

Részecskegyorsítás ultrarövid lézerimpulzusokkal

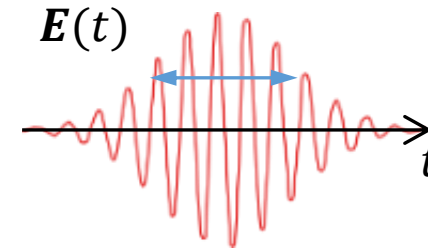
Aladi Márk

Wigner Fizikai Kutatóközpont

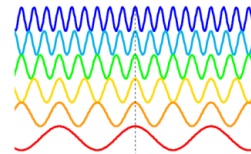


Hogy néz ki egy ultrarövid lézerimpulzus?

- 5-100 fs hosszúságú (1 femtosec = 10^{-15} sec)



- Széles spektrummal rendelkezik

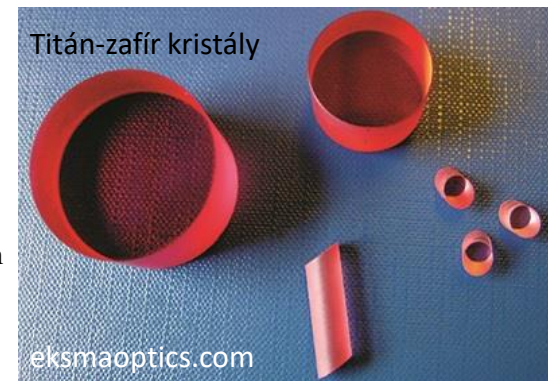


- Jól erősíthető (Nobel díj 2018-ban, Gérard Mourou)
- Nagy fókuszált intenzitás: $10^{22} - 10^{23}$ W/cm²
- Hatalmas térerősségek: az elektronok relativisztikus sebességre tehetnek szert



Néhány centiméteres nyalábátmérő

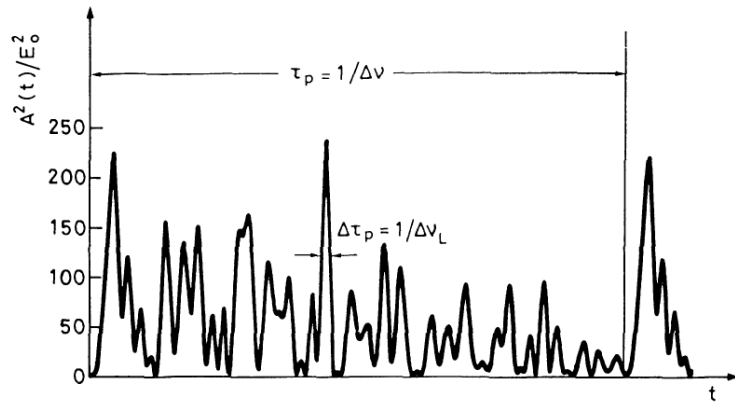
Az elektron-fonon kölcsönhatás miatt az energiaszintek kiszélesednek a kristályban



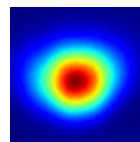
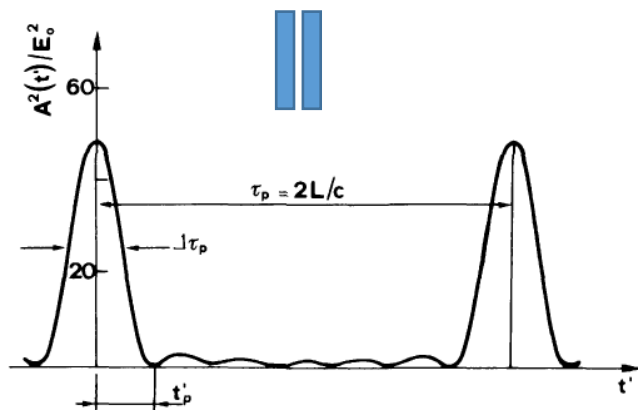
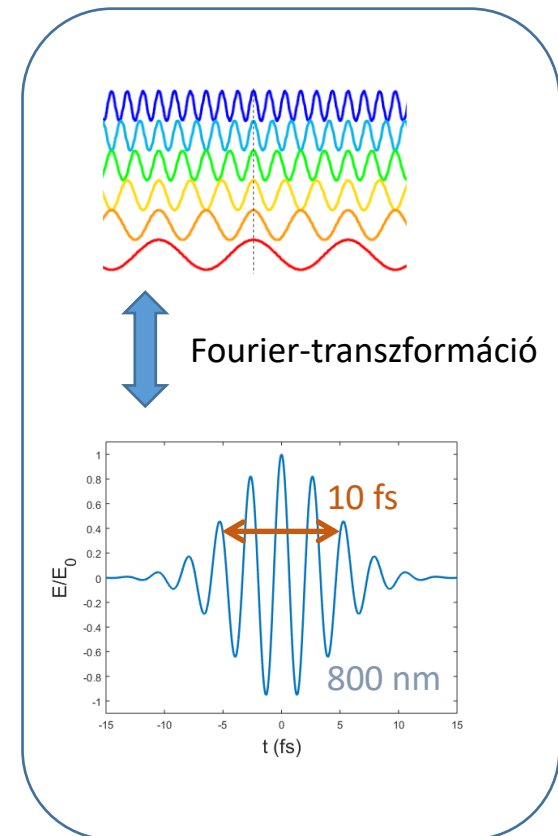
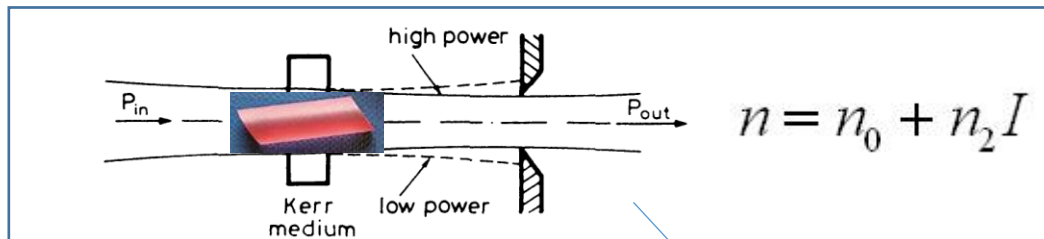
Titán-zafír kristály

eksmaoptics.com

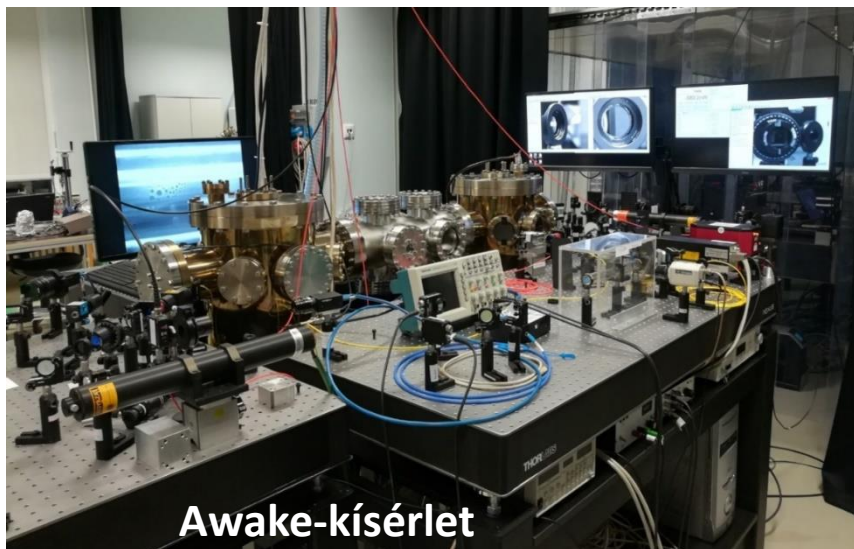
Rövid impulzusok létrehozása: Módusszinkronizáció



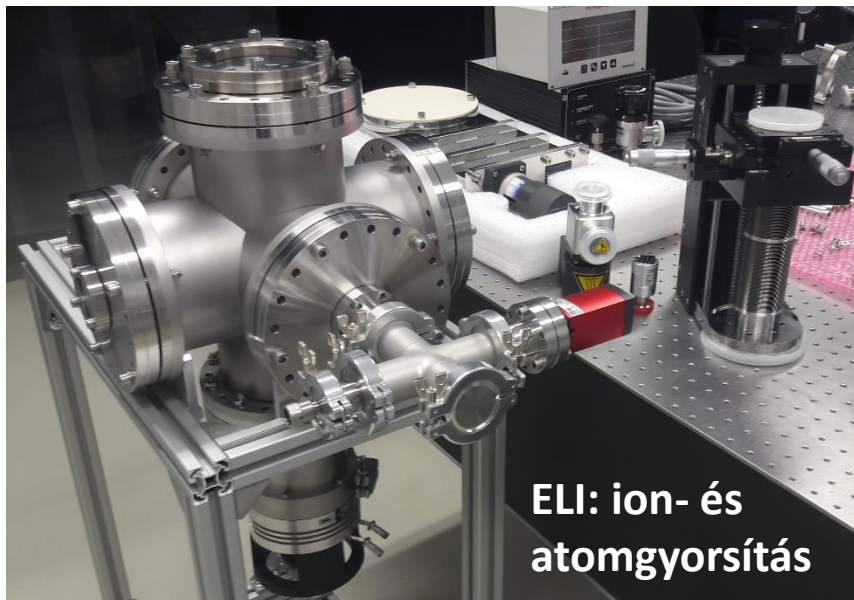
$$E(t) = \sum_{l=-n}^n E_0 \exp \left\{ j \left[(\omega_0 + l\Delta\omega)t + l\phi \right] \right\}$$



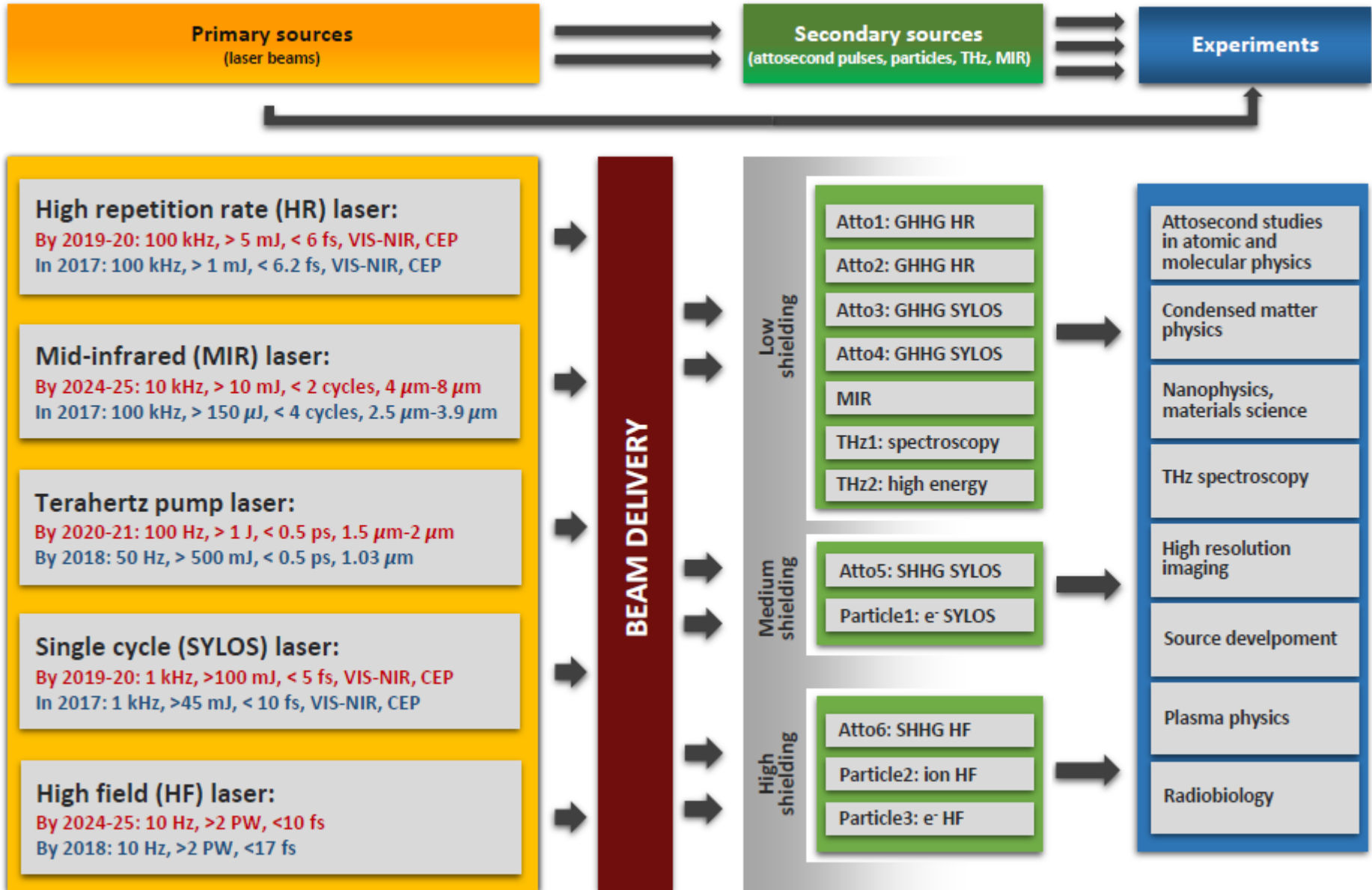
Nagy intenzitású lézertalor a Wigner FK-ban



- $\lambda_L = 800 \text{ nm}$ (hullámhossz, közeli infravörös)
- $\tau = 40 \text{ fs}$ (impulzushossz, femto: 10^{-15})
- $E = 30 \text{ mJ}$ (impulzusenergia)
- $P = 0.8 \text{ TW}$ (teljesítmény)
- $f_{\text{rep}} = 10 \text{ Hz}$ (ismétlési frekvencia)

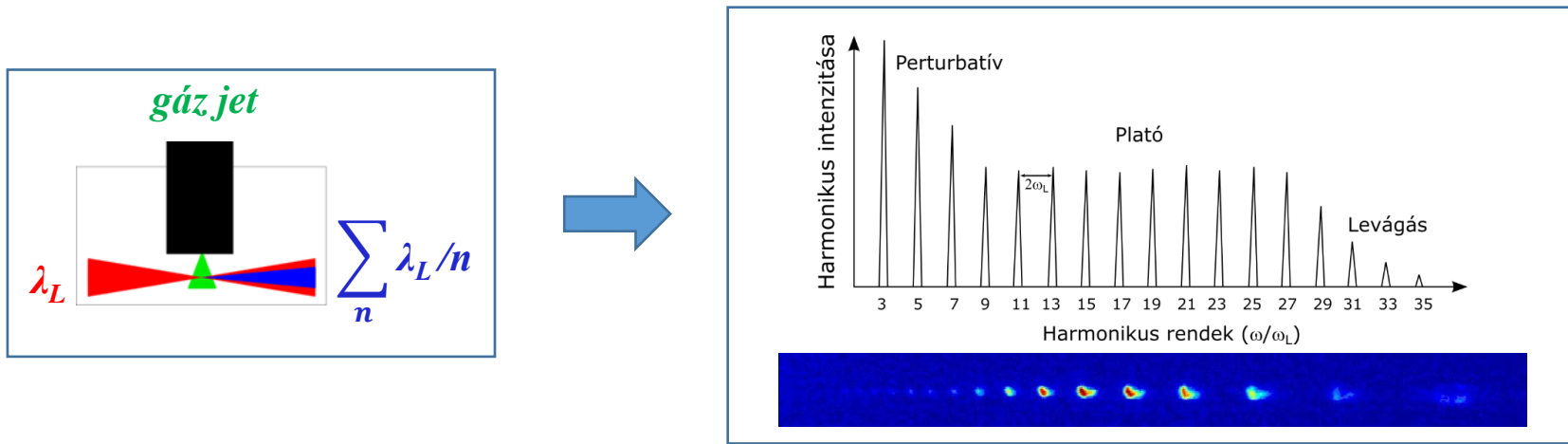


Schematics of ELI-ALPS

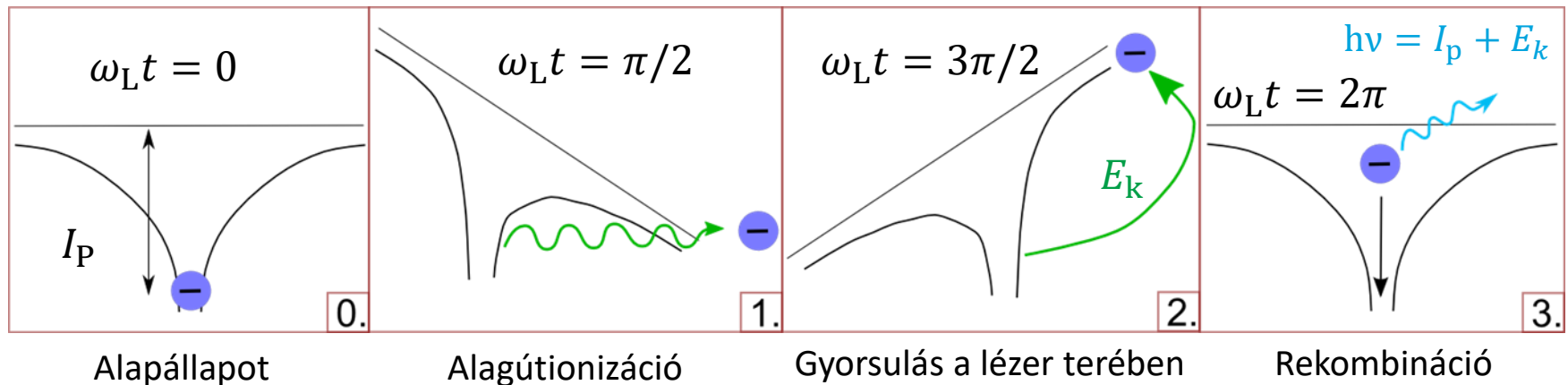


Még rövidebb impulzusok: magas lézerharmonikusokkal

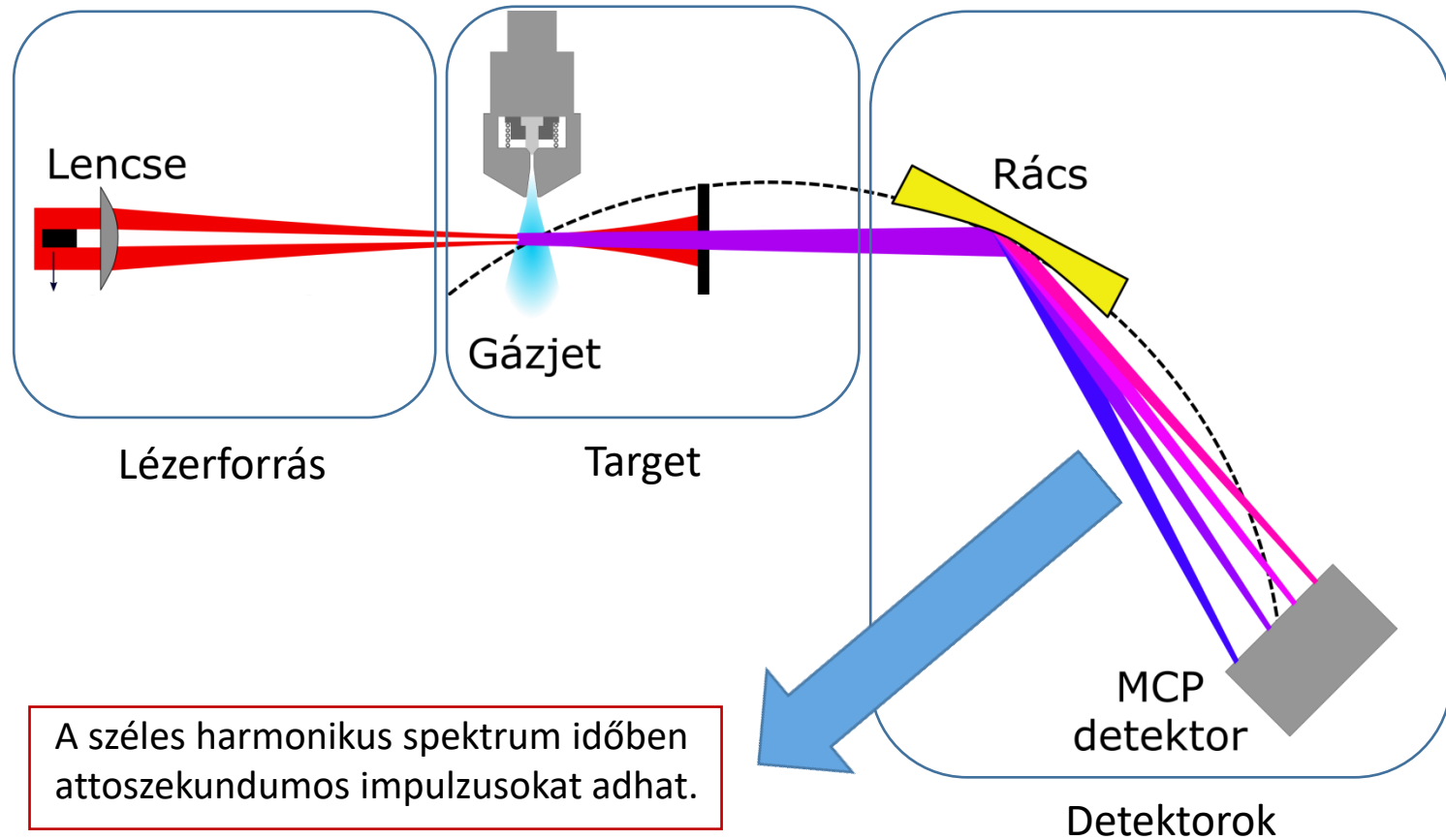
A lézernyalábot gázba fókuszálva koherens UV sugárzás kelthető, amely a lézerfrekvencia felharmonikusait tartalmazza.



- A folyamat egy atom esetén (háromlépcsős modell):



Lézerharmonikusok detektálása



Legrövidebb impulzus: 43 attosec (1 attoszekundum: 10^{-18} s)

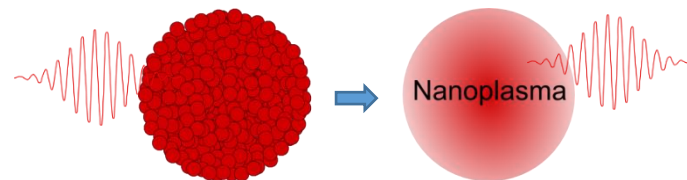
Példa: az elektron a hidrogénatom Bohr-pályáján
140 attosec alatt „tesz meg egy fordulatot”.

Targetek készítése és karakterizálása

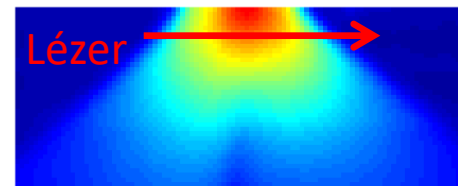
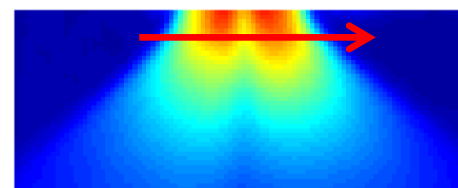
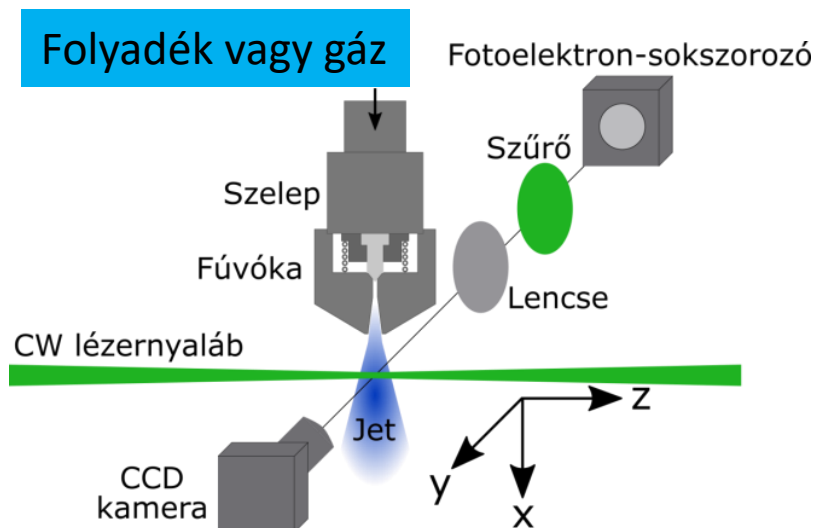
A gázjetekben klaszterek formálódnak a vákuumba történő injektálás közben, a gyors hűlés az adiabatikus tágulás során kondenzációhoz vezet.

Van der Waals kötésben lévő atomok 1-10 nm sugarú halmaza (10^2 - 10^6 darab atom)

- Szilárd
- Folyadék
- Gáz

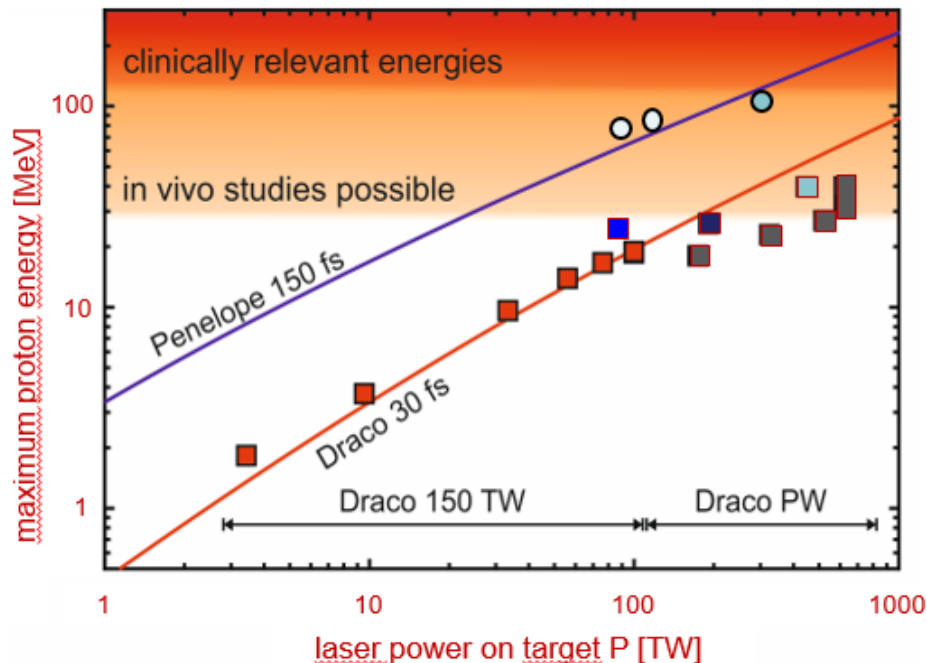


< 100 fs esetén a nanoplasma egyben marad



Miért érdemes lézerrel részecskéket gyorsítani?

- Olcsó és kompakt módszer
- Ipari és egészségügyi felhasználás elterjedése, pl. hadronterápia a rákgyógyászatban
- Számos gyorsítási séma létezik elektronok, ionok, atomok, neutronok, pozitronok, stb. gyorsítására
- Nagyobb hatások: több nagyságrenddel meghaladhatja a hagyományos gyorsítók 0.1 GV/m maximális térerősségét

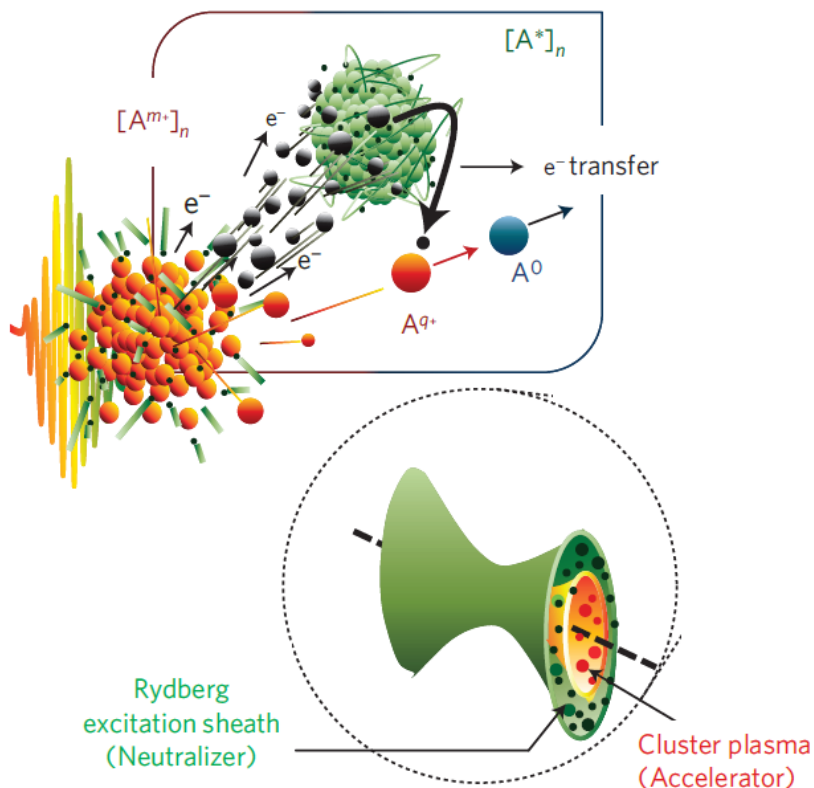
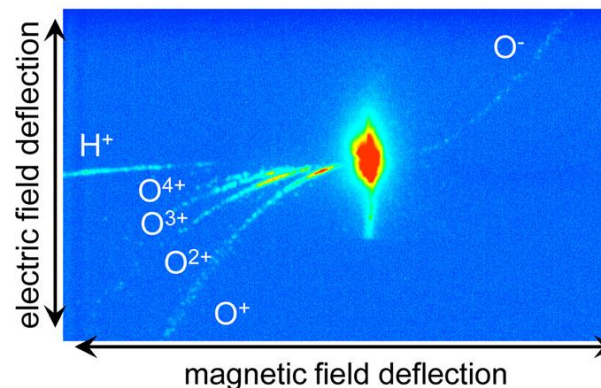
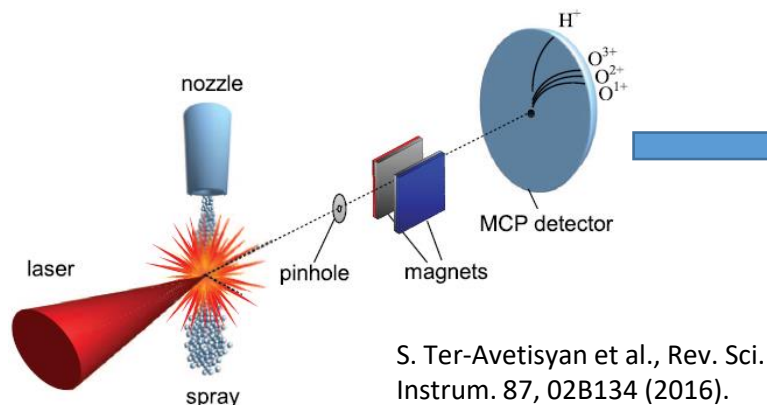


Petawattos rendszerek

$$P = \frac{\text{impulzusenergia}}{\text{impulzushossz}} =$$

$$\frac{30 \text{ J}}{30 \text{ fs}} = 10^{15} \text{ Watt}$$

Ionok és atomok gyorsítása klaszterekről, dropletokról



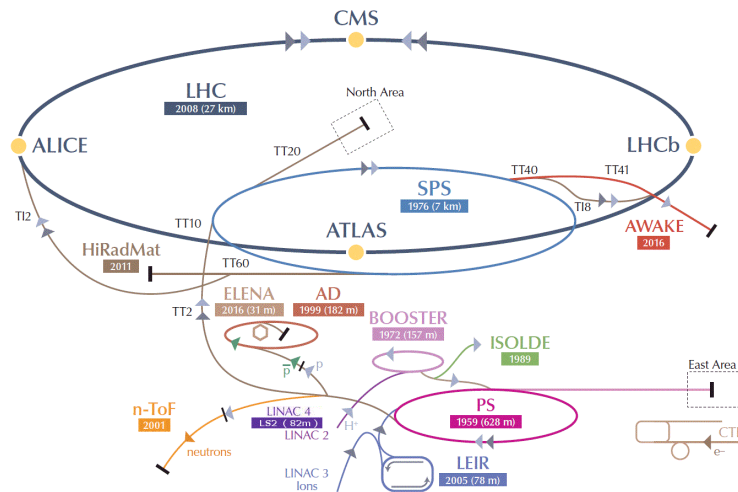
- Atomok többszörös ionizációja az n atomos klaszterben
- Coulomb-robbanás
- A kirepülő elektronok Rydberg állapotba gerjesztik a „hideg” klasztereket
- Töltéstranszfer a repülés közben: semleges atomok és negatív ionok létrejötte

R. Rajeev et al., Nature Phys. 9, 185-190 (2013).

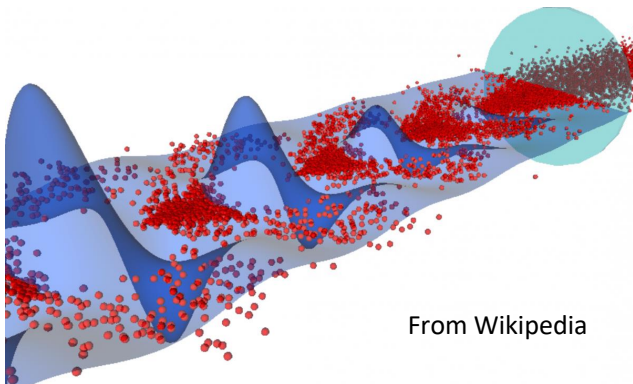
Elektrongyorsítás a Cern Awake kísérletben



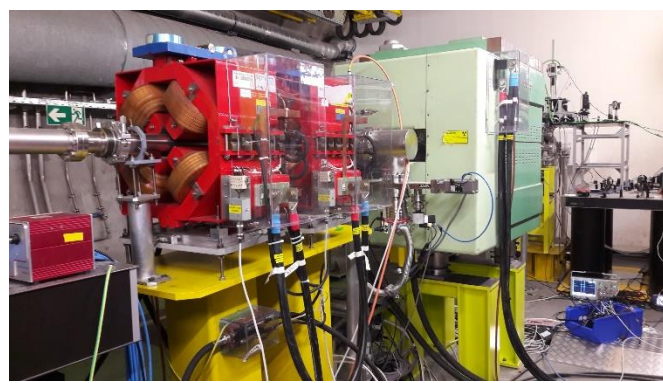
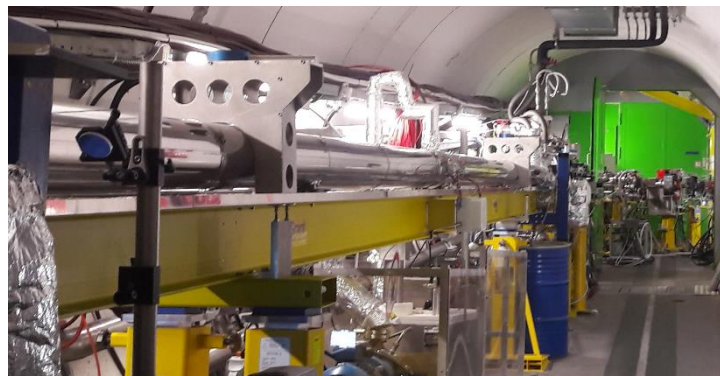
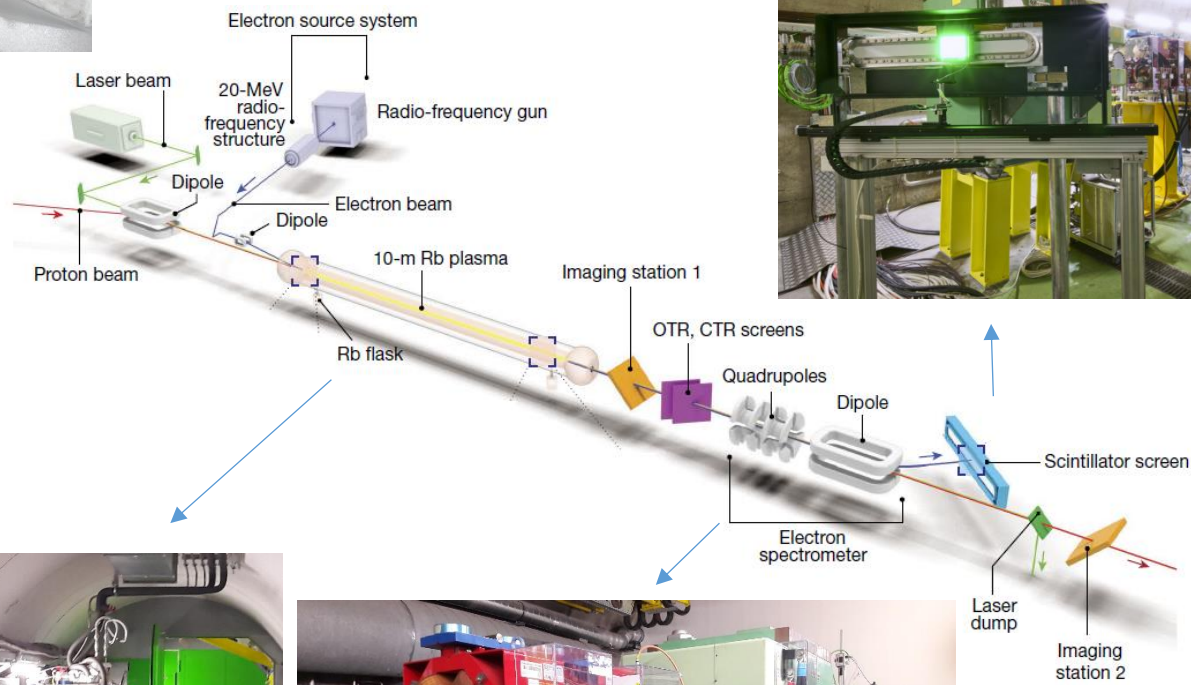
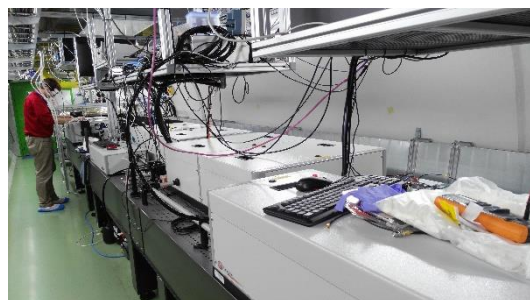
- ✓ Víz: rubídium ionok és szabad elektronok
- ✓ Hajó: protoncsomag
- ✓ Szörfösök: elektronok



AWAKE: Advanced WAKEfield



- ✓ Lézerimpulzus ionizálja a Rubídium atomokat
- ✓ Rubídium ionok és elektronok
- ✓ Protoncsomag felszeletelődése
- ✓ Elektronok oszcillációja
- ✓ Plazmahullám



E. Adli et al., Nature 561, 363-367 (2018).

Miért érdemes ezzel a területtel foglalkozni, mit lehet tanulni?

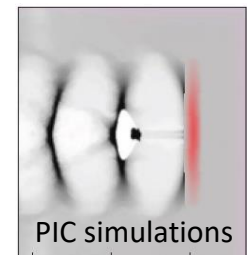
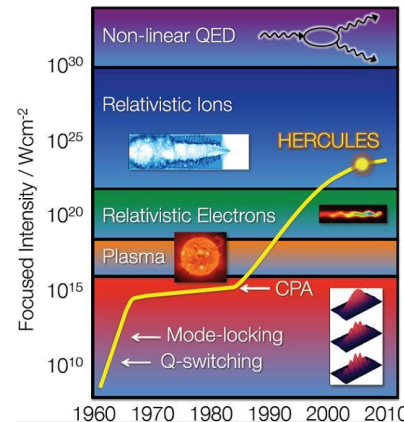
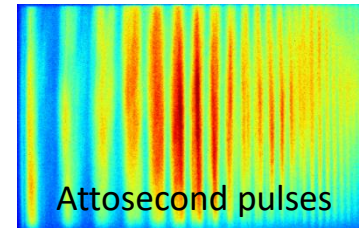
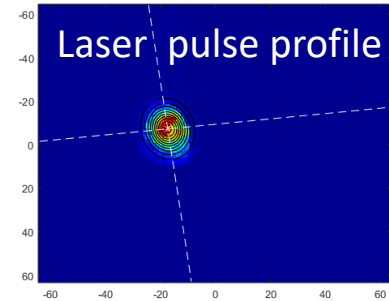
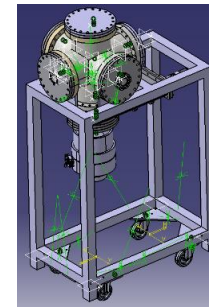
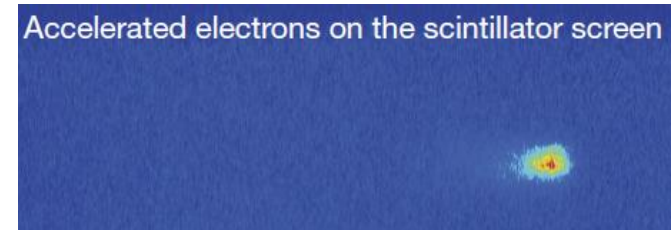
☐ A mérési adatok kiértékelésével a programozási feladatok széles skálájával ismerkedhetünk meg

- Képfeldolgozás (Matlab, Python)
- Adatgyűjtés (Matlab, Python, Labview)
- Szimulációk (Matlab, Python, C++)
- 3D CAD tervezés (Catia)

☐ A lézerrendszerek működtetésével elsajátíthatók a lézerépítés és fejlesztés alapjai.

- Motiváció: nagyobb lézerenergiák elérése, rövidebb impulzusok előállítása.
- Lehetséges lesz a zeptoszekundum (10^{-21} s) és az exaWatt (10^{18} W) elérése?
- Párkeltés a vákuumban: A Schwinger limittől még mesze vagyunk: 10^{29} W/cm²

☐ Új módszereket lehet kipróbálni: pl. deep learning



Elméleti feladatok

- A lézer-atom kölcsönhatás leírása bonyolult
- A lézer-plazma kölcsönhatás leírása még bonyolultabb 😊
- Számítógépes fizika: numerikus módszerek, szimulációk szükségesek

Appendix B: Crank-Nicholson Scheme for 1D-TDSE

B.1 Formulation

Let $V(x, t)$ be the potential energy of a system in 1D. Then, the time evolution of a wavefunction $\Psi(x, t)$ is described by the time-dependent Schrödinger equation (TDSE) as follows:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi(x, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x, t) \right] \Psi(x, t). \quad (B-1)$$

To solve (B-1), we shall employ the Crank-Nicholson scheme which takes the average of the implicit and the explicit approximations.

According to the Crank-Nicholson scheme, (B-1) is discretized into

$$i\frac{\Psi_j^{n+1} - \Psi_j^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar^2}{2m(\Delta x)^2} \Psi_{j+1}^{n+1} - \frac{\hbar^2}{2m(\Delta x)^2} \Psi_{j-1}^{n+1} + \frac{\hbar^2}{2m(\Delta x)^2} \Psi_{j+1}^n - \frac{\hbar^2}{2m(\Delta x)^2} \Psi_{j-1}^n \right) + \frac{1}{2} (V_j^n \Psi_j^n + V_j^{n+1} \Psi_j^{n+1}). \quad (B-2)$$

Rearranging terms, we obtain

$$-\frac{i\Delta t}{4(\Delta x)^2} \Psi_{j+1}^{n+1} + \left[1 + \frac{i\Delta t}{4(\Delta x)^2} (V_j^n + V_j^{n+1}) \right] \Psi_j^{n+1} - \frac{i\Delta t}{4(\Delta x)^2} \Psi_{j-1}^{n+1} = -\frac{i\Delta t}{4(\Delta x)^2} \Psi_{j+1}^n + \left[1 - \frac{i\Delta t}{4(\Delta x)^2} (V_j^n + V_j^{n+1}) \right] \Psi_j^n + \frac{i\Delta t}{4(\Delta x)^2} \Psi_{j-1}^n. \quad (B-3)$$

For clarity, define

$$\alpha = \frac{i\Delta t}{4(\Delta x)^2} \quad \text{and} \quad \beta = \left(1 + \frac{i\Delta t}{4(\Delta x)^2} (V_j^n + V_j^{n+1}) \right). \quad (B-4)$$

Then, the equation (B-3) becomes

$$-\alpha \Psi_{j+1}^{n+1} + (1 + \beta) \Psi_j^{n+1} - \alpha \Psi_{j-1}^{n+1} = \alpha \Psi_{j+1}^n + (1 - \beta) \Psi_j^n + \alpha \Psi_{j-1}^n. \quad (B-5)$$

If j ranges from 1 to N , then we must solve a system of N equations for Ψ at each timestep n . To this end, we can use the LAPACK subroutine ZGTSV (tri-diagonal linear equation solver).

It is insightful to define a *Hamiltonian matrix* by

$$\hat{H}(t_n) \equiv \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \frac{i}{2\Delta x} & \frac{1}{\Delta x^2} + V_1^n & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & 0 & \dots & \frac{1}{\Delta x^2} + V_{N-1}^n & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}.$$

Then, the equation (B-3) can be expressed as

$$\langle x_j | (1 + i\hat{H}(t_{n+1})\frac{\Delta t}{2}) \Psi(t_{n+1}) \rangle = \langle x_j | (1 - i\hat{H}(t_n)\frac{\Delta t}{2}) \Psi(t_n) \rangle, \quad (B-6)$$

where $|x_j\rangle$ denotes the N -by- N identity matrix.

It is now clear that the matrix representation of the time evolution operator in the Crank-Nicholson scheme is

$$\hat{U} = (1 + i\hat{H}(t_{n+1})\frac{\Delta t}{2})^{-1} (1 - i\hat{H}(t_n)\frac{\Delta t}{2}), \quad (B-7)$$

with which we have

$$\langle x_j | \Psi(t_{n+1}) \rangle = \langle x_j | \hat{U} | \Psi(t_n) \rangle. \quad (B-8)$$

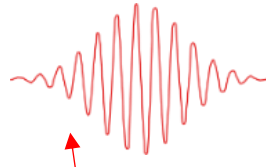
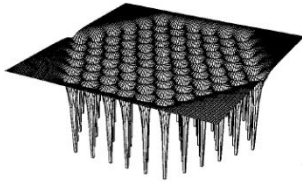
B.2 Boundary Condition

The value of the wave function at the boundaries remains the same for all time in the above formulation. In particular, it will remain zero if the initial state is well-localized around a point sufficiently away from the boundaries. In order to make the wave function disappear as if it were absorbed by the boundaries, we multiply the solution at each time-step with a *gobbling function* given by

$$g(x) = \begin{cases} \sin^2(x) & \text{at } 0 < x < \pi/2 \\ 1 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (B-9)$$

Mitsuko Murakami

Schrödinger-egyenlet:



$$i \frac{\partial \psi(r, t)}{\partial t} = \left[-\frac{1}{2} \nabla^2 + V(r) + zE(t) \right] \psi(r, t)$$

- Fontosak a terjedési effektusok a sok atomos, nemlineáris közegben



Nemlineáris hullámeqyenlet

A leírás bonyolítása:

- Klasszikus mozgásegyenlet az elektronra
- Schrödinger egyenlet megoldása egy elektronra
- Szemiklasszikus módszerek
- .
- .
- Feynman-féle pályaintegrálok módszere

P. Salières et al. Science 292, 902 (2001).

Köszönöm a figyelmet!

HIDEG PLAZMA ÉS ATOMFIZIKA ERŐS LÉZER TÉRBEN KUTATÓCSOPORT
tagjai:

**Demeter Gábor csoportvezető,
Dzsotjan Gagik, Kedves Miklós, Ráczkevi Béla, Aladi Márk, Barna Imre, Pocsai Mihály**

- Email címem: aladi.mark@wigner.mta.hu