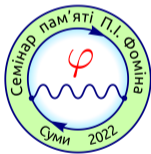


# Атомні процеси в сильному полі двох кулонівських центрів та лазерної хвилі

О. Новак, Р. Холодов



Семінар присвячений пам'яті П.І. Фоміна  
Інститут прикладної фізики НАН України  
Суми, 05.07.2022

Необхідність використання **релятивістської** теорії в атомній фізиці

- Експерименти з важкими ядрами.



FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research, Darmstadt, Germany): експерименти з важкими ядрами (до  $U^{92+}$ ), лазер PHELIX

- Велика потужність лазерних установок.



CLF Vulcan laser (Central laser facility, Oxfordshire, UK):  $I > 10^{21} \text{ W/cm}^2$ .



PHELIX (Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion Experiments, Darmstadt, Germany):  $I \sim 10^{21} \text{ W/cm}^2$ .



ELI (Extreme Light Infrastructure, EU): заплановано досягнути критичного поля КЕД,  $I \sim 10^{29} \text{ W/cm}^2$ .

- Методика: розв'язок нестационарного рівняння Дірака:

$$i\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi, \quad \hat{H} = \vec{\alpha}(\vec{p} - e\vec{A}) + \beta m + e\varphi$$

- Хвильова функція шукається у вигляді розвинення за (квазі-)стаціонарним базисом:

$$\Psi = \sum_n a_n(t)\Phi_n, \quad \hat{H}_0\Phi_n = \mathcal{E}_n\Phi_n.$$

- Систему ЗДР відносно  $a_n(t)$  розв'язуємо чисельно або за допомогою теорії збурень:

$$i\dot{\vec{a}} = M\vec{a}$$

- Вигляд матриці  $M$  залежить від вибору базису та потенціалу:

$$M_{kn} = \mathcal{E}_k\delta_{kn} - i\frac{\langle\Phi_k|d\mathcal{H}_0/dt|\Phi_n\rangle}{\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_k} - \langle\Phi_k|V(t)|\Phi_n\rangle$$

- Розглянуті задачі:

- (I) Іонізація в зіткненні йонів:  $\mathcal{H}_0$  включає два ядра,  $V(t) = 0$ .
- (II) Фотоіонізація важкого йону:  $\mathcal{H}_0$  – одне ядро,  $V(t)$  – лазер.
- (III) Іонізація при зіткненні в полі лазеру:  $\mathcal{H}_0$  – два ядра,  $V(t)$  – лазер.

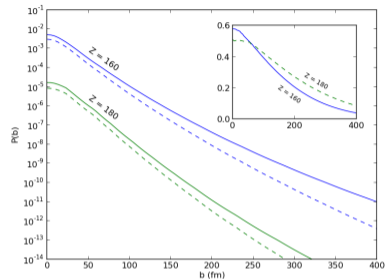
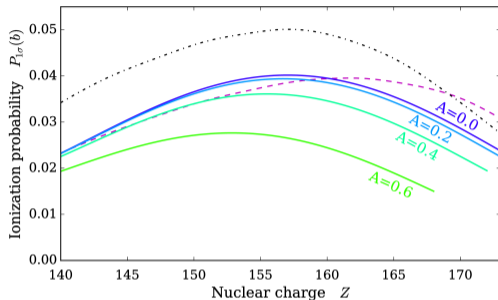
- $\Phi_n$  визначаються чисельно.  $\hat{H}_0$  включає точний потенціал двох рухомих ядер:

$$V_{TC}(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{2K} V_l(r, R) P_l(\cos \theta),$$

- Нехтуємо обертанням між'ядерної осі та переходами зі зміною магнітного числа.
- Використовуємо теорію збурень для розв'язку нестационарної задачі,  $i\dot{a} = Ma$ .
- Параметризуємо матричний елемент, який визначає амплітуду імовірності:

$$\left\langle E \left| \frac{\partial}{\partial R} \right| 1s\sigma \right\rangle \approx \frac{\sqrt{D}}{2\pi} E^{-\frac{\gamma}{2}} R^{-\frac{\delta}{2}},$$

- Параметри  $D$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  знайдені шляхом підгонки до чисельних значень і добре апроксимуються квадратичними поліномами.



Імовірність іонізації для різних значень

$$A = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$$

— · — · the approximation [B. Mueller, 78];

— — — the numerical results [B. Mueller, 78].

Залежність від прицільного параметру.

Суцільні: симетричні зіткнення,  $A = 0$ ;

Штрихові: за участю іону  $^{118}\text{Og}$ .

[O.Novak, R.Kholodov, A.Surzhykov, A.N.Artemyev, Th.Stöhlker. Phys. Rev. A 97, 032518 (2018)]

- Для зручності порівняння іонізації для різних елементів, введемо відносні одиниці:

$$\omega' = 2\mathcal{E}_{bind}, \quad E' = \frac{3Z}{\langle r^2 \rangle}$$

$\mathcal{E}_{bind}$  – енергія зв'язку основного стану,

$\langle r^2 \rangle$  – середнє в основному стані.

Для  $Z = 1$  одиниці  $E'$ ,  $\omega'$  співпадають з атомними.

- Відповідні величини для **аргону** та **радону**:

$$\text{Ar} \quad Z = 18 \quad \omega \approx 8.85 \text{ keV}; \quad E \approx 3.02 \cdot 10^{15} \text{ V/m}; \quad I \approx 1.22 \cdot 10^{24} \text{ W/cm}^2$$

$$\text{Rn} \quad Z = 86 \quad \omega \approx 226 \text{ keV}; \quad E \approx 4.31 \cdot 10^{17} \text{ V/m}; \quad I \approx 2.47 \cdot 10^{28} \text{ W/cm}^2$$

- Критичні Швінгерівські значення:  $E_{cr} \approx 1.32 \cdot 10^{18} \text{ V/m}; \quad I_{cr} \approx 4.63 \cdot 10^{29} \text{ W/cm}^2.$

- В якості  $\Phi_n$  використано кулонівські хвильові,  $\psi_{\varepsilon j l \mu}$ .  
 $\varepsilon_n$  – енергія електрона (головне квантове число  $n$ );  
 $j$  – повний момент імпульсу;  
 $\mu$  – проекція повного моменту;  
 $l$  – задає парність  $P = (-1)^l$ .
- Для зручності замість  $j, l$  вводять одне число  $\varkappa$ :

$$\varkappa = \begin{cases} l, & j = l - 1/2, \\ -l - 1, & j = l + 1/2; \end{cases} \implies j = |\varkappa| - \frac{1}{2}, \quad \varkappa \neq 0.$$

- Лазер враховано в дипольному наближенні  $\implies \mu$  зберігається.
- Для іонізації з основного стану, дозволені два переходи:

$$\begin{cases} l_i = 0, \\ j_i = 1/2, \\ \varkappa_i = -1, \end{cases} \longrightarrow \begin{cases} l = 1, \\ j = 1/2, \\ \varkappa = +1, \end{cases} \quad \begin{cases} l = 1, \\ j = 3/2, \\ \varkappa = -2, \end{cases} \quad (1)$$

- Імовірність іонізації з основного стану:

$$w_x(\mathcal{E}) = \alpha z_x^2(\mathcal{E}) \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i(\mathcal{E} - \varepsilon_0)t} dt \right|^2$$

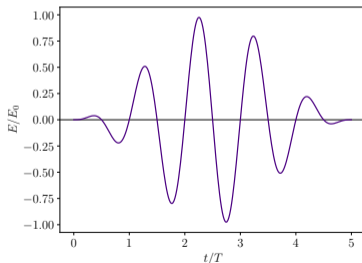
$$z_x(\mathcal{E}) = \int \psi_{\varepsilon}^+ z \psi_0 d^3x$$

- Використані параметри лазерного імпульсу:

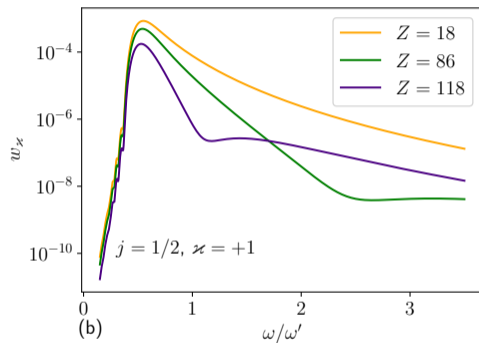
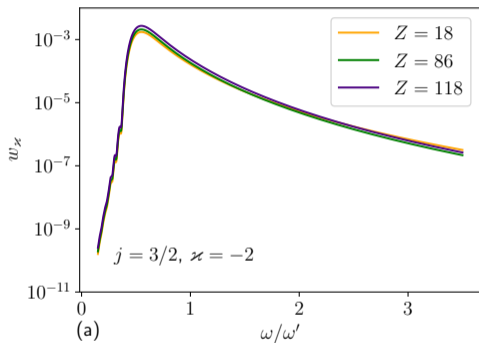
Форма:  $E(t) = E_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{\tau}\right) \sin(\omega t + \phi),$

Тривалість:  $\tau = 5 \cdot 2\pi/\omega,$

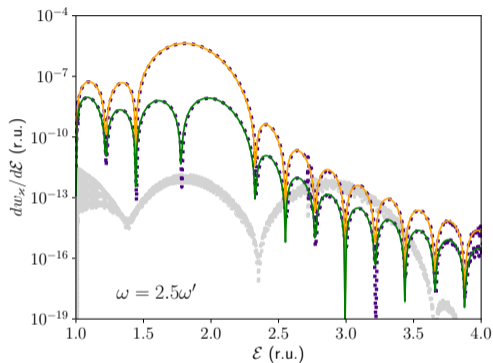
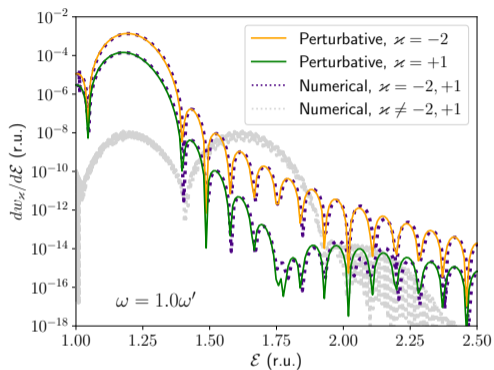
Напруженість:  $E_0 = 10^{-2} E',$   
 $E'$  – кулонівське поле на борівській орбіті.







Залежність повної імовірності іонізації  $w_{\kappa}$  від частоти лазерного випромінювання для Аргону, Радону та Оганесону. У випадку  $\kappa = +1$  наявний локальний мінімум поблизу частоти  $\omega = mc^2$ .



Енергетичні спектри іонізації Радону лазером з різними частотами.

**Зліва:**  $\omega = 1.0\omega'$ ; **справа:**  $\omega = 2.5\omega'$  (або  $\omega \approx 1.1mc^2$ ).

Додатковий мінімум в каналі  $x = +1$  зумовлений множителем  $z_x(\mathcal{E})$ .

Пригнічення іонізації не є результатом теорії збурень, і підтверджується чисельним розрахунком.

- **Постановка задачі.** Розглядаємо зіткнення іону  ${}_{82}\text{Pb}^{81+}$  та альфа-частинки в полі лазера.
- Іонізація з основного стану:

$$n = 0, \quad \mathcal{E}_0 = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}, \quad \kappa = -1, \quad \mu = -1$$

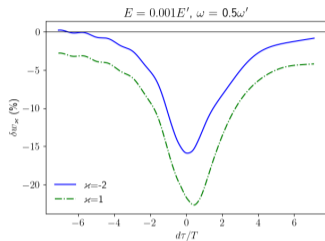
- $\mathcal{H}_0$  включає потенціал ядер в монопольному наближенні. Переходи під дією центрально-симетричного збурення:

$$\kappa = \kappa' \quad \Longrightarrow \quad \kappa' = -1$$

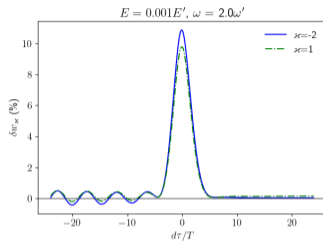
- Лазер враховано в дипольному наближенні. Найбільш імовірні переходи з основного стану:

$$\begin{cases} \kappa' = -2 \\ j' = 3/2 \end{cases} \quad \begin{cases} \kappa' = +1; \\ j' = 1/2 \end{cases}$$

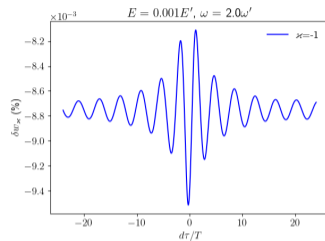
- **Висновок теорії збурень:** канали іонізації незалежні; імовірність дорівнює сумі імовірностей "тільки зіткнення" + "тільки лазер".



(a)



(b)



(c)

Відносне відхилення повної імовірності  $\delta w_{\kappa}$  від суми "тільки зіткнення" + "тільки лазер".

(a,b) – канали фотоіонізації,  $\kappa = -2, +1$ ; (c) – канал зіткнення,  $\kappa = -1$ .

Центральна частота лазерного імпульсу:  $\omega = 0.5\omega'$  (a) та  $\omega = 2.0\omega'$  (b, c).

Напруженість поля:  $E = 10^{-3}E'$ .

Енергія зіткнення:  $\mathcal{E}_{CM} = 10$  MeV.

Прицільний параметр:  $\rho = 0$ .

Дякую за увагу !

Дякую за увагу !