

Bevezetés a lézerplazmák fizikájába

Földes István

MSc –PhD kurzus
SZTE, 2019

Tartalom

- 1. A lézerplazmák fizikájának alapjai:
 - sugárzási alapfogalmak, transzport
 - ionizációs folyamatok
 - gázdinamika:
 - lökéshullámok
 - hővezetés
 - atomfizika:
 - állapotegyenletek
 - ionizációs állapotok
 - opacitás
 - elektromágneses hullámok plazmában
 - nemlineáris kölcsönhatások

Alkalmazások

- 2. Lézerfúzió
- 3. Röntgenlézerek
- 4. Attoszekundumos fényforrás magas harmonikusokkal
- 5. Asztrofizikai alkalmazások
 - opacitás lézerplazmában és csillagmodellekben
 - szupernovarobbanás
 - lökéshullámok
- 6. Részecskefizikai alkalmazások
 - lézeres részecskegyorsítás
 - elektron-, proton- és ionnyalábok létrehozása
 - magreakciók, aktivációs analízis

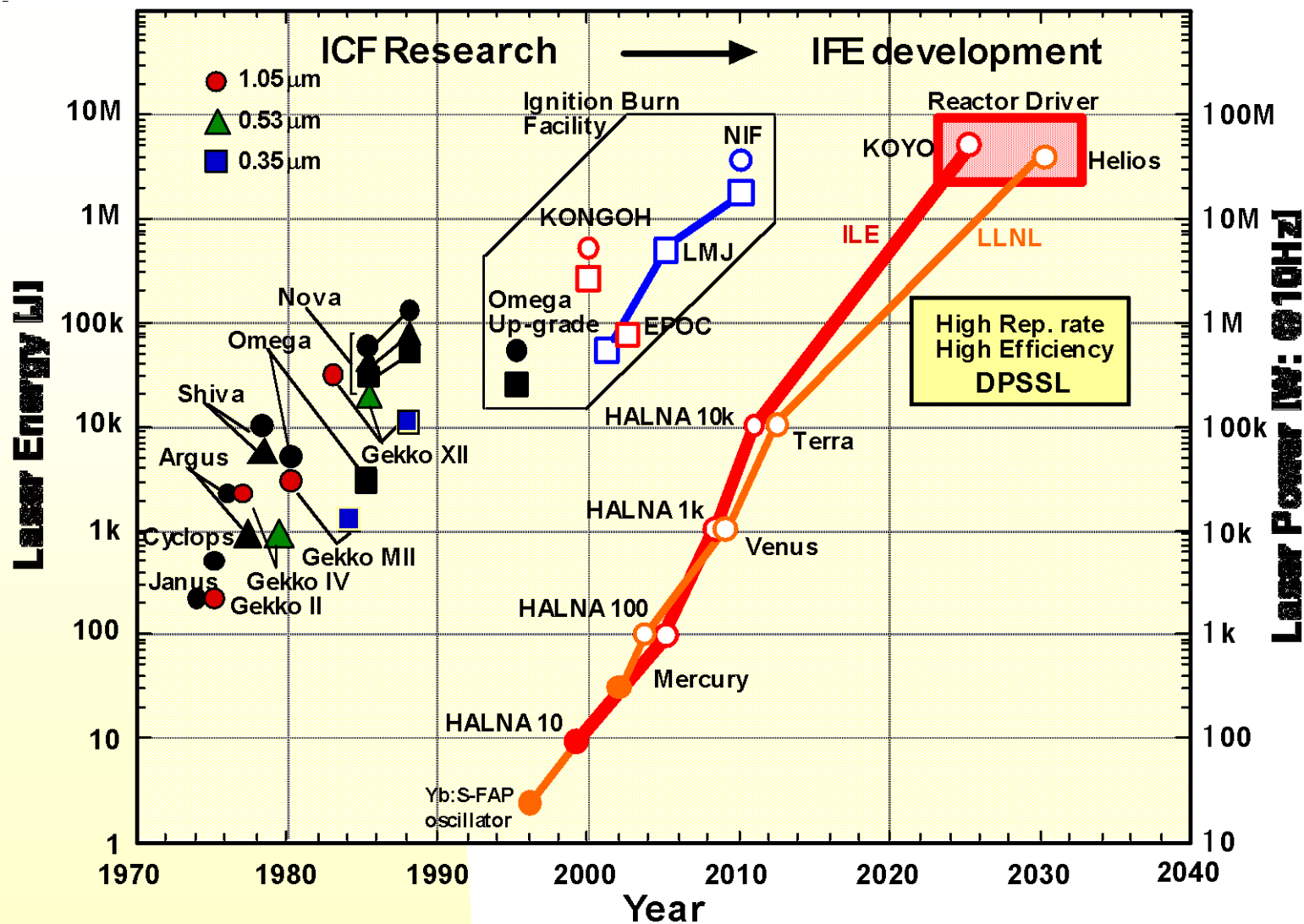
Kis lézertörténelem

- Első lézer (rubin): Maiman, 1960
- Q-kapcsolás (Kerr-cellával) Hellwarth, 1961- ns
- Módusszinkronizálás 1964-65 - ps tartomány
- Csörpölt impulzusok erősítése: Strickland, Mourou, 1985 - femtoszekundumok
- Rövid impulzusok további kiszélesítése és összenyomása 5 fs-ig (Svelto, Krausz) 1998
- Magas harmonikusok, attoszekundum 2000 óta
- ELI attoszekundumos fényforrás: 2017-

Kis lézerplazma-történelem

- Lézerplazma levegőben rubinlézer fókuszálásakor: Maker, Terhune, Savage 1963
- Lézeres termonukleáris fúzió ötlete: Basov, Krokhin 1963, de titkosan már a lézer felfedezése előtt, a mézer után (Teller, Kidder, Nuckolls)!!
- Első nagyobb lézerfúziós cikk: Nuckolls 1972
- Röntgenlézer: Matthews, Hagelstein... 1985
- Asztrofizika (Fe opacitás) daSilva, Springer 1992
- Fúzió gyors begyújtással ötlet, „Fast ignitor” Tabak, 1994
- Relativisztikus gyors ionok, pozitronok stb, 1995-
- Fúzió lökéshullámos begyújtással, 2005-

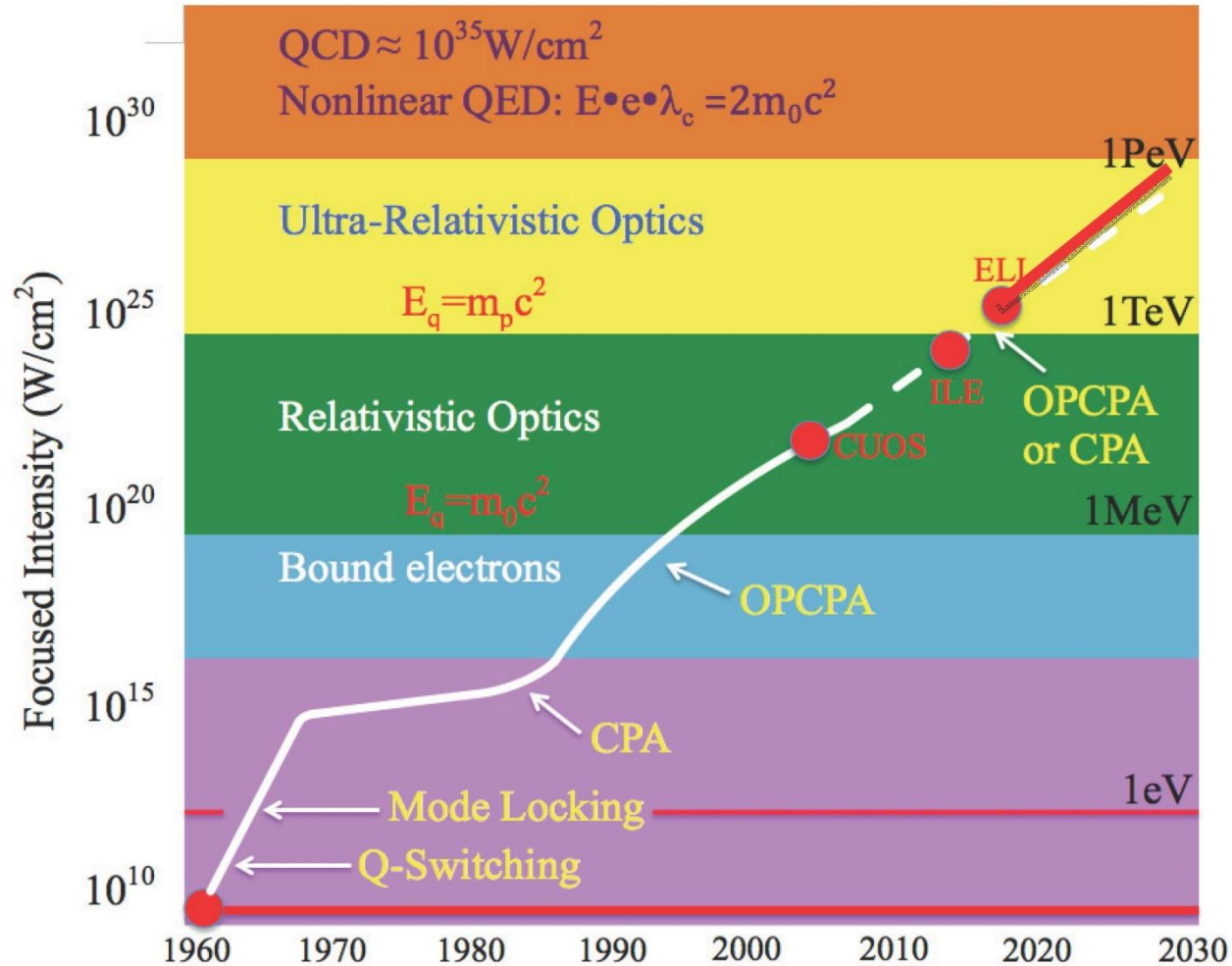
A lézereenergia növekedése az elmúlt évtizedekben, amit a lézeres fúzió motivált



2019.02.19.

S. Nakai ábrája

A lézerintenzitás növekedése még imponálóbb



A sugárzási törvények alapjai: Planck-spektrum

- Ld. Geszti Tamás: Kvantummechanika, Hevesi-Szatmári: Atomfizika XIX.sz.: hősugárzás és termodinamika összekapcsolása

Anyag hősugárzása (Bunsen kísérletek) spektruma:

$e(\nu, T)d\nu$ energiáram különböző anyagokra (T hőm, ν freki körül)

$e(\nu, T)$ emissziós spektrum

Elnyelés a beeső $u(\nu, T)d\nu$ sugárzási energiasűrűségből:

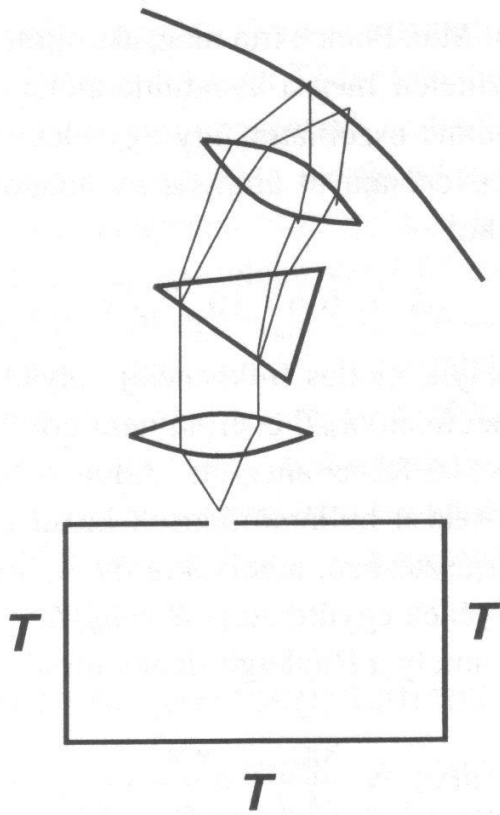
$a(\nu, T)u(\nu, T)d\nu$, ahol $a(\nu, T)$ az abszorpciós spektrum.

Tulajdonság: a és e nem függetlenek, arányosak!

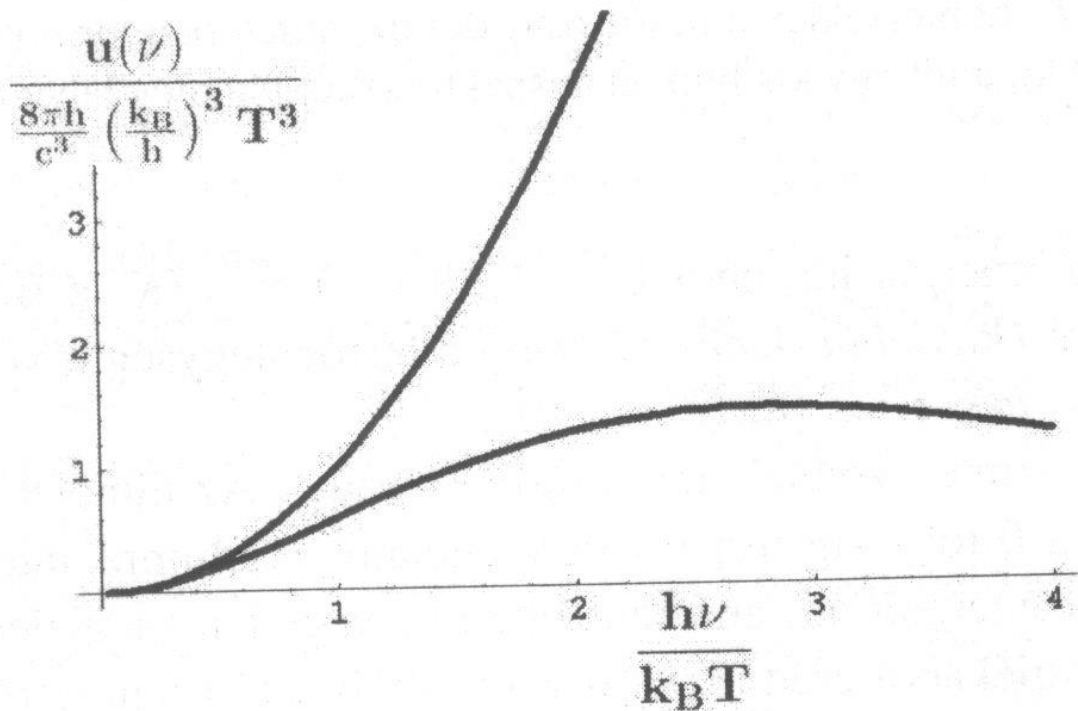
Kirchhoff: T hőmérséklet (üregben) esetén akkor van egyensúly, ha arányosak, különben energiaáram lenne az emittáló anyagoktól az abszorbeálóba.

$$\frac{e(\nu, T)}{a(\nu, T)} = u(\nu, T) \quad \text{univerzális függvény, anyagfüggetlen, } u(\nu, T)d\nu \text{ a } T \text{ hőm. üregben levő sugárzási energiasűrűség } d\nu \text{ intervallumban.}$$

Kísérletek: üreg falán kis lyuk, csak a termikus egyensúlyban lévő sugárzás jön ott ki, abszolút fekete test. Belül termikus egyensúly.



Feketetest sugárzásának kísérleti vizsgálata



$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT$$

A Rayleigh-Jeans
és a Planck-törvény.

$$u(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

R-J spektrumot 0-tól ∞ -ig integrálva divergál (∞ sugárzási energia).

Mivel ez a nagy frekvenciáktól jön, „ibolyántúli katasztrófa”.

Kísérlet: $u(\nu, T)$ levág $\nu_{max} = BT$ frekvencia felett (Wien-féle eltolódási törvény).

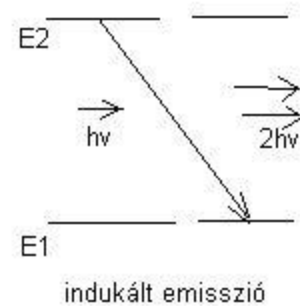
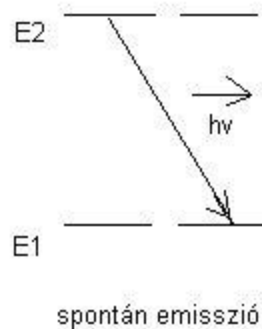
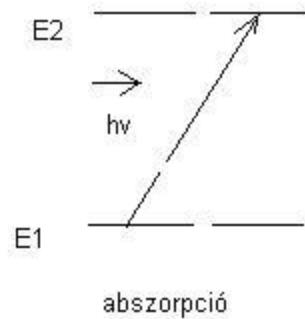
Ekkor a sugárzási energia véges lesz: $U(T) \approx V(AB/3)T^4$, ahogy a Stefan-Boltzmann tv. szerint várható (fénynyomás tulajdonságainak ált. következménye).

Planck: a B együttható fizikai jelentése

Minden harmonikus oszcillátor, elektromágneses módus is csak ν frekvenciával arányos kvantumokban ($h\nu$) vesz fel energiát, $h = 6.67 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ (Planck-állandó)

Planck-formula, Einstein-féle levezetés

- Feltételek: Fény fotonokból (kvantum) áll, energiaszintek diszkréték.
- E_1 és E_2 szintekkel való kölcsönhatások (3 van):
 - a) abszorpció: $E=h\nu=E_2-E_1$, foton elnyelés
 - b) spontán emisszió: külső hatás nélkül az atom alacsonyabb szintre megy át (élettartam): $E_2-E_1=h\nu$ fotont bocsájt ki.
 - c) indukált emisszió: fénykvantum hatására fénykibocsájtás.



Feltétel: N számú atom, N_1 db E_1 , N_2 db E_2 állapotban. Az $u(\nu, T)$ ismét a spektrális energiasűrűség. Atom és sugárzás termikus egyensúlyban van.

1. Abszorpció: $\sim N_1$, $\sim u(\nu, T)$
átmenetek száma:

$$dN_{12} = B_{12} \cdot u(\nu, T) \cdot N_1 \cdot dt.$$

2. Spontán emisszió: $dN'_{21} = A_{21} \cdot N_2 \cdot dt.$

Az A Einstein együttható az élettartam reciproka.

3. Indukált emisszió: $\sim N_2$, $\sim u$, azaz

$$dN''_{21} = B_{21} \cdot u(\nu, T) \cdot N_2 \cdot dt.$$

Egyensúly: ha abszorpció megegyezik az emisszióval:

$$dN_{12} = dN'_{21} + dN''_{21},$$

$$B_{12} \cdot u(\nu, T) \cdot N_1 \cdot dt = A_{21} \cdot N_2 \cdot dt + B_{21} u(\nu, T) \cdot N_2 \cdot dt,$$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12} u(\nu, T)}{A_{21} + B_{21} u(\nu, T)}.$$

Termikus egyensúly: atomok Boltzmann-eloszlásban:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{e^{-\frac{E_2}{kT}}}{e^{-\frac{E_1}{kT}}} \Rightarrow \frac{B_{12} u(\nu, T)}{A_{21} + B_{21} u(\nu, T)} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}$$

Felhasználva, hogy $h\nu = E_2 - E_1$ kapjuk:

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12}e^{\frac{h\nu}{kT}} - B_{21}}.$$

Az Einstein együtthatók a $T \rightarrow \infty$ határesetből kaphatók, ahol $u(\nu) \rightarrow \infty$.
Ekkor a nevező 0, azaz $B_{12} = B_{21}$. Ezzel

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12}(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1)}.$$

Ezt $h\nu \ll kT$ esetben sorbafejtve

$$u(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{kT}{h\nu}$$

ami a Rayleigh-Jeans törvény szerint: $u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT$

Tehát $\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{8h\nu^3\pi}{c^3}$ Erős frekvenciafüggés.
Nagy energiájú fotonoknál a spontán emisszió jelentősége nő.

Ezzel pedig a Planck-törvényt kapjuk:

$$u(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

A termikus egyensúly megközelítését a sugárzási transzport-egyenlet írja le.
A hidrodinamikai transzporttal együtt tárgyaljuk majd.

Spektrum

Az elektromágneses hullámok spektruma:

- rádióhullám
- infravörös ~800nm – 1mm (THz)
- látható: 750-400 nm ($h\nu=1.7-3.1$ eV)
- ultraibolya
 - UV (200-400 nm)
 - VUV (20-200nm)
 - EUV (1-20 nm)
- röntgen
 - lágy (0.05-1 nm)
 - kemény
- gamma-sugarak (magokból)

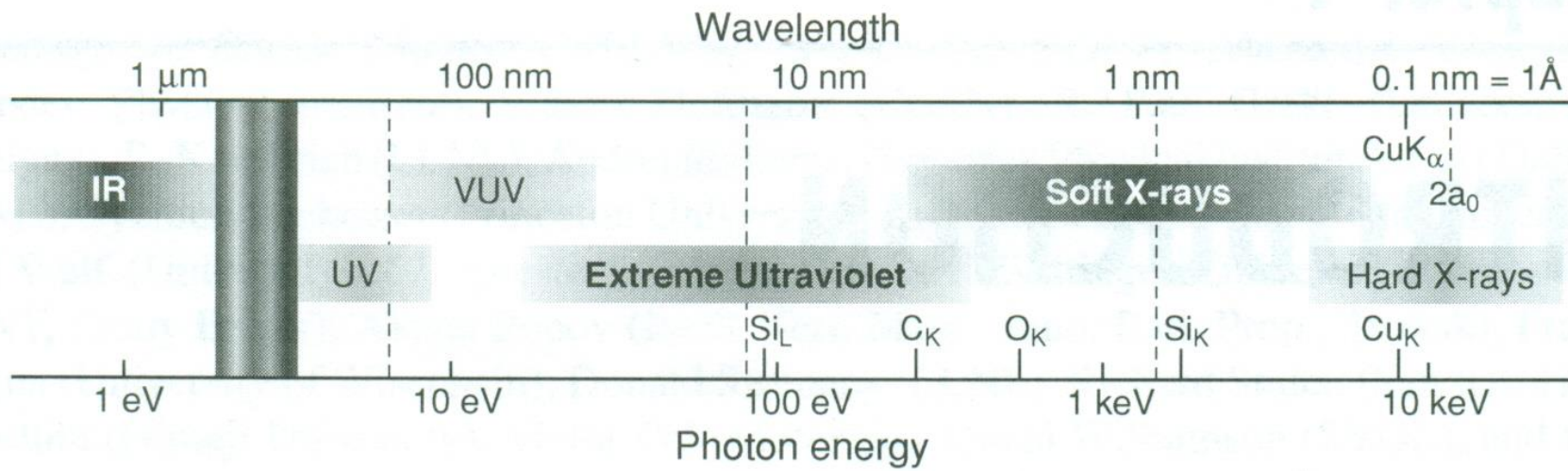
Láttuk, hogy

Ha sugárzás és a közeg termodinamikai egyensúlyban van, a hőmérsékleti sugárzás spektrumának maximuma van:

$$h\nu=2.82kT \quad (\text{Wien törvény})$$

Következmény: A látható sugárzás olyan testek jellemzője, amelyek hőmérséklete 7000-13000K.

Spektrum



A lézerplazmák fizikájának alapjai

- Hogyan keletkezik a plazma?
 - ionizáció
 - lézerplazmák szilárdtesten és gázban

Ionizációs folyamatok

- 1. Szabad atomok ionizációja
 - sokfotonos ionizáció
 - tunnel-ionizáció
 - ütközéses ionizáció
- 2. Gázok ionizációja:
 - átütési hullám, detonációs hullám
- 3. Szilárdtestek ionizációja:
 - olvadás, párolgás, hővezetés, abláció
 - inverz fékezési sugárzás

Ionizációs hőmérséklet

- Ha magas hőmérsékletre fűtünk egy anyagot (pl. fúzió), akkor ionizálódik. Nem feltétlenül teljesen, először csak a külső elektronok.

A teljes ionizációra a minimális energia becslése a legmélyebben fekvő Bohr-pálya kötési energiája Z -szer töltött mag esetén:

$$E_0 = \frac{me^4}{2\hbar^2} Z^2 = 2.2 \times 10^{-18} Z [J]$$

Ha a külső héjak elektronjainak ionizációját is figyelembe vesszük:

$$E_i \cong 2.2 \times 10^{-18} Z^{2.42} [J]$$

Figyelembe véve a kinetikus energiát a plazmában, ami T hőmérséklet esetén $3/2kT$. Az ütközések akkor okozhatnak ionizációt, ha az ütközési energia legalább a kétszerese az ionizációs energiának, azaz:

$$T_i = 2.1 \times 10^5 Z^{2.42} [K]$$

Példa: Hidrogén esetén ($Z=1$) $T_i=2.1 \cdot 10^5$ K, uránra ($Z=92$) $T_i \approx 10^{10}$ K.

Parciálisan ionizált plazma esetén a Saha egyenlet adja meg az ionizációs fokot.

Lézerrel történő ionizáció esetén sokfotonos folyamatok, alagúteffektus.

Mit csinál az elektron a lézertérben? Elektromágneses hullám terében mozgó elektron egyenlete

$$m \frac{d}{dt} \mathbf{v} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \approx e\mathbf{E}$$

($v \ll c$, cgs egységekben)

Ha az oszcilláció amplitudója kisebb a lézer hullámhosszánál:

$$\mathbf{E} \cong \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) \quad \text{esetén} \quad \mathbf{v} = \frac{e}{m} \frac{\mathbf{E}_0}{i\omega} e^{-i\omega t}$$

A rezgés átlagos kinetikus energiája a ponderomotoros energia:

$$U_p = \frac{e^2 \mathbf{E}^2}{4m\omega^2} \sim I\lambda^2$$

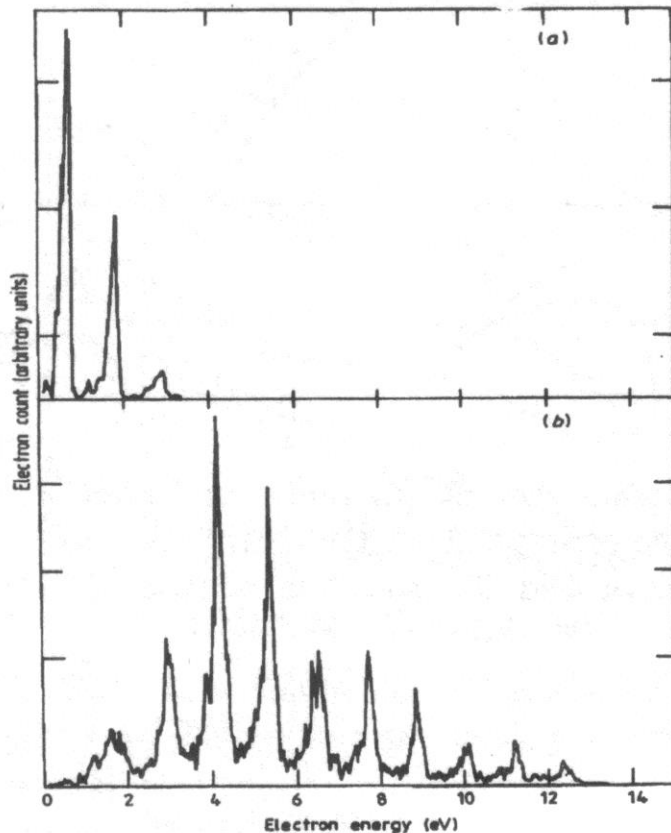
Ez elég nagy lehet, pl. Nd lézerre már $I=10^{13} \text{W/cm}^2$ esetén $U_p=1.17 \text{ eV}$.
Ez a híres $I\lambda^2$ skálatörvény, minden nemlinearitás is így skálázódik.

Sokfotonos ionizáció

- Ha a lézerintenzitás: $I_a > 3.5 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$
= atomi térerősség egység: $E_a = 5.1 \times 10^9 \text{ Vcm}^{-1}$
a Coulomb tér erőssége a hidrogénatomban.
- Sokfotonos ionizáció (MPI) már hamarabb fellép:
$$n\hbar\omega + A^q \rightarrow A^{q+1} + e^-$$
- n-fotonos ionizáció valószínűsége (perturbációszámítás):
$$I(n\omega) \approx I^n$$
 (exp: Delone, Agostini, Bakos, Farkas)
- Fotoelektronok spektruma (80-as évek) diszkrét küszöb fölötti ionizáció (ATI, above threshold ionization, ekkor a kiszabaduló elektronok energiája diszkrét lesz, egymástól $\hbar\omega$ távolságra).

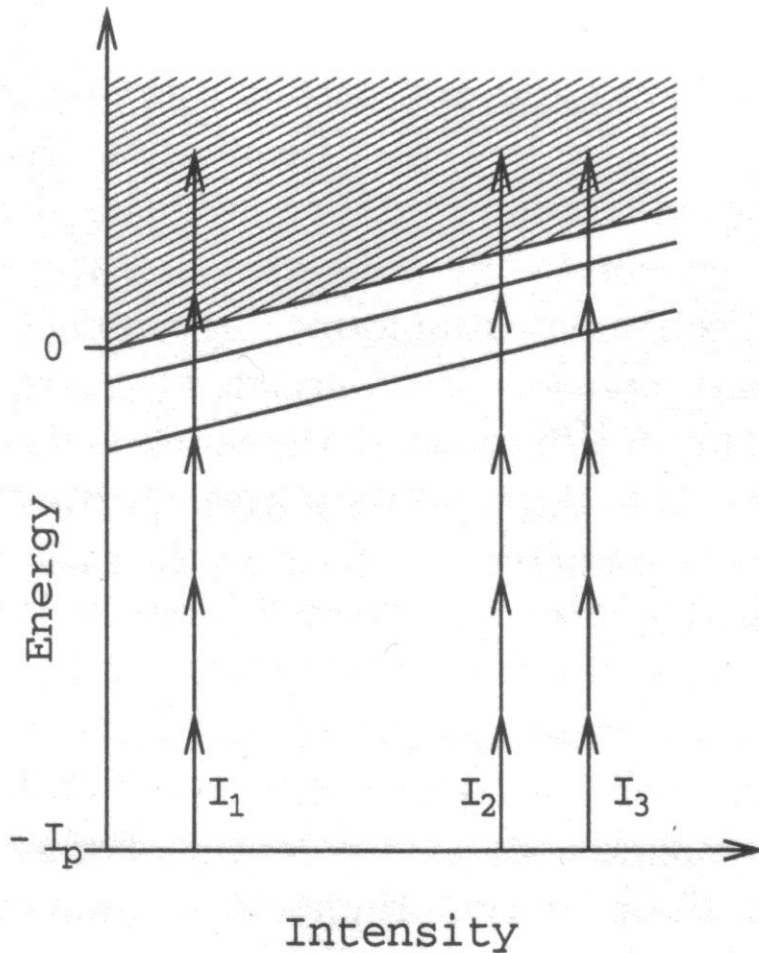
Sokfotonos ionizáció 2.

Elektronszám vs. elektron-energia



- Petite et al, 1988
- (kísérlet, 1.06 μm lézer)
- Az (a) ábrán $2 \times 10^{12} \text{ Wcm}^{-2}$ mellett látható az elektron energia csökkenése az I^n függés miatt.
- A (b) ábrán 10^{13} Wcm^{-2} esetén a maximum a nem egyszerű perturbatív viselkedésre utal.
- Ok: AC Stark-effektus hatására az intenzitás növelésekor a Rydberg (nagy n) és kontinuum állapotok eltolódnak.

Megj.: Az AC vagy dinamikus Stark effektus az atomi szinteknek a váltóáramú, elektromágneses tér (fényhullám) hatására történő eltolódását okozza.



Ha az U_p ponderomotoros energia nő, akkor felfelé tolja a Rydberg és kontinuum állapotokat, ha a ponderomotoros energia összemérhetővé válik $\hbar\omega$ -val:

$$I_p(I) = I_p + U_p$$

$$(I_p = -E_i)$$

a kezdeti E_i állapot ionizációs energiája

$$\text{Ha } n\hbar\omega < I_p + U_p,$$

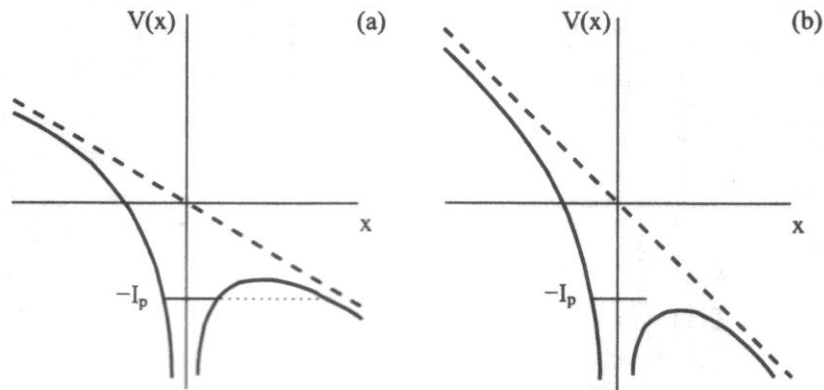
n -fotonos ionizáció tiltva, $n+1$ kell.

I időben változik \rightarrow alacsony n -állapotok is megjelennek

Szubstruktúrát Rydberg rezonanciák okozhatnak, pl I_2 esetén.

Nd lézer esetén a ponderomotoros energia egyenlő a fotonenergiával már 10^{13} W/cm^2 -nél. A Rydberg rezonanciák akár a magas harmonikusok keltésében is szerepet játszhatnak, nemcsak szabad elektronok keltésében.

Alagúteffektus



- $I > 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ esetén, kis ω mellett a lézer térerőssége megközelíti az atomi Coulomb térerősséget.
- Éles ATI csúcsok elkenődnek.
- Kvázisztatikus modell (Keldis): Lézertér effektív potenciálja adódik az atomihoz (eredetileg kisfrekvenciás térre).
- Keldis-kép: γ adiabacitás paraméter
$$\gamma = \sqrt{I_p / 2U_p}, \quad I_p: \text{térmentes ionizációs potenciál}$$
$$\gamma \ll 1 \text{ alagúteffektus (a)}, \quad \gamma \approx 1 \text{ átmenet sokfotonos ionizációba } (\gamma \gg 1).$$
- Ha tovább nő az intenzitás, $I > I_c \sim 1.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, a potenciálgát úgy torzul, hogy az elektron a gát fölött kiáramlik, ez a téremisszió
- (Feynmann, Leighton, Sands: Modern fizika). OTB=over-the-barrier ionizáció

Kapcsolódó kutatási területek

- Küszöb fölötti ionizáció vizsgálata.
- Magas harmonikusok keltése gázokban.
- Attoszekundumos impulzusok létrehozása magas harmonikusokkal.

Ultrarövid lézertimpulzusok esetén a sokfotonos ionizáció és a tunnel-effektusos ionizáció domináns lehet.

Abszorpció inverz fékezési sugárzással

A klasszikus vagy ütközéses inverz fékezési sugárzás a leggyakrabban domináns 100fs-nál hosszabb impulzusok esetén.

Elektron-ion ütközések (ion nélkül nem teljesül egyidejűleg az energia- és impulzus-megmaradás):

A lézertérben oszcillálva impulzus-átadó ütközések

→ a lézernyaláb csillapodik, ez fűti a plazmát:

→ v_E csillapítási tényező.

Pontosabb levezetés majd az elektromágneses hullámok diszperziójánál, Claire Max heurisztikus tárgyalása :

$$v_E \left(\frac{E_l^2}{8\pi} \right) = v_{ei} \frac{n_e m v_{os}^2}{2} = v_{ei} \frac{n_e}{2} m \left(\frac{eE_l}{m\omega} \right)^2$$

Lézertérben oszcilláló elektronok ütközései gyengítik a nyalábot.

Definiálva az $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ plazmafrekvenciát:

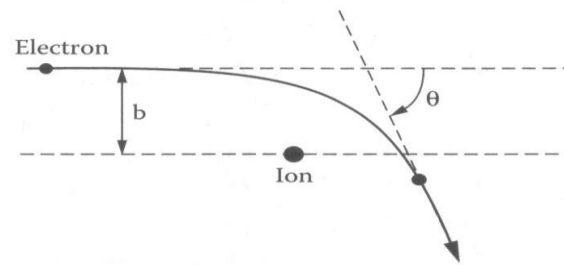
$$v_E = \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) v_{ei}$$

Az elektron-ion ütközési frekvencia:

$$\nu_{ei} \cong n_i \sigma v_{te}$$

- ahol v_{te} az elektron termikus sebessége, n_i az ionsűrűség.
- A hatáskeresztmetszet, $\sigma \approx \pi b^2$, ahol b a legkisebb e-i távolság:

$$\frac{Ze^2}{b} \cong \frac{1}{2} m v_{te}^2$$



amit b -re megoldva, behelyettesítve

$$\nu_{ei} \propto n_i \left(\frac{2Ze^2}{m v_{te}^2} \right)^2 v_{te} \propto \frac{n_i Z^2}{T_e^{3/2}} \propto \frac{n_e Z}{T_e^{3/2}}$$

Rutherford-szórás

Lézerplazma-kölcsönhatásokban egy adott frekvenciájú lézernyaláb térbeli csillapodása az érdekes. Ennek a meghatározásához szükségünk lesz az elektromágneses hullám diszperziós relációjára plazmában.

$$\nu_E = \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \frac{n_e Z}{T_e^{3/2}}$$

Lézerplazma gázokban - átütés

- Az átütés kaszkád elmélete feltételezi, hogy a fókuszterfogatban létezik néhány szabad elektron pl. a sokfotonos ionizáció vagy kozmikus sugárzás következtében.
- Az abszorpció ekkor is inverz fékezési sugárzás, kezdetben a semleges atomokkal ütközve:

$\nu_{ea} = B\rho$ arányos a gáznyomással.

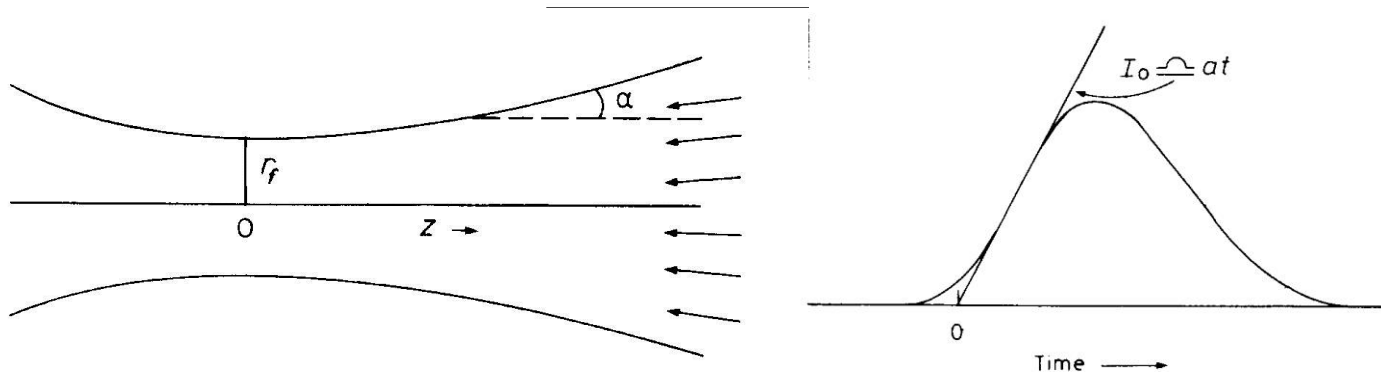
Az elektronsűrűség változása:

$$\frac{dn_e}{dt} = (\nu_i - \nu_d)n_e - \nu_r n_e^2$$

Itt $\nu_i n_e$ a teljes ionizációs ráta, $\nu_d n_e$ a diffúziós veszteség, $\nu_r n_e^2 = \nu_r n_e n_i$ a rekombináció. Az ionizáció kezdetén a rekombináció elhanyagolható, az elektronsűrűség exponenciálisan nő.

Átütési hullám

- Ahogy a lézerintenzitás növekszik, egyre nagyobb térfogatban teljesül az átütés feltétele, ez hozza létre az átütési hullámot.



Az elektronsűrűség:
$$n_e(t) = n_{e0} \exp \left[\int_0^t v_i dt \right]$$

Feltételezve, hogy $v_i = bI$ és hogy a tengelyen

$$I(z, t) \approx I_0(t) \frac{r_f^2}{r^2} \quad \rightarrow \quad \frac{br_f^2}{r^2} \int_0^{t_{bz}} I_0(t) dt = \ln \left(\frac{n_{eb}}{n_{e0}} \right)$$

A fókuszról z távolságra a nyalábsugár $r=r_f+z \operatorname{tg} \alpha$.
Lineáris időbeli intenzitásnövekedés esetén:

$$z = \frac{r_f}{\operatorname{tg} \alpha} \left[\left(\frac{t_{bz}}{t_b} \right) - 1 \right]$$

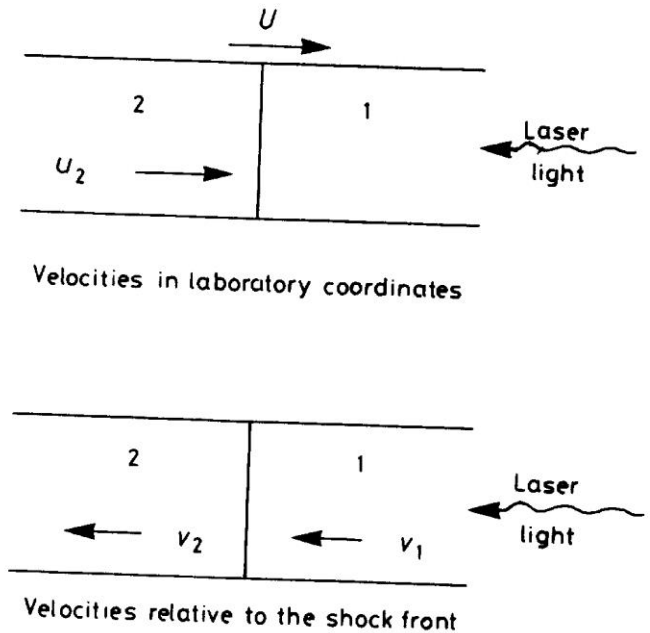
A sebesség:

$$U_b = \frac{dz}{dt_{bz}} = \frac{r_f}{t_{bz} \operatorname{tg} \alpha}$$

Az átütési hullám a fókuszról az optikai tengely mentén mindkét irányban terjed.

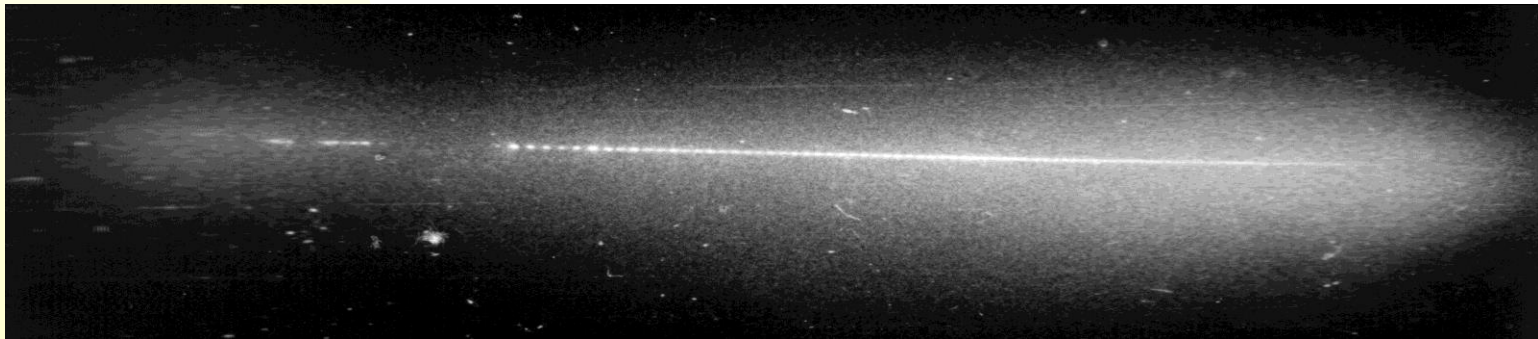
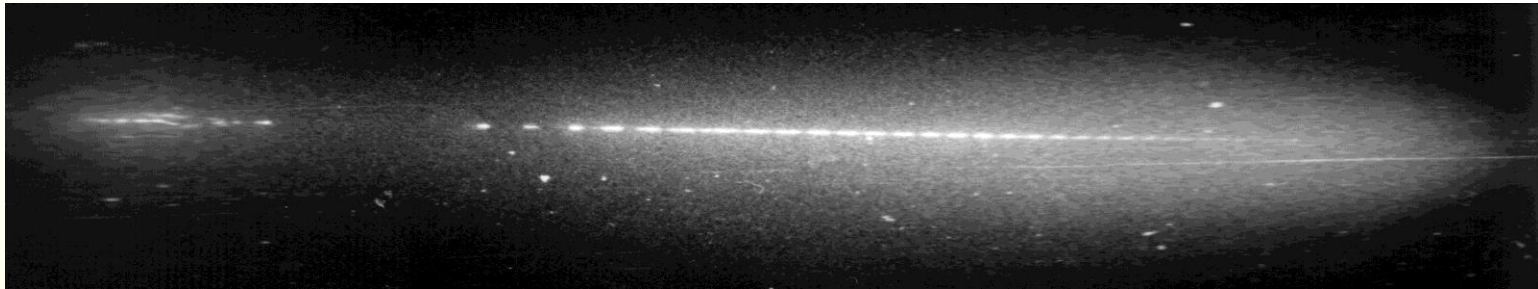
Robbanási (detonációs) hullám elmélet

- A keletkezett plazma tágulása következtében lökéshullám keletkezik a még perturbálatlan gázban.
- A terjedő lökéshullám ionizálja a gázt, ami abszorbeálja a lézerfényt. A tengely mentén a lézerfény táplálja a lökéshullámot.
- A terjedés analóg a detonáció terjedéséhez explozív anyagban, a kémiai robbanási energiát a fény abszorpciója helyettesíti.



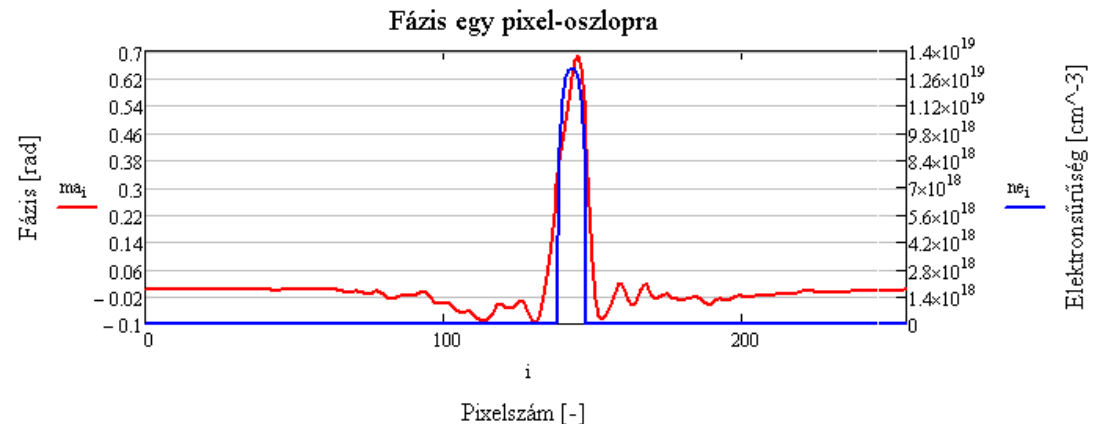
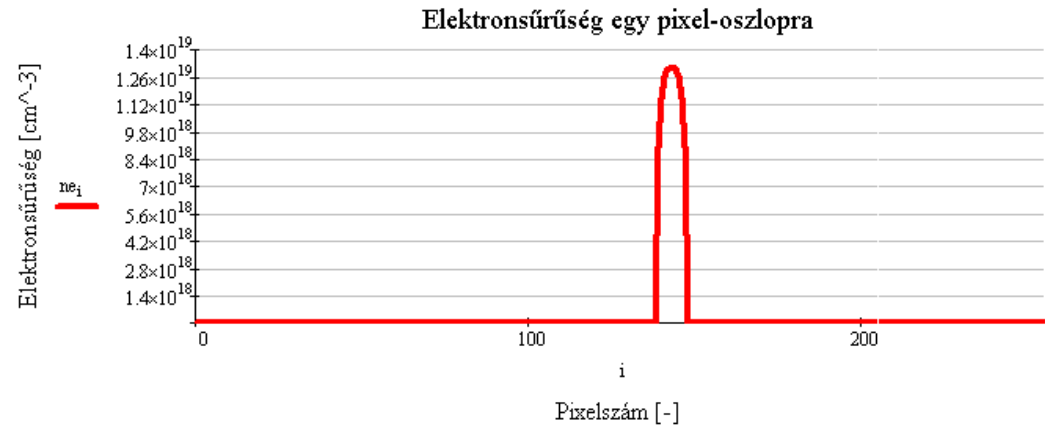
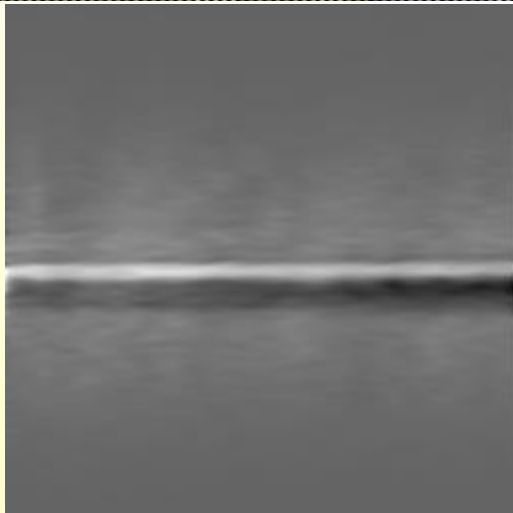
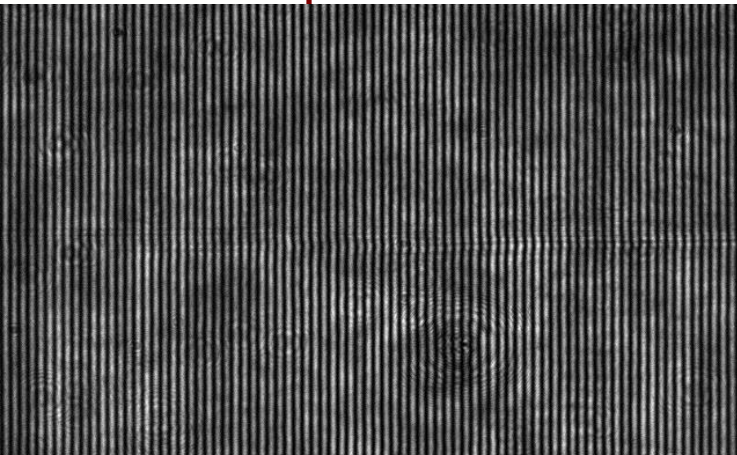
Kísérletek rubinlézerrel (~1980)

A kísérletek mutatják a hosszú plazmafonalat, amelynek szerkezetét az önfókuszálás okozza. A terjedés időfüggését a detonációs hullám modell írja le 30 ns-os, egymódusú lézer használatakor.



Kísérletek femtoszekundumos KrF lézerrel (2010)

A hosszú plazmafóval sűrűségét interferometriával mértük
Az impulzustól számított 15ps-től 6 ns-ig.

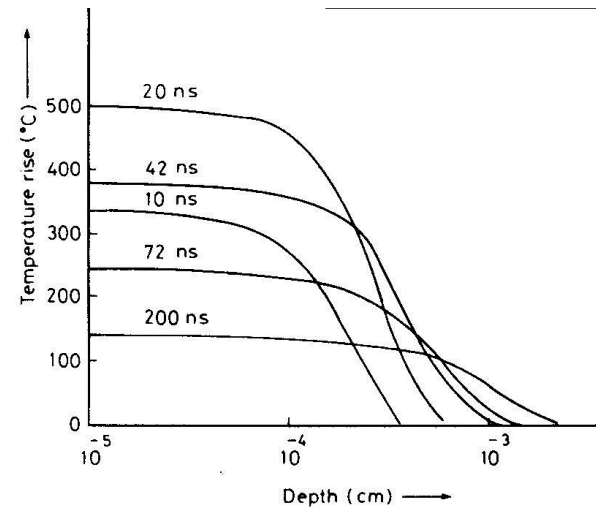
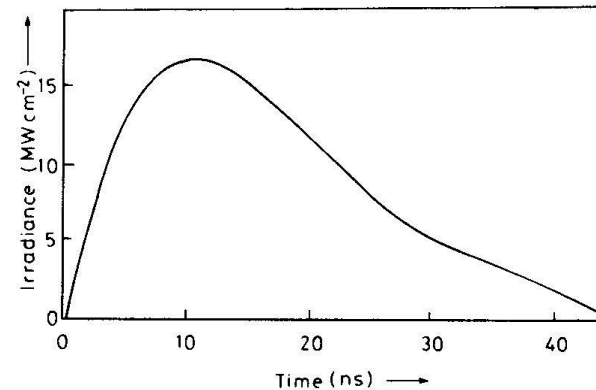


Lézerplazma szilárdtest felületén

- Kezdeti jelenségek nagyon komplexek.
- Szilárdtest fűtése, olvadása, párolgása majd ionizációja a növekvő intenzitással. Nagy intenzitásokon a kezdeti folyamatokat elhanyagolják.

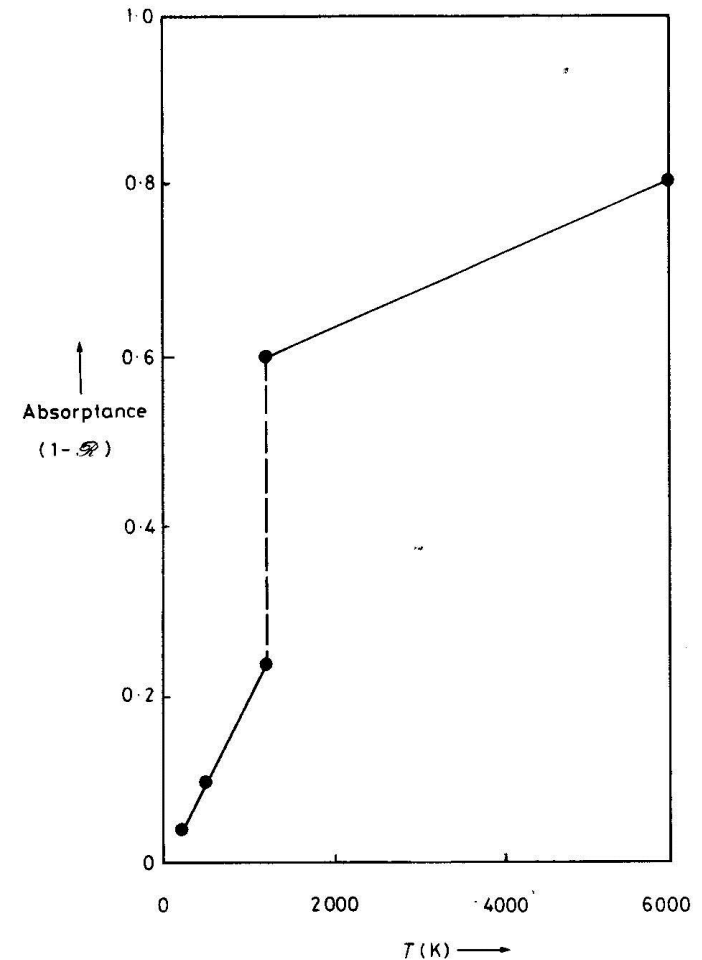
Kis intenzitásokon az átlátszatlan anyagban lévő vezetési elektronok a fény egy részét elnyelik, amelyek más elektronokkal és fononokkal ütközve az anyagot magasabb egyensúlyi (ps) hőmérsékletre fűtik. Ekkor az anyag még nem olvad meg.

Ready 1D diffúziós modellje rézre.

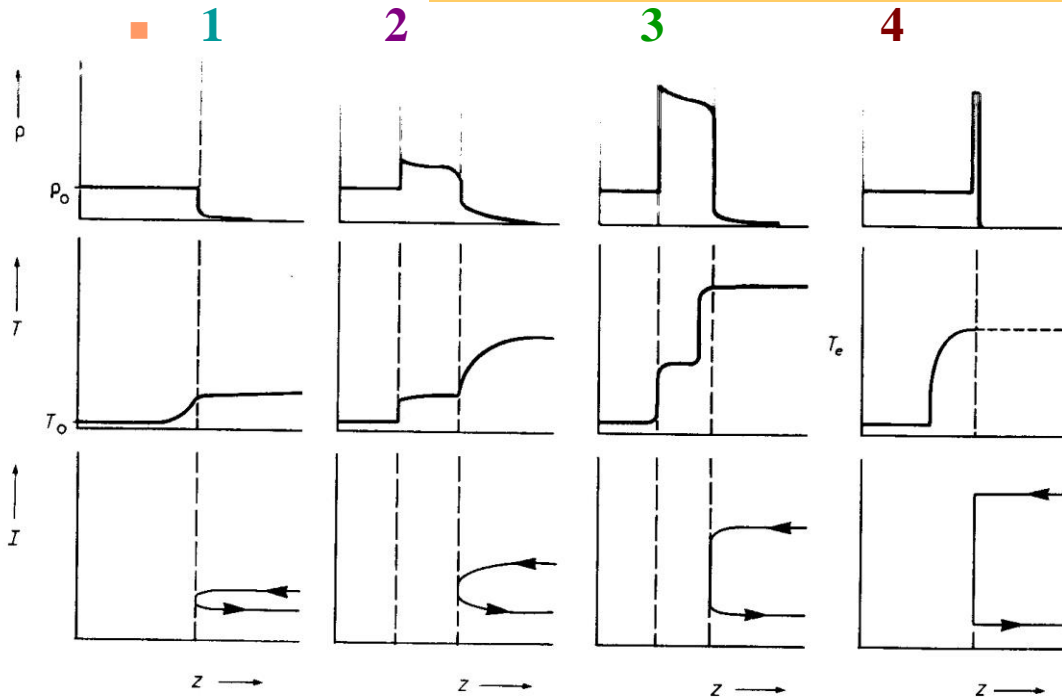


Olvadás és párolgás

- Az intenzitást növelve az anyag megolvad (hegesztés).
Plazmakeltésnél az olvadáshő elhanyagolható a párolgáshőhöz és az ionizációs energiához képest.
- Boncs-Brujevics mérte a reflexiót Ag felületen. Olvadás a szakadásnál.
- Forráspontnál párolgás. Eleinte gyengén abszorbeál (Anyiszimov).
- A párolgás egyre intenzívebb, abszorbeálni kezd, majd megkezdődik az abláció (Krokhin).



Intenzitásfüggés



1. Kis ($I < 10^8 \text{ W cm}^{-2}$) esetén kis párolgás, a gőz gyengén abszorbeál.

2019.02.19.

2. Növekvő intenzitásnál a gőz ionizálódik, optikailag egyre sűrűbbé válik. Árnyékolja a felületet, de a fény egy része eljut odáig, sűrű gőzt kelt. Önszabályozó rezsim. Lökéshullám keletkezik (ablációs nyomás).

3. Nagy intenzitásokon plazma keletkezik, amelyet egy vékony elnyelő rétegben a lézer magas hőmérsékletre fűt (lézerrel táplált égés). Már nem önszabályozó. Az égési front a lökéshullámot követi a targetba.

4. Tovább növelve az intenzitást az elektronok nemlineáris hővezetése kezd dominálni (Zeldovics-Raizer).

Ultrarövid lézerimpulzusok kölcsönhatása szilárdtesttel

- Szubps ($\sim 100\text{fs}$) lézerimpulzusok esetén nincs idő párolgásra. Nagy intenzitásnál gyors sokfotonos ionizáció, alagút-effektus, téremisszió.
- Klasszikus becslés az erős tér hatására:
- Kötött elektron rácstávolságon (0.12 nm) belül van.
- Egyik végponttól a másikig mozogva

$\Delta\varepsilon = eEd$ energiát vesz fel, ahol $E = E_0 \cos \omega t$.

$\Delta\varepsilon_{\text{max}} = 33\text{ eV}$ (10^{16}) és 330 eV (10^{18}W/cm^2) nagyobb az ionizációs energiánál.

- Impulzus időfüggése elhanyagolható, mivel az ehhez szükséges karakterisztikus idő kisebb a lézer periódusidejénél:

$$\tau = d / v = d / \sqrt{\frac{2\langle \Delta\varepsilon \rangle}{m}} = (2md / eE_0)^{1/2} \langle \langle 2\pi / \omega \rangle \rangle$$

Kvantummechanikailag az atomi potenciál ($U(r)=r^{-\alpha}$, $0<\alpha<2$) deformálódik a lézertér hatására:

$$eU = -ZKx^{-\alpha} - eEx; \quad K = e^2 / 4\pi\epsilon_0.$$

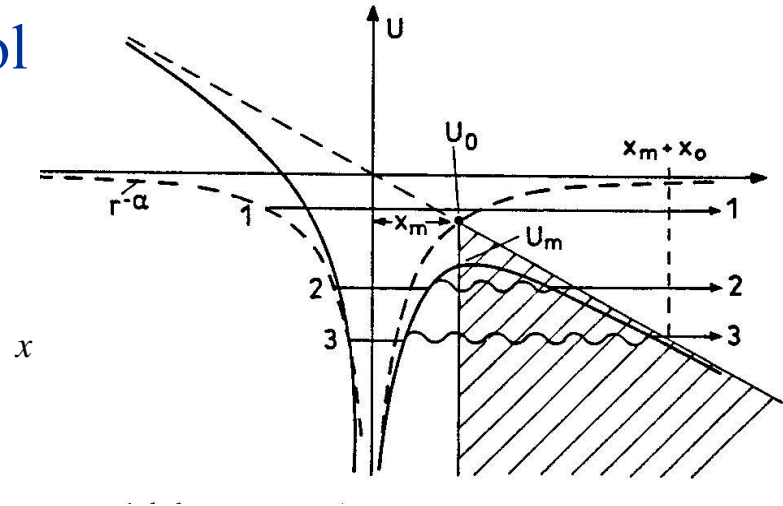
A potenciál maximuma x_m -nél, ahol

$$x_m = \left(\frac{\alpha ZK}{eE} \right)^{\frac{1}{\alpha+1}}$$

Coulomb-potenciál $\alpha=1$ esetén.
Megmutatható, hogy 10^{16} W/cm² fölötti intenzitásoknál

$$\left| \frac{U_m - \varepsilon}{|U_m|} \right| > 0.05$$

Itt ε az elektron energiája, ami kisebb az U_m potenciálnál.
Hasonló az atomi viselkedéshez.



Az ionizáció többnyire klasszikus áramlás (téremisszió, OTB) a potenciálgát felett, és nem alagúteffektus-jellegű áthatolás.

Általában ui. a tunnelezéshez szükséges idő hosszabb a lézerperiódusnál.

Többnyire téremisszió ($\epsilon > U_m$), míg a valódi alagúteffektus ($\epsilon < U_m$) 10^{17} W/cm^2 fölött jelentéktelen.

Téremisszióval elérhető ionizációs fokok:

$I = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ –nél C^{4+} , Al^{9+} , Cu^{15+} , Au^{22+} .