

CZECH TECHNICAL UNIVERSITY IN
PRAGUE

Faculty of Nuclear Sciences and Physical
Engineering

Department of Physics



Bachelor thesis

**Laser driven photoproduction of
radioisotopes**

Pavel Gajdoš

Supervisor: Ing. Miroslav Krůs, PhD.

Prague, 2017

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská

Katedra Fyziky



Bakalářská práce

Laserem řízená fotoprodukce
radioizotopů

Pavel Gajdoš

Supervisor: Ing. Miroslav Krůs, PhD.

Praha, 2017



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2016/2017

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Pavel Gajdoš

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Název práce: Laserem řízená fotoprodukce radioizotopů
(česky)

Název práce: Laser driven photoproduction of radioisotopes
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

- 1) Student se seznámí se základy laserového urychlování elektronů plazmovou vlnou.
- 2) Student se seznámí se základními databázemi jaderných reakcí (př. EXFOR) a gama spektrometrie (př. Nuclear Data).
- 3) Student se seznámí se základy gama spektrometrie a aktivační analýzy.
- 4) Student provede vyhodnocení a interpretaci dat získaných během ozařovacích experimentů probíhajících na 25TW femtosekundovém laserovém systému ve Výzkumném centru PALS.

Doporučená literatura:

- [1] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans: Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, Rev. Mod. Phys. 81 (2009) 1229
- [2] W. P. Leemans et al.: Gamma-neutron activation experiments using laser wakefield accelerators, Phys. Plasmas 8 (2001) 2510
- [3] K. W. D. Ledingham et al.: Photonuclear Physics when a Multiterawatt Laser Pulse Interacts with Solid Targets, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 899

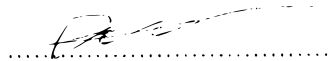
Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

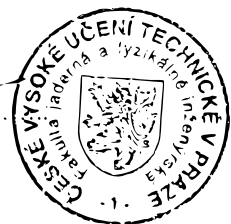
Ing. Miroslav Krůs, Ph.D., Oddělení laserového plazmatu, Ústav fyziky plazmatu, AV ČR v.v.i.


Datum zadání bakalářské práce: 20.10.2016

Termín odevzdání bakalářské práce: 10.07.2017

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.


vedoucí katedry




děkan

V Praze dne 20.10.2016

Prohlášení:

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, software, atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu 60 Zákona .121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

Title:

Laser driven photoproduction of radioisotopes

Author: Pavel Gajdoš

Specialization: Experimental nuclear physics

Sort of project: Bachelor thesis

Supervisor: Ing. Miroslav Krůs, PhD.

Consultant:

Abstract: This thesis demonstrates the use of the 25 TW titan-sapphire laser system in PALS research centre in Prague to produce radioisotopes. In the first chapter, the principle of laser wakefield acceleration of electrons is described. Interactions of photons with atom and nuclei and nuclear reaction yield are shown in the second chapter. In the next chapter, the radioactive decay and production of synthetic radionuclides are mentioned. In the last chapter, the calculation of the number of produced radioisotopes after a single laser shot is shown. Values of cross sections of nuclear reactions were found in EXFOR database. Numerical integration was done using Matlab. Results show, that all radioisotopes, that were created, produce enough signal for detection. Finally, scattering, divergence and relative charge of accelerated electron beam were determined from experiment.

Key words: laser wakefield acceleration, production of radioisotopes, photo-nuclear reaction

Název práce:

Laserem řízená fotoprodukce radioizotopů

Autor: Pavel Gajdoš

Abstrakt: Tato práce ukazuje možnost použití 25 TW titan-safírového laserového systému ve výzkumném centru PALS v Praze k produkci radioizotopů. V první části je uveden princip vytvoření svazku urychlených elektronů pomocí laserového pulzu. Druhá část je převážně věnována interakcemi fotonů s atomovým obalem a jádrem a výtěžkům jaderných reakcí. V další části je zmíněn radioaktivní rozpad a tvorba umělých radionuklidů. V poslední kapitole je proveden výpočet vytvořených radionuklidů po jednom výstřelu. K tomuto výpočtu byla použita data účinných průřezů reakcí získaných z databáze EXFOR a numerická integrace byla provedena v programu Matlab. Z výsledků potom vyplývá, že všechny vytvořené radionuklidy produkují dostatečný signál. Nakonec byla z dat získaných z experimentu určena směrovost, divergence a relativní náboj elektronového svazku.

Klíčová slova: laserové urychlování elektronů, výroba radionuklidů, fotojaderná reakce

Acknowledgement

I would like to thank to my supervisor Ing. Miroslav Krůs, PhD. for his willingness, patience, valuable advices and all support.

Obsah

1	Úvod	12
2	Urychlování elektronů plazmovou vlnou	13
2.1	Plazmová vlna	14
2.1.1	Ponderomotorická síla	14
2.1.2	Lineární a nelineární plazmové vlny	15
2.1.3	Lámání vln	15
2.1.4	Urychlení a rozfázování elektronů	16
2.1.5	Limity urychlování	17
2.1.6	Relativistická autofokusace	18
2.2	Laser-plazmové urychlovače	18
2.3	Injekce elektronů	19
2.3.1	Autoinjekce	19
2.3.2	Ionizační injekce	20
2.3.3	Skok v hustotě	20
3	Jaderné reakce	22
3.1	Druhy reakcí	22
3.1.1	Fotojaderné reakce	22
3.2	Účinný průřez	24
3.2.1	Tenký terčík	24
3.2.2	Výtěžek jaderné reakce s nabitými částicemi pro tlustý terčík	24
3.2.3	Výtěžek fotojaderné reakce	25
3.3	Aplikace fotojaderných reakcí	25
4	Radioaktivní rozpad	27
4.1	Rozpadový zákon	27
4.2	Výroba umělých radionuklidů	29

5 Experiment	31
5.1 Experimentální uspořádání	31
5.2 Počet vyrobených radioizotopů	33
5.3 Výpočet směrovosti, profilu a náboje elektronového svazku . .	36
6 Závěr	40

Seznam obrázků

3.1	Schématická reprezentace celkového fotojaderného účinného průřezu na nukleon, převzato z [5]	26
4.1	Závislost aktivity na čase vzorku skládajícího se z ^{64}Cu (12,7 h) a ^{61}Cu (3,4 h), převzato z [6]	28
4.2	Závislost počtu radionuklidů ^{61}Cu přítomných v terčiku z Ni v čase při a po bombardování deuterony v cyklotronu , převzato z [6]	29
5.1	Schéma experimentu: laserový paprsek je díky zrcadlům M1 a M2 a mimoosému paraboloidu OAP zaostřen do plynu, ve kterém dochází k vytvoření svazku urychlených elektronů, který naráží do terčiku	33
5.2	Akumulace 5 výstřelů po 15 s při výrobě N radionuklidů ^{53}Fe	36
5.3	Směrovost elektronového svazku (polohy maxima)	37
5.4	Divergence elektronového svazku	38
5.5	Relativní náboj elektronového svazku	38
5.6	Data z výstřelu č. 02_1	39
5.7	Řez pulzu v maximu z výstřelu č. 02_1	39

Kapitola 1

Úvod

Pomocí intenzivního laserového pulzu lze na krátké vzdálenosti urychlit elektrony na velmi vysoké energie. Cílem této práce je využití takto urychlených elektronových svazků ve výzkumném centru PALS k produkci umělých radionuklidů.

Nejprve jsou v kapitole 2 uvedeny základy laserového urychlování elektronů plazmovou vlnou, což znamená vytvoření brázdového pole a způsoby urychlování a injekce elektronů.

V kapitole 3 se zabýváme jadernými reakcemi, jejich druhy a výtěžky pro různé typy terčů, kde podrobněji rozebíráme fotojaderné reakce a jejich aplikace.

Kapitola 4 pojednává o radioaktivním rozpadu, aktivitě a výrobě umělých radionuklidů.

V poslední kapitole 5 jsme určili, jaké radioizotopy lze pomocí laserového pulzu vytvořit a kolik se jich vytvoří při jednom výstřelu. Dále jsme analyzovali vlastnosti vytvořeného elektronového svazku. Určili jsme směrovost, divergenci a náboj svazku.

Kapitola 2

Urychlování elektronů plazmovou vlnou

Hlavní myšlenkou laserového urychlování elektronů plazmovou vlnou je přeměna příčného elektrického pole laserového paprsku na podélné, a tedy vytvoření tzv. brázdového pole (plazmové vlny), ve kterém je možné elektrony urychlit. Tato přeměna je možná díky tzv. ponderomotorické síle (viz Kap. 2.1.1). Využití plazmatu k urychlení elektronů je velmi výhodné. Plazma totiž dokáže udržet velké elektrické pole o intenzitě v přesahu

$$E_0(\text{V/m}) \simeq 96\sqrt{n_0(\text{cm}^{-3})}, \quad (2.1)$$

kde n_0 je hustota elektronů v plazmatu, to platí pro lineární vlny (viz Kap. 2.1.2 a Kap. 2.1.3). Nebo-li $E_0 = cm_e\omega_p/e$, kde m_e je klidová hmotnost elektronu, e jeho náboj a plazmová frekvence elektronů je

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}. \quad (2.2)$$

Urychlovací pole v plazmových urychlovačích může dosáhnout až 100 GV/m, což je o 3 řády více než v klasických, kde je toto pole limitované elektrickým průrazem ve stěnách urychlovacích dutin při jeho působení. Délka urychlené vlny potom odpovídá plazmové vlnové délce

$$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p} = \frac{2\pi}{k_p}. \quad (2.3)$$

Důležitou veličinou je také "strength" parametr laseru a_0 , který je definován jako maximální amplituda normalizovaného vektorového potenciálu

laserového pole $\vec{a} = e\vec{A}/m_e c^2$ a lze vyjádřit ze vztahů pro maximální intenzitu laseru $I_0 = (\pi c/2)(m_e c^2 a_0/e\lambda)^2$ a sílu $P = \pi r_0^2 I_0/2$, tedy

$$a_0^2 \simeq 7.3 \times 10^{-19} [\lambda(\mu\text{m})]^2 I_0(\text{W}/\text{cm}^2). \quad (2.4)$$

Z fyzikálního hlediska lze $\vec{a} = \vec{p}_\perp/m_e c$ považovat za normalizovanou hybnost příčného kmitání elektronů v laserovém poli. Pokud je $a_0 \gtrsim 1$, potom je tato hybnost relativistická a interakce laseru s plazmatem je nelineární.

2.1 Plazmová vlna

Plazmová vlna vzniká pomocí laserového pulsu. Analytické řešení existuje pro 3D lineární vlny a 1D nelineární vlny. Pro 3D nelineární řešení je vyžadováno numerických metod. Fázová rychlost plazmové vlny je důležitá pro určení minimální energie pro injekci elektronů, maximálního zisku energie, maximální amplitudy plazmové vlny a délky rozfázování. Při zanedbání vývoje laserového pulzu je fázová rychlost plazmové vlny rovna grupové rychlosti laserového pulzu. Tuto rychlost lze pro lineární vlny získat z disperzního vztahu

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_p^2 \quad (2.5)$$

kde $\omega_p = ck_p$ je plazmová frekvence. Z toho vyplývá, že grupová rychlost laserového pulzu je

$$v_g = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (2.6)$$

Pro nelineární vlny a změny laserového pulsu procházejícího plazmatem je určení fázové rychlosti plazmové vlny složitější. Přibližné řešení pro 1D lze nalézt v [1].

2.1.1 Ponderomotorická síla

Brázdové pole v plazmatu je vytvořeno díky ponderomotorické síle. Tato síla působí na elektrony, které kmitají v plazmatu. Elektrony jsou touto silou vytlačeny kolem obálky laserového pulsu. V případě 3D lineárních plazmových vln má ponderomotorická síla tvar

$$\vec{F}_p = -m_e c^2 \nabla(a^2/2), \quad (2.7)$$

Ponderomotorickou sílu lze tedy chápat jako tlak záření nebo-li gradient hustoty elektromagnetické energie. V obecném případě nelineárních 3D vln má ponderomotorická síla tvar

$$F_{pN} = -m_e c^2 \nabla \gamma \quad (2.8)$$

kde $\gamma = (1 + p^2)^{1/2}$ a \vec{p} je normalizovaná hybnost elektronu.

2.1.2 Lineární a nelineární plazmové vlny

Generování lineárních vln ($a \ll 1$) lze zkoumat pomocí rovnic chladné tekutiny. Plazmové vlny generované v homogenním plazmatu při frekvenci ω_p a podmínce $E \ll E_0$ jsou popsány následujícími rovnicemi

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{c^2}{\omega_p} \int_0^t dt' \sin[\omega_p(t-t')] \nabla^2 a^2(\vec{r}, t')/2 \quad (2.9)$$

a

$$\frac{\vec{E}}{E_0} = -c \int_0^t dt' \sin[\omega_p(t-t')] \nabla a^2(\vec{r}, t')/2, \quad (2.10)$$

kde $\delta n = n - n_0$ je odchylka hustoty elektronů. Z řešení těchto rovnic plyne, že nejvýhodnější pro vytvoření brázdrového pole je, pokud je délka obálky laserového pulsu stejného řádu jako vlnová délka plazmatu λ_p (2.3).

V nelineárním režimu je zkoumání generování brázdrového pole složitější. Rovnice popisující chování v jedné dimenzi lze najít v [1]. Z řešení potom například vyplývá, že vlnová délka plazmová vlny se zvětšuje s rostoucí amplitudou, což má vliv na tvar samotné vlny. Pokud je vlna vytvořena pulsem, který je silnější na ose, je přední část vlny zakřivena. Toto zakřivení může vést k lámání vln, které je zmíněné v následující sekci.

2.1.3 Lámání vln

Elektrické pole lineární plazmové vlny je

$$E_z = E_{\max} \sin\left(\frac{z}{v_{ph}} - t\right), \quad (2.11)$$

kde v_{ph} je fázová rychlost vlny. Maximální amplituda lze odhadnout z Poissonovy rovnice a za předpokladu, že všechny elektrony v plazmatu oscilují se stejnou frekvencí danou vlnovým číslem $k_p = \omega_p/c$, jako

$$E_{\max} = E_0 = \frac{cm_e \omega_p}{e}. \quad (2.12)$$

V případě nelineárních plazmových vln je možné aby tato hodnota byla překročena. Maximální amplituda je v tomto případě

$$E_{WB} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)} E_0, \quad (2.13)$$

kde

$$\gamma_p = \frac{1}{\sqrt{(1 - v_{ph}^2/c^2)}} \quad (2.14)$$

je Lorentzův gama faktor. Pro fázovou rychlost plazmové vlny platí, že je přibližně rovna grupové rychlosti laserového paprsku. Potom lze Lorentzův gama faktor odhadnout jako $\gamma_p \simeq \omega/\omega_p$, kde ω je frekvence laserového paprsku. Hodnota E_{WB} (2.13) platí pouze pro chladné plazma. V případě horkého plazmatu je maximální amplituda menší. Při překročení hodnoty E_{WB} může docházet k injekci elektronů, kdy při lámání vlny sklouznou elektrony do urychlovací fáze vlny. Amplituda této vlny je přitom tlumena.

2.1.4 Urychlení a rozfázování elektronů

Pro urychlení elektronů plazmovou vlnou je důležité, aby se elektrony nacházeli v urychlovací části vlny. Elektrony jsou urychlovány podél osy z elektromagnetickou plazmovou vlnou danou vztahem (2.11) a přibližují se rychlosti světla ve vakuu c . Jelikož je ale fázová rychlost vlny přibližně rovna grupové rychlosti laseru tj.

$$v_{ph} \simeq v_g = c\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, \quad (2.15)$$

je $v_{ph} < c$. Elektrony tedy předběhnou plazmovou vlnu a po chvíli se dostanou do zpomalovací části vlny. Tomuto jevu se říká rozfázování elektronů. Získaná energie elektronů je tímto jevem limitována. Délka rozfázování je definovaná jako délka, kterou musí elektron urazit, než se jeho fáze změní o polovinu periody plazmové vlny. Pokud uvažujeme relativistický elektron ($v_z \simeq c$) je potom délka rozfázování L_d daná vztahem

$$\left(1 - \frac{v_{ph}}{c}\right) L_d = \frac{\lambda_p}{2}, \quad (2.16)$$

tedy $L_d \simeq \gamma_p^2 \lambda_p$, předpokládáme-li $\gamma_p = \omega/\omega_p \gg 1$. Maximální zisk energie elektronů po uražení délky rozfázování je potom přibližně

$$W_{\max} \simeq eE_{\max}L_d \simeq 2\pi\gamma_p^2 \frac{E_{\max}}{E_0} m_e c^2, \quad (2.17)$$

pokud $E_{\max} < E_0$.

Pro zachycení a následné urychlení elektronů je nutné, aby měl elektron dostatečnou počáteční rychlost. Uvažujme elektron nacházející se ve fázovém prostoru (\tilde{p}, ψ) , kde \tilde{p} je normalizovaná hybnost elektronu a $\psi = k_p(z - v_{ph}t)$ je fáze elektrostatického potenciálu Φ , popisující plazmovou vlnu

$$\Phi = \Phi_0 \cos \psi = \frac{E_{\max}}{E_0} \cos \psi. \quad (2.18)$$

Urychlovací fáze vlny je potom $-\pi < \psi < 0$. Uvažujme-li elektron, který je injektovaný do plazmové vlny s rychlostí ve směru šíření vlny $v_z < v_{ph}$ v

$\psi = 0$, bude se zpočátku posouvat oproti plazmové vlně zpátky. Je-li tedy počáteční rychlost elektronu velmi malá, nemůže získat dostatečnou energii a jeho rychlost bude v bodě $\psi = -\pi$ menší než fázová rychlost vlny. To znamená, že elektron nebude ve vlně zachycen a bude prostupovat zpátky celou vlnou oproti směru jejího šíření. Pokud je ale rychlost elektronu při injekci dostatečně velká tak, že při dosažení bodu $\psi = -\pi$ bude mít elektron rychlost $v_z > v_{ph}$, bude zachycen a bude se pohybovat v uzavřeném fázovém intervalu $-\pi < \psi < \pi$.

2.1.5 Limity urychlování

Urychlení elektronů plazmovou vlnou může být limitováno několika mechanismy. Jedním z problémů je délka, po kterou může být elektron urychlován, než spadne do zpomalovací fáze vlny, označená jako délka rozfázování L_d , která byla zmíněna v Kap. 2.1.4. Dalším problémem je Rayleighova difrakce, kterou podstupuje laserový puls ve vakuu. Velikost svazku ohniska se zvětšuje se vzdáleností z (osa propagace laseru) podle

$$r_s(z) = r_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{Z_R^2}}, \quad (2.19)$$

kde r_0 je velikost ohniska při zaostření v $z = 0$ a Z_R je Rayleighova délka

$$Z_R = \frac{kr_0^2}{2}, \quad (2.20)$$

kde k je vlnové číslo. Bez toho, aby byl paprsek v plazmatu opticky zaostřován (veden), byla by délka interakce laserového paprsku s plazmatem omezena na několik Rayleighových délek a nebylo by možné v této vlně urychlovat elektrony na velmi vysoké energie. Jeden ze způsobů, jak se paprsek fokusuje je ukázán v Kap. 2.1.6.

Jelikož laserový paprsek prostupující plynem vytváří plazmovou vlnu, ztrácí energii. Maximální délka, po kterou může paprsek ztrácet energii, vytvářet plazmovou vlnu a přesto být samoveden (viz Kap. 2.1.6) je tzv. "pump depletion length" L_{pd} . V lineárním režimu je $L_d \ll L_{pd}$, tedy zisk energie elektronů je limitován defázovací délkou a je dán vztahem (2.17). Nicméně lze tuto délku zvýšit vhodnou změnou hustoty plazmatu ve směru šíření paprsku, čímž se zvýší fázová rychlost plazmové vlny. Potom je urychlení elektronů limitováno délkou

$$L_{pd} \sim \frac{\lambda_p^2}{\lambda^2} a_0^{-2}, \quad (2.21)$$

kde λ_p resp. λ je vlnová délka plazmové vlny resp. laserového paprsku a a_0 je dáno (2.4). U nelineárních vln je potom $L_d \sim L_{pd}$. Zisky energie elektronů pro oba případy jsou ukázány v [1].

2.1.6 Relativistická autofokusace

Když velmi intenzivní laserový paprsek prostupuje podkritickým plazmatem mění index lomu plazmatu daný vztahem

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}. \quad (2.22)$$

Tento vztah platí pouze v 1D a pro malé amplitudy laserového paprsku prostupující homogenním plazmatem. Jak laserový pulz interaguje s elektrony v plazmatu, bude se jejich relativistická hmotnost zvětšovat. Navíc ponderomotorická síla vytlačuje elektrony radiálně pryč od místa centra laserového pulzu. Tyto efekty v daném místě zmenšují plazmovou frekvenci a tedy podle (2.22) zvětšují index lomu. V tomto místě se pak médium chová jako spojná čočka. Lze ukázat, že pokud výkon laseru P překročí kritickou hodnotu

$$P_{cr} = 17,4 \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \text{ GW} \quad (2.23)$$

dojde k relativistické autofokusaci a laserový pulz bude tzv. samoveden plazmatem.

2.2 Laser-plazmové urychlovače

Pro urychlení elektronů plazmovou vlnou existuje několik způsobů. Nejjednodušším je laser-plazmový urychlovač s brázdovým polem (LWFA). Při tomto urychlování je jeden ultrakrátký (≤ 1 ps), vysoce intenzivní ($\geq 10^{18}$ W/cm²) laserový pulz vstřelen do plazmatu, kde vytvoří brázdové pole. Nejefektivněji je toto pole vytvořeno (největší amplituda plazmové vlny), pokud je délka laserového pulsu podobná délce plazmové periody $L \sim \lambda_p$. Pokud máme intenzitu laserového pulzu natolik silnou, že dokáže vytlačit všechny elektrony v okolí, kde prochází, nazývá se tento režim bublinový (bubble nebo blow-out). Plazmová vlna nemusí vytvořena pouze laserovým pulzem, ale i urychlenými nabitými částicemi, např. elektrony. Hlavní výhodou tohoto režimu je velmi vysoké urychlovací pole, které má zároveň lineární závislost na vzdálenosti za pulzem a je konstantní v radiálním směru.

Jelikož v roce, kdy bylo urychlování plazmovou vlnou navrženo, nebyly lasery, které by dosahovaly tak krátkého pulzu, byla navržena metoda, při

kteřé dva laserové pulzy o různých frekvencích ω_1 a ω_2 spolu rezonovaly a vytvořili plazmovou vlnu (PBWA). Pro vytvoření takové vlny musí být splněna rezonanční podmínka $\Delta\omega \equiv \omega_1 - \omega_2 \simeq \omega_p$. Protože se ale zvětšuje amplituda plazmové vlny, zvětšuje se i její perioda (Kap. 2.1.2) a perioda složené vlny tvořené laserovými pulzy je neměnná, dostane se plazmová vlna mimo fázi a dojde k rezonančnímu útlumu. Tomu lze předejít optimalizací rezonanční frekvence $\Delta\omega < \omega_p$. Dále lze optimalizovat amplitudu plazmové vlny řadou několika pulzů. Všechny tyto způsoby jsou popsány v [1].

2.3 Injekce elektronů

2.3.1 Autoinjekce

Autoinjekce je asi nejjednodušší způsob, jak zachytit elektrony v plazmové vlně. Urychlený svazek elektronů zachycený pomocí autoinjekce má většinou velký náboj až 10 nC, nicméně nevýhodou je široký rozptyl energie. K dosažení self-injekce je potřeba vytvoření plazmové vlny s velkou amplitudou přesahující hodnotu danou vztahem (2.13). Jak již bylo zmíněno v sekci 2.1.3, tato hodnota platí pouze pro chladné plazma. Pro termální, 2D a 3D efekty je tato hodnota menší, ale stále větší než E_0 (2.1). Experimentálně pozorované amplitudy plazmových vln jsou ale ještě menší. Efektivní amplituda je v rozmezí $E_z/E_0 \simeq 10 - 30\%$, což je velmi pod limitní hodnotou pro lámání vln v chladném plazmatu. Tyto výsledky napovídají, že v plazmatu dochází ještě k dalším nestabilitám (Ramanův zpětný rozptyl), které snižují efektivní amplitudu pro autoinjekci elektronů.

Široký rozptyl energie urychlených elektronů je způsoben ze dvou důvodů. Za prvé elektrony jsou zachytávány po celou dráhu laserového pulzu procházejícího plazmatem. Tudiž elektrony zachyceny na konci dráhy se nestihnou urychlit na maximální hodnotu. Za druhé délka rozfázování L_d je často velmi malá oproti dráze, kterou prochází laserový pulz plazmatem. Z toho plyne, že zachycené elektrony se pohybují uvnitř vlny, kde jsou urychlovány a zase zpomalovány v závislosti na tom, v jaké části vlny se nacházejí. Maximální energie zachycených elektronů při autoinjekci za podmínky $E_z/E_0 \ll 1$ je

$$W_{max} \simeq 4\gamma_p^2 m_e c^2 \frac{E_z}{E_0}, \quad (2.24)$$

kde γ_p souvisí s fázovou rychlostí plazmové vlny podle (2.14). Autoinjekce je ale nestabilní, a proto se hledají stabilnější metody generace svazku.

2.3.2 Ionizační injekce

Jednou z možností, jak dosáhnout injekce elektronů při nižších intenzitách, při nichž nedochází k autoinjekci, je použití ionizační injekce. V tomto případě je pracovní plyn, který má obvykle malé protonové číslo, smíchán s jiným plynem s větším protonovým číslem, kde zastoupení přidaného plynu je okolo 1 %. Tato metoda využívá velkého rozdílu ionizačních energií elektronů mezi jednotlivými slupkami atomu. Hlavní výhodou ionizační injekce je její jednoduchost oproti jiným metodám a schopnost dát monoenergetický svazek.

Vezměme například směs hélia a dusíku. Energie potřebná k ionizaci elektronů v K-slupce atomu hélia je v rozmezí 20 – 60 eV, v L-slupce dusíku přibližně 10 – 100 eV, ale pro první a druhý elektron v K-slupce dusíku je tato energie asi 550 a 670 eV [4]. Rozdíl těchto energií bude vést k tomu, že elektrony v K-slupce dusíku budou ionizovány až v oblasti maximální intenzity laserového pulzu, oproti ostatním elektronům, jež jsou ionizovány náběžnou hranou. Intenzita laserového pulzu musí být tedy dostatečná, aby mohlo dojít k ionizaci K-slupky dusíku. Jakmile laserový paprsek vstoupí do směsi plynů, nejprve v přední části ionizuje atomy hélia a elektrony L-slupky dusíku, které vytvoří plazmovou vlnu. Jelikož jsou elektrony K-slupky dusíku ionizovány až později při maximální intenzitě, jsou uvolňovány uvnitř již vytvořené plazmové vlny, kde na ně působí elektrické pole. Pokud se nacházejí ve správné fázi jsou potom urychleny.

2.3.3 Skok v hustotě

Další možností, jak injektovat elektrony do plazmové vlny, je pomocí skoku v hustotě. K této injekci dochází při přechodu vlny z plazmatu o větší hustotě do plazmatu s menší hustotou. Principiálně jde o to, že při přechodu z plazmatu o větší hustotě do plazmatu s nižší hustotou se prodlouží vlnová délka plazmové vlny. To zapříčiní, že elektrony, které se nacházejí v oblasti přechodu, se ocitnou v urychlovací fázi vlny v oblasti s menší hustotou.

Uvažujme plazmovou vlnu, která má tvar

$$\Phi = \Phi_0 \cos k_p \xi, \quad (2.25)$$

kde $\xi = z - ct$ je vzdálenost za laserovým svazkem, který vytváří plazmovou vlnu. Dále uvažujme maximum plazmové vlny nacházející se v oblasti N_p period za vytvářejícím svazkem. Před změnou hustoty je maximum ve vzdálenosti $|\xi_1| = N_p \lambda_{p1}$. Po přechodu do plazmatu s menší hustotou se maximum nachází ve vzdálenosti $|\xi_2| = N_p \lambda_{p2}$ za pulzem, kde λ_{p1} a λ_{p2} resp. n_1 a n_2 jsou vlnové délky plazmové vlny resp. hustoty před a po změně hustoty s poměrem $\lambda_{p1} < \lambda_{p2}$ resp. $n_1 > n_2$. Přechod mezi plazmou s různými

KAPITOLA 2. URYCHLOVÁNÍ ELEKTRONŮ PLAZMOVOU VLNOU 21

hustotami změny polohu maxima o

$$\Delta|\xi_p| = N_p(\lambda_{p1} - \lambda_{p2}). \quad (2.26)$$

Pokud je šířka přechodu mezi plazmou s různými hustotami L_{tr} , je změna fázové rychlosti vlny přibližně

$$\frac{\Delta v_{ph}}{c} \simeq \frac{N_p(\lambda_{p1} - \lambda_{p2})}{L_{tr}}. \quad (2.27)$$

Z této rovnice lze vidět, že změna fázové rychlosti je úměrná vzdálenosti N_p za pulzem a také velikosti změny hustoty, jelikož

$$\frac{(\lambda_{p1} - \lambda_{p2})}{L_{tr}} \simeq \frac{d\lambda_p}{dz} = -\frac{\lambda_p}{2n} \frac{dn}{dz}. \quad (2.28)$$

Zachycení elektronů potom nastává při $v_{ph} = v_e$, kde v_e je rychlost oscilujících elektronů v plazmatu. Jelikož se ale fázová rychlost vlny zmenšuje se zmenšující hustotou, dojde na přechodu mezi hustotami k rovnosti rychlostí a k zachycení elektronů.

Pokud nebylo explicitně uvedeno, byly všechny vztahy a veličiny obsažené v této kapitole získány z [1].

Kapitola 3

Jaderné reakce

Jadernou reakcí nazveme takovou reakci, při níž interaguje částice s jádrem a dochází ke změně jejich stavů nebo k přeměně na jiné částice nebo jádra. Typicky lze jadernou reakci psát jako



kde a je nalétávající částice, X je terčíková částice, která je většinou v klidu a Y a b jsou produkty reakce. Obvykle je Y těžký produkt, který se zastaví v terčíku a není dále přímo pozorován, b je potom lehčí částice, která může být detekována. Obecně mohou být a a b nukleony, lehká jádra nebo fotony. Alternativní zápis stejné jaderné reakce je



Tento zápis je praktičtější, protože nám udává typ jaderné reakce, který značíme (a, b) .

3.1 Druhy reakcí

Jaderné reakce rozdělujeme do několika typů, které jsou uvedeny v Tab. 3.1. Protože se v této práci zajímáme fotoprodukcí radionuklidů, budeme se detailněji věnovat fotojaderným reakcím.

3.1.1 Fotojaderné reakce

Foton, kvantum elektromagnetického záření, je stabilní elementární částice se spinem 1, která nemá hmotnost. Pro uskutečnění fotojaderných reakcí je nezbytné připravit dostatečně intenzivní svazky fotonů s požadovanými energiemi. Většinou se produkují jako sekundární interakcí elektronového svazku

Typ reakce	Značení	Příklad
Pružný rozptyl	(n,n); (p,p);...	Zpomalování neutronů lehkými jádry
Nepružný rozptyl	(n,n); (α , α);...	Nepružný rozptyl neutronů (protonů)
Radiační záchyt	(n, γ); (p, γ);...	Záchyt pomalých neutronů (protonů)
Deuteronové reakce	(d, n); (d,p);...	Reakce v neutronových generátorech
Reakce s α	(α , p); (α , n);...	Reakce ${}^9\text{Be}(\alpha, n)$
Reakce s neutrony	(n,p); (n, α);...	Detekce pomalých neutronů
Fotojaderné reakce	(γ , n); (γ , p);...	Reakce vyvolané brzdným zářením na těžkých prvcích
Štěpení	(n, f)	Štěpení U a Pu pomalými neutrony
Roztříštění jádra	-	Roztříštění jádra vysokoenergetickými částicemi na několik fragmentů

Tabulka 3.1: Typy jaderných reakcí, převzato z [7]

s terčíkem (brzdné záření), či laserem (inverzní Comptonův rozptyl). Fotojaderné reakce jsou prahové reakce jak je znázorněno na Obr. 3.1. Tyto reakce pro nízké gama energie pouze excitují vnitřní slupky, při vyšší energii mohou uvolňovat nukleony nebo způsobit kolektivní excitace. Při velmi vysokých energiích potom může docházet k produkci nových částic jako jsou piony, kaony a hyperony. Účinný průřez je potom uveden v Kap. 3.2.3.

U fotojaderných reakcí je nutné vzít v úvahu, že fotony neinteragují pouze s jádrem, ale i s atomovým obalem. Protože atomová interakce má relativně malý účinný průřez, mají fotony velkou pronikavost v materiálu. V interakci s elektrony jsou zastoupeny procesy Comptonova rozptylu a fotoefektu, jaderné interakce jsou potom zastoupeny tvorbou elektron-pozitronových párů a fotojadernými reakcemi. Důsledkem interakcí s jádrem je to, že fotojadernou reakcí nemůže nikdy vzniknout těžší jádro produktu než je jádro terčíku, zatímco při reakci nabitě částice s jádrem to možné je. Ve všech těchto interakcích se foton buď rozptýlí do odlišného směru od původního svazku, nebo je absorbován. To znamená, že je foton po jediné interakci vyloučen ze svazku. Pokud máme tedy úzký svazek, podstupuje svazek exponenciálnímu poklesu hustoty proudu fotonů v závislosti na hloubce terčíku podle

$$I(t) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3.3)$$

kde x je hloubka v materiálu a μ je lineární součinitel zeslabení. Vztah (3.3) platí také pro tenký terčík. Mimo lineárního součinitele zeslabení se používá také hmotnostní součinitel zeslabení μ_m , atomový součinitel zeslabení μ_a a elektronový součinitel zeslabení μ_e . Vztah mezi součiniteli je

$$\mu = \rho\mu_m = n\mu_a = nZ\mu_e, \quad (3.4)$$

kde $n = \frac{\rho N_A}{A}$ je počet terčíkových atomů v objemové jednotce, ρ je hustota terčíku, Z, A jsou atomové a hmotnostní čísla terčíkových jader a N_A je Avogadrova konstanta. Střední volná dráha záření gama v látce je potom dána převrácenou hodnotou lineárního součinitele $l = 1/\mu$.

3.2 Účinný průřez

Účinný průřez σ je základní veličinou charakterizující jadernou reakci. Závisí na typu interakce mezi částicemi, na jejich charakteristikách a pohybových vlastnostech. Je to míra pravděpodobnosti, že při vzájemné srážce částic dojde k přeměně. Důležitá veličina, která závisí na účinném průřezu je výtěžek reakce w . Ten je definovaný, jako poměr počtu přeměn ΔN k počtu částic dopadajících na terčík N_0 ,

$$w = \frac{\Delta N}{N_0}. \quad (3.5)$$

Výtěžek reakce není stejný pro všechny typy reakcí a závisí na konkrétním terčíku. Není tedy univerzální charakteristikou jako je účinný průřez. Nicméně při tvorbě radionuklidů je praktičtější používat právě výtěžek reakce než účinný průřez.

3.2.1 Tenký terčík

Tenký terčík uvažujeme v takovém případě, že tok dopadajících částic N_0 je stejný pro všechna jádra v terčíku a ostřelující částice mají stejnou energii. Potom je výtěžek reakce

$$w = \sigma n x, \quad (3.6)$$

kde x je tloušťka terčíku a n je počet terčíkových jader v objemové jednotce.

3.2.2 Výtěžek jaderné reakce s nabitými částicemi pro tlustý terčík

V tlustém terčíku klesá energie nabitých částic kvůli ionizaci a excitaci atomů terčíku. Nabité částice mohou tedy vstoupit do reakce s různými energiemi (od původní energie částice T_a do prahové pro $Q < 0$, nebo do nuly pro $Q > 0$, kde Q je energie reakce). Protože je interakce nabité částice s elektronovým obalem mnohem pravděpodobnější než s jádrem (řádově 1000:1),

lze předpokládat, že na všechna terčíková jádra dopadá stejná hustota toku částic. Počet reakcí dN v hloubce terčíku x ve vrstvě dx je

$$dN = N(x)n\sigma(x)dx \simeq N_0n\sigma(x)dx, \quad (3.7)$$

kde $N(x) \simeq N_0$ je počet dopadajících částic a $\sigma(x)$ je účinný průřez reakce v hloubce x . Výtěžek reakce je potom

$$w = n \int_0^R \sigma(x)dx = n \int_0^{T_a} \frac{\sigma(T)}{-\frac{dT}{dx}} dT, \quad (3.8)$$

kde R je dosah nabitých částic. Zavedeme-li střední účinný průřez $\bar{\sigma}$, středovaný přes rozsah energií

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{R} \int_0^R \sigma(x)dx, \quad (3.9)$$

dostaneme formálně stejný výraz pro výtěžek jako u tenkého terčíku

$$w = n\bar{\sigma}R. \quad (3.10)$$

3.2.3 Výtěžek fotojaderé reakce

Účinný průřez fotojaderé reakce je oproti ostatním interakcím fotonu malý. Ilustrační graf účinného průřezu na nukleon σ_{tot} v závislosti na energii je na Obr. 3.1. Dominantní část účinného průřezu je oblast tzv. gigantických rezonancí, nejdůležitější je pak oblast gigantické dipólové rezonance, ve které protony v jádře kmitají jako celek oproti neutronům jako celku, což popisuje kapkový model. V oblasti gigantické rezonance převažuje emise jednoho neutronu. Nicméně i další procesy, jako je emise fotonů, více než jednoho neutronu nebo pro lehká jádra emise nabitě částice, jsou v této oblasti obsaženy. Tyto procesy však nastávají s menší pravděpodobností.

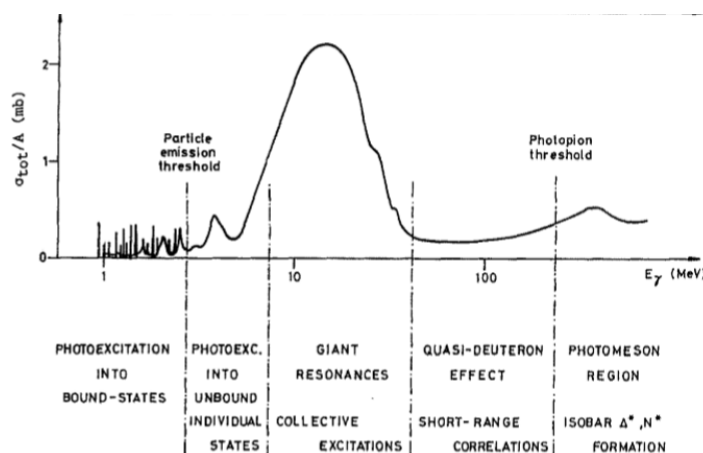
Uvažujeme-li, interakci fotonů na terčíku o tloušťce d a předpokládáme-li, že tok fotonů je stejný v každé hloubce terčíku, je potom výtěžek fotojaderé reakce

$$w = n\sigma d. \quad (3.11)$$

Výsledek je tedy obdobný jako v případě tenkého terčíku.

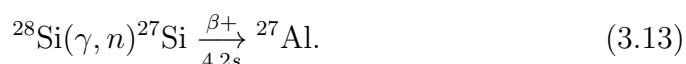
3.3 Aplikace fotojaderých reakcí

Kromě produkce radioizotopů lze fotojaderé reakce použít i při jiných aplikacích. Jednou z nich je dotování polovodičů. V některých případech je potřebné,



Obrázek 3.1: Schématická reprezentace celkového fotojaderného účinného průřezu na nukleon, převzato z [5]

aby byl polovodič rovnoměrně dotován. To lze dosáhnout při rovnoměrném toku jaderných částic skrz materiál polovodiče, přičemž jsou některé atomy polovodiče přeměněny. Tokem termálních neutronů lze dotovat například křemíkové polovodiče. Při záchytu neutronu v ^{30}Si vznikne ^{31}Si , který se beta rozpadem přemění na ^{31}P , což vede k rozdělení fosforu skrz křemík. Tímto způsobem je možné vyrábět pouze polovodiče typu N. K vytvoření křemíkového polovodiče typu P mohou být použity tyto reakce



Dalším způsobem jak využít fotojaderné reakce řízené fotony, které vznikají v elektronových urychlovačích, je produkce neutronů. Pro nižší energie (do ~ 15 MeV) neutronů je výhodné použít terčiky z deuteria a berylia (pro ně jsou prahové energie (γ, n) reakce 2,2 a 1,7 MeV). Pro konverzi elektronů na fotony je použit materiál s velkým protonovým číslem. Pro vyšší energie (nad ~ 15 MeV) je lepší použít terčiků z těžších kovů jako jsou tantal a uran.

Díky velké pronikavosti fotonů se fotojaderných reakcí také využívá ke kontrole kvality radioaktivního odpadu, přesněji k odhadu obsahu aktinoidů obsažených v barelech s odpadem. Další možné využití jsou uvedeny v [5]

Kapitola 4

Radioaktivní rozpad

4.1 Rozpadový zákon

Radioaktivita je proces, při kterém dochází ke změnám složení nebo energetických hladin v jádře atomu a který je doprovázen emisí záření. Tento proces je statistický, takže nelze přesně předpovědět, kdy se daný atom rozpadne, což vede přímo k exponenciálnímu zákonu. Máme-li ve vzorku N radioaktivních jader v čase t a žádná další jádra nejsou do vzorku dodávána, bude počet dN rozpadajících se jader v čase dt přímo úměrné N

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (4.1)$$

kde λ je tzv. rozpadová konstanta. Integrací rovnice (4.1) dostaneme exponenciální rozpadový zákon

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (4.2)$$

kde N_0 je konstanta, která reprezentuje počet jader v čase $t = 0$. Rozpadová konstanta λ je svázána s tzv. poločasem rozpadu $T_{1/2}$ (tj. čas, za který se přemění právě polovina jader ve vzorku) vztahem

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \quad (4.3)$$

Další užitečná konstanta je střední doba života τ , která je definována jako průměrný čas, který jádro přežije, než se rozpadne.

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t \left| \frac{dN}{dt} \right| dt}{\int_0^\infty \left| \frac{dN}{dt} \right| dt} = \frac{1}{\lambda}. \quad (4.4)$$

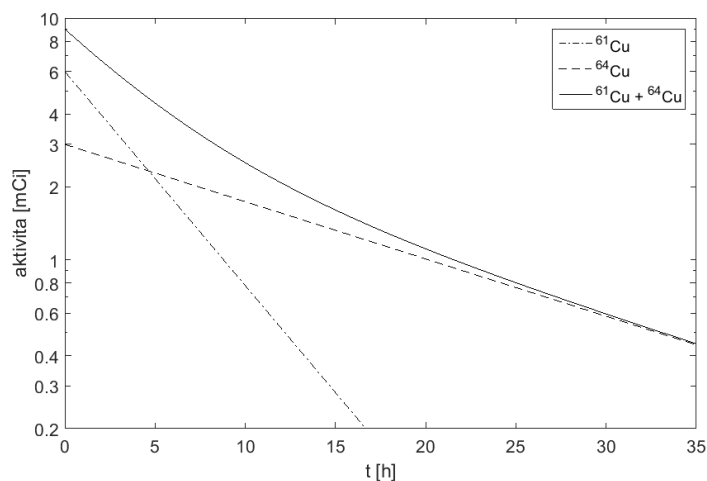
Střední doba života je tedy pouze převrácená hodnota rozpadové konstanty λ .

Jelikož měření počtu jader, které přežili, je velice obtížné, není vztah (4.2) velmi užitečný. Jednodušší je měřit počet jader, které se přeměnili, protože můžeme pozorovat emitované záření. Taková veličina se nazývá aktivita A a je definovaná jako počet přeměn za určitý časový interval. Vztah pro aktivitu zářiče v čase t je

$$A(t) \equiv \lambda N(t) = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (4.5)$$

kde $A_0 = \lambda N_0$ je počáteční aktivita v čase $t = 0$. Měřením aktivity lze určit rozpadovou konstantu λ . Vyneseme-li závislost $\ln A$ na čase, dostaneme přímkou se sklonem $-\lambda$. Tímto způsobem lze měřit pouze rozpadové konstanty radionuklidů s poločasem rozpadu, který není ani moc dlouhý ani moc krátký.

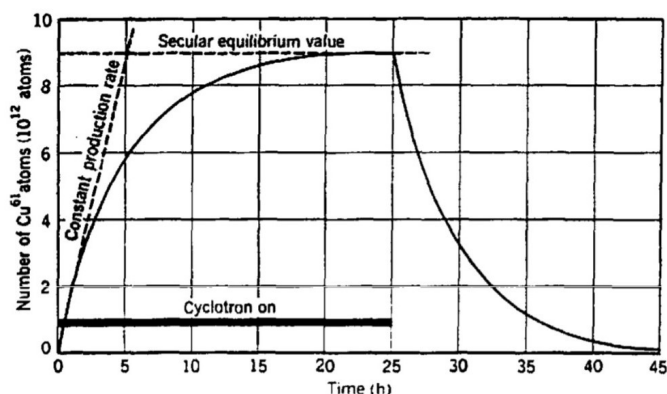
Pokud máme vzorek, který se skládá ze dvou radionuklidů s různými poločasy rozpadu a nemůžeme tyto radionuklidy nijak chemicky separovat (např. ^{64}Cu a ^{61}Cu s poločasy rozpadu 12,7 h a 3,4 h), můžeme pomocí měření aktivity zjistit, kolik bylo na začátku atomů daného radionuklidu. Prvek s kratším poločasem rozpadu po chvíli vymizí a ve vzorku zůstane pouze druhý radionuklid. V logaritmickém měřítku aktivity bude v grafu pouze přímkou (viz Obr. 4.1). Extrapolací do času $t = 0$ zjistíme aktivitu (i počet atomů) tohoto radionuklidu v počátku a tím i počáteční počet atomů radionuklidu s kratším poločasem rozpadu.



Obrázek 4.1: Závislost aktivity na čase vzorku skládajícího se z ^{64}Cu (12,7 h) a ^{61}Cu (3,4 h), převzato z [6]

4.2 Výroba umělých radionuklidů

Umělé radionuklidy lze vyrábět pomocí reakcí všech typů. Využívány jsou svazky částic produkované v urychlovačích nebo reaktorech. V našem případě jde o svazek urychlených elektronů, které se v terčíku zabrzdí a produkují záření v podobě vysokoenergetických fotonů, které následně interagují s jádry terčíku.



Obrázek 4.2: Závislost počtu radionuklidů ^{61}Cu přítomných v terčíku z Ni v čase při a po bombardování deuterony v cyklotronu, převzato z [6]

Při výrobě radioaktivních látek můžeme po určitém čase dosáhnout tzv. sekulární (dlouhodobé) rovnováhy, tj. stav, kdy máme maximální počet radionuklidů (viz Obr.4.2). Uvažujme, že vyrábíme radionuklidy rychlostí R jader za sekundu. Tato rychlost závisí na počtu atomů v terčíku N_0 , ze kterých radionuklidy vyrábíme, dále na toku dopadajících částic I a na účinném průřezu jaderné reakce σ . Protože je počet vytvořených jader při běžných dobách ozařování velmi malý oproti počtu atomů v terčíku, budeme uvažovat rychlost tvorby radionuklidů za konstantní (ve skutečnosti by měla být pro $t \rightarrow \infty$ nulová). Potom

$$R = N_0 \sigma I. \quad (4.6)$$

Pokud nejsou vyrobená jádra radioaktivní, roste jejich počet s časem jako

$$N_{stab}(t) = Rt. \quad (4.7)$$

V případě, že máme radioaktivní produkty, které se rozpadají s rozpadovou konstantou λ na stabilní produkty, bude se jejich počet N zvětšovat s rychlostí jejich tvorby a snižovat jejich rozpadem. Tedy podle rovnice

$$dN = Rdt - \lambda Ndt. \quad (4.8)$$

Řešením získáme vztah pro počet vytvořených jader:

$$N(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (4.9)$$

Aktivita terčíku je

$$A(t) = \lambda N(t) = R (1 - e^{-\lambda t}). \quad (4.10)$$

Je-li doba ozařování menší než poločas rozpadu radionuklidu, lze exponenciální člen v (4.10) rozvinout a nechat pouze lineární člen v t

$$A(t) = R\lambda t, \quad t \ll T_{1/2}, \quad (4.11)$$

aktivita pro $t \ll T_{1/2}$ roste lineárně s konstantou $R\lambda$.

Naopak pro $t \gg T_{1/2}$ půjde exponenciální člen v (4.10) k nule a aktivita bude konstantní

$$A(t) = R, \quad t \gg T_{1/2}. \quad (4.12)$$

V tomto případě dochází k zmíněné sekulární rovnováze, při které se radionuklidy vytvářejí stejnou rychlostí, jako se rozpadají.

Dobu ozařování je nutné zvolit podle poločasu rozpadu vznikajícího radioizotopu. Prakticky dosáhneme maxima už po době deseti poločasů. Většinou se ale ozařuje menší dobu (obvykle $3T_{1/2}$ při které vznikne asi 88% maximálního množství), protože ke konci roste aktivita velmi pomalu. U látek s krátkým poločasem rozpadu se maxima dosáhne velmi brzo a další ozařování už nemá smysl. Látky s velkým poločasem rozpadu nelze tak dlouho ozařovat a maxima tedy nikdy nedosáhneme.

Pokud je doba ozařování t_K a doba, která uplynula od skončení ozařování $t - t_K$, je potom aktivita v čase t dána

$$A(t) = A(\infty) (1 - e^{-\lambda t_K}) e^{-\lambda(t-t_K)}, \quad (4.13)$$

kde $A(\infty)$ je aktivita pro $t \rightarrow \infty$. Měrná aktivita vyjadřující výtěžek reakce je definovaná jako

$$a = \frac{A(t)}{M}, \quad (4.14)$$

kde M je hmotnost terčíku.

Kapitola 5

Experiment

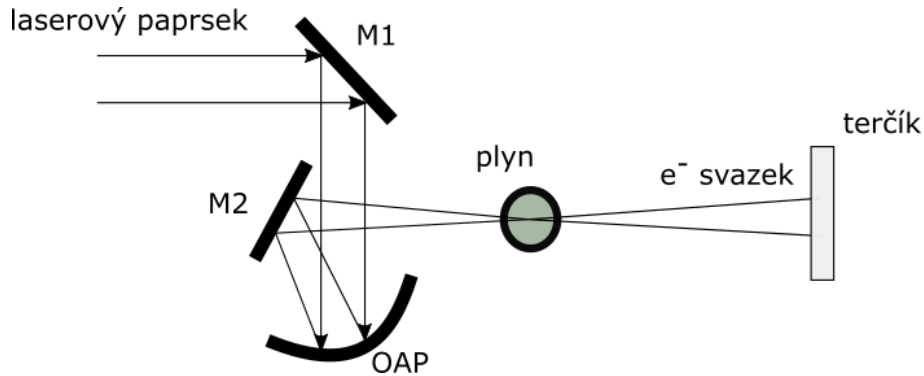
V experimentu chceme využít laserového pulzu k výrobě radioaktivních látek. Abychom produkovali co největší počet radionuklidů zaměříme se pouze na reakce (γ, n) a $(\gamma, 2n)$. K dispozici máme následující prvky Al, Ti, Fe, Ni, Cu, Zn, Zr, Mo, Cd, In, Sn, W. Kvůli detekci maximálního záření jsme vybrali reakce, jejichž produkty mají poločas rozpadu od jednotek minut po desítky hodin a pravděpodobnost emise charakteristického záření větší než 10%. Seznam vybraných reakcí spolu s přírodním zastoupením terčického izotopu, energií emitovaného charakteristického γ -záření E_γ , pravděpodobností jeho emise I_γ a poločasem rozpadu produkovaného radionuklidu $T_{1/2}$ [8] je v Tab. 5.1.

5.1 Experimentální uspořádání

Schéma experimentu je uvedeno na Obr. 5.1. Laserový paprsek je nejprve zaměřen zrcadlem **M1** na mimoosý paraboloid **OAP**. Pomocí něhož a dalšího zrcadla **M2** je fokusován do plynu, ve kterém dojde k urychlení elektronů. Svazek urychlených elektronů potom naráží do terčíku, kde díky brzdnému záření dochází k jeho aktivaci. Terčík je s detektorem umístěn mimo vakuovou komoru, ve které dochází k urychlení elektronů. Svazek elektronů je vyveden z komory skrze beryliové okénko, která má tloušťku 130 μm . To zajistí možnost detekce ihned po aktivaci terčíku, jelikož není potřeba čekat na napuštění komory vzduchem a vyjmutí vzorku.

Terčik	Izotop	Zastoupení [%]	Produkt	E_γ [keV]	I_γ [%]	$T_{1/2}$
Fe	^{54}Fe	6.9	^{53}Fe	378	42	8.5 m
			^{52}Fe	168	99	8.3 h
Ni	^{58}Ni	68.1	^{57}Ni	1378	82	35.6 h
Cu	^{63}Cu	69.2	^{61}Cu	283	12	3.3 h
				656	11	
Zn	^{64}Zn	48.6	^{62}Zn	41	25	9.2 h
	^{70}Zn	0.6		^{69m}Zn	596	26
				438	95	13.8 h
Zr	^{90}Zr	51.5	^{89m}Zr	588	90	4.2 m
Mo	^{92}Mo	14.8	^{90}Mo	122	64	5.6 h
	^{94}Mo	9.3		^{93m}Mo	257	
				263	57	6.9 h
				685	99	
				1477	99	
Cd	^{106}Cd	1.3	^{104}Cd	84	47	57.7 m
				710	20	
In	^{113}In	4.3	^{112m}In	157	13	20.6 m
			^{111}In	171	90	2.8 d
			^{111m}In	245	94	7.7 m
			537	87		
Sn	^{124}Sn	5.8	^{123m}Sn	160	86	40.1 m

Tabulka 5.1: Vybrané reakce: přírodní zastoupení, energie emitovaného γ -záření E_γ , pravděpodobnost emise I_γ , poločas rozpadu $T_{1/2}$ (m=minuta, h=hodina, d=den) [8]



Obrázek 5.1: Schéma experimentu: laserový paprsek je díky zrcadlům **M1** a **M2** a mimoosému paraboloidu **OAP** zaostřen do plynu, ve kterém dochází k vytvoření svazku urychlených elektronů, který naráží do terčíku

5.2 Počet vyrobených radioizotopů

Počet vyrobených radionuklidů při jednom výstřelu jsme určili pomocí vztahu (3.11), který lze přepsat jako

$$N = I_0 \sigma dn. \quad (5.1)$$

Hustotu počtu částic jsme určili pomocí vztahu

$$n = \frac{N_A}{M} \rho_m, \quad (5.2)$$

kde M je molární hmotnost atomu a ρ_m je hustota hmotnosti. Tloušťka terčíku je $d = 1$ mm. Počet nalétávajících fotonů jsme odhadli na $I_0 = 10^9$ s energiemi od 10 do 100 MeV a gaussovským rozdělením energie se směrodatnou odchylkou 30 MeV. Brzdné záření sice nemá gaussovský tvar, ale pro kvalifikovaný odhad je tento předpoklad dostačující. Účinné průřezy jsme vzali z databáze EXFOR [9]. Počet vyrobených radionuklidů po jednom výstřelu při reakcích, u kterých byly uvedeny účinné průřezy, je v Tab. 5.2.

Měření aktivity pozadí jsme provedli pomocí scintilačního detektoru. Při prvním měření jsme počítali pulzy po 30 sekundách a signál musel převýšit 1 V. Při druhém měření jsme počítali pulzy po 1 minutě a signál musel být vyšší než 4 V. Naměřené hodnoty jsou v Tab.5.3.

Pomocí hodnot získaných měření pozadí a počtu vytvořených radionuklidů jsme určili očekávaný signál pro každý radionuklid. Pro radionuklidy s kratším poločasem rozpadu (řádově desítky minut) jsme použili aktivitu

pozadí počítanou po 30 sekundách, pro delší poločas rozpadu jsme počítali po 1 minutě. Chybu signálu σ_S jsme určili podle vztahu

$$\sigma_S = \sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_B^2} = \sqrt{T + B}, \quad (5.3)$$

kde T je celkový signál, tedy počet rozpadů daného radionuklidu a aktivity pozadí, a B jsou hodnoty aktivity pozadí v daném časovém intervalu s chybami σ_T a σ_B . Výsledný signál pro každý radionuklid po jednom výstřelu je v Tab. 5.4 a Tab. 5.5. Nejlepší signál získáme při produkci radioizotopu ^{89m}Zr , to je dáno velkým počtem vyrobených jader a krátkým poločasem rozpadu. Naopak nejmenší signál dostaneme při výrobě ^{62}Zn , kde poměr signálu ku pozadí je mezi 1 a 3. Signál lze výrazně zlepšit akumulací výstřelů, tedy větším počtem produkovaných jader, jelikož je možné po 10-15 sekundách vystřelit znovu viz Obr. 5.2. Dalším způsobem, jak vylepšit signál, by bylo použití spektrometru nebo diskriminátoru a soustředit se na konkrétní energie charakteristického záření radionuklidu. Pozadí by potom efektivně pokleslo. Pozadí je možné také skoro úplně eliminovat odstíněním detektoru pomocí olova.

radionuklid	N
^{53}Fe	4261
^{56}Ni	37321
^{61}Cu	16596
^{62}Zn	5369
^{89m}Zr	39322
^{112m}In	1842

Tabulka 5.2: Počet vyrobených radionuklidů N po jednom výstřelu

B_1	B_2
30	2
25	6
22	5
20	2
21	4
22	4
18	5
24	5
27	3
22	4

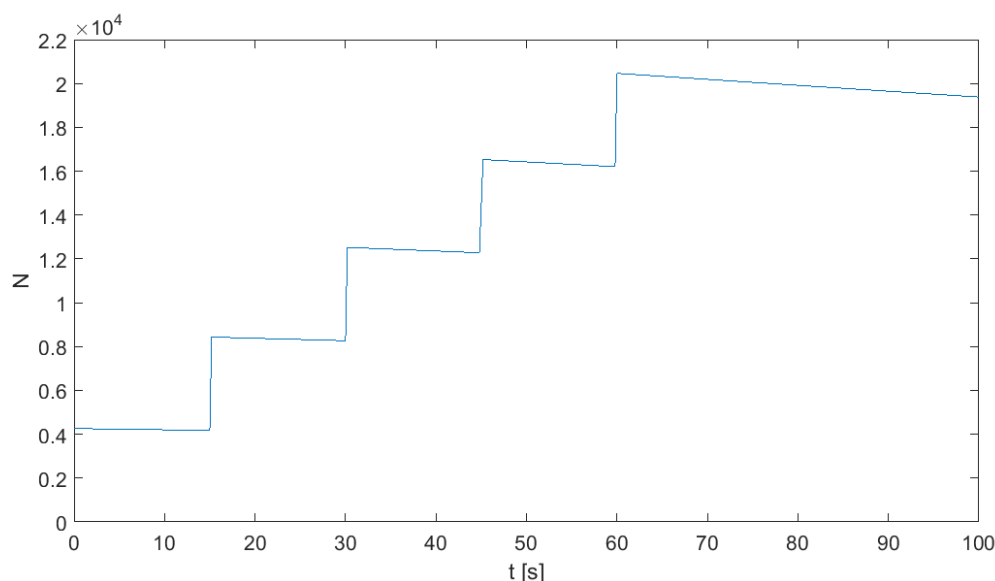
Tabulka 5.3: Naměřené hodnoty signálu pozadí B_1 , resp. B_2 při měření po 30 sekundách, resp. 1 minutě

t [s]	^{53}Fe		^{89m}Zr		^{112m}In	
	S_{Fe}	σ_{Fe}	S_{Zr}	σ_{Zr}	S_{In}	σ_{In}
30	170	15	3129	56	31	10
60	163	15	2880	54	30	9
90	157	14	2650	52	30	9
120	151	14	2440	50	29	8
150	144	14	2246	48	29	8
180	139	14	2067	46	28	8
210	133	13	1902	44	28	8
240	128	13	1751	42	27	9
270	123	13	1612	41	27	9
300	117	13	1484	39	27	8

Tabulka 5.4: Očekávaný signál S s chybou σ měřený po 30 s pro radionuklidy ^{53}Fe , ^{89m}Zr a ^{112m}In

t [min]	^{56}Ni		^{61}Cu		^{62}Zn	
	S_{Ni}	σ_{Ni}	S_{Cu}	σ_{Cu}	S_{Zn}	σ_{Zn}
1	12	4	57	8	7	3
2	12	5	58	8	6	4
3	12	5	57	8	7	4
4	12	4	57	8	7	3
5	13	5	56	8	7	4
6	12	4	57	8	6	4
7	12	5	56	8	7	4
8	12	5	56	8	7	4
9	12	4	56	8	6	3
10	12	4	56	8	7	4

Tabulka 5.5: Očekávaný signál S s chybou σ měřený po 1 min pro radionuklidy ^{56}Ni , ^{61}Cu a ^{62}Zn



Obrázek 5.2: Akumulace 5 výstřelů po 15 s při výrobě N radionuklidů ^{53}Fe

5.3 Výpočet směrovosti, profilu a náboje elektronového svazku

Při experimentu proběhlo celkem 55 výstřelů. Jako příklad uvedeme výstřel č. 02.1 a z něho získaná data, který je na Obr. 5.6. 65 pixelů na obrázku odpovídá vzdálenosti 1 cm.

Směrovost jsme určili jako bodový diagram poloh maxima elektronového svazku, který je znázorněn na Obr. 5.3. Z obrázku lze vidět, že všechny svazky dopadají do obdélníku o rozměrech 20 x 13 mm.

Řez pulzu v maximální hodnotě je znázorněn na Obr.5.7. Hodnoty jsme proložili funkcí $f(x)$ ve tvaru

$$f(x) = a_1 \exp\left(\frac{-(x - b_1)^2}{2c_1^2}\right) + a_2 \exp\left(\frac{-(x - b_2)^2}{2c_2^2}\right), \quad (5.4)$$

kde a_1, b_1, c_1, a_2, b_2 a c_2 . Z parametru odpovídající směrodatné odchylce c_1 úzkého píku (což je skutečný urychlený svazek elektronů na energie 80-100 MeV) jsme určili šířku svazku FWHM jako

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \approx 2,355\sigma. \quad (5.5)$$

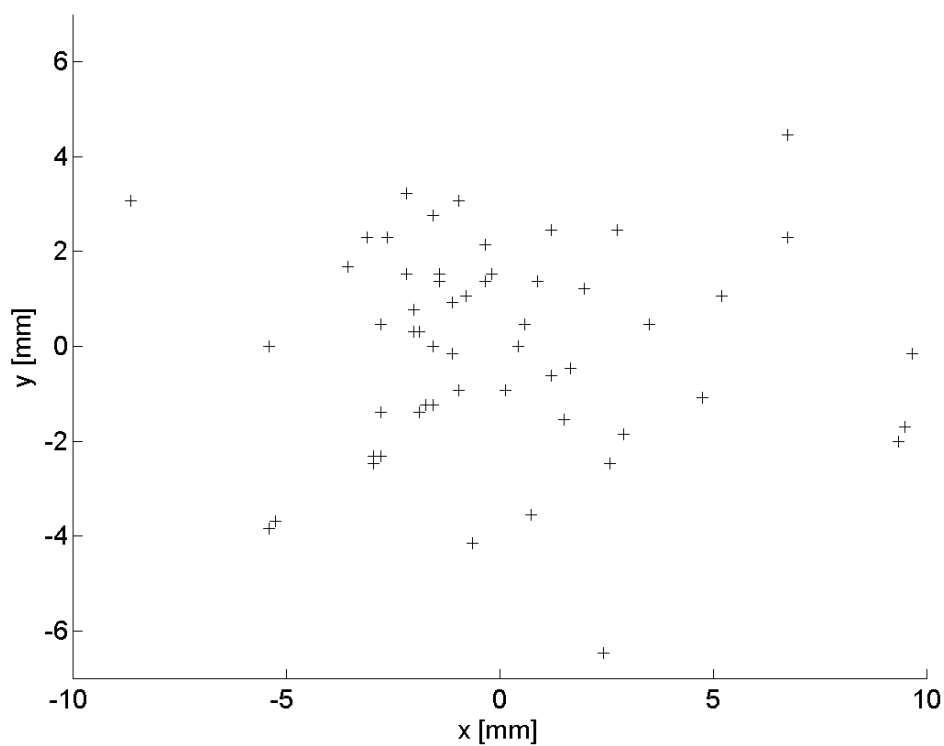
Pomocí této hodnoty jsme určili divergenci svazku jako úhel Θ pod kterým

se svazek rozbíhá:

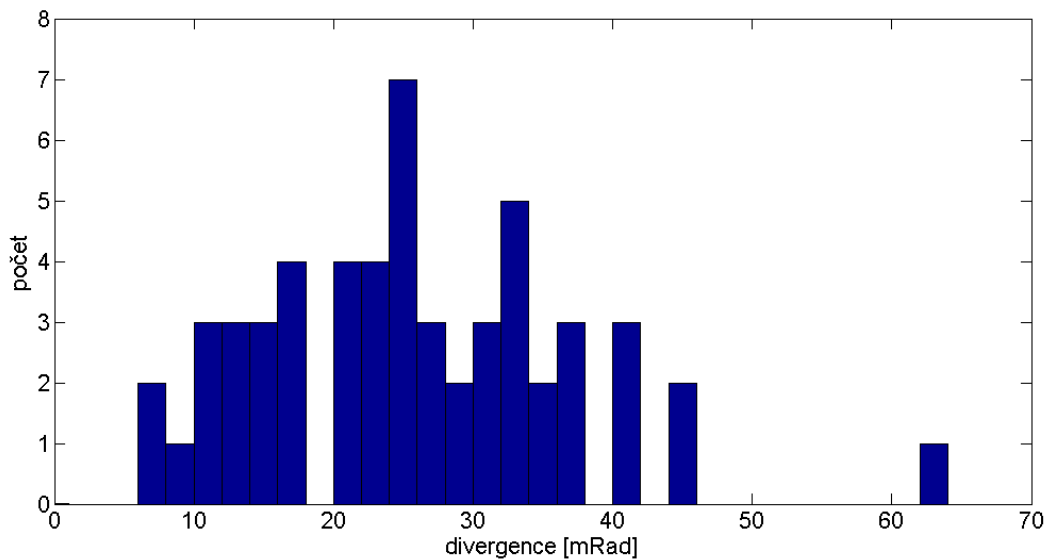
$$\Theta = 2 \arctan \left(\frac{\text{FWHM}}{2d} \right), \quad (5.6)$$

kde $d = 130$ mm je vzdálenost stínítka od zdroje. Zdroj jsme uvažovali jako bodový. To si můžeme dovolit vzhledem k rozměrům svazku na stínítku, jeho vzdálenosti od plynového výtrysku a předpokladu, že elektronový svazek je menší než rozměr laseru, tj průměr $8\mu\text{m}$. Histogram vypočtených divergencí je na Obr. 5.4.

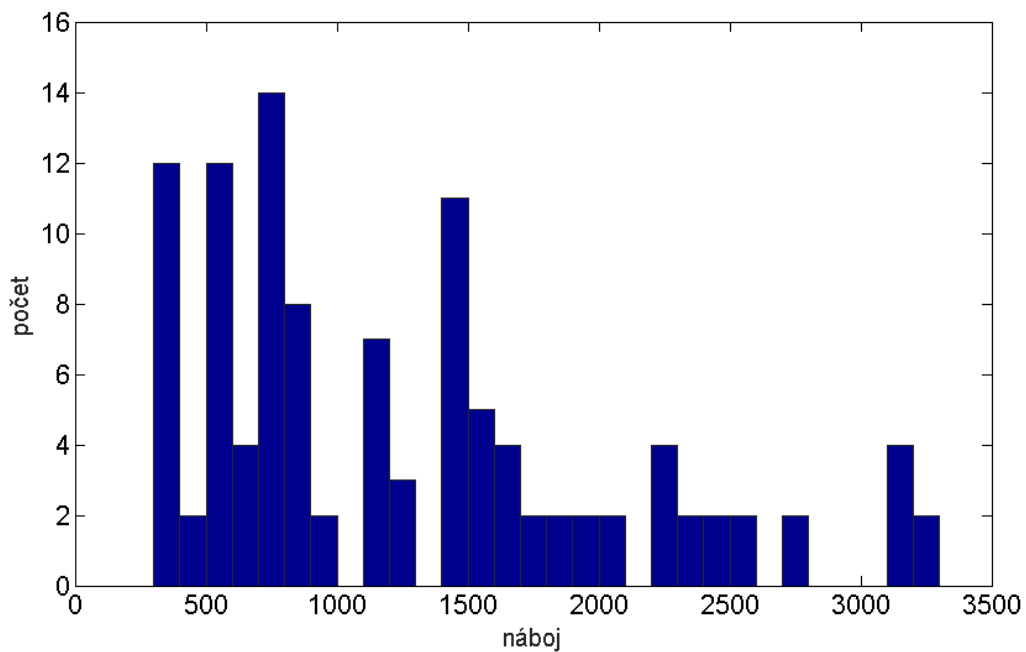
Relativní náboj svazku jsme zjistili vypočítáním obsahu píku, který odpovídá elektronovému svazku. Histogram relativního náboje je na Obr. 5.5.



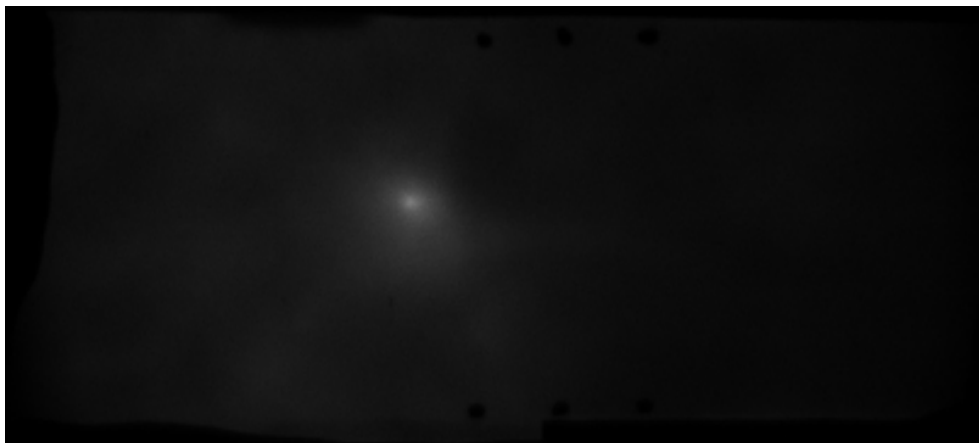
Obrázek 5.3: Směrnost elektronového svazku (polohy maxima)



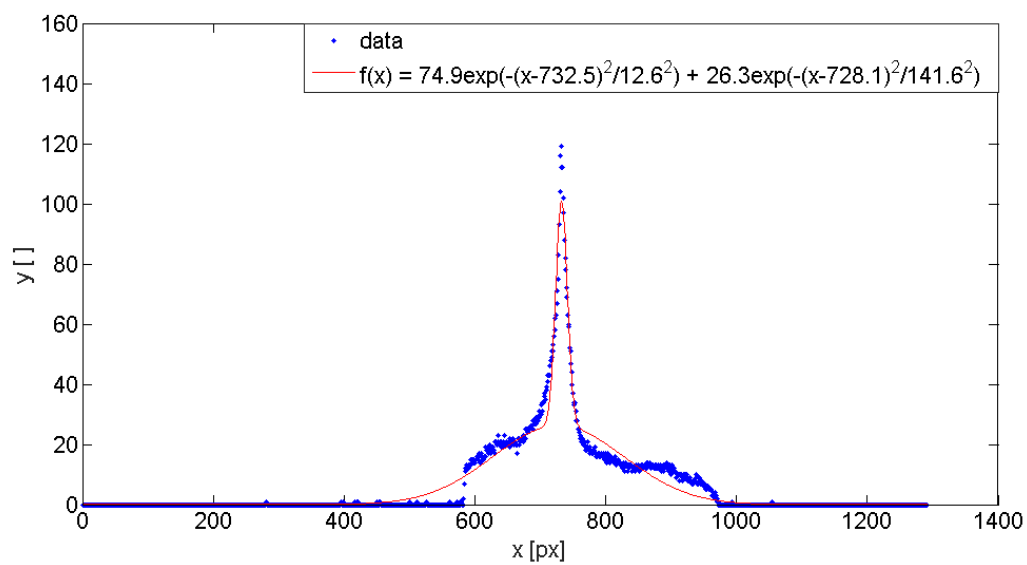
Obrázek 5.4: Divergence elektronového svazku



Obrázek 5.5: Relativní náboj elektronového svazku



Obrázek 5.6: Data z výstřelu č. 02_1



Obrázek 5.7: Řez pulzu v maximum z výstřelu č. 02_1

Kapitola 6

Závěr

Cílem této práce bylo ukázání produkce umělých radionuklidů pomocí laserového pulzu. Nejprve jsme uvedly základní informace o způsobu urychlení elektronů plazmovou vlnou. Potom jsme se zabývali jadernými reakcemi a jejich účinnými průřezy a následně pojmy týkající se radioaktivního rozpadu a tvorby umělých radionuklidů.

V části věnované experimentu jsme určili, jaké radionuklidy lze z dostupných vzorků produkovat a detekovat. Seznam možných produktů je v Tab. 5.1. Ze získaných účinných průřezů reakcí, které byly uvedeny v databázi EXFOR [9], jsme vypočítali počet vyprodukovaných radionuklidů po jednom výstřelu (viz Tab. 5.2). Pomocí naměřeného signálu a počtu produktů jsme určili očekávaný signál vyrobených radionuklidů po jednom výstřelu. Hodnoty jsou uvedeny v Tab. 5.4 a Tab. 5.5, kde pro radionuklidy s kratším poločasem rozpadu jsme počítali pulzy po 30 s, s delším poločasem rozpadu po 1 minutě. Nejvíce signálu získáme při produkci ^{89m}Zr a nejméně při výrobě ^{62}Zn , kde poměr signálu ku pozadí je 1-3.

Z experimentu jsme určili vlastnost elektronového svazku. Směrnost svazku je na Obr. 5.3. Všechny pulzy dopadly do obdélníku o rozměrech 20 x 13 mm. Histogramu divergence svazku je na Obr. 5.4. Úhel, pod kterým se svazek rozbíhá, je až na jeden případ mezi 6 a 45 mRad. Nakonec jsme vypočítali relativní náboj svazku, jehož histogram je na Obr. 5.5.

V důsledku defektu laserového systému byla experimentálně provedena pouze přípravná fáze. Vlastní ozařování nenastalo a proběhne během další plánované kampaně v listopadu 2017.

Literatura

- [1] E. Esarey, C.B. Schroeder, and W. P. Leemans: Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, *Rev. Mod. Phys.* 81 (2009) 1229
- [2] W. P. Leemans et al.: Gamma-neutron activation experiments using laser wakefield accelerators, *Phys. Plasmas* 8 (2001) 2510
- [3] K. W. D. Ledingham et al.: Photonuclear Physics when a Multiterawatt Laser Pulse Interacts with Solid Targets, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 899
- [4] A. Pak et al.: Injection and Trapping of Tunnel-Ionized Electrons into Laser-Produced Wakes, *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 025003
- [5] D. J. S. Findlay: Applications of Photonuclear Reactions, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*50 (1990) 314-320
- [6] K. S. Krane: *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, 3rd edition, 1987, ISBN: 978-0-471-80553-3
- [7] Z. Janout, J Kubašta, S. Pospíšil: *Úlohy z jaderné a subjaderné fyziky*, ČVUT, 1997, ISBN: 80-01-01576-9
- [8] Lund/LBNL Nuclear Data Search, Lawrence Berkeley National Laboratory, 2017, nucleardata.nuclear.lu.se/toi[online 21. 6. 2017]
- [9] Experimental Nuclear Reaction Data Library, www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm[online 21. 6. 2017]
- [10] MATLAB R2015b, The MathWorks Inc., Natick, MA, 2000