

# Međuigra stanja jednočestičnog karaktera i kolektivnih pobuđenja izotopa olova pobuđenih reakcijama prijenosa neutrona

Kristijan Gorički\*

*Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet, Bijenička 32, Zagreb*

Mentor: dr.sc. Suzana Szilner

*Laboratorij za nuklearnu fiziku, Zavod za eksperimentalnu fiziku,  
Institut Ruder Bošković, Bijenička cesta 54, Zagreb*

(Dated: 19. siječnja 2020.)

U okviru rada identificirani su karakteristični elektromagnetski prijelazi jezgara olova proizvedeni nuklearnom reakcijom  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$  mjerenom magnetskim spektrometrom PRISMA u koincidenciji s detektorom gama-zračenja CLARA na akceleratorском postrojenju INFN - LNL, Italija. U spektrima pobuđenja izotopa olova izazvanih reakcijom prijenosa neutrona, osim snažnog pobuđenja jednočestičnih stanja, opaženo je i pobuđenje stanja koja se mogu opisati vezanjem jednočestičnih stanja s kolektivnim bozonima.

PACS numbers: 25.70.Hi; 29.30.Aj; 29.30.Lw; 23.20.Lv

## I. UVOD

Nedavno opažanje spajanja dvaju neutronske zvezde, koje nedvojbeno povezuje konkretan astronomski događaj s proizvodnjom teških elemenata [1, 2], pobudilo je posebnu pažnju nuklearnih i astrofizičkih zajednica. Uz poznavanje zvezdanih parametara, za razumjevanje porijekla elemenata važno je i poznavanje svojstava atomskih jezgara, a posebno teških neutronske bogatih jezgara, kako bi se odredio put odvijanja procesa brzog uhvata neutrona u zemljovidu jezgara [3]. Zbog ograničenih mogućnosti proizvodnje i direktne identifikacije teških neutronske bogatih jezgara proučavanje takvih jezgara je otežano.

Jedan od načina proizvodnje teških neutronske bogatih jezgara je putem reakcija prijenosa nukleona između teških iona. Nuklearni modeli reakcija predviđaju velike udarne presjeke upravo za reakcije prijenosa nukleona na energijama blizu kulonske barijere [4, 5]. Kod sudara stabilnih projektila na teškim metama, značajan udarni presjek je u kanalima ogoljavanja protona i pobiranja neutrona, kojima se proizvode neutronske bogate jezgre oko lakšeg partnera reakcije. U sudarima s neutronske bogatim (nestabilnim) projektilima postaju važni i kanali pobiranja protona te ogoljavanja neutrona projektila - ti procesi odgovaraju proizvodnji neutronske bogatog teškog partnera.

Za dobivanje teških neutronske bogatih jezgara reakcijama prijenosa mnogo nukleona, koriste se eksperimentalni postavi visoke rezolucije i efikasnosti. Do sada su reakcije prijenosa nukleona mjerene u nekoliko sustava,  $^{136}\text{Xe}+^{198}\text{Pt}$  [6],  $^{136}\text{Xe}+^{238}\text{U}$  [7],  $^{64}\text{Ni}+^{238}\text{U}$  [8],  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$  [9] i  $^{197}\text{Au}+^{130}\text{Te}$  [10]. Mjerni mehanizam kod navedenih reakcija se bazira na detekciji lakog part-

nera magnetskim spektrometrom dok se informacija o teškom partneru dobiva indirektno, preko detekcije koincidentnih  $\gamma$  zraka. Budući da se radi o binarnim reakcijama, dovoljno je pratiti putanju lakog partnera da bi se pomoću kinematike dvaju tijela rekonstruirala reakcija. Upravo u ovom radu koristit će se takav postupak za reakciju  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ . Osim samog mehanizma reakcije koji je predstavljen u radu [9], proučavana je i struktura jezgara argona [11] proizvedenih reakcijama prijenosa neutrona. U ovom radu glavni je naglasak na proučavanje svojstava najjače pobuđenih stanja u izotopima olova, teškog binarnog partnera reakcija prijenosa neutrona.

## II. EKSPERIMENTALNA METODA I OBRADA PODATAKA

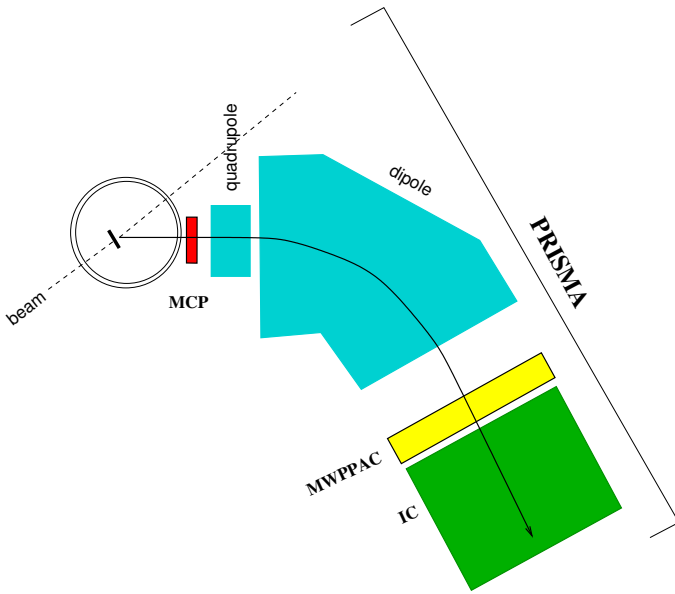
Mjerni uređaj korišten u eksperimentu je magnetski spektrometar PRISMA [12] vezan uz  $\gamma$ -detektor CLARA [13] koji se nalazi u Nacionalnom laboratoriju Legnaro, Italija. Snop  $^{40}\text{Ar}$  ubrzan je ALPI akceleratorom do energije  $E_{\text{lab}}=255$  MeV te usmjeren na metu  $^{208}\text{Pb}$  debljine  $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Produkti reakcije identificirani (u masi i naboju) su magnetskim spektrometrom PRISMA dok su elektromagnetski prijelazi detektirani CLARA gama detektorom.

### A. Magnetski spektrometar PRISMA

Magnetskim spektrometrom velikog prostornog kuta PRISMA određuje se masa, energija i naboj fragmenata reakcije. Ovdje su navedene neke osnovne karakteristike spektrometra, a shema se nalazi na slici 1. Na ulazu magnetskog spektrometra postavljen je MCP (*Micro channel plate*) detektor koji daje start signal (rezolucija  $\sim 300\text{ps}$ ) za vrijeme preleta (*time of flight*) i položaj iona (rezolucija  $\sim 1$  mm) [14]. Ioni prolaze kroz optičke elemente spektrometra, koji ih sažimaju (kvadrupolni magnet) i

\*kristijangoricki@gmail.com

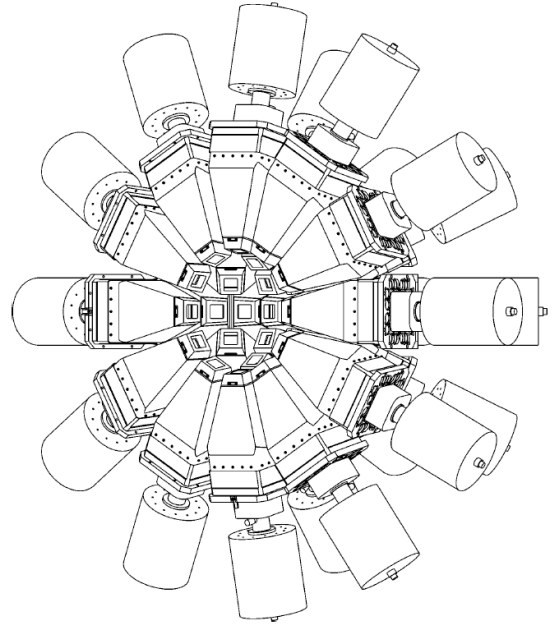
zakreću (dipolni magnet), te ulaze u fokalnu ravninu gdje je smješten MWPPAC (*Multi wire parallel plate avalanche counter*) detektor [15]. MWPPAC detektor daje stop signal za vrijeme preleta i položaj iona slične rezolucije kao i MCP detektor. Na kraju fokalne ravnine nalazi se ionizacijska komora (IC) koja nam omogućuje određivanje naboja jezgre (mjeranjem gubitka energije) i ukupne energije iona. Opisani sustav detektora osigurava sve potrebne informacije za potpunu identifikaciju iona preko rekonstruiranja putanje događaj po događaj [12, 16, 17].



Slika 1: Shema PRISMA spektrometra, oznake MCP odnose se na (*Micro channel plate*), MWPPAC na (*Multi wire parallel plate avalanche counter*), i IC na ionizacijsku komoru.

## B. $\gamma$ -detektor CLARA

CLARA detektor sastoji od 24 složenih germanijskih detektora visoke čistoće (*HP-Ge Clover*). Germanijski kristali grupirani su u jedan tzv. *Clover* detektor, oklopljen BGO antikomptonskim štitom, i spojen na zajednički kriostat (vidi sliku 2). Ukupna efikasnost ovog složenog gama detektora je oko 3% za  $E_\gamma=1.33$  MeV. Koincidencija CLARA+PRISMA omogućuje povezivanje određenog elektromagnetskog prijelaza pripadajućem izotopu. Kako se ovdje radi o gama zrakama koje partneri reakcije izračuju u letu krećući se tipičnim brzinama od oko 10% brzine svjetlosti za laki i 2% brzine svjetlosti za teški fragment, potrebno je napraviti Doppler korekciju energije elektromagnetskog zračenja. Kao što je već navedeno, rekonstrukcijom putanje iona, događaj po događaj u spektrometru dobije se vektor brzine detektiranog lakog binarnog partnera reakcije. Uz upotrebu zakona očuvanja impulsa i energije izračuna se vektor brzine te-

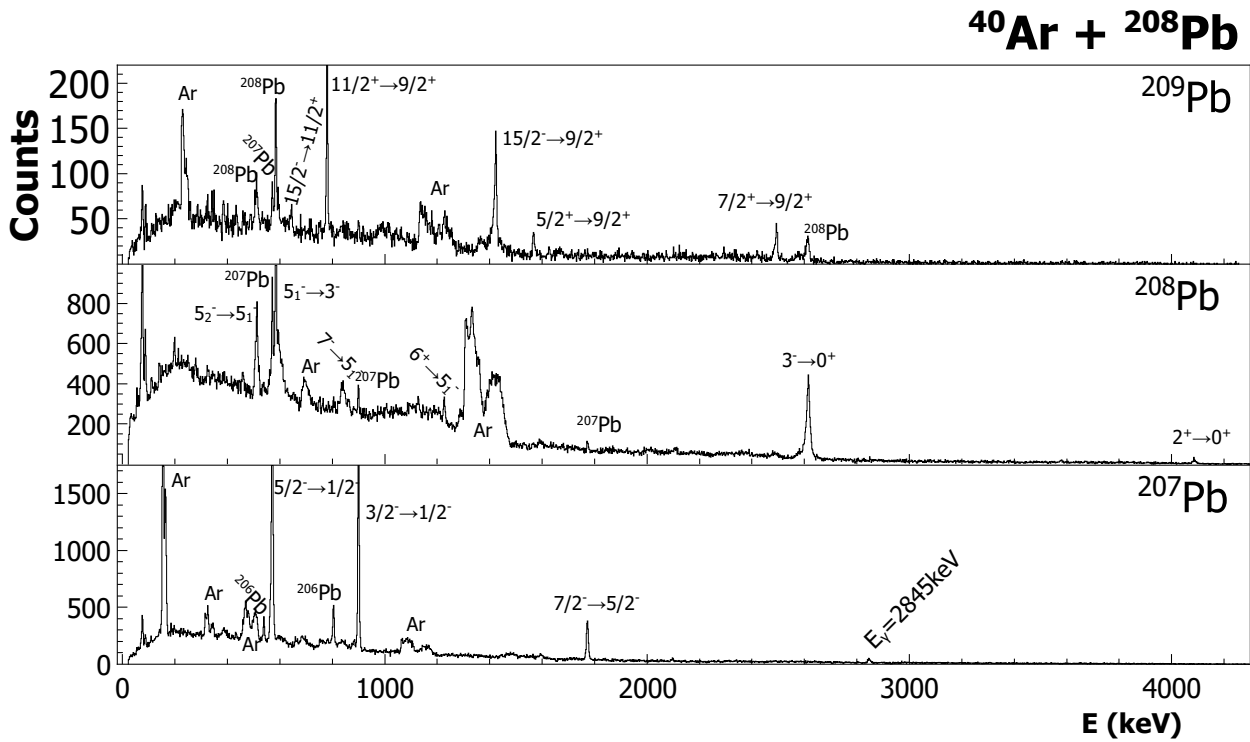


Slika 2: Shema CLARA detektora [13]. Na slici vidimo Clover detektore koji se sastoje od 4 germanijska kristala visoke čistoće promjera 5 cm i duljine 7 cm, oploćenih BGO antikomptonskim štitom i uronjenih u tekući dušik preko zajedničkog kriostata.

škog partnera. Brzine izvednjene na ovaj način koriste se za Dopplerovu korekciju.

## C. Obrada podataka

Nakon Doppler korekcije za izotope olova u dobivenim spektrima izvednjene su vrhovi koji odgovaraju elektromagnetskim prijelazima (slika 3). Prilagodбом Gaussove krivulje na kandidate za prijelaze određujemo jačinu i širinu prijelaza te položaj vrha odnosno energiju prijelaza. Ovako izvednjene energije i intenziteti prijelaza uspoređene su s tabličnim vrijednostima [18]. U spektrima  $^{207,208,209}\text{Pb}$  na niskim energijama (oko  $\sim 100$  keV) uočavamo vrhove koji pripadaju rengetskom zračenju, tj. povezani su s prijelazima između atomskih lju-saka olova. Na slici također vidimo i široke vrhove koji odgovaraju pogrešno Doppler korigiranim prijelazima izotopa argona. U spektrima pridjeljenim određenom izotopu olova primjećujemo i linije koje odgovaraju elektromagnetskim prijelazima lakših izotopa olova. Kako su ovi spektri konstruirani i Doppler korigirani, kao što je već navedeno, koristeći binarni karakter reakcije, sekundarne reakcije, kao što je npr. evaporacija neutrona nisu posebno evaluirane. Tako da se u spektru osim prijelaza pridruženih binarnom teškom partneru reakcije, nalaze i prijelazi koji odgovaraju izotopu nakon evaporacije jednog ili dva neutrona koja slijedi reakciju prijenosa neutrona. Tako na primjer, u spektru pridruženom izotopu



Slika 3: Gama spektri za izotope  $^{209}\text{Pb}$  (gore),  $^{208}\text{Pb}$  (sredina) i  $^{207}\text{Pb}$  (dolje) koji odgovaraju reakcijama pobiranja (eng. *pick-up*), neelastičnom raspršenju i reakciji ogoljavanja (eng. *stripping*) neutrona. Kod najsnažnijih vrhova upisani su odgovarajući prijelazi. Strukture označene oznakom "Ar" odgovaraju pogrešno Doppler korigiranim prijelazima lakog binarnog partnera. Vrhovi koji su pridruženi prijelazima nakon evaporacije neutrona također su označeni. Energije i prijelazi su u skladu s tabličnim vrijednostima [18]. Vrh u spektru  $^{207}\text{Pb}$  dobar je kandidat za prijelaz  $[4479](?) \rightarrow 13/2^+[1633]$ , uz novoprepoznatu  $E_\gamma = 2845$  keV.

$^{208}\text{Pb}$  se jasno vide tri vrha koja pripadaju raspadima stanja izotopa  $^{207}\text{Pb}$  na energijama 570 keV, 898 keV i 1770 keV. Evaluacija ovih sekundarnih reakcija izrazito je važna u predviđanju udarnih presjeka za proizvodnju neutronske bogatih teških jezgara.

### III. JEDNOČESTIČNA I VEZANA POBUĐENJA

Prepoznati elektromagnetski prijelazi uvršteni su u sheme nivoa, prikazane na slici 4, gdje je relativna jačina prijelaza prikazana debljinom strelica.

#### A. Dvostruko magična jezgra $^{208}\text{Pb}$

Kao što vidimo, u izotopu  $^{208}\text{Pb}$  najsnažniji elektromagnetski prijelaz je pridružen raspadu prvog pobuđenog stanja,  $3^-$ . Kako je jezgra  $^{208}\text{Pb}$  dvostruko magična jezgra sa zatvorenim protonskom ( $Z=82$ ) i neutronskom ( $N=126$ ) ljuskom, prvo pobuđeno stanje se nalazi na relativno visokoj energiji od 2.6 MeV. Ovo  $3^-$  stanje je oktopolnog karaktera s  $B(E3; 3^- \rightarrow 0^+) = 34.0(5)$  W.u.

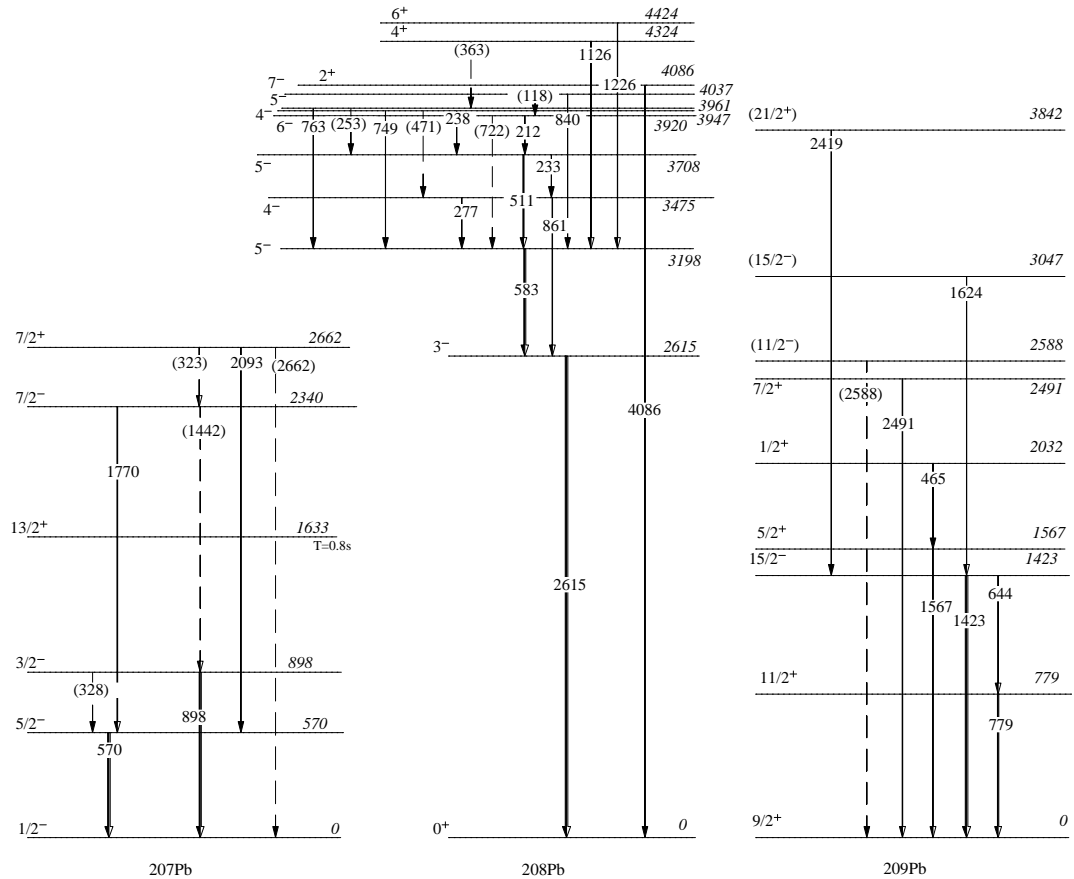
Kolektivnosti ovog stanja doprinose mnoge konfiguracije oko zatvorenih ljusaka.

Značajnija naseljenost se može vidjeti kod stanja  $5_1^-$ . Relativno slabe linije upućuju na naseljavanje mnogo stanja negativnog pariteta relativno visokog spina  $4^-$ ,  $5_2^-$ ,  $6^-$ ,  $4^-$ ,  $5_3^-$ ,  $7^-$  negativnih pariteta. Prvo stanje pozitivnog pariteta je stanje  $2^+$  na 4.1 MeV, koje se raspada direktno na osnovno  $0^+$  stanje. Uočeni su i raspad iz stanja  $4^+$  i  $6^+$ , na višim energijama.

Kako će se vidjeti u sljedećem poglavlju, ovo oktopolno pobuđeno jezgre  $^{208}\text{Pb}$  će značajno doprinosti razumjevanju strukture snažno poduđenih stanja u jezgrama  $^{207}\text{Pb}$  i  $^{209}\text{Pb}$  nastalih reakcijom prijenosa neutrona.

#### B. Jezgre $^{207}\text{Pb}$ i $^{209}\text{Pb}$

U reakcijama pobiranja ( $^{209}\text{Pb}$ ) i ogoljavanja ( $^{207}\text{Pb}$ ) neutrona od dvostruko magične jezgre  $^{208}\text{Pb}$  očekujemo da će najsnažnije pobuđena stanja odgovarati stanjima jednočestičnog karaktera. U slučaju jezgre  $^{207}\text{Pb}$ , to bi bila stanja u kojima nastaje šupljina u neutronskoj ljusci  $N=82-126$ , gdje se nalaze orbitale  $\nu p_{1/2}$ ,  $\nu p_{3/2}$ ,  $\nu f_{5/2}$ ,  $\nu f_{7/2}$ ,  $\nu h_{9/2}$  i  $\nu i_{13/2}$ . Kao što vidimo, osnovno



Slika 4: Shema niova jezgara  $^{207}\text{Pb}$  (lijevo),  $^{208}\text{Pb}$  (sredina), i  $^{209}\text{Pb}$  (desno). Uz svaki novo nalze se oznake spina i pariteta, te energije pojedinih stanja. Oznake na strelicama odgovaraju energiji prijelaza (energije su izražene u keV). Isprekidane linije (dodatno označene i zagradama na energijama prijelaza) odgovaraju prijelazima manjeg intenziteta za čiju potpunu identifikaciju intezitet nije u cijelosti statistički signifikantan. Debljina strelica predstavlja relativnu jačinu prijelaza (normirana na najjači prijelaz kod pojedinog izotopa). Kod jezgre  $^{207}\text{Pb}$  stanje 1633 keV nema označen niti jedan prijelaz, no postoje naznake za prisutstvo tog stanja (vidi tekst).

stanje  $^{207}\text{Pb}$  je  $1/2^-$ , koje se može dobro opisati šupljinom u  $\nu p_{1/2}$  orbitali. Premještanjem te šupljine u druge raspoložive orbitale očekujemo stanja  $3/2^-$ ,  $5/2^-$ ,  $7/2^-$ ,  $9/2^+$  i  $13/2^+$ . Od spomenutih najjače je naseljeno  $5/2^-$  stanje, dok ni stanje  $3/2^-$  nije daleko. Opažen je i raspad  $7/2^-$  stanja na 2340 keV, preko dominantne  $E_\gamma = 1779$  keV. Stanje  $13/2^+$  ima vrijeme poluzivota reda veličine sekunde, što je puno više od vremenske skale mjernog uređaja stoga linija 1633 keV nije mogla biti opažena, no opažena je slaba linija 2845 keV koja, prema bazi podataka odgovara, još nepotvrđenom prijelazu,  $[4479](?) \rightarrow 13/2^+[1633]$  (? označava da spin tog stanja nije još izmjeren). Osim raspada ovih stanja izmjeren je elektromagnetski prijelaz pridružen stanju  $7/2^+$  na 2662 keV. U jednostavnoj fenomenološkoj

slici ovo stanje se može opisati vezanjem osnovnog stanja  $^{207}\text{Pb}$  ( $1/2^-$ ) na oktopolno  $3^-$  stanje  $^{208}\text{Pb}$ , koje djeluje kao sredica. U slučaju takvog vezanja očekujemo multiplet stanja:  $3^- \otimes p_{1/2} \rightarrow 7/2^+$ ,  $6/2^+$  i  $7/2^+$ . Od ovog multipleta stanja, opaženo je stanje najvišeg spina kako se i očekuje u sudarima teških iona u kojima dolazi do velikog prijenosa impulsa.

Slična je situacija i s najsnažnije pobuđenim stanjima u  $^{209}\text{Pb}$ , koje nastaje pobiranjem jednog neutrona. Ovaj nespareni neutron smješta se u neutronske ljuske  $N = 126 - 184$ , odnosno može nastaniti orbitale  $\nu g_{9/2}$ ,  $\nu d_{5/2}$ ,  $\nu i_{11/2}$ ,  $\nu g_{7/2}$ ,  $\nu s_{1/2}$ ,  $\nu d_{3/2}$  i  $\nu j_{15/2}$ . Osnovno stanje  $^{209}\text{Pb}$ , stanje  $9/2^+$  može se dakle opisati smještanjem nesparenog neutrona u  $\nu g_{9/2}$ . U pobuđenim stanjima očekujemo nastanjivanje stanja jednočestičnog karaktera

izotop	$E_\gamma$ [keV]	$E_i$ [keV]	$J_i^\pi$	$E_f$ [keV]	$J_f^\pi$
$^{207}\text{Pb}$	2845	4479	?	1633	$13/2^+$
$^{209}\text{Pb}$	2419	3842	$(21/2^+)$	1423	$15/2_1^-$
	1624	3047	$(15/2_2^-)$	1423	$15/2_1^-$
	2588	2588	$(11/2^-)$	0	$9/2^+$

Tablica I: Novi elektromagnetski prijelazi identificirani u ovom radu.  $E_\gamma$  označava energiju gama zrake,  $E_i$  i  $E_f$  enegiju, a  $J_i^\pi$  i  $J_f^\pi$  spin i paritet početnog i konačnog stanja. Zagrade na spinovima ukazuju na još nepotvrđene spinove stanja.

izotop	$E_\gamma$ [keV]	$E_i$ [keV]	$J_i^\pi$	$E_f$ [keV]	$J_f^\pi$
$^{207}\text{Pb}$	570	570	$5/2^-$	0	$1/2^-$
	328	898	$3/2^-$	570	$5/2^-$
	898	898	$3/2^-$	0	$1/2^-$
$^{208}\text{Pb}$	2615	2615	$3^-$	0	$0^+$
	583	3198	$5^-$	2615	$3^-$
$^{209}\text{Pb}$	779	779	$11/2^+$	0	$9/2^+$
	644	1423	$15/2^-$	779	$11/2^+$
	1423	1423	$15/2^-$	0	$9/2^+$

Tablica II: Najsnažniji elektromagnetski prijelazi kod pojedinog izotopa, gdje  $E_\gamma$  označava energiju gama zrake,  $E_i$  i  $E_f$  enegiju, a  $J_i^\pi$  i  $J_f^\pi$  spin i paritet početnog i konačnog stanja.

$5/2^+$ ,  $11/2^+$ ,  $7/2^+$ ,  $1/2^+$ ,  $3/2^+$  i  $15/2^-$ . Kod  $^{209}\text{Pb}$  od niskoležećih stanja vidimo sva stanja (vidi sliku 4) osim stanja  $3/2^+$ . Najjaču naseljenost pokazuje stanje relativno visokog spina  $15/2^-$ . Osim ovog stanja opažena je i naseljenost stanja  $11/2^-$ ,  $15/2_2^-$  i  $21/2^+$ . Stanje  $15/2^-$  može se opisati i kao jednočestično stanje, ali i kao stanje opisano vezanjem osnovnog stanja  $^{209}\text{Pb}$  na oktopolno  $3^-$  stanje u  $^{208}\text{Pb}$ , koje djeluje kao sredica. U slučaju vezanja očekujemo multiplet stanja:  $3^- \otimes g_{9/2} \rightarrow 15/2^-, \dots, 3/2^-$ . Gledajući energiju stanja  $3^-$  u  $^{208}\text{Pb}$ , vjerojatno se stanje  $15/2_2^-$  na 3 MeV može objasniti kao vezano stanje. Stanja  $11/2^-$  se tako može opisati vezanjem  $3^- \otimes d_{5/2}$ , a stanje  $21/2^+$  kao stanje najvišeg spina multipleta nastalog vezanjem  $3^- \otimes j_{15/2}$ . Ovo stanje se raspada  $E_\gamma = 2419$  keV na  $15/2_1^-$ . Upravo je pobuđivanje ovog stanja

visokog spina posebno zanimljivo, jer je do sada ovo stanje opaženo u samo 2 reakcije, pa se o njemu malo zna [18, 19]. U teškoionskom sudaru  $^{136}\text{Xe}$  i  $^{208}\text{Pb}$  [19] upravo je stanje  $21/2^+$  stanje najvišeg spina koje je opaženo.

#### IV. ZAKLJUČAK

Koristeći sustav  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ , promatrane su reakcije prijenosa neutrona oko zatvorene ljuske  $N=126$  jezgre olova. Iz gama-čestičnih koincidencija, mjenjenih PRI-SMA+CLARA postavom, predstavljeni su gama spektri, kao i sheme nivoa energija, za izotope  $^{207,208,209}\text{Pb}$ . Identificirana su nova stanja visokog spina kod jezgre  $^{209}\text{Pb}$  ( $11/2^-$ ,  $15/2_2^-$  i  $21/2^+$ ) te elektromagnetski prijelaz  $E_\gamma = 2845$  keV kod jezgre  $^{207}\text{Pb}$ , koje indicira novo stanje trenutno nepoznatog spina (vidi tablica I).

Najveću naseljenost, u slučaju jezgre  $^{208}\text{Pb}$ , pokazuje oktopolno stanje  $3^-$ . U slučaju jezgara  $^{209}\text{Pb}$  i  $^{207}\text{Pb}$  najveću naseljenost pokazuju stanja jednočestičnog karaktera, a posebno stanja  $5/2^-$  i  $15/2^-$ , respektivno. Osim jednočestičnih stanja, kod spomenutih jezgara opažena su i stanja koja se mogu opisati vezanjem pojedinih orbitala oko zatvorene ljuske  $N=126$  s oktopolnim stanjem  $3^-$  jezgre  $^{208}\text{Pb}$  (vidi tablica II).

Svojstva fononsko-čestičnih pobuđenja usko su vezana uz svojstva kolektivnih stanja, omogućavajući praćenja razvoja kolektivnosti kao funkcija broja neutrona i u parno-neparnim jezgrama, inače pojavu dobro znanu u parno-parnim jezgrama. Pojedinačna stanja konačnih produkata reakcije odražavaju snažnu međuigru između jednočestičnih i kolektivnih stupnjeva slobode. Rezultati pokazuju da za većinu proučavanih izotopa energije i načini raspada  $3^-$  stanja u parnim izotopima su slični onima u neparnim izotopima, očekivanih za pripadajuće vezanja. Takvo ponašanje može se primjetiti i na slici 4 gdje stanje  $3^-$  jezgre  $^{208}\text{Pb}$  s energijom 2615 keV ima usporedivu energiju kao i stanja  $7/2^+$  (energije 2662 keV) i  $11/2^-$  (energije 2588 keV) opisanih vezanjem  $3^-$  stanja na, redom, osnovna stanja jezgara  $^{207}\text{Pb}$  i  $^{209}\text{Pb}$ .

Teško je razjasniti ove pojave promatrajući samo energijsku sistematiku. Za bolje razumjevanje strukture izotopa olova potrebna su daljnja mjerenja relevantnih svojstava, poput jačine elektromagnetskih prijelaza i usporedba istih s trenutnim teorijskim modelima.

- 
- [1] D. Kasen *et al.*, Nature **551** (2017) 80.  
[2] E. Pian *et al.*, Nature **551** (2017) 67.  
[3] H. Grawe *et al.*, Rep. Prog. Phys. **70** (2007) 1525.  
[4] C. H. Dasso, G. Pollarolo, and A. Winther, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 1907.  
[5] L. Corradi, G. Pollarolo and S. Szilner, J. of Phys. G **36**, 113101 (2009), and references therein.  
[6] Y. X. Watanabe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 172503.  
[7] A. Vogt *et al.*, Phys. Rev. C **92** (2015) 024619.  
[8] L. Corradi, A. M. Stefanini, C. J. Lin, S. Beghini, G. Montagnoli, F. Scarlassara, G. Pollarolo, and A. Winther, Phys. Rev. C **59** (1999) 261.  
[9] T. Mijatović, S. Szilner, L. Corradi, D. Montanari, G.

- Pollarolo, E. Fioretto, A. Gadea, A. Goasduff, D. J. Malenica, N. Mărginean, M. Milin, G. Montagnoli, F. Scarlassara, N. Soić, A. M. Stefanini, C. A. Ur, and J. J. Valiente-Dobón, *Phys. Rev. C* **94** (2016) 064616.
- [10] F. Galtarossa, L. Corradi, S. Szilner, E. Fioretto, G. Pollarolo, T. Mijatović *et al.*, *Phys. Rev. C* **97** (2018) 054606.
- [11] S. Szilner *et al.*, *Phys. Rev. C* **84** (2011) 014325.
- [12] S. Szilner, C. A. Ur, L. Corradi, N. Marginean, G. Pollarolo, A. M. Stefanini, S. Beghini, B. R. Behera, E. Fioretto, A. Gadea, B. Guiot, A. Latina, P. Mason, G. Montagnoli, F. Scarlassara, M. Trotta, G. de Angelis, F. Della Vedova, E. Farnea, F. Haas, S. Lenzi, S. Lunardi, R. Marginean, R. Menegazzo, D. R. Napoli, M. Nespolo, I. V. Pokrovsky, F. Recchia, M. Romoli, M.-D. Salsac, N. Soic, and J. J. Valiente-Dobón, *Phys. Rev. C* **76**, 024604 (2007).
- [13] A. Gadea, D.R. Napoli, G. de Angelis, R. Menegazzo, A.M. Stefanini, L. Corradi, M. Axiotis, L. Berti, E. Fioretto, T. Kroell, A. Latina, N. Marginean, G. Maron, T. Martinez, D. Rosso, C. Rusu, N. Toniolo, S. Szilner, M. Trotta, D. Bazzacco, S. Beghini, M. Bellato, F. Brandolini, E. Farnea, R. Isocrate, S.M. Lenzi, S. Lunardi, G. Montagnoli, P. Pavan, C.R. Alvarez, F. Scarlassara, C.A. Ur, N. Blasi, A. Bracco, F. Camera, S. Leoni, B. Million, M. Pignanelli, G. Pollarolo, A. DeRosa, C. Inglima, M. La Commara, G. La Rana, D. Pierroutsakou, M. Romoli, M. Sandoli, P.G. Bizzeti, A.M. Bizzeti-Sona, G. Lo Bianco, C.M. Petrache, A. Zucchiatti, P. Cocconi, B. Quintana, C. Beck, D. Curien, G. Duchene, F. Haas, P. Medina, P. Papka, J. Durell, S.J. Freeman, A. Smith, B. Varley, K. Fayz, V. Pucknell, J. Simpson, W. Gelletly, and P. Regan, *Eur. Phys. J. A* **20** , 193 (2004).
- [14] G. Montagnoli, A.M. Stefanini, M. Trotta, S. Beghini, M. Bettini, F. Scarlassara, V. Schiavon, L. Corradi, B.R. Behera, R. Fioretto, A. Gadea, A. Latina, S. Szilner, L. Donà, M. Rigato, N.A. Kondratiev, A. Yu. Chizhov, G. Kniajeva, E.M. Kozulin, I.V. Pokrovskiy, V.M. Voshresensky, and D. Ackermann, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **547**, 455 (2005).
- [15] S. Beghini, L. Corradi, E. Fioretto, A. Gadea, A. Latina, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A.M. Stefanini, S. Szilner, M. Trotta, and A.M. Vinodkumar, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **551**, 364 (2005).
- [16] T. Mijatovic *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **52**, 113 (2016).
- [17] D. Montanari, E. Farnea, S. Leoni, G. Pollarolo, L. Corradi, G. Benzoni, E. Fioretto, A. Latina, G. Montagnoli, F. Scarlassara, R. Silvestri, A. M. Stefanini, and S. Szilner, *Eur. Phys. J. A* **47**, 4 (2011).
- [18] *Nucl. Data Sheets* **126** (2015) 373; **108** (2007) 1583; **112** (2011) 707; National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov>
- [19] M. Rejmund, K. H. Maier, R. Broda, B. Fornal, M. Lach, J. Wrzesinski, J. Blomqvist, A. Gadea, J. Gerl, M. Gorska, H. Grawe, M. Kaspar, H. Schaffner, Ch. Schlegel, R. Schubart, and H. J. Wollersheim, *Eur. Phys. J. A* **8** , 161 (2000) and references therein.