

**FIZIČKI FAKULTET  
UNIVERZITET U BEOGRADU**

**VLADIMIR UDOVIČIĆ**

**PRINOSI NUKLEARNIH REAKCIJA LAKIH JONA U  
PLAZMI IMPULSNIH ELEKTRIČNIH PRAŽNJENJA**

**DOKTORSKA DISERTACIJA**

**NISKOFONSKA LABORATORIJA  
ZA NUKLEARNU FIZIKU,  
INSTITUT ZA FIZIKU, BEOGRAD**

**BEOGRAD, 2006.**

## **SADRŽAJ**

***UVOD.....4***

***1. TEORIJSKI MODELI.....7***

**1.1. TEORIJA NASTANKA I RAZVOJA PLAZME U PLAZMA FOKUSU.....7**

1.1.1. FAZA AKSIJALNOG UBRZAVANJA (MODEL SNEŽNOG PLUGA).....11

1.1.2. FAZA RADIJALNOG SAŽIMANJA.....15

1.2. TEORIJE UBRZAVANJA LAKIH JONA U PLAZMA FOKUSU.....21

**1.3. MEHANIZMI PRODUKCIJE NEUTRONA U PLAZMA FOKUSU.....25**

1.3.1. OPŠTE KARAKTERISTIKE TERMONUKLEARNIH REAKCIJA.....25

1.3.2. ODREĐIVANJE BRZINE TERMONUKLEARNIH REAKCIJA.....28

1.3.3. TERMONUKLEARNI MODEL I MODEL SNOP-META (BEAM-TARGET).35

1.4. MEHANIZMI REAKCIJE  $^7\text{Li}(\text{p},\alpha)^4\text{He}$ .....39

***2. EKSPERIMENTALNI METODI KORIŠĆENI U OVOM RADU.....47***

2.1. TEHNIKE I METODE DETEKCIJE ČESTICA JONIZUJUĆEG ZRAČENJA  
ORGANSKIM SCINTILATORIMA.....47

2.2. ČVRSTI DETEKTORI TRGOVA; PRINCIPI DETEKCIJE I PRIMENE.....57

2.3. MERENJE STRUJE PLAZME NASTALE IMPULSNIM ELEKTRIČNIM  
PRAŽNJENJIMA.....61

### **3. EKSPERIMENTI I DOBIJENI REZULTATI.....63**

3.1. OPIS UREĐAJA PLAZMA FOKUS IZ NISKOFONSKE LABORATORIJE, INSTITUTA ZA FIZIKU U ZEMUNU.....	64
3.2. OPTIMIZACIJA UREĐAJA PLAZMA FOKUS.....	68
<u>3.3. EKSPERIMENTI SA DEUTERIJUMOM KAO RADNIM GASOM.....70</u>	
3.3.1. MERENJE FLUKSA I ENERGIJE DEUTERONA U INTERVALIMA ENERGIJE KONDENZATORSKE BATERIJE OD 1-20 kJ.....	70
3.3.2. DISKRIMINACIJA I UGAONA DISTRIBUCIJA POZITIVNIH ČESTICA EMITOVAJIH IZ DEUTERIJUMSKOG PLAZMA FOKUSA.....	74
3.3.3. ANALIZA VRUĆIH TAČAKA U DEUTERIJUMSKOM PLAZMA FOKUSU.77	
3.3.4. MERENJA UGAONE DISTRIBUCIJE NEUTRONA EMITOVAJIH IZ DEUTERIJUMSKOG PLAZMA FOKUSA.....	80
<u>3.4. EKSPERIMENTI SA VODONIKOM KAO RADNIM GASOM.....84</u>	
3.4.1. UBRZAVANJE PROTONA U VODONIČNOM PLAZMA FOKUSU.....84	
3.4.2. UGAONA DISTRIBUCIJA PROTONA EMITOVAJIH IZ VODONIČNOG PLAZMA FOKUSA.....	86
3.4.3. MERENJE FLUKSA I ENERGIJE AKSIJALNIH PROTONA EMITOVAJIH IZ VODONIČNOG PLAZMA FOKUSA.....	88

<b>4. ANALIZA EKSPERIMENTALNIH REZULTATA.....</b>	<b>90</b>
4.1. KORELACIJA OSNOVNIH PARAMETARA PLAZMA FOKUSA I PRINOSA NEUTRONA.....	91
4.2. MEHANIZAM PRODUKCIJE NEUTRONA U DEUTERIJUMSKOM PLAZMA FOKUSU NA OSNOVU DOBIJENIH EKSPERIMENTALNIH REZULTATA.....	93
4.3. PRINOS REAKCIJE $^7\text{Li}(\text{p},\alpha)^4\text{He}$ U VODONIČNOM PLAZMA FOKUSU.....	96
4.4. AKTUELNA ISTRAŽIVANJA I PERSPEKTIVE UREĐAJA PLAZMA FOKUS.....	97
<b>ZAKLJUČAK.....</b>	<b>99</b>
<b>LITERATURA.....</b>	<b>100</b>

## **UVOD**

Kontrolisana termonuklearna fuzija predstavlja u poslednjih pedesetak godina veliki izazov za istraživače. Glavni cilj, a ujedno i osnovni problem je postizanje uslova za paljenje plazme i s tim u vezi izgradnja ekonomičnog i ekološki prihvatljivog reaktora. Parametar koji karakteriše uslov paljenja je proizvod  $R = n\tau_E T_i$  (reaktivnost plazme), gde je  $n$  koncentracija jona plazme,  $\tau_E$  vreme održavanja (konfiniranja) i  $T_i$  temperatura jona u plazmi, a čija vrednost mora biti veća od  $3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}\text{s keV}$ . Vremenom su se razvili razni uređaji za magnetno konfiniranje plazme na osnovu dva različita pristupa. U prvu grupu uređaja spadaju jakostrujna impulsna električna pražnjenja praćena pinč-efektom u različitim geometrijama (linearni ili z-pinč, toroidalni pinč, teta-pinč, plazma fokus, ...). Druga grupa uređaja se zasniva na upotrebi raznih magnetnih klopki, kod kojih se magnetna polja potrebna za konfiniranje plazme postižu spoljašnjim strujama (uređaj sa minimumom- $\mathbf{B}$ , stelarator, tokamak, ...). S obzirom na dostignute vrednosti parametra  $R$ , ocenjuje se i uspešnost gore pomenutih uređaja u smislu eventualnih kandidata za neki budući fuzioni reaktor.

Tema ovog rada jesu upravo uređaji u kojima se generiše fuziona plazma u impulsnim električnim pražnjenjima, preciznije jedan od njih a to je plazma fokus. U okviru Niskofonske laboratorije, Instituta za fiziku u Zemunu već nekih desetak godina sa dosta uspeha rade se eksperimentalna i teorijska istraživanja na plazma fokusu projektovanom i izgrađenom u Institutu za fiziku, Zemun. Sam uređaj omogućava, kada je radni gas deuterijum, ulazne energije do maksimalno 36 kJ pri kojoj se dobijaju neutronski prinosi do  $10^9$  neutrona po impulsu. U ovom radu akcenat je na nuklearnom aspektu svih procesa koji se dešavaju u plazma fokusu u relativno malim prostorno-vremenskim koordinatama.

U prvom delu disertacije dati su svi važniji teorijski modeli koji opisuju nastanak i razvoj plazme u plazma fokusu, zatim mehanizme ubrzavanja lakih jona do MeV-skih energija i konačno same nuklearne reakcije, to jest načini kako do njih dolazi i kakvi su svi izlazni kanali mogući. U slučaju deuterijuma kao radne sredine, to su D-D fuzione reakcije dok se u vodoniku kao radnom gasu, uz izbor odgovarajućih meta proučavaju  $(p,\alpha)$  nuklearne reakcije.

U sledećem poglavljtu dat je prikaz najbitnijih eksperimentalnih metoda korišćenih u seriji eksperimenata koji su opisani u posebnom delu. Uz opis svakog eksperimenta prikazani su i svi dobijeni rezultati.

Na kraju je urađena analiza dobijenih eksperimentalnih rezultata i uz teorije iz prvog dela rada, ponudeni su neki odgovori na pitanja koja i danas ostaju otvorena a vezana su za procese u plazma fokusu.

Objavljeni radovi koji stoje u osnovi ove doktorske disertacije su:

- R. Antanasijević, A. Dragić, D. Joksimović, Z. Marić, D. Šević, Ž. Todorović, V. Udovičić,  
*Analysis of hot spots in deuterium plasma focus with SSNTD*, Radiation Measurements 28, 241-243 (1997).
- R. Antanasijević, J. Vuković, D. Šević, D. Joksimović, A. Dragić, V. Udovičić, J. Purić, M. Ćuk,  
*Angular distribution of positive particles emitted from deuterium plasma focus*, Radiation Measurements 28, 245-248 (1997).
- R. Antanasijević, I. Aničin, I. Bikit, R. Banjanac, A. Dragić, D. Joksimović, D. Krmpotić, V. Udovičić, J. Vuković, *Radon measurements during the building of a low-level laboratory*, Radiation Measurements 31, 371-374 (1999).
- R. Antanasijević, Z. Marić, R. Banjanac, A. Dragić, J. Stanojević, D. Đorđević, D. Joksimović, V. Udovičić, J. Vuković, *Measurement of angular distribution of neutrons emitted from plasma focus using NTD*, Radiation Measurements 31, 443-446 (1999).
- R. Antanasijević, R. Banjanac, A. Dragić, Z. Marić, J. Stanojević, V. Udovičić, J. Vuković,  
*Beam acceleration in plasma focus device*, Radiation Measurements 34, 615-616 (2001).
- R. Antanasijević, R. Banjanac, A. Dragić, D. Joković, D. Joksimović, Z. Marić, B. Panić, V. Udovičić, J. P. Vigier, *Electrical discharges in air*, Physics Letters A 306, 88-90 (2002).
- R. Antanasijević, Z. Marić, R. Banjanac, A. Dragić, D. Joković, D. Joksimović, B. Grabež, V. Udovičić, D. Đorđević, J. Stanojević, J. Vuković, *Angular distribution of protons emitted from the hydrogen plasma focus*, Radiation Measurements 36, 327-328 (2003)
- A. Dragić, R. Banjanac, V. Udovičić, D. Joković, I. Aničin, J. Puzović, *Comparative study of power spectra of ground and shallow underground muon data*, Int. Journal of Modern Physics A 20, 6953-6955 (2005).
- R. Banjanac, V. Udovičić, B. Grabež, B. Panić, Z. Marić, A. Dragić, D. Joković, D. Joksimović, I. Aničin, *Flux and energy distribution of axial protons emitted from the hydrogen plasma focus*, Radiation Measurements 40, 483-485 (2005).

I. Aničin, R. Banjanac, A. Dragić, D. Joković, V. Udovičić, *Investigation of the uranium solubility and absorption*, Physica Scripta T118, 39-40 (2005).

D. Joković, R. Banjanac, A. Dragić, V. Udovičić, B. Panic, I. Aničin, J. Puzović, *Continuous monitoring of environmental radioactivity in Belgrade*, Recent Advances in Multidisciplinary Applied Physics, editor A. Mendez-Vilas; published by Elsevier. ISBN: 0-08-044648-5, 91-94 (2005).

## **1. TEORIJSKI MODELI**

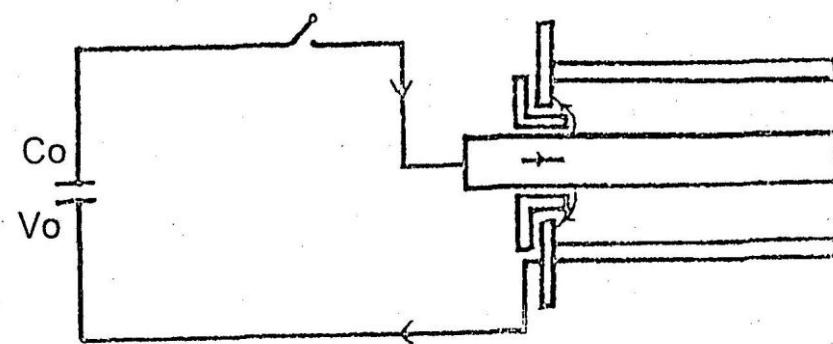
U prvoj glavi ove disertacije opisani su svi važniji teorijski modeli koji objašnjavaju nastanak i razvoj plazme u plazma fokusu, zatim mehanizme ubrzavanja lakih jona do MeV-skih energija i konačno same nuklearne reakcije, to jest načini kako do njih dolazi i kakvi su svi izlazni kanali mogući. U slučaju deuterijuma kao radne sredine, to su D-D fuzione reakcije dok se u vodoniku kao radnom gasu, uz izbor odgovarajućih meta proučavaju ( $p,\alpha$ ) nuklearne reakcije.

### **1.1. TEORIJA NASTANKA I RAZVOJA PLAZME U PLAZMA FOKUSU**

Teorijski metodi koji se koriste u izučavanju dinamike plazme donekle su slični metodama koje se primenjuju za opisivanje dinamičke situacije kod bilo kakvog sistema sa velikim brojem čestica. Najbitnija karakteristika koja ujedno i definiše plazmu kao posebno stanje materije jeste da je to sistem velikog broja nanelektrisanih čestica čije se fizičko ponašanje određuje kolektivnom interakcijom zasnovanom na Coulomb-ovim silama. Kolektivna interakcija se manifestuje u tome što se svaka nanelektrisana čestica kreće u elektromagnetskom polju koje potiče od svih ostalih čestica, a istovremeno svojim kretanjem doprinosi indukovanim jednog opšteg elektromagnetskog polja. To je zapravo već dobro poznati problem samousaglašenog elektromagnetskog polja. U principu radi se o simultanom rešavanju jednačina kretanja svih nanelektrisanih čestica i Maxwell-ovih jednačina za električno i magnetno polje. Zbog izuzetne složenosti u rešavanju ovog problema u dinamici plazme su u primeni razni aproksimativni metodi. Najčešće se koriste orbitalni metod, hidrodinamički metod i kinetička teorija. Orbitalni metod se zasniva na proučavanju kretanja jedne čestice u poznatim poljima ("aproksimacija zadanih polja") na osnovu čega se donose zaključci o ponašanju sistema svih čestica. Ovakav pristup je dovoljan da se samo kvalitativno shvate pojave u plazmi i primenljiv je kod plazmi vrlo male gustine (do  $10^{14}$  čestica po  $m^3$ ). Neki autori [9], [10], [11] su ovaj metod koristili da bi teorijski objasnili mehanizme ubrzavanja lakih jona u plazma fokusu. O tome će biti više reči u drugom poglavlju ove glave. Kod plazmi srazmerno velikih gustina (iznad  $10^{20}$  čestica po  $m^3$ ) i srazmerno velikih kolizionih frekvenci (iznad  $10^4$   $s^{-1}$ ) ceo sistem možemo tretirati kao neprekidnu sredinu (fluid ili smešu fluida) koja ima sposobnost električne provodnosti što onda podrazumeva korišćenje jednačina dinamike neprekidne sredine. Magnetna hidrodinamika (MHD) je najjednostavniji hidrodinamički model. U tom modelu se plazma

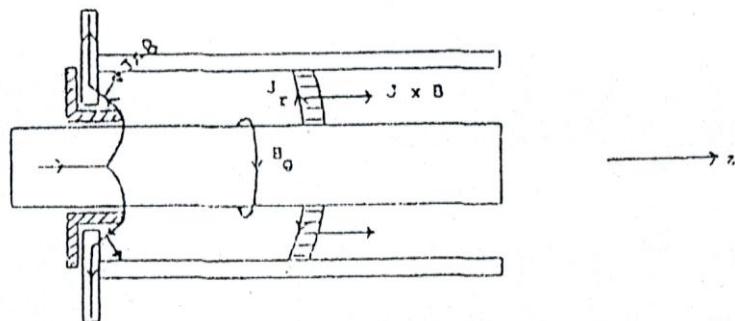
posmatra kao provodni fluid, a dinamičko stanje u njoj se opisuje uvodjenjem polja gustine, pritiska, temperature, brzine proticanja, gustine struje, električnog i magnetnog polja. U hidrodinamici običnog fluida postoji tačno određen zatvoren sistem jednačina (jednačina kontinuiteta mase fluida, Navier-Stokes-ova jednačina kretanja viskoznog fluida i karakteristična jednačina barotropnog fluida) koje su dovoljne da se odrede gustina, brzina proticanja fluida i pritisak. Zbog postojanja elektrodinamičkog člana  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  u jednačini kretanja u slučaju MHD, moraju se uvesti dodatne jednačine za određivanje  $\mathbf{j}$  i  $\mathbf{B}$ . To su generalizacija Ohm-ovog zakona za obične provodnike i Maxwell-ove elektrodinamičke jednačine. Fizički znatno realističniji su mnogokomponentni hidrodinamički modeli u kojima se plazma posmatra kao smeša fluida tako da se svaka komponenta tretira kao poseban fluid. Nastanak i razvoj plazme u uređaju plazma fokus predstavlja jedan od mnogih MHD problema od interesa za fiziku plazme i biće detaljnije razmotren u nastavku ovog poglavlja. Na ovom mestu treba pomenuti i kinetičku teoriju kao najstroži ali ujedno i najsloženiji teorijski model opisivanja sistema sa velikim brojem čestica koji se zasniva na integralima Liouville-ove jednačine, poznate iz statističke fizike. Sve u vezi osnova fizike gasne plazme može se naći u istoimenoj knjizi [1].

Uređaj plazma fokus prevashodno je nastao iz potrebe dobijanja intezivnog impulsnog izvora neutrona. Sredinom šesdesetih godina prošlog veka pojavile su se dve verzije, u osnovi istog tipa uređaja. Plazma fokus Mather-ovog tipa [2] sastoji se od dve koaksijalne cilindrične elektrode koje se nalaze u vakuumskoj komori i spajaju se sa polovima kondenzatorske baterije. Spoljašnja elektroda sastoji se od određenog broja šipki paralelnih unutrašnjoj elektrodi. Detaljan opis uređaja biće dat u poglavljju 3.1. Vakumska komora u kojoj se nalaze elektrode puni se određenim gasom do zadatog pritiska. Važan element uređaja je i izolator koji se nalazi između spoljašnje i unutrašnje elektrode na dnu komore (slika 1).



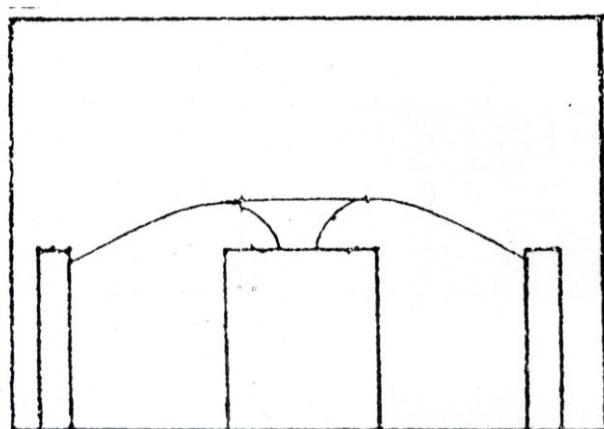
Slika 1. Trenutak trigerovanja celog sistema.

Ceo proces počinje trigerovanjem, kada varničnik spoji pozitivan kraj prethodno napunjene kondenzatorske baterije sa unutrašnjom elektrodom komore. Pri takvoj razlici potencijala između unutrašnje i spoljašnje elektrode stvaraju se uslovi za proboj koji se u ovom slučaju javlja na najkraćem rastojanju između elektroda to jest tik uz izolator. U međuelektrodnoj oblasti se uspostavlja narastajuće radikalno električno polje zahvaljujući kome dolazi do proboga gasa i do pojave jednog azimutalnog magnetnog polja. Sila  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  je usmerena duž ose elektroda i sloj u kome teče struja sabija gas gurajući ga naviše ka vrhu elektroda (slika 2).



Slika 2. Shematski prikaz faze aksijalnog ubrzavajna.

Nakon napuštanja međuelektrodne oblasti, počinje da deluje i sopstveno magnetno polje plazme pa dolazi do sažimanja u radikalnom pravcu. To je i najvažniji momenat u evoluciji plazme jer se u tom trenutku formira plazmeni stub, neka vrsta dvodimenzionog pinča koji se naziva plazma fokus (slika 3).



Slika 3. Trenutak formiranja plazmenog stuba (pinč faza).

Vrlo brzo nakon formiranja, u plazma fokusu se javljaju nestabilnosti koje dovode do kolapsa plazme (nestabilnost prekidanja). U tom procesu razaranja nastaju mesta povećane gustine i temperature plazme, tzv. vruće tačke.

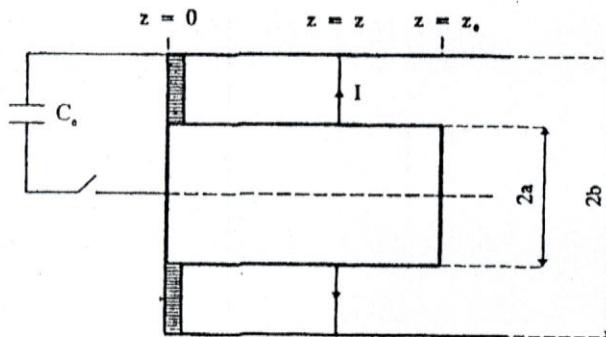
Svi prethodno pomenuti procesi grubo se mogu podeliti u dve faze: aksijalno ubrazavanje i radijalno sažimanje.

Na ovom mestu treba napomenuti da je u upotrebi i plazma fokus Filippov-ovog tipa [3], koji se od Mather-ovog razlikuje u tome što ne postoji aksijalna faza već se neposredno nakon pražnjenja formira plazmeni stub.

### 1.1.1. FAZA AKSIJALNOG UBRZAVANJA (MODEL SNEŽNOG PLUGA)

Formiranje strujnog lista i njegovo kretanje duž ose unutrašnje elektrode predstavlja dobro poznat problem u fizici plazme čije je rešenje predložio Rosenbluth razvijajući jednu relativno jednostavnu teoriju "snežnog pluga" za slučaj izotermne plazme (tzv. "M-teorija"). Polazna pretpostavka je da strujni list gura ispred sebe svu količinu radnog gasa na koju nailazi. Realno, to jeste aproksimacija ali su eksperimenti pokazali da je ona opravdana u smislu dobijanja makroskopskih veličina značajnih za ovu fazu evolucije plazme u plazma fokusu (brzina strujnog lista, oblik i intezitet signala struje, ...).

Zbog cilindrične geometrije elektroda, postavimo koordinatni sistem tako da se elektrode prostiru duž  $z$  ose a da je koordinatni početak u dnu centralne elektrode (slika 4).



Slika 4. Geometrija faze aksijalnog ubrzavanja.

U trenutku  $t$ , kada je strujni list došao do pozicije  $z$ , masa radnog gasa koju je on podigao je:

$$M = \rho_0 \{ \pi(b^2 - a^2)z \}$$

gde je  $\rho_0$  početna gustina radnog gasa,  $a$  poluprečnik unutrašnje electrode i  $b$  rastojanje centra spoljašnje elektrode od centra unutrašnje elektrode.

Ova masa je podignuta magnetnim pritiskom koji deluje na celu površinu strujnog lista u pravcu  $z$  ose. Intezitet magnetnog pritiska u trenutku  $t$ , na rastojanju  $r$  od  $z$  ose iznosi:

$$p = \frac{1}{2\mu} B^2$$

gde je  $B = \frac{\mu}{2\pi} \frac{I}{r}$ , pa je:

$$p = \frac{\mu}{8\pi^2} \frac{I^2}{r^2}$$

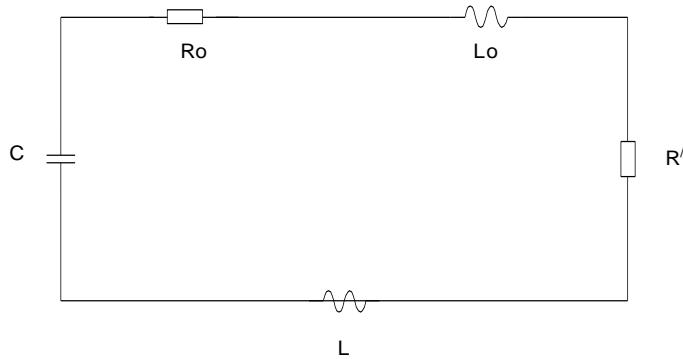
Ako se na sloj strujnog lista u položaju  $z$  primeni zakon o promeni impulsa dobijamo:

$$\frac{d}{dt} \left( M \left( \frac{dz}{dt} \right) \right) = \int_a^b p dS = \int_a^b p 2\pi r dr,$$

odnosno:

$$\frac{d}{dt} \left\{ \pi \rho_0 (b^2 - a^2) \zeta \frac{dz}{dt} \right\} = \frac{\mu I^2}{4\pi} \ln \frac{b}{a} \quad (1.1.1.1)$$

Električna shema kola za pražnjenje prikazana je na slici 5.



Slika 5. Električna shema kola za pražnjenje.

$R_o$  i  $L_o$  su otpornost i induktivnost žica koje spajaju kondenzatorsku bateriju sa komorom plazma fokusa.  $C$  je kapacitivnost kondenzatorske baterije.  $R'$  je električna otpornost plazme u komori i ona je zanemarljivo mala, a  $L$  je induktivnost komore.

Ako primenimo II Kirchoff-ov zakon na kolo za pražnjenje, zanemarivši spoljašnju otpornost kola i otpornost plazme dobijamo:

$$\frac{d}{dt} ((L_o + L)I) = V_0 - \frac{\int_0^t Idt}{C}$$

Pošto je  $L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a} z$ , jednačina kola postaje:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{V_0 - \frac{\int_0^t Idt}{C} - \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a} I \frac{dz}{dt}}{L_0 + \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a}} \quad (1.1.1.2)$$

Jednačine (1.1.1.1) i (1.1.1.2) su dve diferencijalne jednačine drugog reda gde su  $I$  i  $z$  nepoznate funkcije vremena. Radi lakše numeričke integracije ovih jednačina uvešćemo normalizovane nepoznate  $\varepsilon$ ,  $\tau$ ,  $i$ :

$$\varepsilon = \frac{z}{z_0}, \quad \tau = \frac{t}{t_0}, \quad i = \frac{I}{I_0}$$

gde su  $z_0$  dužina unutrašnje elektrode,  $t_0 = \sqrt{L_0 C}$  i  $I_0 = \frac{V_0}{\sqrt{\frac{L_0}{C}}}$ .

Sa ovako izabranom normalizacijom jednačine (1.1.1.1) i (1.1.1.2) postaju:

$$\frac{d^2 \varepsilon}{d\tau^2} = \frac{\alpha^2 i^2 - \left( \frac{d\varepsilon}{d\tau} \right)^2}{\varepsilon} \quad (1.1.1.3)$$

$$\frac{di}{d\tau} = \frac{1 - \int id\tau - \beta i \frac{d\varepsilon}{d\tau}}{1 + \beta \varepsilon} \quad (1.1.1.4)$$

gde su:

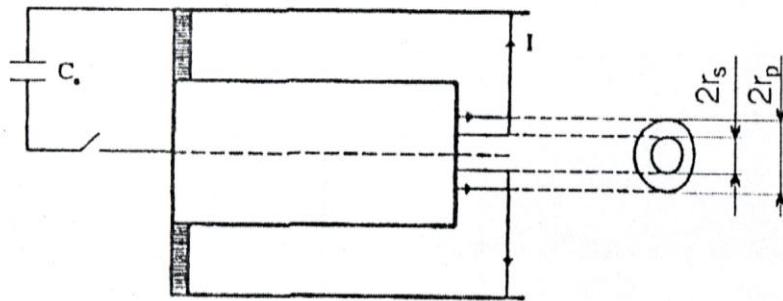
$$\alpha = \frac{t_0}{t_a}, \quad t_a = \left\{ \frac{4\pi^2 (b^2 - a^2)}{\mu \ln \frac{b}{a}} \right\}^{\frac{1}{2}} \frac{z_0 \rho_0^{\frac{1}{2}}}{I_0} \quad \text{i} \quad \beta = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{b}{a} z_0.$$

Jednačine (1.1.1.3) i (1.1.1.4), pri poznatim uslovima pražnjenja, u potpunosti opisuju vremensku zavisnost formiranja strujnog lista i vremensku zavisnost struje pražnjenja u aksijalnoj fazi.

### 1.1.2. FAZA RADIJALNOG SAŽIMANJA

Do danas nije poznat dovoljno dobar model kojim bi se proces radijalnog sažimanja teorijski opisao na zadovoljavajući način. Od interesantnih i do sada nedovoljno objašnjenih pojedinosti u ponašanju plazme u pinč fazi, spomenimo da je vreme života ove plazme znatno duže od onog što bi se očekivalo na osnovu MHD teorije. Ovo pokazuje da je moda  $m = 0$  kod plazma fokusa stabilizovana, mada odgovarajući mehanizam nije razjašnjen. Za sada je najprihvatljiviji model "udarnog pinča", koji plazmu pri njenom kretanju po vrhu centralne elektrode tretira kao udarni talas. Ovaj model je primenljiv sve do trenutka dok plazmeni udarni talas ne stigne do centra elektrode.

Pretpostavimo da po modelu "udarnog pinča", u trenutku  $t$ , magnetni pritisak koji gura plazmu deluje na površ cilindra poluprečnika  $r_s$  u odnosu na  $z$  osu (slika 6).



Slika 6. Geometrija faze radijalnog sažimanja.

Sav gas koji je prošao plazmeni udarni talas na svom putu do  $r_s$  sada se nalazi između  $r_p$  i  $r_s$ . Taj gas je termički ionizovan i nalazi se u stanju plazme. S obzirom da je brzina kojom se ovaj plazmeni udarni talas kreće dosta veća od brzine zvuka, možemo pretpostaviti da je pritisak plazme homogen po celoj zapremini plazme. Na osnovu [1] za brzine udarnog talasa dosta veće od brzine zvuka taj pritisak iznosi:

$$P = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 v_s^2$$

gde je  $v_s = \frac{dr_s}{dt}$  brzina fronta udarnog talasa, a  $\gamma$  dobro poznati odnos  $\frac{C_p}{C_v}$ .

Pritisak plazme je homogen po celoj zapremini plazme, usled toga što je brzina udarnog plazmenog fronta dosta veća od brzine zvuka. Ovaj pritisak je jednak magnetnom pritisku koji gura plazmu:

$$P = P_B, \text{ pri čemu je: } P_B = \frac{\mu I^2}{8\pi^2 r_p^2}.$$

Sledi da je:

$$v_s = \frac{dr_s}{dt} = - \left( \frac{\mu(\gamma+1)}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{I}{4\pi r_p} \quad (1.1.2.1)$$

Znak minus je zbog smera kretanja plazmenog fronta (kretanje je u smeru smanjivanja koordinate  $r_p$ ). Pošto je analizirana plazmena konfiguracija otvorena sa gornje strane, dolazi do formiranja plazmenog stuba, tj do kretanja plazme u aksijalnom smeru. S obzirom da je i za ovo kretanje plazme odgovoran magnetni pritisak, važi sledeće:

$$\frac{dz_f}{dt} = - \frac{dr_s}{dt} \quad (1.1.2.2)$$

gde je  $z_f$  visina plazme.

Električna shema kola za pražnjenje za fazu radijalnog sažimanja je ista kao i za fazu aksijalnog ubrzavanja, s tim da za analizu kola pri fazi radijalnog sažimanja važi:

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \left( \ln \frac{b}{a} \right) z_0 + \frac{\mu}{2\pi} \left( \ln \frac{b}{r_p} \right) z_f .$$

Tako da je sada jednačina kola:

$$\left\{ L_0 + \frac{\mu}{2\pi} \left( \ln \frac{b}{a} \right) z_0 + \frac{\mu}{2\pi} \left( \ln \frac{b}{r_p} \right) z_f \right\} \frac{dI}{dt} + I \frac{\mu}{2\pi} \left( \ln \frac{b}{r_p} \right) \frac{dz_f}{dt} - I \frac{\mu}{2\pi} \frac{z_f}{r_p} \frac{dr_p}{dt} = V_0 - \frac{\int_0^t Idt}{C} \quad (1.1.2.3)$$

Zbog velike brzine procesa, dešavanja unutar plazme se odvijaju po adijabatskom zakonu  $PV^\gamma = \text{const.}$ , pa važi:

$$\frac{\gamma dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0 \quad (1.1.2.4)$$

Pretpostavimo da je zapremina plazme u obliku šupljeg cilindra. Tada je:

$$V = \pi(r_p^2 - r_s^2)z_f$$

Prilikom diferenciranja ovog izraza za zapreminu, treba imati uvidu da se prilikom priraštaja koordinata  $r_s$  za  $dr_s$  i  $z_f$  za  $dz_f$ , unosi nova masa gase u zapreminu  $V + dV$ . Odnosno, prilikom priraštaja koordinate  $r_s$  za  $dr_s$ , zapremina se poveća za priraštaj  $dV$ , ali u delu prostora gde nema plazme. Time se unosi nova masa gase u sistem. Ta masa se sabija  $(\gamma+1)/(\gamma-1)$  puta, odnosno smešta u  $(\gamma-1)/(\gamma+1)$ -ti deo proširene zapremine  $dV$ . Zbog toga je efektivno povećanje zapremine za onu količinu mase koja je postojala u zapremini  $V$  pre njenog priraštaja jednako:

$$dV - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}dV = \frac{2}{\gamma+1}dV$$

Imajući ovo u vidu, efektivni priraštaj koordinate  $r_s$  nije  $dr_s$  već  $2dr_s/(\gamma+1)$ . Sve ovo važi i za priraštaj koordinate  $z_f$ , tako da diferenciranjem izraza za zapreminu dobijamo sledeće:

$$\frac{dV}{V} = \frac{2\left(r_p dr_p - \frac{2}{\gamma+1}r_s dr_s\right)z_f + (r_p^2 - r_s^2)\frac{2}{\gamma+1}dz_f}{z_f(r_p^2 - r_s^2)}$$

$$\frac{dP}{P} = 2\left(\frac{dI}{I} - \frac{dr_p}{r_p}\right)$$

Zamenivši poslednje dve jednačine u (1.1.2.4) dobijamo:

$$\frac{dr_p}{dt} = \frac{\frac{2}{\gamma+1} \frac{r_s}{r_p} \frac{dr_s}{dt} - \frac{r_p}{\gamma I} \left(1 - \frac{r_s^2}{r_p^2}\right) \frac{dI}{dt} - \frac{1}{\gamma+1} \frac{r_p}{z_f} \left(1 - \frac{r_s^2}{r_p^2}\right) \frac{dz_f}{dt}}{\frac{\gamma-1}{\gamma} + \frac{1}{\gamma} \frac{r_s^2}{r_p^2}} \quad (1.1.2.5)$$

Jednačine (1.1.2.1), (1.1.2.2), (1.1.2.3) i (1.1.2.5) su potpun, numerički rešiv sistem diferencijalnih jednačina gde su nepoznate funkcije  $r_s$ ,  $r_p$ ,  $z_f$  i  $I$ . Radi lakše integracije uvedimo sledeću normalizaciju:

$\tau = \frac{t}{t_0}$ ,  $i = \frac{I}{I_0}$ , gde su  $t_0$  i  $I_0$  ranije uvedene veličine kod opisivanja faze aksijalnog ubrzavanja i:

$$k_p = \frac{r_p}{a}, \quad k_s = \frac{r_s}{a}, \quad \varepsilon_f = \frac{z_f}{a}, \quad \text{gde je } a \text{ poluprečnik unutrašnje elektrode.}$$

Sa ovako uvedenom normalizacijom sistem diferencijalnih jednačina (1.1.2.1), (1.1.2.2), (1.1.2.3) i (1.1.2.5) postaje:

$$\frac{dk_s}{d\tau} = -\alpha \alpha_1 \frac{i}{k_p} \quad (1.1.2.6)$$

$$\frac{d\varepsilon_f}{d\tau} = -\frac{dk_s}{d\tau} \quad (1.1.2.7)$$

$$\frac{dk_p}{d\tau} = \frac{\frac{2}{\gamma+1} \frac{k_s}{k_p} \frac{dk_s}{d\tau} - \frac{k_p}{\gamma I} \left(1 - \frac{k_s^2}{k_p^2}\right) \frac{di}{d\tau} - \frac{1}{\gamma+1} \frac{k_p}{\varepsilon_f} \left(1 - \frac{k_s^2}{k_p^2}\right) \frac{d\varepsilon_f}{d\tau}}{\frac{\gamma-1}{\gamma} + \frac{1}{\gamma} \frac{k_s^2}{k_p^2}} \quad (1.1.2.8)$$

$$\frac{di}{d\tau} = \frac{1 - \int id\tau + \frac{\beta_1}{F} \left( \ln \frac{k_p}{c} \right) \frac{id\varepsilon_f}{d\tau} + \frac{i\beta_1}{F} \frac{\varepsilon_f}{k_p} \frac{dk_p}{d\tau}}{\left\{ 1 + \beta - \frac{\beta_1}{F} \left( \ln \frac{k_p}{c} \right) \varepsilon_f \right\}} \quad (1.1.2.9)$$

gde su:

$$c = \frac{b}{a}, \quad F = \frac{z_0}{a}, \quad \alpha_1 = \frac{F}{2 \ln c} \left( (\gamma + 1) (c^2 - 1) \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \beta_1 = \frac{\beta}{\ln c}$$

Očigledno je da model udarnog pinča ne analizira ponašanje plazmenog stuba posle trenutka definisanog sa  $k_s = 0$ . U tom trenutku u plazmenom stubu doći će do pojave nadpritisaka na poziciji  $r = 0$ , usled daljeg inercionalnog sažimanja plazme. Taj nadpritisak teži da raširi formirani plazmeni stub i kreće se u smeru od centra unutrašnje elektrode ka njenom kraju. U jednom momentu, nadpritisak će se sudariti sa magnetnim pritiskom. Ovaj trenutak definiše početak faze stabilnog pinča, odnosno faze kvaziravnoteže. Poluprečnik plazmenog stuba  $r_m$  ćemo dobiti pretpostavljajući da se rad po jedinici mase, koji je magnetni pritisak izvršio gurajući plazmu po vrhu centralne elektrode od  $r = a$  do  $r = r_m$ , utrošio na povećanje unutrašnje energije jedinice mase plazme. Obeležimo, u stanju kvaziravnoteže, visinu plazmenog stuba sa  $l_m$  a intenzitet struje sa  $I_m$ . Veza između pritiska, gustine i temperature plazme je [1]:

$$P = \frac{R_0 \rho T \left( 1 + \sum_i i \alpha_i \right)}{M} \quad (1.1.2.10)$$

gde su:  $R_0$  univerzalna gasna konstanta,  $M$  molekularna (atomska) težina,  $\alpha_i$  stepen jonizacije atoma jonizovanih otkidanjem i elektrona,  $i$  broj otkinutih elektrona prilikom jonizacije.

Pritisak plazme u stanju kvaziravnoteže je zbog velike brzine procesa, jednak magnetnom pritisku koji tada iznosi:

$$P = \frac{\mu I_m^2}{8\pi^2 r_m^2} \quad (1.1.2.11)$$

Iz (1.1.2.10) i (1.1.2.11) dobijamo:

$$T = \frac{\mu I_m^2}{8\pi^2 r_m^2} \frac{M}{\rho R_0} \frac{1}{\left( 1 + \sum_i i \alpha_i \right)} \quad (1.1.2.12)$$

Unutrašnja energija plazmenog stuba po jedinici mase  $h$  iznosi [4]:

$$h = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{R_0}{M} T \left( 1 + \sum_i i \alpha_i \right) \quad (1.1.2.13)$$

Utrošeni rad magnetnog "klipa" po jedinici mase, pri guranju plazme po vrhu centralne elektrode od  $r = a$  do  $r = r_m$  je:

$$W = \frac{1}{\rho \pi r_m^2 l} \int_{r_m}^a \frac{\mu^2 I^2}{4\pi^2 r^2 (2\mu)} 2\pi r l dr \quad (1.1.2.14)$$

Pošto je  $h = W$  iz (1.1.2.13) i (1.1.2.14) dobijamo:

$$I_m^2 = \frac{2(\gamma-1)}{\gamma_m} \int_{r_m}^a I^2 l \frac{dr}{r} \quad (1.1.2.15)$$

Jednačina (1.1.2.15) nam omogućava da na osnovu poznate zavisnosti struje i visine plazmenog stuba od koordinate  $r$ , izračunamo vrednost poluprečnika plazmenog stuba u kvaziravnoteži  $r_m$ .

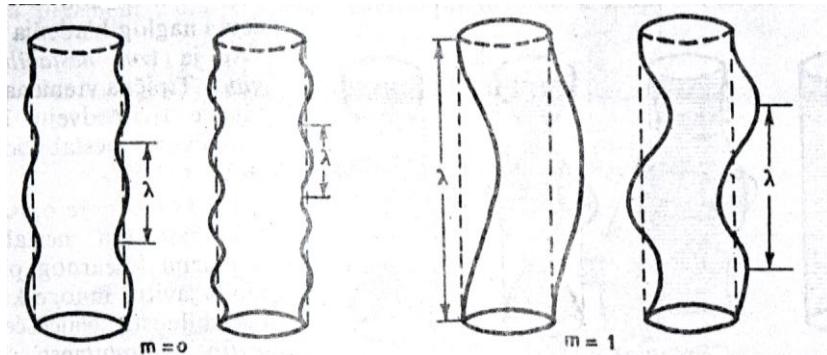
Rezultati numeričke integracije sistema diferencijalnih jednačina koje opisuju aksijalnu fazu i fazu radijalnog sažimanja, i to posebno u slučaju plazma fokusa projektovanog i izrađenog u Institutu za fiziku u Zemunu na kome su i rađeni svi eksperimenti o kojima će više reći biti u glavi 3, mogu se naći u [5].

## 1.2. TEORIJE UBRZAVANJA LAKIH JONA U PLAZMA FOKUSU

Na početku poglavlja o fazi aksijalnog ubrzavanja plazme u plazma fokusu napomenuto je da model snežnog pluga predstavlja aproksimativnu teoriju i da je model dobar u smislu dobijanja makroskopskih veličina značajnih za ovu fazu evolucije plazme u plazma fokusu (brzina strujnog lista, oblik i intezitet signala struje,...). Međutim, eksperimentalno je utvrđeno postojanje jona energija mnogo većih nego što to predviđa model snežnog pluga. U slučaju deuterona ta energija ide i do 1.5 MeV [6], a za protone do 0.5 MeV-a [7]. Godinama su se razvijali različiti modeli za objašnjenje mehanizma ubrzavanja lakinga jona i generisanja visoko-energetskog jonskog snopa. Na ovom mestu biće dat prikaz najvažnijih teorija vezanih za gore pomenuto problematiku.

### Model $m = 0$ nestabilnosti (nestabilnost prekidanja)

Za ovaj model važnu ulogu ima plazma koja se nalazi u okolini deformisanog plazmenog stuba i to na suženim mestima u slučaju  $m = 0$  nestabilnosti (slika 7).



Slika 7. Izgled plazmenog stuba u slučaju kad nastupe deformacije sa modalnim brojevima  $m = 0$  i  $m = 1$ .

Takva plazma ima malu gustinu ali joj je velika dielektrična permeabilnost ( $\epsilon \sim 10^4$ ) [8]. Zbog toga, ona predstavlja neku vrstu kondenzatora koji je u paralelnoj vezi sa strujom pinča. U prvoj periodi kondenzator se puni sporo da bi zatim došlo do brzog pražnjenja. Tokom pražnjenja joni se ubrzavaju i prodiru u plazmeni stub, koji tada predstavlja metu. Kada je radni gas deuterijum, ubrzani deuteroni su projektili u fuzionoj reakciji sa relativno sporim deuteronima koji se nalaze u deformisanom plazmenom stubu i ujedno su meta.

Vremenska promena struje  $I(t)$  u pinč fazi dovodi do povećanja i azimutalnog magnetnog polja  $B_\phi(r,t) = 2I(t)/(cr)$  kao i električnog polja  $E_z = \frac{dI(t)}{dt} c^{-2} \ln\left(\frac{r}{R_0}\right)^2$  izvan pinča. Ova polja su jača na suženjima deformisanog plazmenog stuba (slika 7) jer je tu i radijus manji. Kada je ciklotronska frekvencija jona  $w_i$  veća od  $I/t_0$  gde je  $t_0$  vreme pada struje  $I(t)$ , tada električno polje  $E_z$  ubrzava jone. Iz relacije:

$$v = \frac{q_i}{m_i} \int_0^\infty E_z dt = \frac{q_i I_0}{m_i c^2} \ln\left(\frac{R_0}{r}\right)^2, \text{ sledi:}$$

$$\left(\frac{r}{R_0}\right)^2 = e^{-v/v_0}$$

gde su:  $v_0 = \frac{q_i I_0}{m_i c^2}$  i  $R_0$  parametar sa dimenzijom dužine. Na osnovu poslednje relacije uz pretpostavku da je gustina  $n_0$  plazme u okolini plazmenog stuba uniformna, može se dobiti izraz za raspodelu brzina jona:

$$F(v) \equiv \frac{dN_i}{dv} = \frac{n_0 L \pi R_0^2}{v_0} e^{-(v/v_0)}$$

gde je  $L$  prečnik deformisanog plazmenog stuba na mestu suženja.

Gubitak energije ubrzanih perifernih jona koji prodiru u plazmeni fokus može se opisati sa:

$$E = E(0) e^{-t/\tau} \quad \text{i} \quad v = v(0) e^{-t/2\tau}$$

gde su:  $\tau = 1.1 \cdot 10^{12} (T_{keV}^{3/2} n_e)$  vreme usporenja i  $n_e$  gustina elektrona. Vremenski razvoj raspodele brzine jona, dobija se smenom  $v \rightarrow v(0) e^{-t/2\tau}$ :

$$F(v, t) = \frac{n_0 L \pi R_0^2}{v_0} e^{-\frac{v(0)}{v_0} e^{-t/2\tau}}.$$

### Model unakrsnog polja (The cross-field model)

Na osnovu modela unakrsnog polja, Gary [9] i Bernstein i Comisar [10] su izračunali ugaonu i energetsku raspodelu visoko-energetskih jona. Oni su računali električno polje nastalo usled nagle promene jačine struje tokom pražnjenja. Jednačina kretanja nanelektrisane čestice u promenljivom električnom i magnetnom polju je:

$$m \frac{d\vec{v}(t)}{dt} = q [\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{v}(t) \times \vec{B}(\vec{r}, t)]$$

Uz prepostavku da je otpornost  $\eta^*$  uniformna i jednaka, magnetno polje zadovoljava difuzionu jednačinu:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = (\eta^* c^2 / 4\pi) \nabla^2 \vec{B}$$

Struja  $\vec{j}$  se dobija na osnovu Ampere-ovog zakona:

$$\vec{j} = (c / 4\pi) \nabla \times \vec{B},$$

dok za električno polje  $\vec{E}$  važi Ohm-ov zakon:

$$\vec{E} = \eta^* \vec{j}$$

Neophodno je uračunati i anomalnu otpornost od  $4 \cdot 10^{-15} \text{ sec}^{-1}$  da bi se objasnilo eksperimentalno utvrđeno difuziono prodiranje polja u plazmu u dužini od 1 mm za 30 ns. Za datu vrednost otpornosti prodiranje struje i polja će biti mnogo veće od radijalnog kretanja plazme tokom pinč faze (smanjenje jačine struje). Proračuni u [9] takođe pokazuju da ubrzani deuteroni mogu imati bitno različite, slučajno izabrane vrednosti radijalnih brzina. Najefikasnije ubrzanje jona javlja se na mestima gde je jako električno a u isto vreme slabo magnetno polje. Takav uslov je zadovoljen u blizini ose centralne elektrode. Joni u okolini ose imaju tendenciju povećanja energije dok god se kreću duž ose, za razliku od jona koji su udaljeniji od ose i koji moraju prvo da driftuju ka osi sve dok ne dođu u oblast malog magnetnog polja gde se stvaraju uslovi za njihovo ubrzavanje. Proces snažnog ubrzavanja jona događa se tokom pinč faze. Dinamički indukovano elektromagnetno polje ubrzava jone do energija iznad 400 keV-a.

### Model giro-refleksije (the gyro-reflection model)

U ovom modelu [11] u toku prelaska plazme iz radijalne u pinč fazu dolazi do ubrzavanja jona pomoću tzv. pokretnog magnetnog klipa (driving magnetic piston). U slučaju kada je Larmor-ov radijus mali u odnosu na debljinu skin-sloja, magnetni klip se može posmatrati kao čvrsto telo. Tada se joni elastično odbijaju od magnetnog klipa. U tim refleksijama dolazi do ubrzanog rasta energije jona, tako da je dovoljno samo par sudara da bi joni imali dovoljno energije da stupe u fuzioni proces. Nakon formiranja relativno stabilnog plazmenog stuba nastaju nestabilnosti od kojih je, za slučaj plazma fokusa važna  $m = 0$  nestabilnost ili nestabilnost prekidanja (slika 7). Naelektrisane čestice koje se nalaze van oblasti deformisanog pinča stalno se kreću u nehomogenom elektromagnetskom polju pri čemu se naizmenično ubrzavaju i usporavaju što dovodi do pojave oscilacija u energiji jona. Na osnovu adijabatske invarijante magnetnog momenta jona ove oscilacije se ponašaju po zakonu:  $E_k \sim r^{-1}$ . Pretpostavljajući da je brzina sažimanja konstantna, kinetička energija jona koji se nalaze unutar plazmenog stuba varira kao  $E_k \sim r^{-2}$ . Ova relacija pokazuje da je ubrzavanje jona sve intenzivnije za relativno male radijuse pinča. Za takav slučaj, u [11] se pokazuje da kinetička energija jona naglo raste i do čak nekoliko stotina keV-a.

### **1.3. MEHANIZMI PRODUKCIJE NEUTRONA U PLAZMA FOKUSU**

Termonuklearne reakcije igraju ključnu ulogu u produkciji energije i nukleosintezi elemenata u zvezdama. Njihov zemaljski značaj je u ostvarenju tih procesa u laboratorijskim uslovima i mogućnost njihove kontrole i primene. U ovom poglavlju date su neke osnovne karakteristike termonuklearnih reakcija (kao što je određivanje brzine termonuklearnih reakcija) a poseban deo se odnosi na jednu od realizacija D-D fuzione reakcije u uređaju plazma fokus i moguće mehanizme produkcije neutrona (termonuklearni model i model snop-meta).

#### **1.3.1. OPŠTE KARAKTERISTIKE TERMONUKLEARNIH REAKCIJA**

Simbolički, nuklearne reakcije se predstavljaju u obliku:

$$x + A \rightarrow y + B \quad \text{ili} \quad A(x,y)B.$$

Simbol  $x$  označava projektil a simbol  $A$  metu. Zajedno oni čine ulazni kanal nuklearne reakcije. Simboli  $y$  i  $B$  predstavljaju produkte nuklearne reakcije a skupa daju izlazni kanal. Svaka nuklearna reakcija, pa samim tim i termonuklearna, opisuje se određenim fizičkim veličinama. Kao direktna posledica zakona održanja energije uvodi se  $Q$ -vrednost, kao razlika zbira masa projektila i mete i zbira masa produkata, pomnoženih sa  $c^2$ .  $Q$ -vrednost može biti pozitivna ili negativna. Nuklearne reakcije sa pozitivnim  $Q$  nazivaju se egzotermne, a one sa negativnim  $Q$  endotermne. Termonuklearne fuzione reakcije (TFR) su egzotermne, pri čemu je  $Q$ -vrednost ta oslobođena energija koja se stvara u zvezdama.

Pored  $Q$ -vrednosti, važno je znati verovatnoću kada će se neka nuklearna reakcija dogoditi. To opisuje veličina poznata kao efikasni presek  $\sigma$ . Kako se nuklearne reakcije pokoravaju zakonima kvantne mehanike, tada efikasni presek zavisi od energije čestica u ulaznom kanalu, samim tim i od relativne brzine istih. Poznavanje te zavisnosti je od presudnog značaja, pre svega u objašnjenju mehanizma date nuklearne reakcije. Njeno određivanje je uvek kombinacija merenja i teorijskog modeliranja, što će nešto kasnije biti pokazano na primeru TFR-a.

Posmatrajmo zvezdani gas sa  $N_1$  čestica u jedinici zapremine tipa  $x$  i  $N_2$  čestica u jedinici zapremine tipa  $A$ , sa relativnim brzinama  $v$ . Tada čestice  $x$ , kao projektili, "vide" efektivnu površinu reakcije jednaku proizvodu  $\sigma$  i  $N_2$ . Ukupni broj nuklearnih reakcija koji se desi zavisi

od fluksa čestica projektila, definisanog kao proizvod  $N_1$  i  $v$ . Tako se dolazi do brzine nuklearne reakcije  $R$ :

$$R = N_1 N_2 v \sigma(v) \quad (1.3.1.1)$$

U zvezdanom gasu, brzine čestica uzimaju vrednosti iz određenog intervala, i karakterišu se određenom funkcijom verovatnoće  $\phi(v)$ , tako da je:

$$\int_0^\infty \phi(v) dv = 1 \quad (1.3.1.2)$$

Proizvod  $v \sigma(v)$  u (1.3.1.1) se tada mora uzeti kao srednja vrednost, pri čemu se usrednjavanje vrši po dатој raspodeli brzina:

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \phi(v) v \sigma(v) dv \quad (1.3.1.3)$$

Veličina  $\langle \sigma v \rangle$  naziva se koeficijent brzine nuklearne reakcije i predstavlja brzinu reakcije za jedan par čestica. Ukupna brzina reakcije u jediničnoj zapremini interagujućeg gasa je onda:

$$R = N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle \quad (1.3.1.4)$$

Zvezdani gas je nedegenerisan i jezgra se kreću nerelativističkim brzinama. Kako je gas u termodinamičkoj ravnoteži, tada se brzine jezgara opisuju Maxwell-Boltzmann-ovom raspodelom:

$$\phi(v) = 4\pi v^2 \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (1.3.1.5)$$

Za TFR važi da se brzine interagujućih čestica  $x$  i  $A$  pokoravaju raspodeli (1.3.1.5). Prelaskom na nove promenljive  $v$  i  $V$ , relativna brzina i brzina centra mase respektivno, uz korišćenje redukovane mase  $\mu$  i ukupne mase  $M$ , za veličinu  $\langle \sigma v \rangle$  dobija se:

$$\langle \sigma v \rangle = 4\pi \left( \frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \sigma(v) \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) dv \quad (1.3.1.6)$$

Prelaskom na energiju centra mase  $E = 1/2 \mu v^2$ , formula (1.3.1.6) postaje:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (1.3.1.7)$$

U razumevanju procesa u zvezdama, kao što su: vremenske skale, produkcija energije i nukleosinteza elemenata, od presudne važnosti je poznavanje koeficijenta brzine nuklearne reakcije (1.3.1.7). Zato je bitno dobiti analitički izraz za  $\langle \sigma v \rangle$  u zavisnosti od temperature T. U rešavanju tog problema glavni zadatak je naći kako efikasni presek  $\sigma$  zavisi od energije E,  $\sigma(E)$ .

### 1.3.2. ODREĐIVANJE BRZINE TERMONUKLEARNIH REAKCIJA

Zavisnost  $\sigma(E)$  u sebi krije kakav je mehanizam date nuklearne reakcije, koji može biti nerezonantan ili rezonantan.

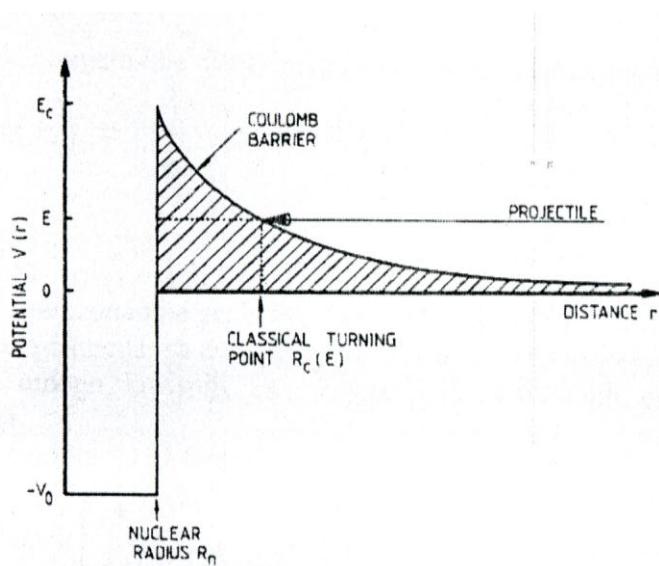
#### NEREZONANTNE REAKCIJE

Nerezonantne reakcije su direktnе reakcije i moguće su za bilo koju energiju projektila, pri čemu je efikasni presek  $\sigma$  sporo promenljiva funkcija energije  $E$ . Postoji više tipova nerezonantnih direktnih reakcija kao što su: striping, izmena nanelektrisanja ili Couloumb-ova eksitacija. Ovde će više pažnje biti posvećeno nerezonantnim reakcijama indukovanih nanelektrisanim česticama.

Kako su jezgra pozitivno nanelektrisana, to postoji Couloumb-ova barijera koja je prepreka da bi se nuklearna reakcija dogodila. Potencijalna energija te odbojne sile ima oblik:

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (1.3.2.1)$$

Simboli  $Z_1$  i  $Z_2$  predstavljaju ukupna nanelektrisanja interagujućih čestica, koja se nalaze na rastojanju  $r$ . Efektivni potencijal, koji je kombinacija potencijala (1.3.2.1) i potencijala jake nuklearne sile koji se "oseća" na rastojanjima reda nuklearnog radijusa, dat je na slici 8.



Slika 8. Efektivni potencijal, kao kombinacija Couloumb-ovog potencijala i potencijala jake nuklearne sile.

U klasičnoj slici, za energije projektila  $E$  manje od vrha Couloumb-ove barijere  $E_c$ , nuklearna reakcija nije moguća. Prodor kroz barijeru je moguć, tzv. kvantno-mehaničkim tuneliranjem. Naime, kvantna mehanika svojim formalizmom ipak daje ne veliku, ali konačnu verovatnoću da čestica prođe Couloumb-ovu barijeru za  $E < E_c$ . Za  $E \ll E_c$ , aproksimativni izraz za verovatnoću prodora kroz barijeru je oblika:

$$P = \exp(-2\pi\eta) \quad (1.3.2.2)$$

gde je  $\eta$  tzv. Sommerfeld-ov parametar:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\eta V} \quad (1.3.2.3)$$

Tako da je izraz za efikasni presek  $\sigma(E)$  oblika:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E) \quad (1.3.2.4)$$

Prvi član uključuje de Broglie-vu talasnu dužinu, drugi je vezan za verovatnoću prodora kroz Couloumb-ovu barijeru, dok treći član sadrži sve čisto nuklearne efekte i poznat je kao nuklearni ili astrofizički S-faktor. Kada se (1.3.2.4) uvrsti u (1.3.1.7) dobija se:

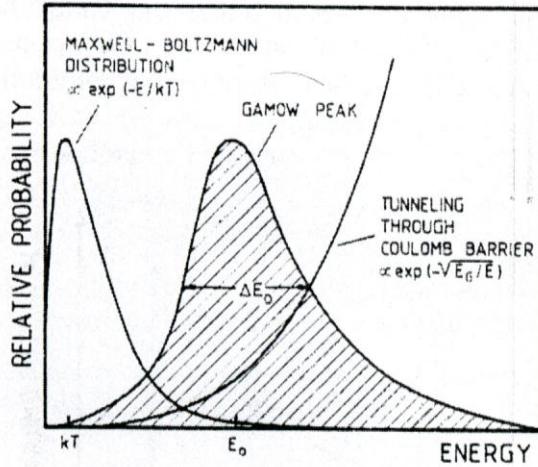
$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp \left[ -\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right] dE \quad (1.3.2.5)$$

Veličina  $b$ , koja se javlja iz prodornosti barijere, je:

$$b = (2\mu)^{1/2} \pi e Z_1 Z_2 / \nabla = 0.989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2} (\text{MeV})^{1/2} \quad (1.3.2.6)$$

Veličina  $b^2$  naziva se Gamow-a energija  $E_G$ .

Kako je  $S(E)$  sporo promenljiva funkcija energije  $E$ , to je ponašanje integranda u (1.3.2.5) određeno primarno eksponencijalnim članom. Oblik eksponencijalnog člana dat je na slici 9 (šrafirana oblast).



Slika 9. Konvolucija dve funkcije rezultira u piku u blizini  $E_0$  (Gamow-ov pik).

Na njemu se vidi jasno izražen pik (Gamow-ov pik) za  $E = E_0$ . Za datu temperaturu zvezde, nuklearne reakcije se dešavaju u relativno uskom energetskom prozoru oko efektivne energije gorenja  $E_0$ . Kako je S-faktor skoro konstantan u toj oblasti, to formula (1.3.2.5) postaje:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} S(E_0) \int_0^\infty \exp \left[ -\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}} \right] dE \quad (1.3.2.6)$$

Sada je lako naći  $E_0$  i maksimum integranda u (1.3.2.6):

$$E_0 = \left( \frac{bkT}{2} \right)^{2/3} = 1.22 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6)^{1/3} (\text{keV}) \quad (1.3.2.7)$$

$$I_{\max} = \exp \left( -\frac{3E_0}{kT} \right) = \exp(-\tau) \quad (1.3.2.8)$$

gde je bezdimenzioni parametar  $\tau$  dat kao:

$$\tau = \frac{3E_0}{kT} = 4246 (Z_1^2 Z_2^2 \mu / T_6)^{1/3} \quad (1.3.2.9)$$

Zbog toga što  $\langle \sigma v \rangle$  zavisi od  $I_{\max}$ , jasna je jaka zavisnost brzine reakcije od visine

Couloumb-ove barijere.

Integrand u (1.3.2.6) može se aproksimirati Gauss-ovom funkcijom:

$$\exp\left[-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right] = I_{\max} \exp\left[-\left(\frac{E - E_0}{\Delta/2}\right)^2\right] \quad (1.3.2.10)$$

U ovoj aproksimaciji, efektivna širina  $\Delta$  energetskog prozora određuje se iz (1.3.2.10) i iznosi:

$$\Delta = \frac{4}{3^{1/2}} (E_0 kT)^{1/2} = 0.749 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_6^5)^{1/6} (\text{keV}) \quad (1.3.2.11)$$

Rezultat (1.3.2.11) pokazuje da je polu-širina  $\Delta/2$ , grubo data kao geometrijska sredina od  $E_0$  i  $kT$ . Aproksimativna vrednost integrala u (1.3.2.6) može se prikazati kao proizvod širine  $\Delta$  i visine  $I_{\max}$ :

$$(\Delta)I_{\max} = \frac{4}{3^{1/2}} (E_0 kT)^{1/2} \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right) \quad (1.3.2.12)$$

Nuklearne reakcije gorenja se pretežno odigravaju unutar energetskog prozora  $E = E_0 \pm \Delta/2$ , koji raste sa porastom Couloumb-ove barijere. Glavni problem u nuklearnoj astrofizici, kao i u eksperimentima vezanim za ostvarivanje fuzije lakih jezgara u laboratorijskim uslovima (tokamak, plazma fokus,...), leži u činjenici da su energije u blizini  $E_0$  premale za direktno merenje efikasnog preseka  $\sigma(E)$ , ili  $S(E)$ . Uobičajena procedura u rešavanju tog problema je merenje  $S(E)$  u širokom intervalu energija sve do najniže mogućih, a zatim ekstrapoliranje dobijenih vrednosti korišćenjem teorijskih ili drugih argumenata. Konačno, uz aproksimaciju (1.3.2.10) i prelaska na parametar  $\tau$ , za  $\langle \sigma v \rangle$  se dobija:

$$\langle \sigma v \rangle = 7.20 \times 10^{-19} \frac{1}{\mu Z_1 Z_2} \tau^2 \exp(-\tau) S(E_0) (\text{cm}^3 \text{s}^{-1}) \quad (1.3.2.13)$$

Češće u upotrebi je zavisnost  $\langle \sigma v \rangle$  od temperature  $T$ , što se lako dobija iz (1.3.2.13):

$$\langle \sigma v \rangle \propto T^{\tau/3-2/3} \quad (1.3.2.14)$$

## REZONANTNE REAKCIJE

Drugi tip mehanizma nuklearnih reakcija odvija se preko formiranja složenog jezgra, posle čega dolazi do raspada na jedan ili više izlaznih kanala. Simbolički se to može prikazati na sledeći način:



Složeno jezgro se nalazi u pobuđenom stanju  $E_r$ , tako da je proces moguć jedino kada energija projektila  $E_R$  ispunjava uslov:

$$E_R = E_r - Q.$$

Kako je reakcija moguća jedino za fiksnu vrednost  $E_R$ , to se gore opisani mehanizam naziva rezonantnim. Za singletnu rezonancu, u blizini rezonantne energije  $E_R$ , važi Breit-Wigner-ova formula za efikasni presek  $\sigma(E)$ :

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \omega (1 + \delta_{12}) \frac{\Gamma_C \Gamma_y}{(E - E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1.3.2.15)$$

pri čemu je  $\omega$  spinski statistički faktor, a  $\Gamma_C$ ,  $\Gamma_y$  širine nivoa za formiranje složenog jezgra i njegov raspad kanalom  $y$  i  $\Gamma = \Gamma_C + \Gamma_y$ .

Rezonance kod kojih je  $\Gamma \ll E_R$  nazivaju se uske. Za njih je formula (1.3.1.7) oblika:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} E_R \exp \left( -\frac{E_R}{kT} \right) \int_0^\infty \sigma_{BW}(E) dE \quad (1.3.2.16)$$

Kako je u oblasti rezonance Maxwell-Boltzmann-ova funkcija sporo promenljiva, to se njena vrednost za  $E = E_R$  može izvući ispred integrala kao konstanta. Uz zanemarivanje energetske zavisnosti parcijalnih i totalne širine nivoa, i  $\lambda^2 \equiv \lambda_R^2$  integral u (1.3.2.16) je:

$$\int_0^\infty \sigma_{BW}(E) dE = 2\pi^2 \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_C \Gamma_y}{\Gamma} \quad (1.3.2.17)$$

Proizvod spinskog statističkog faktora  $\omega$  i odnosa  $\gamma = \Gamma_C \Gamma_y / \Gamma$  naziva se jačina rezonance. Kako je maksimalni efikasni presek za  $E = E_R$ ,  $\sigma_R = 4\pi \lambda_R^2 \omega \Gamma_C \Gamma_y / \Gamma^2$ , tada je vrednost integrala (1.3.2.17):

$$\int_0^\infty \sigma_{BW}(E) dE = \frac{\pi}{2} I \sigma_R \quad (1.3.2.18)$$

Kombinacijom formula (1.3.2.16) i (1.3.2.17) dobija se, konačno:

$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} n^2 (\omega \gamma)_R \exp\left(-\frac{E_R}{kT}\right) \quad (1.3.2.19)$$

Da bi se odredio koeficijent brzine TFR-e, u slučaju uske singletne rezonance, potrebno je merenje parametara rezonance: jačine, širine nivoa i rezonantne energije.

Kada nuklearna reakcija ima više rezonanci, onda se doprinosi pojedinih rezonanci u (1.3.2.18) prosto sumiraju:

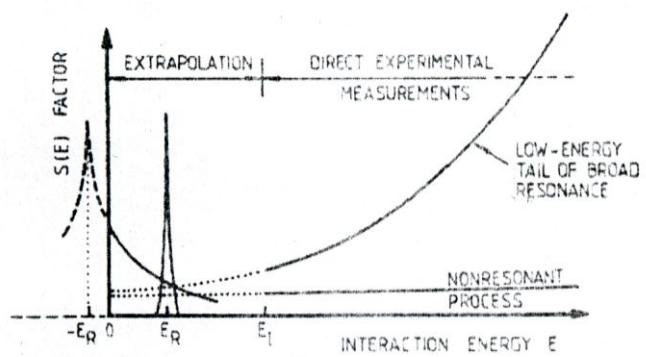
$$\langle \sigma v \rangle = \left( \frac{2\pi}{\mu kT} \right)^{3/2} n^2 \sum_i (\omega \gamma)_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (1.3.2.20)$$

Rezultat sumiranja u (1.3.2.20), često se daje u analitičkom obliku:

$$\langle \sigma v \rangle = \alpha_1 \exp(-\alpha_2 / kT) + \alpha_3 \exp(-\alpha_4 / kT) \quad (1.3.2.21)$$

gde su  $\alpha_i$  parametri koji karakterišu doprinose različitih rezonanci.

U principu, data TFR uključuje oba gore opisana mehanizma. Jedan od opštih zaključaka ovog poglavlja bio bi da, bez obzira na mehanizam, u reakcijama indukovanih nanelektrisanim česticama efikasni presek brzo opada na malim energijama a u vezi sa efektom Couloumb-ove barijere, što značajno otežava relevantno merenje. Sa poboljšanim eksperimentalnim tehnikama, direktna merenja efikasnih preseka za reakcije indukovane nanelektrisanom česticom se mogu proširiti na niže energije, ali praktično teško se dostižu bitne oblasti astrofizičkih energija. Opažena energetska zavisnost efikasnog preseka (ili ekvivalentno astrofizičkog S-faktora) mora se ekstrapolirati (slika 10) u oblast zvezdanih energija (u suštini ka nultoj energiji).

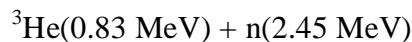
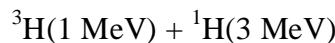


Slika 10. Energetska zavisnost efikasnog preseka (ili ekvivalentno astrofizičkog S-faktora); direktna merenja i ekstrapoliranje u oblast zvezdanih energija (granična vrednost ka nultoj energiji).

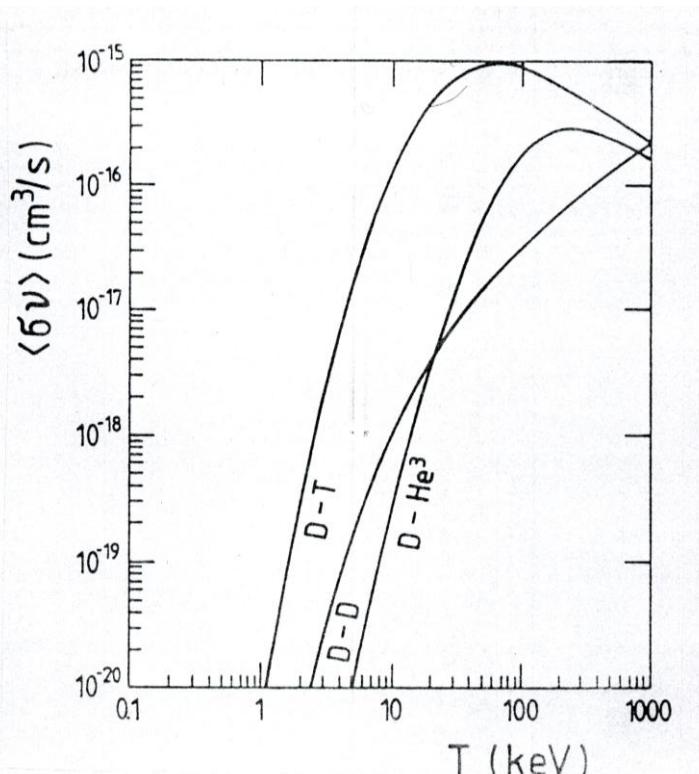
U pisanju prethodna dva poglavlja korišćena je referenca [12].

### 1.3.3. TERMONUKLEARNI MODEL I MODEL SNOP-META (BEAM-TARGET)

U laboratorijskim uslovima, a na osnovu formule (1.3.2.13), jasno je da su za ostvarenje fuzije najpogodnija laka jezgra (malo  $Z_1, Z_2$ ). Za energije projektila ispod 150 keV-a, najveće efikasne preseke imaju reakcije:



Na slici 11, data je zavisnost  $\langle\sigma v\rangle(T)$  za gore pomenute fuzione reakcije. Uočava se da je u izboru goriva za eventualni termonuklearni reaktor, najpogodnija D-T smeša. Problem leži u tome što je tricijum radioaktiv i ne može se dobiti iz prirodnih izvora. Reakcija D- ${}^3\text{He}$  nema neutronske produkte, ali je  ${}^3\text{He}$  izuzetno redak u prirodi. Na osnovu raspoloživosti goriva D-D reakcija je najpodesnija.

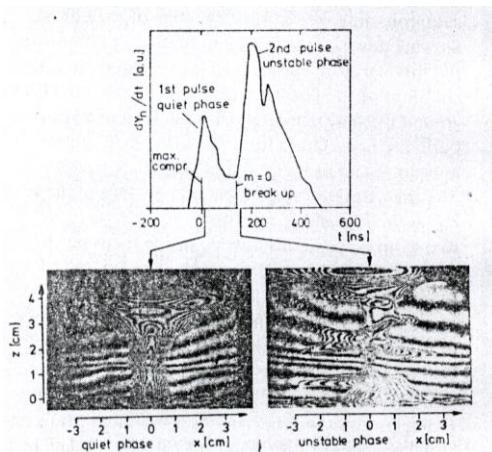


Slika 11. Zavisnost  $\langle\sigma v\rangle$  od  $(T)$  za neke bitne fuzione reakcije.

Jedan od uređaja u kome je moguće realizovati D-D fuzionu reakciju u laboratorijskim uslovima je i plazma fokus. Uprkos činjenice da je već više od četrdeset godina predmet intenzivnih istraživanja u mnogim laboratorijama u svetu, sam mehanizam ubrzavanja jona kao i odgovarajući mehanizam produkcije neutrona do danas nije objašnjen. U radu [13] dat je sumarni prikaz i izvršena detaljna analiza eksperimentalnih podataka za plazma fokuse u širokom rasponu kako veličina tako i energija kondenzatorskih baterija od 1 kJ do 1MJ. Dolazi se do sledećih zaključaka:

- Ukupni prinos neutrona proporcionalan je četvrtom stepenu maksimalne struje:  $Y \sim I_{\max}^4$ ,
- Plazma fokus se može optimizovati tako da je moguće dobijanje ili intenzivnog signala X-zračenja, ili visokog neutronskog prinosa,
- U našem slučaju, od interesa je dobijanje što većeg broja neutrona po pražnjjenju, za šta se pokazuje da su optimalni sledeći radni uslovi:
  - (i) brzina strujnog lista (poglavlje 1.1.1) i brzina radijalnog sažimanja (poglavlje 1.1.2) ne smeju biti veći od  $10 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$  i  $25 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$ , respektivno. Iz ovih vrednosti za brzine, može se zaključiti da je temperatura plazme u plazmenom stubu reda veličine 1 keV-a.
  - (ii) standardna veličina tzv drive parameter-a (biće objašnjen u poglavlju (4.1)) za sve plazma fokuse iznosi  $89(8) \text{ kA cm}^{-1} (\text{Torr})^{-1/2}$  [14].
  - (iii) maksimalna gustina jona u pinč fazi iznosi  $1-5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,
  - (iv) radni pritisak deuterijuma u komori plazma fokusa je nekoliko stotina Pa,

Pored gore navedenih činjenica, praćen je i vremenski razvoj dinamičkih procesa u plazmi, naročito u pinč fazi i fazi destrukcije plazmenog stuba ( $m = 0$  nestabilnost) i sa njima vremenski povezan neutronski signal [15]. U slučaju velikih mašina (maksimalnih struja oko 1 MA), struktura neutronskog signala jasno pokazuje postojanje dva različita momenta emisije neutrona (slika 12).



Slika 12. Dva različita momenta emisije neutrona [15].

Prvi trenutak emisije neutrona koïcidira sa kvazistabilnom fazom postojanja plazmenog stuba, dok je drugi trenutak vezan sa  $m = 0$  nestabilnošću. Treba napomenuti da kod plazma fokusa malih i srednjih veličina, dvostruka struktura u obliku neutronskog signala nije tako izrazita. Pored toga, mnogi autori [15], [16], [17], [18], [19] su ustanovili postojanje anizotropije emitovanih neutrona, kao i brzih deuterona u deuterijumskom plazma fokusu. U radu [19] detaljno je razmotrena ugaona distribucija neutrona emitovanih iz deuterijumskog plazma fokusa (energije od 5 kJ-a, koji je po energiji isti kao plazma fokus u Institutu za fiziku u Zemunu na kome su i rađeni svi eksperimenti o kojima će više reći biti u glavi 3) na osnovu koje je utvrđeno da istovremeno postoje dve komponente, izotropna i anizotropna u ugaonoj distribuciji emitovanih neutrona. Doprinos anizotropne komponente je po pravilu mali i predstavlja od 4% do 38% ukupnog prinosa neutrona. Takođe je utvrđeno da taj doprinos raste sa uvećanjem energije uređaja i samim tim sa strujom pražnjenja.

Na osnovu svega gore navedenog, razvila su se dva modela za objašnjenje mehanizma emisije neutrona iz plazma fokusa. Prvi je termonuklearni model po kome, u pinč fazi i fazi nestabilnosti prekidanja (kada nastaju mesta povećane gustine i temperature plazme, tzv. vruće tačke) ubrzani deuteroni učestvuju u termonuklearnim fuzionim reakcijama (o kojima je nešto više napisano u poglavljima 1.3.1 i 1.3.2). Primenujući formulu (1.3.1.4) a na osnovu zavisnosti  $\langle \sigma v \rangle$  od temperature  $T$  za D-D fuzionu reaciju (slika 11), kao i eksperimentalnih podataka za temperaturu plazme i koncentraciju jona u pinč fazi [13], dobijaju se prinosi neutrona koji su manji i za nekoliko redova veličine od izmerenih. Ta razlika je objašnjenja postojanjem alternativnog mehanizma produkcije neutrona u plazma fokusu. Taj model je nazvan snop-meta (beam-target). Zapravo, on predstavlja neku vrstu dodatka modela  $m = 0$  nestabilnosti koji opisuje mehanizam ubrzavanja lakih jona do MeV-skih energija (poglavlje 1.2). Drugim rečima, u slučaju deuterijumskog plazma fokusa, ubrzani deuteroni su projektili u fuzionoj reakciji sa relativno sporim deuteronima koji se nalaze u deformisanom plazmenom stubu i ujedno predstavljaju metu. Tada je ukupni prinos neutrona  $Y_n$  jednak zbiru prinosova neutrona dobijenih na osnovu termonuklearnog modela i modela snop-meta:

$$Y_n = Y_n (\text{termonuklearni model}) + Y_n (\text{model snop-meta})$$

Na osnovu dosadašnjih eksperimenata na tu temu, jasno je da doprinos neutrona nastalih mehanizmom snop-meta postaje dominantan kod velikih mašina.

Sve ove procese prati i emisija X-zračenja. O toj temi pogledati [5]. Uočeno je u eksperimentima da se kod malih plazma fokusa (energija do nekoliko desetina kJ-a, produkcija neutrona na osnovu termonuklearnog modela) detektuje samo meko X-zračenje [5], dok se kod

velikih mašina emituje i tvrdo X-zračenje [15].

Celo ovo poglavlje može se pregledno prikazati u sledećoj tabeli 1:

Mehanizmi produkcije neutrona u deuterijumskom plazma fokusu	
Termonuklearni model	Model snop-meta
Meko X-zračenje	Tvrdo X-zračenje
Neutroni:	Jonski snop → neutroni:
$Y_n \sim I^4$	$Y_n \sim I^2$
Izotropna raspodela	Anizotropna raspodela

Tabela 1. Mehанизми производње нутрона у дутеријумском плазма фокусу.

## 1.4. MEHANIZMI REAKCIJE ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha){}^4\text{He}$

Nuklearna reakcija  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha){}^4\text{He}$  spada u egzotermne, nanelektrisanom česticom indukovane reakcije (poglavlje 1.3.2), tip interakcije je jaka (nuklearna) a Q-vrednost iznosi 17.346 MeV. Pored astrofizičkog interesa, ova reakcija se zbog svoje velike Q-vrednosti, u poslednje vreme razmatra kao energetska reakcija u plazmenim mašinama (plazma fokus,... ). Mogući mehanizmi reakcije su preko formiranja složenog jezgra i direktnim procesom.

Mehanizam reakcije u kome se prvo formira jedno pobudeno stanje  $E_R$  složenog jezgra (Bohr-ov mehanizam) u ulaznom kanalu i naknadno raspada u energetski niža stanja je proces u dva koraka. Međutim, dobro je poznato da se sve eksperimentalno opažene reakcije ne mogu objasniti uz pomoć Bohr-ovog mehanizma formiranja i raspada složenog jezgra. Istraživanja prinosa, energetskog spektra i ugaone raspodele produkata izvesnih reakcija vodila su do rezultata koji su u suprotnosti sa Bohr-ovim konceptom.

Da bi objasnili sve karakteristike nuklearnih reakcija, predložen je drugi mehanizam nazvan direktna nuklearna reakcija. Proces je označen kao direktan jer se u ovim reakcijama prelaz iz početnog u finalno stanje dešava direktno, bez formiranja složenog jezgra u intermedijarnom stanju. Direktna interakcija između dva jezgra uključuje transfer jednog ili više nukleona od jednog jezgra ka drugom jezgru. Najjednostavniji primer takvih interakcija su procesi parcijalne, delimične penetracije deuterona u jezgro i "stripping" reakcije, u kojima je jedan nukleon iz bombardujućeg jezgra transferisan u jezgro-metu, kao i pick-up reakcija u kojoj je jedan nukleon iz jezgra-mete transferisan u bombardujuće jezgro. Ako je bombardujući projektil složeno jezgro, procesi transfera nukleona postaju veoma raznoliki, pošto celo jezgro ili grupe nukleona mogu učestvovati u ovim procesima.

Za reakcije sa  ${}^6\text{Li}$  i  ${}^7\text{Li}$  (složena jezgra sa niskom vezivnom energijom po nukleonu i niskom vezivnom energijom za dezintegraciju u dva lakša jezgra kao i laku dezintegraciju u  $\alpha+d$  i  $\alpha+t$  - kaže se da imaju klaster strukturu) procesi koji uključuju ova jezgra su slični hemijskim transformacijama molekula. Jezgra se mogu raspasti u dva klastera, klasteri se mogu preneti od jednog jezgra ka drugom i jezgra mogu međusobno razmenjivati klastere.

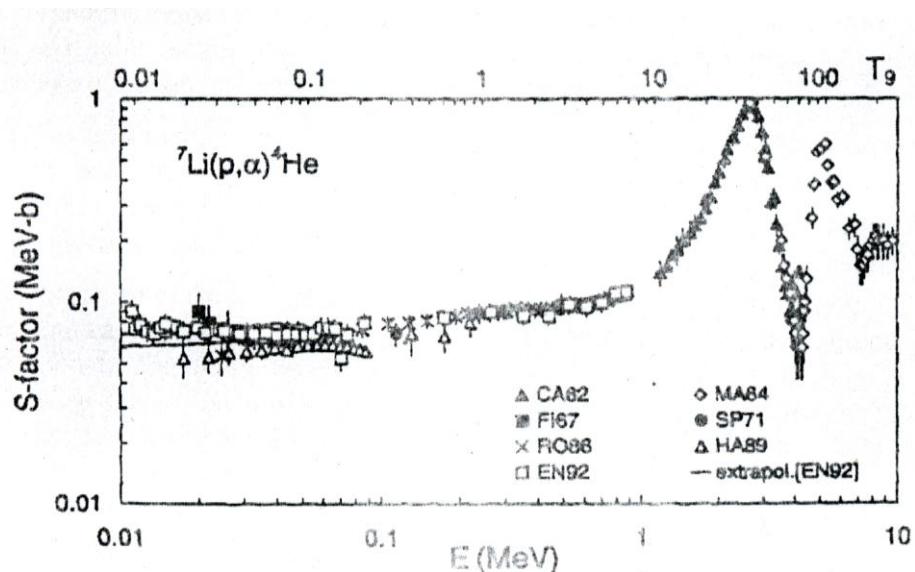
U slučaju mehanizma složenog jezgra, pri interakciji protona sa litijumom, iako svaka alfa čestica dobija najmanje po 8.9 MeV-a u interakciji  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha)\alpha$  (dovoljno da se savlada konkurenca bilo koje druge interakcije) opažaju se i druge interakcije sa skoro jednakim intenzitetom ( $\text{p},\text{n}$ ), ( $\text{p},\gamma$ ), ( $\text{p},\text{p}$ ), ... (tabela 2) [21]. U [21] je takođe prihvaćena vrednost za  $S(0) = 52(8) \text{ keVb}$ .

$E_\chi$ (MeV ± keV)	$J^\pi; T$	$\Gamma_{\text{c.m.}}$ (keV)	Decay	Reactions
g.s.	$0^+; 0$	$6.8 \pm 1.7$ eV	$\alpha$	1, 2, 4, $10 \rightarrow 14, 19 \rightarrow 23,$ $26 \rightarrow 30, 32 \rightarrow 52$
$3.04 \pm 30$	$2^+; 0$	$1500 \pm 20$	$\alpha$	2, 4, $10 \rightarrow 14, 19 \rightarrow 22, 24 \rightarrow 30,$ $32, 34 \rightarrow 38, 41, 42, 44, 45$
$11.4 \pm 300$	$4^+; 0$	$\sim 3500^{\text{b})}$	$\alpha$	4, 12, 13, 19, 21, $27 \rightarrow 29,$ 42, 44, 45
$16.626 \pm 3$	$2^+; 0+1$	$108.1 \pm 0.5$	$\gamma, \alpha$	2, 4, 10, 11, 13, 14, $19 \rightarrow 21,$ 25, 28, 29, 34, 35, 38, 42, 44
$16.922 \pm 3$	$2^+; 0+1$	$74.0 \pm 0.4$	$\gamma, \alpha$	2, 4, 10, 11, 13, 14, $19 \rightarrow 21,$ $27 \rightarrow 29, 34, 35, 38, 42, 44$
$17.640 \pm 1.0$	$1^-; 1$	$10.7 \pm 0.5$	$\gamma, p$	5, 11, 14, 16, 19, 20, 27, 28, 35, 44
$18.150 \pm 4$	$1^-; 0$	$138 \pm 6$	$\gamma, p$	11, 14, 16, 19, 20, 27, 28, 35, 38
18.91	$2^-$	122 <sup>c)</sup>	$\gamma, n, p$	11, $14 \rightarrow 16, 19, 23$
$19.07 \pm 30$	$3^+; (1)$	$270 \pm 20$	$\gamma, p$	11, 14, 16, 19, 27, 28
$19.24 \pm 25$	$3^+; (0)$	$230 \pm 30$	$n, p$	15, 16, 19, $27 \rightarrow 29, 35$
19.4	$1^-$	$\sim 650$	$n, p$	11, 15, 16
$19.86 \pm 50$	$4^+; 0$	$700 \pm 100$	$p, \alpha$	4, 11, 18, 21, 22, 28, 29, 35
20.1	$2^+; 0$	$\sim 1100$	$n, p, \alpha$	4, 15, 16, 18, 22, 35
20.2	$0^+; 0$	$< 1000$	$\alpha$	4, 35
20.9	$4^-$	$1600 \pm 200$	$p$	16
21.5	$3^{(+)}$	1000	$\gamma, n, p$	14, 15
$22.0^{\text{c})}$	$1^-; 1$	$\sim 4000$	$\gamma, p$	14
$22.05 \pm 100$		$270 \pm 70$		29
22.2	$2^+; 0$	$\sim 800$	$n, p, d, \alpha$	4, 9, 13, 15, 16, 18
$22.63 \pm 100$		$100 \pm 50$		29
$22.98 \pm 100$		$230 \pm 50$		29
$24.0^{\text{c})}$	$(1, 2)^-; 1$	$\sim 7000$	$\gamma, p, \alpha$	14, 18
25.2	$2^+; 0$		$p, d, \alpha$	4, 9, 18
25.5	$4^+; 0$	broad	$d, \alpha$	9
$27.4941 \pm 1.8^{\text{d})}$	$0^+; 2$	$5.5 \pm 2.0$	$\gamma, n, p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha$	5, 7, 9, 31
(28.6)		broad	$\gamma, p$	14

Tabela 2. Energetski nivoi  ${}^8\text{Be}$  [21].

Vratimo se na mehanizam direktne interakcije. Jedan od izvora nesigurnosti kvantno-mehaničkih proračuna kod direktnih interakcija je tačna priroda interakcija koju trpi upadna čestica. Za energije mnogo veće od vezivnih energija nukleona u meti, razumno je uzeti interakciju sa nukleonima u slobodnom stanju (impulsna aproksimacija-IA). Talasne funkcije koje se koriste za opisivanje upadnih i izlaznih česticu su u najprostijem slučaju ravni talasi (plane wave impulse approximation-PWIA), ali se za približniji proračun koriste izobličeni talasi (disorted wave impulse approximation-DWIA). Izobličeni potencijali se mogu dobiti na bazi analize optičkim modelom eksperimentalnih podataka elastičnog rasejanja [22]. Postoje i drugi pristupi u okviru teorija direktne interakcije, kao što su PWBA (plane wave Born approximation) i DWBA (disorted wave Born approximation) formalizmi zasnovani na Born-ovoj aproksimaciji sa ravnim i izobličenim talasom [23].

Ako se rešavanje problema mehanizma  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha)\alpha$  reakcije posmatra hronološki, treba istaći da su svi napor išli u pravcu nalaženja najboljeg fita eksperimentalnih podataka za efikasni presek gore pomenute reakcije na osnovu koga je izvršena ekstrapolacija za niže energije kao i dobijanje presecanja na nultoj energiji  $S(0)$ . U radovima [24], [25], [26] su postavljeni eksperimentalni temelji nad kojima su se gradile teorije o kojima će više reći biti u nastavku ovog poglavlja. Na ovom mestu treba pomenuti i rad [27] koji predstavlja kompilaciju svih direktnih merenja (NACRE-kompilacija) efikasnog preseka za  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha)\alpha$  fuzionu reakciju (slika 13).



Slika 13. Kompilacija (NACRE) direktnih merenja efikasnog preseka za  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha)\alpha$  fuzionu reakciju.

1986. godine Rolfs i Kavanagh [25] su predložili da se poboljšanja R-matričnog proračuna izvedu uključivanjem mehanizma direktne reakcije  $(\text{p},\alpha)$ , pošto je osnovno stanje  ${}^7\text{Li}$  ( $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ ) opisano dobro sa  ${}^3\text{H} \otimes {}^4\text{He}$  – klaster konfiguracijom (sa orbitnim momentum impulsa  $l = 1$ ) te se reakcija  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha)\alpha$  može vizuelizovati kao triton-pickup proces i da se može odvijati na niskim energijama snopa predominantno od dolazećeg  $l_p = 1$  (proton) parcijalnog talasa do odlazećih  $\alpha$ -čestičnih parcijalnih talasa sa  $l_\alpha = 0$  i  $l_\alpha = 2$ . Autori su istakli da je postojanje ovakvog mehanizma direktne  $(\text{p},\alpha)$  reakcije na sub-Couloumb-ovskim energijama već bilo sugerisano podacima iz reakcija  ${}^{15}\text{N}(\text{p},\alpha){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{18}\text{O}(\text{p},\alpha){}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{19}\text{F}(\text{p},\alpha){}^{16}\text{O}$ . Oni su predložili za  $E \leq 100 \text{ keV}\cdot\text{a}$  jedan ekstrapolirani  $S(E)$ -faktor od 40 do 65  $\text{keV}\cdot\text{b}$ , sa verovatnom vrednošću od

$S(0) = 52(8) \text{ keVb}$ . Preciznost ove vrednosti se po njima mogla značajno poboljšati R-matričnim proračunima koji bi uključili mogući mehanizam direktne  $(p,\alpha)$  reakcije.

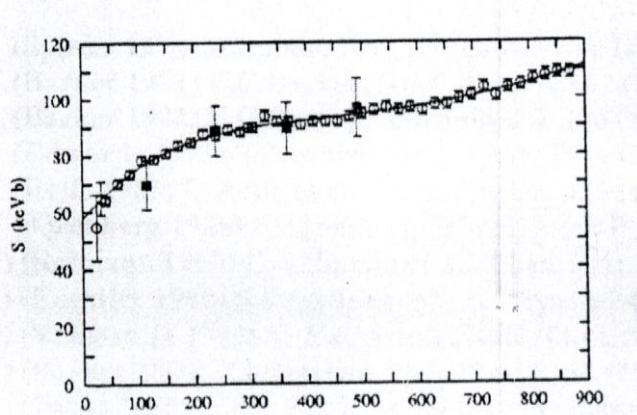
1990. godine Raimann i saradnici [27] tretiraju  ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$  kao tri-nukleon-transfer reakciju u okviru teorije direktne reakcije. Formalizmom ZRDWBA (zero-range-DWBA) su izračunati direktni doprinosi  $S$ -faktoru korišćenjem triton-klaster-form-faktora a dobro slaganje teorijskog predviđanja i eksperimenta je za autore bio jak dokaz za postojanje dominantnog mehanizma direktne reakcije na termonuklearnim energijama. U to vreme dostupni podaci za  $(p,\alpha)$  indukovane reakcije na lakisim nuklidima ( $A \leq 19$ ) su po autorima takođe sugerisali postojanje mehanizma direktne reakcije na sub-Couloumb-ovskim energijama. Iznesene su pretpostavke da je u nekim slučajevima ovaj mehanizam možda dominantan za pick-up reakcije sa velikom  $Q$ -vrednošću, kao što je  ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$ , zbog niske separacione energije transferisane (triton) čestične grupe u jezgru meti, kao i zbog visoke energije u izlaznom kanalu. Niska separaciona energija teži da poveća talasnu funkciju u nuklearnoj spoljašnjosti i energija izbačenih čestica je daleko iznad Couloumb barijere u izlaznom  $\alpha+\alpha$  kanalu. Oba efekta povećavaju doprinos direktne reakcije efikasnom preseku u termonuklearnoj oblasti. Njihovo predviđanje za  $S$ -faktor je  $S(0) = 50 \text{ keVb}$ .

1995. godine Yamashita [28] je preciznijim FRDWBA (finite-range distorted-wave Born approximation) proračunom analizirao eksperimentalne podatke iz [24]. Istaknuto je da na bitnim astrofizičkim energijama, mehanizam direktne reakcije ima dominantnu ulogu za reakcije u prvobitnoj nukleosintezi kao i u zvezdanom sagorevanju, navodeći istu argumentaciju kao i Raimann i saradnici [27]. U njihovim proračunima astrofizički  $S$ -faktor je reprezentovan kvadratnom energetskom zavisnošću:

$$S(E) = 0.0565(1 + 3.018 \times E - 3.515 \times E^2)$$

gde je  $E$  energija bombardovanja protona u MeV-ima. Ekstrapolirano presecanje na nultoj energiji je  $S(0) = 56.5 \text{ keVb}$ .

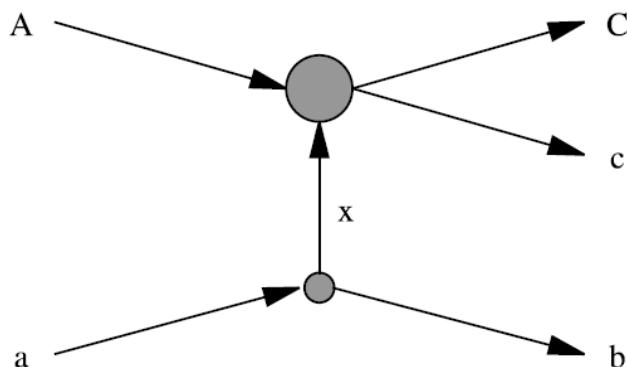
Treba pomenuti postojanje još jednog pravca u fitovanju eksperimentalnih podataka za reakciju  ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$  u radovima Barker-a počev od 1971. godine [29]. Barker koristi R-matrične proračune za fit uključivanjem  ${}^8\text{Be}$  nivoa. 2000. godine [30] podaci iz  ${}^4\text{He}(\alpha,p){}^7\text{Li}$ ,  ${}^4\text{He}(\alpha,n){}^7\text{Be}$  i  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$  kao i iz  $\alpha+\alpha$ -elastičnog rasejanja su fitovani i dobijena je vrednost  $S(0) = 58 \text{ keVb}$  za reakciju  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ . Kriva najboljeg R-matričnog fita na eksperimentalne podatke iz [24] i [25] prikazana je na slici 14.



Slika 14. Kriva najboljeg R-matričnog fita na eksperimentalne podatke iz [24] i [25].

Na kraju ovog poglavlja treba istaći da se problem nemogućnosti eksperimentalnog određivanja efikasnih preseka reakcija bitnih u različitim astrofizičkim modelima u poslednjih desetak godina prevazilazi alternativnim metodama u kojima se posmatrana reakcija ne proučava direktno, već se istražuje blisko povezan proces koji se može izmeriti eksperimentalno. Veza sa astrofizičkom reakcijom je uspostavljena uz pomoć teorija nuklearnih reakcija uz neizbežne aproksimacije. Zbog ovih aproksimacija se ne može očekivati ekstrakcija apsolutnih efikasnih preseka reakcija od astrofizičkog interesa, međutim metod Trojanski konj (THM-Trojan horse method) će pružiti pouzdanu informaciju o energetskoj zavisnosti efikasnih preseka. Ovo je važno pošto je na višim energijama apsolutni efikasnji presek obično dobro poznat iz direktnih merenja i može se zajedno sa informacijom o energetskoj zavisnosti dobijenoj iz THM, pouzdano extrapolirati na bitne astrofizičke energije. Na ovom mestu biće izložene osnovne ideje THM-a, kao i rezultat koji ovaj metod daje za fuzionu reakciju  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha)\text{a}$ .

U osnovi THM metoda leži aproksimacija da se izračunavanje (pod određenim kinematičlim uslovima) efikasnog preseka reakcije sa dve čestice u izlaznom kanalu može izvesti iz efikasnog preseka direktne reakcije sa najmanje tri čestice u izlaznom kanalu  $\text{a}(\text{A},\text{cC})\text{b}$ , na osnovu mehanizma kvazislobodne reakcije. Pod ovim uslovima, reakcija  $\text{a}(\text{A},\text{cC})\text{b}$  se opisuje sledećim dijagramom:



Prepostavlja se da jezgro meta a, fragmentacionim (break-up) procesom prelazi u x-b klaster konfiguraciju. Tada se b tretira kao posmatrač (spectator) reakcije  $A + x \rightarrow c + C$  sa dve čestice u izlaznom kanalu. U ovoj slici, efikasni presek reakcije tri-tela može se podeliti na dva člana koji odgovaraju verteksima na gornjem dijagramu. Da bi se THM metod mogao primeniti, veoma je važno pronaći odgovarajuću reakciju sa tri čestice u izlaznom kanalu kao i pogodne kinematičke uslove (oblast uglova i energiju centra mase). U opisu kvazislobodnog procesa može se koristiti jednostavan model zasnovan na ravnim talasima (plane wave impulse approximation-PWIA), pri čemu je diferencijalni efikasni presek reakcije sa tri čestice u izlaznom kanalu dat sa:

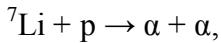
$$\frac{\partial^3 \sigma}{\partial E_c \partial \Omega_c \partial \Omega_c} = K_F \left( \frac{\partial \sigma^{THM}}{\partial \Omega_{Ax}} \right) \Phi(p_s)^2 \quad (1.4.1)$$

gde su:  $K_F$  kinematički faktor,  $\Phi(p_s)$  raspodela impulsa klastera x u jezgru meti a,  $\left( \frac{\partial \sigma^{THM}}{\partial \Omega_{Ax}} \right)$

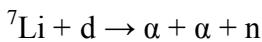
"off-shell" diferencijalni efikasni presek dva-tela za reakciju A(x,c)C. U ovom formalizmu, ako je  $\Phi(p_s)$  poznato i  $K_F$  izračunato, moguće je odrediti  $\left( \frac{\partial \sigma^{THM}}{\partial \Omega_{Ax}} \right)$  iz merenja  $\frac{\partial^3 \sigma}{\partial E_c \partial \Omega_c \partial \Omega_c}$ .

Naravno, ovim metodom nije moguće dobiti absolutnu vrednost za diferencijalni efikasni presek reakcije sa dve čestice u izlaznom kanalu od astrofizičkog značaja. Međutim, pogodno izabranom normalizacijom već postojećih rezultata apsolutnih merenja na visokim energijama pomoću direktnih metoda, moguće je dobiti informacije o efikasnom preseku za tipične Gamowe energije. Pored toga, dobijeni rezultati iz THM-a predstavljaju efikasne preseke za ogoljena jezgra ("bare" nuclei), gde su efekti elektronskog ekriraniranja zanemarljivi, a ujedno se može dobiti informacija o vrednosti ekriranog potencijala  $U_e$ .

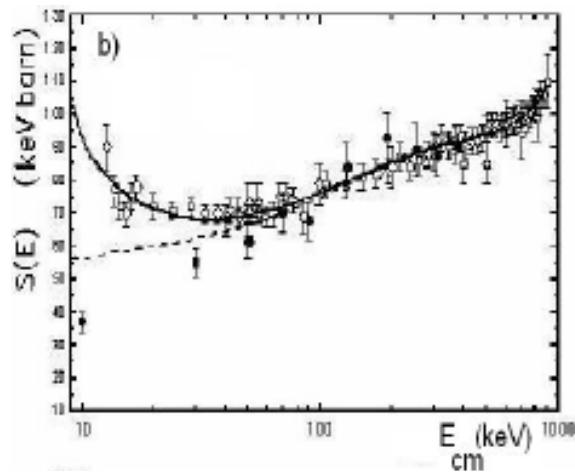
Bez ulazeња u detalje računa, u nastavku ovog poglavlja, formalizam THM-a biće primjenjen da bi se dobio efikasni presek jedne astrofizički bitne reakcije:



na niskim energijama iz pogodno izabrane reakcije sa tri čestice u izlaznom kanalu:

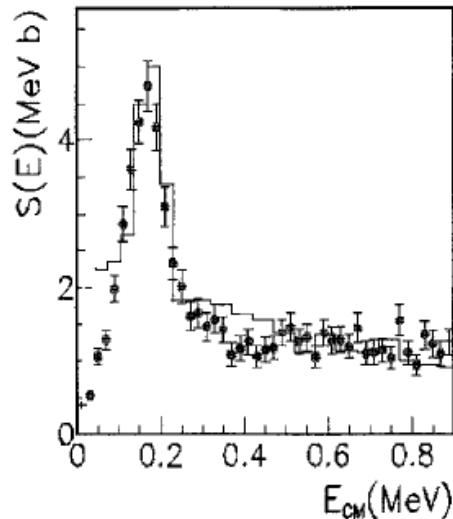


To je urađeno uz pomoć teorije direktne nuklearne reakcije, prepostavljajući da je Trojanski konj a predominantno sastavljen iz klastera  $x$  i  $b$  ( $a = \text{deuteron}$ ,  $x = \text{proton}$  i  $b = \text{neutron}$ ). U procesu sa tri čestice u izlaznom kanalu, talasna funkcija Trojanskog konja  $a = x + b$  ima raspodelu impulsa konačne širine, tj. klasteri  $b$  i  $x$  imaju Fermijevo kretanje. U THM pokušavamo da izaberemo kinematički uslov takav da transfer impulsa na  $b$  bude mali i s toga se jezgro  $b$  razmatra kao posmatrač (spectator) za vreme interakcije. Ovaj uslov se naziva kvazislobodan. On može biti ispunjen u dатој oblasti faznog prostora na raspolaganju za tri čestice, izborom pogodnih kinematičkih uslova između čestica u izlaznom kanalu ( $\alpha$ - $\alpha$  koincidencije na izabranim uglovima detekcije) takvih da transfer impulsa na posmatrača (nedetektovani neutron) ostane ograničen ( $\Delta p_n \leq 40 \text{ MeV}c^{-1}$ ). U ovom selektivnom faznom prostoru ostali mehanizmi reakcije, kao na primer sekvencijalni procesi sa  ${}^5\text{He}$  ili  ${}^8\text{Be}$  intermedijalnim stanjima (stanja složenog jezgra) se mogu očekivati potisnutim na zanemarljiv nivo. Za visoke energije u ulaznom kanalu reakcije  $a(A,cC)b$  ( $E_{7\text{Li}} = 19\text{-}20 \text{ MeV}$ ), efikasni presek tri-tela nije potisnut  $A + a$  Coulomb-ovom barijerom ( $E_c = 1 \text{ MeV}$ ). Ipak, niske efektivne energije u reakciji  $A + x \rightarrow c + C$  se mogu dostići kao posledica Fermijevog kretanja čestice  $x$  unutar  $a$ . S toga, efikasni presek reakcije dva-tela neće biti potisnut sa  $A + x$  Coulomb-ovom barijerom (suštinski momenat u THM teoriji) za razliku od direktnih merenja reakcije  $A + x \rightarrow c + C$ . Dodatno, zbog visoke energije u ulaznom kanalu reakcije  $a(A,cC)b$ , efekti elektronskog ekraniranja su zanemarljivi, stoga možemo odrediti  $\sigma_b(E)$  na astrofizičkim energijama. Na osnovu raznovrsnih aproksimacija uključenih u THM jasno je da se ne mogu precizno dobiti apsolutne vrednosti za efikasni presek dva-tela. Ipak, moguće je dobiti pouzdane informacije o energetskoj zavisnosti  $\sigma_b(E)$ . Onda se relativni rezultati za  $\sigma_b(E)$  iz THM mogu normalizovati na apsolutne vrednosti podataka koji se dobijaju iz direktnih merenja na višim energijama, gde su efekti elektronskog ekraniranja zanemarljivi ( $E/U_e > 100$ ). Slaganje u energetskoj zavisnosti oba skupa podataka predstavlja osetljiv test za THM i neophodan uslov kredibilnosti dobijenih  $\sigma_b(E)^{\text{THM}}$  vrednosti na  $E/U_e < 100$ . Najvažniji rezultati dobijeni na osnovu formalizma THM za reakciju  ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$  predstavljeni su u radu [31]. Primena THM-a, rezultirala je dobijanjem stabilne i pouzdane informacije o  $S_b(E)$  kao i o  $S(0) = 55(3) \text{ keVb}$ . Na osnovu poređenja energetske zavisnosti  $S_b(E)$  dobijene primenom THM sa direktnim podacima  $S_S(E)$  (slika 15), može se odrediti vrednost potencijalne energije elektronskog ekraniranja od  $U_e = 330 \pm 40 \text{ eV}$ . Ovo je značajno veća vrednost od adijabatske granice  $U_{ad} = 175 \text{ eV}$ . Ovo neslaganje između potencijala ekraniranja  $U_e$  i  $U_{ad}$  za sada se ne može razumeti. Sa druge strane, to je u skladu sa hipotezom izotopske nezavisnosti vrednosti za ekranirani potencijal  $U_e$ .



Slika 15. Astrofizički S-faktor za ogoljena jezgra  $S_b(E)$  za  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha)\alpha$  iz THM podataka upoređen sa ekraniranim  $S_s(E)$  faktorom (astrofizički S-faktor za ekranirana jezgra) iz direktnih podataka, gde isprekidana linija predstavlja polinomni fit podataka za  $S_b(E)$  a puna kriva uključuje efekte elektronskog ekraniranja sa  $U_e = 330 \text{ eV}$ .

Još jedan važan rezultat iz rada [31] odnosi se na fuzionu reakciju  ${}^{11}\text{B}(\text{p},\alpha_0\alpha){}^8\text{Be}$ , koja se, zbog svog velikog Q faktora, u poslednjih nekoliko godina razmatra kao energetska reakcija u plazmenim mašinama tipa plazma fokusa [55]. Sa druge strane, dobijeni rezultat (slika 16) predstavlja potvrdu THM teorije koja je uspela da predvidi rezonantni karakter ove reakcije.



Slika 16. Astrofizički S-faktor za reakciju  ${}^{11}\text{B}(\text{p},\alpha_0\alpha){}^8\text{Be}$  dobijen na osnovu THM-a (crne tačke) i direktnim merenjem (puna linija).

Sve detalje vezane za THM teoriju, čitalac ovog rada može naći u preglednom članku [32].

## **2. EKSPERIMENTALNI METODI KORIŠĆENI U OVOM RADU**

Najvažniji eksperimentalni metodi i tehnike, korišćeni u eksperimentima čiji će detaljan opis biti dat u glavi 3, jesu tema ove glave. Na prvom mestu je detekcija ubrzanih lakih jona kao i produkata D-D fuzione reakcije, njihova ugaona distribucija i merenje energije. U tu svrhu, u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, već dugi niz godina razvijene su različite spektroskopske metode i tehnike. Ono po čemu je naša laboratorija prepoznatljiva, pre svega zahvaljujući pokojnom rukovodiocu Dr Radovanu Antanasijeviću, jeste svojevrsna škola u oblasti rada sa čvrstim detektorima tragova koji su se, pogotovo u eksperimentima sa jakim strujnim pražnjejima kakav je i plazma fokus, pokazali kao nezamenljiv dijagnostički alat. Pored toga, postoji ogromno iskustvo u radu sa organskim scintilatorima, kako tečnim tako i plastičnim i to naročito u neutronskoj spektroskopiji. Na kraju ove glave, objašnjen je i metod merenja struje kao bitnog parametra u ovakvoj vrsti eksperimenata, što kod jako strujnih, impulsnih pražnjenja predstavlja netrivijalan problem.

### **2.1. TEHNIKE I METODE DETEKCIJE ČESTICA JONIZUJUĆEG ZRAČENJA ORGANSKIM SCINTILATORIMA**

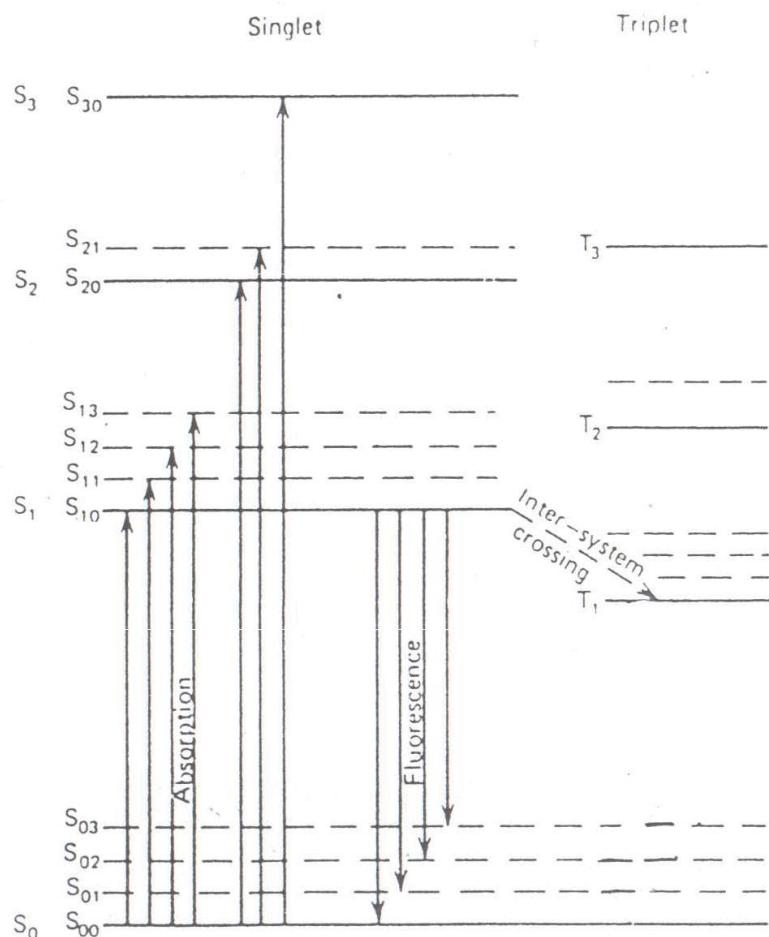
Detekcija ionizujućeg zračenja pomoću stvaranja scintilacija u izvesnim materijalima jedna je od najstarijih detekcionih tehnika. Vremenom su se ti materijali razvili kao scintilacioni detektori, kraće scintilatori, nalazeći široku primenu u detekciji i spektroskopiji raznih vrsta zračenja.

Scintilatori se dele u dve velike grupe: neorganski i organski. Neorganski scintilatori, zbog velikog Z konstitutivnih elemenata, pogodni su za gama spektroskopiju, imaju odličan svetlosni izlaz i linearnost, ali su sporiji u vremenskom odgovoru u odnosu na organske scintilatore. Organski scintilatori su brži, ali slabiji u prinosu svetlosti i uglavnom se primenjuju u  $\beta$  spektroskopiji i detekciji neutrona. Organski scintilatori se proizvode u tri osnovna tipa: čisti organski kristali (antracen, stilben), tečni (NE213, NE343, BC501, ...) i plastici (NE102, pilot U, ...). U ovom poglavlju opisan je princip detekcije kao i osnovne karakteristike organskih scintilatora.

## Principi detekcije

Organiski scintilatori su aromatična jedinjenja, čiji molekuli zadovoljavaju određenu simetriju poznatu kao  $\pi$ -elektronska struktura. To znači, da delokalizovani elektroni u molekulu zauzimaju  $\pi$ -molekulske orbitale. Na slici 17 dat je prikaz  $\pi$ -elektronskih energetskih nivoa tipičnog molekula organskog scintilatora.

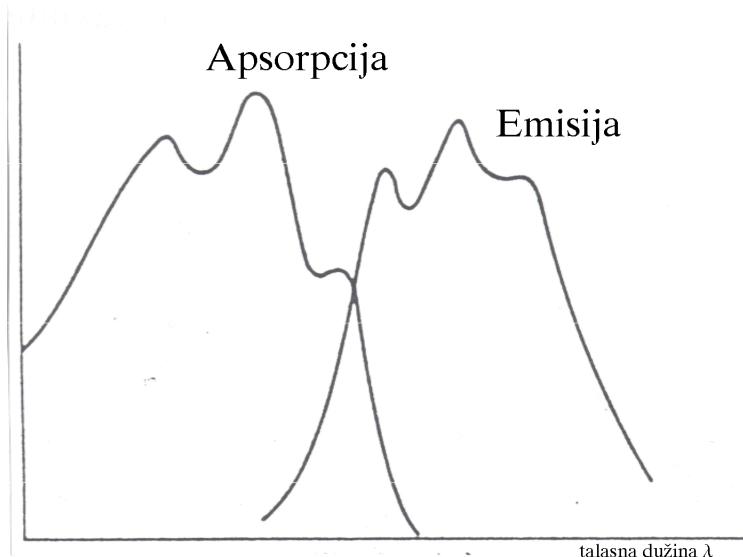
Izdvajaju se dve serije pobuđenih stanja: singletna (spin 0) i tripletna (spin 1). Za molekule organskih scintilatora, energija između  $S_0$  i  $S_1$  je 3 ili 4 eV-a. Svaki od nivoa poseduje finu strukturu koja potiče od vibracionih stanja molekula. Tipična energetska rastojanja između vibracionih nivoa su 0.15 eV-a. Na sobnoj temperaturi skoro svi molekuli se nalaze u osnovnom  $S_0$  stanju. Čestice ionizujućeg zračenja u interakciji sa molekulima organskog scintilatora predaju deo svoje kinetičke energije vršeći pobudu tih istih molekula. Pobuđeni molekuli mogu se naći u nekom od singletnih stanja  $S_1, S_2, \dots$  ili u nekom od njihovih vibracionih stanja.



Slika 17. Shema energetskih nivoa molekula organskog scintilatora.

Nakon vremena reda ps dolazi do deekscitacije u  $S_1$  stanje neradijativnim procesom poznatim kao "interna degradacija". Scintilaciona svetlost, nastala prelazom iz  $S_1$  u jedno od vibracionih stanja osnovnog stanja  $S_0$ , odgovara tzv. glavnoj ili normalnoj fluorescenciji sa karakterističnim vremenom raspada od nekoliko ns. "Internom degradacijom" tripletnih stanja kao i prelazom zvanim "intersystem crossing" (neka singletna stanja mogu biti konvertovana u tripletno stanje  $T_1$ ), neki molekuli se nađu u  $T_1$  pobuđenom stanju. U njihovoj međusobnoj interakciji izvestan broj molekula ponovo dospeva u  $S_1$  pobuđeno stanje uz fononsku emisiju. Kako je vreme života  $T_1$  pobuđenog stanja znatno veće od vremena života singletnih stanja, tada se scintilaciona svetlost nastala u normalnoj fluorescenciji molekula koji su u  $S_1$  pobuđeno stanje dospeli na gore opisani način, javlja sa izvesnim kašnjenjem i zato se naziva zakasnela fluorescencija. Vreme raspada zakasnele fluorescencije iznosi i do nekoliko stotina ns. Dobijena scintilaciona svetlost uvek predstavlja sumu oba tipa fluorescencije (normalne i zakasnele). Pojava zakasnele fluorescencije se javlja samo kod određenih organskih scintilatora. Njen doprinos zavisi od vrste jonizujućeg zračenja, što je postalo osnova tzv. diskriminacije po obliku impulsa. Nastala scintilacija se optički vodi ka fotomultiplikatoru gde se svetlosni impuls pretvara u električni, koji se dalje obrađuje modulima nuklearne elektronike. Sa slike 18 je jasno zašto su organski scintilatori transparentni za sopstvenu fluorescentnu emisiju. Na slici 18. prikazani su optički apsorpcioni i emisioni spektar tipičnog organskog scintilatora. Vidi se malo preklapanje spektara što za posledicu ima malu samo-apsorpciju za fluorescenciju. Idealno bi bilo kada bi se sva incidentna energija čestica ionizujućeg zračenja pretvorila u scintilacionu svetlost.

Nažalost, postoje alternativni modovi deekscitacije molekula koji ne rezultiraju emisijom svetlosti. Svi ti procesi se podvode pod termin gašenje (quenching). Prilikom fabrikovanja,



Slika 18. Optički apsorpcioni i emisioni spektar tipičnog organskog scintilatora.

organskim scintilatorima se dodaju komponente koje smanjuju gašenje. Prisustvo kiseonika, takođe gasi scintilacije. Kod tečnih scintilatora kiseonik se uklanja povremenim barbotiranjem nekim plemenitim gasom. Pored toga dodaju se i komponente čiji je zadatak da usklade emisioni spektar scintilatora sa spektralnom osetljivošću fotomultiplikatora.

### Svetlosni izlaz

Samo se mali deo kinetičke energije, koju gubi nanelektrisana čestica u scintilatoru, pretvara u scintilacionu svetlost. Veći deo se gubi neradijativno, prvenstveno u fononskoj produkciji ili toploti. Deo kinetičke energije koji se konvertuje u svetlost (scintilaciona efikasnost), zavisi od tipa nanelektrisane čestice i njene energije. Zbog toga se samo u slučaju da scintilaciona efikasnost ne zavisi od energije nanelektrisane čestice može govoriti o linearnosti svetlosnog prinosa i energije. Odgovor organskog scintilatora najbolje se opisuje vezom između  $dL/dx$  (fluorescentna energija emitovana po jediničnoj dužini puta) i  $dE/dx$  (specifični gubitak energije nanelektrisane čestice). Veličina  $L$  predstavlja svetlosni izlaz datog organskog scintilatora. U literaturi, najčešće korišćena je Birks-ova formula koja povezuje gore uvedene veličine  $dL/dx$  i  $dE/dx$ :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.1.1)$$

$S$  predstavlja scintilacionu efikasnost. Do gornje formule Birks je došao uvodeći pretpostavku da velika gustina jonizacije duž traga nanelektrisane čestice vodi ka gašenju koje potiče od oštećenih molekula. Gustina tih oštećenih molekula je direktno proporcionalna gustini jonizacije i može se predstaviti sa  $B(dE/dx)$ , gde je  $B$  konstanta proporcionalnosti. Birks dalje pretpostavlja da k-ti deo od njih vodi ka gašenju [33]. Proizvod  $kB$  u formuli (2.1.1) uzima se kao fit parametar za eksperimentalne krive za dati scintilator.

Kada je nanelektrisana čestica brzi elektron (nastao direktno ili iz interakcije gama fotona sa sredinom u kojoj se nalazi scintilator),  $dE/dx$  je malo za širok spektar početne energije elektrona i Birks-ova formula postaje:

$$\left( \frac{dL}{dx} \right)_e = S \frac{dE}{dx} \quad (2.1.2)$$

odnosno svetlosni izlaz za jedinični gubitak energije je konstantan. Znači, za tu oblast energija E, svetlosni izlaz je linearno povezan sa početnom energijom brzog elektrona:

$$L \equiv \int_0^E \frac{dL}{dE} dE = SE \quad (2.1.3)$$

Za većinu organskih scintilatora, odgovor na elektrone je linearan za energije iznad 125 keV-a.

Za teške nanelektrisane čestice (p, d,  $\alpha$ ),  $dE/dx$  je toliko veliko da dolazi do saturacije duž traga pa formula (2.1.1) postaje:

$$\left( \frac{dL}{dx} \right)_p = \frac{S}{kB} \quad (2.1.4)$$

Zato je svetlosni izlaz teških nanelektrisanih čestica uvek manji (nekada i za red veličine) od svetlosnog izlaza elektrona za istu deponovanu energiju u detektorskoj sredini. Pored toga, svetlosni izlaz, za recimo protone postaje skoro linearan za početne energije protona iznad 5 MeV-a. Za većinu organskih scintilatora, za početne energije ispod 5 MeV-a, svetlosni izlaz je proporcionalan sa  $E^{3/2}$  [34].

### Vremenski razvoj scintilacija

Zavisnost intenziteta scintilacija I od vremena t,  $I(t)$  prevashodno zavisi od načina deekscitacije molekula organskog scintilatora. Ukoliko se radi o normalnoj fluorescenciji, važno je znati promenu lokalne koncentracije singletnog pobuđenog stanja  $S_1$ ,  $C_S$  sa vremenom t, duž traga ionizujuće čestice. To se dobija rešavanjem odgovarajuće kinetičke jednačine:

$$\frac{dC_S}{dt} = D_S \Delta C_S - \frac{1}{\tau_B} C_S \quad (2.1.5)$$

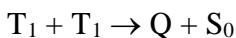
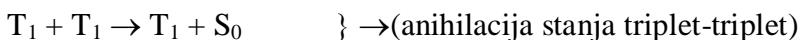
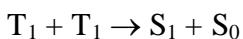
gde su :  $\tau_B$  vremenska konstanta i  $D_S$  koeficijent difuzije singletnog stanja  $S_1$ .

Rešenje gornje jednačine odgovara promptnom impulsu i ima sledeći oblik:

$$I'(t) = k_s N_s(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_B}\right) \quad (2.1.6)$$

pri čemu je  $N_s(0)$  broj molekula u  $S_1$  pobuđenom stanju u početnom trenutku, a  $k_s$  konstanta brzine normalne fluorescencije. Vremenska konstanta  $\tau_B$  je reda nekoliko ns, a sve to odgovara tzv. brzoj komponenti vremenskog odgovora scintilatora.

Za razliku od nje postoji i spora komponenta koja je povezana sa procesom zakasnele fluorescencije. Ispod je data nekompletna lista procesa koji doprinose sporoj komponenti:



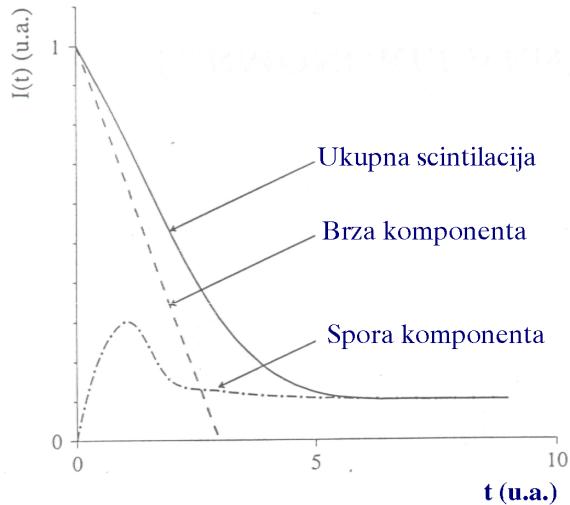
Vidi se da je za opis spore komponente bitna vremenska promena lokalne koncentracije tripletnog stanja  $T_1$ ,  $C_T$  duž traga ionizujuće čestice. Odgovarajuća kinetička jednačina je oblika:

$$\frac{\partial C_T}{\partial t} = k'_s C_s - \chi_{TT} C_T^2 + D_T \Delta(C_T) \quad (2.1.7)$$

gde su:  $k'_s$  konstanta brzine procesa "intersystem crossing" singlet-triplet,  $\chi_{TT}$  konstanta brzine anihilacije triplet-triplet i  $D_T$  koeficijent difuzije tripletnog stanja  $T_1$ . Za slučaj spore komponente rešenje gornje jednačine ima sledeći asimptotski oblik:

$$I''(t) = \frac{M}{[1 + A \log(1 + t/t_s)]^2 (1 + t/t_s)} \quad (2.1.8)$$

pri čemu su:  $M, A$  konstante čija vrednost zavisi od karakteristika datog scintilatora i  $t_s$  vremenska konstanta spore komponente.

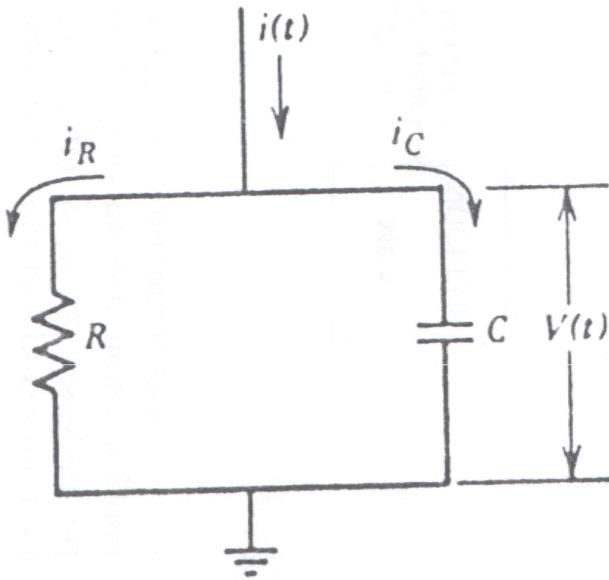


Slika 19. Vremenski odgovor organskog scintilatora.

Ukupni vremenski odgovor scintilatora uvek predstavlja superpoziciju brze (2.1.6) i spore komponente (2.1.8). Grafički prikaz vremenskog odgovora tipičnog organskog scintilatora dat je na slici 19. [35].

#### Analiza oblika svetlosnog impulsa

Svetlosni impuls sadrži ne više od nekoliko stotina fotona i kao takav je suviše slab za neku dalju analizu. Zbog toga se svetlosni impuls optički vodi ka fotomultiplikatoru, uređaju koji ga konvertuje u električni impuls. Glavni delovi fotomultiplikatora su: fotokatoda i sistem za multiplikaciju fotoelektrona. Fotokatoda služi da što više upadnih svetlosnih fotona pretvori u nisko energetske elektrone. Kako je broj nastalih fotoelektrona i dalje nedovoljan da bi se formirao obradiv električni impuls, to se u sistemu za multiplikaciju njihov broj poveća na  $10^7$ - $10^{10}$ . Ukupno nastalo nanelektrisanje  $Q$  skuplja se na anodi, formirajući naponski impuls u kome se nalaze informacije o originalnoj scintilaciji. Oblik naponskog impulsa zavisi od vremenske konstante anodnog kola. Na slici 20. prikazan je uprošćen shematski izgled anodnog kola.



Slika 20. Shematski izgled anodnog kola.

C predstavlja kapacitet same anode kao i kapacitet kablova i ulazni kapacitet kola na koje je anoda privezana. Otpornost R čini otpornik u bazi fotomultiplikatora. Njegova vrednost utiče na vremensku konstantu anodnog kola. Sledećim jednostavnim modelom pokazuje se kako izbor vremenske konstante anodnog kola utiče na oblik naponskog impulsa.

U prethodnom poglavlju pokazano je da se emitovana svetlost za većinu organskih scintilatora može reprezentovati običnim eksponencijalnim zakonom. To znači da struja elektrona koja stiže na anodu ima sledeću vremensku zavisnost:

$$i(t) = i_0 \exp(-\lambda t) \quad (2.1.9)$$

gde je  $\lambda$  konstanta raspada scintilatora.

Početna struja  $i_0$  vezana je za ukupno naelektrisanje Q:

$$Q = \int_0^\infty i(t) dt = \frac{i_0}{\lambda} \quad (2.1.10)$$

Tada je:

$$i(t) = \lambda Q \exp(-\lambda t) \quad (2.1.11)$$

Kako je  $i(t) = i_C + i_R$  (slika 20.), tada se naponski impuls  $V(t)$  dobija rešavanjem sledeće nehomogene diferencijalne jednačine prvog reda:

$$\frac{dV(t)}{dt} + \frac{1}{RC} V(t) = \frac{\lambda Q}{C} \exp(-\lambda t) \quad (2.1.12)$$

Rešenje jednačine (2.1.12), uz početni uslov  $V(0) = 0$  je:

$$V(t) = \frac{1}{\lambda - Q} \cdot \frac{\lambda Q}{C} [\exp(-\theta t) - \exp(-\lambda t)] \quad (2.1.13)$$

gde je  $\theta \equiv \frac{1}{RC}$  recipročna vrednost vremenske konstante anodnog kola.

Razlikuju se dva granična slučaja, koja je moguće postići izborom otpornosti  $R$ :

#### A. Velika vremenska konstanta anodnog kola

Kada je vremenska konstanta anodnog kola za nekoliko redova veličine veća od vremena raspada scintilacije ( $\theta \ll \lambda$ ), tada (2.1.13) ima sledeći aproksimativni oblik:

$$V(t) \approx \frac{Q}{C} [\exp(-\theta t) - \exp(-\lambda t)] \quad (2.1.14)$$

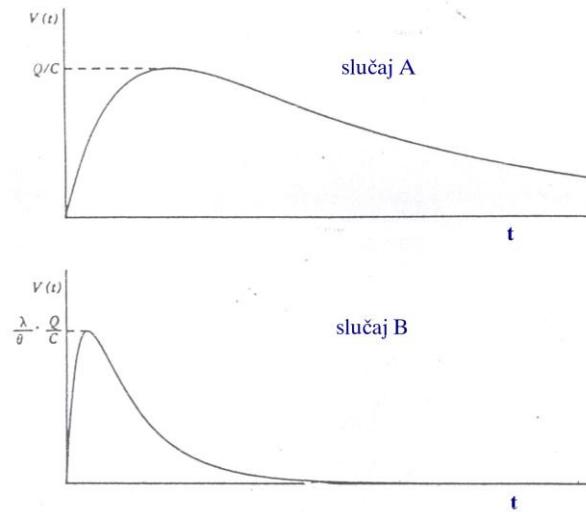
Kako je  $\theta \ll \lambda$ , to se vodeća ivica naponskog impulsa (2.1.14) ponaša kao  $[1 - \exp(-\lambda t)]$ , a vreme porasta impulsa je određeno konstantom raspada scintilatora  $\lambda$ . Vreme raspada naponskog impulsa zavisi od vremenske konstante anodnog kola. Amplituda impulsa je  $Q/C$ , vrednost koja je maksimalna i jedino dostižna za  $\theta \ll \lambda$ .

#### B. Mala vremenska konstanta anodnog kola

Drugi ekstremni slučaj nastupa kada je vremenska konstanta anodnog kola mnogo manja u poređenju sa vremenom raspada scintilatora ( $\theta \gg \lambda$ ). Tada (2.1.13) ima sledeći oblik:

$$V(t) = \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} [\exp(-\lambda t) - \exp(-\theta t)] \quad (2.1.15)$$

Za razliku od prethodnog slučaja (A.), vodeća ivica naponskog impulsa (2.1.15) je određena vremenskom konstantom anodnog kola. Ponašanje repa impulsa je  $\exp(-\lambda t)$  što je identično sa oblikom originalne scintilacije. Maksimalna amplituda je  $\lambda\theta/QC$  {to je neuporedivo manje nego u slučaju A. Oblici naponskih impulsa (2.1.14) i (2.1.15) prikazani su na slici 21.



Slika 21. Oblici naponskog impulsa sa anode fotomultiplikatora.

Osobina nekih tipova scintilatora (NE213) da različite čestice jonizujućeg zračenja formiraju različite oblike svetlosnog impulsa, iskorišćena je u tehnici znanoj kao diskriminacija na osnovu oblika signala (PSD-pulse shape discrimination) i detaljno je prikazana u referenci [36].

## 2.2. ČVRSTI DETEKTORI TRGOVA; PRINCIPI DETEKCIJE I PRIMENE

Prolazeći kroz čvrstu dielektričnu sredinu teške nanelektrisane čestice proizvode vidljive defekte (tragove) u kristalnoj strukturi. Ti defekti su razlučivi od nečistoća i nepravilnosti u samom kristalu, što više oni se nakon određenog hemijskog tretmana mogu videti i optičkim mikroskopom. Ovaj efekat otkriven je krajem pedesetih godina prošlog veka na kristalu LiF koji je bio u kontaktu sa folijom od urana i ozračen termalnim neutronima pri čemu su oslobođeni fisioni fragmenti dali prve vidljive tragove [37], [38]. Nakon toga usledila su otkrića da i druge vrste kristala pokazuju slične osobine. Pored tragova fisionih fragmenata bilo je moguće videti i tragove drugih jona. Sledeći veliki korak u razvoju te nove oblasti bio je uvođenje plastičnih čvrstih detektora tragova pri čemu su neki od njih registrovali čak i alfa čestice i protone. Kako su se empirijski rezultati uvećavali rasla je potreba da se efekat objasni teorijski. U prvom delu ovog poglavlja nešto detaljnije su dati prikazi nekih teorijskih modela za kriterijume i opisivanje formiranja tragova teških, nanelektrisanih jona u čvrstim telima. Takođe je opisan proces hemijskog nagrizanja kao i geometrija traga. Za sve one koje više zanima ova problematika, postoje dve referentne knjige iz ove oblasti [39], [40].

### Čvrsti detektori tragova; principi detekcije

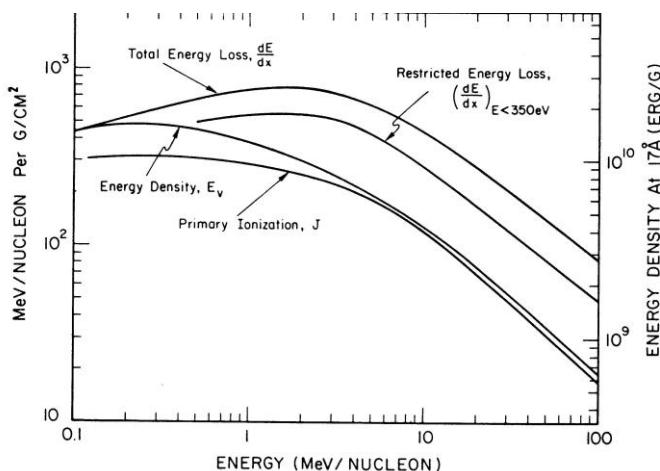
Ubrzo nakon otkrića prvih čvrstih detektora tragova bilo je jasno da jedino sredine sa niskom elektroprovodnošću (mala koncentracija slobodnih elektrona) jesu pogodne za formiranje traga. Slobodni elektroni prisutni u metalima bi formirani trag upadnog jona brzo "izbrisali" rekombinacijom sa jonima-šupljinama sredine i pre hemijskog tretmana. To je ujedno bio i prvi kriterijum za formiranje traga u datoј sredini sa empirijski utvrđenom granicom elektrootpornosti od  $2000 \Omega\text{cm}$ . Vremenom su kriterijumi bili sve bliži fizičkoj realnosti zasnovanoj na mehanizmu interakcije jona u materijalnoj sredini.

Gubitak energije upadnog jona može se tako smatrati kao posledica interakcije sa elektronima i jezgrima detektorske sredine. Za jone energija većih od  $1 \text{ MeV}$  nuklearni gubici su manji od elektronskih. Ovi prvi su jedino značajni pri kraju traga na malim energijama. S druge strane značajnija je interakcija jona sa elektronima atoma (molekula) detektora. Ona se opisuje Bete-Blosovom formulom:

$$\left( \frac{dE}{dx} \right) = \frac{C_1 Z^{*2}}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{W_{\max}^2}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - U \right] \quad (2.2.1)$$

gde su:  $C_1 = 2\pi n_e e^4 / mc^2$ ,  $n_e$  - koncentracija elektrona,  $m$  - masa elektrona,  $W_{max}$  - maksimalni transfer energije,  $\beta = v/c$ ,  $v$  - brzina jona,  $I$  - srednji potencijal ionizacije,  $\delta$  - korekcija na efekte polarizacije sredine za relativističke brzine,  $U$  - korekcija za male brzine.

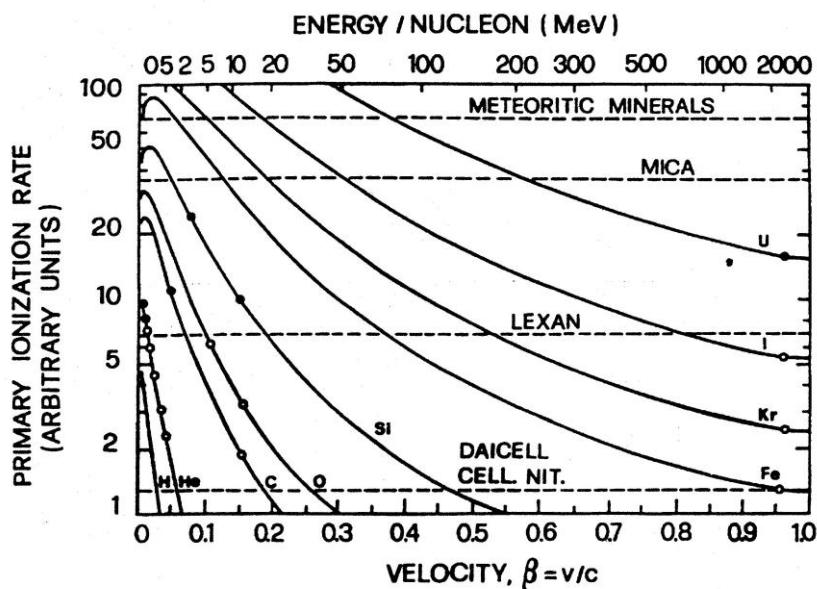
Gubitak energije upadnog jona je postepen, veliki broj elektrona odnosi male količine energije u odnosu na početnu energiju jona. Određen broj elektrona dobija dovoljno energije da napusti atom (molekul) i tako za sobom ostavljaju jone, dok se izvestan broj elektrona samo pobudi do viših energetskih nivoa. Funkcija totalnog gubitka energije upadnog jona ( $dE/dx$ ) u interakciji sa elektronima u zavisnosti od energije jona ima karakterističan oblik (slika 22).



Slika 22. Različite veličine (kriterijumi za formiranje tragova) u funkciji energije teških jona.

Oblik krive je u direktnoj vezi sa empirijski pronađenim energetskim "pragovima" za detekciju određenih jona za dati tip detektora. Međutim, za teške jone visokih energija ovaj kriterijum je narušen. Tragovi nisu otkriveni zato što brzi joni produkuju veliki broj tzv.  $\delta$  elektrona. Ovi elektroni većinu primljene energije odnose izvan oblasti traga tako da se on izgubi u procesu nagrizanja. Zato se u istraživanjima uvode različite veličine koje ne definišu totalan gubitak energije jona u detektoru već deo izgubljene energije koji je relevantan za formiranje traga (neke od tih veličina su takođe prikazani na slici 22). Jedna od tih veličina je, na primer, primarna ionizacija  $J$  koja isključuje iz razmatranja ionizaciju  $\delta$  elektronima a izvodi se iz Bete-Blobove formule (1):

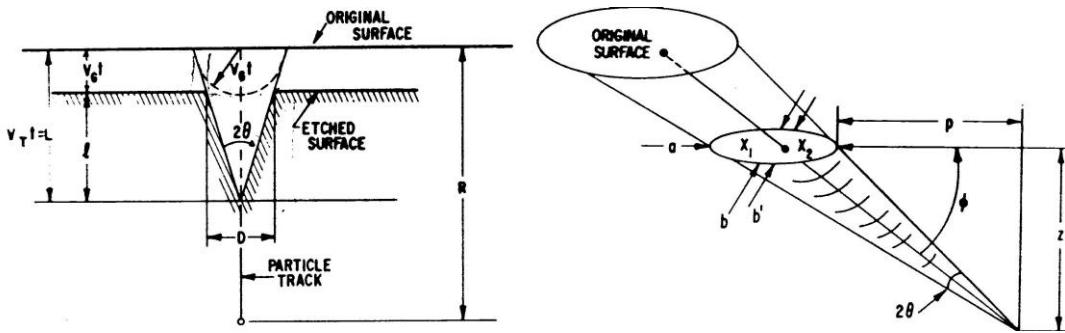
$$J = \frac{C_1 C_2 Z^{*2}}{I_0 \beta^2} \left[ \ln \left( \frac{W_{max}}{I_0} \right) - \beta^2 - \delta + K \right] \quad (2.2.2)$$



Slika 23. Primarna jonizacija J u funkciji brzine teških jona za različite teške jone od brzine (energije) jona i "pragovi" detekcije za različite detektore.

Na slici 23 data je zavisnost primarne jonizacije J za različite teške jone od brzine (energije) jona i "pragovi" detekcije za različite detektore.

Posle eksponiranja detektora jonica, formiraju se tragovi koji su malog radijusa (reda desetak nanometara). Tako nastale "skrivene" tragove moguće je videti elektronskim (TEM, SEM, ...), ali ne i optičkim mikroskopom. Međutim, za svaki detektor postoji podesan rastvarač sa osnovnom osobinom da je brzina nagrizanja duž traga teške nanelektrisane čestice  $V_T$  veća od brzine kojom rastvarač skida površinu neeksponiranog dela detektora  $V_B$ . Nakon hemijskog tretmana detektora, tragovi jona postaju vidljivi i optičkim mikroskopom. Odnos ove dve brzine  $V_T/V_B$  je važan parametar koji je veoma koristan u identifikaciji nanelektrisanih čestica za dati detektor. Pomoću njega se definišu "efikasnost nagrizanja" kao i "kritičan ugao"  $\theta_c$ . Značenje prethodno definisanih parametara je očiglednije ako se pogleda slika 24. Ona ujedno predstavlja geometriju traga. Levo je prikazan slučaj kada jon upada pod pravim ugлом u odnosu na površinu detektora i tada se trag pod mikroskopom vidi u obliku kruga. Desno je prikazan opštiji slučaj kada je upadni ugao manji od  $90^\circ$ . Da bi se u procesu nagrizanja trag video potreban je uslov da taj ugao ne bude manji od "kritičnog ugla"  $\theta_c = \arcsin V_B/V_T$  (slika 24).



Slika 24. Geometrija traga.

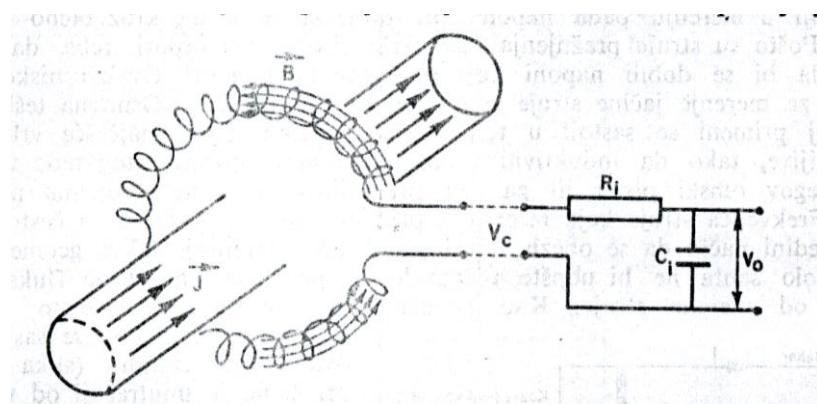
Brzina nagrizanja duž traga teške nanelektrisane čestice  $V_T$  u određenoj sredini je funkcija vrste i energije nanelektrisane čestice. Za veliko  $Z$  (fisioni fragmenti) odnos  $V_T/V_B$  dostiže vrednost od  $10^4$ . Za  $\alpha$  čestice odnos  $V_T/V_B$  nije veliki (u slučaju detektora CR-39 između 2 i 3). Veličine  $V_T$  i  $V_B$  takođe zavise i od temperature i koncentracije rastvora (uglavnom kiseline i baze HF,  $H_3PO_4$ , NaOH, KOH, ...). Tipične temperature rastvora se kreću u granicama od  $40^0 C$  do  $70^0 C$ , dok su vodeni rastvori odgovarajućih rastvarača molariteta od 2 do 6 M. Standardna vremena nagrizanja su od 1 do 8 sati. Povećanje molariteta hemijskih reagenasa, temperature i vremena nagrizanja dovodi do povećanja dimenzija traga.

Zbog svoje jednostavnosti, dobre geometrije i mogućnosti dobijanja integralnog signala nakon merenja u dužem vremenskom periodu (čak i do nekoliko godina), čvrsti detektori tragova su našli primenu u najrazličitijim oblastima nauke. Od osnovnih i krajnje egzotičnih istraživanja (traganje za superteškim elementima, magnetnim monopolima, svemirskim programima, ...) preko akceleratorske i nisko-energetske nuklearne fizike do geologije i dozimetrije kao i ništa manje bitnom problemu radona. Ipak, najvažnija primena trag detektora vezana za temu ove doktorske disertacije je detekcija, merenje energije i prinosa ubrzanih lakih jona kao i produkata D-D fuzione reakcije nastale u plazma fokusu. O tome tek sledi detaljna priča u glavi 3 i 4.

Treba istaći da u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu postoji duga i uspešna tradicija rada sa čvrsttim detektorima tragova.

## 2.3. MERENJE STRUJE PLAZME NASTALE IMPULSNIM ELEKTRIČNIM PRAŽNjenjIMA

U najvećem broju eksperimentalnih situacija kroz plazmu teku brzo promanljive struje velikog intenziteta. Zbog toga je najpodesnije da se merenje jačine struje vrši na osnovu merenja njenog brzo promenljivog magnetnog polja. U tom cilju se oko pražnjenja može postaviti tzv. pojas Rogovskog, koji se u najjednostavnijoj verziji sastoji od solenoida sa ukupno  $n$  navojaka od kojih svaki omeđuje površinu  $A$ . Ovaj solenoid je savijen u krug čiji je poluprečnik  $R$  znatno veći od poluprečnika jednog navojka (slika 25).



Slika 25. Shema pojasa Rogovskog.

Pojas Rogovskog se postavlja tako da obuhvata pražnjenje i da linije sile magnetnog polja pražnjenja teku duž ose solenoida. Pod ovim uslovima on igra ulogu sekundara jednog transformatora, čiji je primar samo gasno pražnjenje. Promene jačine struje u pražnjenju izazvaće promene magnetnog fluksa kroz navojke pojasa Rogovskog, što će dovesti do pojave indukovane elektromotorne sile, koja se određuje u skladu sa Faraday-evim zakonom:

$$V_C = \frac{d\Phi}{dt} = nA \frac{dB}{dt} = nA \frac{d}{dt} \left( \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{R} \right) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{nA}{R} \frac{dI}{dt} = K \frac{dI}{dt} \quad (2.3.1)$$

gde je za intezitet magnetnog polja unutar navojaka iskorišćen Biot-Savart-ov zakon  $\left( B = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{R} \right)$ , a  $K = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{nA}{R}$  je jedna konstanta koja zavisi samo od karakteristika pojasa. Prema tome, ako se krajevi pojasa spoje sa osciloskopom koji pokazuje promene izlaznog signala  $V_C$  sa

vremenom, može se odrediti veličina  $\frac{dI}{dt}$  u plazmi i njeno variranje sa vremenom u toku pražnjenja. Ukoliko se, međutim ovaj izlazni signal prethodno propusti kroz integrirajuće  $RC$ -kolo, može se meriti direktno i  $I(t)$ , jer će izlazni napon biti:

$$V_0 = \frac{1}{R_i C_i} \int V_C dt = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{nA}{R} \frac{I}{R_i C_i} = \frac{K}{R_i C_i} I \quad (2.3.2)$$

gde su  $R_i$  i  $C_i$  respektivno omski otpor i kapacitet integrirajućeg kola.

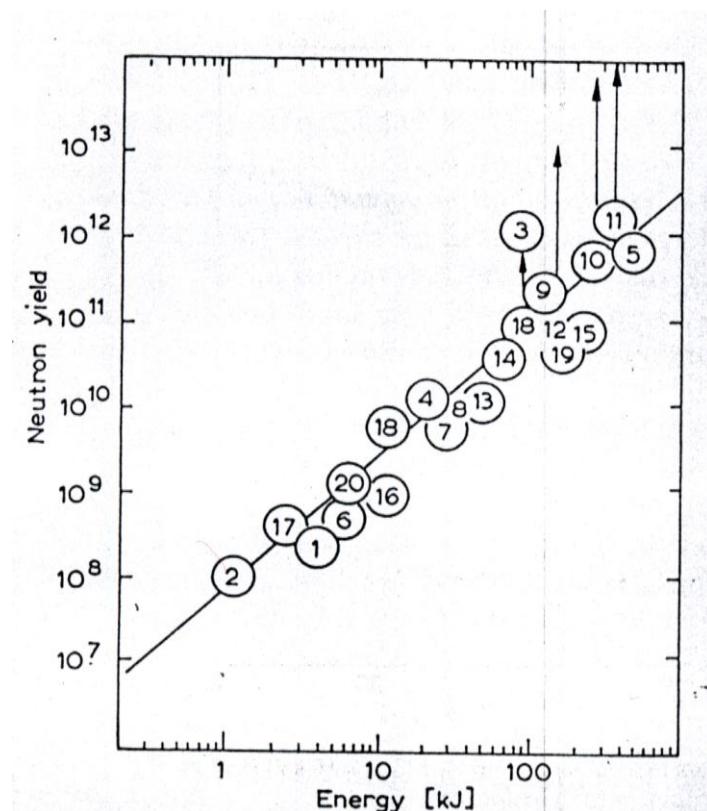
Drugi osnovni metod za merenje jačine struje, od interesa u fizici plazme, se sastoji u merenju pada napona pri prolasku te struje kroz tačno poznat otpor. Pošto su struje pražnjenja često vrlo visoke, ovi otpori treba da budu mali, da bi se dobili naponi koji se mogu lako meriti. Ovakvi niskoomski uređaji za merenje jačine struje se obično nazivaju šantovi. Osnovna teškoća u njihovoj primeni se sastoji u tome, što su merene struje najčešće vrlo brzo promenljive, tako da induktivni otpor šanta može postati istog reda veličine kao njegov omski otpor ili ga čak premašiti, ako se ne preduzmu posebne mere. Iz tog razloga, u slučaju jako strujnog pražnjenja u plazma fokusu, gde jačina struje za nekoliko  $\mu$ s dostigne vrednost od nekoliko stotina kA-a, za merenje jačine struje se koristi pojas Rogovskog. O konkretnoj realizaciji biće više reči u sledećoj glavi. U pisanju ovog poglavlja korišćena je referenca [1].

### **3. EKSPERIMENTI I DOBIJENI REZULTATI**

Uredaj plazma fokus izgrađen je u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu početkom devedesetih godina prošlog veka. U ovoj glavi opisani su eksperimenti hronološkim redom i predstavljaju presek tema i ideja koje su pratile i istraživanja u svetu u toj oblasti u datom trenutku. Stvorena je dosta solidna baza eksperimentalnih podataka na osnovu kojih je plazma fokus u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu našao svoje mesto na svetskoj mapi uređaja sličnog tipa što potvrđuje i nekoliko citata naših radova u vodećim međunarodnim časopisima iz date problematike [42], [43], [44], [45], [46], [47]. Na početku glave dat je opis uređaja plazma fokus u kojem se ostvaruju jako strujna impulsna pražnjenja. U oba slučaja dobijaju se vrlo intenzivna zračenja različitih tipova (neutroni, meko i tvrdo X-zračenje, protoni iz D-D fuzionih reakcija, ...). Treba istaći da su svi eksperimenti rađeni na plazma fokusu, pri čemu su bili podeljeni u dve grupe u zavisnosti da li je radni gas deuterijum ili vodonik. U sledećoj glavi biće izvršena analiza dobijenih eksperimentalnih rezultata.

### 3.1. OPIS UREĐAJA PLAZMA FOKUS IZ NISKOFONSKIE LABORATORIJE, INSTITUTA ZA FIZIKU U ZEMUNU

Plazma fokus Mather-ovog tipa u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, na osnovu veličine i maksimalno moguće deponovane energije u kondenzatorskoj bateriji, spada u red srednjih mašina sličnog tipa. Na slici 26 prikazano je mesto plazma fokusa iz Niskofonske laboratorije, Instituta za fiziku u Zemunu, u odnosu na druge slične fuzione mašine u svetu.



Slika 26. Internacionalna skala uređaja plazma fokus: 1) Bucharest, 2) Darmstadt, 3)Düsseldorf, 4) El Seqndo, 5) Frascati, 6) Hoboken, 7) Jülich, 8) Langley, 9)Livermore, 10) Limeil, 11) Los Alamos, 12) Moscow, 13) Osaka, 14) Sandia, 15) Stuttgart, 16) Sukhurni, 17) Tokio, 18) Urbana, 19) Warsaw, 20) Zemun.

U ovom poglavlju date su najvažnije karakteristike uređaja. Po svojoj prirodi, on se sastoji iz više nezavisnih celina koje kad se dobro ukomponuju daju optimalan izlazni signal za date početne uslove.

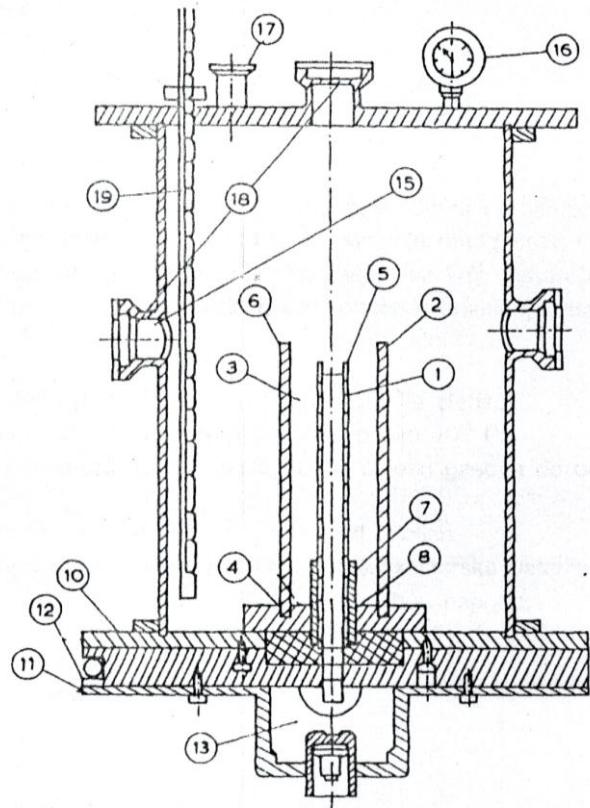
Uređaj plazma fokus realizovan u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, sastoji se od:

- kondenzatorske baterije,
- kola za punjenje kondenzatorske baterije do radnog napona,
- varničnika,
- kola za trigerovanje varničika,
- komore plazma fokusa,
- sistema za vakuumiranje i punjenje komore.

Kondenzatorska baterija se sastoji od devet paralelno vezanih kondenzatora ukupnog kapaciteta  $C = 45 \mu F$ , induktivnosti  $L = 62 \text{ nH}$  i otpornosti  $R = 15 \text{ m}\Omega$ . Kao varničik korisiti se obična automobilska svećica.

Komora plazma fokusa je Mather-ovog tipa i sastoji se od (slika 27):

1. unutrašnja elektroda,
2. spoljašnja elektroda (sastoji se od 9 simetrično raspoređenih šipki),
3. međuelektrodni prostor,
4. mesingami zid,
5. kraj unutrašnje electrode,
6. krajevi spoljašnjih elektroda,
7. izolaciona cev,
8. element za distorziju polja,
10. mesingana ploča,
11. mesingana ploča,
12. izolaciona folija,
13. prekidač,
15. optički prozor,
16. merač pritiska,
17. slavina za vakuumiranje,
18. dijagnostički otvor,
19. optički kablovi.



Slika 27. Shema komore plazma fokusa i najvažniji delovi.

Sistem za vakuumiranje je ALCATEL-ov vakuumski sistem sa difuzionom pumpom. Punjenje se vrši preko igličastih ventila. Sistem za punjenje omogućava ubacivanje smeše tri gasa. Kontrola punjenja komore radnim gasom vrši se mehaničkim manometrom montiranim na komoru. Fizičko odvajanje sistema za vakuumiranje i punjenje od komore postiže se pneumatskom sklopkom.

Kao što je napisano u poglavlju 2.3, merenje struje pražnjenja u plazma fokusu urađeno je pomoću kalema Rogovskog. Kalem Rogovskog se sastoji od  $n = 6$  navoja prečnika 6.4 mm i debljine žice 0.7 mm. Na kraju se nalazi integrator sa  $R_i = 50 \Omega$  i  $C_i = 0.22 \mu F$ . Izlaz iz integratora ide na osciloskop (Tektronix TDS540A, 1 Gsample/s), pri čemu je napon na izlazu iz integratora direktno proporcionalan strui pražnjenja kondenzatorske baterije. Bitne vrednosti parametara, od interesa za dobijanje rezultata numeričke integracije sistema diferencijalnih jednačina drugog reda (1.1.1.3) i (1.1.1.4), kao i jednačine za izračunavanje poluprečnika plazmenog stuba  $r_m$  (1.1.2.15) u slučaju plazma fokusa iz Niskofonske laboratorije, Instituta za fiziku u Zemunu, su:

$$a = 9.5 \text{ mm}, b = 30 \text{ mm} \text{ i } z_0 = 190 \text{ mm.}$$

U [5] su dobijeni rezultati, koje možemo predstaviti u sledećoj tabeli 4:

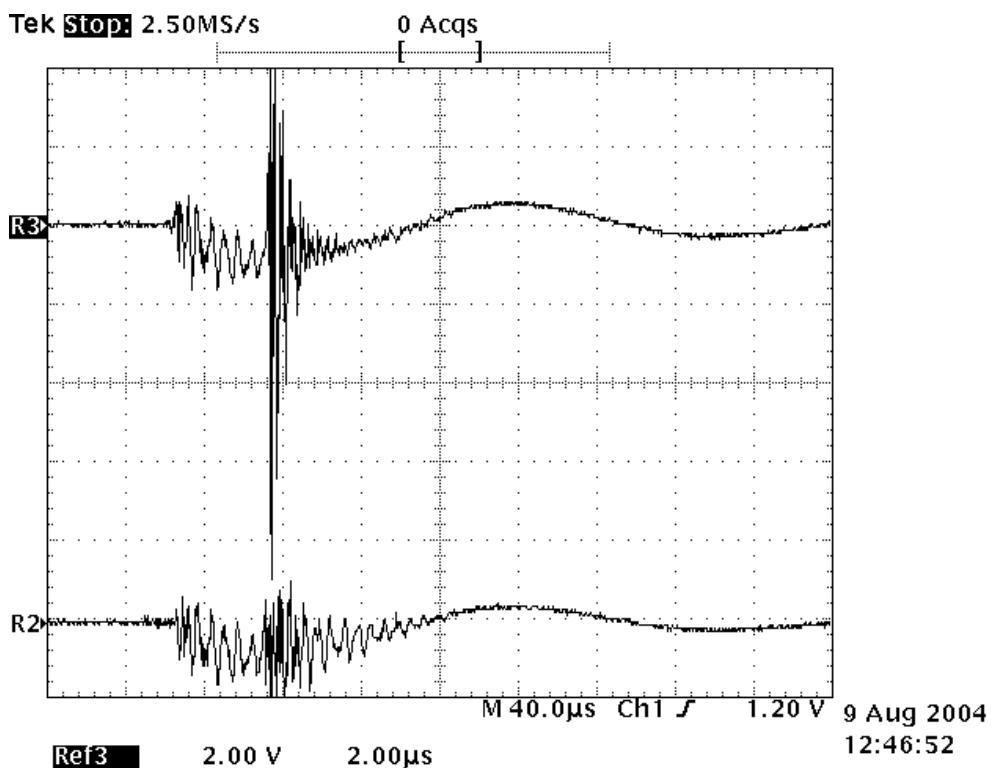
$a$ (mm)	$b$ (mm)	$z_0$ (mm)	$r_m$ (mm)	$t$ (ns)	$t_k$ (ns)	$t_p$ (ns)
9.5	30	190	1.38	46.69	45.1	19.5

Tabela 4. Parametri plazma fokusa iz Niskofonske laboratorije, Instituta za fiziku u Zemunu.

gde su  $t$  trajanje radikalne faze do trenutka  $r_s = 0$ ,  $t_k$  vreme kompresije i  $t_p$  vreme života pinča, eksperimentalno dobijene vrednosti iz [14].

### 3.2. OPTIMIZACIJA UREĐAJA PLAZMA FOKUS

U poglavlju 1.1 teorijski je objašnjen nastanak i razvoj plazme u plazma fokusu. Najvažnija faza u evoluciji plazme jeste formiranje plazmenog stuba (pinča) i putevi njegove destrukcije. Ako nema te faze, u slučaju deuterijuma kao radnog gasa, izostaju i D-D fuzione reakcije, pa samim tim nema neutrona. Zato je prvi eksperimentalni zadatak na plazma fokusu, kako podesiti radne uslove (pritisak gase u komori i napon na kondenzatorskoj bateriji) da bi se dobilo dobro fokusiranje. U radu [13] iznesen je zaključak da brzina strujnog lista (poglavlje 1.1.1) i brzina radijalnog sažimanja (poglavlje 1.1.2) ne smeju biti veći od  $10 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$  i  $25 \text{ cm } \mu\text{s}^{-1}$ , respektivno, bez obzira na veličinu plazma fokusa. To znači da ako je u komori pritisak gase veći od optimalnog za dati napon na kondenzatorskoj bateriji, strujni list će biti toliko inertan da će se ceo proces završiti na nivou aksijalne faze. U suprotnom slučaju, kada je pritisak gase mali, neće biti radijalnog sažimanja i stujni list će po inerciji nastaviti da se kreće duž ose centralne elektrode i nakon napuštanja međuelektrodne oblasti. U oba slučaja ne dolazi do formiranja pinča. Nakon velikog broja eksperimenata, utvrđeno je da se o dobijanju dobrog fokusiranja može zaključiti na osnovu oblika strujnog signala. Na slici 28 prikazani su signali struje pražnjenja kada nema fokusa (R2) i kada možemo reći da je došlo do formiranja plazmenog stuba (R3).



Slika 28. Primeri pražnjenja kada nema fokusa (R2) i kada je došlo do formiranja plazmenog stuba (R3).

Kod slučaja dobrog fokusiranja, kao što se vidi na slici 28, javlja se intenzivna elektromagnetna smetnja, tzv. EMI (elektromagnetna interferenca), koja se superponirana na signal struje kada nema fokusa. Treba istaći da je smetnja sličnog tipa uočena i nakon nuklearnih eksplozija, što negativno utiče na elektronske uređaje koji se nalaze u neposrednoj okolini izvora ove pojave. Međutim, postojanje EMI-a u eksperimentima sa plazma fokusom je dobra indikacija da su nađeni optimalni uslovi pražnjenja koji rezultiraju formiranjem pinča.

U svim eksperimentima rađenim na plazma fokusu u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, a koji su prikazani u sledećim poglavljima ove glave, eksperimentalno su nađeni sledeći optimalni uslovi:

- za pražnjenja u deuterijumu, radni pritisak je oko 350 Pa, a napon punjenja kondenzatorske baterije 15 kV-a.
- kada je radni gas vodonik, pritisak je oko 650 Pa, a napon 18 kV-a.

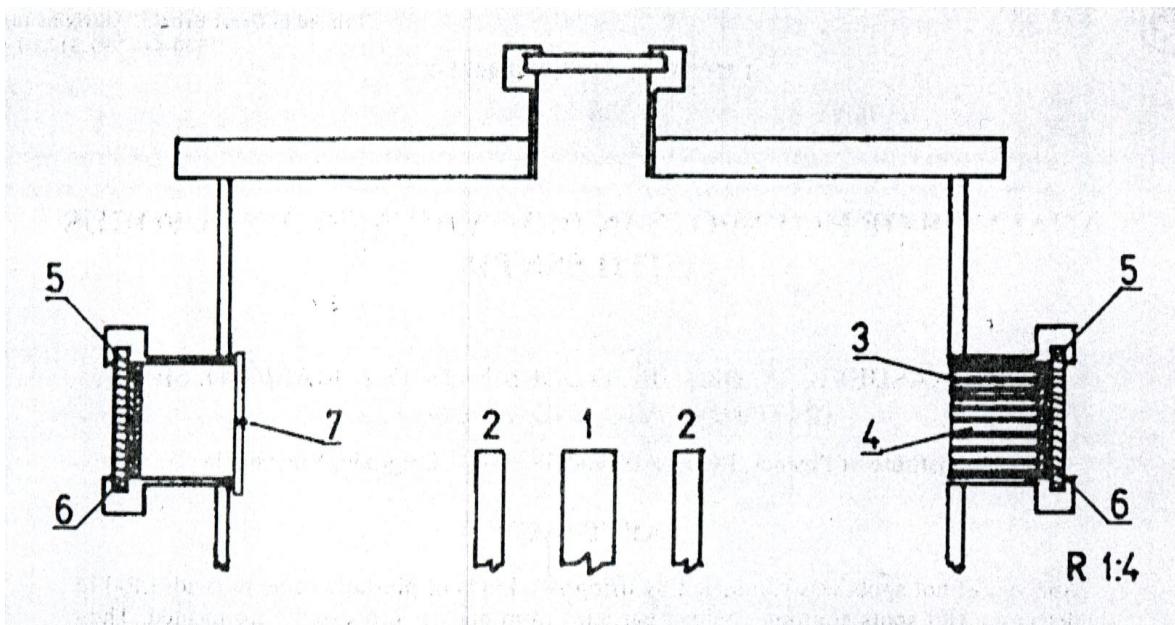
### **3.3. EKSPERIMENTI SA DEUTERIJUMOM KAO RADNIM GASOM**

Eksperimenti koji su opisani u ovom i sledećem poglavlju (3.4), kao i dobijeni rezultati, podeljeni su u dve grupe, i to prema vrsti radnog gasa. Eksperimenti sa deuterijumom obuhvataju merenja flukseva i energije ubrzanih deuterona, diskriminaciju pozitivnih čestica i merenje njihove ugaone distribucije, analizu vrućih tačaka i na kraju merenje ugaone raspodele neutrona emitovanih iz deuterijumskog plazma fokusa.

#### **3.3.1. MERENJE FLUKSA I ENERGIJE DEUTERONA U INTERVALIMA ENERGIJE KONDENZATORSKE BATERIJE OD 1-20 kJ**

Prvi eksperimenti na plazma fokusu u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, kretali su se u pravcu detekcije i merenja broja i energije ubrzanih deuterona u širokom rasponu energija kondenzatorske baterije od 1 do 20 kJ-a. Posebno su izdvojena dva pravca emisije ubrzanih deuterona. Duž ose centralne elektrode (u eksperimentu označen kao  $0^\circ$ ) i na  $90^\circ$  u odnosu na taj pravac. Uporedo sa merenjem energije i fluksa deuterona, vršena su merenja prinosa neutrona, energije kondenzatorske baterije i jačine i oblika struje pražnjenja.

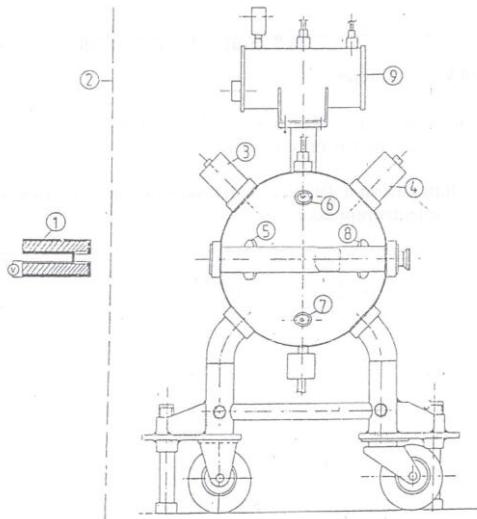
Energija i fluks deuterona mereni su čvrstim detektorom tragova tipa CR-39 (poglavlje 2.2). Kod ovakvog tipa eksperimenata, a zbog pojave EMI (poglavlje 3.2), detekcija bilo kog oblika zračenja koja uključuje elektronske komponente predstavlja veliki eksperimentalni problem. Upravo zato, korišćenje čvrstih detektora tragova, koji su neosetljivi na intenzivna elektromagnetsna polja, nalazi široku primenu u eksperimentima ovog tipa. Detektori CR-39 kvadratnog oblika ( $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ ) nalepljeni su na kraj pin-hole kamere koje se postavljaju u različite položaje u komori plazma fokusa (slika 29). Korišćena su dva tipa pin-hole kamera: dijafragma (prečnika  $250 \mu\text{m}$ ) i sistem od 32 integralna kolimatora (prečnika  $600 \mu\text{m}$ , dužine 3 cm) pri čemu je međusobno rastojanje između kolimatora bilo 2.5 mm.



Slika 29. Položaj pin-hole kamera u komori plazma fokusa: 1-centralna elektroda, 2-spoljašnje elektrode, 3-po jedinačni kolimatori, 4-Pb, 5-Al folija, 6-LR-115 detektor, 7-dijafragma..

Tokom pražnjenja detektori su eksponirani snopovima ubrzanih deuterona. Nakon toga, oni se podvrgavaju hemijskom tretmanu, tačno određene recepture, za dati tip zračenja i detektora (poglavlje 2.2). Posle ispiranja i sušenja detektori su spremni za skeniranje optičkim mikroskopom. Skeniranjem se dobijaju gustine tragova koje odgovaraju fluksu nanelektrisanih čestica koje te tragove proizvode. Pored gustine tragova meri se i dijametar traga. Energija jona (u ovom slučaju deuterona) dobija se iz dobro poznate zavisnosti energija-dijametar traga [48]. Ista procedura primenjuje se i u ostalim eksperimentima (sledeća poglavља) u kojima se koriste čvrsti detektori tragova.

Metoda merenja prinosa neutrona bazirana je na detekciji neutrona tečnim scintilatorom tipa NE343. Detaljan opis velikog tečnog scintilatora NE343 (sféra prečnika 1 m, slika 30), principima detekcije neutrona tečnim scintilacionim detektorima i kalibracija velikog tečnog scintilatora na impulsne neutronske izvore (plazma fokus), dati su u [36]. Na slici 30 prikazan je shematski izgled velikog tečnog scintilatora.



Slika 30. Shematski izgled velikog tečnog scintilatora NE343: 1) komora DPF-a, 2) elektromagnetska zaštita detektora, 3)-8) fotomultiplikatori, 9) ekspanzioni sud.

Veliki tečni scintilacioni detektor nalazio se na 8 m od centra komore plazma fokusa. U takvoj geometriji, uz poznatu unutrašnju efikasnost detekcije (83% efikasnosti detekcije po pojedinačnom neutronu), prag detekcije neutrona je  $10^3$  neutron/impuls.

Jačina struje pražnjenja merena je kalemom Rogovskog (poglavlje 3.1.1).

Dobijeni rezultati prikazani su u tabeli 5, i objavljeni u radu [6].

Energija (kJ)	2.0	2.2	3.2	4.4	5.8	9.0
$I_{max}$ (kA)	200	210	240	290	350	450
Prinos neutrona (neutron/impuls)	$< 10^3$	$8 \times 10^5$	$1 \times 10^5$	$2 \times 10^6$	$2 \times 10^5$	$< 10^3$
Gustina tragova deuterona u CR-39 ( $\text{cm}^{-2}$ )	0°	-	saturacija	uništen	uništen	uništen
		-	$\approx 5 \times 10^5$	$\approx 5 \times 10^5$	$10^5$	$10^5$
Energija deuterona na 90° (MeV)	-	1.5	1.5	1.5	1.5	-

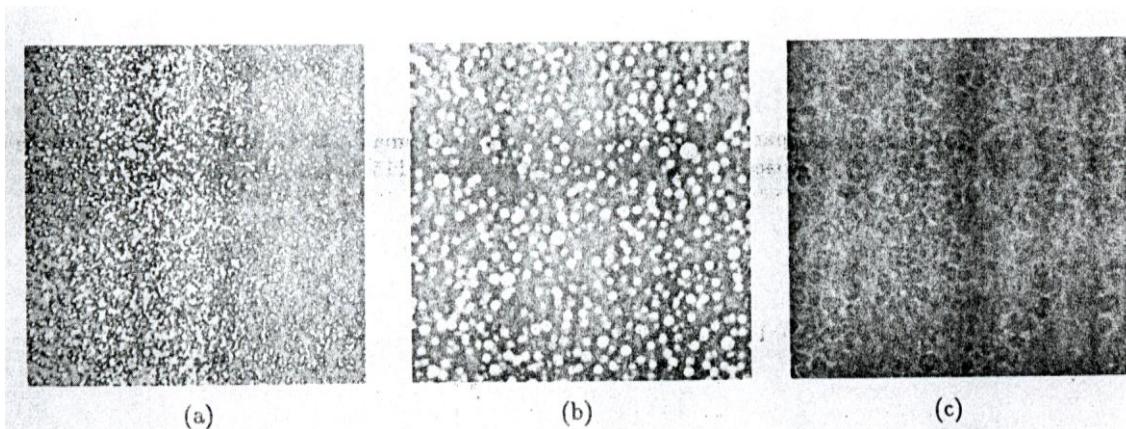
Tabela 5. Rezultati merenja energije i fluksa ubrzanih deuterona, kao i ostalih osnovnih karakteristik praznjnenja u deuterijumskom plazma fokusu.

Na ovom mestu treba prokomentarisati rezultate merenja fluksa deuterona, odnosno gustine tragova deuterona u CR-39 detektoru. Oni pokazuju da je u pravcu ose centralne elektrode ( $0^\circ$ ) bilo nemoguće prebrojati tragove zbog saturacije tragova u CR-39 detektoru. Neki od detektora su i fizički bili uništeni. Sličan problem se javio kod merenja protona u vodoničnom plazma fokusu (poglavlje 3.4). Rešenje ovog problema, u slučaju protona, dano je u poglavlju 3.4.3.

### 3.3.2. DISKRIMINACIJA I UGAONA DISTRIBUCIJA POZITIVNIH ČESTICA EMITOVAJIH IZ DEUTERIJUMSKOG PLAZMA FOKUSA

Detekcija neutrona emitovanih iz deuterijumskog plazma fokusa bila je potvrda da su D-D fuzione reakcije ostvarive. Sledeci korak bila je detekcija i ostalih produkata D-D reakcije kao i sekundarnih fuzionih reakcija: ( $D + {}^3He$ ,  $D + T$ ). Produkti D-D reakcije i njihove odgovarajuće energije su: T(1.01 MeV), proton (3.02 MeV),  ${}^3He$ (0.82 MeV) i neutron (2.45 MeV), dok se kod sekundarnih fuzionih reakcija javlja i  $\alpha$  čestica energije oko 3.5 MeV-a.

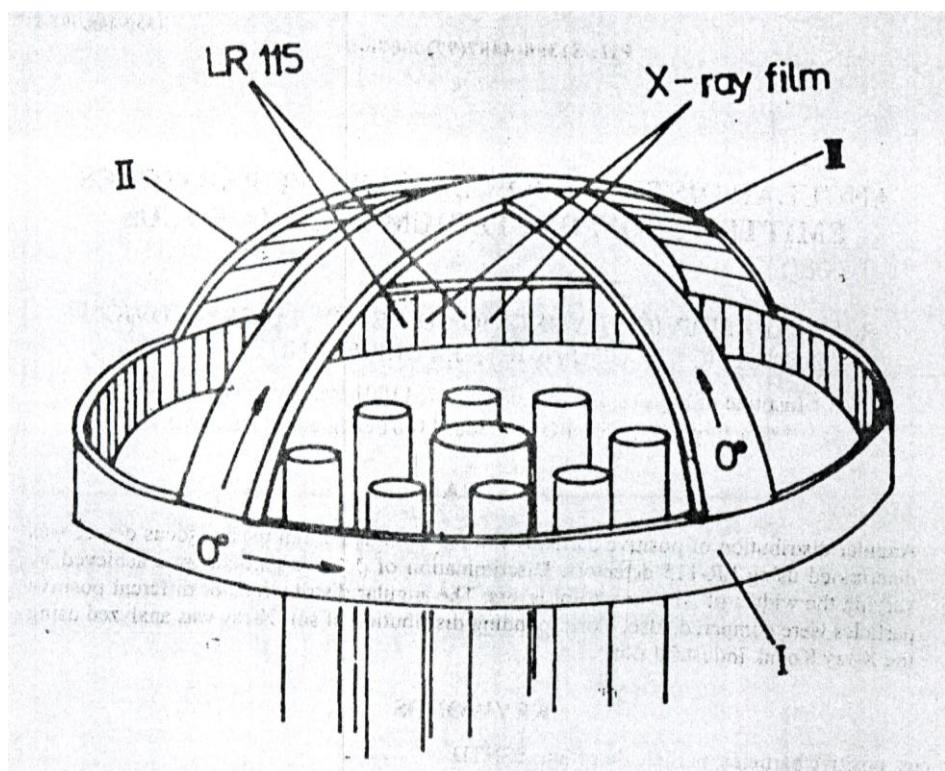
Radni uslovi pražnjenja su bili standardni (poglavlje 3.2). Pozitivne čestice detektovane su korišćenjem čvrstih detektora tragova tipa CR-39 i LR-115 tip I (Kodak). Detektori sa ili bez Al absorbera (debljine 5  $\mu\text{m}$ ) nalazili su se na rastojanju od 15 cm od vrha centralne elektrode nalepljeni na pin-hole kamere u položaju 90° (prethodno poglavljje, slika 29). Sve detektorske probe su eksponirane u nekoliko uzastopnih pražnjenja bez ponovnog vakuumiranja komore plazma fokusa. Nakon eksponiranja detektori su razvijani u rastvoru NaOH, i to 25% NaOH na temperaturi od 70°C tokom 4 sata za CR-39, i 10% NaOH na temperaturi od 60°C i vremena nagrizanja od 60 min za LR-115. Merenje gustine tragova obavljeno je optičkim mikroskopom uvećanja  $20 \times 15$ . Srednja gustina tragova za detektore bez Al absorbera bila je oko  $10^6 \text{ cm}^{-2}$ . Detekcija samo  $\alpha$  čestica bila je moguća u slučaju LR-115 tip I detektora sa 5  $\mu\text{m}$  Al absorberom. Jedino  $\alpha$  čestica ima sposobnost da prošavši kroz absorber, proizvede trag celom dužinom puta kroz detektor (debljina detektora je 6  $\mu\text{m}$ ). Kaže se da je ionizujuća čestica izvršila proboj detektora. U tom slučaju, nakon hemijskog tretmana tako eksponiranog detektora na mikroskopu se jasno uočavaju rupe nastale probojom  $\alpha$  čestice u LR-115. Na slici 31 prikazani su mikroografski snimci tragova  $\alpha$  čestica u CR-39 i LR-115.



Slika 31. Mikroografski snimci tragova  $\alpha$  čestica u (a) i (b) LR-115; (c) CR-39.

Dobijeni rezultati jasno pokazuju postojanje i sekundarnih D-D fuzionih reakcija nakon pražnjenja u deuterijumskom plazma fouksu [49].

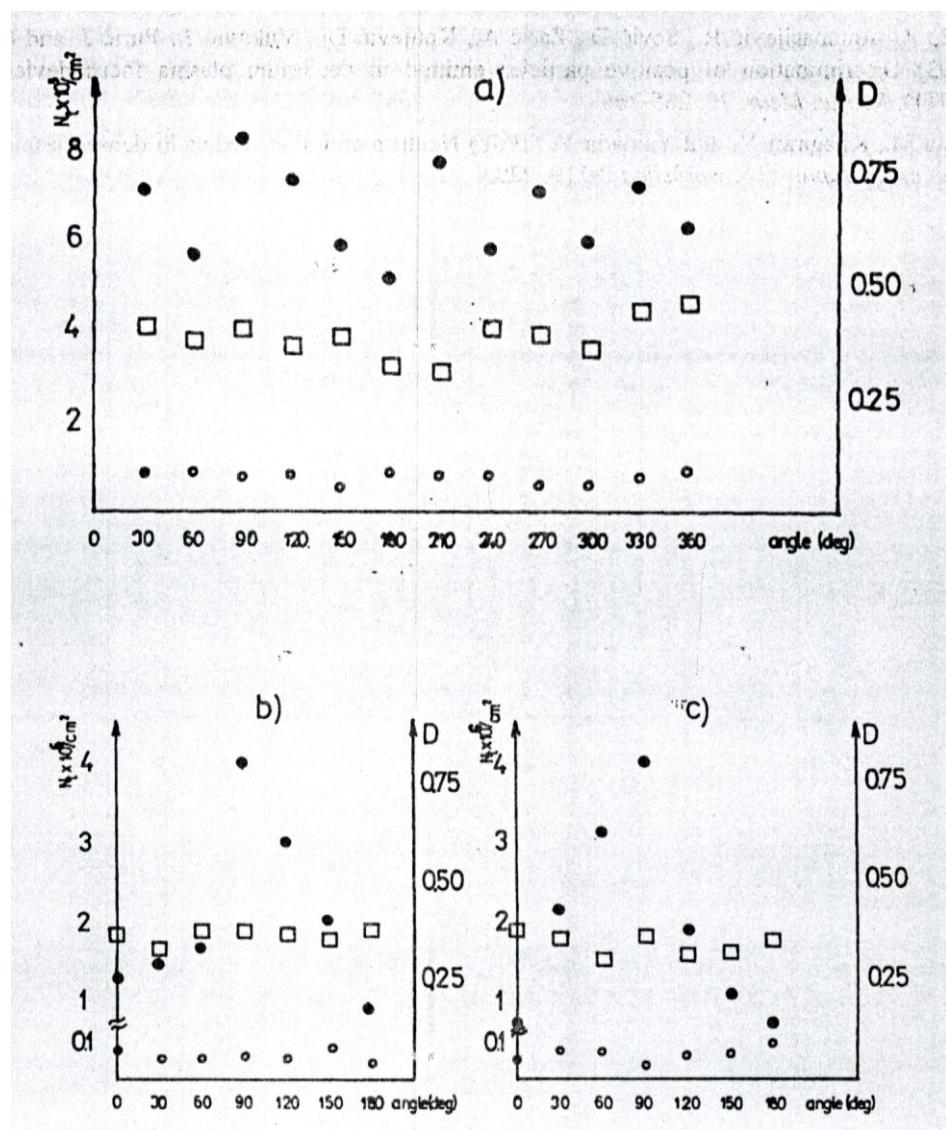
Specijalna eksperimentalna postavka realizovana je radi merenja ugaone raspodele pozitivnih čestica, produkata D-D primarne i sekundarne fuzione reakcije, kao i mekog X-zračenja (energije oko 5 keV-a, [5]) koje prati procese intezivnih, impulsnih jako strujnih pražnjenja. U tu svrhu, napravljen je specijalni nosač detektora pozitivnih čestica tipa LR-115 tip I, kao i film za detekciju X-zračenja komercijalnog tipa firme Kodak. Nosač je bio polusfernog oblika (prečnika 250 mm) i nalazio se unutar komore plazma fokusa (slika 32).



Slika 32. Nosač detektora pozitivnih čestica tipa LR-115 tip I, kao i filmova za detekciju X-zračenja komercijalnog tipa firme Kodak. I-horizontalni nivo; II i III-vertikalni nivo.

Detektori tipa LR-115 tipa I bili su pokriveni sa makrofolom (proizvođač "Bayer") debljine 10  $\mu\text{m}$ . Filmovi za merenje X-zračenja bili su pokriveni sa Al folijom debljine 60  $\mu\text{m}$ . Nakon eksponiranja (nekoliko uzastopnih pražnjenja bez ponovnog vakuumiranja komore plazma fokusa), detektori su podvrgnuti proceduri opisanoj nešto ranije u ovom poglavlju. Optička gustina razvijenih X-filmova merena je mikrofotometrom proizvođača "C. Zeiss".

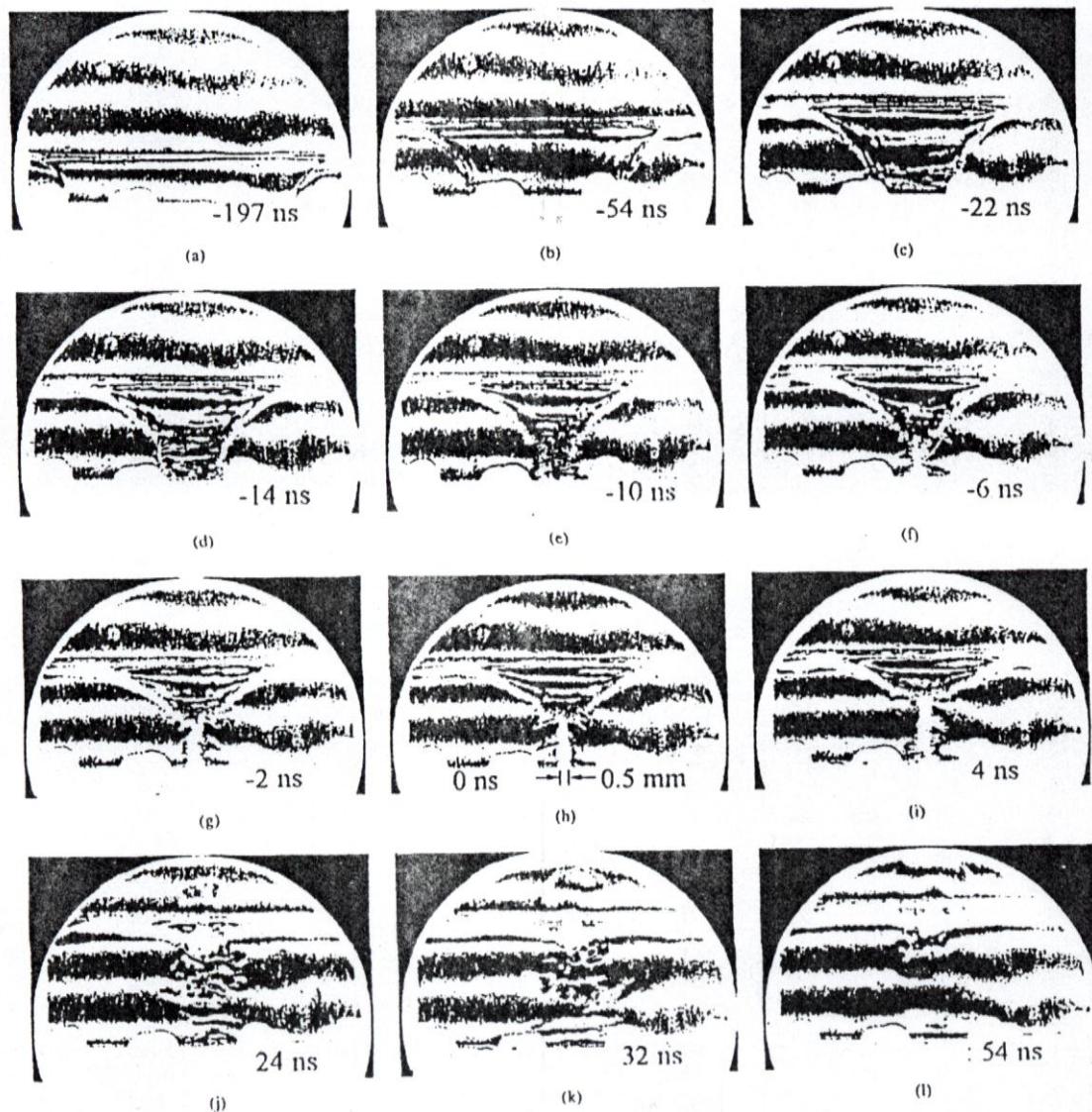
Rezultati eksperimenata prikazani su na slici 33 i objavljeni u radu [50].



Slika 33. Ugaona distribucija tragova  ${}^4\text{He}$  ( $\circ$ ),  ${}^2\text{H}$  ( $\bullet$ ) i optička gustina filmova za X-zračenje ( $\square$ );  
 a) Horizontalni nivo (I); b) Vertikalni nivo (II); c) Vertikalni nivo (III).

### 3.3.3. ANALIZA VRUĆIH TAČAKA U DEUTERIJUMSKOM PLAZMA FOKUSU

Vrlo brzo nakon formiranja pinča (nekoliko desetina ns), javljaju se nestabilnosti koje dovode do kolapsa plazme (nestabilnost prekidanja). U tom procesu razaranja nastaju mesta povećane gustine i temperature plazme, tzv. vruće tačke. Raznim eksperimentalnim tehnikama (snimanje brzom CCD kamerom, laserska interferometrija, ...) moguće je vizuelizovati finalnu fazu destrukcije plazmenog stuba u nekoliko plazmoida [51] (slika 34).

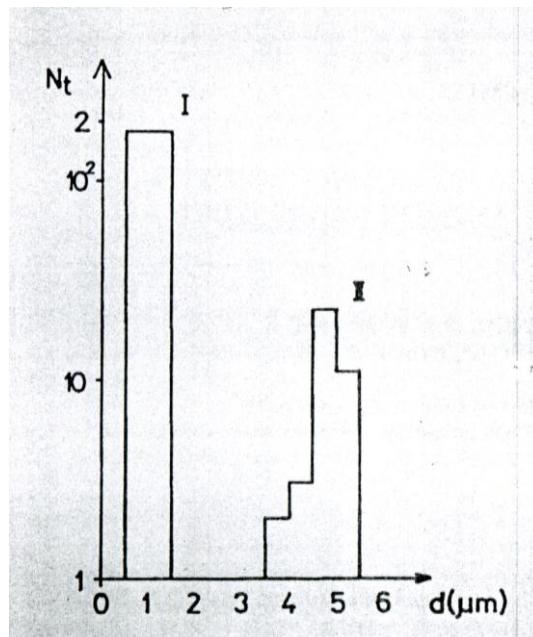


Slika 34. Struktura i dinamika plazme u radijalnoj fazi dobijena metodom laserske interferometrije [51].

Postojanje vrućih tačaka u plazma fokusu u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, analizirano je korišćenjem čvrstih detektora tragova LR-115 tipa I. Detektori su bili

pokriveni sa Al absorberom debljine 7  $\mu\text{m}$  i nalazili su se na krajevima pin-hole kamere. Pin-hole kamere bile su smeštene u bočne dijagnostičke otvore na komori plazma fokusa. Korišćena su oba tipa pin-hole kamera, sa dijafragmom i sa 32 integralna kolimatora (slika 29). Detektori su eksponirani sa 10 uzastopnih i uspešnih pražnjenja. Ostala procedura u radu sa eksponiranim detektorima LR-115 sprovedena je kao što je već opisano u poglavlju 3.3.2. Pored brojanja tragova, mereni su i njihovi dijametri.

Prvi rezultat predstavlja raspodelu izmerenih dijametara tragova (slika 35). Ukupan broj obrađenih tragova bio je 600.

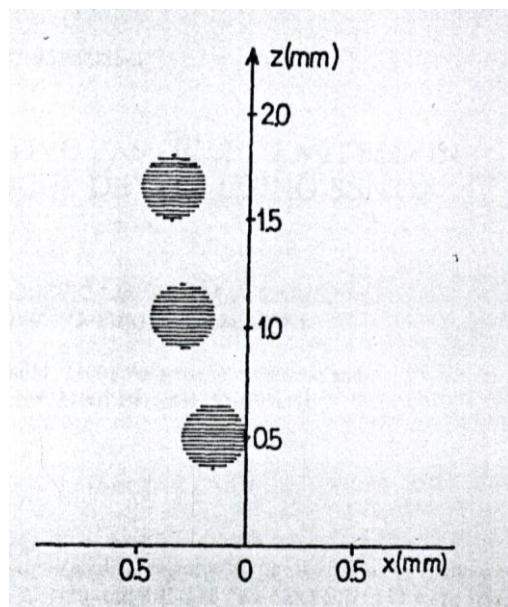


Slika 35. Raspodela izmerenih dijametara tragova: I-deuteroni, II- $\alpha$  čestice.

Na osnovu dobijenih rezultata, jasno se izdvajaju dve grupe tragova. Prvoj grupi ( $d = 4.5 \mu\text{m}$ ) odgovaraju  $\alpha$  čestice energije  $\sim 3.5 \text{ MeV}$ -a. Za drugu grupu tragova ( $d = 1 \mu\text{m}$ ), iz analize svih procesa u plazma fokusu, može se zaključiti da potiču od ubrzanih deuterona energije 1-1.5 MeV-a. Za obe vrste uočenih tragova, reprezentativna površina detekcije pozitivnih čestica (deuteroni i  $\alpha$  čestice) koje su prošle kroz dijafragmu, bila je kružnica prečnika od oko 8 mm. Na osnovu geometrije [52], datoj površini detekcije odgovara oblast iznad centralne elektrode u komori plazma fokusa prečnika od oko 2 cm. Ova oblast predstavlja lokciju iz koje dolazi do emitovanja pozitivnih čestica koje proizvode tragove u detektorima. U slučaju pin-hole kamere sa 32 integralna kolimatora, takođe su registrovane dve iste grupe tragova. Iznad određenog broja kolimatora, daleko od centra, registrovani su samo tragovi dijametra 1  $\mu\text{m}$ , što odgovara deuteronima. U slučaju oba tipa pin-hole kamere, oblast emisije ubrzanih deuterona ima isti

kružni oblik, prečnika 2 cm. Dimenzija ove oblasti pokazuje da se ubrzani deuteroni emituju pre kolapsa plazme, slično emisiji nekog X-zračenja [5].

Mesta produkcije  $\alpha$  čestica su diskretna (slika 36).



Slika 36. Lokacija vrućih tačaka.

Ta diskretna mesta emisije  $\alpha$  čestica, nastalih kao produkata sekundarnih D-D fuzionih reakcija, predstavljaju vruće tačke i imaju dimenzije od oko  $d \approx 300 \mu\text{m}$ . Prethodni rezultati objavljeni su u radu [53].

### 3.3.4. MERENJA UGAONE DISTRIBUCIJE NEUTRONA EMITOVAJUĆIH IZ DEUTERIJUMSKOG PLAZMA FOKUSA

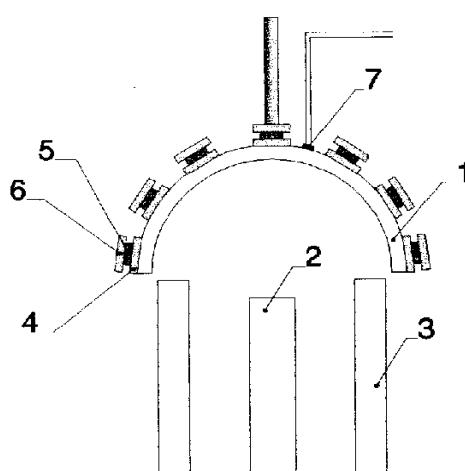
Ugaona raspodela neutrona emitovanih iz plazma fokusa, kao što je napomenuto u poglavlju 1.3, dosta govori o mogućem mehanizmu produkcije neutrona iz D-D reakcije (termonuklearni ili snop-meta model). Merenje ugaone raspodele neutrona iz plazma fokusa urađeno je pomoću dve metode.

U prvoj metodi korišćena je kombinacija tanke uranske mete ( $89\% {^{238}\text{U}}$ ,  $2\% {^{235}\text{U}}$ ) i muskovit liskuna kao čvrstog detektoru fisijonih tragova. Fisija urana indukovana je neutronima iz plazma fokusa. Gustina dobijenih fisijonih tragova direktno je proporcionalna fluksu neutrona na osnovu sledeće relacije [39]:

$$\rho \left[ \frac{\text{trag}}{\text{cm}^2} \right] = 1.6 \cdot 10^{-5} n \left[ \frac{\text{neutrona}}{\text{cm}^2} \right] \cdot \sigma(\text{barn}),$$

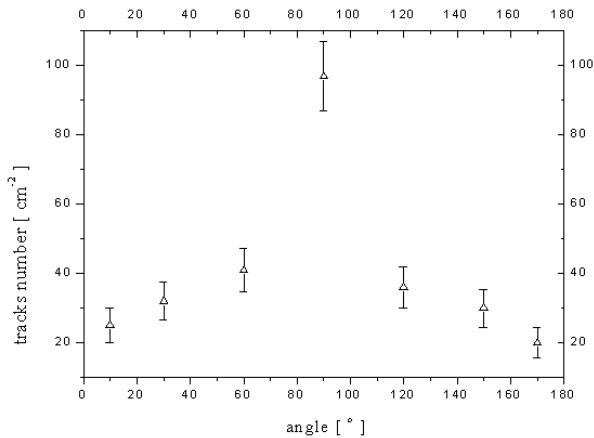
gde je  $\rho$  gustina tragova,  $n$  fluks neutrona i  $\sigma$  efikasni presek za fisiju.

Eksperimentalna postavka data je na slici 37.



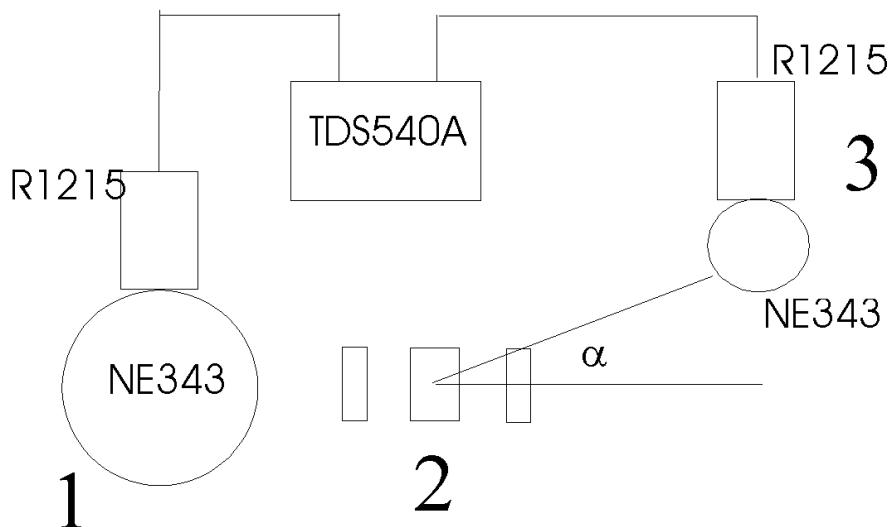
Slika 37. Eksperimentalna postavka merenja ugaone raspodele neutrona iz plazma fokusa čvrstim detektorima tragova: 1) kalota od pyrex-a, 2) unutrašnja elektroda, 3) spoljašnje elektrode, 4) mica muscovite kao termalna zaštita detektora, 5) uranijumska meta, 6) mica muscovite kao čvrsti detektor tragova, 7) senzor temperature Pt-1000.

Utvrđena je anizotropija, pri čemu je fluks neutrona u aksijalnom (duž ose centralne elektrode) prema fluksu u radijalnom pravcu za 2-3 puta veći, (slika 38).



Slika 38. Ugaona raspodela neutrona iz plazma fokusa dobijena korišćenjem čvrstih detektora tragova.

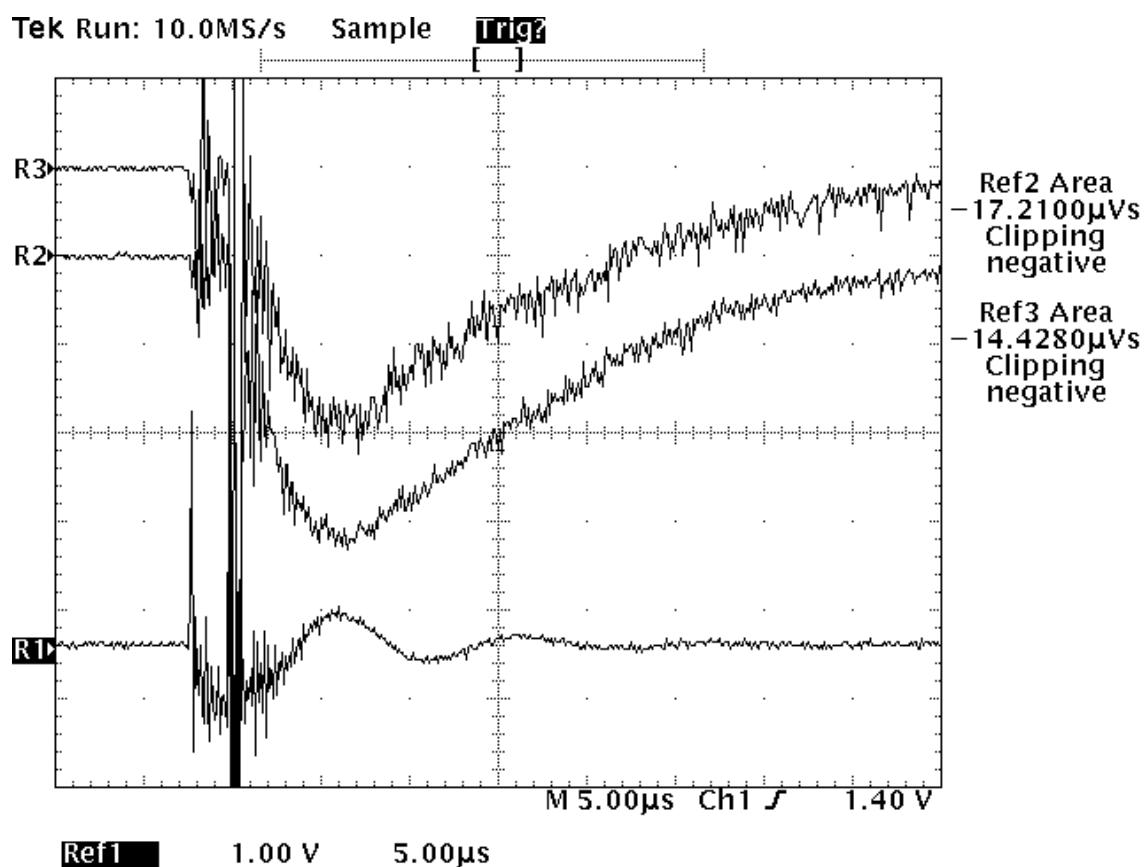
Druga metoda je bazirana na kombinaciji dva tečna scintilaciona detektora NE343. Pored velikog tečnog scintilatora NE343 (sfera prečnika 1 m, slika 30), korišćen je isti tip scintilatora NE343, ali koji se nalazio u manjem čeličnom sudu cilindričnog oblika (prečnika  $R = 26$  cm, visine  $H = 26$  cm). Na jednom kraju cilindra nalazio se fotomultiplikator tipa Hammamatsu R1215 prečnika 12.7 cm. Detaljan opis oba detektora, principima detekcije neutrona tečnim scintilacionim detektorima i kalibracija velikog tečnog scintilatora na impulsne neitronske izvore, dati su u [36].



Slika 39. Eksperimentalna postavka: 1) veliki tečni scintilator 2) centralna i spoljašnje elektrode DPF-a i 3) mali tečni scintilator.

U akviziciji podataka sa oba detektora korišćen je osciloskop Tektronix TDS540A. Eksperimentalna postavka prikazana je na slici 39. Mali scintilacioni detektor bio je udaljen 1.7 m od centra emisije neutrona menjajući položaj tako da pravac veliki detektor-centar emisije (rastojanje veliki detektor-centar emisije je 8 m) i pravac mali detektor-centar emisije grade dati ugao.

Upoređujući površinu neutronskog signala malog i velikog detektora dobijen je količnik  $q$ , koji predstavlja meru efikasnosti malog detektora. Na datom uglu izvršeno je 30 pražnjenja (pri radnom pritisku gasa  $p = 3$  mbar i napona kondenzatorske baterije  $U = 15$  kV, prinos neutrona bio je  $Y_n \approx 10^7$  n/impuls), dobijeni količnik  $q$  je predstavljao srednju vrednost za dati ugao. Merenja su obavljena na uglovima  $-30^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  i  $90^\circ$ . U slučaju izotropije neutrona dobijeni količnik  $q$  za različite uglove morao bi biti isti u granicama greške. Pored signala sa detektora, na jednom od kanala osciloskopa sniman je signal struje. Na slici 40. prikazani su signali struje (R1), malog (R2) i velikog tečnog scintilatora NE343 (R3).



Slika 40. R1) Signal struje DPF-a; R2) neutronski signal malog detektora; R3) neutronski signal velikog detektora.

Dobijeni rezultati dati su u tabeli 5, publikovani u [54] i dva puta citirani u [46] i [47].

Ugao $\alpha$	$-30^\circ$	$0^\circ$	$30^\circ$	$90^\circ$
$q \pm \Delta q$	$1.19 \pm 0.01$	$1.22 \pm 0.02$	$1.19 \pm 0.01$	$1.17 \pm 0.06$

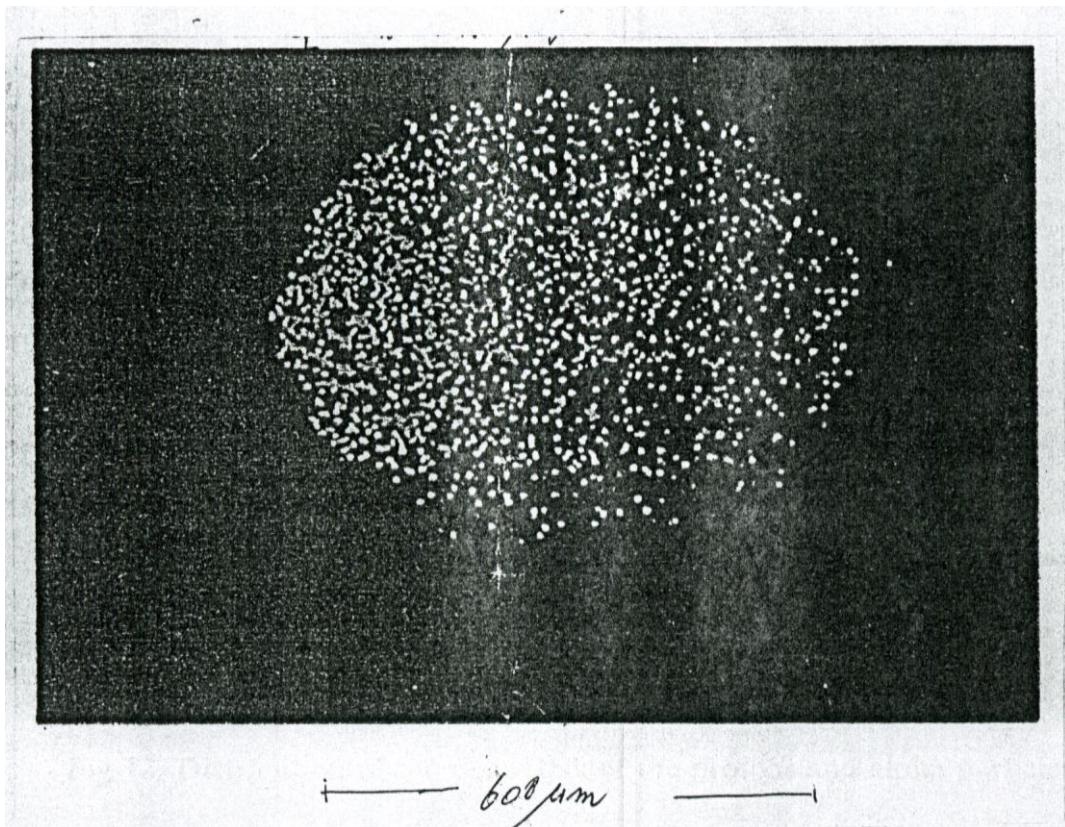
Tabela 5. Vrednost količnika  $q$ , koji predstavlja meru efikasnosti malog scintilacionog detektora za različite uglove  $\alpha$ .

### **3.4. EKSPERIMENTI SA VODONIKOM KAO RADNIM GASOM**

Potpuno novo polje istraživanja predstavlja korišćenje vodonika kao radnog gasa u plazma fokusu. Vodonična plazma prolazi takođe sve faze od nastanka do kolapsa kao što je to već opisano u poglavlju 1.1. Kao rezultat dobijaju se ubrzani protoni energija do nekoliko stotina keV-a. To je dosta neočekivano s obzirom na početne brzine protona i kretanja u fazi aksijalnog ubrzavanja. Mehanizam ubrzavanja protona do većih energija nego što je očekivano nije sasvim jasan. Predloženo je nekoliko teorijskih modela koji sa više ili manje uspeha uspevaju da objasne eksperimentalne rezultate (poglavlje 1.2). U ovoj glavi opisani su eksperimenti merenja ugaone distribucije i raspodele po energijama dobijenih visokoenergetskih protona, i to posebno aksijalnih protona. Dobijeni rezultati su važni u smislu ispitivanja mogućnosti korišćenja vodoničnog plasma fokusa kao izvora protona energija do 500 keV-a, za dobijanje značajnih prinosa ( $p,\alpha$ ) nuklearnih reakcija. Pre svega, neke od pomenutih nuklearnih reakcija ( $^7\text{Li}(p,\alpha)^4\text{He}$ ;  $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\ ^4\text{He}$ ) imaju dobar energetski bilans, pa se čak pominju i kao alternativa D-T fuzionom gorivu [55].

#### **3.4.1. UBRZAVANJE PROTONA U VODONIČNOM PLAZMA FOKUSU**

Prva serija eksperimenata je urađena da bi se našli optimalni radni uslovi i samim tim postiglo što bolje fokusiranje (poglavlje 3.2). Protoni su detektovani čvrstim detektorima tragova tipa LR-115 I (debljine 6  $\mu\text{m}$ ). Energetski prag detekcije za protone, za dati tip detektora je 100 keV-a. Gornja diskriminacija je određena stavljanjem polikarbonatnog absorbera (debljine 5  $\mu\text{m}$ ) na prednju stranu detektora. Protoni su bili usmereni ka detektorima korišćenjem pin-hole kamere sa 32 integralna kolimatora, svaki je bio prečnika 600  $\mu\text{m}$  (slika 29). Jedna kamera se nalazila u aksijalnom pravcu, udaljena od vrha centralne elektrode 14 cm. Druga kamera se nalazila u jednom od bočnih dijagnostičkih otvora. Nakon eksponiranja detektori su prošli standarnu proceduru, s tim što je vreme nagrizanja bilo nešto duže (3900 s). Dobijeni tragovi protona, emitovanih iz vodoničnog plazma fokusa, u LR-115 I detektoru, prikazani su na slici 41.

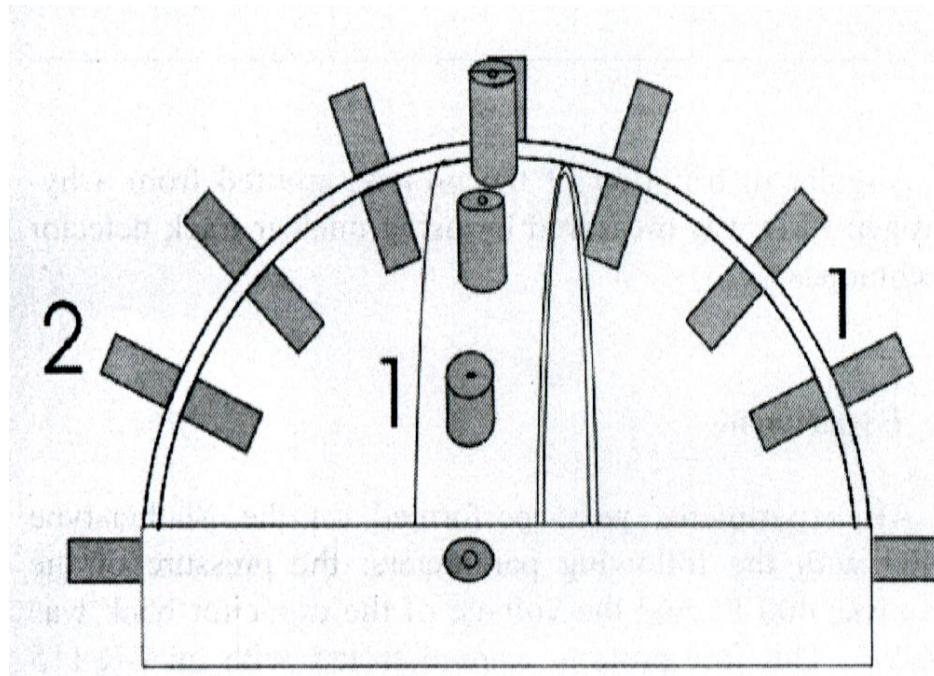


Slika 41. Protoni u LR-115.

Na osnovu izmerene gustine tragova, dobijena je srednja vrednost od  $1.1(2) \times 10^9$  proton/impuls. U slučaju kada je merenje rađeno sa polikarbonatnim absorberom, nisu bili pronađeni tragovi protona u LR-115 I detektoru. S obzirom na dobro poznatu relaciju domet-energija za protone u datom materijalu [56], utvrđena je gornja granica za energiju protona od 500 keV-a. Dobijeni rezultati objavljeni su u [7] i citirani u [45].

### 3.4.2. UGAONA DISTRIBUCIJA PROTONA EMITOVAJIH IZ VODONIČNOG PLAZMA FOKUSA

Slično merenju ugaone distribucije pozitivnih čestica emitovanih iz deuterijumskog plazma fokusa (poglavlje 3.3.2), urađen je eksperiment sa protonima iz vodoničnog plazma fokusa. U tu svrhu, konstruisan je specijalni polu-sferni nosač koji je imao 17 pin-hole kamera (slika 42).



Slika 42. Polu-sferni nosač detektora.

Nosač je imao prečnik od 13 cm, a baza mu je bila 1 cm iznad centralne elektrode. Detektori protona su bili LR-115 tip I. Nakon eksponiranja (četiri uzastopna pražnjenja), detektori su prošli uobičajenu proceduru (prethodno poglavlje). Srednje vrednosti gustine tragova na datom uglu, prikazani su u tabeli 6.

Geometrija eksperimenta je takva da uglu od  $90^\circ$  odgovara aksijalni pravac emisije protona. Saturacija na uglu od  $90^\circ$  znači da je gustina tragova veća od  $10^8 \text{ cm}^{-2}$ . Dobijeni rezultati prezentovani su u radu [57].

Ugao (°)	Gustina tragova ( $10^5 \text{ cm}^{-2}$ )
0	$0.021 \pm 0.004$
22.5	$0.946 \pm 0.003$
45	$1.384 \pm 0.004$
67.5	$1.267 \pm 0.004$
90	Saturacija
112.5	$1.322 \pm 0.004$
135	$0.836 \pm 0.003$
157.5	$0.888 \pm 0.003$
180	$0.012 \pm 0.004$

Tabela 6. Srednje vrednosti gustine tragova na datom uglu.

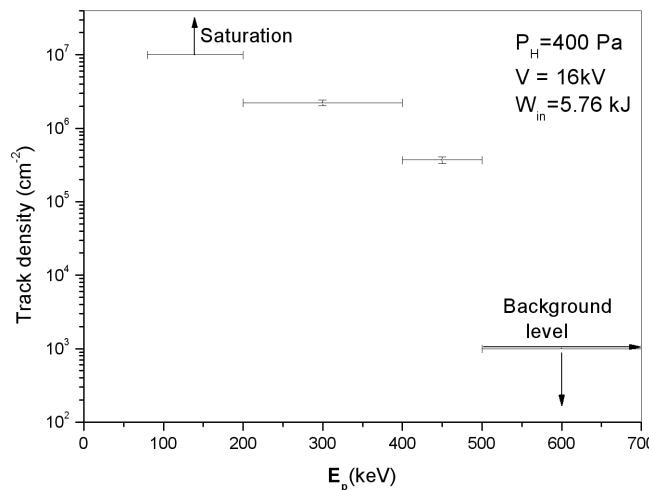
### 3.4.3. MERENJE FLUKSA I ENERGIJE AKSIJALNIH PROTONA EMITOVAÑIH IZ VODONIČNOG PLAZMA FOKUSA

U prethodnom poglavlju, pokazano je da se ubrzani protoni emituju dominantno u aksijalnom pravcu. Da bi se detaljno istražio snop aksijalnih protona, urađeno je merenje fluksa i energije protona emitovanih u aksijalnom pravcu korišćenjem CR-39 detektora tragova. Za razliku od LR-115, CR-39 detektori imaju nešto niži prag detekcije za protone (80 keV-a). Nažalost, i u slučaju CR-39 detektora dolazi do saturacije tragova u aksijalnom pravcu. Da bi se prevazišao taj problem, urađena su dva tipa eksperimenata.

Detektori CR-39 su se nalazili na vrhu komore plazma fokusa, tačno iznad centralne elektrode na rastojanju od 15 cm, nalepljeni na pin-hole kameru. Na detektorskoj strani CR-39 stajali su absorberi (makrofol) različitih debeljina (2, 5, i 10  $\mu\text{m}$ ). Pored informacije o fluksu protona za datu debeljinu absorbera, moguće je bilo dobiti i podatak o energiji protona na osnovu dobro poznate relacije domet-energija za protone u makrofolu [56]. Radni uslovi su bili: pritisak gasa od 400 Pa i napon na kondenzatorskoj bateriji od 16 kV-a, što odgovara 5.76 kJ-a uskladištene energije.

Drugi način izbegavanja saturacije u gustini tragova protona u CR-39 detektoru je u pražnjenjima na nižim pritiscima radnog gasa. Novi radni pritisak vodonika u komori plazma fokusa bio je 200 Pa. Datom pritisku radnog gasa, za dobro fokusiranje, odgovara radni napon od 8 kV-a (1.44 kJ-a energije kondenzatorske baterije). Detektori su eksponirani samo sa jednim dobrom pražnjenjem. Nakon eksponiranja, detektori su nagrizani u 6N NaOH na 70°C, punih 8 sati.

Dobijeni rezultati predstavljeni su na slici 43 i u tabeli 7, i objavljeni u radu [58].



Slika 43. Rezultati merenja fluksa i energije protona emitovanih u aksijalnom pravcu.

Experimental conditions		Track density (cm <sup>-2</sup> )
$P_H = 200 \text{ Pa}$ $V = 8 \text{ kV}$ $W_{in} = 1.44 \text{ kJ}$	No absorbers $80 \text{ keV} < E_p < 500 \text{ keV}$	$(3.4 \pm 0.5) \times 10^6$
$P_H = 400 \text{ Pa}$ $V = 16 \text{ kV}$ $W_{in} = 5.76 \text{ kJ}$	No absorbers $80 \text{ keV} < E_p < 500 \text{ keV}$	Saturation level $> 10^7$
	2 $\mu\text{m}$ makrofol $200 \text{ keV} < E_p < 500 \text{ keV}$	$(2.6 \pm 0.2) \times 10^6$
	5 $\mu\text{m}$ makrofol $400 \text{ keV} < E_p < 500 \text{ keV}$	$(3.7 \pm 0.4) \times 10^5$
	10 $\mu\text{m}$ makrofol $E_p > 500 \text{ keV}$	Background level $< 10^3$

Tabela 7. Rezultati merenja fluksa i energije protona emitovanih u aksijalnom pravcu.

## **4. ANALIZA EKSPERIMENTALNIH REZULTATA**

Dobijeni eksperimentalni rezultati (glava 3) zahtevaju detaljnu analizu. U ovoj glavi, analiza svih dobijenih rezultata podeljena je tako da se pokriju tri bitne teme vezane za pitanja koja i dan danas traže odgovore a u vezi su sa procesima koji se događaju u i oko plazma fokusa. Prvi deo se odnosi na vezu osnovnih karakteristika plazma fokusa, bez obzira na njihovu veličinu, i prinosa neutrona, u slučaju kada je radni gas deuterijum. Ta korelacija je bitna prilikom konstrukcije samog uređaja. Najbolji primer za to predstavlja, od nedavno, pojava minijaturnih plazma fokusa energije kondenzatorske baterije od 1 J, pa i manje [59]. Drugo važno pitanje je svakako mehanizam produkcije neutrona emitovanih iz deuterijumskog plazma fokusa. Na osnovu dobijenih eksperimentalnih podataka (poglavlje 3.3.4), rezultata merenja X-zračenja [5] kao i provere empirijski utvrđenog zakona  $Y \sim I_{\max}^4$ , koji daje vezu prinosa neutrona i maksimalne struje pražnjenja (poglavlje 4.2), moguće je ponuditi odgovor o dominantnom mehanizmu nastanka neutrona u plazma fokusu iz Niskofonske laboratorije, Instituta za fiziku u Zemunu, kod koga je uskladištena energija kondenzatorske baterije 5.062 kJ-a, što ga svrstava u red malih fuzionih mašina. S tim u vezi je i analiza postupaka koji mogu dovesti do povećanja prinosa neutrona za tačno određen tip plazma fokusa (tačno definisane uskladištene energije kondenzatorske baterije i geometrije elektroda). Treća, u današnje vreme aktuelna tema je mogućnost dobijanja srednjih energija jona od 100 keV-a, pa i većih, u tzv vrućim tačkama [55], što plazma fokus izdvaja kao kandidata za neku buduću energetsku fuzionu mašinu koja bi trošila napredna goriva tipa vodonik-bor-11. Ovu ideju forsira grupa istraživača okupljenih oko Lerner-a [55], a više informacija čitalac ovog rada može dobiti na oficijelnom sajtu tzv Društva za fuziju u fokusu (Focus Fusion Society), <http://www.focusfusion.org>. U poglavlju 4.3 pokazan je energetski potencijal vodoničnog plazma fokusa energije kondenzatorske baterije od 5.76 kJ-a u smislu dobijenih eksperimentalnih podataka (poglavlje 3.4.3) i teorije izložene u [55]. U poglavlju 4.4 dat je detaljan presek aktuelnih istraživanaja na uređajima tipa plazma fokus, kao i vizija budućih pravaca u kojima će se razvijati plazma fokus u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu.

## 4.1. KORELACIJA OSNOVNIH PARAMETARA PLAZMA FOKUSA I PRINOSA NEUTRONA

Analiza eksperimentalnih podataka za plazma fokuse energija kondenzatorske baterije u rasponu od 1 kJ do 1 MJ, kao i različitih dužina elektroda, pre svega prečnika centralne elektrode  $a$ , pokazuje da su dva parametra gotovo identična za sve tipove plazma fokusa.

Prvi parametar ima veze sa energijom kondenzatorske baterije, to jest samo se mali deo celokupne početne uskladištene energije prenosi na plazmu pa je količnik  $E/V_p$ , gde je  $V_p$  zapremina plazme u pinč fazi, parametar koji karakteriše gustinu energije plazme i služi kao bitna mera za opisivanje različitih uređaja. S obzirom da je zapremina pinča proporcionalna prečniku centralne elektrode  $a$ , kao  $V_p = 0.036 a^3$ , to je malopre definisani parametar  $E/V_p \sim 28E/a^3$ . Za različite uređaje, ovaj parametar ima vrednost  $(1-20) \times 10^{10} \text{ Jm}^{-3}$  [60]. U slučaju plazma fokusa iz Niskofonske laboratorije, Instituta za fiziku u Zemunu, parametar  $E/V_p$  ima vrednost  $16.5 \times 10^{10} \text{ Jm}^{-3}$ .

Drugi važan parametar povezan je sa brzinama aksijalne i radikalne faze plazme u plazma fokusu (poglavlja 1.1.1 i 1.1.2) i definiše se kao:

$$\left( \frac{\frac{I_{\max}}{a}}{p^{1/2}} \right) \quad (4.1.1)$$

gde je  $p$  radni pritisak gasa u komori plazma fokusa, dok su ostale veličine ranije definisane. Parametar je poznat u literaturi kao drive parameter i direktno je proporcionalan aksijalnoj i radikalnoj brzini plazme [14]. U radu [14] je pokazano da se dobro fokusiranje postiže kada malopre definisan drive parameter ima vrednost  $89 \text{ kA cm}^{-1} (\text{Torr D}_2)^{-1/2}$ . Vezano za drive parameter, urađena je serija eksperimenata na plazma fokusu iz Niskofonske laboratorije, Instituta za fiziku u Zemunu, gde je posebna pažnja posvećena upravo ovom važnom parametru tako što je njegova vrednost određena za različite vrednosti napona na kondenzatorskoj bateriji, maksimuma struje pražnjenja i radnog pritiska deuterijuma u komori plazma fokusa. Dobijeni rezultati objavljeni su u tabeli 8 i prezentovani na devetnaestom SPIG-u, 1998. godine [61]. Uporednim merenjem prinosa neutrona, potvrđen je rezultat iz rada [14] po kome se dobro fokusiranje i samim tim maksimalni prinosi neutrona dobijaju za vrednost drive parameter-a od  $89 \text{ kA cm}^{-1} (\text{Torr D}_2)^{-1/2}$ .

P (mbar)		2.00	2.50	3.00	3.50	4.00	4.50	5.00	5.50	6.00
U (kV)	I (kA)	Drive parameter $I/r/p^{1/2}$ (kA/cm/(torr D <sub>2</sub> ) <sup>1/2</sup> )								
12	240	103.2	92.3	84.2	78.0	73.0	68.8	65.3	62.2	59.6
13	260	111.8	100.0	91.3	84.5	79.0	74.5	70.7	67.4	64.5
14	280	120.4	107.7	98.3	91.0	85.1	80.2	76.1	72.6	69.5
15	300	129.0	115.4	105.3	97.5	91.2	86.0	81.6	77.8	74.5
16	320	137.6	123.0	112.3	104.0	97.3	91.7	87.0	83.0	79.4
17	340	146.2	130.7	119.3	110.5	103.4	97.4	92.4	88.1	84.4
18	360	154.8	138.4	126.4	117.0	109.4	103.2	97.9	93.3	89.4
19	380	163.4	146.1	133.4	123.5	115.5	108.9	103.3	98.5	94.3
20	400	172.0	153.8	140.4	130.0	121.6	114.6	108.8	103.7	99.3

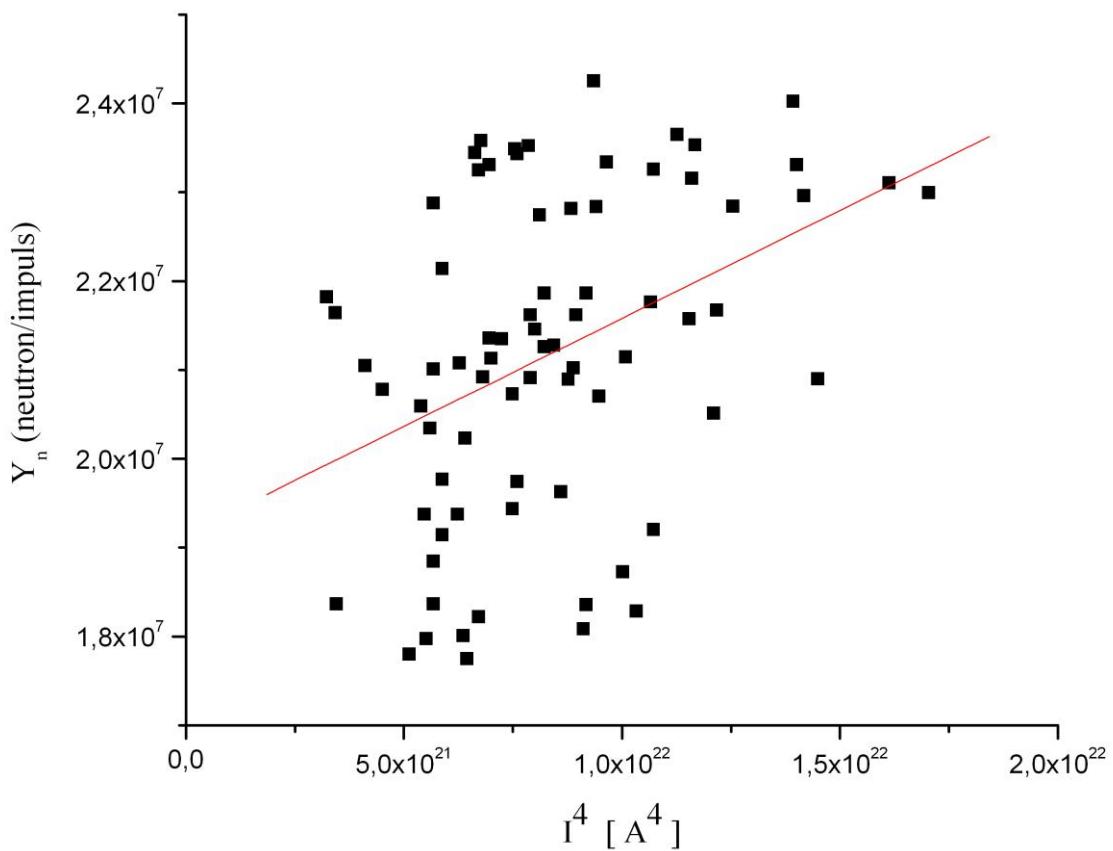
Tabela 8. Vrednosti drive parameter-a za različite vrednosti napona na kondenzatorskoj bateriji, maksimuma struje pražnjenja i radnog pritiska deuterijuma u komori plazma fokusa u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu [61].

Zanimljiv je pokušaj da se prinos neutrona (termonuklearna komponenta) poveća, povećanjem drive parameter-a, to jest brzine strujnog lista. Ovu ideju su detaljnije objasnili S. Lee i A. Serban u radu [14]. Kako se kvadratni koren pritiska gasa u komori plazma fokusa sporo menja (manje od 40%) u odnosu na varijaciju maksimuma struje pražnjenja, to je i količnik  $I/a$  skoro konstantan za veliki broj različitih uređaja. Takođe je poznato da temperatura plazme, kao i koncentracija u pinč fazi imaju gotovo konstantnu vrednost od  $T \sim 1 \text{ keV}$  i  $n \sim 10^{25} \text{ m}^{-3}$ , respektivno, za uređaje energija od 1 kJ do 1 MJ. Tada je termonuklearna komponenta prinosa neutrona proporcionalna sa  $a^4$  ( $a^3$  potiče od zapremine pinča, a faktor  $a$  od veze sa vremenom života pinča). Tako se dolazi do dobro poznatog empirijskog zakona  $Y \sim I_{\max}^4$ , koji će biti proveren za plazma fokus u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, što je deo koji čini sledeće poglavlje.

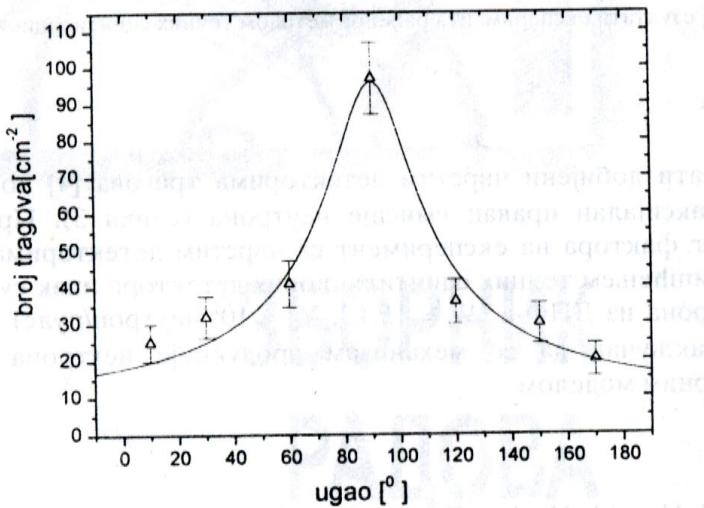
## 4.2. MEHANIZAM PRODUKCIJE NEUTRONA U DEUTERIJUMSKOM PLAZMA FOKUSU NA OSNOVU DOBIJENIH EKSPERIMENTALNIH REZULTATA

Kao što je to već objašnjeno u poglavlju 1.3.3, razvila su se dva modela za objašnjenje mehanizma emisije neutrona iz plazma fokusa. To su termonuklearni i model snop-meta. Najslikovitiji prikaz ova dva mehanizma dat je u tabeli 1. Eksperimentalno je vršena provera svih kriterijuma opisanih u tabeli 1 za plazma fokus iz Niskofonske laboratorije, Instituta za fiziku u Zemunu.

U svim eksperimentima sa deuterijumom kao radnim gasom, uvek su na osciloskopu snimani signali struje pražnjenja i signali sa velikog tečnog scintilatora. Stvorena je dosta velika baza podataka na osnovu koje je bilo moguće proveriti empirijski zakon  $Y \sim I_{\max}^4$ , koji daje vezu prinosa neutrona i četvrtog stepena maksimuma struje pražnjenja. Dobijeni rezultati su prikazani na grafiku (slika 44). Dobijena zavisnost dosta dobro se slaže sa rezultatom koji su objavili A. Serban i S. Lee u radu [13].



Eksperiment merenja ugaone raspodele neutrona iz deuterijumskog plazma fokusa u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, opisan je u poglavlju 3.3.4. Rezultati dobijeni metodom čvrstih detektora tragova pokazuju da postoji anizotropija neutronskog fluksa, pri čemu je dominantan aksijalan pravac emisije neutrona (slika 45).



Slika 45. Ugaona raspodela neutrona iz deuterijumskog plazma fokusa dobijena korišćenjem čvrstih detektora tragova:  $\Delta$ -eksperimentalne tačke, puna kriva linija-zavisnost  $N(\alpha)$

Slедећим jednostavnim modelom pokazano je koliki je uticaj geometrijskog faktora izmerene anizotropije neutrona. Čvrsti detektori tragova (liskun) su registrovali neutronski prinos iz ukupno 20 pražnjenja. Zato se može pretpostaviti da detektovani neutroni odgovaraju dobro prostorno homogenizovanom izvoru. S obzirom na ovu činjenicu i broj eksperimentalnih tačaka, najjednostavnije je neutronski izvor modelovati sa aksijalno postavljenom niti dužine  $L$  pomeren za  $d$  u odnosu na osnovu kalote poluprečnika  $R = 4.1$  cm. Pod pretpostavkom izotropne emisije, nalazi se da je broj neutrona  $N(\alpha)$  koji dospeva na detektor pod uglom  $\alpha$ :

$$N(\alpha) \propto \left\{ \frac{\frac{L+d}{R}}{\sqrt{1 + \left(\frac{L+d}{R}\right)^2 - 2\left(\frac{L+d}{R}\right)\sin\alpha}} - \frac{\frac{d}{R}}{\sqrt{1 + \frac{d^2}{R^2} - 2\frac{d}{R}\sin\alpha}} \right\} \quad (4.2.1)$$

Sa smanjenjem  $d$  date krive  $N(\alpha)$  bolje opisuju eksperimentalne rezultate ali zbog eksperimentalne granice  $d \geq 0$  uzeto je  $d = 0$ . Zavisnost  $N(\alpha)$  najbolje reprodukuje eksperimentalne tačke za  $L = 3.1$  cm, što je realna dužina pinča. Rezultati dobijeni metodom tečnih scintilacionih detektora (tabela 5) pokazuju da za razliku od mnogih drugih autora nije nađena anizotropija neutrona emitovanih iz deuterijumskog plazma fokusa.

Merenja X-zračenja iz deuterijumskog plazma fokusa u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, detaljno su opisana u referenci [5]. U radu sa deuterijumom, kao i sa vodonikom, detektovana je samo meka komponenta X-zračenja (energije od oko 5 keV-a). Jedino se u slučaju pražnjenja u gasnoj smeši, gde se pored deuterijuma i vodonika nalaze i teži gasovi (argon, azot, ...) javlja i tvrda komponenta X-zračenja.

Kada se sve ovo uzme u obzir, i imajući u vidu tabelu 1, može se sa visokim stepenom poverenja zaključiti da je u deuterijumskom plazma fokusu u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu dominantan termonuklearni mehanizam produkcije neutrona. Ovaj zaključak se uklapa u opštu sliku koja se dobija upoređivanjem rezultata sa uređaja različitih energija. Naime, uočeno je da doprinos neutrona nastalih mehanizmom snop-metla raste sa porastom energije kondenzatorske baterije i veličine samog uređaja.

#### 4.3. PRINOS REAKCIJE ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha){}^4\text{He}$ U VODONIČNOM PLAZMA FOKUSU

U radu [55], Lerner je pokazao da su moguće srednje energije jona i elektrona od 100 keV-a u vrućim tačkama koje nastaju kao posledica destrukcije plazmenog stuba. Pored toga, u tim vrućim tačkama, parametar koji karakteriše uslov paljenja je proizvod gustina jona-vreme održavanja (konfiniranja) plazme-srednja energija jona, i on prevaziđa vrednost od  $5.0 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$  (čija vrednost mora biti veća od  $3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s keV}$ ), što je ubedljivo najviše od svih dosadašnjih fuzionih eksperimenata, a za faktor deset je više od najboljeg rezultata na Tokamak mašinama. Ti najnoviji podaci bacaju novu svetlost na plazma fokus, kao ozbiljnog kandidata za neku buduću energetsku fuzionu mašinu koja bi trošila napredna goriva tipa vodonik-bor-11. U vezi sa tim javljaju se dva osnovna problema, kao kod svake fuzione maštine koja pretenuje da bude fuzioni reaktor. Da bi se uvećao malopre pomenuti proizvod, potrebno je povećati njegove činioce. Pre svega to se odnosi na srednje energije jona a zatim i vreme konfiniranja plazme. Dobijeni eksperimentalni rezultati (poglavlje 3.4.3, slika 43 i tabela 7) pokazuju da je u malom plazma fokusu (kakav je plazma fokus u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu) nemoguće dobiti srednje energije jona veće od 100 keV-a.

U poglavlju 1.4 detaljno je izložen problem dobijanja eksperimentalnih podataka o efikasnom preseku za fuzionu reakciju  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha){}^4\text{He}$ . Naročito je taj problem izražen u slučaju kada je energija protona daleko ispod 100 keV-a, kao što je to eksperimentalna situacija u malim fuzionim uređajima tipa plazma fokus. Jako gruba kalkulacija o brzini date fuzione reakcije, rađena na bazi dobijenih eksperimentalnih rezultata, formule (1.3.2.13) i (1.3.1.4) kao i prepostavljene debljine mete, daje broj od, ne više od 100 reakcija po pražnjenu. U budućem eksperimentalnom radu, svakako treba izmeriti prinos reakcije  ${}^7\text{Li}(\text{p},\alpha){}^4\text{He}$  i tako proveriti dobijenu procenu o brzini date fuzione reakcije.

U toku su eksperimenti u svetskim laboratorijama, na plazma fokusima energija kondenzatorske baterije veće od 150 kJ-a, kod kojih se postižu maksimalne struje pražnjenja i do nekoliko MA. Ukoliko se dobiju rezultati koje je prepostavio Lerner u svom radu [55], to će svakako predstavljati suštinski prodor u oblasti kontrolisane termonuklearne fuzije.

#### 4.4. AKTUELNA ISTRAŽIVANJA I PERSPEKTIVE UREĐAJA PLAZMA FOKUS

Trenutno, možda najbolji vodič za budućnost plazma fokusa je dat u radu [59], koji ima naslov "New trends and future perspectives on plasma focus research". U njemu su naznačena sva otvorena pitanja koja i dalje čekaju adekvatne odgovore u budućim istraživanjima.

Prva tema je mogućnost dobijanja srednjih energija jona većih od 100 keV-a, u tzv vrućim tačkama, što plazma fokus izdvaja kao kandidata za neku buduću energetsku fuzionu mašinu koja bi trošila napredna goriva tipa vodonik-bor-11. Ovu ideju forsira grupa istraživača okupljenih oko Lerner-a [55], a više informacija čitalac ove disertacije može dobiti na oficijelnom sajtu, tzv Društva za fuziju u fokusu (Focus Fusion Society), <http://www.focusfusion.org>. Ovoj temi značajan doprinos dala je i naša laboratorijska radom [58]. U toku je priprema eksperimenta u kome bi se izvršilo merenje prinosa reakcije  $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)^2\text{He}$  indukovane u plazma fokusu u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu.

Sledeća interesantna aktivnost prikazana je u radu [59] i odnosi se na izgradnju minijaturnih plazma fokusa energije kondenzatorske baterije od 1 J, pa i manje. Prvi preliminarni rezultati dobijeni sa tako minijaturnih uređaja, takođe su prikazani u radu [59].

Grupa istraživača iz Italije, tačnije kolaboracija Univerzitata u Ferari i Bolonji, u zadnjih nekoliko godina aktivno se bavi neutronskom aktivacionom analizom na reakciji  $^{197}\text{Au}(\text{n},\text{n}'\gamma)^{197}\text{Au}^m$  indukovanoj neutronima iz deuterijumskog plazma fokusa (energije 6.9 kJ-a). Rezultati eksperimenata su objavljeni u radu [62]. Pored toga, na istom uređaju dobijeni su i preliminarni rezultati produkcije kratko-živećih radioizotopa. Nastali radioizotopi u plazma fokusu su  $^{15}\text{O}$ ,  $^{17}\text{F}$  i  $^{13}\text{N}$ , a odgovarajuće reakcije su:  $^{14}\text{N}(\text{d},\text{n})^{15}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$  i  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$ , respektivno. Aktivnost nastalih kratko-živećih radioizotopa bila je do 1  $\mu\text{Ci}$  po pražnjenju [63]. S obzirom da u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu postoji gama spektrometar najnižeg fona u ovom delu Evrope, slične eksperimente moguće je uraditi u našoj laboratoriji, što će biti jedna od tema budućih istraživanja.

Suštinski napredak napravljen je u rešavanju problema kontrolisanog oslobođanja energije nuklearne fuzije pomoću automatskog pobuđivanja (auto-catalytic) fuziono-fisionih-fuzionih mikroeksplozija, u konfiguraciji u kojoj se deuterijum-tricijum (D-T) fuziona reakcija dešava u gustoj magnetizovanoj D-T plazmi koja se nalazi u okruženju niti napravljenih od  $^{238}\text{U}$  ili  $^{232}\text{Th}$  (možda i od  $^{10}\text{B}$ ). Dovoljan broj oslobođenih 14 MeV-skih D-T neutrona indukuju fisiju materijala od koga su napravljane niti, pri čemu dolazi do implozije u nitima, koja u povratnoj sprezi uvećava gustinu D-T plazme, što za posledicu ima povećanje broja oslobođenih neutrona koji u sledećoj fazi ubrzavaju reakciju indukovane fisije u nitima. Ovaj koncept moguće je na

najlakši način realizovati u jednostavnoj modifikaciji konfiguracije plazma fokus uređaja. Preliminarne rezultate u pokušaju ostvarivanja ove ideje objavio je Winterberg u radu [64].

Na kraju treba pomenuti i višestruku primenu zračenja emitovanih iz plazma fokusa u industriji [65]. Razvijena je tehnika bazirana na radiografiji X-zračenjem iz plazma fokusa, pokretnih i mekih metalnih objekata. Korišćenjem komercijalnih radiografskih filmova, kao i specijalno napisanih kompjuterskih kodova moguća je tomografska rekonstrukcija metalnih objekata do najsitnijih detalja. Primena mekog X-zračenja u biomedicini se ogleda u primeni ovog zračenja u mikroradiografiji i transmisionoj mikroskopiji, gde je od najvećeg interesa tzv vodeni spektralni prozor između 2 i 4 nm, što sugerira primenu deuterijumskog ili vodoničnog plazma fokusa. Za primenu mekog X-zračenja u kontaktnoj mikroskopiji, neophodna je primena specifične difrakcione optike koja uspešno kolimiše meko X-zračenje. Emitovani neutroni iz deuterijumskog plazma fokusa nalaze primenu u neutronskoj radiografiji i analizi konstitutivnih elemenata nepoznatog materijala malog rednog broja Z. Ovo poslednje je naročito važno i aktuelno u nekoliko poslednjih godina kao tehnika koja omogućava detekciju eksploziva i različitih narkotika koji u svom sastavu sadrže upravo elemente malog Z (vodonik, ugljenik, azot i kiseonik). Takođe je razvijena metoda, na bazi detekcije neutrona elastično rasejanih na ispitivanoj supstanci i upoređivanjem sa odgovorom detektora neutrona u slučaju kada ispitivana supstanca nije prisutna. Princip je isti kao kod sonara. Ovim postupkom moguće je odrediti prisustvo i količinu vode u okolini kompletognog detektorskog sistema, sa tačnošću od nekoliko procenata. Ova tehnika je, između ostalog, posebno pogodna za određivanje vlažnosti zemljišta.

Sve ove činjenice govore u prilog tezi da buduća istraživanja na uređaju plazma fokus jesu aktuelna i atraktivna, što daje smisao daljem angažovanju istraživača okupljenih oko plazma fokusa u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu.

## ZAKLJUČAK

Već više od četrdeset godina traju intenzivna istraživanja vezana za problematiku procesa u i oko plazma fokusa. Trenutno je u svetu aktivno više desetina uređaja, čije se energije kondenzatorske baterije kreću od 1J pa sve do par MJ-a. Kao i svaka druga fuziona mašina, i plazma fokus zaokuplja pažnju istraživača krajnje različitih specijalnosti. Takva multidisciplinarnost podrazumeva dodatan napor kako u ljudskim resursima, tako i u materijalnim ulaganjima.

U ovoj doktorskoj disertaciji detaljno su razjašnjeni nuklearni aspekti, pri čemu su svi eksperimenti urađeni na, što se energije tiče (oko 5 kJ-a) maloj mašini, koja je kompletno projektovana i izgrađena u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu. Na početku su prikazani svi teorijski modeli koji opisuju nastanak i razvoj plazme, koja prolazi kroz nekoliko faza pre konačnog kolapsa. Posebno su razmotrene teorije nuklearnih reakcija lakih jona nastalih u plazmi impulsnih električnih pražnjenja.

U glavi 2 dat je pregled najvažnijih metoda i tehnika nuklearne spektroskopije koje su primenjene u eksperimentima na plazma fokusu. U Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu, već dugi niz godina razvijene su različite spektroskopske metode i tehnike. Ono po čemu je naša laboratorija prepoznatljiva, pre svega zahvaljujući pokojnom rukovodiocu Dr Radovanu Antanasijeviću, jeste svojevrsna škola u oblasti rada sa čvrstim detektorima tragova koji su se, pogotovo u eksperimentima sa jakim strujnim pražnjejima kalav je i plazma fokus, pokazali kao nezamenljiv dijagnostički alat. Pored toga, postoji ogromno iskustvo u radu sa organskim scintilatorima, kako tečnim tako i plastičnim i to naročito u neutronskoj spektroskopiji.

Svakako centralni i najvažniji deo ove doktorske disertacije su eksperimenti i dobijeni rezultati, koji su poređani hronološkim redom i predstavljaju presek tema i ideja koje su pratili i istraživanja u svetu u toj oblasti u datom trenutku. Stvorena je dosta solidna baza eksperimentalnih podataka na osnovu kojih je plazma fokus u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu našao svoje mesto na svetskoj mapi uređaja sličnog tipa što potvrđuje i nekoliko citata naših radova u vodećim međunarodnim časopisima iz date problematike [42], [43], [44], [45], [46], [47]. U glavi 4 izvršena je analiza dobijenih eksperimentalnih rezultata i posebno su naznačena mesta i teme nekih budućih aktivnosti kako eksperimentalnih tako i teorijskih. U tom smislu, u poglavljju 4.4 ove doktorske disertacije dat je detaljan presek aktuelnih istraživanja na uređajima tipa plazma fokus, kao i vizija budućih pravaca u kojima će se razvijati plazma fokus u Niskofonskoj laboratoriji, Instituta za fiziku u Zemunu.

## **LITERATURA**

- [1] B. Milić, *Osnovi fizike gasne plazme*, Građevinska knjiga, Beograd (1989).
- [2] J. W. Mather, *The Physics of Fluids 8*, 366 (1965).
- [3] N. V. Filippov, T. I. Filippova, V. P. Vinogradov, *Nucl. Fusion 2*, 577 (1962).
- [4] K. H. Kwek, T. Y. Tou, S. Lee, *IEEE Transactions on Plasma Science 18*, (1990).
- [5] D. Joksimović, *Doktorska disertacija*, Univerzitet u Beogradu, (2001).
- [6] R. Antanasićević, D. Šević, A. Zarić, I. Lakićević, S. Popović, J. Vuković, Đ. Konjević, J. Purić, M. Ćuk, *Nucl. Tracks Radiat. Meas. 22*, 535-536 (1993).
- [7] R. Antanasićević, R. Banjanac, A. Dragić, Z. Marić, J. Stanojević, V. Udovičić, J. Vuković, *Radiation Measurements 34*, 615-616 (2001).
- [8] B. A. Trubnikov, *Sov. J. Plasma Phys. 12*, 271 (1986).
- [9] S. P. Gary, *Phys. Fluids 17*, 2135 (1974).
- [10] M. J. Bernstein, G. G. Comisar, *Phys. Fluids 15*, 700 (1972).
- [11] R. Deutsch, W. Kies, *Plasma Phys. Control. Fusion 30*, 263 (1988).
- [12] C. Rolfs, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, Chicago (1988).
- [13] A. Serban, S. Lee, *J. Plasma Physics 60*, 3-15 (1998).
- [14] S. Lee, A. Serban, *IEEE Transactions on Plasma Science 24*, 1101-1105 (1996).
- [15] U. Jäger, H. Herold, *Nuclear Fusion 27*, 407-423 (1987).

- [16] R. Schmidt, H. Herold, *Plasma Phys. Control. Fusion* 29, 523-534 (1987).
- [17] H. Kelly, A. Márquez, *Plasma Phys. Control. Fusion* 38, 1931-1942 (1996).
- [18] S. V. Springham, S. Lee, M. S. Rafique, *Plasma Phys. Control. Fusion* 42, 1023-1032 (2000).
- [19] F. Castillo, J. J. E. Herrera, J. Rangel, M. Milanese, R. Moroso, J. Pouzo, J. I. Golzarri, G. Espinosa, *Plasma Phys. Control. Fusion* 45, 289-300 (2003).
- [20] F. Castillo, J. J. E. Herrera, J. Rangel, A. Alfaro, M. A. Maza, V. Sakaguchi, J. I. Golyarri, G. Espinosa, *Brazilian Journal of Physics* 32, 3-12 (2002).
- [21] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys. A* 490, 1 (1988).
- [22] W. E. Burcham, *Nuklearna fizika, Uvod sa fizikom čestica*, Naučna knjiga, Beograd (1974).
- [23] S. Typel et al., *Few Body Systems* 29, 75 (2000).
- [24] H. Spinka et al., *Nucl. Phys. A* 164, 1 (1971).
- [25] C. Rolfs et al., *Nucl. Phys. A* 455, 179 (1986).
- [26] S. Engstler et al., *Phys. Lett. B* 279, 20 (1992).
- [27] G. Raimann et al., *Phys. Lett. B* 249, 191 (1992).
- [28] Y. Yamashita, *Nucl. Phys. A* 582, 270 (1995).
- [29] F. C. Barker, *Nucl. Phys. A* 167, 434 (1971).
- [30] F. C. Barker, *Phys. Rev. C* 62, 044607 (2000).
- [31] P. Corvisiero and LUNA Collaboration, *Nucl. Phys. A* 752, 491-499 (2005).

- [32] S. Typel, G. Baur, *Annals of Physics* 305, 228-265 (2003).
- [33] J. B. Birks, ***The Theory and Practice of Scintillation Counting***, Pergamon Press, Oxford (1964).
- [34] G. F. Knoll, ***Radiation Detection and Measurements***, John Wiley & Sons, New York (1991).
- [35] S. Mouatassim, ***Ph.D. Thesis***, Strasbourg, (1994).
- [36] V. Udovičić, ***Magistarska teza***, Univerzitet u Beogradu, (1999).
- [37] D.A. Yuong, *Nature* 128, 375 (1958).
- [38] E.C.H. Silk, R.S. Barnes, *Phil. Mag.* 4, 970 (1959).
- [39] R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker, ***Nuclear Tracks in Solids: Principles and Applications***, University of California Press, Berkeley (1975).
- [40] S.A. Durrani, R.K. Bull, ***Solid State Nuclear Track Detection: Principle, Methods and Applications***, Pergamon Press, Oxford (1987).
- [41] R. Antanasijević, I. Lakićević, Z. Marić, D. Šević, A. Zarić, J. P. Vigier, *Physics Letters A* 180, 25-32 (1993).
- [42] J. P. Vigier, *Physics Letters A* 221, 138-140 (1996).
- [43] S. Szpak, P. A. Mosier-Boss, J. J. Smith, *Physics Letters A* 210, 382-390 (1996).
- [44] J. Dufour, D. Murat, X. Dufour, J. Foos, *Physics Letters A* 270, 254-264 (2000).
- [45] C. S. Wong, P. Choi, W. S. Leong, J. Singh, *Jpn. J. Appl. Phys.* 41, 3943-3946 (2002).
- [46] H. J. Woo, K. S. Chung, M. J. Lee, *Plasma Phys. Control. Fusion* 46, 1095-1104 (2004).

- [47] H. J. Woo, K. S. Chung, Y. S. Choi, C. Y. Han, Y. H. Jung, J. K. Kim, J. K. Lee, M. J. Lee, J. Whang, H. J. You, *Jap. J. Appl. Phys.* **43**, 7271-7272 (2004).
- [48] E. Benton et al., 10<sup>th</sup> *International Conference on SSNTD*, Lyon, France, (1979).
- [49] Ž. Todorović, R. Antanasijević, D. Šević, A. Zarić, J. Vuković, Đ. Konjević, J. Purić, M. Ćuk, *Radiation Measurements* **25**, 265-266 (1995).
- [50] R. Antanasijević, D. Šević, J. Vuković, D. Joksimović, A. Dragić, V. Udovičić, J. Purić, M. Ćuk, *Radiation Measurements* **28**, 245-248 (1997).
- [51] A. Krejčí, K. Kolaček, J. Kravarík, P. Kuběš, M. Paduch, K. Tomaszewski, *IEEE Transactions on Plasma Science* **24**, 22-24 (1996).
- [52] V. W. Slivinsky, K. M. Brooks, H. G. Ahlstrom, E. K. Storm, H. N. Kornblum, G. R. Leipelt, *Applied Physics Letters* **30**, 555 (1977).
- [53] R. Antanasijević, Z. Marić, D. Šević, Ž. Todorović, D. Joksimović, A. Dragić, V. Udovičić, *Radiation Measurements* **28**, 241-243 (1997).
- [54] R. Antanasijević, Z. Marić, R. Banjanac, A. Dragić, J. Stanojević, D. Đorđević, D. Joksimović, V. Udovičić, J.B. Vuković, *Radiation Measurements* **31**, 443-446 (1999).
- [55] E. J. Lerner, R. E. Terry, <http://www.focusfusion.org>, 6<sup>th</sup> International Symposium on Current Trends in Fusion Research, Washington, USA, (2005).
- [56] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York (2003).
- [57] R. Antanasijević, R. Banjanac, A. Dragić, D. Joković, D. Joksimović, B. Grabež, V. Udovičić, D. Đorđević, J. Stanojević, J. Vuković, *Radiation Measurements* **36**, 327-328 (2003).
- [58] R. Banjanac, V. Udovičić, B. Grabež, B. Panić, Z. Marić, A. Dragić, D. Joković, D. Joksimović, I. Aničin, *Radiation Measurements* **40**, 483-485 (2005).

- [59] L. Soto, *Plasma Phys. Control. Fusion* 47, 361-381 (2005).
- [60] P. Silva, L. Soto, W. Kies, J. Moreno, *Plasma Sources Sci. Technol.* 13, 329 (2004).
- [61] J. Purić, D. Šević, M. Ćuk, 19<sup>th</sup> SPIG, Zlatibor, Srbija, (1998).
- [62] A. Tartari, G. Verri, A. D. Re, F. Mezzeti, C. Bonifazzi, L. Rapezzi, *Meas. Sci. Technol.* 13, 939-945 (2002).
- [63] E. Angeli, A. Tartari, M. Frignani, D. Mostacci, F. Rocchi, M. Sumini, *Applied Radiation and Isotopes* 63, 545-551 (2005).
- [64] F. Winterberg, *Physics Letters A* 336, 188-192 (2005).
- [65] C. Moreno, M. Vénere, R. Barbuzza, M. Del Fresno, R. Ramos, H. Bruzzone, F. P. J. González, A. Clausse, *Brazilian Journal of Physics* 32, 20-25 (2002).