



Magyar Magfizikus Találkozó  
2024, Debrecen

Az alfa-bomlás vizsgálata a nem-Hermitikus kvantummechanika módszereivel 3:

**Alfa-cluster szuper-intenzív lézertérben**

---

Szilvási Réka, Andorfi István, Dr. Kis Dániel Péter

# Áttekintés: Alfa-bomlás *egy speciális képben*

$$\Gamma^{\text{decay}} = s_0 \cdot \Gamma$$

$$E_{\text{qs}} = E_0 - i\frac{\Gamma}{2}$$

- Kétlépcsős folyamat: **clustering** + **tunneling**

Preformált alfa-cluster leírása

- Tunneling leírása egy speciális képben:  
**kvázi-stacionárius állapotú alfa-cluster**
  - **Komplex energia**, véges élettartam
  - Nem-hermitikus kvantummechanikai formalizmus (NHQM)

# Áttekintés: Alfa-bomlás *egy speciális képben*

$$\Gamma^{\text{decay}} = s_0 \cdot \Gamma$$

$$E_{qs} = E_0 - i\frac{\Gamma}{2}$$

- Kétlépcsős folyamat: **clustering** + **tunneling**

Preformált alfa-cluster leírása

- Tunneling leírása egy speciális képben:  
**kvázi-stacionárius állapotú alfa-cluster**
  - **Komplex energia**, véges élettartam
  - Nem-hermitikus kvantummechanikai formalizmus (NHQM)

**Fő kérdés:**

$$10^{19} \leq I \leq 10^{26} \frac{W}{cm^2}$$

**alfa-cluster** + **szuper-intenzív lézertér**

*$E_{qs}$  hogyan változik meg?  $\Gamma$*

- **Kép a lézertérrel való kölcsönhatás leírására**
  1. A lézertér leírása (mérték választás kérdése az NHQM-ban)
  2. Az alfa-cluster+lézerpulzus kölcsönhatás sajátosságai (perturbatív leírás, nem-relativisztikus közelítés határa)

# Intenzív lézertér leírása

- **Lézer** – koherens elektromágneses tér
  - Koherens állapot vákuum állapotba transzformálható

$$\alpha_k |\lambda_k\rangle = \lambda_k |\lambda_k\rangle$$



- **Klasszikus vektorpotenciál** megjelenése

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = A_0 \hat{e}_z \cos(\zeta t + \alpha) e^{-\frac{\zeta t}{\sigma}}$$

Lineáris polarizációs állapot

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = A_0 \left( \mathbf{e}_x \cos\left(\frac{\zeta}{\hbar} t + \alpha\right) + \mathbf{e}_y \sin\left(\frac{\zeta}{\hbar} t + \alpha\right) \right) e^{-\frac{\zeta t}{\hbar \sigma}}$$

cirkuláris polarizációs állapot

- Minimális csatolás – Coulomb-mérték:

$$\hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) = \frac{-e}{Mc} \mathbf{p}^\theta \mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t) + \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t))^2$$

- (t,t')-perturbatív korrekció számítása a komplex energiához:  $((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t)))$  ?

# Intenzív lézertér leírása: nem-hermitikus kvantummechanikai sajátosságok

$$\Gamma^{\text{las}} = \Gamma + \Gamma^{\text{kor}} = \Gamma + \mathcal{I}m(\varepsilon^{(1)}) \quad (\mathbf{t}, \mathbf{t}')\text{-perturbáció-számítás [1,2]}$$

Analitikus zárt alak a komplex energia perturbatív korrekciójára

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = \\ &= \mathcal{N}^2 \int_0^\infty dt e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} (\varphi^\theta(\mathbf{r}) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \varphi^\theta(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

$$\hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) = \frac{-e}{Mc} \mathbf{p}^\theta \mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t) + \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t))^2$$

$$\hat{H}_{I,1}^\theta = \frac{-e}{Mc} \mathbf{p}^\theta \mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t) \quad \hat{H}_{I,2}^\theta = \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t))^2$$

# Intenzív lézertér leírása: nem-hermitikus kvantummechanikai sajátosságok

$$\Gamma^{\text{las}} = \Gamma + \Gamma^{\text{kor}} = \Gamma + \mathcal{I}m(\varepsilon^{(1)}) \quad (\mathbf{t}, \mathbf{t}')\text{-perturbáció-számítás [1,2]}$$

Analitikus zárt alak a komplex energia perturbatív korrekciójára

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = \\ &= \mathcal{N}^2 \int_0^\infty dt e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} (\varphi^\theta(\mathbf{r}) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \varphi^\theta(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

Várható érték, nem átmeneti mátrixelem

$$\hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) = \frac{-e}{Mc} \mathbf{p}^\theta \mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t) + \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t))^2$$

$$\hat{H}_{I,1}^\theta = \frac{-e}{Mc} \mathbf{p}^\theta \mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t) \quad \hat{H}_{I,2}^\theta = \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t))^2$$

# Intenzív lézertér leírása: nem-hermitikus kvantummechanikai sajátosságok

$$\Gamma^{\text{las}} = \Gamma + \Gamma^{\text{kor}} = \Gamma + \mathcal{I}m(\varepsilon^{(1)}) \quad (\mathbf{t}, \mathbf{t}')\text{-perturbáció-számítás [1,2]}$$

Analitikus zárt alak a komplex energia perturbatív korrekciójára

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = \\ &= \mathcal{N}^2 \int_0^\infty dt e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} (\varphi^\theta(\mathbf{r}) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \varphi^\theta(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

Várható érték, nem átmeneti mátrixelem

$$\hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) = \frac{-e}{Mc} \mathbf{p}^\theta \mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t) + \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t))^2$$

$$\hat{H}_{I,1}^\theta = \frac{-e}{Mc} \mathbf{p}^\theta \mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t) \quad \hat{H}_{I,2}^\theta = \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t))^2$$

$$((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_{I,1}^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = 0$$

$$\varepsilon^{(1,p)} = ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^{\theta(p)}(\mathbf{r}, t))^2 | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t)))$$

# Intenzív lézertér leírása: nem-hermitikus kvantummechanikai sajátosságok

$$\Gamma^{\text{las}} = \Gamma + \Gamma^{\text{korr}} = \Gamma + \mathcal{I}m(\varepsilon^{(1)}) \quad (t, t')\text{-perturbáció-számítás [1,2]}$$

Analitikus zárt alak a komplex energia perturbatív korrekciójára

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = \\ &= \mathcal{N}^2 \int_0^\infty dt e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} (\varphi^\theta(\mathbf{r}) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \varphi^\theta(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

**c-szorzat!**

Várható érték, nem átmeneti mátrixelem

- $A^2$  tag adja a nem nulla járulékot!
- c-szorzat miatt a rendszer fázisszimmetriája megszűnik
- fázistranszformációval való átmenet a  $pA$  és  $rE$  mértékekbe nem lehetséges!

$$\hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) = \frac{-e}{Mc} \mathbf{p}^\theta \mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t) + \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t))^2$$

$$\hat{H}_{I,1}^\theta = \frac{-e}{Mc} \mathbf{p}^\theta \mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t) \quad \hat{H}_{I,2}^\theta = \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^\theta(\mathbf{r}, t))^2$$

$$((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_{I,1}^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = 0$$

$$\varepsilon^{(1,p)} = ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \frac{e^2}{2Mc^2} (\mathbf{A}^{\theta(p)}(\mathbf{r}, t))^2 | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t)))$$

**Nem-hermitikus rendszer, c-szorzat:  $A^2$  velocity-mérték adekvát!**

H. Riess eredményeivel összhangban! [4,5]



# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: **a modell fizikai kerete**

- A külső lézertér hatása a **Coulomb-gát** változásában jelenik meg dominánsan: a tunneling folyamat vizsgálata elég
  - a magerő elektromos tere elnyomja a külső lézertér térerősségét az atommagon belül; a magerő hatótávolságán kívül, a Coulomb-gát környezetében várható hatás
  - a magszerkezetben nem várható változás alapállapotú atommagok esetében

$$\frac{\Gamma^{\text{decay, las}}}{\Gamma^{\text{decay}}} = \frac{s_0 \Gamma^{\text{las}}}{s_0 \Gamma} = \frac{\Gamma^{\text{las}}}{\Gamma}$$

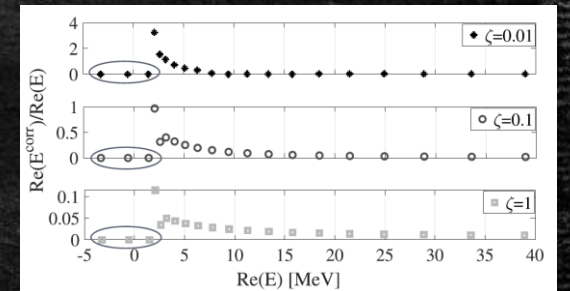
# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: a modell fizikai kerete

- A külső lézertér hatása a **Coulomb-gát** változásában jelenik meg dominánsan: a tunneling folyamat vizsgálata elég
  - a magerő elektromos tere elnyomja a külső lézertér térerősségét az atommagon belül; a magerő hatótávolságán kívül, a Coulomb-gát környezetében várható hatás
  - a magszerkezetben nem várható változás alapállapotú atommagok esetében

$$\frac{\Gamma^{\text{decay, las}}}{\Gamma^{\text{decay}}} = \frac{s_0 \Gamma^{\text{las}}}{s_0 \Gamma} = \frac{\Gamma^{\text{las}}}{\Gamma}$$



A külső lézertér az energia nívók tekintetében **perturbációként** vehető figyelembe

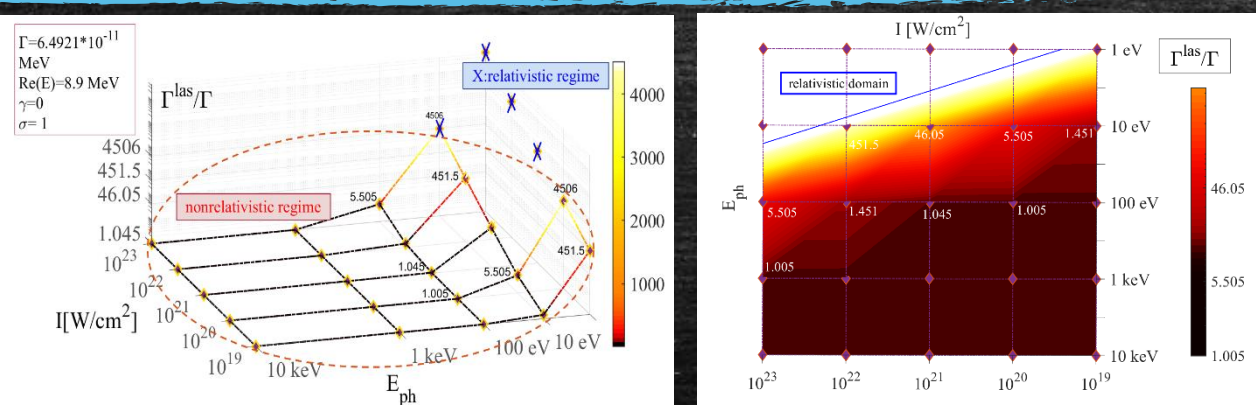


1. Ábra [1]

$$E_{\text{ph}} = [1 - 1000 \text{ eV}]$$
$$I = [10^{18} - 10^{24} \text{ W/cm}^2]$$

- A komplex energia valós részének megváltozása elhanyagolható
- De! **Extra szabadsági fok:**  $\Gamma$ : az imaginárius rész korrekciója megadja az élettartam korrekcióját

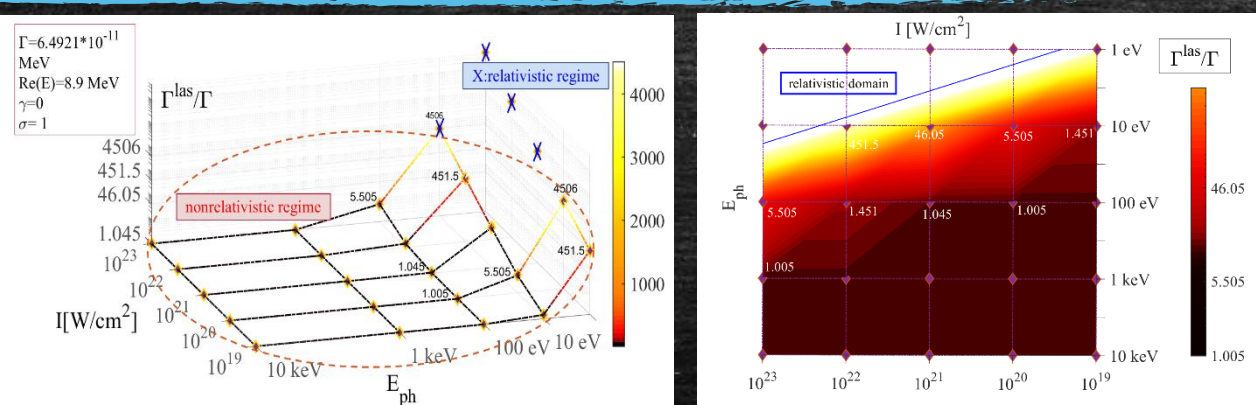
# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: a modell fizikai kerete



2. ábra [3]: Alacsony fotonenergijú és nagyintenzitású limit a sokfotonos szuper-intenzív lézer és alfa-cluster kölcsönhatásakor

- Hosszú hullámú közelítés  $\mathbf{A}(\mathbf{r},t) \rightarrow \mathbf{A}(t)$
- Nem-relativisztikus közelítés

# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: a modell fizikai kerete



2. ábra [3]: Alacsony fotonenergijú és nagyintenzitású limit a sokfotonos szuper-intenzív lézer és alfa-cluster kölcsönhatásakor

Nem-relativisztikus közelítés határa  $I$ - $E_{ph}$  térben

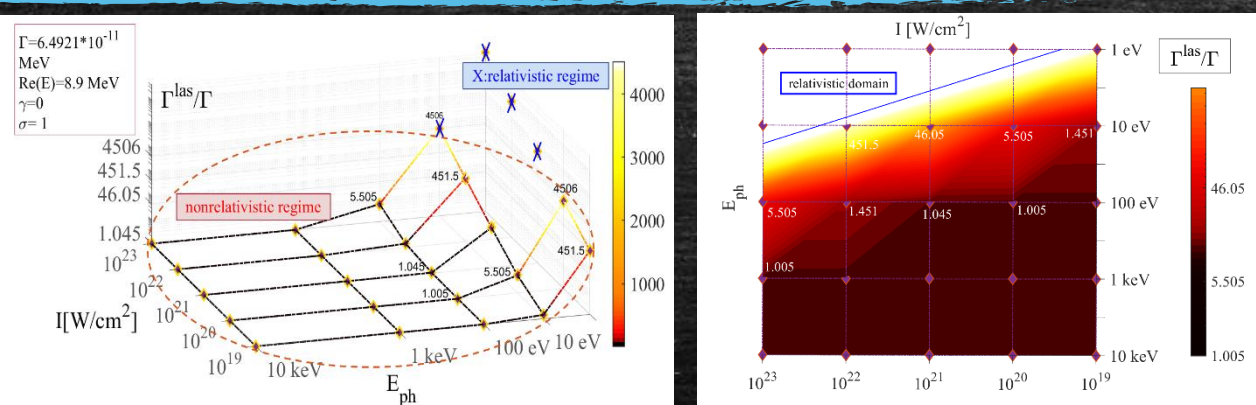
- Hosszú hullámú közelítés  $\mathbf{A}(\mathbf{r},t) \rightarrow \mathbf{A}(t)$
- Nem-relativisztikus közelítés



Intenzitás paraméter alfa-részecskére a ponderomotoros potenciális energiából

$$Z_f = \frac{2U_p}{mc^2} \quad U_p = \frac{8\pi}{137m} \frac{I}{\omega^2}$$

# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: a modell fizikai kerete



2. ábra [3]: Alacsony fotonenergijú és nagyintenzitású limit a sokfotonos szuper-intenzív lézer és alfa-cluster kölcsönhatásakor

Nem-relativisztikus közelítés határa I-E<sub>ph</sub> térben

- Hosszú hullámú közelítés  $\mathbf{A}(\mathbf{r},t) \rightarrow \mathbf{A}(t)$
- Nem-relativisztikus közelítés

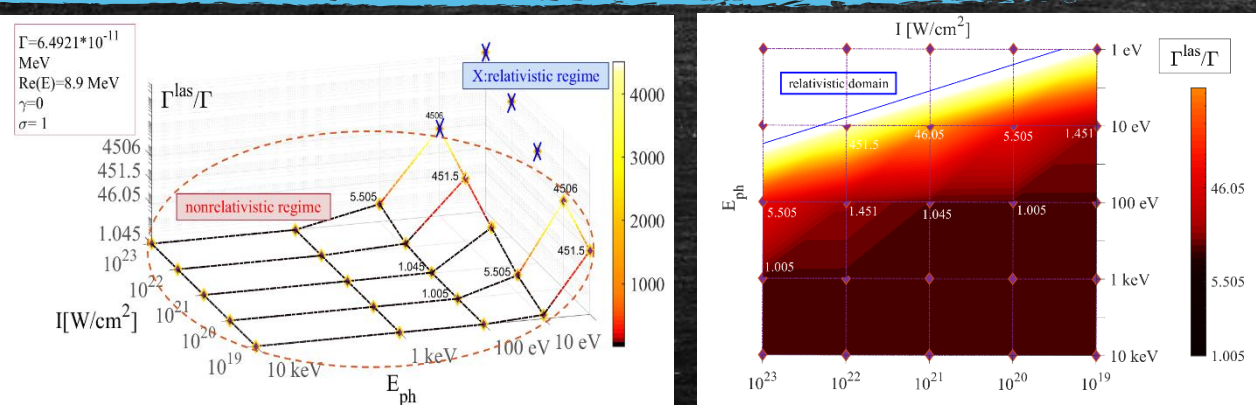


Intenzitás paraméter alfa-részecskére a ponderomotoros potenciális energiából

$$Z_f = \frac{2U_p}{mc^2} \quad U_p = \frac{8\pi}{137m} \frac{I}{\omega^2}$$

A kölcsönhatás erőssége a csúcshintenzitás és fotonenergia arányától függ – sokfotonos kölcsönhatás

# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: a modell fizikai kerete



2. ábra [3]: Alacsony fotonenergijú és nagyintenzitású limit a sokfotonos szuper-intenzív lézer és alfa-cluster kölcsönhatásakor

E <sub>ph</sub>	Intensity [W/cm <sup>2</sup> ]											
	10 <sup>19</sup>	10 <sup>20</sup>	10 <sup>21</sup>	10 <sup>22</sup>	10 <sup>23</sup>	10 <sup>24</sup>	10 <sup>25</sup>	10 <sup>26</sup>	10 <sup>27</sup>	10 <sup>28</sup>	10 <sup>29</sup>	10 <sup>30</sup>
1 eV	451,5	4506	4,5·10 <sup>4</sup>	4,5·10 <sup>5</sup>	4,5·10 <sup>6</sup>	4,5·10 <sup>7</sup>	4,5·10 <sup>8</sup>	4,5·10 <sup>9</sup>	4,5·10 <sup>10</sup>	4,5·10 <sup>11</sup>	4,5·10 <sup>12</sup>	4,5·10 <sup>13</sup>
10 eV	1,451	5,505	46,05	451,5	4506	4,5·10 <sup>4</sup>	4,5·10 <sup>5</sup>	4,5·10 <sup>6</sup>	4,5·10 <sup>7</sup>	4,5·10 <sup>8</sup>	4,5·10 <sup>9</sup>	4,5·10 <sup>10</sup>
100 eV	1	1,005	1,045	1,451	5,505	46,05	451,5	4506	4,5·10 <sup>4</sup>	4,5·10 <sup>5</sup>	4,5·10 <sup>6</sup>	4,5·10 <sup>7</sup>
1 keV	1	1	1	1	1,005	1,045	1,451	5,505	46,05	451,5	4506	4,5·10 <sup>4</sup>
10 keV	1	1	1	1	1	1	1	1,005	1,045	1,451	5,505	46,05

Nem-relativisztikus közelítés határa I-E<sub>ph</sub> térben

- Hosszú hullámú közelítés  
 $\mathbf{A}(\mathbf{r},t) \rightarrow \mathbf{A}(t)$
- Nem-relativisztikus közelítés



Intenzitás paraméter alfa-részecskére a ponderomotoros potenciális energiából

$$Z_f = \frac{2U_p}{mc^2} \quad U_p = \frac{8\pi}{137m} \frac{I}{\omega^2}$$

Adott fázis tolás és pulzushossz mellett a nem-relativisztikus közelítés intenzitás- és fotonenergiafüggő határa [3]

# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: komplex-energia korrekció izotón sorok esetében

$$\Gamma^{\text{las}} = \Gamma + \Gamma^{\text{kor}} = \Gamma + 2\text{Im}(\varepsilon^{(1)})$$

(t,t')-  
perturbáció-  
számítás [1,2]

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = \\ &= \mathcal{N}^2 \int_0^\infty dt e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} (\varphi^\theta(\mathbf{r}) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \varphi^\theta(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

- Várakozás: lézer a Coulomb-gátra gyakorol domináns hatást  $\rightarrow \Gamma$ -ra

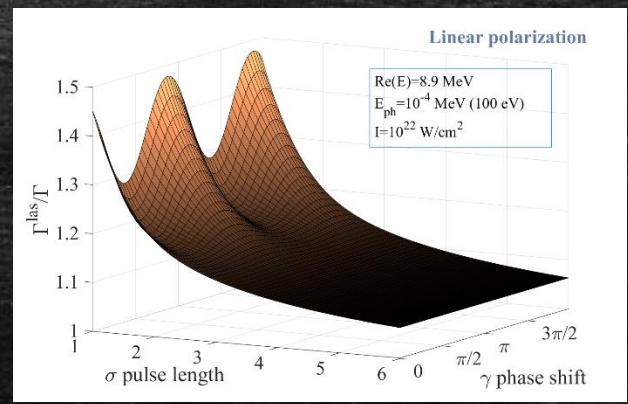
# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: komplex-energia korrekció izotón sorok esetében

$$\Gamma^{\text{las}} = \Gamma + \Gamma^{\text{kor}} = \Gamma + 2\text{Im}(\varepsilon^{(1)})$$

(t,t')-  
perturbáció-  
számítás [1,2]

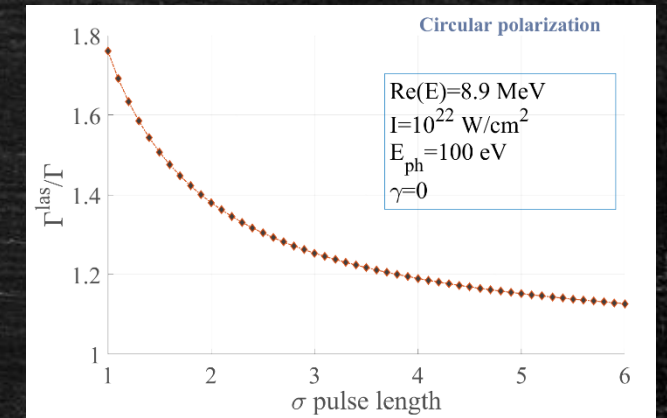
$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = \\ &= \mathcal{N}^2 \int_0^\infty dt e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} (\varphi^\theta(\mathbf{r}) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \varphi^\theta(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

- Várakozás: lézer a Coulomb-gátra gyakorol domináns hatást  $\rightarrow \Gamma$ -ra



3. ábra

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1,l)} &= \mathcal{N}^2 \mathcal{K} \frac{I \hbar}{E_{\text{ph}}^3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( \frac{1}{4\sigma} e^{\frac{\Gamma^2}{8E_{\text{ph}}^2 \sigma^2}} f(\sigma, \Gamma, E_{\text{ph}}) + \right. \\ &\quad \left. + h(\sigma) \left[ e^{-2i \frac{\Gamma \sigma^2}{8E_{\text{ph}}^2}} e^{2i\gamma} g(\sigma) + e^{2i \frac{\Gamma \sigma^2}{8E_{\text{ph}}^2}} e^{-2i\gamma} g^*(\sigma) \right] \right) \end{aligned}$$



4. ábra

$$\varepsilon^{(1,c)} = \mathcal{N}^2 \mathcal{K} \frac{I \hbar}{E_{\text{ph}}^3} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{\sigma} e^{\frac{\Gamma^2}{8E_{\text{ph}}^2 \sigma^2}} f(\sigma, \Gamma, E_{\text{ph}})$$



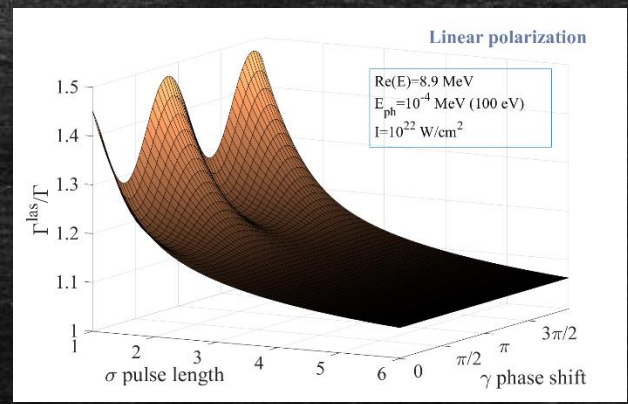
# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: komplex-energia korrekció izotón sorok esetében

$$\Gamma^{\text{las}} = \Gamma + \Gamma^{\text{kor}} = \Gamma + 2\text{Im}(\varepsilon^{(1)})$$

(t,t')-  
perturbáció-  
számítás [1,2]

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = \\ &= \mathcal{N}^2 \int_0^\infty dt e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} (\varphi^\theta(\mathbf{r}) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \varphi^\theta(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

- Várakozás: lézer a Coulomb-gátra gyakorol domináns hatást  $\rightarrow \Gamma$ -ra

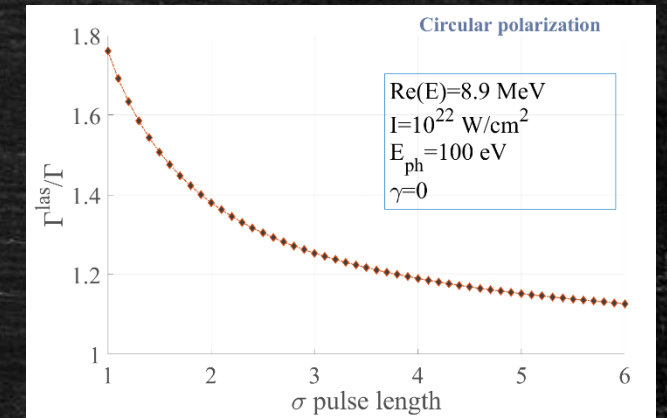


3. ábra

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1,l)} &= \mathcal{N}^2 \mathcal{K} \frac{I \hbar}{E_{\text{ph}}^3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( \frac{1}{4\sigma} e^{\frac{\Gamma^2}{8E_{\text{ph}}^2 \sigma^2}} f(\sigma, \Gamma, E_{\text{ph}}) + \right. \\ &\quad \left. + h(\sigma) \left[ e^{-2i \frac{\Gamma \sigma^2}{8E_{\text{ph}}^2}} e^{2i\gamma} g(\sigma) + e^{2i \frac{\Gamma \sigma^2}{8E_{\text{ph}}^2}} e^{-2i\gamma} g^*(\sigma) \right] \right) \end{aligned}$$

$$g(\sigma) = \left( 1 + i \cdot \text{erfi} \left( \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right)$$

$$h(\sigma) = \frac{\sigma}{16} e^{\left( \frac{\Gamma^2}{E_{\text{ph}}^2} - 4 \right) \frac{\sigma^2}{8}}$$



4. ábra

$$\varepsilon^{(1,c)} = \mathcal{N}^2 \mathcal{K} \frac{I \hbar}{E_{\text{ph}}^3} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{\sigma} e^{\frac{\Gamma^2}{8E_{\text{ph}}^2 \sigma^2}} f(\sigma, \Gamma, E_{\text{ph}})$$

$$f(\sigma, \Gamma, E_{\text{ph}}) = \left[ 1 - \text{erf} \left( \frac{\Gamma}{\sqrt{8} E_{\text{ph}} \sigma} \right) \right]$$

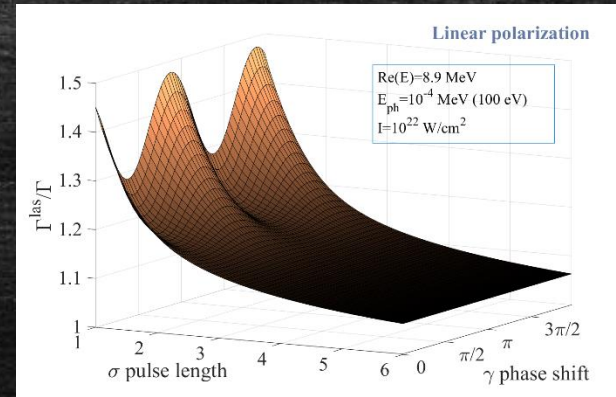
$$\mathcal{K} = \frac{\alpha 2\pi (\hbar c)^3}{\mu c}$$

# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: komplex-energia korrekció izotón sorok esetében

$$\Gamma^{\text{las}} = \Gamma + \Gamma^{\text{kor}} = \Gamma + 2\mathcal{I}m(\varepsilon^{(1)}) \quad (t, t')\text{-perturbáció-számítás [1,2]}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = \\ &= \mathcal{N}^2 \int_0^\infty dt e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} (\varphi^\theta(\mathbf{r}) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \varphi^\theta(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

- Várakozás: lézer a Coulomb-gátra gyakorol domináns hatást  $\rightarrow \Gamma$ -ra
- Sok-fotonos kölcsönhatás karakterisztikája
- Alacsonyabb pulzushossz ( $\sigma$ )  $\rightarrow$  hangsúlyosabb hatás
- $\tau$  élettartam csökken ( $\Gamma$  nő)

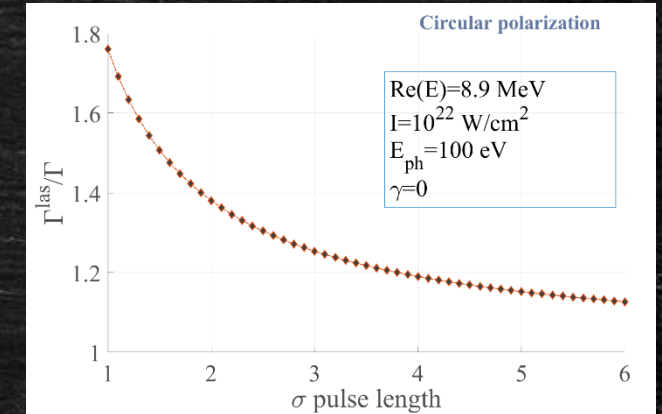


3. ábra

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1,l)} &= \mathcal{N}^2 \mathcal{K} \frac{I\hbar}{E_{\text{ph}}^3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left( \frac{1}{4\sigma} e^{\frac{\Gamma^2}{8E_{\text{ph}}^2 \sigma^2}} f(\sigma, \Gamma, E_{\text{ph}}) + \right. \\ &\quad \left. + h(\sigma) \left[ e^{-2i\frac{\Gamma\sigma^2}{8E_{\text{ph}}^2}} e^{2i\gamma} g(\sigma) + e^{2i\frac{\Gamma\sigma^2}{8E_{\text{ph}}^2}} e^{-2i\gamma} g^*(\sigma) \right] \right) \end{aligned}$$

$$g(\sigma) = \left( 1 + i \cdot \operatorname{erfi} \left( \frac{\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right)$$

$$h(\sigma) = \frac{\sigma}{16} e^{\left( \frac{\Gamma^2}{E_{\text{ph}}^2} - 4 \right) \frac{\sigma^2}{8}}$$



4. ábra

$$\varepsilon^{(1,c)} = \mathcal{N}^2 \mathcal{K} \frac{I\hbar}{E_{\text{ph}}^3} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{\sigma} e^{\frac{\Gamma^2}{8E_{\text{ph}}^2 \sigma^2}} f(\sigma, \Gamma, E_{\text{ph}})$$

$$f(\sigma, \Gamma, E_{\text{ph}}) = \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{\Gamma}{\sqrt{8} E_{\text{ph}} \sigma} \right) \right]$$

$$\mathcal{K} = \frac{\alpha 2\pi (\hbar c)^3}{\mu c}$$

# Alfa-cluster kölcsönhatása szuper-intenzív lézertérrel: komplex-energia korrekció izotón sorok esetében

$$\Gamma^{\text{las}} = \Gamma + \Gamma^{\text{kor}} = \Gamma + 2\text{Im}(\varepsilon^{(1)}) \quad (t, t')\text{-perturbáció-számítás [1,2]}$$

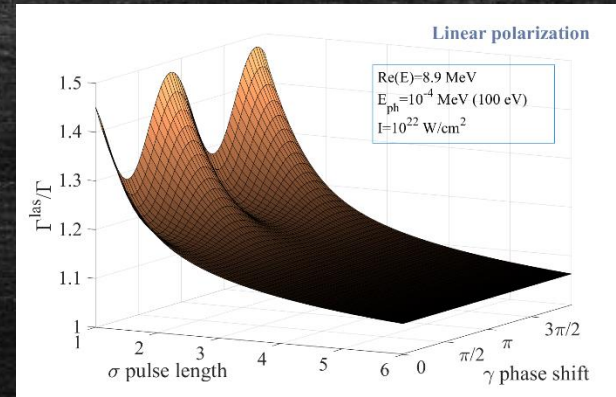
$$\begin{aligned} \varepsilon^{(1)} &= ((\tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t) | \hat{H}_I^\theta | \tilde{\Phi}^\theta(\mathbf{r}, t))) = \\ &= \mathcal{N}^2 \int_0^\infty dt e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} (\varphi^\theta(\mathbf{r}) | \hat{H}_I^\theta(\mathbf{r}, t) | \varphi^\theta(\mathbf{r})) \end{aligned}$$

*N=128 izotónok korrekciója:*

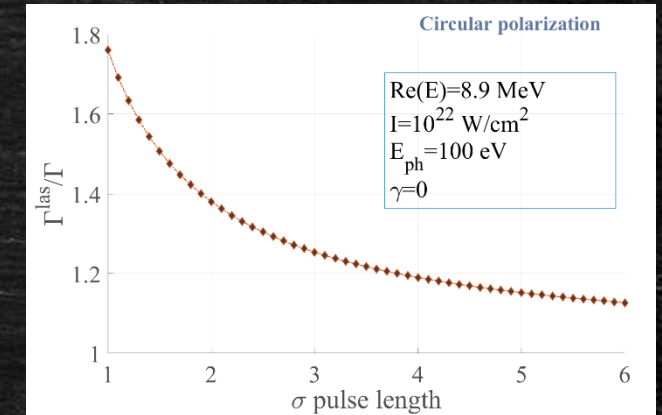
$I=10^{22} \text{ W/cm}^2$ ;  $E_{\text{ph}}=100 \text{ eV}$ ,  $\sigma=1, \gamma=0$ ;

	$\Gamma$	$\Gamma^{\text{las}}/\Gamma$
<sup>212</sup> Po	$30.94 \cdot 10^{-9}$	1.633
<sup>214</sup> Rn	$58.49 \cdot 10^{-9}$	1.711
<sup>216</sup> Ra	$92.93 \cdot 10^{-9}$	1.79
<sup>218</sup> Th	$122 \cdot 10^{-9}$	1.871

$\tau_{\text{nó}}$



3. ábra



4. ábra

- **Izotón sorban megfigyelés:**

- A perturbáló hatás az élettartam növekedésével ( $\Gamma$  csökkenésével) csökken

- **Magyarázat:**

- Intuitív: Hosszabb élettartam – magasabb Coulomb-gát - erősebben kötött alfa-cluster
- Izotón sor jellege: a sorban a hosszabb élettartamú izotónokban a neutronok relatív aránya nagyobb -> clustering hatása a Coulomb-gátra felerősödik

# Összegzés

A konkrét vizsgált probléma:

- Nagy tömegszámú, alapállapotú, páros-páros izotón atommagokban preformált, kvázi-stacionárius állapotú **alfa-cluster kölcsönhatása** szuper-intenzív lézerpulzussal – **Coulomb-gát változása**

A fő kérdés:

- A **tunneling folyamatban** részt vevő alfa-cluster komplex energiájának **elsőrendű perturbatív** korrekciója – az imaginárius energia (az élettartam) relatív megváltozása

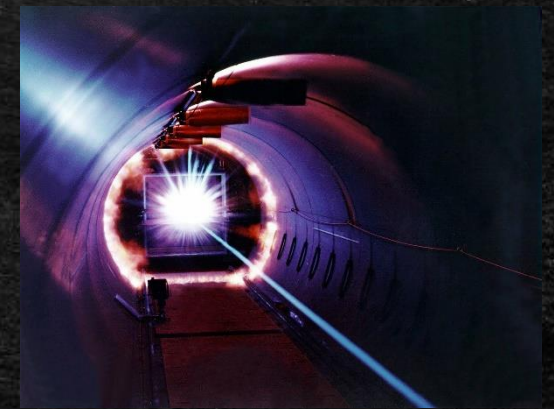
Elméleti modell és konklúzió:

- Az **NHQM** modell tisztán kvantummechanikai megközelítés
  - A nem-hermitikusság egyik következménye: **velocity gauge**
- A lézer pulzus jellemzése klasszikus vektorpotenciállal: minimális csatolás
- **Nem-relativisztikus közelítés**: I-Eph függő határ – sokfotonos kölcsönhatás
- **Élettartam relatív változása a pulzus-hosszal csökken, az élettartammal csökken**

Motiváció:

Extrém nagy intenzitású lézer pulzusok lehetséges előállítása az **ELI NP** projekt keretén belül

$$10^{19} \leq I \leq 10^{26} \frac{W}{cm^2}$$



# Irodalomjegyzék

---

- [1] Réka Szilvási and Dániel P Kis, *J. Phys. A: Math. Theor.* **55** 275301 (2022)
- [2] R. Szilvasi, D. P. Kis, *Results in Physics*, Volume **54** 107080 (2023)
- [3] Réka Szilvási and Dániel P Kis, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **51** 055101 (2024)
- [4] H. R. Reiss, *J. Phys. B* **50**, 075003 (2017)
- [5] H. R. Reiss *Phys. Rev. A* **100**, 052105 (2019)