

Lézer-anyag kölcsönhatások nagy energiájú és nagy intenzitású lézerekkel

Földes István

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont RMI

MAFIHE téli iskola, Szeged, 2012. február 2.

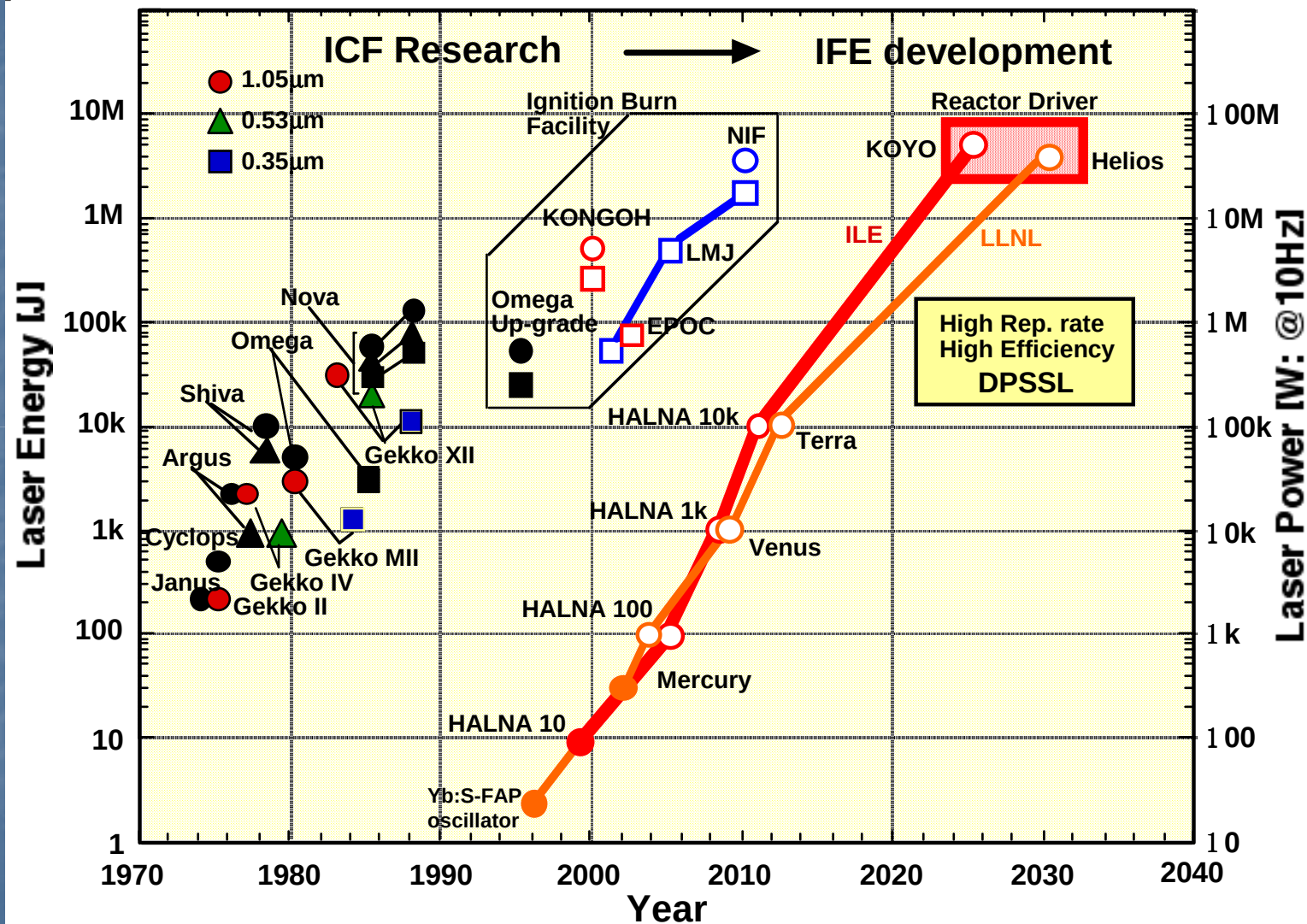
Kis lézertörténelem

- 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: 2015?

Kis lézerplazma-történelem

- Lézerplazma levegőben rubinlézer fókuszálásakor: Maker, Terhune, Savage 1963
- Lézeres termonukleáris fúzió ötlete: Basov, Krokhn 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-

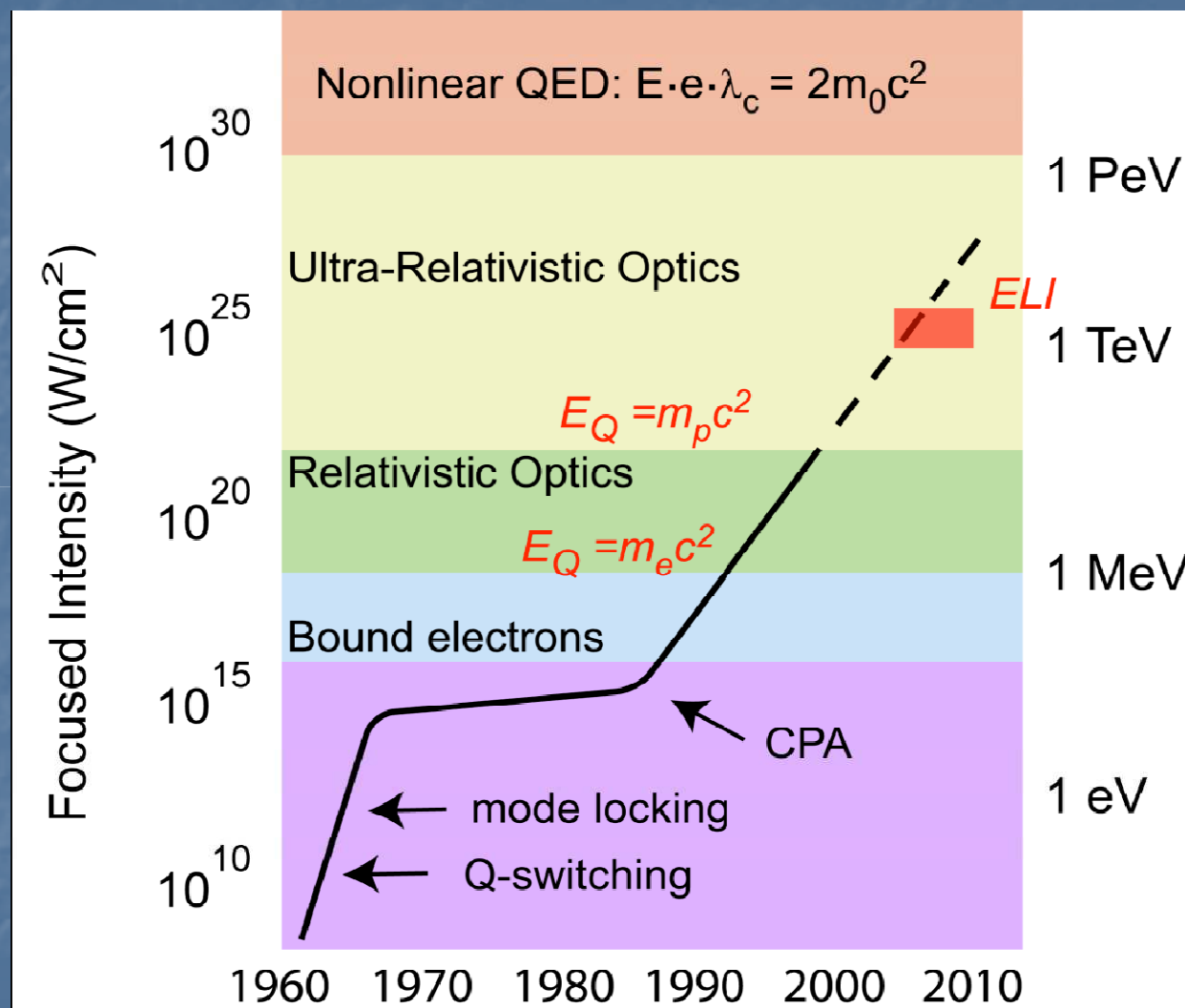
A lézereenergia növekedése az elmúlt évtizedekben, amit a lézeres fúzió motivált



2012.02.18.

S. Nakai ábrája

A lézerintenzitás növekedése még imponálóbb



A lézerplazma fizikájának alapjai

A nagy lézerintenzitásokon plazma keletkezik, amelynek leírásához több folyamat ismerete szükséges:

- sugárzási alapfogalmak, transzport
- ionizációs folyamatok
- hidrodinamika:
 - lökéshullámok
 - hővezetés
- atomfizika:
 - állapotegyenletek
 - ionizációs állapotok
 - opacitás
- elektromágneses hullámok plazmában
- nemlineáris kölcsönhatások

Elektrodinamika plazmában

Térbeli és időbeli diszperzióval rendelkező közeg elektrodinamikája
Elektromos tér: külső + indukált

$\mathbf{j}_0, \rho_0$: külső áram, töltés

$\mathbf{j}, \rho$: indukált áram, töltés

Maxwell-egyenletek:

$$\text{rot}\mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_0)$$

$$\text{div}\mathbf{B} = 0$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\text{div}\mathbf{E} = 4\pi(\rho + \rho_0)$$

Kontinuitás-egyenlet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}\mathbf{j} = 0$$

A Lorentz erő (külső forrás elhanyagolva)

$$\mathbf{F} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right)$$

Aleksandrov, Bogdankevich, Rukhadze: Plasma Electrodynamics (Springer)

Elektromos eltolás bevezetése $\mathbf{j}$ helyett:

$$\mathbf{D}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{E}(t, \mathbf{r}) + 4\pi \int_{-\infty}^t dt' \mathbf{j}(t', \mathbf{r}).$$

Továbbra is mikroszkopikus tárgyalás ($\mathbf{P}$ és $\mathbf{M}$ nincs):

$$\text{rot} \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_0$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0$$

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\text{div} \mathbf{D} = 4\pi \rho_0$$

Nem zárt!

Kapcsolat kell $\mathbf{D}$ és $\mathbf{E}$ vagy $\mathbf{j}$ és $\mathbf{E}$ között.

Modell: lineáris elektrodinamika:

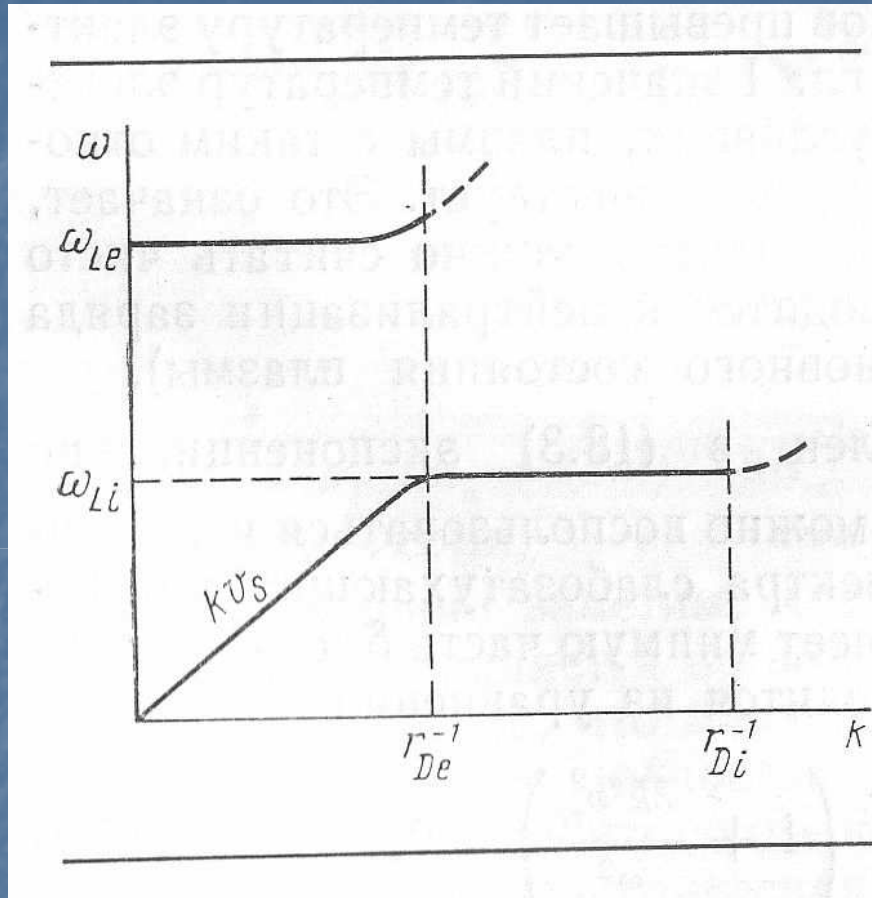
$$\mathbf{j}_i(t, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^t dt' \int d\mathbf{r}' \sigma_{ij}(t, t', \mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{E}_j(t', \mathbf{r}')$$

$$\mathbf{D}_i(t, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^t dt' \int d\mathbf{r}' \varepsilon_{ij}(t, t', \mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{E}_j(t', \mathbf{r}').$$

σ és ε konkrét modellből határozható meg.

Vákuumban az elektromágneses hullámok transzverzálisak,
a plazmának vannak transzverzális és longitudinális sajátrezgései.

Longitudinális rezgések diszperziós görbéi



Az alsó görbe az ionhullám diszperziós relációja.

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 \left(1 + 3 \frac{k^2 v_{Te}^2}{\omega_{pe}^2} \right) = \omega_{pe}^2 (1 + 3k^2 r_{De}^2).$$

$$\frac{\omega}{k} \gg v_{Te}$$

**Elektronplazmahullám
(Langmuir-hullám):**

izotrop plazma nagyfrekvenciás longitudinális rezgései.

$$\omega^2 = k^2 Z \frac{T_e}{M} \left(1 + 3 \frac{T_i}{Z T_e} \right) = k^2 v_s^2.$$

Spektrum főleg az ionkomponenstől függ!

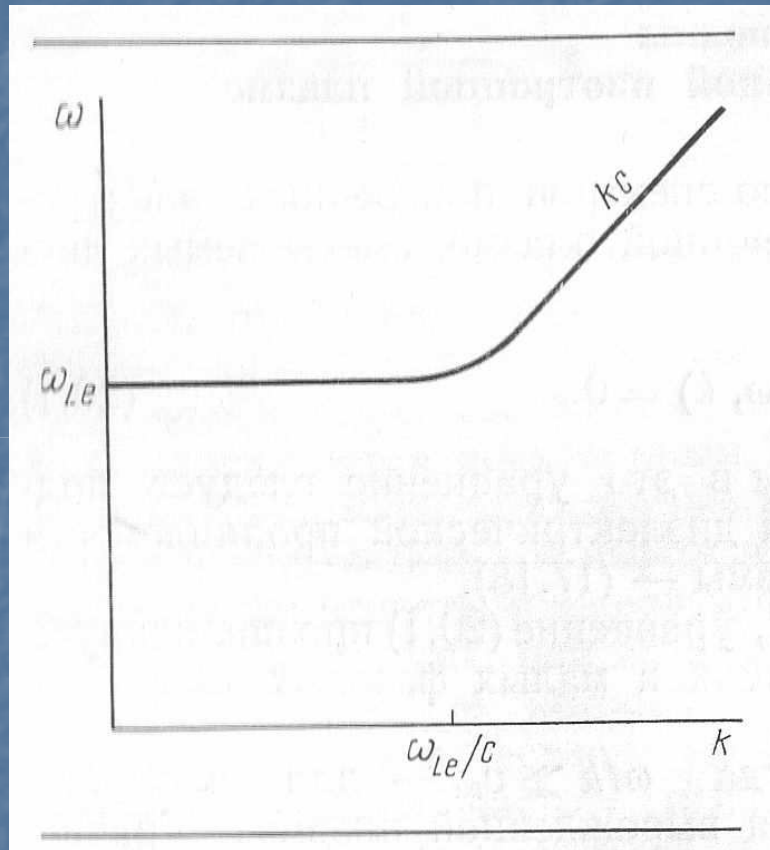
Ionplazmahullám

(kisfrekvenciás határeset)

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m}}$$

$$d \approx \frac{v_{te}}{\omega_{pe}} = \sqrt{\frac{k_B T}{4\pi e^2 N_e}} = r_D$$

Transzverzális hullámok ütközésmentes, izotrop plazmában



$$\epsilon^{tr} \cong 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n}{n_c} \quad \left(\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n e^2}{m} \right)$$

2012.02.18.

- A fázissebesség nagyobb lehet a közegbeli fénysebességnél!
A spektrum ezért nem függ a részecskék hőmozgásától.
- Az iontag elhanyagolható.
- Az ütközéseket elhanyagolva nincs elnyelés, ui. ϵ imaginárius része csak $v/c \gg 1$ esetén nem 0, ilyen gyors részecske nincs.
- **Nem csillapodó hullám!**
- További tulajdonságok:
 $(\omega/k)^2 = c^2/\epsilon^{tr}$, ezért $\omega/k > c$, ha $\epsilon_{tr} < 1$
- ***A dielektromos állandó és a törésmutató < 1 !!***
Köv.: A plazmagömb egy szórólencse

Elektromágneses hullám terében mozgó elektron egyenlete

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

$$(v \ll c)$$

Ha az oszcilláció amplitudója kisebb a lézer hullámhosszánál:

$$\mathbf{v} = \frac{e}{m} \frac{\mathbf{E}}{i\omega} \cos \omega t$$

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 is:

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

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:

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

A mozgásegyenletet
integrálva:

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

Bevezethető a dimenziótlan amplitudó ahol $v \sim c$:

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

A lézerintenzitás a Poynting-vektor abszolút nagysága:

$$I = |\mathbf{S}| = \left|\frac{c}{4\pi}\mathbf{E} \times \mathbf{B}\right| = \frac{\omega k}{4\pi} A_0^2 \times \frac{1}{2} (1 + \sin 2\psi),$$

A relativisztikus küszöb 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 -al:

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

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

hullámhossz esetén ekkor .

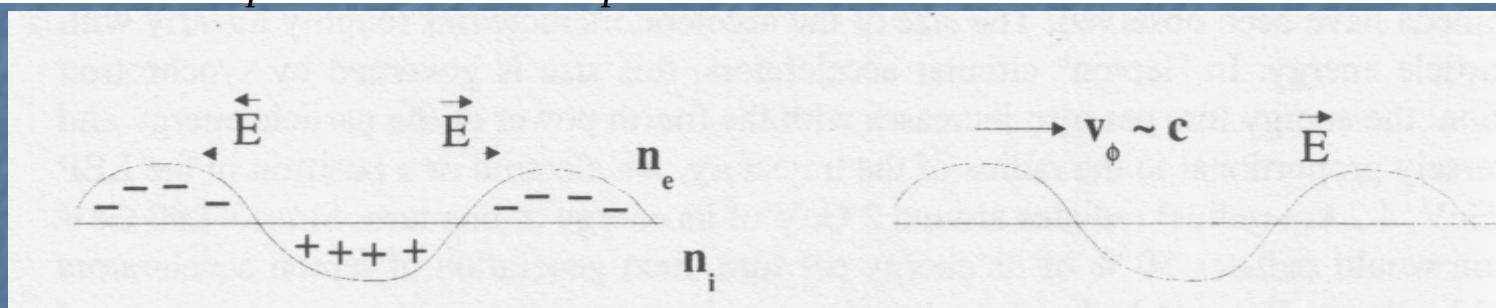
Hogyan lehet elektront gyorsítani?

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

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

A transzverzális elektromágneses hullámból longitudinális teret kell csinálni!

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



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

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:

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

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

Az instabilitások mozgatója: a ponderomotoros erő

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

Pl.: Homogén plazma válasza a nagyfrekvenciás térre:

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

Az elektronfolyadék válaszát E^2 rendig számítjuk ki, nyomásukat elhanyagolva:

$$\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + \mathbf{u}_e \cdot \nabla \mathbf{u}_e = -\frac{e}{m} \mathbf{E}(\mathbf{x}) \sin \omega t.$$

E-ben legalacsonyabb rendben $\mathbf{u}_e = \mathbf{u}^h$, ahol

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{u}^h}{\partial t} &= -\frac{e}{m} \mathbf{E}(\mathbf{x}) \sin \omega t, \\ \mathbf{u}^h &= \frac{e \mathbf{E}}{m \omega} \cos \omega t. \end{aligned}$$

Az elektronok gyors oszcillációira kiátlagolva:

$$m \frac{\partial \mathbf{u}^t}{\partial t} = -e \mathbf{E}^t - m \langle \mathbf{u}^h \cdot \nabla \mathbf{u}^h \rangle_t,$$

$$\mathbf{u}^t = \langle \mathbf{u}_e \rangle_t, \quad \mathbf{E}^t = \langle \mathbf{E} \rangle_t$$

(t index: időátlagolás)

Behelyettesítve $\mathbf{u}^h$ -t:

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

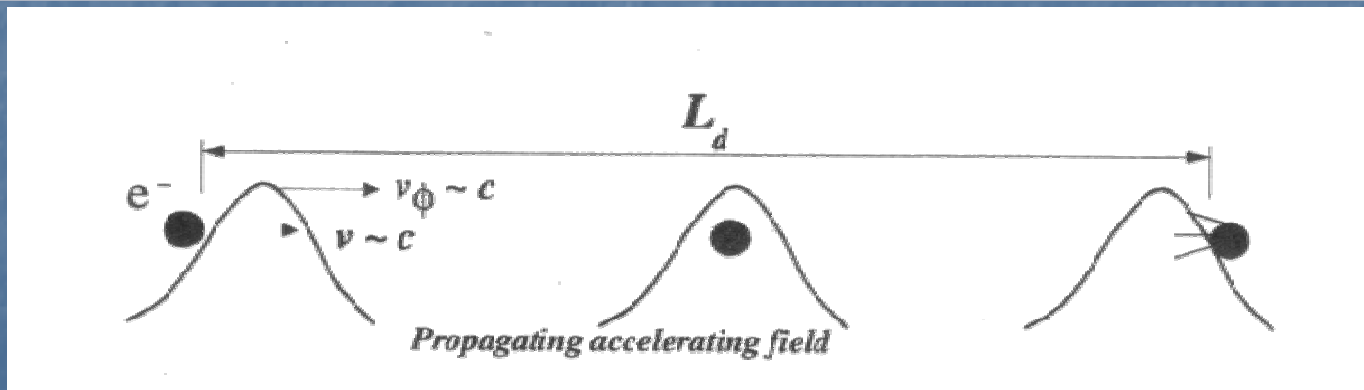
Láthatóan az elektronra olyan erő hat, ami a nagynyomású helyekről kilöki. Ez a **ponderomotoros erő**:

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

Nemlineáris erő, a nemlineáris kölcsönhatások motorja.

Hogyan gyorsít a hullám?

A szörföző esete: Szükség van kezdeti sebességre! Ha ui. 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. Elég nagy hullám még egy kezdetben álló elektront is csapdába tud ejteni (az álló szörfözőt magával ragadja).



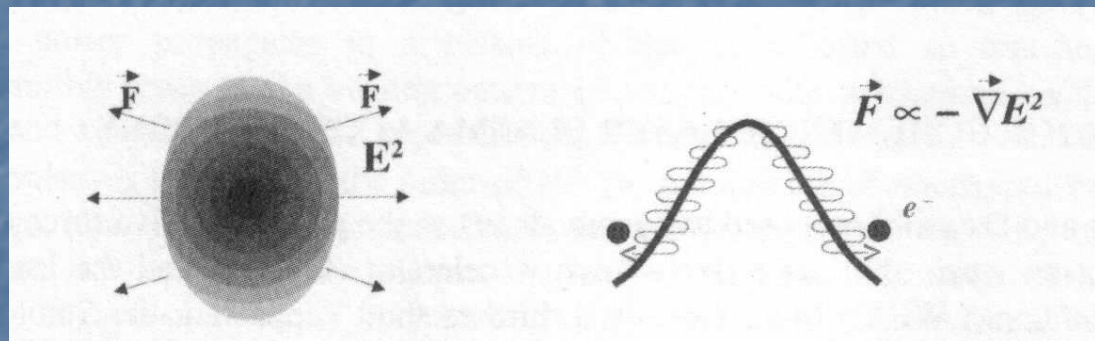
Megjegyezzük, hogy elég nagy hullám még egy kezdetben álló elektront is csapdába tud ejteni .

Energianyereség és „dephasing length” (a hossz, amely alatt kiesik az elektron a gyorsító fázisból) erős hullám esetén:

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

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

A plazmahullámok forrása itt is a ponderomotoros erő:



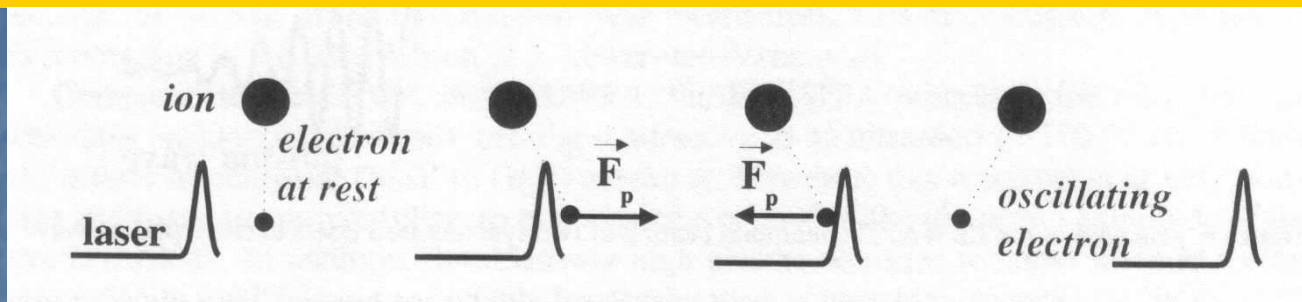
A lézerplazmában történő elektrongyorsítás fő mechanizmusai

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)
(bubble acceleration vagy blowout regime)

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

Ébredő tér 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 400 fs A maximálisan kinyerhető energia:

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

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

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

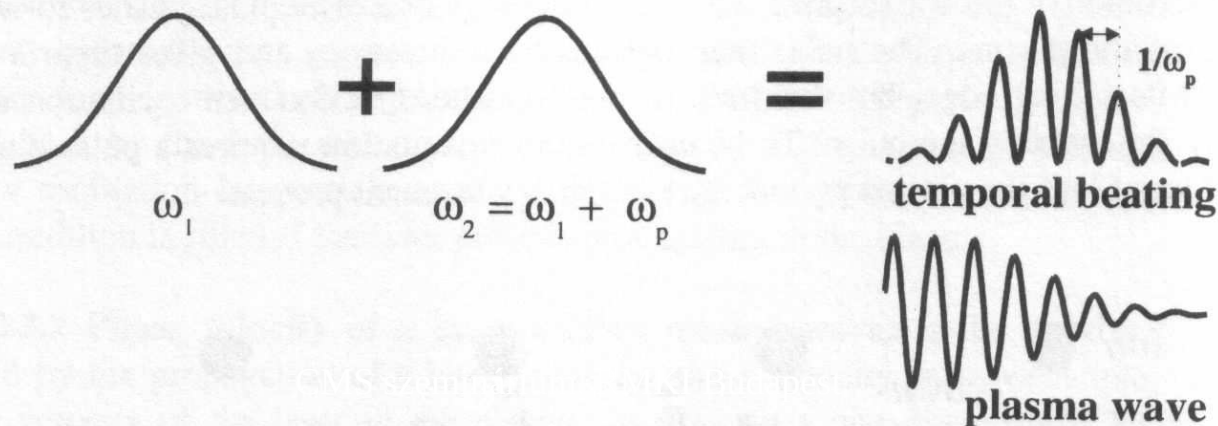
Eredmény $\Delta\omega$ -gyel egymást követő impulzussorozat

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 100fs 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 $\omega_{pi}^{-1} = 2.4\text{ps}$

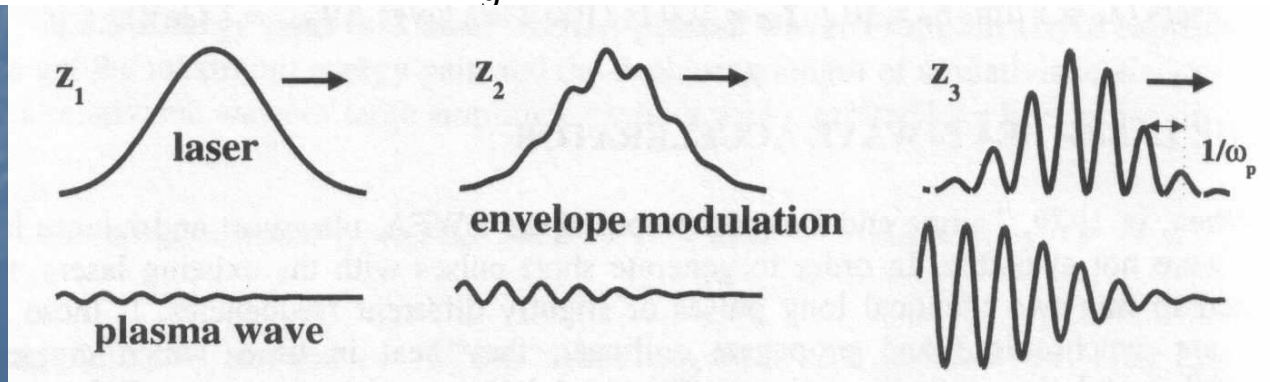


Önmodulált ébredő tér gyorsítás

Az impulzus burkulójának 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 ($v_q = c/n_R$).



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 ($\omega = \omega_p + \omega_{sc}$).

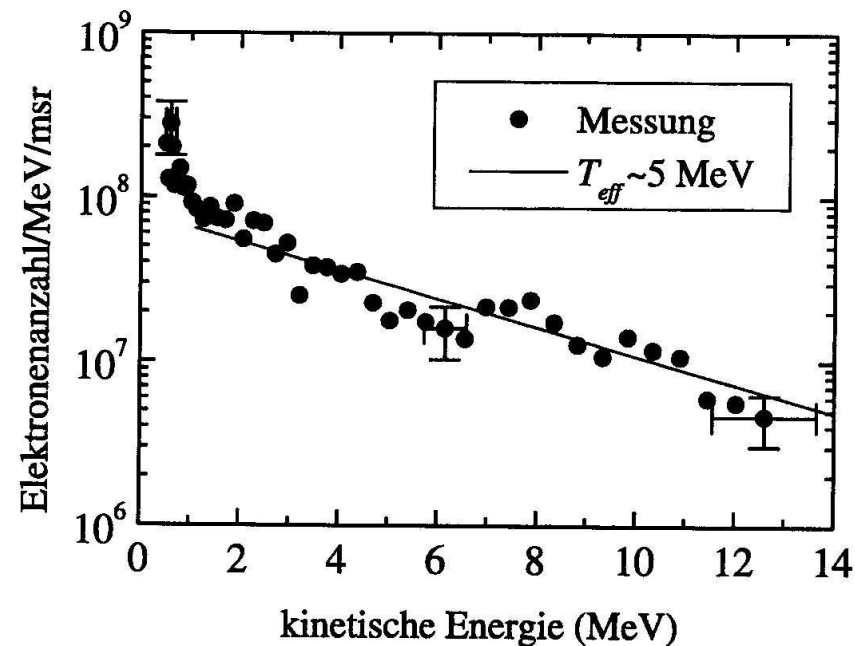
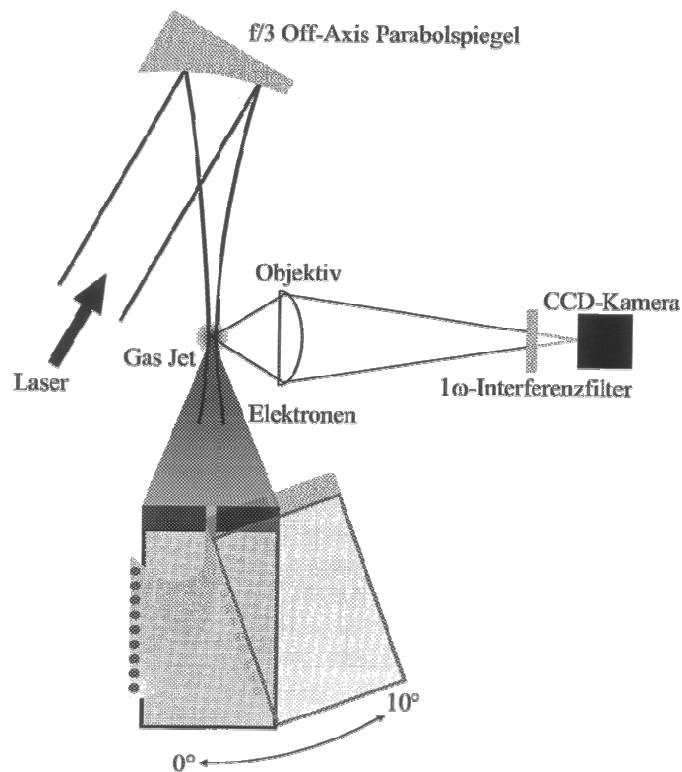
Önrezonáns folyamat, ezért a plazmahullámok olyan nagyok lehetnek, hogy fellép a hullámtörés.

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 energiákig.

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

Relativisztikus elektronok korai megfigyelése



C. Gahn és G.D. Tsakiris kísérletei gáz jet plazmán a 90-es években, **1J, 150fs** lézerrel. Egyes, szilárdtest targeteken végzett kísérletekben csoportunk is részt vett (Rácz Ervin, Földes István).
Eredmény itt és nagyobb lézerekkel: termikus spektrum több 100 MeV-ig.

Buborék-gyorsítás

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

Intenzitás elég nagy a hullámtöréshez az első oszcilláció után:

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

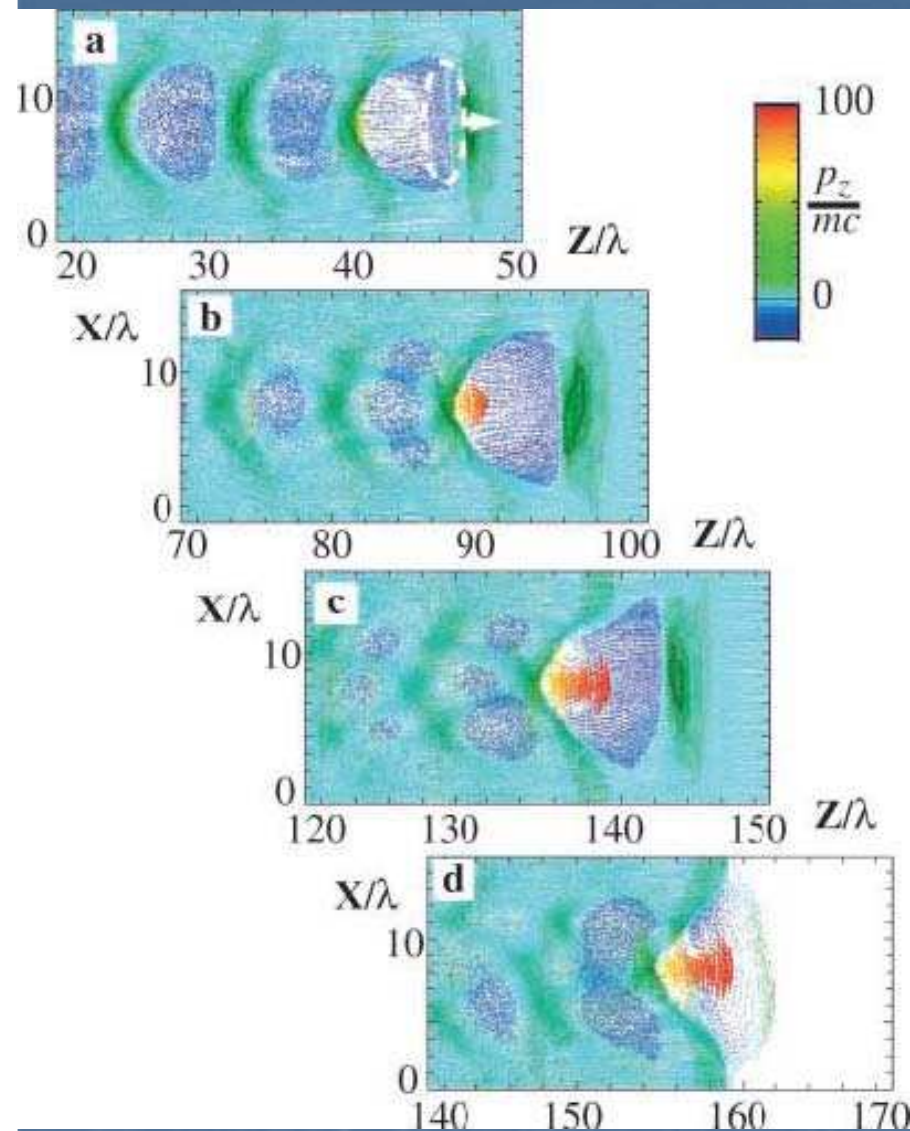
Relativisztikus rezsim: a plazmahullám frontja görbült, először a tengely mentén törik, mégpedig korábban, mint a síkhullám.

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, $a_1 = 1.7$, $\sigma_1 = 5\lambda$, $\lambda = 1 \mu\text{m}$, energia: 20 mJ, $n_e = 3.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$



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

A lavina maga előtt nyomja a néhány MeV-es zöld elektronokat, mögötte kis n_e .

A zöld elektronok törnek a tengely felé.

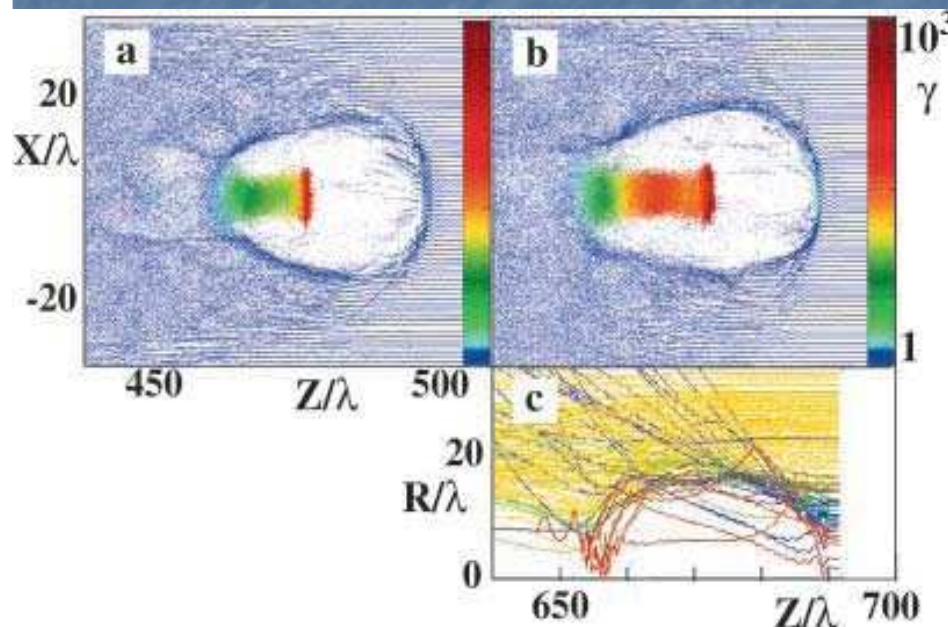
Magában a buborékban esnek csapdába a piros elektronok, amelyek nagy sebességet érnek el.

Magas hatásfok, az energia 15%-a gyorsít.

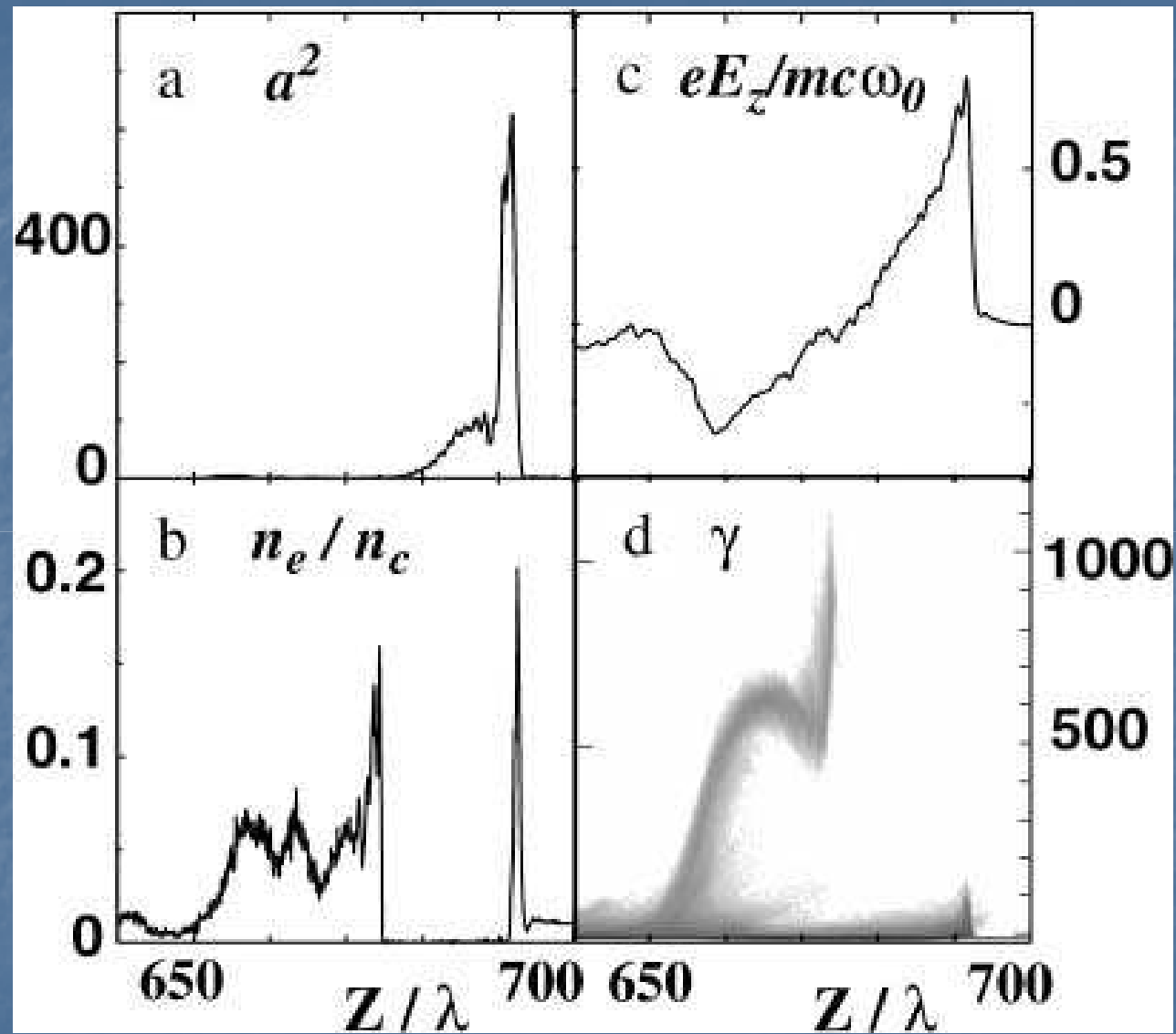
Eredmény: elektronok 1-50 MeV, plató szerű eloszlás, nem termikus

Kvázi-monoenergikus elektronok az üregekből

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



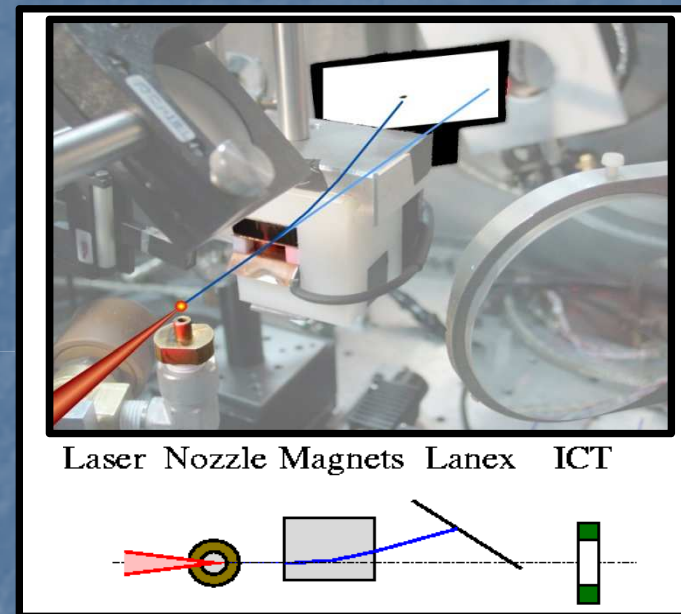
Stabil üreg 700λ -ig.
Elektronok kiszóródnak oldalra,
üreg üres lesz .
A csapdába esett piros elektronok
egy kis térrészben lesznek, ez szűk
energiatartománynak,
kvázi-monokromatikus
nyalábnak felel meg.
 300 ± 30 MeV
 3.5×10^{10} elektron
15% energia



Kísérleti elrendezés (LOA, V. Malka)



Scheme of principle



Experimental set up

2012.02.18.
LOA

IAMPI06, Szeged, HUNGARY October 1-5 (2006)



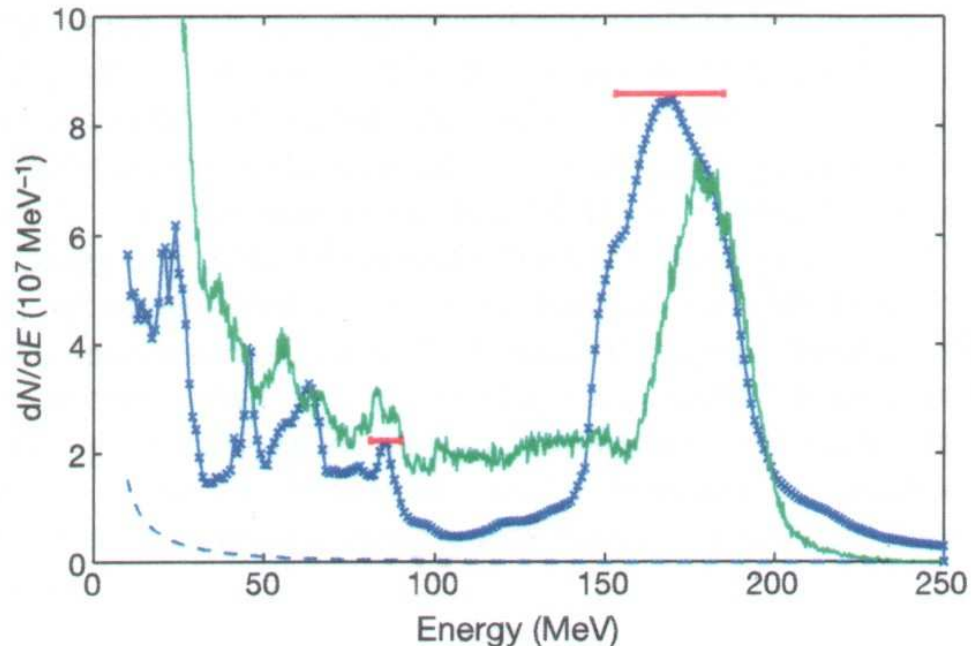
Kísérleti megvalósítás

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

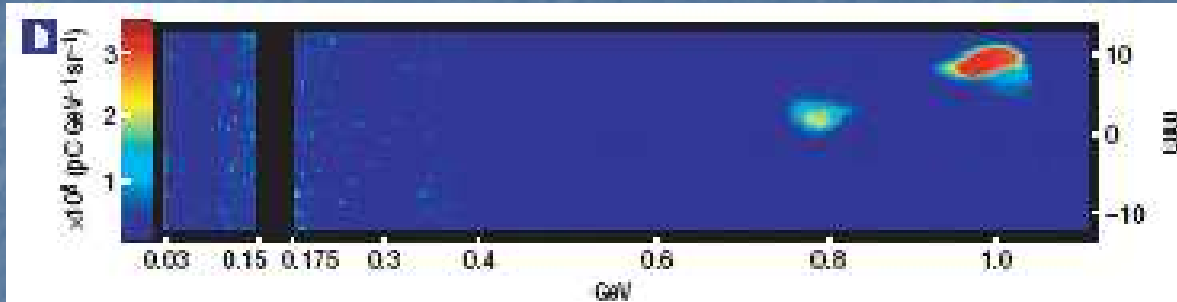
A legnagyobb energia a 170 MeV-os elektronnyaláb (Faure et al),
 0.5 ± 0.2 nC, 100 mJ energia, lézer energia 10%-a.

100 GeV/m ?!

Monoenergetikus nyaláb optimalizálása a gázsűrűséggel
és a fókuszálási paraméterekkel.



GeV electrons from a centimeter accelerator driven by a relativistic laser



310- μm -diameter
channel capillary

$P = 40 \text{ TW}$

density $4.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Leemans et al., Nature Physics, September 2006 (following monoenergetic **LWFA** acceleration demo by Faure; Geddes; Mangles' seminal papers (2004))

VOLUME 43, NUMBER 4

PHYSICAL REVIEW LETTERS

23 JULY 1979

Laser Electron Accelerator

T. Tajima and J. M. Dawson

Department of Physics, University of California, Los Angeles, California 90024

(Received 9 March 1979)

An intense electromagnetic pulse can create a weak of plasma oscillations through the action of the nonlinear ponderomotive force. Electrons trapped in the wake can be accelerated to high energy. Existing glass lasers of power density 10^{18} W/cm^2 shone on plasmas of densities 10^{18} cm^{-3} can yield gigaelectronvolts of electron energy per centimeter of acceleration distance. This acceleration mechanism is demonstrated through computer simulation. Applications to accelerators and pulsers are examined.

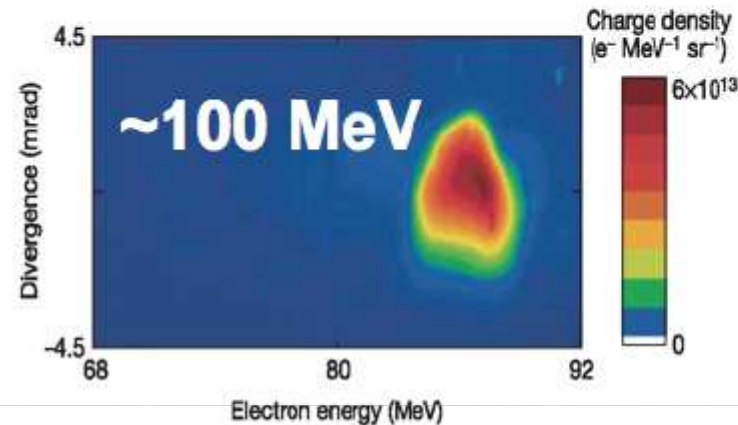
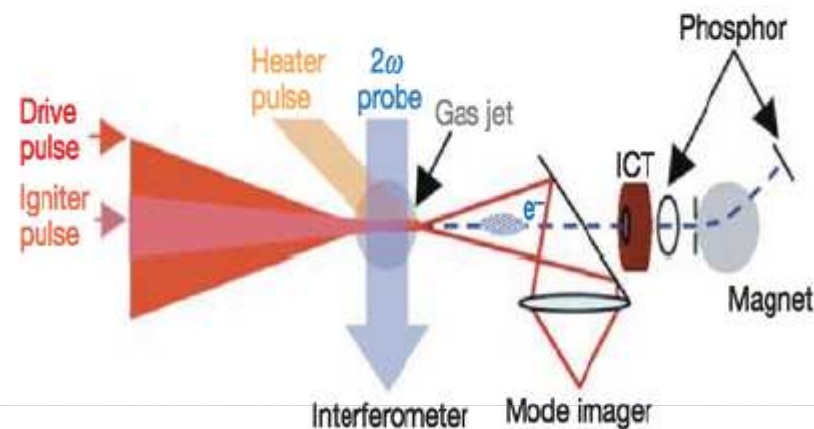
2012.02.18.

(Tajima, a slide given by S. Karsch; emphasis by him)



Channel-guided LPAs: up to 1 GeV beams from cm-scale structures

2004 result: 10 TW laser, mm-scale plasma

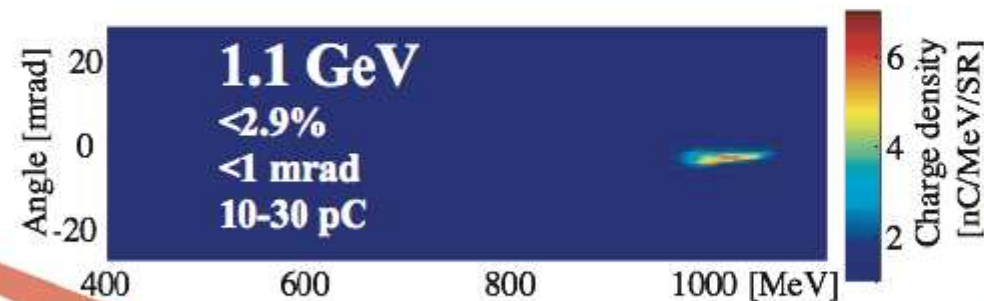
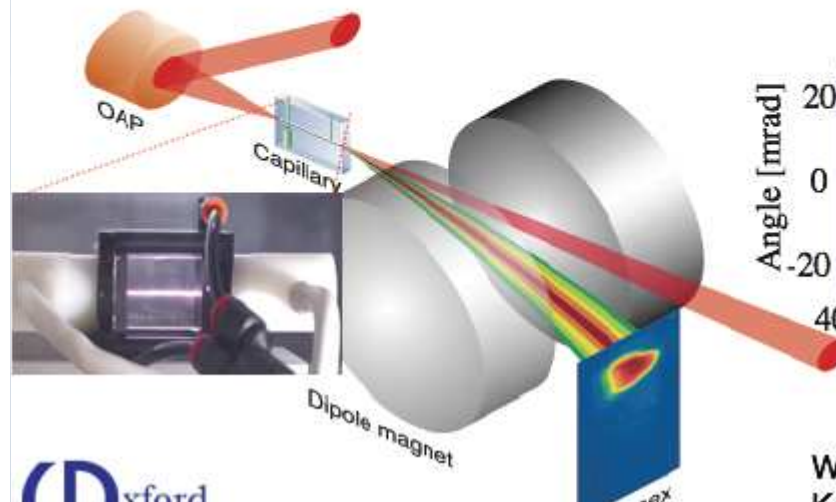


C. G. R. Geddes, et al, *Nature*, **431**, p538 (2004)

S. Mangles et al., *Nature* **431**, p535 (2004)

J. Faure et al., *Nature* **431**, p541 (2004)

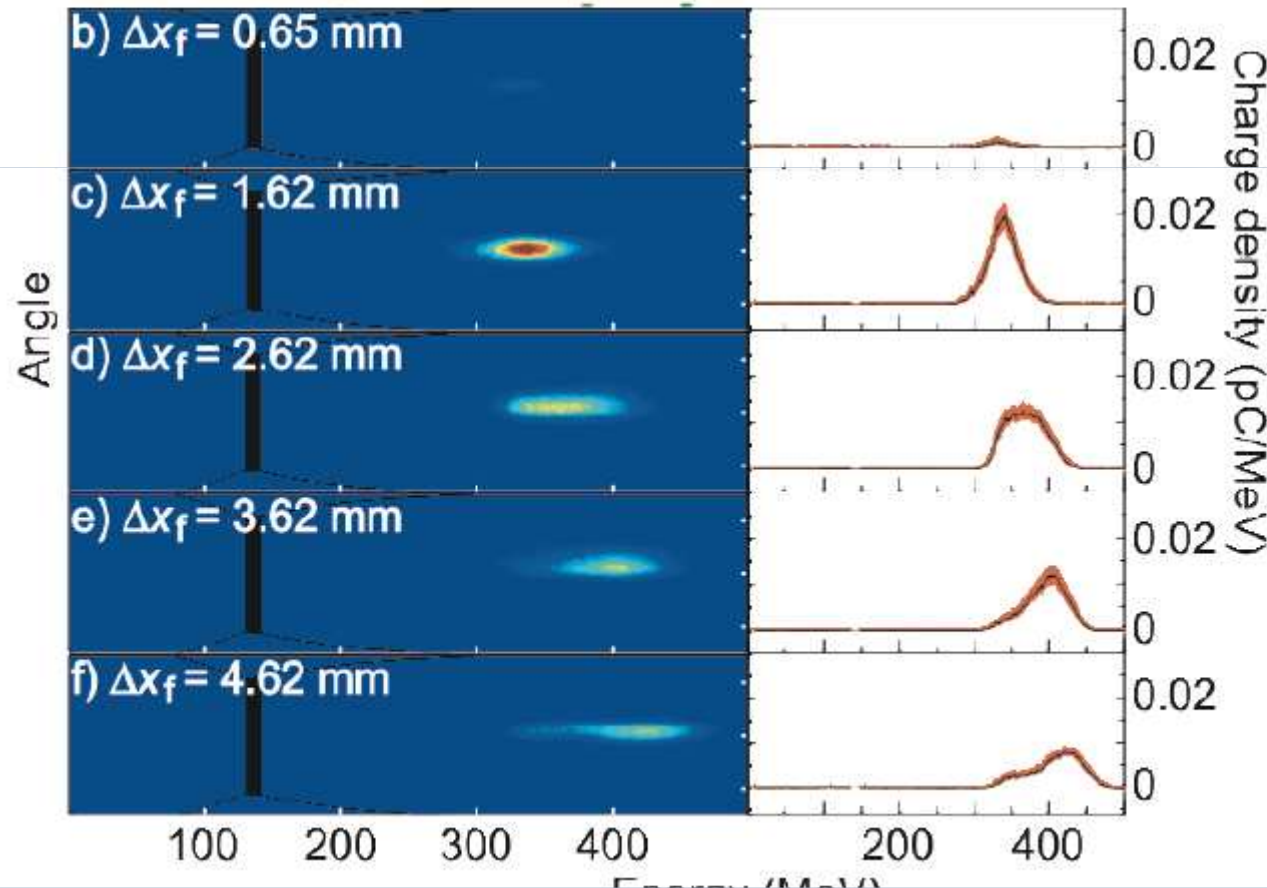
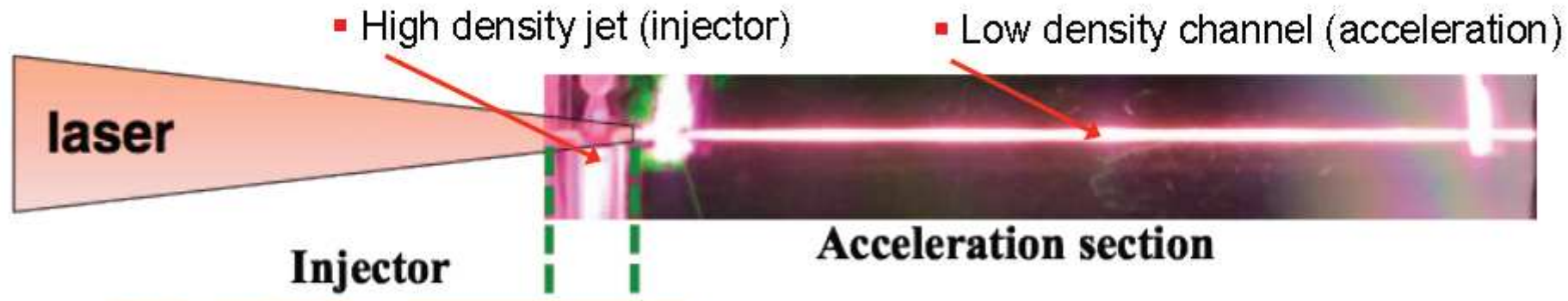
2006 result: 40 TW laser, cm-scale plasma



W.P. Leemans et. al, *Nature Physics* **2**, p696 (2006)

K. Nakamura et al. *Phys. Plasmas* **14**, 056708 (2007)

Integrated jet + capillary structure: stable, tunable e-beams



- Energy variation < 1.9% rms
- Charge variation < 4% rms
- Divergence var. < 0.6 mrad



E-167: Energy Doubling with a Plasma Wakefield Accelerator in the FFTB



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

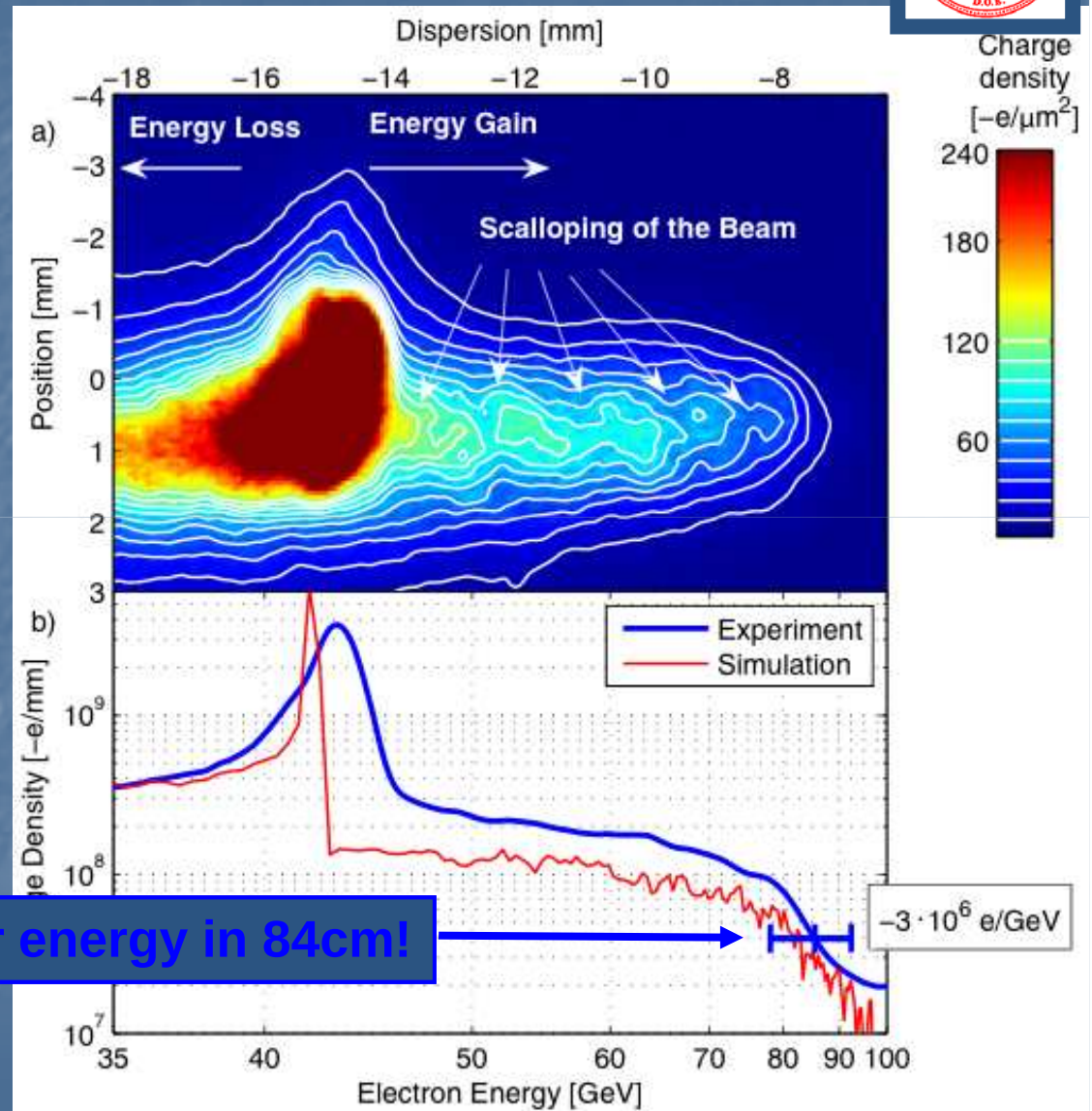
Linac running all out to deliver compressed 42GeV Electron Bunches to the plasma
Record Energy Gain
Highest Energy Electrons Ever Produced @ SLAC

Some electrons double their energy in 84cm!

Nature Feb.15 2007

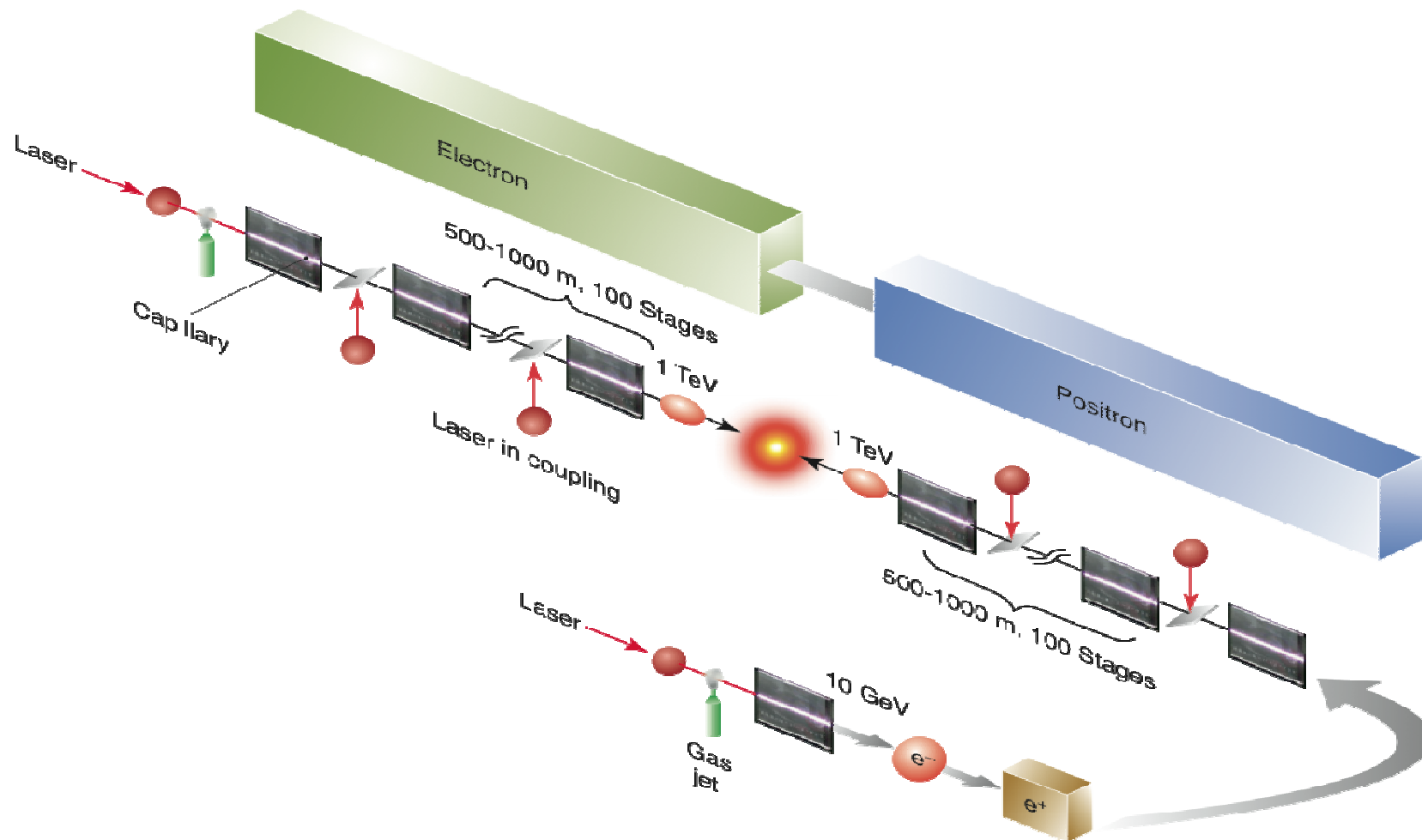


2012.02.18.



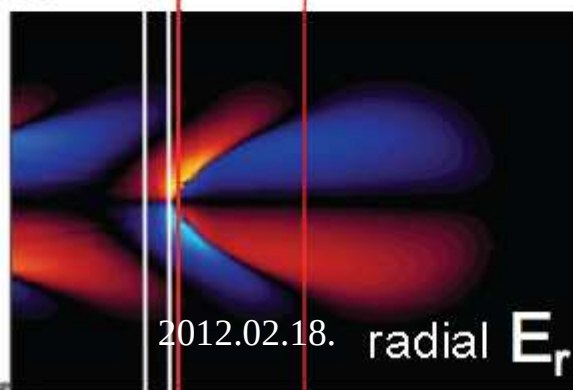
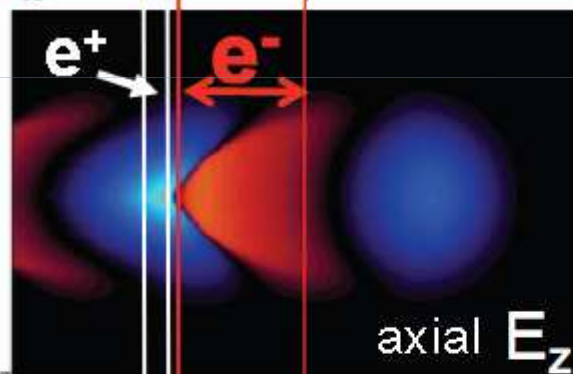
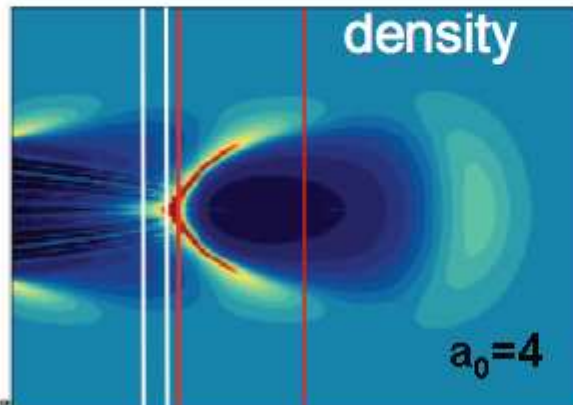
(C. Joshi) ³⁵

Laser driven collider concept



Wake structure depends on laser strength

Bubble/blow-out



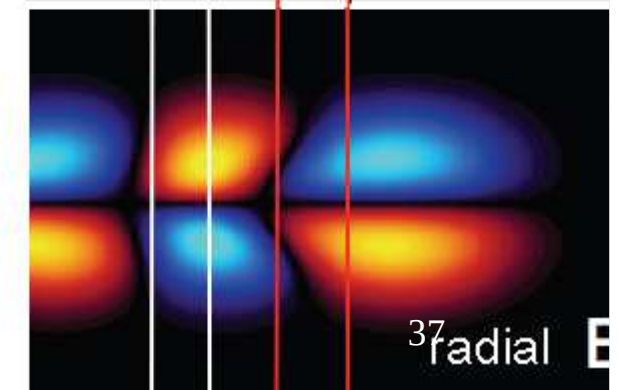
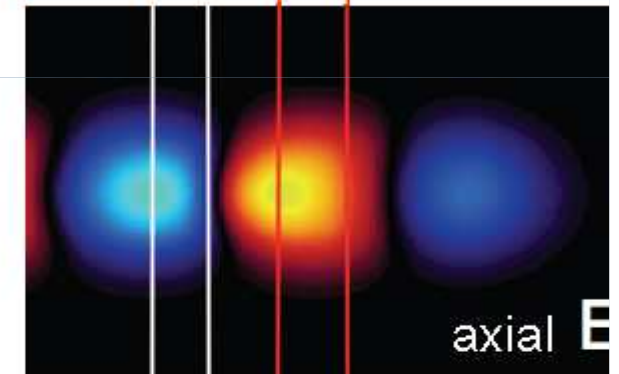
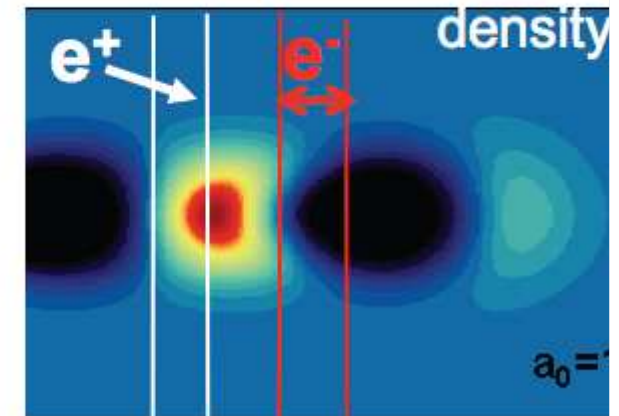
Blowout regime

- $a_0 \gg 1$
- very asymmetric
 - focuses e^-
 - defocuses e^+
- self-trapping
- self-guiding

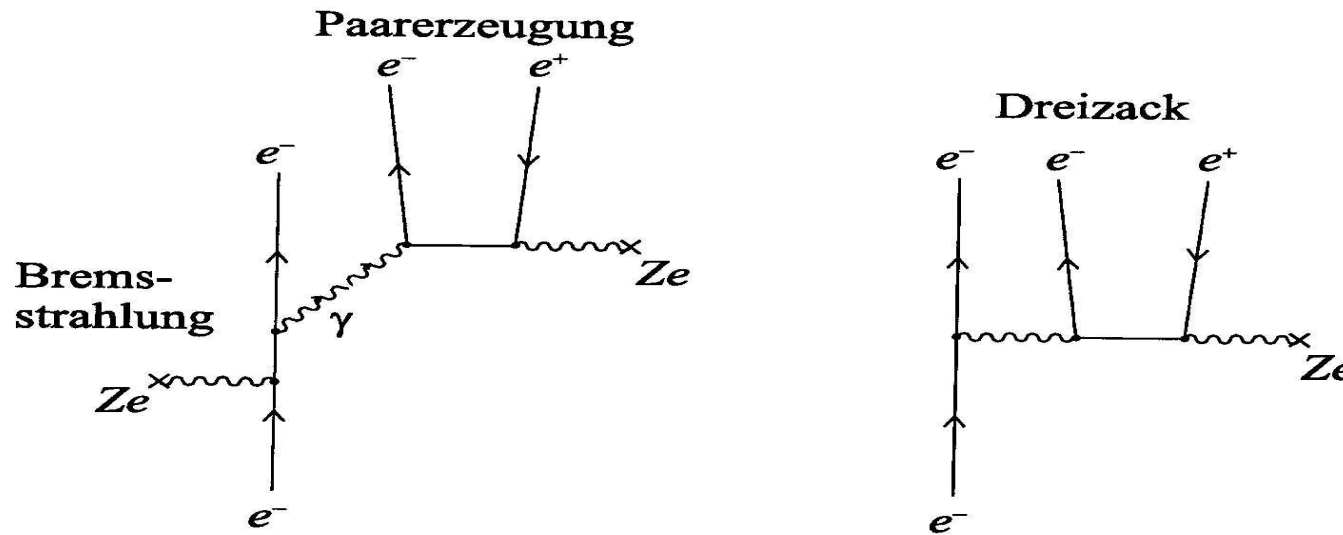
Quasi-linear

- $a_0 \sim 1$
- symmetric e^+/e^-
- dark current free
- channel required
- tailor focusing forces via laser profile

Quasi-linear



Pozitronkeltés asztali méretű lézerrel



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

Trident folyamat.

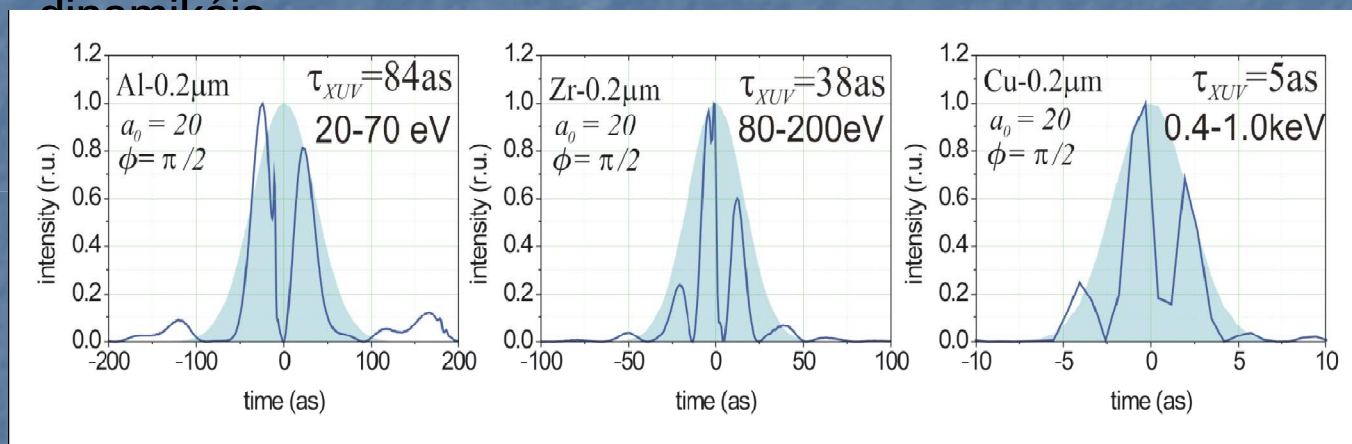
Az MeV elektron egy maggal direkt módon virtuális fotonokat cserél ki. ($E > 2mc^2$).

Az MPQ-ban asztali méretű lézerrel 10^7 e^+ másodpercenkénti detektálása sikerült. Új lehetőség pozitrongyártásra és anyagtudományi alkalmazásokra.

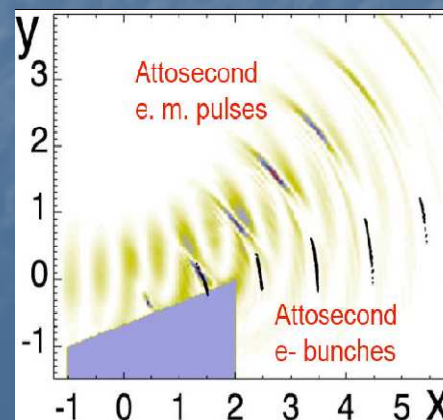
2012.02.18.

AZ ELI egyéb potenciális alkalmazásai: 1. Attoszekundumos fényforrás (ALS) (ld. Varjú K. ea.)

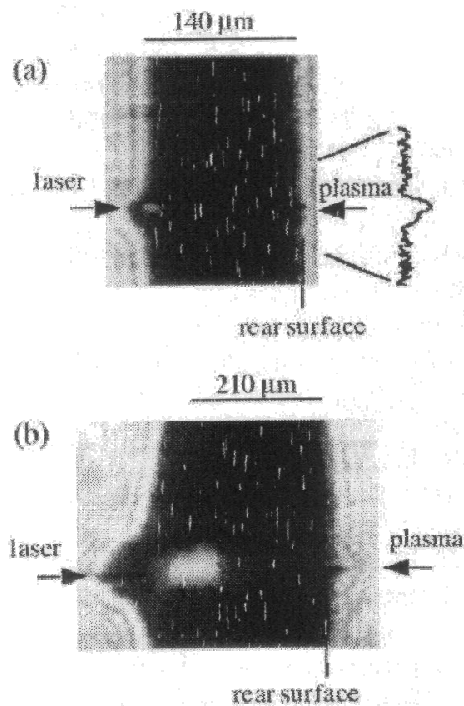
- ALS: 5J / 5fs, 100-1000Hz. Előállítás: Plazma-harmonikusokkal
 - nemlineáris optika a röntgen-tartományban, nagy attoszekundumos teljesítmény, pumpa-próba kísérletek.
 - atomon belüli folyamatok, biomolekulák, klaszterdinamika, nanostruktúrák



A néhány ciklusú impulzust lefókuszálva érünk a λ^3 tartományba, ekkor a térfogatba koncentrált energia egyes attoszekundumos impulzusokat ad szűrő nélkül is, és elektronnyalábot.

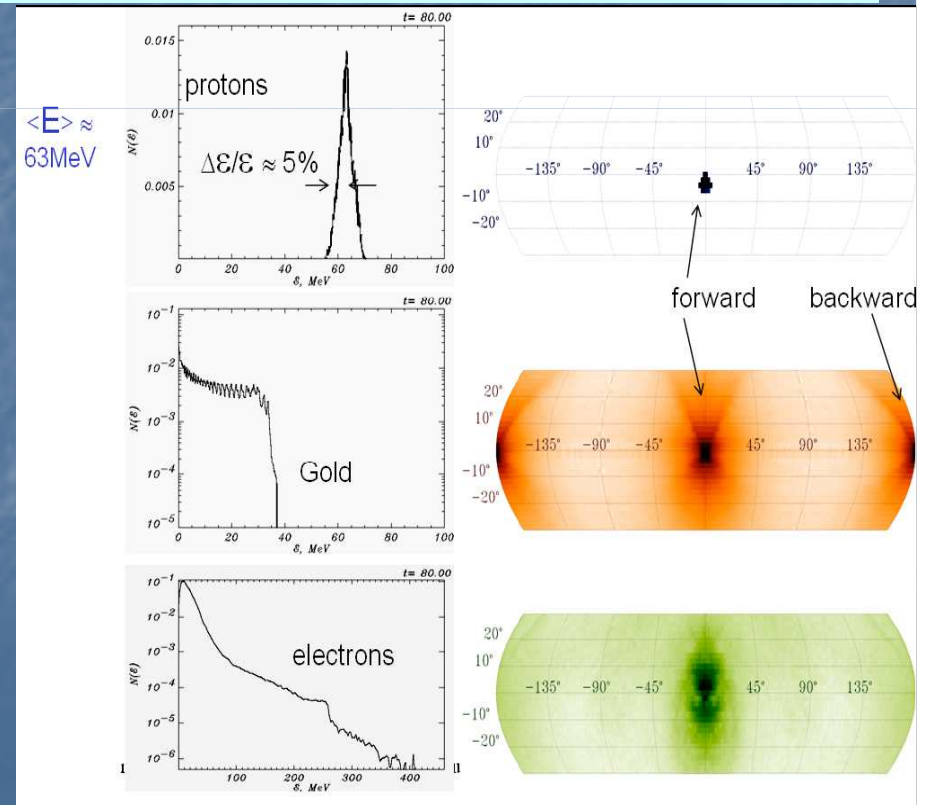


2. Proton- és iongyorsítás

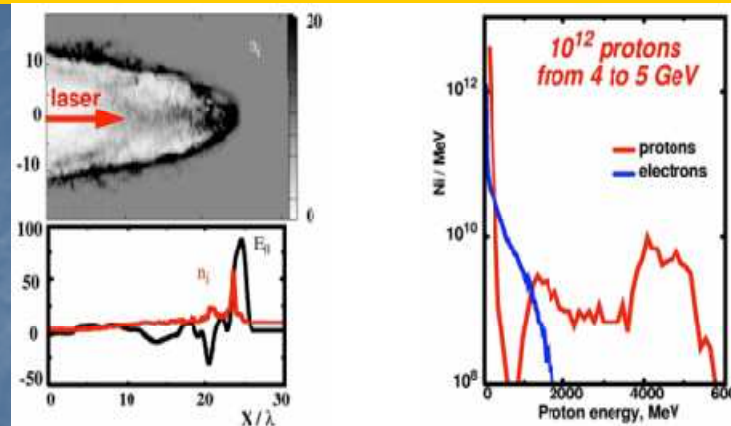


- A gyors elektronok a target hátoldalán kilépve elektromos kettősréteget hoznak létre amely az ott lévő protonokat, ionokat gyorsítja.
- Kísérlet: Több 10MeV protonokat, és MeV-es, monokromatikus ionokat detektáltak.

A számítások szerint 30fs PW lézerrel 70-200MeV monokromatikus protonnyaláb állítható elő. Tumorterápia!



3. Nagyenergiájú fizika 10-100PW lézeres gyorsítással



1kJ, 15 fs, $10^{23}\text{W}/\text{cm}^2$ lézer
 $n=10^{22}\text{cm}^{-3}$ H-plazma. (Pukhov,Habs)

- Protongyorsítás 1-10 GeV-ig. A szimulációk 10^{12} protont jósolnak az 5-6GeV tartományban. Nehézion-ütközésekben akár 1millió esemény is lehet lövésenként.
- Nagyenergiájú fizika: A végenergia még nem éri el a lineáris gyorsítókkal elérhető TeV energiákat, de jóval kompaktabbak. Az ELI alapot ad egy esetleges TeV-es gyorsító építéséhez.
- A gyors elektronokat atomokkal ütköztetve intenzív pozitronforrás.
- Pionkeltés: $10^{23}\text{W}/\text{cm}^2 \rightarrow 5\text{GeV}$ protonok $\rightarrow$ pionok $m_{\pi^0} \sim 140\text{MeV}$, $\tau=20\text{ns}$. Elbomlanak müonná és neutrínóvá, mielőtt gyorsulnának.
Prompt gyorsítás 1mm-en $\rightarrow m_{\pi}=100m_{\pi^0}$. Kollimált müon és neutrínónyaláb!

4. Röntgenforrás

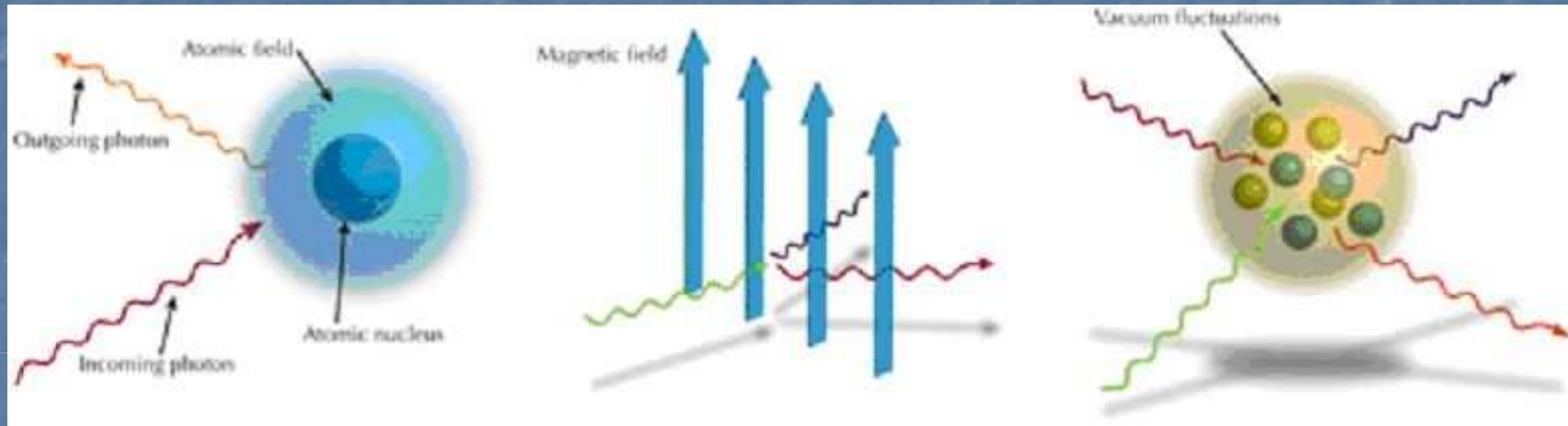
- Ultrarövid röntgenfelvillanások (pl. az attoszekundum): kollimált, koherens, kompakt.
- 10 fs elektronnyaláb betatron-oszcillációi a lézertengely, lézerwiggler mentén: nagyfényességű ultrarövid röntgenforrás. Ez már működik ma is!
- Elektronnyaláb → TT-XFEL, azaz asztali szabad-elektron lézer.

5. Magfizika

- 10^{22}W/cm^2 : Elektron ponderomotoros energia: $\sim 10\text{MeV}$, Belső konverzióban mérhető.
- 10^{24}W/cm^2 : Elektron ponderomotoros energia: $\sim 500\text{MeV}$. Atommag teljesen csupasz, belső konverzió megszűnik.
- 10^{26}W/cm^2 : Direkt magkölcsonhatások. Proton energiát kap (100eV) a lézertérből, a magnívók eltolódnak, a γ -sugárzás kibocsájtása módosul. Magpolarizációs effektusok már alacsonyabb intenzitásokon.

6. Exotikus fizika: Foton-foton szórás

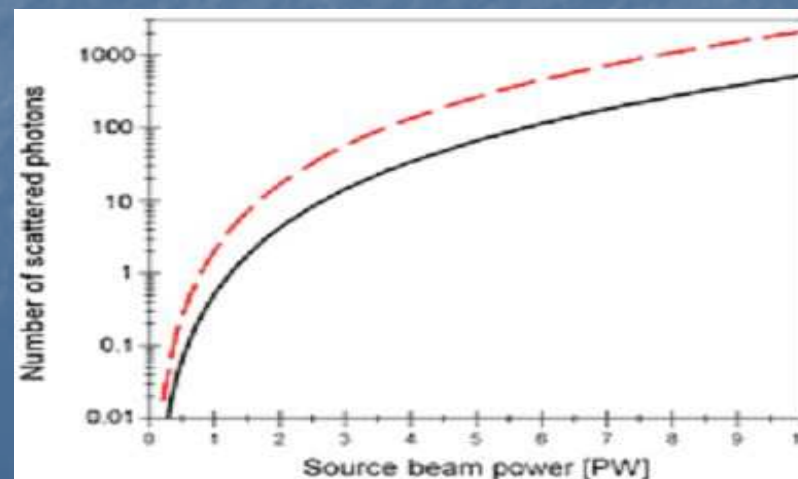
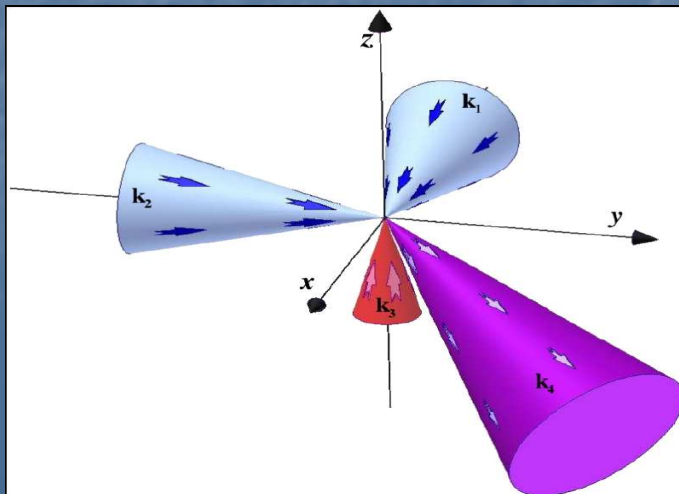
- A QED megengedi a foton-foton szórást virtuális elektron-pozitron párokon keresztül, kis valószínűséggel.



Delbrück-szórás magon

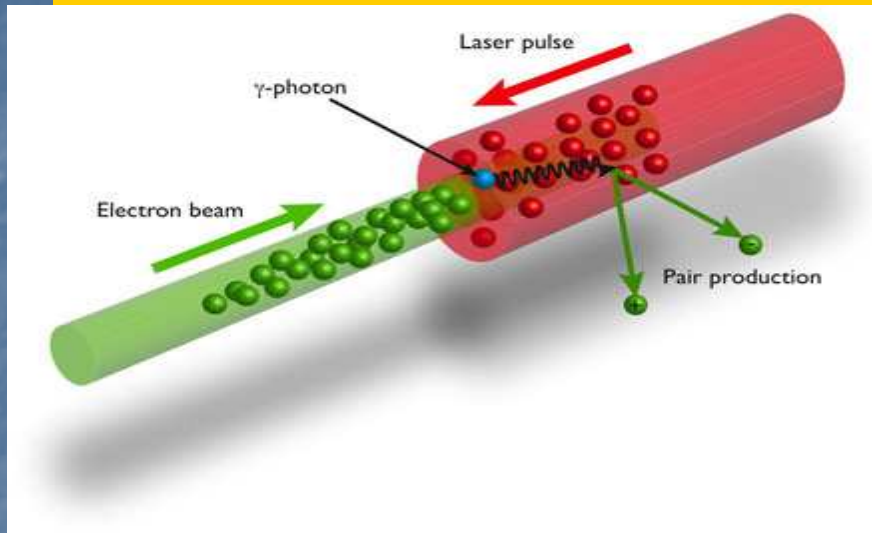
Fotonhasítás mágneses térben

Direkt kölcsönhatás kvantum vákuummal

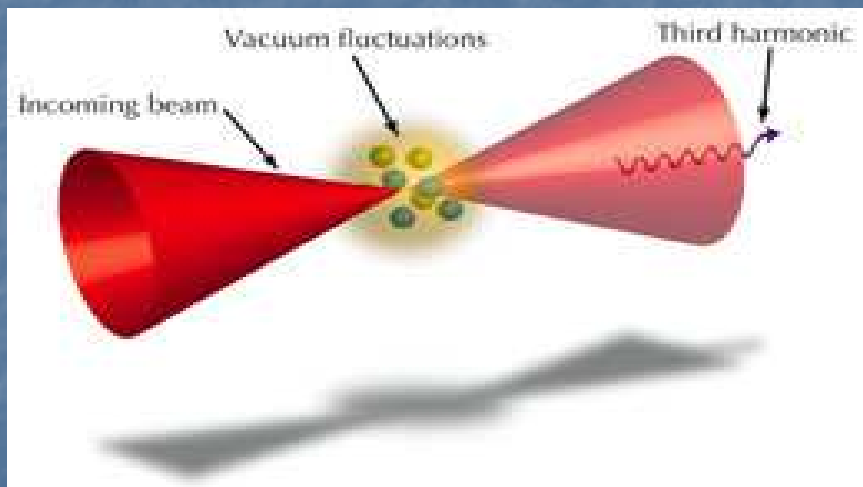


Rugalmas
foton-foton
szórás
 $10^{22}\text{W}/\text{cm}^2$
felett

7. Exotikus fizika: Mi van a vákuumban?



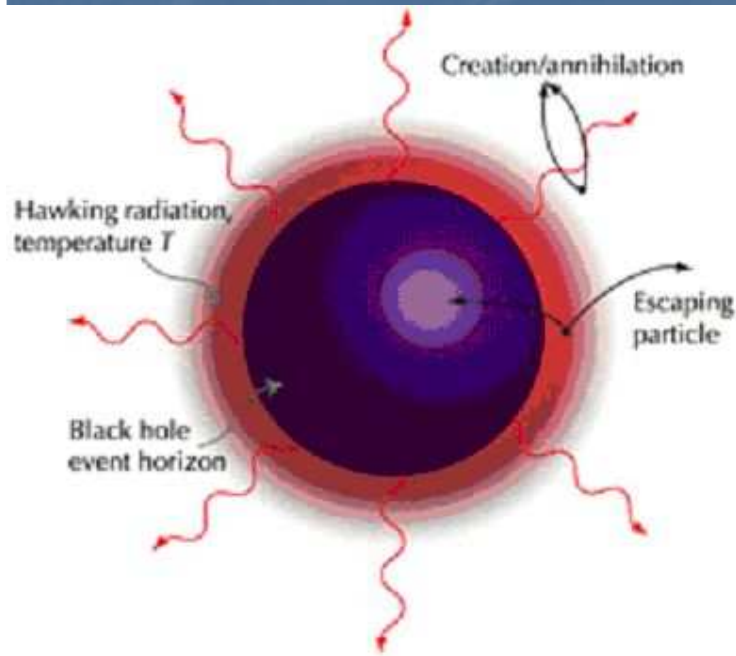
- Lézer és elektronnyaláb λ^3 kölcsönhatása: kéeltolt γ -forrás. Már a $\gamma + n \gamma' \rightarrow e^+ + e^-$ Breit-Wigner folyamat is párkeltő.



- Vákuum-fluktuációkon is lehet harmonikust kelteni.

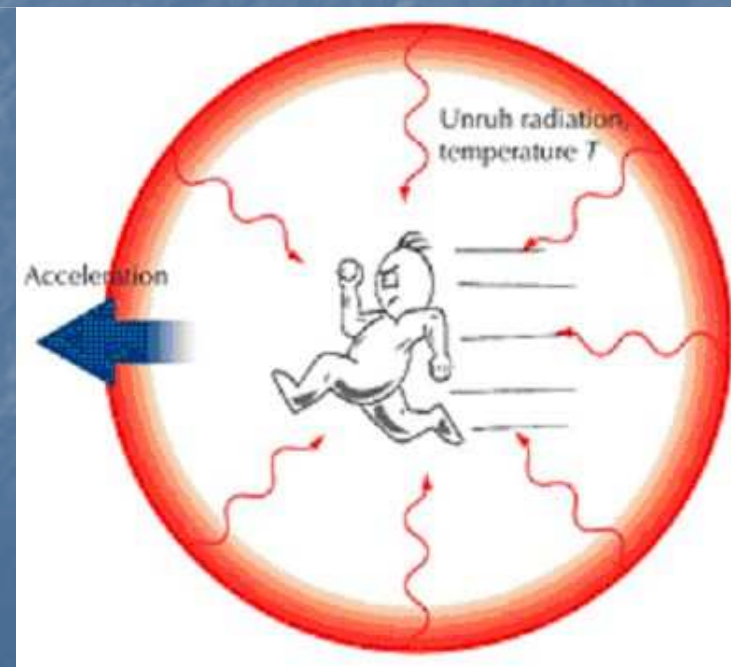
A Schwinger-limit: $E \sim mc^2/\lambda_c \sim 10^{29} \text{ W/cm}^2$, ahol λ_c a Compton-hullámhossz, a virtuális elektron-pozitron párok elszakadnak egymástól, megszületnek. A vákuum teljesen nemlineárisává válik, a fizika új ajtaja nyílik meg.

8. Kvantum-gravitáció?

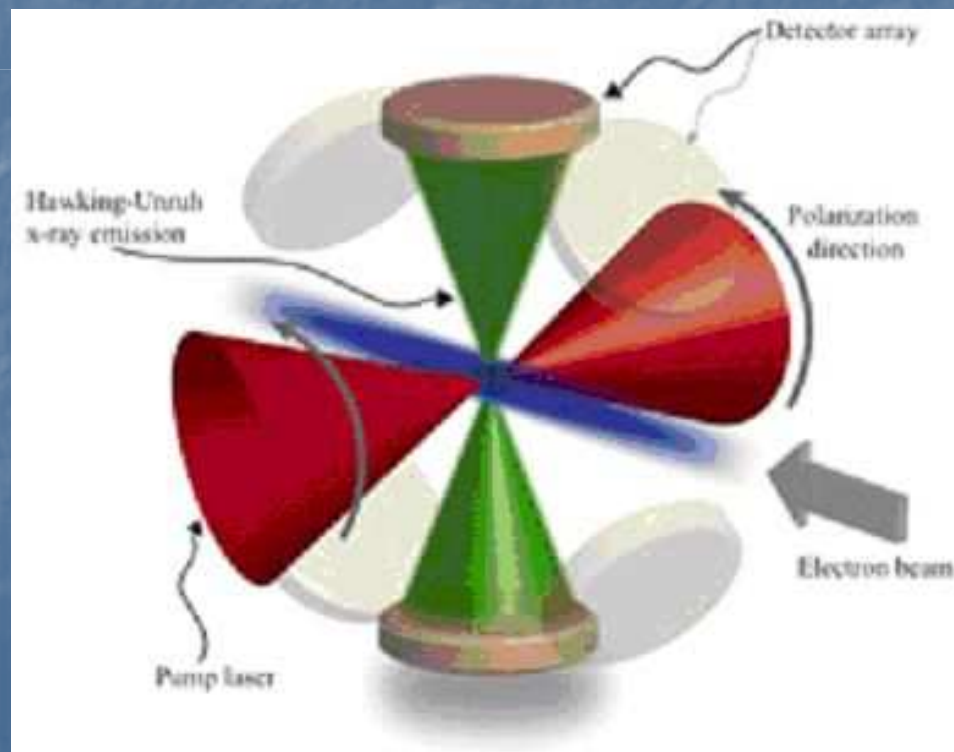
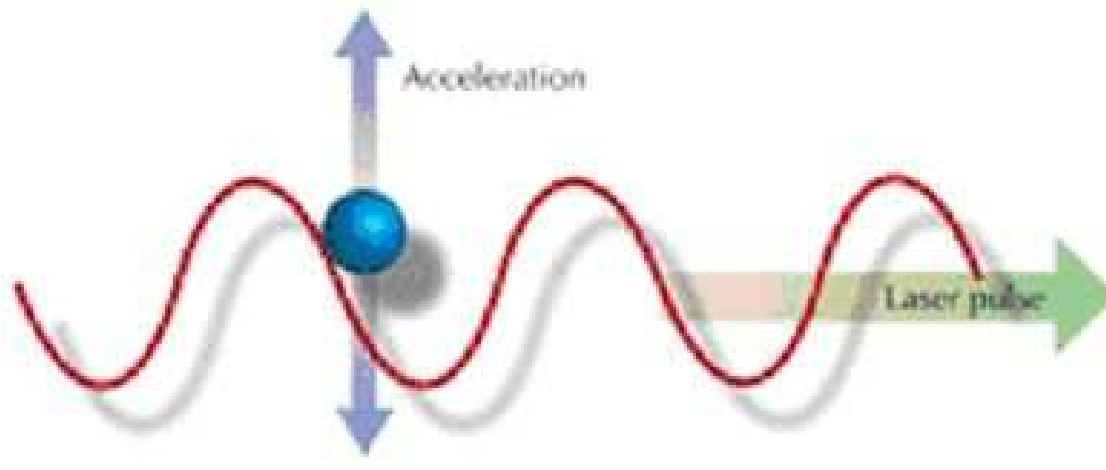


- Hawking, 1974: A fekete lyukak sugároznak, így energiát vesztenek, csak klasszikus értelemben feketék. A Hawking-sugárzás hőmérséklete az eseményhorizont felületi gravitációjával arányos, ami túl hideg, nehezen detektálható.

- Unruh, 1976: Ha a gyorsulás és a gravitáció ekvivalensek, akkor az állandóan gyorsuló megfigyelő nem 0 vákuum-hőmérsékletet lát. A gyorsuló rendszer vákuum-energiája megváltozik. Termalizálódáskor emittál. Ehhez $a > 10^{24}g$ gyorsulás kell!



8. Egy elképzelt Unruh-kísérlet



Ha a nagy gyorsulást elérik, a sugárzás detektálható lesz, mert frekvenciája és iránya is különbözik a háttér-zajtól, és a Larmor-sugárzástól.

A fotonpár maximálisan összefonódott (entangled), megvalósít egy Einstein-Podolski-Rosen (EPR) állapotot. (Benedict ea.)