

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Fyzikální inženýrství
Zaměření: Fyzika a technika termojaderné fúze



Měření magnetických polí na
základě deflexe rychlých iontů v
z-pinčích

Measurement of magnetic fields on
the basis of fast ion deflectometry
in z-pinches

Výzkumný úkol

Vypracoval: Bc. Vojtěch Munzar
Vedoucí práce: doc. Ing. Daniel Klír Ph.D.
Rok: 2015

Před svázáním místo téhle stránky

 s podpisem děkana (bude to jediný oboustranný list ve Vaší práci) !!!!

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu. Nemám závažný důvod proti užití tohoto díla ve smyslu §60 zákona č.121/200Sb. o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne

.....

Bc. Vojtěch Munzar

Poděkování

Především bych chtěl poděkovat mému vedoucímu doc. Ing. Danielu Klírovi, Ph.D. a Ing. Jakubu Urbanovi, Ph.D. a Ing. Karlu Řezáčovi, Ph.D. za cenné konzultace.

Bc. Vojtěch Munzar

Název práce:

Měření magnetických polí na základě deflexe rychlých iontů v z-pinčích

Autor: Bc. Vojtěch Munzar

Obor: Fyzikální inženýrství

Druh práce: Výzkumný úkol

Vedoucí práce: doc. Ing. Daniel Klír Ph.D.

FEL ČVUT

Abstrakt: Tématem této práce je protonová deflektometrie pro měření rychle se měnících elektrických a magnetických polí v Z-pinčích. Naším úkolem bylo vyvinout numerický model, který by prozkoumal možnosti protonové deflektometrie. V teoretické části je krátce vysvětlen princip Z-pinče a jeho nestabilit. Motivací pro rozvoj protonové deflektometrie na Z-pinčích je výzkum mechanismů generace rychlých iontů, jejichž podstata dosud nebyla vysvětlena. Dále se práce zabývá mechanismy vzniku a urychlování protonů určených pro protonovou deflektometrii a generovaných pomocí krátkých a velmi intenzivních laserových pulzů. Poté je popsán programovací jazyk (Python) a numerické schéma (Boris-Bunemanovo), použité pro tvorbu simulací. Nakonec jsou prezentovány výsledky našich simulací a srovnání s experimentálními a numerickými výsledky laboratoří na zařízeních OMEGA, Z a GIT-12.

Klíčová slova: Z-pinč, magnetické pole, deflektometrie, svazky iontů, simulace

Title:

Measurement of magnetic fields on the basis of fast ion deflectometry in z-pinches

Author: Bc. Vojtěch Munzar

Abstract: The subject of this thesis is proton deflectometry for measure fast changing electric and magnetic fields in Z-pinches. Our goal was development of a numerical model that could explore possibilities of the proton deflectometry. The theoretical part briefly explains principle of the Z-pinch and its instabilities. The motive for development of the proton deflectometry in Z-pinches is research of mechanisms of generation fast ions, whose origin wasn't yet explained. After that the thesis is concerned with mechanisms of creation and acceleration of protons which are used for proton deflectometry and which are produced by ultrashort and intensive laser pulses. Afterwards it is described a programming language (Python) and numerical method (Boris-Buneman) which were used for creation of our simulations. Finally the results of our simulations and comparisons with experimental and numerical

Obsah

Úvod	8
1 Historie Z-pinčů	10
2 Teorie magnetického pinče	13
2.1 Ampérův zákon pro sílu mezi dvěma vodiči	13
2.2 Pinč efekt	14
2.3 Bennetova rovnováha	15
2.4 Nestability	16
2.4.1 $m=0$ nestabilita	18
2.4.2 $m=1$ nestabilita	18
2.4.3 Magnetická Rayleigh-Taylorova nestabilita	19
3 Mechanismy generace neutronů a rychlých iontů v Z-pinčích	20
4 Generace protonů pro protonovou deflektometrii	22
4.1 Target normal sheath acceleration (TNSA)	23
4.2 Breakout afterburner (BOA)	26
4.3 Radiation pressure acceleration (RPA)	27
4.4 Zdroj protonů z fúzních reakcí	29
4.5 Detektory	30
4.5.1 RCF	30
4.5.2 Detektory CR-39	31

5	Simulace	33
5.1	Python pro vědecké užití	33
5.2	Boris-Bunemanovo schéma	33
5.3	Porovnání BB a RK4	36
5.4	Fokusace a defokusace protonového svazku	38
6	Porovnání simulací s výsledky jiných pracovišť	42
6.1	Mapování elektrického a magnetického pole pomocí 3MeV protonů .	42
6.2	Experimenty v laboratořích SNL pomocí Z-petawatt laseru	45
6.3	Měření iontovou dírkovou kamerou na zařízení GIT-12	49
7	Závěr	52

Úvod

Princip magnetického z-pinče je již velmi dlouho znám, ale rozložení hmoty, profil protékajícího proudu a s ním související magnetického pole není dosud uspokojivě popsán. V minulých letech bylo magnetické pole z-pinče zkoumáno několika způsoby. Jedním způsobem je jednoduchá magnetická sonda, což je malá smyčka, která se umístí do oblasti poblíž proudového vlákna. Použití této sondy má však tu nevýhodu, že sonda ovlivňuje rozložení proudu ve výboji. Musíme tedy používat jen malé množství sond v poměrně velké vzdálenosti od vlastního vlákna z-pinče. V důsledku vysokých proudů, protékajících oblastí z-pinče, se magnetická sonda velmi snadno nezvratně poškodí.

Dalším způsobem je využití Faradayovy rotace, neboli použití lineárně polarizované elektromagnetické vlny v plazmatu, která se při pohybu podél magnetického pole stačí. Tato metoda však vyžaduje znalost hustotního profilu podél trajektorie elektromagnetické vlny, který se v průběhu pinče mění a není předem přesně znám a často ho nelze určit. Značná část proudu protéká plazmatem s velmi malou hustotou, které nelze kvůli nedostatku citlivosti diagnostikovat interferometrií. Další nevýhodou této metody je, že dochází ke ztrátě prostorového rozlišení magnetického pole. Vlna je ovlivňována magnetickým polem v celém průběhu šíření, zachycený signál je tak zprůměrovaný výsledek účinků magnetického pole. Vzhledem k vysokým hustotám plazmatu z-pinče se elektromagnetická vlna může šířit jen plazmatem s hustotou menší než je její mezní hustota odpovídající mezní frekvenci. Naproti tomu využití částicové deflektometrie se v dnešní době jeví jako velmi efektivní způsob zkoumání magnetického pole z-pinče. Z dobře definovaného zdroje vyletuje svazek nabitých částic, který se v magnetickém poli z-pinče deformuje a který nakonec dopadá do detektoru. Vliv polí se tedy integruje přes celou trajektorii, stejně jako u Faradayovy rotace, ale vysokoenergetické částice, narozdíl od elektromagnetické vlny, dokážou proletět hustým plazmatem z-pinče. Bylo prokázáno, že výsledky deflektometrie různých částic jsou srovnatelné. Generace protonů je však relativně snadná a mechanismy jejich generace jsou poměrně dobře pochopeny, a proto jsou pro deflektometrii nejužívanější. V kapitole 4 podrobně popíšeme mecha-

nismy generace urychlených iontů pomocí krátkých laserových pulzů, které se pro tento účel používají nejčastěji.

Protonové deflektometrie se v poslední době hojně užívalo a užívá při výzkumu laserového plazmatu. Viz.[6, 30, 45]

Protony však lze zkoumat nejen magnetické, ale i elektrické pole. Nabízí se tak aplikace protonové deflektometrie pro studium mechanismů urychlujících ionty v z-pinčích, které jsou pravděpodobně urychlovány silným indukovaným elektrickým polem.

Cílem této práce je vytvořit program, který by byl schopen simulovat deflektující se svazek protonů při průchodu elektrickým a magnetickým polem Z-pinče. Je také nutné ověřit správnost simulací porovnáním s experimentálními a numerickými výsledky z jiných pracovišť.

Kapitola 1

Historie Z-pinčů

První experimenty s koncentrovanou elektrickou energií provedl v roce 1790 Martinus van Marum v Holandsku. Použil při tom Leydenské lahve, což byly skleněné lahve pokryté zvenku a zevnitř kovem. Jednalo se tedy o primitivní kondenzátory s kapacitou ~ 5 nF. Triboelektrickým jevem pomocí skleněných kotoučů nabil 100 Leydenských lahví s celkovou kapacitou 500 nF na energii 1 kJ, které vybil do 1 m dlouhého drátu, který explodoval a vypařil se. Byl to asi první experiment s explodujícím drátkem.

Pinčový efekt, neboli implodující proudové vlákno, byl poprvé pozorován v roce 1904. [4]. Tento jev objasnili v roce 1905 Pollock a Barraclough v Austrálii. Vysvětlili, že deformaci měděné trubice bleskosvodu, kterou zasáhl blesk 1.1, způsobil protékající proud blesku pomocí Lorentzovy síly.

Vztah pro rovnováhu mezi magnetickým tlakem $p_m = \frac{B^2}{2\mu}$, které pinč stlačuje, a kinetickým tlakem $p_k = NkT$, který nutí objem plazmatické vlákna k expanzi, odvodil v roce 1934 Bennett [3]. Viz kapitola 2.

$$8\pi Nk_B T(1 + Z) = \mu_0 I^2$$

V roce 1937 přišel Tonks s pojmem „pinch” (česky pinč) z anglického výrazu pro stisk či stlačení. Později v 50. letech se přidal prefix z a θ a začalo se používat označení z -pinč a θ -pinč podle směru, kterým teče proud vláknem (z – osový směr, θ – azimutální směr).

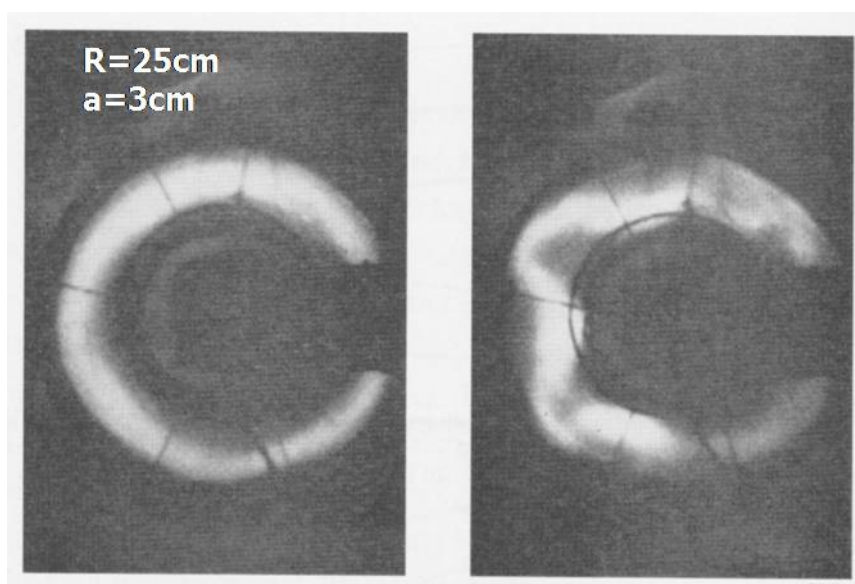
Největší pozornost získaly z-pinče v 50. letech 20. století ve spojitosti s termojadernou fúzí. Sir Thompson a Blackman z Imperial College si nechali v roce 1946 patentovat pinč stočený do prstence (toroidální pinč) jako termojaderný reaktor [14], kterým při 500 kA měli získat z deuteriové náplně 9 MW fúzního výkonu. Tato idea se ukázala být mylná, ale motivovala další výzkum na toroidálních pinčích. V roce 1957 na toroidálním pinči ZETA v Harwellu, na kterém předtím byla poprvé pozorována korálová nestabilita, slavili Sir Cockroft a Dr. Thonemann úspěch, protože vyprodukovali velké množství neutronů a domnívali se, že zvládnutí termojaderná fúze je na dosah. Právě Sir Cockroft pronesl slavný výrok o „termojaderná fúze za 50 let“. Po tomto úspěchu bylo postaveno další menší zařízení s rychlejším nárůstem proudu, Sceptre ve městě Aldermaston. [27]



Obrázek 1.1: Deformovaný bleskosvod [59]

Přednáškou v Harwellu v roce 1956 Kurchatov inicioval odtažení ruského výzkumu kontrolované fúze na z-pinčích. Rusové při experimentech s kompresním pinčem detekovali velké množství neutronů a tvrdého rentgenové záření. Ukázali však, že neutrony sice pocházejí z fúze, ale nejsou termonukleárního původu. Anderson (vědecký tým vedl Stirling Colgate) v roce 1958 tyto závěry potvrdil a ukázal, že se neutrony produkují při srážkách malého množství rychlých iontů urychlených silným elektrickým polem. Mechanismus urychlování není dodnes uspokojivě vysvětlen. Neutrony tedy nejsou produkovány horkým plazmatem s Maxwellovým rozdělením. Tento poznatek vedl k celkovému zklamání fyziků plazmatu a výzkum termojaderné fúze se zaměřil na tokamaky. Zájem o z-pinče však úplně nezanikl. Jejich výzkum se zaměřil na nestability, které v roce 1966 ve svém článku shrnul Kadomtsev, a také na energetickou rovnováhu mezi ohmickým ohřevem a vyzářenou energií. Pease v roce 1957 [42] a nezávisle Braginskij v roce 1958 odvodili vztah pro proud, při kterém dochází k energetické rovnováze (pro vodík 1,4 MA). [14, 47]

V 70. letech a na začátku 80. let zažily z-pinče s rozvojem nanosekundových pulzních generátorů proudu renesanci. Tyto generátory používaly transmisní linky s deionizovanou vodou s vysokou permitivitou a Marxovy generátory, které bylo možné nabít až na 1 MV. Skládají se z velkého množství kondenzátorů, které se v jednom okamžiku spojí do série. Tímto způsobem bylo možné dosáhnout proudu až 1 MA s nárůstem 15 kA/ns [23]. Od té doby se vyzkoušely různé koncepce z-pinčů, avšak základní problémy z-pinčových zařízení zůstaly a těmi jsou nestability.[40, 15, 47, 23, 24, 44, 27]



Obrázek 1.2: Smyčková nestabilita byla poprvé pozorována v roce 1952 na zařízení Sceptre v Aldermastonu [58]

Kapitola 2

Teorie magnetického pinče

V následujícím textu probereme základní teorii magnetického pinče. Předpokládáme, že proudové vlákno pinče je analogické velkému množství nekonečně tenkých vodičů, kterým souhlasně protéká proud. Stejně jako u přímých vodičů, začne na proudové vlákno působit síla, která způsobí zaškrcení, tzv. pinč efekt.[40]

Poté se budeme věnovat důležitému Bennettovu pinči, jehož stabilita je ideálem pro reálné pinče. Odvodíme Bennettovu rovnováhu, která dává do rovnosti magnetický tlak na plazmové vlákno pinče a jeho kinetický tlak daný teplotou částic.

2.1 Ampérův zákon pro sílu mezi dvěma vodiči

Nechť máme 2 nekonečné vodiče a kterými tečou proudy I_1 a I_2 , které vytváří magnetické pole $\vec{B}_1$ a $\vec{B}_2$. Pro magnetickou indukčnost $\vec{B}_1$, resp. $\vec{B}_2$ ve vzdálenosti $\vec{r}$ směrem od vodiče, kterým protéká proud I_1 , resp. I_2 , platí Biotův-Savartův zákon [56, 40] :

$$\vec{B}_{1(2)} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{V_{1(2)}} \frac{\vec{j}_{1(2)} dV_{1(2)} \times \vec{r}}{r^3} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{L_{1(2)}} \frac{I_{1(2)} d\vec{L}_{1(2)} \times \vec{r}}{r^3}, \quad (2.1)$$

kde μ je permeabilita, $\vec{j}_1$ a $\vec{j}_2$ jsou hustoty proudů, dV_1 a dV_2 objemové elementy, $d\vec{L}_1$ a $d\vec{L}_2$ délkové elementy vodičů.

Jsou-li vodiče od sebe ve vzdálenosti $r = r_{1(2)}$, začne magnetické pole $\vec{B}_2$ druhého vodiče reagovat na protékající proud I_1 v prvním vodiči, na který začne působit síla $\vec{F}_{12}$:

$$\vec{F}_{12} = \int_{V_1} \vec{j}_1 dV_1 \times \vec{B}_2 = \int_{L_1} I_1 d\vec{L}_1 \times \vec{B}_2 \quad (2.2)$$

Po dosazení (2.1) dostaneme

$$\vec{F}_{12} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{L_1} \int_{L_2} \frac{I_1 d\vec{L}_1 \times (I_2 d\vec{L}_2 \times \vec{r}_{21})}{r_{21}^3}. \quad (2.3)$$

To samé samozřejmě platí i pro druhý vodič, na který působí síla $\vec{F}_{21}$ o stejné velikosti, ale opačného směru.

Pro rovné a nekonečně dlouhé vodiče se vztah (2.2) zjednoduší

$$\vec{F}^l_{12} = \frac{\mu I_1 I_2}{2\pi r_{21}^2} \vec{r}_{21}, \quad (2.4)$$

kde $\vec{F}^l_{12}$ síla působící na jednotku délky vodiče. Směr síly závisí na orientaci proudů $\vec{I}_1$ a $\vec{I}_2$. Protékají-li souhlasně, je síla přitažlivá, protékají-li opačně, je síla odpuzivá. Plazmové vlákno pinče je do určité míry analogické velkému počtu rovnoběžných vodičů vedoucích těsně vedle sebe, kterým teče souhlasný proud, a proto na něj bude působit také dostředivá Lorentzova síla $\vec{F}$ obdobná síle (2.2). V důsledku této síly dochází k zaškrcení proudového vlákna pinče a tzv. „pinč efektu“.

2.2 Pinč efekt

Nechť máme nekonečné válcově symetrické vodivé vlákno plazmatu, kterým homogenně teče proud s hustotou $\vec{j}$ ve směru osy z . Při rovnováze potom z pohybové rovnice plyne rovnost $\nabla p = \vec{j} \times \vec{B}$ a z Biot-Savartova zákona (2.1) vyplývá, že vznikne magnetické pole B_θ kolmé na směr proudu, v azimutálním směru. Díky tomu, že elektrický proud teče homogenně v celém objemu vlákna, působí na pohybující se nabitě částice v daném objemovém elementu magnetické pole vzniklé pohybem nabitých částic v okolních objemových elementech. Vodivé vlákno je pak analogické velkému počtu rovnoběžných vodičů vedoucích vedle sebe. Proto začne na vlákno v radiálním směru působit Lorentzova (Ampérova) síla (2.2) s hustotou $\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B}_\theta$, a po dosazení Maxwellovy rovnice $\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{j}$ dostáváme gradient magnetického tlaku $\nabla p_m = \nabla \frac{B^2}{2\mu} - \frac{1}{\mu} (\vec{B} \nabla) \vec{B}$, který směřuje směrem k ose pinče a nutí ho k stlačení, k *pinč efektu* (z anglického „pinch“ - stlačit). V širším smyslu lze pinč efekt chápat i jako expanzi zpomalenou magnetickým tlakem $B^2/2\mu$ (u explodujících drátků).

Stlačování plazmového vlákna způsobuje vzrůst teploty T a koncentrace n částic, což zvyšuje kinetický tlak plazmatu, který působí směrem od osy pinče a který je roven $p_k = (n_i + n_e) k_B T$, kde n_i a n_e je koncentrace iontů a elektronů a T je teplota. Kinetický tlak se po termalizaci (Maxwellovo rozdělení) zvyšuje a roste

koncentrace n_i a teplota T . Po určité době se mag. a kinecký tlak vyrovná a nastane rovnováha, kterou označujeme za Bennettovu rovnováhu. Imploze však díky setrvačnosti může dále pokračovat a zastaví se až v době, kdy tlak tepelný výrazně převyší tlak magnetický. [23] Rovnost magnetického a kinetického tlaku označujeme jako Bennettovu rovnováhu a v dalším odstavci si odvodíme její vyjádření pomocí Bennettova vztahu.[40]

2.3 Bennettova rovnováha

Rovnováha kinetického a magnetického tlaku pinče se nazývá *Bennettova rovnováha*, kterou poprvé odvodil W.H. Bennett v roce 1934. [3, 14]

Pohybová rovnice pinče má tvar

$$0 = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B}. \quad (2.5)$$

Předpokládejme, že pinč je válcově symetrický. Pro velikost radiální složky gradientu kin. tlaku ∇p z rovnice (2.5) platí

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -j_z B_\theta. \quad (2.6)$$

Dále uvažujme Ampérův zákon

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{j}. \quad (2.7)$$

Velikost jeho složky z

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = \mu j_z \quad (2.8)$$

můžeme upravit na

$$B_\theta = \frac{\mu}{r} \int_0^r j_z r dr, \quad (2.9)$$

a pak z rovnice (2.6) dostáváme

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\mu \frac{j_z}{r} \int_0^r j_z r dr. \quad (2.10)$$

Definujme si lineární koncentraci iontů N_i

$$N_i = \int_0^{r_{pinch}} 2\pi n_i r dr, \quad (2.11)$$

kde r_{pinch} je poloměr pinče. Rovnici (2.11) vynásobíme $k_B(ZT_e + T_i)$ a upravíme

$$N_i k_B(ZT_e + T_i) = \int_0^{r_{pinch}} 2\pi n_i k_B(ZT_e + T_i) r dr = \int_0^{r_{pinch}} 2\pi p r dr \quad (2.12)$$

Použijeme rovnost $2r \, dr = \frac{\partial r^2}{\partial r} \, dr$ a pomocí *per partes* získáme

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = [\pi p r^2]_{r=0}^{r_{pinch}} - \pi \int_0^{r_{pinch}} r^2 \frac{\partial p}{\partial r} dr. \quad (2.13)$$

Předpokládáme, že kinetický tlak bude pro $r = r_{pinch}$ roven $p = 0$, a proto bude první člen v rovnici (2.13) roven nule. Dosadíme rovnici (2.10)

$$N_i k_B (ZT_e + T_i) = 0 + \pi \mu \int_0^{r_{pinch}} j_z r \left[\int_0^r j_z r' \, dr' \right] dr. \quad (2.14)$$

Označíme-li si $x = \int_0^r 2\pi j_z r' \, dr'$ dostáváme

$$N k_B (ZT_e + T_i) = \frac{\mu}{4\pi} \int_0^{r_{pinch}} x \, dx = \frac{\mu}{4\pi} \left[\frac{x^2}{2} \right]_{r=0}^{r_{pinch}} \quad (2.15)$$

Úpravou získáme Bennettův vztah

$$8\pi N k_B (ZT_e + T_i) = \mu_0 I^2, \quad (2.16)$$

kde I je celkový proud dán vztahem

$$I = \int_0^{r_{pinch}} 2\pi j_z r \, dr \quad (2.17)$$

Ze vztahu (2.16) můžeme při známé koncentraci n a protékajícím proudu I zjistit průměrnou teplotu T rovnovážného pinče. V praxi dochází k Bennettovu pinči jen krátkou dobu, po které plazmové vlákno naruší nestability, nebo kdy nedochází k implozi či explozi.[40]

2.4 Nestability

Rovnováha mezi mag. a kin. tlakem je však bohužel nestabilní a pinč se v důsledku vzniku různých nestabilit rozpadá. V tomto odstavci popíšeme důležité nestability pinče. Nestabilitu si lze perturbační rovnicí přepsat jako poruchu pole ψ (skalárního či vektorového). ψ může zastupovat některou z veličin MHD, např. celkový tlak p nebo magnetické pole $\vec{B}$.

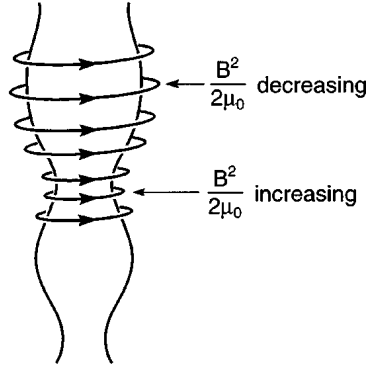
Použijeme perturbační teorii a omezíme se na poruchu prvního řádu. Funkce ψ budeme hledat ve tvaru [28, 29]

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \delta\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \psi_1(t, r, \varphi, z) e^{im\varphi + ik_z z - \Gamma t}, \quad (2.18)$$

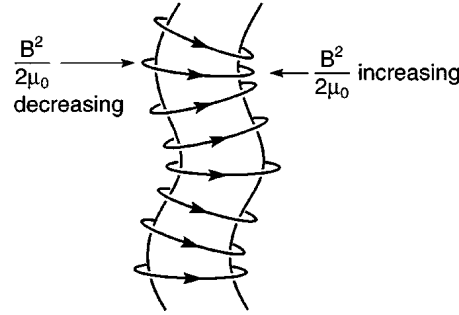
MHD Instabilities

$m = 0$ (sausage)

Perturbation $\propto e^{(im\theta + ik_z z + \gamma t)}$



$m = 1$ (kink)



Obrázek 2.1: $m=0$ a $m=1$ [15]

kde ψ_0 je klidové řešení ω je uhlová frekvence, k_z osová složka vlnového vektoru, Γ je koeficient nárůstu nestability. Porucha $\delta\psi$ se skládá z neperiodické části $\psi_1(r)$ [28, 29] a periodické, harmonické závislosti $\sin$ a $\cos$. Protože je povrch uzavřený, musí funkce ψ splňovat podmínku

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi(t, r, \varphi + 2\pi, z) \quad (2.19)$$

Tato podmínka je splněna při

$$e^{im\varphi} = e^{im(\varphi+2\pi)} \Rightarrow e^{2\pi im} = 1 \Rightarrow m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \quad (2.20)$$

Funkce ψ má potom tvar

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \psi_1(r)e^{im\varphi + ik_z z - i\omega t}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots, \quad (2.21)$$

kde m nazýváme azimutální módové číslo. Podle módu m rozlišujeme magnetohydrodynamické (MHD) poruchy. Plazma je nestabilní pro takové m , pro které platí [39]

$$0 < m < \frac{2 - \beta}{1 - \beta}, \quad (2.22)$$

kde β je poměr kinetického a magnetického tlaku $\beta = \frac{p_k}{p_m}$. Okrajové pinčové plazma má beta podstatně nižší než jedna ($\beta < 1$ musí platit vždy pro stabilní plazma), a tak pinč bude $m = 0$ a $m = 1$ nestabilní:

- 1) symetrická nestabilita $m = 0$, která podle (2.21) závisí jen na poloze z a nazývá se *korálková* nestabilita (v ang. literatuře známá pod názvem *sausage instability*)
- 2) asymetrická nestabilita $m = 1$, která podle (2.21) závisí také na úhlu φ a nazývá se *smyčková* nestabilita (*kink instability*).

2.4.1 m=0 nestabilita

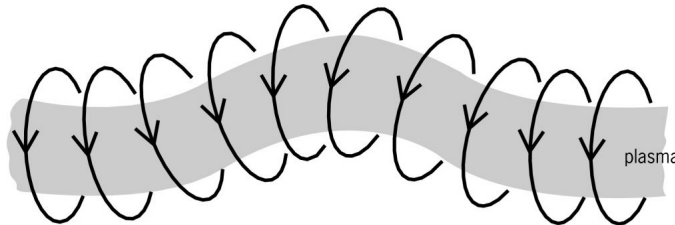
Korálková $m = 0$ nestabilita je zobrazena na ???. Malé prvotní zúžení plazmového sloupce vede k zesílení magnetického pole okolo tohoto zúžení a tím zvýšením magnetického tlaku, který vlákno dále zaškrcuje a vytlačuje hmotu ze zaškrceného místa („krku“). Klesá tak počet částic n a s ním částečně i kinetický tlak p_k . Teplota těchto částic se však zvyšuje. Proudový kanál se nakonec úplně přetrhne.

Při nenulové osové složce magnetického pole B_z (vzniká helikální pinč) lze tuto nestabilitu potlačit [10]. Implodující vrstva stlačuje počáteční pole, které na něj zpětně působí a stabilizuje ho. [39]. Pro stabilitu pinče však musí B_z pole splňovat Kruskal-Šafranova podmínku

$$\left| \frac{B_\theta}{B_z} \right| < \frac{2\pi r_{pinch}}{\lambda}, \quad (2.23)$$

kde λ je vlnová délka nestability.

2.4.2 m=1 nestabilita



Obrázek 2.2: m=1 nestabilita [51]

Smyčková $m = 1$ nestabilita je zobrazena na 2.2. Drobné prohnutí plazmového vlákna vede na jedné straně vlákna k zhuštění mag. siločar a tak i zvýšení magnetického tlaku, na druhé straně k zeslabení magnetického pole a proto i magnetického tlaku. Perturbace se stále zvětšuje až dojde také k přetržení proudového kanálu. Tuto nestabilitu nelze pro z-pinč stabilizovat nikdy.[40]

2.4.3 Magnetická Rayleigh-Taylorova nestabilita

Při urychlování (kompresi i expanzi) plazmatu dochází k dynamickým nestabilitám, které často vedou k $m = 0$ nestabilitě. Pro z-pinč je nejdůležitější tzv. *magnetická Rayleigh-Taylorova (MRT) nestabilita*. Dochází k ní, když relativní zrychlení rozhraní $\vec{g}$ (tj. v soustavě pohybující se s rozhraním) má opačný směr než gradient hustoty $\nabla\rho$, který směřuje od prostředí s hustotou ρ_1 k prostředí s hustotou ρ_2 ($\rho_2 > \rho_1$). Pro koeficient nárůstu RT nestability platí [14, 31]

$$\Gamma = \sqrt{Agk}, \quad (2.24)$$

kde $\Gamma = \text{Im}(\omega)$ je koeficient nárůstu nestability (pro $\Gamma > 0$ nestabilita roste), k je vlnové číslo poruchy a A je Atwoodovo číslo, pro které platí

$$A = \sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}}. \quad (2.25)$$

V našem případě je hustším prostředím plazma v plazmatické vrstvě a řidším je magnetické pole magnetického pístu, proto můžeme položit $\rho_1 = 0$, a tak $A = 1$. Rovnice (2.24) lze přepsat

$$\Gamma = \sqrt{|gk|}. \quad (2.26)$$

Při implozi tedy dochází k poruchám vnějším povrchu magnetického pístu.[40]

Kapitola 3

Mechanismy generace neutronů a rychlých iontů v Z-pinčích

Z-pinčové zařízení jsou známé jako vysoce efektivní zdroj neutronů a rentgenového záření. Při experimentech zejména s plynovou náplní deuteria (plazmafokusy, gas-puffy, atd.) jsou měřeny velké neutronové zisky (v dnešní době až rekordních $4 \sim 10^{13}$ [?] za výstřel. Navzdory prvotnímu nadšení se rychle ukázalo, že neutrony sice pocházejí z jaderných reakcí, ale jsou generovány pomocí beam-target mechanismu. Rychlé ionty deuteria D_2 (svazek, *beam*) jsou urychleny a naráží do studených iontů (terč, *target*). Urychlené ionty s pomalými ionty začnou fúzovat, avšak vzniklá energie nestačí na urychlení dalších iontů, které by způsobily další fúzní reakce. Systém tedy není v energetické rovnováze, chybí zpětná vazba rychlé části spektra iontů a z-pinče v tomto režimu jsou neefektivní a nevhodné pro výrobu elektrické energie. Ale coby levný, výkonný a efektivní zdroj neutronového a rentgenového záření se nabízí mnohé aplikace. Způsob generace a akcelerace deuteriových iontů je však po mnoha letech vášnivých diskuzí a debat stále neznámý. Během desetiletí vzniklo množství teoretických modelů vysvětlujících urychlování iontů. Některé stojí na fluidních rovnicích magnetohydrodynamiky (MHD), jiné jsou kinetické povahy. Je však dosti pravděpodobné, že ve skutečnosti se na urychlování podílí hned několik urychlujících mechanismů, ale dosud nevznikl věrohodný teoretický model popisující a vysvětlující všechny naměřené výsledky.

Prvním mechanismem urychlování, který zde uvedeme, je Fermiho urychlující mechanismus. Dochází k němu při formování Z-pinče a kompresi plazmového sloupce. Narozdíl od snow-plow modelu, kdy jsou částice při kompresi nabírány a akumulovány v tenké implodující vrstvě, předpokládáme, že se částice uvnitř sloupce odráží

od implodující vrstvy, vytvářeného magnetickým tlakem. Částice tak získávají dvojnásobek hybnosti pohybující se vrstvy. Jak dochází k implozi, jsou odrazy částic častější a po skocích tak získávají hybnost a urychlují se. Pokud je implodující vrstva zešíkmená, například díky *zipper-efektu*, získávají tak ionty kromě radiální rychlosti, také rychlost axiální. [14]

Experimentálně bylo prokázáno, že v době, kdy je Z-pinč ve fázi stagnaci a začíná se rozvíjet $m = 0$ (korálková) nestabilita, probíhá generace neutronů a rentgenového záření [54, 16]. Při zaškrcování plazmového vlákna rychle klesá jeho poloměr r , indukčnost L a její derivace dL/dt rychle roste. Rychlá časová změna indukčnosti dL/dt Z-pinče, kterým prochází proud I , je spojena s vznikem indukovaného napětí U , které urychluje ionty. [14, 16]

Vikhrev [54] navrhl, že rychlé ionty vznikají v hustých a horkých místech (*hot spots*) maximálního zúžení Z-pinče pomocí adiabatické komprese při $m = 0$ nestabilitě. Jak se krček plazmového sloupce komprimuje, je plazma podél osy v obou směrech vytlačováno. Počet částic v zúžení klesá, ale díky implozi se rychle zmenšuje poloměr sloupce, a tak teplota a objemová hustota plazmatu adiabaticky roste. Když přesáhnou určitou hodnotu, začne docházet k fúzním reakcím a tvorbě neutronového záření. [54] Pokud kvůli unikání částic z krčku klesne lineární hustota, může driftový parametr (poměr mezi driftové rychlosti elektronů a rychlosti zvuku iontů) překročit kritickou mez, a tak dá vzniknout mikroturbulencím, které vedou k anomální rezistivitě, která způsobí ohřev plazmatu nepodléhající Spitzerovu vzorci, či Bunemanově dvojsvazkové nestabilitě, která způsobí skok v napětí a může urychlovat ionty. [47][14]

Kapitola 4

Generace protonů pro protonovou deflektometrii

Protonovou deflektometrii lze úspěšně využít pro studium magnetických a elektrických polí plazmatu s velkým teplotním nebo hustotním gradientem, kde jiné diagnostické metody využít nelze či s určitými omezeními. Protonový svazek ze zdroje prochází polem z-pinče, kde je deformován a odchýlen (deflektován) a dopadá na detektor. Velikosti proudů, protékajících proudovým vláknem z-pinče, se pohybují od stovek kA až po desítky MA v závislosti na zařízení. Velikost odpovídajícího magnetického pole je tedy v rozmezí $B \sim 10 - 1000$ T. Aby protony vůbec mohly projít tak velkým magnetickým polem a získat o něm nějakou informaci, musí mít energii E_{proton} od 10 MeV až po několik GeV. Svazek by měl také čítat velký počet protonů, který by umožnil dostatečné prostorové rozlišení. Protonové svazky, splňující tyto přísné podmínky, lze v současné době mimo urychlovačů, které jsou příliš drahé, vytvořit především pomocí laserového plazmatu. V dalším textu popíšeme 3 nejužívanější mechanismy, kterým se rychlé protonové svazky generují.

Target normal sheath acceleration (*TNSA*) mechanismus využívá generace horkých elektronů, které se urychlí a pak vyletují ze zadní strany terče (fólie). Vytváří tak silné elektrické pole až v řádu TVm^{-1} [20], které urychluje ionty (nejvíce protony) na zadní straně fólie. Proud horkých elektronů je vykompenzován zpětným proudem chladných elektronů, kterých je však více.

Začátek *breakout afterburner* (*BOA*) mechanismu je totožný s *TNSA*, laser ohřívá

elektrony v plazmatu na povrchu terče a urychluje je směrem do terče. Díky klesající hustotě však klesne kritická hustota pro laserový paprsek, který začne pronikat do terče a ohřívá další a další elektrony než jsou všechny urychleny na relativistické rychlosti. Když laserový svazek projde celou šířkou terče, jsou ionty urychleny nejen vzniklým elektrickým polem, ale také Bunemanovou dvojsvazkovou nestabilitou, se kterou ionty rezonují, a také nelineárními jevy.

Při mechanismu RPA se naopak snažíme, aby elektrony zůstaly chladné a laser je adiabaticky stlačí do oblaku, který za sebou táhne ionty a energie elektronů je efektivně přenášena na ionty. Plazma se chová jako zrcadlo, které odráží laserový paprsek a od něj získává hybnost a urychluje se v celku na vysoké energie.

V dalším textu tyto 3 mechanismy podrobněji popíšeme.

4.1 Target normal sheath acceleration (TNSA)

Target normal sheath acceleration (TNSA) mechanismus poprvé popsal Wilks v roce 2001 [61]. Velmi intenzivní femto- až piko-sekundový laserový svazek o intenzitě $I_L \sim 10^{18} - 10^{21} \text{ W/cm}^2$ je fokusován na povrch tenké (často kovové) fólie (terč) o tloušťce $\sim 10 - 100 \text{ nm}$, povrch terče ionizuje a vzniká zde husté plazma, které se rozšiřuje do vakua protisměru laseru. Někdy se pro vznik prvotního plazmatu používá laserový svazek o menší intenzitě a delším pulzu, tzv. *předpulz* nebo *pedestal*. Protože fotony ze svazku mají většinou vlnové délky odpovídající červené či až infračervené oblasti spektra, jejich energie je menší než vazebná energie elektronů v plazmatu a klasický fotoelektrický jev zde zanedbatelný. Při intenzitách vyšších než 10^{10} W/cm^2 však začnou dominovat mnoha-fotonové procesy. Hustota fotonů může být tak vysoká a interakce fotony s vázanými elektrony tak častá, že za čas, odpovídající charakteristické době, při níž je elektron excitován, dochází k několikanásobné absorpci fotonů vazebným elektronem. Pokud energie absorbovaných fotonů přesáhne vazebnou energii elektronu, elektron se uvolní a dochází tedy k tzv. *multi-fotonové ionizaci*. [20, 13]

Pravděpodobnost, a tedy koeficient Γ_n , n-díky vztahu

$$U = L \frac{dI}{dt} + \frac{dL}{dt} I, \quad (4.1)$$

fotonové ionizace závisí na intenzitě laserového paprsku (či hustotě fotonů) [13].

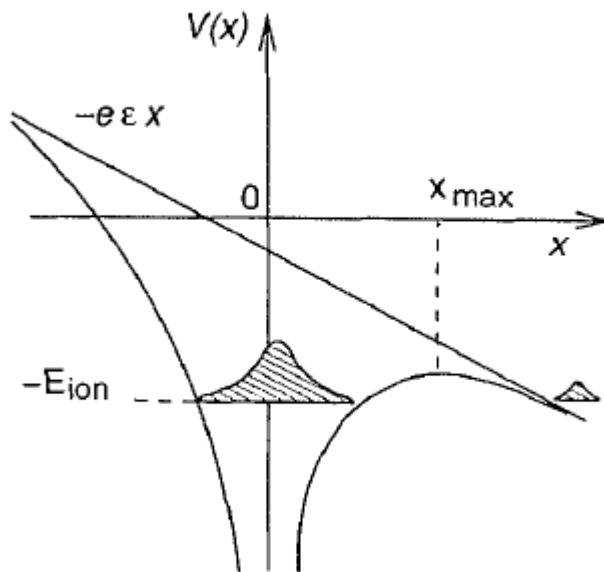
$$\Gamma_n = \sigma_n \cdot I_L^n, \quad (4.2)$$

kde I_L je intenzita laseru a σ_n účinný průřez n -fotonové ionizace, která klesá s n . Vázaný elektron však může absorbovat fotony o celkové energii vyšší než je jeho energie vazebná. Při intenzitách vyšších než 10^{13} W/cm^2 začne nezanedbatelně elektrické pole laseru deformovat Couloubický potenciál atomu $V(x)$. V nejjednodušším případě homogenního elektrického pole ε platí pro potenciál atomu $V(x)$ [13]

$$V(x) = -\frac{Ze^2}{x} - e\varepsilon x \quad (4.3)$$

kde x je vzdálenost od centra atomu, Z atomové číslo a e elementární náboj. Potenciál má maximum v $x_{max} = \frac{Ze}{\varepsilon}$. Vidíme (obr. 4.1), že při $x > x_{max}$ je vazebná energie menší než energie elektronu a může elektron s nenulovou pravděpodobností „protunelovat“ Coulombickou bariérou a uniknout. Tomuto kvantově mechanickému jevu říkáme *tunelová ionizace*.

Pokud je elektrické pole tak intenzivní, že efektivní vazebná energie elektronů klesne na nulu, jsou elektrony uvolněny okamžitě a mluvíme o *ionizaci potlačením (coulombické) bariéry*. Díky rychlé ionizaci vzniká na povrchu terče plazma, rozšiřující se proti směru laseru. Interakcí laserového svazku s plazmatem může docházet k urychlování elektronů až na relativistické rychlosti (s energií $\sim \text{MeV}$). Při vysokých intenzitách laserového paprsku začne dominovat bezsrážková absorpce laseru (srážková frekvence klesá s $T^{3/2}$) plazmatu. Při intenzitách vyšších než 10^{15} W/cm^2 a při kolmém dopadu laseru jsou dominantními jevy „rezonanční absorpce“ [11, 13, 26], kdy p-polarizovaná elmg. vlna vybudí v plazmatu plazmovou vlnu, a tzv. „*vakuové ohřívání*“ (neboli *Brunelův ohřev*) [7, 12], kdy při šikmém dopadu p-polarizované



Obrázek 4.1: Schéma tunelové ionizace [13]

vlny jsou elektrony elektrickým polem vlny vytaženy z plazmatu a urychleny zpět do něj. Vytváří tak nadtepelnou populaci elektronů, které předávají energii plazmatu. [] Při intenzitách vyšších než 10^{18} W/cm² elektrony oscilují v elektrickém poli laserové vlny a uplatňuje se další způsob ohřevu, $\vec{j} \times \vec{B}$ ohřev, což je jev podobný Brunelovu ohřevu, avšak s tím rozdílem, že laserový paprsek dopadá kolmo na terč a urychlující silou není elektrické pole, ale magnetická část hustoty Lorentzovy síly, $\vec{j} \times \vec{B}$ [13, 20].

Urychlený svazek relativistických elektronů s divergencí $5^\circ - 15^\circ$ a kritickou hustotou $10^{20} - 10^{21}$ cm⁻³ a téměř Maxwelllovským rozdělením se nemůže šířit terčem (ozařovanou fólií), dokud nevznikne zpětný proud, který tok rychlých elektronů kompenzuje. Tento zpětný proud je tvořen chladnými elektrony. Protože je jejich hustota vysoká, srovnatelná s hustotou fólie, stačí ke kompenzaci nízká teplota elektronů. [41] Tloušťka terče je zvolena tak, aby byla nižší než střední volná dráha rychlých elektronů, které tak projdou celým terčem a dostanou se na neozařovanou stranu fólie, kde dochází k separaci náboje. Protože ve vakuu za zadní stranou fólie zpětný proud nemůže kompenzovat rychlé elektrony. Vytváří se silné podélné elektrické pole v řádu TV/m, kolmé na terč. Vzniklé elektrické pole zabráňuje většině rychlých elektronů utéci od fólie a zároveň urychluje ionty na zadní (neozařované) straně terče. Díky setrvačnosti se z iontů nejdříve urychlují protony (na energie řádu desítek MeV), které se nachází nejčastěji v nečistotách na povrchu fólie. Těžší ionty vzhledem k jejich náboji a hmotnosti, zůstávají v terči a udržují elektrické pole, které je však částečně stíněno protony, a mohou být efektivně urychleny tehdy, pokud ozařování fólie laserem trvá dostatečnou dobu nebo pokud jsou lehké protony z zadní strany fólie nějakým způsobem odstraněny (zahříváním, čištěním). [41] Bylo dokázáno, že energie urychlených iontů roste s odmocninou intenzity laserového svazku. [21]

Kromě snad neužívanější metody urychlování pomocí TNSA, existují i další metody, které je možné využít pro urychlení iontů. Popíšeme si zde pouze dvě z nich. Laserový paprsek musí mít pro oba níže uvedené mechanismy vyšší kontrast (poměr mezi předpulzem (pedestalem) a hlavním pulzem laseru) a vyšší intenzitu ($I_L \sim 10^{21}$ W/cm²) než u klasického TNSA. Ionty, nejčastěji protony, jsou však urychlovány efektivněji a na vyšší energie než u TNSA. Další výhodou je, že energetické spektrum iontů je kvazi-monoenergetické. Metody se liší polarizací laserového svazku, který ozařuje terč (fólii). Metoda *Breakout afterburner* (BOA) využívá lineárně polarizované (LP) světlo a *Radiation pressure acceleration* (RPA) kruhově polarizované světlo (CP), při kterém nevzniká oscilující část ponderomotorické síly $\vec{F}_p$

($\vec{F}_p \sim \sin(\omega t)$) a elektrony nejsou ohřívány. Tyto dvě metody se tedy liší i teplotou elektronů.

4.2 Breakout afterburner (BOA)

V roce 2006 objevil Fuchs [17] inovativní metodu, která vylepšuje klasickou metodu urychlování iontů TNSA. Použil laser o intenzitě $I_L > 10^{19}$ W/cm² s kontrastním poměrem $\sim 10^6 - 10^7$ a ozařoval s ním Al fólie různých šířek. [62] Čím tenčí fólie je, tím menší je divergence horkých elektronů, které urychlují ionty, a tím je naopak vyšší hustota elektronové populace, a proto vyšší energie urychlovaných iontů. Urychlovací elektrické pole E_{acc} roste s hustotou n_h a teplotou horkých elektronů T_h jako $E_{acc} \sim \sqrt{n_h T_h}$. [17] Je tu však omezení v šířce terče způsobené kontrastem dopadajícího laserového svazku. Pokud by byl terč příliš tenký, hustotní profil na zadní straně terče by mohl být už samotným předpulzem perturbován, což zhoršuje akceleraci iontů. Příliš vysoký kontrast vede k zeslabení prvotního plazmatu, což snižuje účinnost absorpce laseru. [17] Použití laseru s vysokým kontrastem a velmi tenký terč, srovnatelný se skinovou tloušťkou laseru ($\sim$ desítek nm), vede k zajímavým výsledkům.

Začátek urychlovacího procesu je stejný jako u TNSA. Laserový paprsek ozařuje přední stranu terče (fólie) a generuje populaci horkých elektronů, které se šíří terčem a vytvoří vrstvu na konci terče, která je ve kvazi-rovnovážném systému s zpětným proudem chladných elektronů, který zabraňuje laseru vniknout do samotného terče. [62] Ve velmi tenkém terči jsou však i tyto chladné elektrony zahřáty laserem a tím nastává tzv. *vylepšené TNSA*. Laserový paprsek začne pronikat do objemu fólie, což je způsobeno dvěma faktory.

- Čím více elektronů laser ohřeje, tím více elektronů odchází do vrstvy na zadní straně terče, tím méně elektronů zůstává v terči a klesne plazmová frekvence ω_{pe} daná vztahem

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}}, \quad (4.4)$$

kde e je elementární náboj, n_e hustota elektronů, ε_0 permitivita vakua, m_e hmotnost elektronu.

- Laser urychluje elektrony na relativistické rychlosti, což snižuje plazmovou

frekvenci ω_{pe} o faktor $\langle\gamma\rangle^{-1/2}$, kde $\langle\gamma\rangle = \langle\sqrt{\frac{1}{1-v_e^2/c^2}}\rangle$ je průměrný Lorentzův faktor, v_e je rychlost elektronů, c rychlost světla.

Během fáze *vylepšené TNSA*, ač utlumené laserové pole proniká do terče a působí ponderomotorickou silou na elektrony v terči (fólii), což zesiluje předávání energie laseru elektronům, které teď oscilují o frekvenci laserového pole, a tak se rychle zahřívají. [62] Po krátké chvíli ($\Delta t < 28$ fs) [62] už nezůstanou v terči žádné chladné elektrony, ale všechny získají relativistické rychlosti. Střední hybnost horkých elektronů zhruba v okolí vrstvy iontů na zadní straně terče je $\sim 50m_e c$. [62] Velký rozdíl mezi driftovou rychlostí iontů a horkých elektronů způsobuje relativistickou Bunemanovu nestabilitu, jejíž fázová rychlost rezonuje s ionty, a tak je dále ohřívá. [62, 1] Podélné elektrické pole, na kterém se podílí ponderomotorická síla a vrstva elektronů na zadní straně terče, je významně silnější než tomu je při klasickém TNSA, pohybuje se spolu s vrstvou iontů a urychluje ionty na vyšší energie ($\sim$ stovky MeV), navíc s kvazi-monoenergetickým spektrem (s pološírkou $\sim 15\%$ střední energie). Poté, co laser projde fólií i vrstvou, dochází k nelineární interakci laserové vlny s ionty, která může dále zvýšit jejich energii. Pomocí metody BOA se podařilo rekordně urychlit ionty až na 1 GeV [18].

4.3 Radiation pressure acceleration (RPA)

Dalším ionty mechanismem, který urychluje ionty, je *radiation pressure acceleration* (RPA). Narozdíl od přechozích mechanismů, které využívaly generace horkých elektronů a pro které tedy byla důležitá co nejúčinnější absorpce laserového záření, v RPA je ohřev elektronů, resp. absorpce laseru, nežádoucí. V RPA je nutná vysoká schopnost plazmatu odrážet (reflextovat) laser, který terči předává hybnost jako celku a chová se jako laserová píst (o radiačním tlaku $\sim 2I_L/c$) [35, 18], který terč urychluje se skoro monoenergetickým spektrem. Plazma se chová jako zrcadlo, které odráží laserový paprsek a hybnost, kterou elektrony získají z laseru, je efektivně přenášena na ionty a nikoli elektronům, jak tomu je přechozích mechanismů. RPA narozdíl od předchozích mechanismů tedy urychluje ionty už na přední straně terče a závisí jen na formaci elektrostatického pole a působení ponderomotorické síly na elektrony, což následně vede k nábojové separaci. Pro minimalizaci ohřevu elektronů je vysoce efektivní použít kruhově polarizované světlo dopadající kolmo na tenkou fólii (terč). $J \times B$ ohřev elektronů je určen oscilací ponderomotorické síly. [35]

Pro lineární polarizaci elektromagnetického záření je ponderomotorická síla daná vztahem [32]

$$\vec{F}_p = q(\vec{v}_{osc} \times \vec{B}) = \left(-\frac{q^2}{2m_e\omega^2} \frac{d}{dx} E_0^2 \right) \sin^2(\omega t), \quad (4.5)$$

kde m_e je hmotnost elektronů, elektrické pole $\vec{E} = \hat{y}E_0(x) \cos(\omega t)$, magnetické pole $\vec{B} = \hat{z}B_0(x) \sin(\omega t)$, rychlost oscilace $v_{osc} = \frac{qE_0}{m\omega} \sin(\omega t)$, frekvence oscilací ω a z Faradayova zákona $B_0 = -\frac{1}{\omega} \frac{\partial E_0}{\partial x}$. Ponderomotorická síla tedy osciluje a tyto oscilace přenáší na elektrony, které zvyšují svou tepelnou (chaotickou) rychlost a zahřívají se. Při kruhové polarizaci však platí pro elektrické pole $\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{y}E_0(x) \cos(\omega t) + \hat{z}E_0(x) \sin(\omega t))$ a pro magnetické pole $\vec{B} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{z}B_0(x) \sin(\omega t) - \hat{y}B_0(x) \cos(\omega t))$ a tvar ponderomotorické síly $\vec{F}_p$ se tak změní:

$$\vec{F}_p = \left(-\frac{q^2}{2m\omega^2} \frac{d}{dx} E_0^2 \right) (\sin^2(\omega t) + \cos^2(\omega t)) = -\frac{q^2}{2m\omega^2} \frac{d}{dx} E_0^2 \quad (4.6)$$

Na terč dopadá kruhově polarizované záření laseru o intenzitě $I_l \sim 10^{20}$ W/cm² a tlačí ponderomotorickou silou na elektrony, které se posouvají hlouběji do objemu terče a za sebou zanechávají oblast kladného náboje (bez elektronů), tvořené ionty, a způsobují silné podélné elektrostatické pole, které se je snaží vrátit zpět. Po krátké době nastává rovnováha mezi podélným elektrostatickým polem a ponderomotorickou silou daná vztahem [22, 35]

$$\frac{1}{2}\varepsilon_0 E_{es}^2 = \frac{1+R}{c} I_L, \quad (4.7)$$

kde I_L je pulzní intenzita laseru, c rychlost světla, R reflektivita terče, E_{es} elektrostatické pole. Díky této rovnováze elektrony nepostupují dále do terče a vytváří velmi rychle (adiabaticky) tenkou vrstvu stlačeného záporného náboje s konstantní hustotou. Protože se už elektrony nenachází v oblasti dopadajícího laserového pole, je jejich ohřev omezen, a proto mají stejnou teplotu. Tloušťka oblasti bez elektronů l je dána vztahem [22]

$$l = \sqrt{\frac{4I_L\varepsilon}{cn_{e0}^2e^2}}, \quad (4.8)$$

kde n_{e0} je hustota elektronů.

Elektrostatické pole, které má maximum na hranici mezi oblastmi bez elektronů a stlačeným elektronovým oblakem (obr. 4.2), začne rychle urychlovat ionty. Ty ionty, které se nacházely na začátku v oblasti stlačeného elektronového mraku, dorazí díky klesajícímu elektrickému poli na konec této oblasti ve stejnou dobu. Ty ionty, které se nacházely v oblasti bez elektronů, nikdy ty ze stlačené oblasti nedostihnou, protože cítí zesilující se elektrické pole až k hranici mezi oblastmi s elektrony a bez nich.

Ionty jsou urychleny na konec stlačené vrstvy elektronů a dostávají se dál do oblasti, která již není ovlivněna. Elektrony zajišťují kvazineutralitu plazmatu. Stlačený elektronový mrak se pohybuje také, aby nastolil rovnováhu mezi laserovým tlakem a elektrostatickým polem, a naráží na další vrstvu stojících iontů v neovlivněné oblasti terče. Tyto ionty začnou pocítovat elektrostatické pole a jsou urychleny stejně jako předtím. [18, 22, 35] Nakonec jsou všechny ionty urychleny na rychlost v_i danou rovností elektrostatického a dynamického tlaku

$$v_i = \sqrt{\frac{\epsilon_0 E_{es}^2}{\rho}}, \quad (4.9)$$

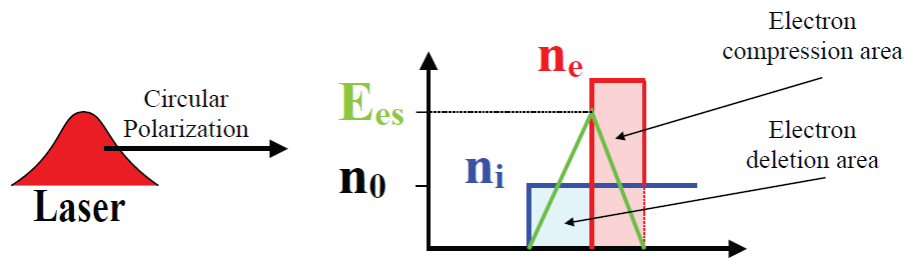
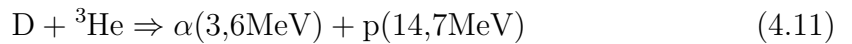
kde ρ je hustota iontů. Takto se urychlují další a další ionty, dokud vrstva stlačených elektronů nenarazí na konec terče. Tehdy se celá část objemu terče, na jejíž povrch dopadal laser, urychluje jako jedolitý blok plazmatu, poháněn zářivým tlakem laserového záření. Elektrony zůstávají stále chladné a zajišťují kvazineutralitu, a tak nezpůsobují expanzi urychlovaného bloku. Konečná rychlost monoenergetických iontů v_f je [22, 18]

$$v_f = \frac{(1 + R)\xi_{pol}\tau_L I_L}{c\rho d}, \quad (4.10)$$

kde ξ_{pol} udává polarizaci: $\xi_{pol} = 1$ pro lineární polarizaci (LP), $\xi_{pol} = 2$ pro kruhovou polarizaci (CP), τ_L doba laserového pulzu, I_L intenzita laserového pulzu, c rychlost světla, d šířka terče (fólie), ρ je hustota iontů. Závislost energie iontů na intenzitě laseru je $E \sim I_L^2$ [32].

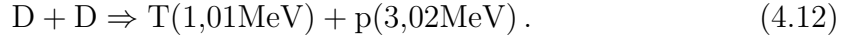
4.4 Zdroj protonů z fúzních reakcí

Možným zdrojem generace protonů určených pro deflektometrii je také termojaderná fúze, resp. termojaderné reakce



Obrázek 4.2: Schéma RPA mechanismu - oblasti bez elektronů a stlačený elektronový oblak [18]

a

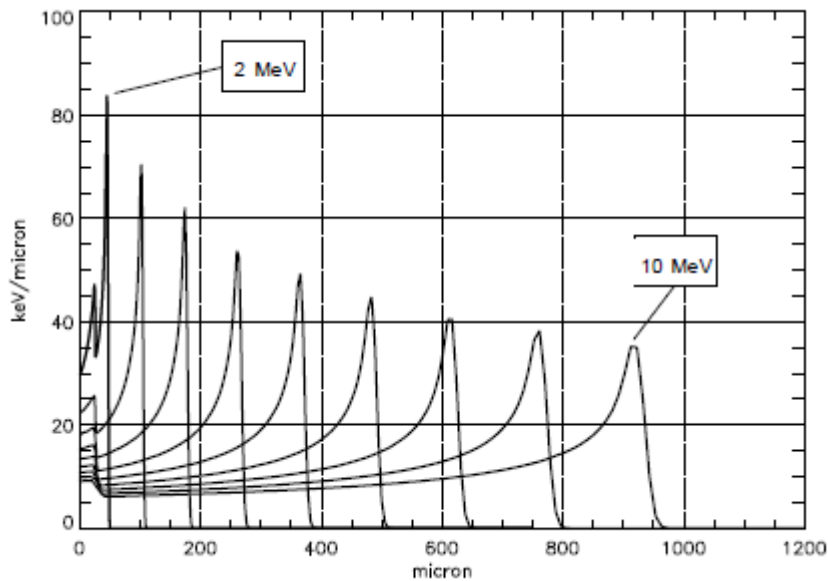


V praxi se používá terč ve formě peletky s tenkou skleněnou (SiO_2) stěnou ($\sim 2\mu\text{m}$) [30], ve které se velmi málo absorbuje energie fúzních protonů. Peletka je naplněna plynem deuteria D_2 a helia-3 ^3He , které jsou obvykle v poměru 1 molu deuteria D_2 na 2 moly helia-3 ^3He . [30]. Pokud na povrch terče (peletky) fokusujeme několik krátkých laserových svazků, začne se povrch peletky odpařovat, ablovat. V reakci na ablaci povrchu vzniká silný tlak, který peletku stlačuje a nutí k implozi, dojde tak k fúzním reakcím (4.11), resp. (4.12), které vygenerují monoenergetické protony s energiemi $E_p = 14,7 \text{ MeV}$, resp. $E_p = 3,02 \text{ MeV}$. Protože jsou protony monoenergetické, lze z nich po deflekcí a detekci jednoznačně určit velikost polí v pozorované oblasti Z-pinče. Coby detektory je výhodné použít CR-39 s filtry. Protony s energií 14 MeV deponují většinu energii ve větší hloubce terče, a tak při dosti tenkém detektoru budeme zachycovat převážně protony s energií 3 MeV. Pomocí průměru a hloubky stop v CR-39 vytvořených protony lze jednoznačně určit jejich energie. [38]

4.5 Detektory

4.5.1 RCF

RCF je dosimetr používaný hojně v lékařství a průmyslu. Radiochromický film (RCF) obsahuje jednu nebo více aktivních vrstev obsahující mikrokrytalickou monomerní disperzi potaženou průhledným plastickým substrátem. Po ozáření začne aktivní látka polymerizovat a přemění se na barevný polydiacetylén. [48] Ze skoro průhledné se zabarví do modra. Odstín barvy je přímo závislý na obdržené dávce záření. Pro jejich vyhodnocení není potřeba žádného fyzikálního, chemického či tepelného zpracování. Po stabilizaci ($\sim 24 \text{ h}$), při které jsou filmy chráněny před UV světlem, je možné vyhodnotit. [63, 34] RCF jsou citlivé na protony a další ionty, ale jsou málo citlivé na elektrony. Protože jsou RCF citlivé na rentgenové záření, je nutné pro měření, např. iontů, použít stínění. Při detekci iontů se několik vrstev RCF složí těsně za sebe v kombinaci se filtry. Protože absorpce energie iontů, při které ztrácejí energii ionizací molekul média v látce [48], je charakterizována Braggovou křivkou (obr. 4.3), každá vrstva RCF je citlivá na částice s energií vyšší než určitá kritická energie E_c a předchozí vrstvy fungují také jako filtry, zachycuje RCF převážně jen ionty o určité energii a poskytuje nám nejen dobré prostorové rozlišení

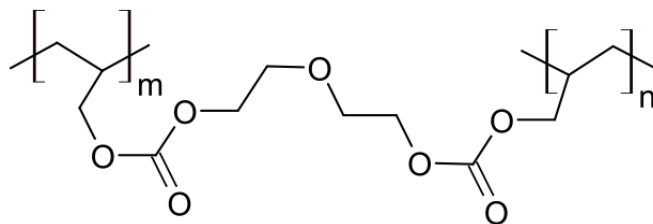


Obrázek 4.3: Ztráta energie částic při průletu balíčkem RCF s filtry[48]

zachycených částic, ale také jejich spektrální rozlišení energií. [19, 46]

4.5.2 Detektory CR-39

Poly-allyl-diglycol-carbonate ($C_{12}H_{18}O_7$) [53], který se pro komerční účely nazývá CR-39, což značí v pořadí 39. vzorec reaktoplastů vyvinutých v projektu Columbia Resins v roce 1940, má mnoho aplikací.[57] Hojně se využívá pro výrobu dioptrických skel a čoček. Nás však spíše zajímá jako pasivní pevnolátkový stopový detektor částic. Využívá se mimo jiné při studiu plazmatu inerciální fúze (ICF) ale i Z-pinčů. Jako první byl představen Cartwrightem v roce 1978 [8] a pro jeho velmi dobré vlastnosti je hojně používán dodnes. Je jednoduchý, relativně levný a umožňuje trvalý záznam signálu, s dobrým prostorovým rozlišením. Je to reaktoplast, a proto dokáže vzdorovat vysokým teplotám ($\sim 80^\circ$) a většině rozpouštědel. [9] Je vysoce citlivý na nabitě částice a neutrony (až 100% účinnost zachytu [50] pro protony $\sim 6 - 8$ MeV), ale naopak je imunní vůči elektronům[18], elektromagnetickým pulzům a rentgenovému záření [50], které jsou při experimentech v takovém prostředí velmi časté, a nedochází tak ke kontaminaci nebo poškození během experimentu. Je to detektor integrální, zachycuje a zaznamenává částice během celého experimentu, ale pokud několik složíme dohromady, poskytuje CR-39 kromě prostorového rozlišení i rozlišení časové, protože se do nich částice dostanou v různých časech. Poskytuje nám i informaci o energetickém spektru částic, protože průměr stop, které po vyleptání na povrchu detektoru vzniknou, závisí na energii částice (otvory s menším poloměrem



Obrázek 4.4: Struktura CR-39[57]

odpovídají větším energiím [50, 36]).

Jak nabitá částice proniká objemem detektoru CR-39, předává energii plastu pomocí Coulombova rozptylu s elektrony a nechává za sebou cestičku poškozených polymerních řetězců a vzniklých volných radikálů. [50, 36] Cestičky zničených molekulových řetězců po vniklých (detekovaných) částicích jsou zviditelněny leptáním v roztoku alkalických rozpouštědel. Citlivost detektoru je definována poměrem rychlosti v_T/v_B leptání plochy stopy (*track*) po částici v_T a celé plochy detektoru (*bulk*) v_B . Leptání většinou trvá v řádu hodin při teplotách $\sim 70^\circ\text{C} - 80^\circ\text{C}$ v roztoku 6N NaOH (6 mol/l; 240 g/l). Bylo prokázáno, že detektor CR-39, který se nachází více než 16 hodin před experimentem a jeho ozáření ve vakuu, ztrácí citlivost a detekce částic s vyššími energiemi ($\sim 7 - 8 \text{ MeV}$) je prakticky nemožná. [36] Zřejmě je to způsobeno změnou obsahu kyslíku v plastu. Pokud je však ihned po ozáření komora zaplněna vzduchem, část citlivosti se vrací. Na tento fakt je nutné brát zřetel zvláště při experimentech, kdy je nutné používat CR-39 v dlouhodobě vyčerpaných prostorech, tj. kdy se komora experimentu nemůže pokaždé otvírat.

Kapitola 5

Simulace

Naším hlavním úkolem bylo vytvořit program pro simulace trajektorií nabitých iontů (protonů) v magnetickém poli Z-pinče. Chtěli jsme vytvořit kinetickou numerickou simulaci, přičemž jsme předpokládali kvazineutralitu, takže na sebe nabité ionty nepůsobí, a tak neovlivňují magnetické pole Z-pinče. Jako schéma pro výpočet trajektorie částic jsme zvolili Boris-Bunemanovu metodu.

5.1 Python pro vědecké užití

Python je dynamicky, silně typovaný objektově orientovaný jazyk. Narodil od C/C++ či Fortranu je čistě interpretovaný, což nabízí značnou konformitu při tvorbě programu. V porovnání s ostatními interpretovanými jazyky je výkon aplikací velmi dobrý, protože výkonově kritické knihovny jsou implementovány v jazyce C, se kterým Python výborně spolupracuje [60]. S využitím knihoven NumPy a SciPy je schopen Python vykonávat vědecké výpočty na srovnatelné úrovni s ostatními jazyky. Rychlostí běhu programů Python např. jazyk C nepřekoná, ale díky rychlému osvojení jazyka a snadné a přehledné úpravě zdrojového kódu, se stává Python ve vědecké sféře stále více a více oblíbený.

5.2 Boris-Bunemanovo schéma

Pro simulace pohybu a trajektorií nabitých částic v zmagnetizovaném plazmatu je Boris-Bunemanovo, ev. Borisovo, schéma fakticky standardem. Je to metoda druhého řádu, avšak oproti ostatním běžným schématům (např. *Runge-Kutta 4*

(RK4)) má nízké požadavky na paměť a chová se jako *leap-frog* schéma. Stejně jako symplektické algoritmy, zachovává energii, resp. fázový objem, částic po velmi velkém počtu časových kroků.[52, 43]

Hybnou silou v elektromagnetickém poli je Lorentzova síla.[43, 5]

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (5.1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (5.2)$$

Pomocí souřadnic fázového prostoru v k -tém časovém kroku $t_k = k\Delta t$ ($\mathbf{x}_k, \mathbf{v}_k$) nalezneme pomocí Borisova algoritmu další fázové souřadnice ($\mathbf{x}_{k+1}, \mathbf{v}_{k+1}$) v $(k+1)$ -tém časovém kroku $t_{k+1} = (k+1)\Delta t$ z diskretizovaných rovnic

$$\frac{\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k}{\Delta t} = \mathbf{v}_k + \mathbf{1}, \quad (5.3)$$

$$\frac{\mathbf{v}_{k+1} - \mathbf{v}_k}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left[\mathbf{E}_k + \frac{(\mathbf{v}_{k+1} + \mathbf{v}_k) \times \mathbf{B}_k}{2} \right], \quad (5.4)$$

kde Δt je časový element, $\mathbf{x}_k \equiv \mathbf{x}(t_k)$, $\mathbf{v}_k \equiv \mathbf{v}(t_k - \Delta t/2)$, $t_k \equiv k\Delta t$, $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\mathbf{x}_k)$, $\mathbf{B} \equiv \mathbf{B}(\mathbf{x}_k)$. Na první pohled by se mohlo zdát, že se jedná o implicitní schéma, ale závislost na $\mathbf{v}_{k+1}$ je lineární a $\mathbf{v}_{k+1}$ lze analyticky vyjádřit jen pomocí $\mathbf{v}_k$. Boris si všiml, že elektrické lze vyloučit definováním rychlostí $\mathbf{v}_*$ a $\mathbf{v}_{**}$ [33, 52, 43]

$$\mathbf{v}_* = \mathbf{v}_k + \frac{q\mathbf{E}\Delta t}{m} \frac{1}{2} \quad (5.5)$$

$$\mathbf{v}_{**} = \mathbf{v}_{k+1} - \frac{q\mathbf{E}\Delta t}{m} \frac{1}{2}. \quad (5.6)$$

Po dosazení obdržíme vzorec jen s rotací

$$\frac{\mathbf{v}_{**} - \mathbf{v}_*}{\Delta t} = \frac{q}{2m} (\mathbf{v}_{**} + \mathbf{v}_*) \times \mathbf{B}. \quad (5.7)$$

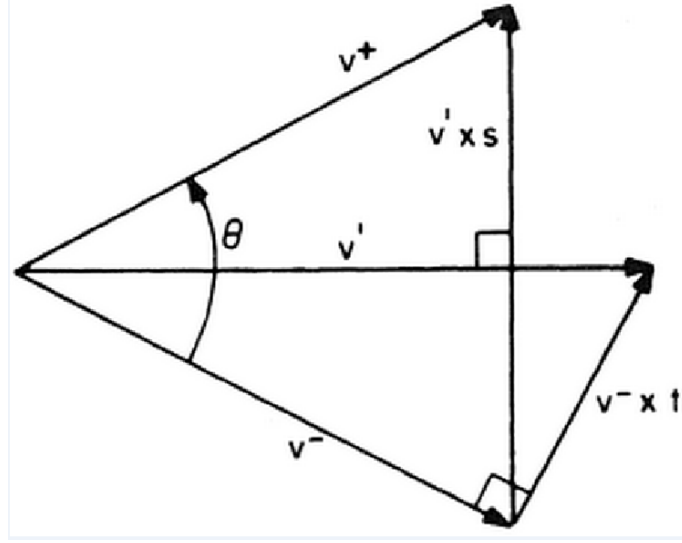
Boris dále využil základní geometrie problému, aby odvodil výraz pro rotaci. Pokud se podíváme na obr. 5.1, vidíme, že jde o rotaci v rovině kolmé na $\mathbf{B}$, která zachovává velikost vektoru rychlosti $\mathbf{v}$. ($\mathbf{v}_+ \equiv \mathbf{v}_{**}$ a $\mathbf{v}_- = \mathbf{v}_*$)

Boris následujícími kroky odvodil rychlost $\mathbf{v}_{**}$, která splňuje (5.7): [52]

$$\mathbf{t} = \frac{q\Delta t}{2m} \mathbf{B}, \quad (5.8)$$

$$\mathbf{w} = \mathbf{v}_* + \mathbf{v}_* \times \mathbf{t}, \quad (5.9)$$

$$s = \frac{2}{1 + \|\mathbf{t}^2\|} \quad (5.10)$$



Obrázek 5.1: Rotace rychlosti $\mathbf{v}_- = \mathbf{v}_*$ na $\mathbf{v}_+ \equiv \mathbf{v}_{**}$. Vykreslené rychlosti jsou projekce celkových rychlostí do roviny kolmé na $\mathbf{B}$ [5]

$$\mathbf{v}_{**} = \mathbf{v}_* + \mathbf{w} \times \mathbf{s}. \quad (5.11)$$

Po úpravě a dosazení dostáváme Boris-Bunemanovo schéma ve tvaru [29]

$$\mathbf{E}_* = \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{E}, \quad \mathbf{B}_* = \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{B}, \quad (5.12)$$

$$\mathbf{v}_* = \mathbf{v}_k + \mathbf{E}_*, \quad (5.13)$$

$$\mathbf{v}_{**} = \mathbf{v}_* + 2 \frac{(\mathbf{v}_* + \mathbf{v}_* \times \mathbf{B}_*) \times \mathbf{B}_*}{1 + \|\mathbf{B}_*\|^2}, \quad (5.14)$$

$$\mathbf{v}_{k+1} = \mathbf{v}_{**} + \mathbf{E}_*, \quad (5.15)$$

$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{x}_k + \mathbf{v}_{k+1} \Delta t. \quad (5.16)$$

Velmi snadno lze toto schéma přepsat do relativistického tvaru [29]

$$\gamma_k = 1 / \sqrt{1 - \mathbf{v}_k^2 / c^2} \quad (5.17)$$

$$\mathbf{E}_* = \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{E}, \quad \mathbf{B}_* = \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2 \gamma_k} \mathbf{B}, \quad (5.18)$$

$$\mathbf{u}_k = \gamma_n \mathbf{v}_k, \quad (5.19)$$

$$\mathbf{u}_* = \mathbf{u}_k + \mathbf{E}_* \quad (5.20)$$

$$\mathbf{u}_{**} = \mathbf{u}_* + 2 \frac{(\mathbf{u}_* + \mathbf{u}_* \times \mathbf{B}_*) \times \mathbf{B}_*}{1 + \|\mathbf{B}_*\|^2}, \quad (5.21)$$

$$\mathbf{u}_{k+1} = \mathbf{u}_{**} + \mathbf{E}_*, \quad (5.22)$$

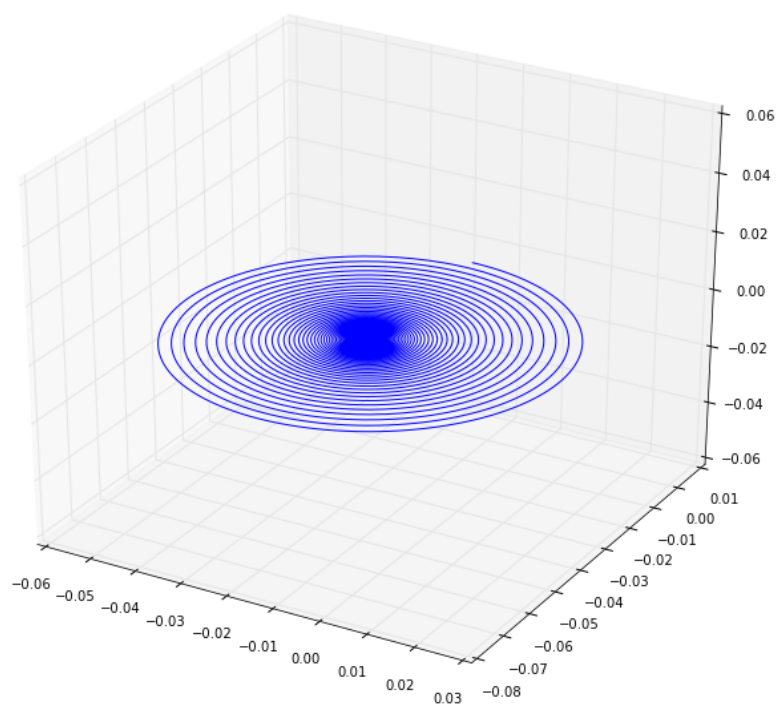
$$\mathbf{v}_{k+1} = \frac{\mathbf{u}_{k+1}}{\sqrt{1 + \mathbf{u}_{k+1}^2 / c^2}}, \quad (5.23)$$

$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{x}_k + \mathbf{v}_{k+1} \Delta t. \quad (5.24)$$

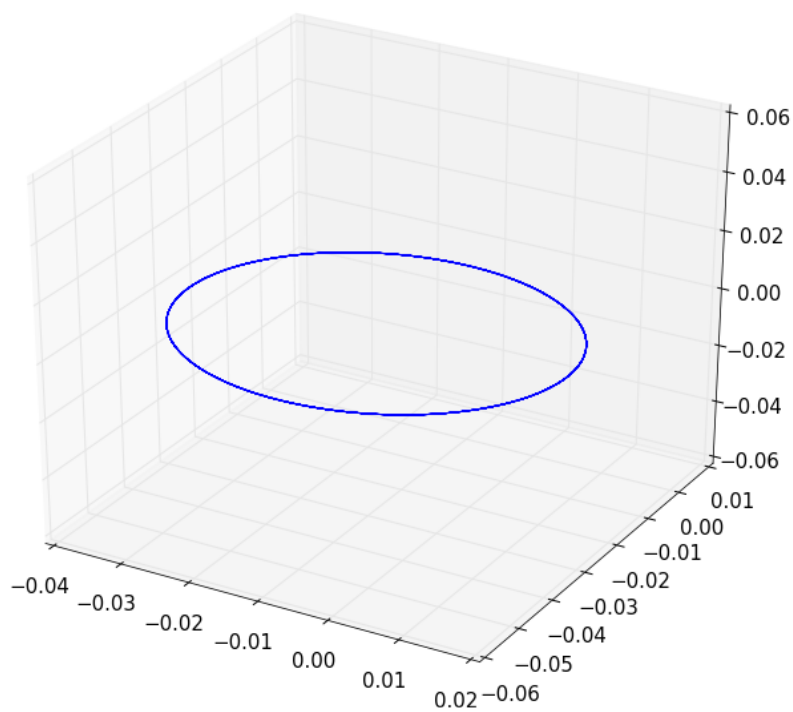
5.3 Porovnání BB a RK4

Při tvorbě kódu jsme se ho snažili ověřit, které schéma bude pro náš nejlepší. Implementovali jsme tedy dvě schémata: 1) Runge-Kuttu 4. řádu (RK4), která je pro řešení diferenciálních rovnic prvního řádu velmi používaná a 2) Boris-Bunemanovo schéma (BB), které by podle předpokladů z minulého odstavce mělo být menšího řádu, avšak narozdíl od RK4 by velikost jeho chyby měla být omezena a měl by být přesný po libovolném množství časových kroků.

Do našeho kódu jsme tedy homogenní magnetické pole a nechali částice oběhnout mnoho Larmorových oběhů. Výsledky jsou zobrazeny na obr. 5.2 a obr. 5.3. Jasně lze pozorovat, že Larmorův poloměr cyklotronní rotace implementované RK4 se postupem časem mění a energie částice se nezachovává. Trajektorie nemá tvar kružnice ale spirály. Změna Larmorova poloměru u Boris-Bunemanovy metody je oproti tomu zanedbatelná.



Obrázek 5.2: Larmorova rotace pomocí schématu RK4

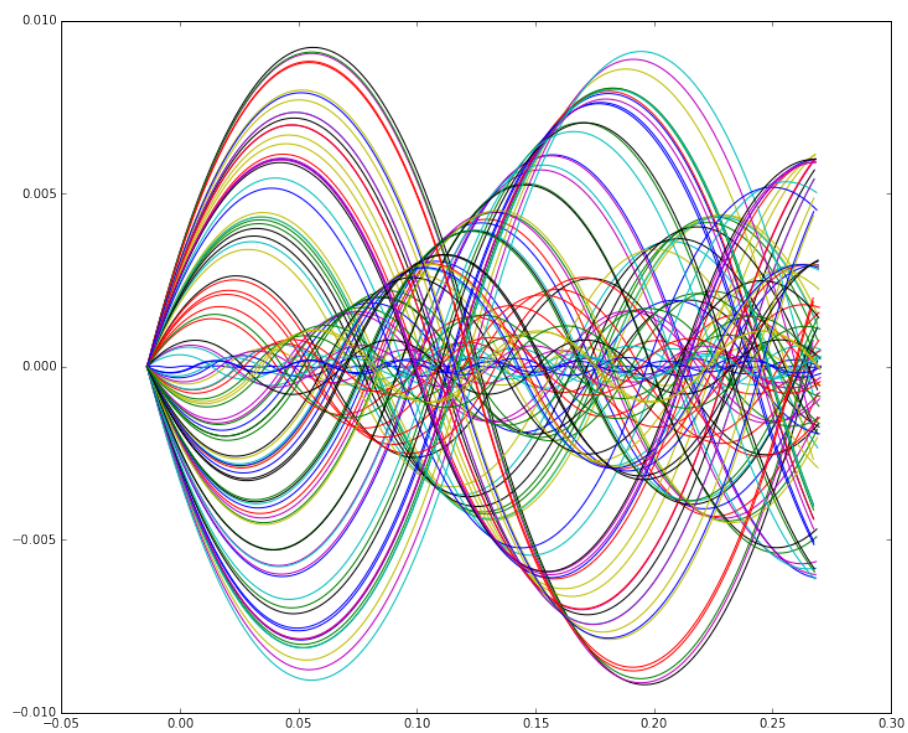


Obrázek 5.3: Larmorova rotace pomocí Boris-Bunemanova schématu

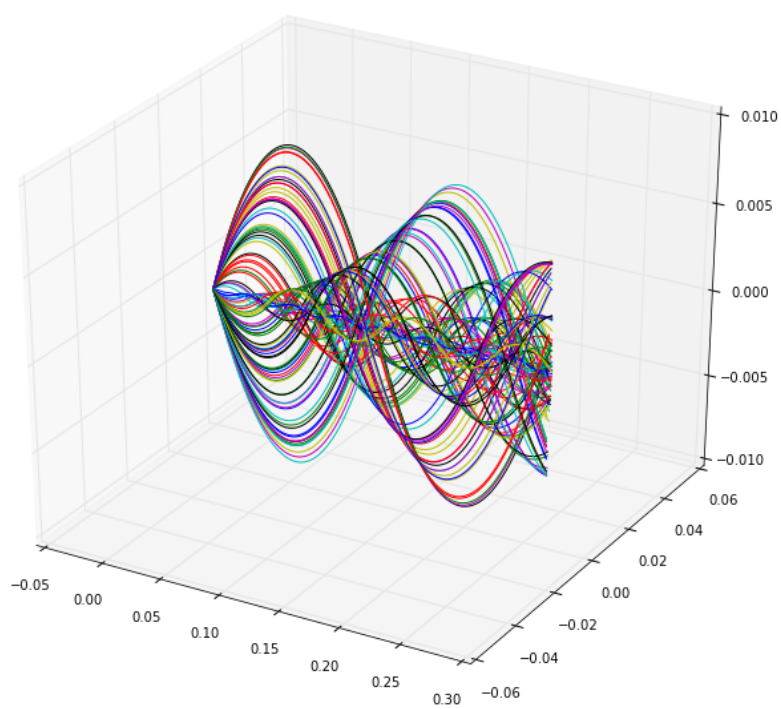
5.4 Fokusace a defokusace protonového svazku

Dalším jednoduchým testem ověřujícím náš program je magnetická čočka. Magnetické pole pomocí Lorentzovy síly v dané geometrii fokusuje nebo defokusuje svazek nabitých částic. Zkoumali jsme 2 situace.

V prvním případě je rovina x - z rozdělena na 2 oblasti, ve kterých homogenní magnetické pole míří ve směru y a proti směru y . Bodový zdroj protonů je umístěn v počátku soustavy souřadnic a svazek míří v kladném směru osy x . Schéma problému je na obr. 5.4. Výsledek simulace na obr. 5.6. Generovali jsme částice o konstantní rychlosti do různých směrů v rovině $x - z$. Lorentzova síla směřuje vždy k ose y a tak jsou částice fokusovány a zůstávají v rovině dané polohou částice a osou y , tedy rovině $x - z$.

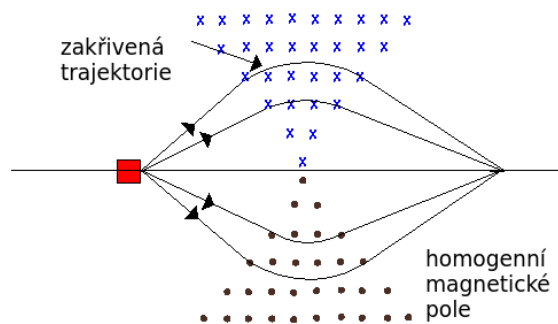


Obrázek 5.5: Fokusování svazku protonů magnetickou čočkou

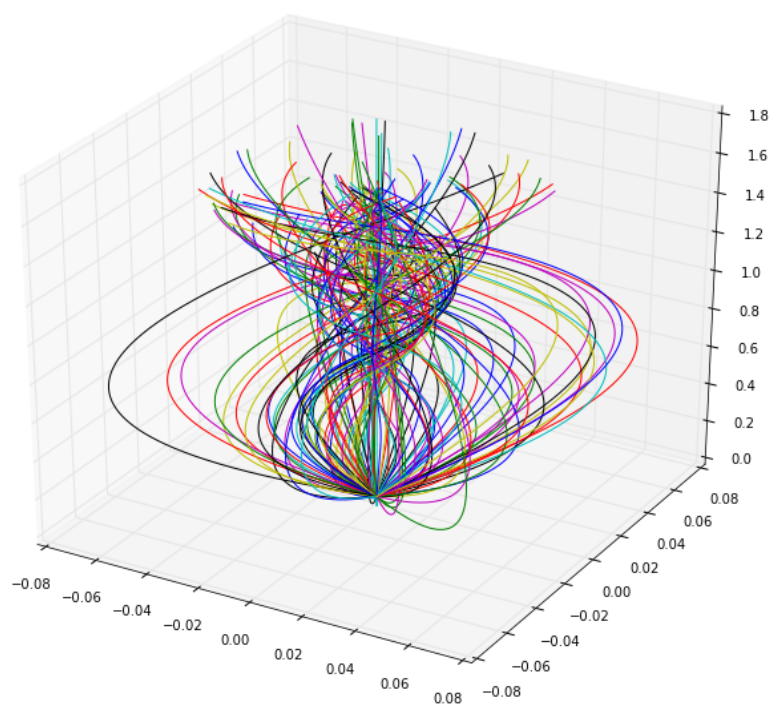


Obrázek 5.6: Fokusování svazku protonů magnetickou čočkou ve 3D

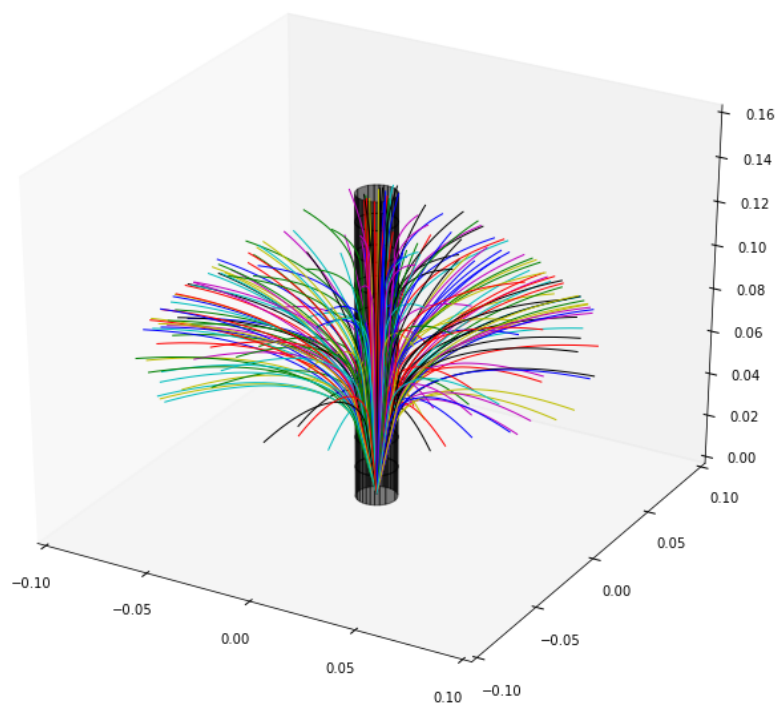
V druhé situaci máme azimutální magnetické pole z-pinče a svazek protonů, vylétávající z bodového zdroje na ose pinče ve směru proudu, resp. proti směru s určitou divergencí. Prostor uvnitř z-pinče je bez magnetického pole, což odpovídá situaci, kdy proud protéká jen na povrchu z-pinče (*skin-efekt*). Když dosáhnou částice hranice sloupce z-pinče, narazí na gradient magnetického pole a pomocí $\vec{F} = -\nabla \vec{B}$ síly jsou odraženy, stejně jako tomu je u magnetického zrcadla. Výsledek simulace při defokusování, tedy při pohybu částic ve směru proudu, je na obr. 5.7. Výsledek simulace při fokusování, tedy při pohybu částic ve směru proudu, je na obr. 5.8. Lze vidět při kladném směru proudu, je svazek fokusován, pokud proud míří naopak, je defokusován, což potvrzuje teorii.



Obrázek 5.4: Schéma magnetické čočky



Obrázek 5.7: Fokusování svazku protonů magnetickým polem z-pinče



Obrázek 5.8: Defokusování svazku protonů magnetickým polem z-pinče-černě

Kapitola 6

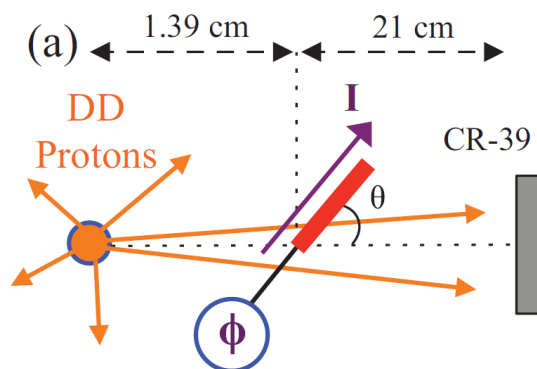
Porovnání simulací s výsledky jiných pracovišť

V této kapitole zrekonstruujeme experimentální a numerické výsledky uskutečněné v laboratořích se z-pinčovými zařízeními.

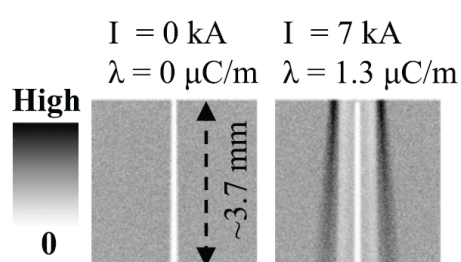
6.1 Mapování elektrického a magnetického pole pomocí 3MeV protonů

Reprodukovali jsme experimenty uskutečněné za pomoci laserového systému OMEGA [37]. Tenkostěnná skleněná peletka naplněná směsí plynu deuteria D_2 a hélia-3 3He byla ozářena několik svazky laseru a vytvořil se tak izotropní a monoenergetický zdroj protonů o energii $\sim 3,5$ MeV z reakce $D(d,p)T$ (4.12). Posun ~ 500 keV je urychlením deutronů samotným laserem, které pak při fúzních reakcích vytvoří energetičtější protony. Protony z druhé reakce (4.11) byly odstíněny. Na jeden konec tenkého boronového vlákna o průměru ~ 140 μm dopadal laserový svazek a vytvářel kladný potenciál, který vyvolal vznik proudu ve vláknu o hodnotě $I = 7$ kA. Ozařovaná peletka byla zdrojem urychlených protonů, které prošly magnetickým polem vlákna (pinče), který svíral s rovinou $x-y$ úhel $\theta = 39,4^\circ$. K detekci dopadajících protonů pak použili detektorů CR-39. Geometrie experimentu je na obr. 6.1. Pro srovnání vytvořili numerickou simulaci experimentu pomocí programu GEANT4. Simulace z-pinče byla reprodukována dvěma koaxiálními poli elektrického $\mathbf{E}$ a magnetického $\mathbf{B}$ a odpovídala skutečnosti, kdy kvůli vysoké vodivosti protéká proud v horkém plazmatu, vzniklém z vlákna protékajícím proudem. Určujícími parametry simulace tedy byly: šířka oblastí obou polí $W_E = 100$ μm , resp. $W_B = 350$ μm a jejich

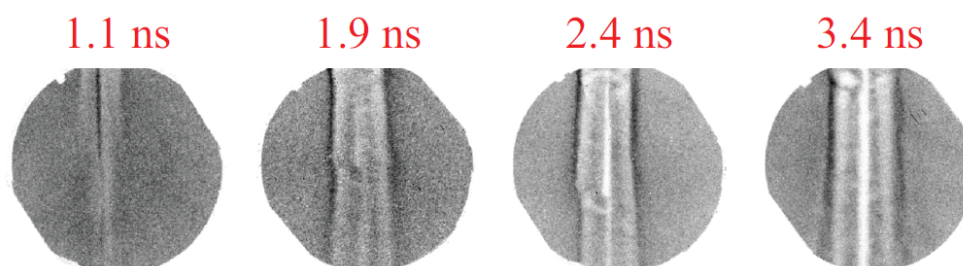
poloměry $R_E = 250 \mu\text{m}$, resp. $R_B = 675 \mu\text{m}$ a dále protékajícím proudem $I = 7 \text{ kA}$ a lineární nábojovou hustotou $\lambda = 1,3 \mu\text{C/m}$, vzniklou kladným potenciálem.[37] Vytvořili jsme simulaci danou shodnými parametry a výsledky porovnali. Na obr. 6.2 a obr. 6.4 srovnání našich výsledků s jejich. [37] Naše výsledky se velmi dobře shodují s experimentálními výsledky 6.3, při kterých byly zaznamenány deflektované protony v různých časech. Zejména signál z 3.4 ns dobře odpovídá našim simulacím. Magnetické pole pole protony fokusuje do vrstvy o poloměru $\sim 0.6 \text{ mm}$. Elektrické pole poté vytvoří vrstvu okolo objemu drátku, kterým protony neprolétají, a tak je na snímcích zobrazen jako bílý pruh uprostřed.



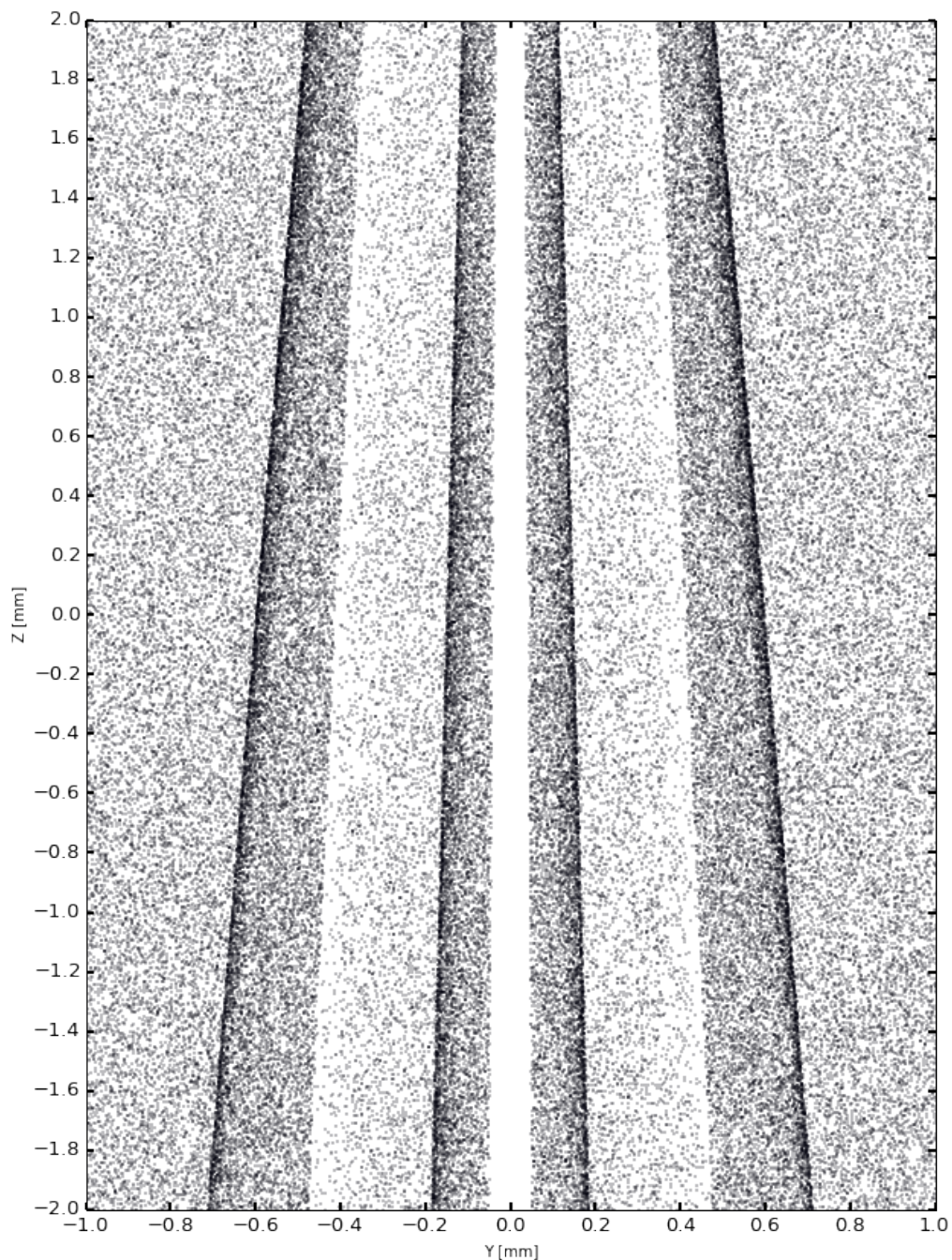
Obrázek 6.1: Schéma experimentu [37]



Obrázek 6.2: Simulace experimentu



Obrázek 6.3: Signál z experimentu zaznamenaný CR-39[37]



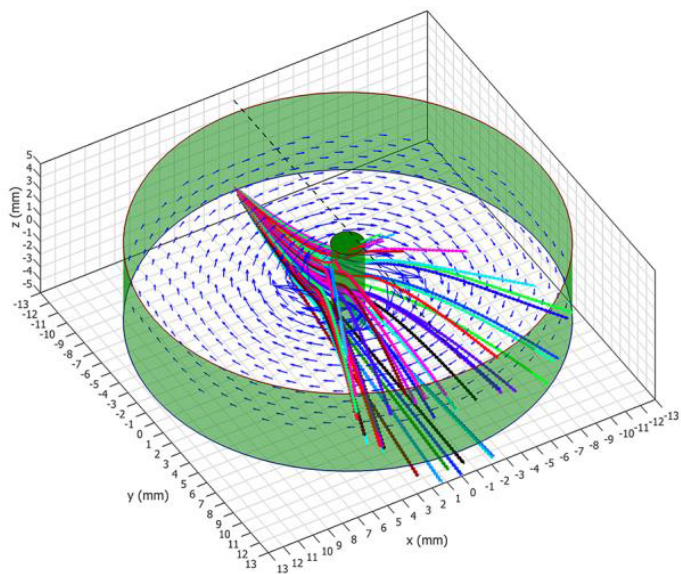
Obrázek 6.4: Naše simulace experimentu

6.2 Experimenty v laboratořích SNL pomocí Z-petawatt laseru

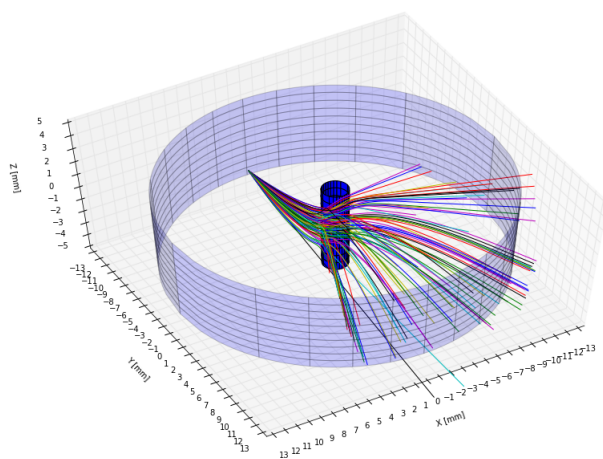
Reprodukovali jsme simulace uskutečněné v laboratořích Sandia National Laboratories (SNL). Laserem urychlený svazek protonů o energii 4,5 GeV a divergencí 15° vylétává ze bodového zdroje o souřadnicích (0,-13,-2.7) mm do oblasti magnetického

pole ve tvaru koaxiálního válce. Válcovitá oblast o poloměru $r = 1$ mm ve středu odpovídá objemu z-pinče, po jehož povrchu protéká proud 20 MA v záporném směru osy z , a je tedy bez magnetického pole. V této oblasti je ještě elektrické pole o hodnotě $E = 2 \cdot 10^8$ V/m směřující ve záporném směru z , které je dané rozdílem napětí mezi elektrodami. Oblast ve vertikální vzdálenosti větší než je $z = 3$ mm je opět bez magnetického pole, protože je zde ve skutečnosti umístěno další vybavení laboratorní komory (elektrody, transmisní linky, atd.). Oblast ve vzdálenosti od osy větší než $R = 13$ mm je také bez magnetického pole a simuluje situaci, kdy jsou na ve vzdálenosti právě R od osy tyče zpětného proudu, což odpovídá skutečné geometrii na zařízení v SNL [49]. Simulace také předpovídá záznam na detektoru CR-39 ve vzdálenosti $y = 20$ mm, tedy 33 mm od zdroje protonů.

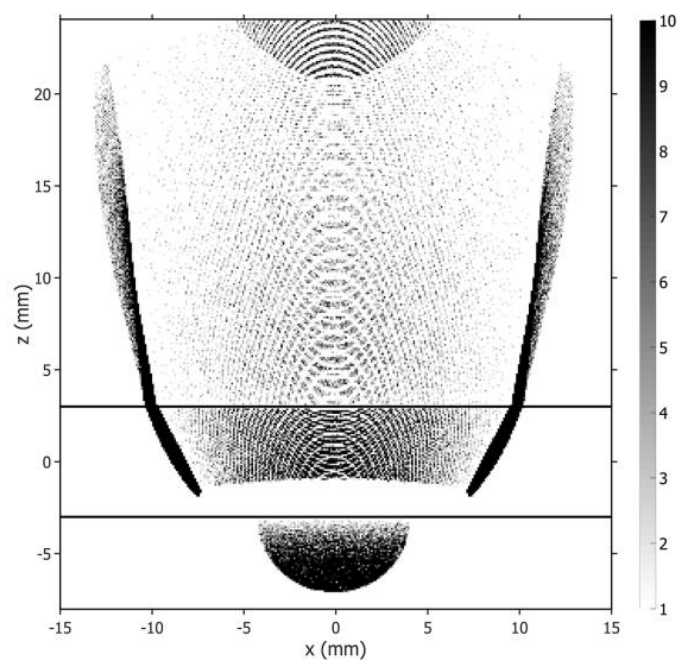
Vytvořili jsme simulaci danou shodnými parametry a výsledky porovnali. Protože rychlosti protonů s energiemi 4,5 GeV jsou již relativistické, museli jsme použít relativistické Boris-Bunemanovo schéma. Srovnání jejich výsledků na obr. 6.5, 6.7 s jejich je na obr. 6.6, 6.8. Je zřetelně vidět, že svazek je v prostoru pod zkoumanou oblastí $z < -3$ mm magnetickým polem neovlivněn. Rozdíl průměru dané oblasti je pravděpodobně dán nedostatkem informací, poskytnutých v článku, o divergenci protoného svazku. V oblasti mezi $z = -3$ mm a $z = 3$ mm je vidět šikmé struktury, které vznikly protony, které byly defokuseovány magnetickým polem. Obdobné výsledky na obr. 6.9 byly získány v roce 2013 při podobné konfiguraci na zařízení [2] na zařízení Nevada Terawatt Facility (NTF). Sklon souvisí přímo s velikostí magnetického pole, avšak protonový svazek bez divergence vytvoří i při nenulovém magnetickém poli dva rovnoběžné útvary. [2]



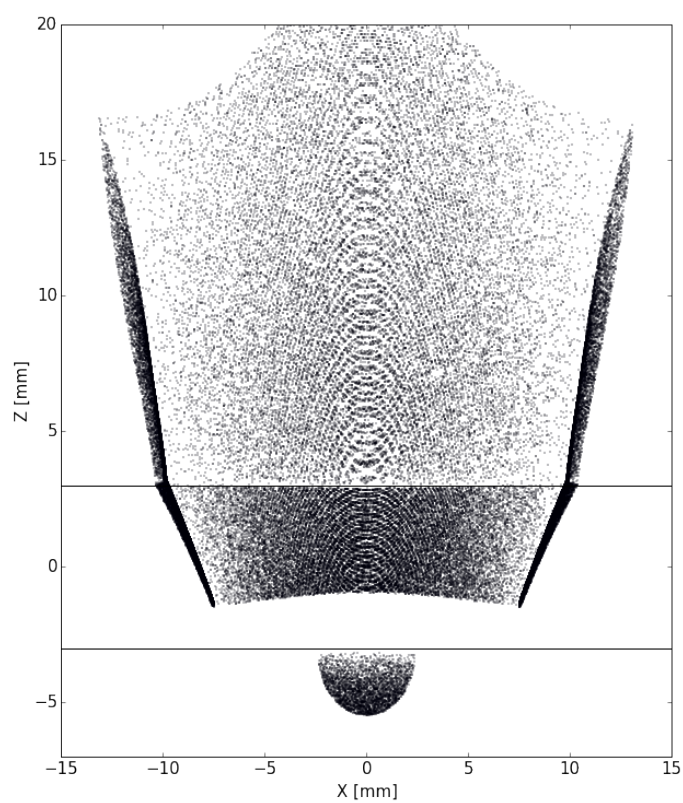
Obrázek 6.5: Simulace experimentu [49]



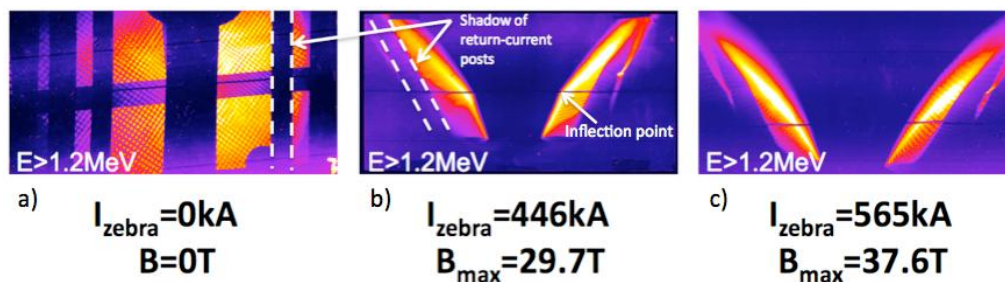
Obrázek 6.6: Naše simulace experimentu



Obrázek 6.7: Simulace záznamu na detektoru [49]

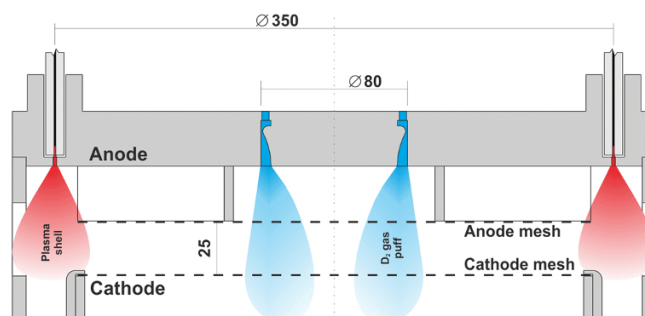


Obrázek 6.8: Naše simulace experimentu



Obrázek 6.9: Výsledky z laboratoře NTF

6.3 Měření iontovou dírkovou kamerou na zařízení GIT-12

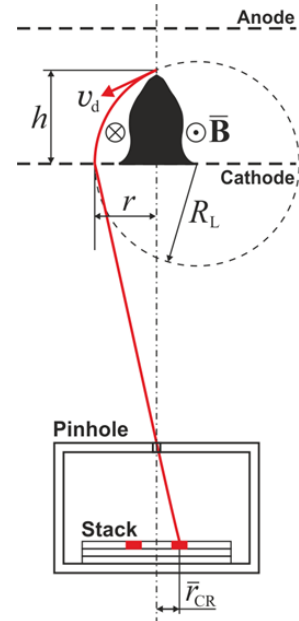


Obrázek 6.10: Schéma oblasti pinče na zařízení GIT-12 [55]

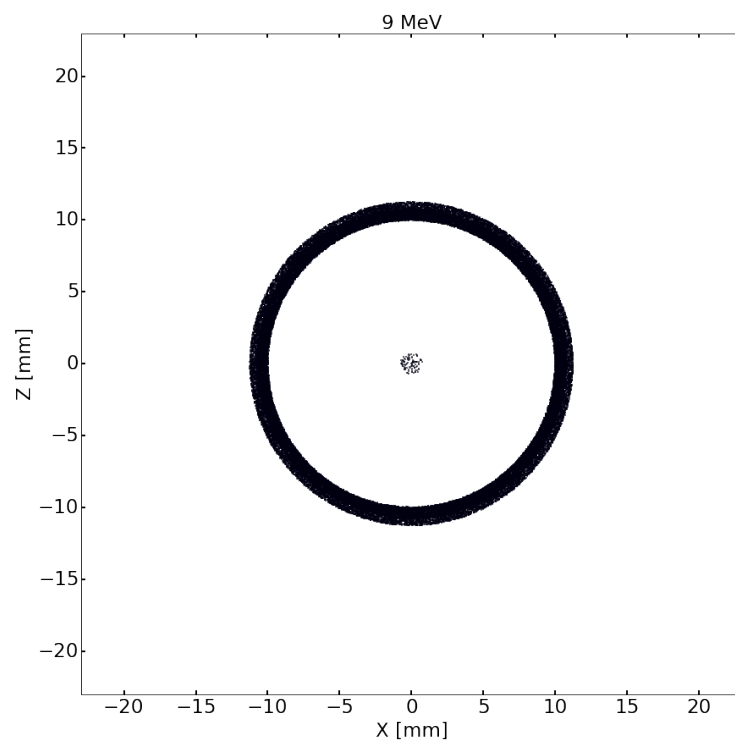
Posledním zreprodukováným jevem, který jsme naším kódem simulovali, jsou difúzní kroužky zaznamenané pomocí dírkové kamery na CR-39 detektory při měření na zařízení GIT-12 v Tomsku v Rusku v roce 2014. Schéma experimentu je na obr. 6.11. Kondenzátorová baterie byla nabita na napětí 50 kV. Mezi dvě mřížky se pomocí trysky vstříklo plynné deuterium D_2 a skoro zároveň bylo na mřížky přivedeno napětí z kondenzátorů, takže kladně nabitá mřížka měla funkci katody a záporně nabitá mřížka měla funkci anody. Díky vysokému napětí vznikl v plynu výboj a pomocí pinčovacího efektu vzniklo z plynného deuteria proudové vlákno, vlastně Z-pinč, kterým protékal proud zhruba 2 MA v záporném směru osy z , tedy od anody ke katodě. Po stagnaci pinče došlo k rozvoji $m=0$ nestabilitě, po které následovalo urychlení iontů v obou směrech osy z . Pod oblastí pinče v záporném směru osy z se

nacházela dírková kamera, což je vlastně „camera obscura“ neboli komora s velmi malým otvorem na přivrácené straně. V našem případě byl otvor komory orientován v kladném směru osy z , a tedy směřující proti svazku urychlených protonů. Na dně dírkové kamery, na straně naproti otvoru, se nacházel svazek CR-39 detektorů v tandemu s filtry. Na detektorech se objevily kruhy vytvořené dopadajícími ionty. Ionty vzniklé někde v okolí osy z -pinče, předpokládáme v oblasti přetržení proudového kanálu, vyletují v záporném směru osy z . Ta část iontů, které mají dominující složku rychlosti ve směru proudu (v záporném směru osy z) a které proto nevyletují z objemu Z-pinče, ve němž je magnetické pole díky skin-efektu nulové, není magnetickým polem ovlivněna a po průchodu otvorem dírkové kamery vytváří centrální kruhovou oblast na detektoru. Ta část iontů, které mají nezanedbatelnou radiální složku rychlosti, je fokusována magnetickým polem, resp. magneticou čočkou. Zakřivení jejich trajektorie závisí na rozptylu, energii.

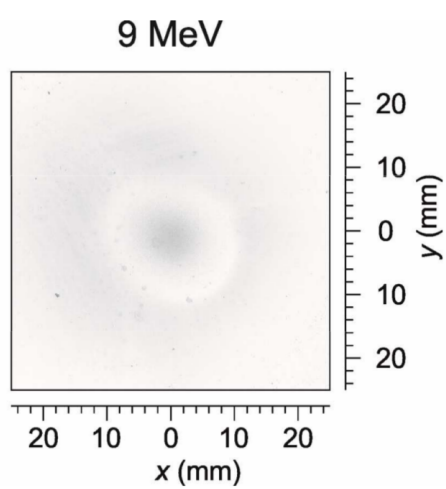
Pro srovnání jsme na obr. 6.13 zobrazili signál z detektoru CR-39, který byl citlivý na ionty (deuterony) o energiích vyšších než 9 MeV. Výsledek našich simulací je na obr. ???. Nasimulovali jsme stejnoměrně rozdělený svazek deuteronů s energií 9 MeV. Dobře jde vidět dvojice kroužků s poloměry zhruba ve shodě s naměřením signálem. V prostředním kroužku je menší množství deuteronů, protože díky homogenitě svazku na čele svazku letí menší množství částic než na obvodu kužele svazku.



Obrázek 6.11: Schéma experimentu na GIT-12 [55]



Obrázek 6.12: Naše simulace záznamu na CR-39 při experimentu na GIT-12



Obrázek 6.13: Záznam na detektoru CR-39 při experimentu na GIT-12 [25]

Kapitola 7

Závěr

Cílem této práce bylo vytvořit a otestovat program, který by věrohodně simuloval diagnostickou metodu zvanou protonová deflektometrie, při které jsou protony odchylovány (deflektovány) elektrickým či magnetickým polem Z-pinče a nesou sebou tak informaci o daných polích. Na rozdíl od ostatních diagnostických metod, lze použít protonovou deflektometrii i při jevech v plazmatu se silnými gradienty hustoty a teploty, ale která zároveň neovlivňuje zkoumané pole. Protonová deflektometrie dokáže také prozkoumat plazma s velmi malou hustotou nebo určit profil proudu v pinčích či studovat rychlé změny elektrického a magnetického pole v době urychlení iontů. Měření elektrických a magnetických polí Z-pinčů za pomoci této diagnostiky bylo dosud uskutečněno velmi málo [37, 2], a proto jsme chtěli proto vyvinout program, který by zjistil možnosti této diagnostické metody.

V práci jsme vysvětlili základní teoretické principy fyziky Z-pinčů, kterými jsou pinč efekt, Bennettova rovnováha a nestability proudového vlákna. Motivací pro rozvíjení diagnostiky pomocí urychlených protonů a její možnou aplikací je zejména studium mechanismů urychlujících ionty v Z-pinčích, které vedou k generaci silného neutronového záření. Provedli jsme řešerši mechanismů generujících rychlé protony, které jsou vytvořeny interakcí laseru s terčem (fólií) a které protonová deflektometrie nejčastěji využívá, a krátce popsali používané druhy detektorů. Po popisu použitého jazyka jsme prokázali, že Boris-Bunemanovo schéma je pro naše simulace nejvhodnější. Kód jsme otestovali na jednoduchém případě fokusace a defokusace protonového svazku magnetickým polem. Nakonec jsme porovnali naše výsledky s měřeními a simulacemi na jiných Z-pinčových zařízeních.

Použité zdroje

- [1] Albright, B.; Yin, L.; Bowers, K. J.; aj.: Relativistic buneman instability in the laser breakout afterburner. *Physics of Plasmas*, ročník 14, č. 9, 2007.
- [2] Beg, F. N.: Assessment of Proton Deflectometry for Exploding Wire Experiments. Technická zpráva, University of California, San Diego, 2013.
- [3] Bennett, W. H.: Magnetically Self-Focussing Streams. *Phys. Rev.*, ročník 45, 1934: s. 890–897.
- [4] Bickerton, R.: Pinch research. *Nuclear Fusion*, ročník 20, č. 9, 1980: str. 1072.
- [5] Birdsall, C. K.; Langdon, A. B.: *Plasma physics via computer simulation*. CRC Press, 2004.
- [6] Borghesi, M.; Schiavi, A.; Campbell, D. H.; aj.: Proton imaging: a diagnostic for inertial confinement fusion/fast ignitor studies. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 43, č. 12A, 2001: str. A267.
- [7] Brunel, F.: Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.*, ročník 59, Jul 1987: s. 52–55.
- [8] Cartwright, B.; Shirk, E.; Price, P.: A nuclear-track-recording polymer of unique sensitivity and resolution. *Nuclear Instruments and Methods*, ročník 153, č. 2, 1978: s. 457–460.
- [9] Cassou, R.; Benton, E.: Properties and applications of CR-39 polymeric nuclear track detector. *Nuclear Track Detection*, ročník 2, č. 3, 1978: s. 173–179.
- [10] Cikhardt, J.; Batobolotova, B.; Kubeš, P.; aj.: Influence of an external magnetic field on the dynamics of a modified plasma focus. *Physica Scripta*, ročník 2014, č. T161, 2014.
- [11] Eliezer, S.: The Interaction of High-Power Lasers With Plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 45, č. 2, 2003: str. 181.

- [12] Gibbon, P.; Bell, A. R.: Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, ročník 68, Mar 1992: s. 1535–1538.
- [13] Gibbon, P.; Förster, E.: Short-pulse laser - plasma interactions. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 38, č. 6, 1996: str. 769.
- [14] Haines, M.: A review of the dense Z-pinch. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 53, č. 9, 2011.
- [15] Haines, M.; Lebedev, S.; Chittenden, J.; aj.: The past, present, and future of Z pinches. *Physics of Plasmas*, ročník 7, č. 5, 2000: s. 1672–1680.
- [16] Haines, M. G.: Ion beam formation in an $m = 0$ unstable Z pinch. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, ročník 207, č. 1, 1983: s. 179 – 185, ISSN 0167-5087.
- [17] J. Fuchs; P. Antici; E. d’Humières; aj.: Ion acceleration using high-contrast ultra-intense lasers. *J. Phys. IV France*, ročník 133, 2006.
- [18] Jung, D.: *Ion acceleration from relativistic laser nano-target interaction*. Dizertační práce, LMU München: Fakultät für Physik, 2012.
- [19] Kaufman, J.; Margarone, D.; Candiano, G.; aj.: Radiochromic film diagnostics for laser-driven ion beams. 2015.
- [20] Kiefer, T.: *Investigation of the laser-based Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) process for high-energy ions - an analytical and numerical study*. Dizertační práce, Jena Univ. Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2014.
- [21] Kim, I. J.; Pae, K. H.; Kim, C. M.; aj.: Towards radiation pressure acceleration of protons using linearly polarized ultrashort petawatt laser pulses. *arXiv pre-print arXiv:1304.0333*, 2013.
- [22] Klimo, O.; Psikal, J.; Limpouch, J.; aj.: Monoenergetic ion beams from ultrathin foils irradiated by ultrahigh-contrast circularly polarized laser pulses. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, ročník 11, č. 3, 2008: str. 031301.
- [23] Klír, D.: *Studium XUV a mekkeho rentgenoveho zarenĀ v magnetickych pincich*. Diplomová práce, FEL CVUT, 2002.
- [24] Klír, D.: *The Study of a Fibre Z-Pinch*. Dizertační práce, Czech Technical University, 2005.

- [25] Klír, D.: Acceleration of High Energy Deuterons and Efficient Production of Neutrons in a Deuterium Gas-Puff Z-Pinch. Presentováno při 9. ročníku mezinárodní konference o hustěch Z-pinčích v Napa, Kalifornie, USA, srpen 2014.
- [26] Kruer, W.: *The physics of laser plasma interactions*. Reading, MA (US); Addison-Wesley Publishing Co., Jan 1988.
- [27] Kubeš, P.; Klír, D.; Řezáč, K.: Materiály k přednášce 02PINC Pinče.
- [28] Kulhánek, P.: Studijní text pro FJFI ČVUT. 2009, [Online; cit. 20. 7. 2014].
URL <<http://www.aldebaran.cz/studium/fpla.pdf>>
- [29] Kulhánek, P.: *Úvod do teorie plazmatu*. AGA, 2011.
- [30] Li, C. K.; Séguin, F. H.; Frenje, J. A.; aj.: Monoenergetic proton backlighter for measuring E and B fields and for radiographing implosions and high-energy density plasmas (invited). *Review of Scientific Instruments*, ročník 77, č. 10, 2006.
- [31] Liberman, M. A.; Spielman, R. B.; Toor, A.; aj.: *Physics of high-density Z-pinch plasmas*. Springer, 1999.
- [32] Limpouch, J.: Ion acceleration by intense laser pulses. 2014, prezentace.
- [33] LLC, P. I. C. C.: Particle Push in Magnetic Field (Boris Method). [Online; cit. 1. 9. 2015].
URL <<https://www.particleincell.com/2011/vxb-rotation/>>
- [34] Macchi, A.; Borghesi, M.; Passoni, M.: Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction. *Reviews of Modern Physics*, ročník 85, č. 2, 2013: str. 751.
- [35] Macchi, A.; Cattani, F.; Liseykina, T. V.; aj.: Laser Acceleration of Ion Bunches at the Front Surface of Overdense Plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, ročník 94, Dub 2005: str. 165003.
- [36] Manuel, M.-E.; Rosenberg, M.; Sinenian, N.; aj.: Changes in CR-39 proton sensitivity due to prolonged exposure to high vacuums relevant to the National Ignition Facility and OMEGA. *Review of Scientific Instruments*, ročník 82, č. 9, 2011: str. 095110.
- [37] Manuel, M.-E.; Sinenian, N.; Séguin, F.; aj.: Mapping return currents in laser-generated Z-pinch plasmas using proton deflectometry. *Applied Physics Letters*, ročník 100, č. 20, 2012: str. 203505.

- [38] Manuel, M.-E.; Zylstra, A.; Rinderknecht, H.; aj.: Source characterization and modeling development for monoenergetic-proton radiography experiments on OMEGA. *Review of Scientific Instruments*, ročník 83, č. 6, 2012: str. 063506.
- [39] Miyamoto, K.: Plasma physics for nuclear fusion. *Cambridge, Mass., MIT Press, 1980. 625 p. Translation*, ročník 1, 1980.
- [40] Munzar, V.: *Teorie a aplikace Z-pinče*. Bakalářská práce, FJFI ČVUT, 2014.
- [41] Passoni, M.; Bertagna, L.; Zani, A.: Target normal sheath acceleration: theory, comparison with experiments and future perspectives. *New Journal of Physics*, ročník 12, č. 4, 2010.
- [42] Pease, R. S.: Equilibrium Characteristics of a Pinched Gas Discharge Cooled by Bremsstrahlung Radiation. *Proceedings of the Physical Society B*, ročník 70, 1957: s. 11–23.
- [43] Qin, H.; Zhang, S.; Xiao, J.; aj.: Why is Boris algorithm so good? *Physics of Plasmas*, ročník 20, č. 8, 2013: str. 084503.
- [44] Řípa, M.; Mlynář, J.; Weinzettl, V.; aj.: *Řízená termojaderná fúze pro každého*. Ústav fyziky plazmatu AV ČR, 2011.
- [45] Romagnani, L.; Borghesi, M.; Cecchetti, C.; aj.: Proton probing measurement of electric and magnetic fields generated by ns and ps laser-matter interactions. *Laser and Particle Beams*, ročník 26, 6 2008: s. 241–248, ISSN 1469-803X.
- [46] Roth, M.; Blazevic, A.; Geissel, M.; aj.: Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, ročník 5, č. 6, 2002: str. 061301.
- [47] Ryutov, D.; Derzon, M. S.; Matzen, M. K.: The physics of fast Z pinches. *Reviews of Modern Physics*, ročník 72, č. 1, 2000: str. 167.
- [48] Schiavi, A. M. M.: *Study of laser produced plasmas by X-ray and proton radiography*. Dizertační práce, University of London, 2004.
- [49] Schollmeier, M.; Sefkow, A. B.; Geissel, M.; aj.: Z-petawatt driven ion beam radiography development. Technická zpráva, Sandia National Laboratories (SNL-NM), Albuquerque, NM (United States), 2013.
- [50] Sinenian, N.; Rosenberg, M.; Manuel, M.; aj.: The response of CR-39 nuclear track detector to 1–9 MeV protons. *Review of Scientific Instruments*, ročník 82, č. 10, 2011: str. 103303.

- [51] TheFreeDictionary.com: Pinch Effect. [Online; cit. 20. 7. 2014].
URL <<http://encyclopedia2.thefreedictionary.com/Pinch+Effect>>
- [52] Toggweiler, M.: *An adaptive time integration method for more efficient simulation of particle accelerators*. Dizertační práce, Department of Computer Science, ETH Zurich, 2011, 2011.
- [53] Vaginay, F.; Fromm, M.; Pusset, D.; aj.: 3-D Confocal microscopy track analysis: a promising tool for determining CR-39 response function. *Radiation measurements*, ročník 34, č. 1, 2001: s. 123–127.
- [54] Vikhrev, V.; Korolev, V.: Neutron generation from Z-pinches. *Plasma Physics Reports*, ročník 33, č. 5, 2007: s. 356–380, ISSN 1063-780X.
- [55] Řezáč, K.: High energy axial ion beam generated by deuterium gas-puff Z-pinch at the current level of 3MA. Presentováno při 56. ročníku setkání APS divize fyziky plazmatu v New Orleans, Louisiana, USA, srpen 2014.
- [56] Štoll, I.; Sedlák, B.: *Elektrina a magnetismus*, 3. vyd. Karolinum, 2012.
- [57] Wikipedia: CR-39. [Online; cit. 1. 9. 2015].
URL <<http://en.wikipedia.org/wiki/CR-39>>
- [58] Wikipedia: Kink Instability. [Online; cit. 20. 7. 2014].
URL <http://en.wikipedia.org/wiki/Kink_instability>
- [59] Wikipedia: Pinch (plasma physics). [Online; cit. 20. 7. 2014].
URL <[http://en.wikipedia.org/wiki/Pinch_\(plasma_physics\)](http://en.wikipedia.org/wiki/Pinch_(plasma_physics))>
- [60] Wikipedia: Python. [Online; cit. 1. 9. 2015].
URL <<https://cs.wikipedia.org/wiki/Python>>
- [61] Wilks, S. C.; Langdon, A. B.; Cowan, T. E.; aj.: Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. *Physics of Plasmas*, ročník 8, č. 2, 2001: s. 542–549.
- [62] Yin, L.; Albright, B.; Hegelich, B.; aj.: GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner. *Laser and Particle Beams*, ročník 24, č. 02, 2006: s. 291–298.
- [63] Zhu, Y.; Kirov, A. S.; Mishra, V.; aj.: Quantitative evaluation of radiochromic film response for two-dimensional dosimetry. *Medical physics*, ročník 24, č. 2, 1997: s. 223–231.