# 6. előadás

- Fúziós elrendezések II: Direkt és indirekt összenyomás gyors begyújtás
   <u>lökéshullámos</u> begyújtás
- Sugárzási transzport
- Zárt üregek fizikája
- Asztrofizikai alkalmazások
  - opacitás
  - szupernova-fizika
  - izochor fűtés

# Fúziós elrendezések



Direkt

lézerrel

összenyomás

Indirekt összenyomás röntgennel









## Elrendezések indirekt összenyomáshoz



LLNL

Az indirekt összenyomás inkoherens röntgensugárzással történik, ezért a parametrikus instabilitásokat kiküszöböli. a röntgensugárzás az üregben elhelyezett kapszulát szimmetrikusan világítja meg. Lézerfúzió=Nyalábfúzió De: forró folt szükséges RT nem teljesen kiküszöbölt, üregfal-effektusok

# Zárt üregek fizikája: sugárzási transzport és opacitás

A zárt üregekkel megvalósított indirekt összenyomású fúzióban a lézerfényt termikus röntgensugárzássá kell konvertálni. Alapvető kérdés a sugárzás transzportja az üregben, amint a csillagok belsejében is. Ha I(s,s) a sugárzás intenzitása (egységnyi felületre, egységnyi idő alatt, egységnyi térszögben beeső energia) az s irányban s hosszon, akkor a sugárzási transzport egyenlet:

$$\frac{dI}{ds} = -\kappa I + j$$

ahol  $\kappa$  az opacitás, *j* az emisszivitás. Opacitás az egységnyi távolságon a nyaláb által elvesztett sugárzás (Seaton). Az energia csökkenhet szórással (irányváltozás) és abszorpcióval. Ha  $\kappa$  állandó és *j* zéró, a megoldás  $I(s,s) = I(s,0)exp(-\kappa s)$  lesz. A foton átlagos szabad úthossza  $\lambda = 1/\kappa$ . A levegőben látható fényre ez akár 30-40 km is lehet, a csillagok belsejében *1mm* vagy akár kisebb is lehet.

# Planck-spektrum

Legyen  $I_v$  a v frekvenciájú sugárzás intenzitása. Termikus közegben (fekete test),  $I_v$  független a helytől és iránytól, csak a T hőmérséklettől függ,  $I_v = B_v(T)$ , ahol  $B_v$  a Planck-függvény,

$$B_{v}(T) = \frac{2hv^{3}}{c^{2}} / \left[ \exp(hv/kT) - 1 \right]$$

Fekete testre  $dB_v/ds=0$ , ezért  $j_v/\kappa_v = B_v(T)$ , ami épp Kirchhoff törvénye.

Valódi anyagok esetén az opacitás az anyag spektrális tulajdonságától függ adott hőmérséklet és sűrűség mellett. Frekvenciafüggő. Ismeretéhez kell az egész atomfizika. Sugárzást kelthetnek: szabad-szabad, (folytonos spektrum) kötött-szabad (folytonos spektrum) és kötött-kötött (diszkrét spektrum) átmenetek

# A napsugár színe

- Milyen színű a napsugár? Az emberi szem számára nincs színe, fehér. Első közelítésre megegyezik egy 5770K hőmérsékletű fekete test sugárzásával.
- A spektrális eloszlás a Nap atmoszférájában való emissziótól és abszorpciótól függ.
- Az ábra egy simított spektrumot mutat (Allen, 1973), elhagyva a vonalak által okozott részletes szerkezetet.



# A = 1020 es évelve en islantatt son dat a su struitis sessivaent massure

- Az 1930-as években jelentett gondot a spektrális szerkezet magyarázata. Az alapállapotú hidrogén fotoionizációjához ui. 91.2 nm-nél rövidebb hullámhosszú fény kell.
- Látható a Balmer-limit 364.6 nm-nél, amelyet az n=2 állapotok okoznak, de a Nap túl hideg a magasan gerjesztett állapotokhoz,
- amelyek itt abszorpciót adnak  $\lambda$ >364.6 nm-re.
- Más atomok gerjesztett állapotai is kizárhatók, mint kontinuum-források, mert nem láthatók abszorpciós éleik.
- Megoldás: 1939 Wildt: a H<sup>-</sup> ion által okozott kötött-szabad átmenetek:

 $\mathrm{H}^{-} + h \, \nu \longrightarrow \mathrm{H} + e$ 

és a megfelelő szabad-szabad átmenet:

 $H + e + hv \rightarrow H + e'$ 

Ezek sugároznak a látható tartományban.

# Nap és üreg

A Nap belsejében, ahol a hőmérséklet magas ( $14 \times 10^6$ K), közel vagyunk az ideális fekete test feltételhez, ami már a lágy röntgen tartománynak felel meg, mégpedig a Wien-törvény ( $hv \approx 3kT$ ) szerint. Ma már a nagyteljesítményű lézerek segítségével előállíthatók ilyen hőmérsékletek. A Nap valójában egy sugárzással töltött nagy kemence. A laboratóriumban miniatűr, nagy rendszámú anyagból készült

kemencékben lehet 5×10<sup>6</sup>K hőmérsékletet előállítani.



# Zárt geometria

- Az üregben a sugárzás termalizálódása és szimmetrizálódása a falon való többszöri abszorpció és reemisszió útján történik.
- A sugárzás a fal egy forró rétegével van egyensúlyban, ami az elnyelt sugárzást reemittálja.
- A fotonok energiájának egy része a falba diffundál, melegíti.
- A Nap belsejében az energiát a magfúzió állítja elő, ez az energia termalizálódik Planck-sugárzássá.
- A sokszori abszorpció és reemisszió bezárja, szigeteli a sugárzást, nem jut ki a felszínre. A bezárást a gravitáció által összetartott hatalmas tömeg végzi.
- Ezzel szemben az üregekben csak a fal belső részének
- vékony rétegét fűtjük fel, az is tágul, nincs gravitációs összetartás, ezért él csak ns-ig.
- A sugárzás összetartása a zárt geometriának köszönhető.

## A NOVA lézer 10 nyalábjával fűtött arany üreg



A NOVA lézerrel elért maximális sugárzási hőmérséklet az üreg belsejében ~300eV volt, a korábbi garchingi és osakai kísérletekben 100-150 eV. Az intenzitástól való függés skálatörvényét Pakula és Sigel modellje adja meg (hatványfüggvény).

# Miből készüljön a fal?

Definiálható egy frekvencia-átlagolt opacitás. A Rosseland-opacitás definíciója a Planck-spektrumra való átlagolással:

$$\frac{1}{\kappa_R} = \frac{4\sigma_B T^3}{\pi} \int \frac{1}{\kappa(\nu)} \frac{dB_{\nu}(T)}{dT} d\nu$$

Az átlagos szabad úthossz sokszor ionizált plazmában:

$$l_R \propto \left(\rho^2 Z\right)^{-1}$$

 $\rho$  az ionsűrűség, Z töltés.

A beeső energia az optikai úthosszon belül fűti fel az anyagot, azaz a réteg vastagságával  $\rho l_R \sim l/(\rho Z)$ -vel arányos. Nagy rendszámú anyagban optikailag sűrű sugárzó rész felfűtéséhez kevesebb energia kell.

Ezért csinálják az üreget aranyból vagy uránból és ólomból!

# Sugárzási hőhullám



Legyen egy kezdetben  $\rho_s$  sűrűségű fal! A t=0 időpontban bekapcsolt sugárzási tér hatására szuperszonikus hőhullám hatol a falba, a Marshak-hullám. Az átfűtöttt réteg vastagsága növekedésével a hőhullám sebessége csökken, a fűtött anyag pedig kitágul a vákuumba. Amikor a hőhullám a hangsebességre lassul, megelőzi őt a lökéshullám. Mikor a fűtött anyag tágul, és a hőhullámot megelőzi a lökéshullám, ablációs hőhullámról beszélünk (Pakula, Sigel). Az előzés ~100 ps után történik, tehát ns időskálán ez dominál.

A sugárzási tér és anyag teljes termodinamikai egyensúlya esetén a sugárzási energia transzportját az ún. vezetési közelítés írja le (Zeldovich, Raizer):

$$S = -\frac{16}{3}\sigma l_R T^3 \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa_c \frac{\partial T}{\partial x}$$

ahol  $\sigma$ a Stefan-Boltzmann állandó,  $\kappa_c$  a vezetési együttható. A hidrodinamikai egyenletek ezzel, mint forrással megoldhatók, létezik hasonlósági megoldás is.

Skálatörvények kaphatók, amelyek kísérletileg ellenőrizhetők.

#### A kis üregek tágulása a fűtő sugárzás hatására



Optikai árnyképfelvétel 500µm átmérőjű, 2 µm falvastagságú üregről a lövés előtt és 7 ns-mal utána.



Röntgen árnyképfelvételek 280 μm átmérőjű, 4 μm falvastagságú üregekről. λ=0.44 μm.

#### Sugárzási hőmérséklet az üregben



A reemittált röntgenfluxus ill. a sugárzási hőmérséklet a beeső S lézerfluxus függvényében. A 3,2 és 1 mm átmérőjű üregeket 0.35 μm hullámhosszú, 0.9 ns impulzusok fűtötték. (Sigel et al, 1990, Osaka). A hasonlósági megoldások mellett hidrodinamikai szimulációk eredményei is láthatók.

Látható, hogy  $S_r > S_L$ , azaz megfigyelhető a termikus sugárzás fluxusának megnövekedése a pumpáló lézer fluxusához képest. A sugárzás bezáródásának bizonyítéka.

# Az ablációs hőhullám kísérleti demonstrációja



Az üreg egyik diagnosztikai nyílását szabadon hagyva, a másikra vékony Au fóliát ragasztva megvizsgálható, hogy egy adott spektrális tartományban mennyi idő alatt ég át a fólia. Mindkét diagnosztikai nyílást egy transzmissziós rácson keresztül képezték rá a röntgen sávkamera katódjára.

A vékony aranyfólia akkor kezd sugározni, amikor a hőhullám átért. (λ≈6nm)

# Spektroszkópiai alkalmazások

A hőhullám létezésének bizonyítása, és a magas hőmérsékletű Planck-sugárzás kontrollált létrehozása lehetőséget ad részletes spektroszkópiai alkalmazásra is.

- Motivációk:
  - fúziós kapszula anyagának tervezése: nyeljen el, de keveset emittáljon. Kis rendszámú anyag, részletes spektroszkópiai analízis lehetséges..
  - 2. opacitáskísérletek lehetségesek: pl. a vas opacitásának vizsgálata kiemelt fontosságú az asztrofizikában, ui. a kettős Cepheidák pulzációs tulajdonságai igen erősen függnek az opacitástól. Simon, 1982: ha a nehéz elemek opacitása 2-3 faktorral nagyobb az addig feltételezettnél, akkor megoldja a periodicitással kapcsolatos ellentmondásokat. Opacitás projektek!

#### Konverter-fólia kísérlet, Eidmann-Schwanda 1992



Ez a kísérlet nem használ üreget. A közel termikus röntgensugárzást az Au fólia hátoldala szolgáltatja. A forrás hőmérséklete ~50eV.

# A Be fólia átégése



K-él elmozdulása, majd az ionizált Be abszorpciós spektruma. He-szerű Be vonalak 124 és 140 eV-on.

# Da Silva (LLNL) vas opacitáskísérletei



A 20 nm vastag Fe fóliát kétoldalról 100 nm CH fólia fogta közre, hogy a vasréteg tágulása homogén legyen. A kísérleti és az új OPAL modellel számított spektrumok jól megegyeznek. (T=25eV)

A 70 eV körüli transzmisszió-csökkenést a  $\Delta n=0$  átmenetek, okozzák, amelyeket a korábbi opacitásmodellek nem vettek figyelembe. A Cepheida-probléma megoldása, korszakindító kísérlet asztrofizikai problémák laboratóriumi megoldására.

# Spektroszkópia üregekkel



Abszorpciós és emissziós spektroszkópia. Reemisszió vizsgálata. Hőhullám, átégés vizsgálata. Összehasonlítás szimulációkkal. Direkt opacitás-kísérlet. Röntgen backlighter késleltetve. Abszorbens fólia a vizsgálatkor homogén.

#### Kis rendszámú anyagok átégése termikus röntgensugárzás fűtésének hatására. A fűtés hatásának követése 1 eV-tól több mint 100 eV hőmérsékletig.



Magasabb hőmérsékleteken a sokszorosan ionizált C abszorpciós spektruma jelenik meg.



#### Az elméleti modell

## Termikus röntgensugárzás

 $I = I_0(T)\sin^2\frac{\pi t}{2\tau}$ 

MULTI szimuláció (sugárzási transzport, sokcsoportos diffúziós közelítés)

Fűtött target: időfüggő hőmérséklet- és sűrűség-eloszlás

> Sugárzási transzport egyenlet megoldása frekvenciafüggő LTE opacitásokkal (SNOP – K.Eidmann)  $\frac{dI_{\nu}}{ds} + \kappa_{\nu}^{*}I_{\nu} = \kappa_{\nu}^{*}I_{\nu p}$  $\kappa_{\nu}^{*} = \kappa_{\nu} \{1 - \exp(-h\nu/kT)\}.$







Az elméleti modell jól adja vissza a spektrumot és leírja a fólia átégését a W1, W2 transzmissziós ablakok megnyílásával.

A kísérletileg mért és a számításokkal meghatározott ablációs sebesség (a tömeg-ablációs tényező) egyezése lehetővé tette az eredmények skálázását a fúziós körülményekig: 10ns és 300eV esetén ez mintegy 0.4mm vastag CH plasztik réteget jelent.

#### NIF Hohlraum









Várakozás: 2011-ben >30-szoros hozam.

# 2010-2012: Sikertelen kísérletek







Nem gyújtott be: Az impulzus 4. csúcsa által keltett 4. lökéshullám kicsit lassabb volt a szimulációkbelinél.

Viszont a begyújtáshoz szükséges energia:

 $E \sim v^{-6}$ , ezért az energia nem volt elég.

A lassulás oka: Rayleigh-Taylor instabilitás

A kis sebességgel összenyomott targetek jobb minőségűek, kedvezőbbek (kis RT növekedés, nagy hozam, ha begyullad). De ezeket nehéz a standard "hot-spark" módszerrel begyújtani.

• kis sebesség = nagy hozam G

$$G = \frac{73.4}{I_{15}^{0.25}} \left(\frac{3 \times 10^7}{V_i (cm/s)}\right)^{1.25} \left(\frac{\theta}{0.2}\right) \qquad \theta = \frac{1}{1 + 7/\rho r}$$

• kis sebesség = kis RT növekedés. Ne = RT e-szereződéseinek száma.

$$Ne(kd = 1) \approx \frac{V_i}{3 \times 10^7} \left[ \frac{6.7}{I_{15}^{2/15} \alpha_{if}^{0.3}} \left( \frac{\lambda_L}{0.35} \right)^{2/15} - \frac{0.5}{I_{15}^{1/3}} \left( \frac{0.35}{\lambda_L} \right)^{2/3} \right]$$

• De, ha kis sebesség = sok energia a begyújtáshoz.  $E_{ign}$  a begyújtáshoz szükséges energia.

$$E_{ign} \approx \alpha_{if}^{1.8} V_i^{-6} P^{-0.8}$$

R. Betti, GO1.07

M.C.Herrmann et al., Nucl. Fusion 41, 99 (2001)

#### Hurrikán Livermore-ban 2014: egy lépés előre



A Hurricane kísérlet: 4 helyett 3 lökéshullám "high foot". Több fúziós energia, mint kinetikus. "Elméleti breakeven": ~25 kJ fúzió. (2014)

#### Lassú fejlesztés

 Lépés CH helyett gyémánt ablátor: Kevésbé ablálódik, üreg nem telítődik. Rövidebb (9ns) impulzus, közel vákuum, kisebb üreg: 0.032 mg/cm<sup>3</sup> He. Turnbull, Le Pape 2016





Au-val megtelik, ezért a robbanás nem egészen gömbszimmetrikus

#### Lassú fejlesztés

2. Üregfal bevonata szegényített (U<sub>235</sub>-ben) urán 7  $\mu$ m 23  $\mu$ m aranyon. Nincs Au M-héj sugárzás (kapszula előfűtés), effektívebb összenyomás



#### Kétszeres fúziós hozam

Fúziós kísérlet (Le Pape 2018) alacsony nyomású héliummal töltött üregben: E (fúzió)=54 kJ > 2\*E(kinetikus)=42 kJ.



 1.7 MJ lézer
 70 μm HDC kapszula,
 30 μm 0.3% W árnyékolás kemény röntgenre.
 0.3 mg/cm<sup>3</sup> He töltés: nagyságrenddel kisebb, mint Hurricane és korábban.

Az ionhőmérséklet növelésével nő a hozam. Az ionhőmérsékletet a robbanás sebességének növelésével lehet növelni.

#### Remény:

150 kJ fúzós energia esetén önfenntartóvá válik-Nagyobb lézerenergia:  $1.9 \text{ MJ} \rightarrow 2.15 \text{ MJ}$ 

#### Homogenitás

A direkt összenyomás fő problémája: A kívánt homogenitást (<1%) nehéz elérni. Az indirekt összenyomású NIF kísérletnek is ez az egyik problémája.

- hidrodinamikai instabilitások.
- bonyolult target, nehéz a kapszula közepére helyezni a kriogén pelletet.
- parametrikus instabilitások a kapszulát kitöltő gázban.

A központi szikra begyújtással szemben célszerű az összenyomást és a begyújtást szétválasztani.

Kisebb szimmetriaigény, direkt összenyomás lehetséges.

 $\rightarrow$  egyszerűbb target

Reaktor esetén a kapszula anyaga beborítja a kamrát.

Nagy ismétlődési frekvenciával csak egyszerű targetet lehet pontosan belőni.

# A központi szikra alternatívája: A gyors begyújtás

Tabak et al., 1994.: A csörpölt impulzusok erősítésével kapott lézerimpulzusok nagy, 10<sup>18</sup>-10<sup>21</sup> W/cm<sup>2</sup> teljesítményei felhasználhatók a fúzió külső begyújtásához gyors, MeV energiájú részecskékkel.



A nemlineáris kölcsönhatások felhasználása: Az ultrarövid lézerimpulzus relativisztikus sebességekre előre gyorsítja az elektronokat amelyek - mint egy szikraköz – begyújtják a fúziót.

J. Meyer-ter-Vehn ábrája után

#### A gyors begyújtás vagy "Fast Ignition" módszere

A hagyományos begyújtás alternatívája lehet a fűtőanyag közvetlen begyújtása egy sok PW-os lézerrel keltett elektron- vagy protonnyalábbal.



A petawattos impulzussal a pellet maximális összenyomásakor kell rálőni a fűtőanyag begyújtásához

Mike Dunne ábrája

• A HIPER lézer terve: Európai nagyberendezés: A NIF probléma miatt egyelőre nincs finanszirozás

- Nem sugárzásos robbantás, azaz nincs hadi alkalmazás
- Véges anyagi eszközökkel létrehozható
- Egyedülálló nyalábtulajdonságok tudományos alkalmazásai

Az izochor fűtőanyag sűrűségének gyors begyújtás esetén hasonlónak kell lennie a hagyományos folt központi szikrájához. Ez ui. olyan sűrűségű, hogy az  $\alpha$ -részecskék megállnak benne, tovább fűtve. Hasonlóan a tömeg skálázásához a fúziós energianyereség itt is  $1/\rho^2$ -tel skálázódik, hiszen az  $\alpha$ -részecskék az egész tömeget felfűtik, így a több tömeg miatt több energia keletkezik, még ha a  $\rho$ R alacsony is marad.



# Becslések gyors begyújtásra (S. Atzeni)

A gyors begyújtáshoz szükséges lézerenergia:  $E_p$  forró folt tömege:  $m_h$  forró folt hőmérséklete:  $T_h$ 

A forró foltban:  $E_p = m_h C_V T_h$   $\rho r_h = 0.5 g/cm^2$ ;  $T_h = 12 keV$ ;  $m_h \approx (4 \pi/3) \rho r_h^3$ Ekkor azt kapjuk, hogy a fúzióhoz szükséges, hogy  $E_p > 72/\rho^2 kJ$ , ahol  $\rho^2 = \rho/(100 g/cm^3)$ . Az impulzushossznak a forró folt összetartási idejével kell megegyeznie:  $t_p \approx \tau_h \approx r_h/c_s \approx 40/\rho^2 ps$ . (a nyalábsugár megegyezik a forró folt sugarával).  $P = E_p/t_p$  és  $I = P/\pi r_h^2$  a teljesítmény és az intenzitás.

Általában kell a PW teljesítmény és az  $I=7\times 10^{19}$ W/cm<sup>2</sup> intenzitás.

# Gyors begyújtás



Nagyteljesítményű, ultrarövid lézerimpulzusok: A fúziós gyors begyújtás csak egy alkalmazás. Gyors begyújtás lehet KrF lézerrel is.

# Gyors begyújtás kúppal ?





A gyors begyújtáshoz egy Au kúp használható, amely a rövid impulzust eljuttatja a sűrű fűtőanyaghoz. A kúp szétválasztja a rövid impulzus és a keltett elektronnyaláb terjedését a pellettől. Csak a kilépő gyors elektronok találkoznak a sűrű plazmával, begyújtva azt. Osaka, 2002: 0.5 PW/0.5ps teljesítménynél 3 nagyságrend neutronhozam-növekedés.

# Kúp? Befúró lézer? KrF!?

A gyors begyújtás kúppal:
 Nem jó erőműnek: - bonyolult target ↔ több Hz frekvencia
 - elpárolgó anyag (Au) bevonja a targetkamra falát és az optikát.

**Rövid hullámhossz kell a gyors begyújtáshoz is!? KrF-lézer:** már önmagában is 1 nagyságrenddel mélyebbre hatol be, mint az infravörös lézer. Hidrodinamikai szimulációk (R. Betti):

A fúziós hozam több mint kétszeresére is nőhet, 1MJ fő lézernél 50-ről 130-ra.

# Gyors begyújtás és hullámhossz

A gyors elektronok energiája, a ponderomotoros erővel skálázható, a behatolási mélység energiafüggő:

$$\left\langle E_{hot} \right\rangle = \left( \frac{I \left( \lambda / 1.054 \,\mu m \right)^2}{10^{19} W cm^{-2}} \right)^{1/2} MeV$$
$$R = 0.6 \times \left\langle E_{hot} \right\rangle g / cm^2$$

Ha E>>1MeV, az elektron energia sokkal nagyobb lesz a gyors begyújtás optimumánál, alacsony lesz a hatásfok. A lézer hullámhosszának csökkentése csökkenti az elektronok átlagos energiáját, a fékeződési távolságot és a minimális begyújtó energiát.

A skálatörvények szerint 1.8 ×10<sup>20</sup>W/cm<sup>2</sup> szüksége 1 MeV elektronokhoz ( $\lambda$ =248nm). Ez elérhető, a miénkhez hasonló lézerrel már 10<sup>19</sup> W/cm<sup>2</sup>-et is produkáltak.

# Gyors begyújtás és hullámhossz

A gyors elektronok energiája, a ponderomotoros erővel skálázható, a behatolási mélység energiafüggő:

$$\left\langle E_{hot} \right\rangle = \left( \frac{I \left( \lambda / 1.054 \,\mu m \right)^2}{10^{19} W cm^{-2}} \right)^{1/2} MeV$$
$$R = 0.6 \times \left\langle E_{hot} \right\rangle g / cm^2$$

Ha E>>1MeV, az elektron energia sokkal nagyobb lesz a gyors begyújtás optimumánál, alacsony lesz a hatásfok. A lézer hullámhosszának csökkentése csökkenti az elektronok átlagos energiáját, a fékeződési távolságot és a minimális begyújtó energiát.

A skálatörvények szerint 1.8 ×10<sup>20</sup>W/cm<sup>2</sup> szüksége 1 MeV elektronokhoz ( $\lambda$ =248nm). Ez elérhető, a miénkhez hasonló lézerrel már 10<sup>19</sup> W/cm<sup>2</sup>-et is produkáltak. KrF erősítőkben 100fs és 10-20 ps között a kijövő energia

**impulzushossz-független.** →Lehetséges a 48 kJ energiát ~1ps-ben megkapni. Nyalábok interferometrikus multiplexelése szükséges!

#### Az alternatíva: soknyalábos gyors begyújtás

Az erősítő 1m<sup>2</sup> kimenetén 2 nyaláb interferometrikus multiplexelésével 1ps impulzushosszal: 120J. Fókuszálás:

r=8µm → I=2×10<sup>20</sup> W/cm<sup>2</sup>. Ez elegendő 1MeV elektronokhoz.

400 külön fókuszált nyaláb kielégíti az energia- és intenzitás-követelményeket!



Földes, Szatmári, Laser and Particle Beams **26**, 575-582 (2008)

# Begyújtás lökéshullámmal (shock ignition)



Közel izentropikus összenyomás nagyobb sűrűséget eredményezhet, mint egy lökéshullám. Formáljuk az impulzust! A lassú összenyomás után gyújtsunk be egy rövid lökéshullámmal.

# Nagy felületi sűrűségű termonukleáris fűtőanyag lökéshullámmal történő gyors begyújtása



# A lökéshullámos begyújtás elve

Szintén szétválasztja az összenyomást és begyújtást.
Az összenyomó lézer 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup> nagyságrendű, ~10 ns formált lézerimpulzus.
Begyújtás: ≈10<sup>16</sup> W/cm<sup>2</sup>, néhányszor100 ps.
Erős lökéshullám, >0.3Gbar az ablációs fronton konvergál a target közepére és begyújt.
Az összenyomó fázis megenged alacsonyabb sebességet és vastagabb targetfalat, ezért ellenállóbb lesz az instabilitásokkal szemben. (Richtmyer-Meshkov, Rayleigh-Taylor)

A kis sebességű targetek összenyomása jobb minőségű (kis RT növekedés és begyújtáskor nagy hozam). Viszont ezeket a targeteket nehéz begyújtani standard ICF robbanással. Standard fúzió:

• Kis sebesség = nagy hozam G

$$G = \frac{73.4}{I_{15}^{0.25}} \left(\frac{3 \times 10^7}{V_i (cm/s)}\right)^{1.25} \left(\frac{\theta}{0.2}\right)$$

$$\theta = \frac{1}{1 + 7 / \rho r}$$

• Kis sebesség= kis RT növekedés. Ne = Az RT instabilitás e-szereződése.

$$Ne(kd = 1) \approx \frac{V_i}{3 \times 10^7} \left[ \frac{6.7}{I_{15}^{2/15} \alpha_{if}^{0.3}} \left( \frac{\lambda_L}{0.35} \right)^{2/15} - \frac{0.5}{I_{15}^{1/3}} \left( \frac{0.35}{\lambda_L} \right)^{2/3} \right]$$

• De: kis sebesség = nagy energia kell a begyújtáshoz.  $E_{ign}$  a begyújtáshoz szükséges energia.

$$E_{ign} \approx \alpha_{if}^{1.8} V_i^{-6} P^{-0.8}$$

R. Betti, GO1.07

M.C.Herrmann et al., Nucl. Fusion 41, 99 (2001)

#### Egy 100kJ RX-alakú impulzussal elérhető a $\rho R=1.6g/cm^2$ lassú (V<sub>i</sub>=2.5×10<sup>7</sup> cm/s), alacsony adiabatán történő robbanással ( $\alpha$ =0.7)



Egy szférikusan konvergens lökéshullám, amit egy 60kJ intenzitástüske indít, begyújthatja a forró szikrát a 100kJ előkészítő impulzus után

Lézer teljesítmény és intenzitás

FSC



# A lökéshullám nagy nyomása fűti fel a forró foltot a begyújtási küszöb fölé



# A lökéshullámos begyújtás helyzete

1. A jelenlegi lézerekkel (Omega, Rochester és LMJ-PETAL, Franciaország) a jelenségek tanulmányozhatók.

2. Az alkalmazott 10<sup>16</sup> W/cm<sup>2</sup> intenzitás esetén felléphetnek parametrikus instabilitások, Raman- és Brillouin szórás, 2plazmon bomlás, filamentáció. Lézernyaláb egy része visszaverődhet, csökken az abszorpció <sup>⊗</sup>.

3. A parametrikus instabilitásokban keltett gyors elektronok a hagyományos esetben akadályozták a kompressziót. Itt viszont már egy nagy ρr –rel rendelkező sűrű targeten már nem hatolnak keresztül, amit az összenyomó impulzus hozott létre. Ezért még az ő energiájuk is hozzáadódik a lézer-target csatoláshoz, ezért előnyösek a lökéshullámmal való begyújtás számára. ©

4. A két folyamat összetett hatása a lökéshullámos begyújtásra még ismeretlen.
A nagy nyomást a kései stádiumban gömbszimmetrikusan kell létrehozni.
Jelenleg (2017) az Omega lézerrel sikerült már a 0.3 Gbar nyomású
lökéshullámot előállítani. Kérdéses, hogy ebben mennyi és milyen része volt a gyors elektronoknak.

5. EUROFUSION program 2017-18, 19-20 magyar részvétellel (diagnosztika, modell): *Preparation and Realization of European Shock Ignition Experiments* (Omega, LMJ)

# A fúziós erőmű követelményei

- 50-100-szoros energiasokszorozás a pelletből
- Meghajtó ~10%-os hatásfoka: diódával pumpált szilárdtest lézer vagy KrF lézer (7% -ot demonstráltak). Fiber lézer?
- 5-10 Hz-es működés
- Évente ~100 millió pellet gyártása, max 25 cent / áron
- Mivel a kamra fala távol lehet a reakciótól, a sugárterhelés nem kritikus, mivel a fal nem fog ablálódni, mint a mágneses tárolás esetén, de az optikák sugárterhelése kérdéses. Megoldás: Tükrök? Cserélhető Fresnel zóna-lemezek?

# Szupernovák

Ha a nagytömegű (M>1.4M<sub> $\odot$ </sub>) csillag elégeti összes fűtőanyagát, a magjában már csak Fe marad, gravitációsan összeomlik. Amikor az összeomló anyag eléri a degenerált maganyag Ferminyomását, az összeomlás megáll, felrobban, lökéshullámot bocsájt ki, ami találkozik a magot körülvevő anyaggal, ez a szupernovarobbanás. Fényjelenségek. Ha M>2-3M<sub> $\odot$ </sub>, a mag tovább omlik össze fekete lyukká.



SN1987A

A fénygörbe megértéséhez szükség van: pontos opacitásokra

részletes sugárzási transzport számításokra, beleértve a Doppler-eltolódás opacitás-hatását is. Pl. sugárzási transzport táguló plazmában. A sugárzást részben az okozza, hogy a radioaktív magból a γ sugárzás kiér a fotoszférába, másodlagos maximumot adva.

Homológ (egyenletes) tágulás: minden emittáló résztől minden környező (plazma) rész tágul, az abszorbeáló részek vörösen eltolódnak. A fotonok az opacitás-ablakokon szöknek meg.

Az 1-D szimulációk nem adták vissza az SN1987A szupernova viselkedését. A fénygörbét akkor kapjuk vissza, ha feltételezzük, hogy a radioaktív <sup>56</sup>Ni nemcsak a magban van, hanem majdnem a csillag sugarának feléig kiterjed. Ez azt jelenti, hogy elkeveredhetett a robbanás után, ezért hidrodinamikai instabilitásoknak kellett fellépniük.

# Instabilitások a robbanás alatt

#### Rayleigh-Taylor, Richtmyer-Meshkov instabilitás

RM-instabilitás keletkezik, amikor a lökéshullám áthalad a sűrűbb központi részből a ritkább perifériára, pl. az O-He és a He-H felületeken.

Utána a sűrű, kifele áramló rétegeket a külső ritkább anyag lassítja, RT instabilitás kíséretében.

30-40 nappal a robbanás után a radioaktív Fe, Co és Ti izotópok γ-sugarai felfűtik a fotoszférát, sugárzási maximumot okozva. A RT instabilitás kiszélesíti a maximumot.





#### SN: 12000s

#### Lézerplazma: 35ns

A PROMETHEUS szupernova szimuláció mutatja a RT instabilitás következményét a He-H felületen.

Analóg, skálázott lézerplazma kísérletek:  $Cu-CH_2$  felület. A mesterséges szinuszos perturbációt az RT és RM instabilitás felerősíti a határfelületen. Röntgen árnyképfelvételek mutatják a felfelé haladó Cu-nak a  $CH_2$ -be való behatolását.

# Analógia

Mi teszi lehetővé az analógiát? Reynolds szám = tehetetlenségi erő / viszkózus erő Peclet szám = konvektív transzport / konduktív transzport Dimenziótlan mennyiségek, ha azonosak, akkor hasonlóság van. Mind a lézerplazmákban, mind a szupernovákban nagyok. Viszkozitás és hővezetés elhanyagolható, a határfelületek dinamikája az Euler-egyenletekkel írhatók le:

$$\rho(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}) = -\nabla p,$$
  
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0,$$
  
$$\frac{\partial p}{\partial t} - \gamma \frac{p}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho - \gamma \frac{p}{\rho} \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = 0.$$

## Skálázás

Az egyenletek invariánsak a köv. átskálázásra:

$$\begin{split} h_{SN} &\to a h_{lab} \quad (t \text{ávolság}) \ 10^{11} cm \to 50 \, \mu m, \\ \rho_{SN} &\to b \rho_{lab} & 8 \times 10^{-3} \to 4 g \, / \, cm^3, \\ p_{SN} &\to c p_{lab} & 40 \text{Mbar} \to 0.6 \text{Mbar}, \\ \tau_{SN} &\to a (b \, / \, c)^{1/2} \, \tau_{lab} & 2000 \text{s} \to 20 \text{ns} \,. \end{split}$$

Behelyettesítve a,b és c kiesik az Euler-egyenletekből. A gyorsulás,  $g = \nabla p / \rho$  pedig  $10g_0$ -ról  $10^{10}g_0$ -ra nő szupernova esetén, ahol  $g_0$  a Föld felületén vett nehézségi gyorsulás.

## Szupernova maradványok

Amikor a szupernovából 10<sup>4</sup>km/s sebességgel kiáramló anyag találkozik a majdnem sztatikus (10km/s) gyűrűszerű köddel, fényjelenségeknek leszünk tanúi 2-3 év múlva. Ott egy kontakt felületen előre és hátrafelé is lökéshullám keletkezik. Szintén végeztek analóg kísérleteket Remények szerint akár a gyűrűs szerkezet rejtélye is tisztázható.



A skálázás itt is jó, 0.03 fényév felel meg 100 μm-nek, 10<sup>4</sup> km/s 60 km/s-nak, 1 év pedig 1 ns-nak, ha a SN 13. évét és a laborkísérlet 8. ns-át veszem alapul. Az ütközéskor sugárzóvá válhat a lökéshullám, amikor az Euler-egyenleteket módosítani kell.

# SN1006

Nem sugárzó lökéshullám a régi SN1006 szupernova-maradvány. Kérdés: Az erős lökéshullám (Mach-50) felfűti-e az elektronokat. Válasz (szupernova-spektroszkópia): az elektronok hidegebbek maradnak az ionoknál.

Laboranalóg: erős lökéshullám keltése klaszterek és habok megvilágításával, ultrarövid lézerrel (pl. 40 fs, 15mJ). Sugárzó és nemsugárzó lökéshullámok is kelthetők (Mach-10). Sugárzó lökéshullámokat is lehet a HILL laboratóriumunkban vizsgálni, azaz a 600fs impulzusú lézerrel ilyet lehet kelteni..



FIG. 4. (Color) Shocks in older supernova remnants. (a) Observational image of SN1006 (Ref. 34 and http://www-cr.scphys.kyoto-u.ac.jp/research/piz/ sn1006\_i.gif). (b) Spectral analysis of the shocks from SN1006 (reproduced from Ref. 34). (c) Experimental image of a shock launched by a 40 fs, 15 mJ laser pulse in a gas cluster target, and diagnosed by optical interometry (Ref. 49). (d) Spectral analysis of experimentally generated shocks in foam targets, from which the temperature behind shock from can be determined (reproduced from Refs. 53 and 54).

# Óriásbolygók

Az óriásbolygók belsejében extrém sűrűségek, nyomások vannak. Itt már erősen csatolt plazmákról van szó. A folyamatok ismeretéhez fontos a pontos állapotegyenletek ismerete. Ezek meghatározásához a lökéshullám-kísérletek adhatnak kísérleti bázist. A termikus röntgensugárzás, üregek segítségével sík lökéshullám-frontok állíthatók elő. (Löwer, Sigel, Földes et al)



# Sűrű, forró anyag vizsgálata (izochor fűtés)

A viszonylag hosszú, ns-os lézerimpulzusokkal fűtött plazma kitágul, sűrűsége viszonylag alacsony lesz, így a fúziós kísérletekhez köthető esetekben a szilárdtest sűrűségénél kisebb sűrűségű anyagok spektroszkópiája az opacitás-vizsgálatok leggyakoribb célja. A femtoszekundumos lézerrel fűtött plazmának a lézerimpulzus időtartama alatt nincs ideje kitágulni, így forró, szilárdtest-sűrűségű anyagot is lehet vizsgálni akár több 100 eV-ig, egy párszáz mJ, 100 fs lézer használatakor. A kapott eredmények szintén relevánsak lehetnek, adatokat szolgáltatnak a csillagok belsejében lejátszódó folyamatokra.

Ráadásul az ultrarövid lézerimpulzusokkal akár 10 Hz frekvenciával is lehet kísérletezni, szemben a fúziós lézerek napi 1-2 lövésével.

# Az izochor fűtés alapelve



A lézerenergia a szkin-réteg 5-10 nm vastagságában nyelődik el. Az energiát a forró, ~20keV elektronok viszik a sűrű szilárdtestbe, akár 400 nm mélységbe. (Klaus Eidmann ábrája)



Szilárdtest-sűrűségen az Al ionok közötti távolság marad mintegy 0.3nm. A külső elektronpályák átfednek, még a szabad elektronok is a pályákon belül mozognak. Ez perturbálja az energiaszinteket, amelyek kiszélesednek és a szabad elektronok hatására alacsonyabbra kerülnek. A röntgenspektrumban ezért kiszélesedés és a vonalak vörös-eltolódása várható. Megj.: Az ábra pontatlan: valójában nem a kontinuumhatár megy lejjebb, hanem az alsó szintek kerülnek feljebb.

## Kísérletek az ATLAS lézerrel

Az ATLAS lézer 60mJ energiájú impulzusának második harmonikusát használták 395nm hullámhosszon 150 fs. Parabolatükörrel fókuszálták, a targeten 10<sup>18</sup>W/cm<sup>2</sup> intenzitás volt, előimpulzus nélkül.



