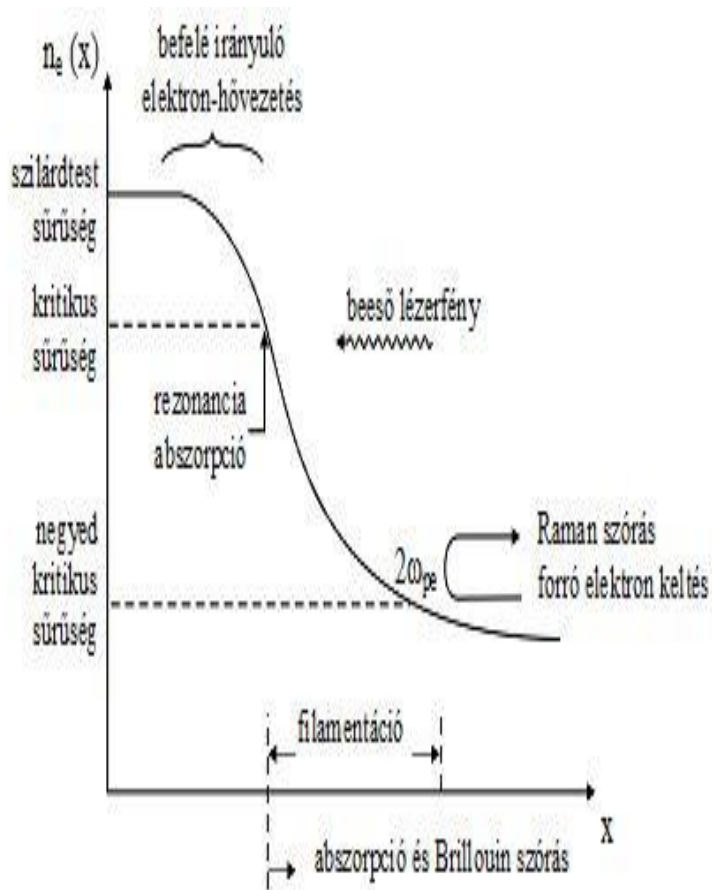


5. Előadás

- Instabilitások
- **A mikrorobbantásos fúzió**
- Fúziós energia
- Lézerfúzió követelményei
- Lézerfúziós sémák I.

Valódi plazmaprofil felidézése



Valódi lézerplazma kölcsönhatásokkor a sűrűségprofil valahogy így néz ki. Adott hullámhosszú lézerre:

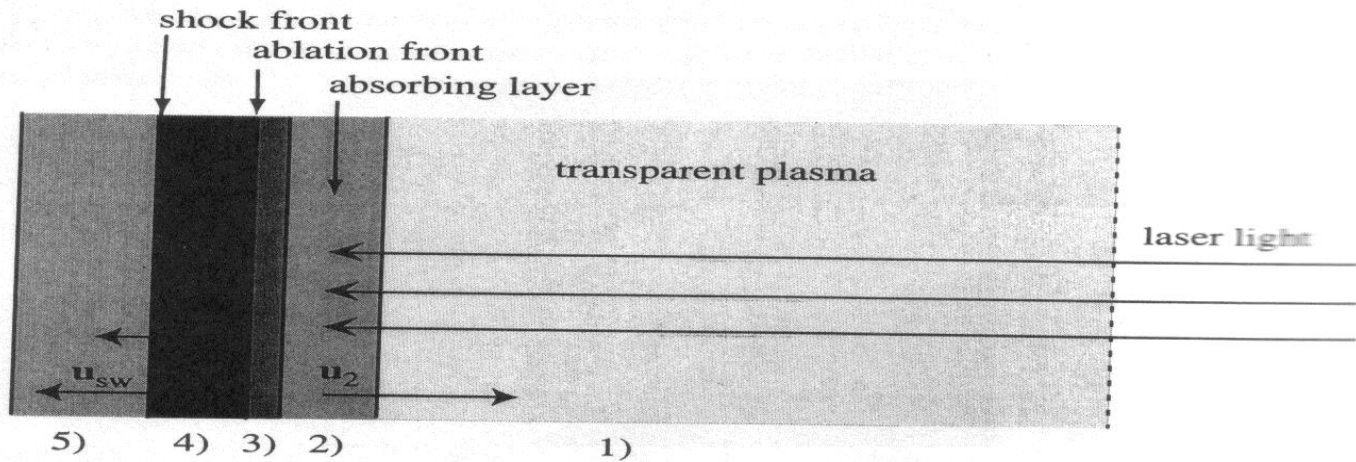
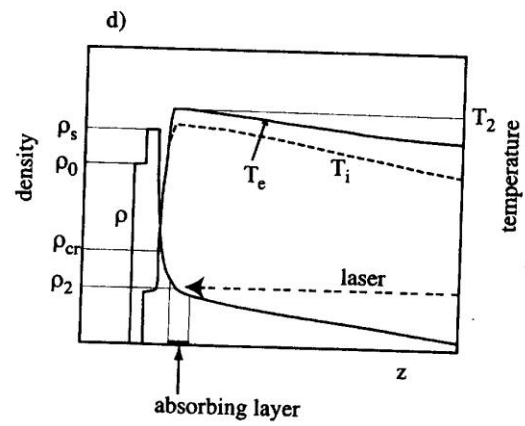
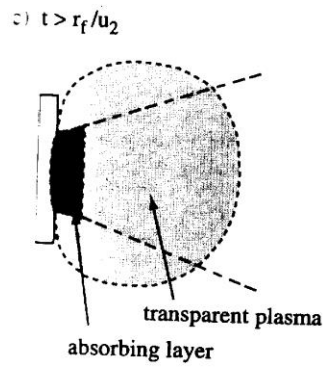
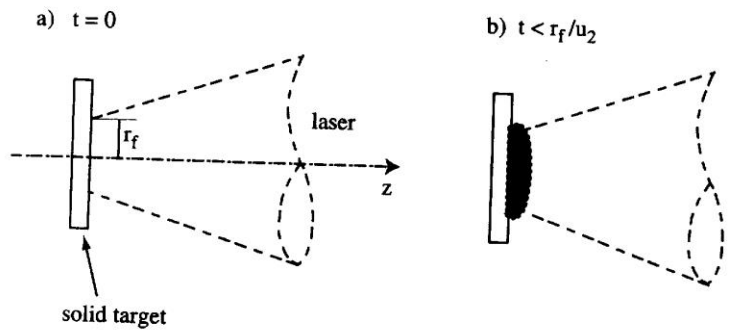
$$n_c = 1.1 \cdot 10^{21} \left(\frac{1 \mu m}{\lambda} \right)^2 \text{ cm}^{-3}.$$

A hőmérséklet néhány eV az összenyomott szilárdtestben, keV nagyságrendű a koronában. A karakterisztikus sebesség a hangsebesség:

$$v \cong c_s \cong \sqrt{Z T_e / M_i} \quad (n_e = n_c).$$

Gradiensek, plazma méret:

$$L \cong \min(c_s \tau_L, R_{eff}).$$



Parametrikus instabilitások plazmában

Plazmahullámok gerjesztése:

- rezonancia abszorpció
- instabilitás: beeső fény 2 másik hullámra bomlik

$B=0$ feltétel:

- elektronplazma-hullám
- ionakusztikus hullám
- szórt elektromágneses hullám

+ Nem parametrikus (hidrodinamikai) instabilitások

INSTABILITÁS		CSATOLÁSI SŰRŰSÉG	JELENTŐSÉG
Rezonancia abszorpció	$\omega_0 = \omega_p$	$\sim n_c$	forró elektronok
indukált Brillouin- szórás	$\omega_0 = \omega_{szórt} + \omega_{ia}$	$< n_c$	abszorpció csökkentése
indukált Raman-szórás	$\omega_0 = \omega_{szórt} + \omega_p$	$\leq n_c/4$	forró elektronok, abszorpció csökkentése
Két plazmon bomlás	$\omega_0 = \omega_p + \omega_p$	$\sim n_c/4$	forró elektronok
Ionakusztikus bomlás	$\omega_0 = \omega_{ia} + \omega_p$	$\sim n_c$	forró elektronok

(Hector Baldis)

Instabilitások kis sűrűségű plazmákban

Optikailag ritka közegek.

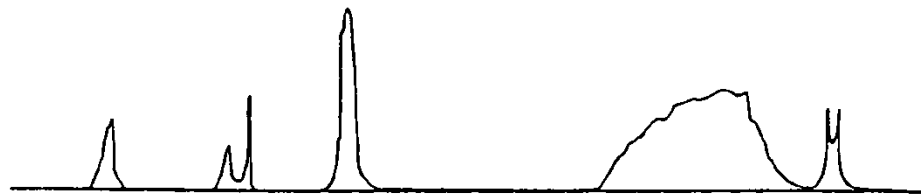
Instabilitások következményei:

- nem termikus fűtés, forró elektronok
 - előfűtés (preheating) nem lehet a fúzióhoz szimmetrikusan összenyomni a pelletet. De gyors elektronok a lökéshullámos fúziós begyújtásban hasznosak is lehetnek.
- abszorpció csökken, a fény visszaverődik.

Diagnosztika:

- $n > n_{cr}$ → röntgensugárzás (forró plazma saját fénye)
- $n < n_{cr}$ → optikai (saját nyaláb szórása, próbanyaláb (Thomson-szórás))

Szórásnál a legkisebb eltolódás (ionhullám) $\Delta\omega/\omega_0 \sim 10^{-3}$.



FREQUENCY:	$2\omega_0$	$3/2\omega_0$	ω_0	$1/2\omega_0$
WAVELENGTH FOR:				
a) 10.6 m LASER	5.3	7.07	10.6	21.2 (μm)
b) 1.80 m LASER	0.53	0.707	1.06	2.12 (μm)
c) 0.266 m LASER	0.133	0.173	0.266	0.53 (μm)

Az instabilitások mozgatója: a ponderomotoros erő

A turbulens plazmában keltett plazmahullámok összelebegnek a fényhullámmal, ezzel az elektromos tér nyomásában változásokat okoznak. Ez a gradiens erőt kelt, az ún. ponderomotoros erőt, ami ionsűrűség-fluktuációkat okoz.

Pl.: Homogén plazma válasza a nagyfrekvenciás térre:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{x}) \sin \omega t, \quad \omega \geq \omega_p \gg \omega_{pi}.$$

Az elektronfolyadék válaszát E^2 rendig számítjuk ki, nyomásukat elhanyagolva:
$$\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + \mathbf{u}_e \cdot \nabla \mathbf{u}_e = -\frac{e}{m} \mathbf{E}(\mathbf{x}) \sin \omega t.$$

E-ben legalacsonyabb rendben $\mathbf{u}_e = \mathbf{u}^h$, ahol
$$\frac{\partial \mathbf{u}^h}{\partial t} = -\frac{e}{m} \mathbf{E}(\mathbf{x}) \sin \omega t,$$
$$\mathbf{u}^h = \frac{e \mathbf{E}}{m \omega} \cos \omega t.$$

Az elektronok gyors oszcillációira kiátlagolva:

$$m \frac{\partial \mathbf{u}^t}{\partial t} = -e \mathbf{E}^t - m \langle \mathbf{u}^h \cdot \nabla \mathbf{u}^h \rangle_t, \quad (t \text{ index: időátlagolás})$$
$$\mathbf{u}^t = \langle \mathbf{u}_e \rangle_t, \quad \mathbf{E}^t = \langle \mathbf{E} \rangle_t$$

Behelyettesítve \mathbf{u}^h -t:
$$m \frac{\partial \mathbf{u}^t}{\partial t} = -e \mathbf{E}^t - \frac{1}{4} \frac{e^2}{m \omega^2} \nabla \mathbf{E}^2(x).$$

Láthatóan az elektronra olyan erő hat, ami a nagynyomású helyekről kilöki. Ez a **ponderomotoros erő**:

$$\mathbf{F}_p = -\frac{e^2}{4m\omega^2} \nabla \mathbf{E}^2(x).$$

Nemlineáris erő, nemlineáris kölcsönhatás

Indukált Raman-szórás

Manley-Rowe relációk:
(impulzus- és energiamegmaradás
frekvenciára és hullámszámra)

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{epw}, \quad (\text{szórt} + \text{elon. hullám})$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_{epw}$$

Mivel $\omega_{epw} > \omega_{pe}$ (kritikus sűrűség!)

$$\left(= \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}} \right)$$

és a terjedéshez $\omega_s > \omega_{pe}$, ezért $\omega_0 = \omega_s + \omega_{epw} \geq 2\sqrt{\frac{4\pi n_c e^2}{m}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 4\pi n_c e^2}{m}}$

A kritikus sűrűség ennél 4-szer lesz nagyobb

$$n_e < \frac{1}{4} n_c \quad (\omega_0 \geq 2\omega_{pe})$$

Hogyan történik?
 \mathbf{E}_L kelt oszcillációt:

$$\mathbf{v}_L = \frac{e\mathbf{E}_L}{m\omega},$$

$$v_L^2 \sim I\lambda^2$$

Ez δn sűrűség-fluktuációt kelt, ami pedig egy
 $\delta \mathbf{J} = -e\mathbf{v}_L \delta n$ transzverzális áramot.

A hullámszámok és frekvenciák illeszkedése esetén ez szórt hullámot hoz létre ($\delta\mathbf{E}$).

Ez lebeg össze a beeső fénnel, létrehozva a fény-nyomást:

$$\nabla \frac{E^2}{8\pi} = \nabla(\mathbf{E}_L \cdot \delta\mathbf{E})/4\pi.$$

Ez a változó nyomás lökdösi a plazmát a nagyobb nyomású helyekről a kisebb nyomású helyekre, sűrűség-fluktuációkat keltve.

Visszacsatolás instabilitást hoz létre:

kis sűrűség-fluktuáció \rightarrow transzverzális áram \rightarrow kis szórt fény
 \rightarrow tovább hajtja a sűrűség-fluktuációkat.

Szigorú tárgyalás: Maxwell-egyenletek + hidrodinamikai egyenletek
 \rightarrow hullámeqyenlet, diszperziós relációk előre- és hátraszórára.

Küszöb a csillapításokat figyelembe véve határozható meg.

($\omega = \omega_{pe} + i\gamma$ -nak a diszperziós egyenletbe való behelyettesítésével)

A Raman-szórás az ütközések csillapítják $n > 0.15n_c$ esetén.

A Raman-instabilitás analízise

Feltételezés: homogén plazma és

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad ; \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi$$

$$\nabla \mathbf{A} = 0 \quad (\text{vektorpotenciálra Coulomb mérték})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \text{ahonnan} \quad \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \phi$$

A \mathbf{J} 2 részből áll: \mathbf{J}_t transzverzális áram, fényhullám

+ \mathbf{J}_l longitudinális áram, plazmahullám, $\text{grad } \Phi$ -ből származik

$$\text{Poisson - egy.: } \nabla^2 \phi = -4\pi\rho$$

$$\text{megmaradás : } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \mathbf{J} = 0$$

$$\text{A két egyenletből: } \nabla \left(\frac{\partial}{\partial t} \nabla \phi - 4\pi \mathbf{J} \right) = 0.$$

A sűrűségváltozás longitudinális. Ezért:

$$\text{Mivel } \nabla \mathbf{J}_t = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial}{\partial t} \nabla \phi = 4\pi \mathbf{J}_l$$

$$\text{Ezért} \quad \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_t$$

Felt.: $\mathbf{A} \cdot \nabla n_e = 0$, ezért a transzverzális áram: $\mathbf{J}_t = -n_e e \mathbf{u}_t$ (u_t az oszc. sebesség)

$$|\mathbf{u}_t| \ll c \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \mathbf{u}_t}{\partial t} = -\frac{e}{m} \mathbf{E}_t = \frac{e}{mc} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \mathbf{u}_t = \frac{e\mathbf{A}}{mc}$$

Tehát a fényhullám terjedése leírható:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \right) \mathbf{A} = -\frac{4\pi e^2}{m} n_e \mathbf{A}$$

A probléma: nagy amplitudójú (A_L) fényhullám szórása kis amplitudójú n_e fluktuáción:

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_L + \mathbf{A}_p \quad ; \quad n = n_o + n_e$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \omega_p^2 \right) \mathbf{A}_p = -\frac{4\pi e^2}{m} n_e \mathbf{A}_L \quad \text{transzverzális áram, ez hozza létre a szórt fényt, } A_p$$

A sűrűségfluktuáció meghatározása:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{u}_e) = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + \mathbf{u}_e \cdot \nabla \mathbf{u}_e = -\frac{e}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_e \times \mathbf{B}}{c} \right) - \frac{\nabla p_e}{nm}$$

$$\mathbf{u}_e = \mathbf{u}_L + \frac{e\mathbf{A}}{mc} \quad (\text{longitudinális + transzv.})$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_L}{\partial t} = \frac{e}{m} \nabla \phi - \frac{1}{2} \nabla \left(\mathbf{u}_L + \frac{e\mathbf{A}}{mc} \right)^2 - \frac{\nabla p_e}{nm} \quad , \text{ a 2. tag a ponderomotoros erő}$$

Állapotegyenlet: $p_e/n^3 = \text{const.}$

Linearizálás: $\mathbf{u}_L = \mathbf{u}_p$, $n = n_o + n_e$, $\mathbf{A} = \mathbf{A}_L + \mathbf{A}_p$, Φ is kicsi

Ezeket behelyettesítve első rendben:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + n_o \nabla \mathbf{u}_p = 0 \quad / \frac{\partial}{\partial t}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_p}{\partial t} = \frac{e}{m} \nabla \phi - \frac{e^2}{m^2 c^2} \nabla (\mathbf{A}_L \cdot \mathbf{A}_p) - \frac{3v_e^2}{n_o} \nabla n_e \quad / \text{div} \quad (v_e \text{ termikus})$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 - 3v_e^2 \nabla^2 \right) n_e = \frac{n_o e^2}{m^2 c^2} \nabla^2 (\mathbf{A}_L \cdot \mathbf{A}_p)$$

Elektronsűrűség-fluktuáció az elektromágneses hullám hatására.

Ezt az egyenletet kapcsoljuk össze az \mathbf{A} -ra von. hullámegyenlettel: **CSATOLÁS**

Ebből kapjuk a diszperziós relációt a Raman-instabilitásra, Fourier trafó:

$$\mathbf{A}_L = \mathbf{A}_o \cos(\mathbf{k}_o \mathbf{x} - \omega_o t),$$

$$(\omega^2 - k^2 c^2 - \omega_p^2) \mathbf{A}_p(\mathbf{k}, \omega) = \frac{4\pi e^2}{2m} \mathbf{A}_o [n_e(k - k_0, \omega - \omega_o) + n_e(k + k_0, \omega + \omega_o)]$$

$$(\omega^2 - \omega_{BG}^2) n_e(\mathbf{k}, \omega) = \frac{k^2 e^2 n_o}{2mc^2} \mathbf{A}_o [\mathbf{A}_p(k - k_0, \omega - \omega_o) + \mathbf{A}_p(k + k_0, \omega + \omega_o)]$$

$$\omega_{BG} = (\omega_p^2 + 3k^2 v_e^2)^{1/2} \quad (\text{Bohm-Gross})$$

Ha $\omega \approx \omega_p$, akkor $n_e(k - 2k_0, \omega - 2\omega_o), n_e(k + 2k_0, \omega + 2\omega_o)$ elhanyagolva, nagyon nemrezonáns

A kiküszöbölésével kapjuk a diszperziós relációt:

$$\omega^2 - \omega_{BG}^2 = \frac{\omega_p^2 k^2 v_{os}^2}{4} \left[\frac{1}{D(\omega - \omega_o, \mathbf{k} - \mathbf{k}_o)} + \frac{1}{D(\omega + \omega_o, \mathbf{k} + \mathbf{k}_o)} \right]$$

$$D(\omega, k) = \omega^2 - k^2 c^2 - \omega_p^2$$

Köv.: Az instabilitás növekedését hátra- és oldalszórás esetén a – előjel adja

$$(\omega^2 - \omega_{BG}^2) \left[(\omega - \omega_o)^2 - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_o)^2 c^2 - \omega_p^2 \right] = \frac{\omega_p^2 k^2 v_{os}^2}{4}, \quad \omega = \omega_{BG} + \delta\omega \quad (\delta\omega \ll \omega_{BG})$$

Maximum akkor van, ha a szórt fény is rezonáns, azaz

$$(\omega_{BG} - \omega_o)^2 - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_o)^2 c^2 - \omega_p^2 = 0,$$

innen $\delta\omega = i\gamma$, ahol $\gamma = \frac{kv_{os}^2}{4} \left[\frac{\omega_p^2}{\omega_{BG}(\omega_o - \omega_{BG})} \right]^{1/2}$

Ebből a k is meghatározható, pl. visszaszórás esetére. Maximum akkor van, ha

$$k = k_o + \frac{\omega_o}{c} \left(1 - \frac{2\omega_p}{\omega_o} \right)^{1/2}$$

Ez azt jelenti, hogy $n \ll n_{cr}/4 \rightarrow k = 2k_o$

és $n = n_{cr}/4 \rightarrow k = k_o$

között változik.

Előreszórás kis sűrűség esetén lehet, $k \ll \omega_o/c$.

Ekkor a diszperziós reláció mindkét tagja lehet közel rezonáns:

$$D(\omega \pm \omega_o, \mathbf{k} \pm \mathbf{k}_o) \cong 2(\omega_p \pm \omega_o) \delta\omega$$

$$(k = \omega_p / c), \quad \omega = \omega_p + i\gamma$$

$$\gamma \cong \frac{\omega_p^2}{2\sqrt{2}\omega_o} \frac{v_{os}}{c}$$

Ha van ütközés \rightarrow csillapítás \rightarrow küszöb (plazma inhomogenitás)

Pl. nagy Z (Au), $Z=50$, $T=2keV$, $n/n_{cr}=0.2$

$$v_{ei}=2.4*10^{13}s^{-1} \quad \text{Ebből} \quad I_{th}=5*10^{14}W/cm^2$$

Kis rendszámú anyag \rightarrow kevésbé ütközéses \rightarrow alacsonyabb küszöb

Ha a hullám kimegy a régióból, akkor konvekció dominál,

konvektív küszöbről beszélünk. A régió hossza:

$$L = \left[\frac{d}{dx} (\ln n) \right]^{-1}$$

Következmény: Longitudinális hullám gyorsítja az elektronokat.

A Raman-szórás a 80-as évek után napjainkban ismét fontossá vált a fúzió lökéshullámmal való begyűjtása sémában.

Raman-szórás kísérletek

30

H.A. Baldis et al.

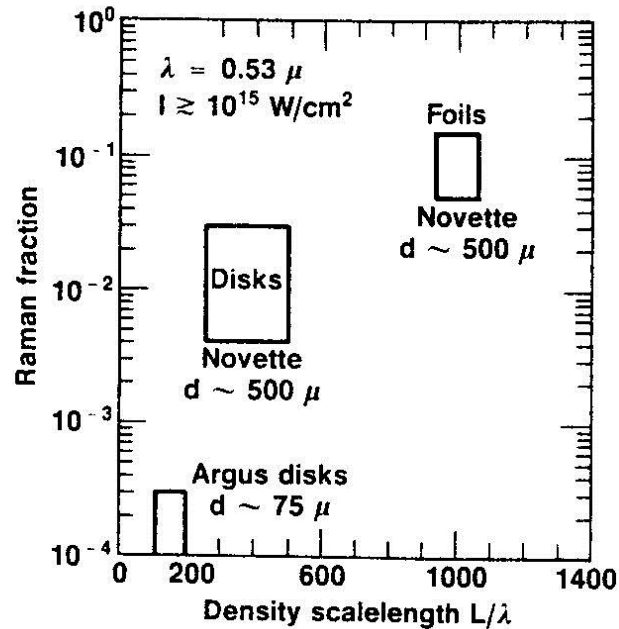


Fig. 9.16. The measured fraction of the laser light energy which was Raman scattered versus the estimated plasma density scale length. The targets were irradiated by $0.53 \mu\text{m}$ laser light with an intensity $> 10^{15} \text{ W/cm}^2$ (Drake 1988).

Elég hosszú (fúziós) plazmáknál a Raman-szórás jelentékeny lehet.

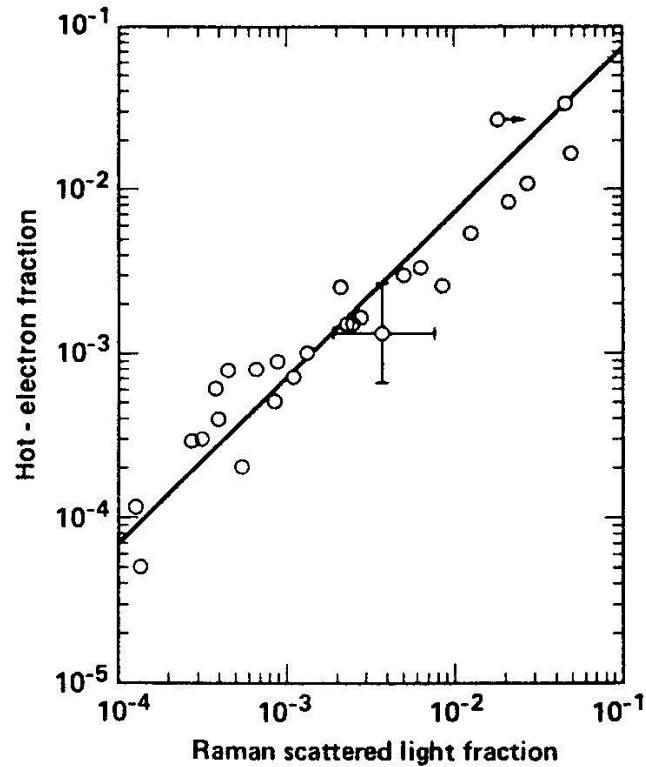


Fig. 9.20. The inferred fraction of the laser energy absorbed into hot electrons versus the observed fraction in Raman-scattered light. In these experiments, Au disks were irradiated by 1ns pulses of $0.53\mu\text{m}$ laser light (Drake 1989).

A keletkező forró elektronok több % energiát vihetnek el, és a fúziós kapszulát előfűthetik.

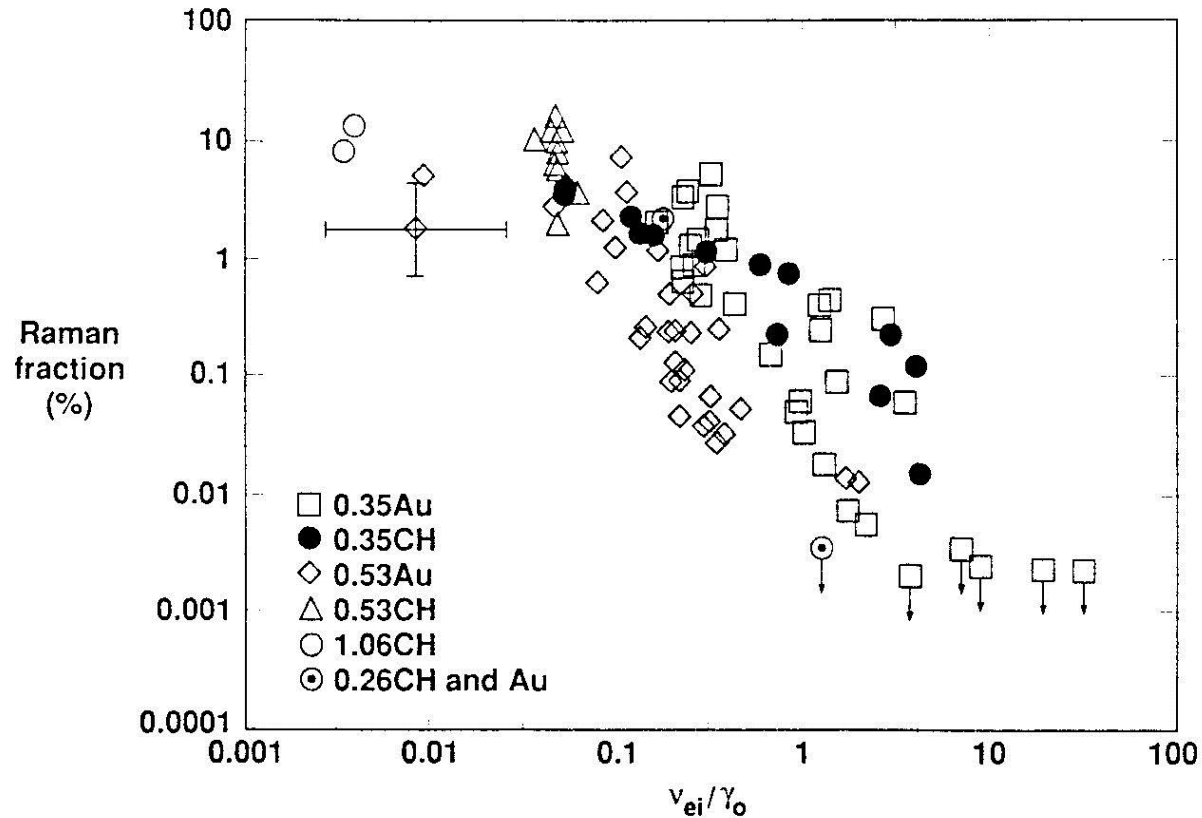


Fig. 9.22. The fraction of the laser energy which is Raman scattered as a function of the estimated ratio of the electron-ion collision frequency to the homogeneous growth rate (Drake 1989).

Az elektron-ion ütközések csillapítják a Raman-instabilitást, csökkentik a szórást. Jót tesznek a fúziónak!

Két plazmon bomlás ($2\omega_p$ instabilitás)

A lézerfény két elektronplazma-hullámmá bomlik (1,2)

A frekvencia- és hullámszám-illesztés feltételei:

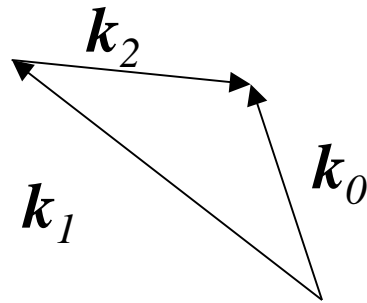
$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2,$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$$

Mivel ω_1 és ω_2 közel vannak ω_{ep} -hez, ezért az instabilitás szintén $n_c/4$ körüli, ahol

$$|k_0| \sim \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\omega_0}{c}$$

Az illesztés széles hullámszám-spektrumot enged meg.



A csatolt egyenletek ekkor is $\omega = \omega_{pe} + i\gamma$ -nak a diszperziós egyenletbe való behelyettesítésével kaphatók meg.

A növekedés homogén plazma esetén:

$$\gamma = \frac{\mathbf{k} \mathbf{v}_{os}}{4} \left(\frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_0) - k^2}{k|\mathbf{k} - \mathbf{k}_0|} \right)$$

Nagy hullámszám határeset: $k \gg k_0 \rightarrow \gamma_{max} = 1/4 k_0 v_{os}$
(hasonlóan a Raman-hoz) $n_c/4$ -nél.

Inhomogén plazmában (a Raman-tól eltérően) hőmérsékletfüggő, viszonylag alacsony küszöb.

A keltett plazmahullámok összelebegése jó példa a ponderomotoros erőre, a sűrűséget meredekebbé teszi ez az instabilitás (profile steepening).

Kísérlet: Thomson szórás

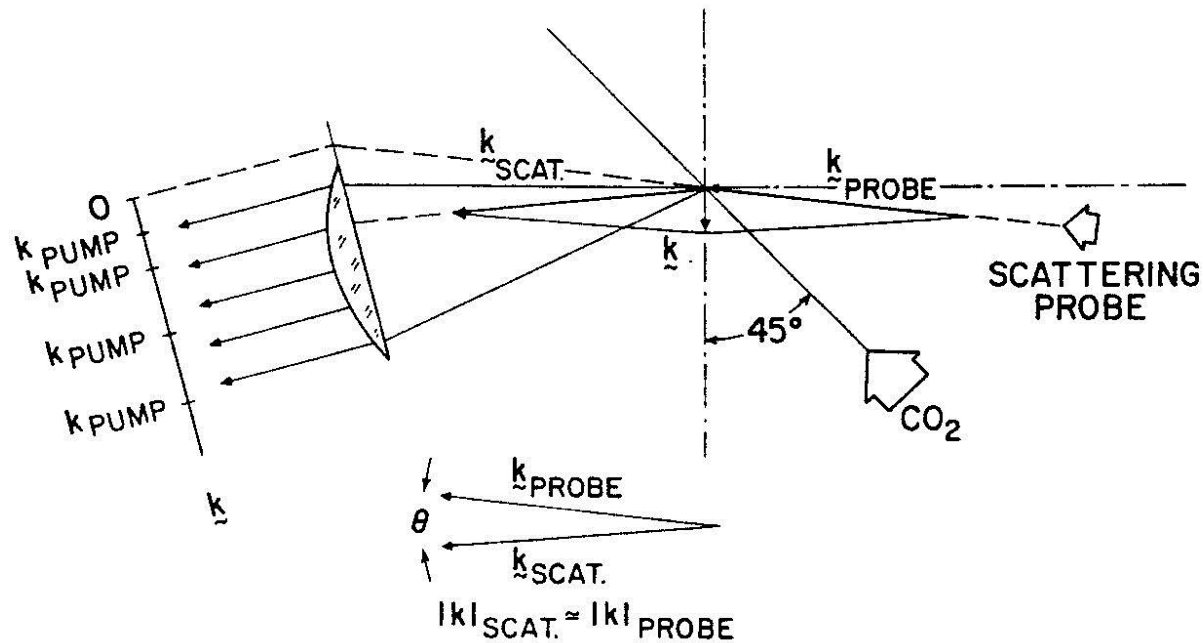


Fig. 9.27. The scattering geometry used for the k -resolved observations. The waves probed are in the plane defined by E_0 and k_0 . The distribution of light across the collection lens represents the distribution of k 's spanned by the lens.

CO₂ lézerplazmán szórt fény, mindkét irányban haladó hullámon szóródik, amelyek -12.8 ill. 13.6 nm-rel tolódtak el, az ellenkező irányok szerint.

A merőleges irányú plazmonon szórt hullám

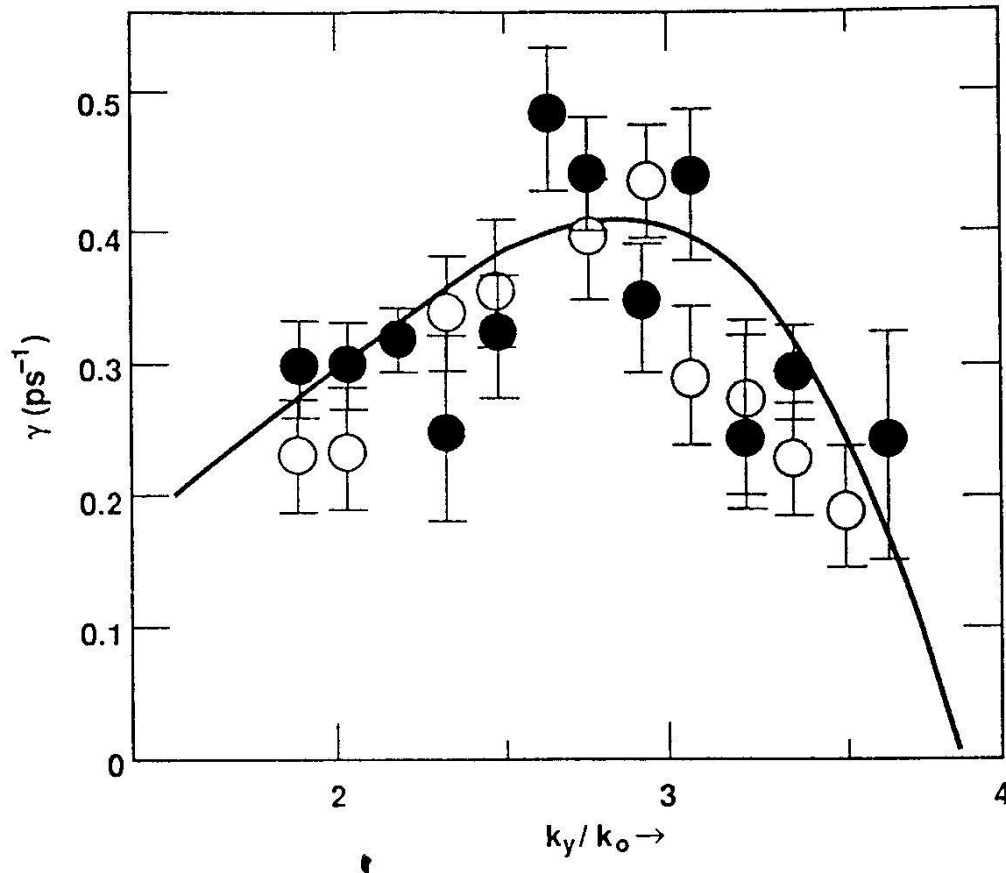


Fig. 9.29. Two-plasmon decay growth rates as function of wave number. The solid curve is the theoretical prediction. The vertical bars indicate the uncertainty in the slope of the logarithmic intensity plots. (From Meyer and Houtman 1985).

A $3/2\omega_0$ emisszió a $2\omega_p$ instabilitás következménye

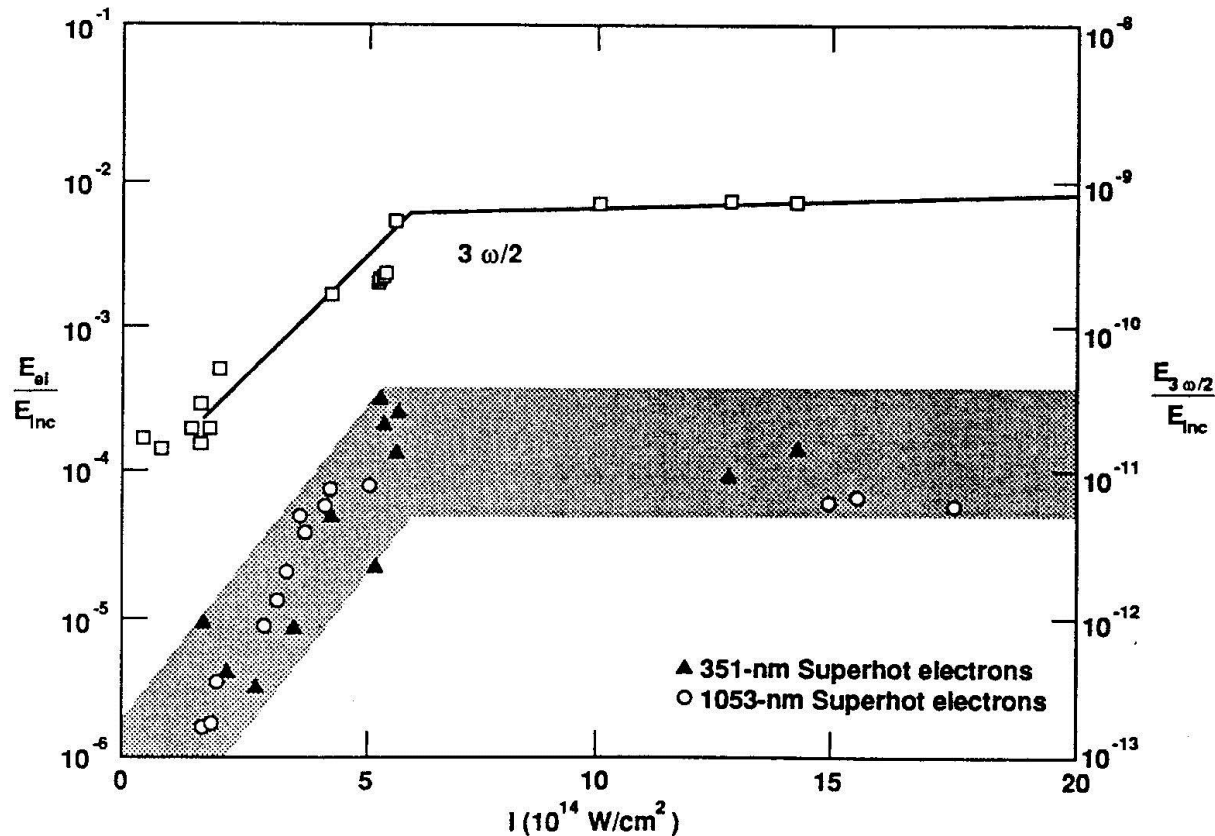


Fig. 9.33. Measurements of the energy in $3/2\omega_0$ light and in energetic electrons versus incident intensity (Keck et al. 1985) for both 1.05 and 0.35 μm irradiation.

Másodlagos folyamat!

Indukált Brillouin-szórás (SBS)

$$\omega_0 = \omega_{ia} + \omega_s \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_{ia} + \mathbf{k}_s$$

$$\omega_{ia} \ll \omega_0$$

Ez is az optikailag ritka plazmában mehet végbe.

Sok energia, akár a lézereenergia 20-40%-a is visszaszóródhat, gyengítve az abszorpciót. A diszp. rel. az SRS-hez hasonló levezetés után:

$$\omega^2 - k^2 c_s^2 = \frac{k^2 v_{os}^2}{4} \omega_{pi} \left[\frac{1}{D(\omega - \omega_o, k - k_o)} + \frac{1}{D(\omega + \omega_o, k + k_o)} \right]$$

$$v_{os} = \frac{e\mathbf{A}_L}{mc}, \quad \omega_{pi} = \omega_{pe} \sqrt{Zm/M}$$

ω, k, c_s : ionhang sebessége, $\mathbf{E}_i \parallel \mathbf{E}_s$, maximum, ha mindkét hullám rezonáns
Homogén plazma: $k=2k_o$ (visszaszórás), $\gamma \ll kc_s$ (gyenge csatolás). Küszöb:

$$\omega = kc_s + i\gamma$$

$$\gamma = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{k_o v_{os} \omega_{pi}}{\sqrt{\omega_o k_o c_s}}$$

$$Pl.: \lambda = 0.35 \mu m, I = 10^{14} W/cm^2$$

$$n = 0.5 n_{cr}, T = 2 keV$$

$$\gamma = 2.5 \times 10^{12} 1/s, \quad \rightarrow \tau \sim 0.4 ps$$

Ütközéses csillapítás:

$$\left(\frac{v_{os}}{v_e} \right)^2 > 4 \frac{v_{ei}}{\omega_o} \frac{v_i}{\omega_i}$$

Ált. alacsony küszöb, $Z=50$ -re $10^{13} W/cm^2$.

Indukált Brillouin-szórás (SBS) 2.

Sűrűség-, sebesség-gradiens okozta küszöb: $\exp(2\pi)$ (Rosenbluth)

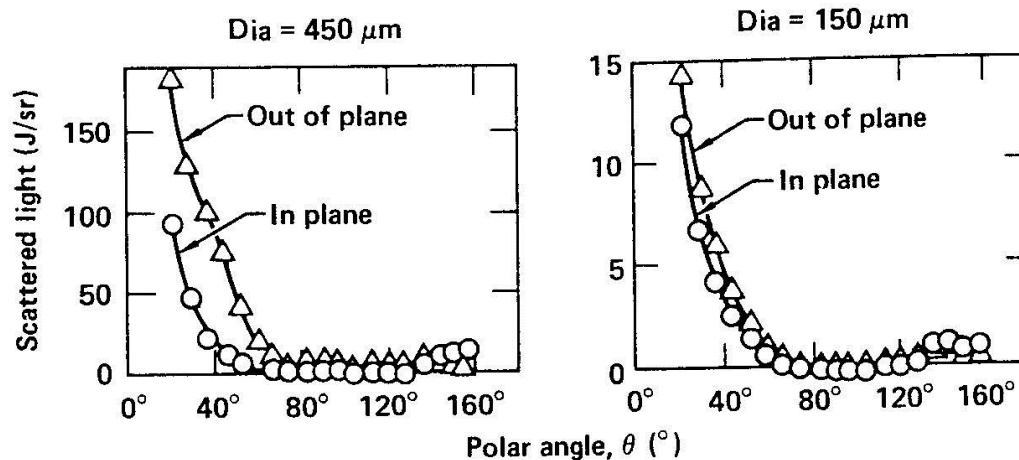
$$L_v = \left(\frac{1}{c_s} \frac{\partial v_{\text{exp}}}{\partial x} \right)^{-1} \Rightarrow \left(\frac{v_{os}}{v_e} \right)^2 > \frac{16}{k_o L_v} \frac{n_{cr}}{n}$$

Pl. $0.5 n_{cr}$ $T_e = 2keV$, $L_v = 1000\lambda$
esetén $I_{th} = 10^{14} W/cm^2$ (oldalszórásra kisebb)

Megj.: Nagy Z esetén az ütközéses abszorpció elnyomhatja az SBS-t kisebb intenzitásokon. A pontos követéshez teljes plazmadinamika kell.

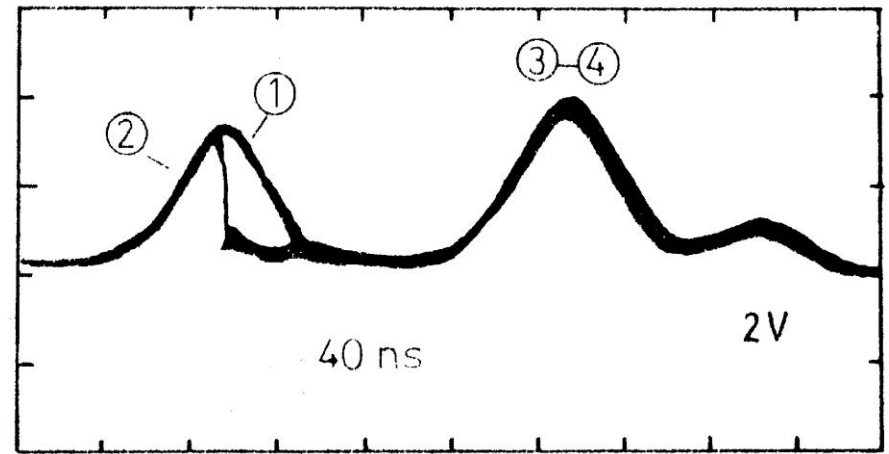
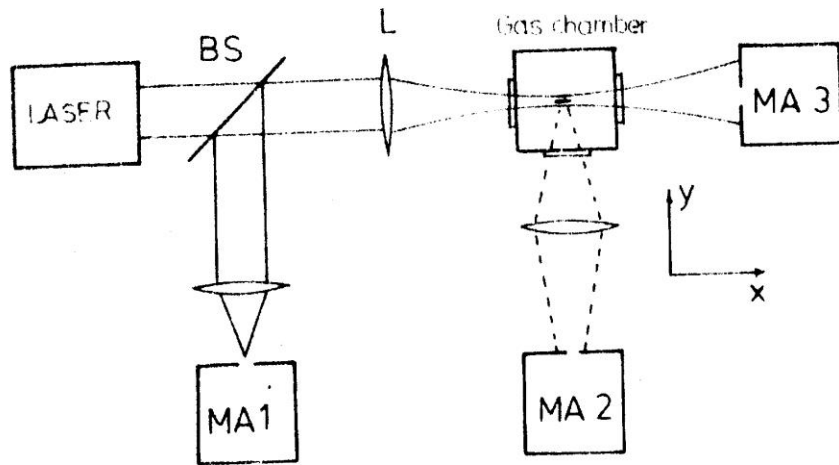
Ált. a Raman szórással alternatívan jelentkeznek, ált. kizárják egymást.

Akár 20-40% energia-kiszórásért is felelős lehet. A sűrűség-fluktuációk megbecsülhetők vele, $\delta n/n \sim 15\%$ -ot is megfigyeltek.



Rosen, 1979
Nd glass,
Au disk

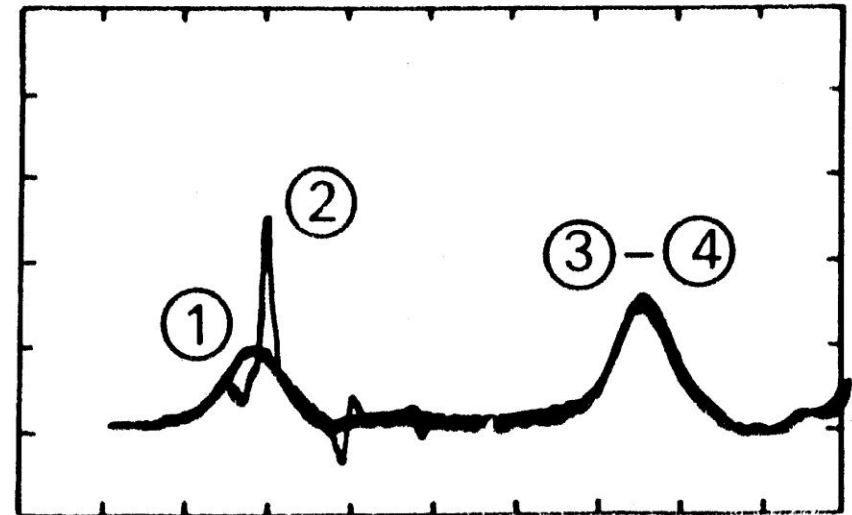
Hazai kísérletek levegőben ns lézerrel (Bakos, Földes, Sörlei)



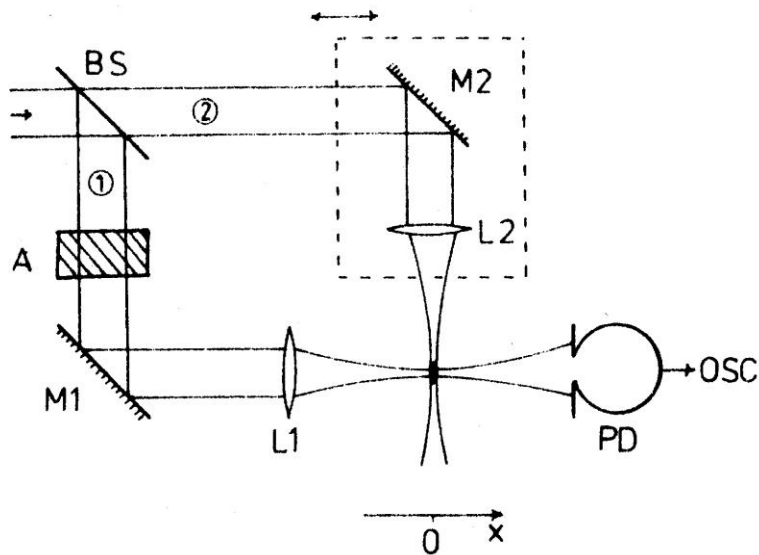
A plazma kiszórást és abszorpciót okoz.

De:

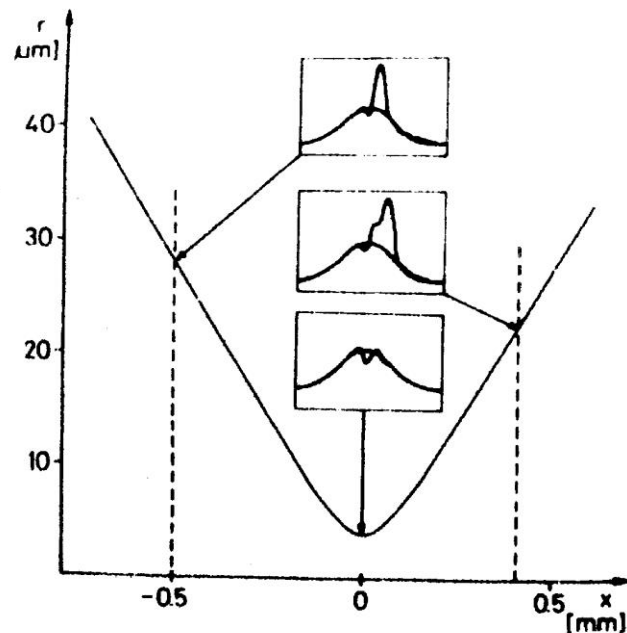
Az optikai tengelyen késleltetés
után intenzitás-növekedés
figyelhető meg.



Termikus önfókuszálás



A plazma pozíciót változtattuk a próba-nyalábhoz képest.



A termikus önfókuszálás küszöbintenzitása

$$I_{th} \sim 1/r^2$$

Az a mechanizmus, nem a ponderomotoros.
Már 50 kW intenzitáson megfigyelhető.

Lézerfúzió

Energiatermelés

Miből lehet energiát termelni?

- **A Naptól a Földre érkező energia megcsapolásával**
- **Kötési energiából**

Napenergia-hasznosítás

Mi kellene a magyar energiafogyasztási szükséglet napelemekkel való megtermeléséhez?

Éves energiafogyasztás: $\approx 3 \text{ MWh/év/fő}$, azaz a teljes: $3 \times 10^{13} \text{ Wh/év}$

Napállandó a földpályán: 1.4 kW/m^2 , 2000 napsütéses óra

Eredő hatásfok (légkör+napelem): kb. 10%

Terület: $9.3 \times 10^{10} \text{ m}^2$, hasznosítható napenergia: $2.6 \times 10^{16} \text{ Wh/év}$.

Tehát $E_{\text{nap}} = 1000 E_{\text{tot}}$, azaz a terület 1 ezrelékét $\approx 100 \text{ km}^2$ -t kellene erre használni.

Napenergia nem használható elsőrendű energiaforrásként

- A szél-, víz-, hullám-energia szintén a napenergia egyfajta hasznosítása.
- Területileg koncentráltabbak, de területileg és időben is nagyon egyenetlen az eloszlás.
- A napról érkező energia direkt hasznosítása igen nagy területet igényel, drága is. Az alternatív energiaforrások mellé szükséges valami állandó energiaforrás is, megnőtt a fosszilis szén- és gázerőművek szerepe, ami növeli az üvegházhatást.
- Kötési energiából kell inkább energiát termelni!

Energiatermelés kötési energiából!

- Vizsgáljuk egy 1 GW-os erőmű működtetésének lehetőségét (naponta $3600 \times 24 \times 10^9 \text{ J} \approx 8 \times 10^{13} \text{ J}$):
- **Az atomhéj energiájából:** Tipikusan 1 eV/atom
 $10^{-19} \text{ J} / 10^{-27} \text{ kg} = 10^8 \text{ J/kg}$
→ 10^5 kg/nap fűtőanyag kell az energiaszükséglethez
- **Az atommag energiájából:** Tipikusan 1 MeV/atom
 $10^6 \times 10^{-19} \text{ J} / 10^{-27} \text{ kg} = 10^{14} \text{ J/kg}$
→ 10^{-1} kg/nap anyagszükséglet

Magenergia fissionból és fúzióból

- A magenergia felszabadításának két lehetséges módja:
nehéz magok hasítása (fission)
és könnyű magok egyesítése (fúzió).

A magok hasítására spontán reakció létezik, a magok egyesítését azok elektrosztatikus taszítása akadályozza, ezért nincs spontán reakció.

Fission

Spontán reakció is van
Nem igényel kezdeti befektetett energiát
Láncreakció

Fúzió

Nincs spontán reakció
Jelentős kezdeti energiabefektetés kell
Nincs láncreakció
(reakciótermékek nem vesznek részt a reakcióban)

Magfúziós reakciók

- A szóhajövő magfizikai folyamatok jól ismertek gyorsítóval végzett kísérletekből:

- D-T reakció:



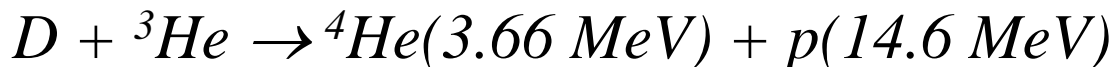
- D-D n reakció:



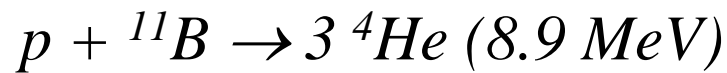
- D-D p reakció:



- D-He reakció:



- p-B reakció:



Lehet-e gyorsítóval fúziós energiát termelni?

- Gyorsítsuk fel az egyik magot, és lőjük neki a másiknak!
- A magok először szóródnak egymás Coulomb-terében, és így energiát adnak át egymásnak. Mivel a **Coulomb-szórás hatáskeresztmetszete sokkal nagyobb, mint a fúzióé**, ezért az energia sok ütközés során szétszóródik a céltárgy atommagok között (termalizálódik). A termalizáció után lenne idő reakcióra, de ekkorra az energia már túl kicsi.
- Fúziós energiát termelni csak termikus közegben lehet.
- A reakciók viszont jól tanulmányozhatók gyorsítóval.

Hatáskeresztmetszek

- Reakció valószínűsége termikus közegben: $\langle \sigma v \rangle$ ráta
- 1 részecske n sűrűségű közegben másodpercenként

$$N = \langle \sigma v \rangle n \text{ reakciót szenved el,}$$

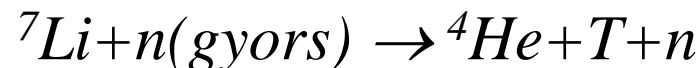
σ a hatáskeresztmetszet, v a sebesség.

Legkönnyebben a DT reakció a megvalósítható, viszonylag legalacsonyabb hőmérsékleten legnagyobb hatáskeresztmetszet.

10 keV $\approx 10^8$ hőmérsékleten kell összetartani, azaz 100 millió fokon.

Kiinduló anyagok (D-T): D sok van, T ritka

T előállítható Li-ból fúziós neutronokkal:



Zárt ciklus, minimális trícium mennyiség. Rövid bomlásidejű termékek.

Fúziós plazma összetartása

- **Alapvetően két fő eljárás van, mindkettővel az ún. Lawson-kritériumot kell teljesíteni ($n\tau > 10^{20} \text{sm}^{-3}$)**
- 1. **Mágneses fúzió:** A plazma sűrűségét az alkalmazott mágneses tér szabja meg. Az energiatermeléshez egy kritikus energia-összetartási időt kell elérni: tokamak, sztellarátor. Viszonylag kis sűrűség.
- 2. **Tehetetlenségi összetartásos vagy mikrorobbantásos fúzió (inertial confinement fusion):** Fúziós kapszulát lézer- vagy részecskenyaláb fűti, esetleg egy ún. Z-pincs kisülésben keletkezett röntgen-sugárzás. A külső héj lerobbantásával (abláció) a rakéta-effektus, azaz a tehetetlenség nyomja össze. Rövid idő, nagy sűrűség.

Fúziós feltételek (ICF)

- n : időegység alatti termonukleáris reakciók

Maxwell-eloszlásra átlagolva:

$$\frac{dn}{dt} = N_D N_T \langle \sigma v \rangle$$

$$N_D = N_T = \frac{1}{2} N_0 - n$$

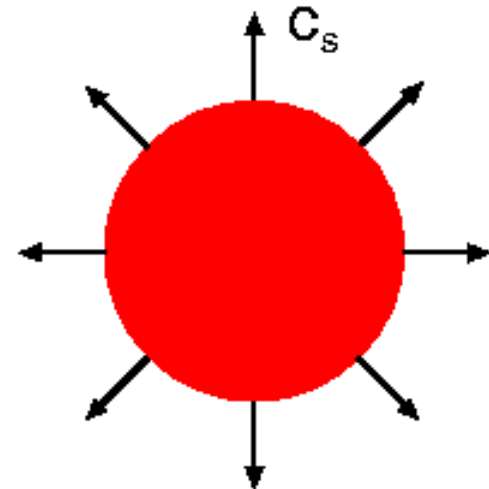
elégési ráta (burn fraction): $\phi = \frac{2n}{N_0}$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{N_0}{2} (1 - \phi)^2 \langle \sigma v \rangle$$

Felt.: égés alatt a hatáskeresztmetszet állandó,

Def.: τ energia összetartási idő. Integrálva:

$$\frac{\phi}{1 - \phi} = \frac{N_0 \tau}{2} \langle \sigma v \rangle$$



Ha a ritkulási hullám (égéskor) terjedési sebessége c_s

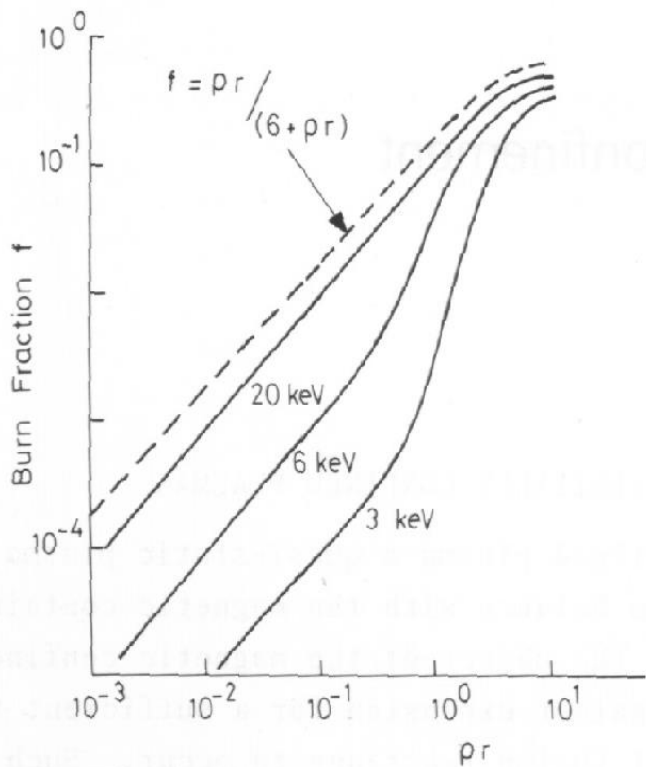
$$\tau \approx \frac{r}{3c_s},$$

$$\frac{\phi}{1-\phi} = N_0 \langle \sigma v \rangle \frac{r}{6c_s}$$

D-T reakció esetén a $c_s / \langle \sigma v \rangle$ arány 20 és 40 keV között közel konstans. Ezért

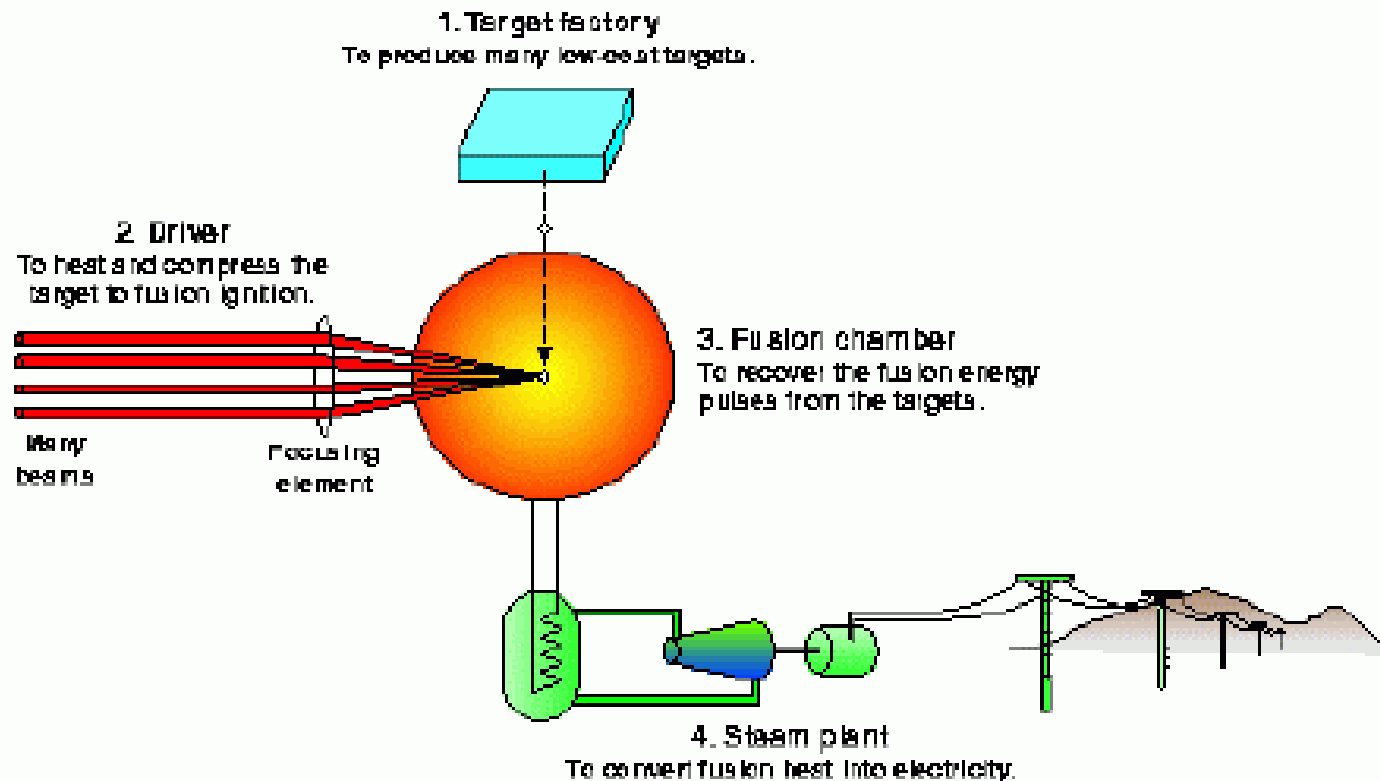
$$\phi = \frac{\rho r}{\rho r + 6(g/cm^2)}$$

Lawson kritérium.



Nagy hozam ($\rho r = 3 g/cm^2$) esetén 33% ég el.

Mekkora hozam kell?



Mivel a lézerek és az összenyomás hatékonysága alacsony,
a reaktorhoz nagy hozam,
legalább 100-szoros energianyereség kell a targeten.

Mi kell az összenyomáshoz?

Gömb össztömege: $M = \frac{4\pi}{3} \rho r^3 = \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho r)^3}{\rho^2}$.

Tehát a tömeg az adott ρr -hez $1/\rho^2$ -tel skálázódik.

Folyadéksűrűség: 0.21 g/cm^3 , ehhez több, mint 2.5kg DT kell.

Ez $3 \times 10^{14} \text{ J}$ -t azaz 70 kilotonnát adna.

De komprimálva 400 g/cm^3 -re egy $r/2$ vastag, r sugarú gömbhøj már 5 mg tömeg esetén adna $\rho r = 3 \text{ g/cm}^2$ -t. Ez $6 \times 10^8 \text{ J}$ energiát adna.

5-6 ilyen impulzus másodpercenként 1 GW erőmőre jó.

Tehát nagy sőrűség kell!!

A fűtéshez viszont sok termikus energia kell.

A belső energia 5keV hőmérsékleten:

$$\varepsilon_b = 4 \cdot \frac{3}{2} T / (m_D + m_T) \cong 6 \times 10^8 \text{ J / g}$$

„Hot spark ignition”

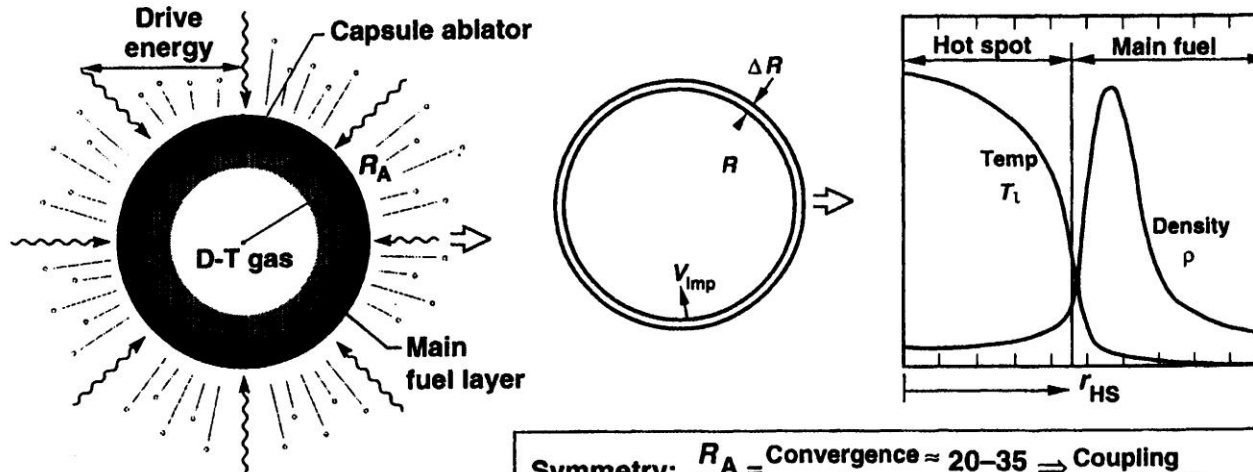
A fent említett kompresszióhoz $6.5 \times 10^4 J$ kell, de az 5mg 5keV-re való fűtéséhez $3 \times 10^6 J$. Ha a mikrorobbantás hatásfoka pl. 5%-os, akkor ehhez $6 \times 10^7 J$ meghajtóra van szükség. Ez borzasztó sok, az 1/3 égési hatásfok esetén csak 10-szeres lenne a hozam.

Fel kell használni a magreakcióban keletkező α -részecskék energiáját!
Mivel $E_\alpha = 3.5 \text{ MeV}$, az energia 20%-át ezek viszik el. Ezzel kell fűteni!

Megoldás: **Egy központi forró foltban kell begyújtani**, ahonnan az égés a körülvevő sűrű fűtőanyagban történik, amelyet az α részecskék és a hővezetés fűt fel. Elég a teljes tömeg 2%-val begyújtani, aminek felfűtéséhez elég $6 \times 10^4 J$, azaz a kompresszióval együtt összesen $1.25 \times 10^5 J$, ami $2.5 \times 10^6 J$ meghajtót jelent. Ekkor a hozam ~ 200 lesz.

Ekkora lézer a NIF!

Begyűjtás forró foltban



Symmetry: $\frac{R_A}{r_H} = \text{Convergence ratio} \approx 20-35 \Rightarrow \text{Coupling } \eta \approx 10-15\%$

Stability: $\frac{r}{\Delta R} = \text{In-flight aspect ratio} \approx 25-35 \Rightarrow I_R \geq 4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2 \text{ or } 250 \text{ eV surface } < 1000 \text{ \AA}$

Ignition: $\bullet T_i = 10 \text{ keV} \Rightarrow V_{imp} 3-4 \times 10^7 \text{ cm/s}$
 $\bullet \rho r_{HS} \sim 0.3 \text{ g/cm} \Rightarrow \text{for } E_{driver} = 1-2 \text{ MJ}$

Driver-target coupling
 $\Rightarrow I_r \leq 10^{15} \text{ W/cm}^2 \text{ or } \leq 300 \text{ eV}$
To control:

- Absorption/preheat
- X-ray conversion
- Transport/drive

A meghajtás rakétaelve

Megmaradási tételek, feltételezve, hogy a kifelé áramlás sebessége a koronában a hangsebesség, az $m(t)$ tömeg (g/cm^2) gyorsul $v(t)$ sebességre, azaz az $m(t)$ a fűtőanyag tömege:

$$m(t) \frac{dv(t)}{dt} = P_a, \quad (\text{feltételezve, hogy } dm/dt \text{ konstans})$$

$$m(t) = m_0 - \int_0^t \left(\frac{dm}{dt} \right) dt = m_0 - \dot{m}t$$

$$\text{AZ } (m_0 - \dot{m}t) \frac{dv}{dt} = P_a$$

egyenletet integrálva kapjuk a rakéta-egyenletet:

$$v(t) = \frac{P_a}{\dot{m}} \ln \left(\frac{m_0}{m(t)} \right)$$

Stabilitás

Paraméterek: **aspect ratio** a kezdeti $R/\Delta R \approx 25-35$

konvergencia-arány kezdeti/komprimált sugár $C_r \approx 30-40$

tipikus sebesség: $3-4 \times 10^7 \text{ cm/s}$

kezdeti g gyorsulás δg perturbációja a robbanáskor a gömbszimmetriától való eltérést okoz:

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

Ez legyen kisebb a végső r sugár negyedénél!

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

Gyorsulás és szimmetria 1%-nál homogénebb kell legyen a teljes idő alatt.

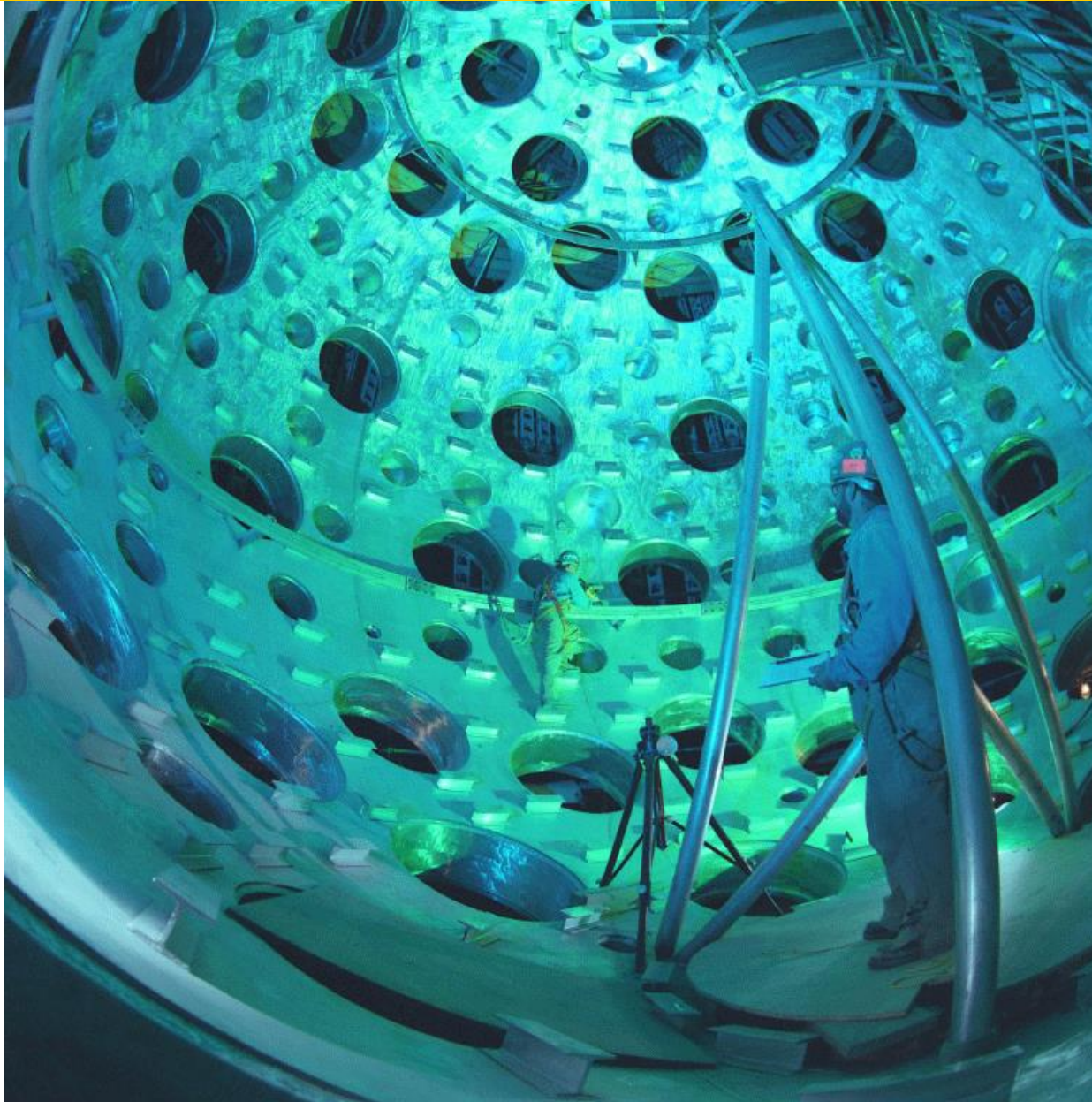
A NIF lézer (192 nyaláb 2 MJ) helye



Nd-üveg lézer



NIF kamra



Teller Ede a NIF-nél



Hidrodinamikai instabilitások

A nemlineáris, parametrikus kölcsönhatások szerepe csökkenthető, ill. kontrollálható az intenzitás korlátozásával, valamint rövid hullámhosszú lézerek választásával (frekvencia-sokszorozás, KrF lézer).

A szimmetrikus összenyomást viszont megnehezítik a nem parametrikus, folyadék-instabilitások.

- összekeverhetik a hideg DT-t a középső forró folttal

Ezek:

- Rayleigh-Taylor instabilitás: ha nehéz folyadékot teszünk a könnyebbre vagy ha könnyebb folyadékot gyorsítunk nehezebbet.
- Richtmyer-Meshkov: ha lökéshullám halad át 2 különböző sűrűségű folyadék nem egészen sima határán.
- Kelvin-Helmholtz: ha 2 párhuzamosan áramló folyadék sebessége különbözik a kontakt felület mentén.

A Rayleigh-Taylor instabilitás

Sokak szerint a lézeres fúzió az RT instabilitásról szól, ez a legnagyobb ellenség. A hideg, sűrű kapszulát a leváló forró, híg plazma nyomja össze. RT instabil, a kezdeti kis perturbációk exponenciálisan növekednek. A végső lelassuláskor DT és az őt lökő anyag között úgyszintén.

Klasszikus analízis: szinuszos perturbáció exp. növekedése

$$\gamma = \sqrt{\alpha k g}, \quad k = 2\pi/\lambda, \quad \alpha \text{ Attwood - szám}$$

Szimulációk: ΔR gömbhéj: $\lambda \cong 3\Delta R$ a leggyakoribb perturbáció

Ablációs gyorsítás a gömbhéj feléig: $gt^2/2=R/2$.

Ekkor a perturbáció időbeli növekedése:

$$\exp(\gamma t) \cong \exp\sqrt{2\alpha R / \Delta R}$$

Ezért – bár a nagy $R/\Delta R$ arány kedvez a gyorsításnak – az RT instabillá válik.

Gömbszimmetrikus kapszulák: nem hullámhosszról, hanem $l=2\pi R/\lambda$ módusokról beszélnek.

Veszélyes: $\lambda \cong 3\Delta R \leftrightarrow l \geq 2\pi R/3\Delta R$

Ezért is kell a megvilágítás szimmetriája 1%-nál jobb legyen.

Védekezés: nyaláb simítási technikák
192 nyaláb van a NIF-ben!