

# Građa pobuđenih stanja 24Mg i njihov utjecaj na nukleosintezu

---

**Tokić, Vedrana**

**Doctoral thesis / Disertacija**

**2016**

*Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj:* **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

*Permanent link / Trajna poveznica:* <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:206730>

*Rights / Prava:* [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

*Download date / Datum preuzimanja:* **2025-02-08**



*Repository / Repozitorij:*

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)





Sveučilište u Zagrebu  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Vedrana Tokić

**Građa pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$  i njihov  
utjecaj na nukleosintezu**

DOKTORSKI RAD

Zagreb, 2016





Sveučilište u Zagrebu  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Vedrana Tokić

**Grada pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$  i njihov  
utjecaj na nukleosintezu**

DOKTORSKI RAD

Mentor: Dr. sc. Neven Soić

Zagreb, 2016





University of Zagreb

FACULTY OF SCIENCE

Vedrana Tokić

**Structure of  $^{24}\text{Mg}$  excited states and  
their influence on nucleosynthesis**

DOCTORAL DISSERTATION

Supervisor: Dr. sc. Neven Soić

Zagreb, 2016



## Građa pobuđenih stanja $^{24}\text{Mg}$ i njihov utjecaj na nukleosintezu

Vedrana Tokić

Institut Ruder Bošković, Zagreb

Još od prvih proučavanja sustava  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , gdje su uočene izražene rezonancije u udarnom presjeku mjerenja elastičnog raspršenja te reakcijama prijenosa, ovaj sustav i dalje privlači pažnju. Posebno zato što reakcija  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , ima vrlo važnu ulogu u zvjezdanim sustavima bogatim ugljikom, kao što su super AGB zvijezde, supernove tipa Ia te superbljeskovi. Astrofizički značajno područje energije ovog sustava, za ove zvjezdane objekte, je između 1.5 i 3.3 MeV u energiji u sustavu centra mase sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , što je ekvivalentno području između 15.4 i 17.2 MeV u energiji pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . Dosadašnja mjerenja udarnog presjeka ove reakcije pokrivaju područje do 2.10 MeV. Kako se ovo područje energija od astrofizičke važnosti, nalazi ispod kulonske barijere, očekuje se da su samo stanja niskog spina,  $0^+$  ili  $1^-$ , važna za proces gorenja ugljikom. Kod stanja višeg spina, postaje značajan i doprinos centrifugalne barijere, što čini udarni presjek još manjim. Mjerenje udarnog presjeka reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u astrofizičkom području energija, je vrlo zahtjevno i dugotrajno.

Komplementarni pristup ovom problemu je korištenje indirektnih tehnika mjerenja. U ovom radu su predstavljene dvije indirektna tehnika mjerenja, metoda rezonantne čestične spektroskopije pomoću koje je proučavana reakcija  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , te metoda rezonantnog elastičnog raspršenja za mjerenje reakcije  $^4\text{He}(^{20}\text{Ne},^4\text{He})^{20}\text{Ne}$ .

Glavna ideja ovog rada je proučavanje rezonantnih struktura jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , s posebnim naglaskom na stanja opažene u astrofizički značajnom području energija, spina  $0^+$  ili  $1^-$ . Analiza rezonancija opaženih u različitim kanalima raspada  $^{24}\text{Mg}$ , te izračunati omjeri grananja tih stanja, su pomogli u razumijevanju karakteristika niza pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$ .

Detaljnou analizom je utvrđeno, da u ova dva mjerenja, nije opaženo stanje spina  $0^+$  ili  $1^-$  u astrofizički značajnom području energija. No ne može se isključiti mogućnost



postojanja takvog stanja, koje nije moglo biti opaženo radi prevelike gustoće stanja te nedovoljno dobre rezolucije mjerenja. Analiza predstavljena u ovom radu, ukazuje na probleme koji postoje u traženju astrofizički značajnog stanja, primjenom indirektnih metoda rezonantne čestične spektroskopije i rezonantnog elastičnog raspršenja. Dobiveni rezultati mjerenja metodom rezonantne čestične spektroskopije su ukazali na značajan doprinos strukture u kojoj je  $^{20}\text{Ne}$  u svojim pobuđenim stanjima, za stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se raspadaju u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ . Ta informacija je značajno olakšala analizu mjerenja metodom rezonantnog elastičnog raspršenja. Analizom mjerenja izvršenog metodom rezonantnog elastičnog raspršenja, određeni su parametri više pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , a koji do sad, nisu bili dostatno poznati.

(191 stranica, 110 literaturnih navoda, 89 slika, 23 tablice, izvornik na hrvatskom jeziku)

**Ključne riječi:** nukleosinteza gorenjem ugljika, rezonantna čestična spektroskopija, rezonantno elastično raspršenje

**Mentor:** Dr. sc. Neven Soić, Institut Ruđer Bošković, Zagreb

**Povjerenstvo za obranu:**

1. Prof. dr. sc. Matko Milin, Sveučilište u Zagrebu
2. Dr. sc. Neven Soić, Institut Ruđer Bošković, Zagreb
3. Doc. dr. sc. Tomislav Marketin, Sveučilište u Zagrebu

**Rad prihvaćen:** 2016

## Structure of $^{24}\text{Mg}$ excited states and their influence on nucleosynthesis

Vedrana Tokić

Ruder Bošković Institute, Zagreb

Since the first study of the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  system, which showed prominent resonances in the elastic scattering and the transfer reaction cross section measurements, study of this system is relevant even today. Especially because of the important role that the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reaction has on the carbon-rich stellar systems, such as super AGB stars, supernovae Type Ia and superbursts. The relevant energy range of the cross section measurements for these stellar systems is between 1.5 and 3.3 MeV in the energy of the center of the mass of the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  system, which is equivalent to 15.4-17.2 MeV in the excitation energy of  $^{24}\text{Mg}$ . Current cross section measurements of the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  system extend down to 2.10 MeV. Since this region of astrophysical interest is far below Coulomb barrier, it is expected that only  $0^+$  or  $1^-$  state is relevant for the carbon burning process. The cross section measurement of the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reaction, in the astrophysical region of interest, is difficult and long lasting.

Different approach to this problem is made by using indirect techniques of measurement. In this work, two indirect techniques of measurement are presented, the resonant particle spectroscopy method that studied  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$  reaction, and the resonant elastic scattering method, that studied the  $^4\text{He}(^{20}\text{Ne},^4\text{He})^{20}\text{Ne}$  reaction.

The main idea of this work was to study the resonance structures of  $^{24}\text{Mg}$ , with strong emphasis on the resonances observed in the astrophysical region of interest, with spin  $0^+$  or  $1^-$ . The analysis of the resonances observed in different decay channels, their branching ratios, has been performed in order to understand the structure of  $^{24}\text{Mg}$  excited states.

Detailed analysis showed that in both measurements, the  $0^+$  or  $1^-$  state in the astrophysical region of interest, was not observed. Although one can not exclude the existence of that kind of state, that could not be observed due to the high density of the states and not high enough resolution of the experiments. Analysis presented in this work,

showed the problems that one experiences by using indirect methods of measurement, the resonant particle spectroscopy method and the resonant elastic scattering method, to observe the astrophysical relevant state. The results of the analysis of the resonant particle spectroscopy method measurement, showed high contribution of the structures, in which  $^{20}\text{Ne}$  is in its excited states, for the states in  $^{24}\text{Mg}$  that decay into the  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  channel. This information made the analysis of the measurement done by the resonant elastic scattering method much easier. The analysis of the resonant elastic scattering method measurement determined parameters of many of the  $^{24}\text{Mg}$  excited states, that weren't well known before.

(191 pages, 110 references, 89 figures, 23 tables, original in Croatian)

**Keywords:** carbon burning nucleosynthesis, resonant particle spectroscopy, resonant elastic scattering

**Supervisor:** Dr. sc. Neven Soić, Ruđer Bošković Institute, Zagreb

**Reviewers:**

1. Prof. dr. sc. Matko Milin, University of Zagreb
2. Dr. sc. Neven Soić, Ruđer Bošković Institute, Zagreb
3. Asst. prof. Tomislav Marketin, University of Zagreb

**Thesis accepted:** 2016

*Nakon ovih šest godina provedenih na Ruđeru, mogu reći da sam naučila dosta toga, od puno zanimljivih ljudi, pa ću probati navesti neke od njih. Prvo se želim zahvaliti svom mentoru Soji, na svojoj potpori, pomoći i savjetima u analizi i izradi ovog rada. Veliko hvala Suzani koja je svaku negativnu rečenicu ovog rada uspjela zamijeniti s pozitivnom, što je vjerojatno pravi opis njenog karaktera. Hvala Matku na pomoći u analizi i što je za svaki odgovor na moje pitanje uvijek imao spremnu malu, ali vrlo korisnu skriptu. Hvala Lovri što je bio super kolega i prijatelj, te nepopravljivi optimist, uvijek spreman za pomoć, ohrabrenje i odgovore na moja beskonačna pitanja oko analize. Hvala Milivoju na pomoći oko opisa geometrije i provjeri računa kinematike. Hvala Tei što mi je pomogla ispuniti svaki formular, što mi je protumačila svako pravilo i prosljedila svaku svoju skriptu. Hvala Deši, koja me uvijek nekako uspije nasmijati, te Petri i Nikoli, s kojima je čak i vrijeme provedeno u namještanju thresholda na diskriminatorima zanimljivo. Hvala mojim prijateljima na ohrabrenju i podršci, a posebno mojoj obitelji, koja sve čini da moj život učini fantastičnim.*



# Extended summary

## Introduction

Experimental studies in 1960 showed that the excitation functions for the elastic [18] and reaction channels [19] in the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  system have unique and prominent resonant structures (Figure 1). Studies [19] showed that both carbon nuclei retained their identities in these resonance states which led to the idea of the quasimolecular states. These discoveries triggered a lot of experimental and theoretical work aimed to understand the underlying phenomena, but some of the questions still remain unanswered. The subject is still interesting today not just because of the cluster structure of these resonances but also because of the important role that they have on carbon-rich stellar systems, such as super AGB stars, supernovae Type Ia and superbursts [13]. Relevant energy range of the cross section measurements for super AGB stars and SN Type Ia is  $E_{cm} = 1.5\text{-}3.3$  MeV for the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reaction. Current measurements extend down to 2.10 MeV [24]. This region of astrophysical interest is far below Coulomb barrier, which makes measurement quite difficult and due to resonant structures on higher energies, extrapolation to lower energy region is unreliable. Also, it is expected that only  $0^+$  or  $1^-$  state is relevant for the carbon burning process, since the contribution from the centrifugal barrier is none or very small. So, instead of the direct cross section measurements used in [18], [19] and [24], indirect measurement methods were used in these two experiments, resonant particle spectroscopy method in *Catania* experiment and resonant elastic scattering method in *Legnaro* experiment.

## Theoretical Introduction

The idea of clusters in nuclei is as old as nuclear physics itself. With Chadwick's discovery of the neutron, other models describing nucleus became more significant, but due to complexity of nucleus system, imposed by the many-body problem, cluster models regain their significance. By introducing the clusters in nuclei, the number of degrees of freedom for calculations of light even-even nuclei is reduced. The experimental signatures of cluster states are selective excitation in  $\alpha$ -transfer reactions, rotationally spaced energy levels and appreciable cluster emission widths for resonant states above threshold. For a

nucleus to develop a cluster structure it must be energetically allowed. Asymptotically, when the nucleus is separated into its cluster components an energy equivalent to the mass difference between the mother nucleus and the clusters must be provided. In other words, the cluster structure would emerge close to, or slightly below, the cluster decay threshold. This is summarized in Ikeda's diagram (Figure 1.3). This diagram illustrates that each new cluster formation arises as the cluster decay threshold is approached. The symmetries present in the harmonic oscillator, which result in the appearance of clusters in nuclei, forms connection between this rather simple approach and more complex nuclear models, in particular the Nilsson–Strutinsky and Bloch–Brink  $\alpha$  cluster models. The harmonic oscillator form is not a realistic reproduction of the nuclear potential, but it provides a realistic first approximation and for this reason, it is used as a trial wave-function in these cluster models. The accuracy of these theoretical models is compared to experimental results, mostly energy levels  $E_R$ , decay widths  $\Gamma$  and spin-parity  $J^\pi$ . These quantities are all deduced from the primary observable, the scattering cross section as a function of energy and angle,  $\sigma(E, \theta)$ . A powerful theoretical method for the cross section data analysis is R-matrix theory. In R-matrix theory reactions are assumed to proceed through the compound nucleus, which is then divided into internal and external regions, meeting at a radius  $r = R_m$  from the origin. In the internal region, the potential is comprised of both Coulomb and nuclear parts, while in the external region the nuclear component is zero. A solution is found, therefore, by matching the internal and external wave functions at radius  $R_m$ .

## Experimental techniques

Resonant particle spectroscopy method was used in *Catania* measurement. This method involves the coincidence detection of the decay products of highly excited nuclei produced in reactions like this one:  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , where  $^{24}\text{Mg}^*$  decays into  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ ,  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  and  $p+^{23}\text{Na}$  decay channels and  $\alpha$  is a recoil particle. Measured decay channels of  $^{24}\text{Mg}^*$  and matching threshold energies are presented in Table 3.1. This method presents a number of advantages over the direct measurement techniques used in [18], [19], [24]. Probably the most significant advantage is that by using one beam energy and target thickness it is possible to cover a wider range of excitation energy function, while in the direct measurements the constant change of beam energy, in fine steps, is required. The

coincidence detection of the decay products permits a measurement of the partial widths for different decay channels and also a determination of the spins of the breakup states. In this measurement, inverse kinematics was also used, the advantage of this method is that by placing the Si-detector telescopes on smaller angles in laboratory frame, the geometrical detection efficiency increases. The  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$  reaction was measured at INFN-LNS, in Catania, using Tandem accelerator beam, at  $E(^{16}\text{O}) = 94$  MeV. Our experimental setup consisted of 6 Si detector telescopes (Table 2.1), each with one thin detector of 19 or 20  $\mu\text{m}$ , and one thick Position Sensitive Silicon Strip Detector (PSSSD) or a Double Sided Silicon Strip Detector (DSSSD) (Figure 2.3). All of the observed channels were analysed, except the  $p+^{23}\text{Na}$  channel, which was discarded during the experiment because it wasn't possible to distinguish the proton signal from the noise signal. Since the main concern of this work is study of  $^{24}\text{Mg}$  excited state in astrophysical region of interest, the  $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$  was also discarded because there were no observed states in this region of interest.

With this resonant particle spectroscopy technique, however, measurements of the reaction cross section at  $0^\circ$  or  $180^\circ$  are challenging because any detectors placed at these angles would be destroyed by the high intensity beam. By placing a detector at  $0^\circ$  in the laboratory frame, which corresponds to  $180^\circ$  in the reaction center of mass frame, the Rutherford cross section is minimum and the resonant scattering cross section is maximum. To do a cross-section measurement at  $0^\circ$ , the thick target inverse kinematics technique is used. In this technique, the scattering chamber is filled with gas, which is separated from the beamline by a 2  $\mu\text{m}$  Havar foil. The gas is used as a target, but also to decrease the beam energy. Gas pressure is set so that the beam is fully stopped within the gas volume. After the beam enters the chamber, it travels through the gas, losing energy due to collisions with the gas molecules. At any point before it is stopped, the beam nuclei may interact with the target nuclei resulting in nuclear reactions over a continuous range of energies from zero to the energy at which the beam enters the chamber. In this way, scattering reactions over a wide part of an excitation function can be measured simultaneously, same as in the resonant particle spectroscopy method. This experiment measured  $^4\text{He}(^{20}\text{Ne},^4\text{He})^{20}\text{Ne}$  reaction at INFN-LNL, in Legnaro, and used ALPI-PIAVE accelerator system beam, at  $E_{beam} = 60, 52$  and  $44$  MeV. Schematic drawing of the reaction chamber is shown in Figure 2.4. The reaction chamber was filled with helium gas,



whose pressure was set in a way to stop the  $^{20}\text{Ne}$  beam entering the Si-detector telescope at  $0^\circ$ . The analysis of only data detected in the telescope at  $0^\circ$  is presented here.

## ***Catania experiment***

### $\alpha+^{20}\text{Ne}$

The events of the 3-particle reaction,  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , are determined by the  $Q$  value of this reaction and the mass of the third, undetected nuclei, that is  $^{20}\text{Ne}$ . Plot of energy difference of energy  $E_3$  of the third, undetected particle and  $Q$  value of the reaction ( $\tilde{E}$ ) as a function of the  $P_3^2/2m$  ( $\tilde{P}$ , squared impulse of the third particle, divided by the mass of one nucleon) for coincidence measurement, where we detected recoil  $\alpha$  and decay  $\alpha$ , is presented as *Romano* plot (Figure 3.1). From the calculated intercept and slope of stripes on the plot we get  $-Q$  and  $1/A_3$ . Since  $^{20}\text{Ne}$  can be in one of its excited states, there will be more stripes presented in *Romano* plot, that have the same slope, but different  $-Q$  value of the reaction. Calculated values for stripes in *Romano* plot of  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$  reaction are also presented in Figure 3.1 as lines of red ( $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ ), blue ( $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ ) and green ( $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ ) colour, in that way it is easier to check if the measured values for stripes in *Romano* plot are the same as the calculated values.

$Q$  value of  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$  reaction is -2.544 MeV, when all three particles in exit channel are in their ground state (marked as  $Q_0$  on Figure 3.2). If  $^{20}\text{Ne}$  is in its first excited state,  $^{20}\text{Ne}^*$  at 1.634 MeV,  $Q$  value of the reaction is -4.178 MeV (marked as  $Q_1$  on Figure 3.2) and if  $^{20}\text{Ne}$  is in its second excited state,  $^{20}\text{Ne}^{**}$  at 4.248 MeV,  $Q$  value of the reaction is -6.792 MeV (marked as  $Q_2$  on Figure 3.2). Events of all three of these exit channels are analysed by selection of events in *Romano* plot through graphical cut. Each selected event was reconstructed with aim to identify its origin.

The  $\alpha$  particle from  $^{24}\text{Mg}$  decay is marked as  $\alpha_1$ , while the recoil  $\alpha$  is marked as  $\alpha_2$ , and  $^{20}\text{Ne}$  is undetected nuclei, marked as  $\beta$ .  $E_{12}$  is relative energy between  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$ ,  $E_{13}$  is relative energy between  $\alpha_1$  and  $^{20}\text{Ne}$ , while  $E_{23}$  is the relative energy between  $\alpha_2$  and  $^{20}\text{Ne}$ . Relative energy plot of pair of particles from the  $^{24}\text{Mg}$  decay channel, that is  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , is the relative energy plot that interests us. Relative energy plots for  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$  reaction are presented on Figure 3.4, for  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}^*$

reaction on Figure 3.6 and  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  on Figure 3.8. By selecting stripes of the events perpendicular to  $E_{13}$ , then by doing projection on  $E_{13}$  axis of these selected events and adding threshold energy for this decay channel of  $^{24}\text{Mg}$  (Table 3.1), the  $^{24}\text{Mg}$  excitation energy spectra is obtained (black dots on Figures 3.5, 3.7 and 3.9). RooFit [71] program is used to determine the parameters of the observed peaks in spectra by using Minuit [72] function. Parameters of the peaks determined by RooFit program are varied until the difference between these parameters and the measured values gives the smallest  $\chi^2$ . All of the mentioned steps of the analysis are repeated for every observed pair of telescopes combination, T3-T1, T3-T2, T3-T5, T3-T6, T4-T1, T4-T5, T4-T6 and T2-T5, but only spectra for T4-T2 pair of telescopes are presented (Figures 3.5, 3.7, 3.9), because the obtained spectra for different pairs of telescopes are consistent and do not offer a new information about  $E_x(^{24}\text{Mg})$ . Grey lines presented in these spectra show geometrical detection efficiency as a function of  $E_x(^{24}\text{Mg}^*)$ , calculated using res8 code [82]. In Tables 3.5, 3.6 and 3.7 the excited states of  $^{24}\text{Mg}$  for  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ ,  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  and  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  channel are presented, that are observed in more than two combinations of telescopes T3 and T4, and are compared to the known states observed in Kelly *et al.* [92] and Diffenderfer *et al.* [91] measurement. The observed states in  $^{24}\text{Mg}$  of this measurement, and the ones reported in these two papers, coincide quite well.

For every telescope combination the branching ratios of the states observed in  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  and  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  channel,  $\Gamma_{2^+/0^+}$  and  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  and  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  channel,  $\Gamma_{4^+/2^+}$  are calculated (Table 3.4). The branching ratio is the ratio of the events observed at the angle  $\psi$ , the angle between the beam axis and vector of relative velocity between decay products of  $^{24}\text{Mg}$ , that is  $\alpha$  and  $^{20}\text{Ne}$  (Figure 2.25), corrected for geometrical detection efficiency and for the ratio of signal to noise of the peak. From the observed values of branching ratios  $\Gamma_{2^+/0^+}$  and  $\Gamma_{4^+/2^+}$ , one can conclude that most of the observed states in  $^{24}\text{Mg}$  preferentially decay into channel with higher spin, that is  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  channel for  $\Gamma_{2^+/0^+}$  and  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  channel for  $\Gamma_{4^+/2^+}$  and that the observed states in  $^{24}\text{Mg}$  are most likely higher spin states ( $2^+$  and more). In the work of Kelly *et al.* [92] and Diffenderfer *et al.* [91], the spin of the observed excited states in  $^{24}\text{Mg}$  was determined, and all of the observed states have higher spin ( $\geq 4^+$ ). Since the states observed in *Catania* measurement coincide with the states presented in these two papers, one can conclude that the observed states are higher spin states ( $\geq 4^+$ ), i.e. the same conclusion as the one from the calculation of

the branching ratios.

## $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

The  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reaction was measured by detecting recoiled  $\alpha$  particle and one of the  $^{12}\text{C}$  nuclei from the decay channel of  $^{24}\text{Mg}$ , or by detecting both  $^{12}\text{C}$  nuclei from the decay channel of  $^{24}\text{Mg}$ . Since the main focus of this study is to observe and characterize  $^{24}\text{Mg}$  excited states relevant for carbon burning nucleosynthesis, in this work only analysis of coincident measurement of recoiled  $\alpha$  particle and one of the  $^{12}\text{C}$  nuclei is presented, because only in this coincident measurement,  $^{24}\text{Mg}$  excited states were observed in this region of astrophysical interest.

*Romano* plot for one of the observed combinations of telescopes, T4-T2, is presented in Figure 3.15. All three of the observed channels,  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  and  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  are analysed. Relative energy between observed recoil  $\alpha$  particle and  $^{12}\text{C}$  is marked as  $E_{12}$ , relative energy between detected and undetected  $^{12}\text{C}$  is marked as  $E_{13}$  and between observed recoil  $\alpha$  particle and undetected  $^{12}\text{C}$  as  $E_{23}$ . As in previous two sections, the relative energy that interest us is the one whose pair of particles is forming the  $^{24}\text{Mg}$ , that is  $E_{13}$ . Relative energy spectra for these three decay channels are presented in Figures 3.18, 3.21 and 3.22. By selecting stripes of the events perpendicular to  $E_{13}$ , then by doing the projection on  $E_{13}$  axis of these selected events and adding threshold energy for this decay channel of  $^{24}\text{Mg}$  in  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  and  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ , the  $^{24}\text{Mg}$  excitation energy spectra is obtained (Figure 3.23). Although there are some observed events in coincidence measurement in pairs of telescopes T3-T6 and T4-T1, the statistics of these events is very low and there is no indication of existence of excited states in  $^{24}\text{Mg}$ . The observed  $E_x(^{24}\text{Mg})$  in T3-T5 and T4-T2 is compared to the results when both of the  $^{12}\text{C}$  nuclei were detected in telescope combination T3-T4, and with some of the published results (Table 3.11).

By comparing the excited states of  $^{24}\text{Mg}$  that decay into these three channels, one can see that there is the overlap of few of the observed states so the branching ratios,  $\Gamma_{2+/\text{0}+}$  for the state observed in  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  and  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  channel,  $\Gamma_{2+2+/\text{2}+}$  for the one in  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  and  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  channel, can be calculated. These values are presented in the Tables 3.12 and 3.13 and from these obtained values one can conclude that the observed states of  $^{24}\text{Mg}$  dominantly decay into the channel with the  $^{12}\text{C}$  in its ground state. This is in agreement

with the existing results and confirms that molecular states in  $^{24}\text{Mg}$  dominantly decay into two  $^{12}\text{C}$  in their ground state.

### ***Legnaro experiment***

Spectra of  $^{24}\text{Mg}$  excitation energy, obtained from the measurements at three different beam energies, at 60 MeV, 52 MeV and 44 MeV, are presented in Figure 4.7. Spectra are normalized and corrected for detection efficiency. From the spectra in Figure 4.7, it is clear that there is a difference in differential cross section for spectra obtained at different beam energy measurements, i.e. there is a strong contribution of inelastic scattering. A difficulty with using this method is that one can not resolve  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  from  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ ,  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ ... channel. Since the highest energy events must originate from the collisions with the largest center of mass energy  $E_{cm}=E_{max}$ , and if the decay product  $^{20}\text{Ne}$  is, for example, in its first excited state at 1.634 MeV, then the  $E_{cm}$  will be reduced for this excitation energy of  $^{20}\text{Ne}$  so  $E_{cm}=E_{max}-1.634$  MeV and part of spectrum where the  $E_{cm} > E_{max}-1.634$  MeV will be free of this inelastic contributions. That is why these particular beam energies were chosen, so when the region free of inelastic contribution of higher beam energy stops, this region for lower beam energy starts. In that way one is certain of the amount of the inelastic contribution which can be clearly seen on Figure 4.8. This is the main reason why these three specific beam energies were chosen.

R-matrix method for cross-section analysis was used to obtain information about position, spin and decay widths of states observed in spectra in Figure 4.7. The R-matrix fit was performed using the code AZURE2 [47] and as input parameters, the results from the direct measurements  $^{20}\text{Ne}(\alpha,\alpha_0)^{20}\text{Ne}$  [93] were used. In this Abegg's and Davis' measurement, the beam energy was varied in steps of 10-15 keV and their data show high complexity, with around  $\approx 120$  states in  $E_x(^{24}\text{Mg})= 12.5$  MeV - 18.5 MeV, but they also state that "the level widths carry little significant since they probably reflect biases in data taking and analysis..." [93], so one has to be quite careful in using these parameters. During the fit, partial widths for  $p+^{23}\text{Na}$  and  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  channel were added if that improved the fit, but also all states with width less than 10 keV from Abegg's and Davis' data were excluded. R-matrix fit for spectra obtained with  $E_{beam} = 44$  MeV showed 27 states and quality of the fit is represented with  $\chi^2/N = 48.6$  (Figure 4.11). The parameters of this R-matrix fit are presented in Table 4.3. These data cover the part of

$E_x(^{24}\text{Mg})$  below astrophysical region of interest, but there is the wide  $0^+$  state at 15.317 MeV, whose tail enters this region of astrophysical interest and that could have some role in the carbon burning nucleosynthesis.

The R-matrix fit for spectrum of  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , obtained at medium beam energy, is presented in Figure 4.12 and parameters of this fit in Table 4.4. Quality of the fit is represented with  $\chi^2/N = 55.3$ . Obtained spectrum of  $E_x(^{24}\text{Mg})$  covers the region of astrophysical interest. The fit is not able to reproduce the peak at 16.1 MeV, also double peak at 16.58 MeV and 16.67 MeV, but adding  $0^+$  or  $1^-$  state in the calculation does not improve the fit, quite opposite. So, one can conclude that in this region, the  $0^+$  or  $1^-$  state, that can have a role in the carbon burning nucleosynthesis, has not been observed.

The R-matrix fit for spectrum of  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , obtained at maximum beam energy hasn't been done yet, but from the Abegg's and Davis' paper [93], all of the observed states in that region of  $^{24}\text{Mg}$  excitation energy, are higher spin states ( $\geq 4^+$ ) that can not play a role in carbon burning process.

## Conclusion

Although the analysis of these two, *Catania* and *Legnaro* experiment, show that there is no  $0^+$  or  $1^-$  observed state in the region of astrophysical interest, still one can not discard that this kind of state exists. Results of these two experiments only show that by using these two methods of measurement, one can not resolve the relevant state, because of the high density of states, not so good resolution in both measurements, inadequate sensitivity for detection of states far below Coulomb barrier in *Catania* experiment and requirement for coincidence measurement in *Legnaro* experiment. All this was a motivation to conduct a new experiment, measured at INFN-LNL, in Legnaro, in June this year. The  $^4\text{He}+^{20}\text{Ne}$  reaction was measured again, using ALPI-PIAVE accelerator system beam of  $^{20}\text{Ne}$ , with beam energies of 69 MeV, 59 MeV and 48 MeV, and almost the same experimental setup as the one used in *Legnaro* experiment, but with thin gas target. The idea of this measurement was to set the gas pressure in a way to be able to detect all of the particles of  $^{24}\text{Mg}$  decay channels. Analysis is yet to be started.

# Sadržaj

---

<b>Uvod</b> . . . . .	1
<b>1. Teorijski uvod</b> . . . . .	11
1.1. Model ljusaka . . . . .	11
1.1.1. Simetrije harmoničkog oscilatora . . . . .	12
1.1.2. Nilsson-Strutinsky model . . . . .	13
1.2. Klusterski modeli u lakim jezgrama . . . . .	16
1.2.1. Bloch-Brink $\alpha$ klaster model . . . . .	18
1.2.2. Antisimetrizirana molekularna dinamika . . . . .	19
1.3. Metoda R-matrice . . . . .	21
<b>2. Eksperimentalne tehnike</b> . . . . .	25
2.1. Eksperimentalni postav . . . . .	27
2.1.1. Postrojenja ubrzivača . . . . .	27
2.1.2. Komora za mjerenja i detektorski postav . . . . .	29
2.1.3. Elektronički sklop i obrada podataka . . . . .	33
2.2. Analiza eksperimentalnih podataka . . . . .	35
2.2.1. Kalibracija detektorskog sustava . . . . .	35
2.2.2. Selekcija događaja . . . . .	43
2.2.3. Analiza dvočestičnih reakcija . . . . .	46
2.2.4. Kinematika tročestičnih reakcija . . . . .	53
2.2.5. Određivanje spina . . . . .	58
2.2.6. Geometrijska efikasnost detekcije . . . . .	62
2.2.7. Omjeri grananja . . . . .	64
2.2.8. Mjerenje zaustavne moći . . . . .	65

<b>3. Rezultati <i>Catania</i> eksperimenta</b> . . . . .	67
3.1. $\alpha+^{20}\text{Ne}$ . . . . .	67
3.2. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . . . . .	96
<b>4. Rezultati <i>Legnaro</i> eksperimenta</b> . . . . .	113
4.1. Analiza <i>Legnaro</i> eksperimenta . . . . .	114
4.1.1. Analiza mjerenja s plinskom metom . . . . .	114
4.1.2. Korekcija efikasnosti . . . . .	115
4.1.3. Normalizacija . . . . .	117
4.2. Rezultati analize . . . . .	121
<b>5. Diskusija rezultata <i>Catania</i> i <i>Legnaro</i> eksperimenta</b> . . . . .	131
5.1. Diskusija <i>Catania</i> eksperimenta . . . . .	131
5.1.1. Kanal raspada $\alpha+^{20}\text{Ne}$ . . . . .	131
5.1.2. Kanal raspada $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . . . . .	149
5.2. Diskusija <i>Legnaro</i> eksperimenta . . . . .	156
<b>Zaključak</b> . . . . .	161
<b>Bibliografija</b> . . . . .	173
<b>Popis slika</b> . . . . .	173
<b>Popis tablica</b> . . . . .	185
<b>Životopis</b> . . . . .	189

# Uvod

---

Nakon radova Astona koji je pokazao da je velika količina energije pohranjena u jezgri [1], te Rutherfordovog otkrića nuklearne reakcije [2], kojom se pokazuje da se ta nuklearna energija može osloboditi iz jezgre te pri tome jedan element može postati drugi, 1920. godine, Eddington iznosi ideju da proces koji daje energiju Suncu, potječe od termonuklearnih reakcija [3]. Tijekom 1940-ih dolazi do naglog razvoja nuklearne fizike. Hughes, Alpher, Bethe i Gamow [4] zapažaju da postoji obrnuto proporcionalna veza između udarnog presjeka za uhvat neutrona i relativne zastupljenosti elemenata u sunčevom sustavu, time stvarajući direktnu vezu između nuklearnih reakcija i sinteze elemenata u zvijezdama. 1948. godine Alpher, Bethe i Gamow [4] objavljuju rad o primordijalnoj nukleosintezi, u kojoj se većinom stvaraju vodik, helij i nešto težih elemenata u tragovima. 1957. godine Burbidge, Burbidge, Fowler i Hoyle [5], a neovisno i Cameron [6], objedinjuju ove ideje u teoriju nukleosinteze elemenata. Detaljno razumijevanje ovih procesa zahtjeva objedinjenje astrofizike i nuklearne fizike u granu fizike koju nazivamo nuklearna astrofizika. Konačni cilj nuklearne astrofizike je razumijevanje nuklearnih procesa koji generiraju energiju u zvijezdama tijekom njihova života i time stvaraju sve poznate teže elemente iz primordijalnog vodika i helija. Također je cilj nuklearne astrofizike i razumijevanje stvaranja i strukture bijelih patuljaka, neutronske zvijezde i crnih rupa, te izvora kozmičkih zraka. No u dostizanju tog konačnog cilja, postoji još dosta prepreka. Otvoreni problemi primordijalne nukleosinteze su nedovoljno poznavanje brzina odvijanja reakcija  ${}^3\text{H}(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$  [7],  ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$  [8],  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  [9],  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  [9] i problem litija [10], [11]. Neodređenost brzine odvijanja reakcije  ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$  je oko 20%, a kako ova reakcija, zajedno s procesom fuzije tri  $\alpha$  čestice, određuje omjer  ${}^{12}\text{C}$  u odnosu na  ${}^{16}\text{O}$  te se time određuje zastupljenost gotovo svih težih elemenata, ne čudi veliki interes zajednice za ovu reakciju [12].



Nakon procesa gorenja helija u sredici zvijezde, sredica se većinom sastoji od ugljika i kisika. Oko ove sredice nalazi se ljuska gdje se odvija proces gorenja helija, zatim područje bogato helijem, a dalje od sredice ljuska u kojoj gori vodik i omotač koji je bogat vodikom. Za dovoljno masivne zvijezde, gravitacijsko sažimanje uzrokuje dovoljan porast temperature i gustoće da pokrene gorenje ugljika i kisika. Kako je kulonska barijera niža za ovaj prvi proces, tako će se prvo pokrenuti proces gorenja ugljika. Tri dominantne reakcije gorenja ugljika, s odgovarajućim  $Q$ -vrijednostima reakcije su [13]:

- $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ ,  $Q = +4.617$  MeV
- $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$ ,  $Q = +2.240$  MeV
- $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)^{23}\text{Mg}$ ,  $Q = -2.599$  MeV

Tijekom gorenja ugljika,  $\alpha$  i  $p$  kanal reakcije dominiraju u odnosu na  $n$  kanal, radi negativne  $Q$  vrijednosti reakcije  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)^{23}\text{Mg}$ , koja čini tek oko 1% ukupnog broja  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reakcije. Reakcija  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)^{23}\text{Mg}$  je iznimno važna za stvaranje izotopa Na i Al u zvijezdama III-populacije (zvijezdama bez metala) te u proizvodnji elemenata u slabom s-procesu [14]. Gorenjem ugljika većinom nastaje  $^{20}\text{Ne}$  i  $^{24}\text{Mg}$ , dok oko 99%  $^{23}\text{Na}$  nestaje u procesu uhvata  $p$ , gdje u reakcijama  $^{23}\text{Na}(p,\alpha)^{20}\text{Ne}$  i  $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$  ponovno nastaju ova dva navedena elementa.

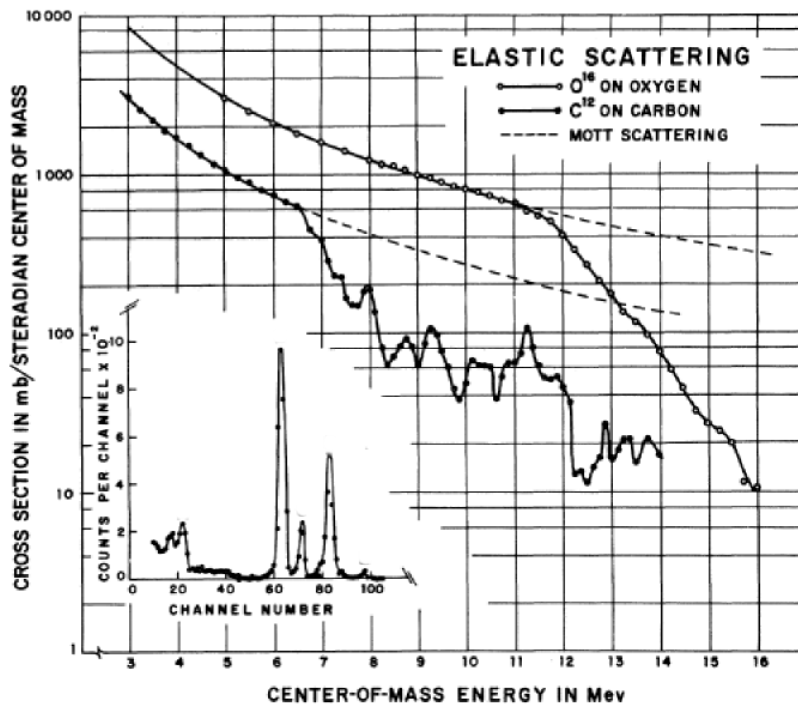
Reakcija  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  ima najveći utjecaj na sustave bogate ugljikom, super AGB zvijezde, supernove tipa Ia te superbljeskove. Zvijezde manje mase od  $8-10 M_{\odot}$  završavaju svoj život kao C-O bijeli patuljci, dok u zvijezda veće mase, tzv. super AGB zvijezda, C-O sredica se komprimira, te ostaje u nedegeneriranom stanju pa na temperaturi  $5 \cdot 10^8$  K i gustoći  $\rho \sim 3 \cdot 10^6 \text{gcm}^{-3}$ , dolazi do gorenja ugljika [15]. Gorenje stvara dovoljno energije da se sažimanje sredice zaustavlja. Kritična masa koja razdvaja ova dva puta u evoluciji zvijezda ovisi o brzini odvijanja reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  na energiji u sustavu centra mase  $E_{cm}$ , niskoj i do 1 MeV. Određivanje ove brzine odvijanja reakcije postaje jedan od glavnih zahtjeva za bolje razumijevanje evolucije zvijezda i nukleosinteze.

Osim u super AGB zvijezdama, gorenje ugljika ima iznimno bitnu ulogu i u procesima eksplozije supernove tipa Ia. Supernove tipa Ia se događaju u zvjezdanom dvojnog sustavu, kad je jedan partner u sustavu zvijezda s glavnog niza HR dijagrama, a drugi je C-O bijeli patuljak. Akrecijom materijala s površine zvijezde glavnog niza, bijelom patuljku raste masa sve dok se ne postigne dovoljna temperatura za pokretanje gorenja ugljika u samom bijelom patuljku. Uvjeti pod kojima se događa taj termonuklearni proboj u bi-

jelom patuljku te vrijeme trajanja ovog zvjezdanog fenomena ovisit će o brzini odvijanja reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . Kako se supernove tipa Ia koriste kao standardne svijeće u astronomiji za određivanje udaljenosti, potrebno je što točnije poznavati brzinu odvijanja  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reakcije [16]. Superbljeskovi su najveća nepoznanica među ovim zvjezdanim sustavima bogatim ugljikom. Superbljeskovi su vremenski dugi, energični i rijetki termonuklearni bljeskovi iz neutronske zvijezde u dvojnog sustavu, gdje materijal sa zvijezde pratioca, najčešće zvijezde glavnog niza HR dijagrama, pada na neutronske zvijezde preko akrecijskog diska. Pretpostavlja se da je izvor superbljeskova reakcija  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  [17]. Do danas je detektirano oko dvadesetak superbljeskova.

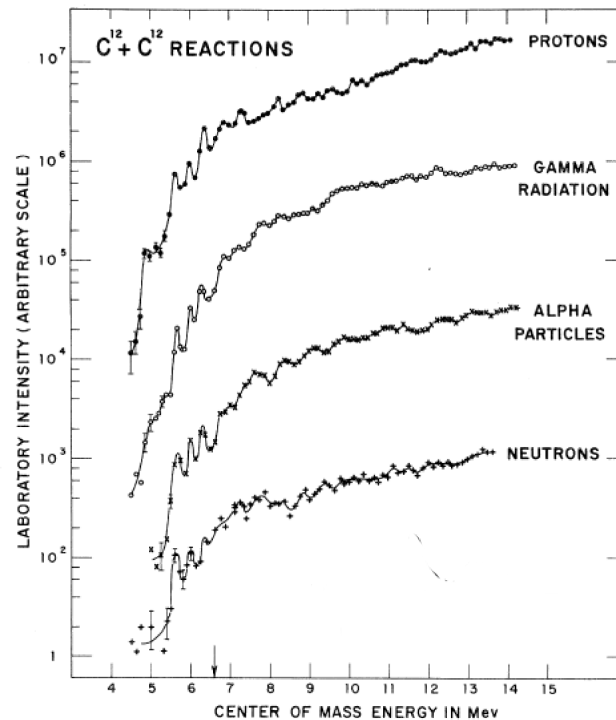
Istraživanja  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  sustava počinju 1960-tih godina. D. A. Bromley, J. A. Kuehner i E. Almqvist objavljuju prvi članak s naslovom "Rezonantno elastično raspršenje  $^{12}\text{C}$  na ugljiku" [18], gdje je mjereno elastično raspršenje snopa  $^{12}\text{C}$  na ugljikovoj meti, na energijama snopa između 6 i 29 MeV, te je energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  mjerena na 3 kuta. Mjereni udarni presjek u ovisnosti o energiji u sustavu centra mase je pokazivao izražene rezonantne strukture na energijama pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  višima od 24 MeV (slika 1). Na slici 1 je također prikazano slično mjerenje elastičnog raspršenja snopa  $^{16}\text{O}$  na meti kisika, a koje ne pokazuje izražene rezonancije. Mjerenje u oba sustava daje dobro slaganje s izračunatim vrijednostima Mottovog raspršenja, no s povećanjem energije, izmjereni udarni presjek je manji od predviđenog. Za  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$  sustav, udarni presjek gotovo eksponencijalno opada s energijom te ima slabo izražene rezonantne strukture. Slično se ponašaju i sustavi dobiveni u mjerenjima s deutronima,  $\alpha$  česticama i težim ionima. Ti sustavi imaju izraženije vrhove za pojedini kanal reakcije, no kad uzmemo sumu svih kanala, dobiveni udarni presjek ima glatku ovisnost o energiji, kao i ukupni udarni presjek za elastično raspršenje. Sustav  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  je neobičan po tome što pokazuje rezonancije s širinom  $\Gamma \lesssim 100$  keV, što ukazuje na stvaranje kvazimolekularnih stanja visokog spina s vremenom trajanja  $\tau \sim 10^{-21}$  s. Isto tako, u ovom sustavu, prosječna vrijednost udarnog presjeka se ne smanjuje tako naglo kao u ostalim slučajevima. U tim prvim radovima, ovo neobično svojstvo  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  sustava, je objašnjeno pojavom klusterskih struktura, tj. opisano je kao vezanje dvije jezgre ugljika u strukturu s izražena dva centra, visokog spina. U drugom mjerenju, čiji rezultati su prikazani u radu "Rezonancije reakcije  $^{12}\text{C}$  na ugljiku" [19], također su uočene izražene, izolirane rezonancije na upadnim energijama malo ispod kulonske barijere, što odgovara 20 MeV u energijama pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  (slika

2). Takve strukture nisu opažene u reakcijama  $^{16}\text{O}$  na kisiku, što može biti posljedica strukture zatvorene ljuske ove jezgre. U  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  mjerenju, energija snopa je varirana između 9 i 29 MeV. Promatrani su raspadi  $^{24}\text{Mg}$  u  $p$ ,  $\alpha$  i  $n$  kanal. Rezonancije se pojavljuju u svakom mjerenom reakcijskom kanalu, neovisno o kutu opažanje. Takvo ponašanje bitno smanjuje vjerojatnost interferencije i ukazuje na postojanje izoliranih stanja s malom ukupnom širinom. Ta izolirana, oštra stanja su superponirana na kontinuum, kojeg čine široka preklapajuća stanja složene jezgre.



Slika 1: Udarni presjek u ovisnosti o energiji u sustavu centra mase za  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$  sustav, te ubačeni spektar pobuđenja u  $^{24}\text{Mg}$  [18].

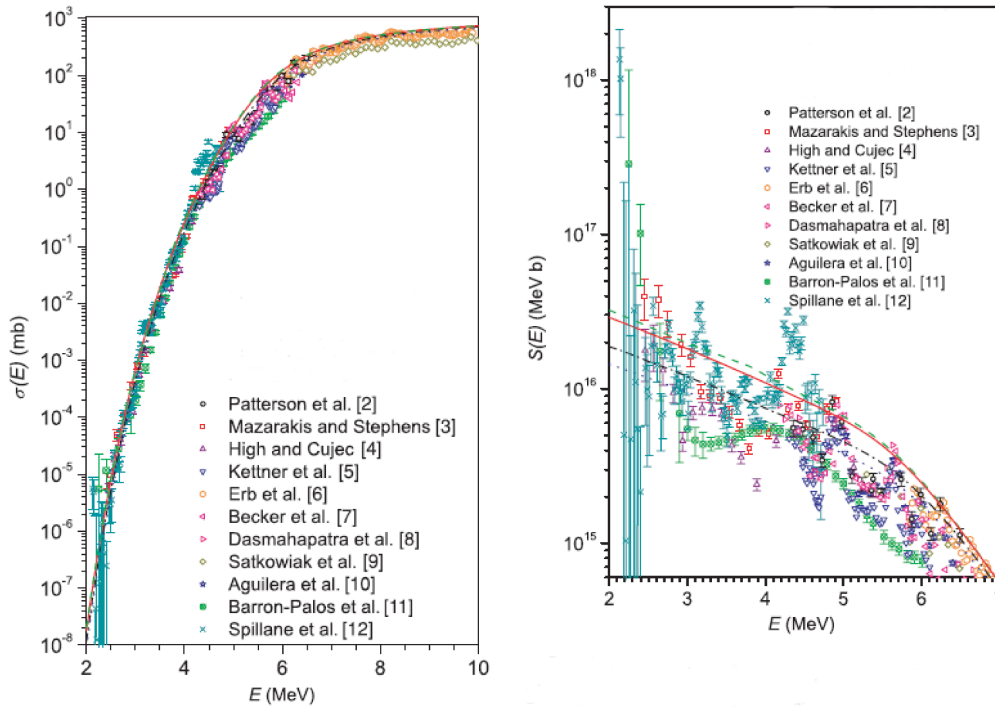
Od ovih prvih radova, pa do danas, reakcija  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  je proučavana u čitavom nizu mjerenja, korištenjem detekcije nabijenih čestica ili  $\gamma$  spektroskopijom. Na slici 3 prikazana je većina dosadašnjih rezultata direktnog mjerenja reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . U nastavku je dan opis nekih mjerenja. U radu Patterson *et al.* [20], prikazani su rezultati mjerenja udarnog presjeka reakcije  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ ,  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$  i  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)^{23}\text{Mg}$ , na energiji u sustavu centra mase između 3.23 MeV i 8.75 MeV, korištenjem čestične identifikacije pomoću  $\Delta E-E$  teleskopa. Mjerenje je izvedeno u koracima od 125 keV. Udarni presjek za  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)^{23}\text{Mg}$  je izmjeren tako, da su sve jezgre  $^{23}\text{Mg}$  zaustavljene u foliji ispred teleskopa, te se zatim s plastičnim scintilatorom mjerila  $\beta$  radiaktivnost te folije. Četiri godine kasnije, u mjerenju Mazarakis *et al.* [21], također je proučavan udarni presjek



Slika 2: Funkcija pobuđenja reakcije  $^{12}\text{C}$  na ugljiku, za različite produkte reakcije, protone,  $\alpha$  čestice, neutrone i  $\gamma$  zračenje. Kulonska barijera je označena na 6.6 MeV [19].

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$  i  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$  reakcije, na energijama u sustavu centra mase između 2.45 i 4.91 MeV. U mjerenju su korišteni silicijski detektori, te se, kao i u prijašnjem radu, koristila folija, da bi se zaustavili teži produkti reakcije. U mjerenju je korišteno 8 detektora, postavljenih na kuteve između  $20^\circ$  i  $90^\circ$ . Udarni presjek reakcija  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)$ , na energijama u sustavu centra mase između 6 i 10 MeV, je proučavan u radu Erb *et al.* [22]. U mjerenju je korišten germanijski detektor, smješten na  $90^\circ$ , da bi se detektirale  $\gamma$  čestice iz raspada prvog pobuđenog stanja jezgre  $^{23}\text{Na}$ , čija  $\gamma$  ima energiju 440 keV,  $^{23}\text{Mg}$ , ova  $\gamma$  je energije 451 keV, te  $^{20}\text{Ne}$ ,  $\gamma$  energije 1634 keV. Motiv rada Aguilera *et al.* [23] je bilo mjerenje udarnog presjeka reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u  $\alpha$ ,  $p$  i  $n$  kanalu raspada, na energijama u sustavu centra mase između 4.42 MeV i 6.48 MeV, u koracima od 75 keV, te provjera konzistentnosti ovog te prijašnjih mjerenja  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reakcije. U ovom mjerenju je bilo moguće pratiti i nakupljanje ugljika iz snopa na meti, te time još preciznije odrediti udarni presjek reakcije. Rezultati ovog rada [23] su konzistentni s ovim prijašnjim [20] [21] [22], navedenim radovima, no uz pomak od par desetaka keV. Autor navodi da je ovaj pomak vjerojatno posljedica nakupljanja ugljika u meti, efekt kojeg prijašnji radovi nisu uzeli u obzir. Najnoviji rad mjerenja udarnog presjeka reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u  $\alpha$  i  $p$  kanalu je dan u članku Spillane *et al.* [24]. U tom radu mjeren je udarni presjek reakcije

fuzije, kao funkcije energije, koja je varirana između 2.10 MeV i 4.75 MeV, korištenjem  $\gamma$  spektroskopije, tj. mjerena je  $\gamma$  prijelaza iz prvog pobuđenog stanja  $^{20}\text{Ne}$  ( $E_\gamma = 1634$  keV) i  $^{23}\text{Na}$  ( $E_\gamma = 440$  keV) u osnovno stanje. U ovom mjerenju [24] je uočena jaka rezonancija na 2.14 MeV. No kasnijom provjerom analize, uočeno je da je taj vrh na 2.14 MeV, najvjerojatnije posljedica nečistoća u meti.



Slika 3: Lijeva strana slike prikazuje ovisnost udarnog presjeka, a desna  $S$ -faktora, o  $E_{cm}$   $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reakcije. Na slikama su prikazani rezultati mjerenja iz nekoliko članaka, te su navedeni prvi autori tih članaka, kao i odgovarajući broj reference iz članka [25].

Prvi teorijski radovi koriste optički potencijal da bi opisali rezonantne strukture prikazane na slici 3. U radovima Michaud [26], [27] i Vogt [28], poseban naglasak je stavljen na opisivanje rezonancija opaženih ispod kulonske barijere. Michaud i Vogt koriste optički model da bi opisali opažene rezonantne strukture. Variranjem realnog i imaginarnog dijela optičkog potencijala, pokušava se što točnije opisati rezultate eksperimentalnih mjerenja. Ideja modela je da ako gustoća nuklearne materije ima veliki radijus, proces fuzije na energijama ispod kulonske barijere će se događati na velikim udaljenostima jezgara, tj. na "repu" nuklearne distribucije materije, prije nego što dođe do značajnog tuneliranja kroz kulonsku barijeru. Na taj način, udarni presjek reakcije je povećan, jer je efekt kulonske barijere djelomično kompenziran pomicanjem jezgri na veće udaljenosti. Ekstrapolacija

udarnog presjeka na niže vrijednosti energije je osjetljiva na izabrane parametre modela. Neodređenosti u modelu nuklearne reakcije može dovesti do neodređenosti od faktora 5 do 10 u astrofizičkoj brzini odvijanja reakcije. Kako oblik imaginarnog dijela optičkog potencijala na "repu" nuklearne distribucije nije poznat, korištenjem ekstrapolacije parametara standardnog optičkog modela, dobivenih na višim energijama, na ove energije ispod kulonske barijere, daje također nepouzdan rezultate. Ovaj model, također predviđa i rast  $S$ -faktora s povećanjem energije, no takav rast nije opažen u mjerenjima, te je bilo nužno uvesti nove modele.

Već u prvom radu, u kojem je proučavan sustav  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  [18], opažene rezonancije, prikazane na slici 1, objašnjene su pojavom klastera, tj. strukturom u kojoj postoje dva izražena centra, kojeg čine jezgre ugljika. Uske rezonancije, uočene u mjerenjima reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  (slika 3), se ne mogu opisati kao rezonancije složenom jezgrom, a niti kao statističke fluktuacije, s obzirom da su opažene u gotovo svim izlaznim kanalima, dok su statističke fluktuacije nekorelirane od kanala do kanala reakcije. Zbog toga se pretpostavlja, da je to nekakav tip međustruktura. Te rezonancije su nazvane kvazimolekularnim rezonancijama, koje se smatraju međukorakom u mehanizmu reakcije, između ulaznog kanala i formiranja složene jezgre, tzv. rezonancije praga. Kvazimolekularna stanja mogu se raspasti natrag u ulazni kanal, ali i formirati složenu jezgru. Tako usporedbom udarnog presjeka  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$  sustava (slika 1), da se naslutiti da jače izražene rezonancije u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  sustavu proizlaze iz manje stabilnosti  $^{12}\text{C}$  na deformacije. Kvazimolekularne rezonancije su potvrđene u eksperimentalnim mjerenjima, gdje različiti ulazni kanali, u kojima se stvara ista složena jezgra, ne pokazuju ove rezonantne oblike. Imanishi je interpretirao  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  rezonancije ispod kulonske barijere kao složena stanja slična molekulama dvije jezgre  $^{12}\text{C}$ , jedna koja je u osnovnom stanju, a druga u prvom pobuđenom stanju, na 4.43 MeV. Michaud i Vogt [26], [27], [28] su pretpostavili drukčiji model koji se bazire na interakciji  $\alpha$  čestica, podstruktura dvije  $^{12}\text{C}$  jezgre. U prvom koraku ovog modela, reakcija  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  se promatra kao sudar 12 neovisnih nukleona s jezgrom  $^{12}\text{C}$ , tako se zanemaruju svi efekti interakcije između tih 12 neovisnih, upadnih nukleona. Osim ovakve slike gdje se uzima 12 pojedinačnih nukleona, može se uzimati i nukleone u grupama od po 4, kao  $\alpha$  čestice. Tada se ova reakciju može promatrati kao  $\alpha$ - $\alpha$  interakcija ili slična reakcija  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$ , u kojoj se meta  $^{12}\text{C}$  tretira kao skup tri  $\alpha$  čestice, tj. jezgra  $^{12}\text{C}$

je pobuđena u stanje koje ima izraženu strukturu tri  $\alpha$  čestice. Takvo stanje je  $0^+$  stanje, na 7.65 MeV u energiji pobuđenja  $^{12}\text{C}$ . Kako se dvije jezgre  $^{12}\text{C}$  približavaju jedna drugoj, prosječna interakcija tako postaje zbroj interakcija između svakog para  $\alpha$  čestica. Iako ovi modeli mogu opisati dio opaženih rezonancija, ne daju objašnjenje zašto takve strukture nisu detektirane i u drugim sustavima. U radu Park *et al.* [29] je pokazano da obje teorije, i ona koja koristi optički potencijal, te ona koja predviđa kvazimolekularna stanja, se moraju koristiti da bi se opisale opažene rezonancije, prikazane na slici 3. Moguće je da neke od izraženih rezonancija su jednočestične rezonancije koje proizlaze iz optičkog potencijala, dok su druge posljedica  $\alpha$  rezonancija praga. Također je za očekivati da se puno više rezonancija može povezati s jednočestičnim rezonancijama, kad dolazi do vezanja neelastičnog kanala zbog pobuđenja jedne od  $^{12}\text{C}$  jezgri u svoje prvo pobuđeno stanje  $2^+$ . Rezonantne strukture jednočestičnih stanja nestaju kad imaginarni dio potencijala postaje prevelik, tako da je vrlo moguće da odsudstvo rezonancija u  $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$  i drugim sustavima, može biti posljedica jake apsorpcije unutar sudara. Jedan dodatni neutron u  $^{13}\text{C}$  može uzrokovati povećanje imaginarnog dijela potencijala u odnosu na  $^{12}\text{C}$ .

Iako ovi modeli daju samo djelomičan opis sustava  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , niti jedan nije u mogućnosti u potpunosti opisati opažene strukture. U poglavlju 1 dan je kratki opis klusterskih teorijskih modela koji daju dobar uvid u strukturnu sliku  $^{24}\text{Mg}$ , što je posebno bitno, jer istraživanja pokazuju da intrinzična deformacija  $^{12}\text{C}$  jezgre te relativna orijentacija dviju jezgri  $^{12}\text{C}$  može igrati važnu ulogu u određivanju vrijednosti udarnog presjeka na niskim energijama [30], [25].

Michaud i Vogt su predložili stvaranje konfiguracija u sustava  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  sličnim klasterima oblika  $^{12}\text{C}+3\alpha$  te  $^{16}\text{O}+2\alpha$ , kako bi objasnili veliki broj rezonancija ovog sustava, ali i neke druge eksperimentalne karakteristike. Čitav niz mjerenja je izvršen da bi se detektirale ove strukture. Npr. u radu Fox *et al.* [31], mjerena je reakcija  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}(0^2))\rightarrow 3\alpha)^{16}\text{O}$ , na energiji u sustavu centra mase između 15 i 34 MeV, na energiji snopa od 69 MeV, te je uočen veliki broj stanja, spina višeg od  $12^+$ , čija struktura najvjerojatnije odgovara  $\alpha$ - $^{16}\text{O}$ - $\alpha$ . U radu Tumino *et al.* [32], proučavana su stanja visokog spina  $^{24}\text{Mg}$ , koja se raspadaju u kanal  $^{16}\text{O}$ - $^8\text{Be}$ , na području energije pobuđenja između 35 i 52 MeV, koja pokazuju jasnu strukturu  $^{16}\text{O}$ - $^8\text{Be}$ . U nastavku ovog rada, bit će prikazani rezultati čita-

vog niza mjerenja, čiji cilj je proučavanje strukture  $^{24}\text{Mg}$ .

Na spektru slike 3, vidimo izražene rezonantne strukture  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  sustava koje onemogućavaju pouzdanu ekstrapolaciju udarnog presjeka na niži dio područja energija od 1 do 3 MeV, tako da su nova mjerenja nužna u ovom astrofizički značajnom području energija. Definiranje brzine odvijanja  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reakcije je iznimno važno u razumijevanju evolucije masivnijih zvijezda, kao i u nukleosintezi težih elemenata [33]. Da bi znali prirodu stanja, koja se pojavljuju u ovom astrofizički značajnom području energija, da li su to kvazimolekularna stanja, klusterska stanja ili strukture nekog drugog tipa, nužno je određivanje spina i pariteta. Važan je i mehanizam reakcije koji proizvodi ova stanja. No kako je kulonska barijera  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  sustava između 5-6 MeV u  $E_{cm}$ , mjerenja na ovako niskim energijama ispod kulonske barijere su iznimno dugotrajna i zahtjevnna, zbog toga smo se u našim eksperimentima odlučili za indirektno metode mjerenja koje ćemo objasniti u sljedećim poglavljima.

Zbog otvorenih pitanja koja postavlja sustav  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , ne čudi stalni interes zajednice za eksperimentalno i teorijsko istraživanje ovog sustava. U ovom radu će biti izneseni rezultati dva eksperimentalna mjerenja stanja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , s posebnim naglaskom na stanja u astrofizički značajnom području energija. Pregled klusterskih teorijskih modela koji opisuju strukturnu sliku  $^{24}\text{Mg}$  te teorija R-matrice, korištena u analizi *Legnaro* eksperimenta, je dan u poglavlju 1. Opisi korištenih eksperimentalnih tehnika su dani u poglavlju 2. U poglavlju 3 su prikazani rezultati i diskusija *Catania* eksperimenta, mjerenja reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , gdje je raspad  $^{24}\text{Mg}^*$  detektiran u više različitih izlaznih kanala. Kako su rezultati  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanala pokazali izražene rezonancije u  $E_{cm}=1.5-3.3$  MeV, odlučili smo se za novi, *Legnaro* eksperiment, gdje je mjerena reakcija  $^4\text{He}(^{20}\text{Ne},^4\text{He})^{20}\text{Ne}$ . Rezultati i diskusija *Legnaro* eksperimenta su dani u poglavlju 4. Zaključak rada je dan u poglavlju 5.2.





# 1

## Teorijski uvod

---

Jezgra je složeni skup nukleona, koji interagiraju jakom silom. Opisivanje takvog višestručnog, kompleksnog sustava otežava i to da interakcija među nukleonima nije dostatno poznata. Razvijanjem nuklearnih modela, traži se pojednostavljen način opisivanja takvog sustava. Uspoređujući rezultate eksperimentalnih mjerenja s predviđanjima teorijskih modela, testira se točnost pojedinog modela.

Jedna od glavnih karakteristika nuklearnih modela je da ne postoji *a priori* izraz za nukleon-nukleon interakciju,  $V_{NN}$ , već se koriste različite parametrizacije koje su dobre u opisivanju različitih sustava. Tako npr. model ljusaka jako dobro opisuje jezgre u kojima protoni i/ili neutroni imaju magičan broj. Ako jezgre više nije sferična, već je deformirana, nužno je prilagoditi model ljusaka da bi mogao dobro opisati svojstva tih jezgri ili koristiti klusterske modele.

U nastavku je dan kratak pregled modela ljusaka te nekoliko najosnovnijih klusterskih modela, koji su primijenjeni u računu jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , te i kratak opis teorije R-matrice.

### 1.1 Model ljusaka

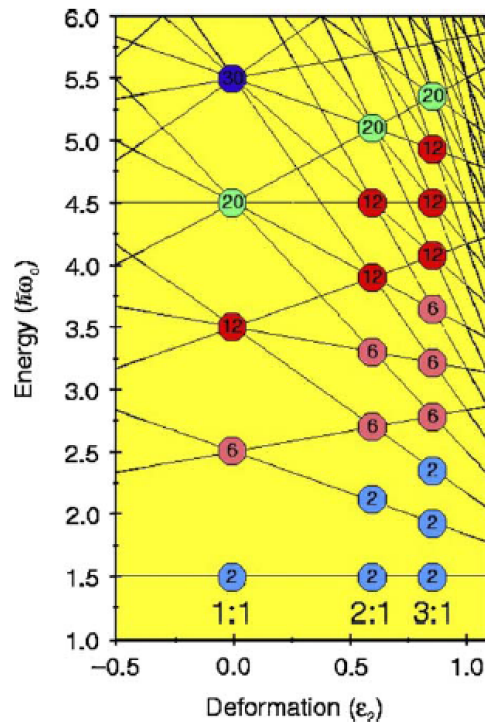
U modelu ljusaka, osnovna pretpostavka je da se nukleoni gibaju neovisno u srednjem potencijalu koji dolazi od NN interakcije među svim nukleonima. Takvo neovisno gibanje je opisano kratkodosežnim odbojnim interakcijama među nukleonima, uzimajući u obzir Paulijev princip isključenja. Stoga je prvi korak pri konstrukciji ovog modela, pronalaženje srednjeg potencijala. Najprije se odabere neki jednostavni oblik potencijala, npr. potencijal harmoničkog oscilatora ili Woods-Saxonov potencijal. U slučaju korištenja potencijala harmoničkog oscilatora,  $V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2$ , jednočestična stanja takvih neovisnih nukleona će imati svojstvene energije  $E = \hbar\omega(N + \frac{3}{2})$ , gdje je  $N$  glavni kvantni broj ljuske.

Degeneracija oscilatorskih ljuski razbija se dodavanjem centrifugalnog ( $\vec{l} \cdot \vec{l}$ ) i spin-orbit ( $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ) člana. Dodavanjem ovih članova, mijenja se broj nukleona koji zatvaraju ljuske te taj broj odgovara magičnom broju ( $N = 2, 8, 20, 28, 50, \dots$ ), opaženom u eksperimentalnim mjerenjima. Jezgre, čiji broj protona i neutrona je jednak ovim magičnim brojevima, tj. dvostruko magične jezgre, u pravilu imaju sferičnu strukturu, udarni presjek za apsorpciju neutrona im je mnogo niži od susjednih jezgara, električne kvadrupolne momente  $\approx 0$ , energiju vezanja po nukleonu veću od susjednih jezgara, kao i energiju prvog pobuđenog stanja.

### 1.1.1 Simetrije harmoničkog oscilatora

Harmonički oscilator daje jako dobar opis lakih jezgara, ne samo jezgri s magičnim brojem nukleona, već i jezgri s klusterskom građom, jer su njegove intrinzične simetrije, koje opisuju razna svojstva jezgre, odgovorne za nastajanje klastera. Simetrije deformiranog harmoničkog oscilatora nadilaze jednostavan opis samo pomoću  $\alpha$  klastera, te se mogu koristiti i za mnogo teže klusterske komponente. Ako je jezgra deformirana, npr. izdužena duž z-osi, onda se dimenzija jezgre mora smanjiti u x- i y-smjeru radi očuvanja nuklearnog volumena. Taj produženi potencijal duž z-osi snižava oscilatornu frekvenciju, dok je aksijalno simetričan potencijal povećan u okomitom smjeru, stoga ona degeneracija, koja se pojavljuje u slučaju sferične jezgre, nestaje te se uvode oscilacije koje su okomite ( $\omega_{\perp}$ ) i paralelne ( $\omega_z$ ) na os deformacije. Ove frekvencije su definirane tako da je  $\omega_0 = (2\omega_{\perp} + \omega_z)$ , a kvadrupolna deformacija je definirana kao  $\epsilon_2 = (\omega_{\perp} - \omega_z) / \omega_0$ . Na slici 1.1 prikazani su energijski nivoi deformiranog, aksijalno simetričnog harmoničkog oscilatora kao funkcija kvadrupolne deformacije ( $\epsilon_2$ ). Kako potencijal postaje deformiraniji, degeneracija koja je postojala na nuli deformacije, tj. sferičnom potencijalu, biva izgubljena, no na određenim omjerima  $\omega_{\perp}$  i  $\omega_z$ , tj. kad je  $\omega_{\perp} : \omega_z = n : 1$ , gdje je  $n = 2, 3, 4, \dots$ , ponovno se vrati degeneracija. Degeneracija, koja se pojavljuje u sferičnom harmoničkom oscilatoru, je odgovorna za pojavu ljuski te je jednaka nizu magičnih brojeva 2, 8, 20, 28, ... Ovakva struktura ljusaka se također može pojaviti na deformacijama za koje postoji visoka degeneracija, čime će neke jezgre dobiti na stabilnosti, tako što će se deformirati. Opaženo je da na deformaciji 2:1, odgovarajući magični brojevi se mogu prikazati kao kombinacija dva magična broja na deformaciji 0, tj. sferična degeneracija se ponavlja dva puta, dok na 3:1 pomoću tri magična broja, tj. sferična degeneracija se ponavlja tri puta. Defor-

mirani harmonički oscilator se može prikazati kao niz potencijala koji se preklapaju, od kojih svaki posjeduje strukturu ljuske sferičnog harmoničkog oscilatora. Iz ovakve slike, jasno slijedi klusterska struktura. Jezgra  $^{20}\text{Ne}$  se može povezati s procjepom ljuske na deformaciji 2:1, što jezgra  $^{20}\text{Ne}$  i pokazuje jer ima deformirano osnovno stanje. Slično svojstvo je opaženo i za jezgru  $^8\text{Be}$ . Ove jezgre tako pokazuju dva klusterska centra,  $^8\text{Be}$   $\alpha$ - $\alpha$  strukturu [34], a  $^{20}\text{Ne}$   $^{16}\text{O}$ - $\alpha$  strukturu [35]. Na 3:1, jezgre se mogu opisati pomoću tri klusterske komponente, npr.  $^{12}\text{C}$  kao  $\alpha$ - $\alpha$ - $\alpha$  [36] ili  $^{24}\text{Mg}$  kao  $\alpha$ - $^{16}\text{O}$ - $\alpha$  [37].



Slika 1.1: Energijski nivoi deformiranog harmoničkog oscilatora kao funkcija kvadrupolne deformacije ( $\epsilon_2$ ). Brojevi unutar krugova označavaju degeneraciju različitih nivoa [38].

Simetrija klusterske strukture harmoničkog oscilatora postoji u nizu nuklearnih modela, posebno u Nilsson-Strutinsky i Bloch-Brink  $\alpha$  klaster modelima (ACM), čije sličnosti će se promotriti u opisu jezgre  $^{24}\text{Mg}$ .

### 1.1.2 Nilsson-Strutinsky model

Nilsson-Strutinsky metoda je pokušaj da se objedine kolektivna i jednočestična svojstva jezgre. Makroskopski model potencijalne energije kapljice tekućine je modificiran s mikroskopskim članom dobivenim iz varijacije u strukturi ljuske kao funkcije deformacije,  $E = E_{macro} + \delta E_{micro}$  [39]. Ovaj član korekcije ljuske se računa iz Nilssonove sheme nivoa tako da reflektira promjene u stabilnosti deformirane jezgre u ovisnosti o varijaciji

odgovarajuće jednočestične strukture. Ova procedura rezultira površinom potencijalne energije koja je vrlo strukturirana i često ima područja minimuma na deformaciji različitoj od nule. Ovi minimumi su direktno povezani s pojavom procjepa u ljuskama na određenim deformacijama Nilssonovog potencijala te se mogu povezati s jednočestičnom konfiguracijom određenog harmoničkog oscilatora. Slika 1.2 prikazuje rezultat Nilsson-Strutinsky modela za  $^{24}\text{Mg}$  s odgovarajućim minimumima, s izduženom i troaksijalnom konfiguracijom. Gustoće harmoničkog oscilatora, povezane uz prikazane minimume, se računaju pomoću valne funkcije odgovarajuće konfiguracije harmoničkog oscilatora, gdje se oscilatorna valna funkcija sastoji od umnoška Hermitskog polinoma, koji ovisi o frekvenciji harmoničkog oscilatora, i gausijana. Ove gustoće indiciraju da valne funkcije povezane s ovim minimumima imaju određene simetrije koje se mogu povezati uz neke klusterske strukture. U dobivenom računu za  $^{24}\text{Mg}$ , dva deformirana minimuma imaju  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  klustersku strukturu (donja konfiguracija u lijevom kutu na slici 1.2). Troaksijalni minimum je povezan s konfiguracijom koja odgovara strukturi 6  $\alpha$  čestica, poredanih u lanac (srednja konfiguracija na desnom dijelu slike 1.2). takva konfiguracija je pridijeljena stanju na 32.5 MeV, u radu Wuosmaa *et al.* [40], no kasnije je u radu Freeman *et al.* [41], pokazano da se vjerojatno ne radi o stanju koje ima takvu strukturu šest  $\alpha$  čestica u lancu. U radu Freeman *et al.* [41], to stanje je opaženo i u kanalu raspada  $^{24}\text{Mg}$   $^{16}\text{O}-^8\text{Be}$ , za koje se ne očekuje da može biti povezano sa strukturom 6  $\alpha$  čestica. Struktura šest  $\alpha$  čestica u lancu se može promatrati i kao dvije  $^{12}\text{C}$  jezgre, čije tri  $\alpha$  čestice su složene u trokut (gornja konfiguracija na desnoj strani slike 1.2). Jedna konfiguracija pokazuje jasnu strukturu  $\alpha$ - $^{16}\text{O}$ - $\alpha$  klastera (donja konfiguracija na slici 1.2).

U nastavku je glavna ideja ovog modela opisana u nekoliko jednadžbi. Značajan doprinos deformaciji jezgre dolazi od kulonskog i površinskog člana Weizacker jednadžbe. Deformacija povećava površinu jezgre u usporedbi sa sferičnom jezgrom istog volumena. S druge strane, kulonska energija se smanjuje kad se protoni udaljuju jedni od drugih prilikom promjene oblika jezgre.

$$E_{macro} = E_{površina} + E_{kulonski} \quad (1.1)$$

$$E_{površina} = -\frac{c_s A^{2/3}}{8\pi^2 R_0^2 a^3} \int d^3\mathbf{r} \int d^3\mathbf{r}' \left( \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{a} - 2 \right) \frac{e^{-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/a}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad (1.2)$$

$c_s$  je parametar efektivne energije površine koji je jednak:

$$c_s = a_s \left( 1 - \kappa_a \left( \frac{N-Z}{N+Z} \right)^2 \right), \quad (1.3)$$

a parametri  $a_s$  i  $\kappa_s$ , se prilagođavaju. Kulonska energija je dana izrazom:

$$E_{kulonski} = \frac{1}{2} \left( \frac{3Z_e}{4\pi R_0^3} \right)^2 \left( \int d^3\mathbf{r} \int d^3\mathbf{r}' \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} - \int d^3\mathbf{r} \int d^3\mathbf{r}' \left( 1 + \frac{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{2a_{den}} \right) \frac{e^{-|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|/a_{den}}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right), \quad (1.4)$$

gdje je parametar  $R_0=r_0A^{1/3}$ , a  $a_{den}=\frac{0.99}{\sqrt{2}}$ .

$$\delta E_{micro} = \delta E_{micro}(p) + \delta E_{micro}(n), \quad (1.5)$$

gdje je:

$$\delta E_{micro}(p, n) = \sum_{i=1}^{Z, N} \epsilon_i(p, n) - \left( \langle \sum_{i=1}^{Z, N} \epsilon_i(p, n) \rangle \right)_{ljuska} \quad (1.6)$$

$\epsilon_i(p, n)$  su jednočestične energije, dobivene kao rješenja Schrödingerove jednačbe, gdje je potencijal jednak sumi Woods-Saxonovog potencijala i kulonskog potencijala za protone.  $\epsilon_i(p, n)$  već daje doprinos u makroskopskom članu, zato se taj dio, koji je već uključen, mora maknuti, prije nego se računa  $\delta E_{micro}$ . Ti dijelovi, koji su dio  $E_{macro}$  se računaju integriranjem usrednjene gustoće nivoa  $\bar{g}(e)$  za jednočestični spektar:

$$\langle \sum_{i=1}^{Z, N} \epsilon_i(p, n) \rangle_{ljuska} = \int_{-\infty}^{\epsilon_F} e \bar{g}(e) de. \quad (1.7)$$

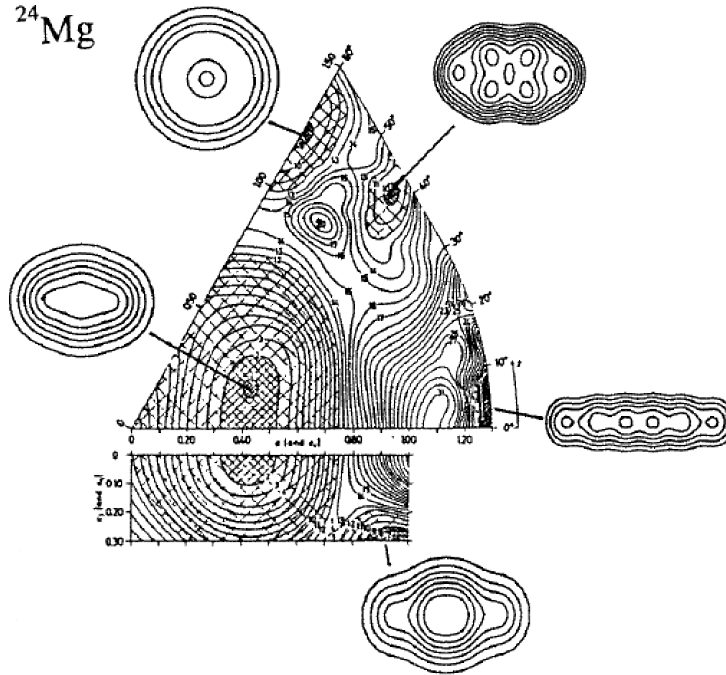
Jedan način kako usrednjiti te gustoće nivoa je proširiti gustoće nivoa pomoću Hermitskog polinoma  $H_m(x)$ :

$$\bar{g}(e) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^{\infty} e^{-u_i^2} \sum_{m=0}^p C_m H_m(u_i), \quad (1.8)$$

$$C_m = \begin{cases} (-1)^{(n/2)} \frac{1}{2^m (m/2)!} & m - \text{parni} \\ 0 & m - \text{neparni} \end{cases} \quad (1.9)$$

gdje je  $m$  red polinoma, a  $\gamma$  i  $p$  su parametri koji se variraju dok rezultat ne postane

neovisan o promjenama tih parametara.

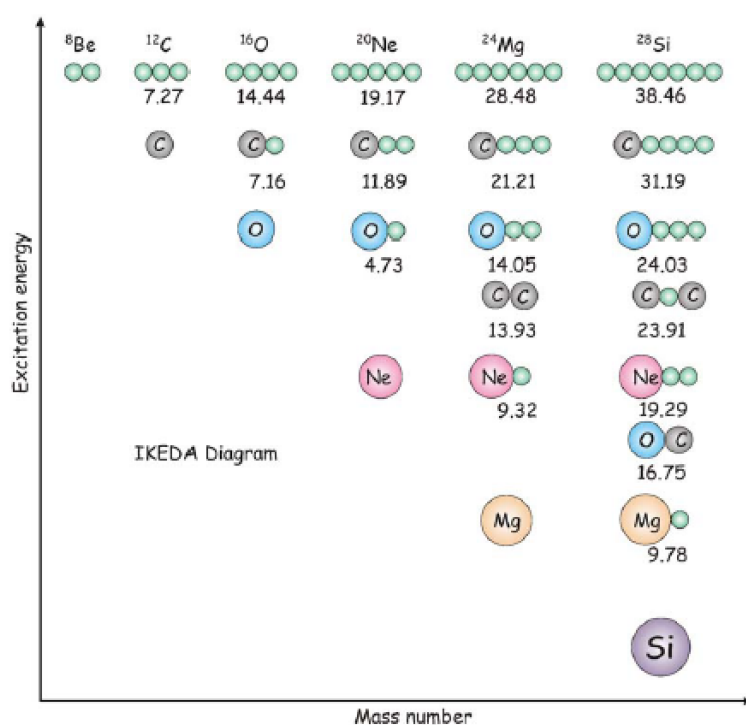


Slika 1.2: Rezultati računa Nilsson-Strutinsky modela za jezgru  $^{24}\text{Mg}$  i gustoće odgovarajućih konfiguracija harmoničkog oscilatora [38] (vidi tekst).

## 1.2 Klusterski modeli u lakim jezgrama

Klusterski model jezgre je prisutan u nuklearnoj fizici od njenih začetaka. Uvođenjem klusterskih modela, smanjuje se broj stupnjeva slobode u računima lakih parno-parnih jezgri. Potpis klusterskih struktura u jezgrama je vrlo jasan, postoje selektivna pobuđenja u reakcijama prijenosa  $\alpha$  čestice, razmak među nivoima odgovara rotacijskom modu i značajne širine stanja za emisiju klastera za rezonancije iznad praga raspada složene jezgre u konstituente od kojih je jedan i klaster. Osim pojave prostorno izraženih, definiranih klastera, kao npr. u jezgri  $^8\text{Be}$  [34] koja već u osnovnom stanju pokazuje strukturu dvije  $\alpha$  čestice, zanimljive su i pojave više klusterskih struktura, kao i nuklearnih molekula [42]. Da bi jezgra razvila klustersku strukturu, to mora biti energetski dopušteno. Da bi se jezgra razdvojila u svoje klusterske komponente, mora imati energiju ekvivalentnu razlici mase između početne jezgre i klastera. Zbog toga se očekuje da će se klusterska struktura manifestirati na energijama bliskima energiji praga raspada jezgre u klaster. To je bio zaključak Ikede, što je i sažeto u Ikedinom dijagramu na slici 1.3. Ikedin dijagram prik-

zuje kako se stupnjevi slobode klastera mijenjaju kako se povećava energija pobuđenja. Klusterski stupnjevi slobode se pojavljuju samo u blizini praga raspada jezgre, tako da se za teže sustave  $N\alpha$  stupanj slobode, pojavljuje samo na najvišim energijama. Tako da postoji postupan prijelaz iz kompaktnog osnovnog stanja u formiranje  $N\alpha$  strukture u jezgri, što možemo vidjeti na primjeru jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . U osnovnom stanju, jezgra  $^{24}\text{Mg}$  je sferičnog oblika, no povećanjem energije, formiraju se različite klusterske strukture. Na energiji bliskoj energiji praga raspada  $^{24}\text{Mg}$  u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , jezgra  $^{24}\text{Mg}$  poprima oblik ovog para čestica. Povećanjem energije na 13.93 MeV, tj. na energiju praga raspada  $^{24}\text{Mg}$  u kanal  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , konfiguracija jezgra  $^{24}\text{Mg}$  prelazi u oblik ovog simetričnog kanala. Daljnjim povećanjem energije ovog sustava, jezgra  $^{24}\text{Mg}$  iz  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  konfiguracije, prelazi u klustersku strukturu  $^{16}\text{O}+2\alpha$ , zatim u  $^{12}\text{C}+3\alpha$ . Na najvišoj energiji, dolazi do formiranja lančane strukture od 6  $\alpha$  čestica.



Slika 1.3: Ikedin dijagram [38].

Iz ovoga slijedi da je energija iznimno bitna da bi se u sustavu formirale određene klusterske konfiguracije. Naravno, bez stabilnosti  $\alpha$  čestice, ne bi se niti stvorila klusterska struktura. Isto tako, nužna je dovoljna unutarnja energija sustava da bi se formirala klusterska struktura. No osim ovih karakteristika, simetrija sustava uvelike utječe na mogućnost geometrijskog slaganja u jezgri. Simetrije mogu utjecati na pobuđenja jezgre, no preko njihovog utjecaja na srednje polje lakog sustava, vode do formiranja samih klastera,



što smo i vidjeli na primjeru Nilsson-Strutinsky modela. U nastavku su u kratko opisani najosnovniji klusterski modeli te rezultati računa tih modela na primjeru jezgre  $^{24}\text{Mg}$ .

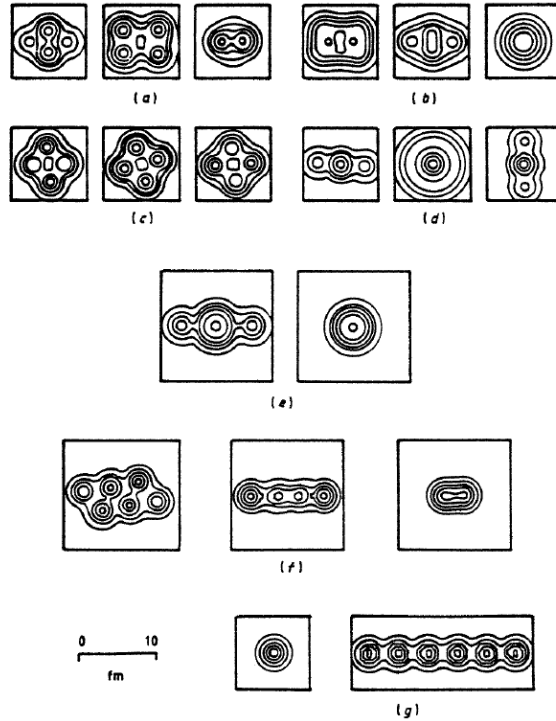
### 1.2.1 Bloch-Brink $\alpha$ klaster model

U Bloch-Brink  $\alpha$  klaster modelu, valna funkcija  $\alpha$  klastera za  $4N$  jezgru je određena pomoću Slaterove determinante koja je formirana od prostornog dijela valne funkcije pojedine  $\alpha$  čestice, svaka s 4 nukleona čiji spin i izospin je povezan tako da je ukupna vrijednost 0. Opis takve podcjeline od 4 nukleona se može opisati pomoću [38]:

$$\phi_i(\vec{r}) = \sqrt{\frac{1}{b^3\pi^3/2}} e^{-(\vec{r}-\vec{R}_i)^2/2b^2} \quad (1.10)$$

gdje  $\vec{R}_i$  opisuje položaj te podcjeline od 4 nukleona, a  $b$  je parametar koji određuje veličinu  $\alpha$  čestice:

$$b = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}. \quad (1.11)$$



Slika 1.4: Račun Bloch-Brink  $\alpha$  klaster modela jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . (a), (b) i (c) odgovaraju niskoležećim konfiguracijama s minimumom osnovnog stanja. (d), (e), (f) i (g) odgovaraju izduženima, trokksijalnim i lančanim konfiguracijama [38] (vidi tekst).

Valna funkcija koja opisuje tih  $N$  podcjelina, tj.  $N$   $\alpha$  čestica, se opisuje pomoću Slaterove

determinante:

$$\phi_\alpha(\vec{R}_1, \vec{R}_2, \dots, \vec{R}_N) = K \mathcal{A} \prod_{i=1}^N \phi_i(\vec{R}_i) \quad (1.12)$$

gdje je  $\mathcal{A}$  antisimetrizacijski parametar, a  $K$  normalizacijska konstanta.

U ovom modelu ljusaka s više centara, pozicija  $\alpha$  čestica se varira dok se ne minimizira ukupna energija sustava. U Hamiltonijanu se nalazi i član kutne količine gibanja tako da se može proučavati i rotacijsko ponašanje klusterskog sustava. Klusterske konfiguracije ovog modela, na primjeru jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , su prikazane na slici 1.4. U većini konfiguracija, klusterska struktura je očita. Također, ove konfiguracije se dobro slažu s minimumima Nilsson-Strutinsky-og modela. Nilsson-Strutinsky i  $\alpha$  klaster model daju jednake pretpostavke o gustoći stabilnih deformiranih konfiguracija, iako su detalji računa ova dva modela u potpunosti različiti. No pojavljivanje izražene geometrijske strukture u ovim računima, daje naslutiti da se ovdje radi o vrlo izraženim klusterskim stanjima. Svojstva konfiguracije pod (e), (f) i (g), na slici 1.4 imaju strukturu  $^{16}\text{O}+2\alpha$  i  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , te reproduciraju mnoge rezonancije opažene u reakcijama  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  neelastičnog raspršenja [43]. One konfiguracije označene s (a), (b) i (c) su povezane sa stanjima koja se preferirano raspadaju u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ . Superdeformirana konfiguracija pod (d) je povezana sa stanjima koja se raspadaju u kanal  $^{12}\text{C}+3\alpha$ , opaženima, npr. u mjerenju Fox *et al.* [31]. Konfiguracija pod (g) odgovara lančanoj strukturi od  $6\alpha$  čestica.

### 1.2.2 Antisimetrizirana molekularna dinamika

Antisimetrizirana molekularna dinamika (AMD) [44] je generalizacija Bloch-Brink  $\alpha$  klusterskog modela na jezgre koje nisu  $\alpha$ -konjugirane i mogu imati nejednaki broj protona i neutrona. Model je oslobođen pretpostavki o postojanju čvrstih centara, klastera, relativnih koordinata između njih, srednjeg polja koje klasteri uzrokuju i jednočestičnih orbitala u tom polju. U potpunosti je baziran na valnim funkcijama pojedinih nukleona i srednje polje se u modelu formira uzimajući u obzir svaki pojedini nukleon. Zbog toga AMD omogućuje jednako dobar opis i klusterskih i ljuskastih stanja, a strukture koje se pojavljuju proizlaze prirodno iz detalja nukleon-nukleon interakcije. AMD sadrži onoliko stupnjeva slobode koliko ima nukleona, a klasteri se pojavljuju bez da su unaprijed bili nametnuti. AMD valna funkcija za danu jezgru je opisana Slaterovom determinantom valnih funkcija

individualnih nukleona:

$$\phi_{AMD} = \frac{1}{\sqrt{A!}} \mathcal{A} \phi_1, \phi_2, \dots, \phi_A \quad (1.13)$$

Jednočestične valne funkcije,  $\phi_i$  su valni paketi koji osim prostornog imaju spinski i izospinski dio:

$$\phi_i = \phi_{\vec{X}_i} \chi_i \tau_i \quad (1.14)$$

$$\phi_{\vec{X}_i} \propto \exp \left\{ -\nu \left( \vec{r}_j - \frac{\vec{X}_i}{\sqrt{\nu}} \right)^2 \right\} \quad (1.15)$$

$$\chi_i = \left( \frac{1}{2} - \xi_i \right) \chi_{\uparrow} + \left( \frac{1}{2} + \xi_i \right) \chi_{\downarrow} \quad (1.16)$$

gdje je  $\chi_i$  funkcija intrinzičnog spina parametrizirana s  $\xi_i$ .  $\tau_i$  je funkcija izospina s vrijednosti "gore" za protone i "dolje" za neutrone. Koordinate  $\vec{X}_i$  označuju položaj svakog nukleona. Skup koordinata  $Z = \vec{X}_i, \chi_i$ , gdje je  $i = 1, 2, 3$  (tri osi u koordinatnom prostoru), a  $n = 1, \dots, A$  je skup neovisnih parametara koji se određuje pomoću minimiziranja varijacijskom procedurom energije sustava  $E = \langle \phi | H | \phi \rangle / \langle \phi | \phi \rangle$ . Vlastita stanja su superpozicija:

$$\phi(Z) = (1 \pm P) \phi_{AMD}(\vec{Z}) \quad (1.17)$$

gdje je  $P$  operator projekcije pariteta. Projekcija spin pariteta se izvodi superpozicijom rotiranih stanja:

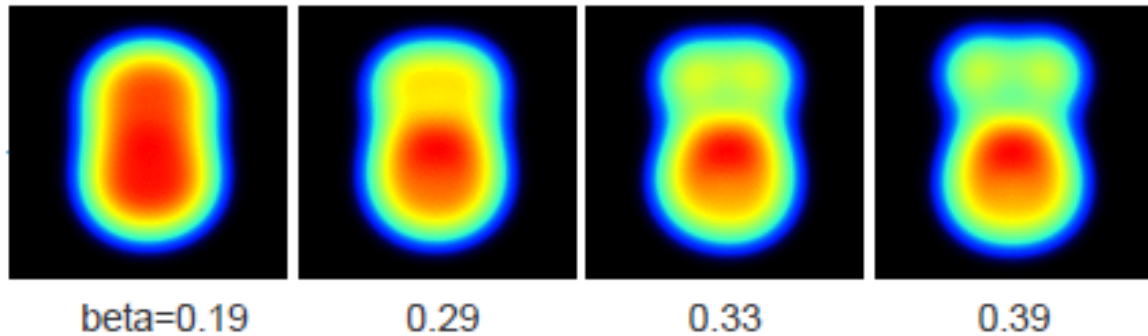
$$\phi(\vec{Z}) = P_{MK'}^J \phi_{AMD}(Z) = \int d\omega D_{MK'}^J(\omega) R(\omega) \phi_{AMD}(\vec{Z}) \quad (1.18)$$

gdje su  $\omega$  Eulerovi kutevi. Ukupna valna funkcija je superpozicija projekiranih spin paritet AMD valnih funkcija:

$$\phi(Z, Z') = c P_{MK'}^{J\pm} \phi_{AMD}(\vec{Z}) + c' P_{MK'}^{J\pm} \phi_{AMD}(\vec{Z}') + \dots \quad (1.19)$$

Na slici 1.5 prikazani su rezultati distribucije gustoće AMD računa za jezgru  $^{24}\text{Mg}$  [45]. Na slici se vidi da povećanjem parametra deformacije  $\beta$  dolazi do formacije  $^{16}\text{O} + 2\alpha$

strukture. Sličan rezultat se dobija korištenjem prijašnja dva opisana modela, iako se početne pretpostavke ovih modela značajno razlikuju.



Slika 1.5: Intrinzične distribucije gustoće AMD računa za jezgru  $^{24}\text{Mg}$  [45].

### 1.3 Metoda R-matrice

Teorijski modeli najčešće uspoređuju svoje dobivene vrijednosti s eksperimentalnim podacima energije, parcijalne širine i spina izmjenog stanja, no ove veličine su sve dobivene pomoću nekakvih metoda analize primarno dobivenog spektra, a to je najčešće udarni presjek reakcije kao funkcija energije i kuta,  $\sigma(E, \theta)$ . Jedna od takvih metoda za analizu udarnog presjeka je i teorija R-matrice. U nastavku će u kratko biti opisana glavna ideje ove teorije, dobivena iz nekoliko poglavlja knjige *Nuklearne reakcije za astrofiziku*, autora I. J. Thompsona i F. M. Nunes [46].

Nuklearni sustav možemo podijeliti na dva područja, unutarnji, gdje imamo kulonski i nuklearni doprinos, te vanjski, gdje imamo samo kulonski. Unutarnje područje je veličine radijusa R-matrice  $a$ , koji je nešto veći od radijusa jezgre. Ovaj radijus je dovoljno velik, tako da u vanjskom području, različiti dijelovi proučavanog sustava, interagiraju samo preko dugodosežnih sila. U unutarnjem području imamo valnu funkciju koja nije dostatno poznata da bi mogli izračunati udarni presjek reakcije. Valna funkcija raspršenja, na proizvoljnoj energiji, je definirana pomoću vlastitih stanja unutarnjeg područja sustava. Metoda R-matrice omogućuje parametrizaciju različitih fizikalnih procesa i određivanje udarnog presjeka. Jednostavan oblik za R-matricu, koji je najčešće tako definiran i u literaturi je:

$$\mathbf{R} = \sum_{n=1}^N \frac{\gamma_n^2}{\epsilon_n - E}. \quad (1.20)$$

Realni parametri  $\gamma$  su definirani kao reducirana amplituda, a koji su vrlo važni u opisivanju rezonancija. Širina rezonancije je dana kao  $\Gamma=2\gamma^2 P_l$ , gdje je  $P_l$  faktor penetrabilnosti, koji uključuje većinu efekata transmisije kroz kulonsku barijeru. Ovaj faktor ovisi o energiji, pa time i širina  $\Gamma$ , također ovisi o energiji. Ovako definirana R-matrica ima beskonačan broj polova za realne energije  $\epsilon_n$ , no samo ograničen broj  $N$  takvih polova utječe na udarni presjek.

Jedan od glavnih nedostataka metode R-matrice je da iako su energije polova i reducirane širine povezane s fizikalnim svojstvima, ne mogu se direktno uspoređivati s eksperimentalnim rezultatima jer postoji razlika u vrijednosti tih parametara. Ovo je u kontrastu s tzv. opaženim podacima, iz kojih se direktno, samo prilagodbom na podatke, može odrediti položaj i širina rezonancija, što je neovisno o radijusu R-matrice. No ovakva prilagodba energije i širine rezonancije ovisi o teorijskom opisu rezonancija. Unutar metode R-matrice, opažene rezonancije imaju točnu definiciju iz kojih se određuju parametri R-matrice.

Ako se promotri najjednostavniji slučaj R-matrice kad imamo samo jedan pol, energije  $e_p$  u problemu jednog kanala, te da znamo reduciranu širinu amplitude  $\gamma$ , tada  $\mathbf{R} = \gamma^2/(e_p - E)$  daje dobru aproksimaciju računa za neki mali dio eksperimentalnih podataka. S-matrica, tj. matrica raspršenja koja povezuje početno i konačno stanje fizikalnog sustava u reakciji raspršenja ima oblik:

$$\mathbf{S} = e^{2i\delta_{BW}(E)} \frac{E - E_r^{obs} - i\Gamma/2}{E - E_r^{obs} + i\Gamma/2}, \quad (1.21)$$

gdje je  $E_r^{obs}$  opažena energija rezonancije. Fazni pomak  $\delta_{BW}$  je parametriziran Breit-Wignerovim izrazom te je dan kao:

$$\delta_l^{BW}(E) \approx \arctan \frac{\frac{1}{2}\Gamma}{\epsilon_p - E}. \quad (1.22)$$

Dobivene vrijednosti parametara rezonancije prilagodbom R-matricom bi bile prave vrijednosti da su pomak  $S$  i penetrabilnost  $P$  neovisni o energiji, no nisu, pa je položaj prave rezonancije malo složenije za pronaći. Položaj prave rezonancije je uzet kao kompleksna energija gdje  $\mathbf{S}$ -matrica ima pol, tj. moramo izračunati jednadžbu:

$$E_r - i\frac{\Gamma}{2} = e_p - \gamma^2 [S^0(E_r) - iS'(E_r - \frac{\Gamma}{2}) - i\gamma^2(E_r - \frac{\Gamma}{2})] \quad (1.23)$$

za kompleksnu energiju  $E$ . Ako se izjednači realni i imaginarni dio izraza 1.23, te se zanemare članovi višeg reda, dobiva se:

$$E_r^{obs} = e_p - \gamma^2 S^0(E_r^{obs}) \quad (1.24)$$

$$\Gamma_{obs} = \frac{2\gamma^2 P(E_r^{obs})}{1 + \gamma^2 S'(E_r^{obs})} \quad (1.25)$$

opažena energija i širina rezonancije. Ova aproksimacija vrijedi za jednu rezonanciju na niskoj energiji, no ako postoji velika gustoća stanja, može postojati i nekoliko rezonancija s istim kutnim momentom i paritetom. Tada postaje bitna i interferencija između različitih rezonancija s istim navedenim parametrima. U ovom slučaju, veza između dobivenih parametara računom R-matricom i opaženih parametara je kompliciranija, te se koristi iterativni pristup. Prilagođavanje izmjenjenog udarnog presjeka pomoću opisane teorije se radi tako da se sistematski variraju parametri teorije da bi se našla kombinacija parametara koja minimizira razliku u odnosu na izmjerenu vrijednost udarnog presjeka.

Korišteni program u analizi *Legnaro* eksperimenta, koji izmjerene udarne presjeka prilagođava na matematičke funkcije korištenjem metode R-matrice, se zove AZURE2 [47].



# 2

## Eksperimentalne tehnike

---

Nekoliko eksperimentalnih metoda je korišteno u dosadašnjim istraživanjima ne bi li se došlo do boljeg razumijevanja karakteristika klusterskih struktura u lakim jezgrama. Korisne informacije se mogu dobiti metodom proučavanja kanala raspada, gdje se klusterska stanja opažaju tako što se detektiraju klusterski fragmenti proučavane pobuđene jezgre. Većina rezultata o klusterskoj građi lakih jezgri je dobivena u eksperimentima elastičnog (npr. [18]) te neelastičnog raspršenja (npr. [19]). Iako su ove nešto starije metode i dalje važne u opisivanju klusterskih struktura u jezgrama, pojava vrpčastih segmentiranih i pozicijski osjetljivih detektora je omogućila razvoj metode rezonantne čestične spektroskopije u kojoj se u koincidenciji detektiraju produkti raspada visoko pobuđenih jezgri. Ova metoda proučavanja spektroskopije nevezanih stanja za čestični raspad ima nekoliko prednosti u odnosu na metode elastičnog i neelastičnog raspršenja. Možda najvažnija prednost je mogućnost dobivanja širokog spektra raspona energija i kutnih momenata u samo jednom mjerenju, u odnosu na dugotrajna eksperimentalna mjerenja funkcije pobuđenja u mjerenjima dvočestičnih reakcija. Velika prednost je i detekcija produkata raspada u koincidenciji, što omogućuje mjerenja parcijalnih širina za različite kanale raspada. Često se, prilikom mjerenja metodom rezonantne čestične spektroskopije, koristi inverzna kinematika, gdje se ona jezgra koju proučavamo, ili jezgra sličnih karakteristika, raspršuje na lakšoj meti, ili dolazi do direktne nuklearne reakcije na lakšoj meti, te nastali produkti raspada pobuđene jezgre se kreću u smjeru snopa, na prednje kuteve u komori za mjerenja. U inverznoj kinematici nastala pobuđena jezgra će zadržati smjer snopa radi prijenosa velike količine gibanja čestice snopa na tu nastalu, pobuđenu jezgru, čiji produkti raspada će se također raspadati u konus koji pokriva manje kuteve u laboratorijskom sustavu. Prednost inverzne kinematike je veća efikasnost detekcije, jer postavljanjem detektora na prednje kuteve postiže se veća pokrivenost prostornog kuta u sustavu centra



mase, a time se povećava i efikasnost detekcije. Jadan od primjera mjerenja reakcije metodom rezonantne čestične spektroskopije je  $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{24}\text{Mg}^*)^{12}\text{C}$  reakcije [48], gdje je također korištena i inverzna kinematika. Navedena reakcija se koristila za neelastično pobuđivanje jezgre  $^{24}\text{Mg}$  iznad praga raspada u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanal, gdje su se fragmenti iz raspada jezgre  $^{24}\text{Mg}^*$  detektirali u teleskopima sačinjenima od dva pozicijski osjetljiva detektora, čime je omogućena metoda  $\Delta E-E$  čestične identifikacije. Iz Bethe-Blochove formule slijedi da zaustavna moć čestice ovisi o njenoj masi i naboju. Sukladno tome, korištenjem sustava detektora  $\Delta E-E$ , različiti izotopi će gubiti različitu vrijednost energije u  $\Delta E$  detektoru.  $\Delta E$  tako označava gubitak energije čestice u prednjem detektoru, kojeg označavamo kao  $\Delta E$ , dok  $E$  označava energiju čestice, koja se deponira u drugom detektoru,  $E$  detektoru. Prikazivanjem događaja u dvodimenzionalnim histogramima  $\Delta E-E$  je moguće identificirati rijeke događaja, koje odgovaraju različitim detektiranim česticama (slika 2.14). Ovakva metoda detekcije omogućava potpunu rekonstrukciju kinematike tog procesa te karakteriziranje stanja  $^{24}\text{Mg}^*$  iz kojeg su se te čestice raspale.

Zbog navedenih prednosti smo se i odlučili za ovu eksperimentalnu metodu prilikom istraživanja stanja  $^{24}\text{Mg}$  značajnih za procese nukleosinteze gorenjem ugljika. Mjerali smo reakciju  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha X)Y$ , gdje su  $X = ^{12}\text{C}, ^8\text{Be}, \alpha$  i  $p$ , a  $Y = ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$  i  $^{23}\text{Na}$ . U eksperimentu je korišten snop  $^{16}\text{O}$  energije 94 MeV, dobiven pomoću Tandem van de Graaff ubrzivača s 13 MV-nim nominalnim maksimalnim naponom na terminalu, te meta  $^{12}\text{C}$  debljine  $45 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Mjerenje je izvršeno na INFN-u (*Istituto Nazionale Fisica Nucleare - Sezione di Catania*) u Cataniji, tako da se na ovaj eksperiment referiramo kao na *Catania* eksperiment.

Jedan od nedostataka metode rezonantne čestične spektroskopije je nemogućnost mjerenja udarnog presjeka reakcije na  $0^\circ$  ili  $180^\circ$ , zbog toga što bi se detektori smješteni na ove kuteve vrlo brzo uništili pod djelovanjem velikog intenziteta snopa. Stavljanjem detektora na  $0^\circ$  u laboratorijskom sustavu, što odgovara  $180^\circ$  u sustavu centra mase, za inverznu kinematiku, dobivamo da je Rutherfordov udarni presjek minimalan, a udarni presjek rezonantnog raspršenja je maksimalan. Da bi dobili vrijednosti udarnog presjeka na  $0^\circ$ , primijenjuje se metoda rezonantnog elastičnog raspršenja [49] u inverznoj kinematici. Prednost ovog načina mjerenja, s teškim snopom i lakom plinskom metom, je mogućnost naštimavanja tlaka plina tako da se zaustavi snop i teži produkti reakcije, prije nego dođu

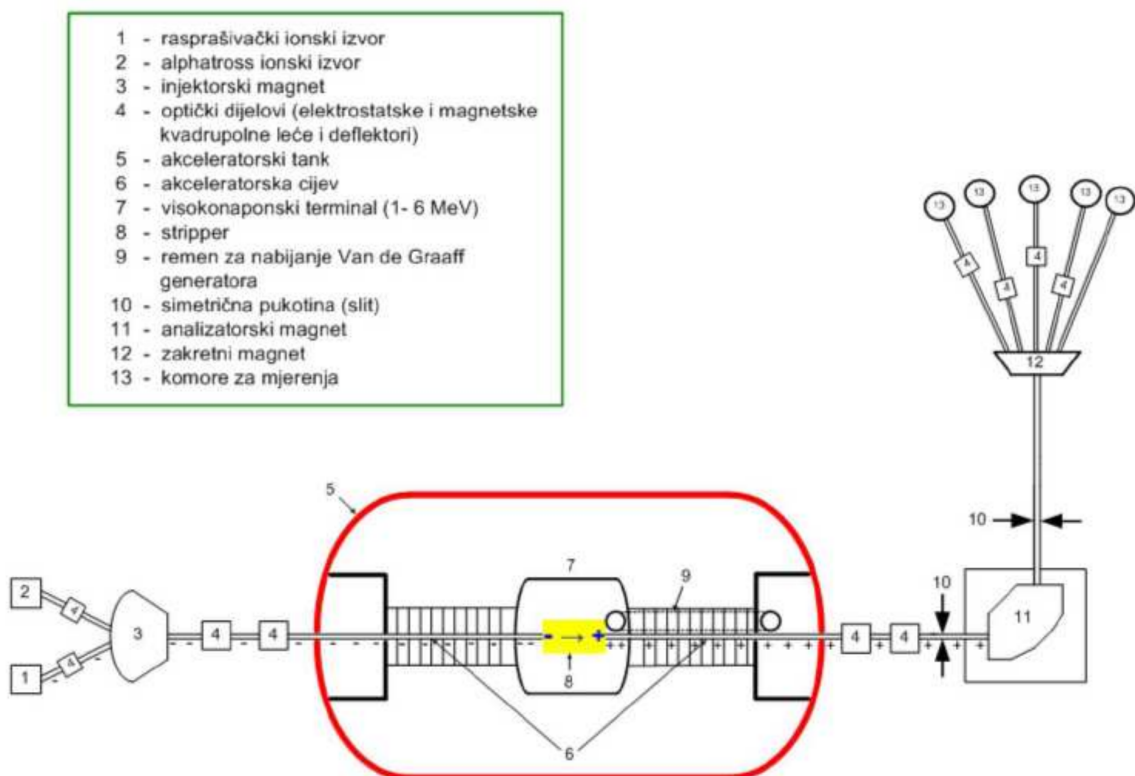
do detektora. Dopušten je prolazak i detekcija lakših produkata reakcije. Ovu metodu mjerenja nazivamo tehnikom debele mete. Kao i metoda rezonantne čestične spektroskopije, i ova metoda omogućava mjerenje šireg područja funkcije pobuđenja samo s jednom vrijednosti energije snopa. Ovom metodom smo mjerili reakciju  ${}^4\text{He}({}^{20}\text{Ne}, {}^4\text{He}){}^{20}\text{Ne}$ . Plin korišten u ovom mjerenju je bio plin helija. S plinom  ${}^4\text{He}$  je napunjena komora za mjerenja, koja je odvojena od cijevi ubrzivača Havar folijom [50] debljine  $2\ \mu\text{m}$ , kroz koju prolazi snop  ${}^{20}\text{Ne}$ . Snop  ${}^{20}\text{Ne}$  smo dobili pomoću PIAVE-ALPI ubrzivačkog postrojenja na INFN-u, u Legnaru. Korištene su tri vrijednosti energije snopa, 62.8 MeV, 55.6 MeV i 46.9 MeV, s odgovarajućim vrijednostima tlaka plina, dovoljnima da zaustavi snop prije nego što dođe do detektora, a to su redom tlakovi od 800 mbar, 660 mbar i 514 mbar. Nakon što snop uđe u komoru, prolazi kroz plin i tako gubi energiju, većinom kroz interakciju s elektronima čestica plina, no ponekad dođe i do interakcije s jezgrom plina na nekim energijama. Tijekom te interakcije se stvara složena jezgra  ${}^{24}\text{Mg}$  u pobuđenom stanju, koja se zatim raspada u različite kanale raspada, a detektirani kanal u ovom mjerenju je  $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$  kanal. Snop tako može interagirati s jezgrama plina nakon što uđe u komoru, pa sve dok se ne zaustavi te na taj način se dobija široki, kontinuirani spektar funkcije pobuđenja. Korištene su tri vrijednosti energije snopa da bi se odredio udio u udarnom presjeku neelastičnog doprinosa spektra energije pobuđenja  ${}^{24}\text{Mg}$ . Na ovaj eksperiment se referiramo kao na *Legnaro* eksperiment.

## 2.1 Eksperimentalni postav

### 2.1.1 Postrojenja ubrzivača

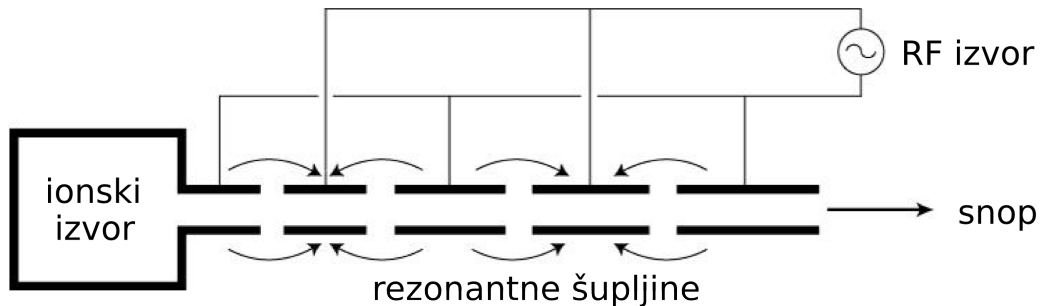
Tandem van de Graaff (shema dana na slici 2.1) ubrzivači se redovito koriste u nuklearnoj fizici zbog toga što daju precizno prostorno definiran snop, dobro definirane energije, koja se može lako mijenjati. U ubrzivaču Tandem Van de Graaff razlika potencijala između terminala i uzemljenog kraja ubrzivača se primijenjuje dva puta za ubrzanje iona snopa, što daje višu energiju snopa. Nakon namještanja željenog pozitivnog napona na terminalu, tj. visokonaponskoj elektrodi, u ubrzivačku cijev s niskoenergijske strane ubrzivača uvodimo snop negativnih iona koje želimo ubrzati, u našem slučaju snop  ${}^{16}\text{O}$  iona. Prije toga, snop iona prolazi kroz dipolni magnet koji zakreće ione koje želimo ubrzati i imati u snopu. U tandemskim ubrzivačima snop se ubrzava kroz dva koraka. U prvom koraku

velika pozitivna razlika potencijala između ulaznog kraja ubrzivača i terminala, ubrzava snop do određene energije. Potom snop prolazi kroz oguljivač elektrona smješten unutar terminala, točno na njegovoj polovici, koji sadrži cijev napunjenu plinom ili tanku foliju. Tu se negativni ioni  $^{16}\text{O}$  sudaraju s molekulama plina gdje gube elektrone i prelaze u pozitivne ione  $^{16}\text{O}$ . Tad kreće drugi korak ubrzavanja: pozitivni ioni se ubrzavaju prema visokoenergijskom kraju ubrzivača pozitivnom razlikom potencijala, kao i u prvom koraku. Visoki napon ubrzivača na taj način je dva puta iskorišten. Po izlasku iz tanka ubrzivača, visokoenergijski snop prolazi kroz sustav za vođenje i fokusiranje sastavljen od magnetskog kvadrupolnog dubleta i elektrostatskih deflektora. Slijedi analizatorski magnet, koji uklanja neželjene izotope iz snopa i ione krive energije te zakreće snop za  $90^\circ$ . Da bi energija snopa bila točno definirana, ispred i iza magnetu se stavljaju prorezi (engl. *slit*) koji dozvoljavaju prolaz samo ionima točno određene vrijednosti energije i omjera naboja i mase. Nakon druge pukotine, snop prolazi kroz zakretni magnet koji ga usmjerava na jednu od eksperimentalnih linija. Tijekom *Catania* mjerenja, intenzitet snopa je varirao od 4 do 12 enA.



Slika 2.1: Shema Tandem van de Graaff ubrzivača.

Linac ubrzivač, kakav je i ALPI [51] (shema dana na slici 2.2), ubrzava nabijene čestice, po jednom pravcu, zato i naziv linearni, korištenjem oscilatornog električnog polja. Kao i ciklotron, i ovo je primjer rezonantnog ubrzivača. Prednost linearnog ubrzivača je mali rasap u energiji snopa te što se mogu ubrzati pozitivni ioni, koje je moguće napraviti za sve elemente, npr. u Tandem van de Graaff ubrzivaču se ne može ubrzati  $^{20}\text{Ne}$ , jer se ne mogu napraviti negativni ioni  $^{20}\text{Ne}$ . ALPI se sastoji od ubrzivačkih rezonantnih šupljina, koje su pomoću tekućeg helija ohlađene na 4.2 K, tako da je ALPI u supravodljivim uvjetima rada. Unutar svake šupljine, struja koju daje radiofrekvencijski izvor struje, stvara električno polje jakosti do 4.4 MV/m. Ukupna razlika potencijala ALPI-a je jednaka 40 MV. Ioni su ubačeni u ALPI ubrzivač iz Tandem ubrzivača ili PIAVE pred-ubrzivača. U ovom mjerenju je korišten PIAVE linac [52]. PIAVE je također linearni ubrzivač koji radi u supravodljivom režimu. Osam šupljina povećava izlaznu energiju iona iz PIAVE pred-ubrzivača da bi se naštimala optimalna energija na ulazu u ALPI ubrzivač radi boljeg iskorištavanja ubrzivačkog sustava ALPI-PIAVE. ALPI-PIAVE sustav je korišten u *Legnaro* mjerenju.



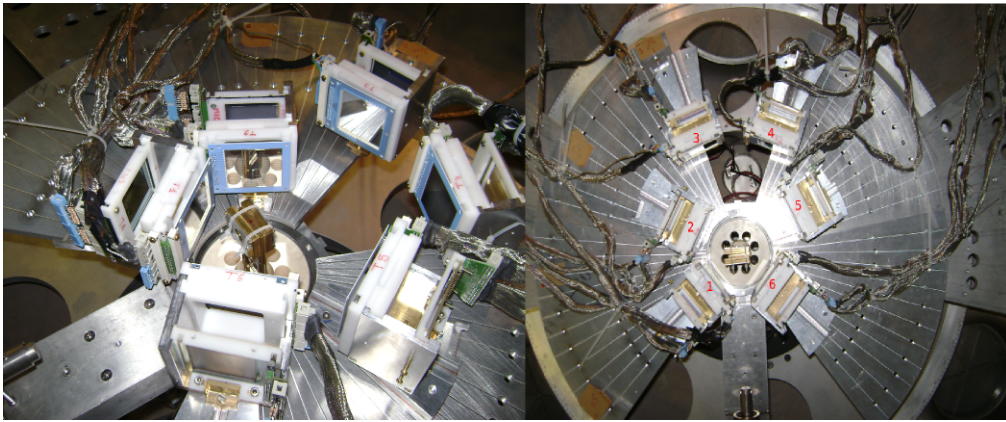
Slika 2.2: Shema linac ubrzivača.

### 2.1.2 Komora za mjerenja i detektorski postav

U nastavku su opisani mjerni postavi *Catania* i *Legnaro* eksperimenta. Korištene mete su bile pričvršćene na aluminijski nosač, koji se može rotirati te pomicati vertikalno, što omogućuje promjenu mete tijekom mjerenja bez otvaranja komore. Pri dnu komore za mjerenje se nalazi aluminijsko postolje na koje se pričvršćuju nosači detektora.

Na slici 2.3 prikazan je detektorski postav *Catania* eksperimenta. Korišteno je 6 teleskopa, od kojih se svaki sastojao od jednog tankog segmentiranog vrpčastog detektora,  $\Delta E$ , te jednog debljeg detektora,  $E$ , koji je bio pozicijski osjetljiv segmentirani silicijski vrpčasti detektor (engl. *position sensitive silicon strip detector*), PSSD ili dvostruko segmentirani

silicijski vrpčasti detektor (engl. *double sided silicon strip detector*), DSSD. Nominalna debljina tankog detektora je bila  $20 \mu\text{m}$ , dok je debljina debljeg detektora bila 500 ili 1000  $\mu\text{m}$ , svi korišteni detektori su imali aktivnu površinu  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ . Proizvođač detektora je Micron Semiconductor Ltd. iz UK, dok je proizvođač jednog PSSD detektora Hamamatsu iz Japana. Detektori su bili pričvršćeni za nosač detektora, te je udaljenost između tankog i debljeg detektora bila 5.5 cm. U tablici 2.1 su prikazane vrste,  $E_{vrsta}$ , debljine ( $d$ ), udaljenost ( $r$ ) od središta detektora do mete, središte polarnog kuta detektora  $E$  ( $\theta_{centar}$ ) i kutna pokrivenost pojedinog detektora  $E$  ( $\theta_{raspon}$ ), mjerenih u odnosu na metu u *Catania* eksperimentu, ili u odnosu na Havar foliju [50] u *Legnaro* eksperimentu.

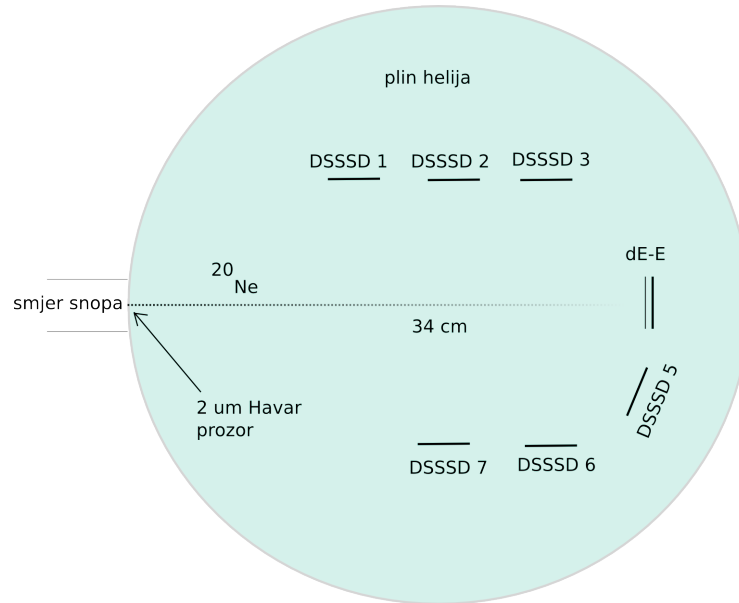


Slika 2.3: Detektorski postav *Catania* eksperimenta.

Tablica 2.1: Karakteristike detektorskog postava *Catania* eksperimenta.

teleskop	$E_{vrsta}$	$d(\mu\text{m})[E]$	$r(\text{mm})[E]$	$\theta^\circ$	$\theta_{raspon}^\circ$
1	PSSSD	500	104	127.5	113-140
2	PSSSD	1040	118	59.7	47-72
3	PSSSD	500	223	19.0	12-26
4	DSSSD	1003	219	22.2	16-29
5	DSSSD	998	160	63.8	55-73
6	PSSSD	500	107	134.0	120-146

Na slici 2.4 je dan shematski prikaz detektorskog postava *Legnaro* eksperimenta. Korišteno je 6 DSSD detektora, te jedan  $\Delta E$ - $E$  teleskop, smješten na  $0^\circ$ . U tablici 2.2 je prikazana debljina,  $d$  udaljenost od linije snopa,  $z$  i od ulaza u komoru, tj. Havar [50] prozora,  $r$  te polarni kut središta detektora,  $\theta$  i raspon polarnog kuta,  $\theta_{raspon}$ .

Slika 2.4: Shema detektorskog postava *Legnaro* eksperimenta.Tablica 2.2: Karakteristike detektorskog postava *Legnaro* eksperimenta.

detektor	$d(\mu\text{m})$	$z(\text{mm})$	$r(\text{mm})$	$\theta^\circ$	$\theta_{\text{raspon}}^\circ$
1	526	47.5	198.3	76.5	70 - 83
2	498	139.2	206.3	56.0	52 - 61
3	1035	225.0	220.4	44.4	41 - 48
4	1032	0	345.8	0	-5 - 5
5	1028	89.6	346.7	15.0	11 - 19
6	1028	186.5	211.0	48.5	45 - 52
7	526	98.1	220.8	66.0	61 - 71

DSSD detektori su posebno pogodni u mjerenjima gdje se čestice moraju detektirati s dobrom energijskom i kutnom rezolucijom u velikom prostornom kutu. DSSD detektor se sastoji od 16 vertikalnih, s jedne strane i 16 horizontalnih vrpca s druge strane detektora, što čini mrežu od 256 piksela veličine  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ . Takva segmentirana geometrija omogućuje precizno mjerenje smjera raspada složene jezgre, što je nužna informacija da bi se odredila kutna distribucija stanja, kao i detekciju dvije ili više čestica u koincidenciji, da bi se odredile karakteristike stanja složene jezgre. Zbog ovih svojstava, DSSD detektori su idealni za mjerenja metodom rezonantne čestične spektroskopije, no i za mjerenje metodom rezonantnog elastičnog raspršenja. Za razliku od DSSD detektora čija izražena segmentiranost postavlja ograničenje na točnost određivanja vrijednosti prostornog

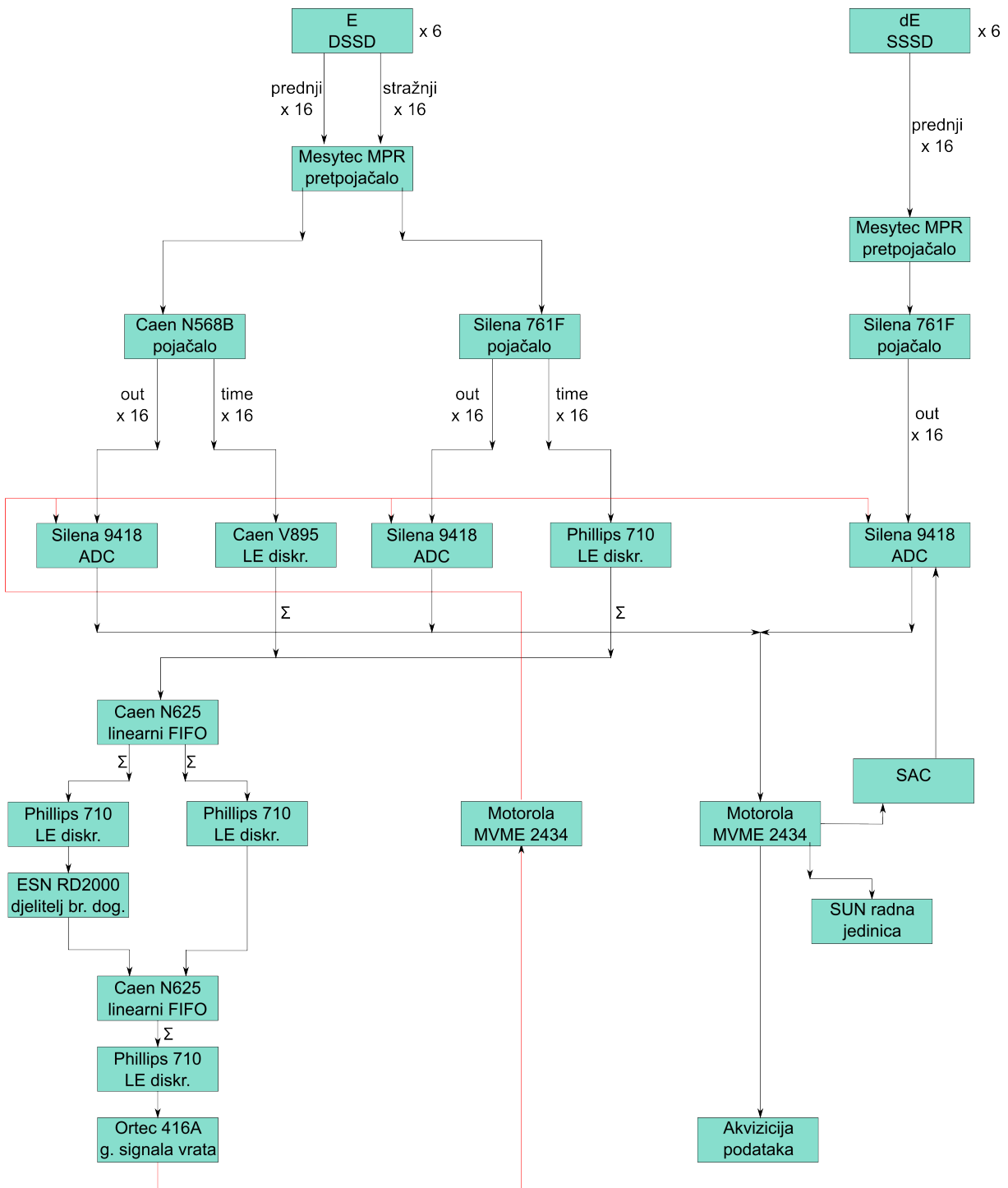
kuta detektirane čestice, PSSD detektori koriste drugačiju tehniku određivanja položaja upada čestice. Svaki korišteni PSSD se sastoji od 16 vertikalnih vrpca, dimenzije  $3 \times 50$  mm<sup>2</sup>. Svaka vrpca ima po dva izlaza, svaki na jednom kraju 50 mm dugačke vrpce s otpornim evaporiranim slojem na površini silicija, s otporom od nekoliko k $\Omega$ . Napajanje PSSD detektora je primijenjeno na prednju stranu detektora, stranu s otpornim slojem, korištenjem Mesytec pretpojačala [53], tako što je razdvojeno u paralelu pa dovedeno na oba kraja detektora. Stražnja elektroda PSSD detektora je bila uzemljena na zemlju od signala, tj. elektroničkog lanca. Elektroni i šupljine koji nastaju prolaskom nabijene čestice kroz detektor, skupljaju se na elektrodama. U pojednostavljenom modelu, elektroda velikog otpora,  $R$  i kapacitet detektora,  $C$  čine  $RC$  liniju u kojoj naboj stvoren prolaskom čestice difundira prema elektrodama s nekom vremenskom ovisnošću određenom difuzijskom konstantom linije. Granica pozicijske i energijske rezolucije detektora je određena šumom detektora [54]. Zbroj dva signala s elektroda na krajevima vrpca je jednak ukupnom naboju koji nastaje u siliciju prolaskom upadne čestice te je proporcionalan ukupnoj energiji te upadne čestice. Informacija o položaju upadne čestice na detektor se dobiva iz omjera razlike i zbroja dva signala. Visina signala je obrnuto proporcionalna udaljenosti od ruba detektora, što je ta udaljenost veća, veći je i otpor s te strane detektora pa se iz razlike signala, s ta dva kraja detektora, može odrediti položaj upada čestice.

Teleskopi su postavljeni tako da pokrivaju što veći prostorni kut. Iako smo u eksperimentalnom postavu imali sustav kolimatora da bi usmjerili snop na metu, kao i sustav magneti za precizno fokusiranje snopa, ipak je dolazilo do pomaka snopa te smo imali raspršenje snopa na kolimatoru. Tijekom analize *Catania* eksperimenta je primijećeno da se kalibracija tankog detektora teleskopa 3,  $\Delta E3$  mijenjala s vremenom trajanja eksperimenta, za što je, pretpostavlja se, odgovorno baš ovo raspršenje snopa na kolimatoru koje je bilo usmjereno na teleskop 3, te je došlo do radijacijskog oštećenja detektora. Najčešći tip radijacijskog oštećenja silicijskog detektora je pomak atoma u kristalnoj rešetki tog poluvodiča, što dovodi do intersticijskih atoma (atoma izvan pravilnih mjesta u kristalnoj rešetki) i šupljina (praznih mjesta u kristalnoj rešetki). Ovi defekti nisu stabilni na sobnoj temperaturi, te se intersticijski atomi i šupljine pomiču, tako se rekombiniraju i popravljaju oštećenja. To je primijećeno za  $\Delta E3$  detektor, koji je korišten u mjerenju raspada stanja  $^{18}\text{O}$  na  $^4\text{He}$  i  $^6\text{He}$  klastere, izvršenom u prosincu 2012. godine, na postrojenju IPN, u Orsayu. Prilikom ovog mjerenja taj detektor je pokazivao optimalne performace.

### 2.1.3 Elektronički sklop i obrada podataka

Svaki  $E$ , DSSD ili PSSD detektor, korišten u ovim mjerenjima je imao po 32 elektronička kanala, 16 za prednje i 16 za stražnje vrpce u DSSD detektoru te po 16 za obje strane vrpce u PSSD detektoru.  $\Delta E$  detektor je imao 16 elektroničkih kanala. Ukupan broj kanala u *Catania* eksperimentu je bio 288, a u *Legnaro* mjerenju 240. U oba eksperimenta je korišten gotovo identičan elektronički postav, razlika je postojala samo u broju elektroničkih jedinica zbog različitog broja kanala ova dva eksperimenta. Na slici 2.5, prikazana je elektronička shema *Catania* eksperimenta za koincidentno mjerenje, te je u opisu slike dan kratak opis te sheme. U nastavku teksta je iznesen detaljniji opis elektroničke sheme. Elektronički postav se sastojao od Mesytec MPR-16, obično korišten za  $\Delta E$  detektore, i MPR-32 multikanalna pretpojačala, korišten za  $E$  detektor [53]. Zona osiromašenja u DSSD detektoru je postignuta dovođenjem pozitivnog napona na stražnju stranu DSSD detektora, n-stranu. Signal s prednje strane DSSD detektora (p-strane) iz izlaza pretpojačala je išao u Caen N568B [55] 16-kanalno spektroskopsko pojačalo, dok je signal sa stražnje strane detektora (n-tipa) iz pretpojačala išao u Silena 761F [56] 16-kanalno spektroskopsko pojačalo. Razlog ovome je nedostatan broj elektroničkih jedinica istog proizvođača. Pojačala oba proizvođača rade na isti način. Signali iz izlaza pojačala su oblikovani uz vremensku konstantu  $2 \mu\text{s}$  za deblji,  $E$  detektor, i  $1 \mu\text{s}$  za tanki,  $\Delta E$  detektor. Pojačani i oblikovani signal iz OUT izlaza, iz oba ova pojačala, je išao u Silena 9418 32-kanalni analogno-digitalni konverter (ADC) [57]. Silena ADC jedinice su sinkronizirane i kontrolirane pomoću Silena jedinicu za sinkronizaciju [58] i procesorske jedinice Motorola MVME 2434 VME [59] koje uz pomoć MIDAS [60] akvizicijskog programa komuniciraju sa SUN radnom jedinicom. Procesorska jedinica Motorola VME je bila spojena na SUN server, koji nam je koristio za pohranu te jednostavnu analizu podataka tijekom mjerenja. Vremenski signal iz Caen N568B pojačala je prosljeđen u V895 16-kanalni diskriminator [61], koji je također kontroliran pomoću Motorole MVME 2434 VME [59] te MIDAS [60] akvizicijskog programa. Vremenski signal iz Silena 761F pojačala je prosljeđen u Phillips 710 8-kanalni diskriminator [62]. Kako se radi o 8-kanalnoj jedinici, korištene su po dvije jedinice za svaku n-stranu detektora. Signal iz izlaza sve tri jedinice diskriminatora je zatim išao u Caen N625 FI-FO logičku jedinicu [63] čiji izlaz daje sumu signala ulaza, a koji se zatim prosljeđuje u Phillips 710 diskriminator [62] čiji izlaz definira elektronički okidač.





Slika 2.5: Elektronska shema Catania eksperimenta. Signal iz detektora ide u pretpojačalo, zatim u pojačalo. Takvi pojačani i oblikovani signali iz OUT izlaza pojačala, idu u jedinicu analogno-digitalni konverter (ADC), koja je kontrolirana pomoću SAC jedinice te procesorske jedinice Motorola. Vremenski signali iz pojačala idu u diskriminatore, čiji izlaz ide u FI-FO logičku jedinicu. Izlaz FI-FO logičke jedinice, daje sumu signala ulaza u tu jedinicu, a koji se zatim prosljeđuje u diskriminator. Izlaz iz tog diskriminatora će definirati elektronički okidač za mjerenje jednostrukih događaja u detektorima. Ako se mjere koincidentni događaji u detektorima, koristi se još jedna FI-FO logička jedinica, čiji izlaz ponovno daje sumu signala ulaza, a koji se zatim prosljeđuje u diskriminator. Izlaz tog diskriminatora će definirati elektronički okidač, a koji se prosljeđuje u generatora signala vrata, koji aktivira procesorsku jedinicu Motorola, koja kontrolira ADC-ove. Motorola je spojena na SUN radnu jedinicu, koja služi za pohranu podataka.

Elektronički okidač je izveden tako da se obrađuju samo oni događaji gdje je signal zabilježen u detektoru na prednjoj, p-strani i stražnjoj, n-strani u slučaju DSSD-a, ili na oba kraja vrpce, kad se koristi PSSD. U slučaju kalibracijskih mjerenja u *Catania* eksperimentu ili tijekom čitavog mjerenja *Legnaro* eksperimenta, korišten je samo ovaj uvjet. U slučaju koincidentnog mjerenja u *Catania* eksperimenta, samo signal zabilježen u dva  $E$  detektora ili dva dobra događaja u jednom detektoru su prolazila daljnju obradu, te se u tom slučaju koristi još jedna Caen N625 FI-FO logička jedinica [63] čiji izlaz daje sumu signala ulaza, a koji se zatim prosljeđuje u Phillips 710 diskriminator [62] čiji izlaz definira elektronički okidač. Tijekom koincidentnog mjerenja, često je korišten djelitelj broja događaja koji dopušta da se zapisuje samo svaki  $N$ -ti signal iz prvog uvjeta. Ideja je da se na taj način snime i jednostruki događaji, najčešće radi provjere kalibracije. Izlaz iz diskriminatora se prosljeđuje u logičku jedinicu generatora signala vrata Ortec 416A [64]. Signal vrata se koristio da bi se aktivirala Motorola MVME 2434 VME [59] jedinica koja kontrolira ADC-ove. Oblik i trajanje signala vrata sami određujemo. Ako je dospjeli signal iznad praga, kojeg definiramo u diskriminatorima, te zadovoljava uvjet elektroničkog okidača, doći će do ADC konverzije te zapisivanja tog događaja.

## 2.2 Analiza eksperimentalnih podataka

### 2.2.1 Kalibracija detektorskog sustava

Detektorski sustav smo kalibrirali koristeći trostruki  $\alpha$  izvor  $^{239}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Am}$ - $^{244}\text{Cm}$ , koji daje  $\alpha$  čestice energije 5.155, 5.486 i 5.805 MeV, te elastično raspršenje snopa  $^{16}\text{O}$ , energije 94 MeV, na meti  $^{197}\text{Au}$ . Meta  $^{197}\text{Au}$  se koristi jer ju je jednostavno napraviti, te korištenjem mete  $^{197}\text{Au}$ , u reakcijama elastičnog raspršenja, dobija se jasan, izoliran vrh, koji olakšava postupak kalibracije. Prvi niz mjerenja je rađen samo s  $E$  detektorima, a zatim su montirani  $\Delta E$  detektori te su ponovljena kalibracijska mjerenja, tako se dobiju kalibracijske točke za  $E$  i  $\Delta E$  detektore. Cijeli postupak analize je napravljen u ROOT programskom paketu [65], verzija 5.32/04.

Iz podataka udaljenosti između mete i središta detektora  $r$ , središta polarnog kuta detektora  $\theta_{centar}$  te dimenzija vrpce DSSD detektora, određen je polarni i azimutalni kut svakog piksela DSSD detektora. Kako je dimenzija piksela  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ , neodređenost položaja detektirane čestice u  $x$  (ravnina snopa) i  $y$  koordinati, ako uzmemo da je smjer

snopa duž  $z$  osi, jednaka je  $\pm 1.5$  mm. Koristeći parametre DSSD detektora *E4*, u *Catania* mjerenju, dobivamo da je ta neodređenost u polarnom kutu,  $\theta$  jednaka oko  $\pm 0.4^\circ$ , a u azimutalnom,  $\phi$  oko  $\pm 1.0^\circ$ . Kalibrirali smo svaku vrpce zasebno.

Postupak kalibracije PSSD detektora, korištenih samo u *Catania* eksperimentu, je nešto složeniji od onoga za DSSD detektore. Dva signala koja dolaze iz svake vrpce, možemo označiti kao signal na "višem",  $H$  te "nižem" kutu,  $L$  u odnosu na smjer snopa. Tada imamo da su izrazi za energiju,  $E$  i poziciju,  $P$  upadne čestice:

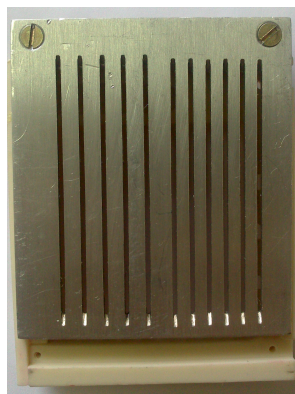
$$E = H + L \quad (2.1)$$

$$P = \frac{H - L}{H + L}. \quad (2.2)$$

Iz izraza (2.2) vidimo da  $P$  može poprimiti vrijednosti između -1 i 1. Naboj kojeg stvara nabijena čestica koja pada na jedan rub vrpce neće osjećati gotovo ikakav otpor u jednom smjeru i puni otpor u drugom, tj. većina naboja će se kretati u smjeru manjeg otpora, što će rezultirati time da će signal na tom kraju biti proporcionalan ukupnom generiranom naboju. Vrijednost  $P$  će tada biti jednaka 1 ili -1, ovisno o tome na koji kraj vrpce je čestica pala. Iz izraza (2.2) vidimo da ako je čestica pala na  $H$  dio vrpce,  $P$  će biti 1, dok je za  $L$  dio  $P=-1$ . Ako nabijena čestica padne na sredinu vrpce, tada će vrijednost oba signala biti otprilike jednaka, pa će  $P$  biti jednak 0.

Da bi dobili energijsku i pozicijsku kalibraciju PSSD detektora, koristili smo metalnu masku s procijepima širine  $\approx 0.5$  mm, koju smo pozicionirali ispred svakog PSSD detektora (slika 2.6). Procijepi su bili pozicionirani okomito i pokrivali su svih 16 vrpce. Na jednoj strani metalne maske, broj procijepa je bio veći nego na drugoj. Na taj način se lakše moglo identificirati položaj maske u odnosu na smjer snopa. Prije samih mjerenja, određen je položaj svih procijepa maski korištenih za kalibracijska mjerenja PSSD.

Prvi korak je promatranje mjerenja s trostrukim  $\alpha$  izvorom, čija energija ne ovisi o promjeni kuta detektora kao u slučaju elastičnog raspršenja snopa na meti. Na slici 2.7 imamo dvodimenzionalni prikaz ovisnosti energije trostrukog  $\alpha$  izvora o položaju detektirane  $\alpha$  čestice, u proizvoljnim jedinicama, u mjerenju u kojem je korištena metalna maska. Na slici su također prikazane 3 horizontalne, crvene linije, od kojih svaka odgovara energiji



Slika 2.6: Metalna maska s procijepima koja se koristila za energijsku i pozicijsku kalibraciju PSSD detektora.

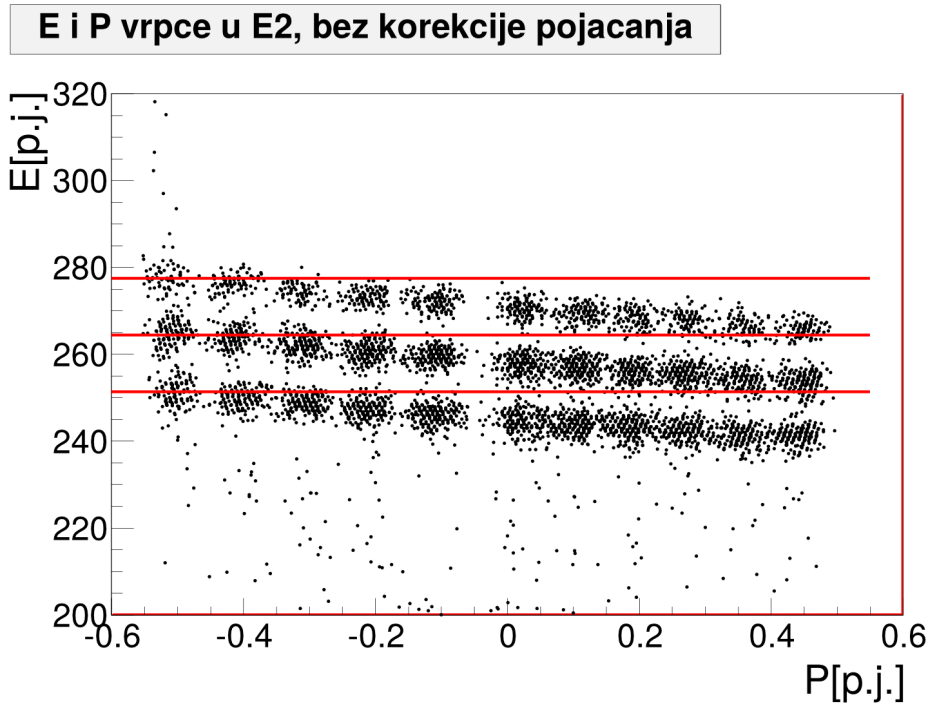
jednog izotopa u trostrukom  $\alpha$  izvoru. Vidimo da s promjenom položaja detektirane čestice  $P$ , smanjuje se i energija čestice  $E$  što nije u skladu s očekivanjima. To je posljedica toga što svaki od ovih signala na suprotnim krajevima vrpce detektora slijedi različit put u elektroničkom lancu od pretpojačala do ADC-a, tako da je nužno namjestiti pojačanje između  $H$  i  $L$  signala tako da jednadžbe (2.1) i (2.2) modificiramo:

$$E = H \cdot g + L \quad (2.3)$$

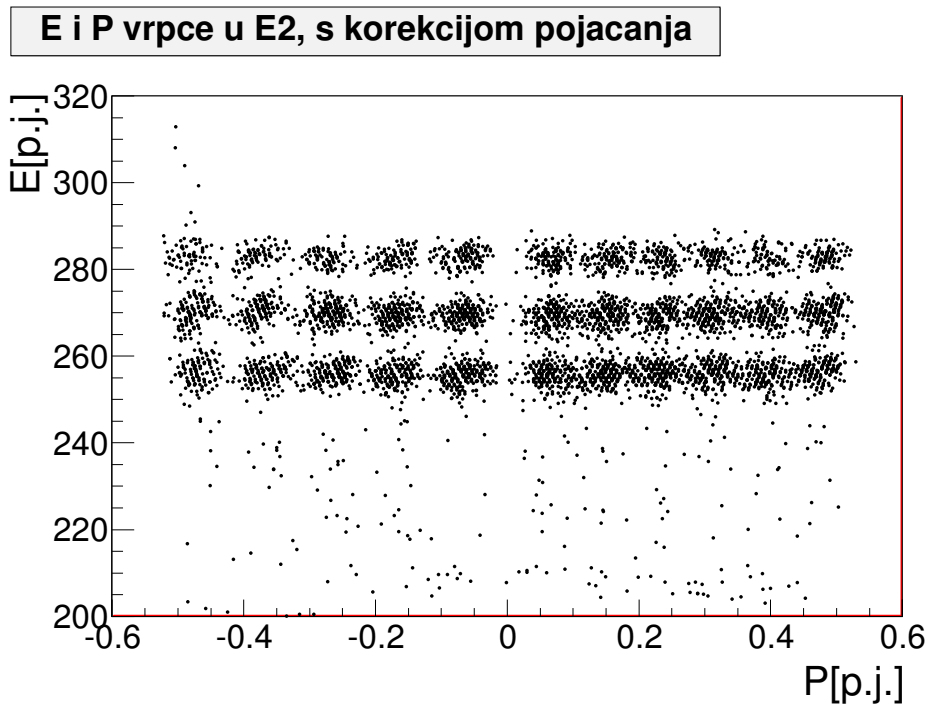
$$P = \frac{H \cdot g - L}{H \cdot g + L} \quad (2.4)$$

gdje je  $g$  faktor pojačanja. Faktor pojačanja  $g$  je određen iterativnim postupkom. Ponovno se prikazuje ovisnosti energije o položaju detektirane čestice 2.8 te se može uočiti da se energija  $\alpha$  čestica ne mijenja s promjenom kuta.

Nakon definiranja pojačanja  $g$ , promatrano je mjerenje raspršenja snopa  $^{16}\text{O}$  na meti ugljika (slika 2.9). Razlog zašto se koristi raspršenje snopa na meti ugljika, a ne na meti zlata je zato što u raspršenju  $^{16}\text{O}$  na ugljiku dobivamo različite ione u spektru širokog raspona energija. Na slici se primijećuju neobična zakrivljenja događaja na nižim vrijednostima energije,  $E$ . Iako korištene Silena ADC elektroničke jedinice imaju dobar linearni odziv preko velikog raspona izlaznog napona iz pojačala, ipak može doći do pomaka u broju kanala koji se pojavljuje kad je napon signala vrlo mali. Osim Silena ADC elektroničke jedinice, i ostale jedinice su nelinearne, od pretpojačala do pojačala, a i detektor je lošije kalibriran na manjim vrijednostima broja kanala jer je manji napon signala. Svi ti efekti doprinose zakrivljenju događaja na nižim vrijednostima energije



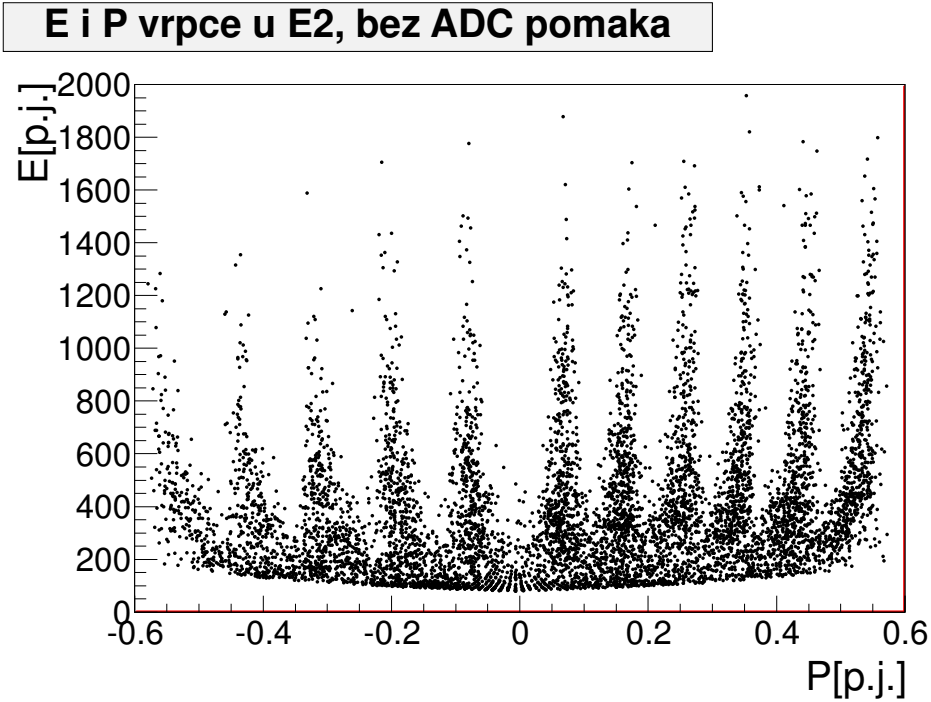
Slika 2.7: Ovisnost energije o položaju detektirane  $\alpha$  čestice jedne vrpce u detektoru  $E2$ . Obje veličine su izražene u proizvoljnim jedinicama [p.j.].



Slika 2.8: Ovisnost energije o položaju detektirane  $\alpha$  čestice jedne vrpce u detektoru  $E2$  s korigiranim faktorom pojačanja  $g$ . Obje veličine su izražene u proizvoljnim jedinicama [p.j.].

(slika 2.9).

Da bi se ispravio ovaj nelinearni odaziv, dodaju se  $\Delta H$  i  $\Delta L$  pomaci na vrijednosti  $H$  i  $L$  signala, pa izrazi za račun  $E$  i  $P$  detektirane čestice u PSSD detektoru postaju:



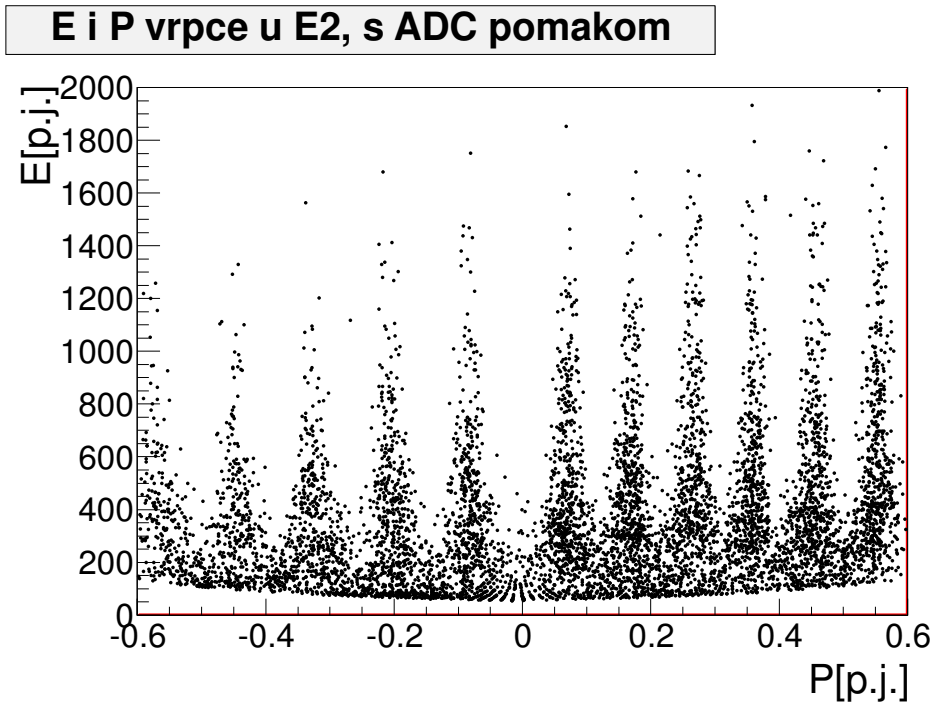
Slika 2.9: Ovisnost energije o položaju čestice u reakciji raspršenja  $^{16}\text{O}$  na meti ugljika za jednu vrpcu u  $E2$  detektoru. Obje veličine su izražene u proizvoljnim jedinicama [p.j.].

$$E = (H + \Delta H) \cdot g + (L + \Delta L) \quad (2.5)$$

$$P = \frac{(H + \Delta H) \cdot g - (L + \Delta L)}{(H + \Delta H) \cdot g + (L + \Delta L)} \quad (2.6)$$

Iz gornjih jednadžbi se može vidjeti da dodavanjem ADC pomaka  $H$  i  $L$  signalima utječemo i na faktor pojačanja  $g$ . Zbog toga nakon naštimavanja ADC pomaka, potrebno je ponovno odrediti faktor  $g$ . Ove korekcije su izvedene nekoliko puta da bi se odredila konačna vrijednost faktora  $g$  i vrijednosti ADC pomaka te je ovaj iterativni proces završio tek kad se korekcijom jedne varijable, druga varijabla nije promijenila znatno. Postupak je ponovljen za svaku vrpcu PSSD detektora. Na slici 2.10 imamo prikaz ovisnosti energije o položaju čestice u reakciji raspršenja  $^{16}\text{O}$  na meti ugljika, korigiranom za faktor pojačanja,  $g$  i ADC pomak, koji je, u konkretnom slučaju iznosio -17 kanala za  $H$  te -19 kanala za  $L$  signal.

Nakon korekcije podataka za faktor pojačanja,  $g$  i ADC pomak, radimo kalibraciju položaja detektirane čestice, povezujući vrijednost  $P$  s izmjerenim kutevima procjepa na metalnoj maski i kalibraciju energije detektirane čestice koristeći izraz (2.5) za konverziju

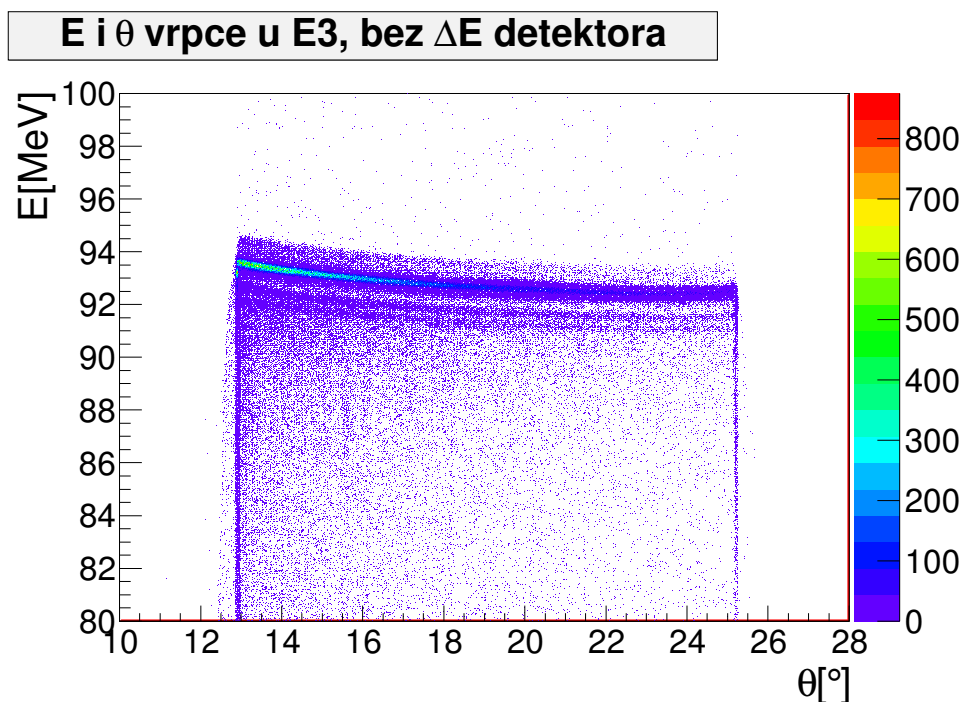


Slika 2.10: Ovisnost energije o položaju čestice u reakciji raspršenja  $^{16}\text{O}$  na meti ugljika, korigiranom za faktor pojačanja,  $g$  i ADC pomak, za jednu vrpcu u  $E2$  detektoru. Obje veličine su izražene u proizvoljnim jedinicama [p.j.].

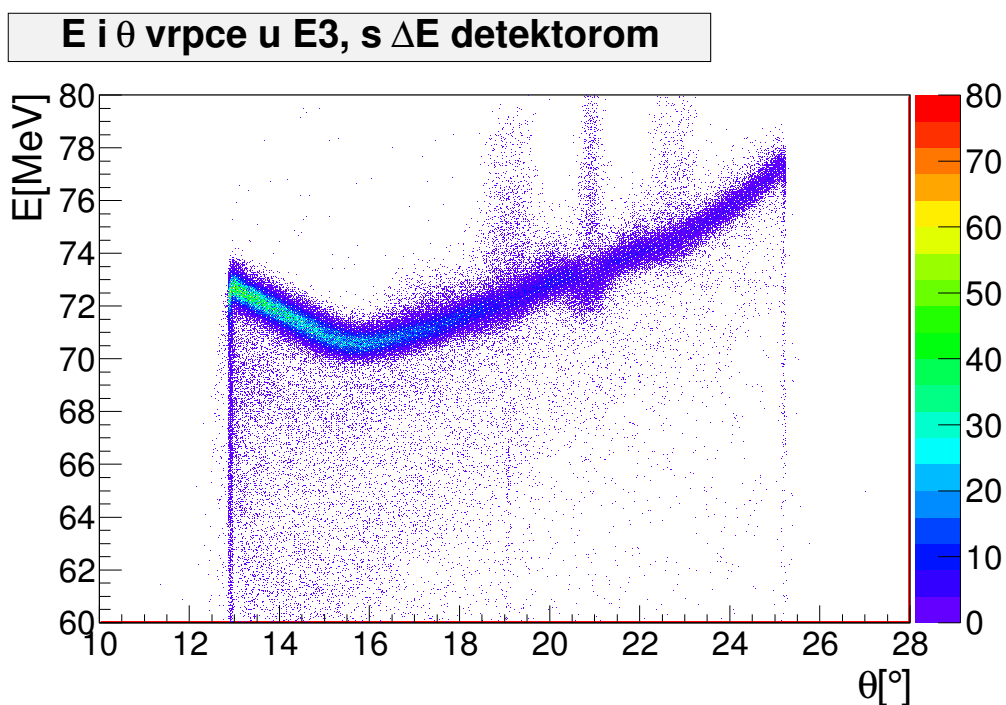
broja kanala u MeV vrijednost energije. Neodređenost položaja čestice u  $y$  koordinati vrpce detektora iznosi  $\pm 1.5$  mm, kao i u DSSD detektoru. Neodređenost položaja u  $x$  koordinati ovisi o točnosti kalibracije položaja, te iznosi oko  $\pm 1.1$  mm. Koristeći parametre PSSD  $E3$  detektora, dobivamo da je ta neodređenost u polarnom kutu,  $\theta$  oko  $\pm 0.3^\circ$ , a u azimutalnom kutu,  $\phi$  oko  $\pm 1.3^\circ$ .

Nakon kalibracije  $E$  detektora, maknute su metalne maske s nosača PSSD detektora te su montirani tanki,  $\Delta E$  detektori. Ponovljena su kalibracijska mjerenja s trostrukim  $\alpha$  izvorom te elastičnim raspršenjem snopa  $^{16}\text{O}$  na meti zlata. Iz ukupne energije čestice te energije detektirane čestice u pojedinom pikselu  $E$  detektora, znamo razliku energije, tj. gubitak energije u  $\Delta E$  detektoru. Na slici 2.11, prikazana je energija elastično raspršenog snopa na meti zlata u ovisnosti o položaju detektirane čestice, u jednoj vrpici detektora  $E3$  kad je u teleskopu 3 samo detektor  $E3$ , dok su na slici 2.12 prikazane iste te vrijednosti, no u teleskopu je dodan tanki  $\Delta E3$  detektor.

Iako je deklarirana debljina tankog detektora  $20 \mu\text{m}$ , iz slike 2.12 se vidi da postoji izražena neuniformnost u debljini tankog detektora. Ova karakteristika se ponovila za svaki tanki detektor korišten u eksperimentu. Pomoću programskog paketa SRIM-2010 [66], određena je debljina silicijskog detektora  $\Delta E$  koja smanjuje vrijednost ukupne energije čestice na



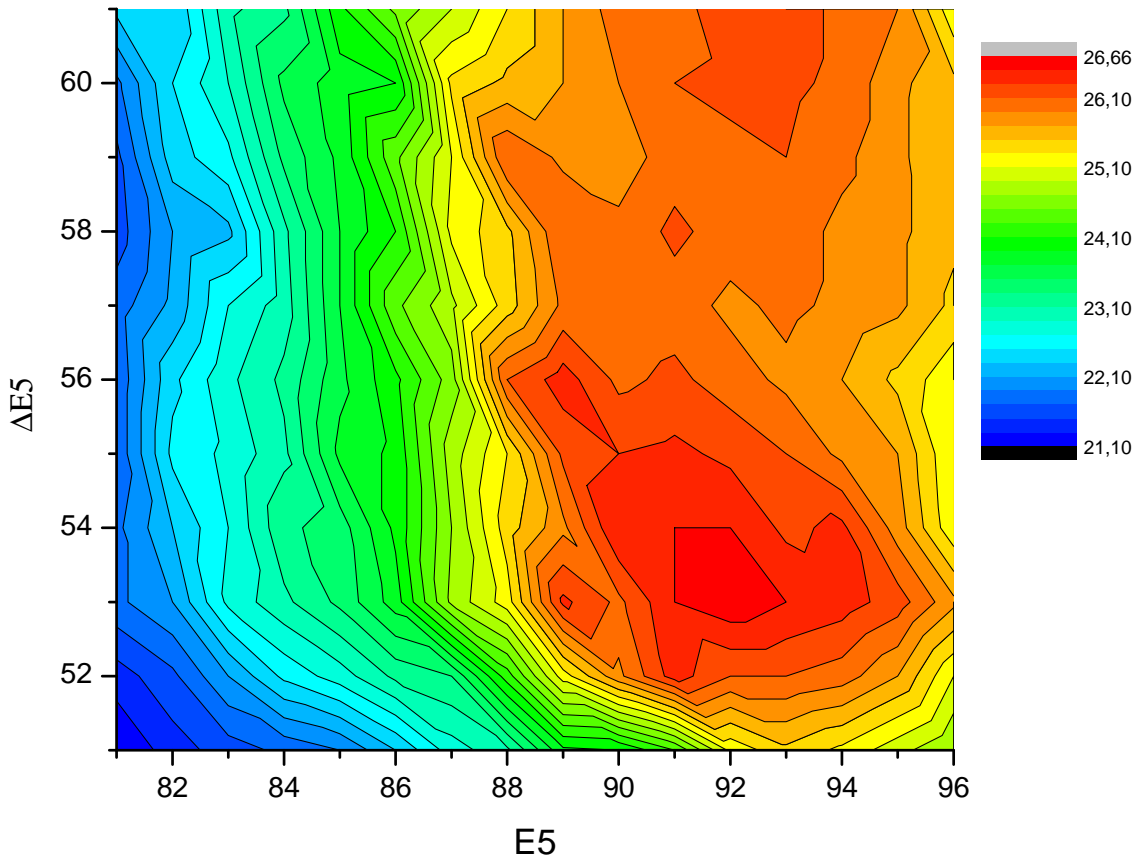
Slika 2.11: Ovisnost energije o položaju elastično raspršenog  $^{16}\text{O}$  na meti zlata u jednoj vrpci detektora  $E3$ , bez  $\Delta E$  detektora u teleskopu.



Slika 2.12: Ovisnost energije o položaju elastično raspršenog  $^{16}\text{O}$  na meti zlata u jednoj vrpci detektora  $E3$ , s  $\Delta E$  detektorom u teleskopu.

onu detektiranu u  $E$  detektoru. Tim postupkom je mapirana debljina tankih detektora. U DSSD detektorima, položaj pojedinog piksela je dobro definiran, no u PSSD postoji kontinuirano područje u jednoj vrpci, stoga je za potrebe mapiranja tankog detektora





Slika 2.13: Mapa debljine detektora  $\Delta E5$  za svaku pojedinu vrpcu te segment u  $E5$  detektoru.

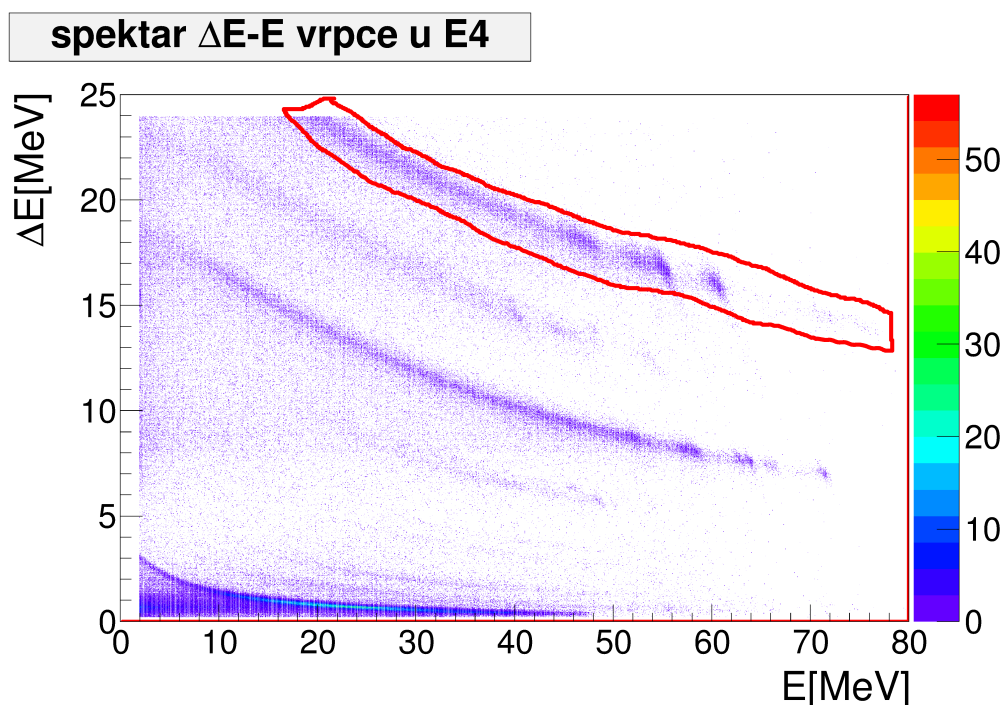
odlučeno podijeliti svaku vrpcu PSSD detektora na 24 segmenta, tako stvarajući "piksele" dimenzije oko  $2 \times 3 \text{ mm}^2$ . Razmak između tankog i debljeg detektora u nosaču detektora je bio 5.5 cm, te su najčešće događaji iz jedne vrpce u  $\Delta E$  detektorima završavali ne samo u jednoj vrpici  $E$  detektora, već čak i do tri vrpce. U toj kombinaciji  $\Delta E$ - $E$  detektora, većina događaja bi završila u središnjoj vrpici  $E$  detektora, onoj koja se najbolje prostorno poklapa s vrpcom u  $\Delta E$  detektoru, no zamjetan broj događaja bi završio i u dvije susjedne vrpce toj središnjoj vrpici  $E$  detektora. Sve te kombinacije vrpce u sustavu  $\Delta E$ - $E$  su uzete u obzir prilikom analize podataka. Definirano je da je debljina pojedine vrpce tankog detektora srednja vrijednost debljina dobivenih u svakoj kombinaciji  $\Delta E$ - $E$ , s tim da je uzeta u obzir korekcija za kut pojedinog piksela u  $E$  detektoru. Na slici 2.13 prikazana je debljina svake vrpce  $\Delta E5$  detektora u odnosu na svaku pojedinu vertikalnu vrpcu u  $E5$  detektoru. Vidimo da debljina  $\Delta E5$  detektora varira od oko 21 do 27  $\mu\text{m}$ . Sličan

oblik raspodjele debljine detektora je zabilježen i u drugim  $\Delta E$  detektorima, tj. postoji jedan kraj s najmanjom debljinom detektora, a približavajući se suprotnom kraju, debljina detektor raste, sve do područja "brijega", maksimalne debljine, koji se nalazi vrlo blizu tog drugog kraja detektora. Ako se promotri slika 2.12, gdje je prikazana ovisnost energije o položaju elastično raspršenog  $^{16}\text{O}$  na meti zlata u jednoj vrpce detektora  $E3$ , vidi se da događaji imaju jedan minimum na oko  $15^\circ$  što odgovara prolasku  $^{16}\text{O}$  kroz "brijeg", tj. područje najveće debljine detektora, prikazanog na slici 2.13 između 89 i 95 kanala  $E5$  osi.

Vrlo slična neuniformnost u debljini je prikazana u [67] za detektor nominalne debljine  $65\ \mu\text{m}$  te autori pretpostavljaju da je to posljedica početne neuniformnosti u debljini kristala silicija koji se koristi u proizvodnji detektora te u radu Uroić *et al.* [68].

### 2.2.2 Selekcija događaja

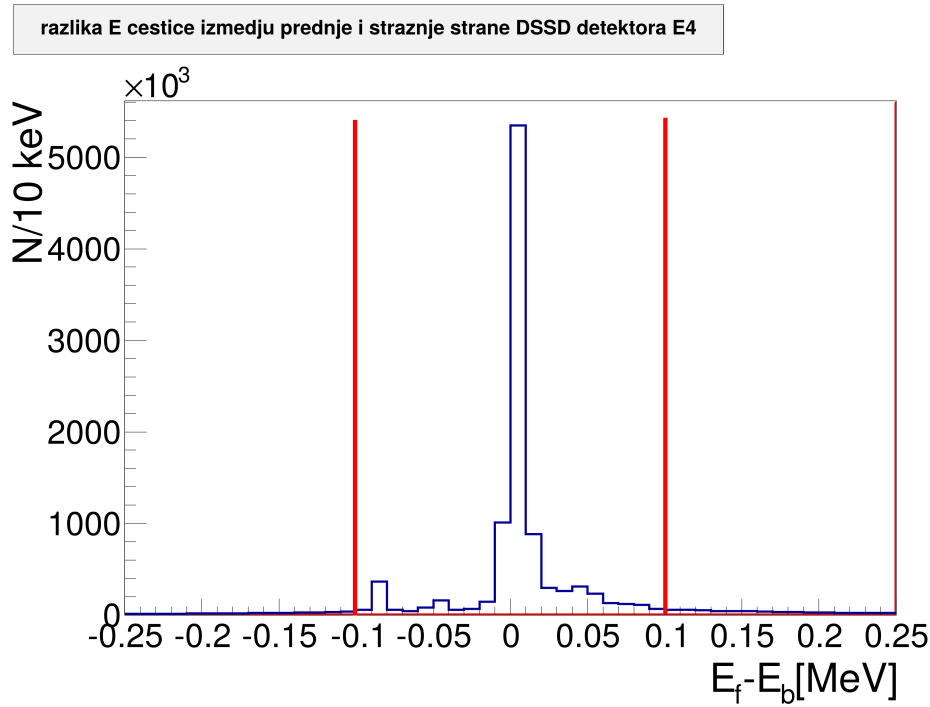
U prvom koraku analize nakon kalibracije  $E$  i  $\Delta E$  detektora, rade se grafički rezovi na pojedini izotop u  $\Delta E$ - $E$  spektrima (slika 2.14) te promatramo samo događaje koji su u odgovarajućem grafičkom rezu (označeno crvenom bojom).



Slika 2.14:  $\Delta E$ - $E$  spektar jednog piksela u teleskopu 4 Catania eksperimenta, u mjerenju raspršenja snopa  $^{16}\text{O}$  na meti ugljika, te grafički rez na  $^{16}\text{O}$  (označen crvenom bojom).

Tijekom analize, događaj detektiran u DSSD  $E$  detektoru se smatrao dobrim događajem

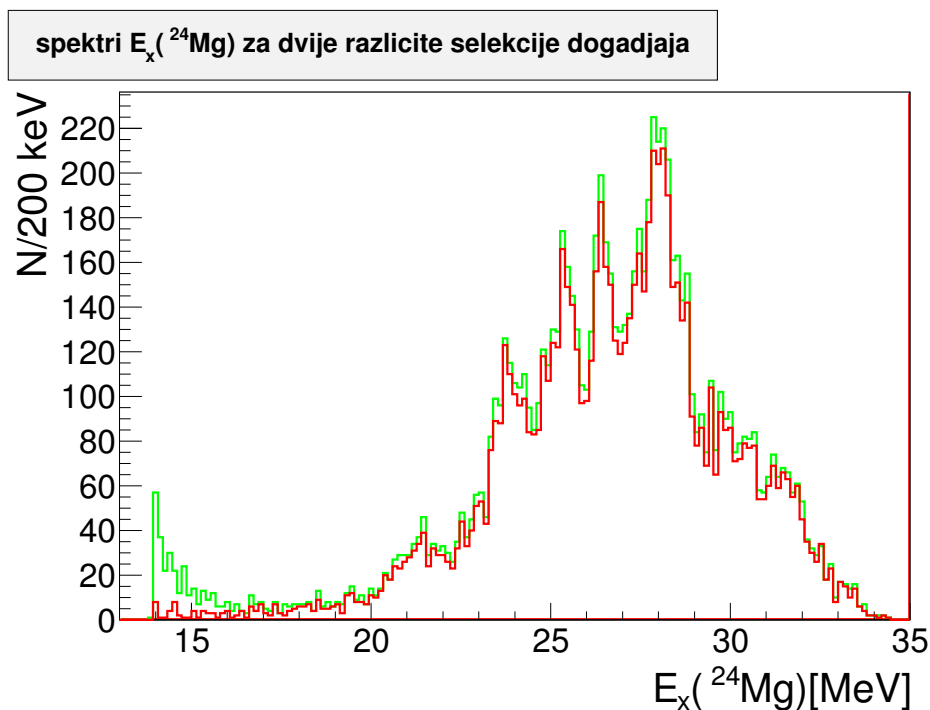
ako je u odgovarajućem grafičkom rezu te ako imamo događaj u prednjoj, te u stražnjoj vrpici, čija razlika u energiji nije bila veća od 100 keV, kao što je prikazano na slici 2.15, dok su ostali događaji odbačeni. U slučaju PSSD  $E$  detektora, postavljen je samo uvjet da signal na oba kraja vrpce bude veći od nule.



Slika 2.15: Razlika u energiji detektiranih čestica između prednje,  $E_f$  i stražnje strane,  $E_b$  DSSD detektora  $E4$ , korištenog u *Catania* eksperimentu.

Nakon odabira željenog izotopa te selekcije dobrog događaja u  $E$  detektoru, postavljeni su uvjeti i na događaje u  $\Delta E$  detektoru. Kako jedan događaj može biti detektiran u jednoj vrpici  $\Delta E$  detektora, no u više vrpici  $E$  detektora, bilo je nužno posebnu pozornost obratiti na definiranje pravog događaja. Prvotno je definiran uvjet da je pravi događaj onaj gdje imamo samo jedan događaj u  $\Delta E$  i jedan u  $E$  vrpici, te da nemamo ništa zabilježeno u susjednim  $\Delta E$  i  $E$  vrpicama. To je vrlo strog uvjet, jer dovoljan je samo zabilježen signal šuma u susjednim vrpicama pa da dobar događaj bude odbačen. Zatim je rađena selekcija događaja tako da je pravi događaj onaj koji ima maksimalnu energiju u svakoj vrpici odgovarajuće kombinacije  $\Delta E$  i  $E$  detektora. Time se poništava mogućnost da se događaj odbaci jer u susjednoj vrpici imamo zabilježen šum. Na slici 2.16 je prikazan spektar funkcije pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenog u *Catania* eksperimentu, kad je u teleskopu 4 detektiran  $^{12}\text{C}$ , u teleskopu 2  $\alpha$  čestica, a treća nedetektirana čestica je  $^{12}\text{C}$ . Iz kinematike tročestične reakcije, o kojoj će biti govora u nastavku ovog poglavlja, izračunata je energija

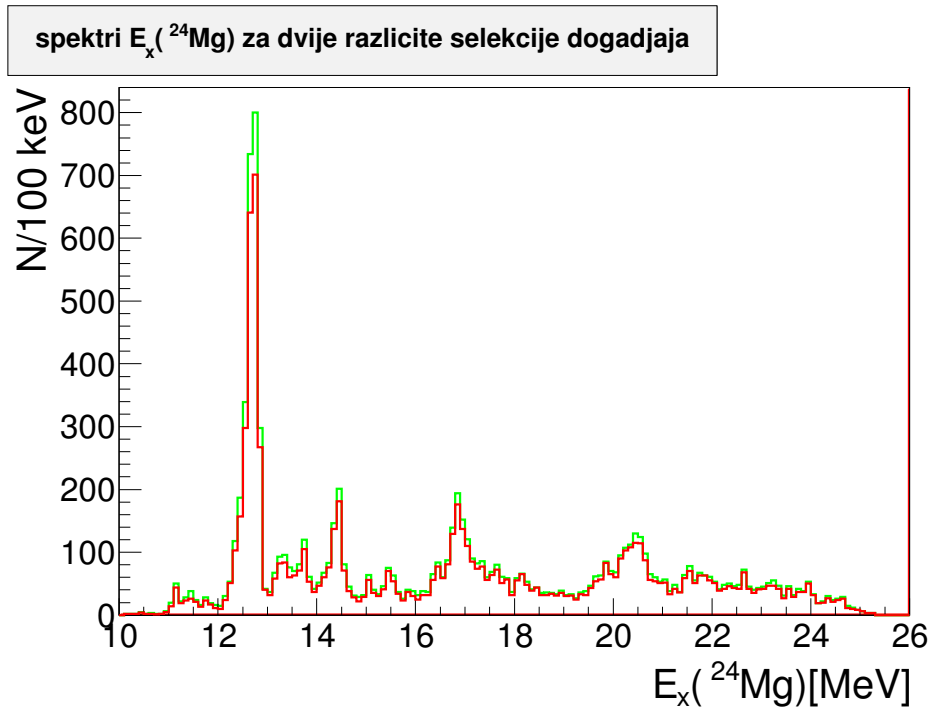
pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  u slučaju kad su događaji selektirani na prvi (crvena linija) i na drugi način (zeleno bojenje). Razlika u broju događaja ovih dviju selekcija je oko 12% manje događaja u prvoj selekciji. Iz ta dva spektra je vidljivo da osim neslaganja na vrijednostima energije manjima od oko 15 MeV, ne postoji zamjetno neslaganje u ostatku spektra.



Slika 2.16: Spektar funkcije pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , za dvije korištene selekcije događaja (vidi tekst), izmjeren u *Catania* eksperimentu.

Na slici 2.17 također je prikazan spektar funkcije pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , kad je u teleskopu 4 detektirana jedna  $\alpha$ , a u teleskopu 2 druga  $\alpha$  čestica, treća nedetektirana čestica je  $^{20}\text{Ne}$ . Spektar dobiven prvom selekcijom je označen crvenom linijom, a spektar druge selekcije zelenom bojenom. 16% manje događaja imamo koristeći prvu selekciju. Kao i u slučaju raspada  $^{24}\text{Mg}$  u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanal, niti u ovom slučaju raspada u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanal nemamo zamjetnu razliku u izgledu spektara.

U nastavku analize *Catania* mjerenja, selekcija je vršena pomoću drugog načina, tj. pravi događaj je onaj s maksimalnom energijom u svakoj vrpici odgovarajuće kombinacije vrpce  $\Delta E$  i  $E$  detektora. U *Legnaro* mjerenju selekcija događaja je izvršena tako da pravi događaj mora biti zabilježen u prednjoj i stražnjoj strani DSSD detektora. Kalibrirani su samo  $E$  detektori, a pomoću trostrukog  $\alpha$  izvora je određena debljina  $\Delta E$  detektora. Iz zabilježene energije u  $E$  detektoru te debljine  $\Delta E$  detektora, moguće je bilo odrediti



Slika 2.17: Spektar funkcije pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , za dvije korištene selekcije događaja (vidi tekst), izmjeren u *Catania* eksperimentu.

ukupnu energiju čestice. U ovom mjerenju ovakva metoda analize se pokazala točnijom, dok je u *Catania* mjerenju točnije bilo kalibrirati i  $\Delta E$  i  $E$  detektore.

### 2.2.3 Analiza dvočestičnih reakcija

Dvočestičnu reakciju možemo prikazati kao  $p+t \rightarrow 1+2$  ili  $t(p,1)2$ , gdje je  $p$  jezgra projektil,  $t$  jezgra mete, a 1 i 2 su produkti reakcije. U reakciji, ako su  $1=p$  i  $2=t$ , te ako su produkti u svom osnovnom stanju, imamo elastično raspršenje. Ako jezgra projektila ili mete pređe u jedno od svojih pobuđenih stanja, reakciju nazivamo neelastičnim raspršenjem. Ako se proton ili neutron prebaci s jedne jezgre na drugu, imamo reakciju prijenosa. Reakcija iz primordijalne nukleosinteze,  $^2\text{H}(^2\text{H}, ^1\text{H})^3\text{H}$  je primjer takve reakcije. Reakcije raspada nastaju kad se jedna jezgra u ulaznom kanalu raspada na dva ili više fragmenata. U trostrukoj  $\alpha$  reakciji, odgovornoj za stvaranje  $^{12}\text{C}$ , nastala struktura u  $^{12}\text{C}$  je pobuđeno stanje koje se može raspasti tako da u izlaznom kanalu imamo tri  $\alpha$  čestice [69]. Tako nastala jezgra  $^{12}\text{C}^*$  može prijeći u osnovno stanje emisijom ili dva  $\gamma$  fotona ili elektron-pozitron para. Kad je u reakciju uključeno samo nekoliko nukleona, nastaju rezonancije praga (engl. *doorway*). Iako se u tom slučaju mase i naboji jezgara u izlaznom kanalu nalaze blizu kanala upada, ove reakcije mogu stvoriti dosta složene spek-

tre raspada. Ovakve rezonancije obično žive duže od rezonancija oblika te će zato imati manje širine  $\Gamma$ . Reakcije prijenosa i raspada su direktne reakcije, a to su reakcije koje se događaju najbrže i veća je vjerojatnost da se pojavljuju na upadnim energijama snopa, značajno višima od energije kulonske barijere. Najkompliciranije rezonancije nastaju u reakcijama složenom jezgrom. Ponekad će doći do stvaranja složene jezgre, čija relativna energija nije prevelika. Da bi nastala složenija jezgra, koja se odmah ne raspada na svoje konstituente, mora se osloboditi neka energija iz sustava emisijom čestice ili  $\gamma$  zračenjem, ili se sustav mora pobuditi u stanje koje je dugo živuće, ili oboje. Primjer takve reakcije je  ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$ , također reakcija iz primordijalne nukleosinteze. Kad rezonantna reakcija uhvata dominira, proces se obično naziva reakcija fuzije, kao jedan oblik reakcije složenom jezgrom. U ovim reakcijama, uključeni su svi nukleoni  $p+t$  sustava, te rezonancije žive najduže te imaju najuže širine  $\Gamma$ . U takvim reakcijama, gotovo sve informacije o smjeru jezgara u ulaznom kanalu će biti izgubljene te će se raspad događati izotropno. Sva kinetička energija ulaznog kanala je raspodijeljena na nukleone obiju jezgara, tako da će postojati mala vjerojatnost da će jedan nukleon imati dovoljno energije da pobjegne iz ovog sustava složene jezgre, što čini ovaj sustav dugo živućim.

Prva provjera točnosti kalibracije je provjera položaja vrhova u spektrima energije pobuđenja u dvočestičnim reakcijama, a poznavanje kinematike dvočestičnih reakcija je ključno u obradi izmjerenih podataka. U nastavku, sve varijable u sustavu centra mase će imati oznaku  $cm$  ( $E_{cm}, \theta_{cm}, \dots$ ), dok će varijable u laboratorijskom sustavu biti bez oznake ( $E, \theta, \dots$ ). Energija izlaznih čestica u dvočestičnoj reakciji se može izračunati korištenjem kosinusovog poučka za trokut prikazan na slici 2.18

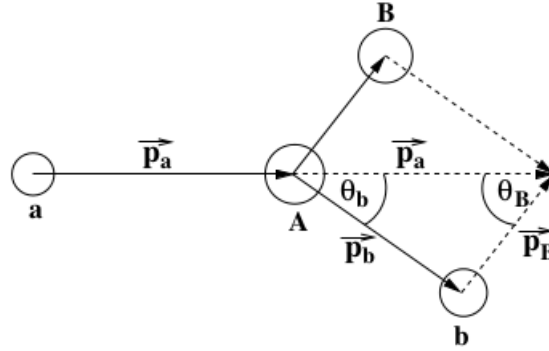
$$|\vec{p}_1|^2 = |\vec{p}_p|^2 + |\vec{p}_2|^2 - 2|\vec{p}_p||\vec{p}_2|\cos\theta_2. \quad (2.7)$$

Zakon očuvanja energije ove reakcije je:

$$E_p + Q = E_1 + E_2 + E_x \quad (2.8)$$

gdje je  $Q$ -vrijednost reakcije definirana kao:

$$Q = (m_p + m_t - m_1 - m_2) \cdot c^2, \quad (2.9)$$



Slika 2.18: Grafički prikaz dvočestične reakcije [70].

a  $E_x$  označava energiju pobuđenja izlaznih čestica.

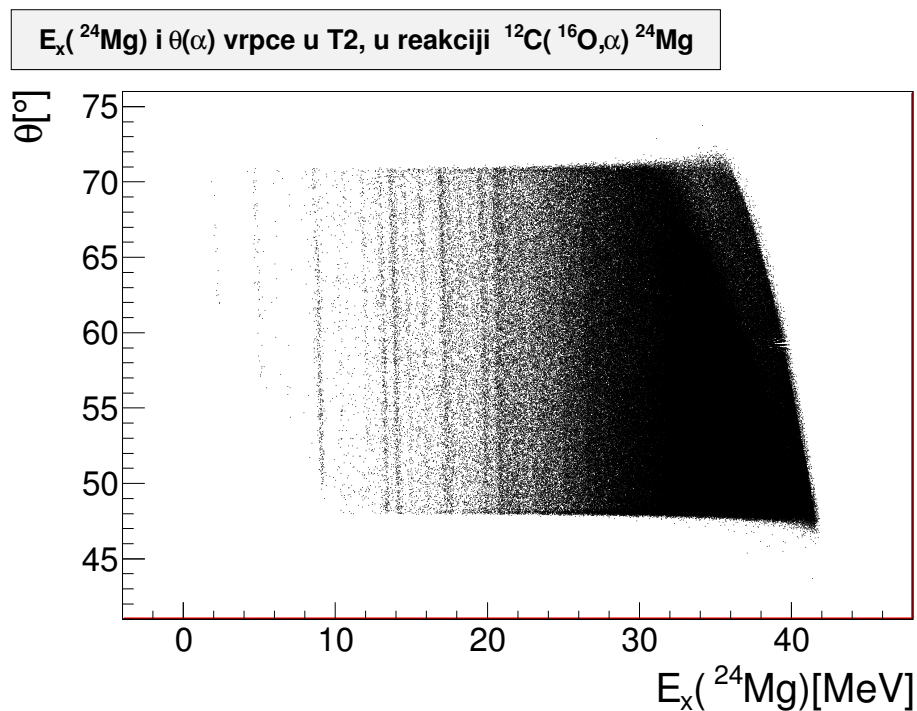
Energija pobuđenja se tada dobiva pomoću zakona očuvanja energije (2.8) te energije i kuta samo jedne izlazne čestice

$$E_x = E_p + Q_0 - E_1 - E_2 = Q_0 + \frac{m_2 - m_p}{m_2} E_p - \frac{m_1 + m_2}{m_2} E_1 + \frac{2\sqrt{m_p m_1}}{m_2} \sqrt{E_p E_1} \cos \theta_1 \quad (2.10)$$

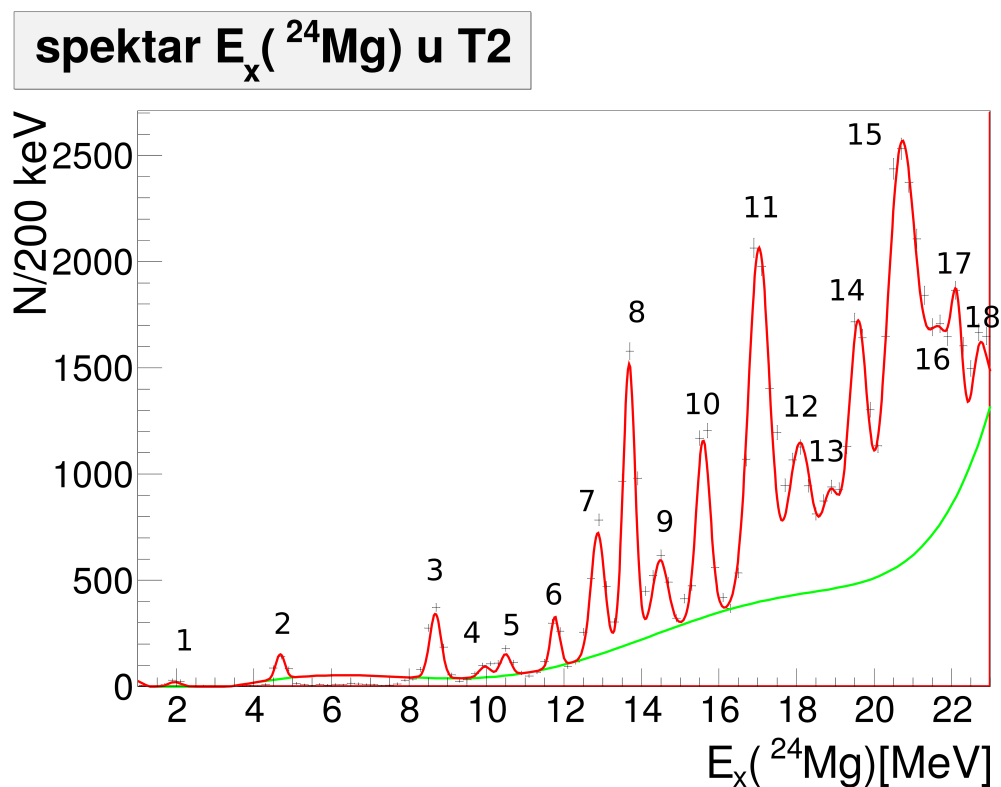
U *Catania* eksperimentu, proučavane su dvije dvočestične reakcije:  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}$  i  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}$ . Jednadžba (2.10) je korištena da bi se iz energije snopa, položaja i energije detektirane lakše čestice, te masa čestica u reakciji, odredila energija pobuđenja teže, nedetektirane čestice. Na slici 2.19 prikazana je ovisnosti energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  o kutu detektirane  $\alpha$  čestice. Kinematički uvjet da određeni vrh u tom spektru odgovara stanju jezgre  $^{24}\text{Mg}$  je da se položaj tog vrha ne mijenja s promjenom kuta detektirane  $\alpha$  čestice, što i vidimo na spektru slike 2.19. Također vidimo da nemamo događaje koji odgovaraju osnovnom stanju jezgre  $^{24}\text{Mg}$  te prvi detektirani vrh odgovara prvom pobuđenom stanju  $^{24}\text{Mg}$ .

Projekcija događaja na os  $E_x(^{24}\text{Mg})$  je prikazana na slici 2.20.

Da bi se odredili položaji vrhova i pozadina spektra, koristi se programski paket RooFit [71]. RooFit je razvijen jer standardne dostupne funkcije u ROOT paketu nisu bile dovoljne za opis složenijih funkcija. Da bi definirali vrhove u spektru koriste se gausijani (crvena linija na spektru slike 2.20), dok za opis pozadine se koristi polinom  $n$ -stupnja, gdje je  $n = 4$  ili  $6$  (zeleno linija na spektru slike 2.20). Funkcija koja opisuje takav jedan spektar, sa svim vrhovima i pozadinom, definira Minuit funkciju prilagodbe [72] na taj spektar, koja računa  $\chi^2$  između funkcije koju je definirao korisnik i podataka za dane vrijednosti



Slika 2.19: Dvodimenzionalni spektar ovisnosti energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ ,  $E_x(^{24}\text{Mg})$  o kutu detektirane  $\alpha$  čestice u jednoj vrpici teleskopa 2.



Slika 2.20: Energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  izračunata pomoću kuta i energije detektirane  $\alpha$  u jednoj vrpici teleskopa 2. Širina svakog kanala u spektru ove funkcije pobuđenja je 0.2 MeV. Crvenom krivuljom su opisani opaženi vrhovi, dok je zelenom krivuljom opisana pozadina.

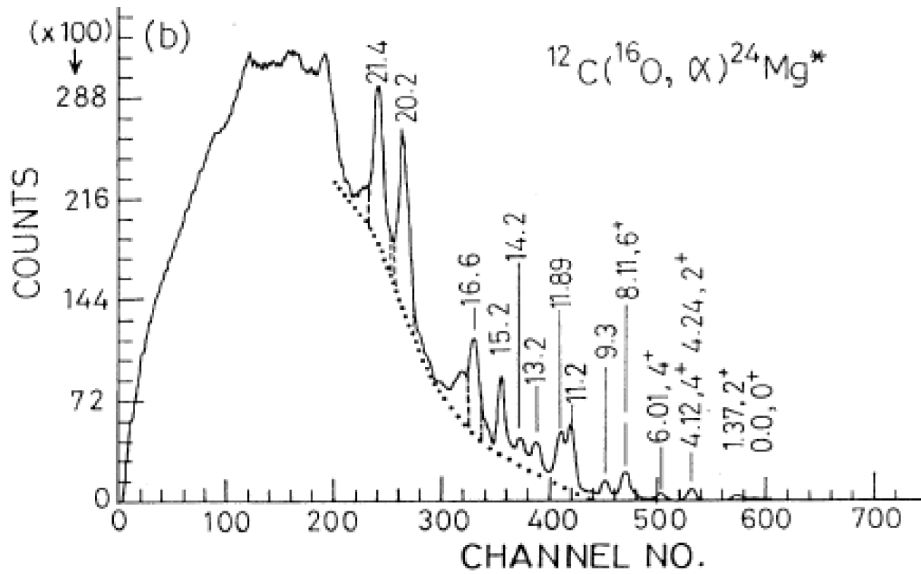


parametara te funkcije. Uloga Minuita je da variranjem parametara funkcije nađe one vrijednosti parametara koje daju najnižu vrijednost  $\chi^2$ . Navedena metoda je korištena u analizi svih prikazanih spektara. Dobiveni podaci položaja te širine na polovici visine tog vrha, (engl. *full width at half-maximum, FWHM*) su navedeni u tablici 2.3 kao i podaci iz literature za stanja u  $^{24}\text{Mg}$  [73], koja odgovaraju onima detektiranim u ovom mjerenju. Broj vrha u tablici odgovara onom vrhu označenom tim brojem na slici spektra. U literaturi [73] nisu navedena stanja viša od 16.9 MeV. Sam izgled spektra na slici 2.20 je vrlo sličan onome iz Eswaran *et al.* [74], te i u tom članku, u spektru energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , mjerenog u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}$ , se ne opaža osnovno stanje  $^{24}\text{Mg}$ , dok je prvih par stanja vrlo slabo pobuđeno (slika 2.21). Ako se usporedi položaj opaženih stanja  $^{24}\text{Mg}$  u tom radu, navedenih na slici 2.21 i stanja opaženih u ovom mjerenju, danih u tablici 2.3, vidi se pomak u energiji od otprilike 200 keV, no gotovo ista stanja su opažena u oba mjerenja.

Tablica 2.3: Položaj i *FWHM* vrhova spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  označenih na slici 2.20 te položaj i određeni spin stanja iz tablice [73] koji odgovaraju onima detektiranim u ovom mjerenju.

n	$E_x$ [MeV]	<i>FWHM</i> [MeV]	$E_x^{tab}$ [MeV] [73]	n	$E_x$ [MeV]	<i>FWHM</i> [MeV]	$E_x^{tab}$ [MeV] [73]
1	1.95	0.35	1.369 $2^+$	10	15.59	0.42	14.920
2	4.68	0.28	4.122 $4^+$ , 4.238 $2^+$	11	17.03	0.64	16.560, 16.590
3	8.68	0.35	8.114 $6^+$	12	18.09	0.71	
4	9.96	0.35	9.516 $4^+$	13	18.89	0.52	
5	10.49	0.31	10.027 $5^-$	14	19.58	0.56	
6	11.77	0.27	11.216 $4^+$	15	20.71	0.89	
7	12.87	0.41	12.399 $2^+$ , 12.403 $2^+$	16	21.69	0.82	
8	13.68	0.36	13.087 $2^+$ , $3^-$	17	22.14	0.33	
9	14.48	0.47	14.017	18	22.72	0.47	

Da bi se izračunala energija pobuđenja  $^{20}\text{Ne}$  koristeći  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^8\text{Be})^{20}\text{Ne}$  reakciju, nužno je prvo rekonstruirati energiju te položaj  $^8\text{Be}$ . Najjednostavniji primjer klusterske strukture ima jezgra  $^8\text{Be}$ , koja se već u osnovnom stanju raspada na dvije  $\alpha$  čestice. Da bi se rekonstruirao  $^8\text{Be}$  postavljen je uvjet da su u istom teleskopu istovremeno detektirane dvije  $\alpha$  čestice, te je pretpostavljeno da svi takvi događaji dolaze od raspada  $^8\text{Be}$ . Energija



Slika 2.21: Spektar energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobiven mjerenjem reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , preuzet iz članka Eswaran *et al.* [74].

raspada,  $E_{\text{raspad}}$  jezgre  $^8\text{Be}$  [75] je dobivena iz:

$$E_{\text{raspad}} = E_1 + E_2 - E_{\text{Be}} \quad (2.11)$$

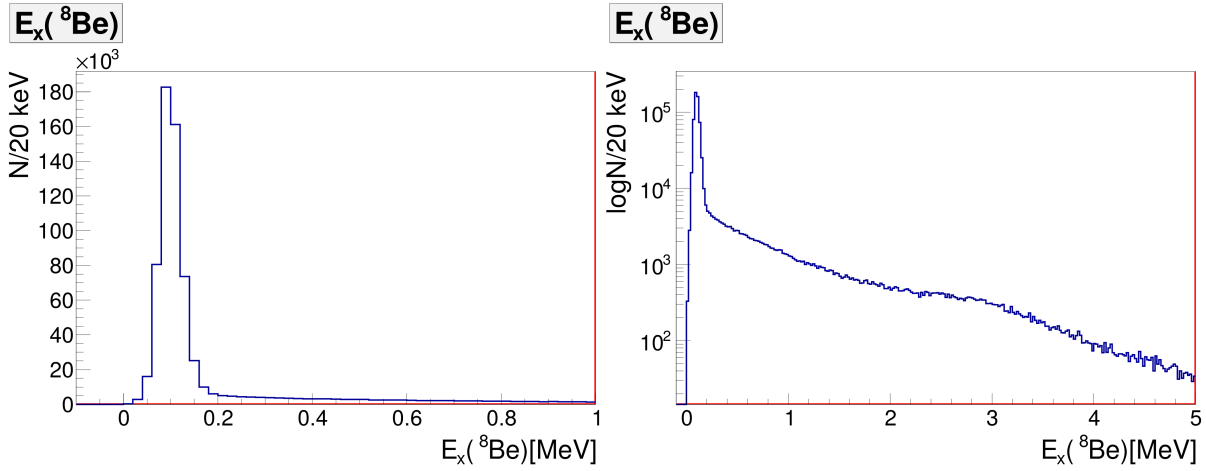
gdje su  $E_1$  i  $E_2$  energije dvije detektirane  $\alpha$  čestice, a  $E_{\text{Be}}$  energija  $^8\text{Be}$ . Energija  $^8\text{Be}$  je dana izrazom:

$$E_{\text{Be}} = \frac{p_{\text{Be}}^2}{2m}, \quad (2.12)$$

$m$  je masa  $^8\text{Be}$ , a  $p_{\text{Be}}$ :

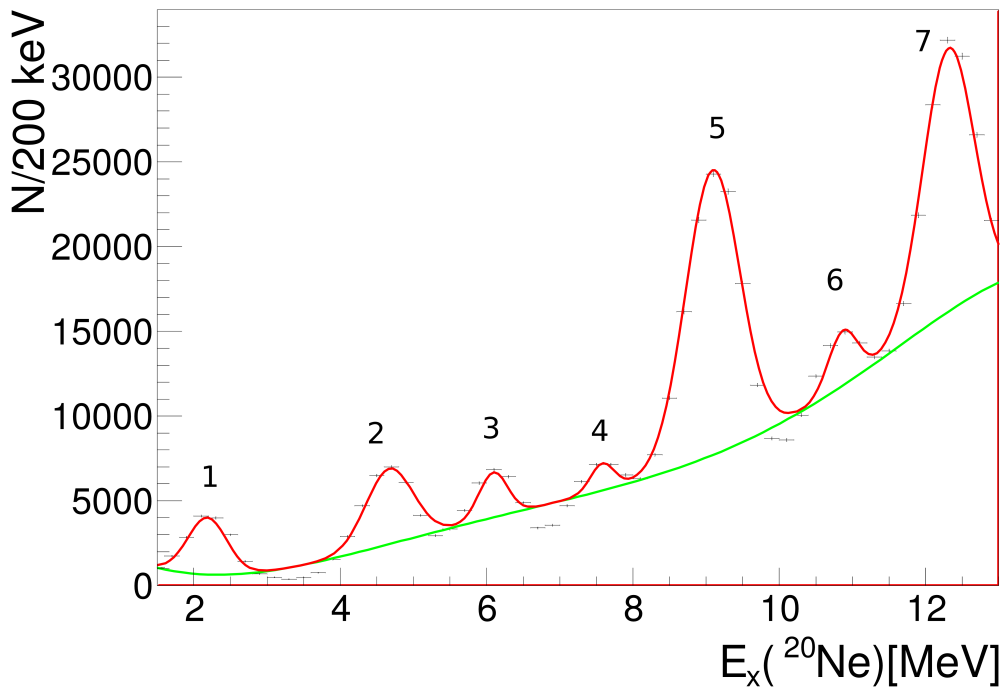
$$\vec{p}_{\text{Be}} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2, \quad (2.13)$$

$\vec{p}_1$  i  $\vec{p}_2$  su količine gibanja dviju  $\alpha$  čestica. Primjer spektra  $E_x$  jezgre  $^8\text{Be}$  je prikazan na slici 2.22. Na desnom spektru, broj događaja je dan u logaritamskoj skali da bi se moglo lakše razlučiti prvo pobuđeno stanje jezgre  $^8\text{Be}$ . Iz prikazanog spektra vidimo naznaku širokog vrha na oko 3.0 MeV, što odgovara prvom pobuđenom stanju  $^8\text{Be}$ . Izraženi vrh se vidi na oko 92 keV, u oba spektra, što je jednako  $Q$  vrijednosti raspada osnovnog stanja jezgre  $^8\text{Be}$  u dvije  $\alpha$  čestice. Nakon odabira tih događaja u vrhu  $E_x$ , pomoću izraza (2.10), računamo energiju pobuđenja jezgre  $^{20}\text{Ne}$ . Spektar pobuđenja jezgre  $^{20}\text{Ne}$  je prikazan na slici 2.23.



Slika 2.22:  $E_x$  jezgre  ${}^8\text{Be}$ , izračunat pomoću  $E$  i  $\vec{p}$  dviju  $\alpha$  čestica u teleskopu 2. Širina svakog kanala u spektru  $E_x$  je 20 keV. Spektri su napravljeni za iste događaje, samo je skala na desnom spektru veća te je broj događaja dan u logaritamskoj skali da bi se lakše uočilo prvo pobuđeno stanje  ${}^8\text{Be}$  na 3.0 MeV.

### spektar $E_x({}^{20}\text{Ne})$ u T2



Slika 2.23: Energija pobuđenja jezgre  ${}^{20}\text{Ne}$ , rekonstruirana iz dvije detektirane  $\alpha$  čestice u teleskopu 2. Širina svakog kanala u spektru  $E_x$  je 0.2 MeV.

Pomoću programskog paketa RooFit odredio se položaj vrhova i pozadina spektra energije pobuđenja  ${}^{20}\text{Ne}$ . U tablici 2.4 su prikazani dobiveni podaci za vrhove kao i podaci navedeni u literaturi za stanja u  ${}^{20}\text{Ne}$  [76], koja odgovaraju onima detektiranim u ovom mjerenju.

Tablica 2.4: Položaj i  $FWHM$  vrhova spektra energije pobuđenja  $^{20}\text{Ne}$  označenih na slici 2.23, te položaji i spinovi stanja, navedenih u literaturi [76] koji odgovaraju onima detektiranim u ovom mjerenju.

n	$E_x$ [MeV]	$FWHM$ [MeV]	$E_x^{tab}$ [MeV] [76]
1	2.18	0.64	1.634 $2^+$
2	4.67	0.75	4.248 $4^+$
3	6.09	0.45	5.621 $3^-$ , 5.788 $1^-$
4	7.58	0.38	7.156 $3^-$ , 7.191 $0^+$
5	9.09	0.87	8.7 $0^+$ , 8.708 $1^-$
6	10.87	0.47	10.262 $5^-$ , 10.406 $3^-$
7	12.31	0.82	11.951 $8^+$ , 11.985 $1^-$

Vidi se da postoji odstupanje između izmjerenih podataka ovog eksperimenta i referentnih podataka [73] za stanja u  $^{24}\text{Mg}$  (tablica 2.3), i da iznosi oko 500 keV, kao i u slučaju  $^{20}\text{Ne}$  2.4. Iako je odstupanje od oko 500 keV značajno, ipak je konzistentno kroz širi energijski raspon. Zbog znatne gustoće stanja u  $^{24}\text{Mg}$  i  $^{20}\text{Ne}$ , ponekad nije bilo moguće izabrati samo jedno stanje iz referentnih tablica koje bi odgovaralo stanju dobivenom u ovom mjerenju, zato vrijednosti  $E_x$ , dobivene u ovom mjerenju, treba uzeti s oprezom, posebno na višim vrijednostima energije pobuđenja. Taj pomak je najvjerojatnije posljedica neodređenosti u kalibraciji detektora do koje je došlo radi neuniformnosti debljine  $\Delta E$  detektora.

## 2.2.4 Kinematika tročestičnih reakcija

Razumijevanje kinematike tročestičnih reakcija je nužno radi analize podataka *Catania* mjerenja reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha\text{X})\text{Y}$ , gdje je  $\alpha$  izbijena čestica (engl. *recoil*), a  $\text{X} = ^{12}\text{C}$ ,  $^8\text{Be}$ ,  $\alpha$  i  $p$ , te  $\text{Y} = ^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  i  $^{23}\text{Na}$ , čestice iz raspada pobuđene jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . Pomoću teleskopskog sustava detektora, moguća je bila identifikacija (slika 2.14) čestica od protona do  $^{16}\text{O}$ . U slučaju koincidentnog mjerenja u kojem imamo detektirane dvije od tri čestice u izlaznom kanalu, moguće je odrediti masu treće nedetektirane čestice i  $Q$  vrijednost reakcije za pojedini događaj.

Ako definiramo tročestičnu reakciju kao  $p + t \rightarrow 1 + 2 + 3$ , ili  $t(p,12)3$ , gdje je  $p$  jezgra projektil,  $t$  jezgra mete, a 1, 2 i 3 su produkti reakcije te u toj tročestičnoj reakciji

imamo detektirane dvije čestice 1 i 2, tada između količine gibanja,  $p_3$  i energije,  $E_3$  treće nedetektirane čestice vrijedi:

$$E_3 = \frac{p_3^2}{2A_3m} \quad (2.14)$$

gdje je  $A_3$  atomska masa čestice 3, a  $m$  je masa jednog nukleona. Ako definiramo sljedeće veličine:

$$\tilde{P} = \frac{p_3^2}{2m} \quad (2.15)$$

$$\tilde{E} = E_3 - Q \quad (2.16)$$

tada se izraz (2.14) može napisati kao:

$$\tilde{E} = \frac{1}{A_3}\tilde{P} - Q \quad (2.17)$$

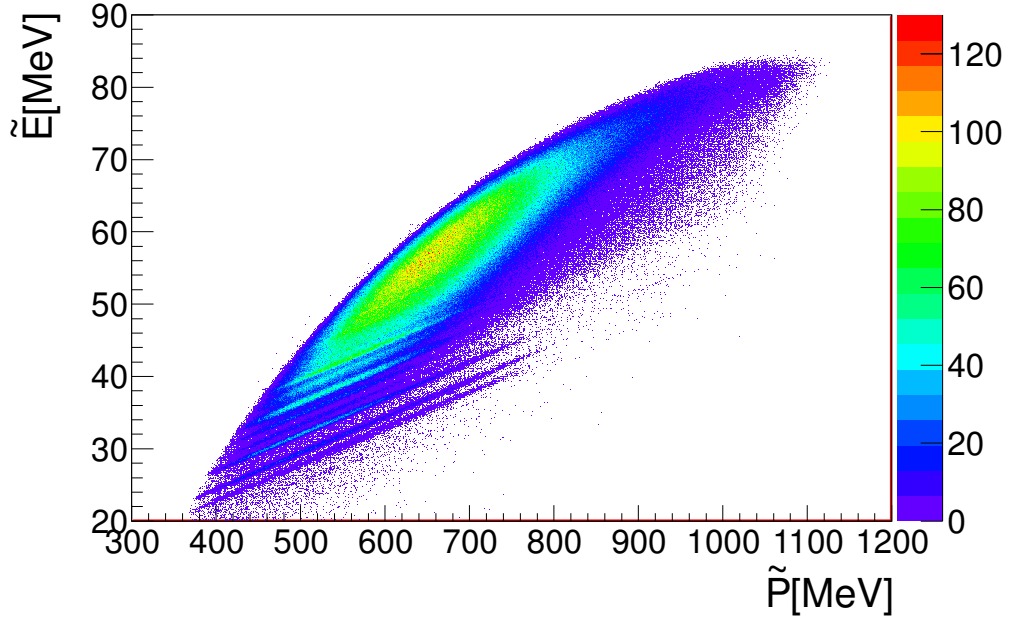
Iz zakona sačuvanja količine gibanja mogu se odrediti vrijednost varijable  $p_3$ , a time i  $\tilde{P}$ , dok se  $\tilde{E}$  može odrediti iz zakona sačuvanja energije:

$$E_3 - Q = E_p - E_1 - E_2. \quad (2.18)$$

Svaki događaj u koincidentnom mjerenju se tako može prikazati u dvodimenzionalnom spektru  $(\tilde{E}, \tilde{P})$ , tzv. *Romano* spektru [77]. Događaji tročestične reakcije, određeni s  $Q$  vrijednosti i masom treće čestice  $A_3$  leže na pravcu čiji presjek s  $\tilde{E}$  osi je  $-Q$  vrijednost reakcije, dok nagib tog pravca iznosi  $1/A_3$ . Selekcijom događaja duž pravca nagiba  $1/A_3$  te presjecišta  $-Q$  s  $\tilde{E}$  osi, radimo prvi korak u analizi određene tročestične reakcije. Primjer *Romano* spektra reakcije  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + \alpha + ^{20}\text{Ne}$ , je dan na slici 2.24. U ovoj reakciji, produkt  $^{20}\text{Ne}$  može biti u nekom od svojih pobuđenih stanja, tako ćemo imati više izraženih pruga u  $\tilde{E}$ - $\tilde{P}$  ravnini *Romano* spektra, čiji nagibi, tj.  $1/A(^{20}\text{Ne})$  će biti jednaki, no odsječak s osi  $\tilde{E}$  će se mijenjati s  $-Q$  vrijednosti reakcije.

U nastavku analize, računamo energije relativnog pobuđenja,  $E_{rel}$  u sustavu dvije detektirane čestice [78],  $E_{12}$ .

### Romano spektar $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$ kanala



Slika 2.24: Romano spektar reakcije  ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + \alpha + {}^{20}\text{Ne}$ .

$$E_{12} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \left( \frac{E_1}{m_1} + \frac{E_2}{m_2} - 2 \sqrt{\frac{E_1 E_2}{m_1 m_2} \cos(\theta_{12})} \right), \quad (2.19)$$

gdje je

$$\theta_{12} = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2), \quad (2.20)$$

$\phi_1 - \phi_2$  je jednak  $0^\circ$  kad su čestice detektirane s iste strane snopa, dok je ta razlika jednaka  $180^\circ$  kad su čestice detektirane na suprotnim stranama. Relativna pobuđenja jedne detektirane te nedetektirane čestice,  $E_{13}$  i  $E_{23}$  se mogu izračunati na dva načina, pomoću energije i položaja para čestica (1 i 3, 2 i 3), te čestice koja nije u paru (2 i 1):

$$E_{13} = \frac{m_1 m_3}{2(m_1 + m_3)} (\vec{v}_1 - \vec{v}_3)^2 \quad (2.21)$$

$$E_{23} = \frac{m_2 m_3}{2(m_2 + m_3)} (\vec{v}_2 - \vec{v}_3)^2. \quad (2.22)$$

Uvrštavanjem jednostavnih kinematičkih izraza [78], dobivamo da je:

$$E_{13} = \frac{m_1}{m_3(m_1 + m_3)} \left[ \left( \frac{m_1 + m_3}{m_1} \sqrt{m_1 E_1} \cos \theta_1 + \sqrt{m_2 E_2} \cos \theta_2 - \sqrt{m_p E_p} \right)^2 + \left( \frac{m_1 + m_3}{m_1} \sqrt{m_1 E_1} \sin \theta_1 - \sqrt{m_2 E_2} \sin \theta_2 \right)^2 \right] \quad (2.23)$$

$$E_{23} = \frac{m_2}{m_3(m_2 + m_3)} \left[ \left( \sqrt{m_1 E_1} \cos \theta_1 + \frac{m_2 + m_3}{m_2} \sqrt{m_2 E_2} \cos \theta_2 - \sqrt{m_p E_p} \right)^2 + \left( \sqrt{m_1 E_1} \sin \theta_1 - \frac{m_2 + m_3}{m_2} \sqrt{m_2 E_2} \sin \theta_2 \right)^2 \right], \quad (2.24)$$

dok drugi način daje:

$$E_{13} = Q + \frac{m_t}{m_t + m_p} E_p - \frac{m_1 + m_2 + m_3}{m_1 + m_3} E_2^{cm} \quad (2.25)$$

$$E_{23} = Q + \frac{m_t}{m_t + m_p} E_p - \frac{m_1 + m_2 + m_3}{m_2 + m_3} E_1^{cm}, \quad (2.26)$$

gdje je  $E_i^{cm}$ , energija čestice  $i$  u sustavu centra mase. Transformacija energije iz laboratorijskog u sustav centra mase je definirana kao:

$$E_i^{cm} = E_i - 2a_i \sqrt{E_i} \cos \theta_i + a_i^2, \quad (2.27)$$

a polarnog i azimutalnog kuta

$$\theta_i^{cm} = \frac{\sqrt{E_i} \cos \theta_i - a_i}{\sqrt{E_i - 2a_i \sqrt{E_i} \cos \theta_i + a_i^2}} \quad (2.28)$$

$$\phi_i^{cm} = \phi_i, \quad (2.29)$$

gdje je

$$a_i = \frac{\sqrt{m_i m_p E_p}}{m_p + m_t}. \quad (2.30)$$

Inverzne relacije, kad prelazimo iz sustava centra mase u laboratorijski su:

$$E_i = E_i^{cm} + 2a_i \sqrt{E_i^{cm} \cos \theta_i^{cm} + a_i^2}, \quad (2.31)$$

$$\theta_i = \frac{\sqrt{E_i^{cm} \cos \theta_i^{cm} + a_i}}{\sqrt{E_i^{cm} + 2a_i \sqrt{E_i^{cm} \cos \theta_i^{cm} + a_i^2}}} \quad (2.32)$$

$$\phi_i = \phi_i^{cm}. \quad (2.33)$$

Korisno je promotriti i transformacije komponenti količine gibanja,  $p_x$ ,  $p_y$  i  $p_z$  iz laboratorijskog sustava:

$$p_{ix} = \sqrt{2m_i E_i} \sin \theta_i \cos \phi_i, \quad (2.34)$$

$$p_{iy} = \sqrt{2m_i E_i} \sin \theta_i \sin \phi_i, \quad (2.35)$$

$$p_{iz} = \sqrt{2m_i E_i} \cos \theta_i, \quad (2.36)$$

u sustav centra mase:

$$p_{ix}^{cm} = p_{ix}, \quad (2.37)$$

$$p_{iy}^{cm} = p_{iy}, \quad (2.38)$$

$$p_{iz}^{cm} = p_{iz} - \sqrt{2m_i} a_i. \quad (2.39)$$

Izraz za računanje energije pobuđenja u sustavu dvije čestice iz izračunate relativne energije gibanja,  $E_{rel}$  je:

$$E_x = E_{rel} + E_{th} \quad (2.40)$$

gdje je  $E_{th}$  energija praga raspada složene jezgre u detektirane klustere, tj. čestice 1, 2 i 3.



### 2.2.5 Određivanje spina

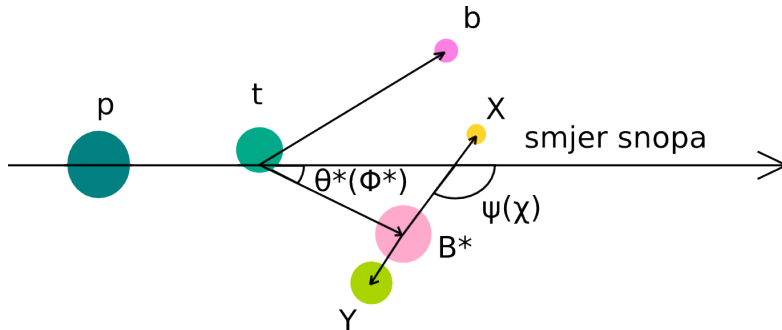
Za čestice u ulaznom kanalu sa spinom 0, kao što su  $^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}$ , kutni moment  $J$  pobuđene složene jezgre  $^{24}\text{Mg}^*$ , mora u potpunosti nastati iz relativnog gibanja projektila i mete. Početna kutna količina gibanja projektila ( $l_i = \vec{r} \times \vec{p}$ ) oko mete je okomita na količinu gibanja projektila,  $\vec{p}$ , kao i na parametar sudara između te dvije jezgre,  $\vec{r}$ , te zbog toga  $l_i$  nema vektorsku komponentu duž smjera snopa (z osi), gdje je polarni kut jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u sustavu centra mase,  $\theta^*$  jednak  $0^\circ$  [79]. Jezgra snopa je zbog toga u stanju s magnetskim kvantnim brojem,  $m = 0$ . U inverznoj kinematici smjer vektora količine gibanja složene čestice je u smjeru snopa, tako da i izlazna kutna količina gibanja,  $l_f$  mora biti u  $m = 0$  stanju. Kako iz zakona očuvanja količine gibanja slijedi da je

$$l_i = l_f + J, \quad (2.41)$$

vrijedi da složena jezgra mora biti u  $m = 0$  stanju. Kutne korelacije takvog jednog stanja složene jezgre s kutnom količinom gibanja  $J$  i  $m = 0$  stanjem, imaju oblik kvadrata funkcije Legendrovog polinoma reda  $J$

$$\frac{d^2\sigma(\theta^* = 0, \psi)}{d\Omega_{\theta^*}d\Omega_{\psi}} \propto |P_J[\cos\psi]|^2, \quad (2.42)$$

gdje je  $\psi$  kut definiran kao kut između vektora relativnih brzina produkata raspada, X i Y, te smjera snopa (slika 2.25).  $\Omega_{\theta^*}$  i  $\Omega_{\psi}$  su prostorni kutevi povezani s  $\theta^*$  i  $\psi$ . Iz ovoga proizlazi da se spin stanja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  može odrediti na način neovisan o modelu te da je ovakva kutna korelacija neovisna o mehanizmu reakcije.



Slika 2.25: Skica reakcije  $p + t \rightarrow B^* + b \rightarrow X + Y + b$  s označenim kutevima  $\theta^*$  i  $\psi$ , tj.  $\phi^*$  i  $\chi$ .

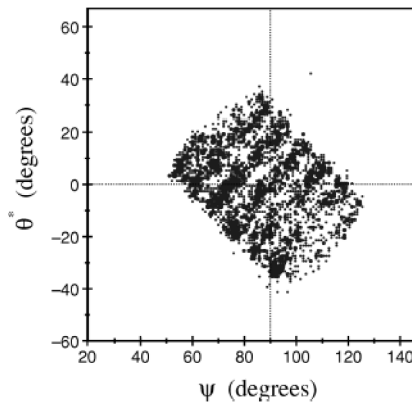
Ako je smjer jezgre  $\theta^*$  različit od  $0^\circ$ , stanja s  $m \neq 0$  će imati svoj doprinos kutnim korelacijama. U tom slučaju, postoji fazni pomak,  $\delta\psi$ , koji je proporcionalan  $\theta^*$ , te će

(2.42) biti

$$\frac{d^2\sigma(\theta^* = 0, \psi)}{d\Omega_{\theta^*} d\Omega_{\psi}} \propto |P_J[\cos(\psi + \delta\psi)]|^2. \quad (2.43)$$

Kako je fazni pomak,  $\delta\psi$  Legendrovog polinoma linearno proporcionalan s  $\theta^*$ , kutne korelacije će imati oblik pruga u  $\theta^*$ - $\psi$  ravnini. Projekcijom podataka na  $\psi$  os za kut paralelan kutu pruga (slika 2.26), možemo dobiti periodičnost podataka za  $\theta^* \approx 0^\circ$ . Na taj način se može odrediti kutna količina gibanja stanja,  $J$  povezujući periodičnost struktura oko  $\theta^* \approx 0^\circ$  s Legendrovim polinomom reda  $J$  i to tako da preklapamo projicirane podatke na  $\psi$  os te odgovarajući Legendrov polinom (slika 2.27). Promjena faznog pomaka,  $\delta\psi$  s promjenom  $\theta^*$  je objasnio da Silveira [80] u svom poluklasičnom modelu. Ovaj model se bazire na pretpostavci da samo parcijalni val okrznuća (engl. *grazing*) doprinosi nastanku rezonantnog stanja složene jezgre te da je prijenos kutne količine gibanja u pobuđeno stanje  $J$  mali u usporedbi s početnim,  $l_i$  i konačnim,  $l_f$  kutnim količinama gibanja. Iako čitav niz parcijalnih valova doprinosi reakciji, reakcija većinom ide kroz uski prozor vrijednosti kutne količine gibanja, tj. samo par vrijednosti  $l_i$  i  $l_f$  doprinosi udarnom presjeku, definirano kao  $l_{gi}$  i  $l_{gf}$ , kutne količine gibanja okrznuća početnog i konačnog stanja. Da Silveira definira da je:

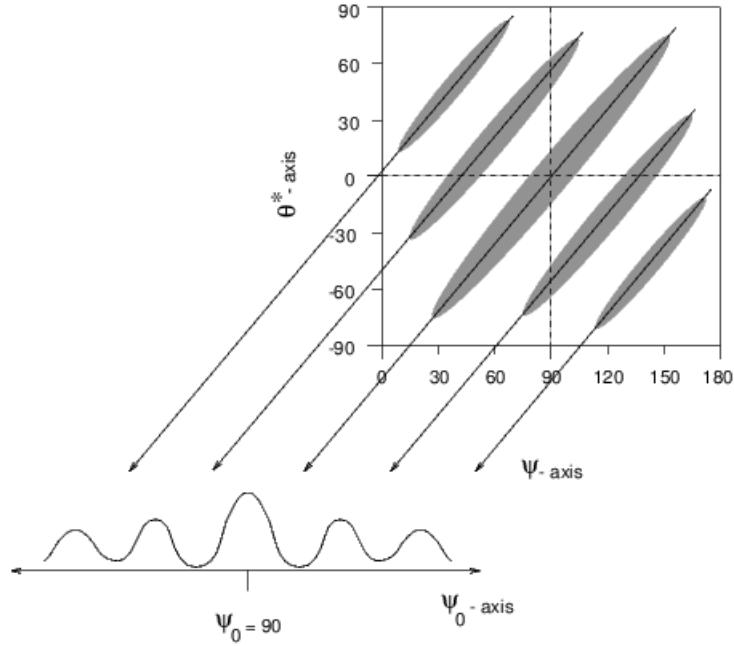
$$\frac{d\theta^*}{d\psi} = \frac{J}{l_{gf}} = \frac{J}{l_{gi} - J}. \quad (2.44)$$



Slika 2.26:  $\theta^*$ - $\psi$  kutna korelacija za stanje na 31.9 MeV, opaženo u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanalu [81].

Da Silveirin model predviđa da je nagib pruga u  $\theta^*$ - $\psi$  ravnini proporcionalan spinu pobuđenog stanja,  $J$  i obrnuto proporcionalan kutnoj količini gibanja okrznuća konačnog stanja. Izraz (2.44) se koristi za određivanje spina stanja složene jezgre, zajedno s me-

todom preklapanja kvadrata Legendrovog polinoma stupnja  $J$  i projiciranih podataka na os  $\psi$  za  $\theta^* \approx 0^\circ$ .



Slika 2.27: Skica pruga u  $\theta^*$ - $\psi$  kutnom korelacijskom spektru te projekcija podataka na os  $\psi$  pod kutem paralelnim tim prugama, za  $\theta^* = 0^\circ$  opisanih Legendrovim polinomom. Spin prikazan na ovoj skici je paran jer se maksimum polinoma pojavljuje na  $\psi = 90^\circ$ , dok bi spin bio neparan kad bi polinom imao minimum [82].

Kutnu količinu gibanja okrznuća,  $l_{gi}$  definiramo kao:

$$l_{gi} = r \times p \quad (2.45)$$

gdje je parametar sudara,  $r$ :

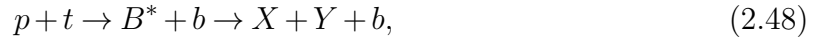
$$r = r_0(A_{meta}^{1/3} + A_{projektil}^{1/3}). \quad (2.46)$$

$r_0$  može poprimiti vrijednosti između 1.1 i 1.5 fm [83].  $A_{meta}^{1/3}$  i  $A_{projektil}^{1/3}$  su mase mete i projektila.  $p$  je količina gibanja reakcije, definiran kao:

$$p = \sqrt{2\mu E_{snop}^{cm}} = \frac{A_{meta}}{A_{meta} + A_{snop}} \sqrt{2A_{snop} E_{snop}}, \quad (2.47)$$

$\mu$  je reducirana masa,  $E_{snop}$  energija snopa u laboratorijskom sustavu, dok je  $E_{snop}^{cm}$  u sustavu centra mase.

Ovu reakciju, mjerenu pomoću metode rezonantne čestične spektroskopije, možemo zapisati i kao:



gdje je  $B^*$  složena jezgra  $^{24}\text{Mg}$ , a  $b$  izbijena  $\alpha$  čestica, dok su X i Y već definirani. Kut  $\theta^*$  je za svaki događaj izračunat na dva načina. Prvi način je korištenjem komponenti količine gibanja,  $p_x$ ,  $p_y$  i  $p_z$  te energije X i Y čestica iz raspada jezgre  $B^*$ , da se dobiju komponente količine gibanja i energija  $^{24}\text{Mg}$  u laboratorijskom sustavu, koje se zatim transformiraju u sustav centra mase ((2.34)-(2.39)). Pomoću izraza (2.28) dobijamo  $\theta^*$ , polarni kut jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u sustavu centra mase. Drugi način računanja  $\theta^*$  je korištenjem komponenti količine gibanja izbijene jezgre,  $b$  da bi se odredio polarni kut u sustavu centra mase te čestice,  $\theta^*(b)$ .  $\theta^*$  je tada definiran kao  $\theta^*(b)$  oduzet od  $180^\circ$ .  $\psi$  se definira tako da se prvo izračunaju relativne brzine X i Y čestica u laboratorijskom ili sustavu centra mase:

$$v_x^{rel} = \frac{p_x(X)}{m_X} - \frac{p_x(Y)}{m_Y}, \quad (2.49)$$

$$v_y^{rel} = \frac{p_y(X)}{m_X} - \frac{p_y(Y)}{m_Y}, \quad (2.50)$$

$$v_z^{rel} = \frac{p_z(X)}{m_X} - \frac{p_z(Y)}{m_Y}, \quad (2.51)$$

$\psi$  je tada dan izrazom:

$$\psi = \arctan \frac{\sqrt{(v_x^{rel})^2 + (v_y^{rel})^2}}{v_z^{rel}}. \quad (2.52)$$

Kutevi  $\phi^*$  i  $\chi$  su azimutalne kutne komponente povezane s  $\theta^*$  i  $\psi$ .  $\phi^*$  ima vrijednost nula za raspršenje u horizontalnoj ravnini, definiranoj u odnosu na središta detektora.  $\chi$  je jednak nuli za emisiju čestica X i Y u reakcijskoj ravnini, koja je definirana pomoću  $\phi^*$ .  $\phi^*$  je definiran kao:

$$\phi^* = \arctan \frac{p_x(X) + p_x(Y)}{p_y(X) + p_y(Y)}, \quad (2.53)$$

a  $\chi$  kao:

$$\chi = \arctan \frac{\frac{p_x(X)}{m_X} - \frac{p_x(Y)}{m_Y}}{\frac{p_y(X)}{m_X} - \frac{p_y(Y)}{m_Y}}. \quad (2.54)$$

Kutne korelacije možemo prikazati kao funkciju dva polarna kuta,  $\theta^*$  i  $\psi$ , te azimutalne komponente  $\chi$ , kuta koji je mjereno u odnosu na ravninu raspršenja čestica X i Y (slika 2.25). Ponekad, zbog male statistike u mjerenju te ograničenja koje postavlja detektorski sustav, nužno je uvesti novu geometriju da bi se mogla napraviti smisljena analiza kutnih korelacija. Ta nova geometrija, aksijalni koordinatni sustav, koristi projekciju kuteva  $\theta^*$  i  $\psi$  na horizontalnu ravninu, određenu prema centru detektora, te se tako definiraju kutevi  $\theta_{ax}^*$  i  $\psi_{ax}$ . Proučavanjem  $\theta_{ax}^*$ - $\psi_{ax}$  ravnine, mogu se odrediti nagibi pruga u toj geometriji. Aksijalni kutevi su povezani s polarnim preko izraza:

$$\tan \theta_{ax}^* = \tan \theta^* \cos \phi^* \quad (2.55)$$

$$\tan \psi_{ax} = \tan \psi \cos(\phi^* + \chi) \quad (2.56)$$

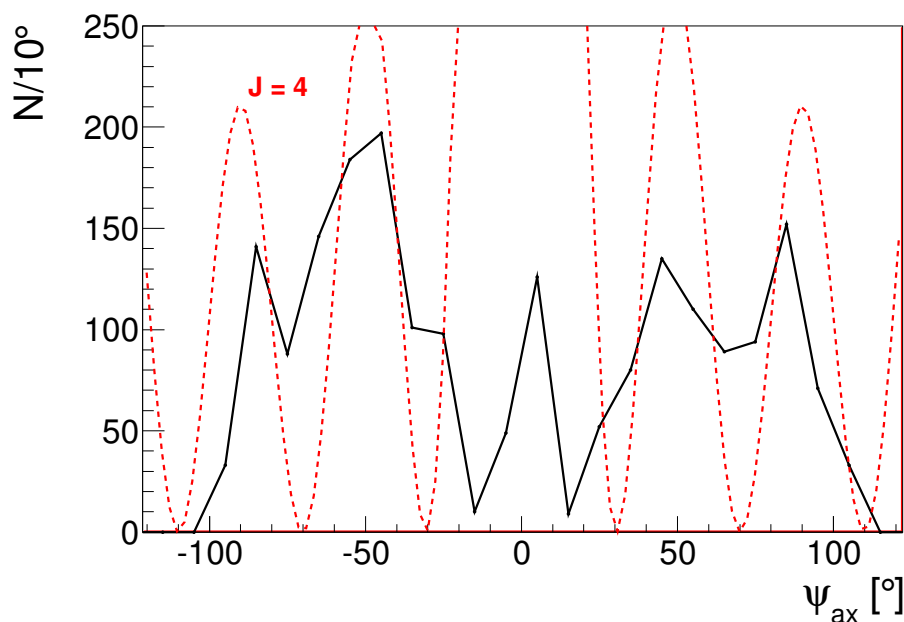
U slučaju da je  $\phi^* \sim -\chi$  i  $\psi \sim 90^\circ$ ,  $\theta^* \approx 0$ , vrijedi da je:

$$\frac{d\theta_{ax}^*}{d\psi_{ax}} \simeq \left. \frac{d\theta^*}{d\psi} \right|_{\chi=0}, \quad (2.57)$$

te ne dolazi do zakrivljenja pruga u ovoj geometriji. Pokazano je da se projekcijom podataka na ravninu raspada složene jezgre dobija bolja statistika te da su strukture u kutnim korelacijama, tj. pruge izraženije [79]. Ova metoda analize kutnih korelacija daje jedan vrlo moćan i jednostavan postupak određivanja spinova u reakcijama raspada. Na slici 2.28, prikazan je jedan primjer određivanja spina stanja, opaženog u reakciji  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + \alpha + ^{20}\text{Ne}$ , na energiji pobuđenja  $^{24}\text{Mg} \approx 13.8$  MeV (crna linija). Iscrtkanom linijom je prikazan Legendrov polinom četvrtog stupnja, a za kojeg je određeno da najbolje odgovara opaženoj raspodjeli projiciranih podataka  $\theta_{ax}^*$ - $\psi_{ax}$  spektra na os  $\psi_{ax}$ .

## 2.2.6 Geometrijska efikasnost detekcije

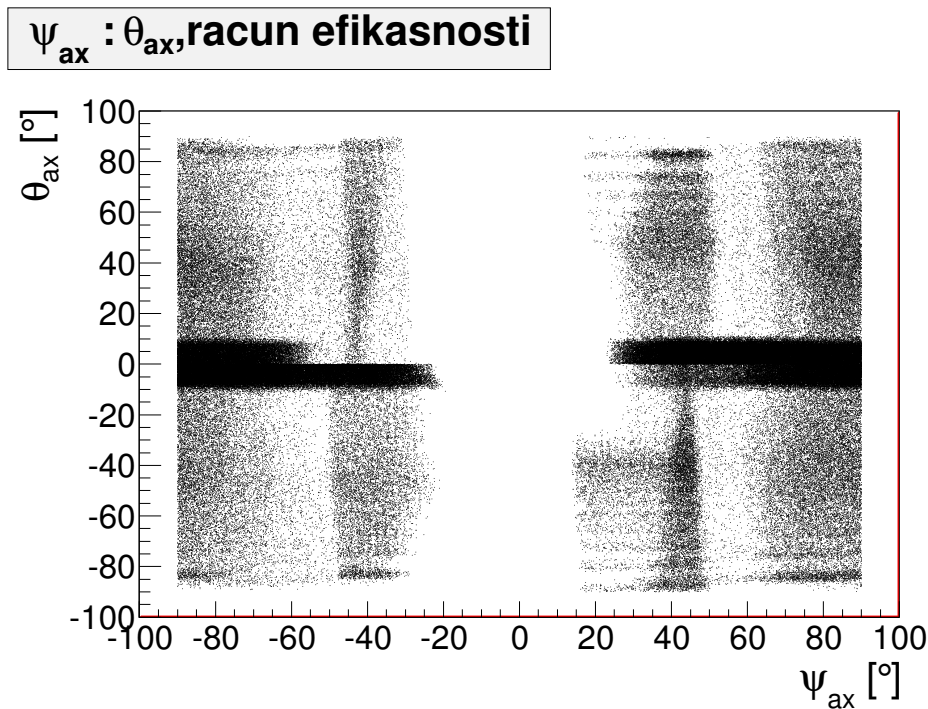
Efikasnost detekcije, prikazana sivom linijom u nastavku na spektrima funkcija pobuđenja, je računata pomoću koda res8 [82], [84]. res8 je Monte Carlo program koji simulira

4. stanje,  $J = 4$ 

Slika 2.28: Projicirana kutna korelacija četvrtog stanja  $^{24}\text{Mg}$  u tablici 3.5, opaženog u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanalu raspada. Iscrtkana linija odgovara Legendrovom polinomu reda 4, koji predstavlja periodičnost korelacije.

reakcije raspada. Osnovna funkcija res8 koda u analizi ovog mjerenja je bilo određivanje efikasnosti detekcije za korišteni eksperimentalni postav, a da bi se to postiglo, program simulira reakcije raspršenja, raspada pobuđene jezgre i detekcije produkata reakcije. Ulazni parametri koda su mase snopa, mete, pobuđene i izbijene jezgre, energija pobuđenja složene jezgre, kao i  $Q$  vrijednost reakcije, pozicija i veličina detektora, te debljina  $\Delta E$  detektora. Program prvo simulira raspršenje složene jezgre tako što se kut raspršenja mijenja unutar vrijednosti distribucije definiranom eksponencijalnim padom s kutem centra mase. Kad je kut raspršenja određen, a definirana je energija pobuđenja složene jezgre, simulira se izotropni raspad složene jezgre u dva produkta izabrane mase. Kut jednog produkta raspada je nasumično određen, a time je određen i kut drugog produkta. Energije produkata su ograničene dostupnom energijom ( $Q$  vrijednosti reakcije i  $E_x$  složene jezgre), kao i zakonom očuvanja količine gibanja. Dobivene varijable energije i položaja produkata raspada složene jezgre se iz sustava centra mase transformiraju u varijable laboratorijskog sustava ((2.31) i (2.32)). Simulirani događaj se smatra detektiranim ako obje čestice izmjerene u koincidenciji imaju dovoljnu energiju da prođu kroz  $\Delta E$  detektor te da im energija u  $E$  detektoru bude veća od energije praga (zadanoj na početku eksperimenta za svaki detektor) i da upadne u kutni raspon para teleskopa ko-

rištenih u tom koincidentnom mjerenju. Broj koincidentnih događaja koji se detektiraju u simuliranom eksperimentalnom postavu ovog mjerenja se uspoređuje s ukupnim brojem simuliranih događaja, te se time određuje geometrijska efikasnost detekcije. Kod se vrti za cijeli raspon energije pobuđenja složene jezgre te se time dobija profil efikasnosti kao funkcije pobuđenja. Time se sa sigurnošću može reći da li je neki vrh "umjetno" velik radi povećanja geometrijske efikasnosti detekcije, a i ovaj korak je nužan u računu omjera grananja o čemu će biti više riječi u nastavku ovog poglavlja. Na slici 2.29 je prikazana ovisnost  $\theta_{ax}^*$  o  $\psi_{ax}$ , za pobuđeno stanje  $^{24}\text{Mg}$  na 12.5 MeV, opaženo u reakciji  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , dobiveno pomoću računa geometrijske efikasnosti, korištenjem res8 programa.



Slika 2.29: Ovisnost  $\theta_{ax}^*$  o  $\psi_{ax}$ , za pobuđeno stanje  $^{24}\text{Mg}$  na 12.5 MeV, opaženo u reakciji  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , dobivena pomoću koda za računanje geometrijske efikasnosti res8 [82], [84].

### 2.2.7 Omjeri grananja

Omjeri grananja između različitih kanala raspada jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , kao i za različita pobuđena stanja jezgri u raspadu, daju vrlo važne informacije o strukturi stanja  $^{24}\text{Mg}$ . Uzmimo primjer raspada stanja  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanal kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom stanju (g.s.) te kad je  $^{20}\text{Ne}$  u prvom pobuđenom stanju na 1.634 MeV (1.s.). Omjer grananja stanja

koje se raspada u ova dva kanala je definiran kao [85]:

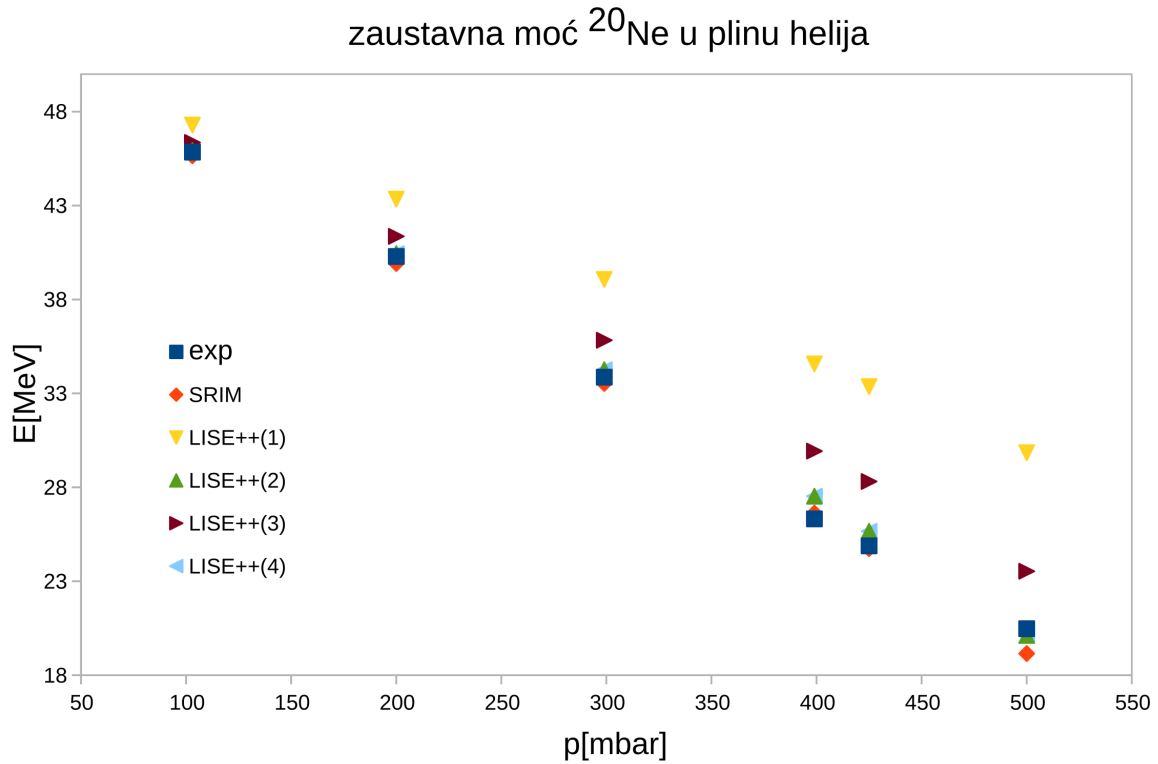
$$\frac{\Gamma_{1.s.}}{\Gamma_{g.s.}} = \frac{N(\psi_{1.s.})}{N(\psi_{g.s.})} \cdot \frac{eff(\psi_{g.s.})}{eff(\psi_{1.s.})}, \quad (2.58)$$

gdje je  $N(\psi)$  broj događaja u kutu  $\psi$ , definiranom kao kut između vektora relativnih brzina produkata raspada, X i Y, te smjera snopa (slika 2.25), korigiran za geometrijsku efikasnost detekcije. Broj događaja,  $N(\psi)$  je korigiran za omjer površine signala i površine signala i pozadine, tako da se u računu omjera grananja ne uzimaju događaji pozadine.

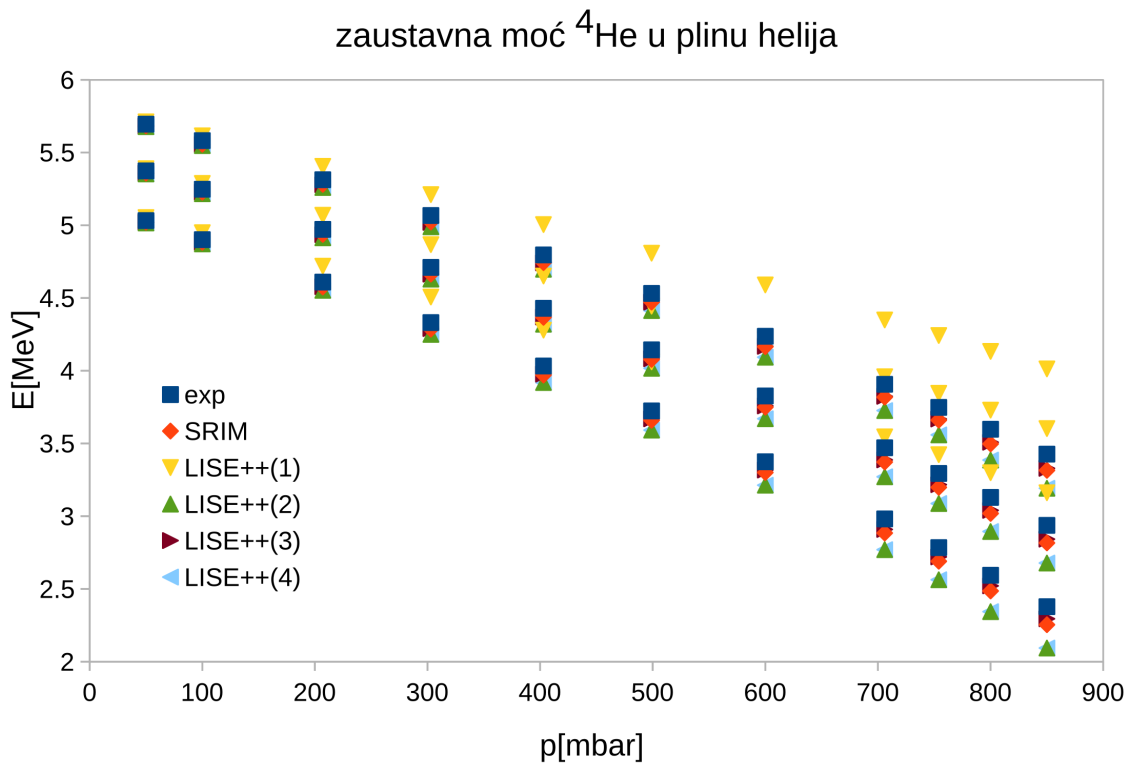
### 2.2.8 Mjerenje zaustavne moći

Često se pomaci u spektrima energija pobuđenja eksperimentalnih mjerenja djelomično pripisuju i nepouzdanosti kodova za računanje zaustavne moći iona u nekom materijalu [86]. Kako je u *Legnaro* mjerenju bilo jako bitno odrediti energiju čestica u reakciji radi što točnije rekonstrukcije energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , bilo je nužno poznavati debljinu Havar folije [50] kroz koju snop  $^{20}\text{Ne}$  prolazi prilikom ulaska u komoru za mjerenje, zatim zaustavnu moć  $^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha$  čestica u plinu helija. Da bi se odredilo koji kod za računanje zaustavne moći će se koristiti u nastavku analize, uspoređene su izmjerene vrijednosti smanjenja energije snopa  $^{20}\text{Ne}$  (slika 2.30) i  $\alpha$  čestica iz trostrukog  $\alpha$  izvora  $^{239}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Am}$ - $^{244}\text{Cm}$  (slika 2.31) ovog mjerenja, s povećanjem tlaka plina te izračunate vrijednosti dobivene iz SRIM [66], [87] i LISE++ [88] programskih paketa, gdje je u sklopu LISE++ dano četiri koda za računanje zaustavne moći ([89], [66], [90]). Iz slika 2.30 i 2.31 se vidi da je najbolje slaganje eksperimentalnih i izračunatih vrijednosti dobiveno za kod SRIM [66] te se u nastavku taj programski paket koristi za računanje zaustavne moći. Debljina Havar folije je određena tako što se mjerilo smanjenje energije  $\alpha$  čestica iz trostrukog  $\alpha$  izvora te je pomoću SRIM koda, koji se u prijašnja dva slučaja pokazao najboljim, određeno da je debljina korištene Havar folije  $2.25 \mu\text{m}$ . Tijekom mjerenja se konstantno mjerila temperatura u komori i tlak plina da bi se što točnije izračunala gustoća plina, a u konačnici zaustavna moć plina, koja ovisi o gustoći.





Slika 2.30: Usporedba izmjerene zaustavne moći  $^{20}\text{Ne}$  u plinu helija s podacima dobivenima iz SRIM [66] i LISE++ [88] programskih paketa.



Slika 2.31: Usporedba izmjerene zaustavne moći  $\alpha$  čestica iz trostrukog  $\alpha$  izvora  $^{239}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Am}$ - $^{244}\text{Cm}$  u plinu helija s podacima dobivenima iz SRIM [66] i LISE++ [88] programskog paketa.

# 3

## Rezultati *Catania* eksperimenta

---

U ovom poglavlju su dani rezultati analize *Catania* mjerenja reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha\text{X})\text{Y}$ , gdje je  $\alpha$  izbijena čestica (engl. *recoil*), a  $\text{X} = ^{12}\text{C}, ^8\text{Be}, \alpha$  i  $p$ , te  $\text{Y} = ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$  i  $^{23}\text{Na}$ , parovi čestica različitih izlaznih kanala raspada  $^{24}\text{Mg}$ . Mjerenje je izvršeno korištenjem metode rezonantne čestične spektroskopije.

U tablici 3.1 dane su vrijednosti energije praga raspada,  $E_{th}$   $^{24}\text{Mg}$  detektiranih kanala u ovom mjerenju.

Tablica 3.1: Energije praga raspada,  $E_{th}$   $^{24}\text{Mg}$ .

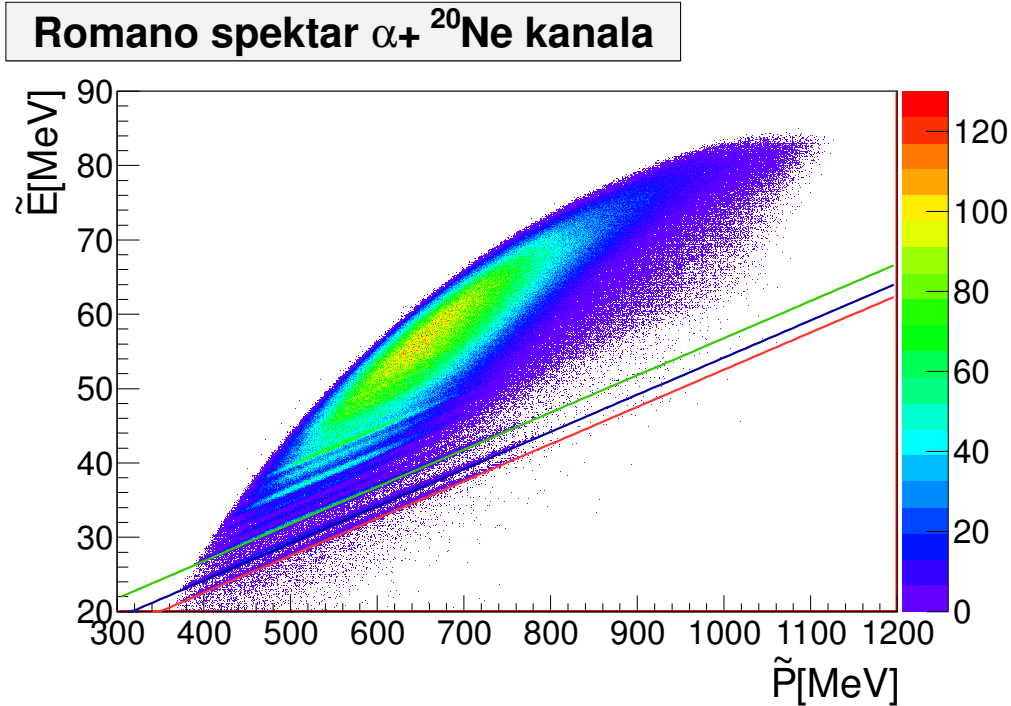
kanal raspada	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	$^8\text{Be}+^{16}\text{O}$	$\alpha+^{20}\text{Ne}$	$p+^{23}\text{Na}$
$E_{th}$ [MeV]	13.93	14.14	9.31	11.69

Iako je mjerenje  $p+^{23}\text{Na}$  kanala raspada  $^{24}\text{Mg}$  bilo planirano u ovom eksperimentu, pri analizi podataka se vidjelo da je jako teško izdvojiti  $p$  od šuma u  $\Delta E$ - $E$  spektrima te da spektri relativnih energija ne pokazuju nikakvo jasno stanje u  $^{24}\text{Mg}$ . Analizom kanala  $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$  je viđeno da je statistika događaja, koji nastaju raspadom  $^{24}\text{Mg}$  u ovaj kanal, dosta mala, najvjerojatnije jer se reže dio "banana"  $^{16}\text{O}$  i  $\alpha$  čestica u  $\Delta E$ - $E$  spektrima. Također, u  $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$  kanalu raspada  $^{24}\text{Mg}$ , nisu zabilježena stanja  $^{24}\text{Mg}$  u astrofizički značajnom području energija. Tako da će u nastavku biti prikazana analiza  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  i  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanala raspada  $^{24}\text{Mg}$ .

### 3.1 $\alpha+^{20}\text{Ne}$

$Q$  vrijednost reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$  iznosi -2.544 MeV. Iako je analiza ovog kanala provedena za svaki par teleskopa u kojem je barem jedna  $\alpha$  u koincidentnom mjerenju

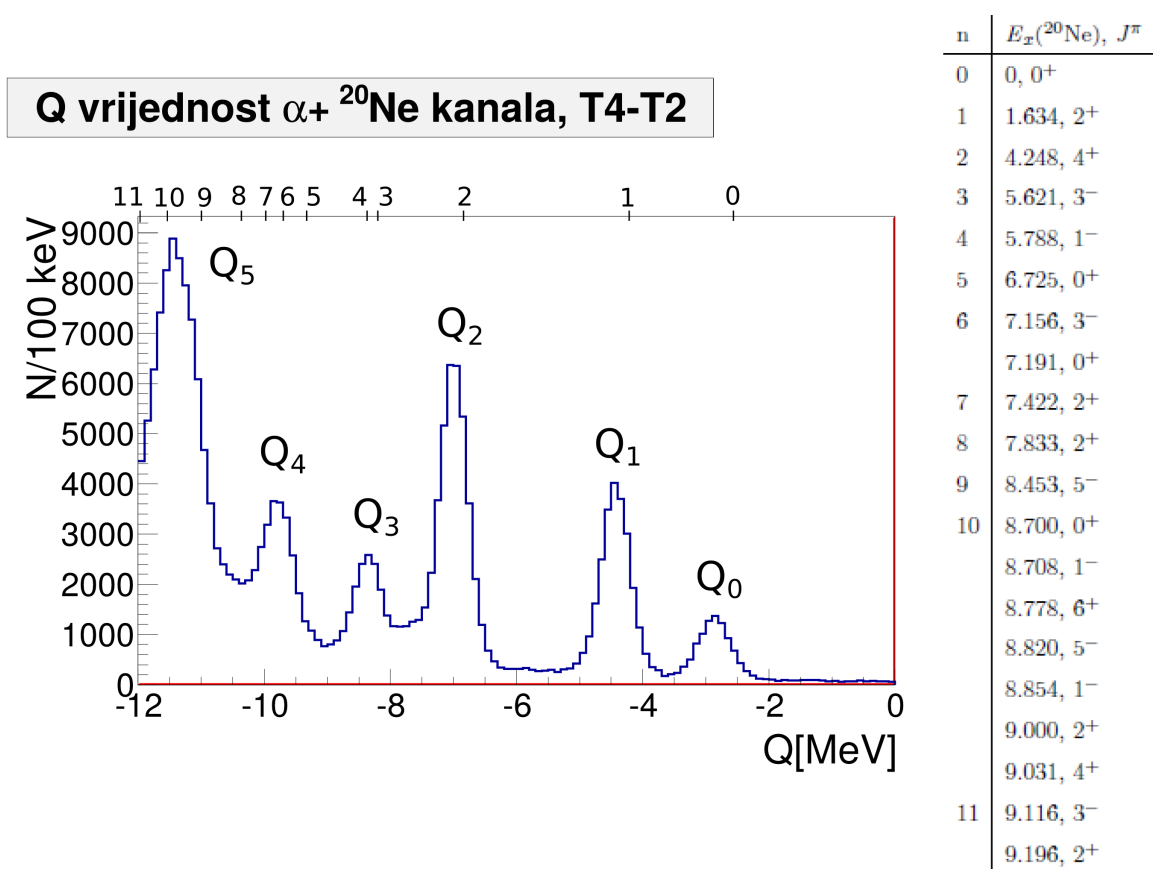
detektirana u teleskopu na prednjem ili srednjem kutu, u nastavku će biti detaljnije opisana analiza samo jednog para teleskopa, T4 na prednjem kutu i T2 na srednjem kutu. Na slici 3.1, prikazan je *Romano* spektar kad su u teleskopu T4 i T2 detektirane dvije  $\alpha$  čestice u koincidenciji, a treća nedetektirana čestica je jezgra  $^{20}\text{Ne}$ . U nastavku ćemo promotriti reakciju u kojoj nedetektirani  $^{20}\text{Ne}$  ostaje u osnovnom stanju te prvom i drugom pobuđenom stanju.



Slika 3.1: *Romano* spektar za  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanal raspada  $^{24}\text{Mg}$ , kad su dvije  $\alpha$  čestice detektirane u koincidenciji u T4 i T2. Nagib sva tri definirana pravca je  $1/A(^{20}\text{Ne})$ , s različitim odsječcima na osi  $\tilde{E}$  (vidi tekst).

Događaji tročestične reakcije,  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , određeni s  $Q$  vrijednosti i masom treće, nedetektirane čestice, u ovom slučaju  $^{20}\text{Ne}$ , leže na pravcu čiji presjek s  $\tilde{E}$  osi je jednak  $-Q$  vrijednosti reakcije, dok nagib tog pravca iznosi  $1/A(^{20}\text{Ne})$ . Kako u izlaznom kanalu,  $^{20}\text{Ne}$  može biti u nekom od svojih pobuđenih stanja, tako ćemo imati više izraženih pruga u  $\tilde{E}-\tilde{P}$  ravnini *Romano* spektra, čiji nagibi, tj.  $1/A(^{20}\text{Ne})$  će biti jednaki, no odsječak s  $\tilde{E}$  će se mijenjati s  $-Q$  vrijednosti reakcije, što se može i vidjeti na spektru slike 3.1. Da bi se jasnije uočilo kako izmjereni događaji ove tročestične reakcije, tj. pruge, slijede izračunate vrijednosti *Romano* pravca za ovu reakciju, na *Romano* spektru su nacrtani ti izračunati pravci koji prikazuju reakciju  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , kad je produkt reakcije  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom stanju, taj pravac je označen crvenom bojom (slika 3.1). Izračunati pravac u *Romano* spektru iste reakcije kad je jedan od produkata

reakcije,  $^{20}\text{Ne}$  u svom prvom pobuđenom stanju na 1.634 MeV je označen plavom bojom (slika 3.1). Kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom drugom pobuđenom stanju na 4.248 MeV, izračunati *Romano* pravac je označen zelenom bojom (slika 3.1). Na slici 3.1 vidimo da imamo dobro slaganje izmjerenih pruga u  $\tilde{E}-\tilde{P}$  ravnini *Romano* spektra s izračunatim vrijednostima pravaca odgovarajućeg nagiba i odsječka za navedenu reakciju. Ostali događaji koji su iznad ove tri najniže pruge, odgovaraju onim događajima reakcije u kojima je  $^{20}\text{Ne}$  u višim pobuđenim stanjima, te četveročestičnim reakcijama. No da bi točnije odredili koliko je stvarno odstupanje izmjerenih i izračunatih  $Q$  vrijednosti reakcije, promotrit ćemo samo  $Q$  vrijednost ove reakcije na slici 3.2.

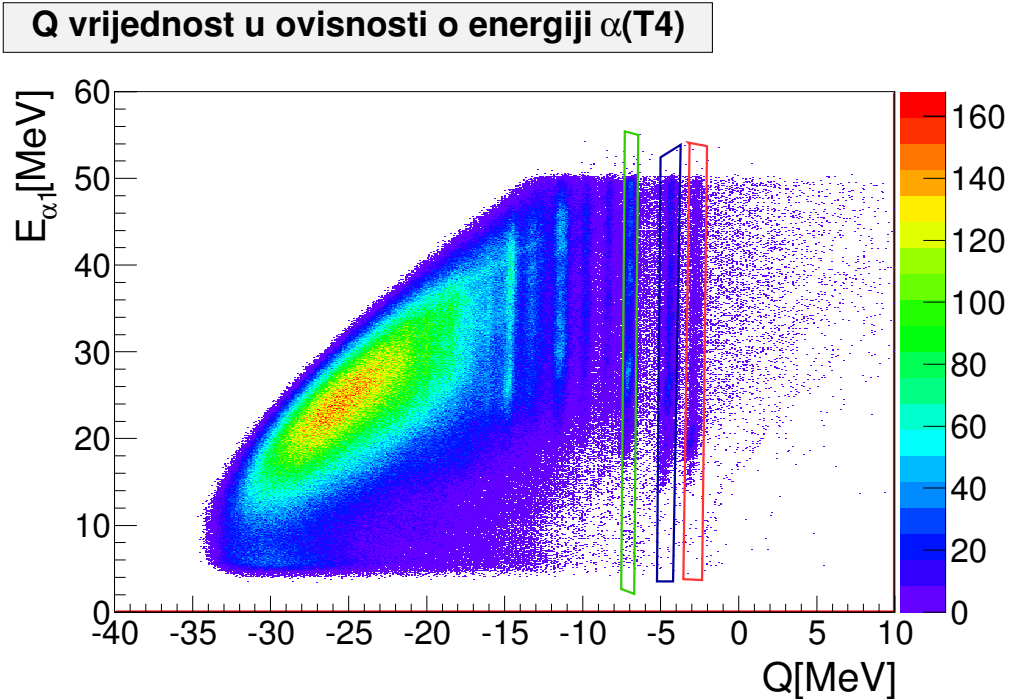


Slika 3.2:  $Q$  vrijednost reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , kad su dvije  $\alpha$  čestice detektirane u koincidenciji u T4 i T2. Iznad vrhova spektra dane su oznake koje odgovaraju različitim  $Q$  vrijednostima reakcije, ovisno o stanjima  $^{20}\text{Ne}$ , nastalim nakon raspada  $^{24}\text{Mg}$  (vidi tekst). U gornjem dijelu spektra, s brojevima od 0 do 11, su označena pobuđena stanja  $^{20}\text{Ne}$ , dok su u tablici, na lijevoj strani spektra, popisani položaji te spin i paritet tih stanja. Ponekad, ako su pobuđena stanja  $^{20}\text{Ne}$  blizu u energiji, jednoj oznaci broja, pridruženo je više pobuđenih stanja  $^{20}\text{Ne}$ .

Ako se promotre  $Q$  vrijednosti reakcije na slici 3.2, vide se vrhovi koji odgovaraju reakcijama kad je  $^{20}\text{Ne}$  u osnovnom stanju ili jednom od svojih pobuđenih stanja [76]. Na

gornjem dijelu spektra  $Q$  vrijednosti, na slici 3.2, s brojevima od 0 do 11, prikazani su položaji pobuđenih stanja  $^{20}\text{Ne}$  te su u tablici, na lijevoj strani slike 3.2, dani položaji, te spin i paritet tih stanja. Zbog velike gustoće stanja, ponekad je jednom broju pridruženo više pobuđenih stanja. Prikazom položaja pobuđenih stanja  $^{20}\text{Ne}$ , moguće je vidjeti točnost izmjerene  $Q$  vrijednosti ove reakcije, za ovu kombinaciju teleskopa. Najniži vrh, označen s  $Q_0$ , na oko -2.544 MeV, nastaje kad nakon raspada  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  ostane u osnovnom stanju. Postoji pomak od 326 keV između izmjerene i izračunate  $Q$  vrijednosti za kombinaciju detektiranih  $\alpha$  čestica u koincidenciji u teleskopima T4 i T2. Sljedeći vrh,  $Q_1$ , odgovara situaciji kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom prvom pobuđenom stanju na 1.634 MeV ( $^{20}\text{Ne}^*$ ) te se nalazi na -4.178 MeV, zbroju  $Q_0$  vrijednosti reakcije i energije pobuđenja prvog stanja  $^{20}\text{Ne}$ . Pomak izmjerene  $Q_1$  vrijednosti u odnosu na izračunatu je 261 keV za kombinaciju para teleskopa T4-T2.  $Q_2$  označava vrh u  $Q$  vrijednosti kad je pobuđeni  $^{20}\text{Ne}$  u 4.248 MeV stanju ( $^{20}\text{Ne}^{**}$ ). Položaj ovog vrha je na -6.792 MeV, vrijednosti jednakoj zbroju  $Q_0$  vrijednosti reakcije i iznosa energije pobuđenja drugog stanja  $^{20}\text{Ne}$ . Pomak izmjerene  $Q_2$  vrijednosti u odnosu na izračunatu vrijednost je 229 keV u ovoj kombinaciji para teleskopa. Pomak u  $Q$  vrijednosti energije za ova tri navedena slučaja nije jednak. Razlika najvjerojatnije potječe od nepouzdanosti u kalibracijskim vrijednostima detektora. S povećanjem energije, povećava se i broj stanja u  $^{20}\text{Ne}$  te eksperimentalna rezolucija ne dopušta da sa sigurnošću izdvojimo stanje koje najviše doprinosi vrhovima ispod -8 MeV u spektru  $Q$  vrijednosti ( $Q_3$  i  $Q_4$ ). Posebno to vrijedi za vrh na oko -11.5 MeV,  $Q_5$ , gdje bi nekoliko stanja  $^{20}\text{Ne}$  moglo doprinositi. Niže  $Q$  vrijednosti odgovaraju onim događajima u kojima je  $^{20}\text{Ne}$  u visokim pobuđenim stanjima te je čestično nestabilan pa tako u izlaznom kanalu reakcije postoji više od tri čestice.

Još jedan nužan korak u analizi je provjera da li se  $Q$  vrijednost reakcije mijenja s nekom opservablom, položajem ili energijom čestice, tj. u spektrima tražimo izražene pruge okomite na  $Q$  vrijednost reakcije. Na slici 3.3 prikazana je  $Q$  vrijednost reakcije u ovisnosti o energiji detektirane  $\alpha$  čestice u teleskopu 4. Vidimo da se  $Q$  vrijednost reakcije, tj. nagib pruga, ne mijenja s energijom detektirane  $\alpha$  čestice što je i nužan kinematički uvjet. Područje koje je omeđeno s crvenim linijama označava grafički rez primijenjen na  $Q$  vrijednost reakcije  $\alpha + \alpha + ^{20}\text{Ne}$ , kad se  $^{20}\text{Ne}$  nalazi u osnovnom stanju nakon raspada složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . S plavim linijama je označen grafički rez  $Q$  vrijednosti reakcije u kojoj je  $^{20}\text{Ne}$  u prvom, a sa zelenim linijama kad je  $^{20}\text{Ne}$  u drugom pobuđenom stanju.

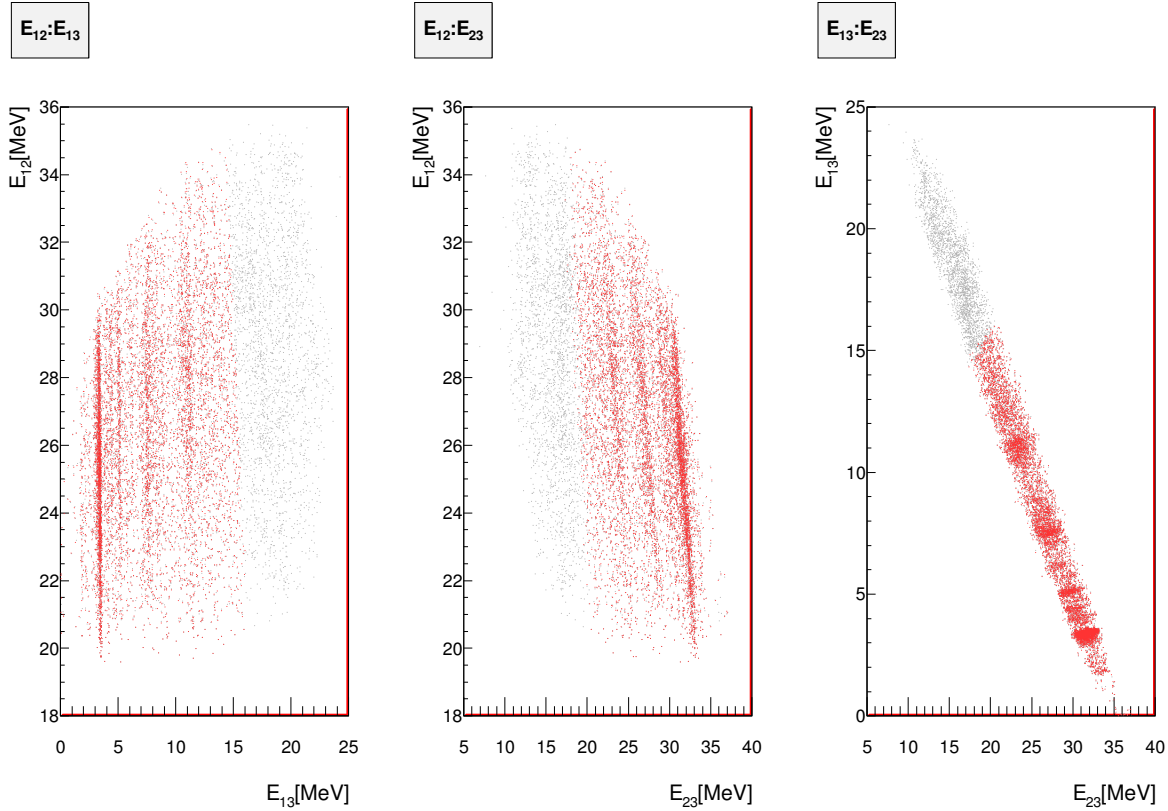


Slika 3.3:  $Q$  vrijednost reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , kad su dvije  $\alpha$  čestice detektirane u koincidenciji u T4 i T2 u ovisnosti o energiji detektirane  $\alpha$  čestice u teleskopu 4,  $\alpha_1$ . Područje definirano crvenim, plavim i zelenim linijama označava grafički rez (vidi tekst).

Nakon određivanja grafičkog reza na  $Q$  vrijednost reakcije, daljnja analiza se provodi samo na događajima koji su unutar tog grafičkog reza.

Ako je  $\alpha$  detektirana u teleskopu na prednjem kutu (T3 ili T4) označena kao čestica  $\alpha_1$ ,  $\alpha$  čestica detektirana u teleskopima na srednjim ili stražnjim kutevima (T1, T2, T5 i T6) kao čestica  $\alpha_2$ , a nedetektirana čestica,  $^{20}\text{Ne}$  označena s  $\beta$ , tada je relativna energija gibanja između  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$  definirana kao  $E_{12}$ ,  $\alpha_1$  i  $^{20}\text{Ne}$  kao  $E_{13}$ , a između  $\alpha_2$  i  $^{20}\text{Ne}$  kao  $E_{23}$ . Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha\alpha)^{20}\text{Ne}$ , kad je u teleskopu 4 detektirana  $\alpha_1$ , a u teleskopu 2  $\alpha_2$ , su prikazani na slici 3.4.

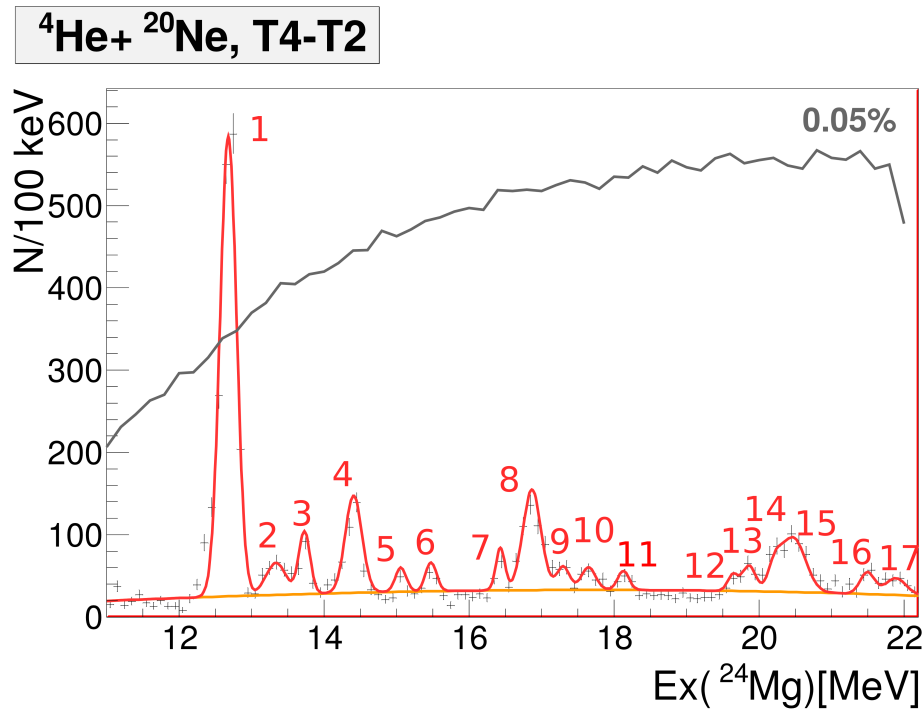
Na slikama relativnih energija, jasno se vide izražene, uske pruge (slika 3.4). Kinematički uvjet da određena pruga u tom spektru relativnih energija odgovara stanju jezgre  $^{24}\text{Mg}$  je da se položaj te pruge ne mijenja s promjenom druge varijable, u ovom slučaju relativne energije drugih kombinacija parova čestica. Kako su te pruge najizraženije u  $E_{13}$ , u nastavku će se posebna pozornost obratiti na tu kombinaciju relativne energije para čestica, no prvo grafičkim rezom odabiremo samo događaje u tim prugama (slika 3.4, označeno s crvenom bojom). Područje koje se obuhvaća grafičkim rezom određuje se okom, pri tome pazeći da se obuhvate samo oni događaji u prugama koje su okomite na željenu relativnu energiju. Pruge u  $E_{23}$  su nešto lošije rezolucije i manje statistike u od-



Slika 3.4: Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha\alpha)^{20}\text{Ne}$  kad je  $\alpha_1$  detektirana u T4,  $\alpha_2$  u T2, dok je treća, nedetektirana čestica  $^{20}\text{Ne}$ . Crvenom bojom su označeni događaji koji odgovaraju raspadu  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha_1$  i  $^{20}\text{Ne}$ , dok su sivom označeni oni događaji koji odgovaraju energiji relativnog gibanja  $\alpha_2$  i  $^{20}\text{Ne}$  te  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$ .

nosu na one u  $E_{13}$ . U tom slučaju, kad je  $\alpha$  iz raspada  $^{24}\text{Mg}^*$  detektirana na većem kutu, energija detektirane  $\alpha$  čestice je manja, te je time i rezolucija slabija. Isto tako, udarni presjek na tim većim kutevima je manji, te je i skupljena statistika manja. U reakcijama, u inverznoj kinematici, očekujemo da nastala složena jezgra dominantno ide na prednje kuteve, u smjeru snopa, kao i produkti raspada te složene jezgre, tj.  $\alpha$  nastala u raspadu  $^{24}\text{Mg}$  će preferirano ići u teleskope na prednjim kutevima. Broj događaja nastalog  $^8\text{Be}$  u osnovnom stanju je vrlo velik (slika 2.22), kad su dvije  $\alpha$  čestice detektirane u istom teleskopu, no u ovim spektrima se ne vide karakteristične pruge u  $E_{12}$  kao u  $E_{13}$ , a nešto i u  $E_{23}$ . Očekivalo se da će se detektirati nešto događaja iz raspada  $^8\text{Be}$  u više pobuđenim stanjima, no ako su takvi događaji i zabilježeni, u potpunosti su potisnuti raspadom  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanal te ne utječu značajnije na spektre energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ .

Nakon odabira događaja primjenom grafičkog reza na  $Q$  vrijednosti i pruge  $E_{13}$ , radimo projekciju tih selektiranih podataka na os  $E_{13}$ . Koristeći izraz (2.40) te pribrajajući energiju praga raspada  $^{24}\text{Mg}$  u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , koja iznosi 9.31 MeV, i  $E_{13}$ , dobija se energija

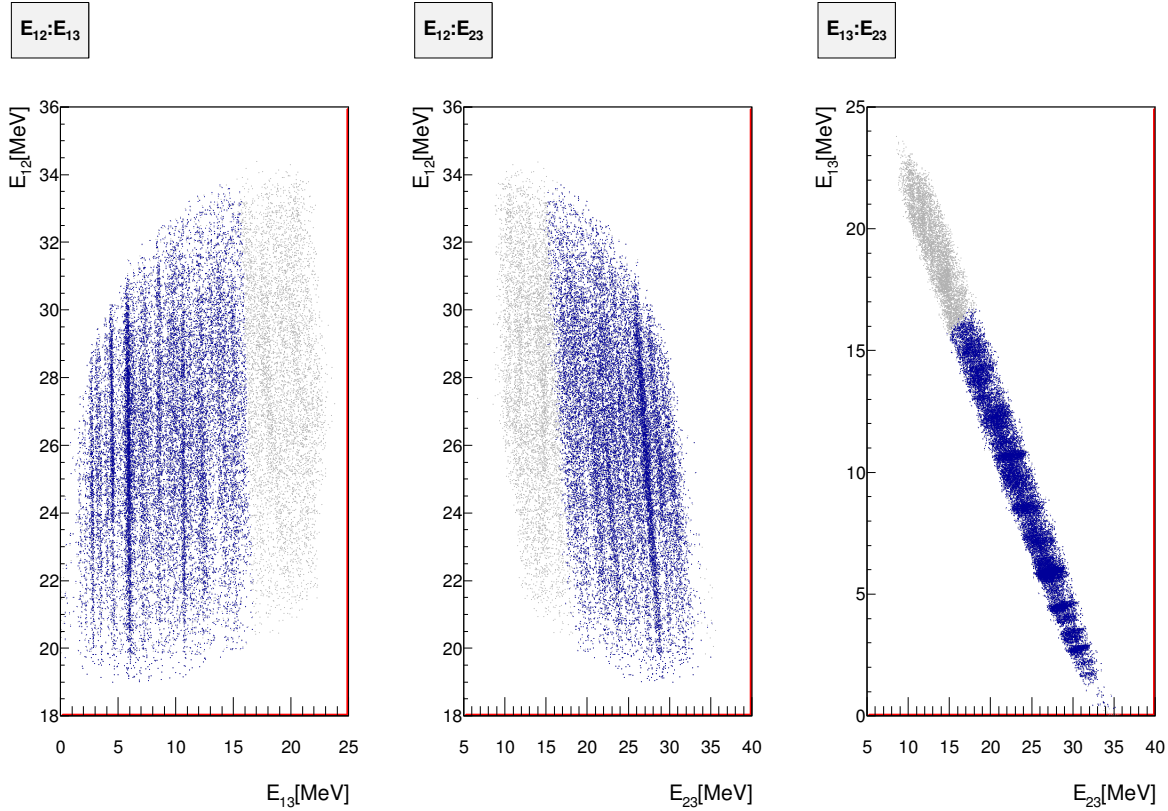


Slika 3.5: Energija pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , kad je u T4 detektirana  $\alpha_1$ , a u T2  $\alpha_2$ . Crvena linija opisuje vrhove spektra, a narančasta pozadinu. Siva linija prikazuje ovisnost efikasnosti detekcije o energiji pobuđenja, s maksimalnom vrijednosti efikasnosti koja iznosi 0.05%.

pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Na slici 3.5 prikazan je spektar energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Dobiveni događaji u opisanoj analizi su prikazani crnim točkama, dok pomoću programskog paketa RooFit [71] se određuju parametri tih vrhova koji se prikazuju pomoću crvene boje, a pozadina spektra je prikazana narančastom bojom. Događaji pozadine najčešće dolaze od šuma u detektorima kojeg zamijenimo za pravi događaj te od događaja u spektrima relativnih energija koji ne odgovaraju željenoj kombinaciji para čestica, tj.  $\alpha_1+^{20}\text{Ne}$ , već onim drugim parovima čestica, tj.  $\alpha_1+\alpha_2$  i  $\alpha_2+^{20}\text{Ne}$ . Iako se ovaj drugi navedeni doprinos pozadini pokušava svesti na minimum dobro definiranim grafičkim rezom na spektar relativnih energija, ipak je ponekad vrlo teško odrediti granicu između pruga koje odgovaraju različitim relativnim energijama. Posebno se to izražava u području viših relativnih energija (npr. u  $E_{13}$  iznad 13 MeV u lijevom spektru slike 3.4), stoga stanjima na višim vrijednostima energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  treba pristupiti s oprezom.

Nakon obrade kanala u kojem je izlazni  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom stanju, slijedi analiza događaja reakcije u kojima je  $^{20}\text{Ne}$  u svom prvom pobuđenom stanju. Prvi korak je odabir događaja s odgovarajućom  $Q$  vrijednosti reakcije,  $Q_1$ , tj. onih događaja koji su unutar grafičkog reza plave boje, a zatim se rade spektri relativnih energija te se ponovno



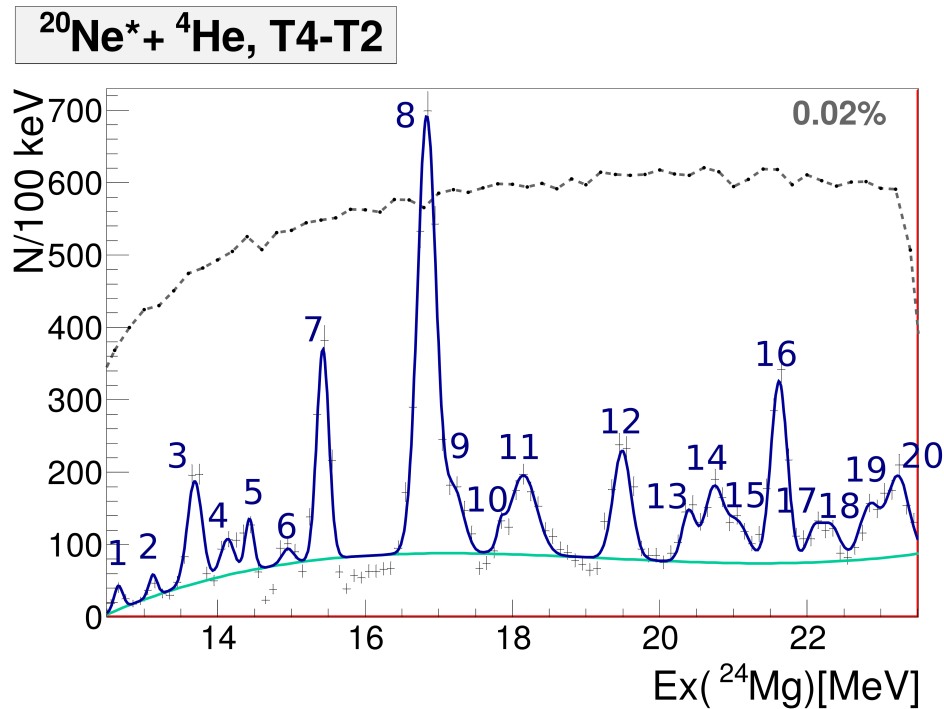


Slika 3.6: Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha\alpha)^{20}\text{Ne}^*$  kad je  $\alpha_1$  detektirana u T4,  $\alpha_2$  u T2, dok je treća, nedetektirana čestica  $^{20}\text{Ne}^*$ . Plavom bojom su označeni događaji koji odgovaraju raspadu  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha_1$  i  $^{20}\text{Ne}^*$ , dok su sivom označeni oni događaji koji odgovaraju energiji relativnog gibanja  $\alpha_2$  i  $^{20}\text{Ne}^*$  te  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$ .

odabiru ona područja koja imaju izražene pruge koje odgovaraju stanjima u  $^{24}\text{Mg}$  (slika 3.6). Najizraženije pruge vidimo ponovno u  $E_{13}$ , a koje odgovaraju događajima u kojima je  $\alpha_1$  iz raspada detektirana u T4, dok je izbijena  $\alpha_2$  detektirana u T2. Pruge u  $E_{23}$  su ponovno slabijeg intenziteta i lošije rezolucije, kao i u slučaju kad je  $^{20}\text{Ne}$  iz raspada u osnovnom stanju.

Radeći projekciju plavog područja slike 3.6 na os  $E_{13}$  kojoj pridodajemo vrijednosti  $E_{th}$  za raspad u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanal i energiju pobuđenja  $^{20}\text{Ne}$  jednaku 1.634 MeV, dobivamo spektar pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , označen s crnim točkama. Na slici 3.7 su prikazane vrijednosti parametara vrhova dobivenih pomoću RooFit programa [71], koje su označene plavom bojom, dok je pozadina označena tirkiznom bojom.

U nastavku će se promotriti i analiza reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha\alpha)^{20}\text{Ne}^{**}$ , gdje je izlazni  $^{20}\text{Ne}$  u svom drugom pobuđenom stanju. Analiza se ponovno izvršava tako da se prvo odabiru događaji s odgovarajućom  $Q$  vrijednosti reakcije, tj.  $Q_2$ , unutar zelenog grafičkog reza na slici 3.3 zatim se rade spektri relativnih energija te se ponovno odabiru ona područja koja

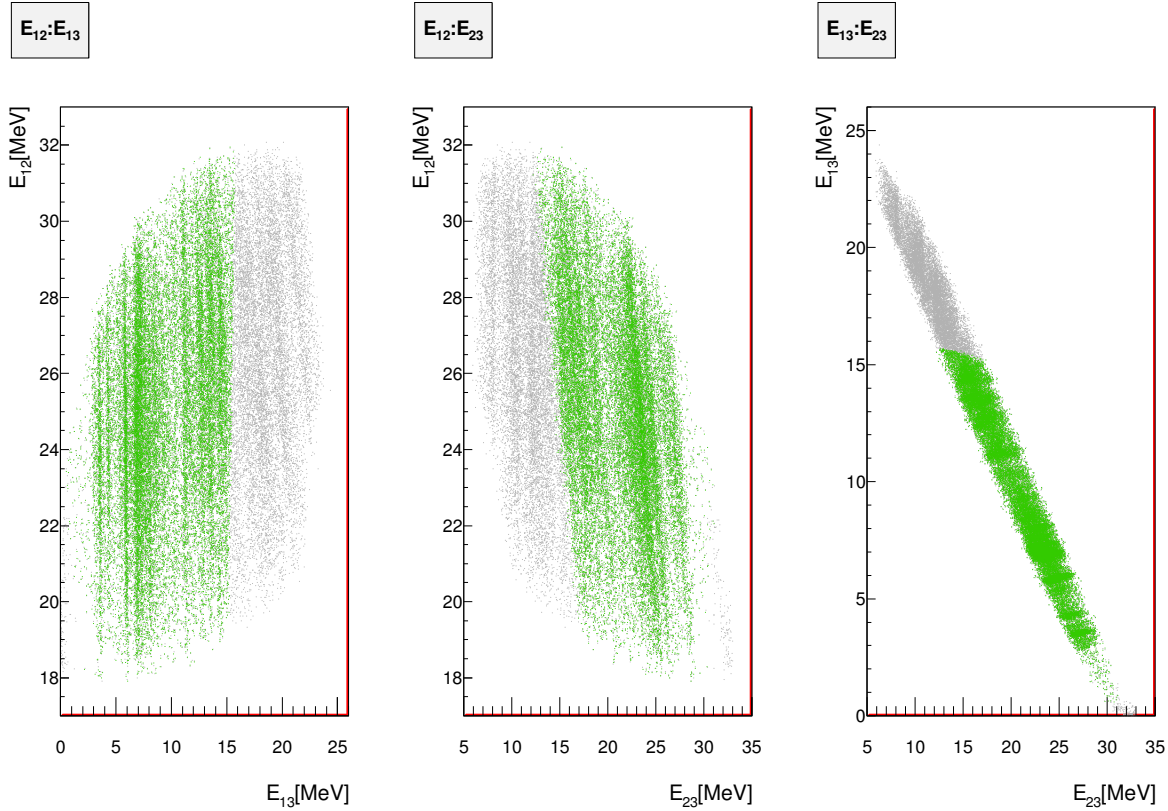


Slika 3.7: Energija pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , kad je u T4 detektirana  $\alpha_1$ , a u T2  $\alpha_2$ . Plava linija opisuje vrhove spektra, a tirkizna pozadinu. Siva linija prikazuje ovisnost efikasnosti detekcije o energiji pobuđenja, s maksimalnom vrijednosti efikasnosti koja iznosi 0.02%.

imaju izražene pruge koje odgovaraju stanjima u  $^{24}\text{Mg}$  (slika 3.8). Najizraženije pruge vidimo ponovno u  $E_{13}$  koje odgovaraju događajima u kojima je  $\alpha_1$  iz raspada detektirana u T4, dok je izbijena  $\alpha_2$  detektirana u T2.

Spektar pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  se dobiva tako što se radi projekcija zelenog područja slike 3.8 na os  $E_{13}$  kojoj pridodajemo vrijednosti  $E_{th}$  za raspad u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanal i energiju pobuđenja  $^{20}\text{Ne}$  jednaku 4.248 MeV. Na slici 3.9 je prikazana zelena krivulja dobivena pomoću RooFit programa [71] koja opisuje izmjerene vrhove, prikazane crnim točkama, i pozadinu spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , prikazanu ljubičastom linijom. RooFit programa [71] varira parametre pozadine i opaženih vrhova dok se ne minimizira razlika između izmjerenih vrijednosti parametara i onih dobivenih u ovom programu. Tako se npr. pozadina nacrtana ljubičastom krivuljom na slici 3.9, gdje je prikazan spektar energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , razlikuje oblikom od pozadine na spektrima slika 3.5 (narančasta krivulja) i 3.7 (tirkizna krivulja), jer je RooFit programom određeno da takva pozadina i parametri tih opaženih vrhova, daju najbolje slaganje s izmjerenim vrijednostima.

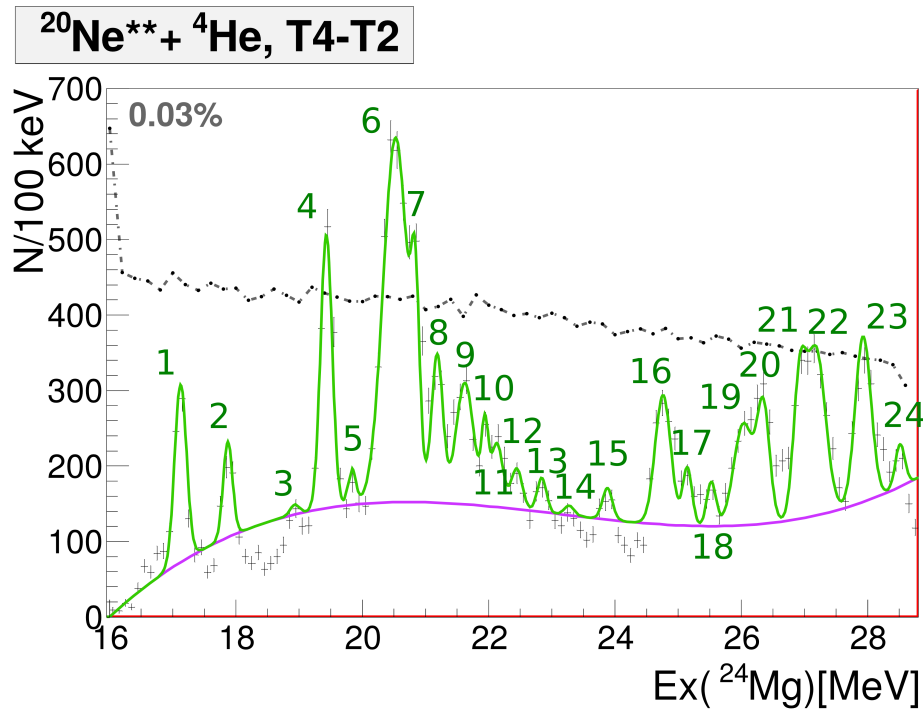
U tablici 3.2 navedeni su dobiveni parametri RooFit programa [71] koji opisuju dobivene spektre energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , kad su dvije  $\alpha$  čestice detektirane u koincidenciji, u kombinaciji teleskopa T4-T2. Parametri vrhova, označeni crvenom bojom, odgovaraju



Slika 3.8: Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha\alpha)^{20}\text{Ne}^{**}$  kad je  $\alpha_1$  detektirana u T4,  $\alpha_2$  u T2, dok je treća, nedetektirana čestica  $^{20}\text{Ne}$  u drugom pobuđenom stanju. Zelenom bojom su označeni događaji koji odgovaraju raspadu  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha_1$  i  $^{20}\text{Ne}^{**}$ , dok su sivom označeni oni događaji koji odgovaraju relativnoj energiji gibanja  $\alpha_2$  i  $^{20}\text{Ne}^{**}$  te  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$ .

onim parametrima dobivenima iz spektra na slici 3.5, tj. kad su sve čestice u izlaznom kanalu u svom osnovnom stanju. Parametri vrhova, označeni plavom bojom, odgovaraju onima dobivenim iz spektra na slici 3.7, kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom prvom pobuđenom stanju, dok su zeleni oni dobiveni iz spektra na slici 3.9, koji označava reakciju kad se  $^{24}\text{Mg}$  raspada u  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^{**}$  kanal. RooFit program je korišten da bi se što bolje opisali dobiveni izmjereni podaci za energiju pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , no često, npr. u spektru pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  dobivenog raspadom u  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^{**}$  kanal (slika 3.9), na energiji između 22 MeV i 24 MeV, vidimo nekoliko vrlo uskih i ne toliko statistički jakih vrhova, tako da ne možemo sa sigurnošću tvrditi koliko stvarno imamo stanja u tom području. Zbog toga treba s oprezom pristupiti dobivenim vrijednostima parametara RooFit programa, a posebno u nastavku, pri određivanju omjera grananja pojedinih stanja u  $^{24}\text{Mg}$ .

Opisana analiza se primijenjuje na svaki par teleskopa u čijoj se kombinaciji detektiranih  $\alpha$  čestica dobivaju jasna stanja koja odgovaraju onima u  $^{24}\text{Mg}$ , T3-T1, T3-T2, T3-T5, T3-T6, T4-T1, T4-T5, T4-T6 i T2-T5. Također, grafički rezovi su definirani za svaki



Slika 3.9: Energija pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , kad je u T4 detektirana  $\alpha_1$ , a u T2  $\alpha_2$ . Zelena linija opisuje vrhove spektra, a ljubičasta pozadinu. Siva linija prikazuje ovisnost efikasnosti detekcije o  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , s maksimalnom vrijednosti efikasnosti koja iznosi 0.03%.

par teleskopa posebno. Kako su svi spektri vrlo slični, te su vrhovi koji se preklapaju u pojedinim kombinacijama teleskopa, u kanalima  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ ,  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , prikazani u tablicama 3.5, 3.6 i 3.7, od samog prikaza tih spektara neće se puno naučiti, stoga su prikazani samo spektri  $E_x(^{24}\text{Mg})$  u kombinaciji teleskopa T4-T2 (slike 3.5, 3.7 i 3.9).

U tablici 3.3 su dana odstupanja izmjerenih  $Q_0$ ,  $Q_1$  i  $Q_2$  vrijednosti od onih izračunatih za svaki par teleskopa. Vidimo da je najveće odstupanje za kombinacije teleskopa gdje je izbijena  $\alpha$  detektirana u T1, što je najvjerojatnije posljedica lošije kalibracije tog teleskopa. Iako PSSD detektor, kakav je korišten kao E3, deblji detektor u T3, omogućava preciznije određivanje položaja detektirane čestice, a time i točnije računanje  $Q$  vrijednosti reakcije i  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , u odnosu na DSSD detektor, kakav je korišten u T4, ipak je odstupanje nešto veće za kombinacije teleskopa gdje je  $\alpha$  iz raspada  $^{24}\text{Mg}$  detektirana u T3. To je najvjerojatnije posljedica mijenjanja parametara kalibracije  $\Delta E3$  detektora s vremenom trajanja eksperimenta. Stoga se treba nešto jači naglasak staviti na spektre dobivene u kombinaciji s teleskopom T4.

Tablica 3.2: Položaj i *FWHM* vrhova spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  označenih na slikama 3.5, 3.7 i 3.9, kad je u T4 detektirana  $\alpha$  iz raspada, a u T2 izbijena  $\alpha$ . Crvenom bojom su označeni vrhovi kanala  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , plavom  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , a zelenom  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ .

n	$E_x$ [MeV]	<i>FWHM</i> [MeV]	n	$E_x$ [MeV]	<i>FWHM</i> [MeV]	n	$E_x$ [MeV]	<i>FWHM</i> [MeV]
1	12.68	0.27	1	12.65	0.14	1	17.12	0.22
2	13.34	0.32	2	13.12	0.13	2	17.87	0.18
3	13.73	0.18	3	13.69	0.23	3	18.93	0.17
4	14.41	0.27	4	14.13	0.21	4	19.43	0.21
5	15.06	0.18	5	14.43	0.14	5	19.84	0.14
6	15.48	0.18	6	14.95	0.19	6	20.53	0.46
7	16.43	0.15	7	15.43	0.19	7	20.84	0.15
8	16.87	0.29	8	16.84	0.30	8	21.19	0.21
9	17.30	0.21	9	17.21	0.30	9	21.62	0.33
10	17.65	0.23	10	17.84	0.12	10	21.94	0.12
11	18.13	0.18	11	18.15	0.42	11	22.13	0.22
12	19.64	0.16	12	19.49	0.28	12	22.44	0.21
13	19.86	0.22	13	20.39	0.22	13	22.84	0.17
14	20.22	0.21	14	20.73	0.30	14	23.27	0.17
15	20.47	0.40	15	21.05	0.35	15	23.88	0.18
16	21.50	0.23	16	21.62	0.26	16	24.76	0.29
17	21.89	0.33	17	22.09	0.23	17	25.14	0.17
			18	22.32	0.30	18	25.52	0.17
			19	22.85	0.31	19	26.03	0.36
			20	23.23	0.34	20	26.35	0.23
						21	26.92	0.23
						22	27.18	0.35
						23	27.93	0.56
						24	28.51	0.18

Tablica 3.3: Odstupanja izmjerenih  $Q_0$ ,  $Q_1$  i  $Q_2$  vrijednosti od izračunatih za svaki par  $T$ .

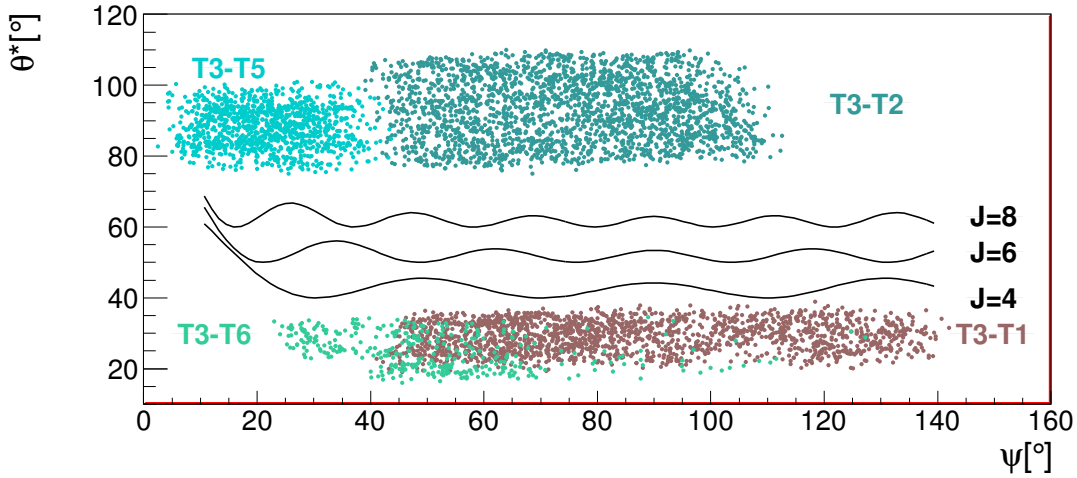
teleskopi	T3-T1	T3-T2	T3-T5	T3-T6	T4-T1	T4-T2	T4-T5	T4-T6	T2-T5
$\Delta Q_0$ [keV]	711	585	-309	-336	856	326	-197	-114	252
$\Delta Q_1$ [keV]	426	274	-365	-388	647	261	-222	-150	162
$\Delta Q_2$ [keV]	674	254	-364	-326	777	229	-189	-154	188

Ako se promotre spektri energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  dobiveni iz kanala raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  (slika 3.5), gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u osnovnom stanju ( $0^+$ ),  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  (slika 3.7), gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u prvom pobuđenom stanju ( $2^+$ ) i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  (slika 3.9), gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u drugom pobuđenom stanju ( $4^+$ ), u kombinaciji teleskopa T4-T2, vidimo da postoji preklapanje nekoliko vrhova što omogućuje računanje omjera grananja pojedinog vrha u  $^{24}\text{Mg}$  koje se raspada u dva navedena kanala raspada. To se preklapanje u stanjima  $^{24}\text{Mg}$ , za ova tri kanala raspada, može uočiti i na spektrima slike 3.12, gdje je, radi preglednosti spektara, nacrtana samo krivulja koja opisuje vrhove spektara, a ne i pozadina te ovisnost efikasnosti detekcije o  $E_x(^{24}\text{Mg})$ . Prvo ćemo promotriti ta preklapanja u spektrima  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne})$  (slika 3.5) te  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^*)$  (slika 3.7) i tako odrediti omjer grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$ , a zatim i preklapanja stanja u  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^*)$  (slika 3.7) sa stanjima u  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^{**})$  (slika 3.9) i tako odrediti omjer grananja  $\Gamma_{4^+/2^+}$ . Analiza omjera grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  i  $\Gamma_{4^+/2^+}$  je provedena u svim kombinacijama teleskopa, te je u nastavku opisano slaganje tih rezultata s onima dobivenima u kombinaciji teleskopa T4-T2. Kako je gustoća vrhova u spektrima  $E_x(^{24}\text{Mg})$  dosta velika, često dolazi do preklapanja stanja te nije moguće odrediti omjer grananja samo za jedan, izolirani vrh, već za jednu skupinu vrhova. Radi jednostavnosti, usporedba je dana samo za one vrhove te kombinacije teleskopa u kojima su omjeri grananja izračunati samo za taj vrh, a ne za skupinu vrhova.

Omjer grananja računamo tako da svakom vrhu, u pojedinom kanalu, odredimo površinu od koje oduzmemo pozadinu, tako znamo koji je omjer pozadine i signala u čitavom vrhu. Zatim za taj vrh, u toj kombinaciji teleskopa, nađemo broj događaja u kutu  $\psi$ , definiranom kao kut između vektora relativnih brzina produkata raspada, X i Y, tj.  $\alpha$  i  $^{20}\text{Ne}$ , te smjera snopa (slika 2.25), kojeg korigiramo za geometrijsku efikasnost detekcije za taj  $\psi$ , te uzmemo u obzir i vrijednost omjera signala i pozadine. Ponekad RooFit [71] daje oblik pozadine koji nije idealan te u tom slučaju se pozadina određuje okom.

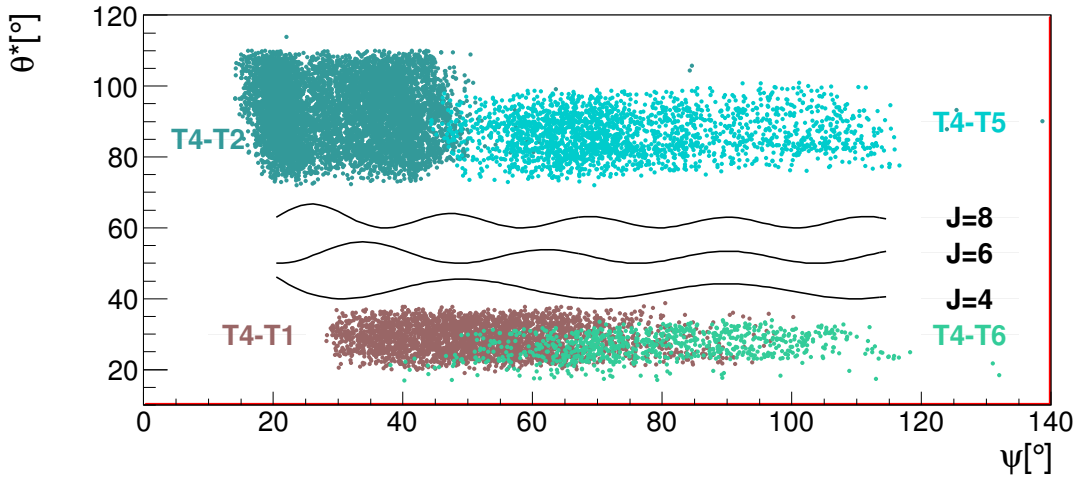
Raspon kuta  $\psi$ , kojeg pokrivaju kombinacije teleskopa s T3 (slika 3.10) i T4 (slika 3.11), je prikazan u ovisnosti o polarnom kutu jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u sustavu centra mase,  $\theta^*$  (slika

$\theta^* : \psi, \alpha + {}^{20}\text{Ne}$



Slika 3.10:  $\theta^*$ - $\psi$  spektar za događaje iz raspada  ${}^{24}\text{Mg}$ , u kanal  $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$ , u kombinacijama teleskopa T3-T1, T3-T2, T3-T5 i T3-T6. Prikazani su i Legendrovi polinomi reda  $J = 4, 6$  i  $8$ , koji definiraju spin stanja  ${}^{24}\text{Mg}$ .

$\theta^* : \psi, \alpha + {}^{20}\text{Ne}$



Slika 3.11:  $\theta^*$ - $\psi$  spektar za događaje iz raspada  ${}^{24}\text{Mg}$ , u kanal  $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$ , u kombinacijama teleskopa T4-T1, T4-T2, T4-T5 i T4-T6. Prikazani su i Legendrovi polinomi reda  $J = 4, 6$  i  $8$ , koji definiraju spin stanja  ${}^{24}\text{Mg}$ .

2.25). Događaji prikazani na spektrima slika 3.10 i 3.11, odgovaraju događajima iz kanala  $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$ , kad su obje čestice u svom osnovnom stanju. Na tim događajima je primijenjen grafički rez, na  $Q$  vrijednost reakcije, te na stanja  ${}^{24}\text{Mg}$ , iz spektara relativnih energija. Na spektrima slika 3.10 i 3.11, prikazani su i Legendrovi polinomi reda  $J = 4, 6$  i  $8$ , a koji definiraju spin stanja  ${}^{24}\text{Mg}$ , što će biti opisano u nastavku ovog poglavlja.

Točno eksperimentalno određivanje omjera granjanja pretpostavlja detekciju ukupnog

broja događaja pojedinog kanala u punom prostornom kutu, ili ekstrapolaciju dobivenog omjera grananja na temelju izmjerene parcijalne kutne raspodjele. Promatrajući raspon kuta  $\psi$ , kojeg pokrivaju kombinacije teleskopa s T3 (slika 3.10) i T4 (slika 3.11), koji je vrlo ograničen, te činjenice da je omjer grananja često bilo moguće odrediti u samo jednoj kombinaciji teleskopa, te male statistike vrhova, što također unosi nepouzdanost u ovaj račun, to točno eksperimentalno određivanje omjera grananja je neprovedivo s dobivenim podacima.

Iz spektara slike 3.10 i 3.11, može se vidjeti koliki raspon kuta  $\psi$ , pokriva pojedina kombinacija teleskopa, te na taj način dati određenu težinu izračunatim omjerima grananja. Razlike u iznosima omjera grananja dolaze zbog različitih pokrivenosti  $\psi$  kuta za različite kombinacije teleskopa, a ovisi i o spinu tog stanja, te se može dogoditi da za jednu kombinaciju teleskopa imamo minimum Legendrovog polinoma, dok ćemo za drugu imati maksimum, što će doprinosti razlici u omjeru grananja, no pri tome imajući na umu korekciju za geometrijsku efikasnost detekcije. Npr. ako imamo stanje  $^{24}\text{Mg}$ , spina  $4^+$ , opaženo u kombinaciji teleskopa T4-T2 i T4-T1 (npr. samo u rasponu  $40^\circ < \psi < 60^\circ$ ), dobivene vrijednosti omjera grananja će se razlikovati, jer u kombinaciji T4-T2 Legendrov polinom reda  $J = 4$  će imati minimum, u T4-T1 maksimum, no korekcijom za geometrijsku efikasnost detekcije, omjer grananja će tada imati veću vrijednost u T4-T2, nego u T4-T1. Osim za Legendrov polinom reda  $J = 4$ , za T4-T2, gdje raspon kuta  $\psi$  pokriva samo minimum te funkcije, za stanja viših spinova te drugih kombinacija teleskopa, broj minimuma i maksimuma Legendrovih polinoma je otprilike jednak te najvjerojatnije neće značajnije doprinosti razlici u vrijednostima omjera grananja za različite kombinacije teleskopa. Puno veća razlika će proizlaziti od određivanja točnog omjera pozadine i signala te kojem opaženom stanju u jednom kanalu odgovara stanje u drugom kanalu. Da bi se usporedile vrijednosti omjera grananja za različita stanja, potrebo je znati spin tih stanja. Vrijednosti spina su uzete iz rada Diffenderfer *et al.* [91], gdje su proučavana stanja visokog spina  $^{24}\text{Mg}$ , dobivena u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , no o tom mjerenu nešto više u poglavlju 5.

Najjače izraženo stanje u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne})$ , stanje broj 1 na 12.68 MeV, se preklapa također sa stanjem broj 1 u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*)$  na 12.65 MeV, no kako je ovo stanje na samom rubu spektra  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*)$  u kombinaciji teleskopa



T4-T2, tako se ne može sa sigurnošću tvrditi da su parametri tog vrha dobiveni u RooFit programu [71] stvarno pravi parametri koji opisuju taj vrh, no u kombinaciji teleskopa T4-T1 taj vrh je vrlo jasno uočen u spektrima  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne})$  i  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*)$  te je moguće odrediti omjer grananja. Omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  tog vrha, u kombinaciji teleskopa T4-T1, iznosi 1.6, što znači da se ovaj vrh nešto jače raspada u kanal  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ .

Preklapaju se i stanja označena s brojem 3 u oba ova gore navedena spektra (slike 3.5 i 3.7), vrh na 13.73 MeV, tj. na 13.69 MeV, te u oba spektra imamo dobro definiran vrh, što omogućuje računanje omjera grananja. Omjer grananja ovog vrha, u kombinaciji T4-T2, u kanal  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ , tj.  $\Gamma_{2+/0+}$  je jednaka 3.4, što znači da se ovaj vrh, u ovoj kombinaciji teleskopa, preferirano raspada u kanal  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ . U kombinacijama teleskopa T3-T6 i T4-T1,  $\Gamma_{2+/0+}$  iznosi 1.0, no ako uzmemo u obzir vrijednosti za sve tri kombinacije teleskopa,  $\Gamma_{2+/0+}$  ovog vrha iznosi  $1.8 \pm 1.1$ , što ukazuje na to da se ovo stanje nešto jače raspada u kanal višeg spina. Spin ovog stanja je određen u radu Diffenderfer *et al.* [91], te iznosi  $6^+$ . Ako promotrimo spektre na slikama 3.10 i 3.11, vidimo da kombinacije teleskopa T3-T6 i T4-T1 pokrivaju gotovo jednak raspon kuta  $\psi$ , dok kombinacija T4-T2 pokriva drukčiji i kraći raspon tog kuta. Također, za Legendrov polinom reda  $J = 6$ , kombinacijom teleskopa T3-T6 i T4-T1 će se pokriti dva maksimuma i minimum, dok za T4-T2 će se pokriti samo jedan maksimum te funkcije. Iz toga slijedi da bi vrijednosti omjera grananja trebale biti otprilike jednake, što je u skladu s dobivenim rezultatom.

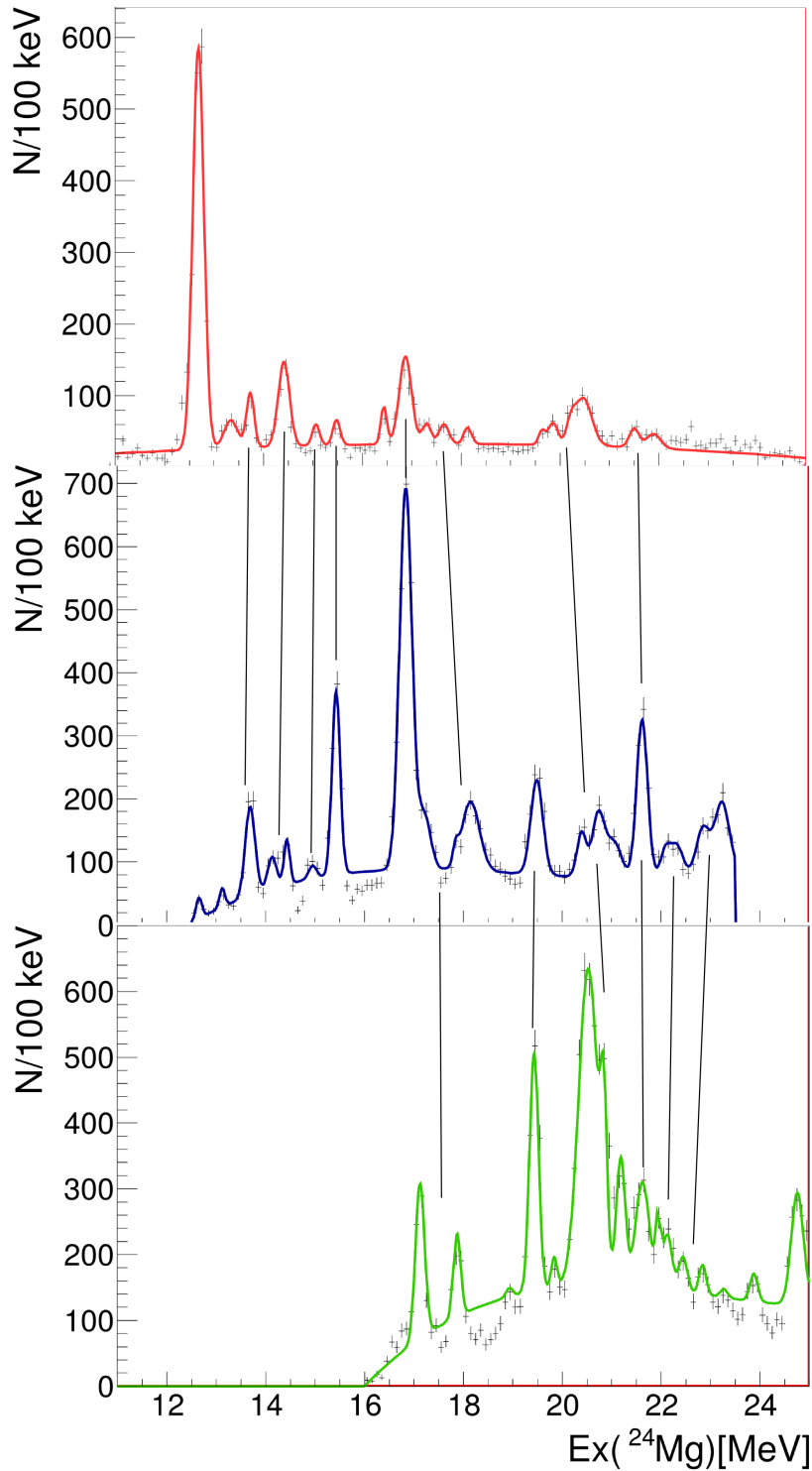
Vrhu označenim s brojem 4, na 14.41 MeV, u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne})$  odgovaraju vjerojatno dva vrha u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*)$ , označenih s brojevima 4 i 5 (14.13 MeV i 14.43 MeV). To se može vidjeti iz usporedbe širine tih stanja u oba spektra, no možda se i najbolje vidi uspoređujući sam izgled spektra. Omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  tog jednog vrha u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$  i dvostrukog vrha u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$  je jednak 3.2. U kombinaciji teleskopa T3-T6, taj omjer grananja iznosi 2.6, u kombinaciji T4-T1 iznosi 1.5, a u kombinaciji T4-T6 8.6. Ovaj vrh vjerojatno odgovara tripletu stanja, tj. u tom vrhu vjerojatno postoje doprinosi od stanja na 14.10, 14.32 i 14.65 MeV, čiji spinovi su određeni u radu Diffenderfer *et al.* [91], te iznose redom  $8^+$ ,  $4^+$  i  $4^+$ . Ako se promotre oblici Legendrovih polinoma reda  $J = 4$  i  $8$ , vrijednosti omjera grananja bi za T4-T2 trebale biti nešto više, jer  $J = 4$  je u minimumu za ovu kombinaciju teleskopa. Za ostale tri kombinacije teleskopa, vrijednosti omjera grananja bi trebale biti vrlo slične, što vrijedi za kombinacije T3-T6 i T4-T1, no ne i za T4-T6. Promatrajući detaljno spektre

$E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne})$  i  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*)$  za kombinaciju teleskopa T4-T6, uočava se da vrh na 14.14 MeV u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$  je na rubu spektra, te nije sigurno da li ovaj vrh odgovara vrhu na 14.15 MeV ili na 14.60 MeV u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ . Vrijednost omjera grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  od 8.6 je izračunata za vrh na 14.14 MeV u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$  te vrh na 14.15 MeV u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ , no ako pretpostavimo da postoji doprinos i vrha na 14.60 MeV, onda je  $\Gamma_{2+/0+}$  jednaka 5.8. Ako se uzmu u obzir sve ove kombinacije teleskopa, omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  iznosi  $3.3 \pm 1.3$ . Kako u sve četiri kombinacije teleskopa vrijednost omjera grananja ovog vrha je veća od 1, može se zaključiti da se radi o vrhu koji se dominantno raspada u kanal  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$  te da se vjerojatno radi o stanju višeg spina.

Vrhu na 15.06 MeV, označenog s 5 u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne})$  odgovara onaj vrh na 14.95 MeV, označen s 6 u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*)$ . Omjer grananja tog stanja u kanal  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ , tj.  $\Gamma_{2+/0+}$  je jednak 2.6, što znači da se ovo stanje više raspada u kanal  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ , dok u kombinaciji teleskopa T2-T5, omjer grananja tog vrha iznosi 0.5, a za kombinaciju T3-T1 3.0, pa je zajednički omjer grananja ovog vrha jednak  $2.0 \pm 1.0$ . Ovaj vrh se također nešto jače raspada u kanal  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ . Spin ovog stanja je određen u radu Diffenderfer *et al.* [91], te iznosi  $7^-$ . Raspon kuta  $\psi$ , za kombinaciju T2-T5, nije prikazan na slikama 3.10 i 3.11, no pokriva područje od  $70^\circ$  do  $140^\circ$ . Iz ovoga slijedi da bi vrijednosti omjera grananja trebale biti otprilike jednake za ove tri kombinacije teleskopa, što je u skladu s izračunatim vrijednostima.

U slučaju stanja na 15.48 MeV, označenog s brojem 6, te stanja na 15.43 MeV, označenog sa 7, u ova dva kanala raspada  $^{24}\text{Mg}$ , vidimo da značajno veći broj događaja u tom stanju imamo u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ , te je omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  jednak 6.4. U kombinaciji teleskopa T4-T1  $\Gamma_{2+/0+}$  iznosi 5.0, a za T4-T5 3.4. Kad se uzmu u obzir sve tri vrijednosti, omjer grananja ovog vrha iznosi  $4.9 \pm 0.3$  te kao i u prethodnim vrhovima, i ovaj vrh se dominantno raspada u kanal višeg spina. Spin ovog stanja vjerojatno iznosi  $6^+$  [91]. Za ovu vrijednost spina, niti jedna od ovih kombinacija teleskopa ne pokriva samo područje minimuma Legendrovog polinoma  $J = 6$ . Iz ovoga slijedi da bi vrijednosti omjera grananja trebale biti otprilike jednake, što je u skladu s izračunatim vrijednostima.

Značajno veći broj događaja u vrhu na 16.87 MeV, tj. 16.84 MeV (broj 8 u oba spektra), imamo u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ . Omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  tog vrha iznosi 3.2, dok u kombinaciji teleskopa T4-T1  $\Gamma_{2+/0+}$  iznosi 3.3, a u T4-T5 3.8, tako da je  $\Gamma_{2+/0+}$  ovog vrha jednak  $3.4 \pm 0.2$ . Vidimo da kao i za prethodne vrhove, ovaj vrh se također jače raspada u kanal



Slika 3.12: Energija pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  opažena u kanalima  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  (crvena krivulja),  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  (plava krivulja) i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  (zeleno krivulja), kad je u T4 detektirana  $\alpha_1$ , a u T2  $\alpha_2$ . Crnim linijama su povezana stanja koja se preklapaju te za koje je određen omjer grananja (tablica 3.4).

$\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ . Ovo je vjerojatno stanje  $8^+$  [91], čije vrijednosti omjera grananja bi trebale biti otprilike jednake za sve kombinacije teleskopa, što je u skladu s izračunatim vrijednostima. Vrhovi označeni s brojevima 9, 10 i 11 (17.30 MeV, 17.65 MeV i 18.13 MeV, tj. 17.21

MeV, 17.84 MeV i 18.15 MeV) u oba spektra su vjerojatno isti vrhovi, no kako imamo dosta značajno preklapanje vrhova, posebno u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , određivanje omjera grananja za te vrhove bi dalo dosta nepouzdan rezultat, stoga se radi račun omjera grananja uzimajući u obzir sva tri vrha. Kako je broj događaja u tim vrhovima manji u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , uz veću efikasnost detekcije, u odnosu na kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , možemo samo zaključiti da su to stanja višeg spina, posebno ako se promotre stanja na 17.12 MeV i 17.87 MeV, vrlo izražena stanja u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^{**})$  koja vjerojatno odgovaraju ovim navedenim vrhovima. Omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  ove skupine vrhova je 3, dok za omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$  dobijamo vrijednost 0.9. U ostalim kombinacijama teleskopa, omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  je izračunat za pojedine vrhove, a ne za skupinu tih vrhova, npr. vrh na 17.65 MeV u kombinaciji teleskopa T3-T2 ima omjer grananja jednak 4.3, dok vrh na 18.23 MeV u kombinaciji teleskopa T4-T1, a koji odgovara vrhu na 18.13 MeV u kombinaciji T4-T2, ima omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  jednak 1.0. Iako ne možemo odrediti neku srednju vrijednost omjera grananja ove skupine vrhova, ipak se iz ovih vrijednosti  $\Gamma_{2+/0+}$ , za pojedine kombinacije teleskopa, može zaključiti da se radi o vrhovima koji se jače raspadaju u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ . Omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$  pojedinih vrhova ove skupine je opažen i u drugim kombinacijama teleskopa, npr. vrhu na 17.95 MeV u kombinaciji teleskopa T4-T6 odgovara vrh na 18.15 MeV u kombinaciji T4-T2, te je  $\Gamma_{4+/2+}$  tog vrha u kombinaciji T4-T1 jednak 4.4. Omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$  dubleta vrhova na 17.74 MeV i 17.93 MeV u kombinaciji teleskopa T3-T1 iznosi 3.6, a drugi vrh vjerojatno odgovara vrhu na 18.15 MeV u kombinaciji T4-T2. Iako za ovu skupinu vrhova nije toliko jasno koji je srednji omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$ , ipak se čini da se ova skupina stanja nešto vjerojatnije raspada u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ .

U spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^*)$  postoji jaki vrh 19.49 MeV (12. vrh) za koje postoje tek naznake u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne})$  (12. vrh), no ponovno vidimo da je taj vrh vrlo izraženo u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^{**})$  (4. vrh), što ponovno ukazuje na to da je to vjerojatno stanje višeg spina. Omjer grananja ovog stanja u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ ,  $\Gamma_{4+/2+}$  je jednak 2.5, u kombinaciji teleskopa T4-T5  $\Gamma_{4+/2+}$  iznosi 5.8, a za T4-T6 3.0, te je time srednji omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$  ovog vrha jednak  $3.8 \pm 1.4$ , što ponovno ukazuje na to da se ovo stanje nešto dominantnije raspada u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . Ovo je vjerojatno stanje  $9^-$  [91], čije vrijednosti omjera grananja bi trebale biti otprilike jednake za sve

kombinacije teleskopa, što je u skladu s izračunatim vrijednostima.

Vidimo da struktura vrhova označenih u oba kanala,  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  (19.86 MeV, 20.22 MeV i 20.47 MeV) i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  (20.39 MeV, 20.73 MeV i 21.05 MeV), s brojevima 13, 14 i 15, je vrlo slična te se vjerojatno radi o istim vrhovima. Ti vrhovi vjerojatno odgovaraju vrhovima označenima s brojevima 6, 7 i 8 (20.53 MeV, 20.84 MeV i 21.19 MeV) u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^{**})$ . Vidimo da u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^{**})$  ti vrhovi imaju velik broj događaja, pa možemo zaključiti da se vjerojatno radi o stanjima visokog spina. Omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  ove skupine vrhova je 1.7, dok je omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$  jednak 4.2. Omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  skupine vrhova na 20.15 MeV, 20.54 MeV i 20.85 MeV u kombinaciji teleskopa T4-T5, koja se djelomično preklapa s ovom u kombinaciji T4-T2, iznosi 8.1. Također imamo i djelomično preklapanje izračunatih omjera grananja za pojedine vrhove u kombinaciji teleskopa T2-T5. U T2-T5 kombinaciji, izračunat je omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  za skupinu vrhova na 19.54 MeV, 19.74 MeV, 19.93 MeV, 20.14 MeV, 20.34 MeV i 20.66 MeV, u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , a koja odgovara strukturi vrhova na 19.89 MeV, 20.18 MeV i 20.54 MeV, u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , te je iznos  $\Gamma_{2+/0+}$  ove skupine vrhova jednak 18.3, što ukazuje na to da se vjerojatno radi o stanjima višeg spina. Omjer grananja skupine vrhova na 20.24 MeV, 20.54 MeV, 20.75 MeV i 21.14 MeV u kombinaciji teleskopa T4-T5, a koja se djelomično preklapa s ovim vrhovima u kombinaciji T4-T2, daje omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$  jednak 4.8, što je vrlo slično vrijednosti  $\Gamma_{4+/2+}$  za T4-T2.

Također, postoji i preklapanje vrhova označenih s brojem 16 u oba spektra, na 21.50 MeV u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , tj. 21.62 MeV u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ . Omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  ovog vrha je jednak 6. U kombinaciji T2-T5, također je vrh na ovoj energiji, no u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , taj vrh je dosta slabo izražen te se spaja s vrhom na nižoj energiji, na 21.14 MeV, vrh koji je zabilježen i u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ . Iako se u kombinaciji teleskopa T4-T2 jasno može razlučiti stanje na 21.50 MeV, u kombinaciji T2-T5 se radi o dvostrukom vrhu. Taj vrh se također vidi i u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^{**})$  na 21.62 MeV, označenog s brojem 9, u kombinaciji T4-T2. Omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$  ovog vrha je jednak 1.1. Dok je taj vrh u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  vrlo slabo izražen, vidimo da u  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  taj vrh ima značajnu statistiku te je dosta dobro definiran, tako da možemo pretpostaviti da se radi o stanju višeg spina ( $>2^+$ ) koje se preferirano raspada u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ .

Vrhovi na 22.09 MeV i 22.32 MeV (označeni sa 17 i 18) u spektru kanala  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , vjerojatno odgovaraju vrhovima 22.13 MeV i 22.44 MeV (označeni sa 11 i 12) u spektru kanala

$\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . Kako se ova dva vrha u oba spektra dosta preklapaju, računa se omjer grananja,  $\Gamma_{4+/2+}$  zajedno za ova dva vrha, a koji iznosi 2.1. U kombinaciji teleskopa T4-T5 izračunat je  $\Gamma_{4+/2+}$  za vrhove na 21.55 MeV i 22.14 MeV, gdje se ovaj drugi vrh preklapa s prvim u kombinaciji T4-T2, i ta vrijednost  $\Gamma_{4+/2+}$  je također jednaka 2.1. Iz ovoga se može zaključiti da se radi o skupini vrhova koji se nešto jače raspadaju u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . To isto vrijedi za stanja na 22.85 MeV i 23.23 MeV (19. i 20. stanje) u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  te stanja na 22.84 MeV i 23.27 MeV (13. i 14. stanje) u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . Kako se ovi vrhovi preklapaju, računamo omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$  ovog dubleta vrhova, koji je jednak 0.7. U kombinaciji teleskopa T2-T5 je izračunat omjer grananja  $\Gamma_{4+/2+}$  za skupinu vrhova na 23.15 MeV, 23.34 MeV i 23.54 MeV, a koji iznosi 2.5. Vrhu na 23.23 MeV u kombinaciji teleskopa T4-T2, vjerojatno odgovaraju ova prva dva vrha u kombinaciji T2-T5, stoga ne možemo sa sigurnošću ništa zaključiti o strukturi tih vrhova.

Iako postoji preklapanje velikog broja vrhova u navedenim kanalima raspada  $^{24}\text{Mg}$ , ipak nije moguće za većinu tih vrhova odrediti omjere grananja, najčešće radi preklapanja vrhova, tj. velikog broja vrhova na malom području spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Vrhovi ili skupine vrhova za koje je bilo moguće odrediti omjere grananja su navedeni u tablici 3.4 i srednje vrijednosti omjera grananja za pojedine vrhove koji se pojavljuju u više kombinacija teleskopa. Nužno je naglasiti da su omjeri grananja izračunati uz vrlo ograničenu kutnu raspodjelu, te da u računu nije uzeta u obzir činjenica da vjerojatno postoji jaka ovisnost o spinu. Da bi se dobile pouzdanije vrijednosti  $\Gamma_{2+/0+}$  i  $\Gamma_{4+/2+}$ , potrebna je veća pokrivenost kuteva s teleskopima, te je nužno uzeti u obzir i kutnu raspodjelu, no da bi se to znalo, potrebno je odrediti spin stanja, o čemu će biti više govora u nastavku ovog poglavlja.

Jednom kad su definirana stanja koja se preklapaju, a detektirana su u kombinaciji s teleskopom T3, zatim T4 te T2-T5, traže se stanja koja su opažena u dvije od ove tri navedene kombinacije. Na taj način može se s većom sigurnošću tvrditi da ti detektirani vrhovi zaista odgovaraju pobuđenim stanjima u  $^{24}\text{Mg}$ . U tablici 3.5 su prikazani vrhovi koji zadovoljavaju ovaj uvjet, njihov položaj u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  te u kojoj kombinaciji teleskopa je stanje detektirano, u tablici 3.6 za kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  te tablici 3.7 za kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . Ponekad se ne može sa sigurnošću tvrditi koje od bliskih stanja stvarno od-

Tablica 3.4: Omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  i  $\Gamma_{4+/2+}$  stanja detektiranih u kombinaciji s teleskopima T4-T2 te srednje vrijednosti tih omjera grananja za pojedine vrhove koji se pojavljuju u više kombinacija teleskopa.

n	vrh( $\alpha+^{20}\text{Ne}$ )[MeV] <b>T4-T2</b>	vrh( $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ )[MeV] <b>T4-T2</b>	$\Gamma_{2+/0+}$ <b>T4-T2</b>	$\Gamma_{2+/0+}$
1	13.73	13.69	3.4	$1.8 \pm 1.1$
2	14.41	14.13, 14.43	3.2	$3.3 \pm 1.3$
3	15.06	14.95	2.6	$2.0 \pm 1.0$
4	15.48	15.43	6.4	$4.9 \pm 0.3$
5	16.87	16.84	3.2	$3.4 \pm 0.2$
6	17.30, 17.65, 18.13	17.21, 17.84, 18.15	3.0	
7	19.86, 20.22, 20.47	20.39, 20.73, 21.05	1.7	
8	21.50	21.62	6	
n	vrh( $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ )[MeV] <b>T4-T2</b>	vrh( $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ )[MeV] <b>T4-T2</b>	$\Gamma_{4+/2+}$ <b>T4-T2</b>	$\Gamma_{4+/2+}$
1	17.21, 17.84, 18.15	17.12, 17.87	0.9	
2	19.49	19.43	2.5	$3.8 \pm 1.4$
3	20.39, 20.73, 21.05	20.53, 20.84, 21.19	4.2	
4	21.62	21.62	1.1	
5	22.09, 22.32	22.13, 22.44	2.1	
6	22.85, 23.23	22.84, 23.27	0.7	

govara tom "pravom" stanju, stoga su navedene vrijednosti položaja oba vrha.

Tablica 3.5: Vrhovi koji se preklapaju u svim izmjerenim kombinacijama teleskopa za kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$

n	T3-T1 $E_x[\text{MeV}]$	T3-T2 $E_x[\text{MeV}]$	T3-T5 $E_x[\text{MeV}]$	T3-T6 $E_x[\text{MeV}]$	T4-T1 $E_x[\text{MeV}]$	T4-T2 $E_x[\text{MeV}]$	T4-T5 $E_x[\text{MeV}]$	T4-T6 $E_x[\text{MeV}]$	T2-T5 $E_x[\text{MeV}]$
1	12.64	12.42, 12.69	12.41, 12.66	12.54	12.55	12.68	12.55	12.44	12.45
2	13.24	13.10	13.20	13.35	13.23	13.34	13.25	13.13	12.97
3	13.45	13.49	13.55	13.65			13.54	13.46	13.55
4	13.84	13.75	13.75	13.84	13.62	13.73	13.76	13.65	
5	14.38	14.23	14.24	14.20	14.30	14.41	14.24	14.14	14.04
6	14.67	14.66			14.62			14.60	
7	14.93	15.05	15.04		15.09	15.06		15.19	15.05
8	15.24	15.45	15.30, 15.45		15.42	15.48	15.35	15.33	
9	15.75	15.85	15.76		15.70			15.55	15.85
10					16.29		16.34	16.25	16.20
11			16.42		16.56	16.43	16.56		16.46
12		17.45			17.46	17.30	17.35		17.32
13		17.65			17.75	17.65	17.75		17.57
14		18.05			17.95		18.01		17.84
15		18.31			18.23	18.13	18.34		18.17
16							20.22		20.14



Tablica 3.6: Vrhovi koji se preklapaju u svim izmjerenim kombinacijama teleskopa za kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ .

n	T3-T1 $E_x[\text{MeV}]$	T3-T2 $E_x[\text{MeV}]$	T3-T5 $E_x[\text{MeV}]$	T3-T6 $E_x[\text{MeV}]$	T4-T1 $E_x[\text{MeV}]$	T4-T2 $E_x[\text{MeV}]$	T4-T5 $E_x[\text{MeV}]$	T4-T6 $E_x[\text{MeV}]$	T2-T5 $E_x[\text{MeV}]$
1	12.98		13.04	13.06	12.95	13.12			
2	13.54		13.44		13.55	13.69			
3	13.93, 14.12		14.14	14.05	14.03	14.13		14.14	14.02
4	14.34		14.45	14.39	14.29	14.43			
5	15.0		14.96		14.86	14.95			15.05
6	15.44	15.29, 15.55	15.24, 15.46	15.40	15.34	15.43	15.30	15.25	
7	16.50	16.53		16.53	16.45			16.29	16.45
8	16.94	16.82	16.74	16.87	16.75	16.84	16.75	16.68	
9	17.43	17.45	17.26	17.30	17.34			17.25	17.45
10	17.74	17.75	17.74	17.66		17.84			17.83
11	17.93	18.04	18.04	18.04	18.04	18.15	18.13	17.95	18.05
12		18.32	18.25		18.46			18.35	18.35
13		18.87	18.85		18.85		18.75		
14						20.39	20.24	20.25	20.18
15						20.73	20.75		20.54
16						21.05	21.14	21.10	21.14
17						21.62	21.55		21.54
18						22.09	22.14		22.16

Tablica 3.7: Vrhovi koji se preklapaju u svim izmjerenim kombinacijama teleskopa za kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ .

n	T3-T1 $E_x$ [MeV]	T3-T2 $E_x$ [MeV]	T3-T5 $E_x$ [MeV]	T3-T6 $E_x$ [MeV]	T4-T1 $E_x$ [MeV]	T4-T2 $E_x$ [MeV]	T4-T5 $E_x$ [MeV]	T4-T6 $E_x$ [MeV]	T2-T5 $E_x$ [MeV]
1	16.23			16.44	16.25		16.25		
2	16.83		16.82	16.85	16.75		16.88		16.82
3	17.04, 17.29		17.04	17.13	17.05, 17.39	17.12		17.19	
4	17.54	17.53	17.65	17.42	17.39				17.54
5	17.89	17.93	17.83	17.75	17.80	17.87			
6	18.74, 19.01	18.94	18.83	18.95	18.85	18.93		18.85	19.01
7		19.22	19.33	19.37	19.39	19.43	19.39	19.25	
8	20.33		20.30	20.22	20.32			20.25	20.34
9	20.53	20.63	20.55	20.46	20.65	20.53	20.42	20.55	20.65
10	20.89	20.99	20.96	20.94		20.84	20.72	20.99	
11	21.26	21.25	21.24			21.19	21.13		21.14
12	21.44	21.54	21.45	21.45					21.46
13		22.55	22.45						22.54
14		22.86	22.95						22.75
15		23.33	23.45						23.28
16						24.76	24.84		24.84

U računu omjera grananja uzima se kut između relativnih brzina dva produkta raspada složene jezgre u odnosu na smjer snopa, kut  $\psi$ . Broj događaja nekog stanja varira, za različite vrijednosti kuta  $\psi$ , ovisno o spinu tog stanja, što će u konačnici utjecati i na račun omjera grananja. Omjer grananja ovisi i o relativnom položaju među teleskopima u kojima su čestice detektirane u koincidenciji. Iz ovoga slijedi da će očekivano postojati razlike u omjerima grananja između različitih kombinacija teleskopa. Te razlike bi trebale biti manje, što je spin tog stanja manji. U nastavku će biti objašnjena analiza određivanja spina.

Nakon pažljive analize spektara energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanalu, vidi se dobro slaganje izgleda i položaja detektiranih vrhova u svim kombinacijama teleskopa u kojima su detektirane dvije  $\alpha$  čestice. Postoji pomak u energiji između pojedinih kombinacija teleskopa, što je posljedica otežane kalibracije zbog neuniformnosti u debljini  $\Delta E$  detektora, a koji je uzet u obzir pri ovoj analizi. Da Silveirina metoda, kao i metoda preklapanja kvadrata Legendrovog polinoma stupnja  $J$  i projiciranih podataka na os  $\psi$  za  $\theta^* \approx 0^\circ$ , koristi se za određivanje spina opaženih stanja.

Tablica 3.8: Ovisnost kutnog momenta okružnica konačnog stanja,  $l_{gi}$  i nagiba pruga u  $\theta^*$ - $\psi$  ravnini o promjeni parametra  $r_0$  i  $J$ .

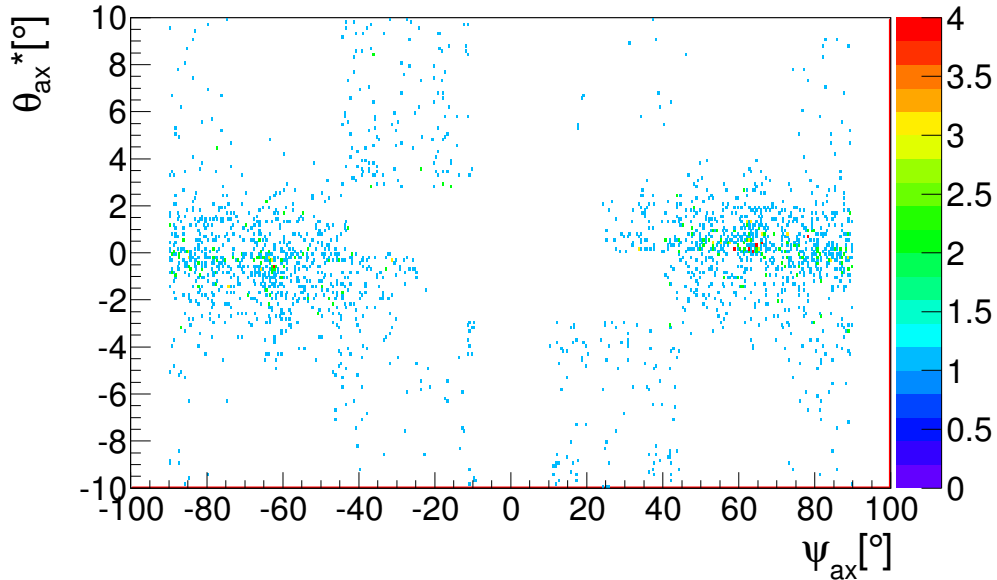
$r_0$ [fm]	$l_{gi}$ [ $\hbar$ ]	$\frac{d\theta^*}{d\psi}$ [°], J = 4	$\frac{d\theta^*}{d\psi}$ [°], J = 5	$\frac{d\theta^*}{d\psi}$ [°], J = 6	$\frac{d\theta^*}{d\psi}$ [°], J = 7	$\frac{d\theta^*}{d\psi}$ [°], J = 8
1.1	19.23	14.71	19.36	24.39	29.78	35.46
1.2	20.98	13.25	17.37	21.83	26.60	31.65
1.3	22.73	12.06	15.75	19.73	23.99	28.51
1.4	24.48	11.05	14.40	17.99	21.83	25.90
1.5	26.23	10.20	13.25	16.52	20.01	23.70

U poglavlju 2 objašnjena je metoda određivanja kutne distribucije produkata reakcije unutar  $\alpha+^{24}\text{Mg}^*$  sustava, gdje su definirani kutevi  $\theta^*$  i  $\psi$ , te  $^{24}\text{Mg}^*$  sustava s kutevima  $\phi^*$  i  $\chi$ . Proučavanjem promjene broja događaja kao funkcije ovih kuteva, moguće je odrediti spin stanja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . U  $\theta^*$ - $\psi$  ravnini, pojavljuju se pruge, čija periodičnost na  $\psi$  osi, za  $\theta^* \approx 0$ , je dana Legendrovim polinomom reda  $J$ , tj. zbog  $0^+$  spina svih jezgara u izlaznom kanalu, spinom stanja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , koje se raspada na čestice X i Y. Izvan  $\theta^* \approx 0$  područja, doći će do faznog pomaka,  $\delta\psi$ , koji je proporcionalan  $\theta^*$ .  $r_0$  je varijabla u izrazu za parametar sudara,  $r$  (izraz (2.46)), te može poprimiti vrijednosti između 1.1

i 1.5 fm [83]. Promjena  $r_0$  vrijednosti mijenja  $l_{gi}$ , a time i  $d\theta^*/d\psi$  (tablica 3.8). Da bi odredili  $r_0$  ove reakcije, kao i provjerili metodu određivanja spina, analiza se prvo provodi na stanju dobro poznatog spina, a to je stanje na  $\approx 12.5$  MeV, spina  $4^+$  [92], [93]. U svim analiziranim spektrima, ovo stanje je vrlo izraženo.

Promatranjem događaja ovog stanja na  $\approx 12.5$  MeV, u kanalu raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , u  $\theta^*$ - $\psi$  spektru, jasno se vidi da nije zadovoljen uvjet da je  $\theta^* \approx 0$ , te je zbog toga nužno preći u novu geometriju. Prelazimo u aksijalni koordinatni sustav, koji koristi projekciju kuteva  $\theta^*$  i  $\psi$  na horizontalnu ravninu, definiranu s centrima detektora, te se definiraju kutevi  $\theta_{ax}^*$  i  $\psi_{ax}$ . Prelaženjem u  $\theta_{ax}^*$ - $\psi_{ax}$  ravninu, dio događaja stanja na  $\approx 12.5$  MeV, opaženog u svim analiziranim kombinacijama teleskopa, zadovoljava uvjet da je  $\theta_{ax}^* \approx 0$  (slika 3.13). U daljnjoj analizi određivanja kutnih korelacija, uzimaju se samo oni događaji u području gdje je  $\theta_{ax}^* \approx 0$ , pa je stoga izabran uvjet da to vrijedi za opažene događaje u području  $-5^\circ < \theta_{ax}^* < 5^\circ$  (radi bolje preglednosti spektra, na slici 3.13 je uzeto područje  $-10^\circ < \theta_{ax}^* < 10^\circ$ ).

**$\theta_{ax}^*$  i  $\psi_{ax}$  stanja na 12.5 MeV u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$**



Slika 3.13:  $\theta_{ax}^*$ - $\psi_{ax}$  spektar za stanje  $\approx 12.5$  MeV, uvećan na područje  $-10^\circ < \theta_{ax}^* < 10^\circ$ , gdje je  $\alpha$  iz raspada  $^{24}\text{Mg}$  detektirana u T2, T3 i T4.

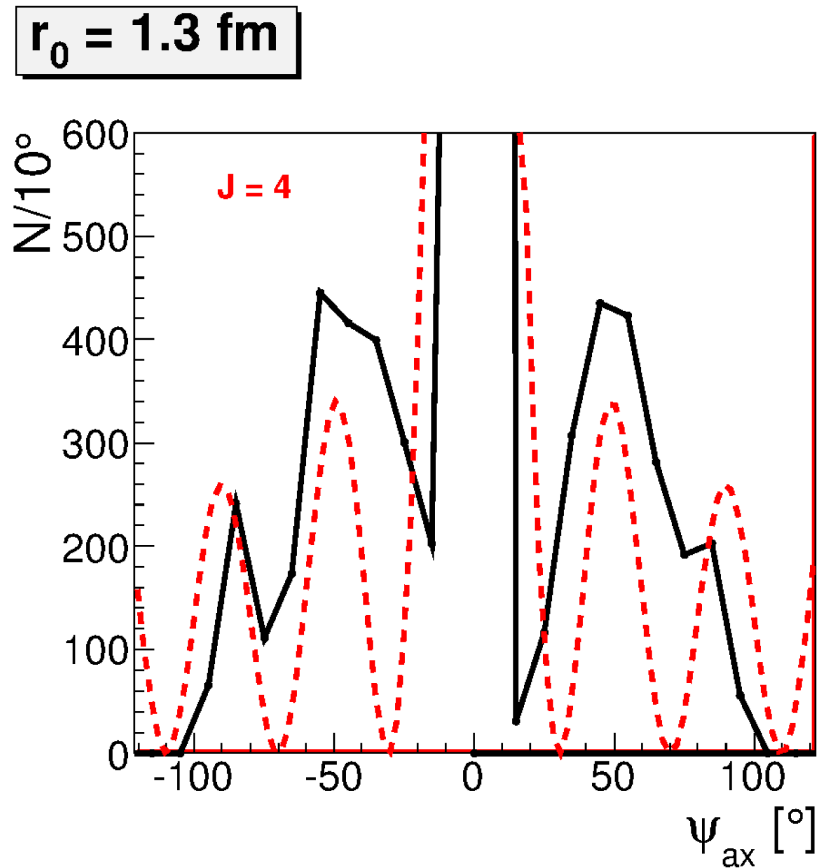
Promatrajući spektar slike 3.13, ne uočavaju se jasne pruge, kao npr. na slici 2.26, gdje je prikazan spektar  $\theta^*$ - $\psi$ , stanja na 31.9 MeV, opaženo u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u radu Freer *et*

al. [81]. Stoga, da bi se odredio spin stanja, koristi se samo metoda preklapanja kvadrata Legendrovog polinoma stupnja  $J$  i projiciranih podataka na os  $\psi_{ax}$ , za uvjet  $-5^\circ < \theta_{ax}^* < 5^\circ$ . Spin stanja,  $J$  je određen kao Legendrov polinom reda  $J$  koji najbolje odgovara distribuciji projicirane kutne korelacije tog stanja. Spektar projicirane kutne korelacije je korigiran za geometrijsku efikasnost detekcije. Taj postupak se provodi na način da se prvo rade projekcije mjerenih događaja, koji zadovoljavaju uvjet da je  $-5^\circ < \theta_{ax}^* < 5^\circ$ , za različite kuteve, koji odgovaraju različitim  $J$  (tablica 3.8), a zatim se isti taj postupak ponavlja za događaje dobivene u računu geometrijske efikasnosti detekcije, pomoću koda res8 [82], [84]. Projicirani, izmjereni događaji na osi  $\psi_{ax}$  se korigiraju za efikasnost detekcije tako što se svaki taj događaj podijeli s efikasnošću detekcije za tu izračunatu vrijednost  $\psi_{ax}$ . Zatim se na te događaje, dobivene za svaki pojedini  $J$ , koji su korigirani za efikasnost detekcije, projicira Legendrov polinom istog tog reda  $J$ . Spin stanja odgovara  $J$  onog Legendrovog polinoma tog istog reda  $J$  koji najbolje opisuje izmjerene događaje, a koji su korigirani za efikasnost detekcije.

Da bi se odredio parametar  $r_0$ , radi se projekcija događaja u vrhu na  $\approx 12.5$  MeV, u  $\theta_{ax}^*$ - $\psi_{ax}$  ravnini za različite kuteve koji odgovaraju  $J = 4$  (označeno crvenom bojom u tablici 3.8) te usporedba s Legendrovim polinomom reda 4 (slika 3.14), koristeći statistički test  $\chi^2$ . Najbolje slaganje se dobiva za  $r_0 = 1.3$  fm, pa tu vrijednost uzimamo dalje u analizi. Na slici 3.14 je odsječen središnji vrh, između otprilike  $-5^\circ < \psi_{ax} < 5^\circ$ , radi preglednosti projiciranih događaja na ostalom dijelu spektra  $\psi_{ax}$ . Kako je efikasnost detekcije na tom području između otprilike  $-5^\circ < \psi_{ax} < 5^\circ$  vrlo mala, korekcijom projiciranih kutnih korelacija za efikasnost detekcije, dobija se vrlo visok vrh, te prikazom cijelog tog vrha, teško se uočavaju oscilacije događaja u ostalom dijelu spektra  $\psi_{ax}$ .

Kako ne postoje jasne pruge u spektru  $\theta_{ax}^*$ - $\psi_{ax}$  (slika 3.13), ne može se tvrditi da li su opažene oscilacije projiciranih kutnih korelacija posljedica spina tog stanja (slika 3.14), ili samo posljedica geometrijske efikasnosti detekcije, pa ne možemo s nekom pouzdanošću odrediti spin opaženih stanja. Ovo vrijedi ne samo za stanje na  $\approx 12.5$  MeV, već i za ostala opažena stanja u kanalu raspada  $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$ , kao i u  ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ . Neizražene pruge u spektru  $\theta_{ax}^*$ - $\psi_{ax}$  (slika 3.13) su najvjerojatnije posljedica male statistike pojedinih stanja u ovom mjerenju, velike gustoće stanja u  $E_x({}^{24}\text{Mg})$ , gdje dolazi do preklapanja vrhova i

doprinosa kutnih momenata susjednih vrhova promatranom stanju, te toga da položaji teleskopa u komori za mjerenje, nisu bili optimalno postavljeni da bi se opazile fluktuacije u kutnim korelacijama.



Slika 3.14: Projicirana kutna korelacija stanja na  $\approx 12.5 \text{ MeV}$   $^{24}\text{Mg}$ , opaženog u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanalu raspada. Iscrtkana linija odgovara Legendrovom polinomu reda 4, koji predstavlja periodičnost korelacije.

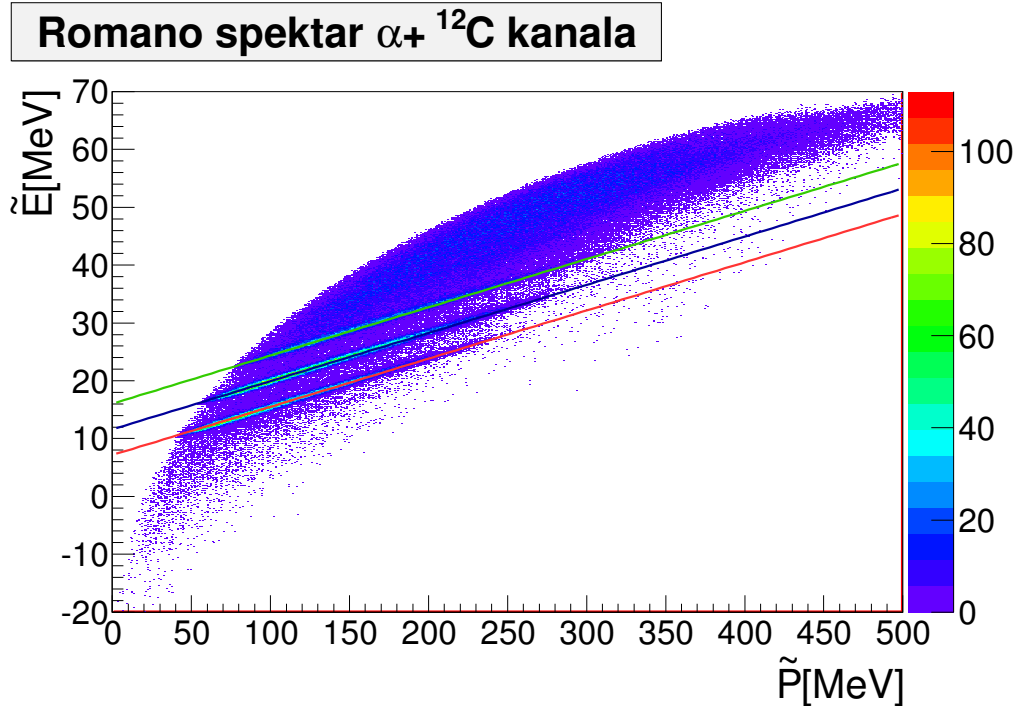
## 3.2 $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

Analiza pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$  u kanalu raspada  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , je provedena kad su u koincidentnom mjerenju opažena oba  $^{12}\text{C}$  iz raspada  $^{24}\text{Mg}$  te kad je opažena izbijena  $\alpha$  te jedan  $^{12}\text{C}$  iz raspada  $^{24}\text{Mg}$ . Kako je  $^{12}\text{C}$  opažen samo u teleskopima na prednjim kutevima (T3 i T4), jer je energija  $^{12}\text{C}$  to manja, što čestica ide na veći kut, pa tako  $^{12}\text{C}$  nije opažen u teleskopima na srednjim kutevima (T2 i T5), jer  $^{12}\text{C}$  nije imao dovoljno energije da prođe kroz  $\Delta E$  detektor. Analiza pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , u kanalu raspada  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , kad su opažena oba  $^{12}\text{C}$  u kombinaciji teleskopa T3-T4, je izvršena te je opaženo da energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  u tom kanalu, pokrivaju nešto više energije, izvan područja energija od astrofizičkog značaja i da se slažu s dosad već objavljenim podacima ([94], [95], [81], [96], [97], [98]).

U nastavku ćemo se skoncentrirati na ovaj kanal, opažen u koincidentnom mjerenju izbijene  $\alpha$  te jednog  $^{12}\text{C}$  iz raspada  $^{24}\text{Mg}$ , koji nam je bio zanimljiv jer pokriva područje energija značajno za proces gorenja ugljika. Ovaj kanal je analiziran u kombinaciji teleskopa T3-T5, T3-T6, T4-T1 i T4-T2. Broj događaja u kombinaciji teleskopa T4-T1 i T3-T6 je vrlo mali te nije uočena jasna struktura koja bi odgovarala pobuđenim stanjima u  $^{24}\text{Mg}$  te zbog toga, analiza tih kombinacija teleskopa, neće biti prikazana, te ćemo pokazati samo rezultate dobivene u kombinaciji detektora T4-T2 i T3-T5, s većom statistikom. Kako su dobiveni spektri  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opaženi u kombinaciji teleskopa T3-T5 i T4-T2 gotovo identični, u nastavku je detaljnije prikazana samo analiza kombinacije teleskopa T4-T2.

Obradeni su podaci u raspadu stanja  $^{24}\text{Mg}$  u kanale  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ . Ti rezultati pokazuju da su za energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , između 20 MeV i 30 MeV, najizraženiji raspad u kanal  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , dok su raspad u kanale s pobuđenim stanjima  $^{12}\text{C}$  potisnuti. Za energiju pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  između 30 MeV i 35 MeV, raspad u kanal  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  su mnogo vjerojatniji od raspada u  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  kanal.

$Q$  vrijednost reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  iznosi -7.162 MeV. Na slici 3.15, prikazan je *Romano* spektar kad je  $^{12}\text{C}$  iz raspada  $^{24}\text{Mg}$  opažen u teleskopu T4, dok je  $\alpha$  detektirana u teleskopu na srednjem kutu, T2. Radi lakšeg određivanja točnosti dobivenog *Romano* spektra, na spektru su označena i tri izračunata pravca nagiba jednaka inverznoj atomskoj masi treće, nedetektirane čestice, tj.  $^{12}\text{C}$  te presjecišta ordinate na  $-Q$  vrijednosti reakcije

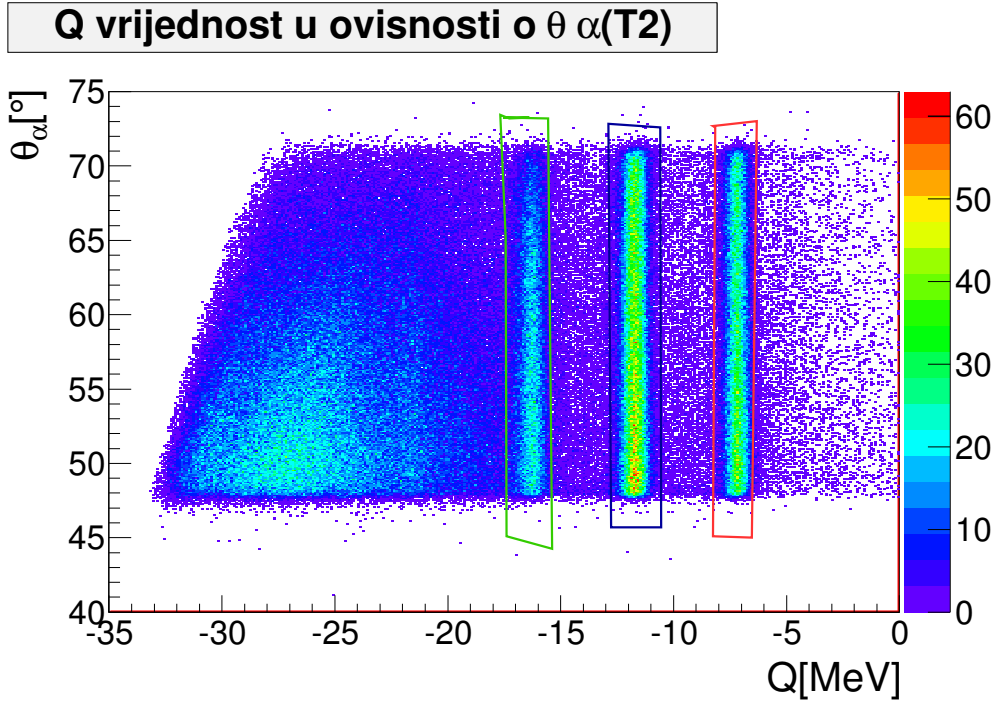


Slika 3.15: *Romano* spektar za  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanal raspada  $^{24}\text{Mg}$ , kad je jedan  $^{12}\text{C}$  detektiran u T4, a izbijena  $\alpha$  u T2. Nagib tri definirana pravca je  $1/A(^{12}\text{C})$ , pravac označen crvenom bojom ima odsječak na  $\tilde{E}$  jednak 7.162 MeV ( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ), s plavom je označen odsječak s 7.162 MeV + 4.439 MeV ( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ ), a sa zelenom 7.162 MeV + 4.439 MeV + 4.439 MeV ( $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ ).

$^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , kad su oba  $^{12}\text{C}$  u osnovnom stanju (crveni pravac), jedan je u prvom pobuđenom stanju na 4.439 MeV (plava boja) i dok su oba u svom prvom pobuđenom stanju (zeleno boja). Iz slike 3.15, vidi se da pruge, tj. događaji koji odgovaraju ovim tročestičnim reakcijama, slijede izračunate *Romano* pravce.

Promatrajući promjenu  $Q$  vrijednosti reakcije o polarnom kutu detektirane  $\alpha$  čestice, vidimo da se  $Q$  vrijednost ne mijenja, što je i kinematički uvjet. Područje koje je omeđeno crvenim, plavim i zelenim linijama označava grafički rez na događaje gdje raspad  $^{24}\text{Mg}$  ide redom u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  kanale raspada (slika 3.16). Projekcijom događaja na x-os, dobivamo spektar  $Q$  vrijednosti na kojima su označeni vrhovi koji odgovaraju reakciji kad su oba  $^{12}\text{C}$  u osnovnom stanju,  $Q_0$  je jednak -7.162 MeV, kada je jedan  $^{12}\text{C}$  u prvom pobuđenom stanju,  $Q_1$  iznosi -11.601 MeV te kad su oba  $^{12}\text{C}$  u prvom pobuđenom stanju pa je  $Q_2$  jednak -16.040 MeV (slika 3.17). Na slici 3.16 se nazire još jedna pruga, tj. još jedan vrh na slici 3.17, na  $\approx -21.5$  MeV, što odgovara reakciji u kojoj jedan od  $^{12}\text{C}$  je u svom prvom pobuđenom stanju, na 4.439 MeV, a drugi je u svom trećem pobuđenom stanju, u prihvaćenim podacima, u  $3^-$  stanju, na 9.641 MeV. To proizlazi samo iz zbroja energija u  $Q$  vrijednosti spektra na slici 3.17. Pomak između



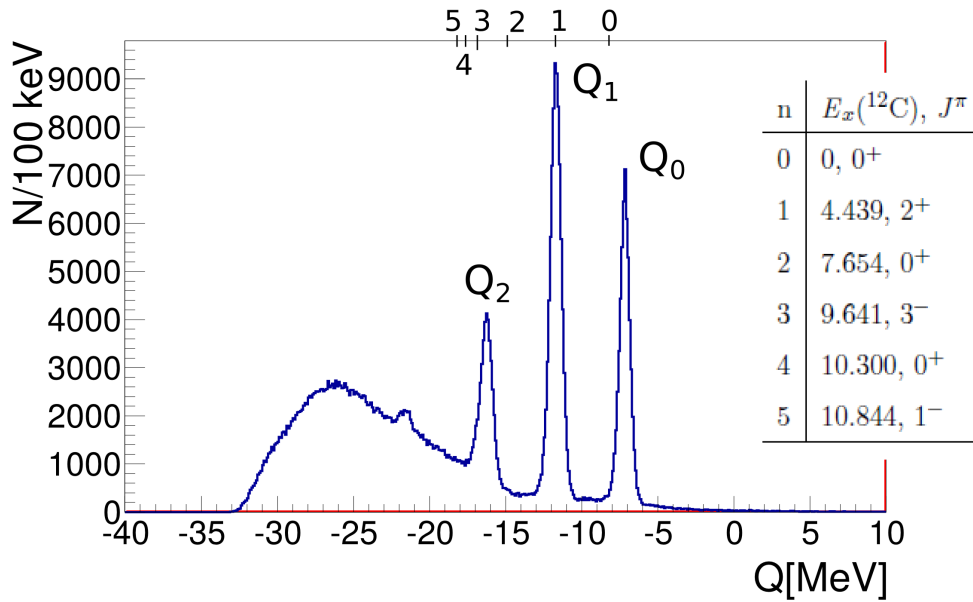


Slika 3.16: Ovisnosti  $Q$  vrijednosti reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  o promjeni polarnog kuta detektirane  $\alpha$  čestice,  $\theta_\alpha$  u T2, u kombinaciji teleskopa T4-T2. S pravokutnicima različitih boja su prikazani grafički rezovi (vidi tekst).

izračunatih  $Q$  vrijednosti reakcije i dobivenih  $Q$  vrijednosti u ovom mjeranju je 51 keV ( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ), 63 keV ( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ ) i 270 keV ( $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ ) kad je u T3 detektiran  $^{12}\text{C}$ , a u T5  $\alpha$  čestica. Ta razlika iznosi 21 keV ( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ), 113 keV ( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ ) i 338 keV ( $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ ) za kombinaciju detektiranog  $^{12}\text{C}$  i  $\alpha$  čestice u teleskopima T4-T2. Kao i u slučaju  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanala, niti ovdje pomaci za tri ova različita kanala raspada, nisu jednaki. Razlika u odstupanju detektiranih i izračunatih  $Q$  vrijednosti reakcije najvjerojatnije proizlazi iz nepouzdanosti u iznosima kalibracijskih parametara.

U nastavku će prvo biti prikazana analiza za događaje koji zadovoljavaju  $Q_0$  vrijednost reakcije, a zatim za one s  $Q_1$  i  $Q_2$  vrijednosti.

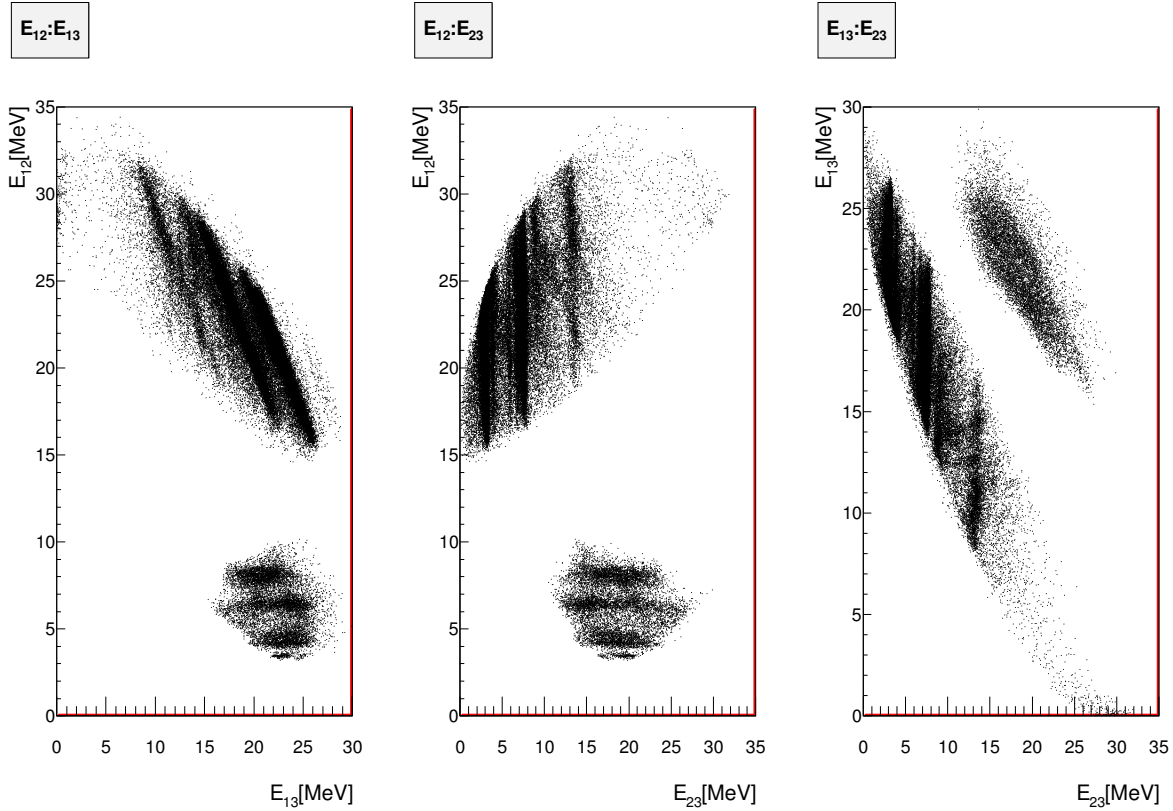
Relativna energija gibanja između detektiranih  $^{12}\text{C}$  i  $\alpha$  čestice označava se kao  $E_{12}$ , između detektiranog i nedetektiranog  $^{12}\text{C}$  kao  $E_{13}$  te između nedetektiranog  $^{12}\text{C}$  i  $\alpha$  čestice kao  $E_{23}$ . Na slici 3.18 su prikazani spektri relativnih energija, za  $Q_0$  vrijednost reakcije, kad je  $^{12}\text{C}$  detektiran u teleskopu na prednjem kutu, T4, dok je izbijena  $\alpha$  detektirana u svim ostalim teleskopima na srednjim i stražnjim kutevima. Iz tih spektara vide se dvije skupine događaja, one na nižim vrijednostima relativnih energija  $E_{12}$  i  $E_{23}$  te one na višim vrijednostima. Također se iz spektara može primijetiti da u skupini na nižim vrijednostima imamo vrlo izražene pruge u  $E_{12}$  i  $E_{23}$ , koje odgovaraju raspadu  $^{16}\text{O}$  u  $\alpha+^{12}\text{C}$  kanal, dok

**Q vrijednost  $^{12}\text{C}+\alpha$  kanala, T4-T2**


Slika 3.17:  $Q$  vrijednost reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , kad je  $^{12}\text{C}$  detektiran u T4, a  $\alpha$  čestica u T2. Iznad vrhova spektra označene su  $Q$  vrijednosti reakcije ovisno o stanju  $^{12}\text{C}$  u kojem se jezgra nalazila, nakon raspada  $^{24}\text{Mg}$ . U gornjem dijelu spektra, s brojevima od 0 do 5, je označeno nekoliko pobuđenih stanja  $^{12}\text{C}$ , dok su u tablici, na lijevoj strani spektra, popisani položaji te spin i paritet tih stanja.

se pruge koje bi odgovarale  $E_{13}$ , stanjima u  $^{24}\text{Mg}$  uopće ne vide. Događaji koji potječu iz te skupine na nižim vrijednostima  $E_{12}$  i  $E_{23}$  isključivo nastaju kad su  $^{12}\text{C}$  i  $\alpha$  detektirani u kombinaciji teleskopa na istoj strani snopa, tj. T4 i T5. Takvi događaji odgovaraju neelastičnom raspršenju snopa  $^{16}\text{O}$  na meti  $^{12}\text{C}$ , da bi se zatim pobuđeni  $^{16}\text{O}$  raspao u svoje konstituente,  $\alpha$  česticu i  $^{12}\text{C}$ , prilikom čega ne dolazi do nastajanja pobuđene jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . O kojim stanjima  $^{16}\text{O}$  je riječ, bit će nešto više govora u nastavku ovog potpoglavlja. U nastavku ćemo detaljnije proučiti skupinu događaja na višim dijelovima  $E_{12}$  te nižim dijelovima  $E_{23}$ , koji nastaju kad su  $^{12}\text{C}$  i  $\alpha$  opaženi u kombinaciji teleskopa na suprotnoj strani snopa, tj. T4 i T2, te gdje se primijećuju i stanja koja bi odgovarala stanjima u  $^{24}\text{Mg}$ . Kako je glavna tema ovog istraživačkog rada stanja u  $^{24}\text{Mg}$ , u nastavku će se, radi bolje preglednosti, prikazati samo dijelovi spektra relativnih energija u kojima se vide stanja u  $^{24}\text{Mg}$ , no ipak će se prikazati i spektri energije pobuđenja  $^{16}\text{O}$ , no samo u kanalu u kojem su oba  $^{12}\text{C}$ , detektirani i nedetektirani, u osnovnom stanju, radi provjere točnosti analize.

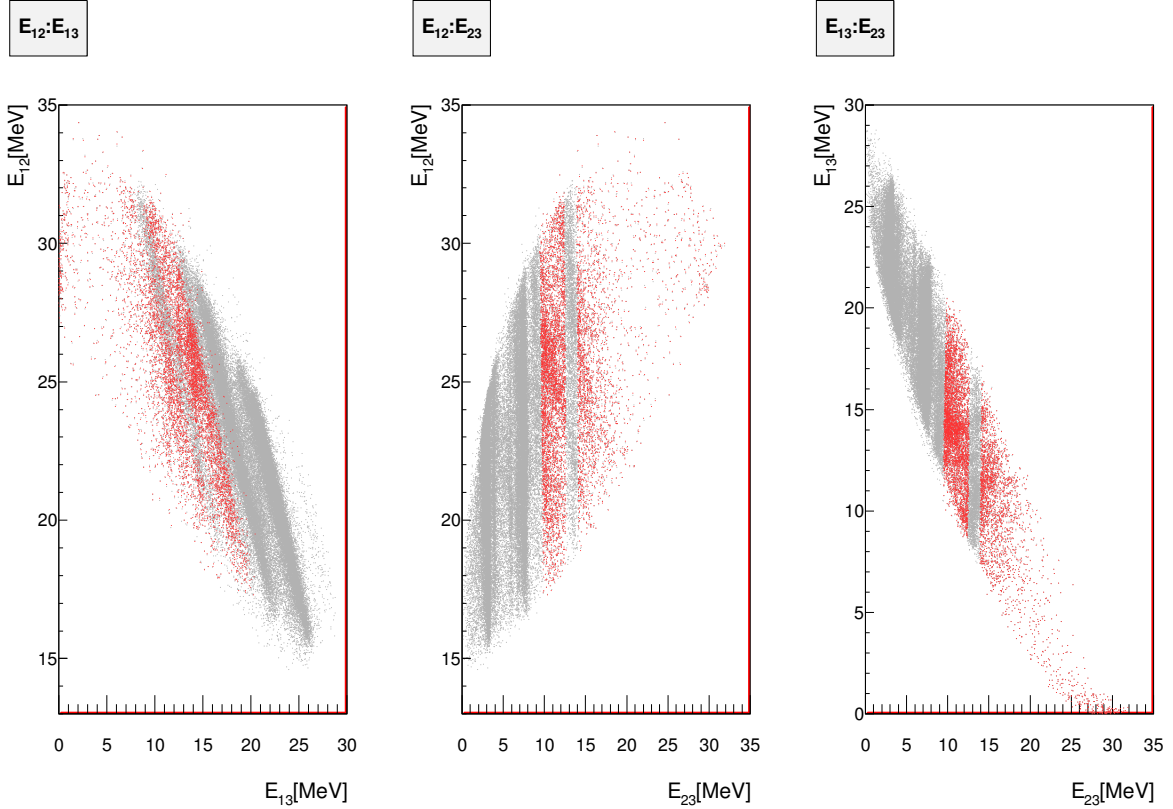
Spektri relativnih energija između čestica u izlaznom kanalu reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,



Slika 3.18: Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{12}\text{C}$ , gdje je  $E_{12}$  relativna energija gibanja između  $^{12}\text{C}$ , detektiranog u T4 i  $\alpha$  čestice, detektirane u svim ostalim teleskopima na srednjim i stražnjim kutevima,  $E_{13}$  između detektiranog i nedetektiranog  $^{12}\text{C}$ , a  $E_{23}$  između  $\alpha$  čestice i nedetektiranog  $^{12}\text{C}$ .

za kombinaciju opaženih čestica T4-T2, su prikazani na slici 3.19. Za razliku od kanala  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u ovom slučaju imamo izražene pruge u relativnoj energiji  $E_{23}$  koje odgovaraju stanjima  $^{16}\text{O}$  koja se raspadaju u  $\alpha+^{12}\text{C}$  kanal. Stanja  $^{16}\text{O}$  su izražene te je vrlo teško odrediti stanja koja odgovaraju onima u  $^{24}\text{Mg}$  koja se raspadaju u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanal. Možda je pruge, koje odgovaraju stanjima  $^{24}\text{Mg}$ , najlakše uočiti u  $E_{12}-E_{23}$  ravnini, gdje one pruge koje nisu okomite niti na jednu os, već su pod nagibom, odgovaraju stanjima u  $^{24}\text{Mg}$ . Crvenom bojom je označen grafički rez koji selektira stanja u  $^{24}\text{Mg}$ , pri tome jako pazeći da se ne uzmu i događaji koji odgovaraju stanjima u  $^{16}\text{O}$ .

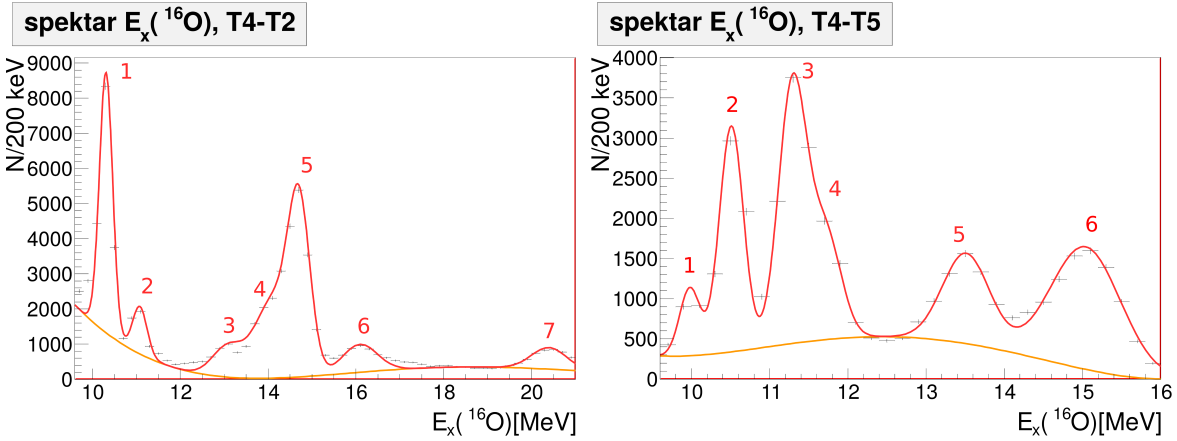
Događaje na nižim vrijednostima  $E_{12}$  i  $E_{23}$  (slika 3.18) koji nastaju kad su  $^{12}\text{C}$  i  $\alpha$  detektirani u kombinaciji teleskopa na istoj strani snopa, T4 i T5, te koji odgovaraju stanjima  $^{16}\text{O}$ , projiciramo na os  $E_{12}$ . Dodavanjem energije praga raspada  $^{16}\text{O}$  u  $\alpha+^{12}\text{C}$  kanal, 7.162 MeV projiciranim vrijednostima  $E_{12}$ , dobivamo energiju pobuđenja  $^{16}\text{O}$  (desna strana slike 3.20). Projekcijom događaja izvan crveno označenog područja spektara relativnih energija (slika 3.19) na os  $E_{23}$  te dodavanjem energije praga raspada  $^{16}\text{O}$  u  $\alpha+^{12}\text{C}$  kanal, dobiva



Slika 3.19: Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ , gdje je  $E_{12}$  relativna energija gibanja između  $^{12}\text{C}$ , detektiranog u T4 i  $\alpha$  čestice, detektirane u T2,  $E_{13}$  između detektiranog i nedetektiranog  $^{12}\text{C}$ , a  $E_{23}$  između  $\alpha$  čestice i nedetektiranog  $^{12}\text{C}$ . Crvenom bojom su označeni događaji koji bi mogli odgovarati raspadu  $^{24}\text{Mg}$  u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanal.

se spektar energije pobuđenja  $^{16}\text{O}$  (lijeva strana slike 3.20). Ta dva spektra se razlikuju u rasponu energija pobuđenja  $^{16}\text{O}$  kojeg pokrivaju. Kut između T4 i T5 je manji od onoga između T4 i T2, tako će i stanja  $^{16}\text{O}$  koja se raspadaju u  $\alpha+^{12}\text{C}$  kanal, opažena u T4-T2, morati biti stanja na većoj energiji, da bi ih uopće mogli opaziti. Dobivene vrijednosti parametara vrhova su prikazane u tablici 3.9 kao i referentne vrijednosti položaja stanja  $^{16}\text{O}$  [99] te se može uočiti da postoji dobro slaganje tih dviju vrijednosti, stoga se zaključuje da su kalibracijske vrijednosti položaja i energije čestica, za ovu kombinaciju teleskopa, dosta precizne. Referentna stanja [99], navedena u tablici 3.9, izabrana su tako da se najbolje odgovaraju položaju opaženih vrhova u ovom mjeranju te su izabrana stanja prirodnog spina i pariteta, jer su sve ulazne čestice  $0^+$ , takvo stanje se nije moglo pobuditi. Tako npr. za drugo stanje u lijevom dijelu tablice 3.9, navedeno je samo stanje  $4^+$ , na 11.097 MeV, no u referentnim tablicama postoji i stanje  $3^+$ , na 11.080 MeV, koje nema prirodni spin i paritet. Širina opaženih vrhova je značajna, stoga ponekad i više stanja može doprinositi jednom vrhu, posebno s povećanjem energije pobuđenja, tj. s

povećanjem gustoće stanja.



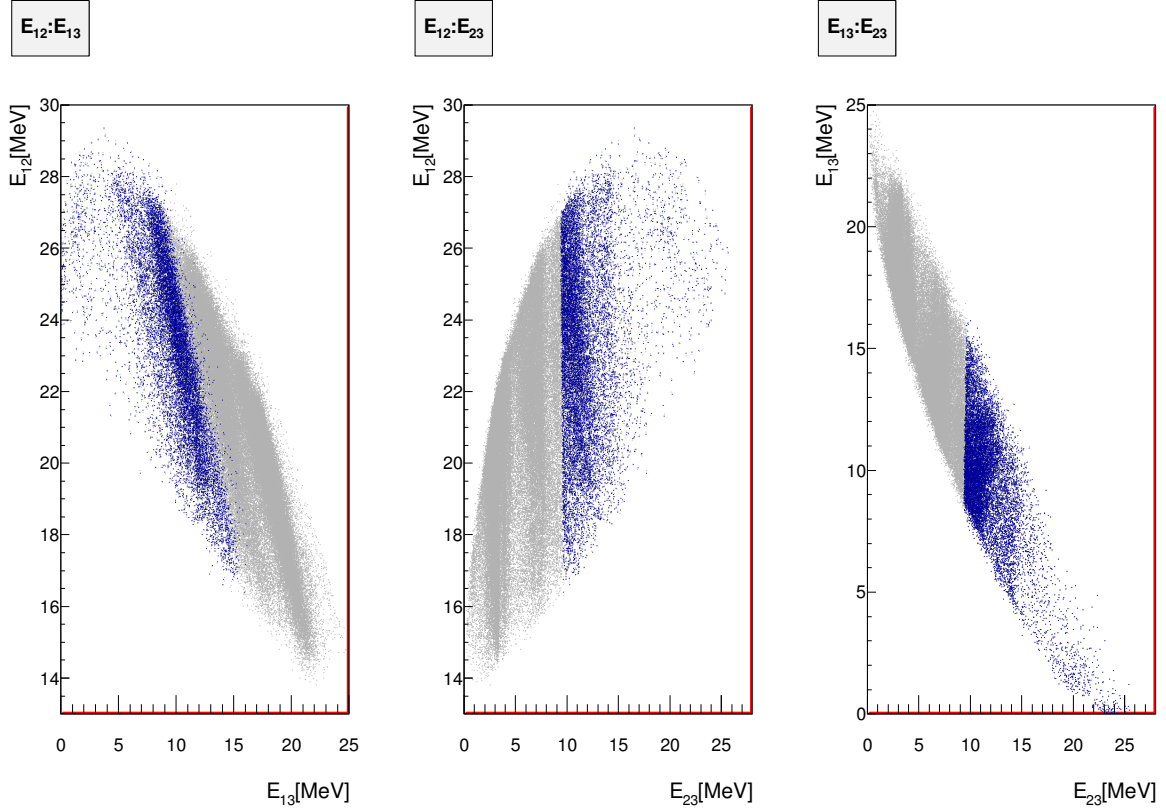
Slika 3.20: Energija pobuđenja jezgre  $^{16}\text{O}$  u  $\alpha+^{12}\text{C}$  kanalu, u kombinaciji teleskopa T4-T2 (lijeva strana) i T4-T5 (desna strana).

Tablica 3.9: Položaj i  $FWHM$  vrhova spektra energije pobuđenja  $^{16}\text{O}$  označenih na slici 3.20 te podaci iz literature [99] koji odgovaraju onima detektiranim u ovom mjerjenju.

n	$E_x$ (T4-T2)[MeV]	$FWHM$ (T4-T2)[MeV]	$E_x^{tab}$ [MeV] [99]	n	$E_x$ (T4-T5)[MeV]	$FWHM$ (T4-T5)[MeV]	$E_x^{tab}$ [MeV] [99]
1	10.31	0.35	10.356, 4 <sup>+</sup>	1	9.98	0.31	9.844, 2 <sup>+</sup>
2	11.08	0.39	11.097, 4 <sup>+</sup>	2	10.51	0.36	10.356, 4 <sup>+</sup>
3	13.09	0.82	13.020, 2 <sup>+</sup>	3	11.29	0.42	11.097, 4 <sup>+</sup>
4	14.10	0.94	14.032, 0 <sup>+</sup>	4	11.71	0.47	11.520, 2 <sup>+</sup>
5	14.70	0.59	14.815, 6 <sup>+</sup>	5	13.51	0.71	13.020, 2 <sup>+</sup>
6	16.09	0.94	16.275, 6 <sup>+</sup>	6	15.04	1.06	13.129, 3 <sup>-</sup>
			16.352, 2 <sup>+</sup>				14.926, 2 <sup>+</sup>
			20.615, parni				15.097, 0 <sup>+</sup>
7	20.40	0.94	20.8,				15.260, 2 <sup>+</sup>
			20.857, 7 <sup>-</sup>				

Stanja  $^{24}\text{Mg}$  u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanalu raspada (gornji spektar slike 3.23), za kombinaciju detektiranog  $^{12}\text{C}$  u teleskopu na prednjem kutu, te izbijene  $\alpha$  čestice u teleskopu na srednjem kutu, T4-T2, dobivaju se projekcijom crvenog područja slike 3.19 na os  $E_{13}$  te dodavanjem 13.93 MeV, energije praga raspada  $^{24}\text{Mg}$  u taj kanal. Vrijednosti položaja vrhova i  $FWHM$  spektara energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenih pomoću RooFit programskog paketa [71] su prikazani crvenom bojom u odgovarajućoj tablici 3.10.

Nakon obrade kanala reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{12}\text{C}$  gdje su svi nastali produkti u svom osnovnom stanju, u nastavku ćemo obraditi reakciju u kojoj je jedan od nastalih  $^{12}\text{C}$ , u svom prvom pobuđenom stanju na 4.439 MeV. U prvom koraku se izabiru samo oni

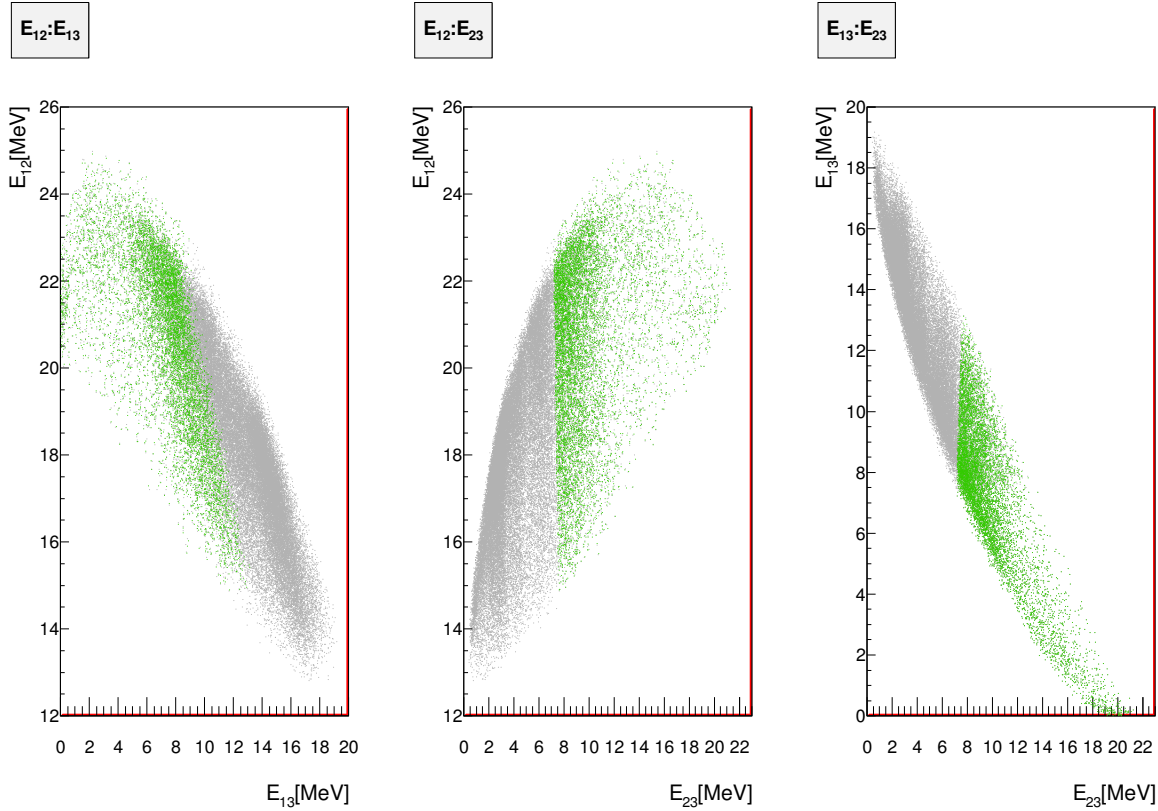


Slika 3.21: Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{12}\text{C}^*$ , gdje je  $E_{12}$  relativna energija gibanja između  $^{12}\text{C}$ , detektiranog u T4 i  $\alpha$  čestice, detektirane u T2,  $E_{13}$  između detektiranog i nedetektiranog  $^{12}\text{C}$ , a  $E_{23}$  između  $\alpha$  čestice i nedetektiranog  $^{12}\text{C}$ . Plavom bojom su označeni događaji koji bi mogli odgovarati raspadu  $^{24}\text{Mg}$  u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  kanal.

događaji unutar plavog pravokutnika (slika 3.16), tj. grafičkog reza, gdje se nalaze samo oni događaji s odgovarajućom  $Q$  vrijednosti reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ . Spektri relativnih energija su prikazani na slici 3.21.  $E_{12}$  je relativna energija gibanja detektiranog  $^{12}\text{C}$  i  $\alpha$  čestice,  $E_{23}$  između detektirane  $\alpha$  i nedetektiranog  $^{12}\text{C}$ , a  $E_{13}$  između detektiranog i nedetektiranog  $^{12}\text{C}$ , sustava u kojem je jedna od čestica u svom prvom pobuđenom stanju.

Stanja, koja odgovaraju  $^{24}\text{Mg}$  koji se raspada u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  kanal, su označena plavom bojom (slika 3.21). Projekcijom tih događaja na  $E_{13}$  te dodavanjem 13.93 MeV i 4.439 MeV, dobivamo spektre energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  (srednji spektar slike 3.23). Položaji i  $FWHM$  vrhova spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  na slici 3.23, dobiveni pomoću programskog paketa RooFit [71] su prikazani plavom bojom u tablici 3.10.

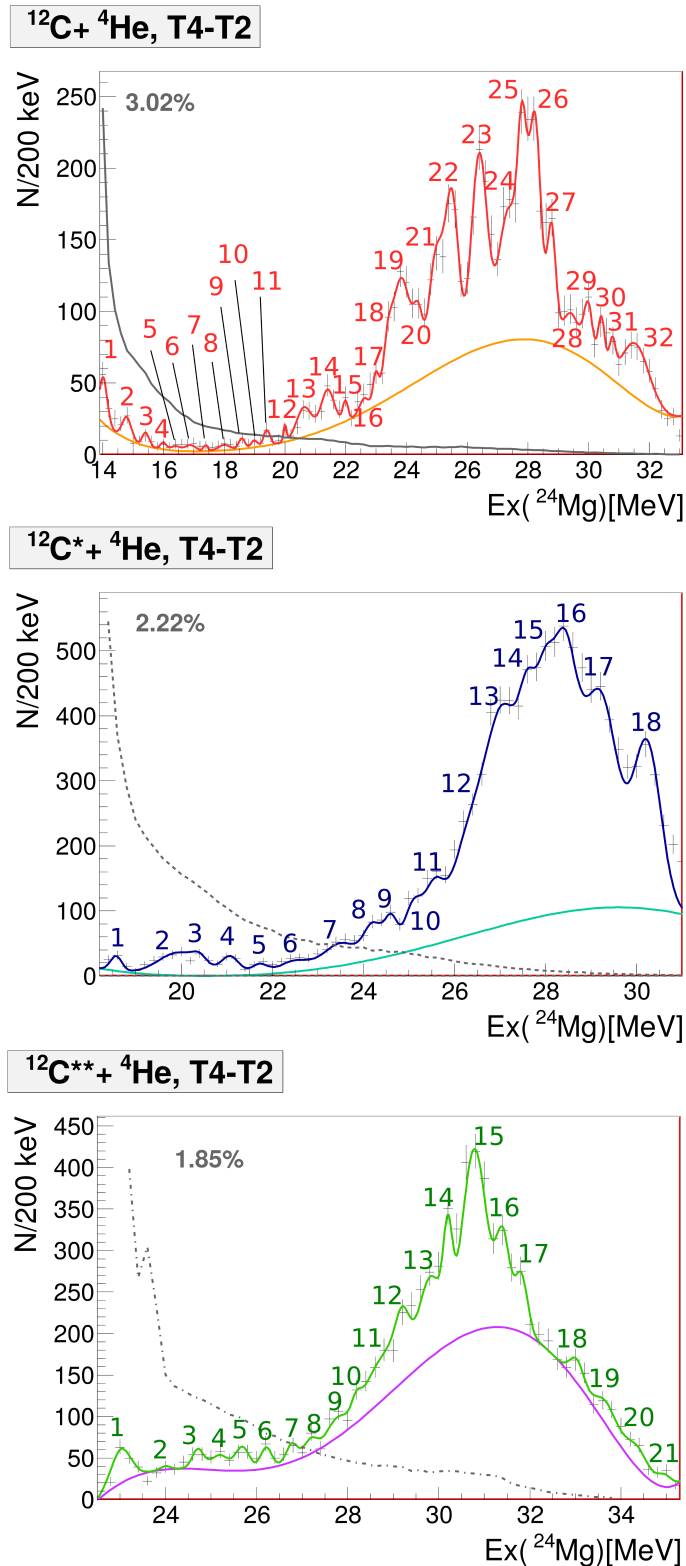
Događaji reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ , gdje su oba nastala  $^{12}\text{C}$  u svom prvom pobuđenom stanju na 4.439 MeV, su selektirani korištenjem grafičkog reza zelene boje na spektru slike 3.16. Na slici 3.22 su prikazani spektri relativnih energija gibanja.  $E_{12}$



Slika 3.22: Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha ^{12}\text{C}^*)^{12}\text{C}^*$ , gdje je  $E_{12}$  relativna energija gibanja između  $^{12}\text{C}^*$ , detektiranog u T4 i  $\alpha$  čestice, detektirane u T2,  $E_{13}$  između detektiranog i nedetektiranog  $^{12}\text{C}^*$ , a  $E_{23}$  između  $\alpha$  čestice i nedetektiranog  $^{12}\text{C}^*$ . Zelenom bojom su označeni događaji koji bi mogli odgovarati raspadu  $^{24}\text{Mg}$  u  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  kanal.

je relativna energija gibanja detektiranog  $^{12}\text{C}^*$  i  $\alpha$  čestice,  $E_{23}$  između detektirane  $\alpha$  i nedetektiranog  $^{12}\text{C}^*$ , a  $E_{13}$  između detektiranog i nedetektiranog  $^{12}\text{C}^*$ , sustava u kojem su obje čestice u svom prvom pobuđenom stanju.

Na slici 3.22, zelenom bojom su prikazana stanja koja odgovaraju  $^{24}\text{Mg}$  koja se raspadaju u  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  kanal. Projekcijom tih događaja na  $E_{13}$  te dodavanjem 13.93 MeV i dva puta po 4.439 MeV, jer su oba  $^{12}\text{C}$  u prvom pobuđenom stanju, dobivamo spektre energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  (donji spektar slike 3.23). Položaji i *FWHM* vrhova spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  na donjem spektru slike 3.23, su prikazani u tablici 3.10. U kanalu raspada  $^{24}\text{Mg}$   $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , uočavaju se izraženi i čisti vrhovi, dok u spektrima kanala  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ , opaženi vrhovi nisu toliko jasni. To je najvjerojatnije posljedica lošije rezolucije u kanalima  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ . Energija detektiranih čestica u ova dva kanala je manja, te radi neuniformnosti u debljini tankih detektora, rasap u energiji čestice s manjom energijom je time i veći, pa dolazi do preklapanja vrhova u široke strukture. Ovo je također opaženo i u koincidentnom mjerenju dva  $^{12}\text{C}$ , u kombinaciji teleskopa T3-T4.



Slika 3.23: Energija pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanalu, kad je u T4 detektiran  $^{12}\text{C}$ , a u T2  $\alpha$  čestica. Crveni spektar označuju reakciju u kojoj su sve čestice u izlaznom kanalu u svom osnovnom stanju, dok narančasta krivulja opisuje pozadinu. Plavi spektar opisuje reakciju u kojoj je jedan od  $^{12}\text{C}$  u svom prvom pobuđenom stanju, a tirkizna krivulja opisuje pozadinu tog spektra. Zeleni spektar označuju stanja detektirana u reakciji u kojoj su oba  $^{12}\text{C}$ , detektirani i nedetektirani, u svom prvom pobuđenom stanju, dok ljubičasta krivulja označuje pozadinu tog spektra. Sivim iscrtkanim linijama su dane ovisnosti krivulje efikasnosti detekcije o  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , dok brojevi označuju maksimalnu vrijednost efikasnosti detekcije.



Tablica 3.10: Položaj i *FWHM* vrhova spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , označenih na slici 3.23, kad je u T4 detektiran  $^{12}\text{C}$ , a u T2  $\alpha$  (**T4-T2**). Crvenom bojom su označeni vrhovi kanala  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , plavom  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ , a zelenom  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ .

n	$E_x$ [MeV]	<i>FWHM</i> [MeV]	n	$E_x$ [MeV]	<i>FWHM</i> [MeV]	n	$E_x$ [MeV]	<i>FWHM</i> [MeV]
1	13.99	0.27	1	18.57	0.29	1	23.02	0.51
2	14.79	0.23	2	19.97	1.11	2	24.00	0.23
3	15.40	0.29	3	20.41	0.35	3	24.71	0.29
4	15.99	0.23	4	21.08	0.47	4	25.19	0.46
5	16.40	0.23	5	21.72	0.42	5	25.69	0.35
6	16.90	0.35	6	22.47	0.73	6	26.21	0.29
7	17.40	0.18	7	23.49	0.89	7	26.77	0.29
8	18.00	0.47	8	24.22	0.47	8	27.19	0.35
9	18.59	0.29	9	24.61	0.33	9	27.74	0.47
10	18.99	0.23	10	25.10	0.47	10	28.19	0.23
11	19.39	0.23	11	25.55	0.47	11	28.82	1.06
12	19.97	0.23	12	26.32	0.94	12	29.20	0.35
13	20.60	0.71	13	27.11	0.94	13	29.82	0.59
14	21.39	0.41	14	27.64	0.47	14	30.20	0.23
15	22.01	0.18	15	27.97	0.40	15	30.78	0.63
16	22.59	0.23	16	28.36	0.71	16	31.41	0.35
17	22.98	0.23	17	29.19	0.94	17	31.81	0.32
18	23.37	0.36	18	30.23	0.71	18	33.03	0.35
19	23.80	0.71				19	33.68	0.52
20	24.40	0.31				20	34.36	0.59
21	24.99	0.54				21	34.96	0.35
22	25.48	0.56						
23	26.39	0.60						
24	27.39	0.74						
25	27.80	0.38						
26	28.22	0.45						
27	28.80	0.28						
28	29.39	0.68						
29	30.02	0.35						
30	30.39	0.35						
31	30.80	0.29						
32	31.59	1.00						

Kako je obrada događaja koji su detektirani u kombinaciji s teleskopom T3 identična kao ova prikazana za T4, ti spektri nisu prikazani, već je dana samo usporedba tih vrhova. Usporedba položaja tih vrhova, dobivenih u kombinaciji teleskopa T3-T5 i T4-T2, kad su detektirani  $^{12}\text{C}$  i  $\alpha$  u koincidenciji, je prikazana u tablici 3.11, te je dana i usporedba s podacima dobivenima u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u kombinaciji teleskopa T3-T4, tj. kad su oba  $^{12}\text{C}$  opažena u koincidentnom mjerenju.

Najveći izazov tijekom analize *Catania* eksperimenta je bila kalibracija teleskopa T3, radi promjene kalibracijskih vrijednosti  $\Delta E3$  detektora, s vremenom trajanja mjerenja. Da bi korigirali vrijednosti kalibracijskih parametara  $\Delta E3$  detektora za ovaj efekt, korišteno je neelastično raspršenje snopa  $^{16}\text{O}$  na meti ugljika, točnije, tražen je položaj vrha trećeg pobuđenog stanja  $^{16}\text{O}$ , na 6.92 MeV. Kalibracijski parametri su varirani dok se nije dobio točan položaj tog vrha. Te korekcije su se radile za svaki dio podataka skupljenih tijekom mjerenja. Iako je uložan veliki trud da bi se iskoristili podaci detektirani u T3, ipak ova metoda ne daje idealne kalibracijske parametre i to se možda najbolje vidi u tablici 3.11, u kojoj su uspoređeni vrhovi dobiveni iz spektara pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  u kombinaciji teleskopa T4-T2 i T3-T5. Iz te tablice se vidi da razlika u položaju vrha, dobivenog u kombinaciji teleskopa T3-T5 i T4-T2, nije uvijek linearna. Tako je razlika položaja vrha u T3-T5 i T4-T2 za prvih par vrhova oko 300 keV, dok za vrhove na najvišoj energiji i do -500 keV. To je najvjerojatnije posljedica nepreciznih kalibracijskih vrijednosti  $\Delta E3$  detektora, a kako je u ovom kanalu detektiran  $^{12}\text{C}$  u T3, koji je teži ion, gubitak energije će time biti veći i osjetljiviji na te nepreciznosti u kalibracijskim vrijednostima. U tablici 3.11 dano je najbolje preklapanje vrhova u spektru pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenog u ove dvije kombinacije teleskopa, T3-T5 i T4-T2.

Ako se promotri tablica 3.11, vidi se da postoji velika gustoća stanja, te ne tako velika statistika, pa je nužan oprez pri definiranju koje je od ovih vrhova stvarno pobuđeno stanje u  $^{24}\text{Mg}$ . Kriterij za to u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  je da se vrh pojavljuje u barem dvije kombinacije teleskopa s T3, zatim s T4 i da postoji preklapanje za te dvije skupine, no ovdje imamo samo tri kombinacije, T3-T5, T4-T2 i T3-T4, s tim da spektar  $E_x(^{24}\text{Mg})$  u kombinaciji teleskopa T3-T4, počinje tek od  $>20.0$  MeV, te zbog toga ne postoji preklapanje ove tri kombinacije teleskopa na energijama pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  manjima od te energije. Pretpostavka je da je samo onaj vrh, koji se jasno pojavljuje u bar dvije kombinacije teleskopa, pobuđeno stanje u  $^{24}\text{Mg}$  koje se raspada u kanal  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ .

Tablica 3.11: Usporedba izmjerenih vrijednosti pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , u kombinaciji teleskopa T3-T5, kao i u kombinaciji teleskopa T4-T2, te rezultata dobivenih za  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u kombinaciji teleskopa T3-T4.

n	$E_x[\text{MeV}]$ $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (T3-T5)	$E_x[\text{MeV}]$ $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (T4-T2)	$E_x[\text{MeV}]$ (T3-T4)
1		13.99	
2	14.50	14.79	
3		15.40	
4	15.70	15.99	
5	16.50	16.40	
6	17.30	17.40	
7	18.10	18.00	
8	18.68	18.59	
9	19.30	18.99, 19.39	
10	20.16	19.97, 20.60	<b>20.61</b> (T3-T4)
11	21.08	21.39	<b>21.19</b> (T3-T4)
12	21.55	22.01	<b>21.58</b> (T3-T4)
13	22.88	22.59, 22.98	
14	23.32	23.37	
15	23.88	23.80	<b>23.65</b> (T3-T4)
16	24.50	24.40	<b>24.08</b> (T3-T4)
17	24.92	24.99	
18	25.49, 25.89	25.48	<b>25.41</b> (T3-T4)
19	26.64	26.39	
20	27.28	27.39	<b>26.97</b> (T3-T4)
21	27.74	27.80	<b>27.55</b> (T3-T4)
22	28.30	28.22	<b>28.07</b> (T3-T4)
23	29.10	28.80	<b>28.83</b> (T3-T4)
24	29.71	29.39	<b>29.41</b> (T3-T4)
25	30.12	30.02	<b>29.81</b> (T3-T4)
26	30.89	30.80	<b>30.23</b> (T3-T4)
27	31.28, 31.70	31.59	
28	32.10		

U obje kombinacije teleskopa, T3-T5 i T4-T2, vrhovi u spektrima kanala  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  (srednji i donji spektar slike 3.23), su slabije izraženi nego u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  (gornji spektar slike 3.23). To je najvjerojatnije posljedica lošije rezolucije u kanalima  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ , jer jezgre  $^{12}\text{C}$  imaju manje energije, nego u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , te je i time veći rasap energije koju čestica gubi u  $\Delta E$  detektoru, a zbog neuniformnosti u debljini  $\Delta E$ , taj efekt je još veći.

n	$E_x[\text{MeV}] \ ^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C} \ (\text{T3-T5})$	$E_x[\text{MeV}] \ ^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C} \ (\text{T4-T2})$	$E_x[\text{MeV}] \ (\text{T3-T4})$
1	19.39	18.57	
2	20.18	19.97	
3	20.78	20.41	
4	21.40	21.08	
5	22.01	21.72	
6	22.57, 23.01	22.47, 23.49	
7	23.38	23.49	
8	24.20	24.22, 24.61	<b>24.46</b> (T3-T4)
9	25.17	25.55	<b>25.29</b> (T3-T4)
10	25.84	26.32	<b>26.28</b> (T3-T4)
11	26.82	27.11	<b>27.09</b> (T3-T4)
12	27.50	27.64	
13	28.15	28.36	<b>27.87</b> (T3-T4)
14	29.50	29.19	<b>29.04</b> (T3-T4)
15		30.23	<b>30.29</b> (T3-T4)

n	$E_x[\text{MeV}] \ ^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^* \ (\text{T3-T5})$	$E_x[\text{MeV}] \ ^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^* \ (\text{T4-T2})$	$E_x[\text{MeV}] \ (\text{T3-T4})$
1		23.02	
2	24.49	24.00	
3	25.08	24.71	
4	25.62	25.19	
5	26.19	25.69	
6	26.90	26.21	
7	27.48	26.77, 27.19	
8	28.00	27.74	
9	28.49	28.19	
10	28.90	28.82	
11	29.48	29.20	
12	29.88	29.82	
13	30.28	30.78	
14	30.88	30.78	<b>30.68</b> (T3-T4)
15	31.31	31.41	
16		31.81	<b>31.89</b> (T3-T4)
17		33.03	<b>33.27</b> (T3-T4)
18		33.68	
19		34.36	<b>34.11</b> (T3-T4)
20		34.96	<b>34.52</b> (T3-T4)

Pažljivom usporedbom spektara energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , nađeno je da postoji preklapanje stanja između onih vrhova koji se vide u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reakciji, kad su oba ugljika u svom osnovnom stanju, i  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  kanalu, gdje je jedan ugljik u svom prvom pobuđenom stanju,  $2^+$  na 4.439 MeV, kao i u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  kanalu kad su oba ugljika u svom prvom pobuđenom stanju. To omogućava računanje omjera grananja nekoliko stanja. Kao i u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , broj događaja u pojedinom vrhu je korigiran za geometrijsku efikasnost detekcije za kut  $\psi$  te je u obzir uzet i omjer pozadine i signala u čitavom vrhu. Dobiveni omjeri grananja su prikazani u tablicama 3.12 i 3.13. Iz izračunatih omjera grananja se vidi da se većinom preferira raspad u kombinaciju jezgri s nižim spinom, tj. raspad u kanal  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  je bitno jači od  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  kanala, a  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  je izraženiji od  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$  kanala.

Tablica 3.12: Omjer grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  i  $\Gamma_{2^+2^+/2^+}$  stanja detektiranih u kombinaciji s teleskopima T3-T5.

n	vrh( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ )[MeV] <b>T3-T5</b>	vrh( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ )[MeV] <b>T3-T5</b>	$\Gamma_{2^+/0^+}$
1	19.30, 20.16	19.39, 20.18	0.99
2	22.88, 23.32	22.57, 23.01	0.04
3	24.92	25.17	0.40
4	27.28, 27.74, 28.30	27.50, 28.15	0.1
n	vrh( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ )[MeV] <b>T3-T5</b>	vrh( $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ )[MeV] <b>T3-T5</b>	$\Gamma_{2^+2^+/2^+}$
1	25.17	25.08	0.16
2	26.38, 26.82	26.19, 26.90	1.43
4	27.50, 28.15	27.48, 28.0	0.2

Omjer grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  za stanje na  $\approx 24.9$  MeV, za obje kombinacije teleskopa, ima približno jednake vrijednosti, dok za skupinu stanja na  $\approx 27.3$  MeV,  $\approx 27.7$  MeV i  $\approx 28.3$  MeV postoji značajna razlika između vrijednosti dobivenih u kombinaciji teleskopa T3-T5 i one u kombinaciji T4-T2. Postoji razlika u omjeru grananja  $\Gamma_{2^+2^+/2^+}$  i za stanje na  $\approx 25.2$  MeV, no dok u kombinaciji T3-T5 imamo samo jedno, izraženo stanje, u kombinaciji teleskopa T4-T2 imamo dublet stanja, na  $\approx 25.1$  MeV i  $\approx 25.5$  MeV, čiji omjer grananja je veći, što je vjerojatno posljedica doprinosa tog drugog stanja koje nije opaženo u kombinaciji

Tablica 3.13: Omjer grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  i  $\Gamma_{2+2+/2+}$  stanja detektiranih u kombinaciji s teleskopima T4-T2.

n	vrh( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ )[MeV] <b>T4-T2</b>	vrh( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ )[MeV] <b>T4-T2</b>	$\Gamma_{2+/0+}$
1	21.39	21.08	0.93
2	22.01	21.72	0.02
3	24.99, 25.48	25.10, 25.55	0.44
4	27,39, 27.80, 28.22	27.64, 27.97, 28.36	0.68
5	30.39, 30.80	30.23	3.22
n	vrh( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ )[MeV] <b>T4-T2</b>	vrh( $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ )[MeV] <b>T4-T2</b>	$\Gamma_{2+2+/2+}$
1	24.22, 24.61	24.0, 24.71	0.93
2	25.10, 25.55	25.19, 25.69	0.48
3	27.11	27.19	0.06

T3-T5. Vrijednosti omjera grananja će uvelike ovisiti o visini određene pozadine, kao i da li postoji preklapanje stanja, ili imamo jasno izražen vrh. Također, radi problema s T3 tijekom mjerenja, veća se težina stavlja na podatke dobivene s T4. No iako postoje razlike za ove dvije kombinacije teleskopa, ipak se može zaključiti da u obje kombinacije, opažena stanja  $^{24}\text{Mg}$ , na ovim energijama pobuđenja, se preferirano raspadaju u kanal raspada s nižim spinom, tj.  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  u računu omjera grananja  $\Gamma_{2+/0+}$ , a u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  u omjeru grananja  $\Gamma_{2+2+/2+}$ .

Također, nužno je naglasiti da postoji pomak u energiji između spektara energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , opaženih u kanalima  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ , te je ponekad teško odrediti koja stanja u pojedinim spektrima se preklapaju. Račun omjera grananja otežava i velika gustoća stanja, što gotovo onemogućuje izoliranje, čak i skupine stanja da bi se izračunao  $\Gamma_{2+/0+}$  ili  $\Gamma_{2+2+/2+}$ . Vjerojatno zbog ovog razloga, niti nema puno radova u kojima je računat omjer grananja. U radovima Cormier *et al.* [100], [101] i Wieland *et al.* [102] proučavani su omjeri grananja  $\Gamma_{2+/0+}$  i  $\Gamma_{2+2+/2+}$  nekoliko opaženih stanja  $^{24}\text{Mg}$ . U radovima Cormier *et al.* [100], [101], mjeren je udarni presjek reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u elastičnom te neelastičnom kanalu, u ovisnosti o energiji u sustavu centra mase tog sistema. U radu Cormier *et al.* [100], [101], opaženo stanje  $^{24}\text{Mg}$ , na 28.5 MeV,

dominantnije se raspada u kanal  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , te je omjer grananja tog stanja,  $\Gamma_{2+/0+}$  jednak 0.82, a  $\Gamma_{2+2+/2+}$  je 0.21. U istom tom radu [100], [101], uočeno je da stanje  $^{24}\text{Mg}$ , na 33.0 MeV, ima  $\Gamma_{2+/0+}$  jednak 1.34, a  $\Gamma_{2+2+/2+}$  0.22. Iz ovoga slijedi da na nižim energijama pobuđenja, stanja  $^{24}\text{Mg}$  se preferirano raspadaju u kanal s nižim spinom, u kanal  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , tj.  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ . U radu Wieland *et al.* [102], proučavani su udarni presjeci za elastično i neelastično raspršenje  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u ovisnosti u energiju u sustavu centra mase sistema  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , na šest različitih polarnih kuteva u sustavu centra mase  $\theta_{cm}$ . Iako ovo mjerenje pokriva samo više energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  ( $>33$  MeV), može su uočiti da na tim manjim vrijednostima energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , raspad tih stanja ide dominantnije u kanal nižeg spina,  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , tj.  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ , dok s povećanjem energije pobuđenja, postaje dominantniji raspad u kanal višeg spina,  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ , tj.  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ .

# 4

## Rezultati *Legnaro* eksperimenta

---

U prijašnjem poglavlju su predstavljene rezultati *Catania* eksperimenta gdje se vidjelo da  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  kanal raspada  $^{24}\text{Mg}$  pokazuje izražene vrhove u astrofizički značajnom području energija, dok u ostalim opaženim kanalima raspada  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  i  $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ , nisu opažena stanja u tom području energija. Energija praga raspada  $^{24}\text{Mg}$  u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  je niža, nego u kanal  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  (tablica 4.2), time je i vjerojatnije da će se u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  opaziti stanja  $^{24}\text{Mg}$ , na energijama pobuđenja između 14 i 20 MeV. Ideja *Legnaro* mjerenja je bila da se vidi da li postoji stanje  $0^+$  ili  $1^-$  u tom području energije, koje se raspada emisijom  $\alpha$  čestice. Kako smo u tom mjerenju htjeli izmjeriti energiju pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  u širem rasponu energija, između 12.5 i 18.5 MeV, najjednostavnija tehnika mjerenja te reakcije je onda bila metoda rezonantnog elastičnog raspršenja  $^4\text{He}+^{20}\text{Ne}$ , s debelom plinskom metom, pa je u *Legnaro* eksperimentu ova metoda mjerenja i korištena. Korištenjem debele plinske mete, plin helija se koristi i kao meta, i kao materijal koji u interakciji s ionima  $^{20}\text{Ne}$ , smanjuje tu energiju snopa. Na ovaj način, pokriva se šire područje energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , za razliku od direktnog mjerenja, u kojem bi bilo nužno koristiti vrlo tanku plinsku metu, te mijenjati energiju snopa, u finim koracima, dok ne prođemo željeno područje energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Kako su takva direktna mjerenja vrlo dugotrajna, u ovom eksperimentu je korištena navedena indirektna metoda mjerenja. Ukoliko bi se u *Legnaro* mjerenju potvrdilo postojanje stanja  $0^+$  ili  $1^-$ , u astrofizičkom području energije, u sljedećem mjerenju bi se proučavala i mogućnost raspada tog stanja u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  kanal raspada. Kako je analiza ovakvog tipa eksperimenta nešto složenija od mjerenja metodom rezonantne čestične spektroskopije, u nastavku će biti prikazani pojedini koraci ove analize te dobiveni rezultati *Legnaro* eksperimenta.



## 4.1 Analiza *Legnaro* eksperimenta

### 4.1.1 Analiza mjerenja s plinskom metom

Da bi odredili energiju pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , potrebno je iz detektirane energije  $\alpha$  čestice,  $E_{det}$ , na točno određenom kutu, odrediti energiju u sustavu centra mase  $E_{cm}$  sistema  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ . To se radi tako da se uzme u obzir gubitak energije snopa  $^{20}\text{Ne}$ , u Havar foliji,  $E_{snop} - E_{Havar}$ , te se za svakih  $x = 0.5$  mm, u odgovarajućem tlaku plina, računaju sljedeći koraci:

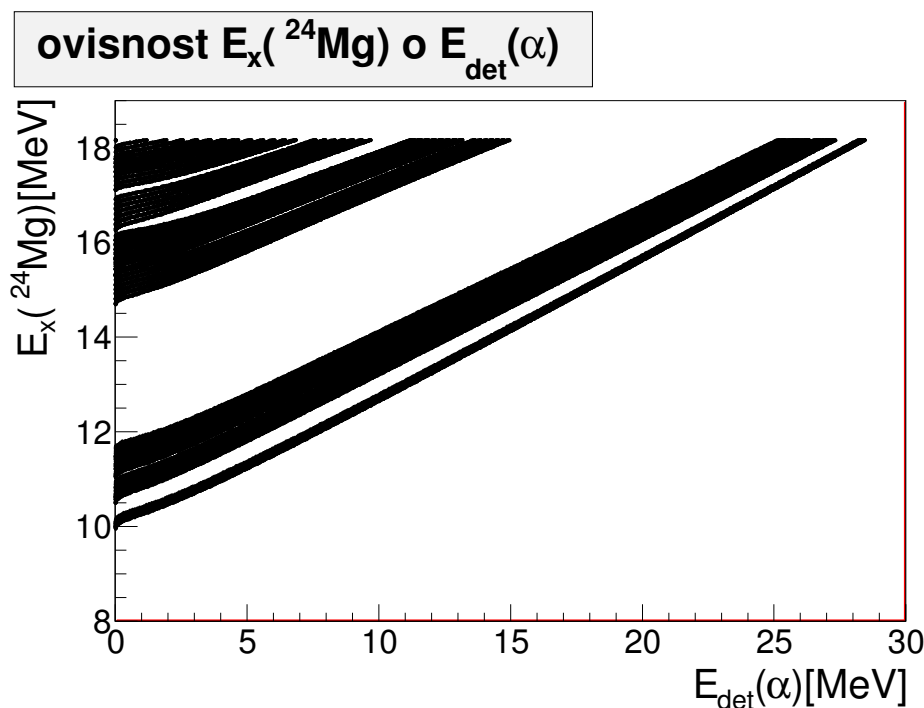
- gubitak energije snopa  $^{20}\text{Ne}$  na putu  $x$  u plinu,  $E_{NeinHe}$
- kinematiku raspršene  $\alpha$  čestice, u raspršenju  $^4\text{He} + ^{20}\text{Ne}$ , u središte svakog pojedinog piksela DSSSD detektorskog sustava,  $E_{HeLab}$
- gubitak energije raspršene  $\alpha$  čestice na putu koji je definiran točkom interakcije te položajem piksela DSSSD detektora,  $E_{HeinHe}$

Uzimajući u obzir sve ove efekte, možemo odrediti  $E_{cm}$ .  $E_x(^{24}\text{Mg})$  se može odrediti uzimajući u obzir prag raspada,  $E_{th} ^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$  kanal raspada. Za raspršenje na položaju  $x$  u komori:

$$E_{cm} = (E_{snop} - E_{Havar} - E_{NeinHe}) \cdot \frac{m(^4\text{He})}{m(^4\text{He}) + m(^{20}\text{Ne})} \quad (4.1)$$

$$E_x(^{24}\text{Mg}) = E_{cm} + E_{th} = E_{cm} + 9.31\text{MeV}. \quad (4.2)$$

Energiju pobuđenja  $E_x(^{24}\text{Mg})$  prikazujemo u ovisnosti o  $E_{det}$   $\alpha$  čestice za svaki piksel DSSSD detektora (slika 4.1). Račun je napravljen za ukupno 800 piksela, gdje 28 piksela odgovara teleskopu na  $0^\circ$ . Iako u eksperimentu imamo ukupno 1792 piksela, neki pikseli pokrivaju isti prostorni kut, pa je račun napravljen tako da se pokrivaju svi kutevi, određeni u odnosu na centar pojedinog piksela DSSSD detektora. No čestica ne mora pasti baš u centar piksela, već može i na bilo koji drugi položaj u tom pikselu dimenzije  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup>. Da bi uzeli u obzir taj efekt, tj. da bi uniformno raspodjelili podatke kroz cijeli piksel detektora, pomoću Monte-Carlo koda nasumično odredimo položaj detektirane čestice unutar piksela dimenzije  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> i toj čestici pridružimo taj kut. Među ostalim efektima, rezolucija mjerenja ovisi i o ovoj neodređenosti položaja detektirane  $\alpha$  čestice.



Slika 4.1: Ovisnost  $E_x(^{24}\text{Mg})$  o  $E_{det}$   $\alpha$  čestice (crne točke) za ukupno 800 piksela detektorskog postava.

Energiju pobuđenja  $E_x(^{24}\text{Mg})$  prikazujemo u ovisnosti  $E_{det}$   $\alpha$  čestice te prilagođavamo na polinom oblika:

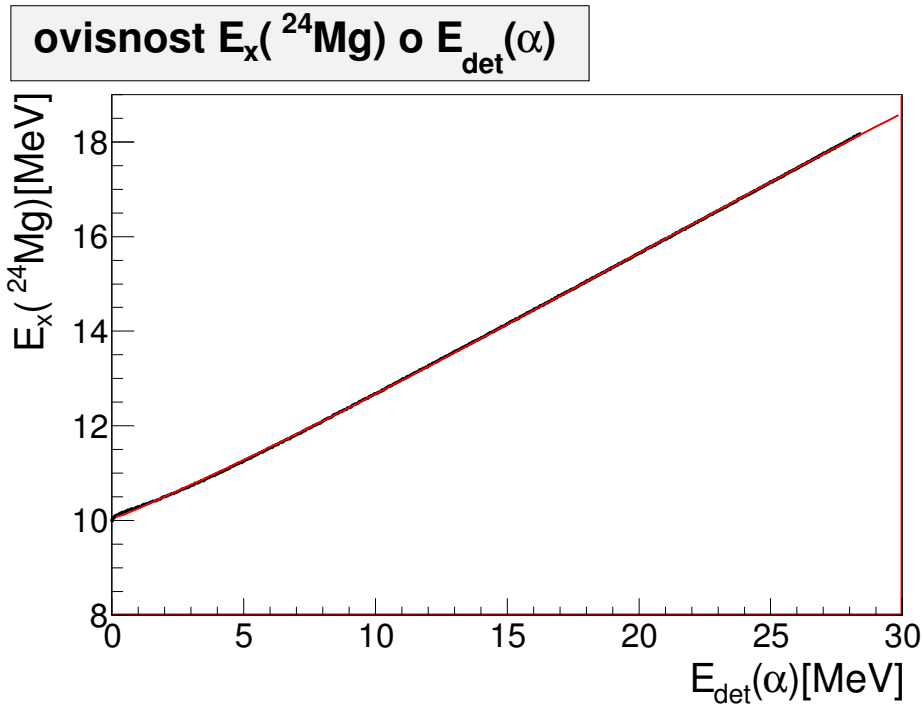
$$E_{24Mg}(E_{det}) = a_1 + a_2 \cdot E_{det} + a_3 \cdot E_{det}^2 + a_4 \cdot E_{det}^3 + \frac{a_5}{E_{det}} + \frac{a_6}{E_{det}^2} + \frac{a_7}{E_{det}^3} \quad (4.3)$$

gdje je  $E_{det}$  (crne točke slika 4.2) detektirana energija  $\alpha$  čestice, dok se parametri  $a_1 \dots a_7$  određuju iz prilagodbe pomoću izraza 4.3 (crvena linija slika 4.2).

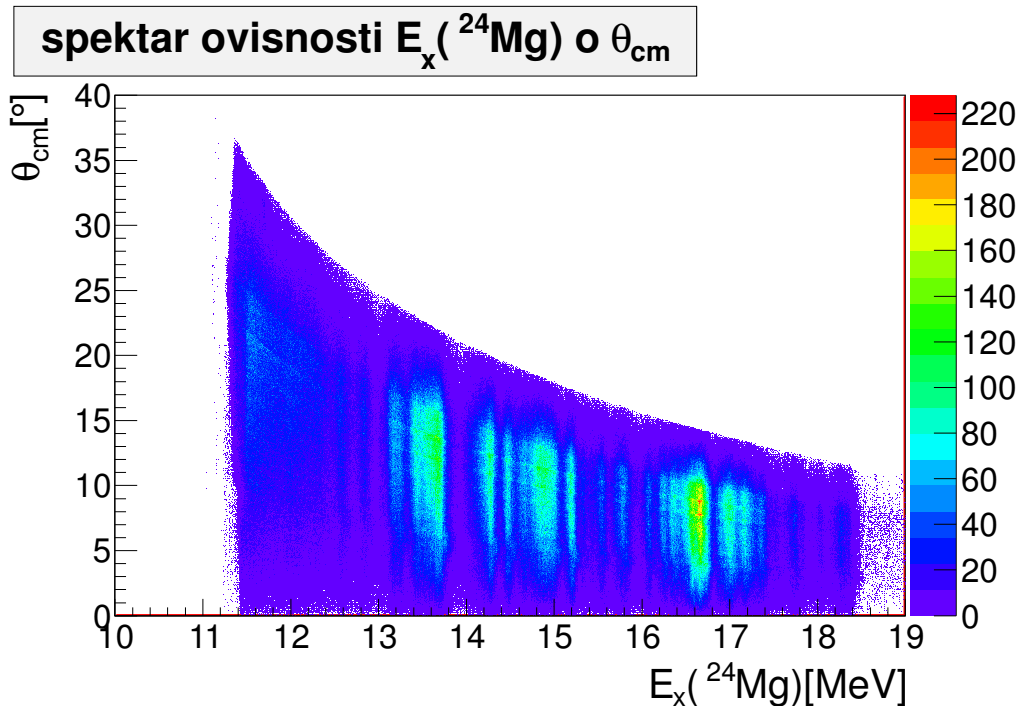
Na slici 4.3 je prikazana izračunata  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , za svaki detektirani događaj, iz  $E_{det}$   $\alpha$  čestice u ovisnosti o kutu složene jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u odnosu na smjer snopa, u sustavu centra mase, za teleskop na  $0^\circ$ .

#### 4.1.2 Korekcija efikasnosti

Geometrijska akceptancija detektora za detektiranu  $\alpha$  česticu će biti drukčija ovisno o tome gdje se događa raspršenja  $^{20}\text{Ne}$  na  $^4\text{He}$  u komori. Događaji na višim energijama na slici 4.3 potječu od raspršenja  $^{20}\text{Ne}$  na  $^4\text{He}$  nastalog tik nakon Havar folije, na ulazu u komoru, dok oni na nižim energijama odgovaraju raspršenju nastalom blizu samog teleskopa (slika 4.4). Na gornjem dijelu slike 4.5 su prikazana ta dva slučaja te vidimo da prostorni kut kojeg pokriva teleskop na  $0^\circ$  je značajno veći za ove događaje na nižim vrijednostima



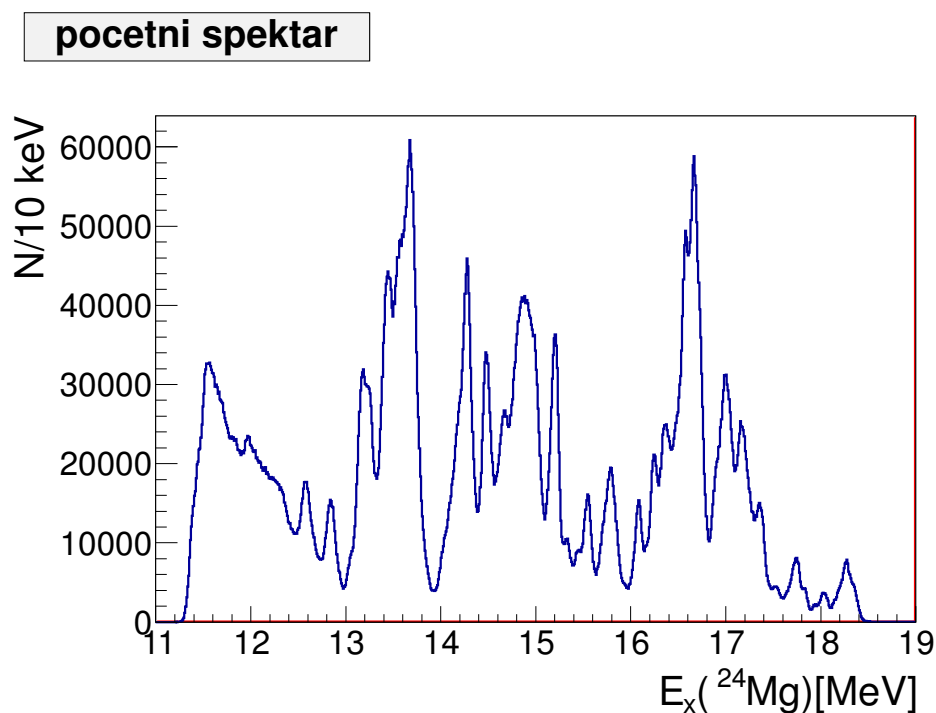
Slika 4.2: Ovisnost  $E_x(^{24}\text{Mg})$  o  $E_{\text{det}}$   $\alpha$  čestice (crne točke), koja je prilagođena na izraz 4.3 (crvena krivulja) za jedan piksel teleskopa na  $0^\circ$ , koji pokriva kuteve od  $-5^\circ$  do  $5^\circ$ .



Slika 4.3: Ovisnost  $E_x(^{24}\text{Mg})$  o  $\theta_{\text{cm}}(^{24}\text{Mg})$  za teleskop na  $0^\circ$ .

$E_x(^{24}\text{Mg})$ . To se može vidjeti iz slike 4.3 gdje postoji rast u  $\theta_{\text{cm}}(^{24}\text{Mg})$  kako se  $E_x(^{24}\text{Mg})$  smanjuje. Slično se može uočiti na spektru 4.4, koji je projekcija dvodimenzionalnog spektra  $\theta_{\text{cm}}-E_x(^{24}\text{Mg})$  (slika 4.3), na os  $E_x(^{24}\text{Mg})$ . Zbog toga je nužno primijeniti ko-

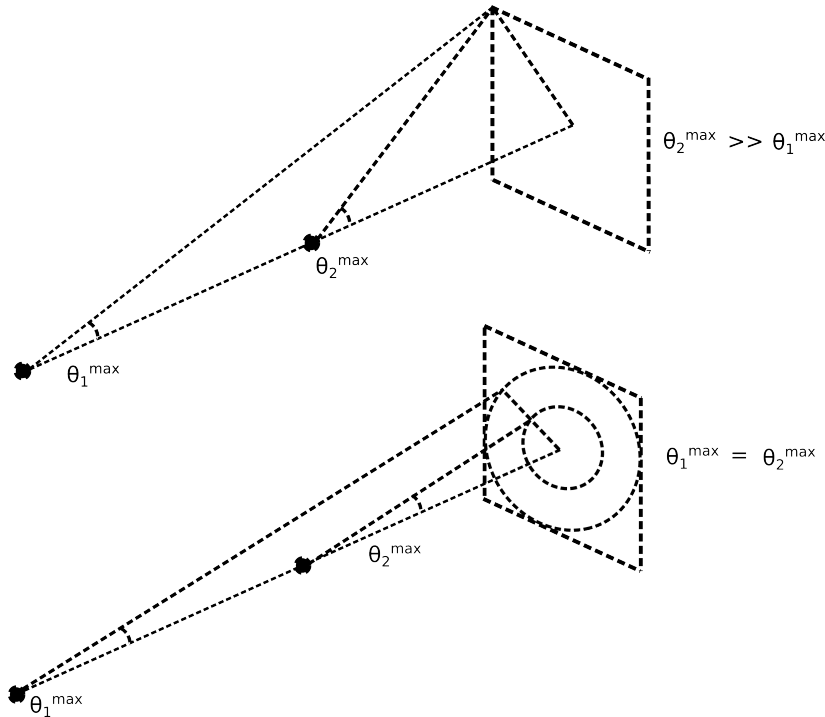
rekciju efikasnosti da bi dobili relativnu normalizaciju udarnog presjeka. Jedan način je korištenjem Monte-Carlo koda za računanje geometrijske efikasnosti detekcije u ovisnosti o energiji pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , kao u analizi *Catania* eksperimenta. Druga metoda je definiranjem maksimalnog kuta raspršenja, konstantnog za sve događaja, bez obzira gdje se dogodilo raspršenje u komori (donji dio crteža na slici 4.5). Maksimalni kut raspršenja, u ovom mjerenju, je jednak  $5^\circ$ , tako da se samo događaji unutar područja od  $0^\circ$  do  $5^\circ$  u teleskopu, uzimaju za daljnju analizu.



Slika 4.4: Spektar  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , dobiven detekcijom događaja u teleskopu na  $0^\circ$ , na najvišoj energiji snopa, za dio podataka. Spektar nije korigiran za efikasnost.

### 4.1.3 Normalizacija

Da bi dobili jedinstveni spektar energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  iz svih prikupljenih podataka, prvo je nužno odrediti pomak, potrebno je pažljivo promotriti, da li je došlo do pomaka kod različitih blokova podataka. Kako je vrijeme trajanja skupljanja podataka za pojedini blok različito, nužno je normalizirati i uprosječiti dobivene podatke. Da bi se napravio ovaj drugi korak, korištena je površina ispod dva vrha na  $\sim 13.45$  MeV i  $\sim 13.7$  MeV. Oba ova vrha, za sve tri energije snopa, padaju u dio spektra  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , u koji ulazi i doprinos od neelastičnog raspršenja, gdje je  $^{20}\text{Ne}$ , u izlaznom kanalu, u svom pobuđenom stanju (više o tome u nastavku poglavlja). U tablici 4.1 prikazane su karakteristike pojedinog



Slika 4.5: Prikaz dva događaja raspršenja  $^{20}\text{Ne}$  na  $^4\text{He}$  nastalih na manjim i većim udaljenostima od Havar folije. Gornja slika prikazuje kako je prostorni kut kojeg pokriva teleskop na  $0^\circ$  značajno veći za događaje raspršenja bliže teleskopu. Donja slika prikazuje rez na događaje (iscrtkane kružnice) u teleskopu, čime se definira maksimalni kut raspršenja, konstantan za sve događaje, neovisno o tome gdje se dogodilo raspršenje u plinu u komori.

segmenta mjerenja te korekcije koje se primijenjuju na te podatke.

Da bi dobili apsolutni udarni presjek, koristimo izraz za Rutherfordovo raspršenje:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\eta^2}{4k^2 \sin^4(\theta/2)} \quad (4.4)$$

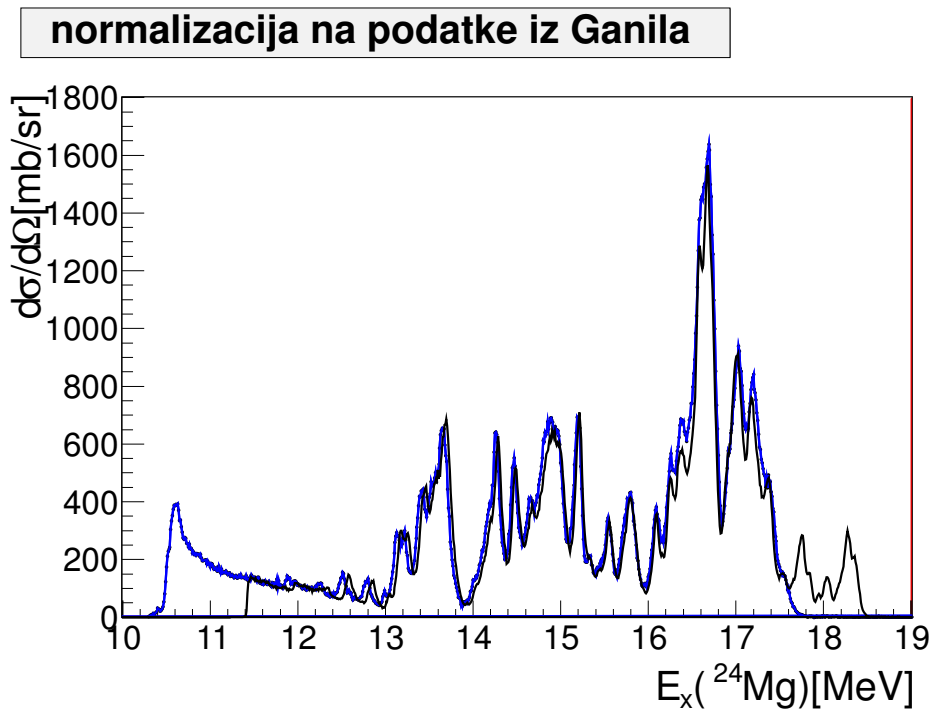
gdje je  $\eta$  Sommerfeldov parametar, a  $k$  je valni broj. Ovaj izraz uspoređujemo s područjem energije spektra  $E_x(^{24}\text{Mg})$  koji je slobodan od vrhova iz rezonantnog elastičnog raspršenja. No ako se promotri spektar crne boje na slici 4.6, vidi se da je taj dio vrlo uski te prilagodba na Rutherfordov udarni presjek ne daje pouzdane rezultate. Razlog zašto je to područje tako usko je radi  $\Delta E$  detektora, koji nije korišten u postavkama elektroničkog okidača ovog mjerenja, tako da one  $\alpha$  čestice koje su se zaustavile u tankom detektoru, nisu bile snimane u korištenoj akviziciji. Zbog toga smo koristili normalizirani udarni presjek iste reakcije te iste metode mjerenja, izvršenog u GANIL-u, na SPIRAL postrojenju, u Caenu, Francuskoj. U tom mjerenju je glavni cilj bila detekcija stanja  $^{28}\text{Mg}$  u mjerenju elastičnog raspršenja snopa  $^{24}\text{Ne}$  na  $^4\text{He}$  [103], dok se reakcija  $^{20}\text{Ne}$  na  $^4\text{He}$  koristila u kalibracijske svrhe [104] (plavi spektar slike 4.6). U Ganil mjerenju nije korišten  $\Delta E$

Tablica 4.1: Karakteristike pojedinog segmenta mjerenja *Legnaro* eksperimenta.

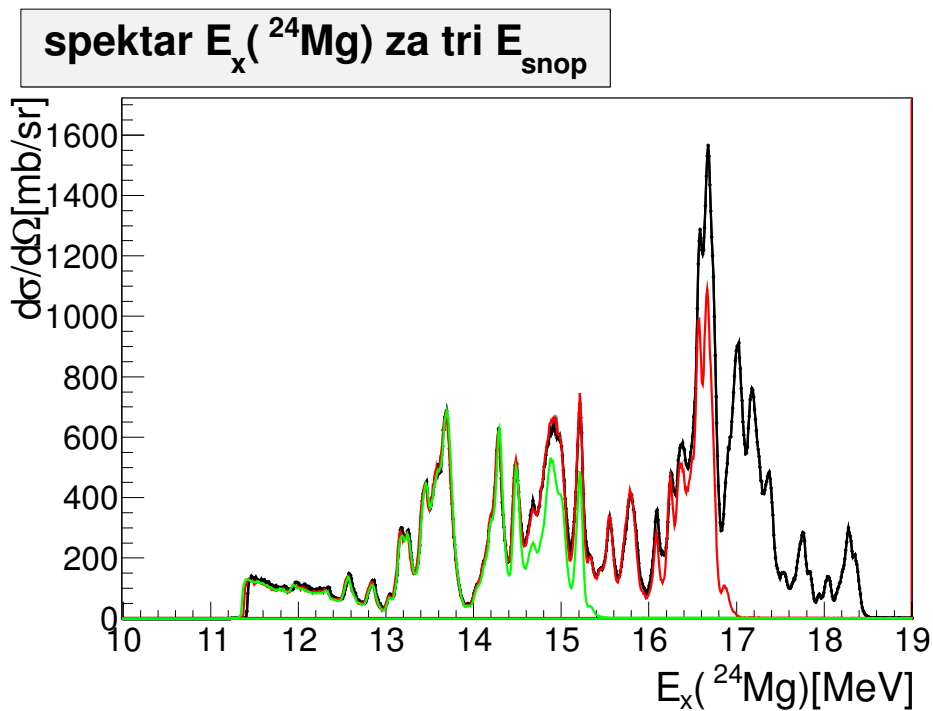
br. segmenta	$E_{snop}$ [MeV]	T[°C]	p[mbar]	+pomak u $E_x(^{24}\text{Mg})$ [keV]	normalizacija
R43	53.173	30	799	0	0
R44	53.173	30	799	1	1.351
R45	53.173	30	799	0	1.415
R49	53.173	29.5	800	0	0.903
R52	45.447	30	661	13	0.857
R53	45.447	30	660	13	2.179
R54	45.447	30	659	14	0.923
R55	45.447	29	658	14	1.266
R56	45.447	29	658	15	2.707
R58	36.073	28	515	22	0.212
R59	36.073	28	514	23	0.441
R60	36.073	28	513	24	0.292
R62	36.073	28	513	24	0.242
R63	36.073	28	513	25	0.192
R64	36.073	28	513	25	0.396
R65	36.073	28	513	25	0.306

detektor pa su dobiveni podaci Rutherfordovog elastičnog raspršenja, koji omogućuju normalizaciju spektra. Vidimo da se vrijednosti udarnih presjeka ta dva spektra gotovo savršeno preklapaju, kad se uzme u obzir mali pomak u energiji  $E_x(^{24}\text{Mg})$  koji postoji između ta dva spektra.

Isti korak ponavljamo za sve tri energije snopa, tako da su konačni spektri prikazani na slici 4.7. Za razliku od metode rezonantne čestične spektroskopije, korištene u *Catania* eksperimentu, gdje odmah nakon kalibracije detektora možemo dobiti spektre energija pobuđenja čestica, u metodi rezonantnog elastičnog raspršenja, potreban je čitav niz koraka da bi se dobili spektri pobuđenja kao na slici 4.7.



Slika 4.6: Crnom bojom je prikazan normalizirani spektar dobiven na najvišoj energiji snopa *Legnaro* eksperimenta, dok je plavom bojom prikazan spektar iz Ganil mjerenja [104].



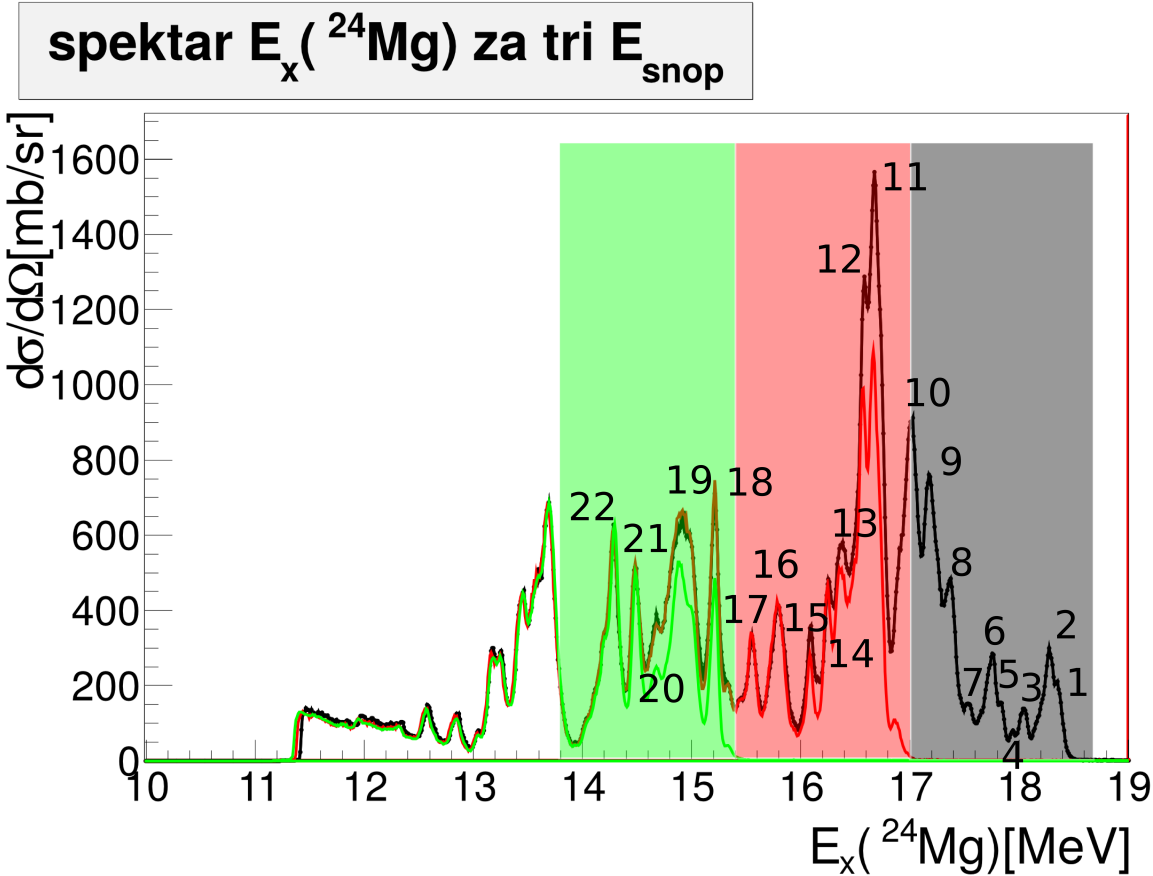
Slika 4.7: Crnom bojom je prikazan normalizirani spektar dobiven na najvišoj energiji snopa *Legnaro* eksperimenta, crvenom bojom onaj dobiven na srednjoj energiji snopa, dok je spektar dobiven na najnižoj energiji snopa prikazan zelenom bojom.

## 4.2 Rezultati analize

Ako promotrimo spektre na slici 4.7 vidimo da postoji razlika u udarnom presjeku u dijelovima spektra, za ove tri različite energije snopa. Prilikom analize mjerenja korištenjem ove metode, ne postoji način, osim usporedbom spektara dobivenih na različitim energijama snopa, da odvojimo doprinose elastičnog od neelastičnog raspršenja, tj. ne može se znati da li je  $^{20}\text{Ne}$  u izlaznom kanalu u jednom od svojih pobuđenih stanja, ako je to energijski dopušteno. Događaji koji imaju maksimalnu detektiranu energiju  $E_{max}$ , nastaju kad se raspršenje snopa na heliju iz plina događa tik nakon Havar folije, te će takvi događaji imati najveću energiju u sustavu centra mase,  $E_{cm} = E_{max}$ . Ako je produkt reakcije  $^{20}\text{Ne}$ , npr. u svom prvom pobuđenom stanju na 1.634 MeV, tada će  $E_{cm}$  biti umanjena za tu energiju pobuđenja  $^{20}\text{Ne}$ , pa će vrijediti da je  $E_{cm} = E_{max} - 1.634$  MeV. Kako  $^{20}\text{Ne}$  može biti ili u osnovnom stanju ili jednom od svojih pobuđenih stanja, npr. u prvom pobuđenom stanju, tako će dio spektra koji je slobodan od neelastičnog doprinosa, tj. kad je produkt  $^{20}\text{Ne}$  u svom prvom pobuđenom stanju, biti jednak  $E_{max} - 1.634$  MeV. Područja slobodna od neelastičnog doprinosa, za svaku energiju snopa, su označena kao pravokutnici na spektrima slike 4.8. Na slici 4.8 vidimo da su energije snopa bile tako izabrane da svaki spektar dobiven s nižom energijom snopa počinje točno tamo gdje područje slobodno od neelastičnog doprinosa spektra dobivenog na višoj energiji snopa završava. Na ovaj način možemo vidjeti koliki broj događaja u pojedinom vrhu potječe od neelastičnog doprinosa. Iz spektara slike 4.8 vidimo da je doprinos neelastičnog raspršenja značajan, što je zamijećeno i u rezultatima *Catania* eksperimenta (npr. tablica 3.4). Na slici 4.7 se uočava razlika u broju događaja u vrhovima, no nema jasnih događaja koji bi potjecali samo od neelastičnog kanala, tj. koji bi imali samo građu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$ . To je očekivano radi velike gustoće stanja s građom  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$  u ovom području energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ .

Sa slike 4.8 se jasno vidi doprinos prvog pobuđenog stanja  $^{20}\text{Ne}$  na 1.634 MeV. U prva tri jače izražena vrha, opažena na srednjoj energiji snopa, (vrhovi označeni s brojevima 13, 12 i 11) se vidi da je prisutan značajan neelastični doprinos, ako se promotri i broj događaja u tim vrhovima dobivenim u mjerenju na najvišoj energiji snopa. Iz toga slijedi da vrhovima na 16.57 MeV i 16.68 MeV (vrh 12 i 11) doprinosi neelastično raspršenje stanja na 18.30 MeV i 18.39 MeV (vrh 2 i 1). Vrh na 16.38 MeV (vrh 13) doprinosi vrh





Slika 4.8: Spektri za tri različite energije snopa sa slike 4.7 na kojima su označena područja slobodna od neelastičnog doprinosa, crno područje za najvišu energiju snopa, crveno za srednju, a zeleno za najnižu energiju snopa. Na slici su prikazani i brojevi od 1 do 22, koji označavaju dio vrhova.

na 18.04 MeV (vrh 3). Vrh na 18.04 MeV je dosta slabo izražen u elastičnom raspršenju, pa vjerojatno ima jaku komponentu u neelastičnom kanalu. U *Catania* mjerenju, u računu omjera grananja  $\Gamma_{2^+/\gamma_0^+}$  (tablica 3.4), vidimo da su u neelastičnom kanalu stanja na 16.87 MeV i 18.13 MeV oko tri puta jača od tih stanja u elastičnom kanalu. Iako je to mjerenje izvedeno na drugom kutu, ipak nam daje jedan uvid u razliku u strukturi tih stanja. Doprinosi vrhu na 16.23 MeV (vrh 14) od neelastičnog raspršenja su bitno manji, tako da se krivulje crne boje (najviša energija snopa) i crvene boje (srednja energija snopa), preklapaju. U vrhu na 16.08 MeV (vrh 15) postoji mali doprinos stanja na 17.76 MeV (vrh 7). Vrhovi 15.55 MeV i 15.81 MeV (vrh 17 i 16) nemaju doprinos neelastičnog raspršenja, jer na energijama između 17.20 MeV i 17.38 MeV ne postoji jaki vrh u neelastičnom kanalu niti u *Catania* podacima. U mjerenjima na najnižoj energiji snopa se vidi doprinos neelastičnog raspršenja u vrhovima na 15.22 MeV (vrh 18), zatim širokoj strukturi na 14.91 MeV (vrh 19) i vrhu na 14.67 MeV (vrh 20). Vrh na 15.22

MeV bi tako trebao doprinositi vrh na 16.85 MeV, no na toj energiji ne postoji vrh u crvenom spektru, na srednjoj energiji snopa. Ako pretpostavimo da doprinos tom vrhu ne dolazi od neelastičnog raspršenja, gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u stanju na 1.634 MeV, već u svom drugom pobuđenom stanju na 4.248 MeV, tada bi vrh na 19.5 MeV doprinosio ovom vrhu na 15.22 MeV. Stanje na 19.5 MeV nije opaženo u *Legnaro* mjerenju, jer je na energijama pobuđenja opaženima iznad raspona  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , dobivene na najvišoj energiji snopa. U *Catania* podacima je opaženo to stanje na 19.5 MeV te je pokazano da to stanje ima jak doprinos kanala  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  (tablica 3.4). Širokoj strukturi na 14.91 MeV najvjerojatnije doprinosi struktura vrhova između 16.45 MeV i 16.85 MeV (vrh 12 i 11), dok vrhu na 14.67 (vrh 20) MeV doprinosi vrh na 16.38 MeV (vrh 13).

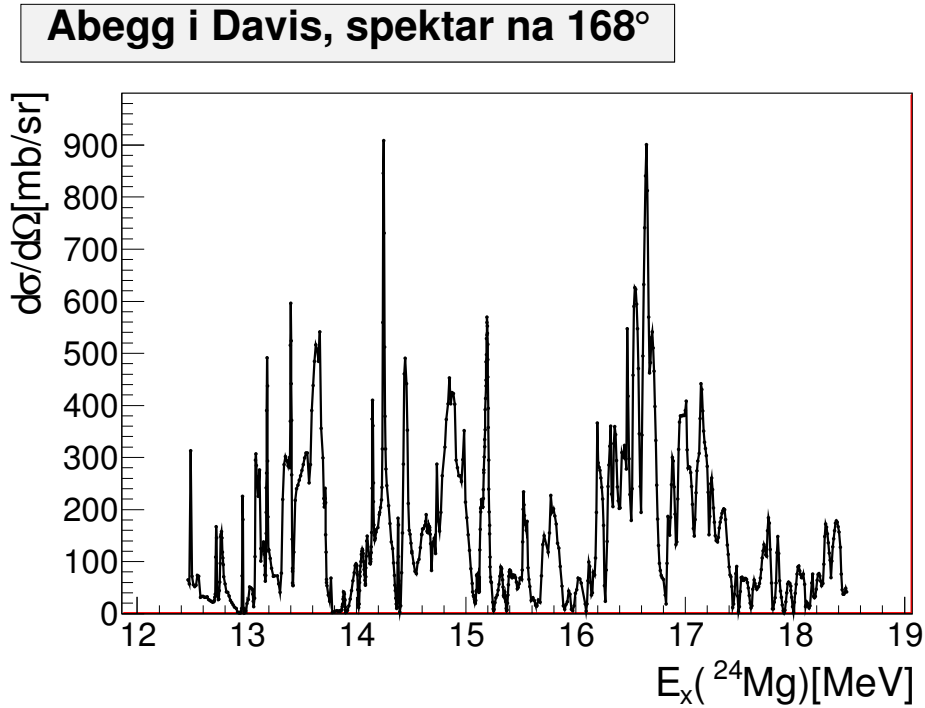
U tablici 4.2 su navedeni kanali raspada  $^{24}\text{Mg}$  te odgovarajuće energije praga raspada tih kanala. Najveći doprinos spektrima na slici 4.7 dolazi od  $\alpha$  i  $p$  kanala raspada  $^{24}\text{Mg}$ , s obzirom da je kulonska barijera za te dvije reakcije najniža. Treba uzeti u obzir i da elastično raspršenja, pa neelastično, ima daleko veći udarni presjek od bilo koje reakcije. U tablici je naveden samo  $p+^{23}\text{Na}$  kanal raspada  $^{24}\text{Mg}$ , iako može postojati i snažan doprinos kanala, u kojima je  $^{23}\text{Na}$  u pobuđenim stanjima. U  $^{23}\text{Na}$  imamo velik broj pobuđenih stanja, ukupno 11 do 5 MeV u energiji pobuđenja, od kojih je najniže na 440 keV. Veliki doprinos kanala  $p+^{23}\text{Na}^*$  je pokazano u članku [105], gdje su prikazane energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , mjerene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$ , gdje je  $^{23}\text{Na}$  u višim pobuđenim stanjima, iznad  $\approx 5$  MeV u energiji pobuđenja. U  $\Delta E$  spektrima, protoni su prisutni, no oni se nalaze vrlo blizu praga detekcije, te su djelomično eliminirani iz zabilježenih podataka. Uočeno je da je broj detektiranih protona bio daleko manji od broja  $\alpha$  čestica, što se i očekuje. Stoga je zaključeno da doprinos reakcije  $^4\text{He}(^{20}\text{Ne},p)^{23}\text{Na}$  ne može uzrokovati vrh u spektru koji bi se zamijenio s vrhom od raspršenja. Također je korišten i gafički rez na  $\alpha$  čestice u  $\Delta E-E$  spektru te su tako u analizi uzete u obzir samo  $\alpha$  čestice.

Tablica 4.2: Kanali raspada  $^{24}\text{Mg}$  te odgovarajuće energije praga raspada tih kanala.

kanal raspada	$\alpha+^{20}\text{Ne}$	$p+^{23}\text{Na}$	$\alpha+^{20}\text{Ne}^*$	$\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	$^8\text{Be}+^{16}\text{O}$
$E_{th}$ (MeV)	9.31	11.69	10.944	13.558	13.93	14.14

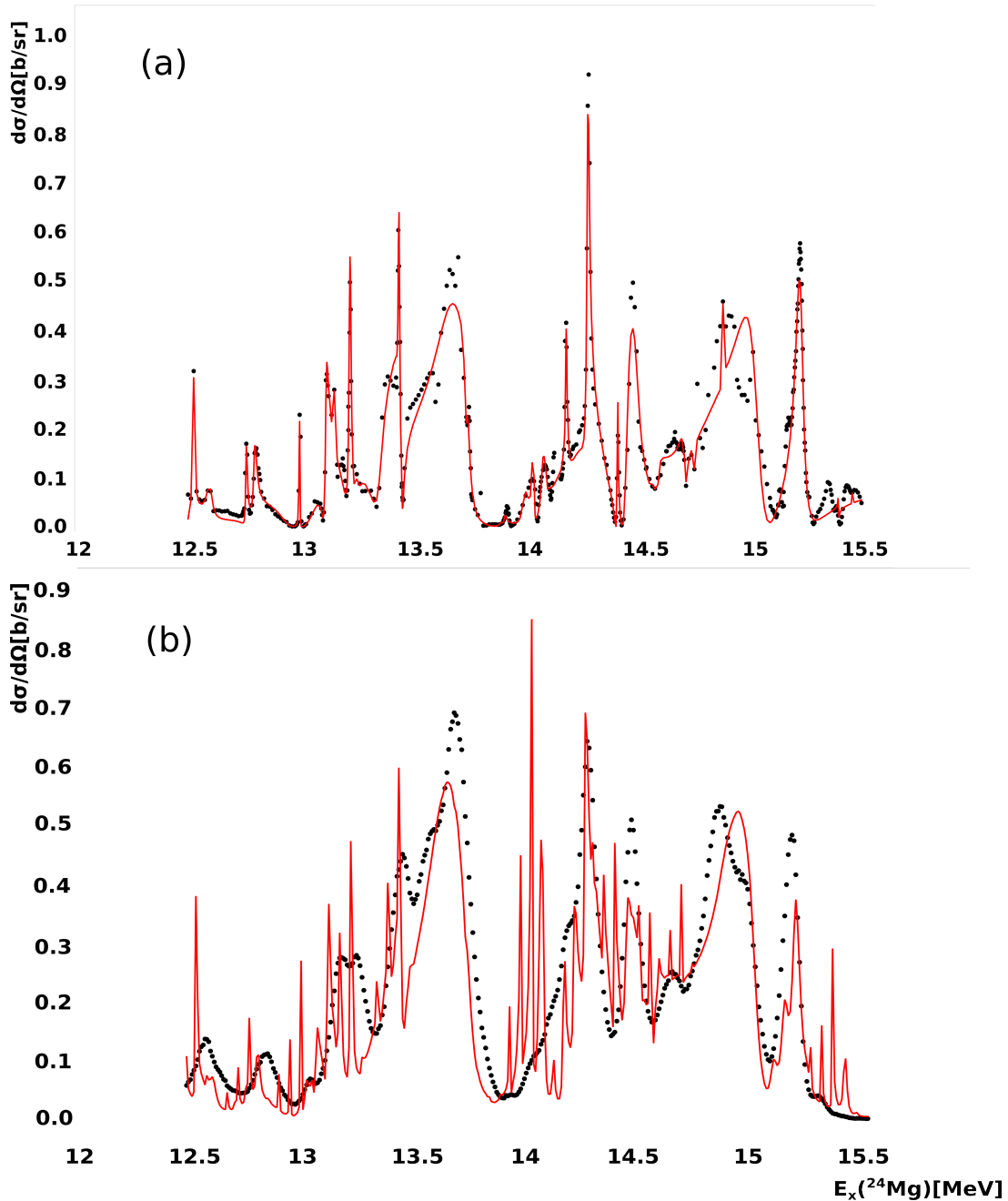
Analizu spektra (slika 4.7) provodimo korištenjem metode prilagodbe R-matricom opisane

u poglavlju 1 i programskog paketa AZURE2 [47]. Da bi koristili AZURE2, potrebni su nam ulazni parametri, položaj i parcijalne širine, za pojedina stanja koja se vide u spektrima. Ulazne parametre uzimamo iz direktnog mjerenja  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha_0)^{20}\text{Ne}$  [93], gdje je u koracima od 10 ili 15 keV mjereno diferencijalni udarni presjek na 16 različitih kuteva, u  $E_x(^{24}\text{Mg})$  između 12.5 i 18.5 MeV.



Slika 4.9: Spektar  $E_x(^{24}\text{Mg})$  iz Abeggovog i Davisovog članka [93], izmjeren na kutu  $\theta_{cm} = 168^\circ$ .

U AZURE2 kod moramo unijeti vrijednost kuta detektirane lakše čestice u direktnoj kinematici, koja za ovo mjerenje iznosi  $177^\circ$ . Kut detektirane  $\alpha$  čestice,  $\theta(^4\text{He})$  se mijenja linearno, te kad uzmemo da je  $\theta_{cm}(^{24}\text{Mg}) < 5^\circ$ , radi normalizacije spektra  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , kut  $\theta(^4\text{He})$  se linearno mijenja od  $174^\circ$  do  $180^\circ$ , te je srednja vrijednost  $177^\circ$ , što je kut detektirane lakše čestice u direktnoj kinematici koji se unosi kao ulazni parametar u AZURE2 kod. Najbliži podaci iz Abeggovog i Davisovog mjerenja ovima u *Legnaro* eksperimentu su detektirani na kutu  $\theta_{cm} = 168^\circ$ , te su prikazani na spektru slike 4.9. U tablici tog rada navedeno je oko 120 stanja u  $E_x(^{24}\text{Mg})$  u tom rasponu energija, njihov položaj, spin te  $\Gamma_{cm}$ . U članku nisu navedene parcijalne širine stanja za pojedini kanal raspada  $^{24}\text{Mg}$ , već samo ukupna širina stanja,  $\Gamma_{cm}$ . Rezolucija Abeggovog i Davisovog direktnog mjerenja je značajno bolja nego rezolucija koja se može postići u mjerenju s plinskom metom. Najveći efekt na širinu rezolucije će imati raspršenje snopa na Havar foliji.



Slika 4.10: (a) Prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  iz Abeggovog i Davisovog članka (crne točke) [93], za područje energije koje odgovara onome dobivenom u *Legnaro* eksperimentu na najnižoj energiji snopa. Prilikom računa prilagodbe R-matricom, najčešće su vrijednosti položaja te spina pojedinog stanja uzete iz Abeggovog i Davisovog članka, dok su se varirale vrijednosti parcijalne širine  $\alpha$  kanala, te je dodan  $p$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  kanal, ako se vrijednost  $\chi^2/N$  prilagodbe R-matricom poboljšavala dodavanjem tih kanala raspada. (b) Prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  spektra dobivenog u *Legnaro* eksperimentu (crne točke) na najnižoj energiji snopa, pri čemu su korišteni parametri dobiveni iz prilagodbe R-matricom na spektar (a), uzimajući u obzir i eksperimentalnu rezoluciju *Legnaro* mjerenja.

Zbog toga je ideja za analizu ovog mjerenja da se prvo napravi prilagodba R-matricom na Abegbove i Davisove podatke ((a) dio slike 4.10), uzimajući parametre stanja koji su

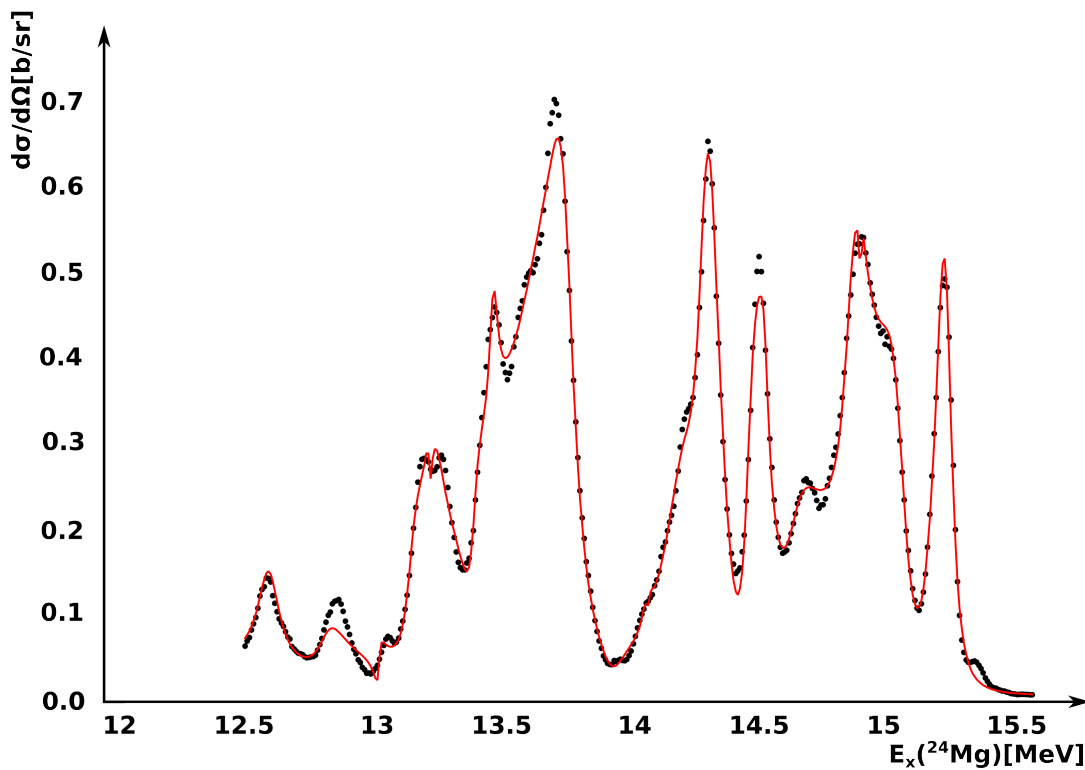
navedeni u tom članku, kao ulazne parametre R-matrice, a zatim da se ti rezultati prilagodbe konvoluiraju s eksperimentalnom rezolucijom ovog mjerenja jednakom 50 keV [104] ((b) dio slike 4.10).  $\chi^2/N$  prilagodbe R-matricom na spektar sa (a) dijela slike 4.10), na Abeggove i Davisove podatke, gdje je pokriveno isto područje u  $E_x(^{24}\text{Mg})$  kao u *Legnaro* eksperimentu na najnižoj energiji snopa, iznosi  $\approx 195$ . U tom području energija ukupno ima 52 stanja. Prilikom prilagodbe R-matricom na Abeggove i Davisove podatke, varirani su parametri stanja navedenih u tom članku, ako je to poboljšalo prilagodbu R-matricom. Najčešće su vrijednosti položaja te spina pojedinog stanja uzete iz Abeggovog i Davisovog članka, dok su se varirale vrijednosti parcijalne širine  $\alpha$  kanala. Ako se vrijednost  $\chi^2/N$  prilagodbe R-matricom poboljšavala dodavanjem  $p$  ili  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  kanala raspada  $^{24}\text{Mg}$ , taj kanal je onda dodan u račun R-matricom za to pojedino stanje, dobiveno u Abeggovom i Davisovom mjerenju.

Prilagodba R-matricom na podatke iz *Legnaro* eksperimenta na najnižoj energiji snopa ((b) dio slike 4.10), s parametrima prilagodbe R-matricom sa (a) dijela slike 4.10, konvoluiranima za 50 keV, daje vrlo loše slaganje računa i rezultata mjerenja, što potvrđuje i  $\chi^2/N$  prilagodbe R-matricom koji iznosi  $\approx 6000$ . Kako Abegg i Davis u članku navode sljedeće: "...većina definiranih širina stanja ima malo značenja jer najvjerojatnije reflektira pristranost u skupljanju podataka (veličini koraka) i analizi", tako da parametre iz tablice njihovog članka treba uzeti s oprezom. Kako su Abegg i Davis radili mjerenje na više kuteva, usporedbom spektara dobivenih na tim kutevima, mogli su "od oka" odrediti spin pojedinog stanja, te su većinom tu metodu i koristili za određivanje spinova stanja, što je još jedan razlog za oprez pri uzimanju tih podataka u računu prilagodbom R-matricom.

Da bi poboljšali prilagodbu R-matricom na podatke *Legnaro* eksperimenta, iz ulaznih parametara smo izbacili sva stanja iz Abegg i Davisovog rada za koje je prilagodba R-matricom na podatke sa slike 4.10 dala širinu stanja manju od 10 keV. Na slici 4.11, prikazana je prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  spektra dobivenog u *Legnaro* eksperimentu (crne točke) na najnižoj energiji snopa, gdje je dobiveno da je  $\chi^2/N = 48.6$ .

U tablici 4.3 dani su parametri pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , dobiveni prilagodbom R-matricom na podatke dobivene u *Legnaro* mjerenju, na najnižoj energiji snopa, te usporedba tih rezultata s onima iz Abegg i Davisovog rada [93]. U tablici su dana samo ona stanja koja su

u području energija slobodnih od neelastičnog doprinosa, tj. gdje je  $E_x(^{24}\text{Mg})$  manji od  $E_{max}-1.634$  MeV. Iako su parametri stanja opaženih i u području neelastičnog doprinosa određeni, ne može se biti siguran u vrijednosti tih parametara, jer će postojati i neelastični doprinos u tim stanjima, stoga ti parametri nisu niti prikazani. Slaganje podataka ovog mjerenja, s onima iz rada [93] je vrlo dobro, osim za stanje na 14.426 MeV,  $0^+$ , koje nije navedeno u Abegg i Davisovom radu. Ovi podaci su ispod astofizički značajnog područja energije, koje je između 1.5 MeV i 3.3 MeV u  $E_{cm}$   $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reakcije, tj. 15.43 MeV i 17.23 MeV u  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , no zadnje stanje u tablici 4.3, na 15.317 MeV, koje je  $0^+$ , je dosta široko stanje, čiji rep ulazi u ovo astofizički značajno područje energije, te koje može doprinosti povećanju udarnog presjeka reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . No ovo stanje je već na rubu spektra, te zbog toga, najvjerojatnije i nije dobro opisano prilagodbom R-matricom.



Slika 4.11: Prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  spektra dobivenog u *Legnaro* eksperimentu (crne točke) na najnižoj energiji snopa.

Osim prilagodbe R-matricom spektra  $E_x(^{24}\text{Mg})$  dobivenog na najnižoj energiji snopa (zeleni spektar slike 4.7), izvršena je i prilagodba R-matricom spektra na srednjoj energiji snopa (crveni spektar slike 4.7), što je posebno zanimljivo jer u mjerenju na ovoj energiji snopa pokrivamo raspon  $E_x(^{24}\text{Mg})$  u astofizički značajnom područje energije. Kao i u

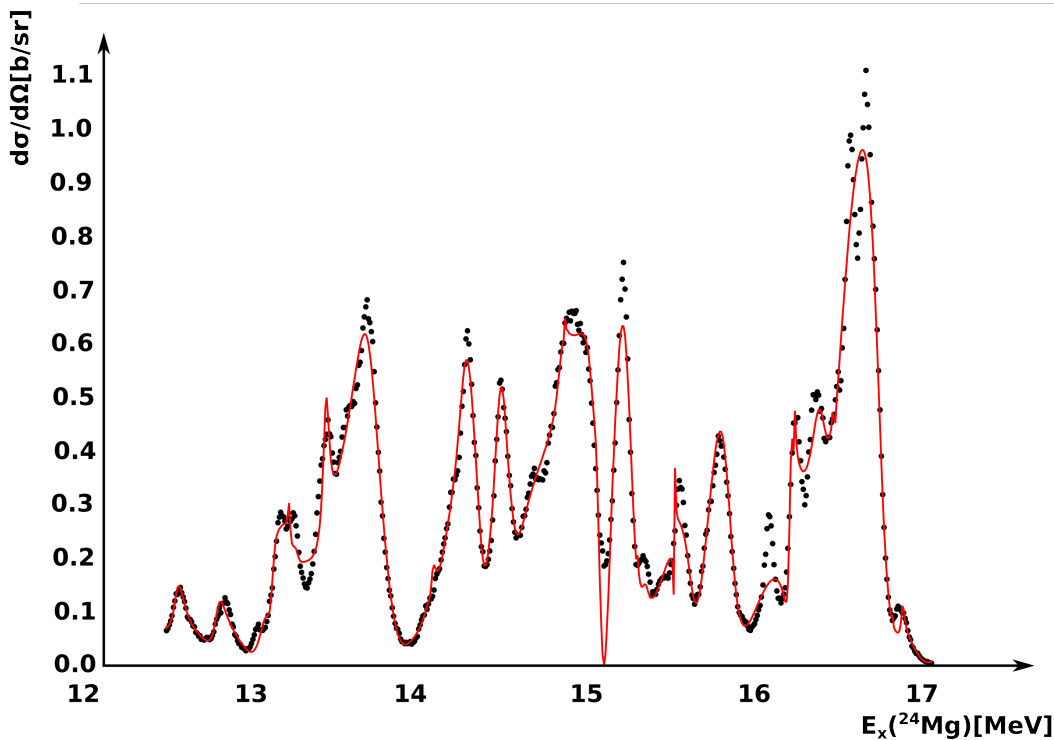
Tablica 4.3: Parametri opaženih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , izmjerenih na najnižoj energiji snopa, u *Legnaro* mjerenju, dobiveni prilagodbom R-matricom te usporedba s Abegg i Davisovim podacima [93].

$E_x(^{24}\text{Mg})[\text{MeV}]$	$J^\pi$	$\Gamma(\alpha+^{20}\text{Ne})$ [keV]	$\Gamma(p+^{23}\text{Na})$ [keV]	$\Gamma(\alpha+^{20}\text{Ne}^*)$ [keV]	$E_x(^{24}\text{Mg})[\text{MeV}]$ [93]	$J^\pi$ [93]
14.051	$1^-$	3.544	317.168	13.174	14.030	$1^-$
14.071	$1^-$	0.284	11.754	0	14.070	neparan
14.072	$6^+$	0.719	0	0	14.084	paran
14.079	$1^-$	0.702	1676.124	42.154	14.090	$(1^-)$
14.252	$3^-$	166.374	27.670	0	14.348	$3^-$
14.280	$4^+$	108.628	1.315	0	14.390	$4^+$
14.426	$0^+$	67.259	0	0.023		
14.479	$4^+$	103.704	0	0.150	14.454	$4^+$
14.554	$2^+$	47.665	0	91.618	14.562	$2^+$
14.666	$3^-$	84.896	125.657	0	14.58	neparan
14.880	$2^+$	141.133	0	0	14.863	$2^+$
14.887	$1^-$	60.647	0	0	14.921	$(0^+, 1^-)$
14.963	$1^-$	635.830	0	0	14.988	$(4^+, 5^-)$
15.057	$4^+$	128.836	0	0	15.110	$4^+$
15.198	$2^+$	77.711	0	69.682	15.134	$4^+$
15.257	$4^+$	117.635	0	0	15.172	$4^+$
15.317	$0^+$	298.846	0	0	15.226	$4^+$

slučaju s analizom spektra na najnižoj energiji snopa, i u analizi ovog spektra se prvo radila prilagodba R-matricom na podatke iz Abegg i Davisovog [93], čiji raspon u  $E_x(^{24}\text{Mg})$  je jednak rasponu spektra ovog mjerenja dobivenog na srednjoj energiji snopa, uzimajući podatke iz Abeggovog i Davisovog rada kao ulazne parametre za prilagodbu R-matricom. Pojedinih stanjima je dodavan  $p+^{23}\text{Na}$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  kanal raspada, ako je to poboljšavalo vrijednost  $\chi^2/N$  prilagodbe R-matricom. Također su se ponovno izbacila stanja iz računa prilagodbe R-matricom, čija širina je manja od 10 keV. Na slici 4.12 je prikazana prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  spektra dobivenog u *Legnaro* eksperimentu (crne točke) na srednjoj energiji snopa, gdje je dobiveno da je  $\chi^2/N = 55.3$ , a u tablici 4.4 su prikazane vrijednosti parametara dobivenih prilagodbom R-matricom te usporedba tih vrijednosti s rezultatima rada Abegga i Davisa.

Prilagodba R-matricom na spektar  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , dobiven na srednjoj energiji snopa, još nije završena. Na slici 4.12, te u tablici 4.4, su prikazane vrijednosti parametara dobivenih za prilagodbu R-matricom s kojom se dobija najniža vrijednost  $\chi^2/N$ . Iz spektra na slici 4.12 vidimo da prilagodba R-matricom ne opisuje dobro vrh na oko 16.1 MeV, kao niti dublet stanja na 16.58 MeV i 16.67 MeV. Prilikom računa prilagodbe R-matricom, na

položaj stanja na 16.1 MeV dodano je stanje  $0^+$ , a zatim i stanje  $1^-$ , no dodavanjem tih stanja te variranjem njihovih parametara, vrijednost  $\chi^2/N$  je značajno porasla, te možemo zaključiti da stanje na 16.1 MeV nije niti  $0^+$ , a niti  $1^-$ . Iz tablice 4.4 vidimo da ne postoji niti jedno drugo stanje s ovim spinovima  $0^+$  ili  $1^-$ . Iz ovoga slijedi da kao niti u *Catania* mjeranju, niti u *Legnaro* mjeranju nisu opažena stanja  $0^+$  ili  $1^-$  koja mogu biti od značaja za proces gorenja ugljika u zvjezdanim sustavima bogatim ugljikom. Prilagodbom R-matricom na spektar dobiven na srednjoj vrijednosti energije snopa, dobiveno je stanje  $2^+$ , na 15.360 MeV, a koje najvjerojatnije odgovara stanju  $0^+$ , na 15.317 MeV, dobivenom prilagodbom R-matricom na spektar energije pobuđenja, izmjereno na najnižoj energiji snopa. Kako je ovo stanje opaženo na rubu spektra na slici 4.11, tako su vjerojatno i vrijednosti parametara ovog stanja, dobivene prilagodbom R-matricom, nepouzdanije, nego za prilagodbu R-matricom na spektar slike 4.12, te je vjerojatnije da je ovo stanje  $2^+$ , nego  $0^+$ . Iz ovoga slijedi da nije opaženo stanje  $0^+$  ili  $1^-$ , u astrofizički značajnom području energija.



Slika 4.12: Prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  spektra dobivenog u *Legnaro* eksperimentu (crne točke) na srednjoj energiji snopa.

S dostupnim eksperimentalnim podacima o parcijalnim širinama i spinovima pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$  u literaturi, ove dobivene prilagodbe R-matricom (slike 4.12 i 4.12) su za



Tablica 4.4: Parametri opaženih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , izmjerenih na srednjoj energiji snopa, u *Legnaro* mjeranju, dobiveni prilagodbom R-matricom te usporedba s Abegg i Davisovim podacima [93].

$E_x(^{24}\text{Mg})[\text{MeV}]$	$J^\pi$	$\Gamma(\alpha+^{20}\text{Ne}) [\text{keV}]$	$\Gamma(p+^{23}\text{Na}) [\text{keV}]$	$\Gamma(\alpha+^{20}\text{Ne}^*) [\text{keV}]$	$E_x(^{24}\text{Mg})[\text{MeV}]$ [93]	$J^\pi$ [93]
15.360	$2^+$	75.047	0	0	15.436	$2^+$
15.622	$4^+$	47.294	97.843	0	15.71	$4^+$
15.788	$4^+$	0	0.014	0	15.786	$4^+$
15.873	$4^+$	117.302	72.756	0	15.879	$4^+$
16.209	$6^+$	39.832	0	0	16.196	$6^+$
16.244	$4^+$	5.280	0	0	16.271	$4^+$
16.326	$4^+$	235.087	0	1.151	16.336	$4^+$
16.478	$6^+$	10.248	0	0	16.470	$6^+$
16.507	$6^+$	248.478	0	0	16.521	$6^+$
16.813	$5^-$	335.862	0	0	16.604	$(5^-)$
16.826	$4^+$	815.919	0	0	16.775	$4^+/6^+$
16.832	$4^+$	612.891	0	0	16.837	$(6^+)$
16.870	$6^+$	255.228	0	0	16.867	$(5^-)$
16.899	$6^+$	155.825	0	32.116	16.922	$6^+$
16.991	$2^+$	46.758	291.730	0	17.080	$6^+$

sad najbolje što se može dobiti. Prilagodba R-matricom na spektar  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , dobiven na najvišoj energiji snopa u ovom mjeranju nije izvršena. Radi dugotrajnosti prilagodbe R-matricom, analiza traje nešto duže od onoga što se očekivalo. Spektar  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , dobiven na najvišoj energiji snopa, pokriva dio astrofizički značajnog područja energija od one maksimalne opažene vrijednosti dobivene u mjeranju na srednjoj energiji snopa, tj. 16.991 MeV (tablica 4.4), do 3.3 MeV u  $E_{cm} \ ^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reakcije, tj. 17.23 MeV u  $E_x(^{24}\text{Mg})$ . Iako se radi o području širine 240 keV, za koje nemamo prilagodbu R-matricom, iz Abegg i Davisovih podataka slijedi da u tom području postoje samo stanja višeg spina ( $>4^+$ ) te može se pretpostaviti da najvjerojatnije niti u tom području ne postoji stanje  $0^+$  ili  $1^-$ , koje je od astrofizičkog značaja za proces gorenja ugljika. Iz ovoga slijedi da kao što nije opaženo stanje spina  $0^+$  ili  $1^-$  u *Catania* mjeranju, tako ta stanja nisu opažena niti u *Legnaro* mjeranju, u ovom astrofizički značajnom području energija.

# 5

## Diskusija rezultata *Catania* i *Legnaro* eksperimenta

---

### 5.1 Diskusija *Catania* eksperimenta

U poglavlju 3, prikazana je analiza i rezultati *Catania* mjerenja. U tom mjerenju su proučavana pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$ , koristeći reakciju  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ , te detektirajući parove čestica različitih izlaznih kanala raspada  $^{24}\text{Mg}$ , u različitim kombinacijama teleskopa. Spektri energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  su dobiveni iz kanala raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  i  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . U nastavku ove rasprave, na već prikazane spektre pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  u poglavlju 3, referirat ćemo se kao na spektre *Catania* mjerenja. Posebno ćemo se skoncentrirati na usporedbu ovih rezultata i onih iz postojeće literature.

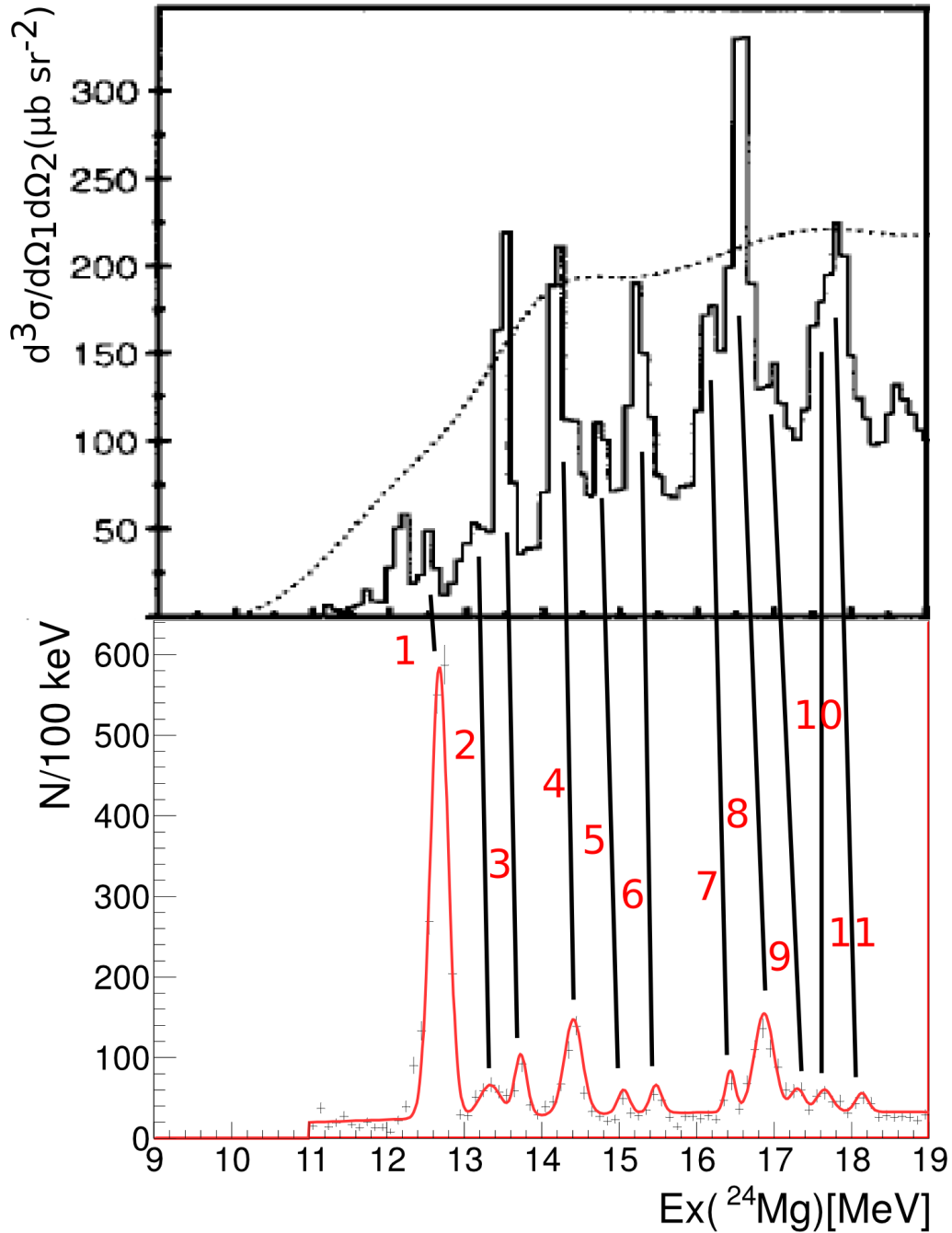
#### 5.1.1 Kanal raspada $\alpha+^{20}\text{Ne}$

Opažanje pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$  u kanalu raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  je izvršeno u koincidentnom mjerenju dvije  $\alpha$  čestice. Jedna od tih  $\alpha$  čestica je bila izbijena čestica, dok je druga bila čestica iz raspada pobuđene jezgre  $^{24}\text{Mg}$ . Analiza energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  je izvršena u slučaju kad su sve tri čestice u izlaznom kanalu ove tročestične reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , bile u svom osnovnom stanju, te kad je  $^{20}\text{Ne}$  bio u svom prvom i drugom pobuđenom stanju. U tablici 3.2 dan je popis stanja na koja se referiramo u nastavku.

Dobiveni spektari energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , opaženi u kanalu raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , su uspoređeni sa spektrima prikazanima u radovima Kelly *et al.* [92], te Diffenderfer *et al.* [91]. U Kelly *et al.* članku [92], predstavljeni su rezultati mjerenja reakcija  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne}\alpha)\alpha$ ,  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne}\alpha\alpha)^{20}\text{Ne}$ ,  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^8\text{Be})^{20}\text{Ne}$  i  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne})^8\text{Be}$  na energiji snopa u sustavu

centra mase jednakoj 27 MeV, što je vrlo blisko energiji korištenoj u *Catania* mjerenju. Eksperimentalna rezolucija tog mjerenja je 150 keV. U mjerenju je korištena metoda rezonantne čestične spektroskopije, kao i u *Catania* mjerenju, no različitog eksperimentalnog postava. Upravo zato što je u tom mjerenju korištena ista metoda kao i u *Catania* mjerenju, uz pokrivanje sličnog područja energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , prirodno je da rezultate *Catania* mjerenja prvo usporedimo s ovim mjerenjem. Na slici 5.1 dana je usporedba spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  iz rada Kelly *et al.* [92] (gornji spektar slike 5.1) te spektra *Catania* mjerenja (donji spektar slike 5.1), u kanalu raspada  $^{24}\text{Mg}$ , kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom stanju. Crne linije povezuju stanja koja se pojavljuju u oba mjerenja. Iscrtna crta, na spektru iz rada Kelly *et al.* [92], prikazuje geometrijsku efikasnost detekcije te je ta vrijednost skalirana tako da maksimalna vrijednost na ordinati odgovara efikasnosti od 2%. Radi preglednosti slike 5.1, no i ostalih slika u nastavku, na spektru *Catania* mjerenja nije nacrtana krivulja geometrijske efikasnosti detekcije, a niti krivulja pozadine spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , a koje su bile detaljno predstavljene i opisane u poglavlju 3.

Iz usporedbe spektara sa slike 5.1, može se uočiti da postoji pomak u energiji između ova dva spektra, a koji iznosi oko 200 keV. Pomak u energiji je prisutan u svim diskutiranim kanalima. Spektar iz rada Kelly *et al.* je dobiven u koincidentnom mjerenju  $^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha$  čestice, tj. obje čestice iz kanala raspada  $^{24}\text{Mg}$ . Spektar *Catania* mjerenja je dobiven u koincidentnom mjerenju izbijene  $\alpha$  čestice i  $\alpha$  čestice iz raspada  $^{24}\text{Mg}$ . Postav *Catania* mjerenja je bio takav da nije bilo moguće detektirati  $^{20}\text{Ne}$ , no iz kinematike tročestičnih reakcija, bilo je moguće odrediti položaj i energiju  $^{20}\text{Ne}$ . Iz tog računa slijedi da su u oba ova mjerenja, *Catania* i mjerenju opisanom u radu Kelly *et al.* [92], položaji  $^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha$  čestice iz kanala raspada  $^{24}\text{Mg}$ , bili gotovo jednaki te je time i očekivano da su oba mjerenja pobuđena gotovo ista stanja u  $^{24}\text{Mg}$ . Sam izgled spektra se razlikuje, jer je intenzitet pobuđenih stanja u ova dva mjerenja različit. Vrh na 12.68 MeV (1 spektar slike 5.1), u spektru *Catania* mjerenja, je vrlo izražen, što nije slučaj u spektru rada Kelly *et al.*. Pretpostavka je da je taj vrh vrlo izražen jer možda postoji doprinos od stanja na 12.14 MeV, opaženog u mjerenju Kelly *et al.*, a koje nije jasno izraženo u *Catania* mjerenju, ili postoji doprinos od stanja  $^8\text{Be}$ , a koje nije bilo moguće razdvojiti u spektrima relativnih energija (slika 3.4). Također se razlikuje i stanje na 15.48 MeV (6 spektar slike 5.1), koje je znatno izraženije u radu Kelly *et al.* [92] od stanja na 15.06 MeV (5 spektar slike



Slika 5.1: Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , izmjerene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})\alpha$ , kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom stanju, u radu Kelly *et al.* [92]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenu u *Catania* mjerjenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerjenja, je jednaka za oba spektra.

5.1), dok su u *Catania* mjerjenju, ta dva vrha gotovo jednakog intenziteta. Razlikuje se i intenzitet vrha na 16.87 MeV (8 spektar slike 5.1), koje je vrlo izraženo u radu Kelly *et al.* [92], dok u *Catania* mjerjenju, to stanje nema toliko jak intenzitet. Kad bi se intenzitet vrhova rada Kelly *et al.* [92] skalirao, tada bi relativni intenziteti, za ostale vrhove, bio

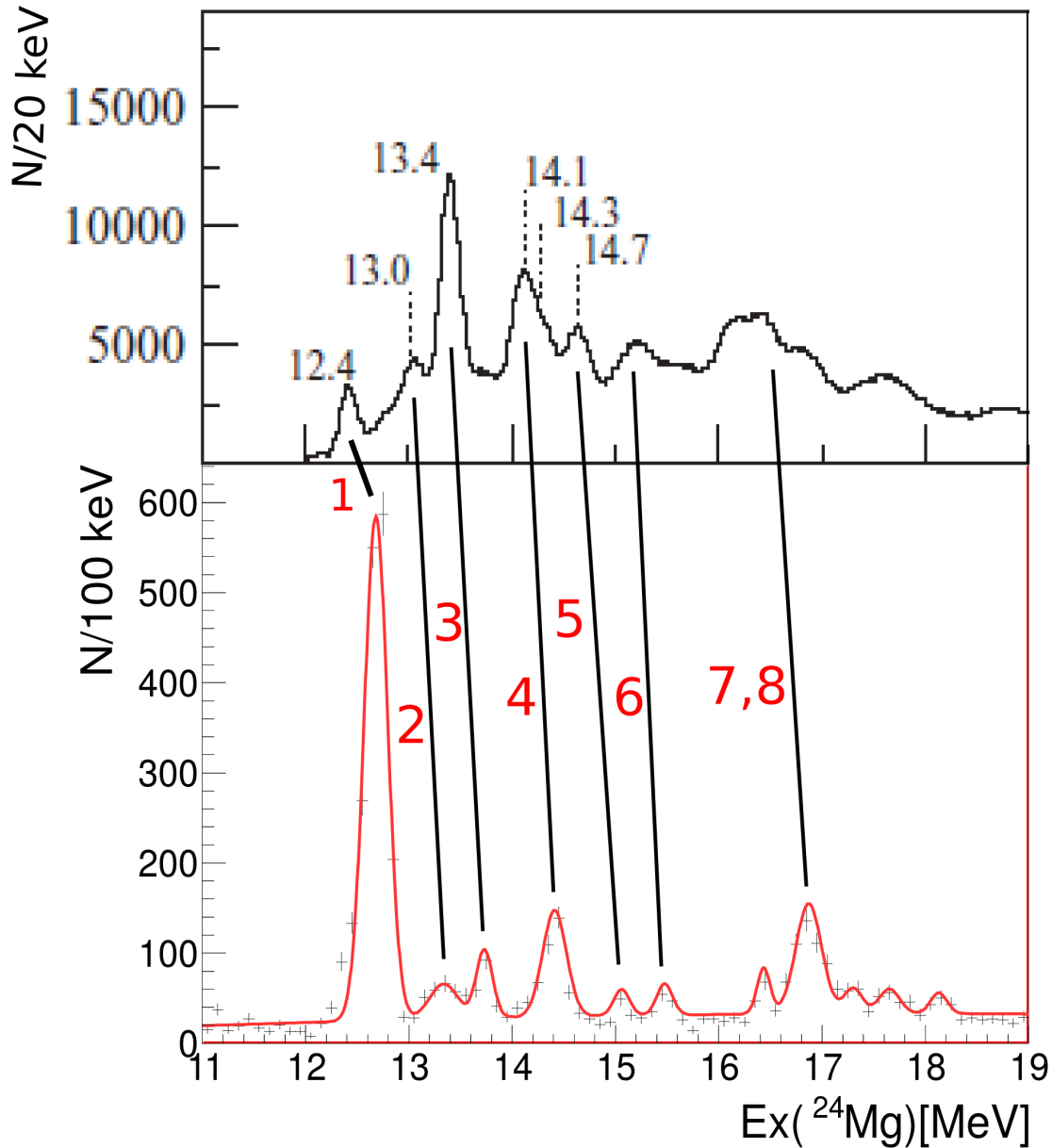
vrlo sličan intenzitetu vrhova *Catania* mjerenja.

Spektri energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobiveni u kanalu raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , *Catania* mjerenja, uspoređeni su i s rezultatima rada Diffenderfer *et al.* [91]. U Diffenderfer *et al.* [91] radu, proučavana su stanja visokog spina  $^{24}\text{Mg}$ , dobivena u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , sa snopom energije 62 MeV i 68 MeV. Korišteno je 5 DSSD detektora, koji su bili smješteni unutar Gammasphere detektorskog sustava, time omogućujući da se detektiraju  $\alpha$  čestice u koincidenciji s  $\gamma$  zračenjem. U mjerenju su u koincidenciji opažene i do 4  $\alpha$  i  $\gamma$  zračenje u kaskadi raspada prema konačnom, tj. osnovnom stanju  $^{20}\text{Ne}$  ili  $^{16}\text{O}$ . Pomoću položaja i energije  $\alpha$  čestice iz promatrane dvočestične reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , određena je energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Energija i položaj  $\alpha$  čestica iz raspada  $^{24}\text{Mg}$  je korištena za rekonstrukciju kinematike tročestične reakcije.  $\gamma$  zračenje koje je opaženo u koincidenciji s  $\alpha$  česticama iz raspada  $^{24}\text{Mg}$ , je korišteno da bi se odredilo u kojem stanju se nalazio produkt  $^{20}\text{Ne}$ . U radu su opisana dva mjerenja. U prvom su isključivo promatrana stanja u  $^{24}\text{Mg}$  koja nastaju kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom, prvom i drugom pobuđenom stanju, dok je u drugom mjerenju  $^{20}\text{Ne}$  bio u nekoliko pobuđenih stanja. Usporedba rezultata *Catania* eksperimenta je dana za prvo mjerenje rada Diffenderfer *et al.*. Slika 5.2 prikazuje spektre energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u radu Diffenderfer *et al.* (gornji spektar) te u *Catania* mjerenju (donji spektar). Sva opažena stanja u ovom kanalu raspada rada Diffenderfer *et al.*, su navedena na gornjem spektru slike 5.2.

Usporedba spektara energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenih u kanalu raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom prvom pobuđenom stanju,  $2^+$  na 1.634 MeV, s rezultatima radova Kelly *et al.* [92] je dana na slici 5.3, a rada Diffenderfer *et al.* [91], na slici 5.4.

U ovim spektrima usporedbe na slikama 5.3 i 5.4, također je uočeno jasno preklapanje niza stanja.

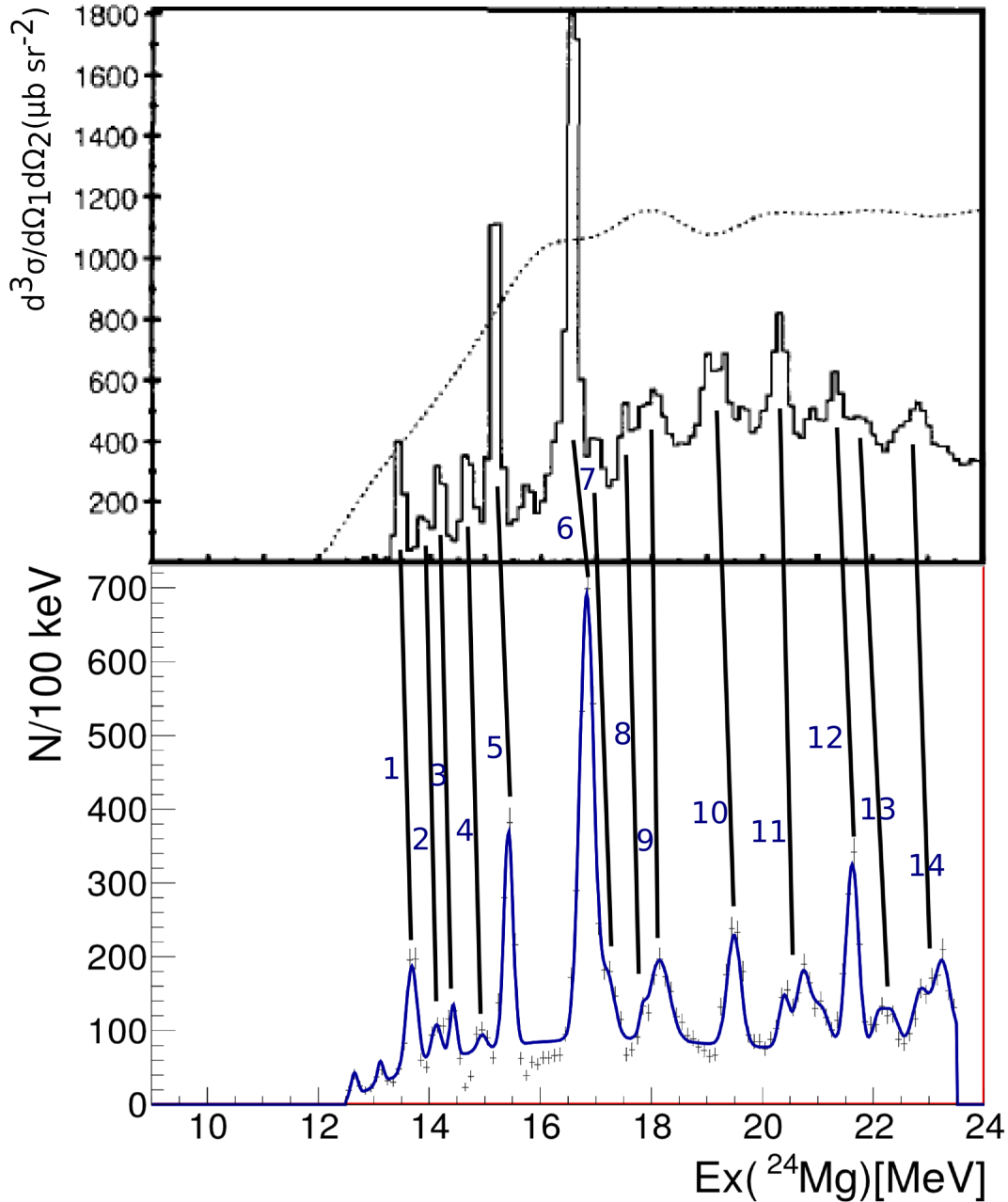
Na slikama 5.5 i 5.6, dana je usporedba spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenog u kanalu raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom drugom pobuđenom stanju,  $4^+$  na 4.248 MeV, s rezultatima radova Kelly *et al.* [92] te Diffenderfer *et al.* [91]. Kao i u prijašnja dva kanala raspada, i u ovom kanalu, uspoređujući spektar dobiven u *Catania* mjerenju s onima iz radova Kelly *et al.* [92] te Diffenderfer *et al.* [91], uočava se da postoji značajno



Slika 5.2: Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom stanju, u radu Diffenderfer *et al.* [91]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u Catania mjerjenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerjenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra Catania mjerjenja, je jednaka za oba spektra.

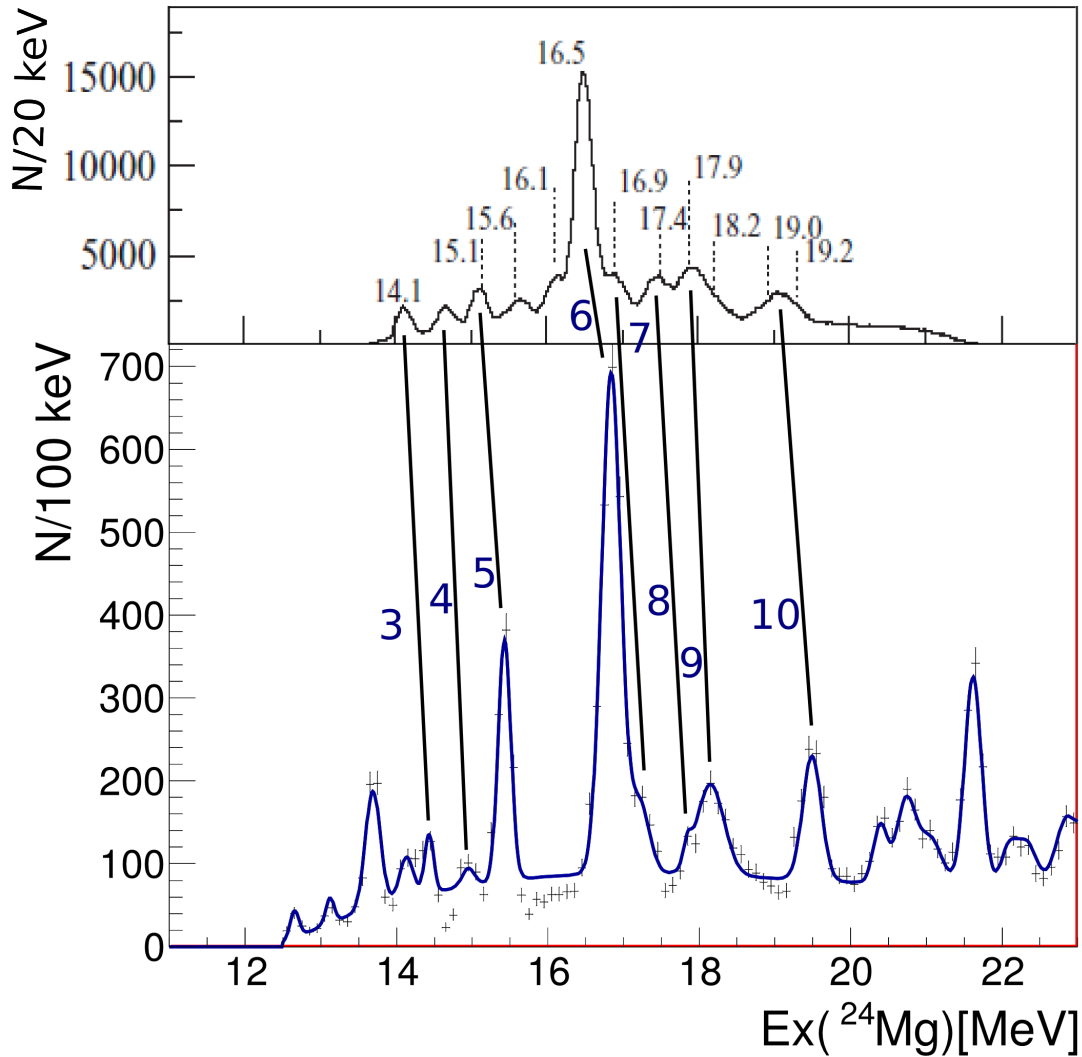
preklapanje stanja. U nastavku će se detaljnije promotriti stanje po stanje, usporedba između ovih mjerjenja u različitim izlaznim kanalima,  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ ,  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , kako bismo zaključili, da li se u Catania mjerjenju pojavljuju neka nova stanja, a posebno ona nižeg spina, koja mogu imati utjecaj na proces gorenja ugljikom.

Usporedbom ovih spektara možemo vidjeti da se stanje na  $\approx 12.65 \text{ MeV}$  pojavljuje u spektrima Catania mjerjenja, u kanalima raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  (12.68 MeV) i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  (12.65



Slika 5.3: Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}\alpha)\alpha$ , kad je  $^{20}\text{Ne}^*$  u svom prvom pobuđenom stanju, u radu Kelly *et al.* [92]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* mjerjenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerjenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerjenja, je jednaka za oba spektra.

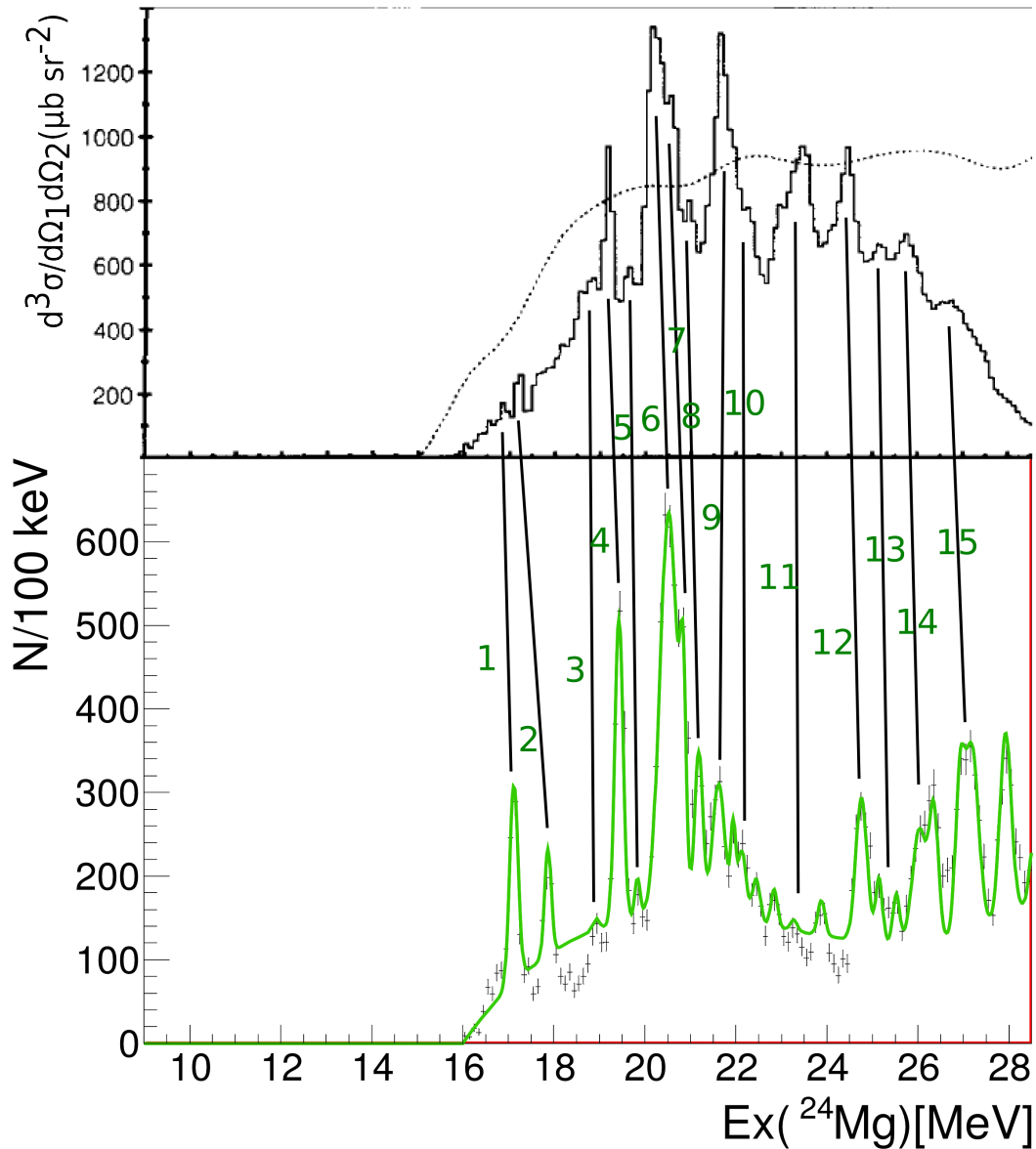
MeV), dok je to stanje uočeno samo u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , u rezultatima radova Kelly *et al.* [92] te Diffenderfer *et al.* [91] (1 spektar slike 5.1 i 5.2). Stanja na 13.34 MeV i 13.73 MeV (2, 3 spektar slike 5.1 i 5.2), opažena u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , najvjerojatnije odgovaraju stanjima 13.12 MeV i 13.69 MeV, detektirana u kanalu raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ . Samo ovo drugo stanje je detektirano u radu Kelly *et al.* [92] (1 spektar slike 5.3). Zanimljivo je



Slika 5.4: Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , kad je  $^{20}\text{Ne}^*$  u svom prvom pobuđenom stanju, u radu Diffenderfer *et al.* [91]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* mjerjenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerjenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerjenja, je jednaka za oba spektra.

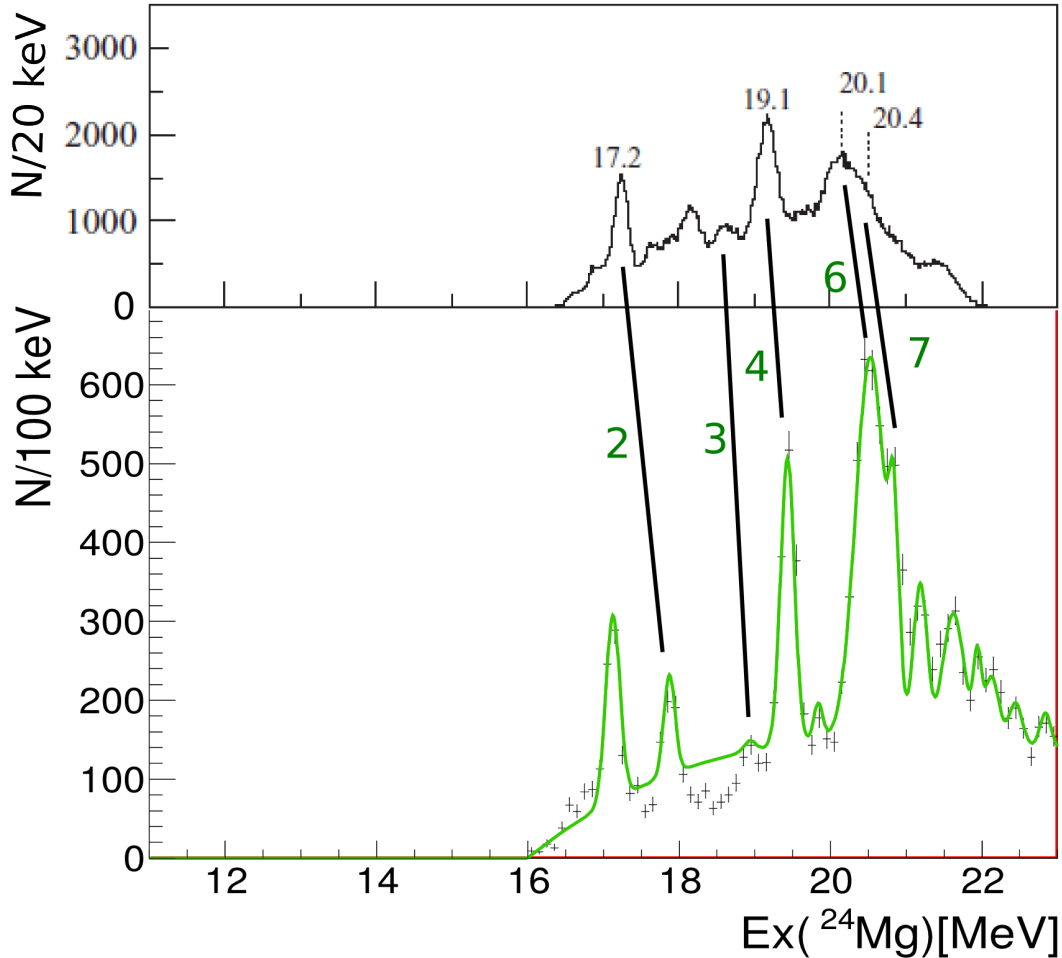
da stanja detektirano u *Catania* mjerjenju, na 13.34 MeV ima širinu 0.32 MeV, dok stanje na 13.12 MeV, koje je vjerojatno to isto stanje, ima širinu 0.13 MeV. Ova razlika u širini može ukazivati na to da se radi o stanju nižeg spina. Kandidati za stanja niskog spina su ona stanja koja su opažena u kanalu raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , ali ne i u kanalima raspada s pobuđenim stanjima  $^{20}\text{Ne}$ . Stanje na 13.34 MeV, u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , bi moglo sadržavati događaje od tog stanja na 13.12 MeV, ali očito i nekog drugog stanja na bliskoj energiji, koje se ne može razlučiti zbog rezolucije mjerjenja. To drugo stanje koje nema doprinos u  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  kanalu, je vjerojatno stanje nižeg spina.





Slika 5.5: Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne}\alpha)\alpha$ , kad je  $^{20}\text{Ne}^{**}$  u svom drugom pobuđenom stanju, u radu Kelly *et al.* [92]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* mjerenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerenja, je jednaka za oba spektra.

Stanju na 14.41 MeV, opaženom u spektru *Catania* mjerenja  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne})$  (4 spektar slike 5.1 i 5.2) odgovaraju vjerojatno dva vrha u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*)$ , na energijama 14.13 MeV i 14.43 MeV (2 i 3 spektar slike 5.3, te 3 spektar slike 5.4). U radu Diffenderfer *et al.* [91], na gornjem spektru slike 5.2, u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$ , navedena su stanja na 14.10 i 14.32 MeV (4 spektar slike 5.2), a koja vjerojatno odgovaraju ovim



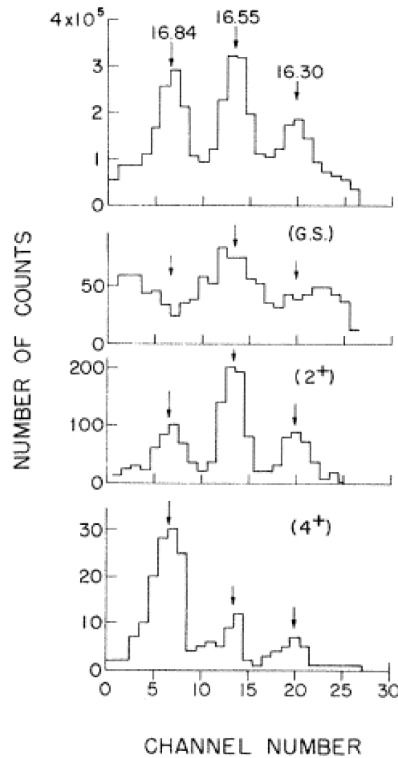
Slika 5.6: Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , kad je  $^{20}\text{Ne}^*$  u svom drugom pobuđenom stanju, u radu Diffenderfer *et al.* [91]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* mjerjenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerjenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerjenja, je jednaka za oba spektra.

stanjima opaženima u *Catania* mjerjenju, u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ . Zanimljivo je da je u radu Kelly *et al.* [92], također opaženo samo jedno šire stanje na oko 14.2 MeV, u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  (4 spektar slike 5.1), dok se u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  (2 i 3 spektar slike 5.3) jasno uočavaju dva vrha, kao i u *Catania* mjerjenju.

Stanjima na 15.06 i 15.48 MeV, opaženima u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne})$  (5 i 6 spektar slike 5.1 i 5.2) odgovaraju stanja na 14.95 i 15.43 MeV (4 i 5 spektar slike 5.3 i 5.4), opažena u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^*)$ . Ova stanja se također uočavaju u spektrima radova Kelly *et al.* [92] te Diffenderfer *et al.* [91], u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , kao i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ .

Stanja na 16.43, 16.87 i 17.30 MeV u *Catania* mjerenju, opažena u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  (7, 8 i 9 spektar slike 5.1 i 7,8 spektar slike 5.2), su detektirana također u istom kanalu, u radovima Kelly *et al.* [92] te Diffenderfer *et al.* [91]. No u spektru kanala  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  rada Diffenderfer *et al.* [91] (6 i 7 spektar slike 5.4) su ta stanja mnogo jačeg intenziteta. Struktura ovog tripleta stanja  $^{24}\text{Mg}$ , na 16.30 MeV, 16.55 MeV i 16.84 MeV je proučavana u članku Balamuth *et al.* [106]. U tom radu su proučavana stanja visokog spina  $^{24}\text{Mg}$ , u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom, prvom i drugom pobuđenom stanju, s eksperimentalnom rezolucijom od 120 keV. U tom mjerenju je uočeno da samo stanje na 16.55 MeV ima zamjetan raspad u kanale  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , a stanje na 16.84 MeV u  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  (slika 5.7). Također je uočeno da se stanje na 16.30 MeV gotovo uopće ne uočava u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , dok je u ostala dva kanala to stanje vrlo slabo izraženo (slika 5.7). Iz spektara *Catania* mjerenja, ova tri kanala raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , se može uočiti da se stanja na ovim sličnim energijama, tj. 16.43, 16.87 i 17.30 MeV, pobuđuju samo u pojedinim kanalima raspada  $^{24}\text{Mg}$ . Stanje na 16.43 MeV se jasno uočava samo u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  (7 spektar slike 5.1), a stanje na 16.87 MeV u kanalima  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  (8 spektar slike 5.1). Stanje na 17.30 MeV se opaža u sva tri kanala raspada (9 spektar slike 5.1, 7 spektar slike 5.3 i 5.4). Iz ovoga slijedi da preklapanje ovih rezultata i onih iz rada [106] nije idealno, no Balamuth *et al.* naglašavaju da dodatna eksperimentalna nepouzdanost proizlazi iz doprinosa pozadine. Pozadina se sastoji od širokih te diskretnih stanja koja se ne mogu uočiti radi rezolucije mjerenja, npr. tako postoje stanja na 16.48 MeV i 16.59 MeV koja se ne mogu razdvojiti od stanja na 16.55 MeV, te time doprinose tom vrhu. Zbog toga se pretpostavlja da postoje takve strukture i u okolini vrhova na 16.30 MeV i 16.84 MeV [106], a koje mogu doprinositi statistici tih vrhova, te se taj argument može uzeti kao objašnjenje razlike rezultata ovog mjerenja i mjerenja navedenog u članku [106].

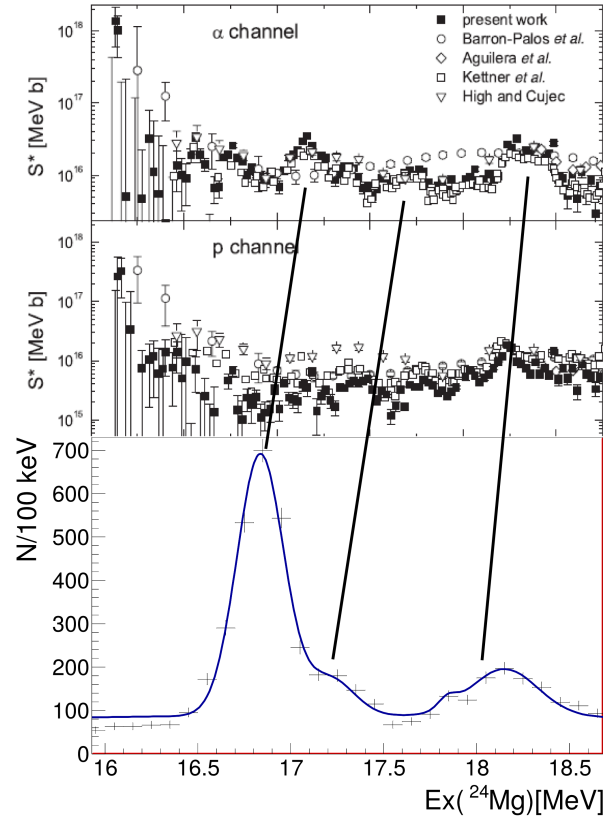
Osim stanja na 13.34 MeV koje je kandidat za stanje niskog spina, drugi kandidat je vrh na 16.43 MeV, koji se ne uočava u spektru kanala  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , niti u  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . U radu Spillane *et al.* [24], mjerena je reakcija fuzije  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$  i  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$  na energijama između 2.10 MeV i 4.75 MeV. Korištena je  $\gamma$  spektroskopija, tj. mjereno je  $\gamma$  zračenje iz prijelaza prvog pobuđenog stanja  $^{20}\text{Ne}$  ( $E_\gamma = 1634$  keV) i  $^{23}\text{Na}$  ( $E_\gamma = 440$  keV) u osnovno stanje. U tom mjerenju, uočeni su vrhovi na  $\approx 16.7$  MeV,  $\approx 17.1$  MeV i  $\approx 17.6$



Slika 5.7: Spektar energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , opažen u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom, prvom i drugom pobuđenom stanju. Strelice označavaju položaj tri stanja na 16.30 MeV, 16.55 MeV i 16.84 MeV u energiji pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  [106].

MeV u  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , koji su u astrofizički značajnom području energija (slika 5.8), te koji se možda poklapaju s opaženim tripletom stanja na 16.43, 16.87 i 17.30 MeV u *Catania* mjeranju. No ako usporedimo spektre energije pobuđenja *Catania* mjeranja, dobivenih u kanalima raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , može se pretpostaviti da se vrh na 16.43 MeV uklopio u vrlo izražen vrh na 16.84 MeV te da se vjerojatno ne radi o stanju koje ima niski spin, a time niti značaj za ove astrofizičke sustave. Također, u radovima Kelly *et al.* te Diffenderfer *et al.*, naveden je spin tog stanja, te se radi o  $6^+$  (Kelly *et al.*) ili  $8^+$  (Diffenderfer *et al.* [91]) stanju. No kako je već navedeno da vjerojatno postoji par stanja u ovom vrhu, određivanje spina će dati donekle nepouzdanu informaciju jer će postojati i doprinos kutnih korelacija svih tih stanja u ovom vrhu. Stoga ove vrijednosti spina treba uzeti s oprezom.

Stanjima *Catania* mjeranja, na 17.65 MeV i 18.13 MeV u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  (10 i 11 spektar slike 5.1), vjerojatno odgovaraju stanja na 17.84 MeV i 18.15 MeV u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  (8 i 9 spektar slike 5.3 i 5.4). Samo u spektru *Catania* mjeranja, u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , su ti vrhovi jasno izraženi, dok u spektru  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , kao i spektrima u radovima Kelly *et al.*



Slika 5.8: S-faktor procesa fuzije  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$  i  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$  dobiven u Spillane *et al.* [24] mjeranju, kao i rezultati nekih prijašnjih mjeranja (gornja dva spektra), uspoređeni sa spektrom energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenog u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , iz *Catania* mjeranja (donji spektar).

[92] te Diffenderfer *et al.* [91], imamo dosta nejasne vrhove.

U rezultatima *Catania* mjeranja, u spektrima  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^*)$  (10 spektar slike 5.3 i 5.4) te  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^{**})$  (4 spektar slike 5.5 i 5.6), postoji jaki vrh na 19.49 MeV, što ukazuje na to da je to vjerojatno stanje višeg spina. Ovo stanje je izraženo samo u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^{**}$ , u spektrima radova Kelly *et al.* [92] te Diffenderfer *et al.* [91].

Stanja na 20.39 MeV, 20.73 MeV i 21.05 MeV, opažena u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$  *Catania* mjeranja (11 spektar slike 5.3), vjerojatno odgovaraju stanjima na 20.53 MeV, 20.84 MeV i 21.19 MeV u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^{**})$  (6, 7 i 8 spektar slike 5.5 i 5.6). Vidimo da u spektru  $E_x(^{24}\text{Mg}^* \rightarrow \alpha + ^{20}\text{Ne}^{**})$  ti vrhovi imaju velik broj događaja, pa možemo zaključiti da se vjerojatno radi o stanjima visokog spina. Naznake ta tri stanja se vide u kanalu  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^{**}$  rada Kelly *et al.* [92], dok se u ostalim spektrima uočava vrh, no ne i odvojena tri stanja. To otprilike vrijedi i za druga opažena stanja na višim energijama pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , osim za stanje na 24.76 MeV (12 spektar slike 5.5), opaženo u kanalu

$\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , *Catania* mjerenja, koje se također jasno vidi u istom tom kanalu, u radu Kelly *et al.* [92].

Uspoređujući spektre energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , opaženih u *Catania* mjerenju, s onima iz mjerenja Kelly *et al.* [92] te Diffenderfer *et al.* [91], uočava se jasno slaganje rezultata, tj. da su u sva tri mjerenja pobuđena slična stanja, u istim kanalima raspada  $^{24}\text{Mg}$ , no različitog intenziteta. Upravo zbog toga je bilo nužno provesti analizu omjera grananja.

Ako se promotre spektri energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  dobiveni u *Catania* mjerenju, iz kanala raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u osnovnom stanju ( $0^+$ ),  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u prvom pobuđenom stanju ( $2^+$ ) i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u drugom pobuđenom stanju ( $4^+$ ), vidimo da postoji preklapanje nekoliko vrhova što omogućuje računanje omjera grananja pojedinog vrha u  $^{24}\text{Mg}$  koje se raspada u dva navedena kanala raspada. Objašnjenje o kojim stanjima  $^{24}\text{Mg}$  se radi, kao i detaljna analiza omjera grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  i  $\Gamma_{4^+/2^+}$  tih stanja, je dano u poglavlju 3, dok je u nastavku iznesena samo diskusija dobivenih rezultata.

No prije toga, promotrimo visinu kulonske te centrifugalne barijere za kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u prvom pobuđenom stanju ( $2^+$ ) i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u drugom pobuđenom stanju ( $4^+$ ). Visina kulonske barijere je dana s izrazom  $V_B$  [MeV] =  $1.44Z_1Z_2/R$ [fm], gdje je udaljenost između dvije jezgre  $R$  [fm] =  $1.2(\sqrt[3]{A_1} + \sqrt[3]{A_2})$ , dok je visina centrifugalne barijere jednaka  $V_{cf}$  [MeV] =  $20.9l(l+1)/(AR^2[\text{fm}^2])$ , gdje je  $A = A_1A_2/(A_1+A_2)$ . Uvrštavajući vrijednosti za  $\alpha$  i  $^{20}\text{Ne}$ , gdje je  $A_1 = 4$ ,  $A_2 = 20$ , a  $Z_1 = 2$ ,  $Z_2 = 10$ ,  $V_B$  je jednaka 5.6 MeV. Za kanal u kojem je  $^{20}\text{Ne}$  u svom prvom pobuđenom stanju,  $2^+$ ,  $V_{cf}$  je jednaka 1.4 MeV, dok je za kanal u kojem je ta jezgra u svom drugom pobuđenom stanju,  $4^+$ ,  $V_{cf}$  je jednaka 4.7 MeV. Uzimajući u obzir energiju praga raspada  $^{24}\text{Mg}$  u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , visina kulonske barijere ovog kanala se nalazi na 14.9 MeV u energiji pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Ako je  $^{20}\text{Ne}$  u nekom od pobuđenih stanja, onda se visini kulonske barijere pribraja i visina centrifugalne barijere, te za kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  ukupna barijera je na 17.9 MeV, a za  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  na 23.9 MeV u energiji pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Ako se promotre spektri energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobiveni u ovim kanalima raspada (spektri slike 5.1 i 5.2, 5.3 i 5.4, te 5.5 i 5.6) uočavaju se izraženi vrhovi u područjima energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , značajno

ispod izračunate, ukupne visine barijere, kao i u radovima Kelly *et al.* [92] te Diffenderfer *et al.* [91]. Razlog tome je vjerojatno to da su ovi izrazi za račun visine kulonske i centrifugalne barijere samo aproksimativni, kao i izraz za udaljenost između dvije jezgre  $R$ . Po navedenim izrazima za visinu kulonske i centrifugalne barijere za sustav  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ,  $V_B$  je jednaka 9.4 MeV, dok je  $R$  jednak 5.5 fm. U radu Kovar *et al.* [107], izmjerena je visina kulonske barijere za sustav  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  koja iznosi  $5.8\pm 0.3$  MeV, te  $R$  koji iznosi 6.5 fm. Stoga izračunate vrijednosti  $V_B$  i  $V_{cf}$ , pomoću gornjih izraza trebe uzeti s oprezom. Iz ovoga slijedi da je vjerojatno  $R$  sustava  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , nešto veći od izračunatog, te su time  $V_B$  i  $V_{cf}$  nešto manje, pa time i opažena stanja u ovom radu, te u radovima Kelly *et al.* [92] i Diffenderfer *et al.* [91], nisu značajno ispod ukupne visine barijere, već su vjerojatno oko kulonske barijere. Svaka dodatna barijera će potisnuti raspad, jer tuneliranje kroz barijeru pada eksponencijalno s padom energije, pa se zato raspadi stanja  $^{24}\text{Mg}$ , u tom području energija pobuđenja, moraju događati uz minimalnu centrifugalnu barijeru. To je razlog zašto se tvrdi da su ova opažena pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$ , koja se preferencijalno raspadaju u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , tj. u kanal u kojem je  $^{20}\text{Ne}$  u  $4^+$  stanju, na 4.248 MeV, stanja višeg spina.

Iz oba računa omjera grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  i  $\Gamma_{4^+/2^+}$ , se može zaključiti da su opažena stanja najvjerojatnije stanja višeg spina koja se dominantnije raspadaju u kanal u kojem je  $^{20}\text{Ne}$  u svom višem pobuđenom stanju ( $2^+$  i više). Stanje koje može imati astrofizički značaj za proces gorenja ugljika, je  $0^+$  ili  $1^-$  stanje. Razlog tome je što je astrofizičko područje energije, područje između 1.5 i 3.3 MeV u energiji u sustavu centra mase, tj. između 15.2 i 17.2 MeV u energiji pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , ispod kulonske barijere ( $5.8\pm 0.3$  MeV [107]), gdje udarni presjek pada eksponencijalno. Za stanja višeg spina ( $\geq 2^+$ ), postaje značajan i doprinos centrifugalne barijere, koja je proporcionalna s  $J(J+1)$ , što čini udarni presjek još manjim. Zbog toga, jedino stanja spina  $0^+$  ili  $1^-$ , bi mogla imati utjecaj na proces gorenja ugljikom. Iz vrijednosti omjera grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  i  $\Gamma_{4^+/2^+}$ , *Catania* mjerenja, može se zaključiti da opažena stanja nisu  $0^+$  ili  $1^-$  stanja.

Spektri pokazuju da je s povećanjem energije u  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažena stanja imaju značajniji doprinos konfiguracije  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  te  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , što je opaženo i u drugim radovima, npr. u radu Diffenderfer *et al.* [91], koji navodi da se s povećanjem energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  i kutnog momenta, konačna stanja u  $^{24}\text{Mg}$  vjerojatnije populiraju stanja u kojima je  $^{20}\text{Ne}$

u  $2^+$  ili  $4^+$  stanju.

Omjeri grananja nisu dani u radovima Kelly *et al.* te Diffenderfer *et al.*, no moguće je "od oka" odrediti koje opaženo stanje se preferirano raspada u koji kanal. Posebno to vrijedi za rad Kelly *et al.*, gdje je na spektrima energije pobuđenja, također nacrtana i krivulja geometrijske efikasnosti detekcije. Iz rada Kelly *et al.* se također može uočiti da se opažena pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$ , većinom preferirano raspadaju u kanal višeg spina, te time, da su to vjerojatno stanja spina  $\geq 2^+$ , što je sličan zaključak ovome iz *Catania* mjerenja. Omjeri grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  i  $\Gamma_{4^+/2^+}$  iz članka L. K. Fifield, R. W. Zurmuhle i D. P. Balamuth [108], gdje je mjerena reakcija  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}\alpha_1)^{24}\text{Mg}^*(\alpha_2)^{20}\text{Ne}^*(\gamma)^{20}\text{Ne}$  u osnovnom stanju, su prikazani u tablici 5.1, kao i spinovi opaženih stanja koji su određeni iz kutnih korelacija  $\alpha_2$  čestice koja vodi u osnovno stanje  $^{20}\text{Ne}$ . Omjeri grananja su navedeni u postocima. Iako su u tablici 5.1, gdje su prikazani rezultati članka L. K. Fifield, R. W. Zurmuhle i D. P. Balamuth [108], navedena neka stanja koja nisu opažena u ovom mjerenju, ipak postoji dosta veliko slaganje u položaju stanja u  $E_x(^{24}\text{Mg})$ . Stanje na 13.34 MeV, opaženo u *Catania* mjerenju, ima omjer grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  4.7, dok u tablici 5.1, ako uzmemo omjer veličine  $0^+$  i  $2^+$ , za taj vrh se dobija da je omjer grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  jednak 3.2. Stanje na 13.73 MeV u ovom mjerenju ima omjer grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  1.8, dok Fifield *et al.* [108] daje iznos od 0.1, no kako je u tablici 5.1 navedeno i stanje na 13.84 MeV, vrlo je moguće da postoji dublet stanja, te da zbog nešto lošije rezolucije u *Catania* mjerenju, umjesto dubleta, imamo samo jedno stanje. Omjer grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  stanja na 14.4 MeV je u ovom mjerenju jednak 3.3, dok Fifield *et al.* [108] dobija iznos od 2.4. Fifield *et al.* [108] navodi da ovo stanje na 14.4 MeV je vjerojatno triplet stanja, sa spinovima  $8^+$ ,  $6^+$  i  $4^+$  te je Fifield *et al.* [108], u svom računu omjera grananja za ovo stanje, pretpostavio da 55% omjera grananja dolazi od  $8^+$  stanja na oko 14.2 MeV, dok je u ovom radu uzeto da cijeli vrh na 14.4 MeV potječe samo od jednog stanja. Omjer grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  stanja na 15.06 MeV je jednak 2.0, dok u članku [108], omjer grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$ , pridružen ovom stanju, iznosi 24. Fifield *et al.* [108] navodi da se vjerojatno radi o dubletu stanja,  $7^-$  stanju na 15.15 MeV, te  $4^+$  stanju na 15.13 MeV. Opaženo je da je udarni presjek reakcije za to stanje gotovo dva puta veći nego za stanje na  $\approx 14.2$  MeV,  $8^+$  stanje. Omjer grananja  $\Gamma_{4^+/2^+}$  stanja na  $\approx 16.3$  MeV i  $\approx 16.45$  MeV su izračunati samo u skupini vrhova, no za to područje omjer grananja  $\Gamma_{4^+/2^+}$  iznosi 0.35, dok u tablici 5.1 je taj omjer jednak 0.3 za stanje na 16.30 MeV, tj. 1.0 za stanje



na 16.46 MeV. Iako iz ovih rezultata vidimo da nemamo izvrsno slaganje u iznosima omjera grananja  $\Gamma_{2^+/0^+}$  i  $\Gamma_{4^+/2^+}$ , kao i u rezultatima *Catania* mjerenja, i L. K. Fifield, R. W. Zurmuhle i D. P. Balamuth [108] su pokazali jedan trend u podacima koji nam govori da su u ovom području energije pobuđenja, opažena stanja najvjerojatnije stanja višeg spina koja se dominantnije raspadaju u kanal u kojem je  $^{20}\text{Ne}$  u jednom od svojih pobuđenih stanja, što dane vrijednosti spina  $J^\pi$  u tablici 5.1 i potvrđuju. Vrlo slično je uočeno i u mjerenju Gobbi *et al.* [109], što je prikazano u tablici 5.2. U radu Gobbi *et al.* [109] su prikazani rezultati mjerenja reakcije  $^{16}\text{O}(^{12}\text{C},\alpha_1)^{24}\text{Mg}(\alpha_2)^{20}\text{Ne}$ . Mjerene su kutne korelacije raspada opaženih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , u kanal raspada s osnovnim stanjem  $^{20}\text{Ne}$ , što omogućava izravno određivanje spina i pariteta stanja u  $^{24}\text{Mg}$ . Također su proučavani i kanali raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . Energija snopa je bila 48 MeV. Dobiveni rezultati  $J^\pi$  i omjera grananja su prikazani u tablici 5.2. U radu [109] se navodi da najveće ograničenje na određivanje spina je postavljala pozadina, ali i ograničeno područje kuta opažanja, tako da je bilo moguće samo za 6 stanja odrediti spin. Neki omjeri grananja su neočekivani, npr. za stanja na 19.31 i 21.34 MeV je opaženo da idu gotovo uvijek u kanal s  $2^+$  stanjem  $^{20}\text{Ne}$ , dok jako malo ili gotovo nikako u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  kanal. U radu Gobbi *et al.* [109] je također uočeno da se opažena stanja  $^{24}\text{Mg}$  preferirano raspadaju u kanale višeg spina. Na slici 5.9, prikazani su spektri energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  rada Gobbi *et al.* [109], opaženi u kanalima  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ ,  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . Usporedba sa spektrima *Catania* mjerenja nije prikazana, jer ako se promotre opažena stanja na slici 5.9, vidi se da su gotovo ista stanja opažena i u *Catania* mjerenju.

Iako točno eksperimentalno određivanje omjera grananja pretpostavlja detekciju ukupnog broja događaja pojedinog kanala u punom prostornom kutu, ili ekstrapolaciju dobivenog omjera grananja na temelju izmjerene parcijalne kutne raspodjele, to nije bilo moguće s korištenim eksperimentalnim postavom te dobivenim podacima. Radi malog raspona kuta  $\psi$ , kojeg pokrivaju kombinacije teleskopa s T3 (slika 3.10) i T4 (slika 3.11), koji je vrlo ograničen, te činjenice da je omjer grananja često bilo moguće odrediti u samo jednoj kombinaciji teleskopa, zatim i male statistike vrhova, dobivene vrijednosti omjera grananja imaju značajnu nepouzdanost. U radu Fifield *et al.* [108] se također koristi ograničena kutna raspodjela, no ipak nešto veća od korištene u *Catania* mjerenju, te su u tom radu, dobiveni omjeri grananja ekstrapolirani na kuteve koji se ne pokrivaju eksperimentalnim postavom. Također, da bi se to moglo napraviti, nužno je dobro poznavanje spina, što je

ostvareno u radu Fifield *et al.* [108], dok u *Catania* mjerenju, nije bilo moguće odrediti spin opaženih stanja. No ipak, uz takvo ograničenje koje postavlja račun omjera grananja *Catania* mjerenja, dobija se dosta dobro slaganje s tim vrijednostima iz rada Fifield *et al.* [108].

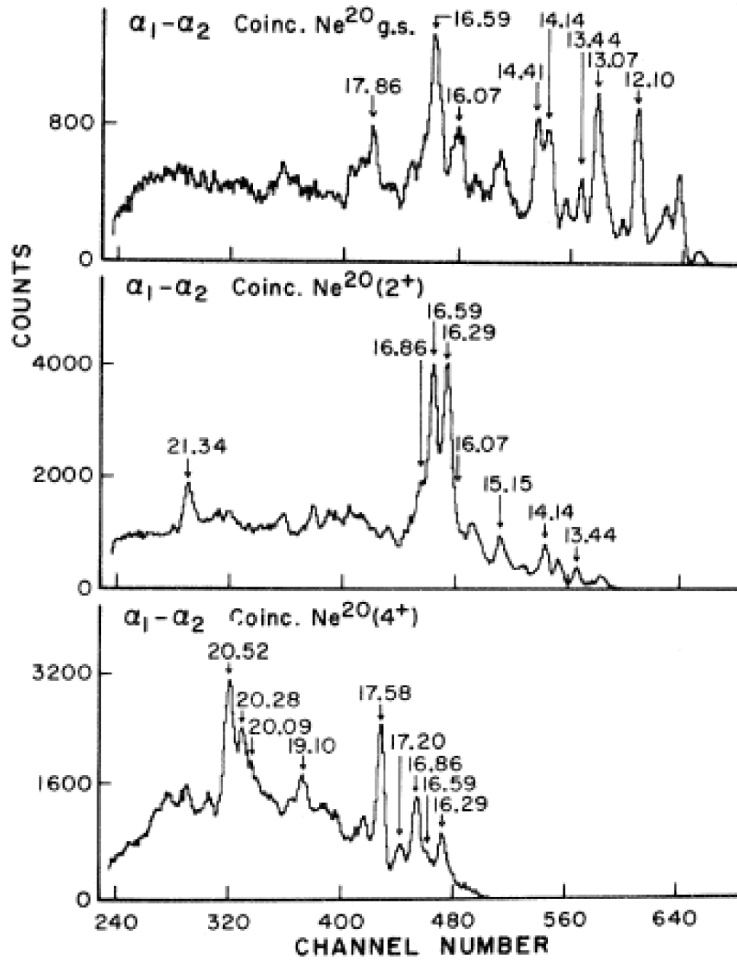
Tablica 5.1: Omjer grananja te spinovi stanja u  $^{24}\text{Mg}$ . Tablica iz članka L. K. Fifield, R. W. Zurmuhle i D. P. Balamuth [108].

$E_x(^{24}\text{Mg})[\text{MeV}]$	$J^\pi$	$0^+$	$2^+$	$4^+$
12.83	$6^+$	38	62	
13.42	$6^+$	24	76	
13.75	$5^-$	>90	<10	
13.84	$6^+$	3	97	
14.14	$8^+$	29	71	
15.15	$7^-$	4	96	
16.30	$8^+$	<2	77	23
16.46	$7^-$	>80	<10	< 10
16.55	$8^+/9^-$	<1	95	5
16.84	$8^+$	<4	40	60

Tablica 5.2: Omjer grananja te spinovi stanja u  $^{24}\text{Mg}$ . Tablica iz članka Gobbi *et al.* [109].

$E_x(^{24}\text{Mg})[\text{MeV}]$	$J^\pi$	$\Gamma_{2^+/0^+}$	$\Gamma_{4^+/2^+}$
13.44		$0.92 \pm 0.22$	
14.14	$8^+$	$0.97 \pm 0.16$	
14.41	$4^+$	$0.15 \pm 0.08$	
15.15		$9.7 \pm 1.7$	
16.07	$6^+$	<0.35	
16.29		$11.4 \pm 4.8$	$0.16 \pm 0.05$
16.59	$6^+$	$2.4 \pm 0.7$	$0.07 \pm 0.05$
16.86		$2.5 \pm 1.0$	$0.95 \pm 0.32$
17.20			>0.4
17.58		>1.4	$5.9 \pm 2.3$
19.10		>15.0	$1.33 \pm 0.16$
19.31		>15.0	<0.09
20.30		>2.2	$5.7 \pm 2.3$
20.52		>4.9	$5.0 \pm 0.9$
21.34		>5.9	

U poglavlju 3, objašnjena je analiza određivanja spina pobuđenih stanja, opaženih u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ . Promatrani su događaji iz vrha stanja na  $\approx 12.5$  MeV u spektru  $\theta^*-\psi$ , te



Slika 5.9: Energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , iz rada Gobbi *et al.* [109], opažena u kanalima  $\alpha + ^{20}\text{Ne}$  (gornji spektar),  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^*$  (srednji spektar) i  $\alpha + ^{20}\text{Ne}^{**}$  (donji spektar).

nisu uočene jasne pruge. Prilikom projekcije tih događaja na  $\psi$  os, za  $\theta_{ax}^* \approx 0$ , nije jasno da li su opažene oscilacije projiciranih kutnih korelacija posljedica spina stanja na  $\approx 12.5$  MeV ili samo posljedica promjene geometrijske efikasnosti detekcije. Ova nepouzdanost u određivanju spina stanja je najvjerojatnije posljedica loše statistike u vrhovima stanja, velike gustoće stanja zbog koje postoji preklapanje vrhova i doprinosa kutnih momenata susjednih vrhova promatranom stanju, te neoptimalnog postava teleskopa u komori za mjerenje da bi se mogle uočiti te fluktuacije kutnih korelacija.

Iako određivanje spina opaženih stanja u *Catania* mjerenju nije dalo pouzdane rezultate, izračunati omjeri grananja ukazuju na to da se radi o stanjima višeg spina ( $\geq 2^+$ ). Iz usporedbe spektara pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , opaženih u *Catania* mjerenju, te u radovima Kelly *et al.* [92] te Diffenderfer *et al.* (slike 5.1 i 5.2, 5.3 i 5.4, te 5.5 i 5.6), vidjeli smo da su u ova tri mjerenja pobuđena gotovo identična stanja. U radu Diffenderfer *et al.* [91], dana je detaljna analiza spinova opaženih pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , iz koje slijedi da sva opažena

stanja imaju spin  $\geq 2^+$ , što je u skladu i sa zaključkom *Catania* mjerenja.

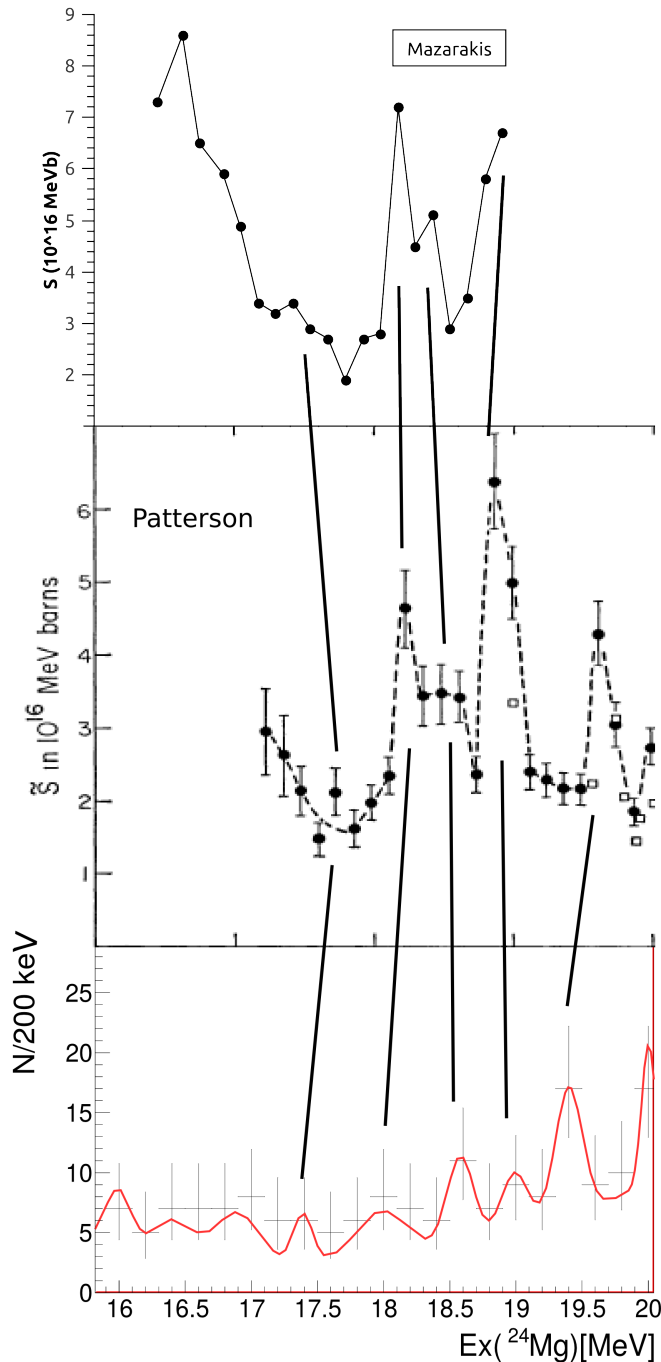
### 5.1.2 Kanal raspada $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$

Opažanje pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$  u kanalu raspada  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  je izvršeno u koincidentnom mjerenju izbijene  $\alpha$  čestice i jednog  $^{12}\text{C}$  iz raspada  $^{24}\text{Mg}$ . Analiza energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  je izvršena u slučaju kad su sve tri čestice u izlaznom kanalu ove tročestične reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , bile u svom osnovnom stanju, te kad je samo jedan, a zatim i oba  $^{12}\text{C}$ , bila u svom prvom pobuđenom stanju,  $2^+$  na 4.439 MeV. U tablici 3.10 dan je popis stanja na koja se referiramo u nastavku. U ovom kanalu su također opažena stanja u astrofizički značajnom području energija, no više o tome u nastavku.

U kanalu raspada  $^{24}\text{Mg}$   $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , uočavaju se izraženi i jasni vrhovi. U spektrima energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenih u kanalu raspada  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ , tj. kad je jedan ili kad su oba  $^{12}\text{C}$  u svom prvom pobuđenom stanju, opaženi vrhovi nisu toliko jasni. To je najvjerojatnije posljedica lošije rezolucije u kanalima  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$  i  $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ . Energija detektiranih čestica u ova dva kanala je manja, te radi značajne neuniformnosti u debljini tankih detektora, rasap u energiji čestice s manjom energijom je time i veći, pa je rezolucija lošija, te dolazi do preklapanja vrhova u široke strukture. Zbog toga je dana samo usporedba spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenog u kanalu kad su oba  $^{12}\text{C}$  u svom osnovnom stanju, u *Catania* mjerenju, s nekoliko drugih mjerenja, Patterson *et al.* [20], Mazarakis *et al.* [21], Erb *et al.* [22], Costanzo *et al.* [94] i Freer *et al.* [81].

U radovima Patterson *et al.* [20] i Mazarakis *et al.* [21], mjeren je udarni presjek reakcije  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$  i  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$ , na energiji u sustavu centra mase između otprilike 2.5 MeV i 8.5 MeV, korištenjem čestične identifikacije produkata reakcije. U radu Erb *et al.* [22], korištena je  $\gamma$  spektroskopija u mjerenju reakcije  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\gamma)$ , kroz detektiranje  $\gamma$  zračenja karakterističnih energija, određeni su udarni presjeci za prvo pobuđeno stanje  $^{23}\text{Na}$  ( $E_\gamma = 440$  keV) i  $^{20}\text{Ne}$  ( $E_\gamma = 1634$  keV), na energijama u sustavu centra mase između 6 i 10 MeV.

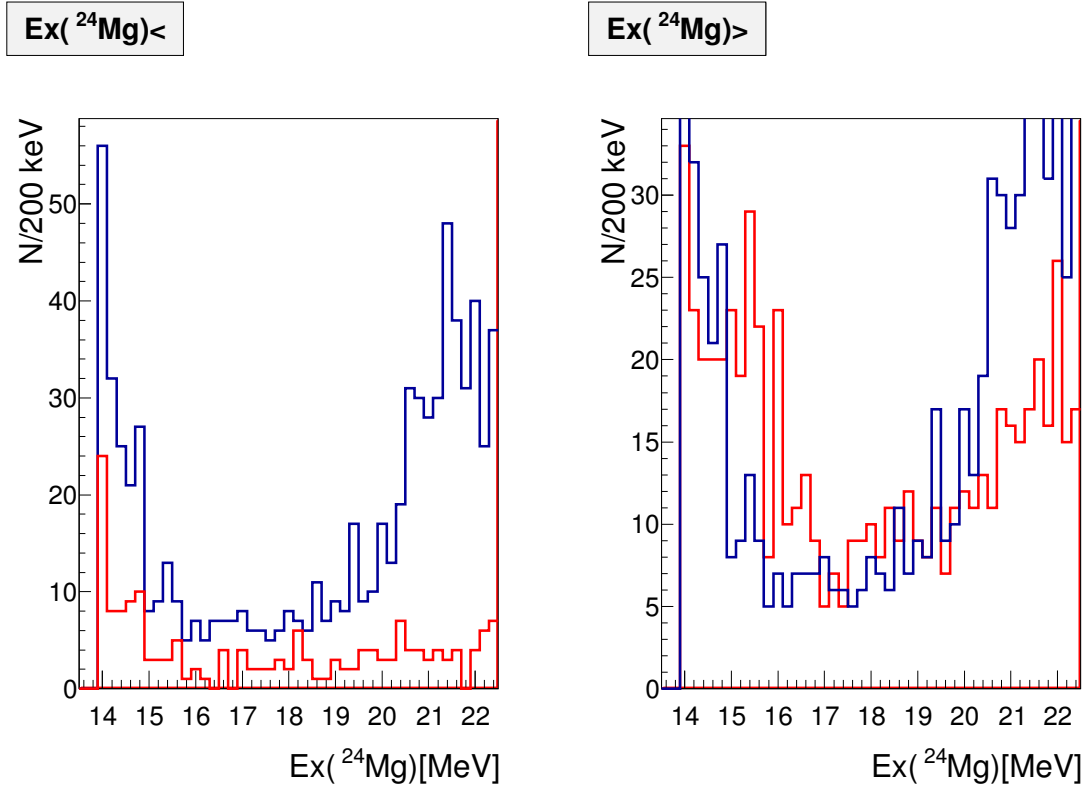
Usporedba spektra dobivenog u *Catania* mjerenju sa spektrima radova Patterson *et al.* [20] i Mazarakis *et al.* [21] je dana na slici 5.10. Iz spektara slike 5.10 se može uočiti da postoji preklapanje nekoliko stanja, tj. da smo u *Catania* eksperimentu opazili nekoliko stanja koja su viđena i u ovim direktnim mjerenjima. Također je u *Catania* eksperimentu



Slika 5.10: S-faktor reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  dobiven u radu Mazarakis *et al.* [21] (najviši spektar) i Patterson *et al.* [20] (srednji spektar), uspoređen sa spektrom energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  iz *Catania* mjerenja (donji spektar). Crne linije označuju stanja koja se preklapaju u ovim mjerenjima.

opaženo nekoliko stanja u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u astrofizički značajnom području energija, između oko 15 i 17 MeV u energiji pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . No kako je broj događaja u pojedinom vrhu spektra *Catania* mjerenja vrlo mali, nužan je oprez pri definiranju da li se stvarno radi o pravim pobuđenim stanjima  $^{24}\text{Mg}$  te je potrebno provjeriti oblik pozadine.

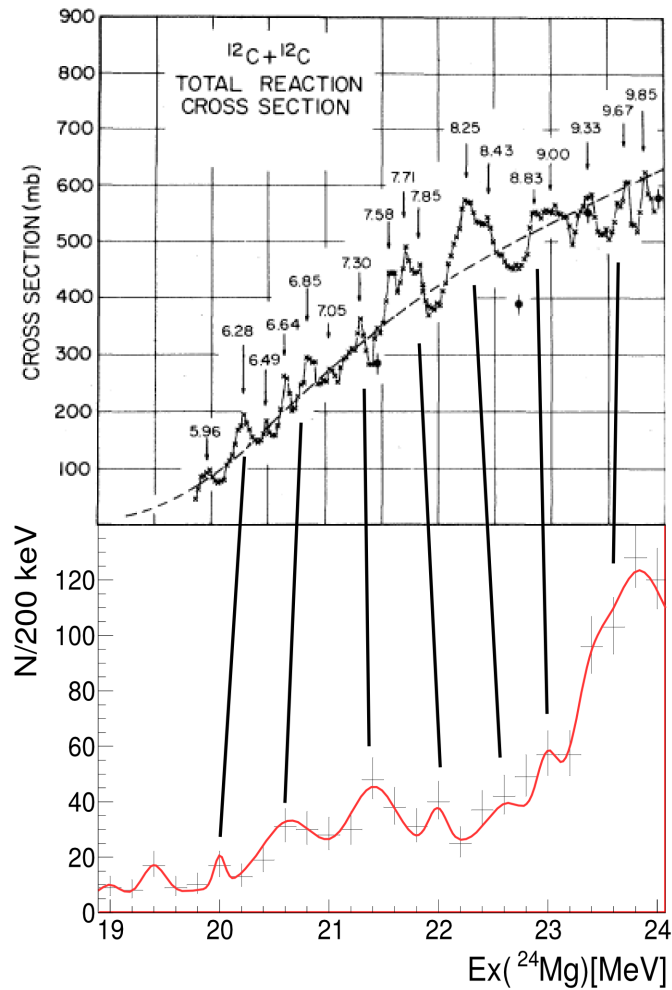
Iz razmatranja pozadine (slika 5.11), proizlazi da opaženi vrhovi u spektru energije po-



Slika 5.11: Spektri energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , detektirani u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , kad događaji odgovaraju pravoj  $Q$  vrijednosti (slika 3.17) reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  (plavi spektar), te kad događaji zadovoljavaju uvjet da je  $Q$ -vrijednost pomaknuta, izvan vrha  $Q_0$ , tako da je veća od -6 MeV (lijevi spektar, crvena krivulja) i događaji koji zadovoljavaju da je  $Q$  vrijednost veća od -11 MeV i manja od -8 MeV (desni spektar, crvena krivulja).

buđenja  $^{24}\text{Mg}$ , ispod 19 MeV, nisu prava stanja u  $^{24}\text{Mg}$ . Spektri označeni plavom bojom na slici 5.11 prikazuju događaje iz vrha s pravom  $Q$  vrijednosti (slika 3.17, vrh  $Q_0$ ), dok spektri označeni crvenom bojom prikazuju one događaje izvan vrha  $Q_0$ , tako da je  $Q$  vrijednost veća od -6 MeV (lijevi spektar) ili kad je  $Q$  vrijednost između -11 MeV i -8 MeV (desni spektar). Crtanjem ovih spektara, može se vidjeti utjecaj pozadine na "pravi" spektar  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , s pravom  $Q$  vrijednosti. Izvori pozadine su događaji iz  $^{16}\text{O}^*\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}$  i koji su upali u grafički uvjet za  $^{24}\text{Mg}^*$ , događaji reakcije u kojima jezgrama  $^{12}\text{C}$  nije detektirana ukupna energija jer su upali između dvije vrpce detektora ili blizu ruba neke vrpce PSSD detektora, zatim kad  $^{13}\text{C}$  upadne u grafički rez za  $^{12}\text{C}$  te kad postoji slučajna koincidencija između raspršenog  $^{12}\text{C}$  i  $\alpha$  čestice. Spektri na slici 5.11 pokazuju da su vrhovi ispod 19 MeV u  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , doprinosi pozadine. Vrhovi na 15.40 MeV i 16.40 MeV nisu u pozadini na lijevom spektru, no jesu na desnom, i uočeno je više događaja u tim vrhovima u spektru pozadine (crvena linija), nego u spektru reakcije (plava linija). Uzeti raspon u  $Q$  vrijednosti za reakciju je manji (oko 2 MeV), u odnosu na pozadinu na

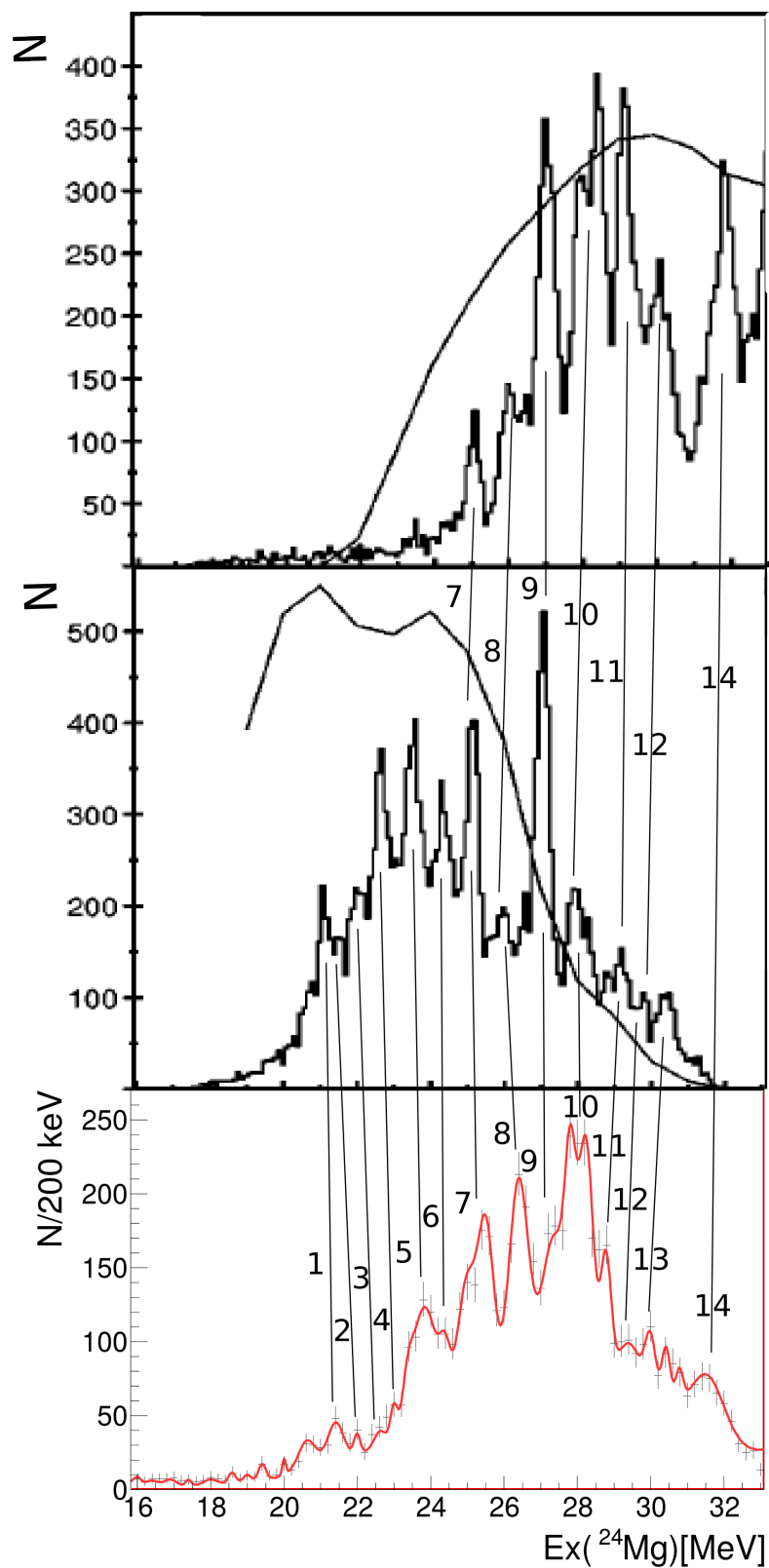
desnom spektru (3 MeV). Ako se radi o ravnomjernoj distribuciji pozadine, onda bi omjer događaja trebao biti 2:3, no ovdje se vidi da pozadina na desnoj slici ima više događaja od vrhova na 15.40 MeV i 16.40 MeV. Kada bi se pak radilo o pravim događajima, koji iz razloga što nismo detektirali cijelu energiju  $^{12}\text{C}$  idu van raspona  $Q$  vrijednosti, vrh od pozadine na spektru desne slike bi bio manji od vrha za pravu  $Q$  vrijednost.



Slika 5.12: Udarni presjek reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  dobiven u radu Erb *et al.* [22], uspoređen sa spektrom energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  iz *Catania* mjerenja (donji spektar). Crne linije označuju stanja koja se preklapaju u ovim mjerenjima.

Na slici 5.12, dana je usporedba rezultata mjerenja *Catania* eksperimenta te rezultata rada Erb *et al.* [22], stanja iznad 19 MeV u energiji pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . Prvo što se zamjećuje usporedbom tih spektara je to, da je mjerenje rada Erb *et al.* [22] imalo značajno bolju rezoluciju (50 keV) od rezolucije *Catania* mjerenja (200 keV). Zbog toga, jednom širem vrhu spektra *Catania* mjerenja, odgovara i po nekoliko vrhova opaženih u radu Erb *et al.* [22]. Zato možemo govoriti samo o preklapanju stanja u *Catania* mjerenju s područjem

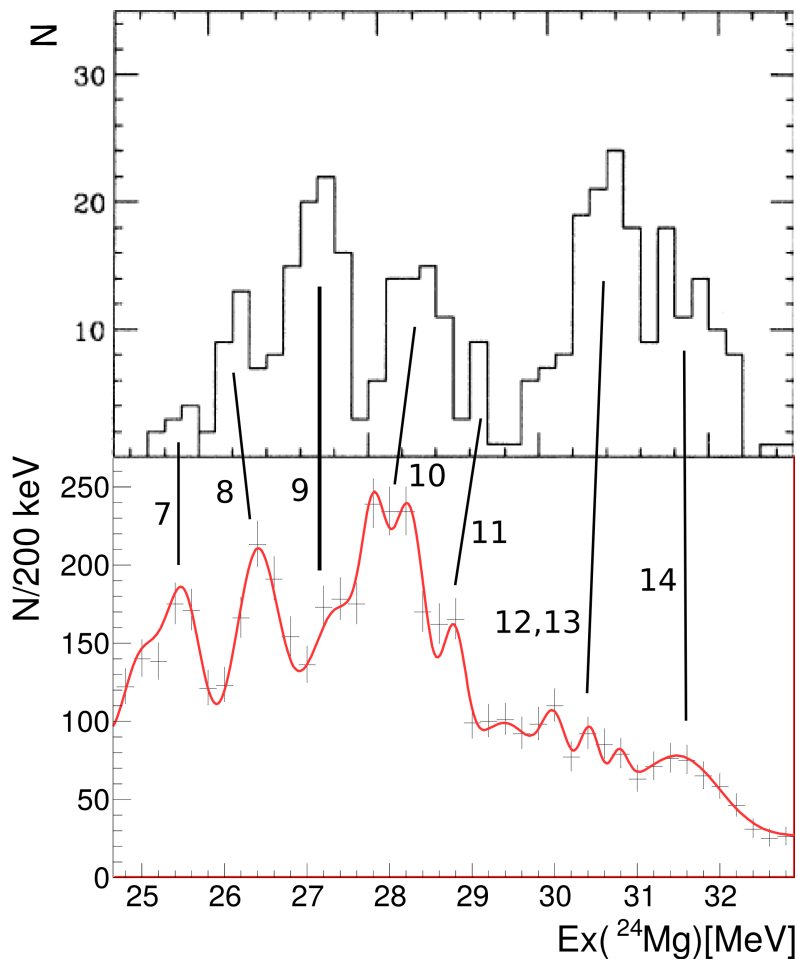
od nekoliko stanja u mjeranju Erb *et al.* [22].



Slika 5.13: Usporedba spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenih u radu Freer *et al.* [81], na energijama snopa 115 MeV (gornji spektar), 85 MeV (srednji spektar) te *Catania* mjerenja (donji spektar). Crne linije označuju stanja koja se preklapaju u ovim mjeranjima.



U nastavku je dana usporedba rezultata radova, Costanzo *et al.* [94] i Freer *et al.* [81], dobivenih u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , opaženih na višim energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  u *Catania* mjerjenju. U radu Costanzo *et al.* [94], mjerena je reakcija  $^{12}\text{C}(^{24}\text{Mg}, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ , na enrgiji snopa 85 MeV, te su opažena stanja  $^{24}\text{Mg}$  u kanalima raspada  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  i  $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ . Populacija stanja  $^{24}\text{Mg}$  opaženih u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})\alpha$  i  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^8\text{Be}^{16}\text{O})\alpha$ , na energijama snopa 75, 85 i 115 MeV, proučavana je u radu Freer *et al.* [81]. U ovim radovima je određen i spin pojedinih opaženih stanja, te se te vrijednosti većinom slažu u oba mjerjenja. U analizi spina *Catania* mjerjenja, korištena je ista metoda kao i u radovima Costanzo *et al.* [94] i Freer *et al.* [81]. No kako u *Catania* mjerjenju eksperimentalni postav nije bio optimiziran za uočavanje oscilacija u projiciranim kutnim korelacijama, za većinu stanja se nisu mogle uočiti pruge u  $\theta^*-\psi$  spektru. Također, i statistika događaja je bila relativno mala.



Slika 5.14: Usporedba spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenih u radu Costanzo *et al.* [94] (gornji spektar) te *Catania* mjerjenja (donji spektar). Crne linije označuju stanja koja se preklapaju u ovim mjerjenjima.

Istim brojevima su označena stanja koja se preklapaju u spektrima usporedbe *Catania* mjerenja i mjerenja iz rada Freer *et al.* [81] (slika 5.13), kao i *Catania* mjerenja te mjerenja iz rada Costanzo *et al.* [94] (slika 5.14). Ako se promotri usporedba spektara energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenih u radu Freer *et al.* [81] i Costanzo *et al.* [94], s rezultatima *Catania* mjerenja, vidi se da postoji dosta dobro preklapanje stanja ova tri mjerenja. Razlika postoji u stanjima označenima s brojevima 12 i 13 na spektrima slike 5.13 i 5.14, gdje su u *Catania* mjerenju opažena tri vrha, dok je u radovima Freer *et al.* [81] i Costanzo *et al.* [94] zabilježen samo jedan širi vrh (Costanzo *et al.*) ili dva vrha (Freer *et al.*). U *Catania* mjerenju su također opaženi dubleti, označeni s brojevima 5, 7 i 10, dok se u radu Freer *et al.* [81] (slika 5.13), vidi samo po jedan izražen vrh. Vrh označen s 10 se i u radu Costanzo *et al.* [94] (slika 5.14) vidi kao jedan izražen, širi vrh. Također se uočava da postoji pomak u energiji ovih različitih spektara, te da taj pomak nije jednak za sve energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ . To je najvjerojatnije posljedica nepreciznosti u kalibracijskim vrijednostima. Slično je opaženo i u spektrima energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenih u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , no ta nejednakost pomaka u energiji je bila znatno manje izražena nego u spektrima dobivenima u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . To je očekivano, s obzirom da je gubitak energije  $^{12}\text{C}$  u tankom detektoru veći, nego gubitak energije  $\alpha$  čestice. Kako su tanki detektori bili vrlo neuniformni u debljini, rasap u energiji  $^{12}\text{C}$  će time biti i izraženiji, te ćemo time imati i nepreciznije kalibracijske vrijednosti u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . Zbog toga se ne može sa sigurnošću tvrditi da opaženi dubleti (5, 7 i 10 slika 5.13, 10 slika 5.14), su zaista dubleti stanja, jer također mogu biti i posljedica nepreciznosti kalibracijskih vrijednosti, pa se jedan, izražen vrh, može činiti kao dublet.

Analiza *Catania* mjerenja je završena za sve kanale raspada  $^{24}\text{Mg}$ , u kojima su uočena jasna pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$ . Dobiveni spektri energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobiveni u kanalima raspada  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  te  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  su pokazali vrlo dobro slaganje s podacima iz literature. Najveći problem u analizi je predstavljalo određivanje spina stanja. Kako nisu bile uočene jasne pruge u spektrima  $\theta^*-\psi$ , nije bilo jasno da li su onda opažene oscilacije projiciranih kutnih korelacija na os  $\psi$  posljedica spina tog stanja ili posljedica fluktuacija u geometrijskoj efikasnosti detekcije. Zbog toga, određene vrijednosti spina pojedinih stanja, nisu davale pouzdane rezultate. Vjerojatno je da bi se taj problem riješio razmještanjem teleskopa u komori za mjerenje, tako da se lakše uoče oscilacije u kutnim korelacijama. Iako

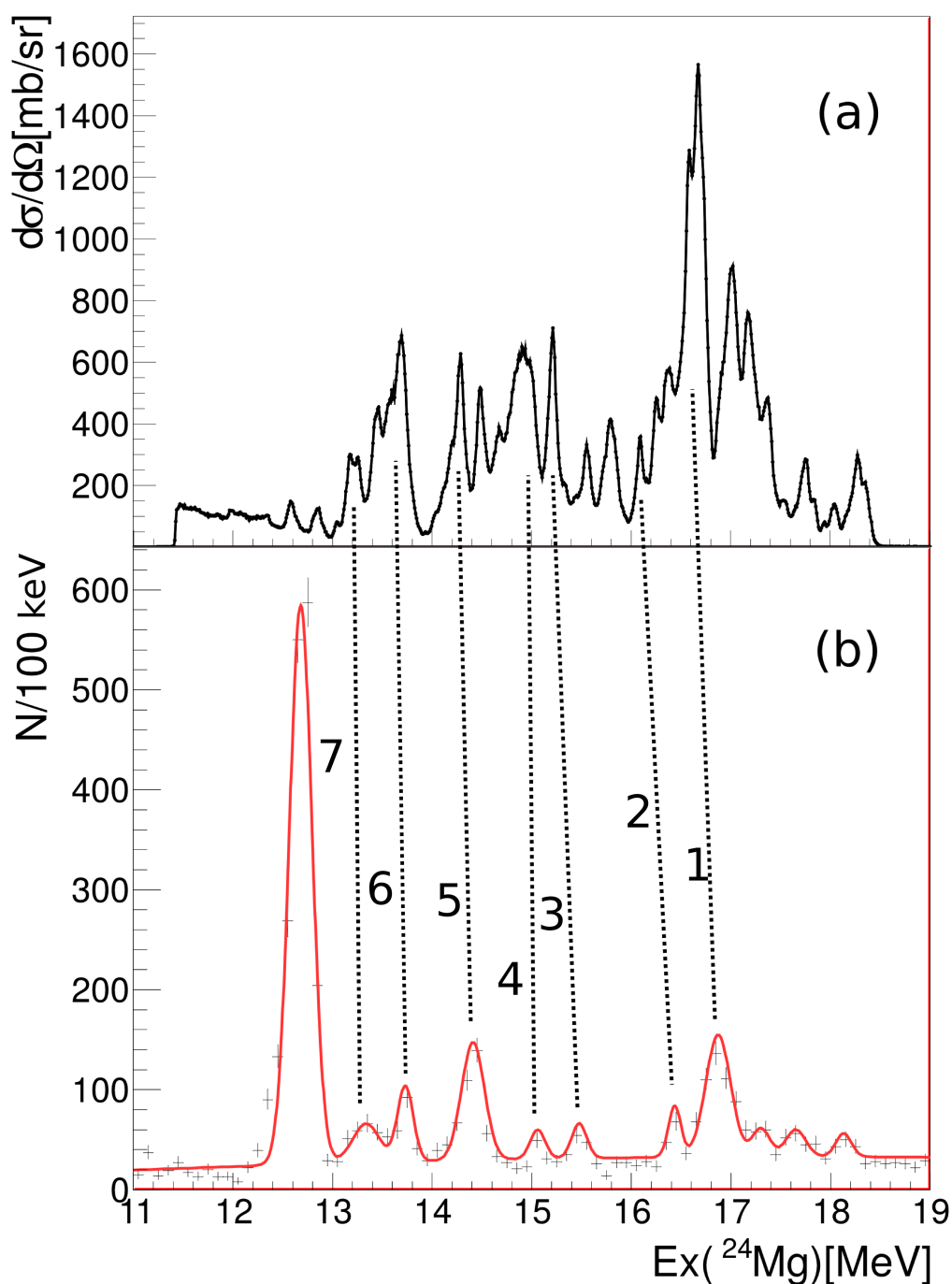
nije bilo moguće odrediti spin opaženih stanja, ipak su vrijednosti omjera grananja u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , postavile donju granicu na vrijednost spina stanja, tj. spin opaženih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , u ovom kanalu, je  $\geq 2^+$ . Ovaj rezultat je ukazao na to da stanje spina  $0^+$  ili  $1^-$ , u astrofizički značajnom području energija, nije opaženo u *Catania* mjerenju. Radi velike gustoće stanja, te nešto lošije rezolucije ovog mjerenja, nije bilo moguće odrediti stanja koja mogu imati utjecaj u procesu gorenja ugljikom, te se time ova metoda mjerenja, korištena u *Catania* eksperimentu, pokazala neoptimalnom. No rezultati omjera grananja za kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  su značajno olakšali analizu *Legnaro* eksperimenta, jer su pokazali jak doprinos kanala  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  u stanjima  $^{24}\text{Mg}$ .

## 5.2 Diskusija *Legnaro* eksperimenta

Rezultati *Legnaro* mjerenja su prikazani u poglavlju 4. U tom mjerenju su proučavana pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$ , opažena u reakciji  $^4\text{He}(^{20}\text{Ne}, ^4\text{He})^{20}\text{Ne}$ , detekcijom  $\alpha$  čestice u teleskopu na  $0^\circ$ , za tri, različite energije snopa. Spektri energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobiveni u ovom mjerenju, su analizirani prilagodbom R-matrice. Kako je analiza R-matricom završena za spektar dobiven na najnižoj energiji snopa, dok za onaj na srednjoj energiji snopa, je gotovo završena, ovdje ćemo se skoncentrirati na rezultate analize tih spektara. Rezultati prilagodbe R-matricom su dani u tablicama 4.3 i 4.4.

Usporedba između spektra  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , kanala  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , dobivenog u *Catania* mjerenju (crvena krivulja) te u *Legnaro* mjerenju, za najveću energiju snopa (crna krivulja) je dana na slici 5.15. Iz te dane usporedbe se vidi da očitno postoji pomak u energiji između spektra  $E_x(^{24}\text{Mg})$  dobivenog u *Catania* te onog dobivenog u *Legnaro* mjerenju. Ako pretpostavimo da široki crveni vrh na 16.87 MeV (1), u *Catania* podacima, odgovara strukturi vrhova na oko 16.65 MeV, u *Legnaro* podacima, tada postoji pomak od oko 200 keV između *Catania* i *Legnaro* podataka. Gotovo isti taj pomak je zabilježen između spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  *Catania* mjerenja s rezultatima rada Kelly *et al.* [92], te Diffenderfer *et al.* [91]. Zbog toga se može zaključiti da  $E_x(^{24}\text{Mg})$  dobivena u *Catania* mjerenju ima pomak od 200 keV, a koji je najvjerojatnije posljedica nepreciznosti u kalibracijskim vrijednostima tog mjerenja.

Ako uzmemo u obzir taj pomak, pomičući vrhove za oko 200 keV, možemo povezati opa-



Slika 5.15: Usporedba spektara  $E_x(^{24}\text{Mg})$  dobivenih (a) u *Legnaro* mjerjenju, za najvišu energiju snopa (crna krivulja), te (b) u *Catania* mjerjenju (crvena krivulja). Iscrtkane crte, označene brojevima, povezuju najvjerojatnije ista stanja koja se opažaju i u *Legnaro* i u *Catania* mjerjenju.

žena stanja *Catania* i *Legnaro* mjerjenja. Broj stanja opaženih u istom rasponu energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , kao u tablici 4.3, u *Catania* mjerjenju je jednak 4, dok u *Legnaro* mje-

renju, taj broj je jednak 17. Rezolucija *Catania* mjerenja je viša od 100 keV, dok je u *Legnaro* mjerenju jednaka 50 keV. Zbog velike gustoće stanja, u spektru energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenog u *Catania* mjerenju, postojat će široke strukture vrhova, dok će se u spektrima *Legnaro* mjerenja, ipak nešto jasnije uočavati pojedina stanja. No također, neka stanja nisu opažena u *Catania* mjerenju, iz čega se može zaključiti da se u *Legnaro* spektru vide sva stanja koja imaju  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  građu, dok se u *Catania* mjerenju vide samo ona stanja koja uz tu građu, imaju i komponentu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  pa se mogu pobuditi u reakciji  $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}\rightarrow\alpha+^{24}\text{Mg}^*$ . Rezolucija *Legnaro* mjerenja je značajno bolja od rezolucije *Catania* mjerenja, što je vrlo bitno za određivanje parametara opaženih rezonancija. U nastavku ćemo detaljnije raspraviti o opaženim stanjima u *Catania* i *Legnaro* mjerenju.

U radu Diffenderfer *et al.* [91] određen je spin stanja na 16.54 MeV, a koji odgovara stanju na 16.87 MeV (1 na spektru slike 5.15) u *Catania* mjerenju, te taj spin iznosi  $8^+$ . U *Legnaro* mjerenju, opaženo je stanje  $6^+$ , na 16.507 MeV (tablica 4.4). Da bi se odredio spin tog stanja u *Legnaro* mjerenju, korištena je prilagodba R-matricom, no samo iz podataka, dobivenih u teleskopu na  $0^\circ$ . Iako prilagodba R-matricom daje određenu točnost ovoj vrijednosti spina, ipak bi se prilagodba R-matricom trebala napraviti za širu kutnu raspodjelu, tj. i za DSSD detektore, smještene paralelno s linijom snopa (slika 2.4), no zbog dugog trajanja ovog procesa analize, to se nije uspjelo napraviti. U radu Diffenderfer *et al.* [91], određen je spin korištenjem metode kutnih korelacija. Već je spomenuto da je najveće ograničenje ove metode velika gustoća stanja u  $^{24}\text{Mg}$ , te doprinos od više stanja u samo jednom vrhu. Tako da obje vrijednosti spina ovog stanja imaju određenu nepouzdanost.

Stanju na 16.43 MeV u *Catania* mjerenju, najvjerojatnije odgovara stanje na 16.09 MeV (2 na spektru slike 5.15) u *Legnaro* mjerenju, vrh koji nije dobro opisan prilagodbom R-matricom (slika 4.12). U radu Diffenderfer *et al.* [91] je određen i spin tog stanja, a koji iznosi  $6^+$ . U računu prilagodbom R-matricom dodano je i stanje tih karakteristika, 16.09 MeV stanje, spina  $6^+$ . Iako se time bolje opisao vrh na 16.09 MeV (tablica 4.4), opis ostalih stanja na nižim vrijednostima  $E_x(^{24}\text{Mg})$  se pogoršao te je to stanje izbačeno iz prilagodbe R-matricom, tako da i dalje nije jasno koji su parametri stanja na 16.09 MeV.

Stanje na 15.48 MeV u *Catania* mjerenju (3 na spektru slike 5.15) najvjerojatnije odgovara stanje na 15.198 MeV (tablica 4.3) u *Legnaro* mjerenju, te koje je  $2^+$  stanje. U tom

energijskom području, Diffenderfer *et al.* [91] navodi samo  $7^-$  stanje, na 15.10 MeV. Iz ovoga slijedi, da najvjerojatnije ova stanja su samo bliska u energiji, no nemaju istu strukturu, te da stanja na 15.198 MeV, vjerojatno ima samo  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  građu, bez komponente strukture  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ .

Stanju na 15.06 MeV (4 na spektru slike 5.15), u *Catania* mjerenju, odgovara struktura vrhova oko 15.0 MeV, u *Legnaro* mjerenju. U tom vrhu, prilagodbom R-matricom, dobiveno je da postoji 4 stanja, na 14.666, 14.880, 14.887 i 14.963 MeV (tablica 4.3). Diffenderfer *et al.* [91] ima opaženo samo stanje na 14.65 MeV, koje je  $4^+$ .

Stanju *Catania* mjerenja, na 14.41 MeV (5 na spektru slike 5.15), najvjerojatnije odgovara stanje u *Legnaro* mjerenju na 14.280 MeV,  $4^+$  stanje (tablica 4.3). U rezultatima rada Diffenderfer *et al.* [91], navedeno je  $8^+$  stanje, na 14.10 MeV, te  $4^+$  stanje, na 14.32 MeV. Uspoređujući ove vrijednosti spina, može se zaključiti da stanje na 14.32 MeV, u radu Diffenderfer *et al.* [91], najvjerojatnije odgovara stanju na 14.280 MeV, opaženom u *Legnaro* mjerenju.

Stanjima označenima s brojem 6 i 7, na spektru slike 5.15, na 13.34 MeV i 13.73 MeV, vjerojatno odgovara skupina stanja na 13.2 i 13.5 MeV, detektiranima u *Legnaro* mjerenju (tablica 4.3). Karakteristika tih stanja nije određena, jer se ta stanja nalaze u području  $E_x(^{24}\text{Mg})$  kojem može doprinostiti neelastično raspršenje pa ti parametri, dobiveni prilagodbom R-matricom, ne bi davali pouzdane vrijednosti.

P.M. Endt, u svom radu [110], daje popis pobuđenih stanja u jezgrama masenog broja 21 do 44, među njima i  $^{24}\text{Mg}$ , opaženih u različitim mjerenjima. U mjerenjima reakcije  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , opažen je niz stanja do oko 14.3 MeV energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , te se mogu usporediti podaci navedeni u tom radu [110] s onima iz *Legnaro* mjerenja (tablice 4.3 i 4.4). Najčešće su u tom radu [110], posebno na višim energijama pobuđenja, navedeni samo položaji stanja, no ne i spin te parcijalne širine. P.M. Endt tako navodi stanja na 14.073 MeV, opaženo u mjerenju reakcije  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , nepoznatog spina, koje se znatno raspada u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ . Ovo stanje bi moglo odgovarati stanju  $1^-$ , na 14.051 MeV, opaženom u *Legnaro* mjerenju (tablica 4.3), a koje se dominantno raspada u kanal  $p+^{23}\text{Na}$ , no ima doprinos i u kanale  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ . U radu [110] se navodi stanje  $6^+$ , na 14.077 MeV, širine  $\Gamma$  manje od 1 keV. U *Legnaro* mjerenju je opaženo stanje  $6^+$ , na 14.072 MeV, koje odgovara navedenoj širini. P.M. Endt dalje navodi nekoliko stanja, neodređenog spina,

a koja ne nalazimo u rezultatima *Legnaro* mjerenja. Tako se navodi stanje na 14.094 MeV, koje je spina  $2^+$  ili  $4^+$ , koje se dominantno raspada u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  [110]. Stanje na 14.143 MeV, spina  $4^+(3^-,5^-)$ , se dominantno raspada u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  [110]. Stanjima na 14.145 MeV i 14.150 MeV nije određen spin, a niti parcijalne širine. Stanje na 14.238 MeV [110], se dominantno raspada u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  [110]. Stanju spina  $4^+$ , na 14.322 MeV, koje se dominantno raspada u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  [110], vjerojatno odgovara stanje na 14.280 MeV, istih karakteristika, opaženo u *Legnaro* mjerenju. Stanja opažena na višim energijama pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , su najčešće izmjereni u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^4\text{He})^{24}\text{Mg}$  (npr. Eswaran *et al.* [74], slika 2.21), dok su od direktnih mjerenja reakcije  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , samo u članku Abegga i Davisa [93], navedena stanja na energijama pobuđenja višima od 14 MeV, s kojima je usporedba dana u poglavlju 4. U radu Abegga i Davisa [93], također su navedeni samo položaji stanja, dok su parcijalne širine neodređene, a spin stanja često je određen "od oka". Rezultati *Legnaro* mjerenja, analizirani metodom prilagodbe R-matricom (tablice 4.3 i 4.4), po prvi put, daju jedan sistematičan opis pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , opaženih u reakciji  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , na energijama višima od oko 14 MeV.

Rezultati analize prilagodbom R-matricom, na spektre energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  dobivene na najnižoj (slika 4.11), te srednjoj energiji snopa 4.12), su pokazali da nije opaženo stanje spina  $0^+$  ili  $1^-$ , u astrofizički značajnom području energija, a koje bi moglo utjecati na proces gorenja ugljikom. Dio spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , koji je slobodan od neelastičnih doprinosa raspršenja, dobiven na najvišoj energiji snopa, pokriva dio astrofizički značajnog područja energija raspona oko 250 keV. Iz podataka rada Abegg i Davisa [93], slijedi da u tom području energije pobuđenja, postoje samo stanja višeg spina ( $>4^+$ ). No ipak je nužno napraviti i prilagodnu R-matricom na spektar dobiven na najvišoj energiji snopa, da bi se sa sigurnošću moglo tvrditi da ne postoji stanje spina  $0^+$  ili  $1^-$ , u astrofizički značajnom području energija. Također, potrebno je obraditi i podatke iz DSSD detektora, smještenih paralelno s linijom snopa (shema na slici 2.4). Iako analiza prilagodbom R-matricom, samo na spektre dobivene u teleskopu na  $0^\circ$ , daje određenu pouzdanost u vrijednosti spina, da bi se s većom sigurnošću odredio spin opaženih stanja, potrebno je napraviti i prilagodbu R-matricom na spektre dobivene u tim DSSD detektorima. No i ovi dobiveni rezultati prilagodne R-matricom su opisali mnoga stanja, čiji parametri nisu bili dostatno poznati.

# Zaključak

---

U ovom radu su istraživana pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$ , u području astrofizički značajnih energija, koja mogu imati utjecaj na reakciju gorenja ugljika  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . U mjerenjima su korištene dvije indirektno metode: metoda rezonantne čestične spektroskopije u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^4\text{He})^{24}\text{Mg}$ , u *Catania* mjerenju, te metoda rezonantnog elastičnog raspršenja u reakciji  $^4\text{He}(^{20}\text{Ne},^4\text{He})^{20}\text{Ne}$ , u *Legnaro* mjerenju. Analiza se pokazala vrlo kompleksnom, stoga je veliki dio rada posvećen tehničkim detaljima. U radu je dana cjelokupna slika ovih mjerenja, a posebna je pažnja bila posvećena potrazi za stanjima spina  $0^+$  ili  $1^-$ , u astrofizički značajnom području energija. Analiza dobivenih rezultata ovih mjerenja je provedena u potpunosti u sklopu izrade ovog doktorskog rada.

Analiza reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^4\text{He})^{24}\text{Mg}$ , u *Catania* mjerenju, je svojim najvećim dijelom, bila posvećena analizi izlaznih kanala u kojima se  $^{24}\text{Mg}$  raspada u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom, prvom pobuđenom ( $2^+$ , na 1.634 MeV) te drugom pobuđenom ( $4^+$ , na 4.248 MeV) stanju. U ovom kanalu su opažena stanja u astrofizički značajnom područje energija. Provedena je i analiza određivanja spina tih stanja, u kojoj zbog relativno male statistike u vrhovima od interesa, doneseni zaključci o spinovima nisu jednoznačni. Analizom omjera grananja ovih stanja, u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , te  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , je pokazano da se radi o stanjima koja se preferirano raspadaju u kanale raspada s višim spinom, tj. da su to najvjerojatnije stanja višeg spina ( $\geq 2^+$ ).

Analiziran je i kanal raspada  $^{24}\text{Mg}$  u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , gdje su također opaženi vrhovi u astrofizički značajnom području energija. Detaljnom analizom oblika pozadine spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , zaključeno je da se radi o efektima pozadine, a ne stanjima.

Analiza reakcije  $^4\text{He}(^{20}\text{Ne},^4\text{He})^{20}\text{Ne}$ , u *Legnaro* mjerenju, je pokazala niz vrlo jasnih i izraženih stanja u astrofizički značajnom području energija. Spektri su obrađeni prilagodbom R-matricom, kako bi se odredile energije stanja, njihove parcijalne širine i spinovi.



Ovom analizom su određeni parametri više pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , a koji do sad, nisu bili dostatno poznati. Analiza je također pokazala da niti jedno od pobuđenih stanje, u astrofizički značajnom području energija, nije stanje spina  $0^+$  ili  $1^-$ .

Iz ovoga slijedi da, iako su u oba mjerenja opažena stanja u astrofizički značajnom području energija, stanje spina  $0^+$  ili  $1^-$ , koje može biti od značaja za proces gorenja ugljika u zvjezdanim sustavima bogatim ugljikom, nije opaženo niti u *Catania* mjerenju, kao niti u *Legnaro* mjerenju.

Iako analize pobuđenih stanja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* i *Legnaro* mjerenju, ne pokazuju prisutnost stanja spina  $0^+$  ili  $1^-$ , ipak se ne može u potpunosti, isključiti postojanje takvog stanja u astrofizički značajnom području energija. Rezultati oba ova mjerenja su samo ukazali na probleme u traženju astrofizički relevantnog stanja u ovom području energija s velikom gustoćom stanja. Kod sljedećih mjerenja, potrebno je znatno unaprijediti energijsku rezoluciju, poboljšati osjetljivost na detekciju stanja duboko ispod kulonske barijere, te detektirati sve fragmente reakcije u koincidenciji. Zato je predložen, odobren i obavljen novi eksperiment u INFN-LNL-u, u Legnaru, u lipnju ove godine. Mjerena je reakcija  $^4\text{He}+^{20}\text{Ne}$ , gdje su ponovno korištene tri različite vrijednosti energije snopa  $^{20}\text{Ne}$ , kako bi se pokrilo područje energija od astrofizičkog značaja, te plinska meta  $^4\text{He}$ , no niskog tlaka. Korištenjem plina niskog tlaka omogućava se mjerenje s visokom rezolucijom, te da se u koincidentnom mjerenju, detektiraju i svi produkti raspada  $^{24}\text{Mg}$ . Na taj način će u analizi biti moguće u potpunosti rekonstruirati kinematiku te reakcije, te odvojiti doprinose elastičnog od neelastičnog raspršenja. Analiza ovog mjerenja još nije izvršena.

---



# Bibliografija

---

- [1] F.W. Aston. Isotopes and atomic weights. *Nature*, 105:617–619, 1920.
- [2] E. Rutherford. The scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  particles by matter and the structure of the atom. *Philosophical Magazine*, 6(21):669–688, 1911.
- [3] A.S. Eddington. The internal constitution of the stars. *Nature*, 106:14–20, 1920.
- [4] H. Bethe R.A. Alpher and G. Gamow. The origin of chemical elements. *Physical Review*, 73(7):803, 1948.
- [5] W.A. Fowler E.M. Burbidge, G.R Burbidge and F. Hoyle. Synthesis of the elements in stars. *Reviews of Modern Physics*, 29(4):547, 1957.
- [6] A.G.W. Cameron. Nuclear astrophysics. *Annual Review of Nuclear Science*, 8: 299–326, 1958.
- [7] R.W. Kavanagh C.R. Brune and C. Rolfs.  ${}^3\text{H}(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$  reaction at low energies. *Physical Review C*, 50(4):2205–2219, 1994.
- [8] D. Bemmerer et al. Activation measurement of the  ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$  cross section at low energy. *Physical Review Letters*, 97(12):122502–123001, 2006.
- [9] D.S. Leonard et al. Precision measurements of  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  and  ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$  total cross sections at Big Bang nucleosynthesis energies. *Physical Review C*, 73(4): 045801, 2006.
- [10] K.M. Nollett and S. Burles. Estimating reaction rates and uncertainties for primordial nucleosynthesis. *Physical Review D*, 61(12):123505, 2000.
- [11] B. D. Fields. The primordial lithium problem. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 61:47–68, 2011.

- [12] R. Kunz et al.  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ : The key reaction in stellar nucleosynthesis. *Physica Review Letters*, 86(15):3244–3247, 2001.
- [13] Claus E. Rolfs and William S. Rodney. *Cauldrons in the Cosmos*. The University of Chicago Press, Chicago, USA, 1988.
- [14] B. Bucher et al. First direct measurement of  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)^{23}\text{Mg}$  at stellar energies. *Physical Review Letters*, 114(25):251102, 2012.
- [15] M.E. Bennett et al. The effect of  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  rate uncertainties on the evolution and nucleosynthesis of massive stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420:3047–3070, 2012.
- [16] W. Hillebrandt and J.C. Niemeyer. Type IA supernova explosion models. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38:191–230, 2000.
- [17] A. Cumming and L. Bildsten. Carbon flashes in the heavy-element ocean on accreting neutron stars. *Astrophysical Journal Letters*, 559(2):127–130, 2001.
- [18] D. A. Bromley, J. A. Kuehner, and E. Almqvist. Resonant elastic scattering on  $^{12}\text{C}$  by carbon. *Physical Review Letters*, 4(7):365–367, 1960.
- [19] E. Almqvist, D. A. Bromley, and J. A. Kuehner. Resonances on  $^{12}\text{C}$  on carbon reactions. *Physical Review Letters*, 4(10):515–517, 1960.
- [20] J.R. Patterson H. Winkler and C.S. Zaidins. Experimental investigation of the stellar nuclear reaction  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  at low energies. *The Astrophysical Journal*, 157(1):367–374, 1969.
- [21] M. G. Mazarakis and W. E. Stephens. Experimental measurements of the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  nuclear reactions at low energies. *Physical Review C*, 7(4):1280–1287, 1973.
- [22] K.A. Erb et al. Resonant and average behavior of the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  total cross section:  $5.6 \text{ MeV} \leq E_{cm} \leq 10.0 \text{ MeV}$ . *Physical Review C*, 22(2):507–514, 1980.
- [23] E.F. Aguilera et al. New  $\gamma$ -ray measurements for  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  sub-coulomb fusion: Toward data unification. *Physical Review C*, 73(6):064601, 2006.

- [24] T. Spillane et al.  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  fusion reactions near the Gamow Energy. *Physical Review Letters*, 98(12):122501, 2007.
- [25] V. Yu. Denisov and N. A. Pilipenko. Fusion of deformed nuclei:  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . *Physical Review C*, 81(2):025805, 2010.
- [26] G.J. Michaud and E.W. Vogt. Phenomenological analysis of the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  reaction. *Physical Review C*, 5(2):350–369, 1972.
- [27] G.J. Michaud. Experimental evidence for repulsive cores in heavy-ion reactions. *Physical Review C*, 8(2):525–533, 1973.
- [28] E.W. Vogt et al. Average cross sections for the  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$  reactions. *Physical Review*, 136(1B):99–111, 1964.
- [29] J. Y. Park, W. Scheid, and W. Greiner. Determination of the effective  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  potential from the sub-coulomb single-particle resonances. *Physical Review C*, 10(3):967–974, 1974.
- [30] M. Arnould and W.M. Howard. Diffuse surface nuclear and coulomb potential energies for heavy-ion reactions. *Nuclear Physics A*, 274(1-2):295–332, 1976.
- [31] S.P. Fox et al. Structures in the  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^{12}\text{C}(0^2)\rightarrow 3\alpha)^{16}\text{O}$  in the region of  $E_{cm} = 15$  to 34 MeV. *Physical Review C*, 60(6):064620, 1999.
- [32] A. Tumino et al.  $^{16}\text{O}-^8\text{Be}$  break-up states and cluster structure of  $^{24}\text{Mg}$ . *European physical journal A : hadrons and nuclei*, 12(3):327–334, 2001.
- [33] F. Strieder. Reaction data in helium and carbon burning. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 35(1):014009, 2008.
- [34] J. Carlson R.B. Wiringa, S.C. Pieper and V.R. Pandharipande. Quantum monte carlo calculations of  $A=8$  nuclei. *Physical Review C*, 62(1):014001, 2000.
- [35] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi. Clustering in yrast states of  $^{20}\text{Ne}$  studied with antisymmetrized molecular dynamics. *Progress of Theoretical Physics*, 93(1):115–136, 1995.

- [36] R. Bijker and F. Iachello. The algebraic cluster model: Three-body clusters. *Annals of Physics*, 298(2):334–360, 2002.
- [37] G. Leander and S.E. Larsson. Potential-energy surfaces for the doubly even  $N = Z$  nuclei. *Nuclear Physics A*, 239(1):93–113, 1975.
- [38] M. Freer and AC Merchant. Development in the study of nuclear clustering in light even-even nuclei. *Journal of Physics G:Nuclear and Particle Physics*, 23(3):261–323, 1997.
- [39] Samuel S.M. Wong. *Introductory Nuclear Physics*. WILEY-VCH, Weinheim, 2004.
- [40] A.H. Wuosmaa et al. Evidence for  $\alpha$  particle chain in  $^{24}\text{Mg}$ . *Physical Review Letters*, 68(9):1295–1298, 1992.
- [41] R.M. Freeman et al.  $E_{cm}=32.5$  MeV resonance in  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . *Physical Review C*, 51(6):3504–3506, 1995.
- [42] W. von Oertzen. Two-center molecular states in  $^9\text{B}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$  and  $^{10}\text{B}$ . *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 354(1):37–43, 1996.
- [43] S. Marsh and W.D.M. Rae. The structure of  $^{24}\text{Mg}$  using cranked cluster model. *Physics Letters B*, 180(3):185–190, 1986.
- [44] Y. Kanada-En'yo and H. Horiuchi. Structure of light unstable nuclei studied with antisymmetrized molecular dynamics. *Progress of Theoretical Physics Supplements*, 142(1):205–263, 1991.
- [45] Y. Sugawa M. Kimura and H. Horiuchi. Deformation and clustering in even- $Z$  nuclei up to Mg studied using AMD with the Gogny Force. *Progress of Theoretical Physics*, 106(6):1153–1177, 2001.
- [46] Ian J. Thompson i Filomena M. Nunes. *Nuclear reactions for astrophysics*. Cambridge University Press, New York, 2009.
- [47] R. E. Azuma et al. Azure: An R-matrix code for nuclear astrophysics. *Physical Review C*, 81(4):045805, 2010.

- [48] B. R. Fulton et al. Symmetric fission of  $^{24}\text{Mg}$  following inelastic scattering. *Physics Letters B*, 181(3-4):233–237, 1986.
- [49] K.P. Artemov et al. Effective method of study of  $\alpha$ -cluster states. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 408(52), 1990.
- [50] Goodfellow. Havar, Rujan 2016. URL <http://www.goodfellow.com/E/Havar-High-Strength-Non-Magnetic-Alloy-Foil.html>.
- [51] INFN-LNL. ALPI, Svibanj 2016. URL <http://www.lnl.infn.it/index.php/en/accelerators-3/alpi>.
- [52] INFN-LNL. PIAVE, Svibanj 2016. URL <http://www.lnl.infn.it/index.php/en/accelerators-3/piave>.
- [53] Mesytec GmbH. Mesytec MPR-16 MPR-32 pretpojačalo, Svibanj 2016. URL <http://mesytec.de/products/datasheets/MPR-16-L.pdf>.
- [54] Neven Soić. *Nuklearne reakcije  $^7\text{Li}+^7\text{Li}$* . PhD thesis, Sveučilište u Zagrebu, 1994.
- [55] Caen S.p.A. Caen N568B pojačalo, Svibanj 2016. URL [www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5295](http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5295).
- [56] Silena S.p.A. Silena 761F, Lipanj 2016. URL [http://alga.pnpi.spb.ru/gagarski/scr1/saved/old\\_alga/home/gagarski/CatalogoWeb.pdf](http://alga.pnpi.spb.ru/gagarski/scr1/saved/old_alga/home/gagarski/CatalogoWeb.pdf).
- [57] Silena S.p.A. Silena ADC 9418, Svibanj 2016. URL [http://www.geocities.ws/silena\\_spa/silena/products/camacandvme/94186v.htm](http://www.geocities.ws/silena_spa/silena/products/camacandvme/94186v.htm).
- [58] Silena S.p.A. Silena SAC, Svibanj 2016. URL <http://npg.dl.ac.uk/MIDAS/VME/sac.html>.
- [59] Motorola. Motorola MVME 2434, Svibanj 2016. URL <http://www-mipp.fnal.gov/TPC/DAQ/v2400ai.pdf>.
- [60] MIDAS. Multi instance data acquisition system (midas), Svibanj 2016. URL <http://npg.dl.ac.uk/MIDAS/>.
- [61] Caen S.p.A. Caen V895 diskriminator, Svibanj 2016. URL [www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5369](http://www.caen.it/servlet/checkCaenManualFile?Id=5369).



- [62] Phillips Scientific. Phillips 710 diskriminator, Lipanj 2016. URL <http://www.phillipsscscientific.com/phisci1.htm>.
- [63] Caen S.p.A. Caen N625 FI-FO, Svibanj 2016. URL <http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=12&idmod=419>.
- [64] Ortec. Ortec generatora signala, Lipanj 2016. URL <http://www.ortec-online.com/Products-Solutions/Modular-Electronic-Instruments-Delay-Gate-Logic.aspx>.
- [65] ROOT-CERN. Cern, Ožujak 2016. URL <https://root.cern.ch/>.
- [66] J. Ziegler. Srim2010, Ožujak 2016. URL <http://www.srim.org/>.
- [67] B. Davine et al. Lassa: a large area silicon strip array for isotopic identification of charged particles. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 473(3): 302–318, 2001.
- [68] M. Uroić et al. Improvements in data analysis obtained by large-area silicon  $\delta E$ -E detector telescopes. *European physical journal A : hadrons and nuclei*, 51:93–99, 2015.
- [69] M. Livio D. Hollowell A. Weiss and J. W. Truran. The anthropic significance of the existence of an excited state of  $^{12}\text{C}$ . *Nature*, 340(1):281–284, 1989.
- [70] Matko Milin. *Nuklearne reakcije izazvane radioaktivnim snopom  $^6\text{He}$  na litijevim metama*. PhD thesis, Sveučilište u Zagrebu, 2003.
- [71] RooFit-CERN. Cern, Ožujak 2016. URL <https://root.cern.ch/roofit>.
- [72] Minuit-CERN. Cern, Ožujak 2016. URL <https://root.cern.ch/sites/d35c7d8c.web.cern.ch/files/minuit.pdf>.
- [73] Brookhaven National Laboratory. Nudat 2.6, Ožujak 2016. URL <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/getdataset.jsp?nucleus=24MG&unc=nds>.
- [74] M.A. Eswaran et al. Evidence for superdeformed shape isomeric states in  $^{28}\text{Si}$  at excitations above 40 MeV through observations of selective particle decays of  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$  resonances in  $^8\text{Be}$  and alpha channels. *Physical Review C*, 47(4):1418–1427, 1993.

- [75] N. Curtis et al. Investigation of the 4- $\alpha$  linear chain state in  $^{16}\text{O}$ . *Physical Review C*, 88(6):064309, 2013.
- [76] Triangle Universities Nuclear Laboratory (TUNL). Tunl nuclear data project, Ožujak 2016. URL [http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=20/20\\_17\\_1998.pdf](http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=20/20_17_1998.pdf).
- [77] E. Costanzo et al. A procedure for the analysis of the data of a three body nuclear reaction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 295(3):373–376, 1990.
- [78] G. G. Ohlsen. Kinematic relations in reactions of the form  $A+B\rightarrow C+D+E$ . *Nuclear Instruments and Methods*, 37(1):240–248, 1965.
- [79] M. Freer et al. The analysis of angular correlations in breakup reactions: the effect of coordinate geometries. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 383(2-3):463–472, 1996.
- [80] E.F. da Silveira. unpublished. In *Proc. 14th Winter Meeting on Nuclear Physics*, page 293, 1976.
- [81] M. Freer et al.  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  and  $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$  decay of  $^{24}\text{Mg}$  states excited in the  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^{24}\text{Mg})\alpha$  reaction. *Physical Review C*, 57(3):1277–1289, 1998.
- [82] Neil Curtis.  *$^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  Breakup of  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  i  $^{32}\text{S}$* . PhD thesis, Sveučilište u Birminghamu, 1995.
- [83] Daniel Jose Marin Lambarri. *First observation of  $5^-$  resonance in  $^{12}\text{C}$ ; Evidence for triangular  $D_{3h}$  symmetry*. PhD thesis, University of Birmingham, 2015.
- [84] N. Curtis et al. Association of the  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  breakup states in  $^{24}\text{Mg}$  with the quasimolecular resonances. *Physical Review C*, 51(3):1554–1557, 1995.
- [85] M. Freer et al.  $^8\text{Be}$  and  $\alpha$  decay of  $^{16}\text{O}$ . *Physical Review C*, 51(4):1682–1692, 1995.
- [86] M. Zadro et al. Stopping power of helium gas for  $^9\text{Be}$  ions from 2 to 31 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 259(2):836–840, 2007.

- [87] J.F. Ziegler. SRIM-2003. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 219-220:1027–1036, 2004.
- [88] Michigan State University. Lise++, Srpanj 2016. URL <http://lise.nslc.msu.edu/lise.html>.
- [89] F. Hubert R. Bimbot and H. Gauvin. Range and stopping-power tables for 2.5–500 MeV/nucleon heavy ions in solids. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 46(1): 1–213, 1990.
- [90] GSI. Atima, Rujan 2016. URL [http://lise.nslc.msu.edu/4\\_20/lise\\_4\\_20.html](http://lise.nslc.msu.edu/4_20/lise_4_20.html).
- [91] E.S. Diffenderfer et al. High-spin spectrum of  $^{24}\text{Mg}$  studied through multiparticle angular correlations. *Physical Review C*, 85(3):034311, 2012.
- [92] G. R. Kelly et al. Search for highly deformed shape isomers in  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  and  $^{20}\text{Ne}$  linked by successive alpha decay. *Nuclear Physics A*, 628(1):62–80, 1998.
- [93] R. Abegg and C. A. Davis.  $^{24}\text{Mg}$  states observed via  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha_0)^{20}\text{Ne}$ . *Physical Review C*, 43(6):2523–2540, 1991.
- [94] E. Costanzo et al. Excitation of  $^{24}\text{Mg}$  states through the interaction of 85 MeV  $^{16}\text{O}$  ions with  $^{12}\text{C}$  and  $^{24}\text{Mg}$  targets. *Physical Review C*, 44(1):111–118, 1991.
- [95] E. Costanzo et al. Quasimolecular states of  $^{24}\text{Mg}$  excited in the  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$  interaction. *Physical Review C*, 49(2):985–990, 1992.
- [96] M. Freer et al. The  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}^{12}\text{C})\alpha$  reaction at  $E_{\text{beam}}=75$  MeV. *Nuclear Physics A*, 694(1-2):147–156, 2001.
- [97] M. Freer et al.  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  and  $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$  decay of  $^{24}\text{Mg}$  states populated in the  $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne}, ^{24}\text{Mg}^*)^8\text{Be}$  reaction. *Physical Review C*, 63(3):034317, 2001.
- [98] C.J. Metelko et al.  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  cluster resonances in  $^{24}\text{Mg}$  up to  $E_x=50$  MeV. *Physical Review C*, 68(5):054321, 2003.
- [99] Triangle Universities Nuclear Laboratory (TUNL). Tunl nuclear data project, Travanj 2016. URL [http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=16/16\\_13\\_1993.pdf](http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=16/16_13_1993.pdf).

- [100] T.M. Cormier et al. Molecular resonances in  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  inelastic scattering. *Physical Review Letters*, 40(14):924–927, 1978.
- [101] T.M. Cormier et al. Partial widths of molecular resonances in the system  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . *Physical Review Letters*, 38(17):940–943, 1977.
- [102] R. Wieland et al. Inelastic scattering of  $^{12}\text{C}$  on  $^{12}\text{C}$ . *Physical Review C*, 8(1):37–45, 1973.
- [103] J. Walshe et al. Experimental study of high-lying states in  $^{28}\text{Mg}$  using the resonant elastic scattering of  $\alpha$  particles. *Physical Review C*, 94(5):054304, 2016.
- [104] N. Curtis and J. Walshe. REX: A monte carlo simulation of thick gas target resonant scattering reactions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 797(1):44–56, 2015.
- [105] E.R. Cosman et al. Evidence for a  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  collective bend in  $^{24}\text{Mg}$ . *Physical Review Letters*, 35(5):265–268, 1975.
- [106] D. P. Balamuth et al. High-spin states in  $^{24}\text{Mg}$ . *Physical Review Letters*, 26(20):1271–1274, 1971.
- [107] D.G. Kovar et al. Systematics of carbon- and oxygen-induced fusion on nuclei with  $12 \leq A \leq 19$ . *Physical Review C*, 20(4):1305–1331, 1979.
- [108] L. K. Fifield, R. W. Zurmuhle, and D. P. Balamuth. High-spin states in the continuum. I.  $^{20}\text{Ne}$ . *Physical Review C*, 8(6):2217–2231, 1973.
- [109] A. Gobbi et al. Spins and parities of highly excited states in  $^{24}\text{Mg}$ . *Physical Review Letters*, 26(7):396–399, 1971.
- [110] P.M. Endt. Energy levels of  $A = 21-44$  nuclei. *Nuclear Physics A*, 521(1):1–830, 1990.



# Popis slika

---

1.	Udarni presjek u ovisnosti o energiji u sustavu centra mase za $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ i $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ sustav, te ubačeni spektar pobuđenja u $^{24}\text{Mg}$ [18]. . . . .	4
2.	Funkcija pobuđenja reakcije $^{12}\text{C}$ na ugljiku, za različite produkte reakcije, protone, $\alpha$ čestice, neutrone i $\gamma$ zračenje. Kulonska barijera je označena na 6.6 MeV [19]. . . . .	5
3.	Lijeva strana slike prikazuje ovisnost udarnog presjeka, a desna $S$ -faktora, o $E_{cm}$ $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reakcije. Na slikama su prikazani rezultati mjerenja iz nekoliko članaka, te su navedeni prvi autori tih članaka, kao i odgovarajući broj reference iz članka [25]. . . . .	6
1.1.	Energijski nivoi deformiranog harmoničkog oscilatora kao funkcija kvadrupolne deformacije ( $\epsilon_2$ ). Brojevi unutar krugova označavaju degeneraciju različitih nivoa [38]. . . . .	13
1.2.	Rezultati računa Nilsson-Strutinsky modela za jezgru $^{24}\text{Mg}$ i gustoće odgovarajućih konfiguracija harmoničkog oscilatora [38] (vidi tekst). . . . .	16
1.3.	Ikedin dijagram [38]. . . . .	17
1.4.	Račun Bloch-Brink $\alpha$ klaster modela jezgre $^{24}\text{Mg}$ . (a), (b) i (c) odgovaraju niskoležećim konfiguracijama s minimumom osnovnog stanja. (d), (e), (f) i (g) odgovaraju izduženima, troaksijalnim i lančanim konfiguracijama [38] (vidi tekst). . . . .	18
1.5.	Intrinsične distribucije gustoće AMD računa za jezgru $^{24}\text{Mg}$ [45]. . . . .	21
2.1.	Shema Tandem van de Graaff ubrzivača. . . . .	28
2.2.	Shema linac ubrzivača. . . . .	29
2.3.	Detektorski postav <i>Catania</i> eksperimenta. . . . .	30
2.4.	Shema detektorskog postava <i>Legnaro</i> eksperimenta. . . . .	31

2.5. Elektronička shema <i>Catania</i> eksperimenta. Signal iz detektora ide u pret-pojačalo, zatim u pojačalo. Takvi pojačani i oblikovani signali iz OUT izlaza pojačala, idu u jedinicu analogno-digitalni konverter (ADC), koja je kontrolirana pomoću SAC jedinice te procesorske jedinice Motorola. Vremenski signali iz pojačala idu u diskriminatore, čiji izlaz ide u FI-FO logičku jedinicu. Izlaz FI-FO logičke jedinice, daje sumu signala ulaza u tu jedinicu, a koji se zatim prosljeđuje u diskriminator. Izlaz iz tog diskriminatora će definirati elektronički okidač za mjerenje jednostrukih događaja u detektorima. Ako se mjere koincidentni događaji u detektorima, koristi se još jedna FI-FO logička jedinica, čiji izlaz ponovno daje sumu signala ulaza, a koji se zatim prosljeđuje u diskriminator. Izlaz tog diskriminatora će definirati elektronički okidač, a koji se prosljeđuje u generatora signala vrata, koji aktivira procesorsku jedinicu Motorola, koja kontrolira ADC-ove. Motorola je spojena na SUN radnu jedinicu, koja služi za pohranu podataka. . . . .	34
2.6. Metalna maska s procijepima koja se koristila za energijsku i pozicijsku kalibraciju PSSD detektora. . . . .	37
2.7. Ovisnost energije o položaju detektirane $\alpha$ čestice jedne vrpce u detektoru <i>E2</i> . Obje veličine su izražene u proizvoljnim jedinicama [p.j]. . . . .	38
2.8. Ovisnost energije o položaju detektirane $\alpha$ čestice jedne vrpce u detektoru <i>E2</i> s korigiranim faktorom pojačanja <i>g</i> . Obje veličine su izražene u proizvoljnim jedinicama [p.j]. . . . .	38
2.9. Ovisnost energije o položaju čestice u reakciji raspršenja $^{16}\text{O}$ na meti ugljika za jednu vrpcu u <i>E2</i> detektoru. Obje veličine su izražene u proizvoljnim jedinicama [p.j]. . . . .	39
2.10. Ovisnost energije o položaju čestice u reakciji raspršenja $^{16}\text{O}$ na meti ugljika, korigiranom za faktor pojačanja, <i>g</i> i ADC pomak, za jednu vrpcu u <i>E2</i> detektoru. Obje veličine su izražene u proizvoljnim jedinicama [p.j]. . . . .	40
2.11. Ovisnost energije o položaju elastično raspršenog $^{16}\text{O}$ na meti zlata u jednoj vrpici detektora <i>E3</i> , bez $\Delta E$ detektora u teleskopu. . . . .	41
2.12. Ovisnost energije o položaju elastično raspršenog $^{16}\text{O}$ na meti zlata u jednoj vrpici detektora <i>E3</i> , s $\Delta E$ detektorom u teleskopu. . . . .	41

2.13. Mapa debljine detektora $\Delta E5$ za svaku pojedinu vrpcu te segment u $E5$ detektoru. . . . .	42
2.14. $\Delta E-E$ spektar jednog piksela u teleskopu 4 <i>Catania</i> eksperimenta, u mjeranju raspršenja snopa $^{16}\text{O}$ na meti ugljika, te grafički rez na $^{16}\text{O}$ (označen crvenom bojom). . . . .	43
2.15. Razlika u energiji detektiranih čestica između prednje, $E_f$ i stražnje strane, $E_b$ DSSD detektora $E4$ , korištenog u <i>Catania</i> eksperimentu. . . . .	44
2.16. Spektar funkcije pobuđenja jezgre $^{24}\text{Mg}$ u kanalu $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , za dvije korištene selekcije događaja (vidi tekst), izmjeren u <i>Catania</i> eksperimentu. . .	45
2.17. Spektar funkcije pobuđenja jezgre $^{24}\text{Mg}$ u kanalu $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , za dvije korištene selekcije događaja (vidi tekst), izmjeren u <i>Catania</i> eksperimentu. . .	46
2.18. Grafički prikaz dvočestične reakcije [70]. . . . .	48
2.19. Dvodimenzionalni spektar ovisnosti energije pobuđenja $^{24}\text{Mg}$ , $E_x(^{24}\text{Mg})$ o kutu detektirane $\alpha$ čestice u jednoj vrpici teleskopa 2. . . . .	49
2.20. Energije pobuđenja $^{24}\text{Mg}$ izračunata pomoću kuta i energije detektirane $\alpha$ u jednoj vrpici teleskopa 2. Širina svakog kanala u spektru ove funkcije pobuđenja je 0.2 MeV. Crvenom krivuljom su opisani opaženi vrhovi, dok je zelenom krivuljom opisana pozadina. . . . .	49
2.21. Spektar energije pobuđenja $^{24}\text{Mg}$ , dobiven mjerenjem reakcije $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}$ , preuzet iz članka Eswaran <i>et al.</i> [74]. . . . .	51
2.22. $E_x$ jezgre $^8\text{Be}$ , izračunat pomoću $E$ i $\vec{p}$ dviju $\alpha$ čestica u teleskopu 2. Širina svakog kanala u spektru $E_x$ je 20 keV. Spektri su napravljeni za iste događaje, samo je skala na desnom spektru veća te je broj događaja dan u logaritamskoj skali da bi se lakše uočilo prvo pobuđeno stanje $^8\text{Be}$ na 3.0 MeV. . . . .	52
2.23. Energija pobuđenja jezgre $^{20}\text{Ne}$ , rekonstruirana iz dvije detektirane $\alpha$ čestice u teleskopu 2. Širina svakog kanala u spektru $E_x$ je 0.2 MeV. . . . .	52
2.24. <i>Romano</i> spektar reakcije $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ . . . . .	55
2.25. Skica reakcije $p+t\rightarrow B^*+b\rightarrow X+Y+b$ s označenim kutevima $\theta^*$ i $\psi$ , tj. $\phi^*$ i $\chi$ . . . . .	58
2.26. $\theta^*-\psi$ kutna korelacija za stanje na 31.9 MeV, opaženo u $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ kanalu [81]. . . . .	59



2.27. Skica pruga u $\theta^*$ - $\psi$ kutnom korelacijskom spektru te projekcija podataka na os $\psi$ pod kutem paralelnim tim prugama, za $\theta^* = 0^\circ$ opisanih Legendrovim polinomom. Spin prikazan na ovoj skici je paran jer se maksimum polinoma pojavljuje na $\psi = 90^\circ$ , dok bi spin bio neparan kad bi polinom imao minimum [82]. . . . .	60
2.28. Projicirana kutna korelacija četvrtog stanja $^{24}\text{Mg}$ u tablici 3.5, opaženog u $\alpha+^{20}\text{Ne}$ kanalu raspada. Iscrtkana linija odgovara Legendrovom polinomu reda 4, koji predstavlja periodičnost korelacije. . . . .	63
2.29. Ovisnost $\theta_{ax}^*$ o $\psi_{ax}$ , za pobuđeno stanje $^{24}\text{Mg}$ na 12.5 MeV, opaženo u reakciji $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , dobivena pomoću koda za računanje geometrijske efikasnosti res8 [82], [84]. . . . .	64
2.30. Usporedba izmjerene zaustavne moći $^{20}\text{Ne}$ u plinu helija s podacima dobivenima iz SRIM [66] i LISE++ [88] programskih paketa. . . . .	66
2.31. Usporedba izmjerene zaustavne moći $\alpha$ čestice iz trostrukog $\alpha$ izvora $^{239}\text{Pu}$ - $^{241}\text{Am}$ - $^{244}\text{Cm}$ u plinu helija s podacima dobivenima iz SRIM [66] i LISE++ [88] programskog paketa. . . . .	66
3.1. <i>Romano</i> spektar za $\alpha+^{20}\text{Ne}$ kanal raspada $^{24}\text{Mg}$ , kad su dvije $\alpha$ čestice detektirane u koincidenciji u T4 i T2. Nagib sva tri definirana pravca je $1/A(^{20}\text{Ne})$ , s različitim odsječcima na osi $\tilde{E}$ (vidi tekst). . . . .	68
3.2. $Q$ vrijednost reakcije $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , kad su dvije $\alpha$ čestice detektirane u koincidenciji u T4 i T2. Iznad vrhova spektra dane su oznake koje odgovaraju različitim $Q$ vrijednostima reakcije, ovisno o stanjima $^{20}\text{Ne}$ , nastalim nakon raspada $^{24}\text{Mg}$ (vidi tekst). U gornjem dijelu spektra, s brojevima od 0 do 11, su označena pobuđena stanja $^{20}\text{Ne}$ , dok su u tablici, na lijevoj strani spektra, popisani položaji te spin i paritet tih stanja. Ponekad, ako su pobuđena stanja $^{20}\text{Ne}$ blizu u energiji, jednoj oznaci broja, pridruženo je više pobuđenih stanja $^{20}\text{Ne}$ . . . . .	69
3.3. $Q$ vrijednost reakcije $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+\alpha+^{20}\text{Ne}$ , kad su dvije $\alpha$ čestice detektirane u koincidenciji u T4 i T2 u ovisnosti o energiji detektirane $\alpha$ čestice u teleskopu 4, $\alpha_1$ . Područje definirano crvenim, plavim i zelenim linijama označava grafički rez (vidi tekst). . . . .	71

- 3.4. Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha\alpha)^{20}\text{Ne}$  kad je  $\alpha_1$  detektirana u T4,  $\alpha_2$  u T2, dok je treća, nedetektirana čestica  $^{20}\text{Ne}$ . Crvenom bojom su označeni događaji koji odgovaraju raspadu  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha_1$  i  $^{20}\text{Ne}$ , dok su sivom označeni oni događaji koji odgovaraju energiji relativnog gibanja  $\alpha_2$  i  $^{20}\text{Ne}$  te  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$ . . . . . 72
- 3.5. Energija pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , kad je u T4 detektirana  $\alpha_1$ , a u T2  $\alpha_2$ . Crvena linija opisuje vrhove spektra, a narančasta pozadinu. Siva linija prikazuje ovisnost efikasnosti detekcije o energiji pobuđenja, s maksimalnom vrijednosti efikasnosti koja iznosi 0.05%. . . . . 73
- 3.6. Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha\alpha)^{20}\text{Ne}^*$  kad je  $\alpha_1$  detektirana u T4,  $\alpha_2$  u T2, dok je treća, nedetektirana čestica  $^{20}\text{Ne}^*$ . Plavom bojom su označeni događaji koji odgovaraju raspadu  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha_1$  i  $^{20}\text{Ne}^*$ , dok su sivom označeni oni događaji koji odgovaraju energiji relativnog gibanja  $\alpha_2$  i  $^{20}\text{Ne}^*$  te  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$ . . . . . 74
- 3.7. Energija pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , kad je u T4 detektirana  $\alpha_1$ , a u T2  $\alpha_2$ . Plava linija opisuje vrhove spektra, a tirkizna pozadinu. Siva linija prikazuje ovisnost efikasnosti detekcije o energiji pobuđenja, s maksimalnom vrijednosti efikasnosti koja iznosi 0.02%. . . . . 75
- 3.8. Spektri relativnih energija reakcije  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha\alpha)^{20}\text{Ne}^{**}$  kad je  $\alpha_1$  detektirana u T4,  $\alpha_2$  u T2, dok je treća, nedetektirana čestica  $^{20}\text{Ne}$  u drugom pobuđenom stanju. Zelenom bojom su označeni događaji koji odgovaraju raspadu  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha_1$  i  $^{20}\text{Ne}^{**}$ , dok su sivom označeni oni događaji koji odgovaraju relativnoj energiji gibanja  $\alpha_2$  i  $^{20}\text{Ne}^{**}$  te  $\alpha_1$  i  $\alpha_2$ . . . . . 76
- 3.9. Energija pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$  u  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ , kad je u T4 detektirana  $\alpha_1$ , a u T2  $\alpha_2$ . Zelena linija opisuje vrhove spektra, a ljubičasta pozadinu. Siva linija prikazuje ovisnost efikasnosti detekcije o  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , s maksimalnom vrijednosti efikasnosti koja iznosi 0.03%. . . . . 77
- 3.10.  $\theta^*$ - $\psi$  spektar za događaje iz raspada  $^{24}\text{Mg}$ , u kanal  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , u kombinacijama teleskopa T3-T1, T3-T2, T3-T5 i T3-T6. Prikazani su i Legendrovi polinomi reda  $J = 4, 6$  i  $8$ , koji definiraju spin stanja  $^{24}\text{Mg}$ . . . . . 80

3.11. $\theta^*$ - $\psi$ spektar za događaje iz raspada $^{24}\text{Mg}$ , u kanal $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , u kombinaciji teleskopa T4-T1, T4-T2, T4-T5 i T4-T6. Prikazani su i Legendrovi polinomi reda $J = 4, 6$ i $8$ , koji definiraju spin stanja $^{24}\text{Mg}$ . . . . .	80
3.12. Energija pobuđenja jezgre $^{24}\text{Mg}$ opažena u kanalima $\alpha+^{20}\text{Ne}$ (crvena krivulja), $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ (plava krivulja) i $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ (zelena krivulja), kad je u T4 detektirana $\alpha_1$ , a u T2 $\alpha_2$ . Crnim linijama su povezana stanja koja se preklapaju te za koje je određen omjer grananja (tablica 3.4). . . . .	84
3.13. $\theta_{ax}^*$ - $\psi_{ax}$ spektar za stanje $\approx 12.5$ MeV, uvećan na područje $-10^\circ < \theta_{ax}^* < 10^\circ$ , gdje je $\alpha$ iz raspada $^{24}\text{Mg}$ detektirana u T2, T3 i T4. . . . .	93
3.14. Projicirana kutna korelacija stanja na $\approx 12.5$ MeV $^{24}\text{Mg}$ , opaženog u $\alpha+^{20}\text{Ne}$ kanalu raspada. Iscrtkana linija odgovara Legendrovom polinomu reda 4, koji predstavlja periodičnost korelacije. . . . .	95
3.15. <i>Romano</i> spektar za $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ kanal raspada $^{24}\text{Mg}$ , kad je jedan $^{12}\text{C}$ detektiran u T4, a izbijena $\alpha$ u T2. Nagib tri definirana pravca je $1/A(^{12}\text{C})$ , pravac označen crvenom bojom ima odsječak na $\tilde{E}$ jednak $7.162$ MeV ( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ), s plavom je označen odsječak s $7.162$ MeV + $4.439$ MeV ( $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ ), a sa zelenom $7.162$ MeV + $4.439$ MeV + $4.439$ MeV ( $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ ). . . . .	97
3.16. Ovisnosti $Q$ vrijednosti reakcije $^{16}\text{O}+^{12}\text{C} \rightarrow \alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ o promjeni polarnog kuta detektirane $\alpha$ čestice, $\theta_\alpha$ u T2, u kombinaciji teleskopa T4-T2. S pravokutnicima različitih boja su prikazani grafički rezovi (vidi tekst). . .	98
3.17. $Q$ vrijednost reakcije $^{16}\text{O}+^{12}\text{C} \rightarrow \alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , kad je $^{12}\text{C}$ detektiran u T4, a $\alpha$ čestica u T2. Iznad vrhova spektra označene su $Q$ vrijednosti reakcije ovisno o stanju $^{12}\text{C}$ u kojem se jezgra nalazila, nakon raspada $^{24}\text{Mg}$ . U gornjem dijelu spektra, s brojevima od 0 do 5, je označeno nekoliko pobuđenih stanja $^{12}\text{C}$ , dok su u tablici, na lijevoj strani spektra, popisani položaji te spin i paritet tih stanja. . . . .	99
3.18. Spektri relativnih energija reakcije $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{12}\text{C}$ , gdje je $E_{12}$ relativna energija gibanja između $^{12}\text{C}$ , detektiranog u T4 i $\alpha$ čestice, detektirane u svim ostalim teleskopima na srednjim i stražnjim kutevima, $E_{13}$ između detektiranog i nedetektiranog $^{12}\text{C}$ , a $E_{23}$ između $\alpha$ čestice i nedetektiranog $^{12}\text{C}$ . . . . .	100

3.19. Spektri relativnih energija reakcije $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{12}\text{C}$ , gdje je $E_{12}$ relativna energija gibanja između $^{12}\text{C}$ , detektiranog u T4 i $\alpha$ čestice, detektirane u T2, $E_{13}$ između detektiranog i nedetektiranog $^{12}\text{C}$ , a $E_{23}$ između $\alpha$ čestice i nedetektiranog $^{12}\text{C}$ . Crvenom bojom su označeni događaji koji bi mogli odgovarati raspadu $^{24}\text{Mg}$ u $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ kanal. . . . .	101
3.20. Energija pobuđenja jezgre $^{16}\text{O}$ u $\alpha+^{12}\text{C}$ kanalu, u kombinaciji teleskopa T4-T2 (lijeva strana) i T4-T5 (desna strana). . . . .	102
3.21. Spektri relativnih energija reakcije $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{12}\text{C}^*$ , gdje je $E_{12}$ relativna energija gibanja između $^{12}\text{C}$ , detektiranog u T4 i $\alpha$ čestice, detektirane u T2, $E_{13}$ između detektiranog i nedetektiranog $^{12}\text{C}$ , a $E_{23}$ između $\alpha$ čestice i nedetektiranog $^{12}\text{C}$ . Plavom bojom su označeni događaji koji bi mogli odgovarati raspadu $^{24}\text{Mg}$ u $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ kanal. . . . .	103
3.22. Spektri relativnih energija reakcije $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{12}\text{C}^*$ , gdje je $E_{12}$ relativna energija gibanja između $^{12}\text{C}^*$ , detektiranog u T4 i $\alpha$ čestice, detektirane u T2, $E_{13}$ između detektiranog i nedetektiranog $^{12}\text{C}^*$ , a $E_{23}$ između $\alpha$ čestice i nedetektiranog $^{12}\text{C}^*$ . Zelenom bojom su označeni događaji koji bi mogli odgovarati raspadu $^{24}\text{Mg}$ u $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ kanal. . . . .	104
3.23. Energija pobuđenja jezgre $^{24}\text{Mg}$ u $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ kanalu, kad je u T4 detektiran $^{12}\text{C}$ , a u T2 $\alpha$ čestica. Crveni spektar označuju reakciju u kojoj su sve čestice u izlaznom kanalu u svom osnovnom stanju, dok narančasta krivulja opisuje pozadinu. Plavi spektar opisuje reakciju u kojoj je jedan od $^{12}\text{C}$ u svom prvom pobuđenom stanju, a tirkizna krivulja opisuje pozadinu tog spektra. Zeleni spektar označuju stanja detektirana u reakciji u kojoj su oba $^{12}\text{C}$ , detektirani i nedetektirani, u svom prvom pobuđenom stanju, dok ljubičasta krivulja označuje pozadinu tog spektra. Sivim iscrtkanim linijama su dane ovisnosti krivulje efikasnosti detekcije o $E_x(^{24}\text{Mg})$ , dok brojevi označuju maksimalnu vrijednost efikasnosti detekcije. . . . .	105
4.1. Ovisnost $E_x(^{24}\text{Mg})$ o $E_{det}$ $\alpha$ čestice (crne točke) za ukupno 800 piksela detektorskog postava. . . . .	115
4.2. Ovisnost $E_x(^{24}\text{Mg})$ o $E_{det}$ $\alpha$ čestice (crne točke), koja je prilagođena na izraz 4.3 (crvena krivulja) za jedan piksel teleskopa na $0^\circ$ , koji pokriva kuteve od $-5^\circ$ do $5^\circ$ . . . . .	116

4.3. Ovisnost $E_x(^{24}\text{Mg})$ o $\theta_{cm}(^{24}\text{Mg})$ za teleskop na $0^\circ$ . . . . .	116
4.4. Spektar $E_x(^{24}\text{Mg})$ , dobiven detekcijom događaja u teleskopu na $0^\circ$ , na najvišoj energiji snopa, za dio podataka. Spektar nije korigiran za efikasnost. . . . .	117
4.5. Prikaz dva događaja raspršenja $^{20}\text{Ne}$ na $^4\text{He}$ nastalih na manjim i većim udaljenostima od Havar folije. Gornja slika prikazuje kako je prostorni kut kojeg pokriva teleskop na $0^\circ$ značajno veći za događaje raspršenja bliže teleskopu. Donja slika prikazuje rez na događaje (iscrtkane kružnice) u teleskopu, čime se definira maksimalni kut raspršenja, konstantan za sve događaje, neovisno o tome gdje se dogodilo raspršenje u plinu u komori. . . . .	118
4.6. Crnom bojom je prikazan normalizirani spektar dobiven na najvišoj energiji snopa <i>Legnaro</i> eksperimenta, dok je plavom bojom prikazan spektar iz Ganil mjerenja [104]. . . . .	120
4.7. Crnom bojom je prikazan normalizirani spektar dobiven na najvišoj energiji snopa <i>Legnaro</i> eksperimenta, crvenom bojom onaj dobiven na srednjoj energiji snopa, dok je spektar dobiven na najnižoj energiji snopa prikazan zelenom bojom. . . . .	120
4.8. Spektri za tri različite energije snopa sa slike 4.7 na kojima su označena područja slobodna od neelastičnog doprinosa, crno područje za najvišu energiju snopa, crveno za srednju, a zeleno za najnižju energiju snopa. Na slici su prikazani i brojevi od 1 do 22, koji označavaju dio vrhova. . . . .	122
4.9. Spektar $E_x(^{24}\text{Mg})$ iz Abeggovog i Davisovog članka [93], izmjeren na kutu $\theta_{cm} = 168^\circ$ . . . . .	124

- 4.10. (a) Prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  iz Abeggovog i Davisovog članka (crne točke) [93], za područje energije koje odgovara onome dobivenom u *Legnaro* eksperimentu na najnižoj energiji snopa. Prilikom računa prilagodbe R-matricom, najčešće su vrijednosti položaja te spina pojedinog stanja uzete iz Abeggovog i Davisovog članka, dok su se varirale vrijednosti parcijalne širine  $\alpha$  kanala, te je dodan  $p$  i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  kanal, ako se vrijednost  $\chi^2/N$  prilagodbe R-matricom poboljšavala dodavanjem tih kanala raspada. (b) Prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  spektra dobivenog u *Legnaro* eksperimentu (crne točke) na najnižoj energiji snopa, pri čemu su korišteni parametri dobiveni iz prilagodbe R-matricom na spektar (a), uzimajući u obzir i eksperimentalnu rezoluciju *Legnaro* mjerenja. . . . . 125
- 4.11. Prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  spektra dobivenog u *Legnaro* eksperimentu (crne točke) na najnižoj energiji snopa. . 127
- 4.12. Prilagodba R-matricom (crvena linija) na podatke  $E_x(^{24}\text{Mg})$  spektra dobivenog u *Legnaro* eksperimentu (crne točke) na srednjoj energiji snopa. . 129
- 5.1. Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , izmjerene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}\alpha)\alpha$ , kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom stanju, u radu Kelly *et al.* [92]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenu u *Catania* mjerenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerenja, je jednaka za oba spektra. . . . . 133
- 5.2. Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , kad je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom stanju, u radu Diffenderfer *et al.* [91]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* mjerenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerenja, je jednaka za oba spektra. . . . . 135

- 5.3. Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne}\alpha)\alpha$ , kad je  $^{20}\text{Ne}^*$  u svom prvom pobuđenom stanju, u radu Kelly *et al.* [92]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* mjerenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerenja, je jednaka za oba spektra. . . . . 136
- 5.4. Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , kad je  $^{20}\text{Ne}^*$  u svom prvom pobuđenom stanju, u radu Diffenderfer *et al.* [91]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* mjerenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerenja, je jednaka za oba spektra. . . . . 137
- 5.5. Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne}\alpha)\alpha$ , kad je  $^{20}\text{Ne}^{**}$  u svom drugom pobuđenom stanju, u radu Kelly *et al.* [92]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* mjerenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerenja, je jednaka za oba spektra. . . . . 138
- 5.6. Gornji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$   $E_x(^{24}\text{Mg})$ , opažene u reakciji  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)^{24}\text{Mg}^*$ , kad je  $^{20}\text{Ne}^*$  u svom drugom pobuđenom stanju, u radu Diffenderfer *et al.* [91]. Donji spektar prikazuje energiju pobuđenja jezgre  $^{24}\text{Mg}$ , dobivene u *Catania* mjerenju. Crne linije, označene brojevima, povezuju ona pobuđena stanja  $^{24}\text{Mg}$  koja se preklapaju u oba mjerenja. Skala x-osi, tj.  $E_x(^{24}\text{Mg})$ , prikazana na dnu spektra *Catania* mjerenja, je jednaka za oba spektra. . . . . 139
- 5.7. Spektar energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , opažen u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , gdje je  $^{20}\text{Ne}$  u svom osnovnom, prvom i drugom pobuđenom stanju. Strelice označavaju položaj tri stanja na 16.30 MeV, 16.55 MeV i 16.84 MeV u energiji pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  [106]. . . . . 141

- 5.8. S-faktor procesa fuzije  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$  i  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$  dobiven u Spillane *et al.* [24] mjerenju, kao i rezultati nekih prijašnjih mjerenja (gornja dva spektra), uspoređeni sa spektrom energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenog u kanalu  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , iz *Catania* mjerenja (donji spektar). . . . . 142
- 5.9. Energija pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , iz rada Gobbi *et al.* [109], opažena u kanalima  $\alpha+^{20}\text{Ne}$  (gornji spektar),  $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$  (srednji spektar) i  $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$  (donji spektar). . . . . 148
- 5.10. S-faktor reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  dobiven u radu Mazarakis *et al.* [21] (najviši spektar) i Patterson *et al.* [20] (srednji spektar), uspoređen sa spektrom energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  iz *Catania* mjerenja (donji spektar). Crne linije označuju stanja koja se preklapaju u ovim mjerenjima. . . . . 150
- 5.11. Spektri energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , detektirani u kanalu  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , kad događaji odgovaraju pravoj  $Q$  vrijednosti (slika 3.17) reakcije  $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}\rightarrow\alpha+^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  (plavi spektar), te kad događaji zadovoljavaju uvjet da je  $Q$ -vrijednost pomaknuta, izvan vrha  $Q_0$ , tako da je veća od -6 MeV (lijevi spektar, crvena krivulja) i događaji koji zadovoljavaju da je  $Q$  vrijednost veća od -11 MeV i manja od -8 MeV (desni spektar, crvena krivulja). . . . 151
- 5.12. Udarni presjek reakcije  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  dobiven u radu Erb *et al.* [22], uspoređen sa spektrom energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$  iz *Catania* mjerenja (donji spektar). Crne linije označuju stanja koja se preklapaju u ovim mjerenjima. . . . . 152
- 5.13. Usporedba spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenih u radu Freer *et al.* [81], na energijama snopa 115 MeV (gornji spektar), 85 MeV (srednji spektar) te *Catania* mjerenja (donji spektar). Crne linije označuju stanja koja se preklapaju u ovim mjerenjima. . . . . 153
- 5.14. Usporedba spektra energije pobuđenja  $^{24}\text{Mg}$ , dobivenih u radu Costanzo *et al.* [94] (gornji spektar) te *Catania* mjerenja (donji spektar). Crne linije označuju stanja koja se preklapaju u ovim mjerenjima. . . . . 154
- 5.15. Usporedba spektara  $E_x(^{24}\text{Mg})$  dobivenih (a) u *Legnaro* mjerenju, za najvišu energiju snopa (crna krivulja), te (b) u *Catania* mjerenju (crvena krivulja). Iscrtkane crte, označene brojevima, povezuju najvjerojatnije ista stanja koja se opažaju i u *Legnaro* i u *Catania* mjerenju. . . . . 157





# Popis tablica

---

2.1.	Karakteristike detektorskog postava <i>Catania</i> eksperimenta. . . . .	30
2.2.	Karakteristike detektorskog postava <i>Legnaro</i> eksperimenta. . . . .	31
2.3.	Položaj i <i>FWHM</i> vrhova spektra energije pobuđenja $^{24}\text{Mg}$ označenih na slici 2.20 te položaj i određeni spin stanja iz tablice [73] koji odgovaraju onima detektiranim u ovom mjerenju. . . . .	50
2.4.	Položaj i <i>FWHM</i> vrhova spektra energije pobuđenja $^{20}\text{Ne}$ označenih na slici 2.23, te položaji i spinovi stanja, navedenih u literaturi [76] koji odgovaraju onima detektiranim u ovom mjerenju. . . . .	53
3.1.	Energije praga raspada, $E_{th}$ $^{24}\text{Mg}$ . . . . .	67
3.2.	Položaj i <i>FWHM</i> vrhova spektra energije pobuđenja $^{24}\text{Mg}$ označenih na slikama 3.5, 3.7 i 3.9, kad je u T4 detektirana $\alpha$ iz raspada, a u T2 izbijena $\alpha$ . Crvenom bojom su označeni vrhovi kanala $\alpha+^{20}\text{Ne}$ , plavom $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ , a zelenom $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . . . . .	78
3.3.	Odstupanja izmjerenih $Q_0$ , $Q_1$ i $Q_2$ vrijednosti od izračunatih za svaki par $T$ . . . . .	79
3.4.	Omjer grananja $\Gamma_{2+/0+}$ i $\Gamma_{4+/2+}$ stanja detektiranih u kombinaciji s teleskopima T4-T2 te srednje vrijednosti tih omjera grananja za pojedine vrhove koji se pojavljuju u više kombinacija teleskopa. . . . .	88
3.5.	Vrhovi koji se preklapaju u svim izmjerenim kombinacijama teleskopa za kanal $\alpha+^{20}\text{Ne}$ . . . . .	89
3.6.	Vrhovi koji se preklapaju u svim izmjerenim kombinacijama teleskopa za kanal $\alpha+^{20}\text{Ne}^*$ . . . . .	90
3.7.	Vrhovi koji se preklapaju u svim izmjerenim kombinacijama teleskopa za kanal $\alpha+^{20}\text{Ne}^{**}$ . . . . .	91

3.8. Ovisnost kutnog momenta okružnica konačnog stanja, $l_{gi}$ i nagiba pruga u $\theta^*$ - $\psi$ ravnini o promjeni parametra $r_0$ i $J$ . . . . .	92
3.9. Položaj i <i>FWHM</i> vrhova spektra energije pobuđenja $^{16}\text{O}$ označenih na slici 3.20 te podaci iz literature [99] koji odgovaraju onima detektiranim u ovom mjerenju. . . . .	102
3.10. Položaj i <i>FWHM</i> vrhova spektra energije pobuđenja $^{24}\text{Mg}$ , označenih na slici 3.23, kad je u T4 detektiran $^{12}\text{C}$ , a u T2 $\alpha$ ( <b>T4-T2</b> ). Crvenom bojom su označeni vrhovi kanala $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , plavom $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*$ , a zelenom $^{12}\text{C}^*+^{12}\text{C}^*$ . . . . .	106
3.11. Usporedba izmjerenih vrijednosti pobuđenih stanja $^{24}\text{Mg}$ , u kombinaciji teleskopa T3-T5, kao i u kombinaciji teleskopa T4-T2, te rezultata dobivenih za $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ , u kombinaciji teleskopa T3-T4. . . . .	108
3.12. Omjer grananja $\Gamma_{2+/0+}$ i $\Gamma_{2+2+/2+}$ stanja detektiranih u kombinaciji s teleskopima T3-T5. . . . .	110
3.13. Omjer grananja $\Gamma_{2+/0+}$ i $\Gamma_{2+2+/2+}$ stanja detektiranih u kombinaciji s teleskopima T4-T2. . . . .	111
4.1. Karakteristike pojedinog segmenta mjerenja <i>Legnaro</i> eksperimenta. . . . .	119
4.2. Kanali raspada $^{24}\text{Mg}$ te odgovarajuće energije praga raspada tih kanala. . . . .	123
4.3. Parametri opaženih stanja $^{24}\text{Mg}$ , izmjerenih na najnižoj energiji snopa, u <i>Legnaro</i> mjerenju, dobiveni prilagodbom R-matricom te usporedba s Abegg i Davisovim podacima [93]. . . . .	128
4.4. Parametri opaženih stanja $^{24}\text{Mg}$ , izmjerenih na srednjoj energiji snopa, u <i>Legnaro</i> mjerenju, dobiveni prilagodbom R-matricom te usporedba s Abegg i Davisovim podacima [93]. . . . .	130
5.1. Omjer grananja te spinovi stanja u $^{24}\text{Mg}$ . Tablica iz članka L. K. Fifield, R. W. Zurmuhle i D. P. Balamuth [108]. . . . .	147
5.2. Omjer grananja te spinovi stanja u $^{24}\text{Mg}$ . Tablica iz članka Gobbi <i>et al.</i> [109]. . . . .	147

# Životopis

---

Vedrana Tokić je rođena 1984. godine, u Derventi, Bosna i Hercegovina. Osnovnu i srednju školu završava u Zagrebu. 2010. godine je diplomirala na Fizičkom odsjeku Prirodoslovno-matematičkog fakulteta s radom "*Rezonantni procesi sustava  ${}^6\text{Li} + \alpha$  i struktura jezgre  ${}^{10}\text{B}$* ", pod vodstvom mentora dr.sc. Nevena Soića. Iste godine postaje suradnik na projektu Hrvatske zaklade za znanost "Experimental nuclear physics inputs for thermonuclear runaway", u okviru programa EuroGENESIS Europske znanstvene fundacije. 2011. godine upisuje Doktorski studij fizike, smjer Nuklearna fizika. 2013. godine postaje asistent u Laboratoriju za nuklearnu fiziku, Zavoda za eksperimentalnu fiziku, Instituta Ruđer Bošković.

Tijekom svog doktorskog studija, Vedrana je sudjelovala na mnogim eksperimentima, većinom onima čiji cilj je bilo proučavanje lakih jezgri, na postrojenjima INFN-LNL i INFN-LNS u Italiji, GANIL i IPN-Orsay u Francuskoj te Institutu Ruđer Bošković, kao i mjerenjima s PRISMA spektrometrom, u INFN-LNL-u, radi proučavanja reakcija prijenosa više nukleona. Vedrana je sudjelovala na nekoliko znanstvenih konferencija gdje je imala ili usmena izlaganja ili poster s kratkim usmenim izlaganjem. Vedrana je 2015. godine bila stipendist zaklade British Scholarship Trust, te je provela 2 mjeseca na Sveučilištu u Birminghamu, pod vodstvom prof. M. Freera, te je također dobitnik Voya Kondic nagrade za tu godinu.

Vedranino glavno područje istraživanja su nuklearne reakcije s lakim jezgrama, reakcije od astrofizičkog značaja te struktura lakih jezgri.

## **Bibliografija objavljenih radova:**

1. J. Walshe, M. Freer, C. Wheldon, A. Soylu, N. L. Achouri, N. I. Ashwood, W. N. Catford, I. C. Celik, N. Curtis, F. Delaunay, B. Fernández-Domínguez, L. Grassi, Tz. Kokalova, F. M. Marqués, N. A. Orr, L. Prepolec, V. Scuderi, N. Soić, and V.

Tokić

- Experimental study of high-lying states in  $^{28}\text{Mg}$  using the resonant elastic scattering of  $\alpha$  particles*, Physical Review C 94 (2016) 054304
2. T. Mijatović, S. Szilner, L. Corradi, D. Montanari, S. Courtin, E. Fioretto, A. Gadea, A. Goasduff, F. Haas, D. Jelavić Malenica, G. Montagnoli, G. Pollarolo, L. Prepolec, F. Scarlassara, N. Soić, A.M. Stefanini, V. Tokić, C.A. Ur, J.J. Valiente-Dobon  
*Pairing Correlation Study in the  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$  Multinucleon Transfer Reaction*, Acta physica Polonica B. 46 (2015) 439-442
  3. L. Grassi, J. Forneris, D. Torresi, L. Acosta, A. Di Pietro, P. Figuera, M. Fisichella, V. Grilj, M. Jakšić, M. Lattuada, T. Mijatović, M. Milin, L. Prepolec, N. Skukan, N. Soić, V. Tokić, M. Uroić  
*Study of the inter-strip gap effects on the response of Double Sided Silicon Strip Detectors using proton micro-beams*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 767 (2014) 99-111
  4. M. Freer, N.I. Ashwood, N. Curtis, A. Di Pietro, P. Figuera, M. Fisichella, L. Grassi, D. Jelavić Malenica, Tz. Kokalova, M. Koncul, T. Mijatović, M. Milin, L. Prepolec, V. Scuderi, N. Skukan, N. Soić, S. Szilner, V. Tokić, D. Torresi, C. Wheldon  
*Analysis of states in  $^{13}\text{C}$  populated in  $^9\text{Be} + ^4\text{He}$  resonant scattering*, Physical Review C 84 (2011) 034317
  5. V. Tokić, N. Soić, S. Blagus, S. Fazinić, D. Jelavić-Malenica, Đ. Miljanić, L. Prepolec, N. Skukan, S. Szilner, M. Uroić, M. Milin, A. Di Pietro, P. Figuera, M. Fisichella, M. Lattuada, V. Scuderi, E. Strano, D. Torresi, N.I. Ashwood, N. Curtis, M. Freer, V. Ziman, I. Martel, A.M. Sanchez-Benitez, L. Acosta  
*Study of  $^{24}\text{Mg}$  resonances relevant for carbon burning nucleosynthesis*, Seventh European Summer School on Experimental Nuclear Astrophysics: Proceedings of the International Conference, American Institute of Physics (AIP), AIP Conference Proceedings Series 1595 (2014) 248-250
  6. V. Tokić, N. Soić, S. Blagus, S. Fazinić, D. Jelavić-Malenica, Đ. Miljanić, L. Pre-

polec, N. Skukan, S. Szilner, M. Uroić, M. Milin, A. Di Pietro, P. Figuera, M. Fisichella, M. Lattuada, V. Scuderi, E. Strano, D. Torresi, N.I. Ashwood, N. Curtis, M. Freer, V. Ziman, I. Martel, A.M. Sanchez-Benitez, L. Acosta

*Study of  $^{24}\text{Mg}$  resonances relevant for carbon burning nucleosynthesis*, V Tokić 2013  
Journal of Physics: Conference Series. 436 (2013) 012074

7. V. Tokić, N. Soić, S. Blagus, S. Fazinić, D. Jelavić-Malenica, Đ. Miljanić, L. Prepolec, N. Skukan, S. Szilner, M. Uroić, M. Milin, A. Di Pietro, P. Figuera, M. Fisichella, M. Lattuada, V. Scuderi, E. Strano, D. Torresi, N.I. Ashwood, N. Curtis, M. Freer, V. Ziman, I. Martel, A.M. Sanchez-Benitez, L. Acosta

*Study of  $^{24}\text{Mg}$  resonances relevant for carbon burning nucleosynthesis*, Nuclear Structure and Dynamics '09: Proceedings of the International Conference, American Institute of Physics (AIP), AIP Conference Proceedings Series 1165 (2012) 287-288