

7. előadás

- Relativisztikus intenzitás, elektrongyorsítás
- Harmonikuskeltség, attoszekundumos impulzusok

Elektromágneses hullám terében mozgó elektron egyenlete

$$m \frac{d}{dt} \mathbf{v} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \approx e\mathbf{E} \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$$

$$(v \ll c)$$

Ha az oszcilláció amplitudója kisebb a lézer hullámhosszánál:

$$\mathbf{v} = \frac{e}{m} \frac{\mathbf{E}}{i\omega} \cos \omega t, \quad \mathbf{r} = \frac{e}{m\omega^2} \mathbf{E}. \quad \text{A sebesség amplitudója} \quad v_0 = \frac{eE_0}{m\omega}$$

Látható, hogy $v \ll c$, amíg $a_0 \ll 1$, ahol $a_0 = \frac{eE_0}{m\omega c}$

A rezgés átlagos kinetikus energiája a ponderomotoros energia:

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

A relativisztikus küszöb

A fényhullám leírható a vektorpotenciállal: $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \mathbf{A}_0 e^{i\psi} \right\}$,

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

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

Lineáris polarizáció: $\mathbf{A}_0 = A_0 \mathbf{e}_y$, $\psi = \mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t$, $\omega = kc$

Az elektromos és a mágneses tér:

$$\mathbf{E} = \text{Re} \left\{ -\frac{i\omega}{c} \mathbf{A}_0 e^{i\psi} \right\}, \quad \mathbf{B} = \text{Re} \left\{ i\mathbf{k} \times \mathbf{A}_0 e^{i\psi} \right\}$$

$$\mathbf{v} = \text{Re} \left\{ \frac{e\mathbf{E}}{im\omega} \right\} = -\frac{eA_0}{mc} \mathbf{e}_y \cos \psi,$$

$$\mathbf{x} = \text{Re} \left\{ \frac{e\mathbf{E}}{m\omega^2} \right\} = \frac{eA_0}{mc\omega} \mathbf{e}_y \sin \psi.$$

$m \ddot{x} = e\mathbf{E}$ A mozgásegyenletet integrálva:

Bevezethető a dimenziótlan amplitudó:

$$a_0 = \frac{eA_0}{mc^2}.$$

Lássuk meg, hogy a sebesség-egyenletbe $v=c$ behelyettesítés esetén a fázistagtól eltekintve azonosságot kapunk, ha $a_0=1$, de itt a közelítés már nem érvényes, az elektron relativisztikus sebességgel mozog.

A relativisztikus küszöb 2.

A lézerintenzitás valójában a Poynting-vektor abszolút nagysága:

$$I = \langle |\mathbf{S}| \rangle = \left\langle \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E} \times \mathbf{B}| \right\rangle = \frac{c}{8\pi} |E_0|^2 = \frac{c}{8\pi} \left(\frac{m\omega c a_0}{e} \right)^2$$

Az intenzitást ebből átlagolhatjuk:

$$I_0 \lambda^2 = \frac{\omega k \lambda^2}{8\pi} A_0^2.$$

Tehát az intenzitás kifejezhető a vektorpotenciállal vagy a_0 -lal:

$$I_0 \lambda^2 = \frac{\pi}{2} c A_0^2 = \frac{\pi}{2} P_0 a_0^2 = \left[1.37 \times 10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \mu\text{m}^2 \right] a_0^2.$$

A relativisztikus küszöböt $a_0=1$ körül érjük el, amikor az oszcilláció sebessége $v \sim c$ lenne, az amplitudó nagyobb a hullámhossznál, a mágneses tér nem hanyagolható el
($\mathbf{v} \times \mathbf{B} \sim e\mathbf{E}$).

$1 \mu\text{m}$ hullámhossz esetén ekkor $I = 1.37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

Térerősség és intenzitás közti kapcsolat

Mit jelent a nagy intenzitás?

Láttuk, hogy a relativisztikus $a_0=1$ küszöb az intenzitás és térerősség kapcsolata.

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \mathbf{A}_0 e^{i\psi} \right\},$$

ahol pl. lineáris polarizáció esetén $\mathbf{A}_0 = A_0 \mathbf{e}_y$ és a fázis: $\psi = \mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t$.

A vákuumbeli diszperziós reláció $\omega = kc$, ahol $k = 2\pi/\lambda$. Az elektromos és a mágneses tér:

$$\mathbf{E} = \text{Re} \left\{ -\frac{i\omega}{c} \mathbf{A}_0 e^{i\psi} \right\}, \quad \mathbf{B} = \text{Re} \left\{ i\mathbf{k} \times \mathbf{A}_0 e^{i\psi} \right\},$$

és a Poynting vektor:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B}.$$

Ebből kaptuk az átlagolt kifejezést:

$$I_0 \lambda^2 = \frac{\omega k \lambda^2}{8\pi} A_0^2 = \frac{\pi}{2} c A_0^2.$$

cirkulárisan polárosra kétszer ekkora.

Ez összefüggést ad intenzitás és térerősség között:

$$E \left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right] \approx 27 \sqrt{I \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right]}.$$

HF: levezetni

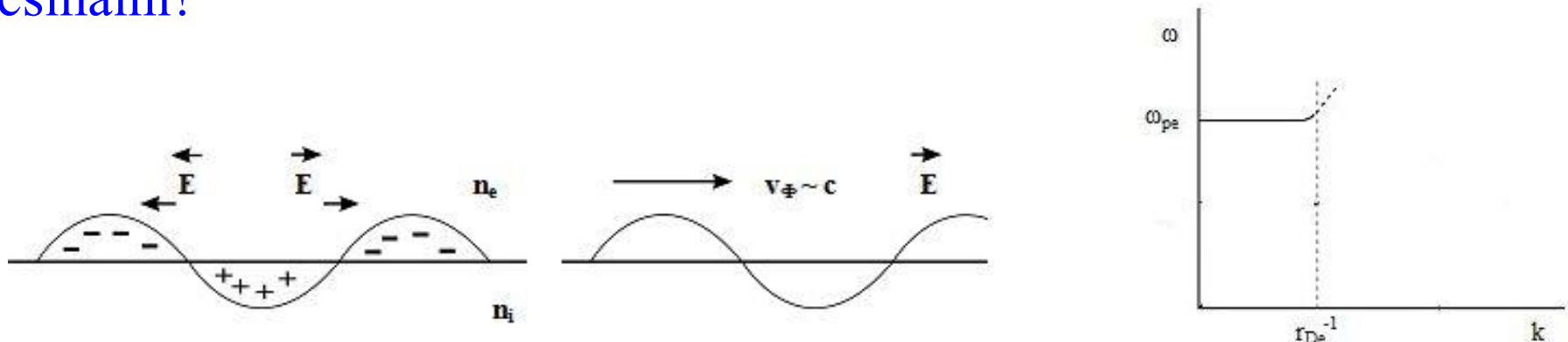
Hogyan lehet elektront gyorsítani?

A 10^{18}W/cm^2 intenzitás $2.7 \times 10^{10} \text{V/cm}$ -nek felel meg.

Mivel a fény transzverzális, ezért az elektronok is (legalábbis a fenti relativisztikus küszöbig) transzverzálisan rezegnek, így nem lehet közvetlenül 10GeV nagyságrendre gyorsítani őket.

Az elektron-plazmahullám longitudinális, azaz a térerősség párhuzamos a terjedés \mathbf{k}_p irányával ($\omega_p = 4\pi n e^2 / m$). Ez már gyorsíthat.

A transzverzális elektromágneses hullámból longitudinális teret kell csinálni!

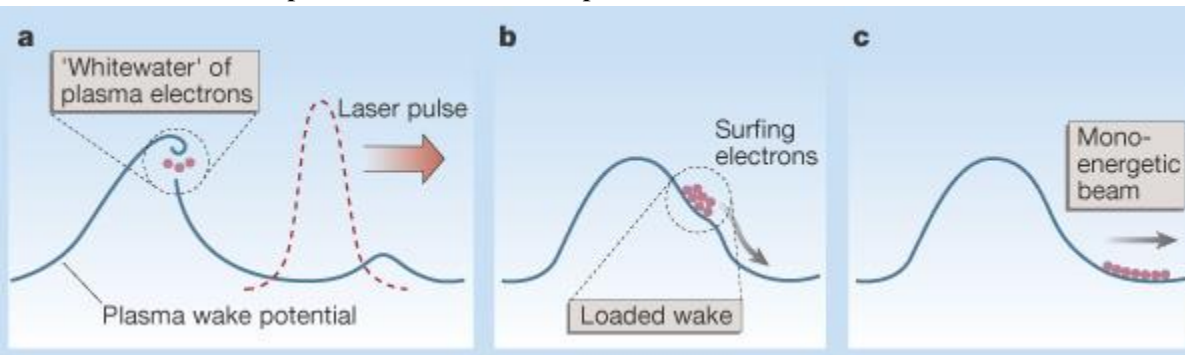


Az ábra mutatja a töltésszétválást, az elektromos teret ill. a plazmahullám fázissebességét.

Hogyan lehet elektront gyorsítani?

A fény transzverzális, ezért az elektronok is transzverzálisan rezegnek. A transzverzális elektromágneses hullámból longitudinális teret kell csinálni! Ehhez kell a plazma.

Az elektron-plazmahullám longitudinális, azaz a térerősség párhuzamos a terjedés k_p irányával ($\omega_p = 4\pi ne^2/m$). Ez már gyorsíthat.



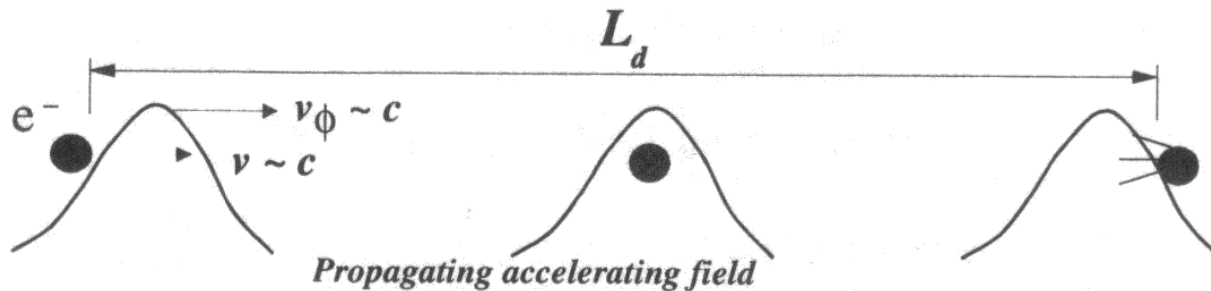
A térerősség amplitudója (hasonlóan pl. a Raman-szórás esetéhez) a δn perturbációból a Poisson-egyenlettel határozható meg:
 $E = 4\pi e v_\phi \delta n$, ahol $v_\phi = \omega_p / k_p$, a perturbáció fázissebessége.
 Bevezetvén a relativisztikus $\beta_\phi = v_\phi / c$ faktort, a max tér:

$$E_{\max} \text{ (GV / m)} \sim 30 \left[n(\text{cm}^{-3}) / 10^{17} \right]^{1/2} \beta_\phi \left[\frac{\delta n}{n} \right]_{\max}.$$

Jelentés: 10^{18}cm^{-3} esetén 1% relativisztikus perturbáció már 1GV/m elektromos teret hoz létre. Ma már 100GV/m -t is hoztak létre.

Hogyan gyorsít a hullám?

A szörföző esete: Szükség van kezdeti sebességre! Ha u_i túl lassú, $\beta = v/c \ll \beta_\phi$, vagy ha a hullám nem elég intenzív, akkor a hullám megelőzi a részecskét (szörfözőt), csak kevés energiát tud nyerni. Ha túl gyors, azaz $\beta \gg \beta_\phi$, akkor hasonlóan keveset gyorsul. Optimális a közbenső esetben. A hullám vonatkoztatási rendszerében a részecske kezdetben hátrafelé mozog, de mivel a fázissebességek nem sokat különböznek, az E-tér sokáig gyorsítja, csapdába esik, végül megelőzi a hullámot.

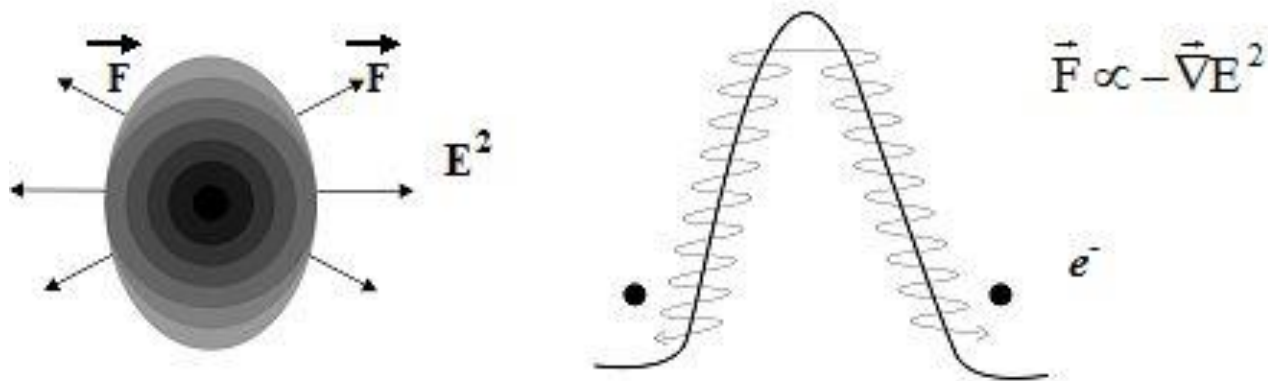


Megjegyezzük, hogy elég nagy hullám még egy kezdetben álló elektront is csapdába tud ejteni (hullámtörés=wave breaking).
 Energianyereség és „dephasing length” (a hossz, amely alatt kiesik az elektron a gyorsító fázisból) erős hullám esetén:

$$(1-\beta_\phi^2)^{-1/2} \delta n/n = \gamma \delta n/n \gg 1$$

$$\Delta W_{\max} = 4m_e c^2 \gamma_\phi^2 \delta n/n \quad \text{és} \quad L_d = \gamma_\phi^2 \lambda_p.$$

A plazmahullámok forrása itt is a ponderomotoros erő:



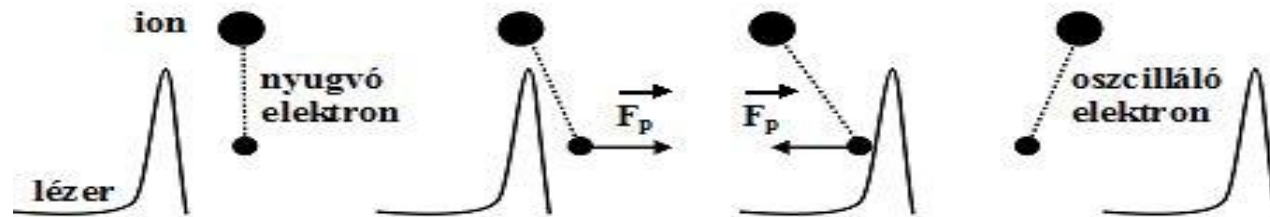
A lézerplazmában történő elektrongyorsítás fő mechanizmusai

4 fő módszer:

- „ébredő tér” gyorsítás (laser wake-field accelerator)
- lebegő hullámú gyorsítás (laser beat-wave accelerator)
- önmodulált ébredő tér gyorsítás
(self-modulated laser wake-field accelerator).
- buborék-gyorsítás (2002, Pukhov, Meyer-ter-Vehn)

Az első kettőt Tajima és Dawson javasolta még 1979-ben.

Ébredő tér (wake field) gyorsítás



Az inga elvén működik: A lézerimpulzus emelkedő élén a ponderomotoros erő az elektronokat előre löki. Az impulzus megelőzi az elektronokat, majd a leszálló él az elektronokat hátra löki.

A rövid impulzus nyomában egy ω_p frekvenciájú rezgés keletkezik. Legjobb, ha az impulzus τ hossza a plazmarezgés periódusának a fele, akkor ez egy rezonancia-jelenség.

Ehhez még kis sűrűség esetén is ultrarövid impulzus kell.

Pl. az $n=2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ esetén 400fs . A maximálisan kinyerhető energia:

$$\Delta W_{\max} [\text{MeV}] = eE_{\max} \pi z_R \approx 0.8 E_0 (\text{J}) \lambda_0 (\text{mm}) \tau_{1/2}^{-2} (\text{ps}).$$

Itt $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ a Rayleigh-hossz, $\tau_{1/2}$ a félértékszélesség. Az eredményt egy Gauss-impulzus elektromos terének integrálásával kaptuk. A hullámhossz z_R nagyságrendű, rövidebb a dephasing length-nél.

Az eredmény nem függ a fókusztól, mert kisebb fókusznagyobb térerősséggel, de rövidebb hosszal jár.

Pl.: $\lambda = 1 \mu\text{m}$, $E = 10 \text{J}$, $\tau = 100 \text{fs}$ esetén $\Delta W_{max} = 1 \text{GeV}$.

Lebegő hullámú gyorsító

Két kicsit eltérő frekvenciájú lézernyaláb keverése.

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \text{ és } \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2.$$

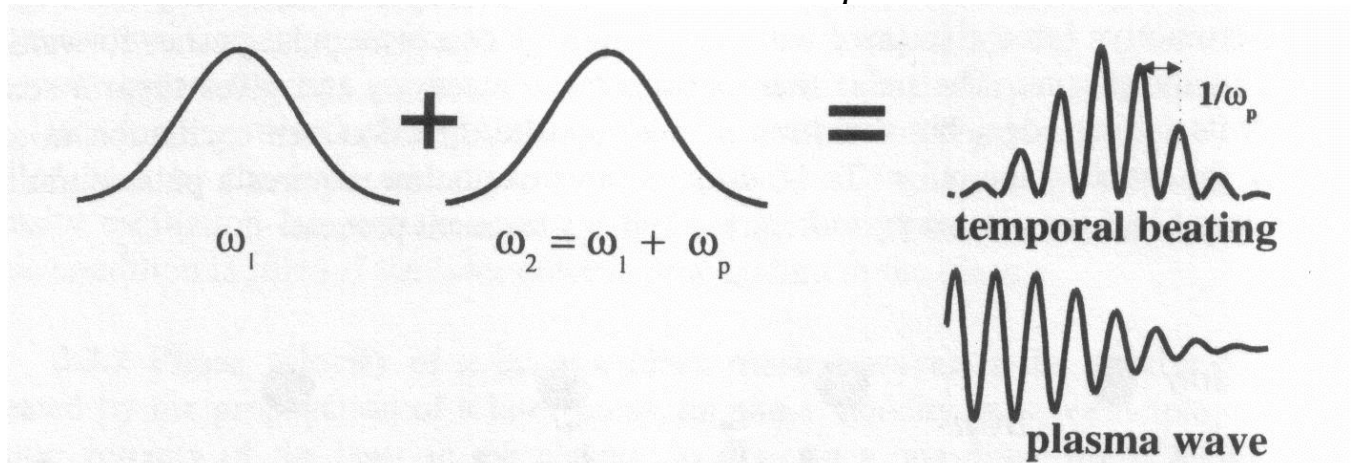
Eredmény $\Delta\omega^{-1}$ -gyel egymást követő impulzussorozat.

Rezonancia esetén $\omega_p = \Delta\omega$ a lebegő tér ponderomotoros ereje rezonáns a plazma sajátrezgésekkel, így azok amplitúdója nő.

Ha $\tau = 100\text{ps}$, ezer 100 fs mikroimpulzust kelt, így ez a nagyon rezonáns folyamat igen effektív lehet homogén plazmában.

Telítődés akkor lesz, ha az ionok is meg tudnak már mozdulni, és elkenik az elektronhullámokat.

Pl hidrogén plazmára $n = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ esetén $\omega_{pi}^{-1} = 2.4\text{ps}$.

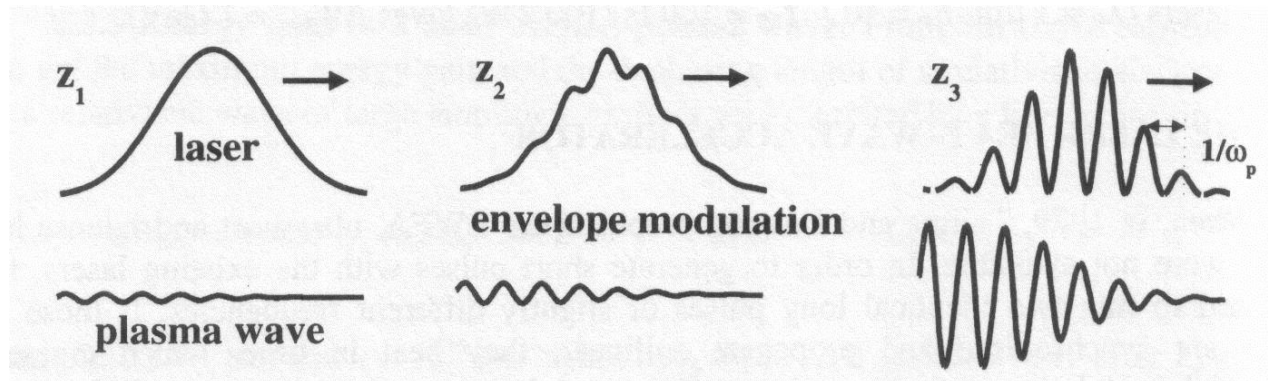


Önmodulált ébredő tér gyorsítás

Az impulzus burkolójának modulációja okozza ezt az önrezonáns plazmahullám-keltést. A lézerimpulzus a plazmában

$$n_R \approx \left(1 - \omega_p^2 / \omega^2\right)^{1/2}$$

törésmutatót érez. Ha kis plazmahullámokat gerjeszt, azok longitudinális és transzverzális plazmagradienseket hoznak létre, amelyek megváltoztatják a törésmutatót. A transzverzális gradiensek fókuszálják ill. diffraktálják a nyalábot, míg a longitudinálisak lassítják vagy gyorsítják ($v_g = c/n_R$).



Ha az impulzushossz ($c\tau > \lambda_p$), akkor az impulzus periodikus gradienst lát, ami burkolóját épp λ_p -vel modulálja. Az ehhez kapcsolódó ponderomotoros erő rezonánsan növeli a plazmahullámot, ami visszacsatolva ismét az impulzus modulációját növeli tovább. 1-dimenziós esetben csak longitudinális moduláció van, ami gyakorlatilag a Raman-instabilitás.

Önrezonáns folyamat, ezért a plazmahullámok olyan nagyok lehetnek, hogy fellép a hullámtörés.

Ekkor a hullámban lévő elektronok rezgési sebessége közel van a hullám fázissebességéhez és a hullám magával ragadja őket.

Még a háttér elektronokat is gyorsítja, így nagy áramokat hozhat létre GeV energiáig.

A szükséges nagy sűrűség azonban limitálja a fázissebességet, és vele az elérhető energiát.

Relativisztikus önfókuszálás

Effektív instabilitáshoz nagy intenzitás és hosszú kölcsönhatási hossz szükséges. A relativisztikus önfókuszálás következtében előálló hullámvezetőben ez teljesül. A relativisztikus önfókuszálást a felgyorsított elektronok relativisztikus tömegnövekedése okozza.

A relativisztikus tömegnövekedés mértéke:

$\gamma = (1 + a_0^2)$ a nyaláb terjedése mentén.

Ez megváltoztatja a törésmutatót:

$$n(r) = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2(r)}{\omega^2}}$$

ahol ω a lézerfrekvencia és

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_0 e^2}{m_0 \gamma} \right)^{1/2}$$

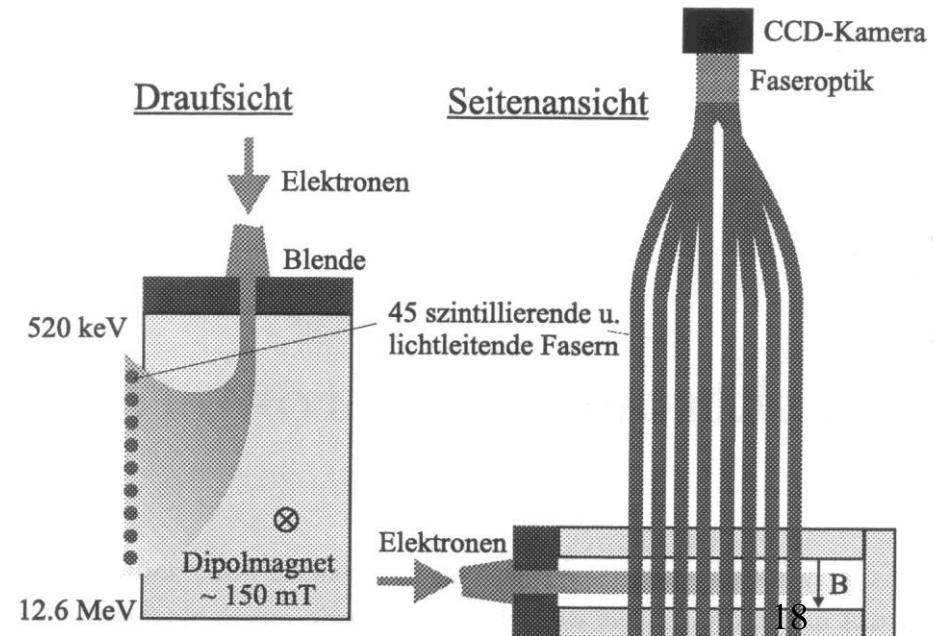
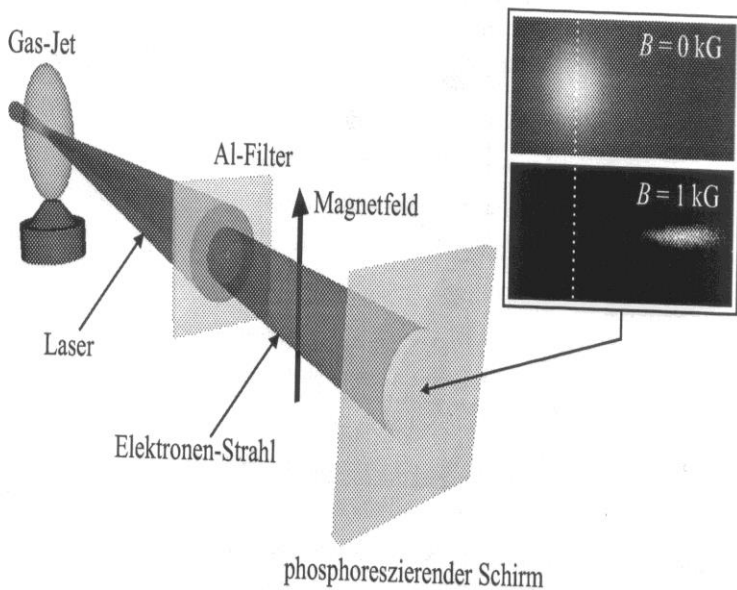
Az önfókuszálás ez esetben is egy kritikus teljesítménynél lép fel:

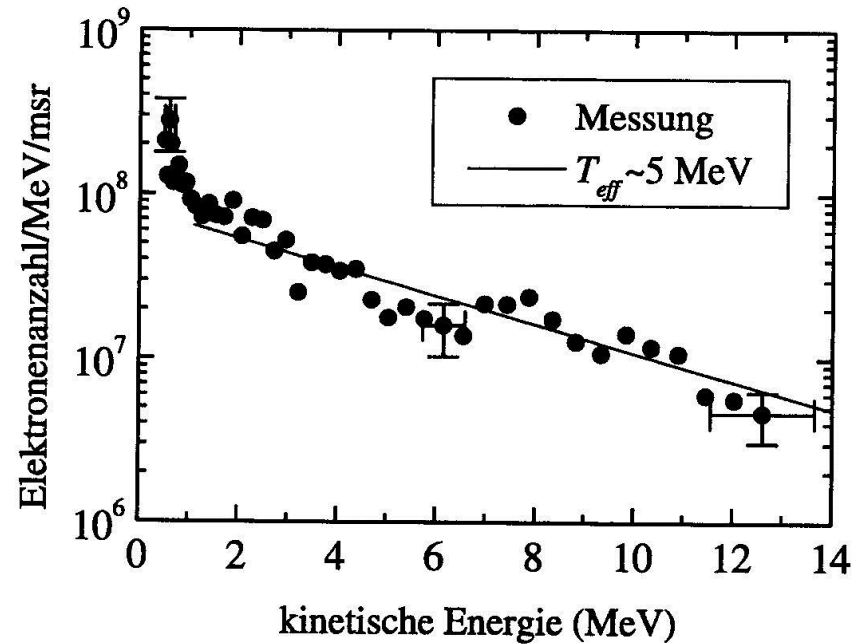
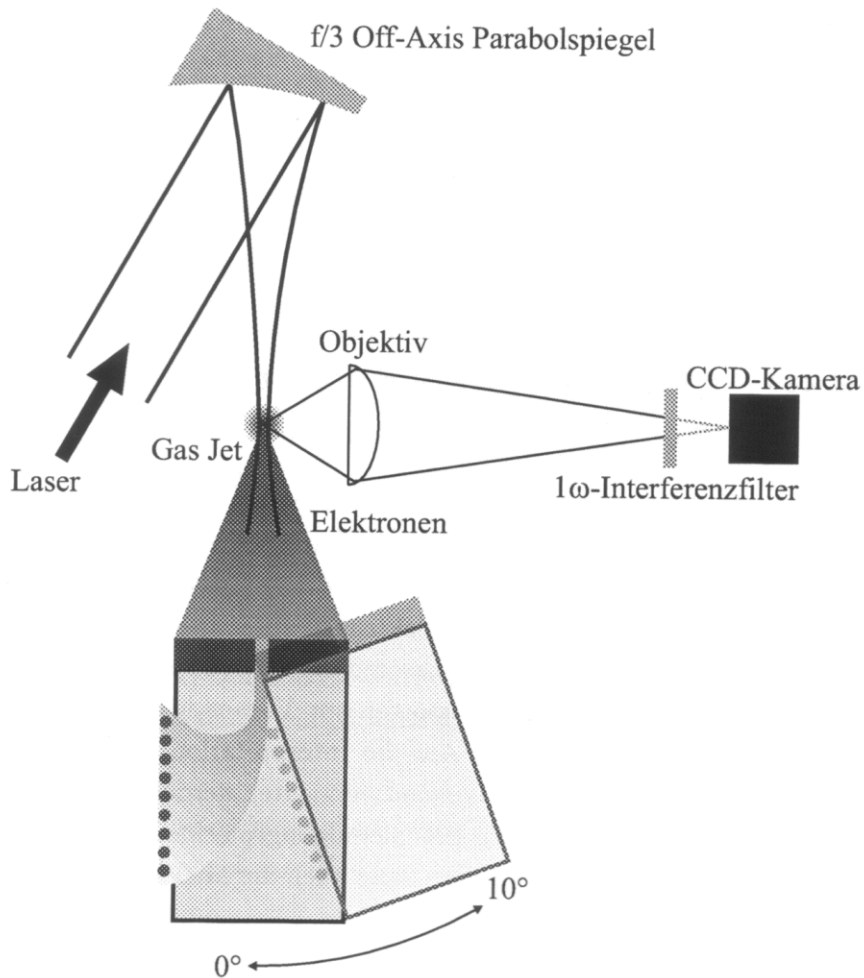
Ehhez $P_c(GW) = 17 \omega_0^2 / \omega_p^2$ kell, azaz az $1 \mu m$ hullámhosszú lézer $n = 10^{18} cm^{-3}$ sűrűségnél $20 TW$ kell legyen.

Relativisztikus elektronok megfigyelése

Elektronok spektrumának direkt, mágneses spektrométerrel történő vizsgálatokor 5-10MeV átlagos és 100MeV maximális elektron-energiákat figyeltek meg a 90-es években.

A $K\alpha$ fluoreszcencia-vizsgálatok 40% energiakonverziót is kimutattak. Egy asztali kísérlet (Gahn, MPQ):





C. Gahn és G.D. Tsakiris kísérletei gáz jet plazmán, 1J, 150fs lézerrel. Később M. Kaluza csinált hasonló kísérleteket ugyanott szilárdtest plazmán, előplazmával és anélkül.

Buborék-gyorsítás

3D PIC szimulációk (Pukhov, Meyer-ter-Vehn, 2002): lézerimpulzus félértékszélessége \leq plazmahullám félhullámhossza

Intenzitás elég nagy a hullámtöréshez az első oszcilláció után:

$$E_{wb} / E_0 = \sqrt{2(\gamma_p - 1)} \quad , \text{ ahol } \quad \gamma_p = \left(1 - v_g^2 / c^2\right)^{-1/2} = \omega_0 / \omega_p$$

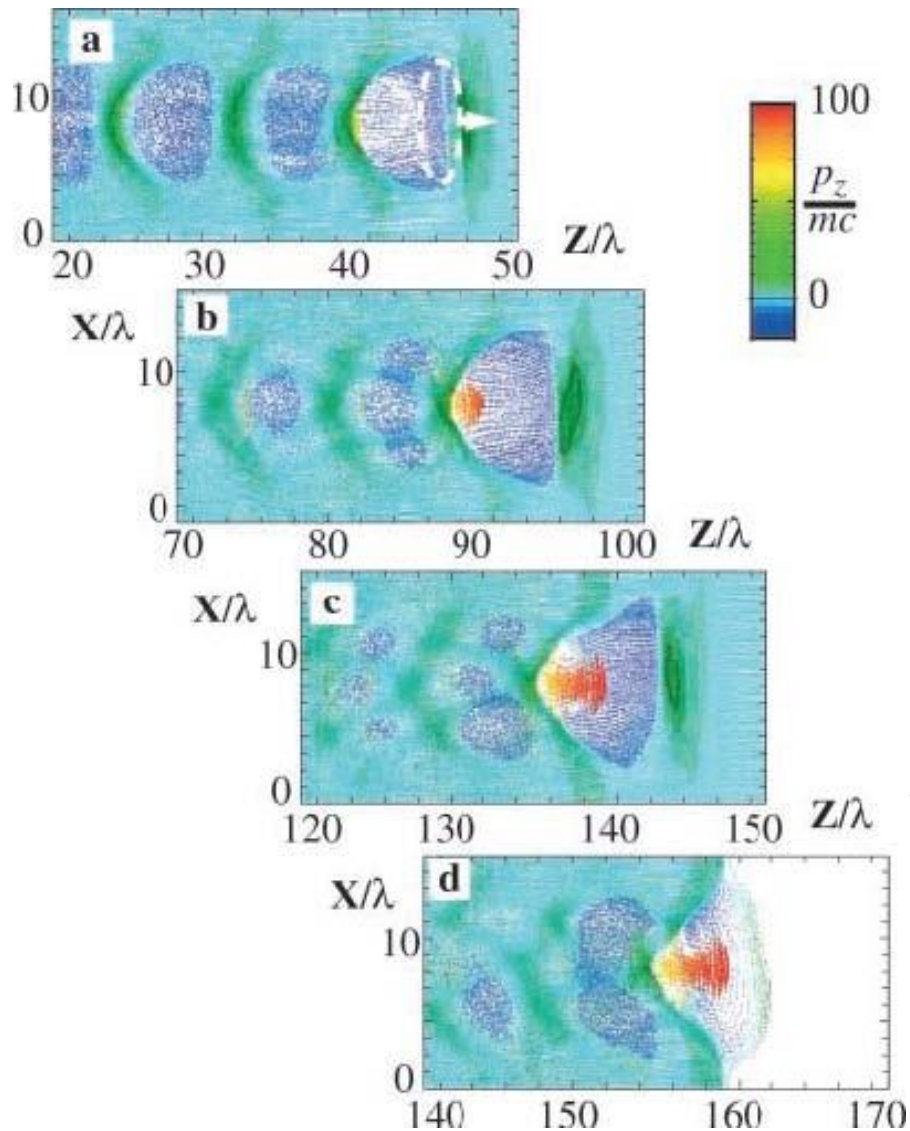
Relativisztikus rezsim: az impulzus frontja görbült, először a tengely mentén törik, mégpedig korábban, mint a síkhullám.

Egy buborék alakul ki, ami csapdába ejti az elektronokat, és így felgyorsítja őket. A beeső lézerimpulzus a következő alakú:

$$a(t, r) = a_i \cos(0.5\pi t / \tau_i) \cos(0.5\pi r / \sigma_i)$$

ahol $-\tau_i < t < \tau_i$ és $r < \sigma$.

Paraméterek: $\tau_1 = 6.6$ fs, $a_1 = 1.7$, $\sigma_1 = 5\lambda$, $\lambda = 1$ μm , energia: 20 mJ, $n_e = 3.5 \times 10^{19}$ cm^{-3}



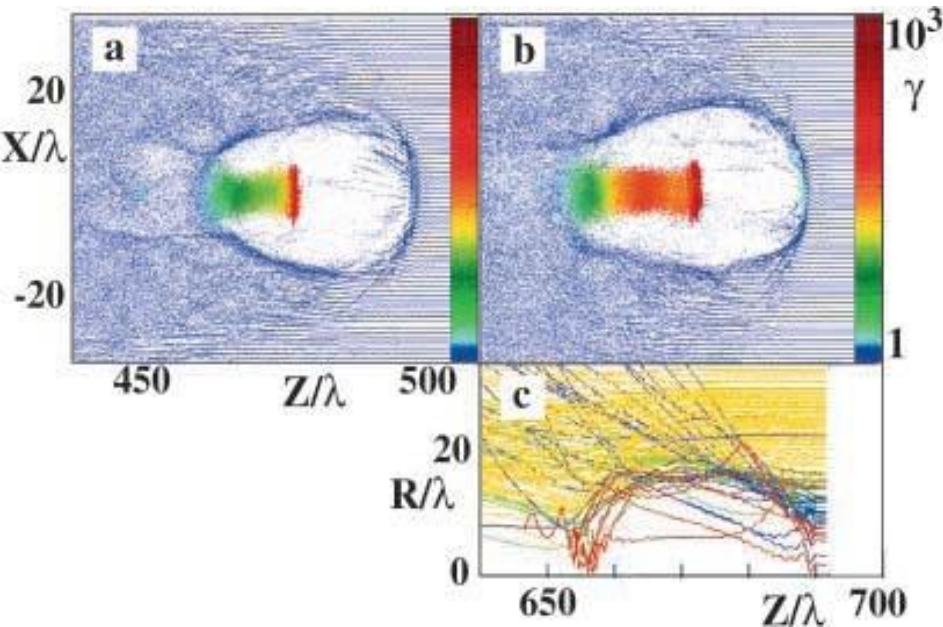
4 mozifelvétel a plazmafront z irányú mozgásáról. Minden pont 1 elektron, színe az impulzus szerint.

1a: Lavina maga előtt nyomja a néhány MeV-es zöld elektronokat, mögötte kis n_e . A zöld elektronok törnek a tengely felé. Magában a buborékban esnek csapdába a piros elektronok, amelyek nagy sebességet érnek el.

Magas hatásfok, az energia 15%-a gyorsít. Eredmény: elektronok 1-50 MeV, plató szerű eloszlás, nem termikus.

Kvázi-monoenergetikus elektronok az üregekből

Ultrarelativisztikus eset, $a_2=10$, $\tau_2=33$ fs, $\sigma_2=12\lambda$, $n_e=10^{19}\text{cm}^{-3}$



Stabil üreg 700λ -ig.

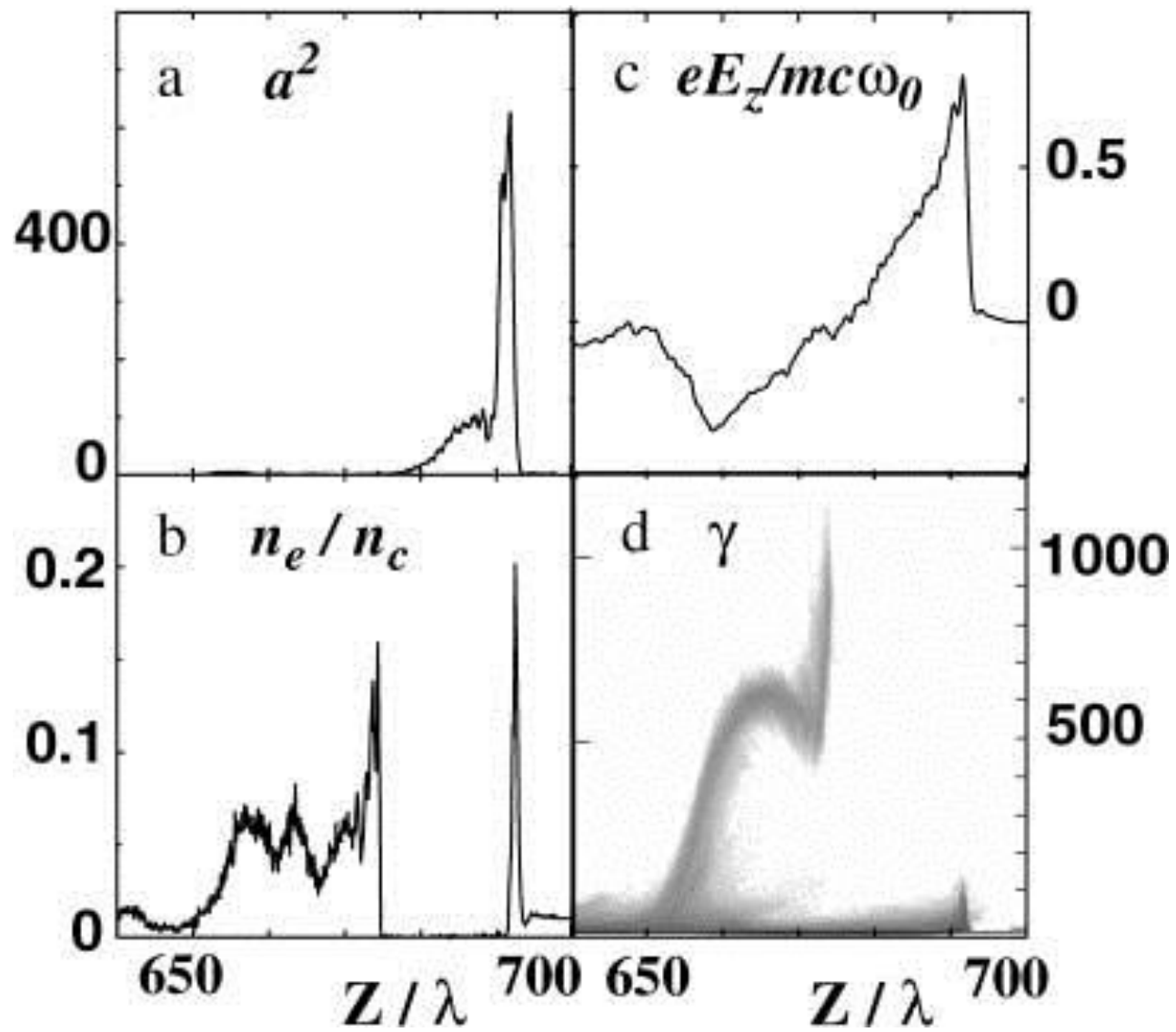
Elektronok kiszóródnak oldalra,
üreg üres lesz .

A csapdába esett piros elektronok
egy kis térrészben lesznek, ez szűk
energiatartománynak,
kvázi-monokromatikus
nyalábnak felel meg.

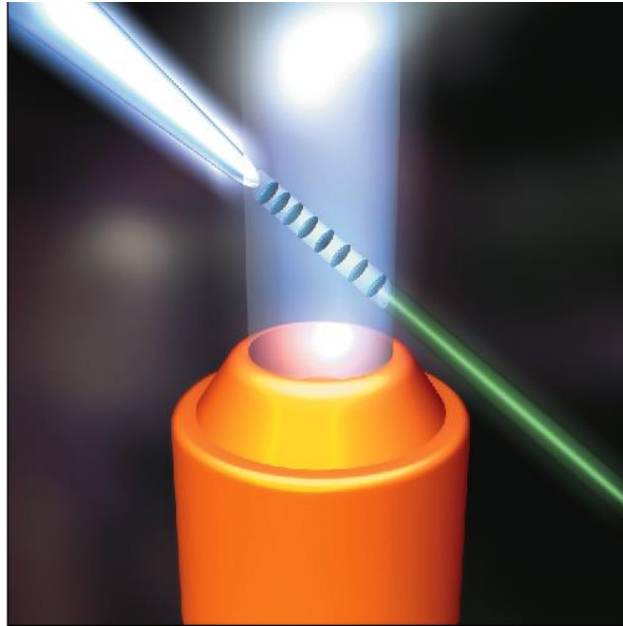
300 ± 30 MeV

3.5×10^{10} elektron

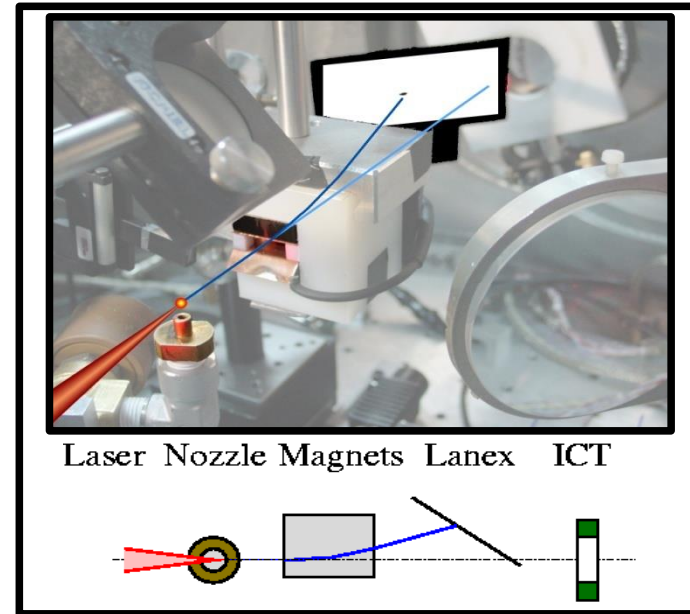
15% energia



Kísérleti elrendezés (LOA, V. Malka)



Elvi elrendezés



A kísérleti berendezés

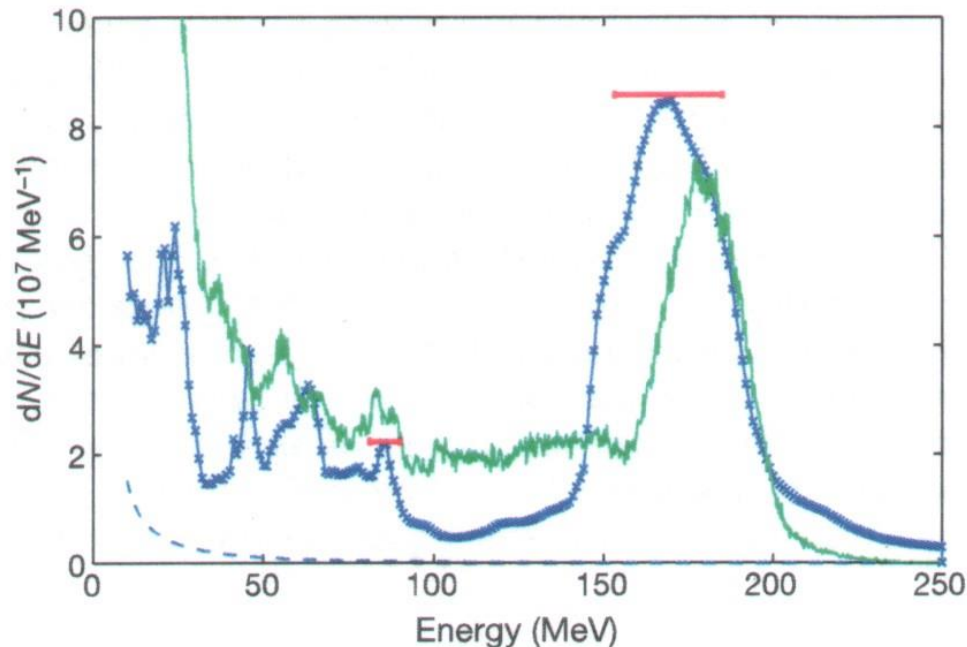
Kísérleti megvalósítás, „dream beam”

2004, 3 csoport: Rutherford, Palaiseau, Berkeley Lab.:

A legnagyobb energia a 170 MeV-os elektronnyaláb (Faure et al),
0.5±0.2 nC, 100 mJ energia, lézer energia 10%-a.

100 GeV/m ?!

Monoenergetikus nyaláb optimalizálása a gáz sűrűséggel
és a fókuszálási paraméterekkel



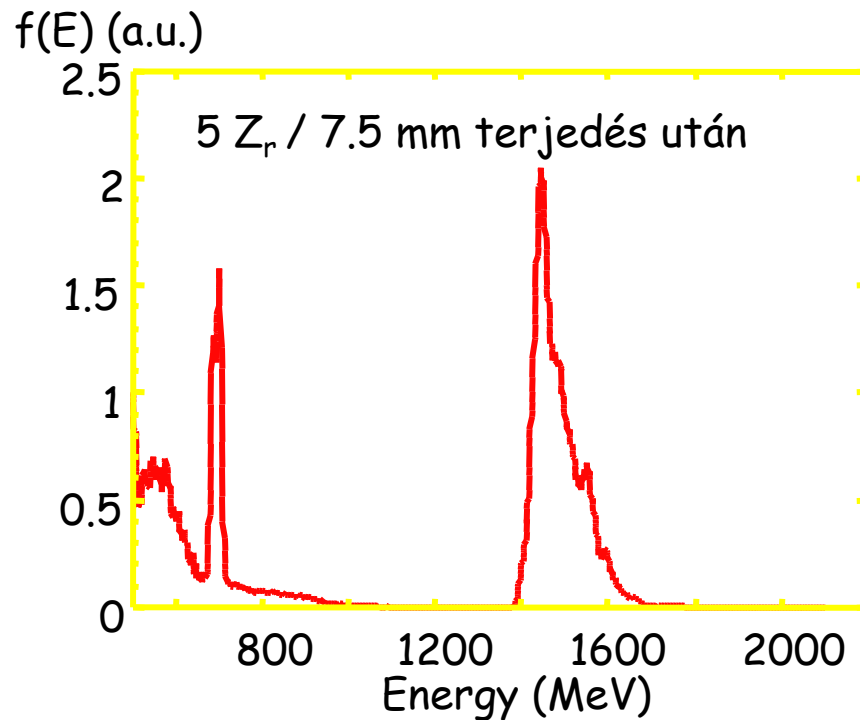
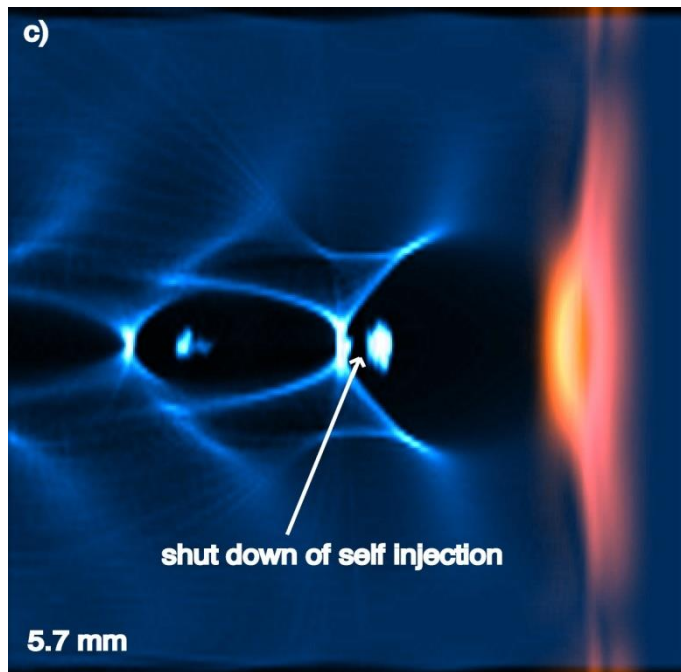
A kvázimonoenergikus elektronnyalábok 2004 és 2006 között

Name	Article	Lab	Energy [MeV]	dE/E [%]	Charge [pC]	Ne [$\times 10^{19}/\text{cm}^3$]	Intensity [$\times 10^8 \text{ W}/\text{cm}^2$]	τ_L/T_p	Remark
Mangles	Nature (2004)	RAL	73	6	22	20	2,5	1,6	
Geddes	Nature (2004)	L'OASIS	86	2	320	19	11	2,2	Channel
Faure	Nature (2004)	LOA	170	25	500	6	3	0,7	
Hidding	PRL (2006)	JETI	47	9	0,32	40	50	4,6	
Hsieh	PRL (2006)	IAMS	55		336	40		2,6	
Hosokai	PRE (2006)	U. Tokyo	11,5	10	10	80	22	3,0	Preplasma
Miura	APL (2005)	AIST	7	20	432E-6	130	5	5,1	
Hafz	PRE (2006)	KERI	4,3	93	200	28	1	33,4	
Mori	ArXiv (2006)	JAERI	20	24	0,8	50	0,9	4,5	
Mangles	PRL (2006)	Lund LC	150	20		20	5	1,4	

Több csoport kapott kvázimonoenergikus elektronnyalábot nagyobb sűrűségnél ($\tau_L > \tau_p$)

Önfókuszált csatornában (kapilláris) : GeV elektronok

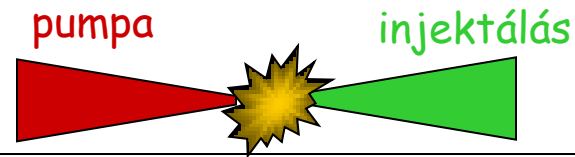
$$w_0 = 20 \mu m \quad \tau = 30 fs \quad P = 200 TW \quad \lambda = 0.8 \mu m \quad a_0 = 4 \quad n_p = 1.5 \times 10^{18} cm^{-3}$$



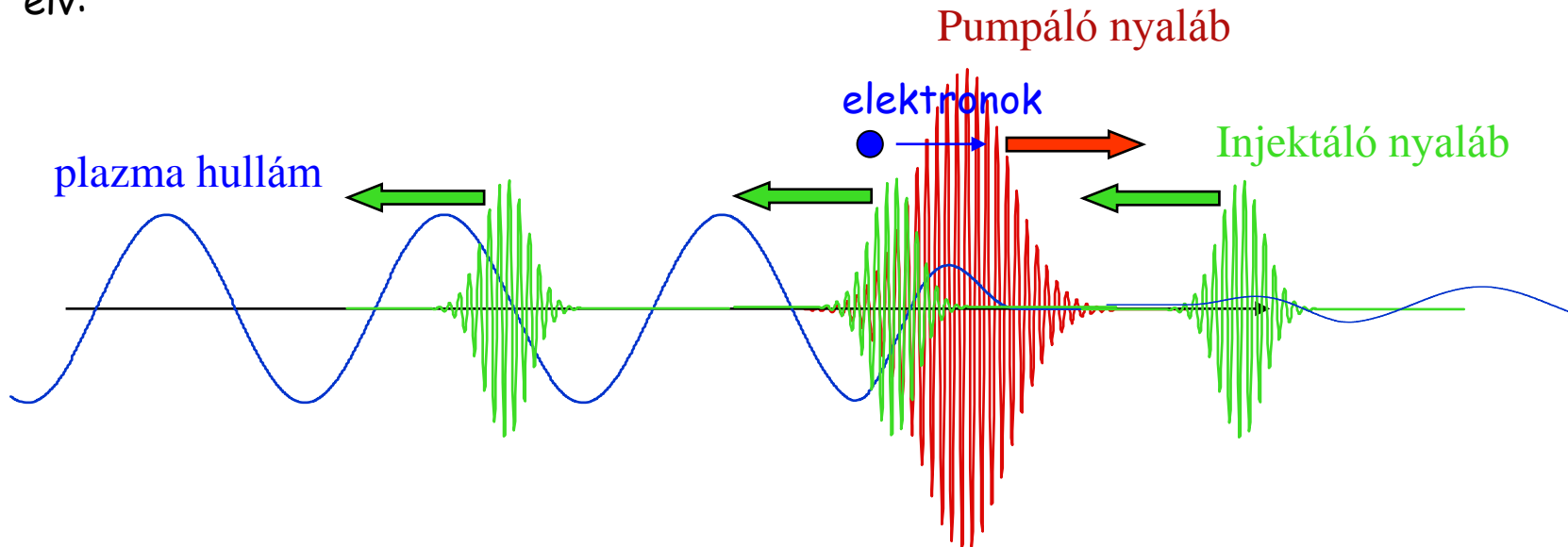
Courtesy of UCLA & Golp groups

Injektálás (Malka)

Szembe haladó geometria:



elv:



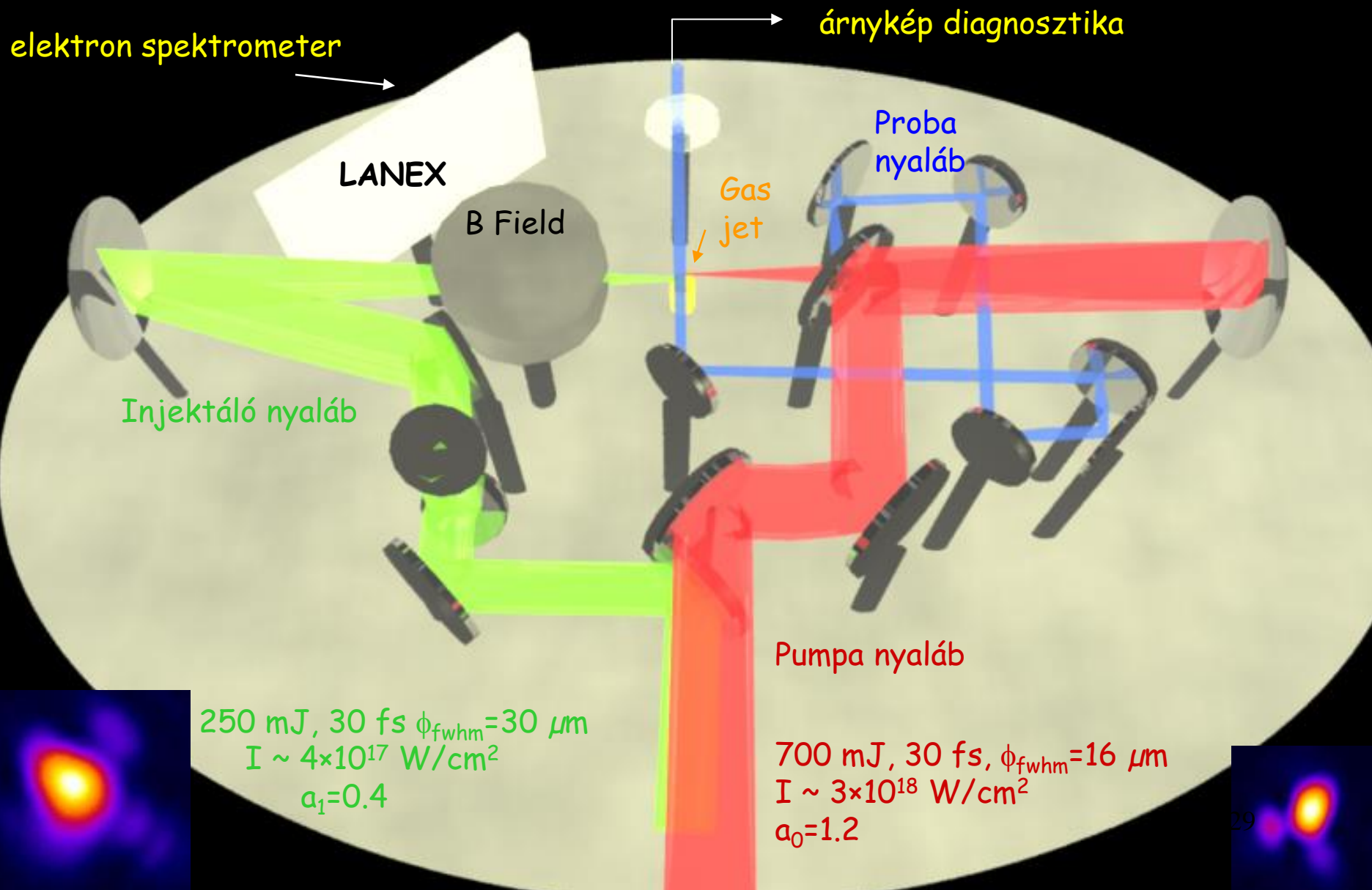
A lebegő hullám ponderomotoros ereje: $F_p \sim 2a_0a_1/\lambda_0$ (a_0 és a_1 "gyenge" lehet)

Lokálisan gerjeszti az elektronokat és injektálja:

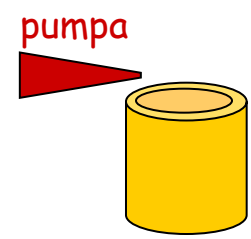
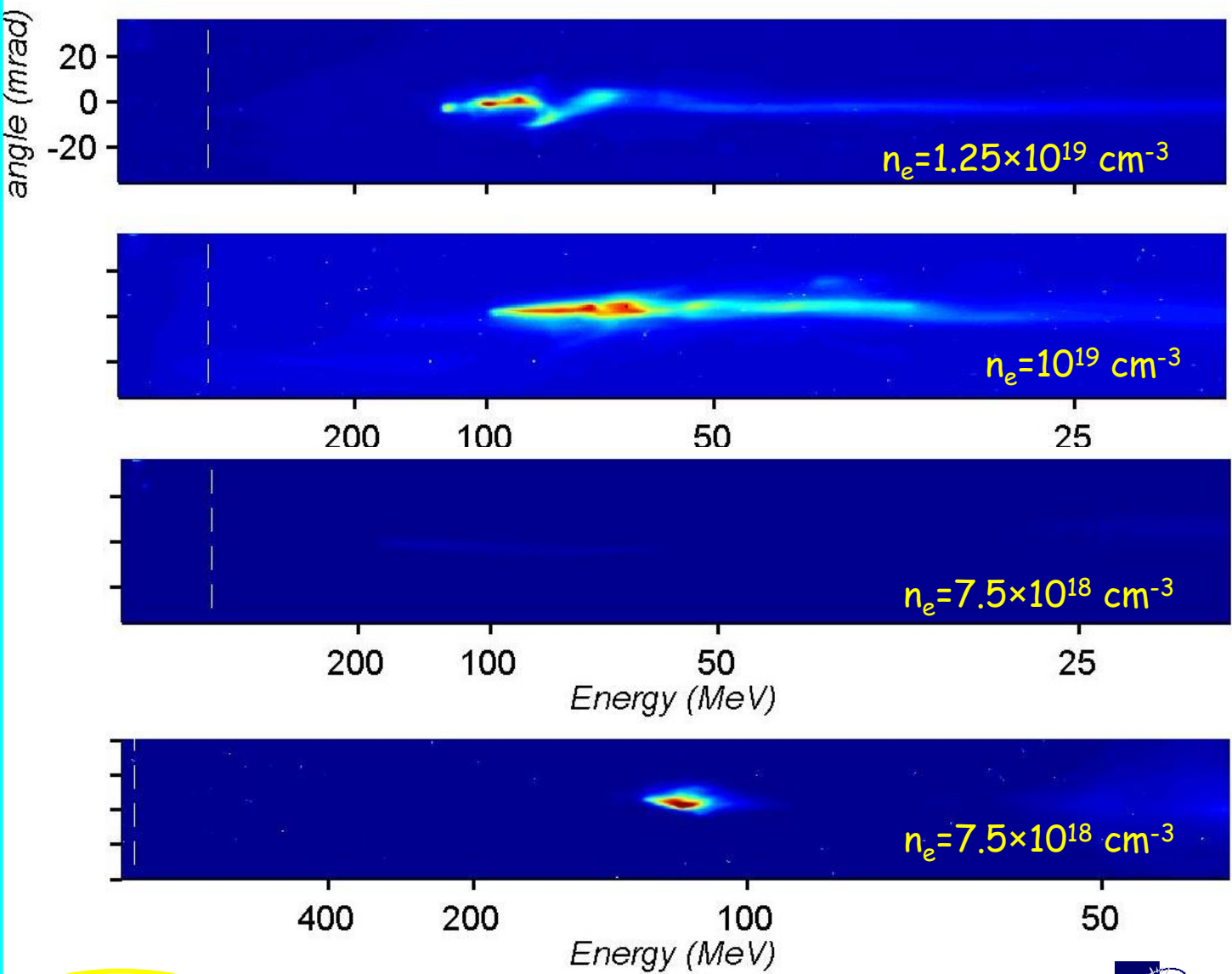
INJEKTÁLÁS az ELSŐ CSOMAGNÁL

E. Esarey et al, PRL 79, 2682 (1997), G. Fubiani et al. (PRE 2004)

Kísérleti elrendezés (Malka)

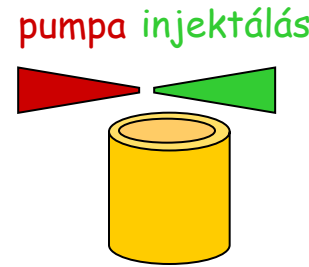


Öninjektálástól a külső injektálásig



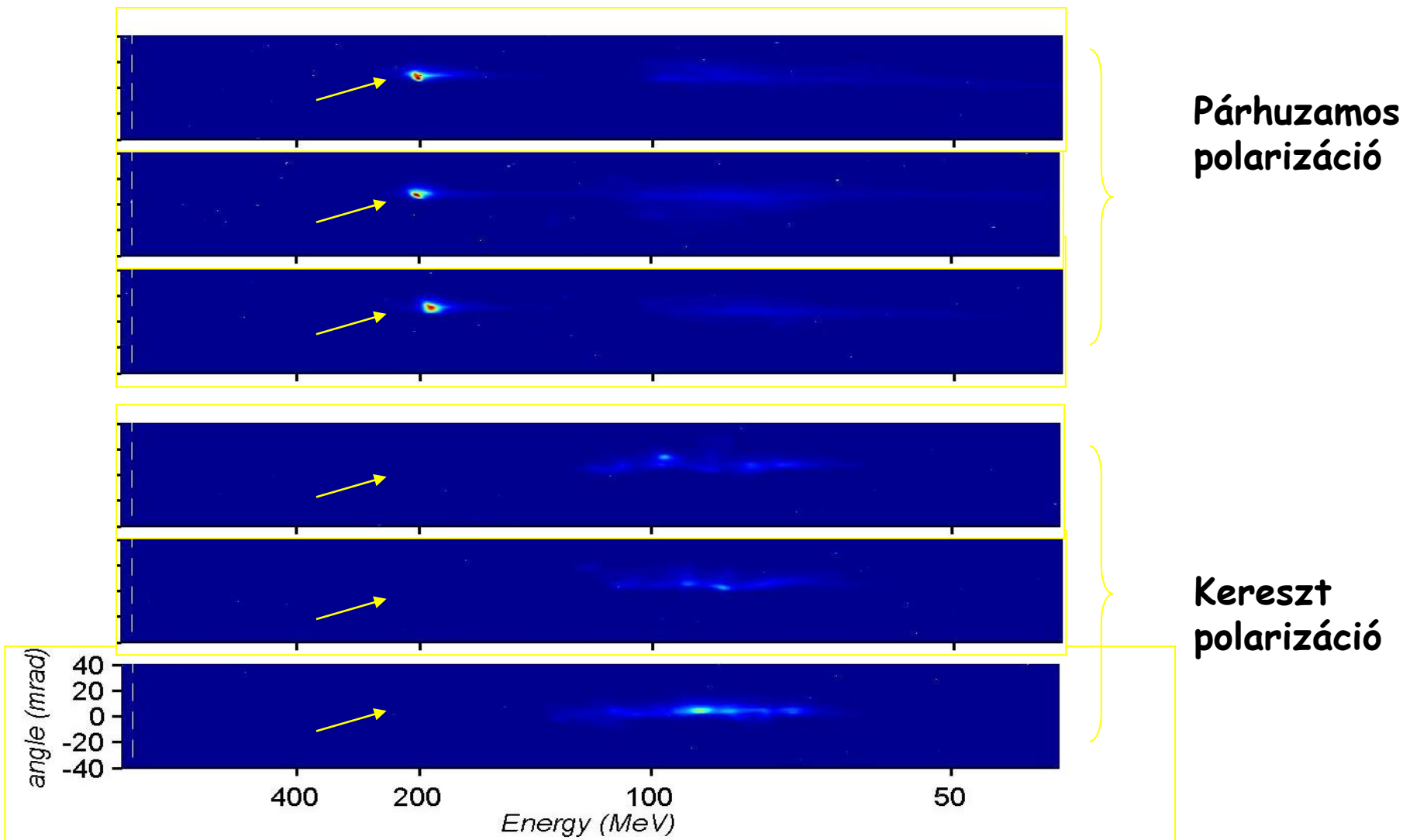
Egy nyaláb

Öninjektálási küszöb

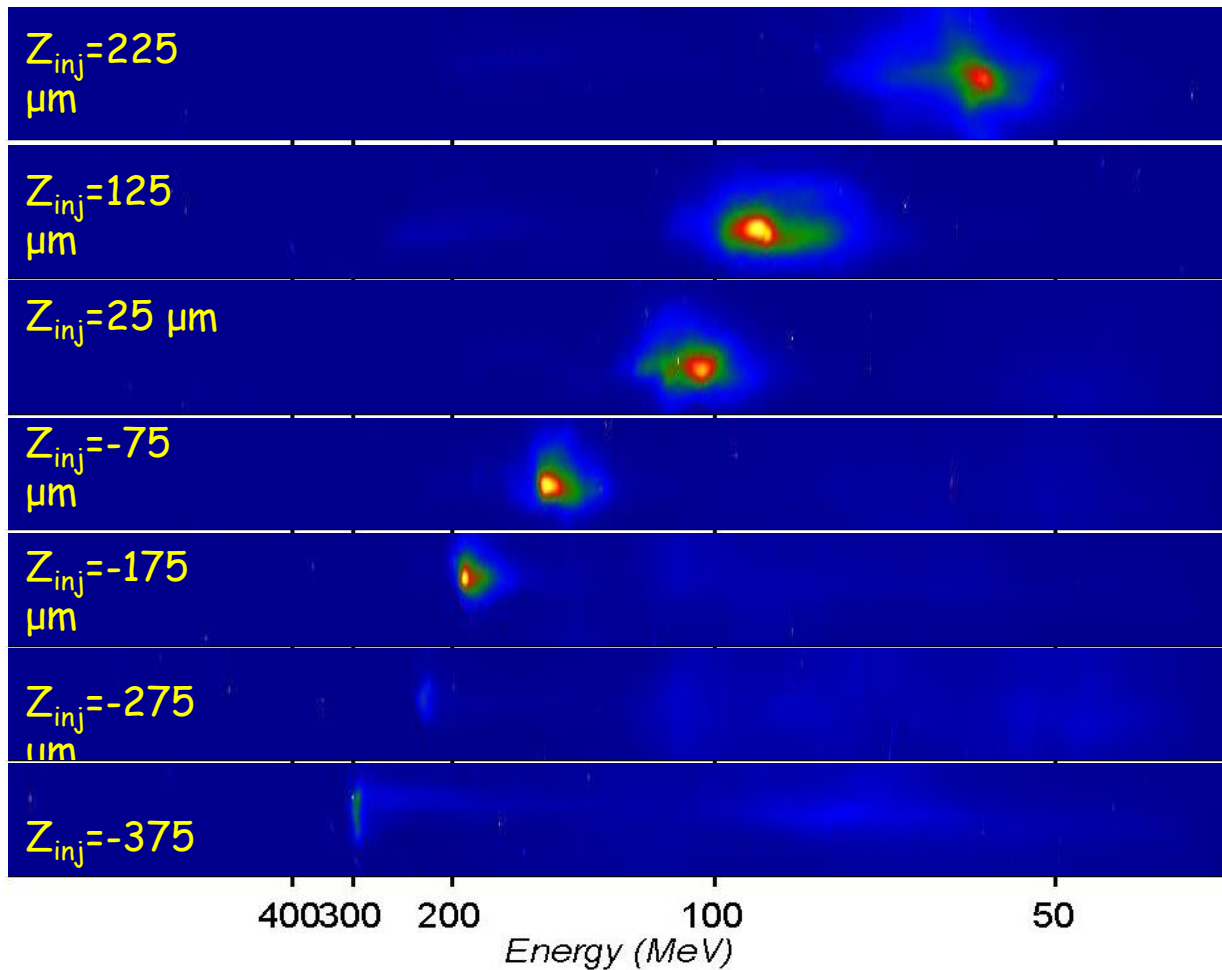


2 nyaláb

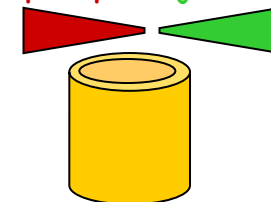
Monoenergetikus nyalábok az összeütköző impulzusokból: polarizáció teszt



Hangolható monoenergetikus nyalábok

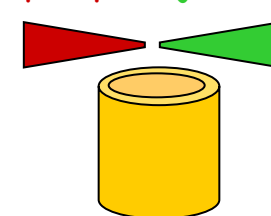


pumpa injektálás



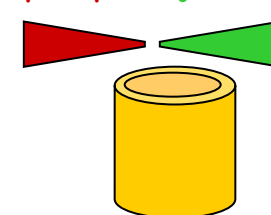
kései injektálás

pumpa injektálás



középső injektálás

pumpa injektálás

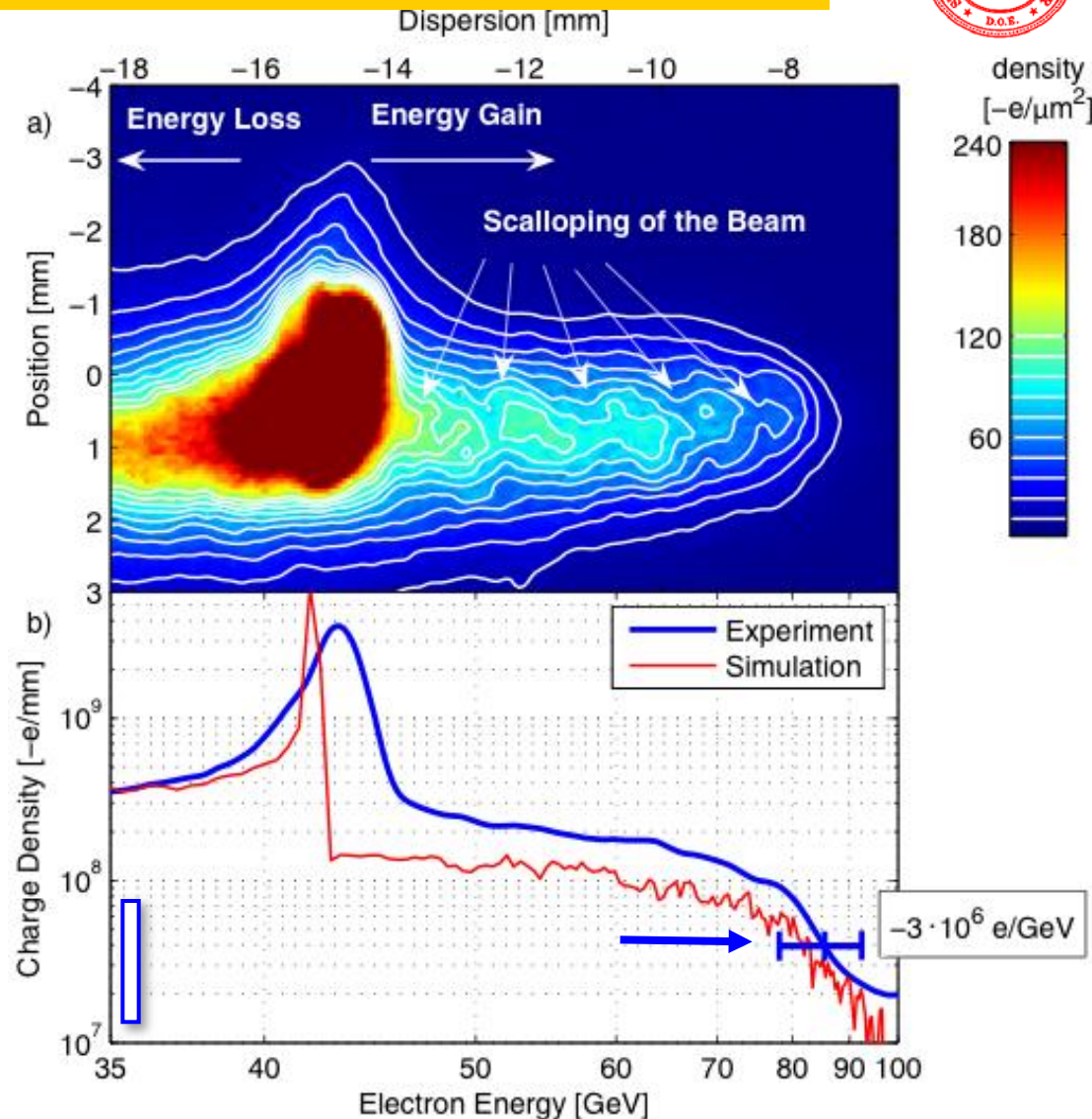


korai injektálás

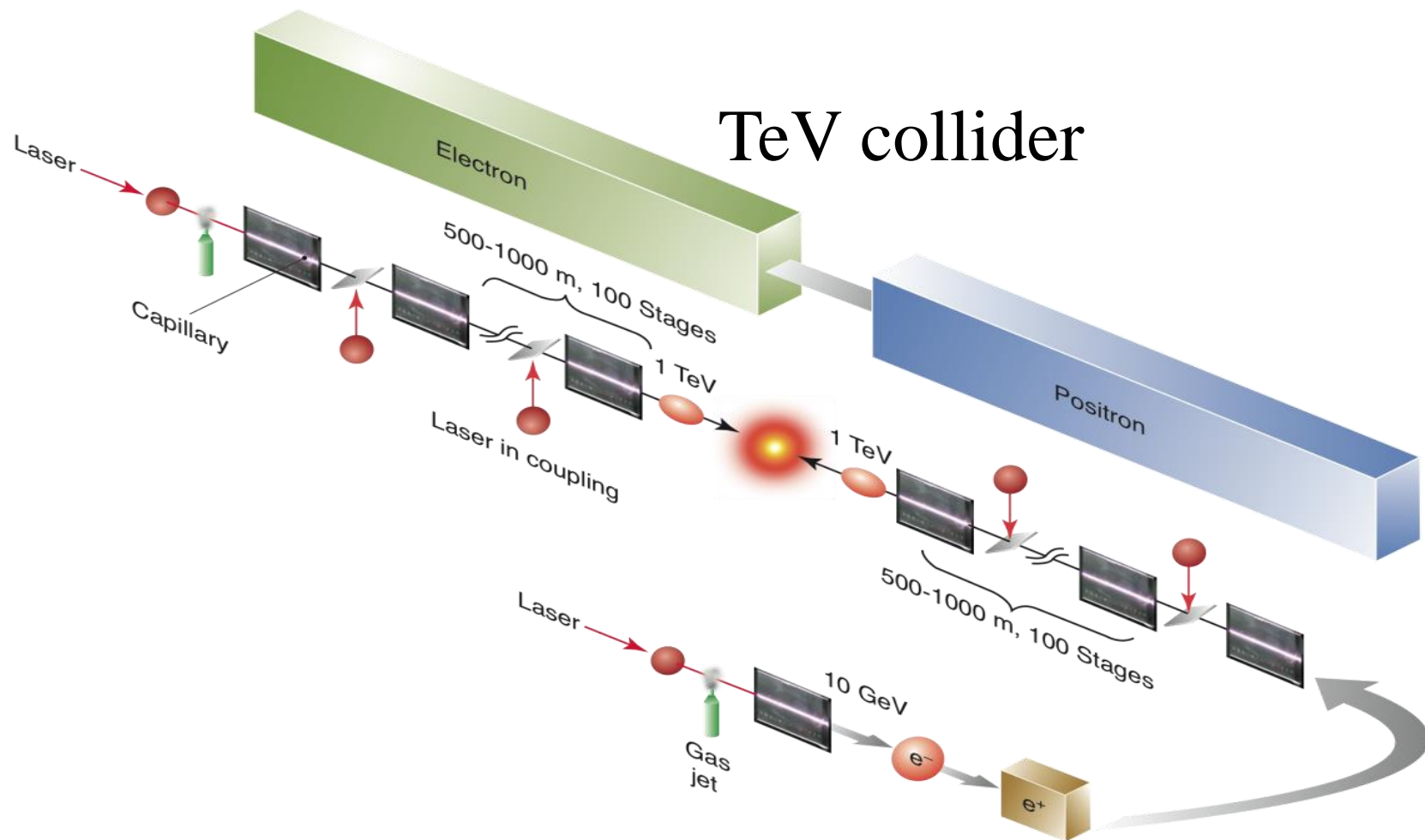
Az ébredő hullám gyorsítás demonstrálása. Plazmában, lézer nélkül az elektronnyaláb egy része gyorsul a keltett ponderomotoros erő következtében.

A Linac összenyomott 42 GeV-es elektroncsomagot injektál a plazmába.

Rekord energiahozam!
A leggyorsabb elektronok, amelyeket a SLAC valaha produkált.

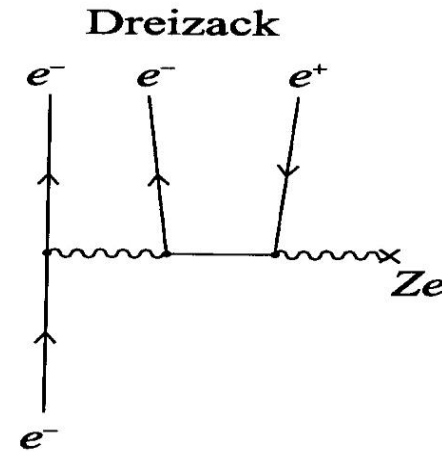
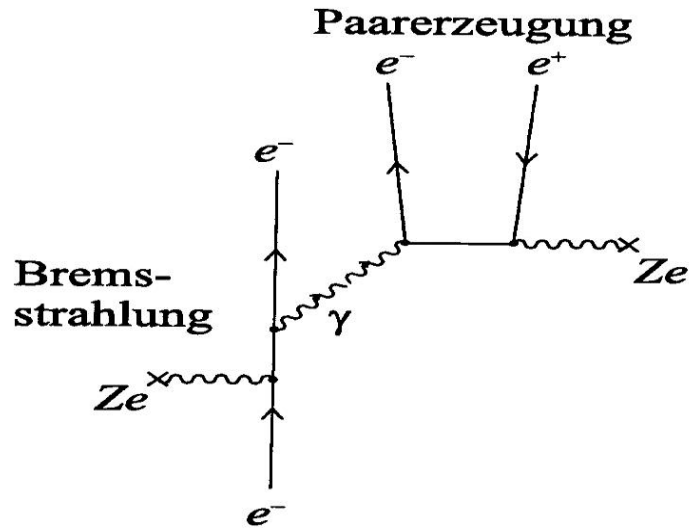


Lézeres ütköztető (collider) koncepció



TeV collider

Pozitronkeltés asztali méretű lézerrel



Az elektron egy atommagnál nagy energiájú fékezési sugárzás fotonokat kelt, amelyek egy másik magnál párokat keltenek.

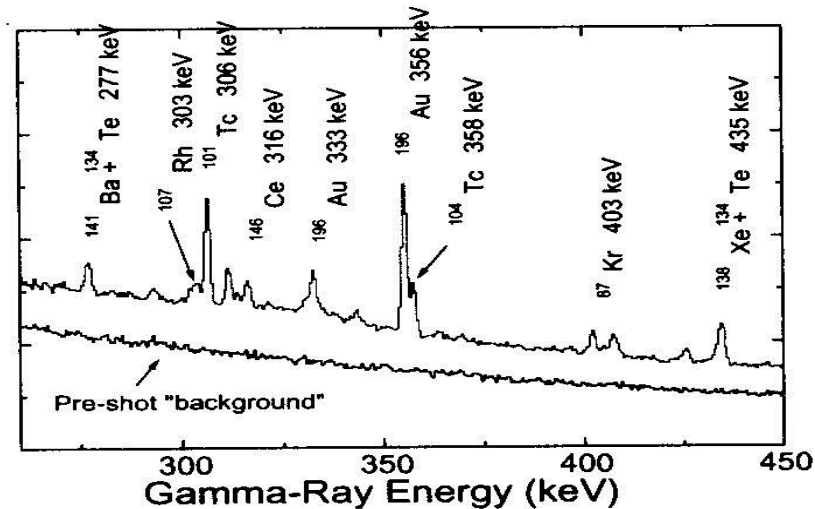
Trident folyamat.
Az MeV elektron egy maggal direkt módon virtuális fotonokat cserél ki. ($E > 2mc^2$).

Szintén az MPQ-ban 10^7 e^+ másodpercenkénti detektálása sikerült.
Új lehetőség pozitrongyártásra és anyagtudományi alkalmazásokra.

Fotonukleáris folyamatok

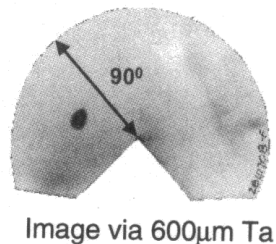
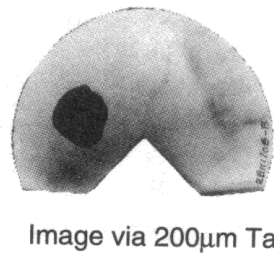
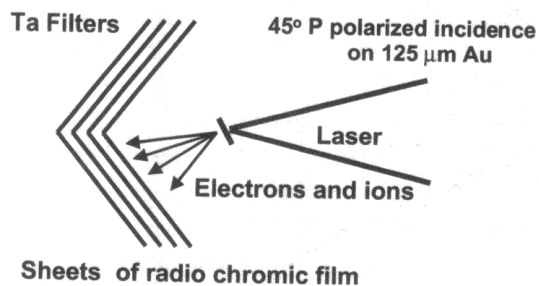
Több MeV energia elérésekor nemcsak a fúzió lehetséges, hanem egyéb magfizikai alkalmazások is. Az LLNL PW lézerével fotonukleáris folyamatokat figyeltek meg, pl a (γ, xn) folyamatot Au targeten, ahol a kibocsájtott neutronok száma 1-7 volt. Szintén megfigyelték az U^{238} fotofisszióját.

A relativisztikus elektronok szögeloszlását rutinszerűen vizsgálják aktivációs analízissel. ELI Bukarest, Magurele, Nukleáris hulladék-kezelés Szegeden (transzmutáció)?



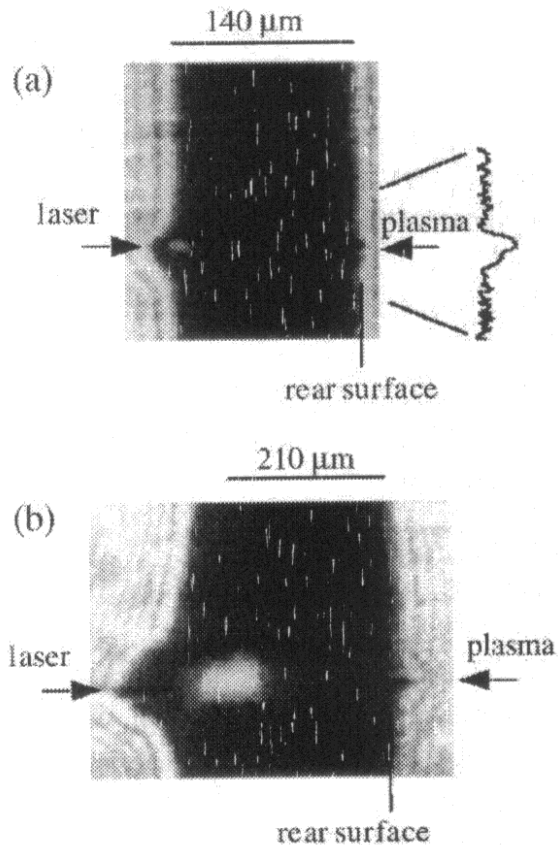
Intenzív protonnyalábok lézerplazmából

A PW lézeres kísérletek egyik legizgalmasabb meglepetése az volt, hogy intenzív, gyors protonnyalábot figyeltek meg vékony targetek hátoldalán. A nagy intenzitás és a kollimált nyaláb felvetette a gyors begyűjtésben való alkalmazás lehetőségét is, valamint különböző diagnosztikákat, pl. éles árnyképfelvételek készíthetők protonokkal.



A RAL (Rutherford Laboratórium) kísérletében protonokat figyeltek meg egészen 40 MeV energiáig. Hidrogén ui. még az Au felületén is van. A protonok energiája még (p,n) reakciókhoz is elég volt Be-ra és a Ti^{48} -nak V^{48} -ra való aktiválásához.

A protongyorsítás mechanizmusa



A gyors elektronok a target hátoldalán kilépve elektromos kettősréteget hoznak létre ($E > 5 \times 10^{11} \text{ V/m}$), amely az ott lévő protonokat gyorsítja. Más interpretáció: nem minden elektron tud kilépni, ezért a targeten belül ide-oda pattogó, a Coulomb-gáton át nem lépő 10^{14} db elektron 10^{18} cm^{-3} sűrűsége fontos. Ha ezek Boltzmann-egyensúlyban vannak, akkor is kettősréteg alakul ki, amely hossza megegyezik a forró elektronok Debye-hosszával.

TNSA = target normal sheath acceleration

Tatarakis kísérletei megmutatták, hogy a target hátoldalán is plazma keletkezik, miután az elektronnyaláb odaér.

$$l_0 = \left(\frac{kT_{\text{forró}}}{4\pi e^2 N_{e,\text{forró}}} \right)^{1/2} = 2.4 \mu\text{m} \left(\frac{kT_{\text{forró}}}{1\text{MeV}} \right)^{1/2} \left(\frac{N_{e,\text{forró}}}{10^{19} \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2}.$$

A forró elektronok sűrűsége és relativisztikus hőmérsékletük erős kettősréteget hozhat létre:

$$\mathbf{E} \approx \frac{kT_{\text{forró}}}{el_0} = \frac{\text{megavolt}}{\mu\text{m}} \propto E_{\text{laser}}^{1/2}.$$

Ez nagyobb lehet a menekülő elektronok okozta hatásnál, mivel annak hossza a targetvastagság.

A kísérleti eredmények azt mutatják, hogy főleg előimpulzus-mentes esetben láthatók protonok, az előplazma megakadályozza a kettősréteg kialakulását.

Az első protonmegfigyelések óta már nehezebb ionokat is sikerült megfigyelni (Hegelich és mtsai 2002), akik C és F ionokat figyeltek meg egészen 100 MeV-ig (5MeV/nukleon).

Újabb fejlemények

1. Az így gyorsított protonokat ma már rutinszerűen használják a lézerplazma kölcsönhatások diagnosztikájára.

Példa: Kugland, Nature Phys 2012

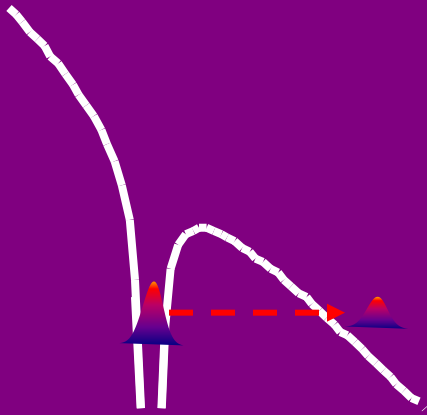
Az Omega, majd tervek szerint a NIF-en akarnak ütközésmentes lökéshullámot kelteni, és a Weibel (mágneses) instabilitást tanulmányozni. Két szembenálló targetre fókuszáltak 250 kJ lézernyalábot és az összeütköző plazmákat vizsgálták protonnyalábbal.

2. A nagyon nagy intenzitások esetén (10^{22}W/cm^2) a sugárzási nyomás gyorsíthat igen vékony (<100 nm) fóliákat.

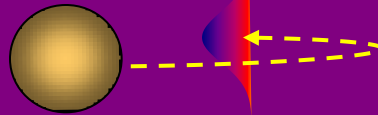
Ezt a lehetőséget még az 1960-as években Marx György írta le.

Magas harmonikusok keltése lehetséges:
gázban, atomokon (ionokon)
meredek plazma-gradiensen

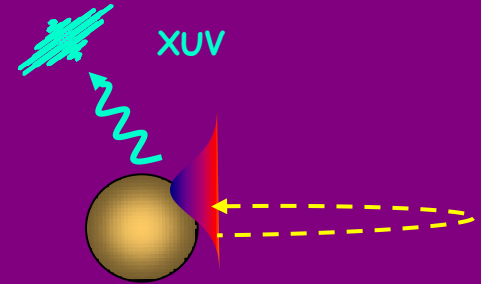
Harmonikuskeltség gázokban: rövidebb hullámhossz



1: Ionizáció



**2: Oszcillációs
energianyereség: E_k**



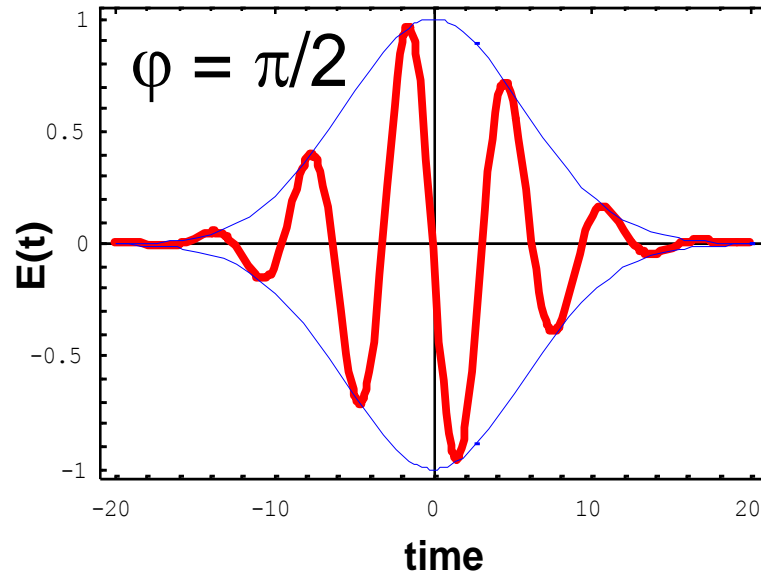
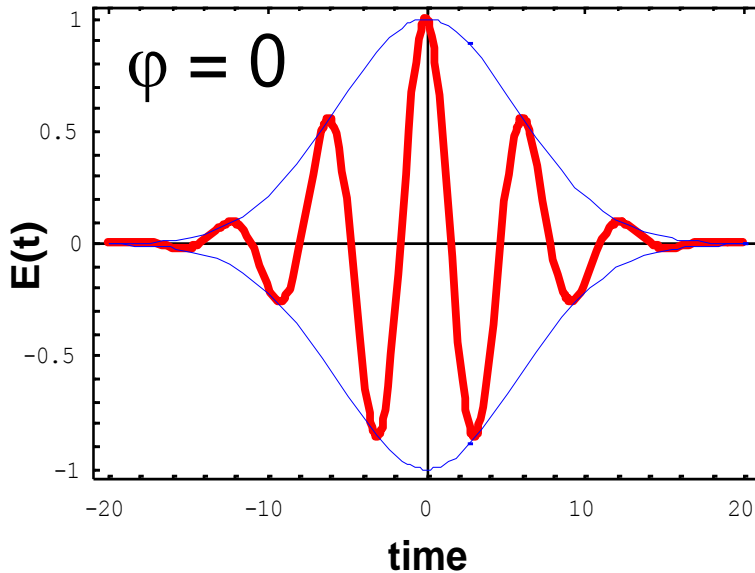
**3: rekombináció
XUV emisszió
 $h\nu = I_p + E_k$**

Rekombinációs idő $< T_0/2 = 1.3$ fs : attoszekundumos impulzus

Lézerimpulzus periodikus : attoszekundumos impulzus-sorozat

Ultrarövid lézerimpulzus

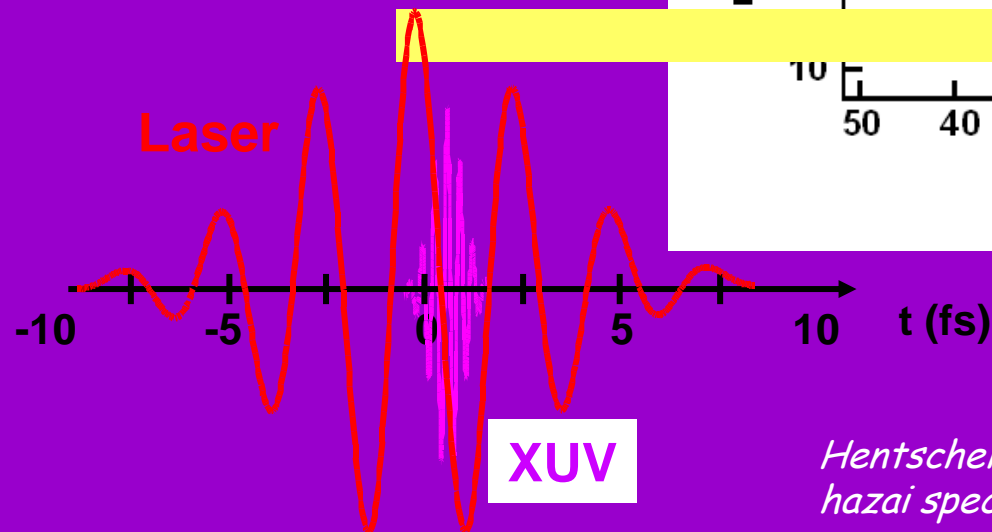
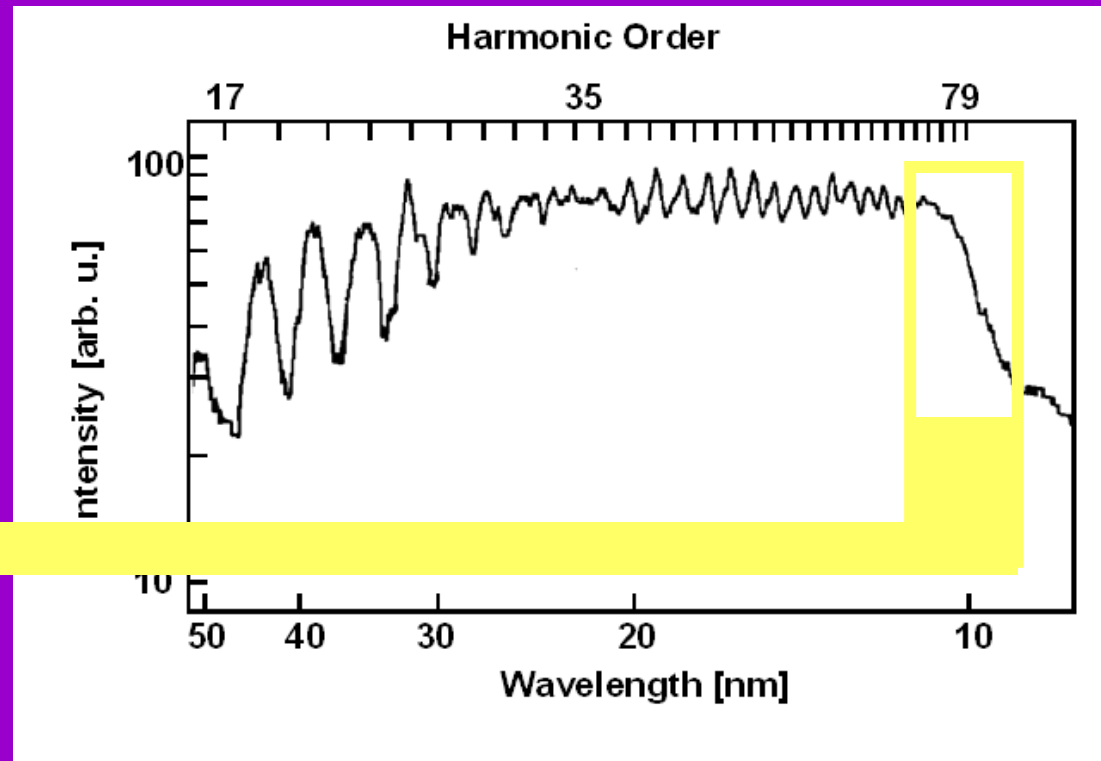
$$E(t) = E_o(t) \cos(\omega t + \varphi)$$



Az ultrarövid lézerimpulzusok néhány ciklusból állnak (3.8 fs a 800 nm-en). Az elektromos térerősség adott pillanatban a hordozó oszcilláció és a burkoló közti fázistól (carrier-envelope phase) függ. Az alkalmazásokhoz és a még rövidebb, attoszekundumos (10^{-18} s) keltéséhez ezt stabilizálni is tudják aktív módszerekkel.

Egyedülálló attoszekundumos impulzus intenzitás-szelekcióval

Spektrális szűrés : levágás
+
(~ 5 fs) néhány periódus



Hentschel et al., Nature 414, 509 (2001)
hazai specialista: Varjú Kati

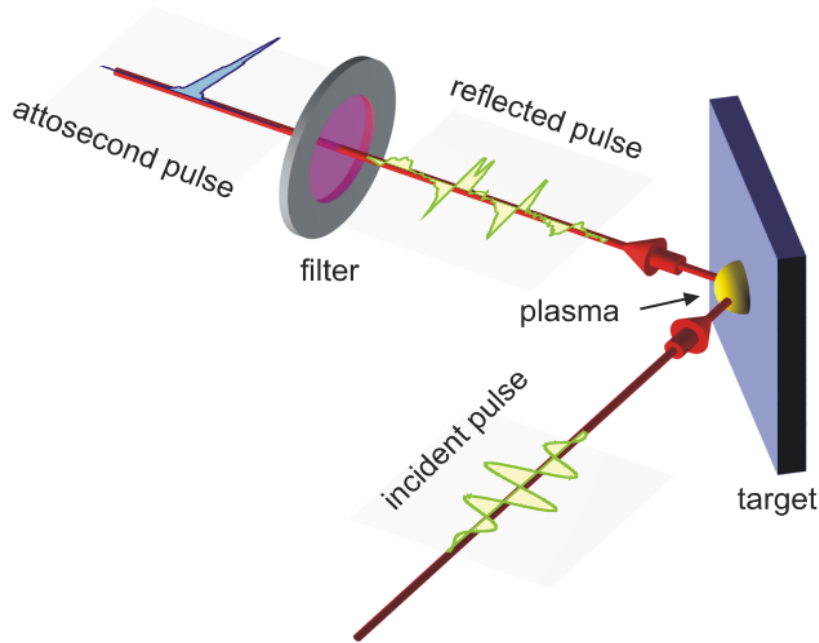
A gázharmonikus módszer határai

- Atomi harmonikusok, ezért az intenzitás limitált, $\sim 10^{15} \text{W/cm}^2$. Ionizáció!
- Ezért a keltett XUV spektruma, ill. a harmonikusok rendje is korlátozott, $\sim 100 \text{eV}$.
- Hasonlóképpen az impulzushossz is 100as nagyságrendű.

PLAZMA HARMONIKUS KELL!

- Rövidebb impulzusok esetén nehéz lesz 2-fotonos folyamatot találni a korrelációs impulzushossz-mérésekhez.
- A távolságmérés, ill. 2 nyaláb egymáshoz való késleltetése is egyre problematikusabb.

Harmonikusok plazmagradiensen: Nincs határintenzitás

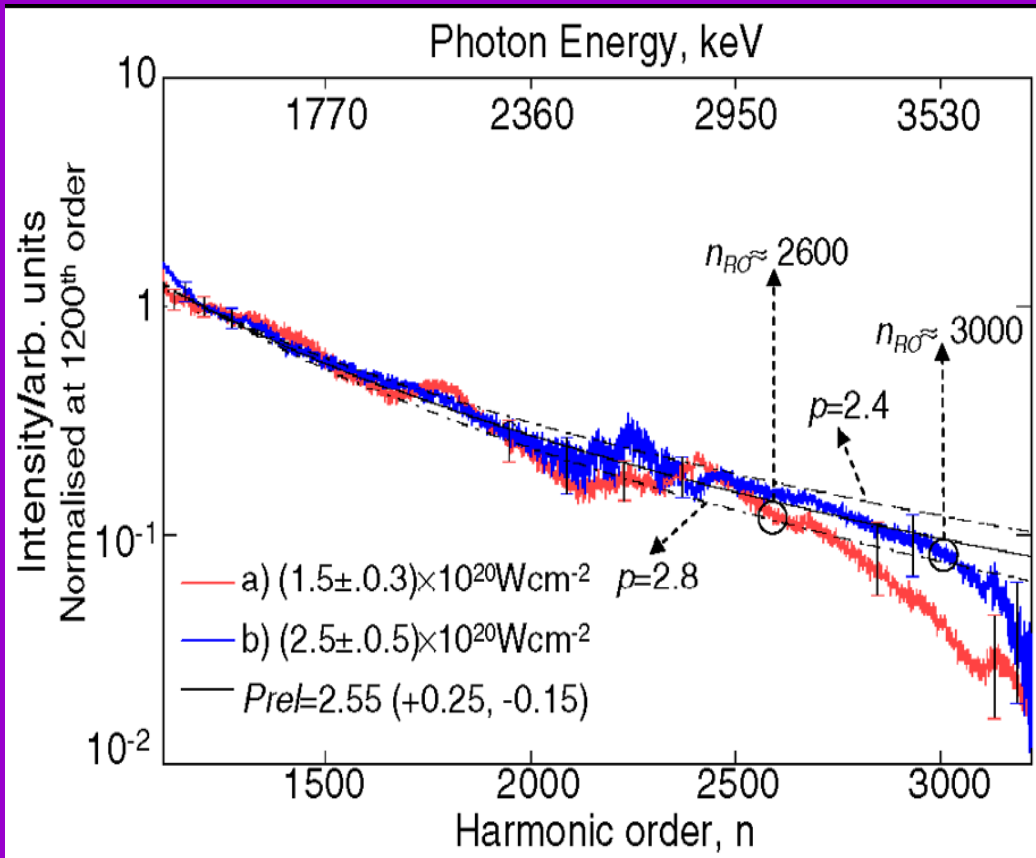


A beeső erősen fókuszált rövid impulzus ideje alatt a plazma csak keveset távul. Az elektronok anharmonikus oszcillációja a harmonikusok forrása. Pontosabban a kritikus felület (addig hatol be a fény, onnan evanescens) rezgéseket végez a $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ erő hatására. A relativisztikus sebességgel oszcilláló tükrön való reflexió a harmonikusok forrása, amelyek automatikusan fázisszinkronizáltak. Nincs limit!
Zeptoszekundumos (10^{-21} s) impulzusok keV energia fölött!

Attoszekundumos impulzus-sorozat (mint a módusszinkronizálásnál), amelyekből spektrális szűréssel egyes attoszekundumos impulzusok szűrhetők ki. Az időbeli lefutás hasonló az atomi harmonikusokhoz, csak itt nem az atomból lép ki-be az elektron, hanem a plazmából, ill. a lézerrel együtt rezgő tükrön reflektál.

90-es évek közepe: Tsakiris, Norreys, von der Linde, SZTE-RMKI
10 év magyarázkodás után nyerővé vált!

keV harmonikusok, fókuszálás



2006-os elméleti jóslat:

$$\eta(n) \sim n^{-8/3}$$

Lecsengés (roll-over):

$$n_{RO} \sim \gamma_{max}^3, \text{ ahol}$$

$$\gamma_{max} = (1 + \text{const} \times I \lambda^2)^{1/2}$$

az ún. γ -spike modell,
a mozgó tükör modell
továbbfejlesztése.

(Baeva, Gordienko, Pukhov)

Kísérletek (Dromey, Zepf,
2006-2007)

fényesen igazolják.

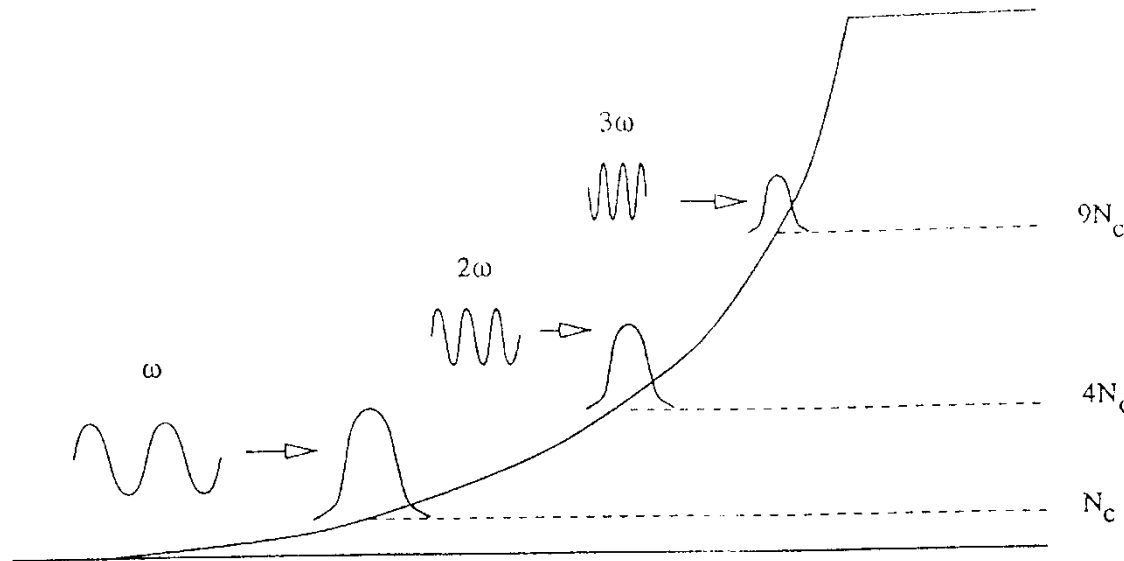
A harmonikusok fókuszálódnak, míg a lézernyaláb 20° -os, a $>1\text{keV}$ harmonikusok 4° -on belül terjednek. Terjedési szögük rendtől függetlenül azonos, feltételezhetően a Gauss alakú nyaláb következtében görbült plazma hatása.

Ezt is megjósolta Gordienko és Baeva 2005-ös elmélete.
Izgalmas, relativisztikus modell, analitikusan is tárgyalható..

Alacsonyrendű harmonikusok, nemrelativisztikus eset

Motiváció: A KrF lézer 600fs impulzusával 10^{15} - 10^{17} W/cm² intenzitástartományban a VUV-ba tartozó 3.-4. harmonikusokat észleltük.

Egyszerű modell: Rezonancia-abszorpció \rightarrow elektron-plazmahullám \rightarrow a krit. felületen $\vec{j}_{2\omega} = n_{\omega} \vec{v}_{\omega}$ áram $\rightarrow 2\omega$, ennek egy része befelé halad $4n_c$ -ig, ott $\rightarrow 2\omega_0$ elektron-plazmahullám $\rightarrow 3\omega$ fény stb...



Nemperturbatív módszer a nemperturbatív jelenségre,
Maxwell + hidrodinamikai egyenletekből

$$\nabla \cdot \vec{E} = -4\pi e(n - ZN)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{v}) = 0$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}\nabla)\vec{v} + \vec{v}\vec{v} = -u^2 \frac{1}{n} \nabla n - \frac{e}{m} \left(\vec{E} - \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right)$$

u : elektron termikus sebesség

v : elektron-ion ütk. freki
ált. elektronfolyadék

kontinuitás-egyenlet

Euler-egyenlet (Newton)

Monokromatikus beeső fény esetén minden, a sűrűség és a sebesség is Fourier-sor:

$$\vec{E} = \sum_{k=0}^{\infty} \vec{E}_k e^{-ik\omega t} \quad \vec{B} = \sum_{k=0}^{\infty} \vec{B}_k e^{-ik\omega t} \quad \vec{v} = \sum_{k=0}^{\infty} \vec{v}_k e^{-ik\omega t} \quad n = \sum_{k=0}^{\infty} n_k e^{-ik\omega t}$$

Ezt behelyettesítve és szétválasztva a különböző Fourier komponensek szerint, a különböző egyenletrendszerek a különböző rendű harmonikusok viselkedését írják le. Az adott harmonikus rendjét a k szám jelöli. Nemrelativisztikus, ezért a $\vec{v} \times \vec{B}$ erőt, és az u^2 -tel arányos nyomásgradienst elhanyagoljuk.

$$\nabla \cdot \vec{E}_k = -4\pi en_k$$

$$\nabla \cdot \vec{B}_k = 0$$

$$\Delta \vec{E}_k - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}_k) + \frac{k^2 \omega^2}{c^2} \vec{E}_k = -\frac{4\pi}{c} \frac{ik\omega}{c} \vec{j}_k$$

$$-ik\omega n_k + \nabla(n\vec{v})_k = 0$$

$$-ik\omega \vec{v}_k + [(\vec{v}\nabla)\vec{v}]_k + \vec{v}\omega_k = -\frac{e}{m} \vec{E}_k$$

Kvázisemlegesség: $n_0 = ZN$, elektron kezdeti sebessége $v_0=0$.

a k -ad rendű áramsűrűség:

$$\vec{j} = \sum_{k=0}^{\infty} \vec{j}_k e^{-ik\omega t}$$

A 2ω és 3ω esetben:

$$\vec{j}_2 = -e(n_0 \vec{v}_2 + n_1 \vec{v}_1)$$

$$\vec{j}_3 = -e(n_0 \vec{v}_3 + n_1 \vec{v}_2 + n_2 \vec{v}_1)$$

Behelyettesítve a megfelelő k indexű tagokat a fenti egyenletekből kapjuk:

$$\vec{j}_2 = \frac{1}{4\pi} \frac{i}{2\omega + i\nu} \left\{ \omega_p^2 \vec{E}_2 - \frac{e}{m} \omega_p^2 \frac{1}{(\omega + i\nu)^2} (\vec{E}_1 \nabla) \vec{E}_1 \right\} - \frac{1}{4\pi} \frac{i}{\omega + i\nu} \frac{e}{m} \nabla \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_1$$

ponderomotoros erő

rezonancia-abszorpció

Mivel az ütk. freki \ll lézer frekvenciája, a második harmonikus hullámeqyenlete:

$$\Delta \vec{E}_2 + \frac{4\omega^2}{c^2} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega(2\omega + i\nu)} \right] \vec{E}_2 - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}_2) = -\frac{4\pi}{c} \frac{2i\omega}{c} \vec{j}_2^* \quad \text{ahol} \quad \vec{j}_2^* = \vec{j}_2 - \frac{1}{4\pi} \frac{i}{2\omega + i\nu} \omega_p^2 \vec{E}_2$$

Ha a szögletes zárójelbe tett kifejezés 0, akkor beszélhetünk a 2ω fény rezonancia-abszorpciójáról. Megfigyelhető, hogy az \vec{E}_2 polarizációja az egyenlet jobb oldalán álló kifejezéstől, azaz a polarizációjától függ. Ez két tagra egyszerűsödik. Az egyik tag (ponderomotoros erő), és akár s-, akár p-polarizált beeső hullám esetén mindig p-polarizált lesz. A másik tag (ezt okozza a rezonancia-abszorpció) csak p-polarizációjú beeső hullámra ad járulékot, s-polarizált beeső hullámra nulla. Tehát a második harmonikus mindig p-polarizált lesz!

Hasonlóan 3ω -ra:

$$\vec{j}_3 = \frac{1}{4\pi} \frac{i}{3\omega + i\nu} \omega_p^2 \left\{ \vec{E}_3 + \frac{e^2}{m^2} \frac{1}{2\omega + i\nu} \frac{1}{(\omega + i\nu)^3} [[(\vec{E}_1 \nabla)] (\vec{E}_1 \nabla) \vec{E}_1 + [(\vec{E}_1 \nabla) \vec{E}_1] \nabla] \vec{E}_1 \right\} + \frac{1}{4\pi} \frac{i}{2\omega + i\nu} \frac{1}{(\omega + i\nu)^2} \frac{e^2}{m^2} (\nabla \cdot \vec{E}_1) [(\vec{E}_1 \nabla) \vec{E}_1] - \frac{1}{4\pi} \frac{i}{\omega + i\nu} \frac{e}{m} (\nabla \cdot \vec{E}_2) \cdot \vec{E}_1$$

$$\Delta \vec{E}_3 + \frac{9\omega^2}{c^2} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{3\omega(3\omega + i\nu)} \right] \vec{E}_3 - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}_3) = -\frac{4\pi}{c} \frac{3i\omega}{c} \vec{j}_3^* \quad \text{ahol} \quad \vec{j}_3^* = \vec{j}_3 - \frac{1}{4\pi} \frac{i}{3\omega + i\nu} \omega_p^2 \vec{E}_3$$

Feltételezve, hogy a plazmagradiens $< \lambda$, nagyságrendi becslés tehető: az utolsó tag dominál, azaz:

$$\vec{j}_3 = -\frac{1}{4\pi} \frac{i}{\omega + i\nu} \frac{e}{m} (\nabla \cdot \vec{E}_2) \cdot \vec{E}_1$$

Ekkor a hullámgömb egyenlete:

$$\Delta \vec{E}_3 + \frac{9\omega^2}{c^2} \vec{E}_3 \left[1 - \frac{\omega_p^2}{9\omega^2} \right] - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}_3) = -\frac{3}{c^2} \frac{e}{m} \nabla \vec{E}_2 \cdot \vec{E}_1$$

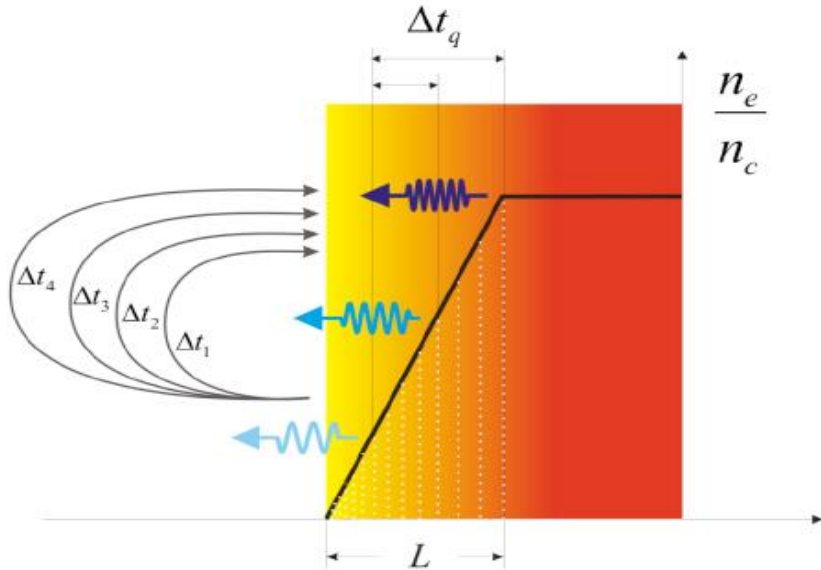
Megvizsgálva a hullámgömb egyenletet észrevehető, hogy az \vec{E}_3 vektor polarizációja kizárólag csak a \vec{j}_3 vektor irányától függ, ez jelenik meg a jobb oldalon.

Mivel $\text{div} \vec{E}_2$ nem vektormennyiség, a \vec{j}_3 iránya megegyezik az \vec{E}_1 vektor irányával, tehát az \vec{E}_3 vektor polarizációja megegyezik a beeső fény polarizációjával.

Saját eredmények: Harmonikus konverzió optimalizálása a gradiens változtatásával
 polarizációs vizsgálatok
 kritikus felület fodoródása

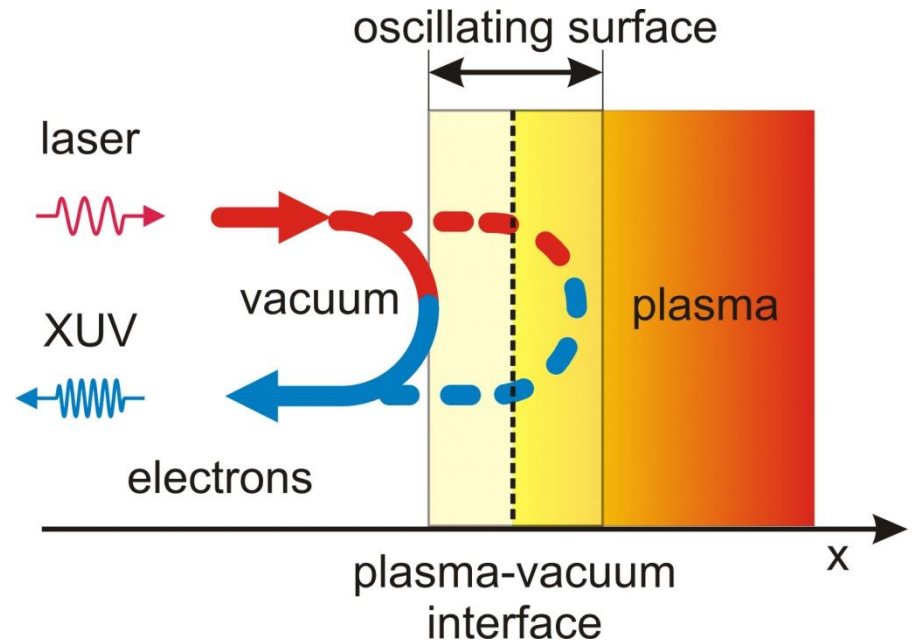
Mechanizmusok

Coherent Wake Emission
(CWE, koherens ébredő hullám),
gyengén relativisztikus eset



Nomura et al., Nat. Phys. 5, 124 (2009)
Quéré et al., PRL 96, 125004 (2006).

Relativistically Oscillating Mirror
(ROM), relativisztikusan
oszilláló tükör



Baeva et al., PR E 74, 065401 (2006)

A harmonikuseltés ROM és CWE modellje

Koherens ébredő tér

- Nem szükséges (ill. gyengén) relativisztikus intenzitás
- Kvázilineáris folyamat
- széles harmonikusok
- hullámhossz $> 20\text{nm}$
- A fázisszinkronizált harmonikusok attoszekundumos impulzssorozatra utalnak

Relativisztikusan oszcilláló tükör

- Erősen nemlineáris, relativisztikus rezsim
- keskeny harmonikusok
- Rövid hullámhosszig, több keV-et demonstráltak
- Egyedülálló attoszekundumos impulzus keltése lehetséges

Quéré, Thauray, Ph. Martin et al. Kísérletei mindkét mechanizmust mutatják:

H13

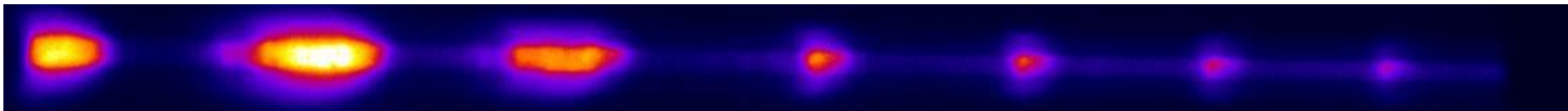
H14

H15

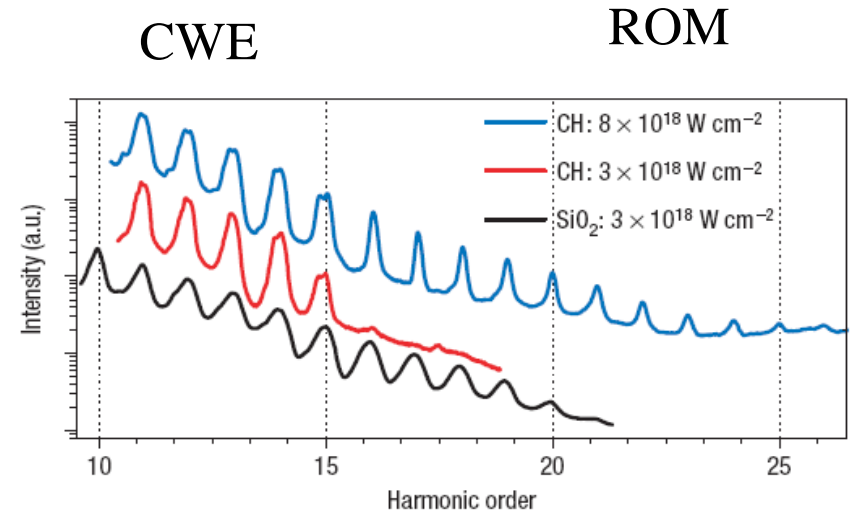
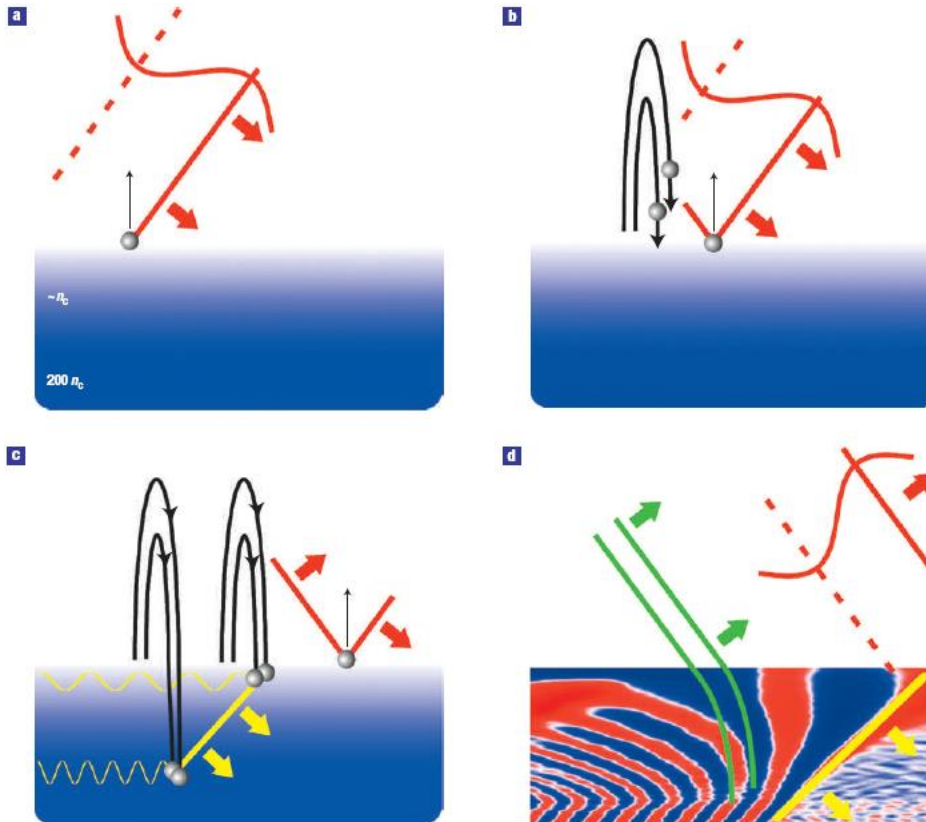


H16

H18



Az ébredő tér emissziós modell (Coherent Wake Emission, CWE)

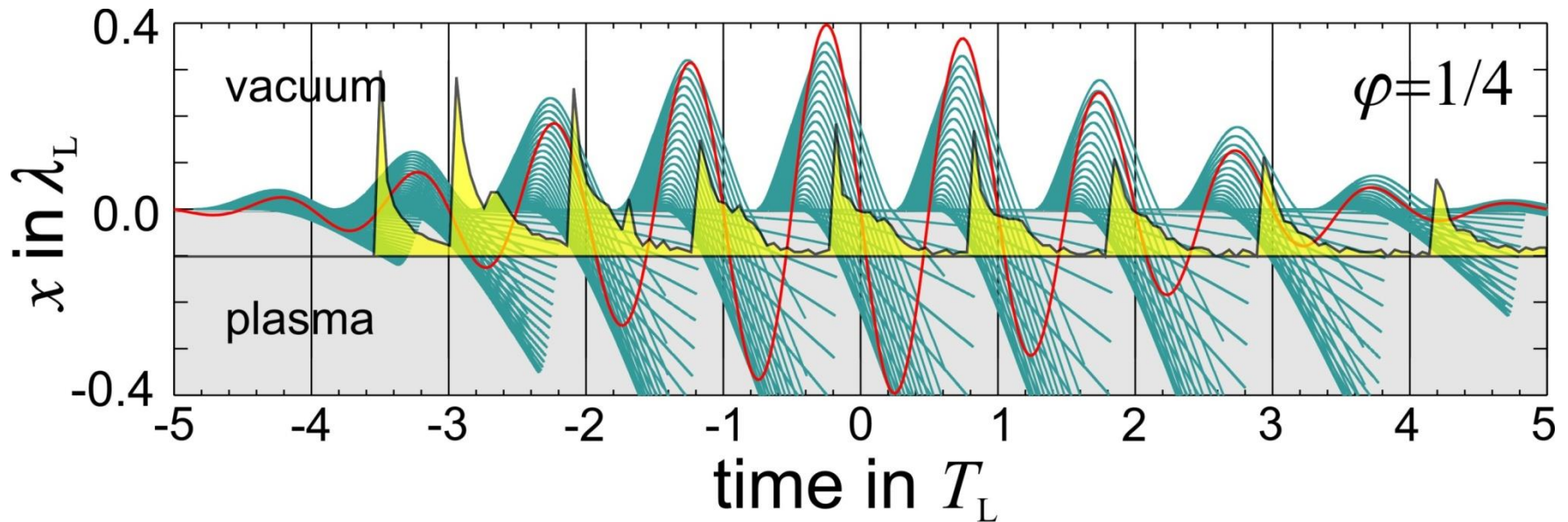


$$N_{\max} = \sqrt{\frac{n_S}{n_C}}$$

10¹⁰ kontraszt
Plasztik target
($\omega_p/\omega_L \approx 15$)

Egy egyszerű, 3-lépéses CWE modell

Analitikus leírás gyengén relativisztikus térben a tértöltés elhanyagolásával (Tsakiris, Hörlein). A modell nem korrekt, de szemléletes.



Az elektronok csomagokba gyűlve érkeznek vissza a plazmába egy-egy nem ekvidisztans (nem periodikus) attoszekundumos csomagban.

A CWE harmonikusok spektruma

Egy Gauss burkolójú impulzus esetén az időközök az elektroncsomagok kialakulása között és a 0 térerősség (zero-crossing) között:

$$\Delta t_n(t, \varphi) = A[(t - (\varphi - \varphi_0)) / \tau_L]^4 + B$$

Minden t_n esetén attoszekundumos csúcsok jelennek meg, azaz $E_t(t'-t_n)$ egy $E_L(t_n)$ burkolóval, ami az attos impulzusok burkolóját adja.

$$E_t(t') = \sum_n E_t(t'-t_n) E_L(t_n).$$

A spektrum:

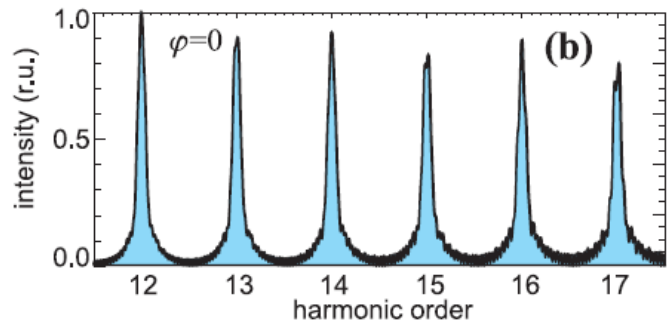
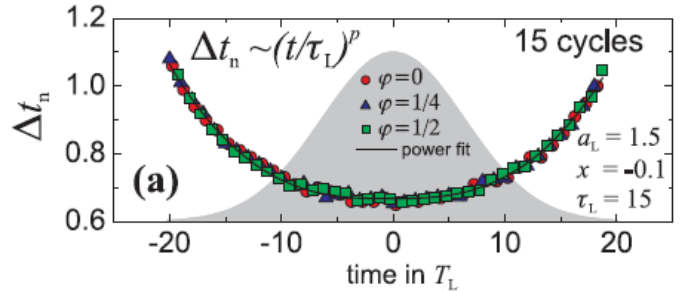
$$t'' = t' - t_n$$

$$E_T(\omega) = \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} E_L(t_n) E_t(t'-t_n) e^{i\omega t'} dt' = \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} E_t(t'') e^{i\omega(t''+t_n)} E_L(t_n) dt'' = \int_{-\infty}^{\infty} E_t(t'') e^{i\omega t''} dt'' \sum_n E_L(t_n) e^{i\omega t_n}$$

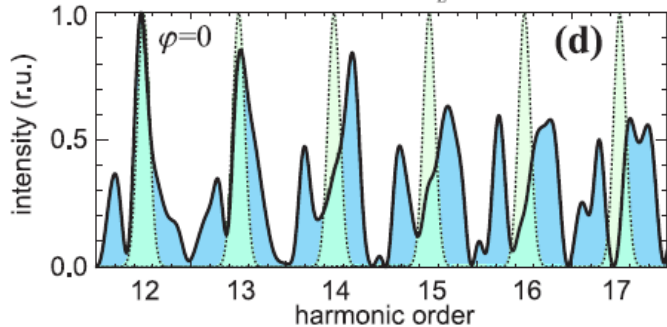
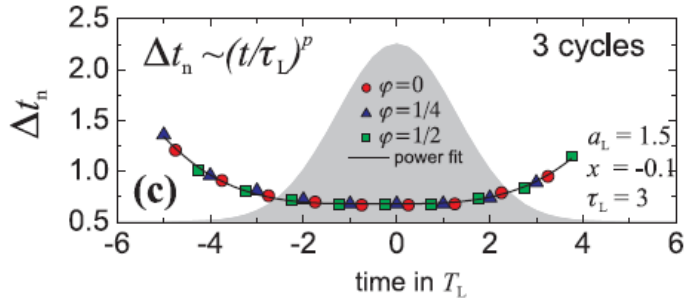
$$E_T(\omega) = FT\{E_t(t)\} \cdot FT\left\{\sum_n E_L(t_n) \cdot \delta(t-t_n)\right\} = E_A(\omega) \sum_n E_L(t_n) e^{i\omega t_n}.$$

az első tag az $E_A(\omega)$, azaz az attoszekundumos csomagok (bursts) spektruma.

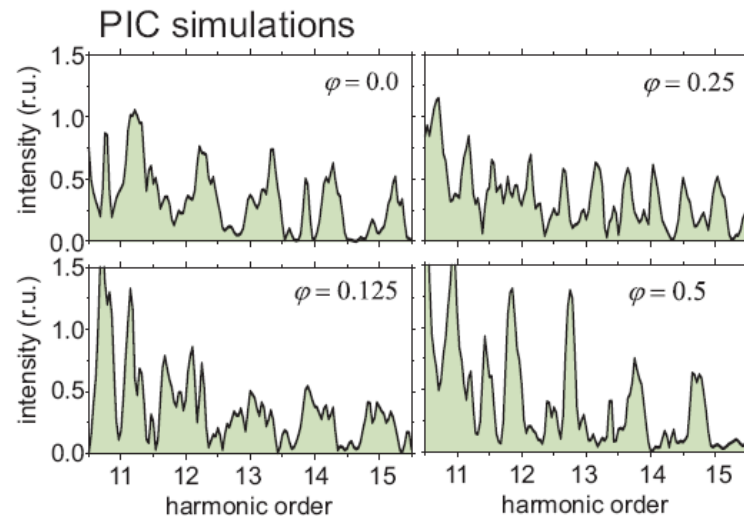
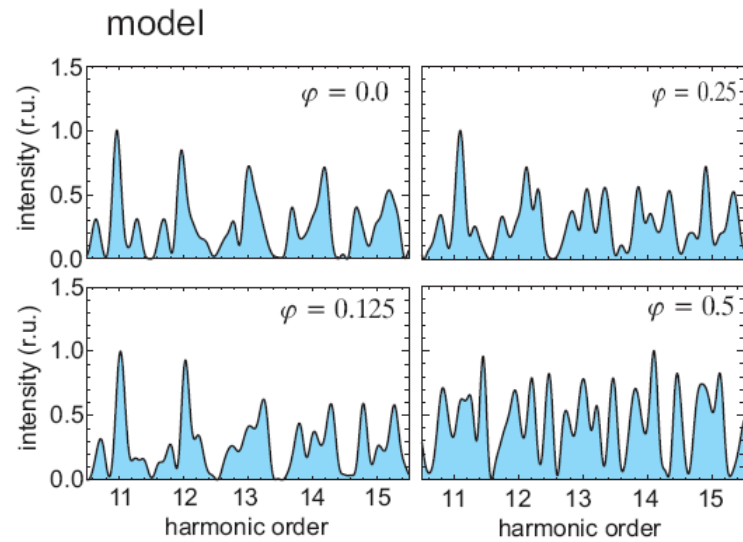
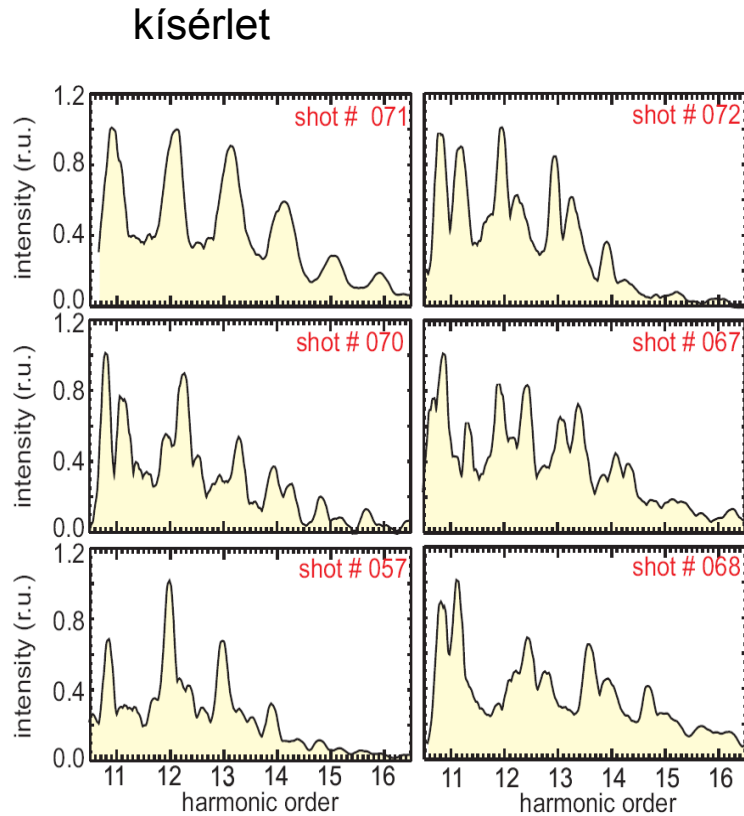
Időfüggés



A rövid és hosszú impulzusok esetén hasonló az időbeli viselkedés, nem függ a fázistól. A „hosszú impulzusok” esetén szabályos spektrum. Torzult, kiszélesedett impulzusok egy 3-ciklusú lézer esetén attoszekundumos impulzussorozatra utalnak.



Összehasonlítás a kísérletekkel



Relativisztikus (ROM) harmonikusok

Beeső lézertér: $E_{inc}(t) \sim \sin(\omega_L t)$

A Lorentz-erő $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ tagja a kritikus felület oszcillációját okozza, mivel $\mathbf{v} \sim \sin(\omega_L t)$ és $\mathbf{B} \sim \sin(\omega_L t)$

pozíció (\sim ponderomotoros erő): $X(t') = A_m \sin(2\omega_L t' + \phi)$

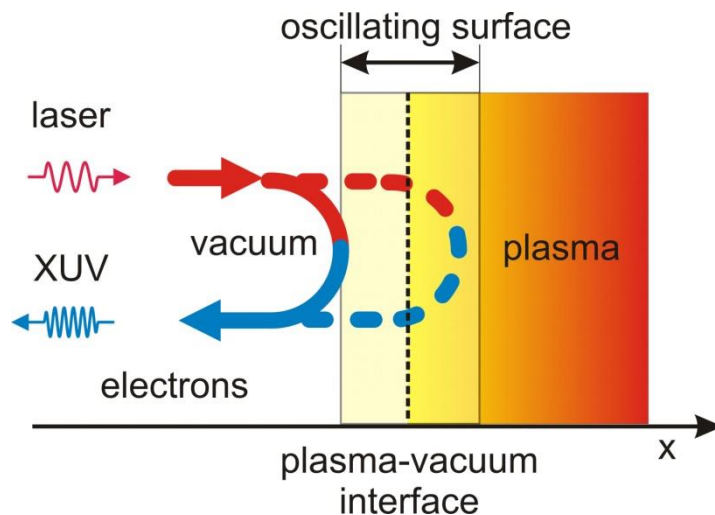
Feltételezzük, hogy a plazma lépcsős függvény alakú: $X(t)$

A visszavert impulzus retardált: $t' = t + X(t')/c$

A visszavert fény teljes körútjára: $t + 2(t' - t) = t + 2(R + x(t'))/c$, így

a visszavert tér: $E_{refl}(t) = \sin(\omega_L t + 2k_L X(t'))$

Az R fázisfaktor itt elhanyagolva, ez a harmonikusok forrása.



Lichters és Bulanov
elmélete
+PIC szimulációk

Relativisztikus (ROM) harmonikusok

Merőleges beesés: Sűrűségmoduláció $2\omega_L$ periódus \rightarrow csak páratlan harmonikusok.
Ferde beesés:

- p-polarizált fény: modulációs freki $\omega_L \rightarrow$ páros és páratlan harmonikus
- s-polarizált fény: a ponderomotoros erő tartalmazza a $2\omega_L$ -et
csak páratlan harmonikus (hasonló a normál beeséshez)

A köv. közelítést használtuk: $X(t') = A_m \sin(2\omega_L t' + \phi)$

A maximális sebesség:

$$v_{\max} / c = \beta_{\max} = 2A_m \omega_L / c$$

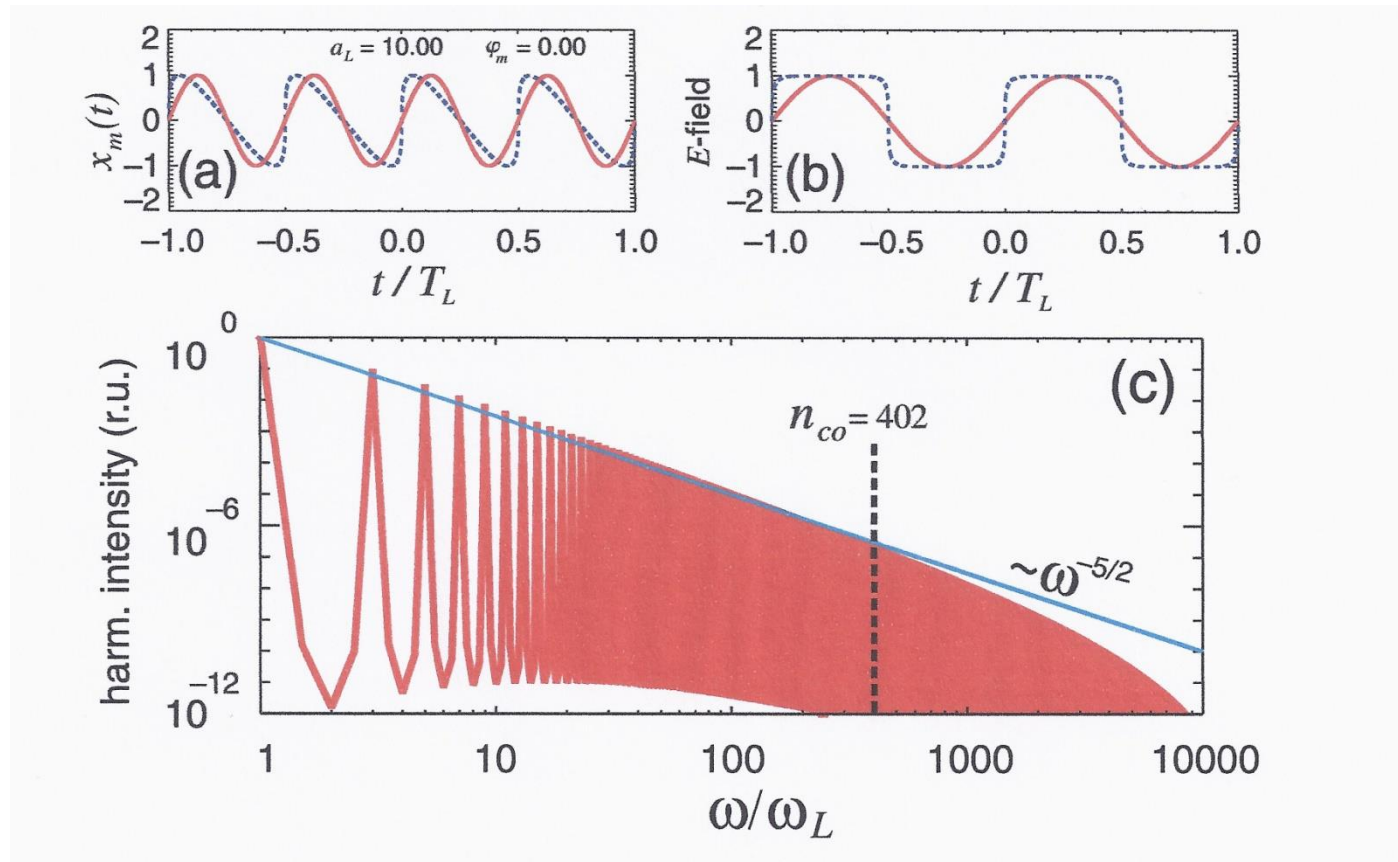
$$\text{Mivel } \gamma_{\max} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\max}^2}} \quad \text{az amplitudó: } A_m = \frac{\lambda_L}{4\pi} \sqrt{\gamma_{\max}^2 - 1} / \gamma_{\max}.$$

a normalizált vektorpotenciállal: $\gamma_{\max} = \sqrt{1 + a_0^2}$

$$X_m(t') = \frac{\lambda_L}{4\pi} \frac{a_0}{\sqrt{1 + a_0^2}} \sin(2\omega_L t' + \phi_m)$$

Adott a és ϕ esetén a visszavert fény meghatározható, a spektrumot a Fourier transzformáció megadja.

Mozgó tükör spektrum



PIC szimulációs eredmények $a_0=10$ és $\varphi=0$ esetére. (a) A tükör mozgása saját vonatkoztatási rendszerben (—) és ahogy a beeső hullám számára látszik (---). (b) A beeső (—) és visszavert (---) E-M tér, ahogy a megfigyelő látja. (c) A spektrum a visszavert tér Fourier transzformációjával kapható meg.

A γ -spiking (γ -tüskés) modell

Gordienko, Baeva, Pukhov: Vlasov + Maxwell egyenletek

$$[\partial_t + \mathbf{v} \partial_{\mathbf{r}} - e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} / c) \partial_{\mathbf{p}}] f(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}) = 0,$$

$$\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E} = 4\pi e(n_e + \rho), \quad \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{B} = 0,$$

$$c \nabla_{\mathbf{r}} \times \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{j} + 4\pi \partial_t \mathbf{E}, \quad c \nabla_{\mathbf{r}} \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B},$$

ahol $\rho = -\int f dp$ $\mathbf{j} = -e\mathbf{v} \int f d\mathbf{p}$ és $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$

Hasonlósági megoldás létezik 3 dimenziótlan paraméterrel.

$$k_0 R, \quad \omega_L \tau \quad \text{és} \quad S = n_e / (a_0 n_c)$$

$$a_0 = eA / m_e c^2 \gg 1$$

ahol R a fókuszsugár, τ az impulzushossz, n_e és n_c az elektron- és a kritikus sűrűség.

Optikailag sűrű plazma: $S \gg 1$,
optikailag ritka plazma: $S \ll 1$

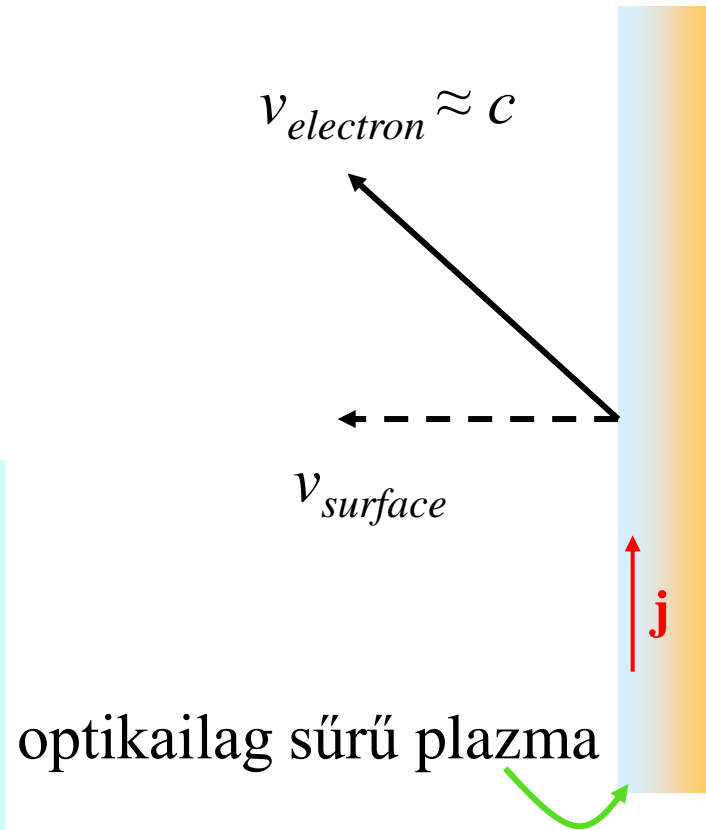
A szabad elektron mozgása

$$p_{\tau} \sim a_0 \quad p_n \sim a_0$$

$$v_{surface} \neq v_{electron}$$

Ha $S = \text{const}$ hasonló elektron-trajektóriák léteznek, ahol $\mathbf{p} \propto a_0$ merőleges a felületre, $v \sim c$

γ_s faktor (a felületi γ) általában egységnyi nagyságrendű, kivéve a fordulópontot, ahol a tangenciális térkomponens 0.



Magas harmonikusok (elmélet)

- A felületi sebesség sima függvény, ami megközelíti a c értéket.

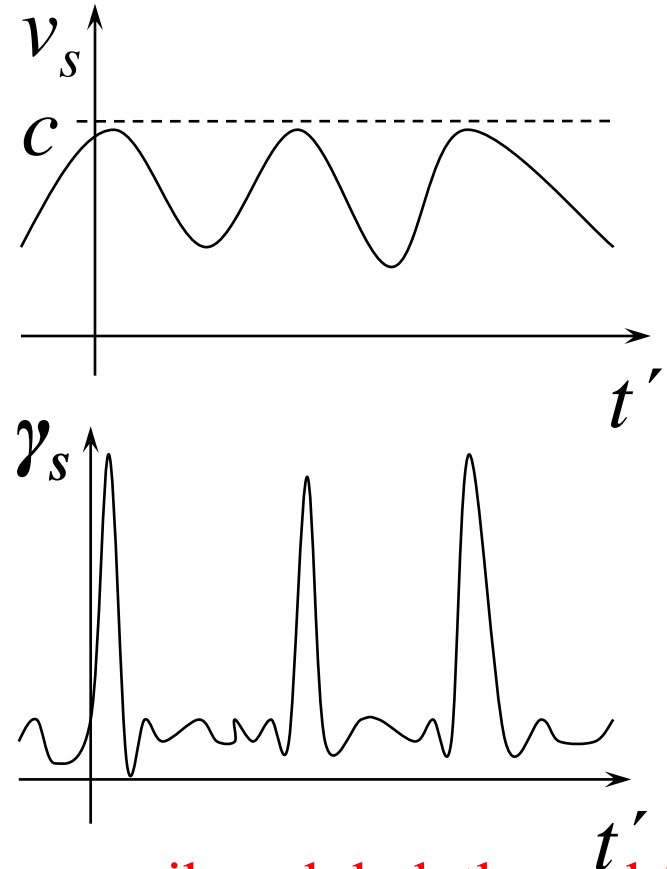
- A felület γ -faktora

$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1 - (v_s/c)^2}}$$

tüskéket mutat

- A tüskék megfelelnek a sebességmaximumoknak, és akkor lépnek fel, ha

$$\mathbf{p}_\tau = 0$$



Ezekben az időpontokban magas harmonikusok keletkeznek!

A γ -tüskés modell 2

A felület mozgása különbözik a szabad elektronétól:

Mind a normális (\mathbf{p}_n) mind a tangenciális komponens (\mathbf{p}_t) közel $\sim a_0$.

A szkinrétegbeli elektron sebessége közel van c -hez.

$$v = c \sqrt{\frac{\mathbf{p}_n^2 + \mathbf{p}_t^2}{m_e c^2 + \mathbf{p}_n^2 + \mathbf{p}_t^2}} = c(1 - o(a_0^{-2})).$$

A plazmafelület relativisztikus γ_s és β_s faktorai különböznek ettől.

A fenti skálázás szerint $\mathbf{p}_n(t') = a_0 \mathbf{P}_n(S, \omega_0 t')$, $\mathbf{p}_t(t') = a_0 \mathbf{P}_t(S, \omega_0 t')$. Így:

$$\beta_s(t) = \frac{p_n(t')}{\sqrt{m_e^2 c^2 + p_n^2(t') + p_t^2(t')}} = \frac{P_n(t')}{\sqrt{P_n^2(t') + P_t^2(t')}} - O(a_0^{-2})$$

és

$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_s^2}} = \sqrt{1 + \frac{P_n^2}{m_e^2 c^2 / a_0^2 + P_t^2}} \approx \sqrt{1 + \frac{P_n^2}{P_t^2}} = \sqrt{1 + \frac{P_n^2}{P_t^2}}$$

Ha a_0 nagy, az elektronok közel c sebességgel mozognak, a felület ettől eltérően.

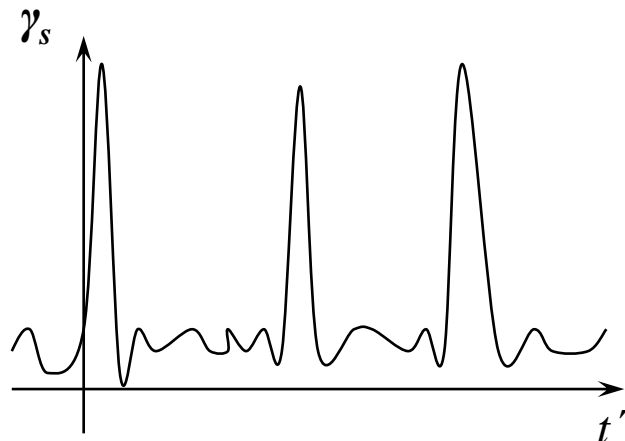
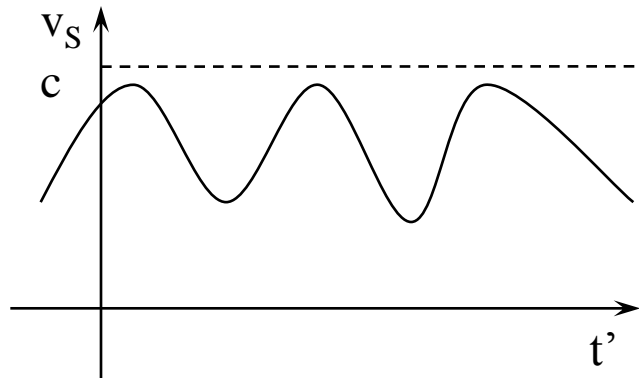
A felületi γ nagy, ha $P_t = 0$, azaz a fordulópontnál.

A γ -tüskés modell 3

A fordulópontnál ugrik, kapjuk: a_0 :

$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_s^2}} = \sqrt{\frac{\mathbf{p}_n^2 + m_e^2 c^2}{m_e^2 c^2}} \propto a_0.$$

az ugrás időtartama: $\Delta t' \propto 1/(a_0 \omega_L)$



Magas harmonikusok keletkeznek a tüskék csúcsánál!
Hasonló, mint a Doppler eltolódás a relativisztikusan oszcilláló tükörről.

A kibocsátott sugárzás időtartama eltérhet a tüske hosszától!

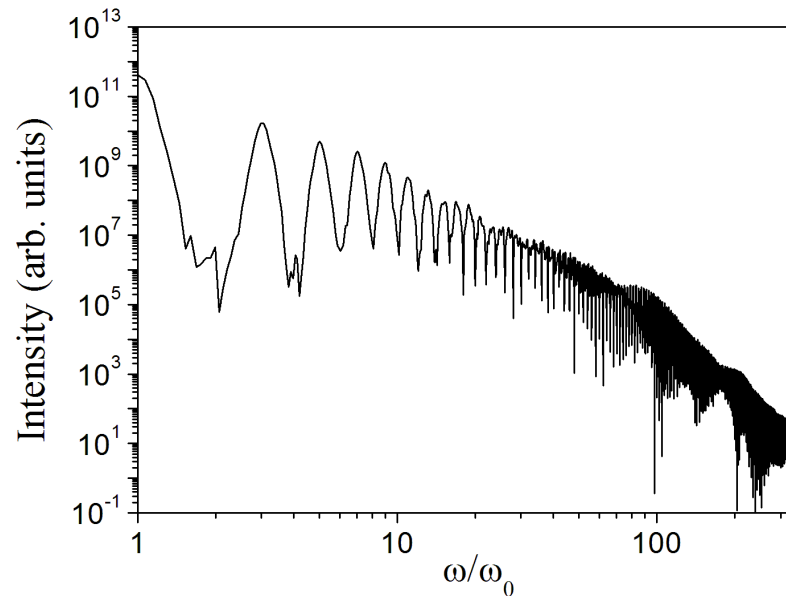
Részletes számítások azt adják az energiamegmaradást és a látható reflexiós pont pozíciója (retardáció) figyelembe vételével:

$$\Delta t_s \propto \frac{1}{\sqrt{\alpha(S)}} \frac{1}{\gamma_{\max}^3}$$

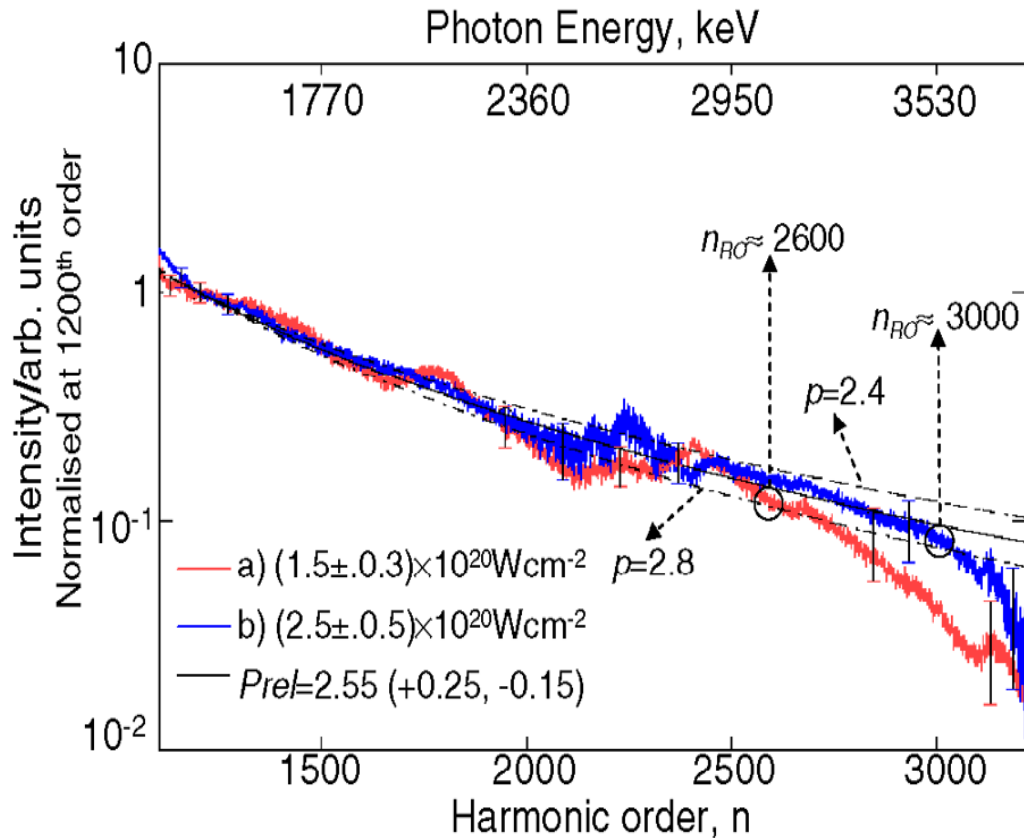
A ROM harmonikusok skálázása

Behelyettesítve a tüskés mozgást a tükörpozíció $X(t)$ helyzetébe a spektrum hatványfüggvény szerint viselkedik:
A végén pedig legördül (roll-over)

$$I_n \propto 1/n^{8/3}$$
$$n_{cutoff} = \sqrt{8\alpha\gamma_{max}^3}$$



keV harmonikusok kísérletekben



Elmélet (Baeva, 2006):

$$\eta(n) \sim n^{-8/3}$$

roll-over:

$$n_{RO} \sim \gamma_{\max}^3, \text{ ahol}$$

$$\gamma_{\max} = (1 + \text{const} \times I \lambda^2)^{1/2}$$

Kísérletek (Dromey, Zepf, 2006-2007)

Több keV szub-attoszekundumos (zeptoszekundumos) impulzusoknak felel meg.

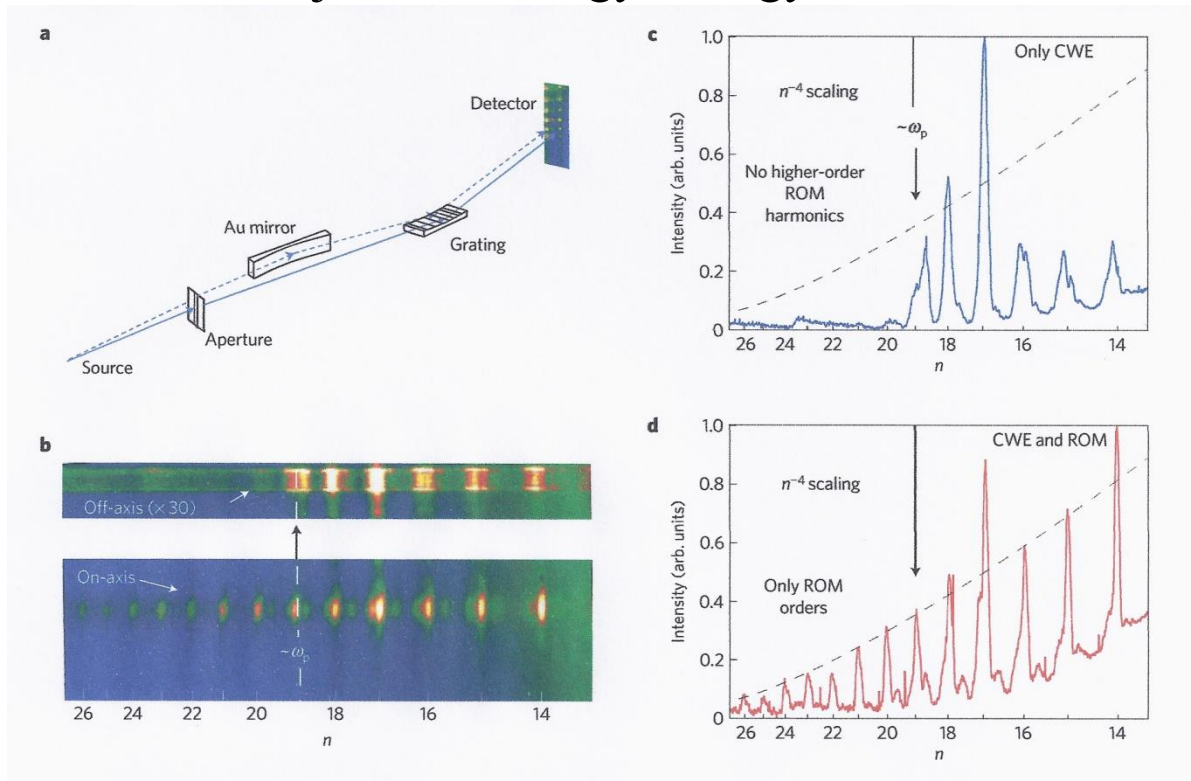
A harmonikusok kollimálhatók 4° -on belül, ami kisebb a lézer 20° divergenciájánál:
Beaming.

A ROM harmonikusok fókuszálhatósága

Ideális körülmények esetén (térben állandó intenzitás, síkhullám-konverzió), az n -dik harmonikus szögdivergenciája diffrakció-limitált divergenciájú kell legyen az adott hullámhosszra, vagy kifejezhető a harmonikus rendjével (n):

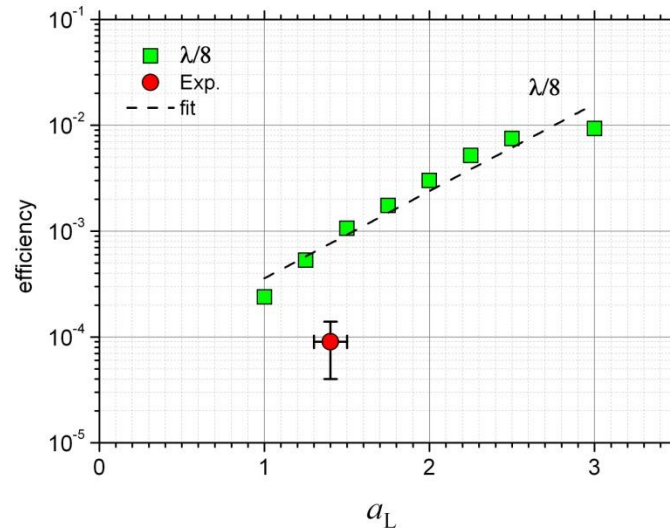
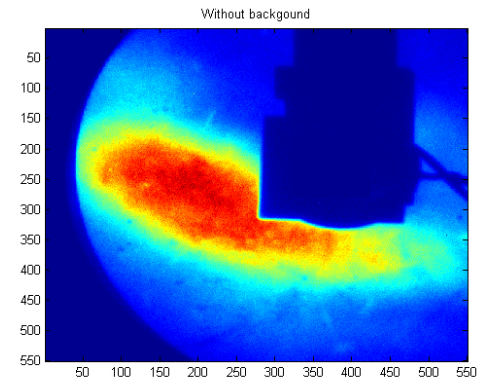
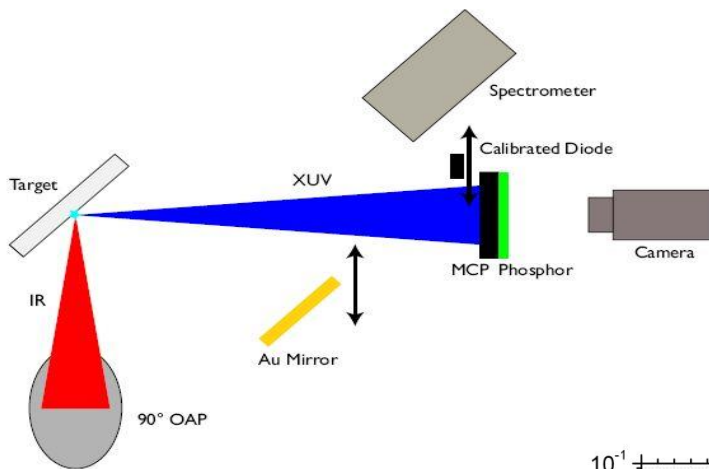
$$\theta_n \sim \frac{\theta_{laser}}{n}$$

Ha a sima felület nem hajlik be, ez nagyon nagy intenzitásokat eredményezhet!



Harmonikus-konverzió

A kísérletek felhasználják az előbbi beaming effektust a konverziós hatásfok mérésére: $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ magasabb, mint a gázharmonikusoké, de alacsonyabb az elvárásnál (előimpulzus?).



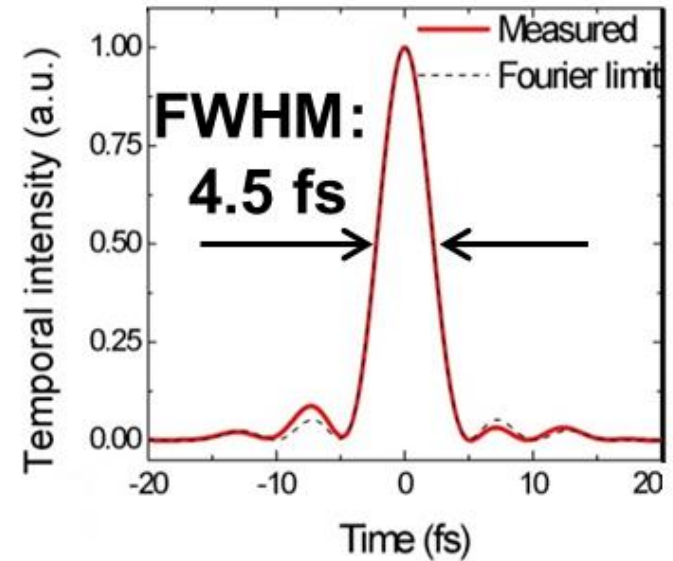
P. Heissler et al., Appl Phys B 2014
(A. Barna, I.B.Földes)

Az LWS lézer paramétereit (Laserlab Europe projekt)

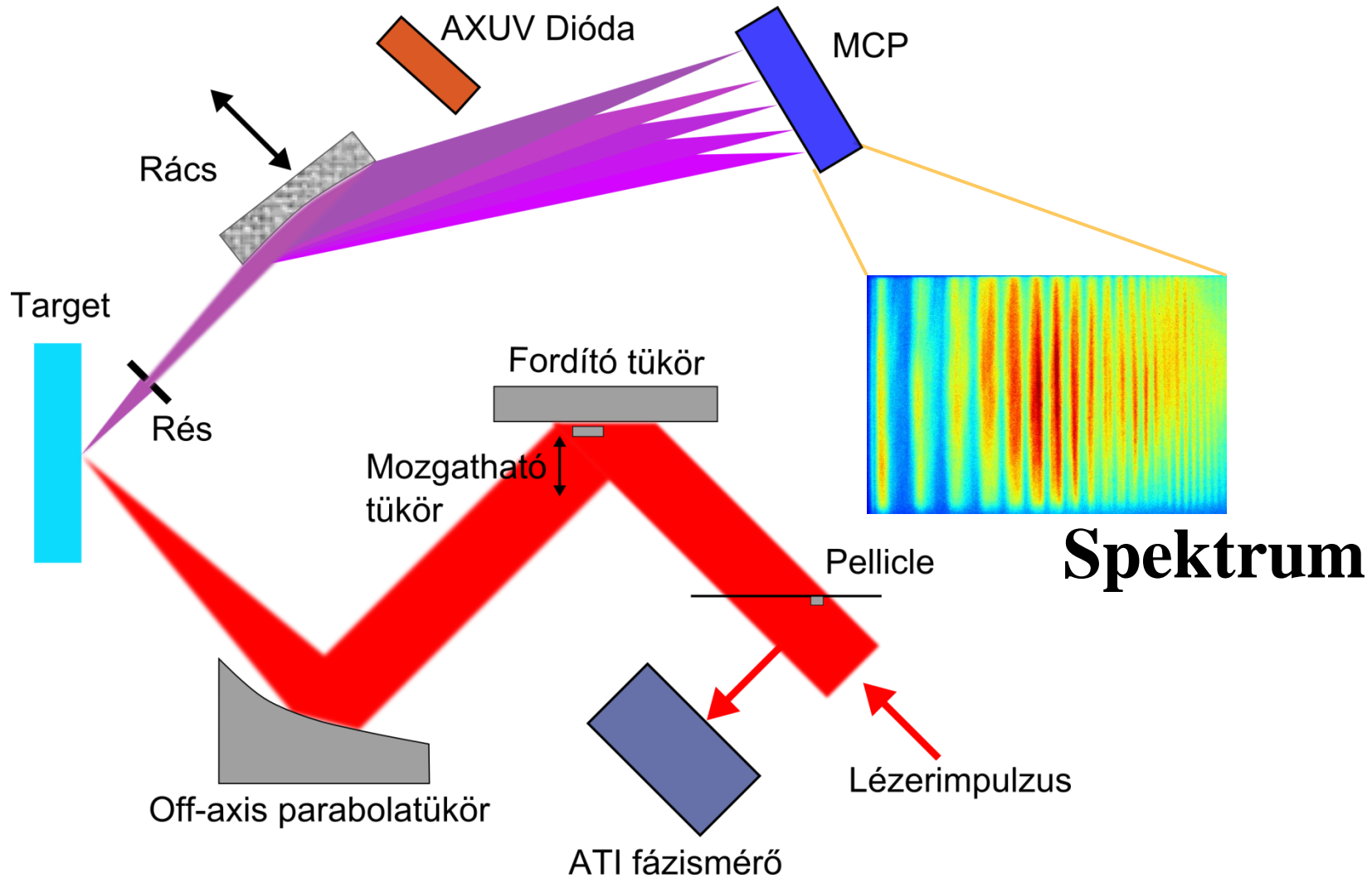
- Spektrum: 580 – 1020 nm
- Ismétlődés: 10 Hz
- Fókuszálhatóság: 1.5 μm
- Intenzitás: $> 10^{20} \text{ W/cm}^2$
- Energia: 80 mJ
- Impulzushossz: 4.5 fs (FWHM)
- Teljesítmény: 16-18 TW
- Kontraszt: 10^{-9} (4 ps), 10^{-13} (30 ps)



A világ legintenzívebb néhány ciklusú lézere!

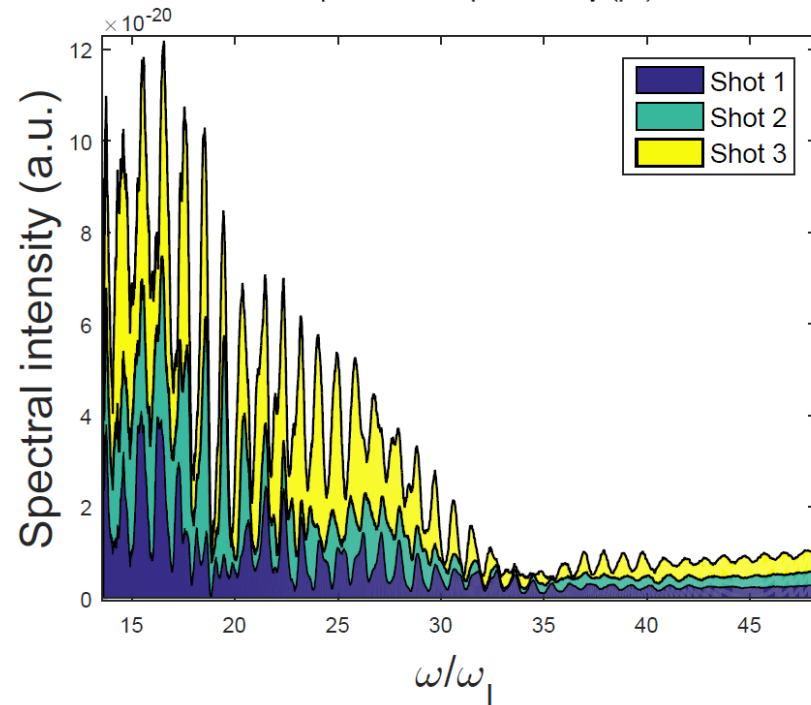
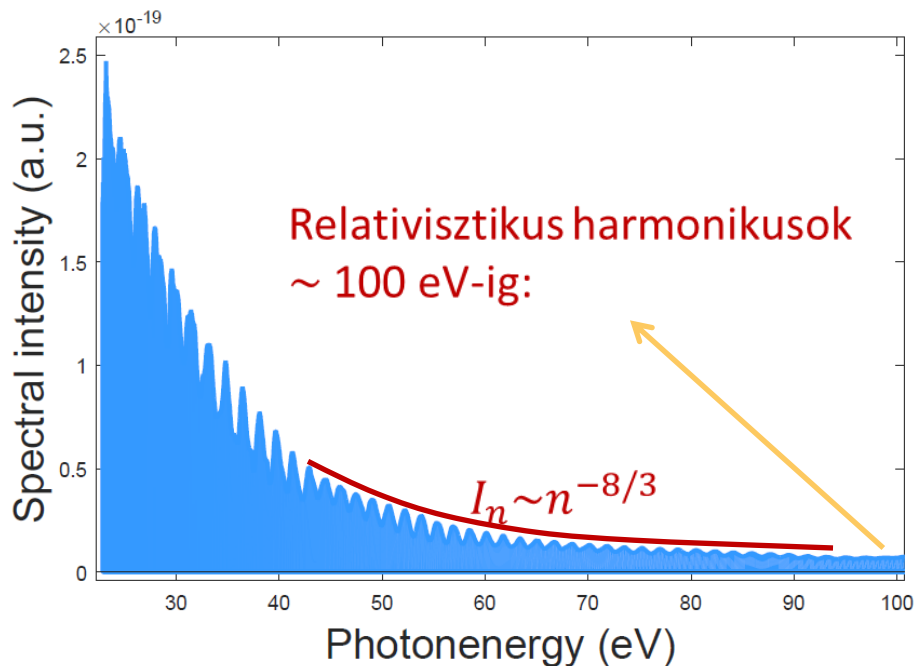
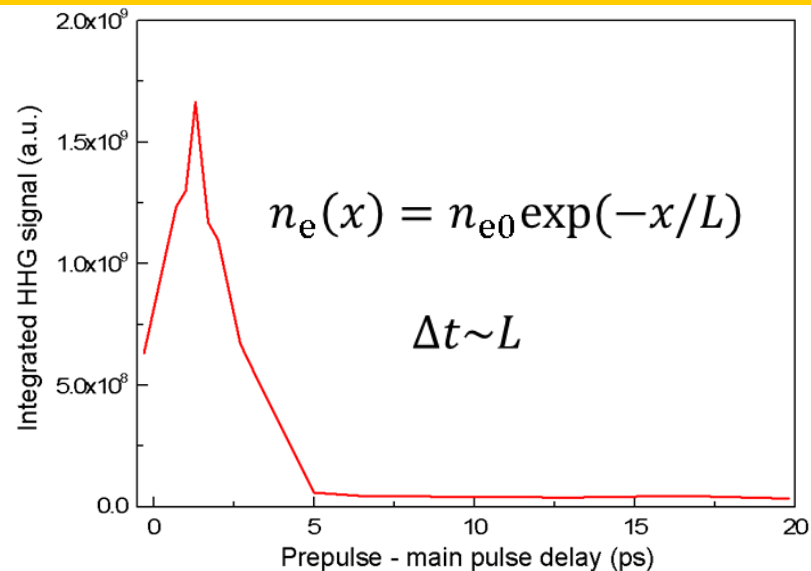


Kísérleti elrendezés

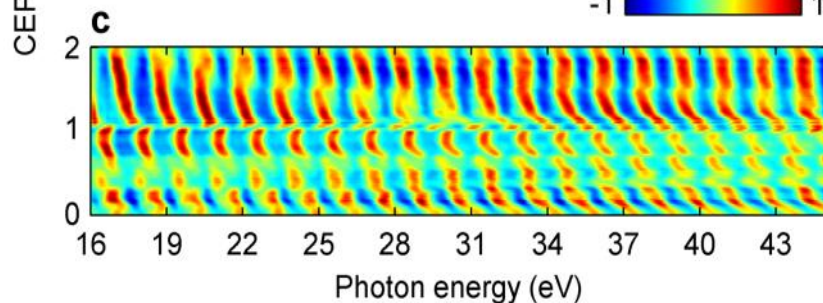
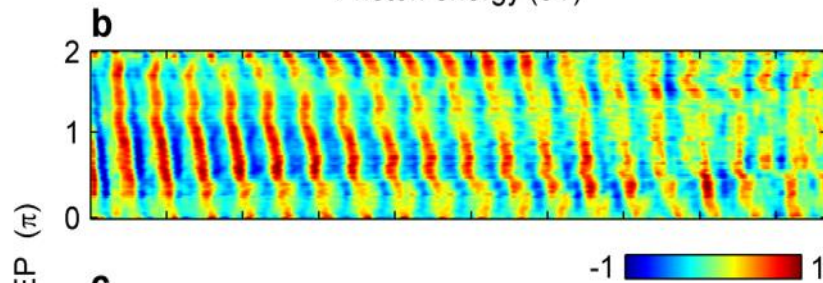
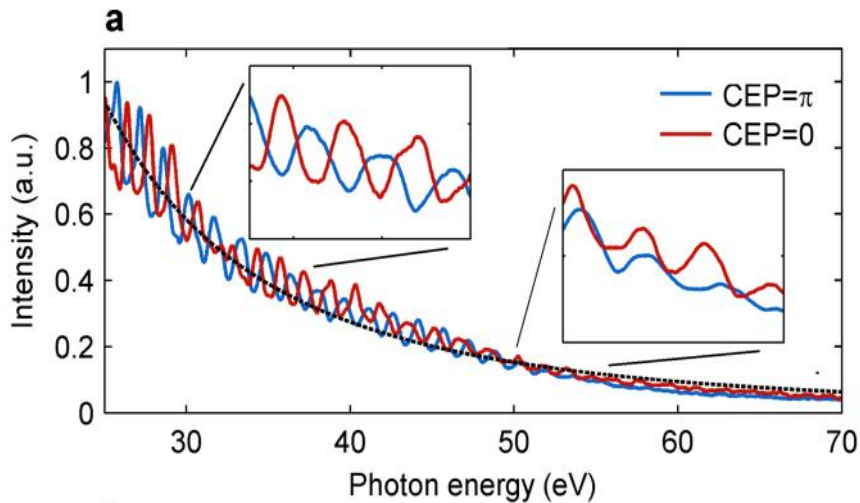


Optimalizálás, harmonikusok 100 eV energiáig

- Harmonikus intenzitás előimpulzussal optimalizálva
 ↓
 Eredeti kontraszt „túl jó”
- A csoportsebesség diszperzió (GDD) változtatása Dazzlerrel: a lézer impulzushossz optimalizálása



Fázisfüggő XUV spektrum



- a) Mért spektrumok π fázissal eltolva
Szaggatott vonal: fit -2.62 exponenssel.
- b) A mért spektrum CEP függése
- c) PIC szimulációk $L/\lambda=0.13$ skálahosszra

A mért spektrum vonalai NEM egész számú többszöröse a lézer frekvenciájának. Akár fél periódussal is el vannak tolva. A plazma skálahossz növelésekor a CEP Függés még bonyolultabb. Ez mutatja, hogy a relativisztikus harmonikusok spektruma a térerősségtől és nem az intenzitástól függ.

A spektrumban megjelenik az attoszekundumos impulzusok sorozatának interferenciája. Analízise elvezet az izolált attoszekundumos impulzusokhoz.