數십분의 1정도가될 것으로 推定되고 있다, 또 效率도 50% 정도가 期待된다, 그러나 問題點은 荷電粒子인 電子비임을 어떻게 收束시키는가에 있다, 美國 Sandia 硏究所에서는 磁氣絕緣形送電線에 의한 大電流電子비임의 自己收束效果로 直徑 2mm인 高密度電子비임을 實現하였다, 소련의 Kurchatov硏究所에서는 10TW/cm²의 出力密度를 實現했음을 報告하였다, Sandia硏究所에서는, 36비임, 30TW의 設備를 올해 중에 完成할 예정이며, 1983年에는 60TW에 增强시킬 豫定이다 또 소련의 Kurchatov硏究所에서는 100TW의 設備 "Angara V"의 實驗을 1984年에 實施할 豫定이다,

pellet의 直徑은 電子비임의 收束이 困難하기 때문에 1cm정도가 되며, 레이저法에 比해서 100倍 以上 크고 pellet構造도 그에 알맞게 만들어야 한다.

이온비임에 관한 硏究는 이제 막 시작한 단계에 있으므로 그 評價는 앞으로의 硏究成果에 달려있다.

4. 레이저에너지의 吸收機構

레이저가 플라즈마에 吸收되는 過程은 레이저核融合의 根本的인 問題이다. 만일 레이저가 플라즈마에 吸收되지 않는다면 레이저核融合自體가 不可能하게 될 것이다. 그러나 많은 理論的硏究와 實驗의 結果 레이저는 여러 가지 吸收機構를 통하여 플라즈마에 잘 吸收된다는 것을 알게 되었다. 이 節에서는 그 吸收機構의 槪略을 살펴보기로 한다.

4.1 逆制動放射(Inverse-Bremsstrahlung)에 의한 吸收

그림 6과 같이 均一한 密度勾配를 갖는 플라즈마에 周波數ω_0의 레이저光線을 入射시킨 경우를 생각한다.

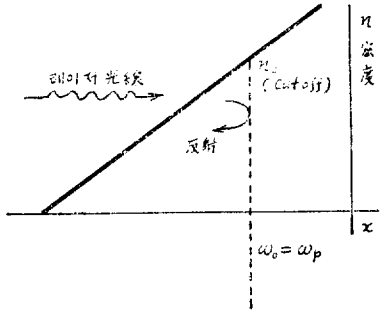


그림 6. 逆制動放射에 의한 吸收

레이저光線이 플라즈마 내에 入射하기 위해서는 레이저周波數ω_0가 플라즈마周波數$\omega_p=\sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}}$ 보다 작아야 한다. 글라스레이저(波長=1.06μm)에 대한 플라즈마의 遮斷密度(cutoff density)는 $n_c\fallingdotseq10^{21}/cm^3$이다. 固體 혹은 液體가 瞬間的으로 電離하여 플라즈마를 形成한다 하면 그 表面에서의 垂直入射光에 대한 反射率은 n_1-n_2/n_1+n_2로 주어진다. 단, n_1, n_2는 플라즈마 表面 前後에서의 플라즈마의 屈折率이다. 그러므로 플라즈마에 들어가는 入射率은

$$f=\frac{\left[\omega_0+(\omega_0^2-\omega_p^2)^{1/2}\right]^2-\left[\omega_0-(\omega_0^2-\omega_p^2)^{1/2}\right]^2}{\left[\omega_0+(\omega_0^2-\omega_p^2)^{1/2}\right]^2} \tag{16}$$

단, $\omega_p>\omega_0$이다. 레이저에너지는, 레이저에 의한 電子의 加速과 電子이온의 衝突過程 즉 逆制動放射過程을 통하여 플라즈마에 吸收된다.

周波數ω_0의 入射波에 대한 逆制動放射에 의한 吸收長l은

$$\begin{aligned} l&=\frac{3c\omega_0(2\pi m_e kT_e)^{3/2}(1-\omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2}}{8\pi z^2 n_e n_i e^6 l_n \Lambda(\omega_0)} \\ &\fallingdotseq\frac{2.5\times10^5\omega_0^2(kTe)^{3/2}}{z^2 n_e^2 l_n\Lambda(\omega_0)}\cdot(1-\omega_p^2/\omega_0^2)^{1/2} \\ &\propto T_e^{3/2}n_e^{-2} \end{aligned} \tag{17}$$

로 주어진다. 吸收係數k는 $k=1/l$로 주어지므로 $T_e^{-3/2}$에 $\frac{1}{2}$比例한다. 이 吸收는 放射周波數ω_0가 플라즈마周波數ω_p보다 작은 疎密度領域에서 생긴다. $\omega_0=\omega_p$가 되는 遮斷密度에서는 放射는 表皮두께(skin depth)정도까지 들어가서 反射된다. 吸收係數는 $T_e^{-3/2}$에 比例하므로 高溫領域에서는 急激히 작게되기 때문에, 逆制動放射過程으로서는 플라즈마를 충분히 加熱할 수가 없다.

4.2 共鳴吸收(Resonance absorption)

逆制動放射에 의한 吸收效果가 없어지면 垂直入射의 레이저光線은 $\omega_0=\omega_p$의 臨界密度까지 到達한 후 여기서 完全히 反射된다. 그러나 레이저는 보통 비스듬히 入射(oblique incidence)를 하기 때문에 그림 7과 같이

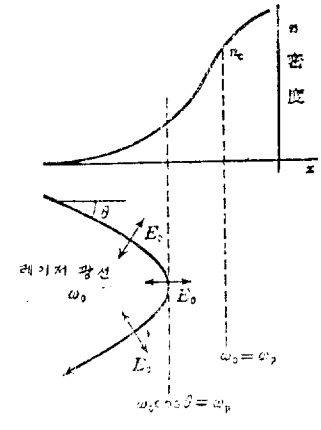


그림 7. 共鳴吸收(비스듬히 入射)

入射角θ의 光線은 결국 屈折하여 $\omega_0\cos\theta=\omega_p$가 되는 자리에서 反射한다. 그러나 이 경우에는 光線의 振動電界가 密度勾配方向의 成分을 갖기 때문에 플라즈마 중에 縱波(longitudinal wave)*를 勵起시킨다. θ가 比較的 작고 反射點으로 臨界密度까지의 距離가 충분히 짧으면, 電磁波는 침투하여 共鳴的으로 $\omega_0=\omega_p$의 플라즈마波를 勵起시킨다. 지금 x方向에 密度勾配를 갖는 플라즈마를 생각하면, 플라즈마의 運動方程式은

* 플라즈마에는 그 物理的特性의 하나로서 여러 가지 많은 波動(電子振動에 起因하는 電子波, 이온溫度에 起因하는 이온波, 이온音波, 그들의 混合波등 많은 波動이 있다)이 存在하며, 外部의 振動電磁界에 의하여 波動이 勵起된다, 이 物理的特性이 레이저에너지의 吸收에 큰 도움이 된다.

$$\frac{d^2v_x}{dt^2}=-\frac{e}{m}\frac{dE_x}{dt}=-\frac{e}{m}\{4\pi J_x+c(\nabla\times B)_x+v\cdot\nabla E_x \quad (18)$$

로 주어진다. 단, m은 電子의 質量, v_x는 電子流體速度의 x成分, E_x는 電界의 x成分, J_x는 電流密度의 x成分이다. 여기서, 非線形項 $v\cdot\nabla E_x$를 無視하고, $4\pi n(x)e^2/m=\omega_p^2(x)$, $J_x=en(x)v_x$라 하면

$$\frac{d^2v_x}{dt^2}\sim\frac{4\pi e^2}{m}n(x)v_x-\frac{ec}{m}(\nabla\times B)_x$$
$$=\omega_p^2(x)v_x-\frac{ec}{m}(\nabla\times B)_x \quad (19)$$

式(18)을 풀면

$$v_x=\frac{-1}{\omega_p^2(x)-\omega^2}\frac{ec}{m}(\nabla\times B)_x \quad (20)$$

式(20)을 式(18)에 代入하여 E_x를 구하면

$$E_x\propto\frac{1}{\omega_p^2(x)-\omega_0^2}(\nabla\times B)_x \quad (21)$$

가 된다. 따라서 $\omega_0=\omega_p(x)$가 되는 자리에서 $E=\infty$, 즉 大振幅의 電界가 發生된다. 이 條件에서 大振幅電界에너지는 Landau 減衰*, 擾亂을 통하여 共鳴的으로 플라즈마에 吸收된다. 따라서 레이저에너지는, 레이저에너지→플라즈마波의 電界에너지→플라즈마의 에너지 흐름을 통하여 플라즈마에 吸收된다.

4.3 파라메트릭不安定性(parametric instability)에 의한 吸收

4.3.1 파라메트릭條件

電氣工學에서는 잘 알려진 파라메트릭發振器와 類似한 動作을 생각한다.

調和振動子x_1의 振動方程式은 ω_1를 共鳴周波數라 하면

$$d^2x_1/dt^2+\omega_1^2x=0 \quad (22)$$

로 주어진다. 이 振動子가 振幅E_0의 펌프入力과 振幅x_2인 第二의 振動子와의 積에 比例하는 外力에 의하여 勵振되고 있다고 하면 振動方程式은

$$d^2x_1/dt^2+\omega_1^2x_1=c_1x_2E_0 \quad (23)$$

가 된다. 여기서 c_1은 結合의 세기를 나타내는 定數이다. x_2에 대해서도 같은 關係가 成立하므로 振動子x_2의 方程式은

$$d^2x_2/dt+\omega_2^2x_2=c_2x_1E_0 \quad (24)$$

가 된다. 단, ω_2는 x_2의 共鳴周波數이다.

지금 $x_1=X_1\cos\omega t$, $x_2=X_2\cos\omega' t$, $E_0=\varepsilon_0\cos\omega_0 t$라 생각하면, 式(24)는

$$(\omega^2-\omega'^2)X_2\cos\omega' t=c_2\varepsilon_0X_1\cos\omega_0' t\cos\omega t$$
$$=c_2\varepsilon_0X_1\tfrac{1}{2}\{\cos[(\omega_0+\omega)t]+\cos[(\omega_0-\omega)t]\} \quad (25)$$

가 된다. 右邊의 勵振項은 振動子x_2를 그 周波數ω'가 $\omega'=\omega_0\omega\pm\omega$로 될 때 勵振하게 된다. 右邊의 勵振項이 없으면 x_2振動子의 周波數는 $\omega'=\omega_2$이다. 그러나 勵振項이 있기 때문에 周波數가 變化하여 $\omega'\sim\omega_2$가 된다. 그 위에 ω^1는 複素數가 되므로 振動子는 成長 또는 減衰하게 된다. 振動子x_2는 有限의 Q를 가지므로 ω_2근방의 周波數域에서만 振動한다. 만일 ω가 작으면 $\omega^1=\omega_0\pm\omega$의 大小 두 周波數가 振動子$x_2$의 周波數帶域內에 存在하게 되므로, $x_2(\omega_0+\omega)$와 $x_2(\omega_0-\omega)$의 두가지 振動이 勵起된다. 그런데 다시 $x_1=X_1\cos\omega'' t$라 하여, $x_2=X_2\cos[(\omega_0\pm\omega)]$를 式(23)에 代入하면

$$(\omega_1^2-\omega''^2)X_1\cos\omega'' t=c_1\varepsilon_0X_2\tfrac{1}{2}[\cos\{[\omega_0+(\omega_0\pm\omega)]t\}+\cos\{[\omega_0-(\omega_0\pm\omega)]t\}]$$
$$=c_1\varepsilon_0X_2\tfrac{1}{2}\{\cos[(2\omega_0\pm\omega)t]+\cos\omega t\} \quad (26)$$

가 된다. 右邊의 勵振項은 元來의 振動子$x_1(\omega)$뿐만 아니라 새로 $\omega''=2\omega_0\pm\omega$의 振動을 勵起하게 된다. 그러나 $|\omega_0|\gg|\omega_1|$의 경우를 생각하면 새로운 周波數$2\omega_0\pm\omega$는 振動子x_1의 周波數帶域外에 存在하게 되며 結局 無視할 수 있다. 結局 이 system에는 세개의 振動子 $x_1(\omega)$, $x_2(\omega_0-\omega)$, $x_2(\omega_0+\omega)$가 存在할 수 있으며, 이 振動子들은 式(23)과 式(24)로 結合되고 있다. 그 結合方程式은

$$(\omega_1^2-\omega^2)x_1(\omega)-c_1E_0(\omega_0)[x_2(\omega_0-\omega)+x_2(\omega_0+\omega)]=0$$
$$[\omega_2^2-(\omega_0-\omega)^2]x_2(\omega_0-\omega)-c_2E_0(\omega_0)x_1(\omega)=0$$
$$[\omega_2^2-(\omega_0+\omega)^2]x_2(\omega_0+\omega)-c_2E_0(\omega_0)x_1(\omega)=0 \quad (27)$$

가 된다. 이 3式이 同時에 成立하는 條件이 波動의 分散式(波動의 周波數ω와 波數k의 關係를 나타내는 式)이 되며, 各係數의 行列式이 0으로 된다는 條件이다. 즉

$$\begin{vmatrix}\omega^2-\omega_1^2 & c_1E_0 & c_1E_0\\ c_2E_0 & (\omega_0-\omega)^2-\omega_2^2 & O\\ c_2E_0 & O & (\omega_0+\omega)^2-\omega_2^2\end{vmatrix}=O \quad (28)$$

ω는 複素數이며 $Im(\omega)>0$를 갖는 解는 波動의 成長 즉 不安定性을 나타낸다. 周波數의 變化가 작고 減衰率 또는 成長率이 작다고 생각하면 ω, ω^1를 ω_1, ω_2로 近似하면

$$\omega_0\approx\omega_2\pm\omega_1 \quad (29)$$

가 된다. 上述한 振動子는 플라즈마중의 波動에 相當하는 것이므로, ωt는 $\omega t-k\cdot r$로 代置할 必要가 있다. 따라서 波長에 대한 條件으로서

$$k_0\approx k_2\pm k_1 \quad (30)$$

의 關係가 成立해야한다. 式(29)는 에너지 保存則을 나타내며, 式(30)은 運動量保存則을 나타내는 것이다.

플라즈마波動에 適用하기 위해서는 그림 8에 表示하

* Landau 減衰=플라즈마중의 粒子의 速度가 電子波의 位相速度와 一致할 때 衝突過程이 없어도 電子波의 에너지가 높은 效率로 粒子에 運移하는 過程을 말한다.

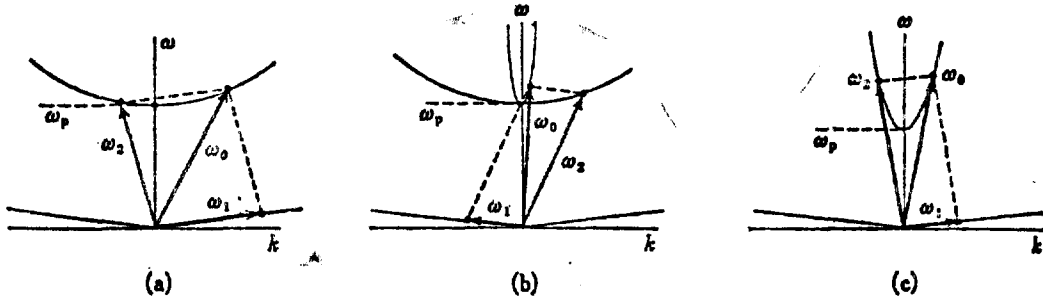


그림 8. 파라메트릭 不安定性의 分散關係(ω-k diagram)
(a) 電子波崩壞 不安定性 (b) 파라메트릭崩壞 不安定性 (c) 誘導 Brillouin 不安定性

는 바와 같이 ω-k diagram를 생각한다. 그림 8 (a)는 電子플라즈마波와 이온音波의 分散曲線이며, 大振幅의 電子波(ω_0, k_0)가 反對方向에 進行하는($k_2<0$) 電子波(ω_2, k_2)와 이온音波(ω_1, k_1)를 勵起하여 崩壞하는 모양을 나타내고 이다. 그림 8 (b)는 入射電 磁波(ω_0, k_0)가 電子波(ω_2, k_2)와 反對方向에 進行하는($k<0$) 이온音波(ω_1, k_1)를 勵起하는 所謂 파라메트릭崩壞不安定性을 나타내고 있으며, 레이저에너지는 이 不安定性에 의해서 플라즈마에 잘 吸收된다. 그림 8 (c)는 光波(ω_0, k_0)가 이온音波(ω_1, k_1)와 反對方向에 進行하는 光波(若干 長波長側으로 偏移하고 있다)를 勵起하는 경우이며, 誘導 Brillouin散亂이라 한다.

파라메트릭不安定性을 成長시키기 위해서는 어떤 閾値(threshold)以上의 펌프入力이 必要하다. 왜냐 하면 플라즈마중에서 衝突이나 Landau減衰가 不安定性이 成長을 방해하기 때문에, 이 방해하는 힘보다 더 큰 펌프入力이 必要하기 때문이다. 이 閾値를 구하기 위해서는 振動子 x_1, x_2의 衝突, Landau減衰에 의한 減衰率을 Γ_1, Γ_2로 놓아 式(23)을 다음과 같이 變換한다 즉

$$d^2x_1/dt^2+w_1^2x_1+2\Gamma_1 dx_1/dt=0 \qquad (31)$$

지금 플라즈마波를 對象으로 하므로 x_1은 電子密度에 相當하며, Γ_1은 電子波의 減衰率이다. 式(23), (24)는 다음과 같이 變換된다. 즉

$$(\omega_1^2-\omega^2-2i[_1\omega]x_1(\omega)=c_1x_2E_0$$

$$[\omega_2^2-(\omega-\omega_0)^2-2i\Gamma_2(\omega-\omega_0)]x_2(\omega-\omega_0)=c_2x_1E_0 \qquad (32)$$

여기서 周波數 $\omega\approx\omega_1$과 $\omega_0-\omega\approx\omega_2$를 갖는 波動만 있다고 생각한다. $\omega_0+\omega$는 ω_2르부터 멀리 멀어져있기 때문에 共鳴하지 않는다고 생각한다. 그러면 式(28)의 行列式에서 3行, 3列은 無視할 수 있으므로

$$(\omega^2-\omega_1^2+2i\Gamma_1\omega)[(\omega-\omega_0)^2-\omega_2^2+2i\Gamma_2(\omega-\omega_0)]$$
$$=c_1c_2E_0^2 \qquad (33)$$

閾値에서는 $Im(\omega)=0$라 하고, 周波數條件 $\omega=\omega_1$, $\omega_0-\omega=\omega_2$를 (33)式에 代入하면 펌프入力의 閾値는

$$(E_0)^2\text{tkreshold}=4\omega_1\omega_2\Gamma_1\Gamma_2/c_1c_2 \qquad (34)$$

르 주어진다. 實驗結果에 의하면 글라스레이저에 대한 파라메트릭崩壞不安定性의 閾値는 10^{12}W/cm²이다.

4.3.2 파라메트릭不安定性의 物理

波動의 파라메트릭勵振은 非線形的인 monderomotive力으로 說期할 수 있다. 그림 8 (b)의 例를 생각하면, 레이저光線(ω_0, k_0)이 電子플라즈마波(ω_2, k_2)와 이온音波(ω_1, k_1)를 勵振한다. ω_1은 갖으므로 ω_0는 ω_p에 가까운 갖을 갖는다. $\omega_0<\omega_p$의 경우에는 振動二流體不安定性이 發生하며, $\omega_0>\omega_p$의 경우에는 파라메트릭崩壞不安定性이 나타난다. 그림 9와 같이 플라즈마의 密

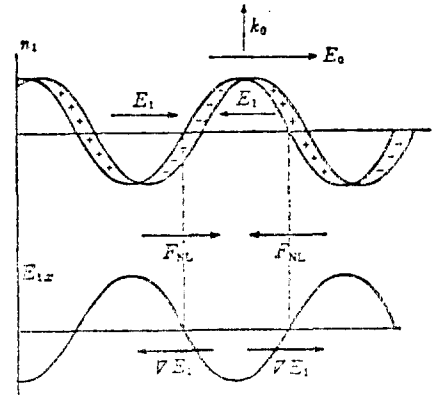


그림 9. 振動 2流體 不安定性

度가 $n_1\cos k_1x$로 表示되는 攝動을 일으킨다고도 假定한다. 레이저光線은 x方向의 電界 $E_0\cos\omega_0t$를 갖는다 하면, 레이저光線의 플라즈마中에서의 分散式은 $\omega_0^2=\omega_p^2+c^2k^2$로 주어지며, $\omega_0\approx\omega_p$에서는 $k=0$이 된다. 電子는 電界와 反對方向에 運動하며 이온은 ω_0가 너무 크기 때문에 움직이지 않는다. 密度變動은 電荷의 分離를 일으켜서 電界E_1을 發生한다. 레이저光線의 電界 E_0와 이 電界E_1에 의한 ponteromotive力은

$$F_{NL}=-\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\nabla\frac{\langle E_0+E_1\rangle}{8\pi}\Big| \qquad (35)$$

단, 〈 〉는 平均値를 意味한다. E_0는 均一하고, E_1보다 훨씬 크기 때문에 다음의 項만 重要하다.

$$F_{NL}=-\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\frac{\partial}{\partial x}\frac{\langle 2E_0E_1\rangle}{8\pi} \qquad (36)$$

그림 9로 理解되는 바와 같이 F_{NL}는 密度n_1의 山과 谷에서 0이 되며, 密度勾配 ∇n_1이 크게 되는 자리에서 크게 된다. 따라서 F_{NL}는 低密度로부터 密度의 자리에 電子를 移動시키기 때문에 密度의 攝動은 더욱 成長한다. 이와같이 레이저에너지는 플라즈마波動의 에너지에 變換되어 波動이 충분히 成長한 후 衝突 또는 Landau減衰의 過程을 거쳐 플라즈마의 熱에너지로 變換된다.

$\omega_0>\omega_p$의 경우에는 펌프電界가 플라즈마의 共鳴周波數보다 빨리 變動하므로, F_{NL}의 方向이 反對로 되어 密度變動은 減衰한다. 그러나 密度變動이 이온音速 v_s로 移動하면 電子는 레이저周波數ω_0가 Doppler shift한 周波數 $\omega'=\omega_0-kv_s$를 感知하게 된다. 이 ω'가 ω_p와 같으면 $\omega'=\omega_p=\omega_0-kv_s$가 되며, $\omega_1=kv_s$이므로 $\omega_2=\omega_0-\omega_1$인 周波數條件이 成立한다. 따라서 레이저를 펌프에너지로하여 이온音波와 電子波를 勵起한다. 이것이 파라메트릭崩壞不安定性이다.

以上 레이저에너지가 플라즈마에 吸收되는 機構를 진술하였다. 플라즈마의 溫度가 낮은 때에는 主로 逆制動放射에 의하여 吸收되며, 레이저入力이 크게 되어 플라즈마의 溫度가 높아가면, 共鳴吸收, 파라메트릭崩壞不安全性에 의한 吸收가 主로 된다.

5. 結 言

지금까지 레이저에 의한 慣性核融合研究에 關하여 그 原理, 現狀, 加熱機構를 中心으로 記述하였다. 그 要點을 要約하면,

(1) 레이저에너지는 本質的으로 플라즈마에 잘 吸收된다는 物理的基盤이 確立되었다.

(2) 레이저에 의한 慣性密閉核融合은 "爆縮加熱"의 理論 및 計算機시뮬레이션實驗의 成功과 爆縮實驗의 成果에 따라 一躍 "매우 有望한 方式"으로 나타났다.

(3) 大出力글라스레이저는 現在 제일 進步한 技術이며, 레이저에 의한 breakeven 實證實驗(Lawson條件의 達成)은 大出力글라스레이저로 實現될 것으로 豫想된다.

(4) 그러나 大出力글라스레이저는 레이저效率이 매우 낮기 때문에 將來의 實用的 核融合爐에는 適用할 수 없다. 따라서 過渡的應用으로서 核分裂一核融合複合爐가 생각된다.

(5) 實用爐에 適合한 새로운 레이저로서 大出力(~100KJ), 高效率(10~20%), 極短펄스(펄스幅 : subnanosec~picosec), 爆縮에 最適인 可視光비임, 그리고 動作이 安定하고 良好한 運轉特性을 갖는 새로운 레이저의 開發이 必要하다.

(6) 爆縮을 效果的으로 하기 위해서는 pellet의 構造를 알맞게 만들어야 하며, 이 점의 레이저核融合의 成敗를 左右한다. 이 pellet의 構造에 關해서는 어느 나라에서도 機密로 되고 있으며 매우 어려운 問題로 되고 있다.

核融合研究는 人類의 에너지問題를 永久的으로 解決하는 唯一한 核融合原子力 에너지를 우리 손에 얻기 위한 것이다. 最近의 에너지危機를 볼 적에 그 必要性이 더욱 切感된다. 이 研究에는 莫大한 資金과 많은 人員이 必要하며 長期間의 研究機間이 必要하지만 우리나라에서도 그 研究의 基盤을 세우고 系統的으로 研究를 展開해 나가야 할 時機가 되었다고 생각된다.

參 考 文 獻

1) N.G. Basov, et al.: IEEE J. Quantum Electronics No. 4 864 (1968)
2) F. Floux: Phys. Rev. **A1** 821 (1970)
3) C. Yamanaka and H.B. Kang, et al.: Phys. Rev. **A6**, 2335 (1972)
4) E. Teller: I.Q.E.C.(Montriol) 特別講演 (1972)
5) K.A. Brueckner: IEEE Plasma Phys. **1**. 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, 共立出版, 1977
8) J. D. Lawson: Proc. Phys. Soc. **B70**, 6 (1957)
9) 關口 忠, 一丸節夫 : 플라즈마物性工學, オーム社, 1969.
10) 山中千代衛 : 日本電氣學會誌 **94**, 285 (1974)
11) 山中千代衛 : 日本原子力學會誌 **17**, 217 (1975)
12) L. Spitzer, Jr.: Physics of Fully Ionized Gases, Interscience, 1961.
13) V.L. Ginzburg: The Propagation of Electromaguetic Wave in Plasmas, Pergamon, 1970.
14) N.G. Denisov: Soviet Physics-J.E.T.P. **4**, 544 (1957)
15) K. Nishikawa: J. Phys. Soc. Japan **24**, 916, 1152 (1968)
16) P.K. Kaw and J.M. Dawson: Phys. Fluids **12**, 2586 (1969)
17) D.F. Dubois and M.V. Goldman: Phys. Rev. Letters. **14**, 544 (1965)
18) F.F. Chen: Introduction to Plasma Physics, Plenum Press, 1974
19) 西川恭治 : 日本高溫學會誌 **10**, 6 (1973)