

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ

KATEDRA KYBERNETIKY



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Detektor fúzních neutronů

Autor: Adam Pavlát

Vedoucí práce: Ing. Jakub Cikhardt

Praha, květen 2016

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta elektrotechnická

Katedra kybernetiky

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Adam Pavlát
Studijní program: Kybernetika a robotika (bakalářský)
Obor: Robotika
Název tématu: Detektor fúzních neutronů

Pokyny pro vypracování:

Úkolem je nastudovat základní principy jaderné fúze, Z-pinčů, plasmatických fokusů a neutronové detekce. Na základě nastudovaných znalostí student vypracuje stručnou rešerši obsahující přehled a popis neutronových detektorů používaných ve výzkumu inerciální jaderné fúze. V rešerši bude obsažen přehled neutronových detektorů používaných při experimentech na Z-pinčích a plasmatických fokusech. Na rešerši bude navazovat diskuze a návrh konstrukce konkrétního neutronového detektoru vhodného pro detekci neutronů na zařízení PFZ-200 na katedře fyziky FEL ČVUT v Praze.

Seznam odborné literatury:

- [1] J. Mlynář, M. Řípa, V. Weintzettel, F. Žáček: Řízená termojaderná fúze pro každého, 3. vydání, Ústav fyziky plazmatu Akademie věd České republiky, ISBN 80-902724-7-9, Praha 2011
- [2] R. J. Lanter: The Silver Counter A Detector for Bursts of Neutrons, LANL, LA-3498-MS, Los Alamos, 1966
- [3] J. Čech: Digitální dozimetr s mikrokontrolérem AVR, Praktická Elektronika č.6, 2014, ISSN 1804-7173
- [4] P. Kubeš: Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika, Skriptum FEL ČVUT, Praha 2004
- [5] M. A. Liberman, J. S. De Groot, A. Toor, R. B. Spielman: Physics of High-Density Z-Pinch Plasmas, Springer, New York, 1998, ISBN 0-387-98568-9
- [6] D. Klír: Studium XUV a měkkého rentgenového záření v magnetických pinčích, Diplomová práce FJFI ČVUT, Praha 2002
- [7] P. Kubeš: Influence of Self-organized Axial Magnetic Field on Neutron Production in Z-Pinch Discharges, Kudowa Summer School, "Towards Fusion Energy", 11-15.06.2012, Kudowa Zdroj, Poland

Vedoucí bakalářské práce: Ing. Jakub Cikhardt

Platnost zadání: do konce letního semestru 2016/2017

L.S.

prof. Dr. Ing. Jan Kybic
vedoucí katedry

prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.
děkan

V Praze dne 17. 12. 2015

Anotace

V úvodu si představíme termionukleární fúzi, princip magnetického pinče a fáze plazmatického fokusu. Následně sumarizujeme základní principy neutronové detekce. Pátá sekce ukazuje návrh a vyhotovení stříbrem aktivovaného neutronového detektoru, který bude sloužit jako časově integrační detektor a bude používán k měření neutronových dávek během experimentů na zařízení PFZ-200, které je umístěno na katedře fyziky FEL ČVUT. Zaměříme se zde na technické parametry částí detektoru, které jsou mimo jiné několika set voltový zdroj pro GM trubici, čítač pulzů, displej a moderátor neutronů. Rychlé neutrony z DD reakce musí být moderovány, protože pak budou mít mnohem větší účinný průřez pro neutronový záchyt v Ag folii, což je princip, který sestrojený detektor využívá.

Klíčová slova

termojaderná fúze, z-pinč, plazmatický fokus, detektor neutronů, Geiger-Müllerův čítač, moderátor neutronů, zařízení PFZ-200

Annotation

In first, we shortly present a thermonuclear fusion, the principle of magnetic pinch and the phases of a plasmatic focus. Then we describe the principles of neutron detection. The fifth section is dedicated to the design of the silver activated neutron detector, which will serve as a time integrated detector at experiments with nuclear fusion as well as a daily dose detector, which will consist statistics in the interest of safety directives in laboratories. We will concentrate on the technical proposal, especially on the power supply for GM tube, counter of impulses, and the principle of activation Ag foil by neutrons. The fast neutrons from DD reaction must be moderated, in the order to increase the effective cross section of the neutron catch of the Ag foil.

Keywords

thermonuclear fusion, z-pinch, plasmatic focus, neutron detector, Geiger-Müller counter, moderator of neutrons, PFZ-200 device

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

Za nekonečnou trpělivost a ochotu bych chtěl poděkovat Ing. Jakobovi Cikhardtovi, vedoucímu mé bakalářské práce, jehož entuziasmus je mi vzorem. Dále bych chtěl poděkovat prof. RNDr. P. Kubešovi, CSc., doc. Ing. J. Kravárikovi, CSc. a celé skupině silnoproudých výbojů na katedře fyziky FEL ČVUT, kteří se mnou vždy byli ochotni sdílet své bohaté zkušenosti a vědomosti.

Obsah

1	Termojaderná fúze	1
1.1	Motivace	1
1.2	Princip	1
2	Magnetický pinč	3
2.1	Pinč efekt	5
2.2	Ekvilibrium	6
2.3	Základní nestability	7
3	Plazmatický fokus	8
3.1	Fáze průrazu	10
3.2	Osová fáze	11
3.3	Radiální fáze	11
4	Principy neutronové detekce	12
4.1	Jaderná reakce vyvolaná neutrony	12
4.2	Neutronové detektory	13
4.2.1	Ionizační detektory s plynovou náplní	13
4.2.2	Scintilační detektory	16
4.2.3	Polovodičové detektory	17
4.2.4	Bublinkové detektory	17
5	Návrh detektoru pro zařízení PFZ-200	18
5.1	Vlastní návrh detektoru	18
5.2	Moderátor	19
5.3	Napěťový zdroj pro GM trubice	20
5.4	Programování mikroprocesoru	21
5.5	Modulární systém NIM	22
5.6	Foto hotového přístroje/sestavy	23
5.7	Testování přístroje	23
6	Závěr	26
6.1	Shrnutí možností dosažení termojaderné fúze	26
6.2	Neutronová diagnostika	26
6.3	Zhodnocení návrhu a sestavení detektoru	26

1 Termojaderná fúze

Jadernou energii můžeme získat buď štěpením těžkých prvků (například prvky ^{235}U , ^{239}Pu)¹ nebo slučováním prvků lehkých (například $^2\text{H} + ^3\text{H}$)². Slučování za vysokých teplot je nazýváno jako termojaderná nebo termonukleární fúze.

1.1 Motivace

Teoretický fyzik a kosmolog Stephen Hawking při rozhovoru s redaktorem novinářské společnosti TIMES v roce 2010 na otázku ve volném překladu: „Který vědecký objev nebo pokrok byste chtěl ve svém životě zažít?“³ odpověděl: „Chtěl bych, aby se nukleární fúze stala praktickým zdrojem energie. Poskytlo by to velké zásoby energie, a to bez znečištění nebo globálního oteplování.“^[6] Tato odpověď dobře vyjadřuje základní motivaci k výzkumu termojaderné fúze.

Podle [2]-strana 23 se odhaduje, že zásoba fosilních paliv vydrží přibližně 200 až 250 let u uhlí, nicméně u ostatních paliv jako je například ropa nebo zemní plyn tato doba nepřevyšuje 70 let. Dále jsou zde obnovitelné zdroje energie. Solární konstanta určuje výkon dopadajícího slunečního záření na povrch planety⁴ a je přibližně $1 \text{ kW}/\text{m}^2$ (při kolmém dopadu záření na panel a úplně jasné obloze), tento výkon se distribuuje do ekosystému na Zemi. Pomocí fotovoltaických panelů bychom mohli převést tento výkon do elektrické energie, ale jen s velmi malou účinností, (účinnost fotovoltaických panelů, změny počasí, atd.) výsledný výkon by mohl být přibližně $200 \text{ W}/\text{m}^2$. Lze tedy předpokládat, že se fotovoltaické systémy nemohou stát majoritním zdrojem energie. Další možností by bylo štěpení těžkých prvků, to má ale mnoho nevýhod, a to například malé zásoby (podle [2] ne více než na 90 let bez recyklace použitého paliva) použitelných jaderných paliv. Dvě další velké nevýhody jsou v nebezpečí jaderné katastrofy a v nutnosti skladování vyhořelého jaderného paliva s dlouhým poločasem přeměny⁵.

Uvedené nedostatky řeší termonukleární fúze. Pro první elektrárny se předpokládá, že budeme jako palivo používat Deuterium D a Tritium T , kde D získáme například z obyčejné vody a T , které je radioaktivní, budeme vyrábět přímo v elektrárně. Výroby T přímo v elektrárně s sebou nese mnoho výhod, a to zejména odstranění nutnosti převážet radioaktivní materiál do elektrárny. Další faktor posilující bezpečnost je znatelný při porovnání štěpné a představy budoucí fúzní elektrárny, kde ve štěpné elektrárně musí být přítomno i několik tun radioaktivního materiálu v jeden okamžik. Naproti tomu u fúzní jaderné elektrárny by v daném okamžiku bylo v komoře přítomno jen několik málo gramů paliva, které navíc vystačí jen na několik desítek sekund hoření. To znamená, že tento typ reaktoru bude bezpečnější vůči případnému výbuchu.

1.2 Princip

Principiálně můžeme tvrdit, že jaderná fúze je inverzní děj k jadernému štěpení. Jak již jsme uvedli, při jaderné fúzi se snažíme sloučit jádra dvou prvků v jedno. Při tomto procesu chceme uvolnit energii, která by se dala zužítkovat. Podle Einsteinovo vztahu pro korespondenci energie a hmoty můžeme psát energii reakce E_T jako [5]

$$E_T = (\sum m_i - \sum m_j)c^2$$

¹Kde horní index značí počet nuklidů prvku, tj. počet protonů a neutronů v jádru atomu

²Někdy označováno jako $D + T$, tedy Deuterium + Tritium

³V původním znění:

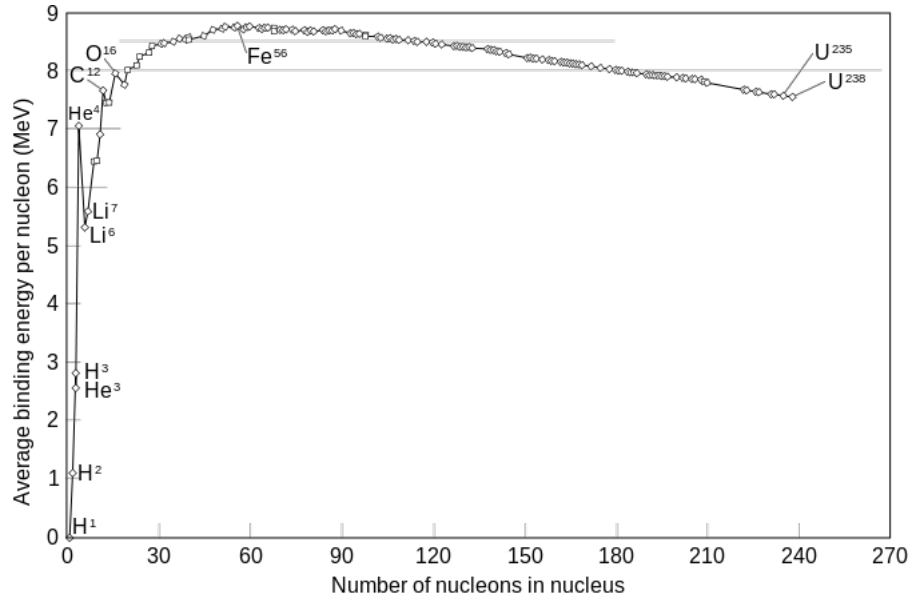
otázka: „Which scientific discovery or advance would you like to see in your lifetime? ” -Luca Zanzi, ALLSTON, MASS

odpověď: „I would like nuclear fusion to become a practical power source. It would provide an inexhaustible supply of energy, without pollution or global warming.” -Stephen Hawking

⁴Po průchodu atmosférou (nad ní je tato hodnota přibližně 7x větší)

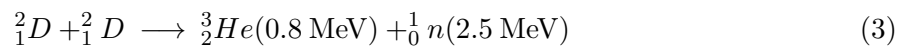
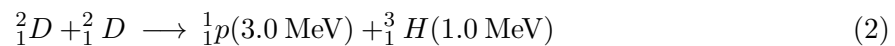
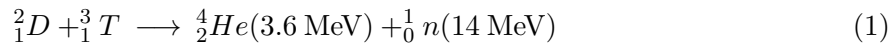
⁵Poločas přeměny je označení doby, za kterou se přeměnění právě polovina celkového počtu jader v daném vzorku

kde m_i jsou klidové hmotnosti do reakce vstupující a m_j jsou klidové hmotnosti prvků z reakce vystupující, c je rychlost světla. Připomeňme, že pokud by platila relace $E_T < 0$, pak by byla reakce endoenergetická (energie by se ztrácela). U nás je tomu právě naopak, tedy platí, že $E_T > 0$, a tedy reakce termojaderné fúze je exoenergetická. Exoenergetičnost fúzní jaderné reakce však platí pouze u prvků lehčí než ${}^{56}\text{Fe}$, jak naznačuje obrázek 1. Podotkněme, že separační energie je energie připadající na jeden nukleon.



Obrázek 1: Závislost separační energie na nukleonovém čísle [8]

Uvedme 3 typy fúzních reakcí



Jako pro fúzi výhodnou reakci můžeme uvažovat sloučení Deuteria s Tritiem (DT reakce) [3], což je naznačeno ve vztahu (1), protože tato reakce má ze tří uvedených největší účinný průřez⁶, tedy tyto srážky mají větší pravděpodobnost než $D + D$. Nicméně Tritium (T) můžeme označit za β zářič, který svou podobností vodíku⁷ může působit negativně na případně přítomné organismy. Tritium se také nevyskytuje ve volné přírodě, je nutné ho vyrobit uměle. Výhodou DT reakce je nižší zápalná teplota plazmatu zhruba 10 keV⁸, což je menší než u DD reakce, která potřebuje 500 keV. Vztahy (2) a (3) můžeme označit jako DD reakce a tyto jsou přibližně stejně pravděpodobné.

Termojaderné fúze, jak název napovídá, se dosahuje tím, že se látka zahřeje na velmi vysokou teplotu, tím se ionizuje a vznikne plazma. Se zvyšující se teplotou látky se zvětšuje i střední kinetická rychlost a tím i kinetická energie a srážky mezi částicemi jsou více pravděpodobné až mají částice tolik energie, že dokáží překonat Coulombické bariéry a jaderné síly krátkého dosahu způsobí, že se jádra sloučí. Praktická podmínka udržení plazmatu, který své teplo přirozeně

⁶Je tomu tak díky rezonančnímu mechanismu, kdy součet klidových hmotností D a T dá hodnotu blízkou klidové hmotnosti ${}^5\text{He}$, které je ale vysoce nestabilní, a proto se principiálně jedná o rezonanční záchyt.

⁷S nezanedbatelnou pravděpodobností ho může nahradit.

⁸1 eV \approx 11 605 K

odvádí pryč ze systému, je popsána Lawsonovým kritériem popisuje relaci užitku, je to tedy podmínka, která má zaručovat to, aby se při reakci vyprodukovalo více energie než se do systému dodá. Lawsonovo kritérium [2]

$$\rho T \geq f(T) \quad (4)$$

kde ρ je hustota plazmatu a T je doba udržení velmi horkého plazmatu.

Vztah (4) můžeme vidět dvěma extrémními směry. Buďto budeme plasma udržovat při relativně malých tlacích a dlouhých časech nebo naopak. Uvedme tabulku s přibližnými hodnotami kombinací hustot (hustoty představují počet molekul ideálního plynu v cm^3) a časů udržení.

	$\rho \sim 10^{14} cm^{-3}$	$\rho \sim 10^{23} cm^{-3}$
$T \sim 1 s$	MCF	
$T \sim 10^{-9} s$		ICF

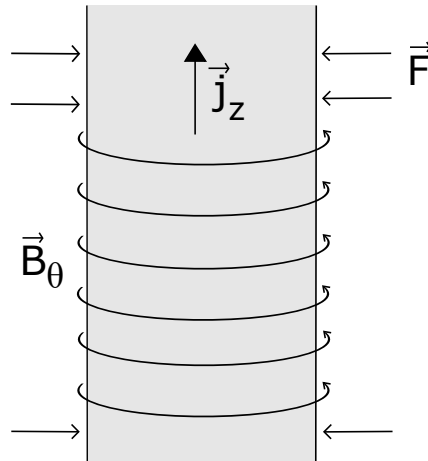
Tabulka 1: Srovnání extrémů Lawsonovo kritéria

kde MCF (Magnetic Confinement Fusion) představuje dlouhé udržení řídkého plazmatu magnetickým polem (tokamaky, stellarátory) a ICF (Inertial Confinement Fusion) značí krátkodobé inerciální udržení hustého plazmatu (laser, Z-pinč, plazmatický fokus a další). Inerciální proto, protože rychle zahřátá hmota nejdříve imploduje a následně exploduje, mezi těmito procesy existuje rovnováha nazývaná jako Bennettova podmínka. Hmotu v obou situacích drží vlastní setrvačnost - inertia.

2 Magnetický pinč

Magnetickým pinčem je ve fyzice plazmatu označována komprese elektricky vodivých filamentů magnetickým polem. Vodivá látka je většinou plazma, nicméně to může být i plyn nebo například tekutý kov. Pinče se v přírodě vyskytují běžně ve formě blesků, sluneční korony, slunečních erupcí a v dalších. V laboratořích se pinč ukázal jako první mechanismus, kterým bychom mohli docílit termojaderné syntézy, takové konfigurace jsou Z-pinč, θ -pinč nebo helikální pinč, který je tvořen spojením předchozích dvou.

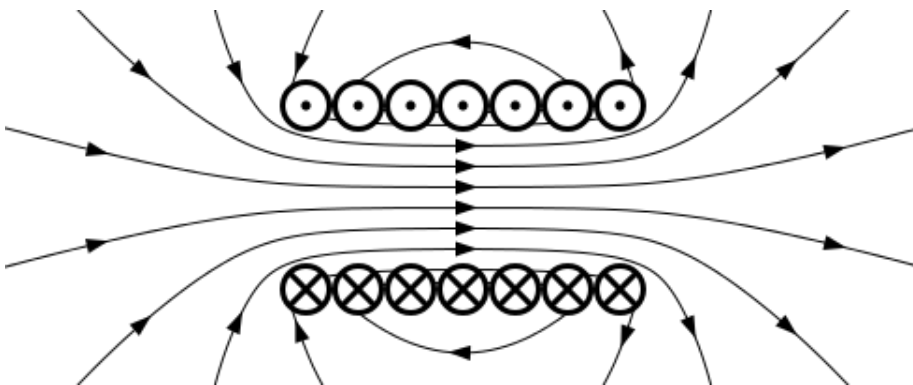
Z-pinč je konfigurace, ve které předpokládáme válcové uspořádání látky (plazmatu), kterýmžto protéká proud, jehož vektor \vec{j} je směrem shodný se směrem osy z kartézské souřadnicové soustavy. Díky proudu vznikne azimutální pole \vec{B} (kolmé na \vec{j}), jehož směr se řídí pravidlem pravé ruky a to stlačuje (pinčuje) Lorentzovou silou plazmatický válec. Tuto situaci můžeme vidět na Obrázek 2: Z-pinč



Obrázek 2: Z-pinč

kde $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$ je Lorentzova síla resp. její hustota, která je radiální a bude mít tedy směr do středu válce. Válec bude stlačován a tudíž se bude zvyšovat kinetické energie částic, což bude mít za následek zvýšení teploty. Rok 1946 se zapsal do historie tím, že v něm probíhal utajený výzkum potenciálních zdrojů neutronů pro výrobu atomových zbraní. Na výzkumu se podíleli především G. P. Thomson a M. Blackman a byl prováděn v Imperial College v Londýně v Anglii. Na toto téma byl vydán patent toroidálního termonukleárního reaktoru, ve kterém byl stěžejní prvek pinč efekt⁹ Byl to první patent ve věci pinčů. [2].

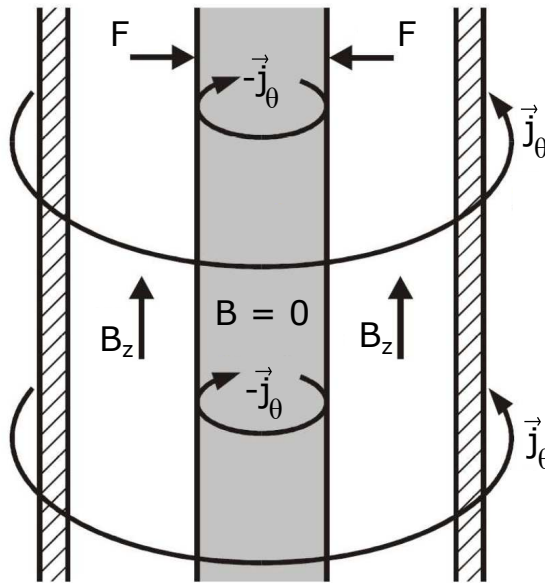
θ -pinč je komplementární k Z-pinči, to znamená, že proud je azimutální a magnetické pole axiální. Můžeme hledat analogii v solenoidu, což je podlouhlá cívka se závity, které jsou rovnoměrně rozmístěny po celé délce, která je většinou delší než poloměr. V takovém případě můžeme považovat magnetické pole uvnitř za konstantní, jak nám ukazuje Obrázek 3.



Obrázek 3: Ukázka solenoidu [7]

Jiný pohled na θ -pinč nám může poskytnout Obrázek 4. U něj vidíme, že proud \vec{j} se pohybuje v azimutálním směru. Avšak v plazmatu (označeno šedě) protéká proud opačným směrem, magnetická indukce \vec{B} má tedy axiální směr a uvnitř válce je \vec{B} nulové. Na vnitřní válec působí Lorentzova síla $\vec{F} = -\vec{j}_\theta \times \vec{B}_z$.

⁹Konkrétně v deuteriu při výkonu 9 MW

Obrázek 4: θ -pinč [4]

Helikální pinč vznikne tak, že spojíme princip Z a θ pinče. Magnetické silokřivky budou zkroucené do spirály a pinč se bude nacházet ve stabilním stavu. Zde proudová hustota \vec{j} i magnetická indukce \vec{B} budou mít axiální (z) a azimutální složky (θ). Jako u Z-pinče bude zde axiální proud generovat azimutální magnetické pole a jako u θ -pinče bude azimutální proud generovat axiální magnetické pole. Ve spirálovité struktuře, do které se helikální pinč po určitém čase dostane, má energetické minimum. Proud je veden podél spirál a tyto podélné proudy nazýváme Birkelandovy proudy. Z geometrie problému plyne, že hustota Lorentzovy síly $\vec{j} \times \vec{B}$ takovýchto proudů bude nulová. Helikální pinč je tedy pinč s Birkelandovými proudy [9].

Uvedli jsme dvě základní a jednu složenou konfiguraci magnetického pinče, konkrétně Z-pinč, θ -pinč a helikální pinč.

2.1 Pinč efekt

Jak jsme již uvedli u vysvětlení Z-pinče, uvažujeme válec, který je nekonečně dlouhý a kterým v ose z homogenně protéká proud I s proudovou hustotou \vec{j} . Maxwellova rovnice 5 ukazuje, že při rotaci vektoru magnetické intenzity \vec{H} musí existovat i proudová hustota \vec{j} a naopak.

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (5)$$

kde \vec{H} je vektor magnetické intenzity, \vec{j} je hustota indukčního proudu a Maxwellův posuvný proud $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ uvažujeme nulový (vztah tedy přejde do Ampérova zákona $\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{j}$). Dále využijeme Biotův-Savartův zákon v diferenciálním tvaru (6), který vyjadřuje vztah mezi pohybujícím se nábojem a magnetickou indukcí.

$$d\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu I d\vec{l} \times \vec{r}}{4\pi r^3} \quad (6)$$

kde $d\vec{B}$ je element vektoru magnetické indukce, \vec{r} je polohový vektor náboje, μ je permeabilita prostředí (ve vakuu $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$), $d\vec{l}$ je vektor proudového elementu.

Ze vztahu (6) vidíme, že vektor magnetické indukce \vec{B} bude mít shodný směr s výsledkem vektorového součinu $d\vec{l} \times \vec{r}$. Z kolmosti výsledku vektorového součinu na prvky v součinu použité plyne, že při průchodu proudem vlnem v ose z vznikne azimutální magnetické pole \vec{B}_θ . Podotkneme, že proud teče v celém objemu válce a magnetické pole \vec{B}_θ na všechny tyto nabité částice působí. Konkrétně na ně působí Lorentzova síla, jejíž hustota je v našem případě shodná s Ampérovou silou $\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}_\theta$. Při působení dané síly vznikne gradient magnetického tlaku $2\mu\nabla p_m = \nabla|\vec{B}|^2 - 2(\vec{B}\nabla)\vec{B}$. Směr magnetického tlaku je orientován k ose válce - pinče (pinč efekt je tedy stlačování daného válce magnetickým tlakem).

Magnetický tlak nemůže způsobit stlačení až k nulovému objemu válce, působí proti němu totiž tlak kinetický, který má tvar $p_k = (n_i + n_e)k_B T$, kde n_i a n_e jsou koncentrace iontů a elektronů a $T[K]$ je termodynamická teplota. Se zvyšujícím se p_m se bude zvyšovat počet částic na element objemu a tím se bude zvyšovat teplota, čímž se zvýší p_k . Existuje možnost, že se tlaky vyrovnají, tedy $p_m = p_k$, tomu říkáme Bennettova rovnováha (ekvilibrium). Skutečnost je taková [5], že se imploze (vyvolaná magnetickým tlakem) může setrvačností projevovat i po čase vyrovnání p_m a p_k .

2.2 Ekvilibrium

Jak jsme již uvedli, Bennettova rovnováha neboli ekvilibrium existuje, pokud se rovná kinetický a magnetický tlak. Jinými slovy můžeme říci, že poloměr uvažovaného válce je v daném čase konstantní nebo pomalu se mění¹⁰. Tuto podmínku můžeme vyjádřit jako (zdroj)

$$\nabla p_k - \vec{j} \times \vec{B} = 0 \quad (7)$$

kde \vec{j} představuje hustotu axiálního proudu a \vec{B} je indukce magnetického pole tímto proudem vytvořená.

Díky cylindrické symetrii se uplatní pouze radiální komponenta magnetické indukce, a tudíž rovnice (7) přejde do tvaru

$$\frac{dp(r)}{dr} = -j_z(r)B_\theta(r) \quad (8)$$

kde r je poloměr válce. Celkový uzavřený proud I_z může být napsán jako

$$I_z(r) = \int_0^r j_z(r)2\pi r dr$$

neboli

$$\frac{dI_z(r)}{dr} = 2\pi r j_z(r) \quad (9)$$

Ampérův zákon v integrálním tvaru vypadá následovně

$$\oint_{(c)} B_\theta(r) \cdot d\vec{l} = \mu I_z$$

kde křivku c volíme jako kružnici okolo pinče, takže pro řešení vektoru magnetické indukce B_θ můžeme psát

$$B_\theta(r) = \frac{2\pi}{r} \int_0^r j_z(r)r dr.$$

Tvar výsledného vztahu $B_\theta(r)$ bude záviset na tom, jakou geometrii proudu ($j_z(r)$) zvolíme. Pokud budeme uvažovat homogenní průchod proudem celým objemem válce s poloměrem R , pak pro vnější magnetické pole dostaneme

$$B_\theta(r) = \frac{I_0}{r}, \text{ pro } (r \geq R), \quad (10)$$

¹⁰Pak se nejedná o Bennettovu, ale o tzv. dynamickou rovnováhu [12, 1]

kde

$$I_0 = I_z(R) = 2\pi \int_0^R j_z(r)rdr.$$

Pro rovnici rovnováhy 7 resp. 8 můžeme pomocí 9 a 10 napsat

$$\frac{dp(r)}{dr} = -\frac{I_z(r)\frac{dI_z(r)}{dr}}{2\pi r^2},$$

což je obyčejná diferenciální rovnice, která, po zintegrování obou stran a triviálních úpravách, bude vypadat následovně

$$I_0^2 = 4\pi \int_0^R rp(r)dr, \quad (11)$$

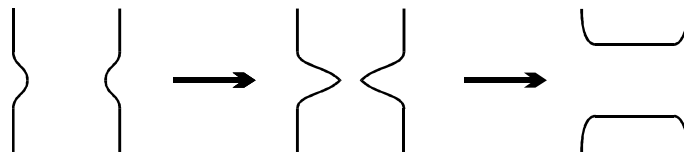
kde $p(r) = n_e kT_e + n_i kT_i$ představuje kinetický tlak částic v plazmatu. Pro rovnici 11 nabízí řešení např. publikace [12, 10] pomocí předpokladů izotermálního a kvazineutrálního plazmatu

$$I_0^2 = 2k(T_e + T_i) \int_0^R 2\pi r n(r)dr = 2k(T_e + T_i)N, \quad (12)$$

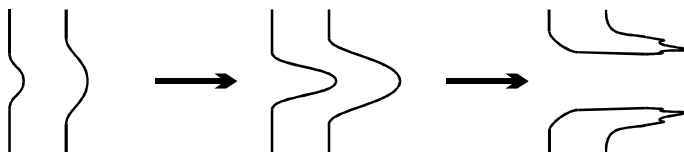
kde k je Boltzmannova konstanta a N představuje počet částic na jednotku délky plazmatického sloupce. Vztah 12 je označován jako Bennettův vztah a vyjadřuje celkové množství proudu, které by bylo potřeba dodat do plazmatického sloupce, abychom látku zahřáli na určitou teplotu pro určitou koncentraci částic N na jednotku délky. Pro termonukleární plazma se řádově uvádí počet částic $N \sim 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ a teploty přibližně 10 keV, vychází 10^6 Ampér.

2.3 Základní nestability

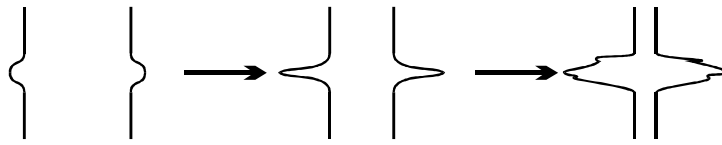
V plazmatickém sloupci může vzniknout místo, kde se naruší válcová symetrie a vlastnostmi plazmatu se tato nesymetrie zvětšuje. Takové situaci říkáme nestabilita. Implóze je nestabilní. Významné nestability jsou například žlábková neboli $m = 0$ viz. Obrázek 5, hadí viz. Obrázek 6, magnetohydrodynamická viz. Obrázek 7.



Obrázek 5: Žlábková nestabilita [1]



Obrázek 6: Hadí nestabilita [1]

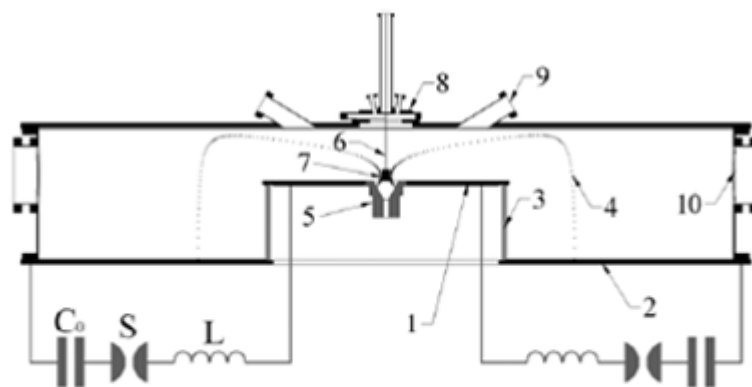


Obrázek 7: Magnetohydrodynamická nestabilita [1]

Nestability jsou příčinou rozpadu pinče, a to především v místě napojení na elektrodu, neboť nejde pouze o pinč samotný, ale prostor, který distribuuje energii z elektrody do výboje. Ten je tvořen řadou nestabilních filamentárních struktur, jejichž rozpad může v elektrodě zanechat krátery o průměru až několik mikronů.

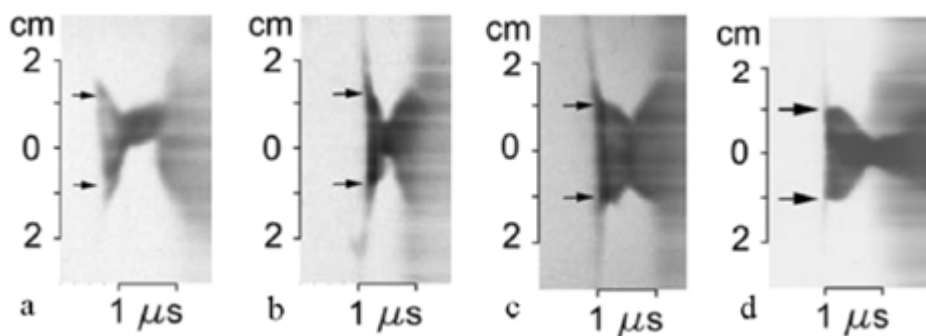
3 Plazmatický fokus

Plazmatický fokus je zařízení koaxiální konstrukce, u kterého v jedné z fází dojde k Z-pinči. Toto zařízení je pulzní (obvykle spouštěno pomocí jiskřiště), neboť pro pinčování jsou potřeba vysoké proudy. Je to emisní zařízení a v současnosti nejlevnější a jedno z nejefektivnějších zdrojů impulsního rentgenového a neutronového záření. Toto zařízení poprvé navrhl N. V. Filippov (Sovětský svaz) v roce 1962 (konstrukce je vidět na obrázku 8 a průběh výboje na obrázku 9). U tohoto typu je emise neutronů centralizována u anody [13, 4].



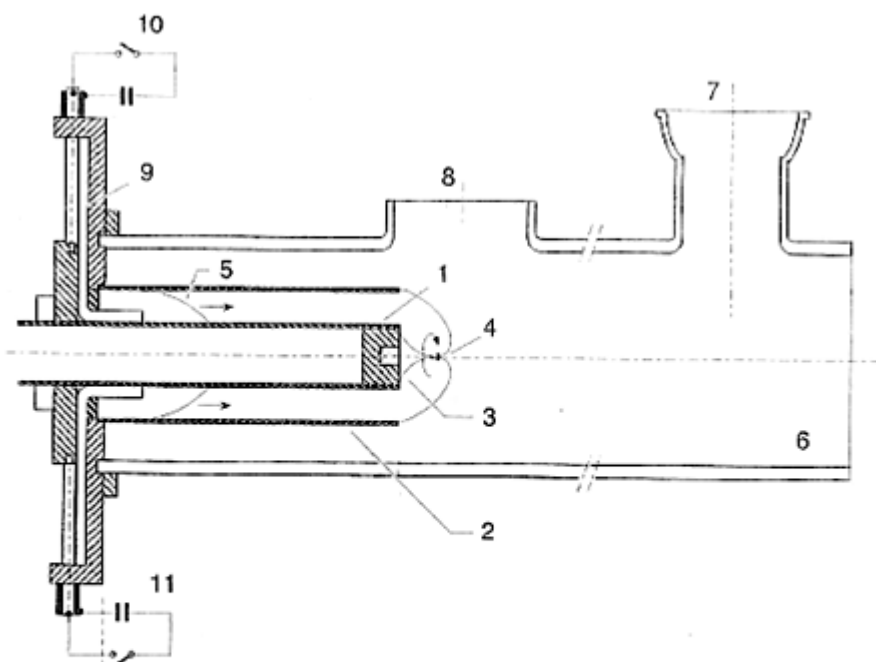
1-anoda, 2-katoda, 3-izolátor, 4-plazmatická vrstva, 5-uložení anody, 6-místo zastavení plazmatické vrstvy, 7-liner, 8-čerpání plynu s vakuovým zámekem, 9 a 10-místa pro diagnostická zařízení, C_0 -kapacitní banka, S-spínač, L-externí indukčnost

Obrázek 8: plazmatický fokus - typ Filippov [13]



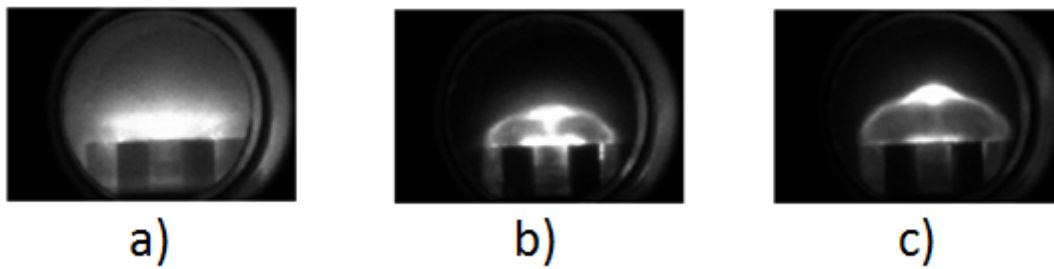
Obrázek 9: plazmatický fokus - typ Filippov - průběh výboje [13]

Ukázalo se však, že z hlediska neutronového zisku je výhodnější konstrukce (viz. obrázek 10), kterou navrhl J. W. Mather. v roce 1965 (USA). Vidíme, že plazmatický fokus typu Mather je velmi podobný předchozímu, ale je protáhlý a izolátor není po celé délce anody viz. dále.



1-vnitřní elektroda, 2-vnější elektroda, 3-wolframová vložka,
4-plazmatický fokus, 5-plazmatická vrstva, 6-vakuová nádoba,
7-vakuový vývod, 8-diagnostické okno, 9-izolátor,
10-vakuové jiskřiště, 11-kapacitní banka

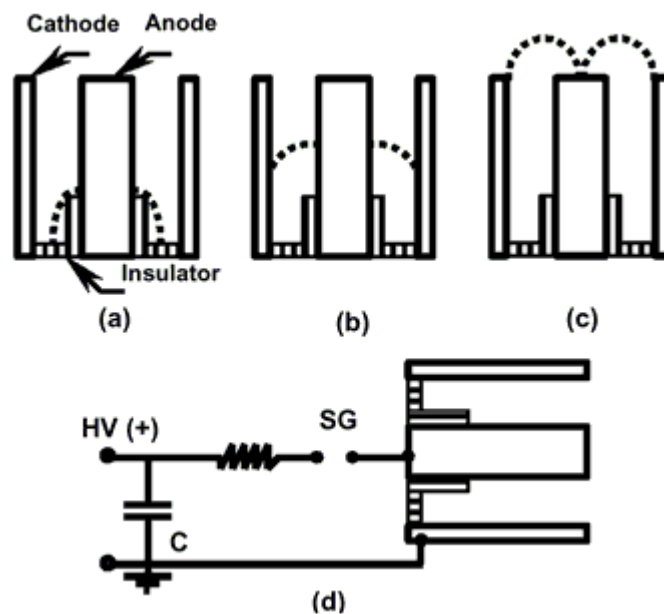
Obrázek 10: plazmatický fokus - typ Mather [13]



Obrázek 11: plazmatický fokus - typ Mather - průběh výboje [13]

U obou typů si můžeme všimnout, že jsou tvořeny dvěma elektrodami z mědi, nerezí, oceli nebo wolframu: anodou, která je obvykle uprostřed a katodou, která je většinou tvořena několika tyčemi (6 až 48). Prostor mezi elektrodami se napouští plynem, např. Deuterium, Deuterium + Tritium, Dusík, Argon, Neon a další.

Pro popis činnosti si rozdělíme průběh jednoho výstřelu na tři fáze viz. obrázek 12 (a - c). Tyto fáze se nazývají: **Fáze průrazu** (Breakdown phase), **Osová fáze** (Axial phase) a **Radiální fáze** (Radial phase).



Obrázek 12: Fáze plazmatického fokusu (a - c) a zapojení (d)

3.1 Fáze průrazu

Při blokovém zapojení podle obrázku 12 (d) začíná fáze průrazu v čase, kdy sepne spínač SG (např. jiskřiště). Napětí na kondenzátoru musí být dostatečné k průrazu náplně (plynu) mezi anodou a katodou. Na izolátoru vznikne náboj, který ionizuje okolní plyn. Na různých oblastech izolátoru vzniknou výboje, což vede k filamentární struktuře vrstvy plazmatu (plasma sheets). Ukázalo se, že pro dobrou produkci neutronového a rentgenového záření je potřeba, aby byl izolátor osově symetrický. V této chvíli je již obvod uzavřen a proud teče přes anodu a vrstvy plazmatu do katody. Proud tekoucí plazmovými stěnami je orientován směrem k základně, a tak Lorentzova síla, kterou na okolí působí, způsobuje roztahování samotné vrstvy plazmatu k

vnější elektrodě. Tomuto jevu se říká reverzní pinč, neboť stěnu rozšiřuje.

Na konci fáze průrazu už vrstva plazmatu neobjímá izolátor a je urychlována do osově fáze (axiální složka síly je nyní větší než radiální).

3.2 Osová fáze

Jako osová fáze se (viz. obrázek 12) označuje stav, ve kterém se vrstva plazmatu nachází mezi izolátorem a horním koncem vnitřní elektrody. Jelikož $|\vec{B}_\theta| \propto \frac{1}{r}$, kde r je vzdálenost od osy zařízení, pak plazmatická vrstva bude mít jistě větší rychlost blíže k elektrodě, z toho plyne přibližně konkávní tvar této vrstvy. Tato vrstva ionizuje okolní plyn (výplň mezi anodou a katodou) a nabaluje tak další plazmu. Jelikož je situace radiálně symetrická, můžeme si představit plazmovou vrstvu jako píst. Jak jsme již uvedli, vnější elektroda (většinou katoda) je obvykle složena z několika tyčí, z toho plyne, že u vnitřní elektrody bude píst nasávat mnohem více plynu než u vnější.

3.3 Radiální fáze

Radiální fáze začíná, když vrstva plazmatu obteče okraj vnitřní elektrody a její část pokračuje k ose zařízení, kde nastává pinčový jev vlastní Lorentzovo silou. Při této fázi se plazma dostává do stavu, který lze popsat jako horké husté plazma a zde dochází k emisi neutronového, měkkého a tvrdého rentgenového záření.

Na konci radiální fáze můžeme mluvit o rozpadu pinče, ke které dojde v důsledku nestabilit, zejména pak tzv. $\mathbf{m} = 0$, což je žlábková nestabilita ze sekce 2.3 a dolní hybridní nestabilita. Dolní hybridní nestabilita vzniká, když je driftová rychlost elektronů větší než termální rychlost iontů. Elektronů pak způsobí fluktuace elektrického pole, a to se v plazmatu projevuje jako rezistivita, která brzdí ostatní elektrony. Tento jev se nazývá Anomální rezistivita [15]. V této podfázi, kdy se pinč rozpadá, jsou elektrickým polem urychlovány nabitě částice na velmi vysoké energie. Mechanismus tohoto urychlení zatím není znám, ale v praxi se ukázalo, že urychlené ionty tryskají podél osy od anody (jeli ve středu) a narážejí cestou do neurychlených iontů, což vede k produkci beam-target neutronů. Elektronů, které jsou urychlovány k anodě, do ní narazí a vyzáří se tak tvrdé rentgenové záření.

4 Principy neutronové detekce

Neutrony nemají elektrický náboj, nemohou tedy samy přímo ionizovat okolí, a proto se pro jejich detekci využívá některých interakcí, jejichž důsledkem bude emise nabitých částic, které detekovat umíme.

Z hlediska interakcí můžeme dělit detektory neutronů podle metod, které používají, na [16]

- **Metoda odražených jader:** Rychlý neutron se pružně srazí s lehkými jádry (př. H, tj. protony), které jsou urychlovány a jsou schopny látku ionizovat. Následně detekujeme klasickými metodami.
- **Metoda jaderných reakcí:** Jak uvidíme dále v sekci 4.1, neutrony se mohou podílet na vhodných jaderných reakcích, při kterých bude emitováno měřitelné ionizující záření. Nejčastěji používané reakce jsou $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, $^4\text{He}(n,p)^3\text{H}$, $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$ a další. V praxi se kus terčíkového materiálu zabuduje do zařízení, aby mohlo být emitované záření přímo detekováno klasickým detektorem ionizačního záření.
- **Metoda štěpení:** Využívá principu dobře známého ze štěpných reakcí, kdy je neutron zachycený těžkým jádrem a způsobí rozpad tohoto jádra za vzniku silně ionizujících jader konkrétní štěpné reakce.
- **Metoda aktivace:** Stabilní prvek se po nabytí neutronu může stát prvkem s relativně krátkým poločasem rozpadu. Toto jádro pak může emitovat β a γ záření, které jsme schopni detekovat.

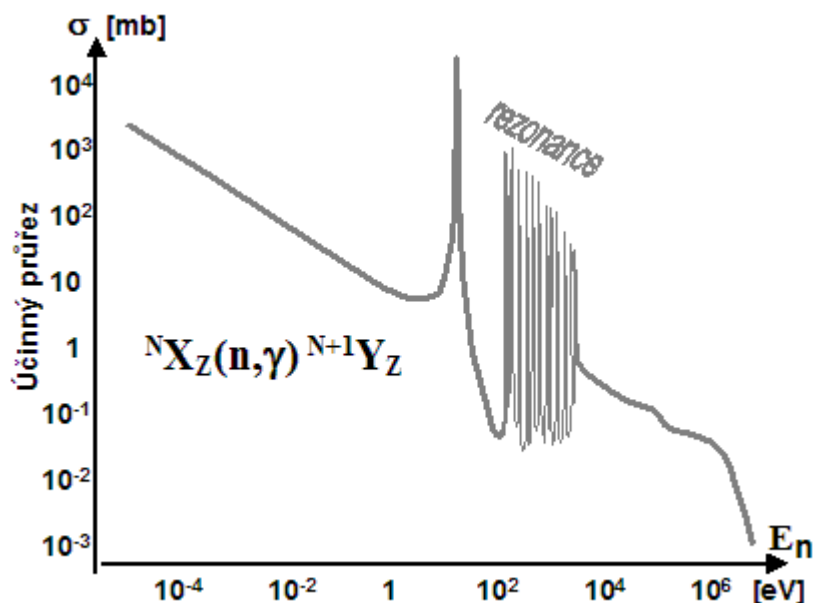
4.1 Jaderná reakce vyvolaná neutrony

Neutrony, díky své nábojové neutralitě, se snadno účastní jaderných reakcí, neboť nemusí překonávat Coulombovskou bariéru. Neutrony tedy nemusí mít tak vysoké energie, aby vstoupili do jádra atomu. Tyto reakce rozdělujeme na [17, 16]

- **Radiační záchyt neutronu:** Jinými slovy neutronová fúze, může být popsána jako ${}^N\text{Z}_z + n \rightarrow {}^{N+1}\text{Y}_z + \gamma$. Vidíme, že jádro terče neutron absorbovalo, avšak z tohoto excitovaného stavu se muselo deexcitovat vyzářením záření γ . Hodnota typického účinného průřezu záchytu neutronu jádrem je nejvyšší pro velmi pomalé (termální) neutrony viz. obrázek 13¹², kde účinný průřez odpovídá pravděpodobnosti, že ostřelující částice (n) bude daným konkrétním způsobem interagovat s terčíkovým jádrem Z. Výsledný prvek Y většinou vykazuje β^- radioaktivitu. Všimněme si také, že na energiích mezi zhruba 10 - 6000 [eV] existuje rezonance (ostré přechody), která je zřejmě způsobena s obsazováním kvantově diskretních hladin nukleonů v jádře, přičemž platí, že čím těžší prvek, tím hustější budou extrémní rezonance (a zároveň jich bude více).

¹¹V zápisu binární srážky, kde struktura zápisu X(a,b)Y znamená: a - nalétávající částice (nebo lehké jádro), X - terčíkové jádro, Y je jádro po reakci a b je emitovaná částice.

¹²V obrázku je uveden účinný průřez σ v jednotkách barn (bn), 1 bn = 10^{-28} m².



Obrázek 13: Typický účinný průřez záchytu neutronu jádrem [16]

- **Vytváření radionuklidů:** Při vyšších energiích neutronů může dojít k vyražení částice (nebo více částic) z jádra terčíkového prvku. Příklady takovýchto reakcí jsou (n,p) , $(n,2p)$, (n,α) a podobně. Touto reakcí vznikne radionuklid v závislosti na energii vyslaného neutronu a prvku terčíku.

4.2 Neutronové detektory

Reakce vyvolané neutrony jsou pouze dvě, nicméně materiály terčíkového prvku (média), mohou být různé, např. pevné, tekutinové, plynné (plynem naplněné detekční nádoby). Systémy, které detekují neutrony, mají obvykle špatnou informaci o jejich energii. Je to způsobeno limitací možných reakcí. V detektoru většinou neskončí všechna energie neutronů, protože v konvertujícím materiálu (neutrony na detekovatelné záření) dojde k přeměně (podle typu reakce), kterou předpokládáme, jen v úzkém energetickém intervalu. Jak jsme uvedli v prvním oddíle 1, DT fúzní reakce produkuje neutrony o energii 17.6 MeV. Fúzní neutrony musíme tedy moderovat moderátorem, čímž ale ztratíme informaci o jejich prvotní energii (před moderací).

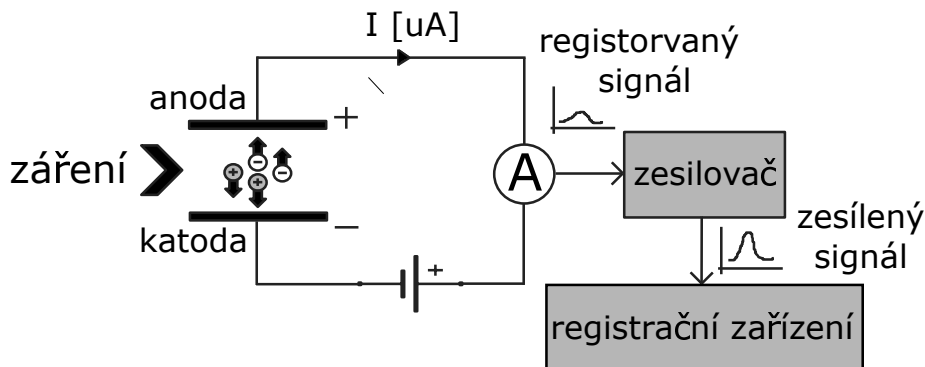
Přiblížíme si funkci **ionizačního detektoru** s plynovou náplní (gas-filled proportional counters), **scintilačních detektorů** (scintillators), **polovodičových detektorů**, zvláště pak polovodičových **diamantových**. Následně velmi krátce zmíníme detektory **bublínkové**.

U všech uvedených detektorů se projevuje negativní jev zvaný mrtvá doba, což je čas, po který je detektor necitlivý na detekující záření, protože setrvačností zpracovává kvantum předchozí. Např. u GM detektorů viz. dále je tato doba přibližně 10^{-4} s. U scintilačních detektorů je tato doba kratší než $1 \mu\text{s}$.

4.2.1 Ionizační detektory s plynovou náplní

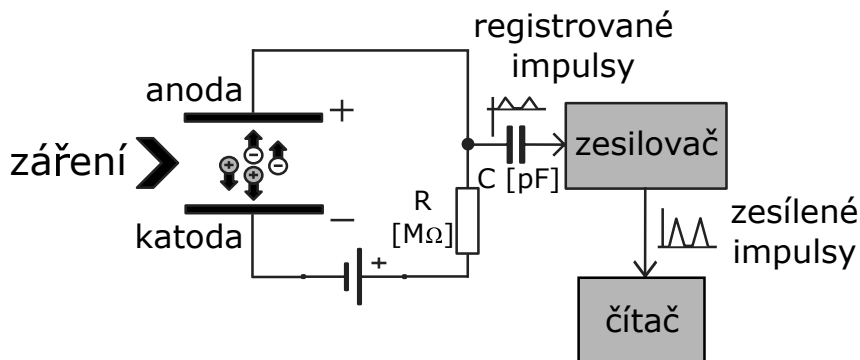
Plynová nádrž neboli ionizační komora je nejjednodušší elektronické zařízení, které se používá jako detektor záření. Jak vidíme na obrázku 14, ionizační komora tvoří dvě elektrody, které se nazývají anoda a katoda, mezi nimi je umístěno médium, což je ionizovatelný plyn. Obvykle jsou použity plyny jako argon, krypton, xenon a další. Komora je pod napětím v řádů stovek volt.

Pokud do komory vejde záření, které dokáže ionizovat (vyrazí z neutrálních atomů elektrony za vzniku iontů) přítomný plyn, obvod detekuje proudový pulz¹³, který je ale velmi slabý (v řádu μA). Tento pulz následně obvod zesílí a v posledním kroku se registruje. Z toho plyne, že v době, kdy není přítomno záření schopné ionizovat, je proud nulový a obvod je rozpojen.



Obrázek 14: Blokové schéma ionizačního detektoru

Tento způsob tedy převádí intenzitu záření na proud, který je měřen ampérmetrem A, který se může oceňovat na převod mezi intenzitou záření a elektrickým proudem. Při detekci neutronů ale intenzita nemá, jak jsme již řekli, vypovídající hodnotu. Proto se používá Geiger-Mullerův (GM) počítač, který je pulzního charakteru a pouze počítá impulzy, které odpovídají počtu dopadů do ionizační komory. Jeho blokové zapojení můžeme vidět na obrázku 15.

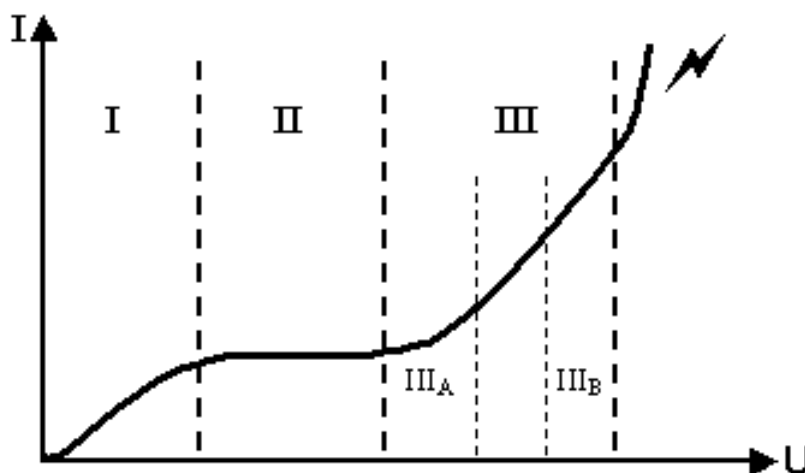


Obrázek 15: Blokové schéma GM-počítače

Poznamenejme, že se nehodí pro detekci slabého toku záření. Výhodou je lineární závislost proudu, která se zachovává i při vysokých intenzitách záření.

Důležité jsou elektrické vlastnosti ionizační komory, které se popisují volt-ampérovou charakteristikou viz. obrázek 16, tedy vztahem mezi napětím na elektrodách a ionizačním proudem.

¹³Uvolněný elektron je urychlen přítomným elektrickým napětím na elektrodách a v obvodu pak po krátkou dobu teče slabý elektrický proud.



Obrázek 16: V-A charakteristika ionizační komory [16]

Jak vidíme na obrázku 16, charakteristika se dělí do tří oblastí, kde první dvě se pro měření nepoužívají. Jsou to oblasti

1. Oblast Ohmova zákona: Proud je přímo úměrný napětí, tedy předpokládáme, že je charakteristika v této oblasti lineární. Přiložené napětí U (a tím i elektrická intenzita) není dost velké na to, aby dostatečně urychlilo ionty k elektrodě. Je tedy pravděpodobnější rekombinace iontů v médiu než jejich dopad na elektrodu.
2. Oblast nasyceného proudu: Přestává platit Ohmův zákon a zvyšování napětí nezpůsobuje zvyšování proudu. Všechny ionty se již podílejí na vedení proudu (nestačí zpětně rekombinovat) a vytváří se tak elektrický proud. V této oblasti pracuje systém na obrázku 14.
3. Oblast nárazové ionizace: Ionty mají dost energie (jsou urychleny vysokým elektrickým polem) na to, aby samy ionizovali okolní, do této doby neutrální, molekuly média, vznikají pak tzv. sekundární ionty. V oblasti III_A je počet sekundárních iontů přímo úměrný počtu primárních iontů. V této oblasti pracují tzv. Proporcionální detektory. Oblast III_B se jinak nazývá oblast lavinového množení. Sekundárních iontů je již tolik, že dochází k lavinovému množení elektronů a iontů, což je malý průboj mezi elektrodami. V této oblasti pracují GM počítáče.

Proporcionální detektory, jak jsme již uvedli, využívají sekundární ionizace. Nicméně napětí není tak vysoké, aby došlo k lavinové ionizaci a ke vzniku výboje. Tyto detektory mají mrtvou dobu řádově 10^{-6} s a pulsy zesilují přibližně 10^4 až 10^6 krát.

GM počítáče pracují obvykle s vyšším napětí ionizační komory. Jakmile tedy do této komory vejde ionizační záření, v plynu vznikne ionizace (e^- jsou elektrickým polem urychlovány k anodě, kladné ionty ke katodě). Plyn uvnitř nádoby je typicky řidší než okolní vzduch a přiložené napětí tedy urychlí elektrony na takovou rychlost, že jejich kinetická energie dovolí, aby při nárazu do okolních částic plynu tyto částice ionizovali \rightarrow lavina (na 1 původní e^- připadá asi 10^{10} sekundárních). Tato lavina způsobí krátký výboj uvnitř ionizační komory. Jak vidíme na obrázku 15, díky procházejícímu proudu se objeví napěťový impuls na odporu R , ten pak přes oddělovací kondenzátor C vede do dalších částí zpracování tohoto pulsu. Po dobu zpracování pulsu je obvod necitlivý na další kvanta ionizačního záření (mohl by poškodit ionizační komoru), z toho důvodu musí být puls co nejdříve přerušen. To částečně řeší úbytek napětí na odporu R (jehož rezistivita je v řádů $M\Omega$), který způsobí snížení napětí na elektrodách a omezí tak počet

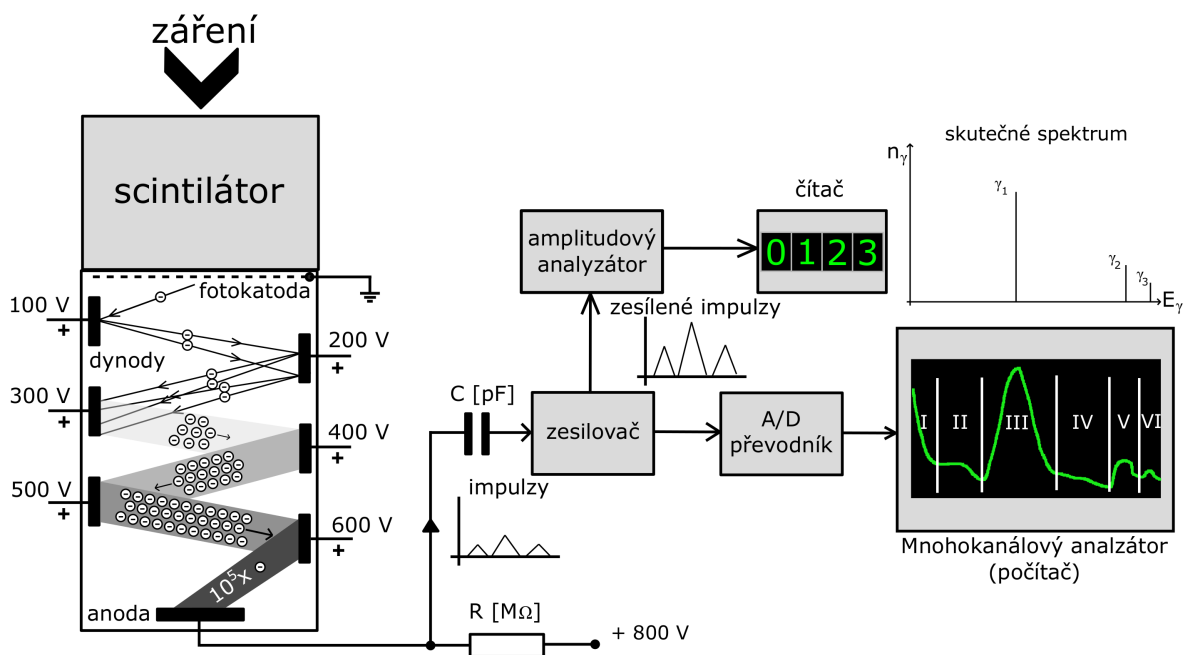
sekundárních elektronů v lavině. Nicméně v nádobě vzniká rekombinací iontů UV záření, které dále může vyrážet elektrony z katody a tím prodlužovat výboj. To se řeší přidáním tzv. zhášecí látky (např. metylalkohol, brom v plynném skupenství), která má za úkol absorbovat UV záření a zamezit tak tomuto negativnímu jevu.

4.2.2 Scintilační detektory

Scintilační detektory využívají jevu, při kterém záření (např. α , γ nebo rychlé neutrony) vnikne do scintilační látky (tzv. scintilátor), ve které excituje částice k tomu vhodné a ty následně (při deexcitaci) vyžáří fotony. Ty dopadnou na fotokatodu, kde uvolní elektrony e^- , jejichž počet následně znásobí fotonásobič. Výsledný proud pak registrujeme elektronickým zařízením.

Na obrázku 17 vidíme principiální schéma scintilačního detektoru a spektrometru. Pro ukázkou je ve spektrometru uvedeno γ spektrum a pro porovnání je nad ním teoretické ekvivalentní čárové spektrum (oblast I: šum, II: Comptonův rozptyl, III: fotopík, IV: zbytky fotopíku, V: γ_2 , VI: γ_3).

Scintilátor nemusí být umístěn přímo u fotokatody, ale světlo k němu může být vedeno světlovodičem až na vzdálenost několika metrů. To je výhodné chceme-li vytvořit sondu či větší soustavu detektorů. Scintilátor může mít také velké rozměry, standardně je to však váleček s průměrem zhruba 5 cm a výškou dle materiálu, například 5 cm u polyethylenu. Fotokatoda samotná je velmi tenká (cca 10^{-7} cm). Fotonásobič je zde tvořen soustavou dynod, které při dopadu elektronů e^- musí emitovat k krát e^- , kde $k > 1$. Jejich napětí urychluje vzniklé elektrony k další elektrodě dynody a následně většina elektronů dopadne na anodu, kde už na odporu R registrujeme impuls.



Obrázek 17: Princip scintilačního detektoru (horní větev) a spektrometru (dolní větev) Inspirováno: [16]

Scintilátor může být tvořen organickou či anorganickou látkou (organické - plastické materiály, anorganické - krystaly), kapalným roztokem nebo i vzácným plynem. Obvykle je umístěn v horní části scintilačního detektoru a okolo sebe má reflexní folii, aby co možná nejvíce stvětelného záření dorazilo k fotokatodě.

Fotonásobič je speciální foto-elektronická součástka, která slouží k detekci světelného záření. Na obrázku 17 je složen z fotokatody a dynod. **Fotokatoda**, jak jsme již uvedli, je velmi tenká (cca 10^{-7} cm), to proto, aby se zde uvolněné elektrony nemohli absorbovat. Dále má nad sebou okénko resp. je na tomto okénku napařena a pracuje v tzv. Transmisivním režimu, ve kterém přijímá záření a odevzdává elektrony. Důležitým parametrem je zde kvantová účinnost, která odpovídá procentuálnímu poměru přijatého záření na vyzářených elektrony, to je dáno materiálem fotokatody, ale i vlnovou délkou λ příchozího záření: luminiscenční spektrum scintilátoru by se mělo dostatečně překrývat s maximem spektrální citlivosti fotokatody [16, 17]. **Dynody** zesilují počet elektronů tak, aby se u anody už dalo mluvit o proudovém impulzu ($10^5 - 10^9 e^-$). Dynod je mnoho druhů, avšak pro všechny platí, že jsou napájeny buď vysokonapěťovým zdrojem (1 – 2 kV) a odporovým děličem nebo kaskádním násobičem.

Výhody použití scintilačního detektoru jsou především:

1. Velká detekční účinnost: v porovnání s řídkým plynem v GM trubici má scintilátor větší schopnost absorbovat záření (těžší prvky).
2. Spektrometr: jelikož amplituda pulzu odpovídá s velkou přesností energii původního záření, pak analýzou těchto amplitud můžeme dostat graf zastoupených energií.
3. Jak jsem již uvedli v úvodu tohoto oddílu, scintilační detektor má krátkou (až 10^{-9} s u plastiku) mrtvou dobu.

4.2.3 Polovodičové detektory

Polovodičové detektory fungují na podobném principu jako ionizační detektory s plynovou náplní. Jen místo plynové nádoby používají polovodič pod napětím cca 1000 V. Používají se jako spektrometry. V porovnání se scintilačními detektory mají lepší energetické rozlišení (viz. zaoblená energetická spektra na obrázku 17 v analyzátoru - u polovodičových je obvykle tento graf podobný spíše hornímu, předpokládanému, čárovému spektru, jen jsou špičky distribuované do několika okolních [16, 17]). Nicméně polovodičové detektory mají větší mrtvou dobu a také menší citlivost (potřebují silnější počáteční záření) než scintilační.

Jedním z polovodičových detektorů je **diamantový detektor**, kde jako materiál mezi elektrodami použit krystalický uhlík neboli diamant. Při použití tohoto typu materiálu se udává mrtvá doba v řádu pikosekund [16]. Čistý diamant je dielektrikem, nicméně pokud jsou přítomny nečistoty (které mohou diamant zbarvit), pak se může chovat jako polovodič. Ionizační záření se dostane do látky a uvolní v krystalové mřížce záporné elektrony a ty jsou pak urychlovány (ve vodivostním pásu) vysokým napětím na elektrodách k anodě. To už je pulz, který umíme zpracovat. Další velkou výhodou diamantových detektorů je možnost použití i při velkém toku částic, používají se proto jako tzv. triggerovací detektory, které označují přesný okamžik interakce ve velkých detekčních systémech.

4.2.4 Bublínkové detektory

Bublínkové detektory jsou nádoby s kapalnou látkou (přehřátý kapalný vodík, elastický polymer + kapky přehřátého freonu), na jejichž vývoji pracoval především Luis Walter Alvarez (USA). Když částice touto kapalinou projde, vytvoří se uvnitř bublinky páry, přičemž směr tvoření bublinek opisuje trajektorii částice. I přes to, že se dnes používají tyto detektory jako dozimetry, jsou také dobrými detektory částic s krátkým poločasem rozpadu, neboť to způsobí pouze zkrácení bublínkové dráhy.

5 Návrh detektoru pro zařízení PFZ-200

Zařízení PFZ-200 patří k menším laboratorním zařízením typu plazmatický fokus, nicméně jako jediné univerzitní zařízení v kontinentální Evropě je schopné produkovat fúzní neutrony. Proud tekoucí pinčem je maximálně 200 kA s dobou náběhu 2 μ s. U tohoto zařízení se nachází rozsáhlá diagnostika, například XUV dírková kamera s detektorem MCP nebo laserová interferometrie a stínografie a další. V této práci bychom měli navrhnout detektor fúzních neutronů, přičemž předpokládáme, že v zařízení mezi elektrodami bude plyn - deuterium. Jak ukazují reakce (2) a (3), energie těchto neutronů se pohybují okolo 2.5 MeV, což odpovídá pomezí rychlých neutronů a neutronů s vysokými energiemi.

Pro tuto aplikaci bychom mohli zvolit scintilační detektory viz. 4.2.2, které bychom používali v integrálním módu (horní větev v blokovém schématu 17), nicméně se neudává, že by detektor měl mít spektrometrické vlastnosti a stačí tedy integrální detektor. Navíc kalibrace scintilačních detektorů na celkový neutronový zisk je značně obtížná a často nepřesná. Aplikačně výhodnější je tedy aktivační detektor tvořený například GM počítacem, který je obalen materiálem, který část neutronů zachytí a aktivuje, to odpovídá již představené metodě viz. 4 bod metoda aktivace.

Nejdříve musíme ale zjistit, jestli fúzní neutrony ze zařízení PFZ-200 vůbec dokáží aktivovat aktivační vzorek, za který jsme zvolili stříbro Ag. Jak nám ukázal obrázek 13, tak na energiích neutronů v řádu MeV je velmi malý účinný průřez a tedy neutronů takto vysokých energiích by bylo zachyceno velmi málo. To lze vyřešit předřazením moderátoru (např. PET), který zpomalí fúzní neutrony tak, aby byl účinný průřez co možná nejvyšší. Podotkneme, že zařízení PFZ-200 je schopno stříbro aktivovat.

Přírodní stříbro obsahuje izotopy ^{107}Ag a ^{109}Ag . Při neutronovém zachytu dojde k reakcím $^{107}\text{Ag}(n, \gamma)^{108}\text{Ag}$ a $^{109}\text{Ag}(n, \gamma)^{110}\text{Ag}$. V tabulce radioaktivních izotopů [22] (parametr poločas rozpadu 40 s až 200 s) vidíme, že izotop ^{108}Ag ($^{108}_{47}\text{Ag}_{61}$) má poločas rozpadu přibližně 2 minuty a 22 sekund a vyzařuje $^{-}\beta$ (elektrony) s pravděpodobností 97.15 % na energii $E = 1650$ keV, ve zbytku (2.85 %) vyzařuje $^{+}\beta$ (pozitrony) na energii $E = 1920$ keV. Izotop stříbra ^{110}Ag má poločas rozpadu $T_{1/2} = 24.56$ s a s pravděpodobností 99.70 % vyzařuje $^{-}\beta$ na energii $E = 2891$ keV.

5.1 Vlastní návrh detektoru

Blokové schéma GM počítáče jsme již uvedli na obrázku 15, zde můžeme upřesnit bloky:

- **ionizační komora** je tvořena trubicí STS-5 ruské výroby, její základní parametry vidíme v tabulce 2. Tato tzv. Geiger-Mullerova trubice je vzduchotěsná kovová nádoba, která má uvnitř radiačně citlivý plyn se zhasedlem, proto měří záření β , γ , ale α ne (s velkou pravděpodobností neprojde povrchem). V našem konceptu jsou použity čtyři tyto trubice. Trubice jsou obaleny 0.3 mm tlustými pláty stříbra, které fungují jako aktivační materiál. Tyto trubice jsou nakonektorovány pomocí standardizovaných BNC konektorů, což přispívá k univerzálnosti zařízení.
- **zdroj napětí** je tvořen zvyšujícím měničem s obvodem 555, MOSFETem IRF 730, tlu-mivkou a kondenzátorem. Jedná se o zvyšující menič napětí - na svorkách GM trubice musí být pro její správnou funkčnost napětí řádově stovky volt.
- **zesilovač** impulzů z GM trubice je tvořen tranzistorem. Výstup z trubice je připojen k bázi a samotnou přítomností proudu se bipolární tranzistor otevře. Mezi emitorem a kolektorem je napětí 5 V. Vytvoří se tak zesílený impulz, který je již detekovatelný vstupem mikroprocesoru.

- **čítač** je tvořen mikroprocesorem ATTINY 26-8PU, který má pracovní frekvenci 6 MHz (vnitřní oscilátor), bude plnit dvě funkce, a to čítání impulzů a zobrazování aktuálního počtu již načítaných impulzů na displeji. Zapojení viz. příloha [I] Schéma zapojení mikroprocesoru a zdroje napětí pro GM trubici.
- **displej** s označením hd-m541rd. Je tvořen čtyřmi červenými sedmy segmentovými číslicemi. Zapojení viz. příloha [I] Schéma zapojení mikroprocesoru a zdroje napětí pro GM trubici a [II] Schéma zapojení displeje.

Napětí, kdy začíná počítat	280 - 330 V
Jmenovité napětí	400 V
Provozní napětí	360 - 440 V
Vlastní pozadí max.	0.45 pulzu/s
Zatěžovací odpor	5 - 10 M Ω
Pracovní teplota	-40 - +50 °C

Tabulka 2: Základní parametry trubice STS-5

5.2 Moderátor

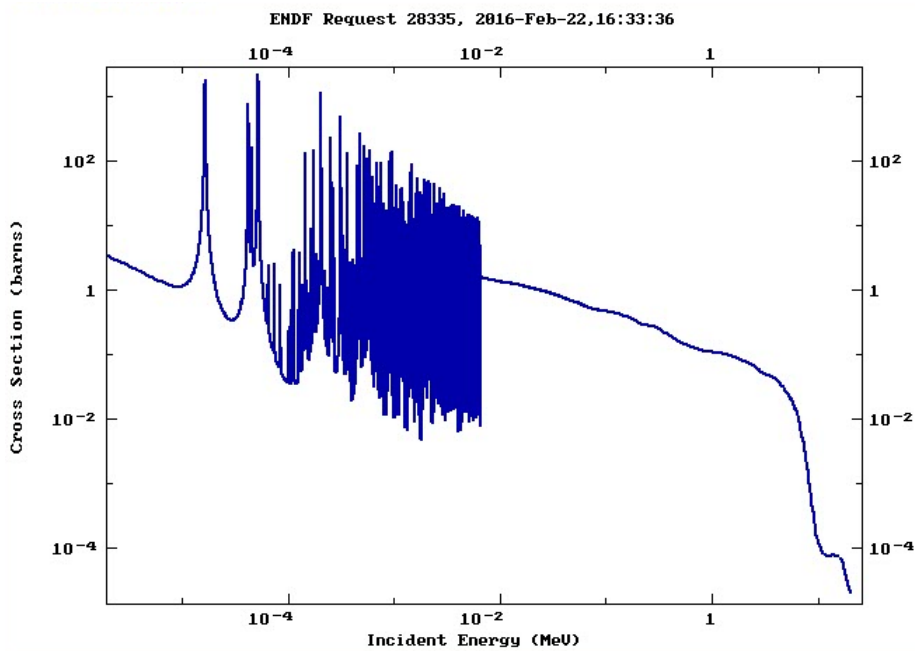
Pro detekci neutronů jsme zvolili metodu aktivace stříbra. Jak bylo výše zmíněno, neutrony vycházející z DD fúzní reakce jsou ale příliš rychlé, než aby ho dokázaly v dostatečné míře aktivovat, protože tato reakce má malý účinný průřez při těchto energiích.

Na obrázku 18 můžeme vidět průběh účinného průřezu pro neutronový záchyt a změnu izotopu Ag-107 na Ag-108 v závislosti na vstupní energii (horizontální osa) neutronu. Na průběhu si můžeme všimnout, že po překročení energie neutronu 1 MeV již tato reakce má tak malý účinný průřez (řádově 10^{-4} barn), že je moderace nutná. Tato data byla získána z veřejné databáze Nuclear Data Services IAEA.

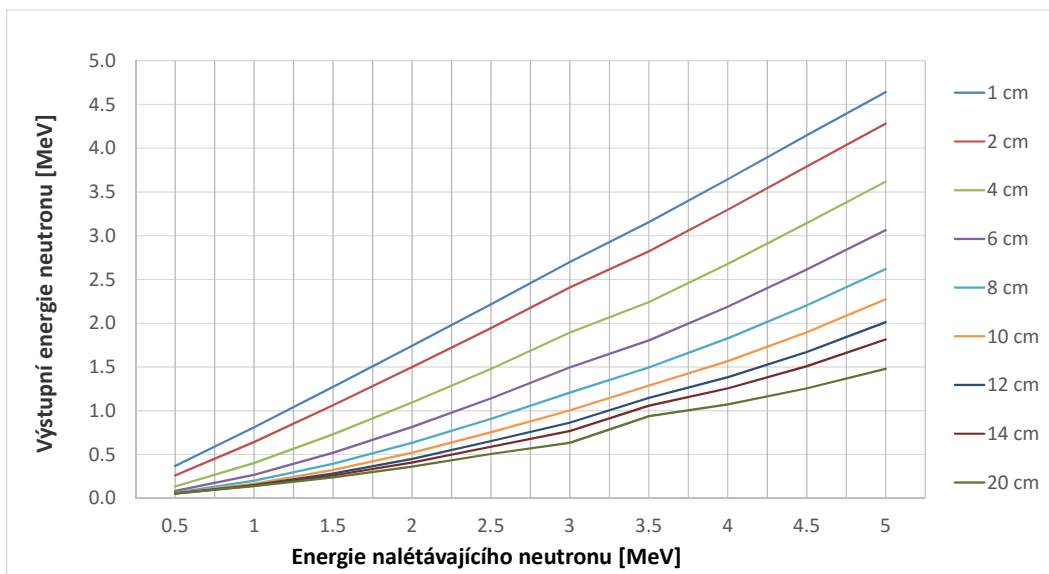
V návrhu moderátoru se řídíme dvěma zdroji informací. První je simulace vytvořená O. Šílou z katedry fyziky ČVUT a druhý je článek o návrhu podobného detektoru z výzkumného střediska Los Alamos National Laboratories v Novém Mexiku [23].

Při simulaci jsme předpokládali 9 různých tloušťek polyethylenu (PE-1000) a na každou z nich simulační program střílel neutrony o energiích mezi 0.5 MeV a 5 MeV. Výsledek můžeme vidět na obrázku 19. Z toho plyne, že při uvažování neutronu z DD reakce s energií přibližně 2.5 MeV (ve skutečnosti bude tato energie o trochu menší, protože se neutrony vlivem srážek nešíří přímočaře), bude naše maximum energie z obrázku 18 1 MeV splňovat PE plast s tloušťkou větší než 6 cm.

V článku z Los Alamos uvažují kvádr z PE, který splňuje naši potřebu moderování. Rozměr je 30x30x15 cm a jak je vidět z modelu na obrázku v příloze [V] 3D model moderátoru, přichodí neutrony jsou moderovány minimálně deseti centimetry polyethylenu. To splňuje i podmínku danou simulací z předchozího odstavce.



Obrázek 18: Účinný průřez záchytu neutronu Ag-107



Obrázek 19: Výsledky simulace zpomalení neutronu při průchodu moderátorem PE

5.3 Napěťový zdroj pro GM trubice

Jak jsme již uvedli v sekci 5.1, použili jsme čtyři GM trubice STS-5. Ty mají provozní napětí od 200 V do 400 V. Součástí práce je napěťový step up měnič, který vstupních 12 V mění na 300 V. V zapojení viz. příloha [I] Schéma zapojení mikroprocesoru a zdroje napětí pro GM trubici je vidět, že jsme zapojili časovač NE555 jako zdroj obdélníkového průběhu (astabilní oscilátor),

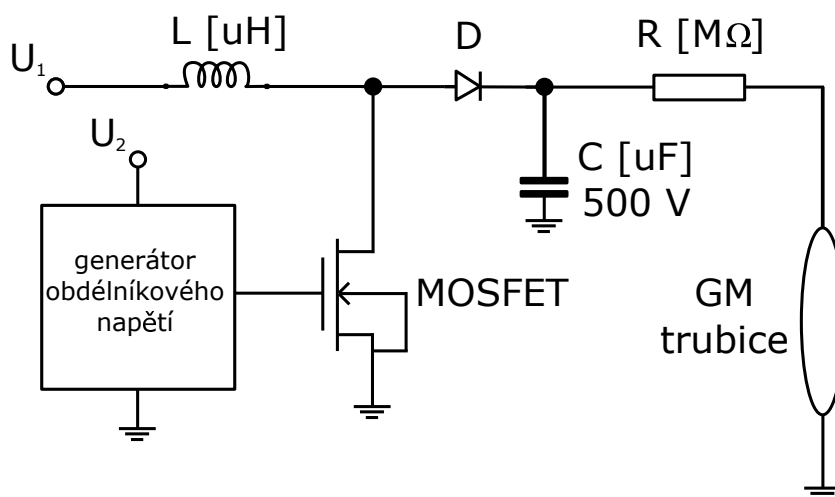
který periodicky otevírá a zavírá mosfet. Spínanou frekvenci můžeme vypočítat jako

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1.44}{(R_1 + 2R_2)C}$$

a střídu jako

$$S = \frac{T_{ON}}{T_{ON} + T_{OFF}} = \frac{R_1 + R_2}{R_1 + 2R_2}$$

kde $R_1 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 100 \text{ k}\Omega$, $C = 100 \text{ pF}$. Což odpovídá frekvenci $f = 130.9 \text{ kHz}$ a $S = 52 \%$.

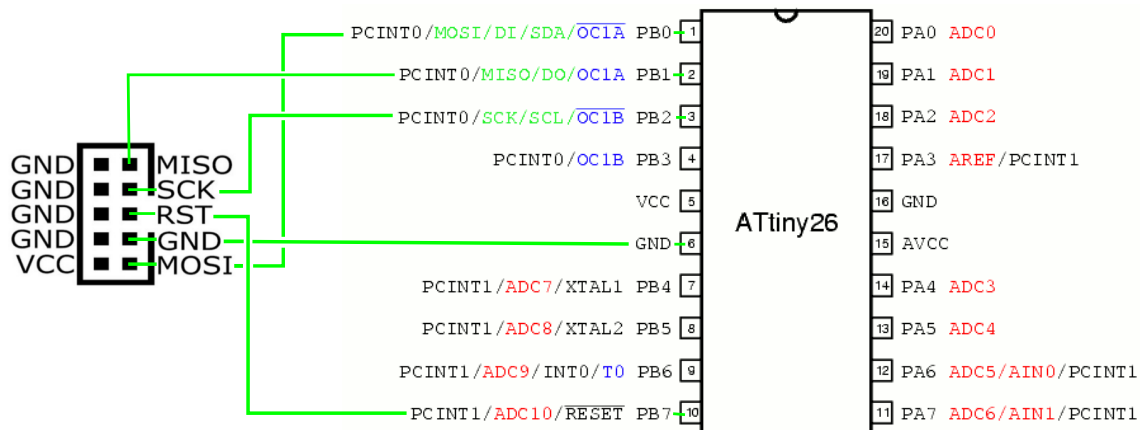


Obrázek 20: Blokové schéma zdroje pro GM trubici

Blokové schéma generátoru napětí vidíme na obrázku 20. Generátor obdélníkových pulzů bude spínat mosfet. Cívka L bude působit proti změně proudu, tato změna bude vyvolána otevřením resp. zavřením MOSFETu. Přes jednosměrnou diodu bude tento proud nabíjet kondenzátor C. Toto napětí bude následně i na GM trubici. Úbytek napětí na předřadném odporu R signalizuje impuls, který zesílíme a registrujeme, jak naznačuje blokové schéma na obrázku 15.

5.4 Programování mikroprocesoru

Jako prostředí pro programování mikroprocesoru (dále jen uPC) z rodiny Atmel ATTINY, model 26L-8PU, jsme zvolili prostředí Atmel studio. Jako programátor jsme použili AVRProg USB v3, který se může pomocí ISP konektoru (standard KANDA) jednoduše použít tak, že správně připojíme vývody MOSI, MISO, SCK, RESET a GND ke stejnojmenným pinům na uPC, jak můžeme vidět na obrázku 21. Programování probíhalo v jazyce C.



Obrázek 21: Zapojení uPC k programátoru přes ISP konektor

Nejprve jsme potřebovali zobrazovat číslo na sedmy segmentových displejích. Jak jsme již zmínili, použili jsme čtyřmístný displej hd-m541rd. Jsou to klasické sedmy segmentové zobrazovače se společnou anodou. Podle příslušného datového listu jsme určili jaké číslice odpovídají jakým kombinacím rosvícených led diod a uložili si je do pole, jehož prvky budeme volat indexem též číslice. Číslo zobrazujeme multiplexováním číslic displeje. Uvedme příklad: máme zobrazit číslo 19. Číslice na displeji jsou periodicky spínány (aktivní je vždy jen jeden) a pokud je vybrána číslice odpovídající desítkám, na pinech uPC se objeví kombinace odpovídající jedničce. V době, kdy je aktivní číslice jednotek, zobrazí se číslice 9. Tato perioda musí být velice malá (jednotky ms), jinak člověk při pohybu hlavou rozpozná přepínání číslic.

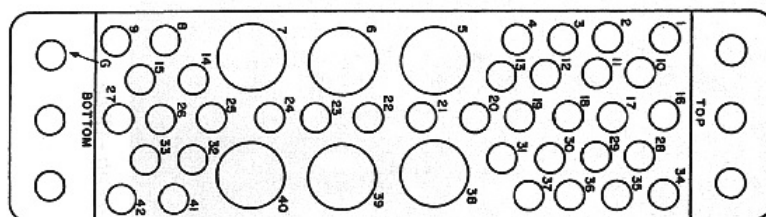
Pro registraci impulzů z GM trubice jsme použili externí přerušeni uPC, při kterém se inkrementuje vnitřní proměnná, tj. hodnota, kterou zobrazujeme. Při překročení maximální hodnoty displeje se vnitřní proměnná vynuluje. Pro nastavení přerušeni na uPC ATTINY 26 musíme nastavit registry:

- GIMSK na GIMSK OR 0x40 - aktivace přerušeni na pinu PB6 (INT0) viz. na obrázku 21
- MCUCR na MCUCR OR 0x03 - vstup INT0 bude citlivý na náběžnou hranu

Následně stačí zavolat funkci sei(), která globálně povolí přerušeni.

5.5 Modulární systém NIM

Elektronická část navrhovaného detektoru byla provedena v podobě modulu systému NIM, což je americký standard Nuclear Instrumentation Module, který vytvořený detektor podporuje. V tzv. racku jsou uloženy standardizované moduly, které spolu mohou či nemusí komunikovat po společných sběrnicích. Na obrázku 22 můžeme vidět, jak jsou popsány piny na konektoru bin. Náš detektor využije napájení +6 V (pro napájení mikroprocesoru a displeje a další), +12 V (pro napájení napěťového měniče pro GM trubici) a zem.

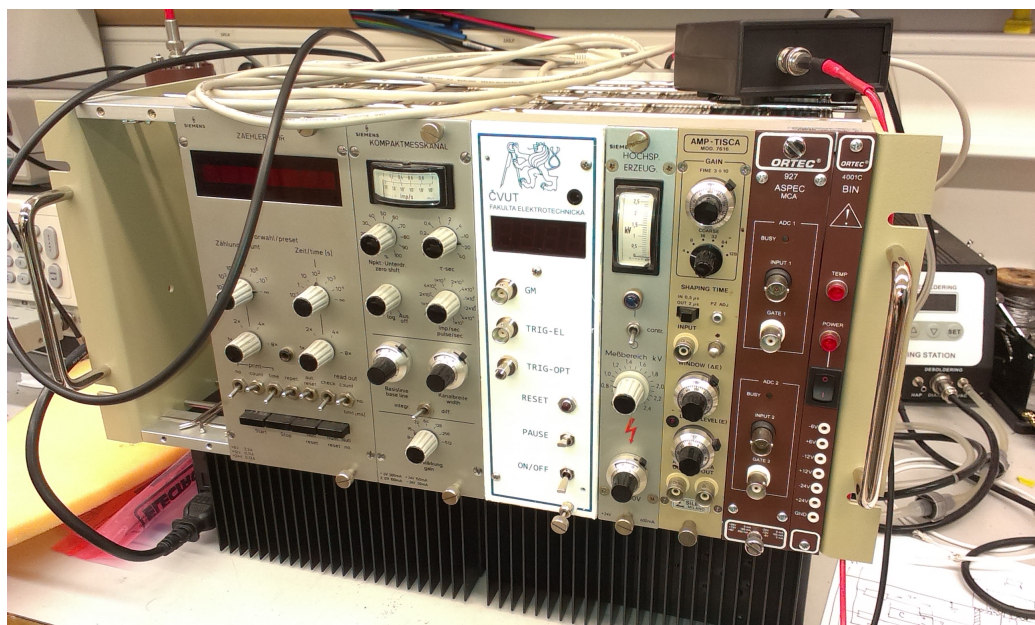


Obrázek 22: Očíslování pinů na bin konektoru

Z dokumentace jsme zjistili, že +6 V je na pinu číslo 10 a +12 V na pinu 16. Zem připojíme na pin 34.

5.6 Foto hotového přístroje/sestavy

Na obrázku 23 můžeme vidět finální podobu čítače uloženého v modulárním systému NIM.



Obrázek 23: Foto hotového přístroje uloženého v systému NIM

Na čtvrtém obrázku v příloze [VI] Postup výroby moderátoru můžeme vidět moderátor neutronů, který má uvnitř 4 GM trubice obalené stříbrem, které jsou na sebe paralelně zapojeny. Výsledné spojení je pak vedeno k čítači jediným kabelem, který se připojí ke vstupu GM viz. minulý obrázek. Dále v příloze [VIII] Umístění moderátoru u zařízení PFZ-200 vidíme umístění moderátoru při testování přístroje.

5.7 Testování přístroje

V podobných měření hraje vždy důležitou roli velikost přirozeného radiačního pozadí, proto nejprve několikrát změříme pozadí, které je nutné odečíst, a pak použijeme detektor u zařízení PFZ-200 při experimentu. Budeme postupovat tak, že zapojíme všechny čtyři GM trubice paralelně k sobě pomocí tří „T“ BNC rozbočovačů viz. příloha [VI] Postup výroby moderátoru - 4. obrázek.

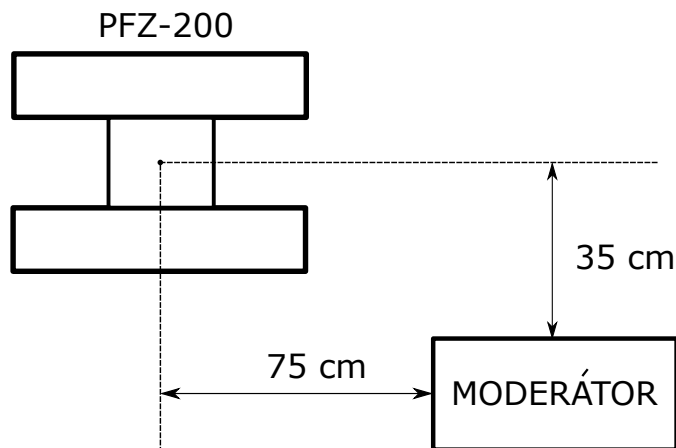
Výsledky měření pozadí můžeme vidět v následující tabulce

čas [min]	hodnota na displeji [-]	impulzů za minutu [-]	průměrně impulzů za minutu [-]
1	57	57	57.0
2	121	64	60.5
3	172	51	57.3
4	244	72	61.0
5	299	55	59.8
6	350	51	58.3
7	420	70	60.0
8	485	65	60.6
9	544	59	60.4
10	607	63	60.7

Tabulka 3: Měření pozadí se zapojenými 4 GM trubicemi paralelně

Při měření na PFZ-200 byl po výstřelu čítač vyresetován a začal čítat od nuly, měřili jsme 2 minuty po výstřelu, což je zhruba poločas rozpadu izotopu stříbra ^{108}Ag . Výsledky měření u zařízení PFZ-200 jsou uvedeny s porovnáním s výsledky ze scintilačních detektorů.

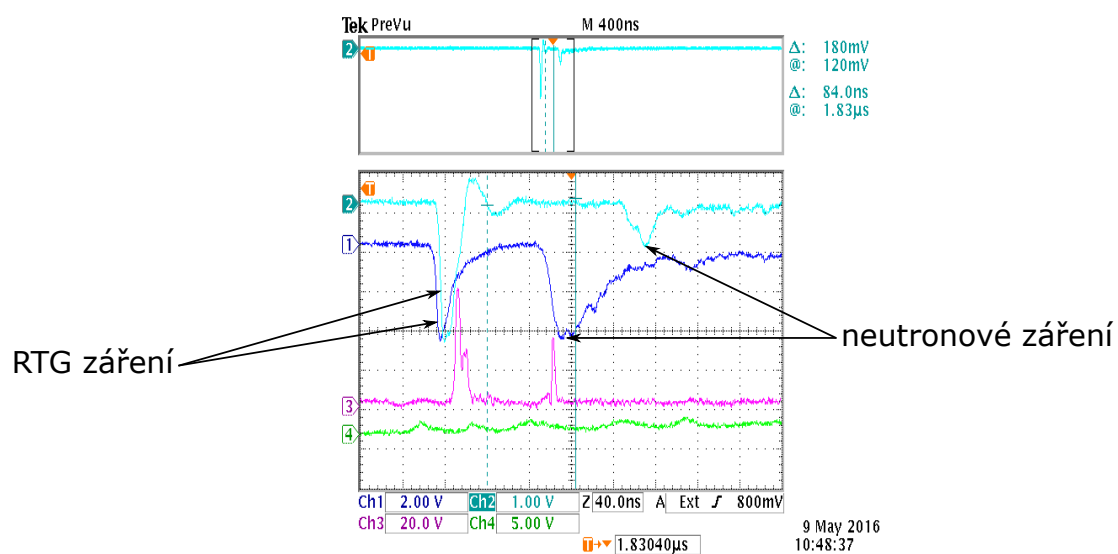
Na obrázku 24 můžeme vidět umístění moderátoru. Vzdálenost středu moderátoru od středu zařízení PFZ-200 je tedy $\sqrt{75^2 + 35^2} \doteq 83$ cm.



Obrázek 24: Schematický obrázek měřící soustavy

číslo výstřelu	počet načítaných impulzů	Neutronový zisk naměřený scintilačními detektory [-]
16050903	965	$4,0 \cdot 10^6$
16050904	385	$1,6 \cdot 10^6$
16050905	733	$2,8 \cdot 10^6$

Tabulka 4: Měření na zařízení PFZ-200, náplň deuterium



Obrázek 25: Oscilogram - scintilační detektory

6 Závěr

6.1 Shrnutí možností dosažení termojaderné fúze

V této práci jsme si v úvodu představili základy problematiky termojaderné fúze, kde jsme řekli, že k jaderným fúzním procesům dochází u prvků s menším nukleonovým číslem než má železo Fe viz. obrázek 1, je to tedy dáno závislostí vazební energie na nukleonovém čísle. Reakce (1), (2) a (3) jsou základními fúzními DT a DD reakcemi. Pomocí Lawsonovo kritéria jsme konstatovali, že k dosažení termonukleární fúze vedou dvě cesty, a to dlouhé (sekundy až minuty) udržení plazmatu pomocí magnetického pole (MCF) při relativně nízké hustotě ($\rho \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) nebo inerciálním udržením (ICF) po krátkou dobu (řádově nanosekundy) o vyšší hustotě ($\rho \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$).

Ukázali jsme si princip magnetického pinče typu Z-pinč a θ -pinč. Zásadním zde byl pinčový jev, který způsobuje stlačení sloupce plazmatu při průchodu proudem. Rozhodující zde byly veličiny magnetický a kinetický tlak, jehož rovnováhu označujeme jako Bennettův pinč, jehož řešení jsme naznačili v sekci 2.2. Stručně jsme shrnuly základní nestability, konkrétně žlábkovou, hadí a magnetohydrodynamickou nestabilitu.

Zařízení plazmatický fokus, které využívá pinčového jevu, bylo představeno v oddíle 3, kde jsme ukázali hlavní etapy vývoje plazmatiké vrstvy. Zvláště jsme se zaměřili na: Fáze průrazu 3.1, Osová fáze 3.2 a Radiální fáze 3.3.

6.2 Neutronová diagnostika

V úvodu sekce 4 Principy neutronové detekce jsme uvedli základní metody dělené podle fyzikálních mechanismů, které vedou k možnosti detekovat neutrony. Především jsme se zaměřili na metodu aktivace, kterou jsme využili při následném návrhu detektoru. V bodě 4.1 jsme uvedli pro nás velice důležitý aspekt radiačního záchyty neutronu, který ukazuje, že při tomto ději závisí pravděpodobnost tohoto jevu na energii nalétávajícího neutronu. Při vysokých energiích, jaké mají např. fúzní neutrony z DT a DD reakce, je účinný průřez záchyty velmi malý, neutrony se tedy před samotnou detekcí aktivačním detektorem musí moderovat, tedy zpomalit, tak, aby odpovídali alespoň rezonancím v průběhu viz. obrázek 13. Oddílu 4.2 Neutronové detektory nám prezentují ionizační detektory s plynovou náplní (typ námi sestrojeného detektoru), scintilační detektory a velmi krátce polovodičové a bublinkové detektory. Uvedli jsme jejich základní rysy a bloková schémata zapojení. Můžeme shrnout, že z hlediska detekce neutronů se může použít jakýkoli výše zmíněný, nicméně před ním musí být (výjma bublinkového), konvertující materiál, který převádí neutronové záření na záření α , β , γ nebo jejich kombinaci. Dále pak můžeme říci, že scintilační má největší detekční citlivost, avšak energetické rozlišení má lepší polovodičový detektor diamantový. Co se týká nespektrometrického měření, pak můžeme použít GM počítač, který má delší mrtvou dobu než předchozí dva, ale má jednoduchou konstrukci, malou cenu a menší provozní napětí (podle použité trubice).

6.3 Zhodnocení návrhu a sestrojení detektoru

Návrh detektoru pro zařízení PFZ-200 jsme provedli ve stejnojmenné sekci 5. Ze sekce 4.2.1 jsme konkrétně definovali základní části ionizačního detektoru s plynovou náplní, který jsme sestrojili. V příloze [I] Schéma zapojení mikroprocesoru a zdroje napětí pro GM trubici a [II] Schéma zapojení displeje jsou schémata, která byla pro realizaci navrhována a použita. Dále jsou v příloze [III] Návrh tištěného spoje hlavního obvodu a [IV] Návrh tištěného spoje displeje uvedeny návrhy tištěných spojů. Tyto části byly vytvořeny v programu Eagle. Při návrhu moderátoru v sekci 5.2 jsme respektovali obdobný koncept uvedený v [23], nicméně jsme ho nejdříve ověřili simulací MCNP. Z té plynulo, že pro dostatečné zvýšení účinného průřezu neutronového záchyty

potřebujeme mezi GM trubice a zdroj vložit minimálně 8 cm polyethylenu. Za účelem zvýšení citlivosti a zmenšení negativních účinků mrtvé doby jednotlivých trubic na výsledek měření jsme použili 4 GM trubice. Následně bylo v sekci 5.4 stručně shrnuto programování mikroprocesoru, který plnil dvě základní funkce, a to detekci impulzů z GM trubic a zobrazování počtu načítaných impulzů na displej.

Tato práce sloužila dvěma účelům, a to zpřehlednění problematiky neutronové diagnostiky autorovi a navržení a vytvoření detektoru fúzních neutronů pro použití u zařízení PFZ-200 na katedře fyziky FEL ČVUT a jiných zařízeních produkujících DD fúzní neutrony, např. laserový systém PALS v ÚFP AV ČR. Předpokládá se, že na tuto práci by mohla navázat práce, která by provedla detailní kalibraci přístroje.

Seznam obrázků

1	Závislost separační energie na nukleonovém čísle [8]	2
2	Z-pinč	4
3	Ukázka solenoidu [7]	4
4	θ -pinč [4]	5
5	Žlábková nestabilita [1]	7
6	Hadí nestabilita [1]	7
7	Magnetohydrodynamická nestabilita [1]	8
8	plazmatický fokus - typ Filippov [13]	8
9	plazmatický fokus - typ Filippov - průběh výboje [13]	9
10	plazmatický fokus - typ Mather [13]	9
11	plazmatický fokus - typ Mather - průběh výboje [13]	10
12	Fáze plazmatický fokusu (a - c) a zapojení (d)	10
13	Typický účinný průřez záchytu neutronu jádrem [16]	13
14	Blokové schéma ionizačního detektoru	14
15	Blokové schéma GM-počítače	14
16	V-A charakteristika ionizační komory [16]	15
17	Princip scintilačního detektoru (horní větev) a spektrometru (dolní větev) Inspirováno: [16]	16
18	Účinný průřez záchytu neutronu Ag-107	20
19	Výsledky simulace zpomalení neutronu při průchodu moderátorem PE	20
20	Blokové schéma zdroje pro GM trubici	21
21	Zapojení uPC k programátoru přes ISP konektor	22
22	Očíslování pinů na bin konektoru	23
23	Foto hotového přístroje uloženého v systému NIM	23
24	Schematický obrázek měřící soustavy	24
25	Oscilogram - scintilační detektory	25

Reference

- [1] P. Kubeš: Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika, Skriptum FEL ČVUT, Praha 2004
- [2] M. Řípa, J. Mlynář, V. Weinzettl, F. Žáček, třetí přepracované vydání, Praha, 2011, ISBN 80-902724-7-9, online: https://www.cez.cz/edee/content/file/vzdelavani/fuze_sceen.pdf
- [3] M. Libra, J. Mlynar, Poulek, V.: Jaderná energie, ročník 1. vydání ILSA, 2012
- [4] P. Kubeš, D. Klír, K. Řezáč: Materiály k přednášce 02PINC
- [5] S. Atzeni, J. Meyer-ter-Vehn, The Physics of Inertial Fusion: BeamPlasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter, ISBN-13: 9780198562641, 2004
- [6] Stephen Hawking. BrainyQuote.com, Xplore Inc, 2016. <http://www.brainyquote.com/quotes/quotes/s/stephenhaw447575.html>, accessed January 11, 2016
- [7] Wikipedia: Solenoid, online: Wikipedia - Solenoid
- [8] EN Wikipedia: Binding energy, online: EN Wikipedia - Binding energy (vazebná energie)
- [9] P. Kulhánek, Úvod do teorie plazmatu, AGA, kompletní učebnice, opravy zahrnuty, ISBN: 978-80-904582-2-2, 2015, online: <http://www.aldebaran.cz/studium/tpla.pdf>
- [10] M. A. Liberman, J. S. De Groot, A. Toor, R. B. Spielman: Physics of High-Density Z-Pinch Plasmas, Springer, New York, 1998, ISBN 0-387-98568-9
- [11] P. Kubeš: Influence of Self-organized Axial Magnetic Field on Neutron Production in Z-Pinch Discharges, Kudowa Summer School, "Towards Fusion Energy", 11-15.06.2012, Kudowa Zdroj, Poland
- [12] F. Deeba: Numerical Simulations of Staged-Pinch Plasma for Thermonuclear Fusion Studies, Department of physics Comsats institute of information technology (CIIT), Islamabad, Pakistan, 2008, online: Kompletní doktorská práce F. Deeba
- [13] J. Mlynář: Úvod do termojaderné fúze, prezentace FJFI ČVUT, online: <http://slideplayer.cz/slide/4870719/>
- [14] EN Wikipedia: Paschen curves, online: EN Wikipedia - Paschen curves
- [15] E. Y. Choueiri, Electric Propulsion and Plasma Dynamics Laboratory, Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, 1999
- [16] V. Ullmann, Jaderná fyzika a fyzika ionizujícího záření, Ostrava, 2002, online: <http://astronuklfyzika.cz/strana1.htm>
- [17] T. W. Crane, M.P.Baker, Neutron Detectors, 1999, online: <http://www.lanl.gov/orgs/n/n1/panda/00326408.pdf>
- [18] P. Kubeš, Transformation of the plasma column during neutron production in plasma focus discharge, Polsko, Varšava, IEEE TPS39, 562-568, 2011, online: <http://www.plasmafocus.net/IPFS/ISPF2013/Presentations/2-Pavel%20Kubes.pdf>
- [19] Tým diagnostiky plazmatu, ČVUT FEL v Praze, online: <https://www.fel.cvut.cz/cz/vv/tymy/vyboje.html>

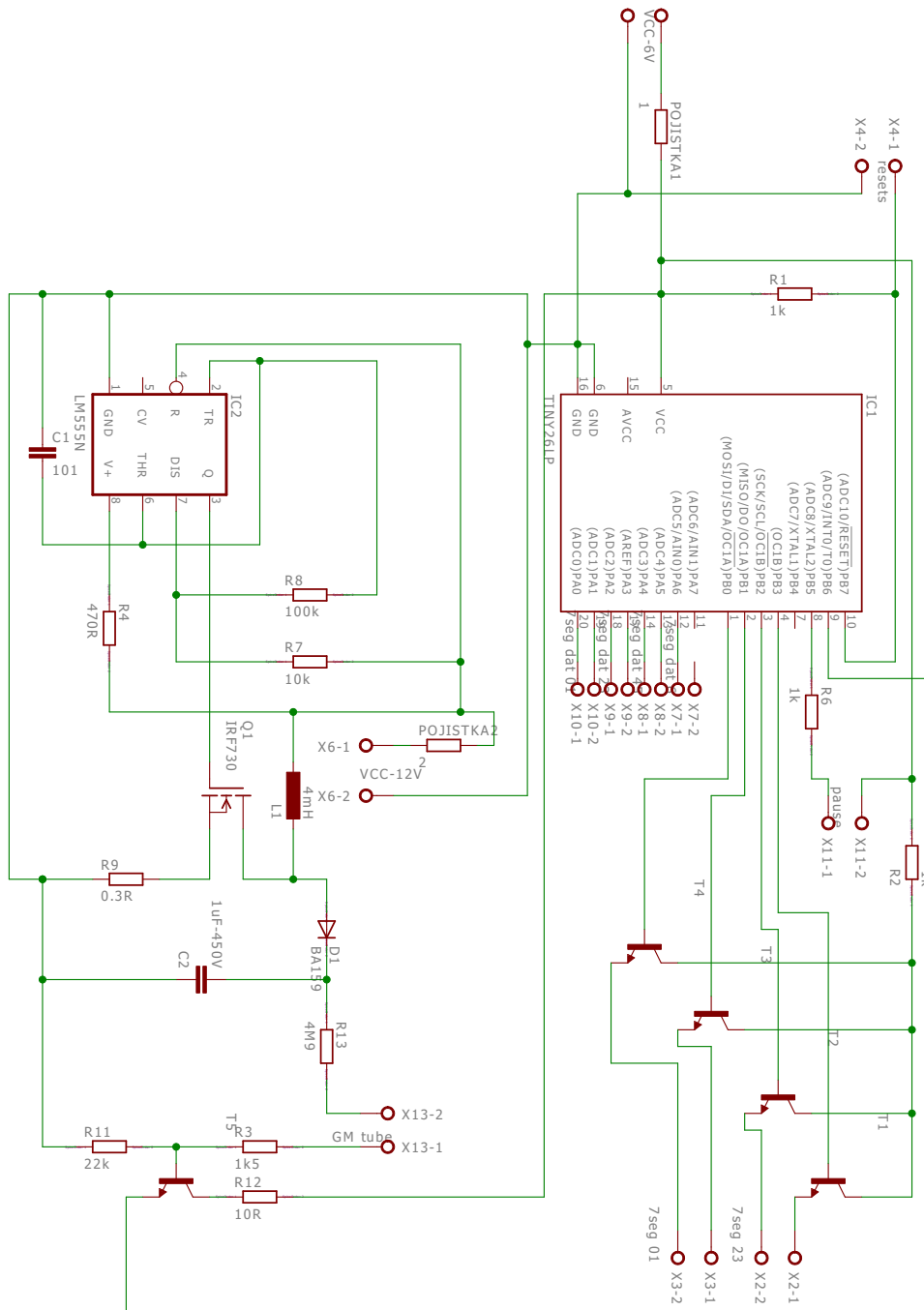
- [20] Sandia National Labs: News: Publications: Sandia Lab News: April 27, 2007, Sandia.gov. 2007-04-27. Retrieved 2015-06-20.
- [21] Sandia operates laboratories, New Mexico, Alubquerque, online: <http://www.sandia.gov/locations/index.html>
- [22] S.Y.F. Chu, L.P. Ekström, R.B. Firestone, The Lund/LBNL Nuclear Data Search Version 2.0, February 1999, online: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>, online Ag: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=470108>
- [23] LOS ALAMOS SCIENTIFIC LABORATORY of the University of California, Los Alamos, New Mexico, The Silver Counter A Detector for Bursts of Neutorns, LA-3498-MS
- [24] Wikipedia: NE555, online: <https://cs.wikipedia.org/wiki/NE555>

Seznam příloh

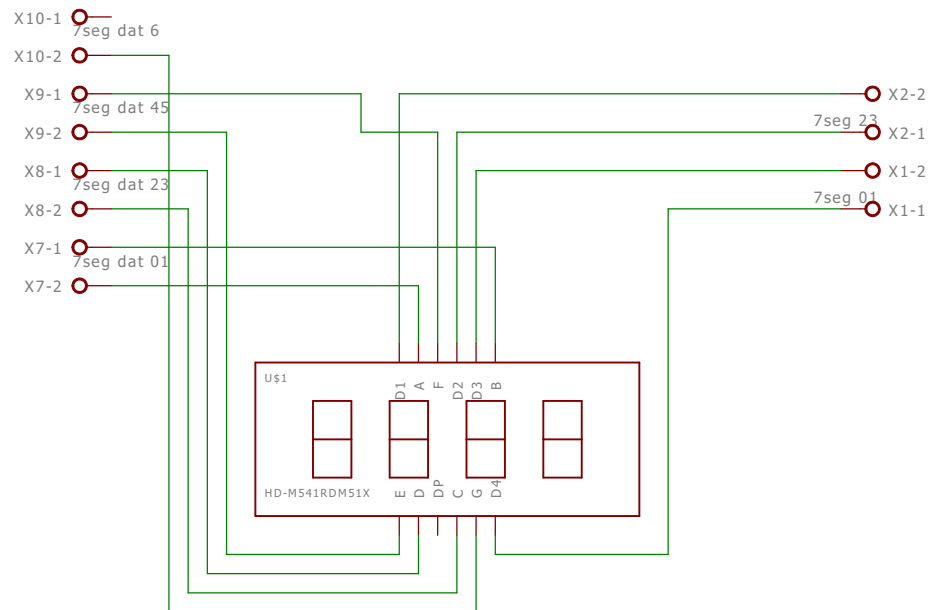
- [I] Schéma zapojení mikroprocesoru a zdroje napětí pro GM trubici
- [II] Schéma zapojení displeje
- [III] Návrh tištěného spoje hlavního obvodu
- [IV] Návrh tištěného spoje displeje
- [V] 3D model moderátoru
- [VI] Postup výroby moderátoru
- [VII] Postup výroby GM sond
- [VIII] Umístění moderátoru u zařízení PFZ-200

Přílohy

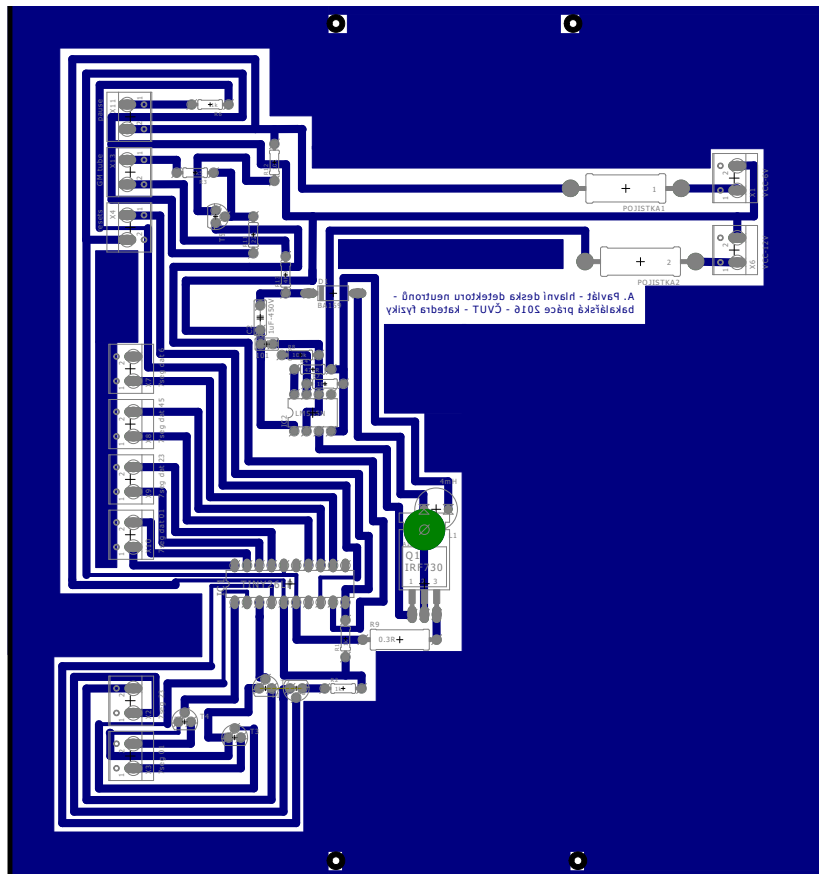
[I] Schéma zapojení mikroprocesoru a zdroje napětí pro GM trubici



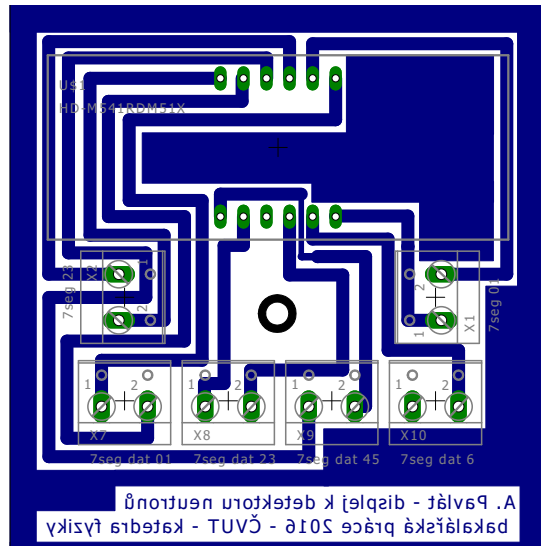
[II] Schéma zapojení displeje



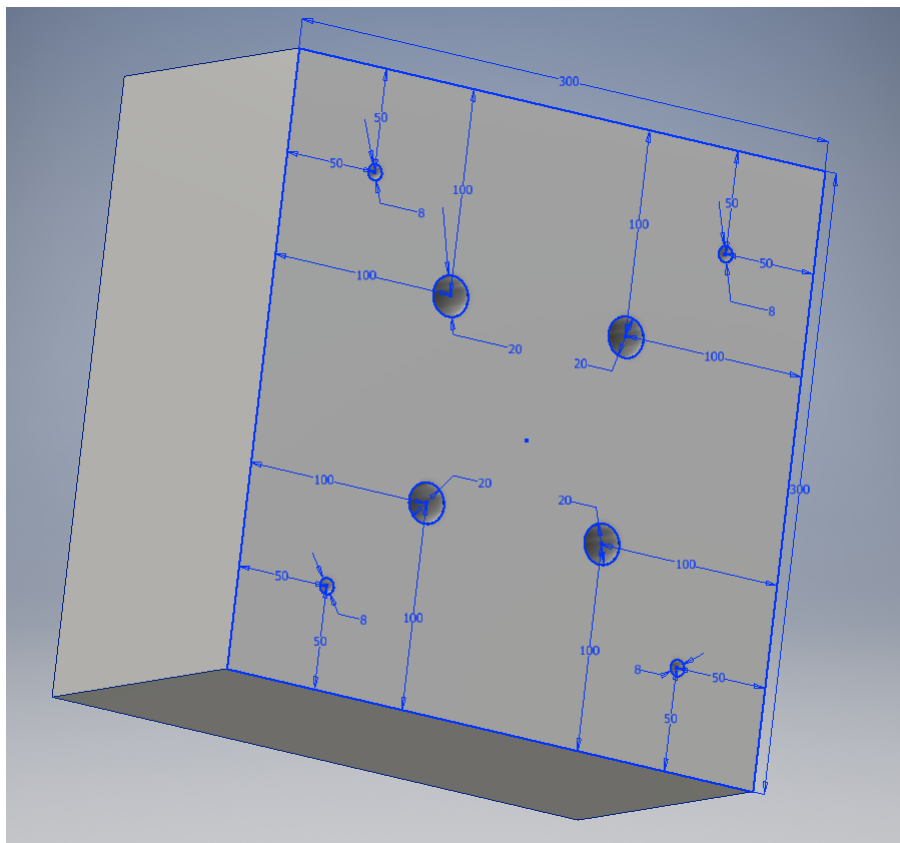
[III] Návrh tištěného spoje hlavního obvodu



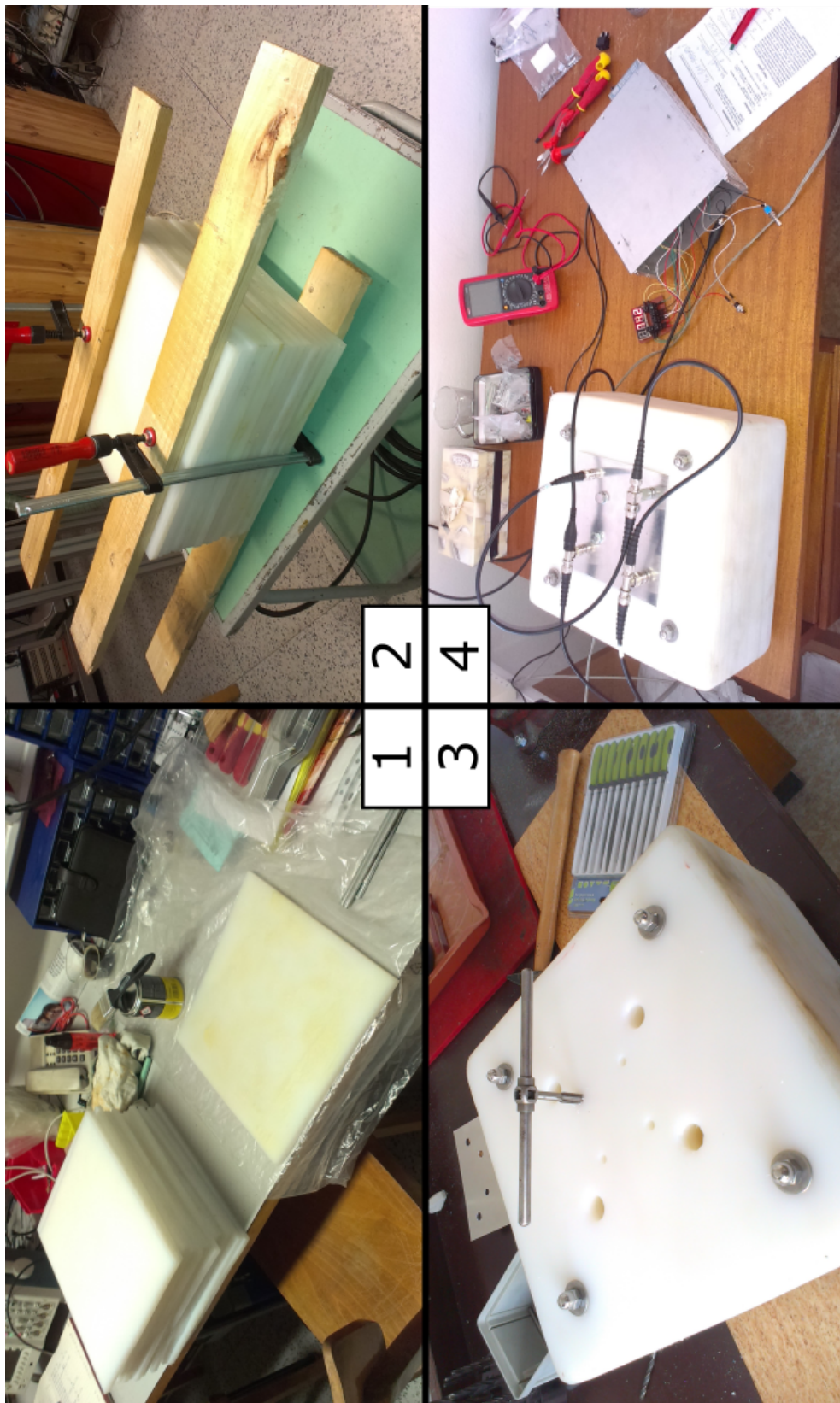
[IV] Návrh tištěného spoje displeje



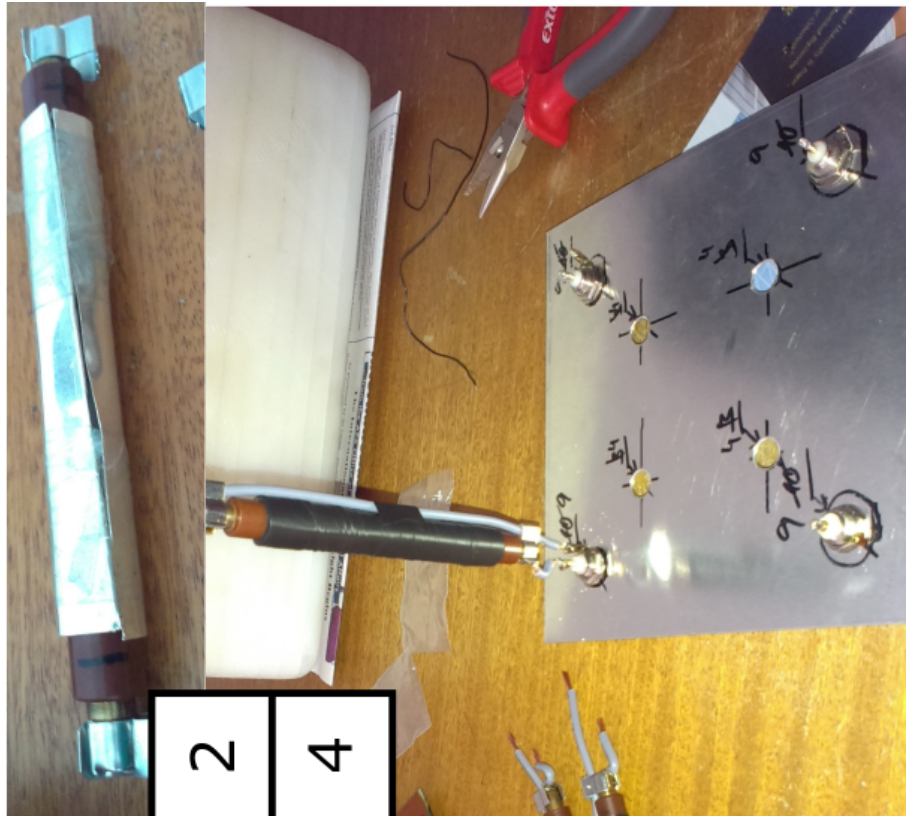
[V] 3D model moderátoru



[VI] Postup výroby moderátoru



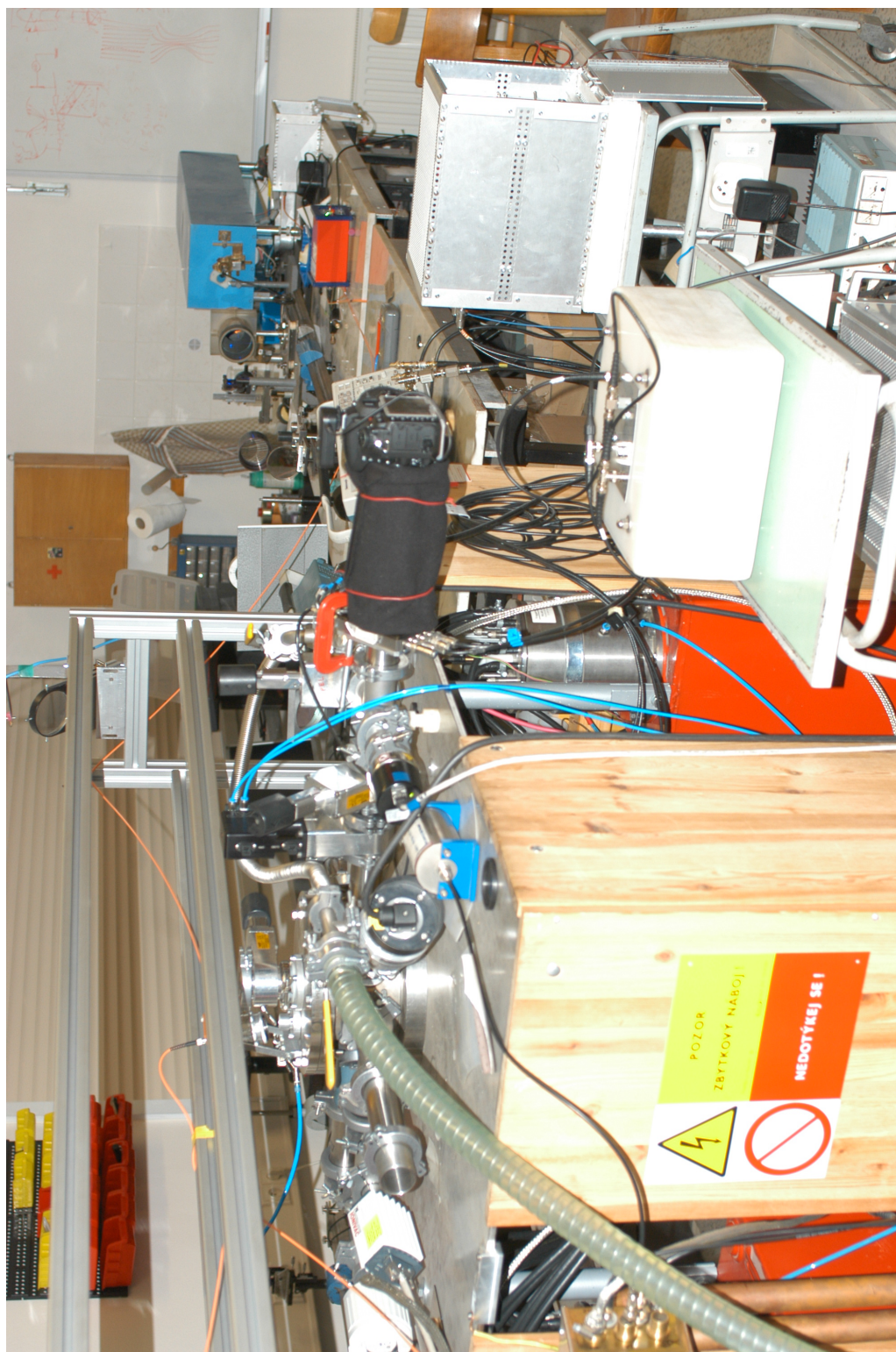
[VII] Postup výroby GM sond



1	2	3	4
---	---	---	---



[VIII] Umístění moderátoru u zařízení PFZ-200



Obsah přiloženého CD

- „návrh grafiky čelní desky čítače.svg“
- „PET - neutronový moedrátor - simulace.xlsx“
- „program pro čítač.C“
- „BP_pavlaad2_CVUT_FEL_KYR_2016.pdf“