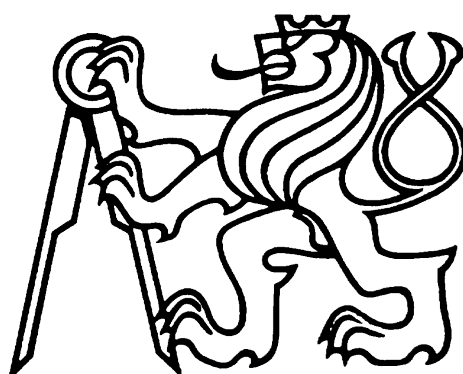


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ



Bakalářská práce

Měření neutronových zisků pomocí stříbrového aktivačního čítače

Autor: David Hladík

Vedoucí práce: Ing. Jakub Cikhardt, Ph.D.

Praha, 2018

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Hladík** Jméno: **David** Osobní číslo: **424401**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra fyziky**
Studijní program: **Elektrotechnika, energetika a management**
Studijní obor: **Aplikovaná elektrotechnika**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Měření neutronových zisků pomocí stříbrového aktivačního čítače

Název bakalářské práce anglicky:

Neutron yield measurement using silver activation counter

Pokyny pro vypracování:

Zkalibrujte stříbrový aktivační čítač neutronů pomocí Am-Be neutronového zdroje. Zkalibrovaným čítačem proveďte měření neutronových zisků na plazmatickém fokusu PFZ-200 na Katedře fyziky FEL ČVUT a na laserovém systému PALS na AV ČR. Výsledky měření zpracujte a vyhodnoťte možnosti použití stříbrového detektoru na zmíněných zařízeních.

Seznam doporučené literatury:

M. Řípa, J. Mlynář, V. Weinzetl, F. Žáček: Řízená termojaderná fúze pro každého
G.F. Knoll: Radiation Detection and Measurement
R.J. Lanter, D.E. Bannerman: The Silver Counter a Detector for Bursts of Neutrons, Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, report LA-3498-MS.
M. Scholz: Plasma-focus and controlled nuclear fusion, 2014.
F.F. Chen: Úvod do fyziky plazmatu.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Jakub Cikhardt, Ph.D., katedra fyziky FEL

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: **15.03.2018**

Termín odevzdání bakalářské práce: **25.05.2018**

Platnost zadání bakalářské práce: **30.09.2019**

Ing. Jakub Cikhardt, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Abstrakt

Práce navazuje na předchozí bakalářský projekt Bc. Adama Pavláta, který se zabýval návrhem a sestrojením stříbrového aktivačního detektoru neutronů (dále pouze SAC). V teoretickém úvodu se zaměříme na objasnění základů problematiky termojaderné fúze a principy magnetického pinče. Poté si stručně popíšeme dvě zařízení, na kterých budeme provádět experimenty. Jedná se o plazmatický fokus PFZ-200 a laserový systém PALS. Následně si povíme o neutronových zdrojích a detektorech, jejich rozdělení a využití. Poslední teoretický úsek je vyhrazen vysvětlení kalibrace SAC. Druhá část práce se zabývá vlastní kalibrací SAC pomocí $^{241}\text{Am-Be}$ zdroje neutronů a jeho následném použití při experimentech na zařízeních PFZ-200 a laser PALS.

Klíčová slova

termojaderná fúze, z-pinč, plazmatický fokus, zařízení PFZ-200, laserový systém PALS, neutronové zdroje, SAC, kalibrace SAC

Abstract

This thesis is based on previous bachelor project of Bc. Adam Pavlát, which covered the design and manufacturing of the silver activation neutron counter (SAC). In the theoretic introduction, we will focus on the clarification of the basics of thermonuclear fusion and principle of magnetic pinch. We continue with short description of PFZ-200 plasma focus device and the laser system PALS, which we use in the experiments. After that, we get into neutron sources and detectors. The last theoretical part is devoted to the explanation of calibration of the SAC. Second part of the thesis is focused on the calibration of the SAC using $^{241}\text{Am-Be}$ neutron source and subsequent experiments on the PFZ-200 plasma focus and laser system PALS.

Key words

thermonuclear fusion, z-pinch, plasma focus, PFZ-200 device, laser system PALS, neutron sources, calibration of SAC.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne

.....

podpis autora práce

Poděkování

V první řadě bych chtěl poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce Ing. Jakobovi Cikhardtovi, Ph.D., za poskytnutí veškerých materiálů a sdílení všech znalostí, bez kterých by tato práce nemohla vzniknout. Zároveň jsem vděčný prof. RNDr. Pavlu Kubešovi, CSc., doc. Ing. Jozefu Kravárikovi, CSc., Ing. Vojtěchu Munzarovi a celému týmu silnoproudých výbojů na katedře fyziky FEL ČVUT za uvedení do problematiky fyziky plazmatu a termojaderné fúze.

Obsah

1 Úvod.....	1
2 Magnetický pinč.....	3
2.1 Rovnováha pinčového jevu.....	5
2.2 Nestability pinčového výboje.....	6
3 Plazmatický fokus.....	7
3.1 Náhradní RLC obvod.....	8
3.2 Průběh výboje.....	10
4 Plazmatický fokus PFZ-200.....	11
5 Laserový systém PALS.....	13
5.1 Princip laseru Asterix.....	13
5.2 Celkové uspořádání zařízení.....	15
5.3 Oscilátor.....	16
5.4 Zesilovače.....	17
5.5 Prostorové filtry.....	18
5.6 Vznik neutronů na laseru PALS.....	19
6 Radioizotopické neutronové zdroje.....	20
6.1 Spontánní štěpení.....	20
6.2 Jaderné reakce.....	21
6.2.1 Radioizotopové (α , n) zdroje.....	21
6.2.2 Fotoneutronové zdroje.....	25
6.2.3 Reakce s pomocí urychlených, nabitých částic.....	26
7 Principy neutronové detekce.....	27
7.1 Různé metody detekce neutronů rozdělené podle interakcí.....	27
7.1.1 Metoda jaderných reakcí.....	27
7.1.2 Metoda odražených jader.....	27
7.1.3 Metoda štěpení.....	27
7.1.4 Metoda aktivace.....	28
7.2 Příklady neutronových detektorů.....	28
8 Kalibrace SAC neutronovými zdroji.....	31
9 Kalibrace pomocí ^{241}Am -Be neutronového zdroje.....	33
10 Experimenty na PFZ-200.....	38
10.1 Vliv anizotropie a rozptýlených neutronů.....	43
11 Experimenty na laserovém systému PALS.....	44
12 Závěr.....	48
12.1 Výsledky kalibrace SAC.....	48
12.2 Shrnutí využitelnosti SAC.....	48
12.3 Výhled do budoucna.....	49

1 Úvod

S rostoucím zalidněním Země a zrychlujícím se technologickým rozvojem je spojena i každoročně se zvyšující spotřeba energie. Podle odhadů britské společnosti BP má celosvětová spotřeba energie stoupnout o více jak třetinu během následujících 20 let [3]. V dnešní době se zvýšená poptávka dohání nejvíce pomocí uhlí, ropy a zemního plynu. Zásoby těchto surovin se odhadují v případě uhlí maximálně na 300 let [5]. Je tedy nutné hledat jiné zdroje.

Obnovitelná energie naráží na základní problém, který je v nepředvídatelnosti. Větrná i sluneční energie je velmi závislá na aktuálních přírodních podmínkách a nesplňuje tedy požadavky kladené na stabilní zásobování energií [1].

Jaderná energetika se nachází v kritickém bodě, kdy velký počet reaktorů, které jsou v provozu, dosahují hranic své životnosti a nové jaderné elektrárny se s výjimkou Číny téměř nestaví. Problém je především v nízké využitelnosti paliva při stávajících technologiích. Pro příklad lze uvést reaktory VVER 1000, které jsou použité v Jaderné elektrárně Temelín. Použité palivo z těchto reaktorů stále obsahuje až 95 % nespotřebovaného ^{235}U [10]. Druhá negativní vlastnost je v riziku jaderné havárie a s tím spojené nevoli obyvatel k výstavbě nových reaktorů založených na stávajících technologiích. Uvedení nových technologií v podobě reaktorů IV. generace je však stále desítky let daleko [2].

O termonukleární fúzi se mluví jako o energii budoucnosti, avšak v současném stádiu se jedná pouze o základní výzkum, ve kterém je mnoho nevyřešených problémů, především v oblasti materiálů, které se musí vyřešit k úplnému zvládnutí fúzní reakce tak, aby nebyla ztrátová, a byla dlouhodobě udržitelná. Hlubší pohled na aktuální stav se nám odkryje až s uvedením do provozu tokamaku ITER, které je momentálně naplánováno na polovinu 20. let 21. století [4].

Východisko z této situace by mohl být nový typ reaktorů, založený na kombinaci štěpné reakce a termonukleární fúze, takzvaný hybridní reaktor (Nuclear fusion-fission hybrid). Tento typ kombinuje výhody obou zmíněných způsobů. V principu jde o využití vysokoenergetických (fúzních) neutronů, které vzniknou ve fúzních reaktorech. Ty se následně využijí pro štěpení materiálu v jiné části zařízení. Tyto vysokoenergetické neutrony by byly schopny štěpit i nyní vyhořelé palivo, přírodní uran či dokonce ^{232}Th , kterého je na zemi zásoba na tisíce let [20]. Štěpná reakce by uvolnila velké množství energie, která by se zpětně využila na udržení fúze. Díky tomu by teoreticky odpadly největší problémy jak jaderného štěpení v podobě zpracování radioaktivního odpadu, tak termonukleární fúze, kde se potřebná energie pro udržení reakce sníží až na pětinu [17]. I v tomto případě je stále nutné mnoho věcí zdokonalit a vynalézt, před reálným testováním. Zejména je potřeba se zaměřit na neutronový zisk z fúzních zařízení.

Pro detailní testování a vyvíjení fúzních zařízení jako neutronových zdrojů je zapotřebí vhodná diagnostika. Z těchto důvodů bude následující práce zaměřená na kalibraci neutronového detektoru, který funguje na principu aktivace stříbra. Jedná se o zařízení, které se nachází na katedře fyziky ČVUT FEL a bylo zkonstruováno v rámci bakalářské práce Bc. Adama Pavláta [16]. Detektor je v rámci této bakalářské práce kalibrován pomocí radioizotopového zdroje neutronů $^{241}\text{Am-Be}$ a následně bude využit k měření neutronového toku na laserovém systému PALS a plazmatickém fokusu PFZ-200.

Teoretická část práce je věnována popisu základních magnetických struktur v plazmatu, vysvětlení funkce zařízení plazmatický fokus a systému PALS, popisu dalších neutronových zdrojů, objasnění principů neutronové detekce a závěrem způsob kalibrace stříbrového aktivačního neutronového detektoru.

2 Magnetický pinč

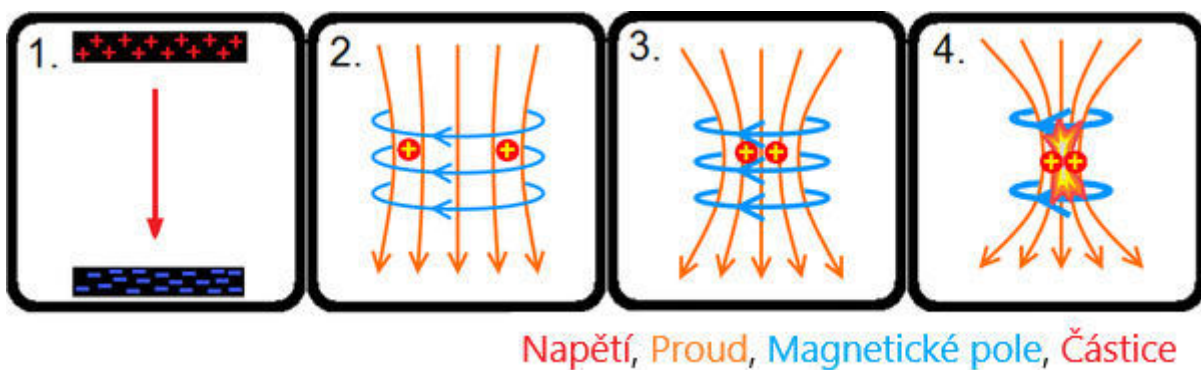
Pro lepší pochopení vzniku neutronů ve fúzních procesech je důležité si říci něco o magnetickém pinči. S magnetickými pinči se lze setkat běžně v přírodě. Například ve formě blesků, slunečních erupcí či jetů z jader galaxií. Pro účely zkoumání v laboratořích jsou známi tři základní konfigurace. Jde o Z-pinč, θ -pinč a toroidální pinč.

Magnetický pinč vytvořený v laboratoři si lze lehce představit jako sloupec ionizovaného plynu (plazmatu), kterým prochází proud mezi dvěma elektrodami. Sloupec plazmatu se následně stlačuje vlastním magnetickým polem. V závislosti na použitém plynu, lze tímto principem vyvolat i jaderné fúzní reakce, například Deuterium – Deuterium (DD), o které je řeč v kapitole 3.

Silové působení magnetického pole na výboj můžeme popsat pomocí klasické rovnice pro Ampérovu sílu (1)

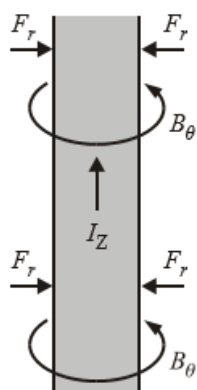
$$d\mathbf{F} = I\mathbf{B} \times d\mathbf{l} . \quad (1)$$

Proud I , který protéká vodičem (plazmatem) vytváří vlastní magnetické pole \mathbf{B} , které následně Lorentzovou silou $d\mathbf{F}$ působí na délkový element $d\mathbf{l}$ samotného vodiče a začne vodivý kanál stlačovat radiálním směrem k ose. Důsledkem toho jsou nabitě částice ve válcově symetrické konfiguraci urychlovány k ose kanálu a srážkami vyvolávají růst teploty. Tento jev se nazývá magnetický pinč. První pozorování proběhlo již v první polovině minulého století. Jevo byl pojmenován americkým fyzikem Williardem H. Bennettem [19] jako „Pinch“, neboli „Stlačení“.



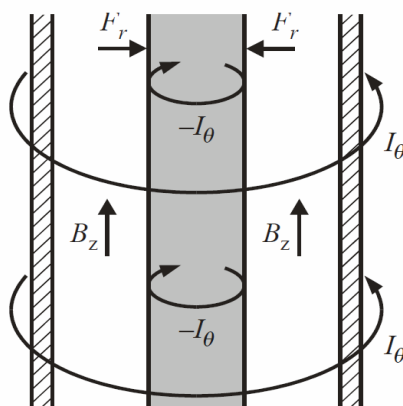
Obrázek 1. Vliv Lorentzovy síly na vodivý kanál.[27]

První dělení magnetických pinčů je podle směru vektoru magnetického pole a směru protékajícího proudu. U Z-pinče protéká proud podél osy Z, jak je vidět z obrázku 2. Tento proud vyvolá podle již zmíněného Ampérova vztahu, azimutální magnetické pole, které stlačuje výboj směrem k ose.



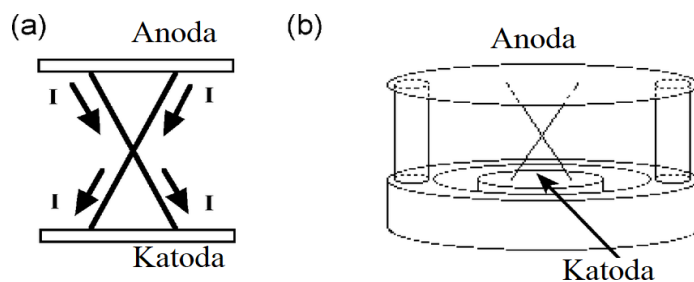
Obrázek 2. Schéma pro Z-pinč [6]

Lehce složitější je uspořádání pro θ -pinč, které má uspořádání magnetického pole a proudu opačné. Zde proud obíhá v azimutálním směru a podobně jako v cívce generuje poloidální magnetické pole B_z rovnoběžné s osou Z, které následně opět vyvolává radiální Lorentzovu sílu.

Obrázek 3. Schéma pro θ -pinč [6]

θ -pinč zpravidla umožňuje vyšší frekvenci opakování výstřelů oproti Z-pinči. Ten je však z důvodu větší technologické jednoduchosti více prozkoumán a využíván [18].

Další dělení je podle uspořádání elektrod. Rozlišujeme Z-pinč, kde leží elektrody proti sobě a vodivý kanál se vytváří ve směru jejich osy. Dále X-pinč, který vznikne zkřížením dvou Z-pinčů. A nakonec konfigurace známá jako plazmatický fokus, o kterém je řeč v následující kapitole.



Obrázek 4. Koncept X-pinče [22]

2.1 Rovnováha pinčového jevu

Pro jakoukoliv konfiguraci je žádoucí stav, kdy generováním vysokého proudu libovolně zvyšujeme teplotu vodivého kanálu. To bohužel odporuje teorii, že s magnetickým tlakem roste i tlak kinetický až do bodu, kde kinetický tlak převládne nad magnetickým a dojde k opětovné expanzi. V případě, že magnetický tlak $p_B = B^2/2\mu$ převyšuje tlak tepelný $p_T = \sum nkT$, dochází k implozi (kompresi) proudového kanálu – dochází k pinči. Podmínkou pinčového jevu je dostatečně krátký čas komprese. Musí být kratší, než je doba difúze magnetického pole [6]. Z předešlého vyplývá, že lze teoreticky stanovit bod rovnováhy, kdy je pinč stabilizován a nedochází ani k implozi, ani expanzi. Při kompresi materiálu dochází postupně k vyrovnání magnetického a tepelného tlaku a nastane tzv. rovnovážný pinč. Platí pro něj rovnost (2):

$$\frac{B^2}{2\mu} = \sum_{i=1}^2 n_i T_i k, \quad (2)$$

kde B je magnetická indukce, μ je permeabilita prostředí, n je počet částic, T je teplota, $i = 1$ označuje elektrony a $i = 2$ ionty. Pro krátké časy pinčových jevů lze aplikovat teorii skin efektu. Neboli jevu, kdy je největší hustota proudu na povrchu. Vnitřek proudového kanálu můžeme tedy zanedbat [6]. Pak lze za magnetickou indukci ve vztahu (2) dosadit výraz (3).

$$B = \frac{\mu I}{2\pi r}, \quad (3)$$

kde r představuje poloměr od vodiče, a I proud protékající plazmatem.

V případě výzkumu jaderné fúze často pracujeme s izotopy vodíku. Předpokládáme-li stejný počet a teplotu elektronů a iontů, tedy $n_i = n_e$ a zároveň $T_i = T_e$, můžeme vztah pro rovnovážný pinč (2) přepsat na výraz (4)

$$\frac{\mu I^2}{4\pi^2 r^2} = 2n_e k T_e. \quad (4)$$

2.2 Nestability pinčového výboje

Při reálném pinčovém jevu je prakticky nemožné dodržet ideální podmínky, se kterými jsme počítali v předchozích odstavcích, zejména dokonalá válcovitá symetrie. Z těchto důvodů dochází k narušení symetrie sloupce plazmatu a vlivem vlastností plazmatu se tato nesymetrie zvětšuje, až dojde k úplnému přetržení vodivého kanálu. Tomuto jevu se říká nestabilita. Nestability můžeme dělit na více druhů. Tři základní druhy jsou následující.

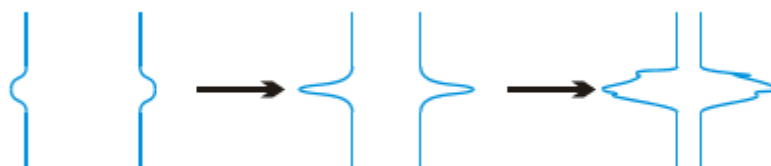
- Žlábková nestabilita
- Hadí nestabilita
- Magnetohydrodynamická nestabilita



Obrázek 5. Žlábková nestabilita [6]



Obrázek 6. Hadí nestabilita [6]

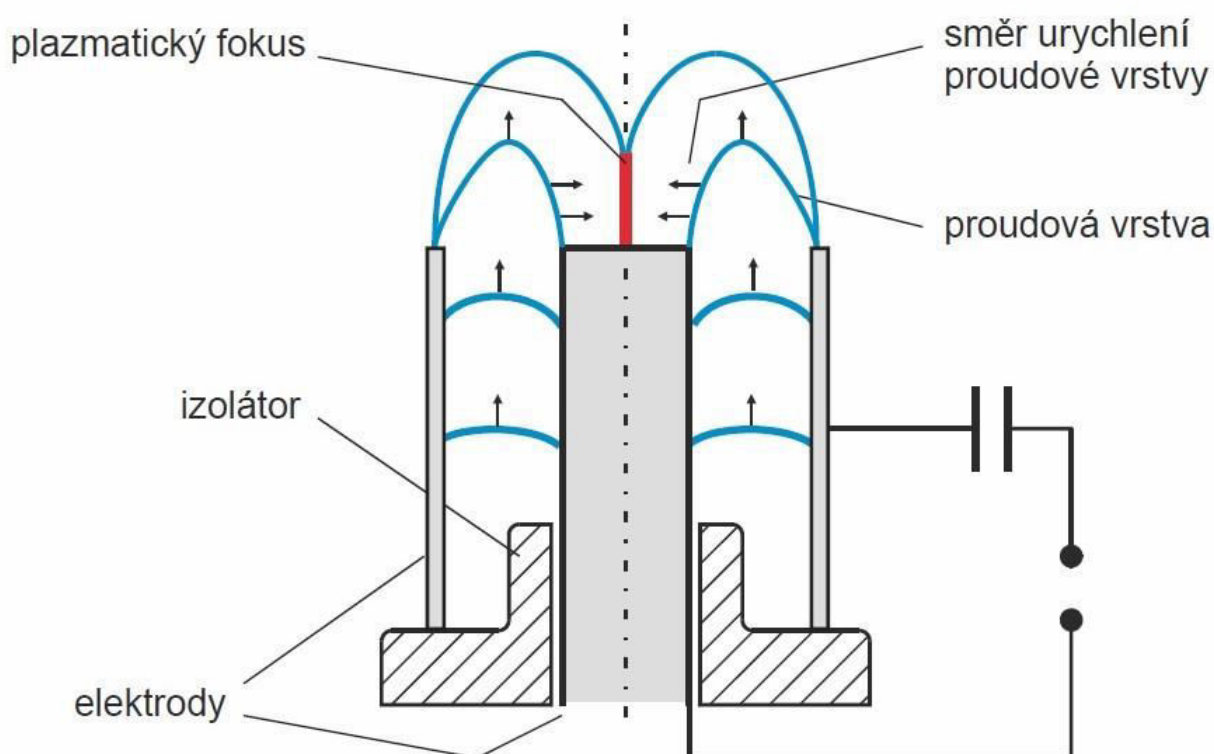


Obrázek 7. Magnetohydrodynamická nestabilita [6]

Takovýmto nestabilitám lze z části předejít použitím pomocného stabilizačního magnetického pole \mathbf{B} podél pinče [6].

3 Plazmatický fokus

Oblíbený způsob dosažení magnetických pinčů v laboratořích je zařízení zvané plazmatický fokus. Jedná se o koaxiální systém elektrod, kde se využívá pulzního zdroje proudu, nejčastěji velké kondenzátorové baterie. Mluvíme zde o výkonném impulzním zařízení, které produkuje silné impulzní rentgenové a neutronové záření. Existují dvě uspořádání, pojmenovaná podle jejich návrhářů. První konstrukci navrhl sovětský fyzik N. V. Filippov v roce 1958 [7]. Pro nás důležitější model vynalezl v roce 1965 nezávisle na Filippovovi Američan J. W. Mather [7]. Tento typ je ve světě mnohem více využíván.



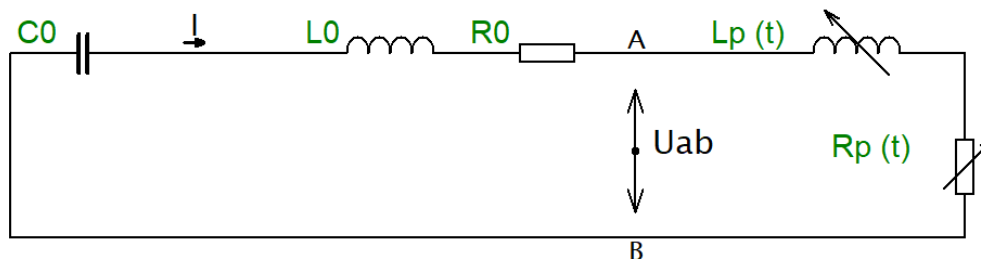
Obrázek 8. Ukázka magnetického pinče z plazmatického fokusu typu Mather [6]

U obou typů jsou však stejné základní komponenty [7]:

- Kondenzátorová baterie s kapacitou C_0
- Elektrický obvod s jiskřištěm a vedením spojující kondenzátor s elektrodovým systémem
- Anoda, která je oddělena od katody cylindrickým izolátorem ve vakuové komoře

3.1 Náhradní RLC obvod

V této podkapitole vycházíme z knihy od M. Scholze [7]. Po elektrické stránce může být celý systém plazmatického fokusu nahrazen RLC obvodem, kde je ukázáno jak se elektrická energie původně uložená v kondenzátorové baterii, mění na energii magnetického pole, vytvářeného proudem.



Obrázek 9. Náhradní RLC obvod plazmatického fokusu [7]

Zařízení pracuje na zdánlivě jednoduchém principu. Po zapálení jiskřišť začne růst napětí na elektrodách, které způsobí v okolním plynu elektrický výboj. Podél izolátoru se začíná vytvářet plazmatická vrstva, která dále vede proud elektrickým výbojem (Fáze 1). Vznikne proudová vrstva, která se oddělí od izolátoru a hnána Ampérovou silou před sebou začne tlačit plyn podél elektrod a ionizovat ho. V plazmatickém fokusu typu Mather nastává fáze 2 tehdy, když proudová vrstva dosáhne konce elektrod a dojde k radiální kompresi (stlačení). V tento moment začíná axiální složka proudové hustoty ve vrstvě formovat azimutální magnetické pole B_{θ} . Tvar tohoto pole způsobuje pohyb proudové vrstvy směrem k ose elektrod, což vytváří magnetický pinč, a tedy velmi husté a zahřáté plazma. Při fázi 2 dosahuje proud plazmatem maxima. V ideálně nastaveném zařízení nastává maximum proudu při maximální kompresi, či při následném roztržení nestabilit (obrázky 5-7).

Podle obecného Ohmova zákona, rovnice popisující proudy a napětí v takovémto obvodu mohou být vyjádřeny následovně

$$U_0 - \frac{1}{C_0} \int I dt - L_0 \frac{dI}{dt} + R_0 I = U_{ab}(t), \quad (5)$$

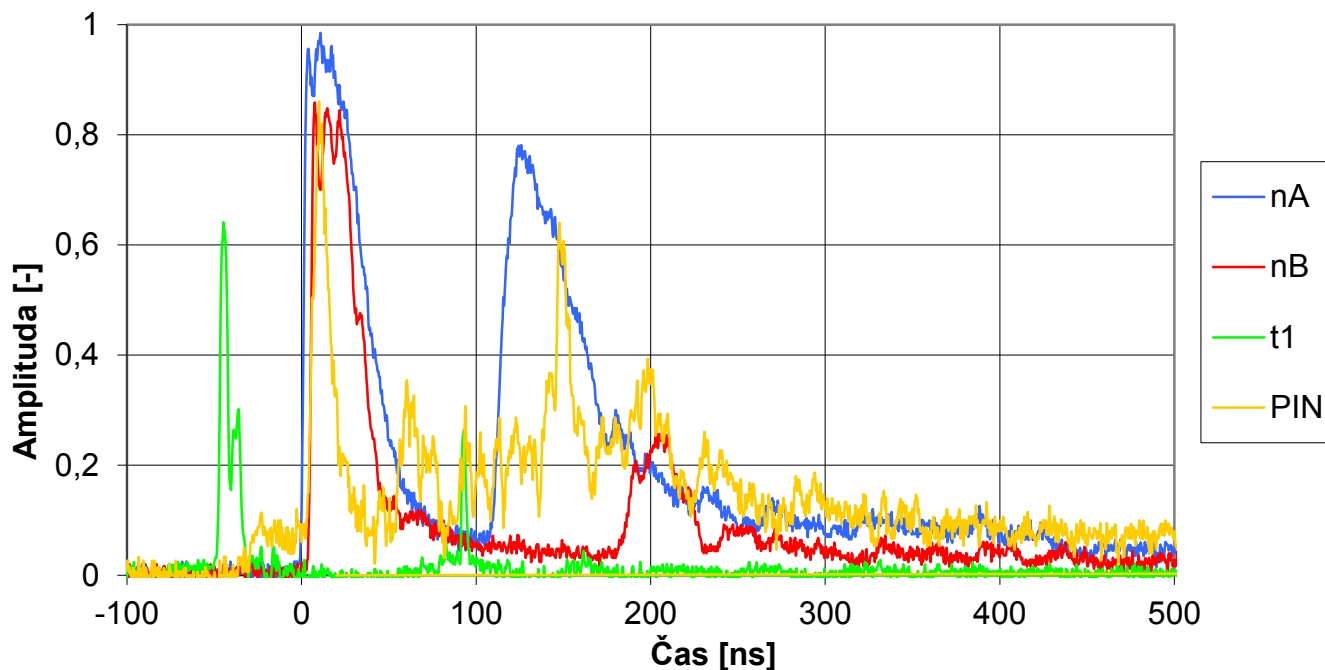
kde I – proud elektrického výboje, R_0 – vnitřní odpor kondenzátorové baterie, C_0 – kapacita baterie, U_0 – napětí baterie C_0 . L_0 – reprezentuje celkovou indukčnost kondenzátorové baterie, kolektoru a anodového izolátoru.

Napětí U_{ab} lze vyjádřit jako

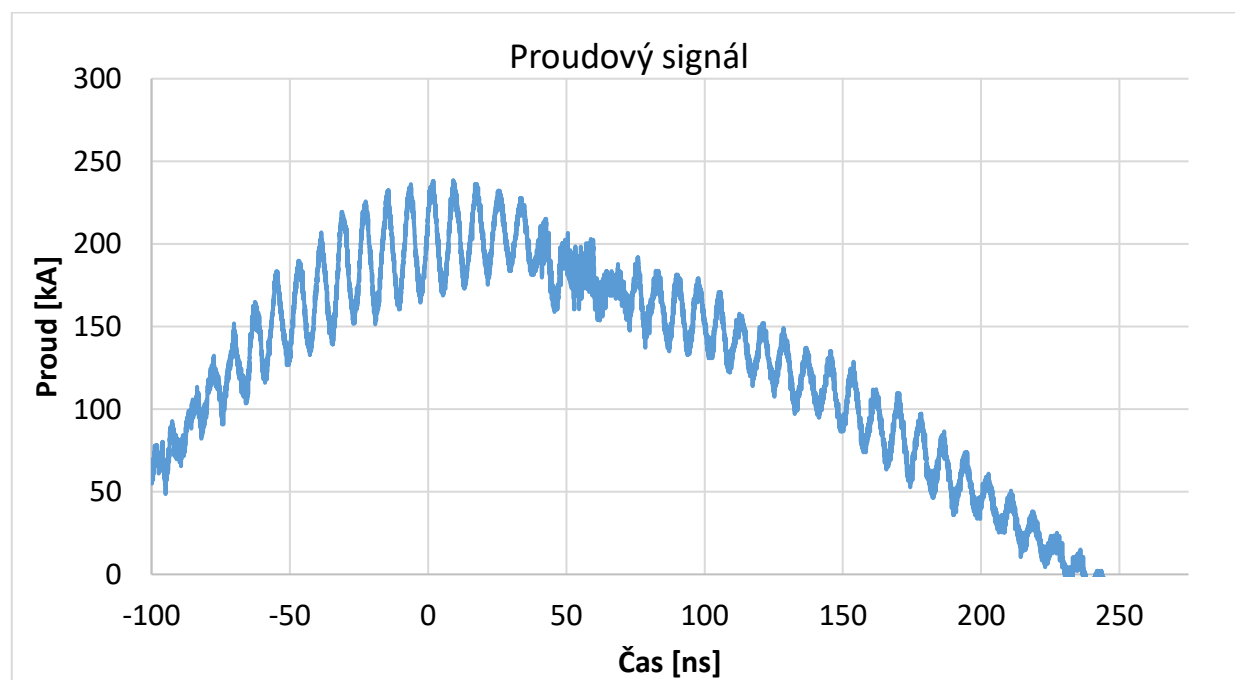
$$U_{ab} = \frac{d(L_p I)}{dt} + R_p I, \quad (6)$$

kde R_p – činný odpor proudové vrstvy a L_p – indukčnost vázaná k pohybu proudové vrstvy podél elektrod od θ do L_{pmax} .

Typické průběhy napěťových, proudových a neutronových signálů zaznamenaných při výstřelu na plazmatickém fokusu jsou zobrazeny na následujících grafech.



Obrázek 10. Neutronové signály (modrý a červený), PIN dioda (žlutý) a MCP diagnostika (zelený) signál. Čas nula označuje čas pinče.



Obrázek 11. Proudový signál. Čas nula označuje přibližně čas pinče

3.2 Průběh výboje

Pokud chceme mít efektivní přenos energie ze zdroje k elektrodám s pohyblivou proudovou vrstvou, musí tento přenos odpovídat parametrům zdroje i elektrod. Odpovídající podmínka může být formulována pro typ Mather, za předpokladu, že proud v obvodu dosahuje svého maxima přesně v momentu, kdy začíná radiální komprese proudové vrstvy [7]. Čas maxima τ_m výbojového proudu je roven jedné čtvrtině periody T a lze ho tedy vyjádřit jako

$$\tau_m = \frac{T}{4} = \frac{\pi}{2} \sqrt{L_0 C_0} . \quad (7)$$

Na druhou stranu, začátek radiálního zrychlení proudové vrstvy je roven času, který je potřeba dosáhnout konce elektrod.

$$\tau_{AC} = \frac{l}{v_{CS}} , \quad (8)$$

kde l označuje délku elektrod a v_{CS} je střední rychlost proudové vrstvy, kterou lze popsat rovnicí (9)

$$v_{CS} = a_{CS} \tau_{AC} . \quad (9)$$

Zde a_{CS} vyjadřuje střední zrychlení. Za předpokladu, že střední zrychlení je úměrné tlaku magnetického pole, které tlačí proudovou vrstvu podél elektrod, a nepřímo úměrné množství plynu, které je tlačeno, lze ho vyjádřit následovně (10)

$$a_{CS} \cong \frac{\text{konst } B_\theta^2}{p_0 l} \cong \frac{\text{konst } I_m^2}{r_A^2 p_0 l} . \quad (10)$$

Zde I_m je amplituda výbojového proudu, r_A je poloměr anody a p_0 je počáteční tlak pracovního plynu v komoře. Zkombinováním předchozích rovnic (7-10), za předpokladu že $\tau_m = \tau_{AC}$ a vyjádření

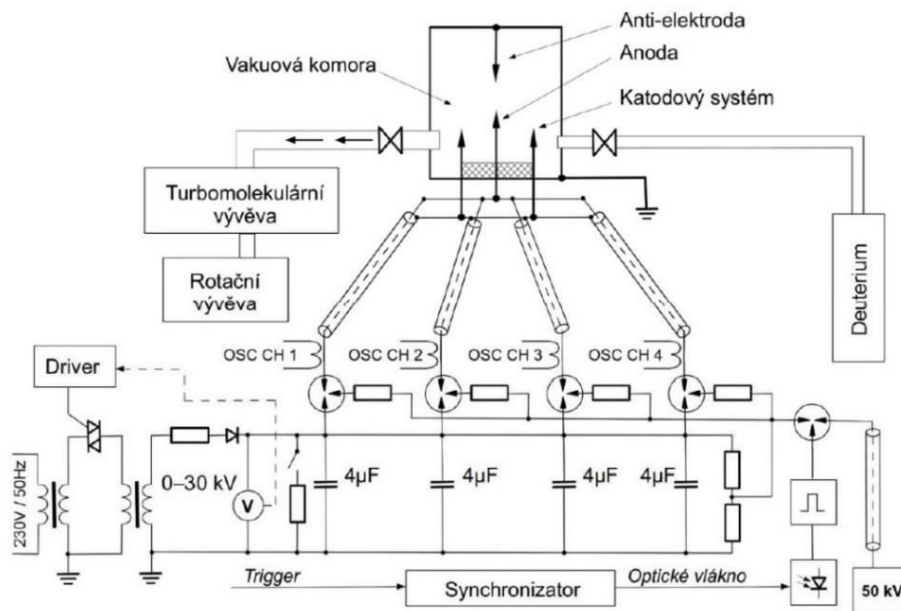
$$I_m = U_0 \left(\frac{C_0}{L_0} \right)^2 , \text{ dostaneme výsledný vztah (11)}$$

$$\frac{U_0^2 C_0^2}{r_A^2 p_0 l^2} \cong \text{konst} . \quad (11)$$

Tato podmínka (11) nám kombinuje parametry zdroje (U_0 a C_0), rozměry elektrod (poloměr r_A a délka l) a tlak pracovního plynu (p_0). Kapacita kondenzátorových baterií je většinou neměnná, kvůli velké náročnosti její změny. Je tedy mnohem jednodušší upravovat tlak plynu, nabíjecí napětí, či rozměry elektrod (většinou řešené celkovou výměnou při přípravách nových experimentů).

4 Plazmatický fokus PFZ-200

Plazmatický fokus se nachází i na půdě Elektrotechnické fakulty ČVUT. Je označen PFZ – 200. Číslovka 200 zde signalizuje typický proud, který protéká sloupcem vytvořeného plazmatu a to 200 kA. Tato hodnota byla při poslední úpravě zvýšena až na maximálních 300 kA, avšak název zůstal zachován.



Obrázek 12. Blokové schéma zařízení PFZ-200 [21]

Antianoda vyobrazená ve schématu se využívá pouze v některých experimentech. Průběh výboje je již obecně popsán v předešlé kapitole. Konkrétně v zařízení PFZ-200 se tedy nejdříve komora odčerpá na vysoké vakuum 10^{-3} Pa, následně se napustí plyn (deuterium) na pracovní tlak 300 Pa a zapálením jiskřišť se spustí hlavní výboj. Výboj je realizován vybitím soustavy čtyř paralelně spojených kondenzátorů o celkové kapacitě $16 \mu\text{F}$. Teoreticky dosažitelné napětí je až 40 kV, ale z hlediska optimalizace izolátoru, elektrod a životnosti zařízení volíme napětí nižší, většinou 18-20 kV, které je pro naše experimenty postačující. Při tomto napětí dosáhneme velikosti proudu přibližně 250 kA s náběžnou dobou kolem $2 \mu\text{s}$.

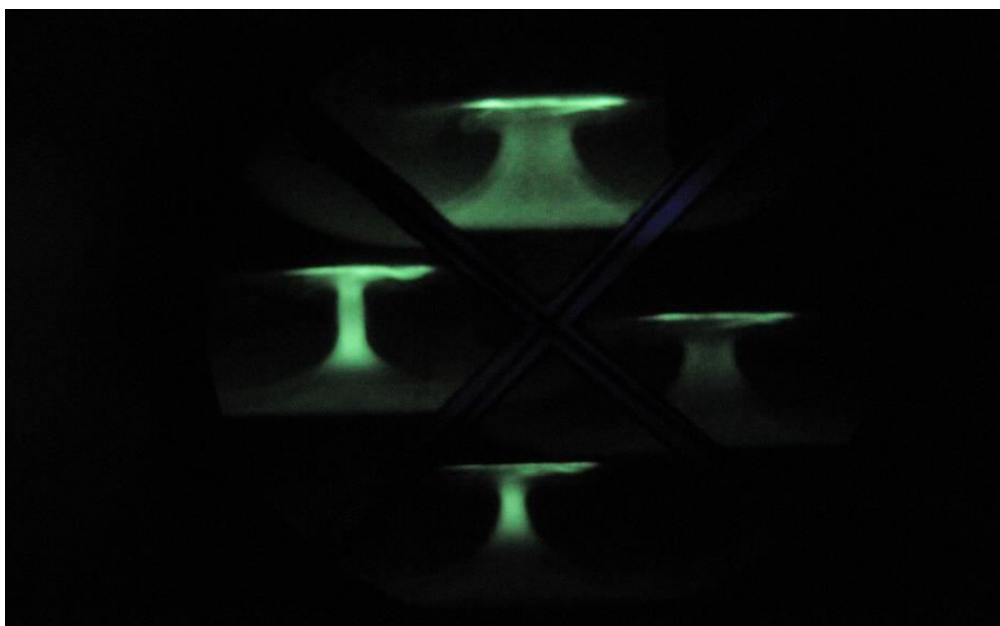
Tlak pracovního plynu	300 Pa
Maximální dosažitelné napětí	40 kV
Maximální proud v plazmatu	300 kA
Náběžná doba	$2 \mu\text{s}$
Kapacita kondenzátorů	$16 \mu\text{F}$
Průměrný neutronový zisk	2×10^7 neutronů na výstřel

Tabulka 1. Shrnutí základních parametrů PFZ-200 [8]

Při výboji dochází k DD jaderné fúzní reakci (12) neboli vzájemnému srážení atomů deuteria, při kterém vznikají jádra hélia ^3He a fúzní neutrony s energií kolem 2,45 MeV. Neutronový zisk na zařízení PFZ-200 dosahuje průměrně hodnoty 2×10^7 na výstřel.



Na obrázku 13 je zobrazen záznam jednoho z výbojů provedených na PFZ-200, zaznamenaný pomocí MCP dírkové kamery. MCP je zde zkratka pro „micro-channel plate“. Jedná se o detektor, který funguje na podobném principu jako foto-elektronový násobič. V MCP je velké množství mikrokanálů o průměru 12 μm tvořících jednotlivé pixely. Dopadem fotonu na zlatou fotokatodu dojde k emisi fotoelektronu. Tento fotoelektron je v mikrokanálu urychlován přivedeným vysokým napětím (okolo 6 kV). Při nárazu fotoelektronu do stěn mikrokanálu dojde k sekundární emisi několika dalších elektronů, které jsou dále urychlovány elektrickým polem a rovněž narážejí do stěn mikrokanálu, čímž postupně dochází k množení elektronů. Na konci mikrokanálu elektrony vletí do luminoforu (Sulfid zinečnatý - ZnS) ve kterém, díky fosforescenci, dojde ke konverzi elektronového svazku na viditelné světlo, které lze zachytit pomocí filmu, nebo CCD kamery. MCP je v našem případě napájeno krátkými (2-3 ns) impulzy. Tím je dosažena velmi krátká expozice, neboť pokud není přivedeno vysoké napětí, MCP je neprůhledné. Promítneme-li pomocí dírky (obscury) obraz výboje, lze jej pomocí MCP zesílit a určit přesně moment, ve kterém chceme provést expozici. Vzhledem k tomu, že fotokatoda je vyrobena ze zlata, MCP je citlivé na UV a rentgenové záření (0,1-200 nm). Signál je pomocí čtyř kabelů s rozdílnou délkou přiveden a snímán kamerou ve čtyřech oddělených kvadrantech. Expoziční doba kamery je 2-3 ns, snímky jsou od sebe časově posunuté o 10 ns, kde časově první snímek je ve vrchní části obrázku.



Obrázek 13. Záznam z MCP diagnostiky na zařízení PFZ-200, ukázkový výstřel

5 Laserový systém PALS

Popis principů laseru jako takového je mimo rámec této bakalářské práce. V této kapitole se zaměříme pouze na popis konkrétního plynového laseru PALS (Prague Asterix Laser Systém), který je umístěn v budově Akademie věd České republiky v Praze. Zde také v praktické části práce provedeme experimenty.

Impulzní laserové systémy, kam spadá i laserový systém PALS, umožňují krátké, energeticky velmi silné impulzy s vysokým výkonem. V závislosti na použitém terči, do kterého se laser fokusuje lze následně zkoumat fyzikální vlastnosti materiálu, nebo přímo plazmatu.

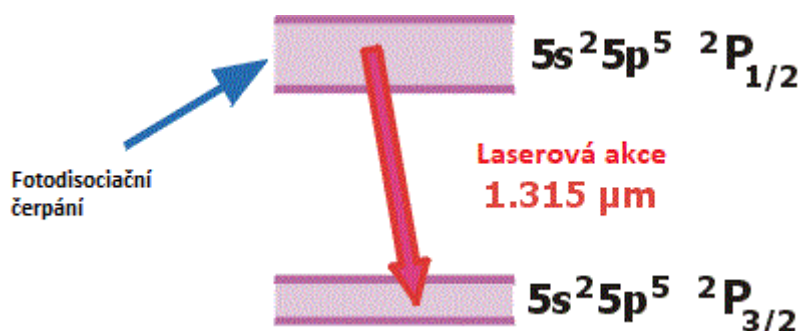
Popis systému PALS je čerpán z informací uvedených na webových stránkách laserového oddělení ÚFP AV ČR [9]. Základem PALSu je velký jódový laserový systém. V aktuální konfiguraci je schopen poskytovat záření o vlnové délce 1315 nm o energii až 1 kJ. Část energie je možné vyvést do vedlejšího svazku, který je časově posunut od hlavního pulzu. Vlnová délka pulzů může být konvertována na odpovídající délky druhé (658 nm) a třetí (438 nm) harmonické základní frekvence.

Základní vlnová délka	1,315 μm
Délka pulzu	200 – 350 ps
Opakovací frekvence	25 min
Výstupní energie při délce pulsu 350 ps	1 kJ
Pulsní výkon pro 350 ps	3 TW
Průměr hlavního svazku	290 mm

Tabulka 2. Základní parametry laseru PALS [9]

5.1 Princip laseru Asterix

Laser Asterix IV / PALS je plynový laser, ve kterém se ke generaci laserového záření využívá atomů jódu. Ten se získává pomocí UV záření z xenonových výbojek, které dopadá na molekuly alkyljodidu $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ a fotolýzou vytváří atomy jódu. Atomy jódu jsou již při výstupu z fotolýzy excitované, což vytváří vhodné podmínky pro laserovou akci (inverzi populace).



Obrázek 14. Znárodnění deexcitačního procesu jódu [9]

Záření je v jodovém laseru emitováno při přechodu částic z horní hladiny $^2P_{1/2}$ do dolní hladiny $^2P_{3/2}$. Tento přechod patří do skupiny magnetických dipólových přechodů. Deexcitace proto nemění charakter prostorového rozložení náboje v elektronovém obalu. Záření vytvořeno tímto přechodem je charakterizováno šesti blízkými spektrálními čarami neboli komponenty.

Aktivní médium se skládá ze dvou prvků – alkyljodid C_3F_7I a argon (Ar). Argon zde působí jako tzv. nárazníkový plyn. Poměr obou látek je rozdílný pro každý zesilovač (ukázáno v tabulce 3 v části 5.4). I když se argon nijak nepodílí na laserové akci, je vždy silně převažující složkou. Slouží ke třem důležitým funkcím.

Primární je jeho schopnost rozšiřovat šířku spektrální čáry emitovaného záření. Původních šest komponent se nakonec „slije“ dohromady a tím zvýší účinnost celého systému. Zároveň to snižuje zisk zesílení slabých signálů, což potlačuje možné parazitické oscilace laserového řetězce.

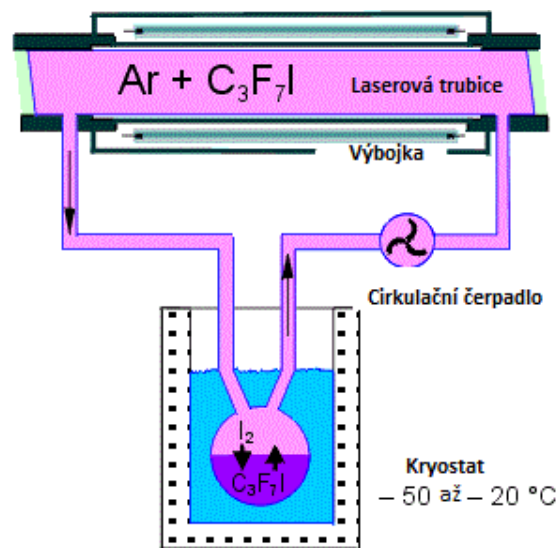
Za druhé, přítomný argon ve směsi zlepšuje její homogenitu čerpání v příčném směru.

A poslední funkce je tepelný rezervoár, který absorbuje část tepelné energie z výbojek do aktivního média. To výrazně omezuje nežádoucí tepelný rozklad média ve fotolyzované pracovní směsi.

Při každém výstřelu vznikají fotodisociační volné alkylové radikály a jódové atomy. Ty jsou vysoce reaktivní a účastní se mnoha dalších reakcí. Nejrizikovější je pro nás reakce (13)



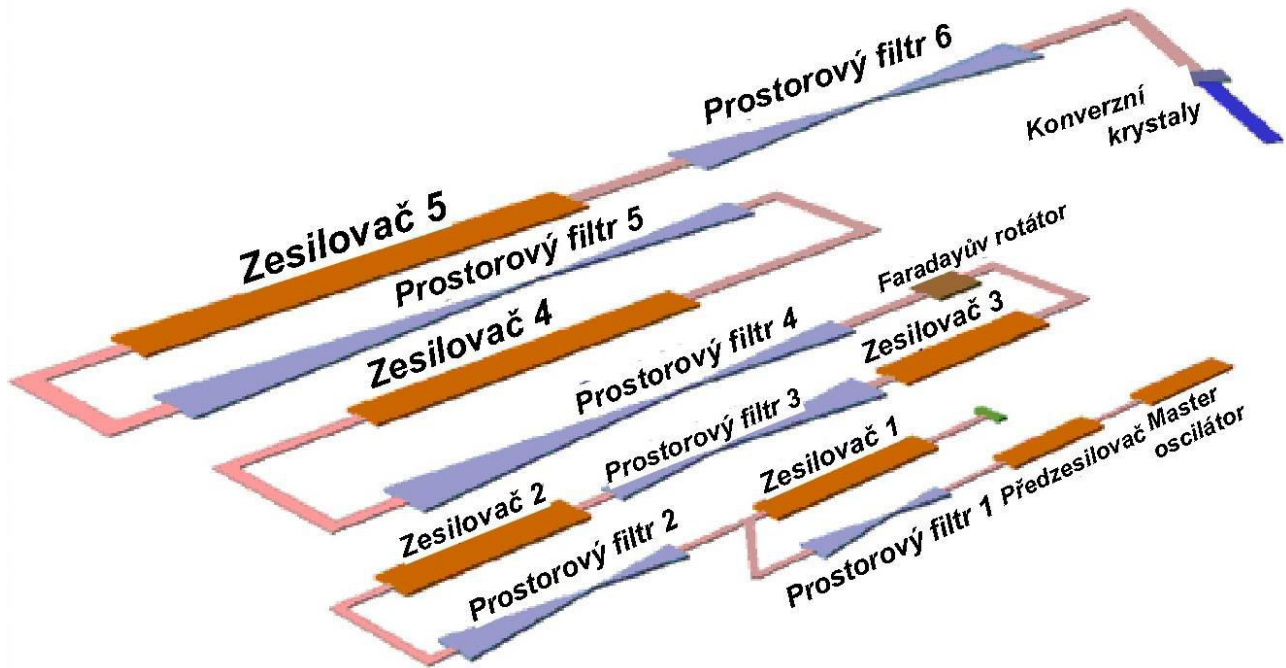
Zde vzniklé molekuly jódu jsou velmi účinné při zhášení inverze populace a mají velmi korozivní účinky. Z těchto důvodů je celá směs po každém výstřelu vháněna do kryogenních jednotek obsahujících kapalný alkyljodid. Molekulární jód je zde zachycován v kapalině, zatímco nové molekuly alkyljodidu jsou doplněny do směsi z kapalně fáze. Poté se směs vrací do příslušného laserového modulu a je připravena na další výstřel.



Obrázek 15. Schématické znázornění cirkulace aktivní látky [9]

5.2 Celkové uspořádání zařízení

PALS je jednosvazkový laserový systém, který je označen zkratkou „MOPA“ (Master Oscillator – Power Amplifiers). To označuje zařízení, sestávající se z oscilátorové sekce generující slabý světelný pulz a ze soustavy pěti laserových zesilovačů, které impuls zesilují. Aby nedošlo k poškození optiky překročením povolené plošné výkonové hustoty svazku, rozměry zesilovačů se postupně zvětšují z původního průměru 8 mm, na konečných 290 mm. Ke zvětšování průměru svazku se zde používají vložené optické teleskopy, které současně slouží i jako prostorové filtry. Zhruba uprostřed zesilovací trasy je uložen Faradayův rotátor, který zabraňuje zpětnému zesilování odražených paprsků.



Obrázek 16. Ukázka prostorového uspořádání laserové systému PALS [9]

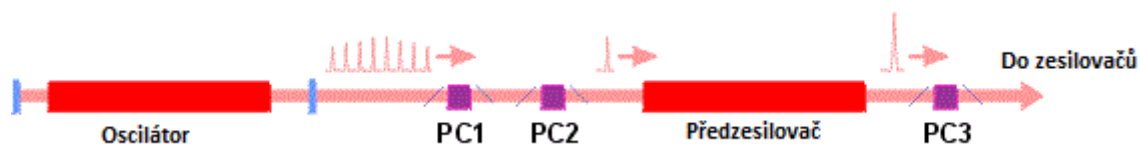
Po průchodu posledním, šestým, prostorovým filtrem se laserový svazek zavádí do interakční komory, ve které je optickou fokusační soustavou soustředěn na terčík. Průměr ohniska na terčíku se pohybuje kolem 0,1 mm, hustota výkonu pak dosahuje hodnot až 10^{16} W/cm².

Pomocí polopropustného zrcadla za čtvrtým zesilovačem lze odštěpením od hlavního svazku získat svazek pomocný o průměru 148 mm a energii do 100 J. Zpoždění vůči hlavnímu svazku lze měnit pomocí optických zpožďovacích linek. Takovýto svazek se nejčastěji používá k předionizaci terčíku.

Podobným principem lze získat i svazek diagnostický, užitečný pro měření parametrů vzniklého plazmatu. Diagnostický svazek má menší průměr, než svazky interakční, a energii řádově do 10 J.

5.3 Oscilátor

Každý výstřel začíná v oscilátorové sekci, kde vzniká slabý světelný impulz, který se bude dále zesilovat. Oscilátorová sekce je složena z vlastního řídicího oscilátoru (master) a z předzesilovače. Řídicí oscilátor generuje sekvenci několika téměř identických světelných impulzů, z nichž jeden je vybrán k dalšímu zesílení pomocí elektro-optických závěrek, typu Pockelsova cela.



Obrázek 17. . Schéma oscilátoru v zařízení PALS [9]

V této sekci se také nachází akusticko-optický modulátor. Pomocí tohoto přístroje a také změnou tlaku aktivního laserového média je možné měnit délku vytvořeného pulzu. K dispozici máme impulz v rozmezí od 180 do 700 ps. Optimální výkon má nicméně laser při délce kolem 500 ps. Během průchodu svazku zesilovacím řetězcem se částečně zkrátí. Na výstupu je laserový pulz zhruba 1,5 krát kratší, než na počátku.

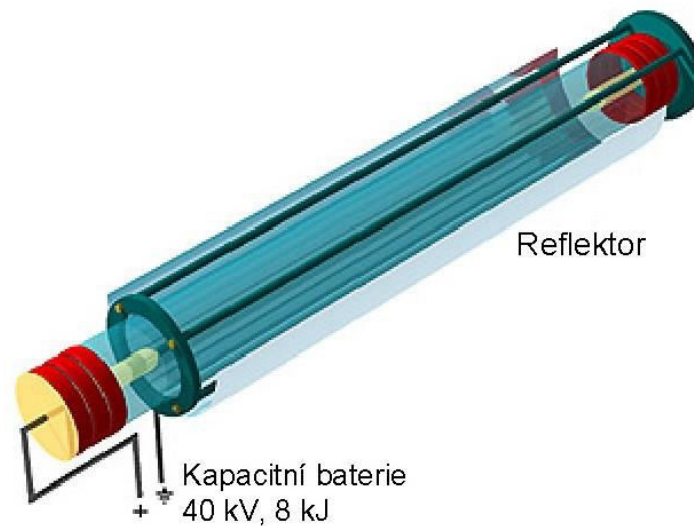
5.4 Zesilovače

Laserový řetězec Asterix obsahuje celkově pět zesilovačů, které slouží k zesílení pulzů, které přicházejí z oscilátoru. Fyzická velikost zesilovačů se zvětšuje směrem ke konci řetězce. Poslední zesilovač má délku dosahující 13 m. Parametry zesilovačů jsou shrnuty v tabulce 3.

Zesilovač	Aktivní délka [m]	Výstupní apertura [mm]	Typický tlak C ₃ F ₇ I/Ar [mbar]
1. Zesilovač (dvouprůchodový)	2 x 0,86	24	25/1500
2. Zesilovač	2,70	45	20/1800
3. Zesilovač	3,24	90	18/2000
4. Zesilovač	6,48	148	13/2000
5. Zesilovač	8,64	290	7/2200

Tabulka 3. Shrnutí základních parametrů zesilovačů [9]

Zesilovače jsou sestaveny z několika modulů, dlouhých přibližně 1 m. Poslední zesilovač je složen z osmi takovýchto částí. Každý modul se skládá z křemenné trubice, tzv. kivity, obklopené výbojkovými bloky upevněnými na laminovaném krycím plášti. Zlomek sekundy před samotným laserovým výstřelem je každý zesilovač předpřipraven (čerpán) vybitím kondenzátorů do výbojek, které vytvoří nekoherentní UV záření. Tím dojde, výše popsaným principem, k vytvoření inverze populace atomů jódu, které jsou poté připraveny zesílit příchozí laserový svazek.

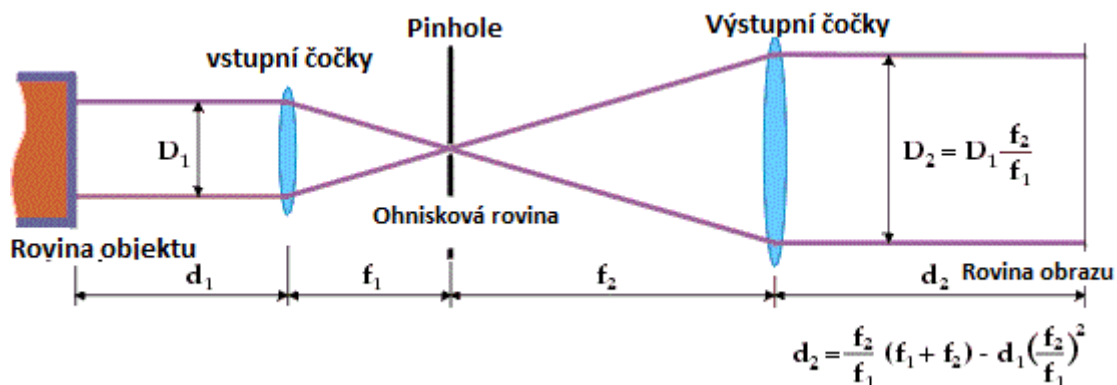


Obrázek 18. . Znárodnění jednoho modulu zesilovače v zařízení PALS [9]

5.5 Prostorové filtry

Prostorový filtr je prakticky teleskop složen ze dvou čoček se společným ohniskem. Laserový svazek je první čočkou fokusován do ohniska, kde projde vloženou clonkou a je následně druhou čočkou přetransformován opět na rovnoběžný svazek.

Celkově je v systému PALS šest prostorových filtrů. Vždy mezi dvojicí zesilovačů, které zajišťují optickou vazbu a šestý je na výstupu z posledního zesilovače, který dále vede k DKDP krystalům.



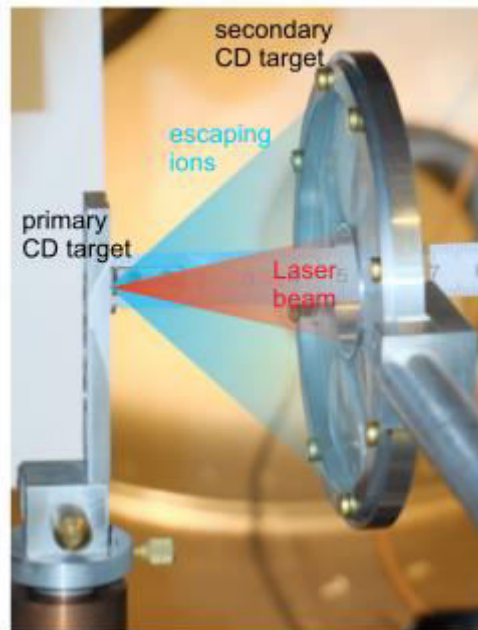
Obrázek 19. Schéma prostorového filtru použitého na laseru PALS [9]

Filtry zde mají tři hlavní úkoly.

- Zvětšují průměr laserového svazku, tak aby odpovídal parametrům následujícího zesilovače (D_1 je průměr příchozího svazku a D_2 odchozího, f_2/f_1 jsou ohniskové vzdálenosti).
- Zajišťují přenos obrazu z jednoho zesilovače do druhého.
- Odstraňují lokální modulace intenzity a tím vyhlazují profil svazku.

5.6 Vznik neutronů na laseru PALS

Informace v této sekci vycházejí z publikovaného článku „Efficient neutron production from sub-nanosecond laser pulse accelerating deuterons on target front side“ [26]. Experiment, který proběhl v roce 2015 na laseru PALS, zkoumal interakce laserového pulsu s energií 600 J a délkou 300 ps s polyetylenovým terčem, který byl obohacen deuteriem (CD_2).



Obrázek 20. Schéma terčů laseru PALS. Primární terč (v levé části obrázku) je na fókusu laserového svazku, sekundární terč je naproti primárnímu (vpravo), vzdálen 5 cm. [26]

Neutronový zisk z této interakce dosáhl $(4,1 \pm 0,8) \times 10^8$ ve výstřelu s intenzitou fokusovaného laserového svazku $3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Po detailní analýze neutronových signálů se zjistilo, že značné množství neutronového zisku nebylo produktem DD fúzní reakce (12). Bylo potvrzeno, že velké množství vysokoenergetických deuterionů (s větší energií než 500 keV) uniklo z plazmatu a interagovalo s okolním materiálem v experimentální komoře. Toho se využilo pro zvětšení neutronového zisku tak, že se přidal sekundární CD_2 terč naproti primárnímu. To zvýšilo zisk až na $(2,0 \pm 0,5) \times 10^9$.

Z výsledného neutronového zisku bylo vypočítáno, že sekundární terč byl bombardován počtem 2×10^{14} deuterionů s rozsahem energie 0,5-2,0 MeV. Celková energie deuterionového svazku 30 J představuje 5% účinnost konverze z původní energie laserového svazku 600 J do rychlých deuterionů.

Konečný neutronový zisk 2×10^9 při energii laseru 600 J ukazuje účinnost produkce 3×10^6 n/J.

6 Radioizotopické neutronové zdroje

Mimo výše zmíněné způsoby produkce neutronů existuje i možnost využití radioizotopů. Jedná se o komerčně nejrozšířenější způsob. Varianty radioizotopových neutronových zdrojů jsou založené na dvou principech. Jde o spontánní štěpení nebo jaderné reakce, kde je neutron emitován během reakce částice doprovázející rozpad nestabilního izotopu s terčovou částicí jiného izotopu. Následující text čerpá především z knihy Radiation Detection and Measurement od autora Glenn F. Knoll [11]

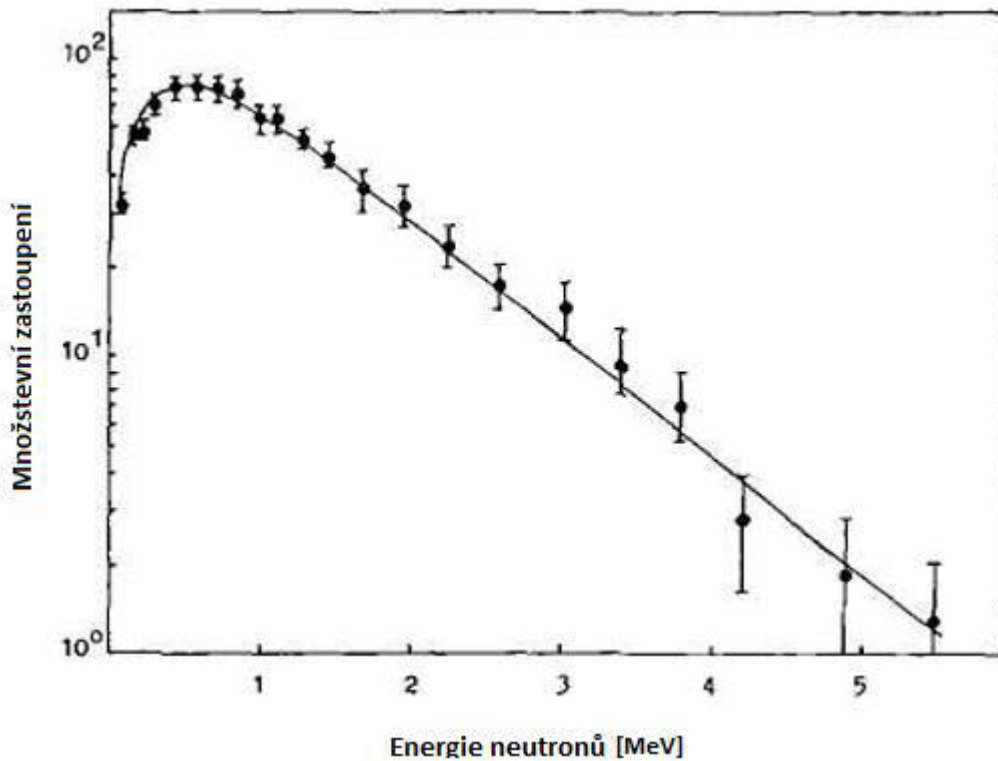
6.1 Spontánní štěpení

Mnoho transuranových těžkých jader má značnou pravděpodobnost spontánního štěpení, při kterém je okamžitě emitováno několik rychlých neutronů. Díky tomu je i malý vzorek takového radionuklidu vhodný a jednoduchý neutronový zdroj. Při štěpném procesu vznikají i další produkty, například gama záření. Zároveň se akumuluje beta i gama aktivita štěpných produktů v daném prvku. Proto při jeho použití jako neutronového zdroje, by měl být izotop zapouzdřen v dostatečně tlustém obalu, tak aby se ze zdroje dostaly pouze rychlé neutrony a gama záření.

Nejpoužívanější prvek pro spontánní štěpení je ^{252}Cf . Jeho poločas rozpadu je 2,65 let, což je dostatečné pro běžné použití, a zároveň je tento izotop jeden z nejrozšířenějších ze všech transuranů. Neutronový zisk je $2,30 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ na 1 μg vzorku.

Na rozdíl od jiných izotopických zdrojů, produkuje ^{252}Cf velmi malé množství aktivního materiálu, díky čemuž lze vyrobit zdroj malých rozměrů, limitovaných pouze velikostí zapouzdření.

Energetické spektrum vzniklých neutronů je znázorněno na obrázku 21. Spektrum má vrchol mezi hodnotami 0,5 MeV a 1 MeV, přesto nezanedbatelný počet dosahuje energií až 8 MeV.



Obrázek 21. Spektrum energie neutronů pro spontánní štěpení ^{252}Cf [11]

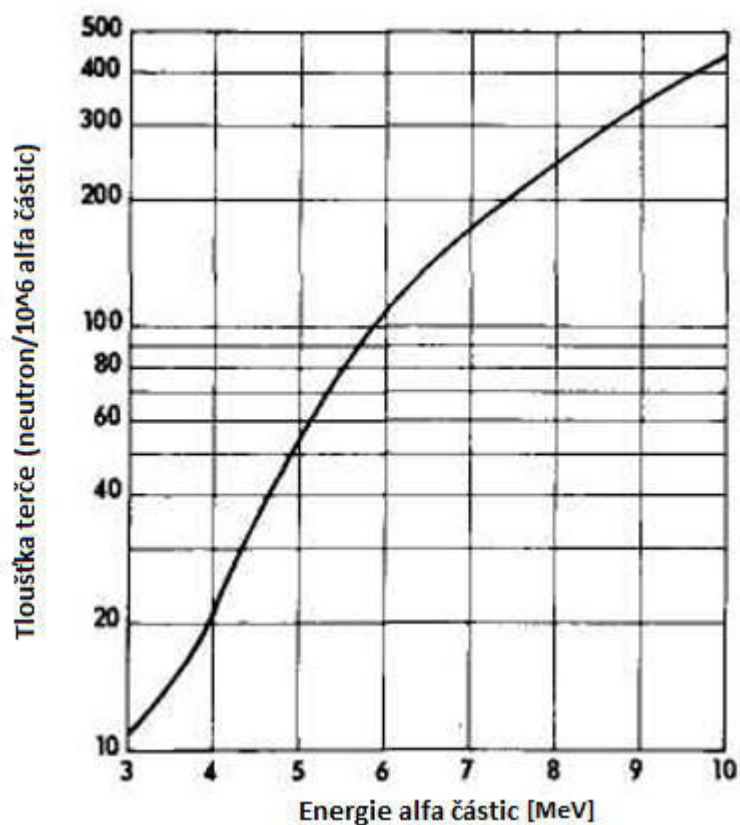
6.2 Jaderné reakce

6.2.1 Radioizotopové (α , n) zdroje

Jelikož existuje velké množství dostupných radionuklidů, které produkují alfa částice přímým rozpadem, je možné vyrobit malý samostatný neutronový zdroj kombinací alfa emitujícího izotopu a terče z vhodného materiálu. Existuje několik různých materiálu, které mohou vést k (α , n) reakcím. Maximální neutronový zisk byl naměřen při použití beryllia jako terče. Neutrony jsou vyprodukovány z reakce



Neutronový zisk z této reakce je silně závislý na tloušťce terče. Křivku závislosti můžeme pozorovat na obrázku 22. Je to dáno tím, že většina alfa částic se jednoduše zastaví v terči a pouze zhruba 1 částice z 10^4 reaguje s berylliem. Stejnou závislost dostaneme při zkombinování alfa emitujícího prvku a beryllia, pokud dodržíme podmínku, že alfa emitující prvek bude ve vzorku homogenně rozložen a s relativně malou koncentrací.



Obrázek 22. Závislost neutronového zisku na tloušťce materiálu Be [11]

Pro praktické využití jsou vhodné pouze aktinoidy, zobrazeny níže, ze kterých se vyrábí slitina s berylliem.

Zdroj	Poločas rozpadu	E_a [MeV]	Neutronový zisk na 10^6 alfa částic	
			Výpočet	Experiment
$^{239}\text{Pu-Be}$	24000 let	5,14	65	57
$^{210}\text{Po-Be}$	138 dní	5,30	73	69
$^{238}\text{Pu-Be}$	87,4 let	5,48	79	/
$^{241}\text{Am-Be}$	433 let	5,48	82	70
$^{244}\text{Cm-Be}$	18 let	5,79	100	/
$^{244}\text{Cm-Be}$	162 dní	6,10	118	106
$^{226}\text{Ra-Be}$ +dceřiné produkty	1602 let	Více možností	502	/
$^{227}\text{Ac-Be}$ +dceřiné produkty	21,6 let	Více možností	702	/

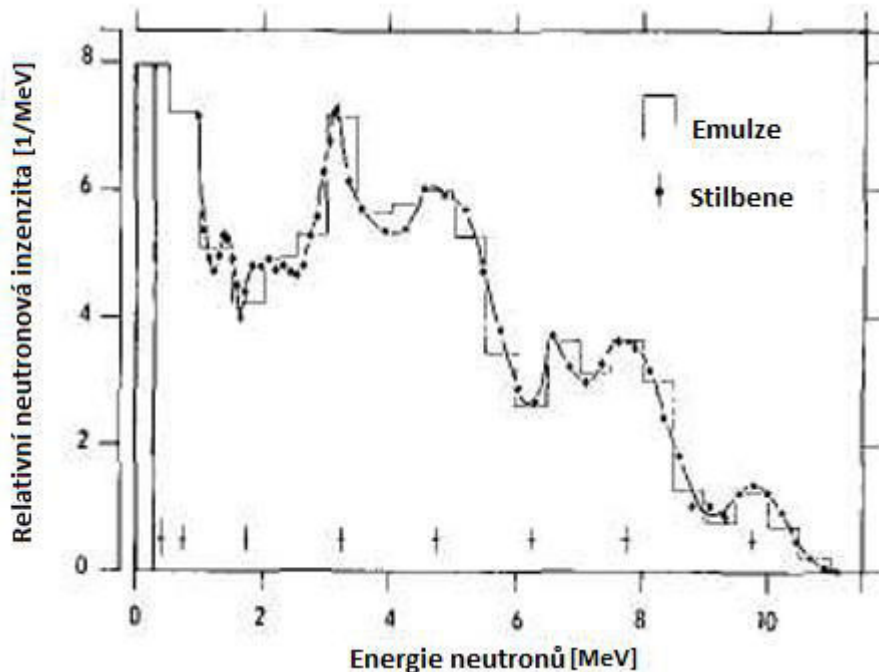
Tabulka 4. Shrnutí parametrů různých $\text{Be}(\alpha, n)$ neutronových zdrojů [11]

Několik těchto izotopů, obzvláště ^{226}Ra a ^{227}Ac , vede k dlouhé sérii dceřiných produktů, které i když přispívají k tvorbě alfa částic, také vytváří silné gama záření. Proto nejsou vhodné pro měření, kde gama záření může ovlivnit experiment. Navíc při manipulaci je potřeba dbát zvýšené opatrnosti, kvůli biologickým rizikům.

Zbylé radioizotopy z tabulky mají daleko jednodušší alfa rozpad, a tedy i mnohem nižší gama záření. Volba je proto závislá pouze na dostupnosti, ceně a poločasu rozpadu. Ideální je, aby poločas rozpadu byl co nejkratší a konzistentní, tak že aktivita zářiče bude vysoká.

Velmi rozšířené jsou zdroje založené na $^{239}\text{Pu-Be}$. Avšak pro dosažení aktivity 1 Ci ($3,7 \times 10^{10}$ Bq) je potřeba celých 16 g materiálu, což znamená, že zdroje o velikosti několik centimetrů jsou limitovány na výkon zhruba 10^7 n/s. Pokud chceme zvýšit neutronový zisk bez zvětšování rozměrů, je nutné použít emitory s vyšší aktivitou. Z tohoto důvodu jsou široce používány kombinace $^{241}\text{Am-Be}$ a $^{238}\text{Pu-Be}$. Nejideálnější zdroj je z prvku ^{244}Cm , který kombinuje dobrou aktivitu a poločas rozpadu, bohužel je tento izotop těžko dostupný.

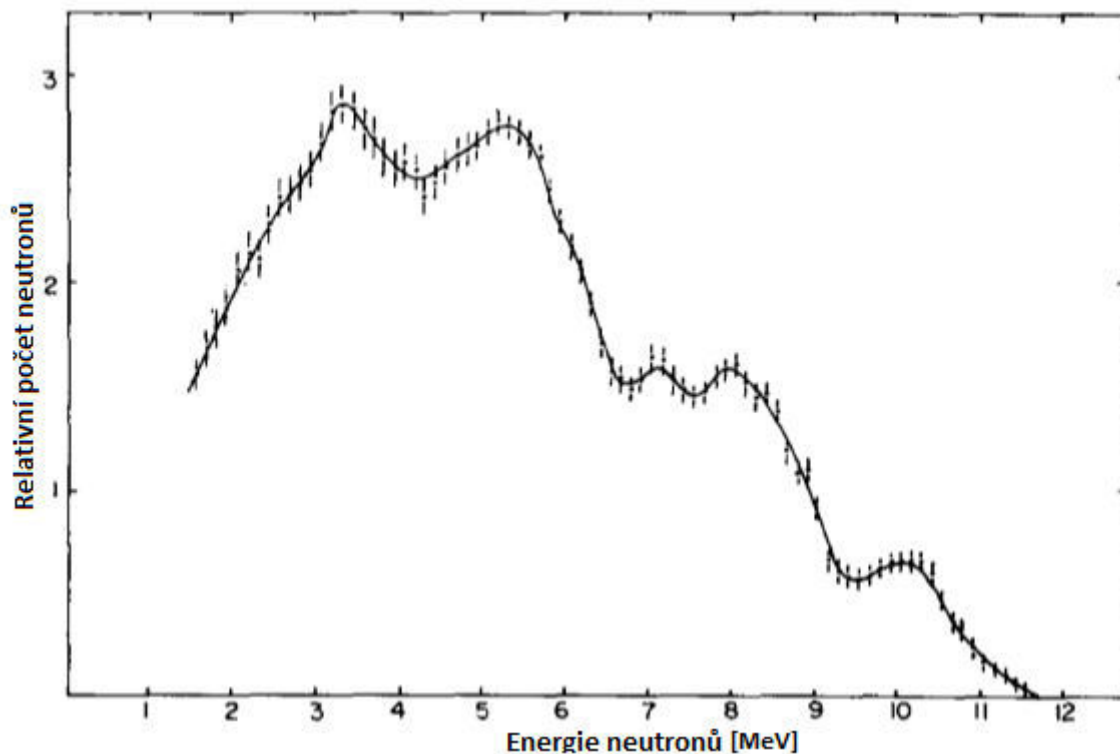
Neutronové spektrum $^{249}\text{Pu-Be}$ zdroje je zobrazeno na obrázku 23. U zdrojů s menším obsahem prvku se projevují výhradně reakce (α, n), zatímco u větších zdrojů dochází již k sekundárním procesům neutronového štěpení v materiálu ($n, 2n$) reakcí v beryliu a ($n, \text{fission}$) pochodů v plutoniu, nebo jiném aktinoidu.



Obrázek 23. Spektrum energie neutronů pro zdroj $^{239}\text{Pu-Be}$, obsahující 80 g plutonia.[11]

6 Radioizotopické neutronové zdroje

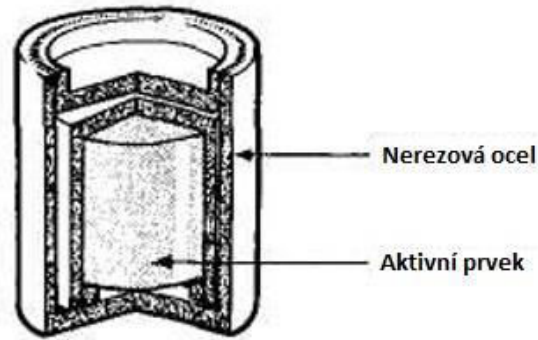
Pro naši práci jsme použili jako kalibrační zdroj $^{241}\text{Am-Be}$. Neutronové spektrum $^{241}\text{Am-Be}$ změřené v článku [12] je znázorněno na obrázku 24. Spektrum je měřeno na zdroji, který obsahoval 100 g ^{241}Am a byl položen 6 palců (15,24 cm) od detektoru. Neutronový zisk zdroje byl $2,5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ a měřil se po dobu 12 hodin [12]. Jak je vidět, je (velice) podobné spektru ^{249}Pu .



Obrázek 24. Spektrum $^{241}\text{Am-Be}$ zdroje. [12]

Vzhledem k vysokým aktivitám použitých izotopů, musejí být při výrobě zahrnuty speciální opatření, aby se zajistilo bezpečné uložení materiálu.

Slitina aktinoid-beryllium je většinou uzavřena mezi dvěma cylindrickými stěnami, vyrobených z nerezové oceli, jak je zobrazeno níže. Ve vnitřním válci je potřeba zanechat místo pro expanzi, která nastává důsledkem zvyšování objemu hélia, které se tvoří při zastavování a absorpci alfa částic.

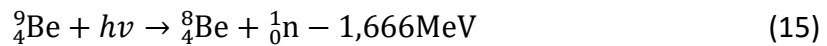


Obrázek 25. Typická dvouvrstvá konstrukce Be (α, n) zdroje. [13]

Mimo beryllium, existuje řada jiných prvků vhodných pro neutronové zdroje, avšak s mnohem menším poměrem neutronového zisku na alfa aktivitu. Za zmínku stojí reakce ${}^7\text{Li} (\alpha, n)$, která má negativní Q-hodnotu, a tedy velmi nízkou výslednou průměrnou energii neutronů, konkrétně 0,5 MeV.

6.2.2 Fotoneutronové zdroje

Některé radioizotopy, které produkují gama záření, mohou být použity pro výrobu neutronů, pokud se vhodně zkombinují se správným terčem. Princip spočívá v absorpci energie v podobě gama záření přírodním materiálem, který následně uvolní neutron. Pro praktické účely se užívá pouze jádra ${}^9\text{Be}$ a ${}^2\text{H}$, viz následující reakce.



Výhodou těchto reakcí je, že pokud je zdroj gama záření monoenergetický, pak i produkované neutrony jsou monoenergetické, s odchylkou pouze pár procent. Naopak nevýhoda vyplývá z potřeby mít velmi silný zdroj gama záření, a tedy i aktivity.

6.2.3 Reakce s pomocí urychlených, nabitých částic

Dvě nejvíce využívané reakce tohoto typu jsou DD a DT reakce. Neboli Deuterium – Deuterium a Deuterium – Tritium:



Z důsledků Coloumbovy bariéry, musejí být deuterony urychleny na poměrně vysoké energie, což velmi znesnadňuje komerční využití. Těchto reakcí se využívá v současném fúzním výzkumu, konkrétně v zařízeních TOKAMAK, v plazmatických fokusech a laserových systémech (viz kapitola 3 - 5).

7 Principy neutronové detekce

Detekce neutronů naráží na jeden základní problém. Neutrony nemají žádný elektrický náboj, a tedy je obtížné je detekovat bez dalších interakcí. V principu nám jde o to, aby se neutron srazil s jiným atomem, kterému předá kinetickou energii a následně, z teorie srážek, dojde k předání kinetické energie nabitým částicím, které je již možné snadněji zachytit detektory.

Existují dvě základní interakce, které mohou být vyvolány letícím neutronem [25]. V prvním případě narazí letící neutron do jádra lehkého prvku (v praxi se využívají pouze H a He), tak předá svojí kinetickou energii jádru. Odražené jádro následně začne ionizovat okolní prostředí.

Druhý druh interakce je jaderná reakce vyvolaná srážkou s neutronem. Vzniklé produkty z těchto reakcí (protony, částice α , gama záření) mohou být již snadno detekovány.

Podle druhu využitých interakcí lze detektory dělit do čtyř různých druhů [16].

7.1 Různé metody detekce neutronů rozdělené podle interakcí

7.1.1 Metoda jaderných reakcí

Díky své nábojové neutralitě se mohou neutrony lehce podílet na jaderných reakcích, při kterých dochází k emisi nabitých částic, které lze detekovat běžnými metodami. Jde například o reakce $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, $^4\text{He}(n, p)^3\text{H}$.

7.1.2 Metoda odražených jader

Neutron se pružně srazí s lehkými jádry (nejčastěji H), které jsou urychleny a mají schopnost ionizovat okolní prostředí.

7.1.3 Metoda štěpení

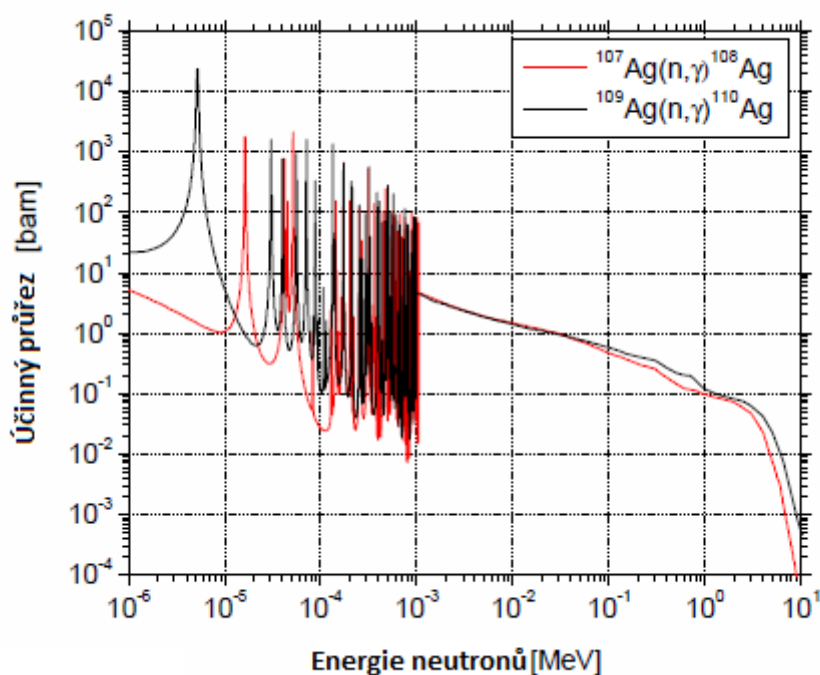
Využívá těžkých jader prvků, které se po nárazu neutronu rozštěpí na dvě lehčí, silně ionizovaná jádra, příslušná konkrétní štěpné reakci.

7.1.4 Metoda aktivace

Tato metoda je založena na jaderných reakcích neutronu se vzorkem materiálu, který se vlivem takové reakce stane nestabilním. Toto jádro může následně emitovat ionizující záření, například γ , nebo β záření, které je již poměrně snadno detekovatelné.

7.2 Příklady neutronových detektorů

Zařízení, která fungují na principu jaderných reakcí, se dělí většinou podle materiálu, který je využit k záchytu neutronu. Každé z těchto zařízení pracuje pouze v úzkém energetickém intervalu neutronů, kdy je materiál schopen efektivně neutron zachytit. Jak je vidět z grafu účinného průřezu záchytu neutronu jádrem stříbra (obrázek 26), průřez reakce se výrazně zvyšuje se snižováním energie neutronů. V oblasti mezi 10 až 10^3 eV jsou viditelné prudké přeskoky neboli rezonance. Ty jsou způsobeny obsazováním kvantově diskretních hladin nukleonů v jádře.



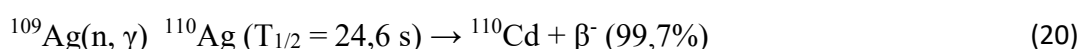
Obrázek 26. Účinný průřez dvou isotopů stříbra ^{107}Ag a ^{109}Ag [14]

Z toho je patrné, že pokud chceme tímto způsobem detekovat neutrony produkované fúzními reakcemi, které mají energii pro DT reakci $14,1$ MeV a pro DD zhruba $2,45$ MeV, je nutné, v závislosti na použitém materiálu, tyto neutrony zpomalit neboli moderovat moderátorem a tím zvýšit jejich účinný průřez záchytu materiálem detektoru. Nevýhodou takového procesu je následná ztráta

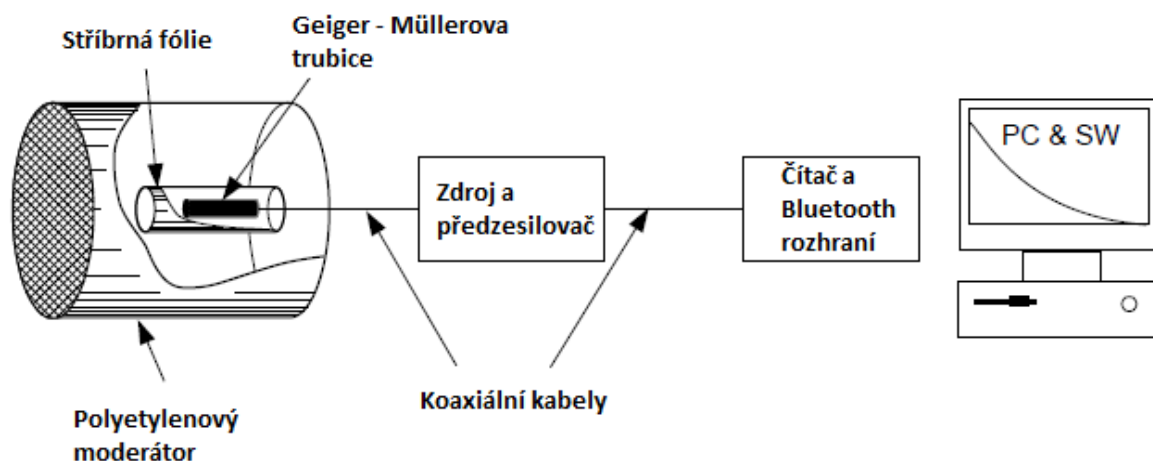
informace o původní energii neutronů. Existují i takové materiály, u kterých lze docílit jiných jaderných reakcí, bez nutnosti moderace, například vybuzení jádra do metastabilního stavu u india [14].

Podrobněji se teď zaměříme na detektor založený na principu aktivace, konkrétně aktivace stříbra, známý též jako SAC (Silver Activation Counter, neboli stříbrový aktivační čítač) a také na scintilační detektory doby letu.

SAC využívá dvou izotopů stříbra ^{107}Ag a ^{109}Ag , které jsou v přírodním stříbře zastoupeny s poměrem 52 % respektive 48 %. Rovnice aktivace pomocí zachyceného neutronu jsou následující [14].



Slovně vyjádřeno nám říkají, že zachycením neutronu se z izotopů ^{107}Ag a ^{109}Ag stávají nestabilní izotopy ^{108}Ag a ^{110}Ag podléhající β^- přeměně s poločasem přeměny 142,9 s a 24,6 s. Po přeměně vzniknou s velmi vysokou pravděpodobností (97,2% a 99,7%) prvky ^{108}Cd a ^{110}Cd . Účinný průřez obou izotopů stříbra je již vyobrazen v první části této kapitoly. Je patrné, že pro energie z DD reakcí (2,45 MeV) je potřeba moderátor, který zpomalí vysokoenergetické neutrony na hranici pod jednotky keV a tím výrazně zvýší pravděpodobnost reakce. Moderátor je nejčastěji zhotoven z polyetylenu.



Obrázek 27. Příklad stříbrového aktivačního detektoru. [14]

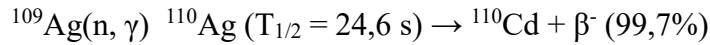
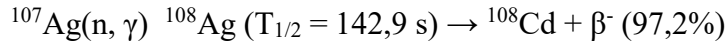
Moderované neutrony jsou zachyceny stříbrnou fólií. Ta obklopuje Geiger-Müllerovu trubici, která zachycuje β^- částice. Pomocí zesilovače, často se využívá bipolárních tranzistorů, vznikne detekovatelné napětí pro vstup do mikroprocesoru počítače. Zde již pomocí příslušného SW či HW zachycený signál zpracujeme.

Dalším typem neutronových detektorů využívaných v jaderných fúzních experimentech jsou scintilační detektory. Scintilační detektory využívají pružných srážek neutronů s protony, při kterých je protonu předána část, nebo celá kinetická energie letícího neutronu. Pohybující se proton následně předává svou energii elektronům v obalech atomů scintilátoru, což vede k jejich vybuzení a následnému vyzáření viditelného světla při návratu elektronu do základního stavu. Takto vzniklé fotony lze detekovat pomocí fotonásobiče. Scintilátor je v našem případě malý plastický váleček o průměru 5 cm a výšce také 5 cm, vyrobeného obvykle z polyvinyltoluenu nebo stilbenu. Ten je spojen s fotonásobičem. Je-li výstup fotonásobiče zaznamenáván pomocí paměťového osciloskopu, získáme časový vývoj intenzity neutronového záření v místě detektoru (scintilátoru). Pokud předpokládáme, že všechny neutrony byly vyprodukovány v okamžiku mnohem kratším, než je doba letu neutronů od zdroje k detektoru, můžeme z doby letu a vzdálenosti detektoru od zdroje určit rychlost a energii těchto neutronů. Tato metoda se nazývá metoda doby letu, neboli Time-of-flight (ToF) a s oblibou se využívá v experimentech na výkonných laserech, plazmatických fokusech a Z-pinčích.

Je zřejmé, že každý detektor je třeba kalibrovat. Problematikou kalibrace SAC se zabývá následující kapitola

8 Kalibrace SAC neutronovými zdroji

Při kalibraci SAC se využívá znalosti vlastností izotopů stříbra, které jsou obsaženy v SAC (viz předešlá kapitola). Důležité jsou pro nás reakce (19) a (20):



Detektor se vždy v předem zvolené vzdálenosti a náklonu od zdroje neutronů se známou hodnotou neutronového zisku nechá ozařovat po dobu značně delší než je poločas rozpadu ^{108}Ag a ^{110}Ag . Tím dojde k dosažení saturační aktivity výše zmíněných radioizotopů stříbra, které podléhají β^- přeměně. V okamžiku skončení ozařování (označován jako t_0) se začne snímat v pravidelných časových intervalech počet impulzů detekovaných čítačem (počátek snímání této hodnoty se označuje t_1). Obvykle se počty impulzů zapisují až do ustálení na hodnotě, která odpovídá záření pozadí v dané místnosti. Výsledný počet, který odečteme ze zařízení, odpovídá rovnici [14].

$$C_{Ag} = \epsilon_1 \frac{A_{01}}{\lambda_1} e^{\lambda_1 t_0} (e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_1 (t_1 + \Delta t)}) + \epsilon_2 \frac{A_{02}}{\lambda_2} e^{\lambda_2 t_0} (e^{-\lambda_2 t_2} - e^{-\lambda_2 (t_2 + \Delta t)}) + C_B, \quad (21)$$

kde $\Delta t = t_2 - t_1$ je čas čítání, $C_B = R_B \Delta t$ je hodnota záření způsobená pozadím, $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ je rozpadová konstanta použitého isotopu (v našem případě λ_1 pro ^{108}Ag a λ_2 pro ^{110}Ag), A_{01} a A_{02} označuje počáteční aktivitu po ozáření a ϵ_1 a ϵ_2 jsou celkové účinnosti detekce, které jsou závislé na energii, samoabsorpci v aktivačním vzorku, geometrii a pravděpodobnosti emise (pro ^{108}Ag a ^{110}Ag). V případě kdy je počáteční aktivita rovna aktivitě saturační (případ kalibrace) platí, že [14]

$$A_0 = A_\infty = \phi \sigma N_t. \quad (22)$$

Rovnici (21), lze tedy pro případ dosažení saturace aktivity stříbra vyjádřit následovně [14]

$$C_{Ag} = \epsilon_1 \frac{\phi \sigma_1 N_{t1}}{\lambda_1} e^{\lambda_1 t_0} (e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_1 (t_1 + \Delta t)}) + \epsilon_2 \frac{\phi \sigma_2 N_{t2}}{\lambda_2} e^{\lambda_2 t_0} (e^{-\lambda_2 t_2} - e^{-\lambda_2 (t_2 + \Delta t)}) + C_B, \quad (23)$$

kde ϕ je neutronový tok, N_{t1} a N_{t2} jsou počty jader ^{107}Ag a ^{109}Ag , σ_1 a σ_2 jsou účinné průřezy záchyty neutronu jádru ^{107}Ag a ^{109}Ag .

Předpokládáme, že množství jader obou isotopů stříbra, stejně tak veličiny ϵ_1 , ϵ_2 , a σ_1 , σ_2 jsou konstanty. Z těchto důvodů je sloučíme do jednotných konstant $K_1 = \epsilon_1 \sigma_1 N_{t1}$ a $K_2 = \epsilon_2 \sigma_2 N_{t2}$ a celou rovnici (23) přepíšeme na

$$C_{Ag} = K_1 \frac{\phi}{\lambda_1} e^{\lambda_1 t_0} (e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_1 (t_1 + \Delta t)}) + K_2 \frac{\phi}{\lambda_2} e^{\lambda_2 t_0} (e^{-\lambda_2 t_1} - e^{-\lambda_2 (t_1 + \Delta t)}) + C_B, \quad (24)$$

kde zmíněné konstanty K_1 a K_2 představují kalibrační koeficienty, pomocí kterých přepočítáváme naměřený počet impulzů na čítači na skutečný počet zachycených neutronů. Měření se opakuje pro více vzdáleností od zdroje neutronů. Kalibrační koeficienty jsou nalezeny proložením počtu detekovaných impulzů v závislosti na čase exponenciální funkcí (24) pomocí metody nejmenších čtverců.

Po získání kalibračních koeficientů K_1 a K_2 již stačí z předchozí rovnice vyjádřit neutronový tok.

$$\phi = \frac{C_{Ag} - C_B}{\frac{K_1}{\lambda_1} e^{\lambda_1 t_0} (e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_1 (t_1 + \Delta t)}) + \frac{K_2}{\lambda_2} e^{\lambda_2 t_0} (e^{-\lambda_2 t_1} - e^{-\lambda_2 (t_1 + \Delta t)})}, \quad (25)$$

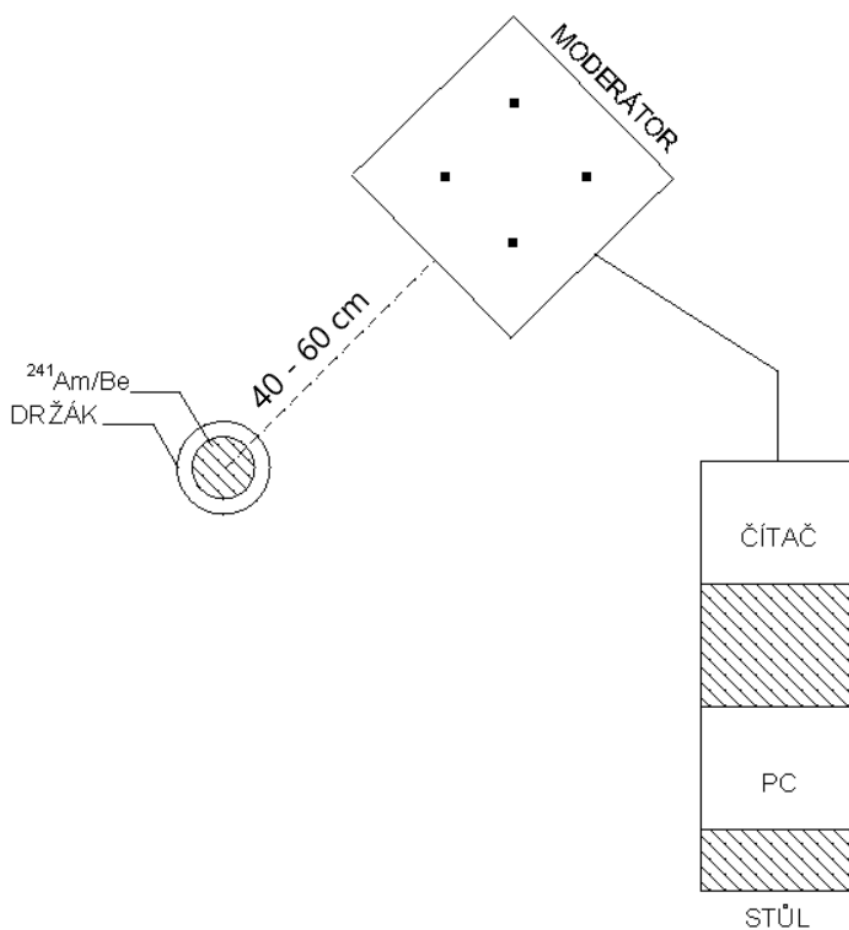
V tomto vzorci jsou při měření již známé všechny hodnoty a dosazením načítané hodnoty C_{Ag} z obrazovky čítače zjistíme hodnotu neutronového toku, a tedy i neutronového zisku zdroje.

Avšak při měření neutronových toků na impulzních zařízeních (v našem případě PFZ-200 a laserový systém PALS), nedochází k saturaci aktivity stříbra, která byla předpokládána pro odvození rovnice (25). Dále je tato problematika rozebrána v kapitole 10.

9 Kalibrace pomocí ^{241}Am -Be neutronového zdroje

Samotnou kalibraci jsme provedli v laboratoři dozimetrie záření Ústavu jaderné fyziky Akademie věd ČR, pomocí ^{241}Am -Be neutronového zdroje. Použitý zdroj má stanovený zisk $7,8 \times 10^6$ neutronů za sekundu.

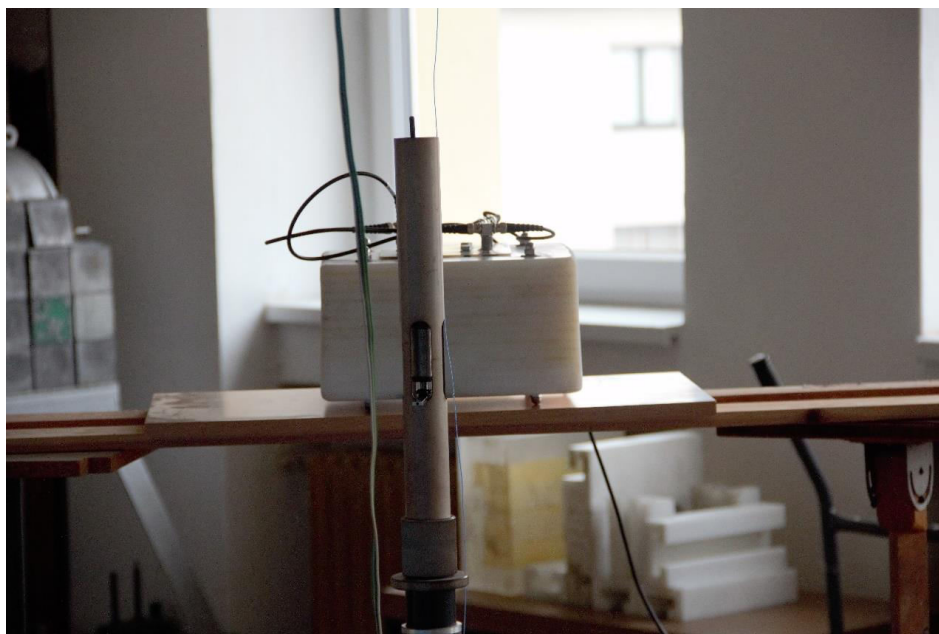
Postup samotné kalibrace byl následující. Nejprve jsme umístili SAC do vzdálenosti 40 cm od prázdného držáku ^{241}Am -Be a měřili hodnotu záření pozadí po dobu 10 minut (tabulka 5). Při porovnání s hodnotami záření pozadí v jiných lokacích (viz kapitola 10 a 11) si lze všimnout, že zde je hodnota až pětkrát vyšší. Příčinou tohoto jevu je fakt, že jsme se nacházeli v laboratoři dozimetrie s různými druhy zdrojů záření.



Obrázek 28. Schéma pracoviště laboratoře dozimetrie



Obrázek 29. Umístění detektoru 40 cm horizontálně od držáku



Obrázek 30. Vložený $^{241}\text{Am-Be}$ zdroj do držáku

Radiační pozadí za 10 minut	4058 impulzů
Radiační pozadí za 1 sekundu	6,76 impulzů

Tabulka 5. Hodnoty záření pozadí v laboratoři dozimetrie UJF AV

Takto připravený SAC jsme nechali ozařovat po dobu 10 minut (reálná hodnota $t_0 = 605$ s). Vzhledem k tomu, že taková doba ozařování je několikrát delší než poločasy rozpadu ^{108}Ag a ^{110}Ag , předpokládáme, že byla dosažena saturace aktivity stříbra [14]. Tato počáteční aktivita je pak dána vzorcem (22) [14]:

Ihned po skončení ozařování jsme resetovali čítač a započali odečítat hodnoty každých 10 s (počátek odečtu se zpozdil o 7 vteřin od skončení ozařování, a to z bezpečnostních důvodů, jelikož jsme museli být v průběhu ozařování v bezpečné vzdálenosti od zdroje neutronů). Odečet jsme prováděli po dobu 10 minut, poté již byla hodnota přírůstků načítaných impulzů ustálena na hodnotě záření pozadí. Stejný postup jsme opakovali pro vzdálenosti 50 a 60 cm s jedinou změnou, a to doby odečtu, která byla zkrácena na 5 minut, z důvodu menšího neutronového toku, tedy menšího množství vyprodukovaných nestabilních izotopů stříbra a časově kratšího ustálení rozpadu. Pro větší vzdálenosti již měření ztrácelo přesnost, jelikož neutronový tok byl příliš malý.

Tímto měřením jsme získali závislosti četnosti impulzů GM trubic v detektoru na době uběhlé od konce ozařování detektoru. Naměřená data jsme podle teoretických předpokladů uvedených v kapitole 8 proložili exponenciální funkcí (24), do které jsme rozpadové konstanty dosadili z následující tabulky.

Rozpadová konstanta λ_1	0,00485
Rozpadová konstanta λ_2	0,0282

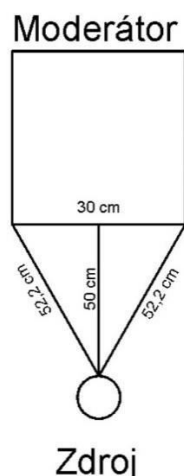
Tabulka 6. Hodnoty rozpadových konstant izotopů stříbra ^{107}Ag a ^{109}Ag

Časy t_0 a t_1 jsou rozdílné pro každé měření, stejně tak neutronový tok ϕ , který je funkcí vzdálenosti

$$\phi = \frac{\varepsilon}{4\pi r^2}, \quad (26)$$

kde ε je neutronový zisk zdroje (počet neutronů za sekundu), r vzdálenost od zdroje.

Při výpočtu neutronového toku bylo nutné vzít v úvahu geometrii moderátoru SAC. Použitý moderátor má tvar kvádra o rozměrech $30 \times 30 \times 15$ cm³.



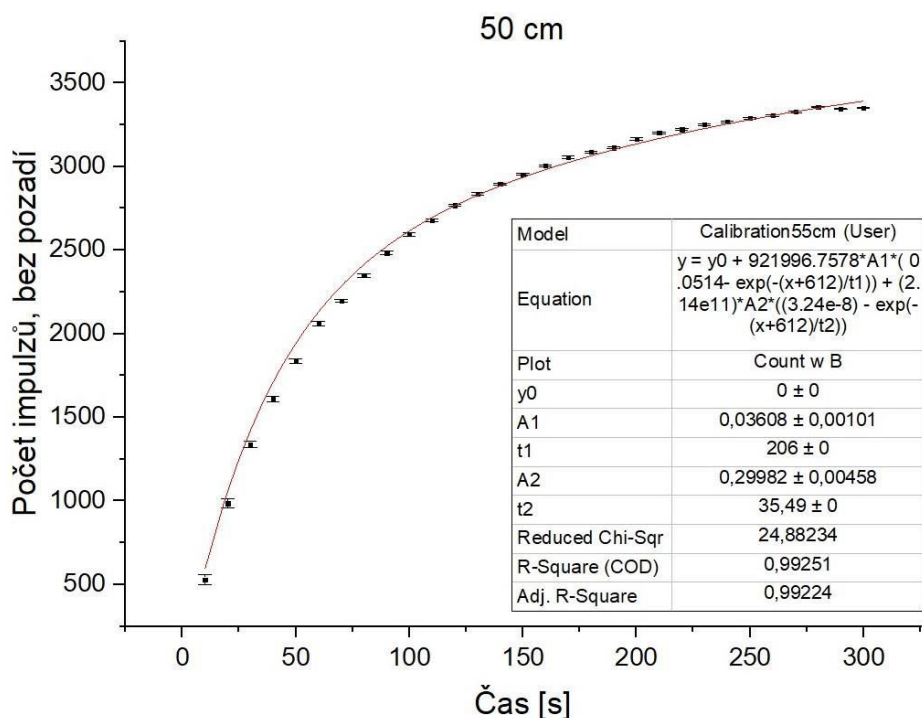
Obrázek 31. Vyobrazení rozdílů ve vzdálenosti středu a stran moderátoru od zdroje

Následně, proložením počtu impulzů v závislosti na čase exponenciální funkcí (24) pomocí metody nejmenších čtverců, jsme získali kalibrační koeficienty K_1 a K_2 pro různé vzdálenosti. Příklad takového proložení je znázorněn v obrázku 32 pro vzdálenost detektoru od zdroje neutronů 50 cm.

Vzdálenost	K_1	K_2
40 cm	$0,023 \pm 0,001$	$0,309 \pm 0,008$
50 cm	$0,036 \pm 0,001$	$0,300 \pm 0,005$
60 cm	$0,043 \pm 0,0001$	$0,289 \pm 0,004$

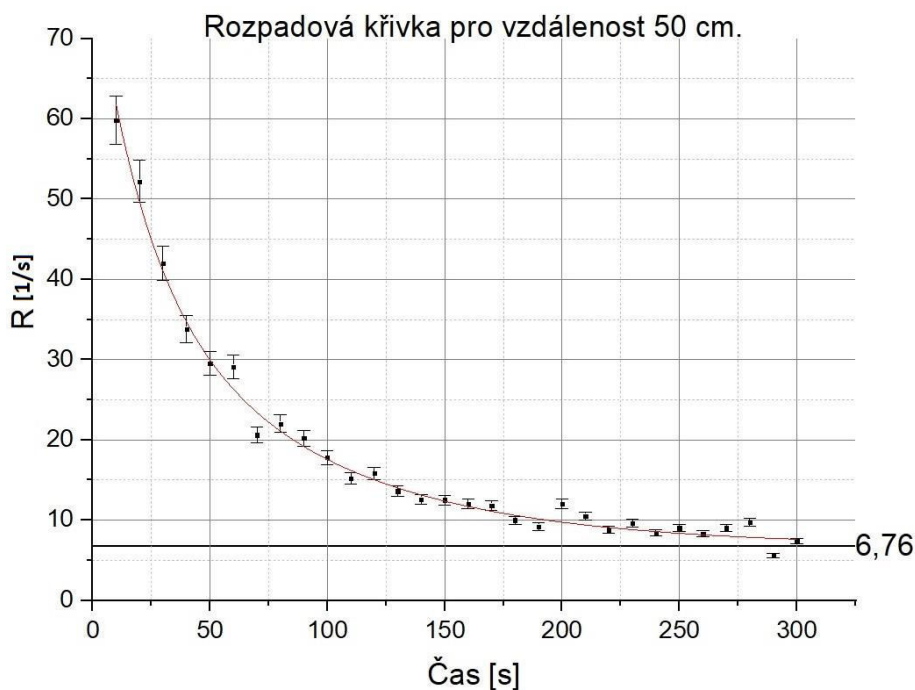
Tabulka 7. Shrnutí výsledných kalibračních koeficientů pro různé vzdálenosti

Ve všech výpočtech jsme započítali nejistotou odečtu a zápisu hodnot z číslicového ukazatele. Tuto nejistotu jsme stanovili jako 5 % z hodnoty aktuálního přírůstku za čas, tedy v prvních fázích odečítání, kdy přírůstky byly největší je i největší nejistota měření.



Obrázek 32. Ukázka proložení hodnot exponenciální funkce (24) a výsledné kalibrační koeficienty, zde označené A_1 a A_2

Rozpadové křivky jsme zkonstruovali jako závislost četnosti detekovaných rozpadů R na čase, kde $R = \frac{C_1 - C_2}{\Delta t}$, kde $C_1 - C_2$ je rozdíl po sobě jdoucích hodnot počtu impulzů a Δt je časový úsek mezi odečítáním z displeje, viz obrázek 33. V obrázku je znázorněna průměrná hodnota radiačního pozadí za 1 s.



Obrázek 33. Rozpadová křivka pro vzdálenost 50 cm

10 Experimenty na PFZ-200

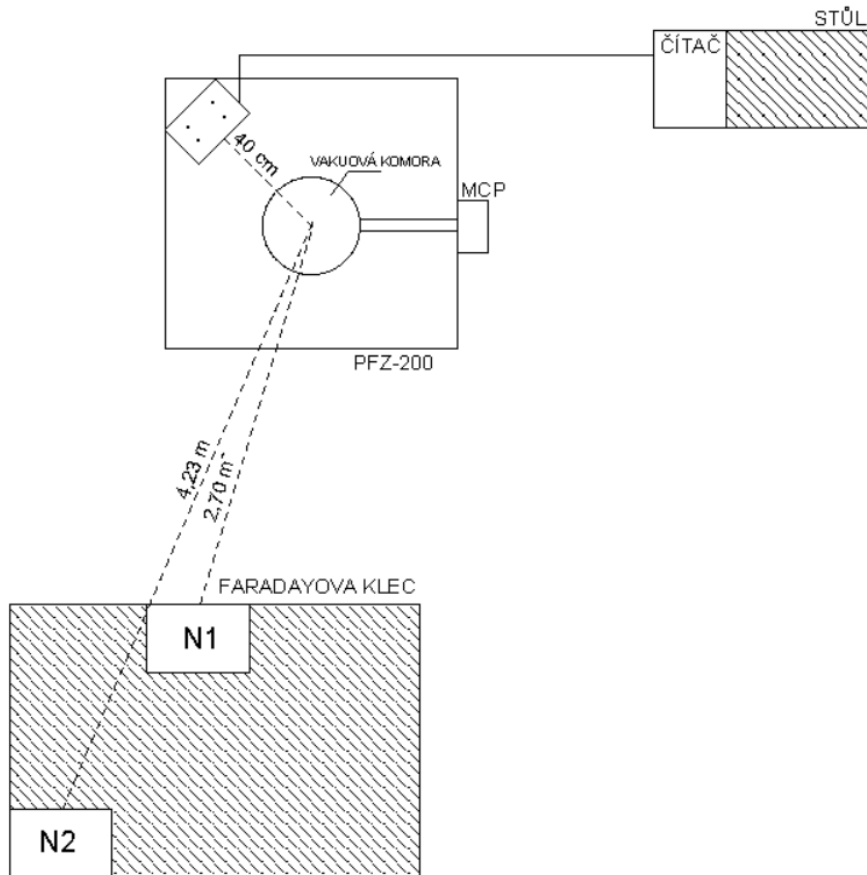
Zkalibrovaný SAC jsme otestovali během experimentů na plazmatickém fokusu PFZ-200. Pro výpočet neutronového toku vycházíme z rovnice (21) ve které dosadíme za počáteční aktivitu [14]

$$A_0 = \lambda \phi N_t \sigma \quad (27)$$

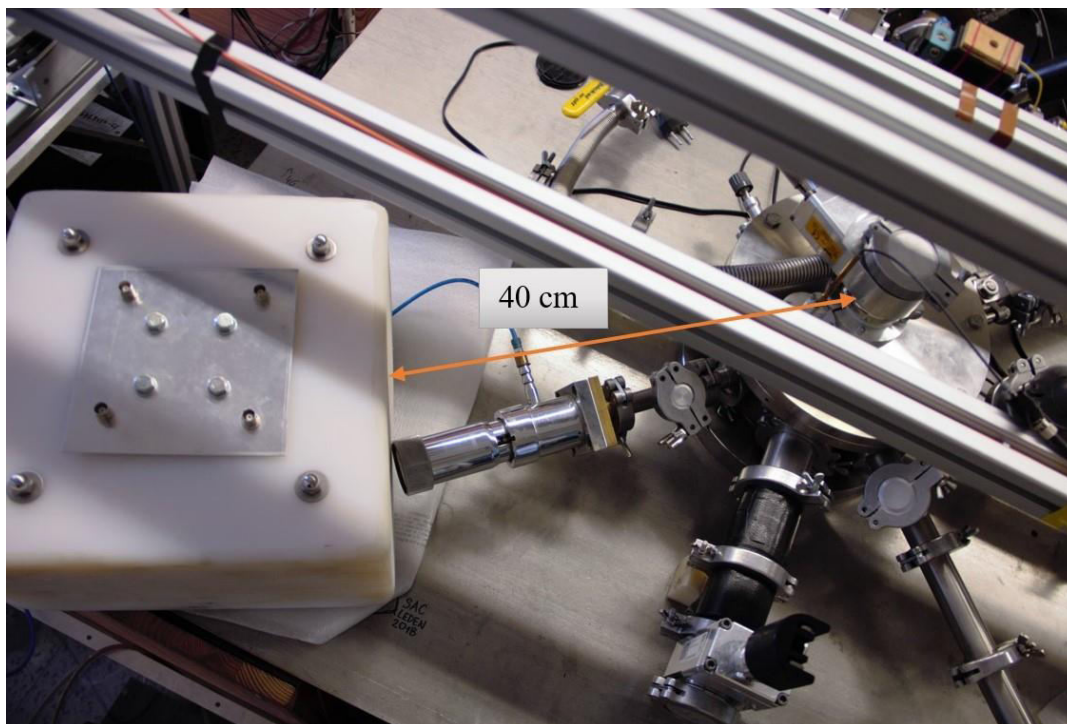
a získáme

$$\phi = \frac{C_{Ag} - C_b}{K_1 e^{\lambda_1 t_0} (e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_1 (t_1 + \Delta t)}) + K_2 e^{\lambda_2 t_0} (e^{-\lambda_2 t_1} - e^{-\lambda_2 (t_1 + \Delta t)})}. \quad (28)$$

Poznamenejme, že od vztahu (25) pro případ saturační aktivity při kalibraci se vzorec (28) liší o rozpadovou konstantu λ_1 , resp. λ_2 . Detektor jsme položili do vzdálenosti 40 cm v radiálním směru vzhledem k ose z. Souběžně s měřením neutronového zisku pomocí SAC jsme také zaznamenávali neutronové signály scintilačních detektorů doby letu ToF N1 a N2 pro následné porovnání získaných dat. Zároveň jsme zaznamenali obrázky z MCP diagnostiky, stínometrie a interferometrie. Celkové uspořádání důležitých zařízení v laboratoři je vyobrazeno na schématu v obrázku 34.



Obrázek 34. Schéma experimentu na PFZ-200



Obrázek 35. Umístění moderátoru SAC při experimentu na zařízení PFZ-200

Před prvním výstřelem bylo opět zapotřebí změřit hodnotu radiačního pozadí, kterou jsme tentokrát měřili po dobu 5 minut.

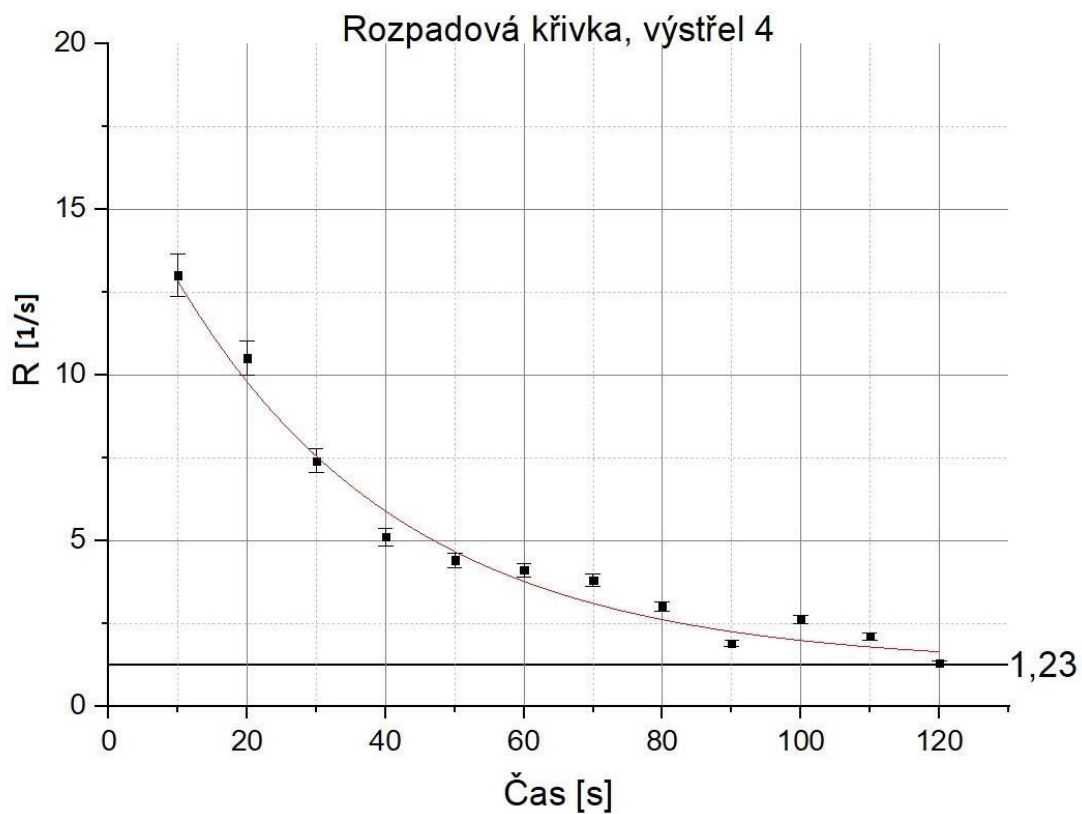
Radiační pozadí za 5 minut	370 impulzů
Radiační pozadí za 1 sekundu	1,23 impulzů

Tabulka 8. Hodnoty záření v laboratoři PFZ-200

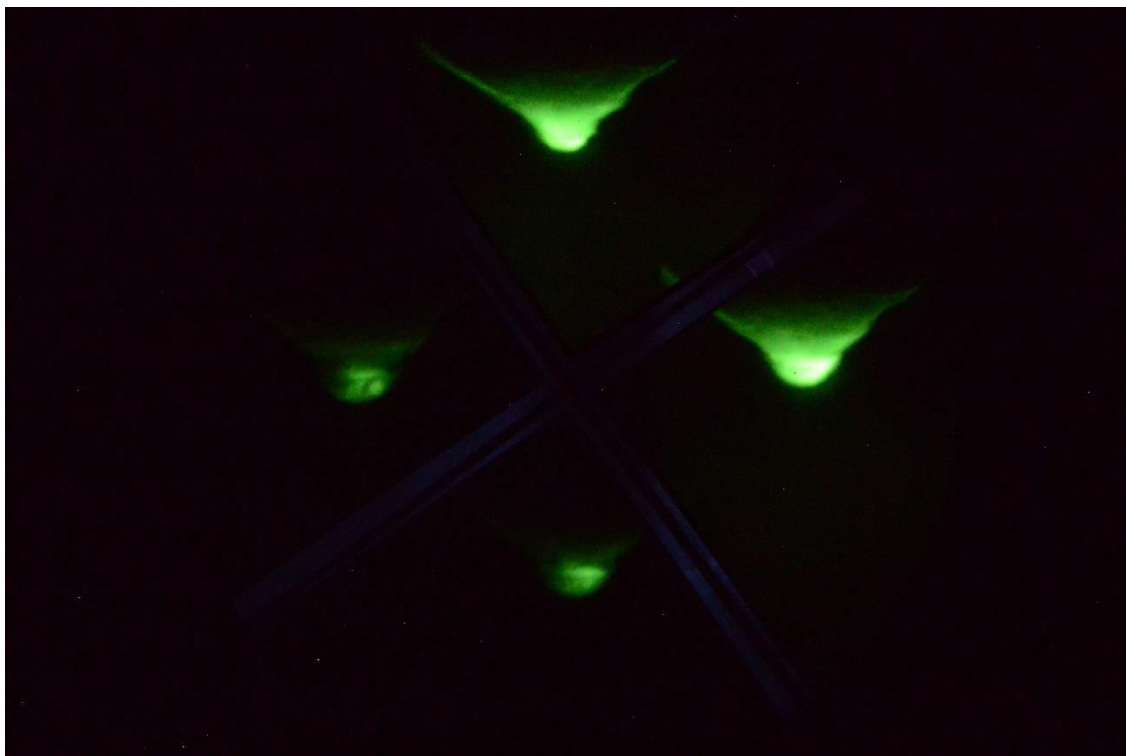
Poté jsme provedli řadu výstřelů, kde jsme předem vyčerpanou komoru plazmatického fokusu naplnili pracovním plynem, deuteriem, na tlak okolo 300 Pa. Jak je vidět z tabulky 10, tlak komory se s výstřely měnil z důvodů odpařování plynu a materiálu z elektrod a otevírání vakuového ventilu mezi MCP diagnostikou a výbojovou komorou. Proto jsme několikrát v průběhu experimentu znovu odčerpali veškerý plyn z komory a napustili nové deuterium na potřebný tlak. Kondenzátory jsme nabíjeli na napětí 18 kV. Provedli jsme také měření rozpadové křivky izotopů stříbra v rozmezí dvou minut od výstřelu. Údaje o jednotlivých výstřelech jsou shrnuty v tabulce 10.

Čas výstřelu	Číslo výstřelu	Maximum proudu [kA]	Tlak v komoře [Pa]	Neutronový zisk za výstřel (SAC)	Neutronový zisk za výstřel (ToF)
13:10	1	220	300	$2,24 \times 10^7$	$2,33 \times 10^7$
13:23	2	220	282	$2,92 \times 10^7$	$2,92 \times 10^7$
13:36	3	230	288	$2,84 \times 10^7$	$2,52 \times 10^7$
13:54	4	210	300	$3,09 \times 10^7$	$3,25 \times 10^7$
14:08	5	230	282	$2,38 \times 10^7$	$2,67 \times 10^7$
14:16	6	230	289	$3,40 \times 10^7$	$3,10 \times 10^7$
14:26	7	230	297	$2,39 \times 10^7$	$1,87 \times 10^7$
14:42	8	220	300	$2,99 \times 10^7$	$2,83 \times 10^7$
14:49	9	220	294	$3,20 \times 10^7$	$2,83 \times 10^7$
14:55	10	220	295	$3,14 \times 10^7$	$2,40 \times 10^7$
15:01	11	220	297	$3,56 \times 10^7$	$3,37 \times 10^7$
15:05	12	225	304	$3,00 \times 10^7$	$2,73 \times 10^7$

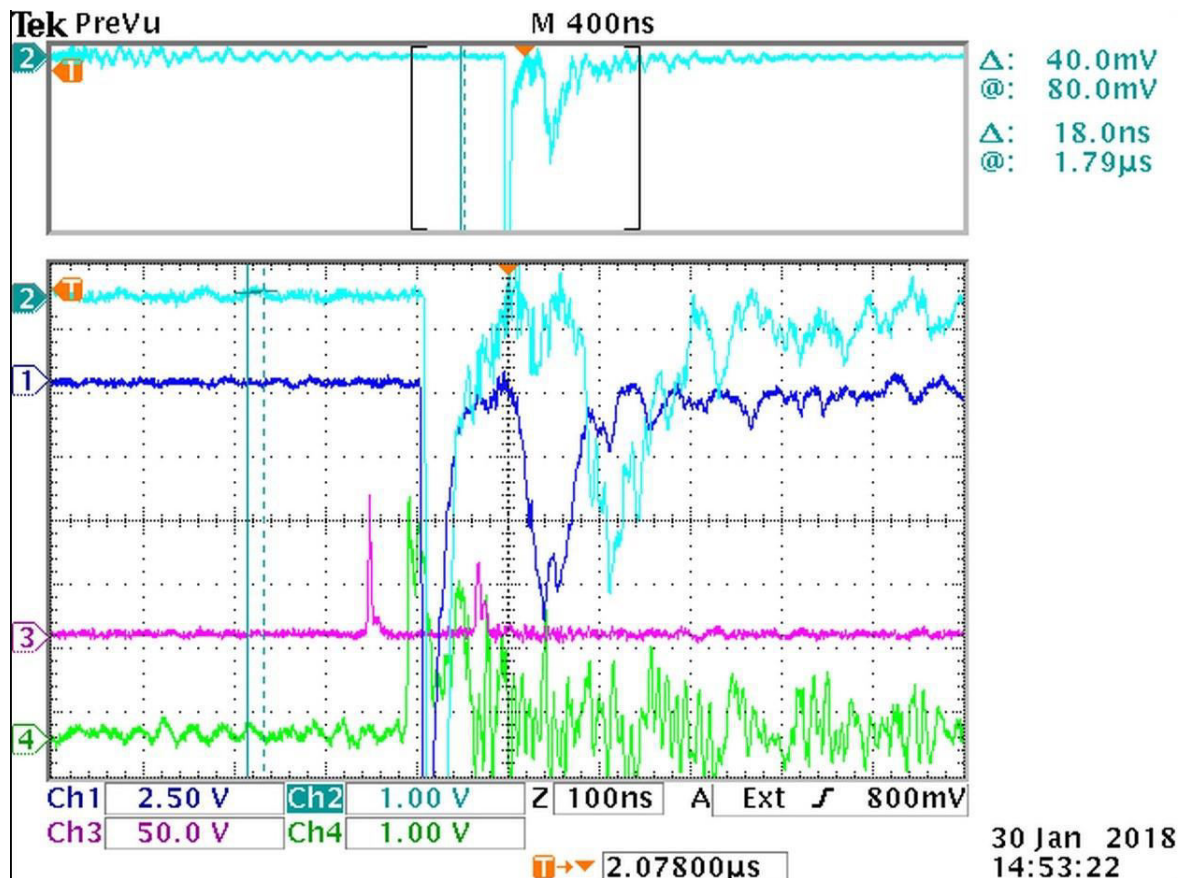
Tabulka 9. Shrnutí důležitých hodnot výstřelů na zařízení PFZ-200



Obrázek 36. Rozpadová křivka pro výstřel číslo 4, PFZ-200



Obrázek 37. MCP záznam pro výstřel číslo 4



Obrázek 38. Záznam neutronových signálů ze scintilačních detektorů (modrý a světle modrý signál), výstřel 4

Na MCP snímcích se podařilo s největší pravděpodobností zachytit konec pinčového jevu, kdy je vidět v prvním kvadrantu pozůstatek záření plazmatu, které vyhasíná. Co se týče neutronových zisků změřených pomocí SAC, lze konstatovat, že jejich hodnoty odpovídají očekávání a jsou v souladu se zisky dříve měřenými pomocí kalibrovaných scintilačních detektorů doby letu (ToF). Pomocí SAC jsme na 12 výstřelech naměřili hodnoty neutronových zisků, které se pohybují v rozmezí od $2,24 \times 10^7$ do $3,56 \times 10^7$. Tyto výsledky jsme porovnali s daty získanými ze scintilačních ToF detektorů, kde detektor N1 byl umístěn ve vzdálenosti 270 cm od osy pinče a detektor N2 ve vzdálenosti 427 cm (viz obrázek 34).

Údaj o neutronovém zisku ze scintilačních detektorů jsme získali především z hodnot získaných z osciloskopů, kde jsme počítali plochu pod křivkou (modrý a světle modrý signál) v momentu, který odpovídá fúzním neutronům. Na obrázku 38 je vidět záznam výstřelu číslo 4, kde je zřetelně vidět okamžik pinče a vzniku tvrdého rentgenového záření (první velký impulz z levé strany) a následný tok fúzních neutronů, zpožděný o 9 ns, respektive 14,2 ns, viditelný jako druhý velký impulz.

Kalibrační vztah pro detektor N1 je $\frac{10^7}{3}$ neutronů celkového neutronového zisku na 1 nC při 50 Ω zátěži fotonásobiče.

Náboj získáme z integrálu

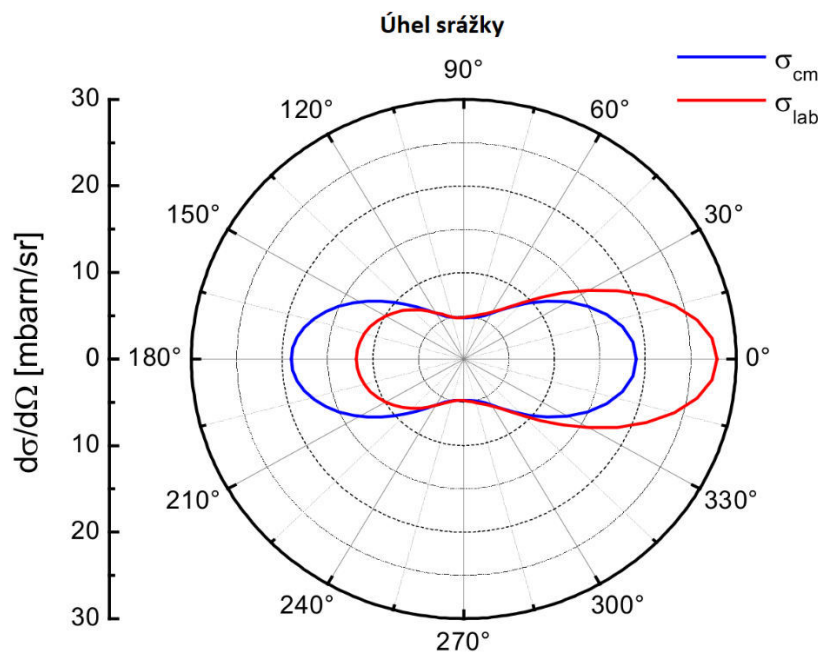
$$Q = \int_{t_1}^{t_2} i(t) dt = \frac{1}{50} \int_{t_1}^{t_2} u(t) dt . \quad (29)$$

V tabulce 10 jsou zobrazeny hodnoty naměřené detektorem N1. Na naměřených datech je vidět malá odchylka mezi hodnotami SAC a ToF. Ta je nejpravděpodobněji způsobena anizotropním rozdělením neutronového toku a rozptylem neutronů.

10.1 Vliv anizotropie a rozptýlených neutronů

Rozptýlenými neutrony jsou označovány takové neutrony, u kterých během jejich letu od zdroje k detektoru dojde k významné změně jejich energie. Jak je uvedeno v práci O. Šíly [21], neutrony se mohou rozptylovat interakcí s prostředím, například duralové desky, která je využita v konstrukci PFZ-200. Z práce O. Šíly [21] je patrné, že úspěšnost analýzy energie a množství vzniklých neutronů je silně závislá na vzdálenosti a překážkách v přímé dráze letu částic, kde větší vzdálenosti a více překážek znesnadňuje tuto analýzu.

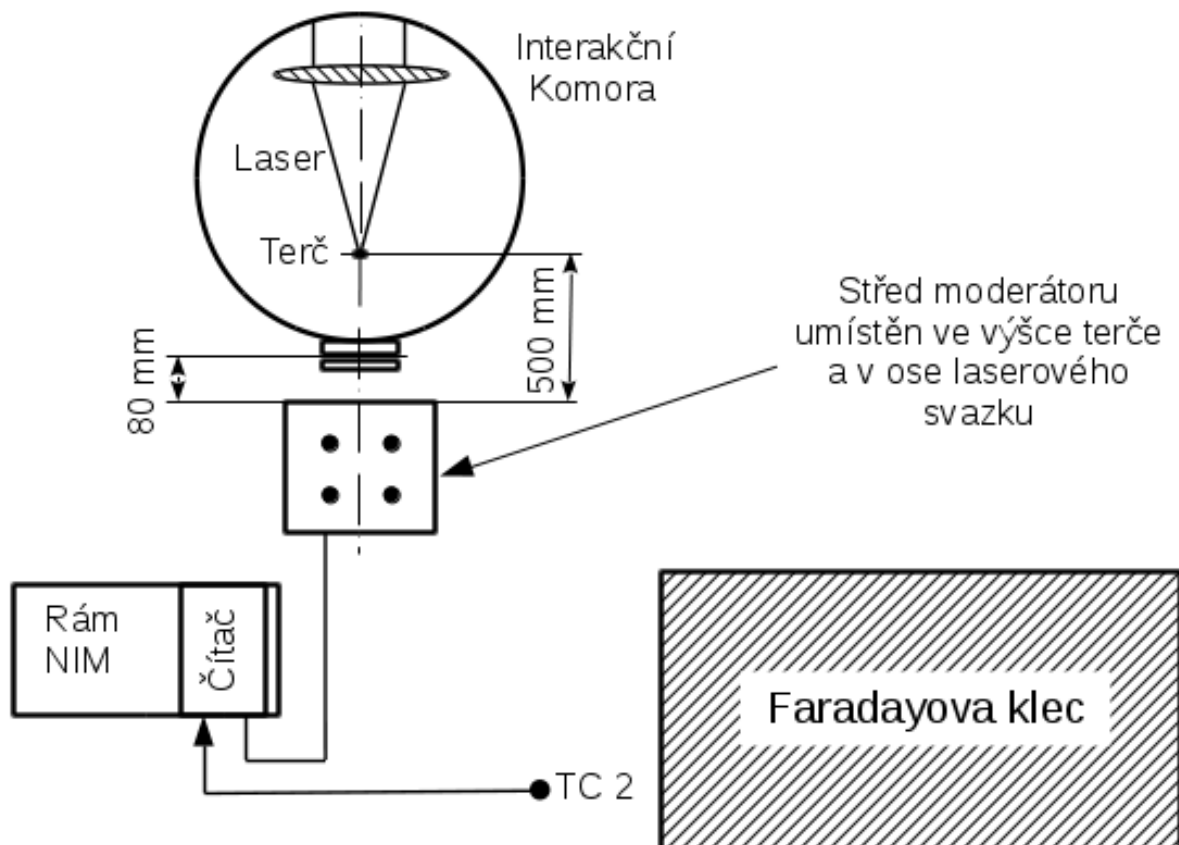
Ve stejné práci se také pojednává o anizotropním rozdělení neutronů při pinčových jevech. Počet vzniklých neutronů je silně závislý na úhlu mezi směrem letícího deuteronu a výletu neutronu. Počet neutronů vylétajících pod úhlem $\vartheta = 0^\circ$ bude větší, než $\vartheta = 180^\circ$. Naopak nejméně neutronů budeme registrovat pod úhlem $\vartheta = 90^\circ$.



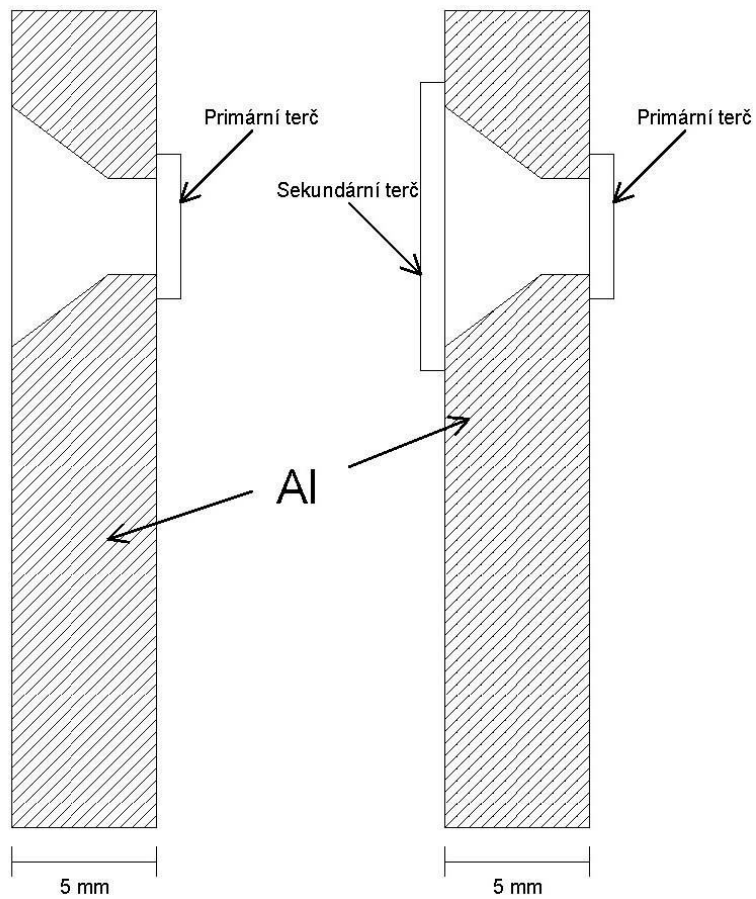
Obrázek 39. Závislost počtu vzniklých neutronů na úhlu srážek deuteronů [21]

11 Experimenty na laserovém systému PALS

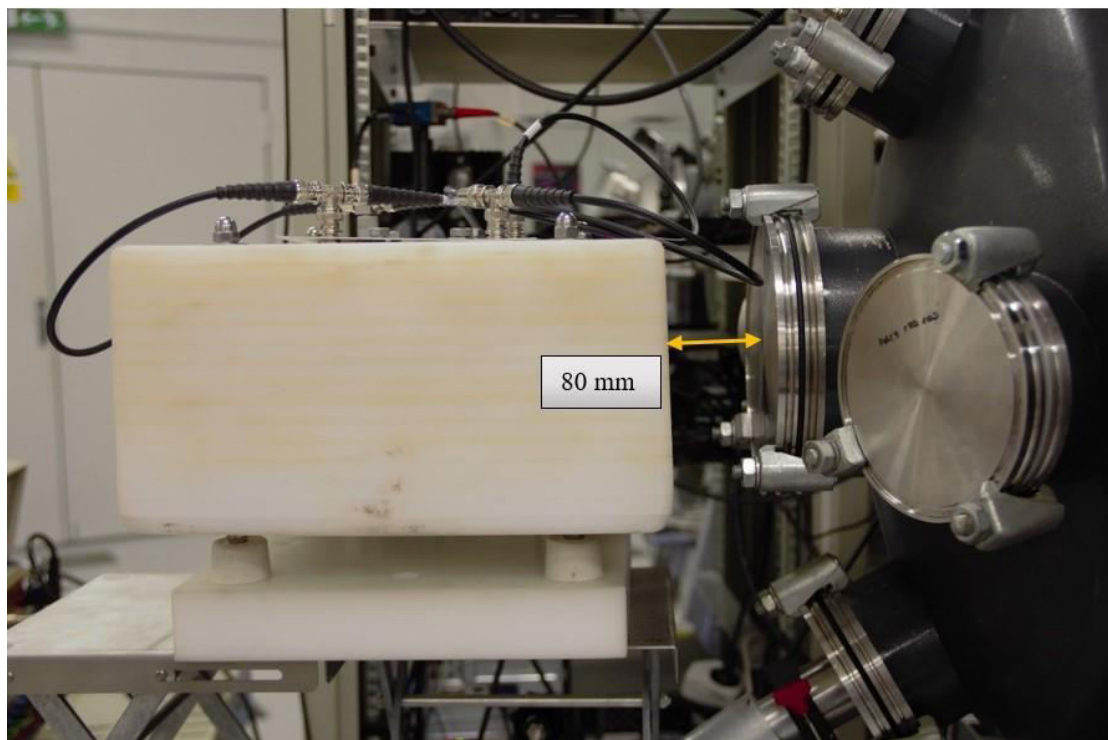
Druhé zařízení, na kterém jsme využili SAC je laserový systém PALS. Zde byl detektor umístěn 50 cm od zadní strany terče. Jak je patrné ze schématu (obrázek 40), střed moderátoru byl umístěn ve stejné výšce jako terč. Jako materiál terče byl použit polyetylen obohacený deuteriem s tloušťkou 0,5 mm (obrázek 41). Terč byl ozařován 300 ps dlouhým fokusovaným laserovým impulzem s energií okolo 600 J. Experiment je schematicky znázorněn na obrázku 40 a naměřené hodnoty shrnuje tabulka 11.



Obrázek 40. Schéma rozložení diagnostiky při experimentu na PALS



Obrázek 41. Schéma dvou terčů, do kterých byl fokusován laserový paprsek.



Obrázek 42. Umístění detektoru vzhledem k terčové komoře, 80 mm od komory, 500 mm od terče,

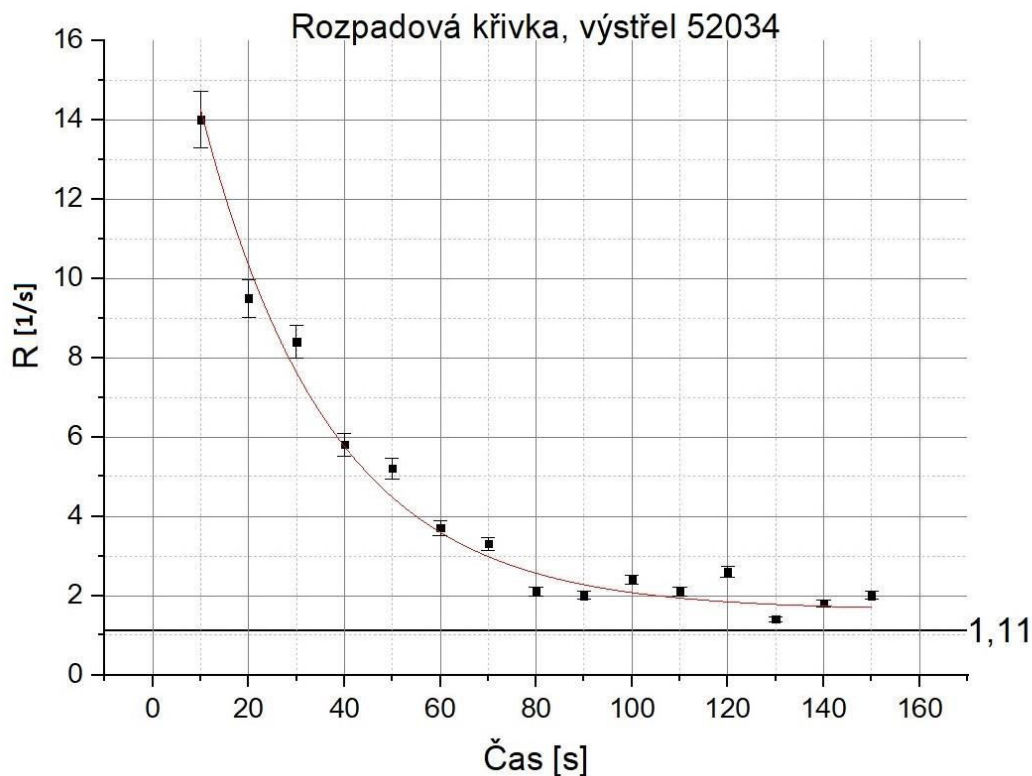
PALS

11 Experimenty na laserovém systému PALS

Čas výstřelu datum/čas	Číslo výstřelu	Energie svazku [J]	Délka pulzu [ps]	Materiál terče	Neutronový zisk za výstřel
08.01.2018 / 10:15	52024	632	294	DP	$4,92 \times 10^7$
08.01.2018 / 16:09	52032	595	-	DP	$3,28 \times 10^6$
08.01.2018 / 16:52	52033	577	300	2DP	$3,41 \times 10^6$
09.01.2018 / 09:45	52034	705	270	2DP	$5,16 \times 10^7$
09.01.2018 / 10:33	52035	606	327	2DP	$2,11 \times 10^7$
09.01.2018 / 11:13	52036	602	295	P	$2,71 \times 10^7$
11.01.2018 / 10:08	52053	632	294	2DP	$3,43 \times 10^7$

Tabulka 10. Shrnuté údaje o výstřelech na laserovém systému PALS. DP - polyetylén obohacený deuteriem, 2DP - polyetylén obohacený deuteriem + sekundární terč, P - polyetylen

U tří vybraných výstřelů jsme opět zaznamenali hodnoty na čítači s periodou 10 s po dobu 3 minut. Z těchto údajů jsme zkonstruovali rozpadové křivky. Příklad takové křivky je ukázán na obrázku 43.



Obrázek 43. Rozpadová křivka pro výstřel číslo 52034, PALS

Z teoretického rozboru vyplývá, že laserový systém PALS je schopný při vhodné konfiguraci dosáhnout neutronového zisku 2×10^9 a účinnosti produkce neutronů 3×10^6 n/J [26] (neutronů na jednotku energie laserového svazku). Z výsledků experimentů, které jsme prováděli ve dnech 8.01.2018 až 11.01.2018 dostáváme maximální naměřený neutronový zisk $5,16 \times 10^7$ neutronů za výstřel při využití sekundárního terče (sekundární terč slouží k záchytu unikajících rychlých deuteronů, které se tak mohou účastnit jaderných reakcí a produkovat neutrony, viz kapitola 5.6) a maximální účinnost $7,85 \times 10^4$ n/J.

12 Závěr

12.1 Výsledky kalibrace SAC

Stříbrem aktivovaný čítač (SAC) navržený A. Pavlátem [16] byl zkalibrován pomocí neutronového zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ s neutronovým ziskem $7,8 \times 10^6$ neutronů za sekundu ve vzdálenostech 40, 50 a 60 cm od zdroje. Výsledné kalibrační koeficienty K_1 a K_2 byly získány pomocí metody nejmenších čtverců.

K_1	$0,034 \pm 0,001$
K_2	$0,299 \pm 0,006$

Tabulka 11. Výsledné kalibrační koeficienty

Následně byl SAC experimentálně využit na plazmatickém fokusu PFZ-200 na ČVUT FEL v Praze a laserovém systému PALS. Při experimentu na zařízení PFZ-200 byly naměřené hodnoty porovnány s dříve kalibrovanou scintilační neutronovou diagnostikou (ToF). Zde byly naměřené drobné odchylky v hodnotách obou diagnostik, řádově okolo $\Delta = \pm 0,5 \times 10^7$ neutronů za výstřel. Tento jev jsme vysvětlili v sekci 10.1 jako důsledek rozptylu neutronů na větší vzdálenosti a anizotropního rozdělení neutronového toku, jelikož detektor SAC byl položen v jiném směru a jiné vzdálenosti než ToF detektor.

Při měření jsme také zaznamenávali rozpadové křivky izotopů stříbra, které jsme následně vynesli do grafů.

12.2 Shrnutí využitelnosti SAC

Jeden z cílů této práce bylo také zjistit, zda lze použitý detektor využívat na zařízení PFZ-200, případně na laserovém systému PALS. K problémům dochází zejména kvůli velkým elektromagnetickým impulsům, které jsou přítomny při experimentech na těchto zařízeních a také velice krátká doba impulsů (řádově jednotky až desítky ns). Výsledky této práce ukazují, že SAC lze použít na obou zmíněných zařízeních.

Dále je důležité se podívat na rozsah čítače a upravit pozici detektoru v závislosti na očekávaném neutronovém zisku. Rozsah SAC detektoru lze teoreticky vypočítat z rovnice (29) pro různé vzdálenosti. Pokud pro vzdálenost 40 cm (umístění při experimentech na PFZ-200) dosadíme nejmenší načítanou hodnotu $C_{Ag} = 1$ vyjde nám, že neutronový zisk pro tento případ je roven

$8,34 \times 10^4$ neutronů za výstřel. Naopak při dosažení maximálního možného počtu $C_{Ag} = 9999$, jelikož display SAC je čtyřmístný, dostaneme hodnotu neutronového zisku $8,34 \times 10^8$ neutronů za výstřel. Pro zařízení PFZ-200 je tedy rozsah ve vzdálenosti 40 cm dostačující, jelikož jeho neutronový zisk se pohybuje kolem hodnoty 2×10^7 neutronů za výstřel. Při využití čítače na zařízeních, kde dochází k vyšším neutronovým ziskům, jako je například laserový systém PALS při využití sekundárního terče, je již nutné SAC umístit do větších vzdáleností. Případně, dojde-li k načítání maximálního zobrazitelného údaje 9999, dojde k resetování a hodnotu načítanou po resetování lze přičíst k hodnotě 9999 a získat tak skutečný údaj. Shrnutí maximálních a minimálních měřitelných hodnot pro vybrané zařízení je v tabulce 13.

Zdroj neutronů	Průměrný neutronový zisk	Doporučená vzdálenost SAC	Minimální měřitelná hodnota neutronového zisku	Maximální měřitelná hodnota neutronového zisku
PFZ-200	2×10^7	40 cm	$8,34 \times 10^4$	$8,34 \times 10^8$
PALS	4×10^8	50 cm	$1,22 \times 10^5$	$1,22 \times 10^9$
PALS + sekundární terč	2×10^9	80 cm	$3,12 \times 10^5$	$3,12 \times 10^9$
PF-1000	2×10^9	80 cm	$3,12 \times 10^5$	$3,12 \times 10^9$

Tabulka 12. Doporučené vzdálenosti uložení moderátoru SAC na vybraných zařízeních

12.3 Výhled do budoucna

Kalibrovaný detektor SAC byl navržen pro experimenty na zařízení PFZ-200 na katedře fyziky ČVUT FEL, z těchto důvodů je možné na tuto práci navázat měřením neutronového zisku při různých konfiguracích elektrod, v rozdílné vzdálenosti či směru od osy pinče. Dále je možné pokračovat ve zdokonalování detektoru, zejména vytvořením softwarového rozhraní a propojení s výpočetní jednotkou, která by mohla zaznamenávat a třídit příchozí data. V neposlední řadě se předpokládá použití kalibrovaného detektoru SAC na plánovaném novém Z-pinči na ČVUT-FEL.

Tato práce byla přednesena na mezinárodní konferenci POSTER 2018 pod názvem Calibration of the Silver Activation Counter of Neutrons for Laser System and Plasma Focus Experiments, kde získala ocenění v sekci Natural Science.

Seznam obrázků

Obrázek 1. Vliv Lorentzovy síly na vodivý kanál.[27].....	3
Obrázek 2. Schéma pro Z-pinč [6].....	4
Obrázek 3. Schéma pro θ -pinč [6]	4
Obrázek 4. Koncept X-pinče [22]	4
Obrázek 5. Žlábková nestabilita [6].....	6
Obrázek 6. Hadí nestabilita [6]	6
Obrázek 7. Magnetohydrodynamická nestabilita [6].....	6
Obrázek 8. Ukázka magnetického pinče z plazmatického fokusu typu Mather [6]	7
Obrázek 9. Náhradní RLC obvod plazmatického fokusu [7].....	8
Obrázek 10. Neutronové signály (modrý a červený), PIN dioda (žlutý) a MCP diagnostika (zelený) signál. Čas nula označuje čas pinče.	9
Obrázek 11. Proudový signál. Čas nula označuje přibližně čas pinče	9
Obrázek 12. Blokové schéma zařízení PFZ-200 [21].....	11
Obrázek 13. Záznam z MCP diagnostiky na zařízení PFZ-200, ukázkový výstřel	12
Obrázek 14. Znázornění deexcitačního procesu jódu [9]	14
Obrázek 15. Schématické znázornění cirkulace aktivní látky [9].....	15
Obrázek 16. Ukázka prostorového uspořádání laserové systému PALS [9].....	16
Obrázek 17. . Schéma oscilátoru v zařízení PALS [9].....	17
Obrázek 18. . Znázornění jednoho modulu zesilovače v zařízení PALS [9]	18
Obrázek 19. Schéma prostorového filtru použitého na laseru PALS [9]	18
Obrázek 20. Schéma terčů laseru PALS. Primární terč (v levé části obrázku) je na fokusu laserového svazku, sekundární terč je naproti primárnímu (vpravo), vzdálen 5 cm. [26]	19
Obrázek 21. Spektrum energie neutronů pro spontánní štěpení ^{252}Cf [11].....	21
Obrázek 22. Závislost neutronového zisku na tloušťce materiálu Be [11]	22
Obrázek 23. Spektrum energie neutronů pro zdroj ^{239}Pu -Be, obsahující 80 g plutonia.[11].....	23
Obrázek 24. Spektrum ^{241}Am -Be zdroje. [12]	24
Obrázek 25. Typická dvouvrstvá konstrukce Be (α ,n) zdroje. [13]	25
Obrázek 26. Účinný průřez dvou isotopů stříbra ^{107}Ag a ^{109}Ag [14].....	28
Obrázek 27. Příklad stříbrového aktivačního detektoru. [14].....	29
Obrázek 28. Schéma pracoviště laboratoře dozimetrie.....	33
Obrázek 29. Umístění detektoru 40 cm horizontálně od držáku.....	34
Obrázek 30. Vložený ^{241}Am -Be zdroj do držáku.....	34
Obrázek 31. Vyobrazení rozdílů ve vzdálenosti středu a stran moderátoru od zdroje.....	36

Obrázek 32. Ukázka proložení hodnot exponenciální funkcí (24) a výsledné kalibrační koeficienty, zde označené A_1 a A_2	37
Obrázek 33. Rozpadová křivka pro vzdálenost 50 cm.....	37
Obrázek 34. Schéma experimentu na PFZ-200	38
Obrázek 35. Umístění moderátoru SAC při experimentu na zařízení PFZ-200	39
Obrázek 36. Rozpadová křivka pro výstřel číslo 4, PFZ-200	41
Obrázek 37. MCP záznam pro výstřel číslo 4.....	41
Obrázek 38. Záznam neutronových signálů ze scintilačních detektorů (modrý a světle modrý signál), výstřel 4.....	42
Obrázek 39. Závislost počtu vzniklých neutronů na úhlu srážek deutronů [21].....	43
Obrázek 40. Schéma rozložení diagnostiky při experimentu na PALS	44
Obrázek 41. Schéma dvou terčů, do kterých byl fokusován laserový paprsek.....	45
Obrázek 42. Umístění detektoru vzhledem k terčové komoře, 80 mm od komory, 500 mm od terče, PALS	45
Obrázek 43. Rozpadová křivka pro výstřel číslo 52034, PALS.....	47

Seznam tabulek

Tabulka 1. Shrnutí základních parametrů PFZ-200 [8].....	11
Tabulka 2. Základní parametry laseru PALS [9].....	13
Tabulka 3. Shrnutí základních parametrů zesilovačů [9].....	17
Tabulka 4. Shrnutí parametrů různých Be(α ,n) neutronových zdrojů [11].....	22
Tabulka 5. Hodnoty záření pozadí v laboratoři dozimetrie UJF AV	35
Tabulka 6. Hodnoty rozpadových konstant izotopů stříbra ^{107}Ag a ^{109}Ag	35
Tabulka 7. Shrnutí výsledných kalibračních koeficientů pro různé vzdálenosti.....	36
Tabulka 8. Hodnoty záření v laboratoři PFZ-200	39
Tabulka 9. Shrnutí důležitých hodnot výstřelů na zařízení PFZ-200.....	40
Tabulka 10. Shrnuté údaje o výstřelech na laserovém systému PALS. DP - polyetylén obohacený deuteriem, 2DP - polyetylén obohacený deuteriem + sekundární terč, P - polyetylen	46
Tabulka 11. Výsledné kalibrační koeficienty	48
Tabulka 12. Doporučené vzdálenosti uložení moderátoru SAC na vybraných zařízeních	49

Seznam zkratk

SAC	-	Silver Activation Counter
ToF	-	Time of Flight
PALS	-	Prague Asterix Laser System
DP	-	Deuterated polyethylene
UJF AV	-	Ústav Jaderné Fyziky Akademie Věd
MCP	-	micro-channel plate

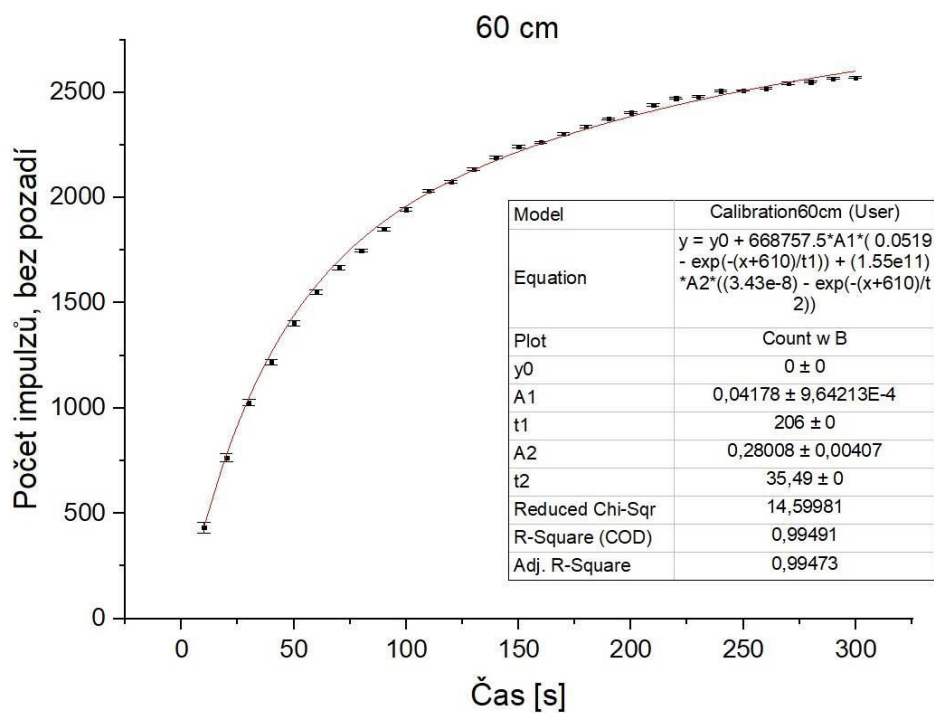
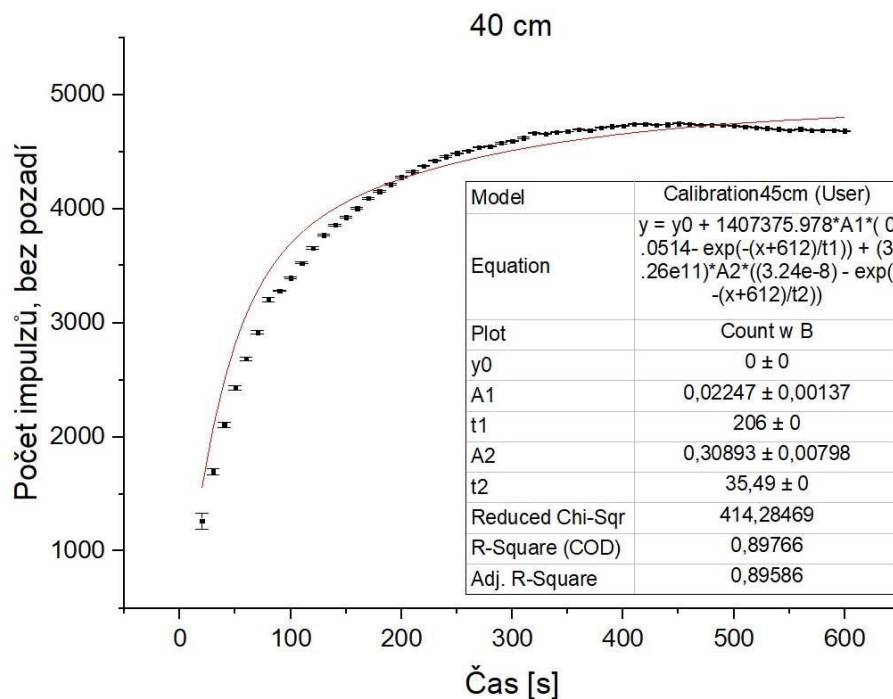
Reference

- [1] Sedm vážných problémů, které způsobují obnovitelné zdroje. Ekonomický deník - Informace pro informované [online]. Dostupné z: <http://ekonomicky-denik.cz/7problemu-pri-rozvoji-obnovitelnych-zdroju/>
- [2] Reaktory 4. generace – rychlé reaktory FNR a další. OEnergetice.cz [online]. Dostupné z: <http://oenergetice.cz/elektrina/reaktory-4-generace-rychle-fnr-a-dalsi/>
- [3] Globální spotřeba energie vzroste do roku 2035 o třetinu, uvádí studie BP. OEnergetice.cz [online]. Dostupné z: <http://oenergetice.cz/elektrina/globalni-spotreba-energie-vzroste-do-roku-2035-o-tretinu-uvadi-studie-bp/>
- [4] ITER - the way to new energy [online]. Dostupné z: <https://www.iter.org/proj/inafewlines#1>
- [5] OKD | Uhlí ve světě. [online]. Dostupné z: <https://www.okd.cz/cs/tezime-uhli/soucasnost-u-nas-i-ve-svete/uhli-ve-svete>
- [6] P. Kubeš, Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika, Skriptum FEL ČVUT, Praha, 2004
- [7] M. Scholz, Plasma-Focus: And Controlled Nuclear Fussion, Krakow 2014, ISBN 978-83-63542-56-6
- [8] P. Kubeš: Silnoproudé výboje, Skriptum FEL ČVUT, Fakulta elektrotechnická. [online]. Dostupné z: <https://www.fel.cvut.cz/cz/vv/tymy/vyboje>
- [9] Laser PALS, [online]. Dostupné z: <http://www.pals.cas.cz/cz/laser/>
- [10] Použité jaderné palivo - Elektrárny - Svět energie.cz. Svět Energie - Svět energie.cz [online]. Dostupné z: <https://www.svetenergie.cz/cz/elektrarny/jaderne-elektrarny/pouzite-jaderne-palivo>
- [11] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 1999, ISBN 0-471-07338-5
- [12] M. N. Thompson, J. M. Taylor, Neutron Spectra From Am- α -Be and Ra- α -Be Sources, University of Melbourne, Australia, 1965
- [13] Edgar A. Lorch, Neutron Spectra of $^{241}\text{Am}/\text{B}$, $^{241}\text{Am}/\text{Be}$, $^{241}\text{Am}/\text{F}$, $^{242}\text{Cm}/\text{Be}$, $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ and ^{252}Cf Isotopic Neutron Sources, Amersham, Bucks, England, 1973
- [14] J. Cikhardt, High Energy Density Plasma Diagnostics Using Neutron and Gamma Detectors, Doctoral thesis, ČVUT FEL, Praha, 2017

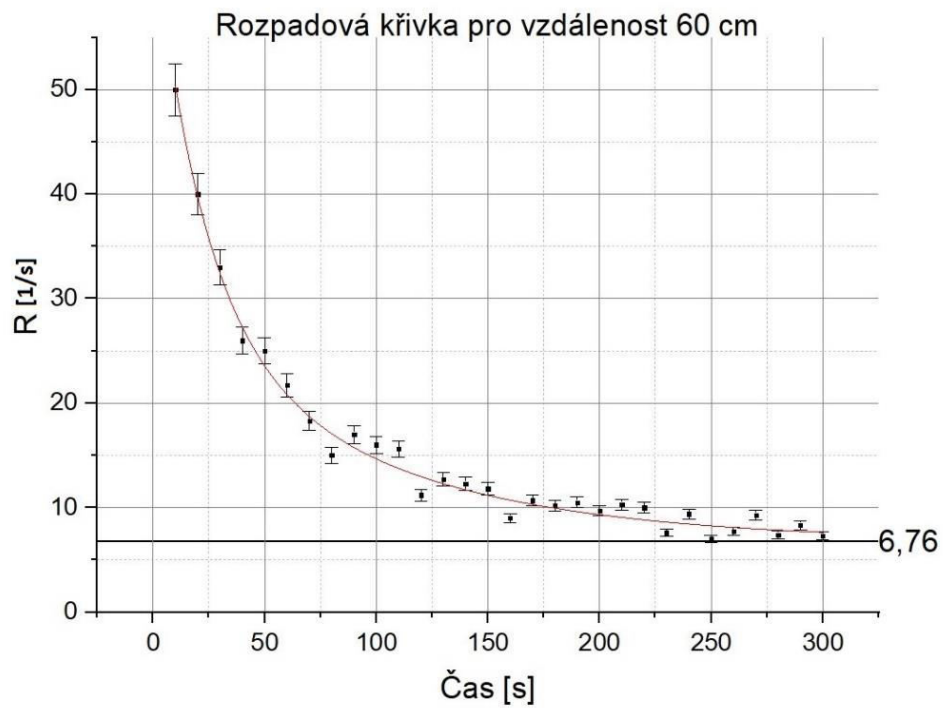
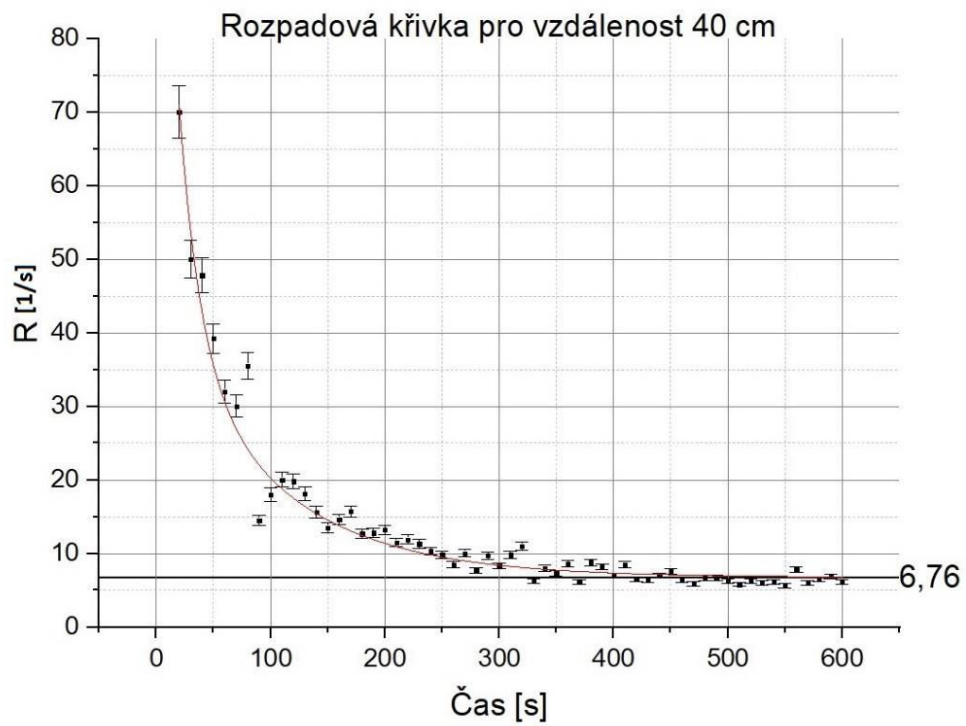
- [15] Robert J. Lanter, Daniel E. Bannerman, The Silver Counter, A Detector for Burst of Neutrons, University of California, Los Alamos, 1966
- [16] Adam Pavlát, Detektor fúzních neutronů, Bakalářská práce, ČVUT FEL, Praha, 2016
- [17] Ed Gerstner, The Hybrid returns, časopis NATURE, vydání 460, 2009
- [18] J. H. Degnan, P. J. Turchi, R. E. Siemon, Comparison of Z-pinch and Theta-pinch drive for implosion of solid liners suitable for compression of Field Reversed Configuration, Plasma Science, 2002
- [19] O. Buneman, The Bennett Pinch, Plasma Physics, New York, 1961
- [20] Kde jsou zásoby thoria? Akademon [online]. Dostupné z: <http://www.akademon.cz/Article/Detail?name=Kde%20jsou%20zasoby%20thoria&source=0113>
- [21] Ondřej Šíla, Energetické spektrum neutronů z reakce D-D v plazmatickém fokusu, Diplomová práce, ČVUT FJFI, Praha 2012
- [22] Sinars, Daniel & Gregorian, Lev & Hammer, David & Maron, Yitzhak. (2004). Plasma imaging and spectroscopy diagnostics developed on 100-500-kA pulsed power devices. Proceedings of the IEEE. 92. 1110 - 1121. 10.1109/JPROC.2004.829010.
- [23] M. Řípa, J. Mlynář, V. Weinzetl, F. Žáček, Řízená termojaderná fúze pro každého, Praha, 2005
- [24] F. F. Chen: Úvod do fyziky plazmatu, Academia, Praha, 1984
- [25] T. W. Crane, M. P. Baker, Neutron Detectors, Los Alamos National Laboratory, 1999
- [26] D. Klír, J. Krasa, J. Cikhardt, a kol.: Efficient neutron production from sub-nanosecond laser pulse accelerating deuterons, Praha, 2015, doi: 10.1063/1.4931460
- [27] Why are all Z-pinch devices like the Perhapsatron inherently unstable? [online]. Dostupné z: <https://www.quora.com/Why-are-all-Z-pinch-devices-like-the-Perhapsatron-inherently-unstable>

Přílohy

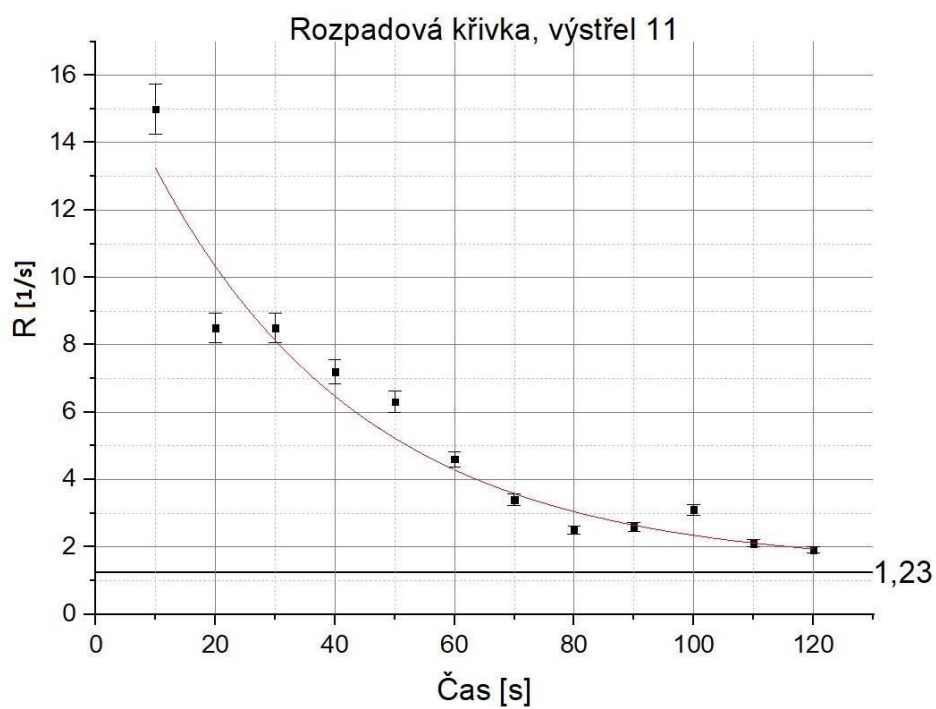
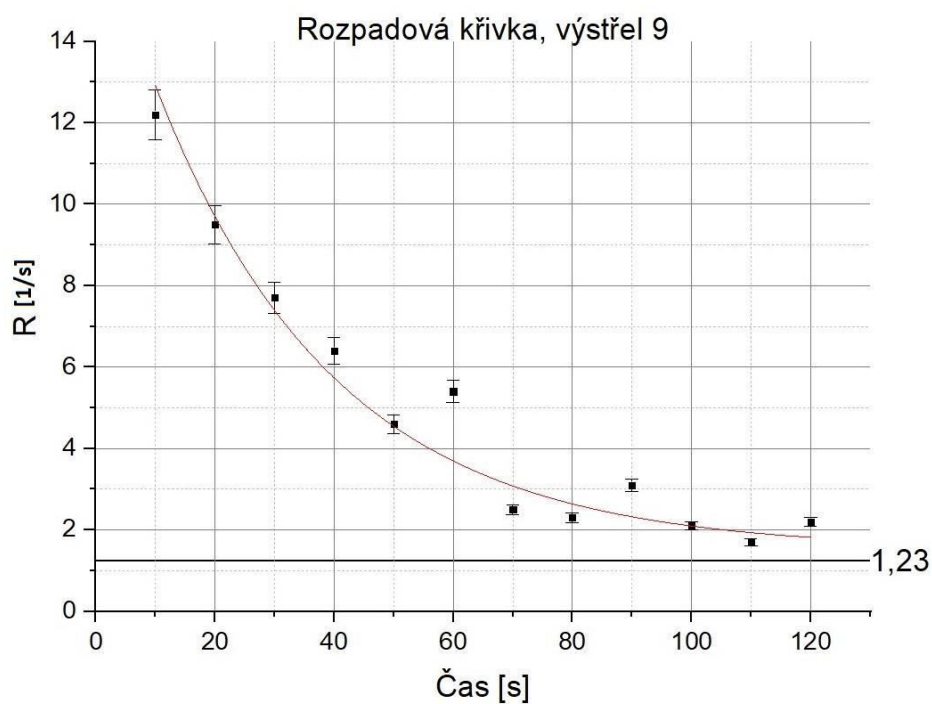
- i. Proložení hodnot načítaných impulzů exponenciální funkcí (24), zjištění výsledných kalibračních koeficientů (v obrázcích koeficienty A1 a A2). Vzdálenosti 40 a 60 cm.



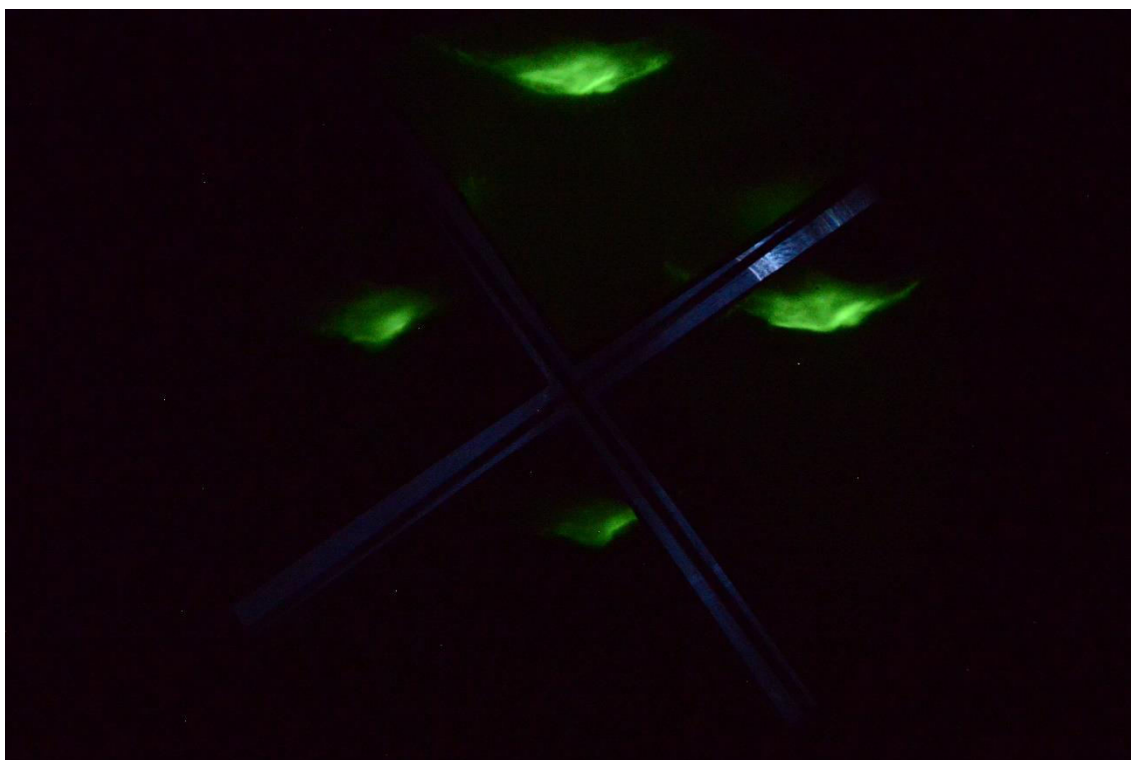
ii. Rozpadové křivky pro vzdálenosti 40 a 60 cm. Laboratoř dozimetrie.



iii. Rozpadové křivky z experimentů na PFZ-200. Výstřel číslo 9 a 11.



iv. MCP záznamy pro výstřel číslo 9, laboratoř PFZ-200



v. Rozpadové křivky pro výstřely číslo 52036 a 52053, laboratoř PALS.

