

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze



Studium z-pinčového plazmatu
pomocí iontové deflektometrie
Study of Z-pinch Plasmas via Ion
Deflectometry

Diplomová práce

Vypracoval: Bc. Vojtěch Munzar
Vedoucí práce: doc. Ing. Daniel Klír Ph.D.
Rok: 2017

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. Karlu Řezáčovi, Ph.D. za cenné konzultace.

Bc. Vojtěch Munzar

Název práce:

Studium z-pinčového plazmatu pomocí iontové deflektometrie

Autor: Bc. Vojtěch Munzar

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Diplomová práce

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

FEL ČVUT

Abstrakt: V této práci je představena iontová (protonová) deflektometrie jako nová diagnostika plazmatu Z-pinče. Práce se zejména zaměřuje na studium azimutálního magnetického pole Z-pinče a určení prostorového rozložení hustoty proudu v Z-pinči. Na výsledcích z vybraných experimentů s laserovým a Z-pinčovým plazmatem jsou vysvětleny základní principy protonové deflektometrie. V rámci práce je vytvořen numerický kód, jehož možnosti jsou testovány srovnáním jeho výsledků s vybranými simulacemi a experimenty provedenými jinými pracovišti. Numerickými simulacemi jsou zjištěny možnosti využití protonové deflektometrie v Z-pinčovém plazmatu. Na vybraných výsledcích měření na zařízení GIT-12 jsou pomocí numerického kódu určeny přibližné hodnoty proudu, který se dostane na malý poloměr v Z-pinči, a divergence iontových svazků.

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

Title:

Study of Z-pinch Plasmas via Ion Deflectometry

Author: Bc. Vojtěch Munzar

Abstract: Ion (proton) deflectometry is introduced as a novel diagnostic tool of Z-pinch plasmas. The emphasis is put on the study of azimuthal magnetic fields of Z-pinch and current density profiles. Basic principles of the proton deflectometry are demonstrated on selected results of laser-produced plasma and Z-pinch plasma experiments. A numerical code is developed and tested by comparing its results with selected simulations and experiments done at other facilities. Capabilities of the proton deflectometry as Z-pinch diagnostics are studied by simulations. By selecting suitable experimental results from the GIT-12 Z-pinch, an on-axis current and divergence of fast ion beam are estimated by our numerical code.

Key words: Z-pinch, magnetic field, deflectometry, ion beams, simulation

Obsah

Úvod	9
1 Základy teorie Z-pinčů	11
1.1 Základní teorie magnetického pinče	11
1.1.1 Pinč efekt	12
1.1.2 Bennettova rovnováha	12
1.1.3 Nestability	14
1.1.4 Prostorové rozdělení a velikost proudu v Z-pinčích	17
1.1.5 Typy magnetických pinčů	21
2 Základní principy protonové deflektometrie	25
2.1 Metody měření magnetického pole Z-pinče	25
2.2 Základní deflexe protonů v azimutálním magnetickém poli Z-pinče . .	28
2.2.1 Deflexe protonů letících radiálně k Z-pinči	28
2.2.2 Deflexe protonů letících podél osy Z-pinče	30
2.3 Experimentální použití protonové radiografie v laserem generovaném plazmatu	31
2.4 Experimentální použití protonové deflektometrie v magnetických pinčích	35
2.4.1 Mapování elektrického a magnetického pole v laserem generovaném Z-pinči	36
2.4.2 Skenování magnetického pole v Z-pinči realizovaném na zařízení NTF	39

2.4.3	Protonová radiografie magnetických polí vytvořených proudem ve smyčce	40
3	Protonová deflektometrie jako diagnostický nástroj	43
3.1	Metody generace rychlých protonů pro protonovou deflektometrii . .	44
3.1.1	Target normal sheath acceleration (TNSA)	44
3.1.2	Breakout afterburner (BOA)	46
3.1.3	Radiation pressure acceleration (RPA)	47
3.1.4	Zdroj protonů z fúzních reakcí	50
3.2	Detektory	50
3.2.1	Bethe-Blochova formule	50
3.2.2	SRIM	52
3.2.3	Radiochromické filmy (RCF)	53
3.2.4	Detektory CR-39	55
4	Tvorba vlastního kódu a jeho testování	57
4.1	Python pro vědecké výpočty za použití balíčků Numpy, Scipy a Numba	58
4.2	Boris-Bunemanovo schéma	58
4.3	Porovnání BB a RK4	61
4.4	Porovnání simulací s výsledky jiných pracovišť	62
4.4.1	Mapování elektrického a magnetického pole pomocí 3,5 MeV protonů	63
4.4.2	Experimenty v laboratořích SNL pomocí Z-petawatt laseru . .	64
5	Možnosti využití protonové deflektometrie pro mapování magnetického pole Z-pinče	67
5.1	Skenování magnetického pole Z-pinče radiálně	68
5.1.1	Vliv proudu I a energie svazku E_p	69
5.1.2	Měření hloubky vniku protonů do Z-pinče	71
5.1.3	Vliv polohy zdroje a divergence protonového svazku	73

5.2	Skenování magnetického pole podél osy Z-pinče	75
6	Interpretace a simulace vybraných měření na zařízení GIT-12	78
6.1	Mechanismy generace neutronů a rychlých iontů v Z-pinčích	78
6.2	Aparatura GIT-12 v Tomsku v Rusku	80
6.3	Studium rychlých iontů	81
6.4	Vybrané výsledky měření na zařízení GIT-12 a jejich simulace	83
6.4.1	Výsledky a simulace měření s 3-pinholí a detektorem profilu svazku při výstřelu 1845	84
6.4.2	Výstřel 1770 s detektorem profilu svazku	94
7	Závěr	97

Úvod

Princip magnetického Z-pinče je již velmi dlouho znám, ale rozložení hustoty nabitých částic, prostorové rozdělení protékajícího proudu a s ním související magnetického pole v Z-pinči není v experimentech zpravidla známo. V minulých letech bylo magnetické pole Z-pinče zkoumáno několika způsoby, kterými jsou např. magnetické sondy (*B-dot*), Faradayova rotace a Zeemanův jev. Použití těchto metod je však ve vysokoteplotním a vysokohustotním plazmatu Z-pinče omezené. Díky rozvoji vysoce intenzivních ($I > 10^{18}$ W/cm²) laserových svazků s krátkým pulzem ($\tau \sim 10 - 1000$ fs) v nedávné době vznikla možnost urychlovat ionty (zejména protony) interakcí laseru s terčem. Je tak možné využít rychlých MeV protonů ke studiu vysokohustotního a vysokoteplotního plazmatu. Detekováním svazku rychlých protonů, jejichž trajektorie se při průchodu plazmatem odchýlily (deflektovaly) elektrickým či magnetickým polem, lze tyto pole diagnostikovat. To je principem nové diagnostické metody, protonové deflektometrie. Nás bude zajímat zejména studium azimutálního magnetického pole Z-pinče, které prolétávající protony ovlivňuje. Výhodou protonové deflektometrie oproti ostatním metodám je její relativní nezávislost na hustotě a teplotě diagnostikovaného plazmatu, protože se rychlé ionty s plazmatem Z-pinče sráží velmi málo. Proto se tato metoda v dnešní době jeví jako velmi efektivní způsob zkoumání magnetického pole Z-pinče.

V úvodní kapitole si probereme část základní teorie Z-pinče a na vybraných experimentech si ukážeme, že studium prostorového rozdělení proudu v Z-pinči je dodnes velmi aktuální téma.

V druhé kapitole si nejdříve krátce popíšeme klasické metody měření magnetického pole Z-pinče a poté si představíme protonovou deflektometrii jako novou diagnostiku Z-pinčového plazmatu. Pro pochopení výsledků protonové deflektometrie je klíčové porozumění deflexe (odchylování) protonového svazku magnetickým polem Z-pinče díky Lorentzově síle. Proto si ukážeme základní 2 případy, kdy protonový svazek

nalétává na Z-pinč ze strany (radiálně) a ve směru osy (axiálně). Na výsledcích z vybraných experimentů s laserovým a Z-pinčovým plazmatem si vysvětlíme vlastnosti a základní principy protonové deflektometrie.

V třetí kapitole představíme mechanismy generace urychlených protonů pomocí krátkých a intenzivních laserových pulzů, které se pro účely protonové deflektometrie využívají nejčastěji. Deflektované protony se při této diagnostice nejčastěji detekují pomocí radiochromických filmů (RCF) či pevnolátkových stopových detektorů (CR-39). Na konci třetí kapitoly se s nimi seznámíme.

Čtvrtá kapitola se bude zabývat tvorbou našeho numerického kódu, který byl vytvořen k simulaci trajektorií nabitých iontů v magnetickém poli Z-pinče. Ukážeme, že použité numerické schéma (Boris-Bunemanovo schéma) je vhodné pro simulaci pohybu iontů v magnetickém poli. Pro účely testování našeho kódu zrekonstruuje experimenty a simulace provedené na zařízení OMEGA a Sandia National Laboratories (SNL).

V páté kapitole pomocí simulací vytvořených naším kódem budeme zkoumat vlastnosti a možnosti využití protonové deflektometrie k mapování magnetického pole Z-pinče.

Našich poznatků o protonové deflektometrii v šesté kapitole využijeme při interpretaci vybraných výsledků měření na zařízení GIT-12 provedených naší vědeckou skupinou. Protože jen omezené množství Z-pinčových zařízení má v dnešní době možnost generovat MeV protony, použijeme k diagnostice magnetického pole ionty, které se v Z-pinči urychlují v důsledku nestabilit. Za pomoci našeho numerického kódu objasníme vznik signálů na detektorech RCF a CR-39 při měření rychlých deuteronů na zařízení GIT-12. Také odhadneme hodnoty proudu a magnetického pole Z-pinče a divergence detekovaných deuteronových svazků. Energii deuteronů detekovaných při těchto experimentech vypočteme s využitím programu SRIM.

Kapitola 1

Základy teorie Z-pinčů

1.1 Základní teorie magnetického pinče

Na úvod si probereme určité partie za základů teorie magnetického pinče. Protéká-li plazmatem (vodivým vláknem) elektrický proud s hustotou $\vec{j}$, vytvoří se azimutální magnetické pole $\vec{B}$, které působí zpětně na plazma magnetickou (Lorentzovou) silou $\vec{j} \times \vec{B}$. Pokud vzniklý magnetický tlak $p_M = \frac{B^2}{2\mu}$ převýší kinetický tlak vlákna $p_k = nk_B T$ daný boltzmanovou konstantou k_B , teplotou T a hustotou plazmatu n , dochází ke kompresi plazmového vlákna, tedy k *pinčovému jevu*. Díky implozi se zvyšuje hustota a teplota vlákna a roste kinetický tlak p_k . Gradient kin. tlaku ∇p_k se tak může vyrovnat $\vec{j} \times \vec{B}$ síla a může nastat rovnováha. Odvodíme si proto zobecněný vztah pro Bennettovu rovnováhu pinče pro obecné rozdělení proudové hustoty. Plazma pinče je však nestabilní a k nestabilitám dochází při době implozi (Rayleigh-Taylorova nestabilita) i v době stagnace ($m=0$, $m=1$ nestabilita). Proto si základní nestability představíme. V reálných pinčích je i předpoklad rovnoměrné hustoty proudu v objemu proudového vlákna často nesprávný a otázka rozložení proudu v pinči je stále aktuální a je dodnes studována. Protože jsou pinče velmi efektivní a perspektivní zdroj neutronového a rentgenového záření, ukážeme si, že prostorový profil proudu ovlivňuje neutronový a rentgenový zisk. Protože existuje mnoho druhů pinčů, uvedeme na konci této kapitoly jejich krátký přehled.

1.1.1 Pinč efekt

Uvažujme nekonečný válec plazmatu, kterým protéká proud s hustotou $\vec{j}_z$. Osa z souřadné soustavy se většinou nastavuje ve směru proudu, z čehož plyne název *Z-pinč*. Elektrický proud vytváří azimutální magnetické pole B_θ . Pohybující se nabitě částice v určité oblasti, které vytvářejí část proudu $\vec{j}_z$, jsou ovlivňovány magnetickým polem vzniklým pohybujícími se nabitými částicemi z okolních oblastí. Na plazma tak působí Lorentzova síla s hustotou $\vec{j}_z \times B_\theta$, která má radiální směr k ose válce a která ho nutí k implozi, tj. k *pinč efektu** (z anglického „pinch”- stlačit, stisknout). Stlačování plazmatu vede ke zvyšování teploty T a hustoty plazmatu n , a kinetický tlak $p_k = nk_B T$ tedy po termalizaci roste. Po určité době se mag. a kin. tlak vyrovná a nastane stagnace, tzv. Bennettova rovnováha. Imploze však díky setrvačnosti může dále pokračovat a zastaví se až v době, kdy tepelný tlak výrazně převyší tlak magnetický. Rovnost tlaků je vyjádřena pomocí Bennettova vztahu a dalším odstavci si ji odvodíme.

1.1.2 Bennettova rovnováha

Rovnováha kinetického a magnetického tlaku pinče se nazývá *Bennettova rovnováha* a poprvé ji odvodil W.H. Bennett v roce 1934. Bennett přitom uvažoval pro Z-pinč s konstatní proudovou hustotou. Vztah lze však zobecnit pro obecné rozložení proudu [4, 24, 35, 64].

Pohybová rovnice pinče má v stacionárním ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) MHD modelu tvar

$$0 = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B}. \quad (1.1)$$

Stejně jako v předchozím odstavci předpokládejme proud $\vec{j}_z$ tekoucí ve směru osy z , který vytváří azimutální magnetické pole B_θ . Pro velikost radiální složky gradientu kin. tlaku ∇p_k pak z rovnice (1.1) plyne

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -j_z B_\theta. \quad (1.2)$$

Dále uvažujme Ampérův zákon

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{j}. \quad (1.3)$$

Velikost jeho složky z

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = \mu j_z \quad (1.4)$$

*V širším smyslu lze mezi pinče řadit všechny výboje, na jejichž dynamiku má magnetický tlak zásadní vliv. Za pinče můžeme označit i explodující drátky, které neimplodují, ale jejich expanze je magnetickým polem zpomalena

můžeme upravit na

$$B_\theta = \frac{\mu}{r} \int_0^r j_z r dr, \quad (1.5)$$

a pak z rovnice (1.2) dostáváme

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\mu \frac{j_z}{r} \int_0^r j_z r dr. \quad (1.6)$$

Definujme si lineární koncentraci iontů N_i

$$N_i = \int_0^{r_{pinch}} 2\pi n_i r dr, \quad (1.7)$$

kde r_{pinch} je poloměr pinče. Předpokládejme, že teplota iontů T_i a elektronů T_e nemusí být stejná. Rovnici (1.7) pak vynásobme výrazem $k_B(ZT_e + T_i)$ a upravme

$$N_i k_B(ZT_e + T_i) = \int_0^{r_{pinch}} 2\pi n_i k_B(ZT_e + T_i) r dr = \int_0^{r_{pinch}} 2\pi p r dr, \quad (1.8)$$

kde k_B je Boltzmannova konstanta a Z je atomové číslo. Použijeme rovnost $2r dr = \frac{\partial r^2}{\partial r} dr$ a pomocí *per partes* získáme

$$N_i k_B(ZT_e + T_i) = [\pi p r^2]_{r=0}^{r_{pinch}} - \pi \int_0^{r_{pinch}} r^2 \frac{\partial p}{\partial r} dr. \quad (1.9)$$

Předpokládáme, že kinetický tlak bude pro $r = r_{pinch}$ roven $p = 0$, a proto bude první člen v rovnici (1.9) roven nule. Dále dosadíme rovnici (1.6)

$$N_i k_B(ZT_e + T_i) = 0 + \pi \mu \int_0^{r_{pinch}} j_z r \left[\int_0^r j_z r' dr' \right] dr. \quad (1.10)$$

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

$$N_i k_B(ZT_e + T_i) = \frac{\mu}{4\pi} \int_0^{r_{pinch}} x dx = \frac{\mu}{4\pi} \left[\frac{x^2}{2} \right]_{r=0}^{r_{pinch}} \quad (1.11)$$

Úpravou získáme Bennettův vztah

$$8\pi N_i k_B(ZT_e + T_i) = \mu_0 I^2, \quad (1.12)$$

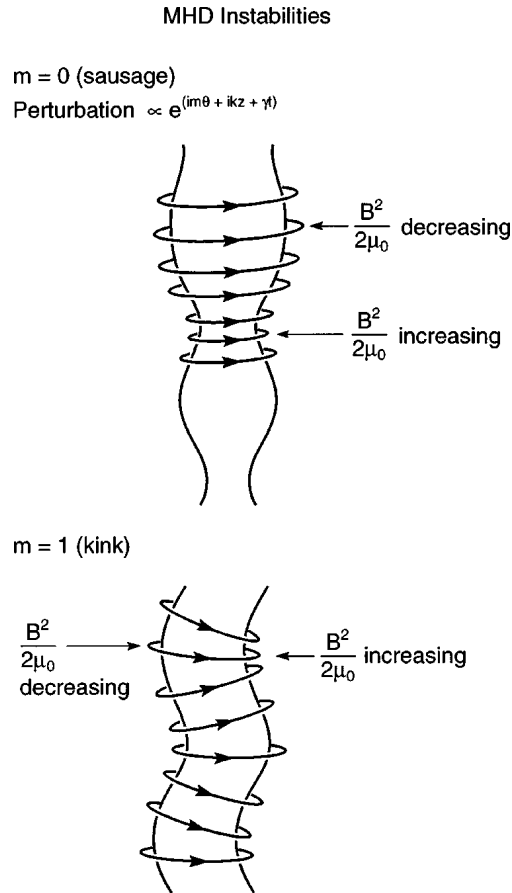
kde I je celkový proud dán vztahem

$$I = \int_0^{r_{pinch}} 2\pi j_z r dr \quad (1.13)$$

Rovnice (1.12) reprezentuje integrální rovnováhu platnou pro dané prostorové rozložení tlaku $p(r)$ a proudu $I(r)$. Bennettův vztah dává do souvislosti celkový proud I , lin. koncentraci iontů N_i a průměrnou teplotu $T = (ZT_e + T_i)$. Ze vztahu (1.12) tak můžeme při známém počtu částic N_i a protékajícím proudu I odhadnout průměrnou teplotu T rovnovážného pinče. V praxi dochází k Bennettovu pinči jen krátkou dobu, po níž plazmové vlákno naruší nestability.

1.1.3 Nestability

Rovnováha mezi mag. a kin. tlakem je však nestabilní a pinč se v důsledku vzniku různých nestabilit rozbíjí. 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 $\vec{B}$.



Obrázek 1.1: m=0 a m=1 nestabilita[25]

Použijeme perturbační teorii a omezíme se na poruchu prvního řádu. Funkci ψ budeme hledat ve tvaru [44, 45]

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \delta\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \psi_1(r)e^{im\varphi + ik_z z + \Gamma t}, \quad (1.14)$$

kde ψ_0 je klidové řešení, ω je uhlová frekvence, k_z osová složka vlnového vektoru, $\text{Re}(\Gamma)$ je koeficient nárůstu nestability. Porucha $\delta\psi$ se skládá z neperiodické části $\psi_1(r)$ a periodické, harmonické části dané exponenciálou. Protože je povrch uzavřený, musí funkce ψ splňovat podmínku

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi(t, r, \varphi + 2\pi, z) \quad (1.15)$$

Tato podmínka je splněna při

$$e^{im\varphi} = e^{im(\varphi+2\pi)} \Rightarrow e^{2\pi im} = 1 \Rightarrow m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.16)$$

Funkce ψ má potom tvar

$$\psi(t, r, \varphi, z) = \psi_0(r) + \psi_1(r)e^{im\varphi + ik_z z + \Gamma t}; \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.17)$$

kde m nazýváme azimutální módové číslo. Podle módu m rozlišujeme magnetohydrodynamické (MHD) poruchy:

- 1) symetrická nestabilita $m = 0$, která podle (1.17) 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 (1.17) závisí také na úhlu φ a nazývá se *smyčková* nestabilita (*kink instability*).

$m = 0$ nestabilita

Korálková $m = 0$ nestabilita je zobrazena na obr. 1.1. Malé prvotní zúžení plazmového sloupce vede k zesílení magnetického pole (zhuštění siločar) okolo tohoto zúžení. Na vnější straně pinče se zvyšuje magnetický tlak, který vlákno dále zaškrcuje, což znovu zesiluje magnetické pole a tedy i magnetický tlak. Proudový kanál se nakonec úplně přetrhne.

Z-pinč je vůči $m = 0$ nestabilitě stabilní, pokud v každém místě r platí pro tlak $p(r)$ Kadomtsevova podmínka [29, 35, 53]

$$-\frac{d \ln p(r)}{d \ln r} = -\frac{r}{p(r)} \frac{dp(r)}{dr} < \frac{4\gamma}{2 + \gamma\beta(r)}, \quad (1.18)$$

kde γ je Poissonova konstanta, $\beta = \frac{p_k(r)}{p_m(r)} = \frac{2\mu_0 p_k(r)}{B_\theta^2(r)}$ je poměr kinetického a magnetického tlaku. Ve většině typů Z-pinčů však s rostoucím poloměrem $r \rightarrow \infty$ klesá hustota částic, a tedy i kinetický tlak a poměr tlaků klesá k nule ($\beta \rightarrow 0$) velmi rychle a podmínka stability nemůže být splněna. Vývoj $m=0$ nestability je spojen se silnou emisí neutronů, iontů a rentgenového záření. Tato nestabilita je jedním z mechanismů urychlování iontů v Z-pinčích.

$m = 1$ nestabilita

Smyčková $m = 1$ nestabilita je též zobrazena na 1.1. Drobné prohnutí plazmového vlákna vede na jedné straně vlákna k zhuštění mag. siločar, a tak i zvýšení magnetického tlaku. Na druhé straně dochází k zeslabení magnetického pole, a proto

i magnetického tlaku. Perturbace se stále zvětšuje až dojde také k přetržení proudového kanálu.

Podmínka stability pro módy $m \geq 1$ je dána [17, 35, 53]

$$\frac{r^2}{B_\theta} \frac{d}{dr} \left(\frac{B_\theta}{r} \right) < \frac{1}{2}(m^2 - 4) \quad (1.19)$$

Výraz (1.19) ukazuje, že $m = 1$ stabilní jsou jen Z-pinče, ve kterých rozložení proudu je singulární, tj. proud teče jen po ose, což v praxi nepozorujeme. Tato nestabilita lze obtížně stabilizovat, avšak při správných počátečních podmínkách (např. dostatečně homogenní implodující vrstvě Z-pinče) se ji dá předejít.

Stabilizace B_z polem

Při nenulové osově složce podélného magnetického pole B_z (vzniká helikální pinč), se uvnitř Z-pinče vytvoří magnetický tlak, který se při zaškrcení ($m = 0$) nebo prohnutí ($m = 1$) zvyšuje. Působí tak proti magnetickému tlaku, který je vně Z-pinče a je vytvářen azimutálním polem B_θ . Podélné magnetické pole B_z tak pomáhá Z-pinč stabilizovat.

Předchozí $m = 0$ a $m = 1$ nestability se týkaly Z-pinče v rovnováze. K nestabilitám však může docházet již při implozi. V dalším textu si popíšeme magnetickou Rayleigh-Taylorova (MRT) nestabilitu dynamického pinče.

Magnetická Rayleigh-Taylorova nestabilita

Při urychlování (implozi) plazmatu dochází k dynamickým nestabilitám, které často vedou k symetrické $m = 0$ nestabilitě. Pro Z-pinč je nejdůležitější tzv. *magnetická Rayleigh-Taylorova (MRT) nestabilita*. Dochází k ní, když relativní zrychlení rozhraní $\vec{g}$, 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 [24, 53]

$$\Gamma = \sqrt{Agk}, \quad (1.20)$$

kde Γ je koeficient nárůstu nestability (pro $\Gamma > 0$ nestabilita roste), k je vlnové číslo poruchy a A je Atwoodovo číslo, pro které platí

$$A = \sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}}. \quad (1.21)$$

V našem případě je hustším prostředím plazma a řidším je magnetické pole, které plazma urychluje, proto můžeme položit $\rho_1 = 0$, a tak $A = 1$. Rovnice (1.20) lze přepsat

$$\Gamma = \sqrt{|gk|}. \quad (1.22)$$

Při urychlování cítí plazma setrvačné zrychlení $\vec{g}$, a tedy dochází k poruchám vnějšího povrchu implodující vrstvy. V posledních letech je studium MRT důležité pro výzkum metody inerciální fúze pomocí magnetizovaného lineru (MagLIF) na zařízení Z v Sandia National Laboratories v Novém Mexiku. MRT je studována pro správnou volbu tloušťky stěny zátěže (lineru), kterou je malá kovová kapsle, jejíž stěnami prochází proud a nutí je k implozi. S klesající tloušťkou stěny, roste její možná implozní rychlost (a tedy i rentgenový a neutronový zisk), ale zároveň také roste náchylnost k MRT nestabilitě. V článcích [79, 80] se simuluje chování MRT nestability vzniklé uměle z perforovaného lineru.

1.1.4 Prostorové rozdělení a velikost proudu v Z-pinčích

V celé teorii fyziky Z-pinče je protékající proud I naprosto klíčovou veličinou. Vytváří azimutální magnetické pole B_φ , které Lorentzovou silou způsobuje pinč efekt a určuje implozní rychlost implozního Z-pinče. Proud tedy hraje zásadní roli v rovnicích magnetohydrodynamiky (MHD) pinče. Vystupuje také v Bennettovu vztahu (1.12). Díky proudu se vytváří proudové nestability ($m = 0$, $m = 1$, Rayleigh-Taylorova nestabilita, ...), jež byly představeny v minulém oddílu. Z výše zmíněného je jasné, že otázka prostorového rozdělení (profilu) a velikosti proudu I v Z-pinčích je velmi podstatná. Dodnes však není jasné, kde přesně proud protéká v jednotlivých fázích Z-pinč a profil jeho proudu je dodnes studován. Nejdříve si vysvětlíme dva základní a nejjednodušší modely prostorového rozdělení (profilu) hustoty proudu při stagnaci Z-pinč. Potom si na dvou příkladech ukážeme, že studium profilu proudu v reálných Z-pinčích je důležité pro zvýšení neutronového a rentgenového zisku.

Základní dva profily proudové hustoty Z-pinče

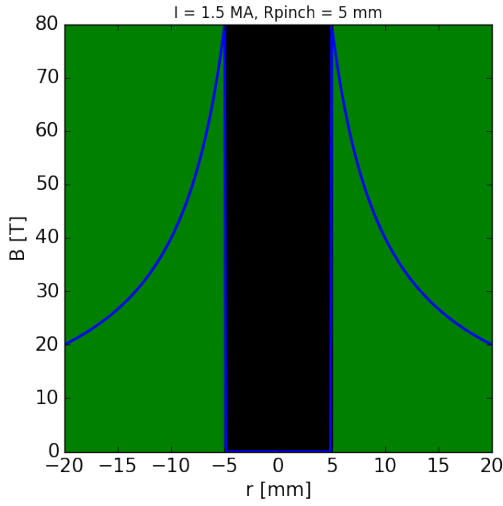
Profil (prostorové rozdělení) proudové hustoty může být komplikovaný, neboť protéká v různých fázích Z-pinče na různých místech. Pro osvětlení této problematiky si musíme nejdříve ukázat dva základní nejjednodušší modely profilu proudu, které při stagnaci Z-pinče na ose předpokládáme.

V prvním případě proud teče jen po povrchu Z-pinče, což odpovídá *skin-efektu*. Proudová hustota a i magnetické pole jsou tedy uvnitř nulové. Na povrchu bude magnetické pole maximální a vně Z-pinče bude klesat s poloměrem (jak tomu je u nekonečného vodiče). Dostáváme vztahy

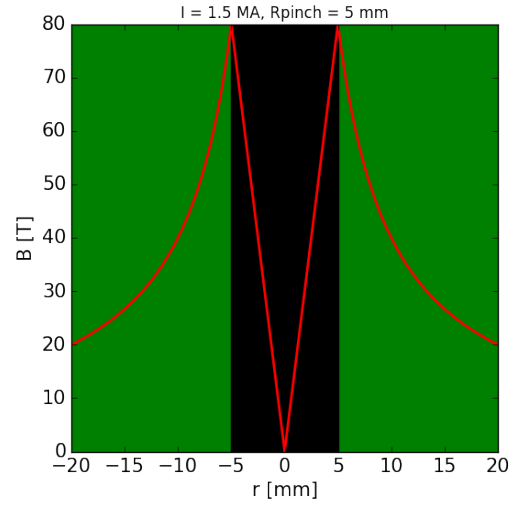
$$\vec{B}_\varphi = (0, 0, 0) \quad r < r_{pinch} \quad (1.23)$$

$$\vec{B}_\varphi = \frac{\mu_0 I_z}{2\pi r} (-e_y, e_x, 0) \quad r \geq r_{pinch}, \quad (1.24)$$

kde r_{pinch} je poloměr pinče a $(-e_y, e_x, 0)$ je jednotkový vektor ve směru tečny k průřezu Z-pinčem. Profil velikosti magnetického pole $|\vec{B}_\varphi|$ je znázorněn na obr. 1.2.



Obrázek 1.2: Profil velikosti magnetického pole při nulovém proudu uvnitř pinče



Obrázek 1.3: Profil velikosti magnetického pole s konstantní proudovou hustotou j_z uvnitř pinče

V druhém případě předpokládáme konstantní proudovou hustotu v celém průřezu Z-pinče. Uvnitř Z-pinče s poloměrem r_{pinch} magnetické pole lineárně narůstá, vně Z-pinče bude znovu klesat s poloměrem r . Dostáváme tak vztahy

$$\vec{B}_\varphi = \frac{\mu_0 I_z}{2\pi r_{pinch}^2} (-y, x, 0) \quad r < r_{pinch} \quad (1.25)$$

$$\vec{B}_\varphi = \frac{\mu_0 I_z}{2\pi r} (-e_y, e_x, 0) = \frac{\mu_0 I_z}{2\pi r^2} (-y, x, 0) \quad r \geq r_{pinch}, \quad (1.26)$$

Profil velikosti magnetického pole $|\vec{B}_\varphi|$ je znázorněn na obr. 1.3.

V dalším textu si ukážeme, že profil proudu je komplikovanější již při implozi. To ovlivňuje profil proudu při stagnaci Z-pinče, při které dochází k emisi neutronového a rentgenového záření.

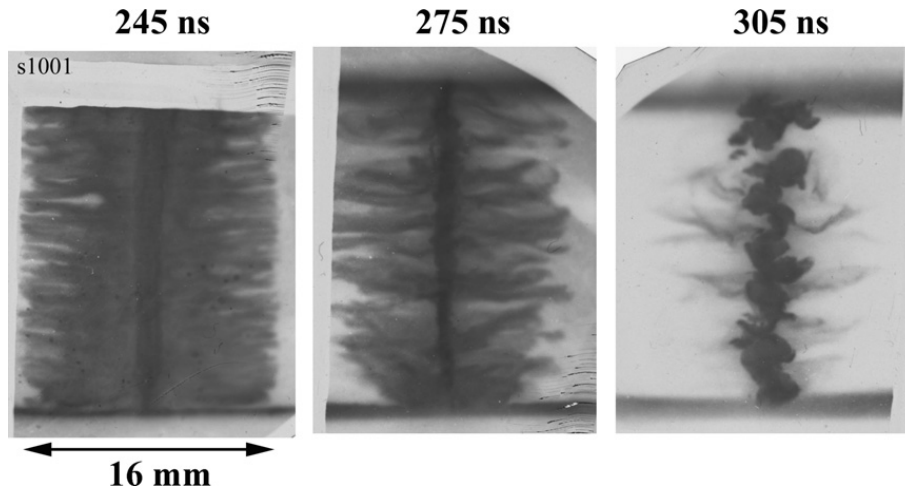
Studium profilu proudu na plazmatických fokusech

Při experimentech na plazmatických fokusech (viz obr. 1.7) proud prochází proudovou vrstvou, která se při tzv. axiální fázi díky Lorentzově síle pohybuje podél centrální anody a cestou před sebou hrne plynnou náplň (nejčastěji deuterium) mechanismem zvaným *snow-plow*. Jakmile proudová vrstva dosáhne konce anody, začíná tzv. radiální fáze a proudová vrstva nad centrální anodou imploduje a vytváří Z-pinč. Proudovou vrstvou však neprotéká všechen proud I_{total} , který protéká celým obvodem. Měření proudu I_{pinch} , který teče proudovou vrstvou v době pinče, je velmi obtížné a uskutečňuje se nejčastěji pomocí magnetických sond poblíž pinče. Vzhledem ke vzdálenosti sondy od pinče je měření nepřesné a navíc je invazivní, tzn. ovlivňuje magnetické pole, které měří. U malých zařízení navíc není sondy možné použít.

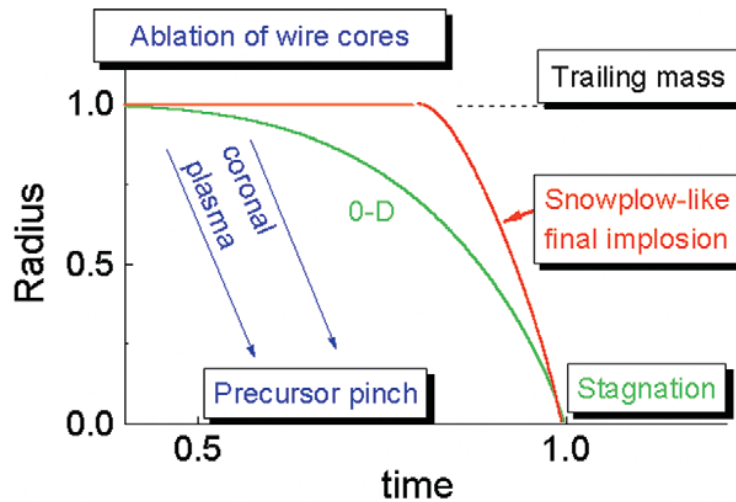
Tým prof. Sing Lee [50] navrhl měřit proud v pinči I_{pinch} pomocí měření průběhů celkového proudu I_{total} a napětí U obvodu. Definoval klíčové parametry. Prvním je poměr proudů f_c v proudové vrstvě I_p ku celkovému proudu I_{total} v axiální fázi. V radiální fázi je to f_{cr} a zhruba zde platí $I_p = I_{pinch}$. Dalším parametrem je poměr nabrané hmoty proudovou vrstvou vůči hmotě mezi elektrodami f_m v axiální fázi, a vůči hmotě nad centrální anodou f_{mr} v radiální fázi. Porovnáním průběhů celkového proudu I_{total} a napětí U se simulacemi MHD kódu RadPF [49, 1] prof. S. Lee dokázal určit hodnoty parametrů a ukázal, že proudovou vrstvou při radiální fázi, tj. Z-pinčem, prochází jen část proudu. [50] V rámci autorovi bakalářské práce [64] bylo obdobné měření uskutečněno na zařízení PFZ-200 na FEL ČVUT a byly stanoveny výše zmíněné parametry. Kudy teče zbylá část proudu není jasné. Předpokládá se, že protéká buď po izolátoru mezi anodou a katodou nebo řídkým plazmatem za proudovou vrstvou, kde je nižší indukčnost. Proudová vrstva má totiž strukturu koaxiálního vodiče, jehož indukčnost L je přímo úměrná výšce vodiče z , tj. v našem případě výška proudové vrstvy, a nepřímo úměrná vnitřnímu poloměru r , což odpovídá poloměru implodující vrstvy. V osově fázi roste výška, v radiální fázi klesá poloměr proudové vrstvy, a proto je oblast s nižší indukčností vždy za proudovou vrstvou.

Velikost protékajícího proudu je důležitá, neboť zisk neutronů Y_n plazmatických

fokusů je úměrný mocnině proudu protékajícího pinčem I_{pinch} .[†] Zkoumáním, kde proud protéká a jak velká je jeho část protékající Z-pinčem, by bylo možné optimalizovat budoucí zařízení a tím zvýšit neutronový a rentgenový zisk.



Obrázek 1.4: Snímky měřeného XUV záření ukazují průběh ablace a imploze pole drátků s vlající hmotou [47]



Obrázek 1.5: Průběh ablace drátků [47]

Studium profilu proudu při experimentech s poli drátků (*wire-array*)

Prostorové rozdělení a velikost proudu v Z-pinči jsou zásadní nejen ve fyzice plazmatických fokusů. Druhým příkladem jsou experimenty s poli drátků (*wire-array*).

[†]Pro proudy $I < 1$ MA platí $Y_n \sim I^4$. Pro vyšší proudy však tato závislost přestává platit a dochází k saturaci neutronového zisku [65, 48, 64].

Množstvím vodičů o průměru několika μm (nejčastěji z wolframu) natažených nejčastěji po obvodu kružnice mezi elektrodami protéká proud I , který drátky postupně taví. Ty se však nevypaří ihned. Ablací se kolem nich vytváří řídké a horké korónové plazma, které je magnetickou Lorentzovou silou urychlováno do středu pole a vytváří prvotní pinč, tzn. *prekurzor* [7, 15]. Většina proudu přitom v této fázi stále protéká plazmatem vytvářeném okolo drátků. Plazma postupně imploduje a po cestě do středu pole (kružnice drátků) nabírá hmotu (*snow-plow model*), kde vytváří horké a husté plazma, které silně emituje rentgenového záření. Drátky fungují jako generátory korónového plazmatu a jsou v této době ještě částečně v pevné formě a postupně se odpařují. K ablaci drátků však nedochází stejnoměrně. Některé části materiálu drátků se vypaří později než jiné, a když potom implodují, zaostávají za dříve zablovaným a poté implodovaným plazmatem. Tato „opozděná“ hmota (*trailing mass*) zůstává za proudovou vrstvou. Proto imploduje později, než předpovídá 0-dimenzionální (raketkový) model, a vytváří nehomogenity (prsty) implodující hmoty, která tzv. *vlaje*. Viz obr. 1.4. Nehomogenita implodující hmoty ovlivňuje prostorové rozdělení protékajícího proudu a dává tak vzniknout $m = 0$ nestabilitě, která v oblasti osy Z-pinče zhoršuje kompresi a termalizaci plazmatu. Nižší hodnota velikosti proudu v proudové vrstvě hustého a horkého plazmatu (tj. na ose Z-pinče) snižuje emisi rentgenového záření. Studium oblasti a velikosti protékajícího proudu je klíčová pro optimalizaci zisku rentgenového záření. [46, 47, 7, 15]

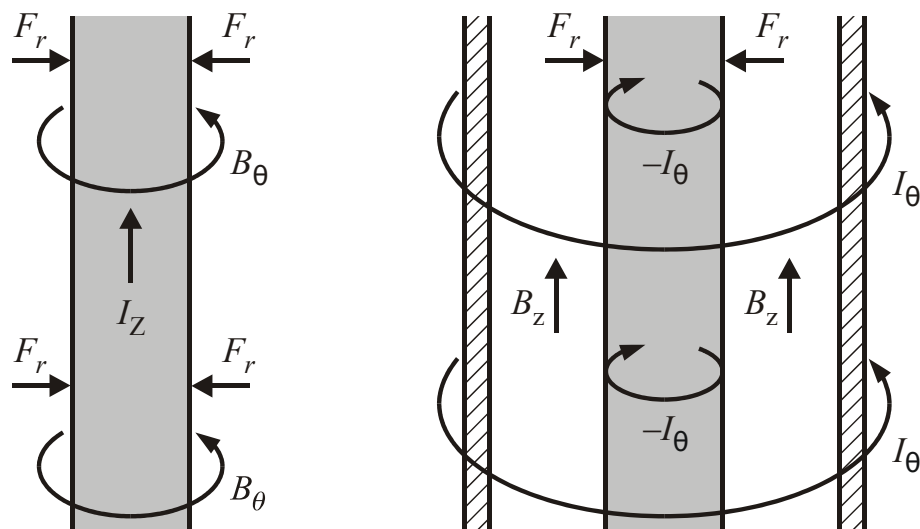
V dalším odstavci si představíme některé druhy pinčů.

1.1.5 Typy magnetických pinčů

Pinče lze rozdělit podle geometrického uspořádání proudu a mag. pole na dvě základní konfigurace, *Z-pinč* a *θ -pinč*.

Pokud proud $\vec{j}_z$ prochází pinčem ve směru osy z , a tedy vzniklé magnetické pole $\vec{B}_\theta$ prochází okolo něj v azimutálním směru, jedná se o *Z-pinč*.

U *θ -pinče* je tomu naopak a proud $\vec{j}_\theta$ probíhá v cívce vinuté kolem komory v azimutálním směru a vytváří uvnitř $\vec{B}_z$ mag. pole. Plazma v komoře je diamagnetické, a proto se v něm indukuje proud, který vytváří mag. pole, které působí proti původnímu B_z poli. V okolí osy *θ -pinče* není žádné magnetické pole. Indukovaný proud v plazmatu a původní magnetické pole B_z vytváří Lorentzovu sílu, která opět působí ve směru k ose pinče.



Obrázek 1.6: Z-pinč a θ -pinč [43]

θ -pinče se v minulosti zdály stabilnější a z hlediska termojaderné fúze perspektivnější (např. nebyl zde kontakt plazmatu s elektrodami), ale kladly velké nároky na materiál, kvůli kterým nebylo možné dosáhnout vysokých proudů a tedy dostatečného magnetického pole. Proto se již v současnosti nepoužívají.

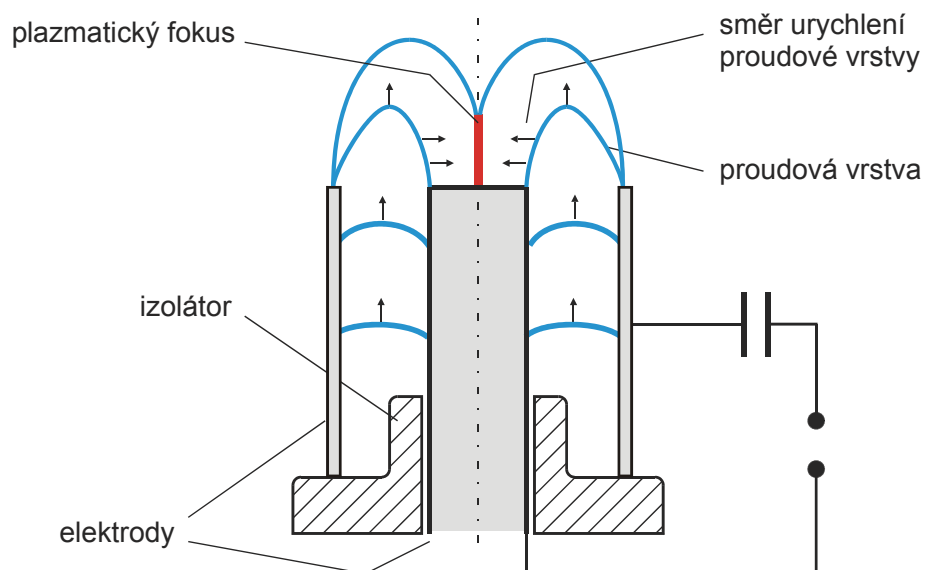
Z-pinče pak můžeme rozdělit podle toho, kde a jakým způsobem dochází k pinč efektu.

Jedná se tedy o:

- *Z-pinče* - zařízení je složeno ze dvou vstřícných elektrod, mezi kterými je umístěna cylindrická zátěž, do níž je vpustěn proud.
- *X-pinče* - zařízení se dvěma nebo více skříženými drátky a Z-pinč vzniká v bodě skřížení
- *plazmatické fokusy* - zařízení, ve kterém je centrální anoda umístěna uprostřed duté katody. Proudová vrstva plazmatu je urychlována mezi nimi a nad centrální anodou vytvoří deštníkovitý útvar a Z-pinč, tzv. *plazmafokus*.

Z-pinče lze dále rozdělit podle formy zátěže, neboli podle objektu, který umístíme mezi elektrody a který elektrickým výbojem přeměníme na plazma a urychlíme. Jsou to tedy:

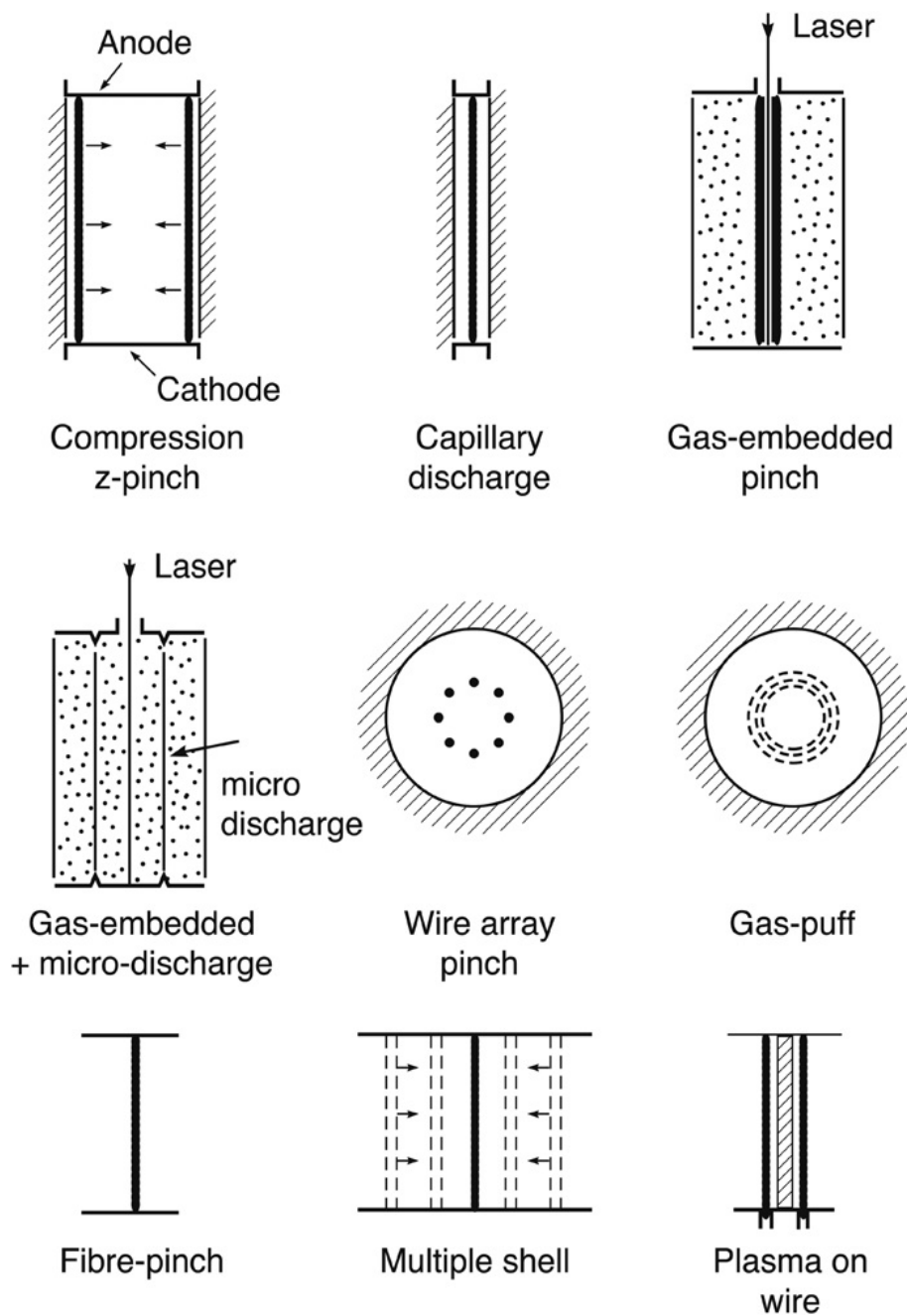
- „vakuová jiskra“ - výboj probíhá v parách elektrod nebo izolátoru,
- lehká pěna (*foam*) s hustotou mg/cm^3 (využití pro inerciální fúzi),



Obrázek 1.7: Schéma plazmatického fokusu [43]

- *gas-puff* - plyn vstříknutý do komory z trysky. Používají se i tzv. duté *gas-puffy* (*hollow gas-puff*) nebo *gas-puffy* s několika vrstvami složených z různých plynů,
- drátek natažený mezi elektrody (*wire (fiber) z-pinch*)
- skupina drátků (*wire array*), či tenká folie.
- pevný válec (např. MagLIF)

V terminologii se užívá pojem *liner*, jenž označuje tenkou implodující válcovou vrstvu, kterou mohou být drátky, fólie či *gas-puff*.



Obrázek 1.8: Vybrané druhy pinčů [24]

Kapitola 2

Základní principy protonové deflektometrie

Z předchozího textu vyplývá důležitost zkoumání velikosti a prostorové rozložení proudu a s ním souvisejícího magnetického pole. V této kapitole představíme protonovou deflektometrii jako novou diagnostickou metodu pro měření magnetického pole Z-pinče, které nám dává informaci o protékajícím proudu. Metoda je založena na vlivu magnetického pole na trajektorii protonového svazku, a tak ukážeme, jak magnetické pole Z-pinče na protonový svazek působí. Diagnostický protonový svazek je při průchodu magnetickým polem odchylován (*deflektován*) a po detekci je jeho obraz na detektoru (např. CR-39 či RCF) deformován. Pojem *deflektometrie* je někdy zaměňován s *radiografií*. Deflektometrie studuje odchylování svazku polem. Při radiografii studujeme rozdělení tmavých (zasažených svazkem) a světlých (nezasažených svazkem) oblastí na detektoru, které vzniknou pokud svazku postavíme do cesty nějaký objekt (např. mřížku). V našem případě magnetické pole mění trajektorii protonů, což vede k vzniku tmavých a světlých oblastí, a proto se rozdíl mezi oběma pojmy smývají.

Protonové deflektometrie se v posledních letech zejména využívá ke zkoumání elektrických a magnetických polí při interakci laseru s látkou. Na již uskutečněných experimentech z této oblasti si můžeme ukázat vlastnosti této diagnostiky.

2.1 Metody měření magnetického pole Z-pinče

Klasické metody měření magnetického pole a proudu v Z-pinčích naráží často na jistá omezení.

Obvyklou metodou je použití tzv. $\dot{B}$ nebo také B-dot sond, což jsou vlastně malé cívky, které pomocí indukce měří časovou změnu magnetického pole $\dot{B} = \frac{dB}{dt}$. Po integraci je možné určit magnetické pole B , resp. proud I . Kvůli vysoké teplotě a hustotě energie uvnitř plazmatu Z-pinče je možné měření pomocí těchto sond pouze v relativně velké vzdálenosti od pinče. Jde tedy o měření v okrajové oblasti plazmatu a nezískáme tak informaci o struktuře proudu uvnitř pinče. Pro měření s prostorovým rozlišením je nutné použít větší množství B-dot sond, což bohužel ovlivňuje plazma a magnetické pole Z-pinče.

Další metodou je měření pomocí Faradayovy rotace, kdy se rovina lineárně polarizované elektromagnetické vlny letící ve směru magnetického pole B_0 tímto polem stáčí ve směru pravotočivého šroubu. Úhel otočení roviny polarizace φ je dán [45]

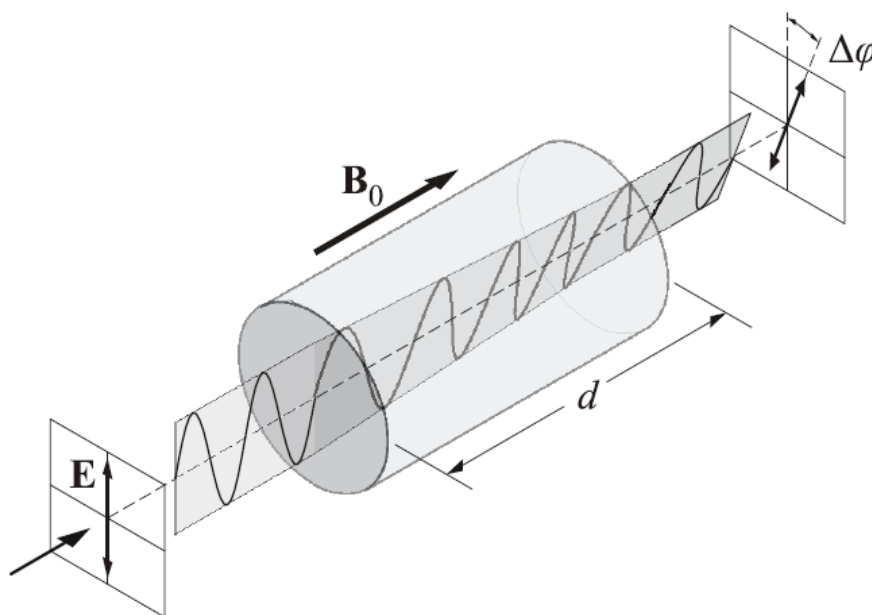
$$\varphi = \varphi_0 + \frac{e^3}{2\varepsilon_0 cm_e^2 \omega^2} \int_0^d n_e(z) B_0(z) dz, \quad (2.1)$$

kde ω je frekvence elmag. vlny, d je délka oblasti magnetického pole, $n_e(z)$ je hustota elektronů a $B_0(z)$ je magnetické pole. Integrál se dá odhadnout pomocí průměrné hodnoty součinu magnetického pole $B_0(z)$ a elektronové hustoty $n_e(z)$. Průběh elektronové hustoty však nemusí být vždy znám. Značná část proudu zřejmě protéká plazmatem s velmi malou hustotou, které nelze diagnostikovat interferometrií kvůli nedostatku citlivosti. Ve vysokohustotním plazmatu Z-pinče nemusí být tato metoda možná, protože hustota elektronů může převýšit kritickou hustotu a elektromagnetická vlna plazmatem přestane procházet. Proto i tato metoda má své limity.

Poslední uvažovanou metodou je využití Zeemanova jevu, kdy dochází k rozdělení spektrálních čar za přítomnosti magnetického pole. Ve vysokoteplotním plazmatu Z-pinče ($T = 100 \text{ eV} - 1 \text{ keV}$) dochází k rozštěpení spektrálních čar i pomocí tepelného Dopplerova rozšíření, který může vliv Zeemanova jevu zastínit. Implodující nebo expandující kanál Z-pinče může také Dopplerovým jevem ovlivnit měření.

Protonová deflektometrie nabízí alternativu ke klasickým metodám měření magnetického pole ve vysokohustotním a vysokoteplotním plazmatu.

Její výhodou je nezávislost na hustotě a teplotě diagnostikovaného plazmatu, protože při použití protonů o energii jednotek až desítek MeV předpokládáme zanedbatelné srážky mezi svazkem a vysokoteplotním a vysokohustotním ($n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) plazmatem. Při použití balíčku (*stacku*) stopových detektorů částic a protonového svazku s širokým energetickým spektrem lze měřit dopadající deflektované protony s prostorovým rozlišením.



Obrázek 2.1: Faradayova rotace [45]

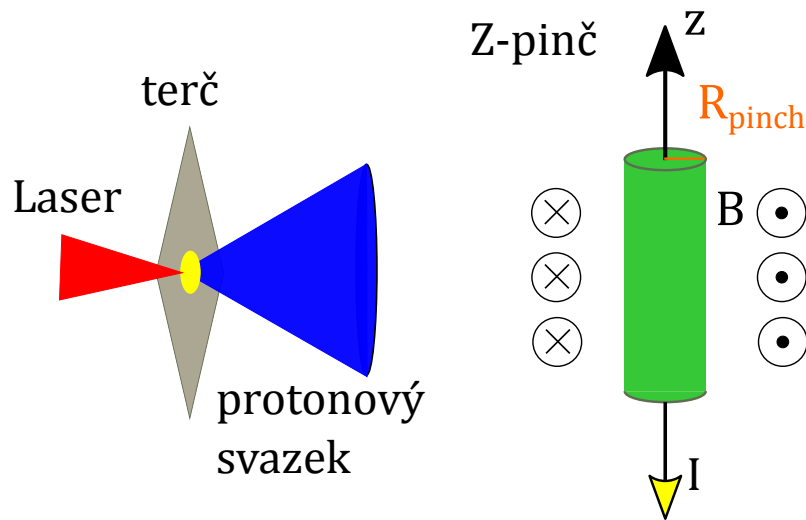
Určitou slabinou protonové deflektometrie je právě nutnost generace mnoha MeV protonů, které se pro účely deflektometrie v dnešní době urychlují zejména interakcí laseru s terčem (pomocí metod TNSA, BOA, RPA,...). Při proudech $I = 1 - 2$ MA je potřeba generovat protony o energiích zhruba $5 - 15$ MeV. Pro takto energetické protony je při použití klasické TNSA metody generace nezbytné mít krátko-pulsní ($\sim$ ps) laser o intenzitách v řádu $I > 10^{18}$ W/cm². Bohužel jen málo Z-pinčových zařízení má k dispozici krátkopulsní intenzivní laser, který by byl schopen generovat diagnostické protony. Jedinými dvěma takovými místy jsou v USA Z-Petawatt high intensity laser na Z-pinčovém zařízení Z Pulsed Power Facility v Sandia National Laboratories (SNL) v Albuquerque ve státě Nové Mexiko a dále laser Leopard na zařízení Nevada Terawatt Facility (NTF) v Renu ve státě Nevada. [78] Částečným řešením je využít naopak laserové zařízení a zkoumat magnetické pole laserem generovaného Z-pinče, který však plně nesimuluje skutečné Z-pinče. Tímto způsobem bylo uskutečněno úplně první experimentální měření magnetického pole Z-pinče pomocí protonové deflektometrie v laboratořích Laboratory for Laser Energetics (LLE) na zařízení Omega Laser Facility v Rochestru ve státě New York [59].

V následujících dvou odstavcích krátce vysvětlíme princip protonové deflektometrie, tedy jakým způsobem azimutální magnetické pole Z-pinče protony ovlivňuje.

2.2 Základní deflexe protonů v azimutálním magnetickém poli Z-pinče

Protože pochopení deflexe protonů magnetickým polem je klíčové pro porozumění signálů (obrazců) vzniklých deflektometrií, ukážeme si, jak magnetické pole ovlivňuje protonový svazek při pohybu v radiálním a axiálním směru vzhledem k Z-pinči.

2.2.1 Deflexe protonů letících radiálně k Z-pinči

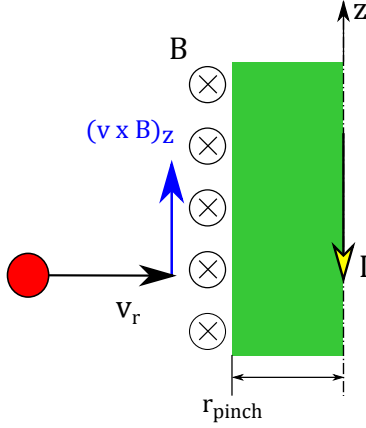


Obrázek 2.2: Schéma radiální protonové deflektometrie

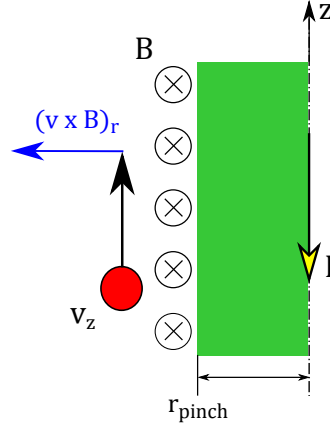
Uvažujme experimentální uspořádání zobrazené na obr. 2.2. Protonový svazek s nenulovou divergencí, generovaný interakcí laseru s terčem, směřuje kolmo k ose pinče, kterým protéká proud v záporném směru osy z . Na svazek působí na přivrácené straně Z-pinče magnetické pole Lorentzovou silou a odchyluje (deflektuje) jeho trajektorii axiálně a radiálně třemi možnými způsoby:

- Složka vektoru rychlosti protonového svazku, která je kolmá k směru proudu, generuje axiální složku Lorentzovy síly ve směru proti proudu. (Viz obr.2.3).
- Složka vektoru rychlosti protonového svazku v opačném směru k protékajícího proudu, která může být způsobena axiální deflexí, generuje radiální složku Lorentzovy síly od Z-pinče ve směru normály povrchu. Viz obr. 2.4

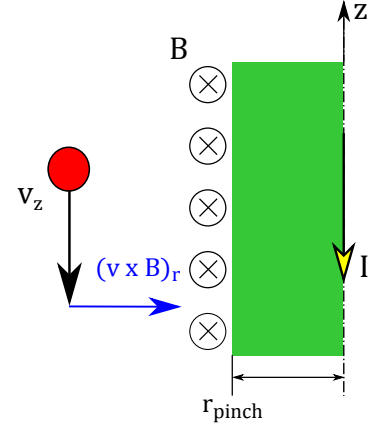
- Složka vektoru rychlosti protonového svazku ve směru protékajícího proudu generuje radiální složku Lorentzovy síly směrem k ose Z-pinče. Viz obr. 2.5



Obrázek 2.3: Axiální deflexe protonu proti směru proudu

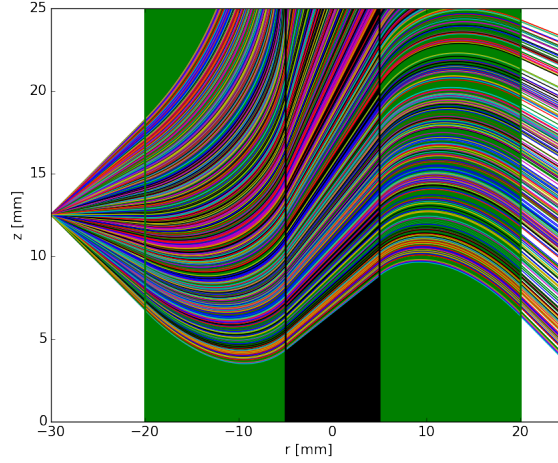


Obrázek 2.4: Radiální deflexe protonu od pinče

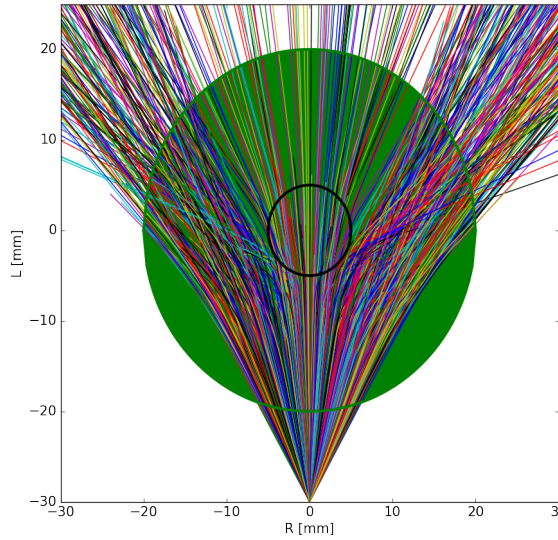


Obrázek 2.5: Radiální deflexe protonu do pinče

Protože dominantní složka rychlosti protonového svazku směřuje kolmo k ose pinče a směru proudu, dochází k axiální deflexi. Díky tomu roste velikost axiální složky rychlosti protonů, která napomáhá k další deflexi radiálně směrem od pinče. Kvůli válcové (v řezu kruhové) geometrii Z-pinče se mění vzájemný úhel magnetického pole $\vec{B}$ a rychlosti protonů $\vec{v}$. Radiální složka Lorentzovy síly $(\vec{v} \times \vec{B})_r$ se tak otáčí a dochází k rotaci radiálních deflexí. Většina protonového svazku tak je radiálně odchylována ve směru normály od pinče. Hlouběji do magnetického pole Z-pinče se tak dostanou jen protony s velmi malou, či zápornou složkou rychlosti proti směru k proudu. Na odvrácené straně pinče dochází k přesně opačným deflexím. Viz obr. 2.6. Jak ovlivňuje svazek magnetické pole uvnitř Z-pinče ($r < r_{pinch}$) závisí na prostorovém rozdělení hustoty proudu. Na obr. 2.6 a 2.7 protéká proud po povrchu Z-pinče na poloměru $r = r_{pinch}$ (*skin efekt*). Uvnitř je mag. pole nulové a k deflexím nedochází.



Obrázek 2.6: Protonový svazek s energií $E_p = 10$ MeV směřující radiálně k Z-pinči při pohledu ze strany. Proud v simulaci protékal $I = 1,5$ MA na poloměru $r_{pinch} = 5$ mm při *skin-efektu*



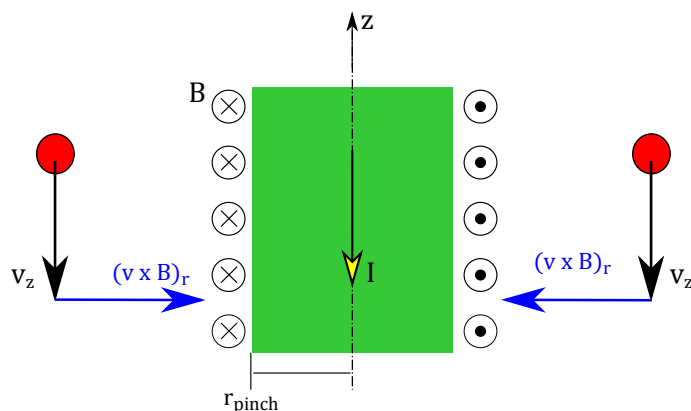
Obrázek 2.7: Protonový svazek $E_p = 10$ MeV směřující radiálně k Z-pinči při pohledu shora. Proud v simulaci protékal $I = 1,5$ MA na poloměru $r_{pinch} = 5$ mm při *skin-efektu*

2.2.2 Deflexe protonů letících podél osy Z-pinče

Pokud se protony (ionty) pohybují v azimutálním magnetickém poli Z-pinče podél osy Z-pinče, dochází díky Lorentzově síle ke dvěma možným radiálním deflexím v závislosti na orientaci svazku vůči směru magnetickému pole, a tedy i orientaci proudu.

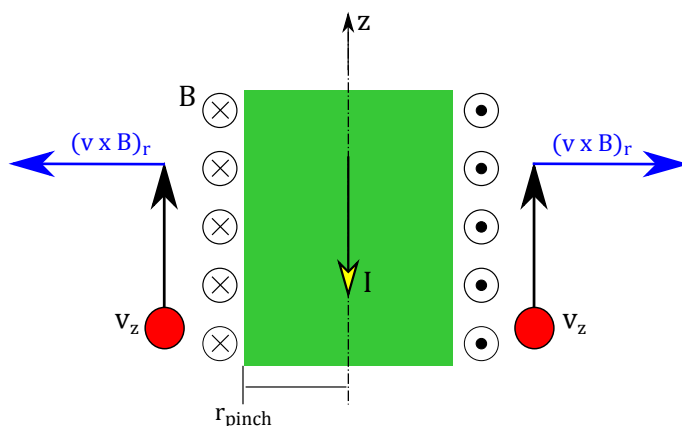
- Když kladně nabitě částice prochází azimutálním magnetickým polem Z-pinče

po směru proudu tekoucím osou Z-pinče, dochází k radiální deflexi částic směrem k ose Z-pinče, tj. *fokusaci* svazku částic. Viz obr. 2.8



Obrázek 2.8: Radiální deflexe svazku - fokusace

- Když kladně nabitě částice prochází azimutálním magnetickým polem Z-pinče proti směru proudu tekoucím osou Z-pinče, dochází k radiální deflexi částic směrem od pinče, tj. *defokusaci* svazku částic. Viz obr. 2.9



Obrázek 2.9: Radiální deflexe svazku - defokusace

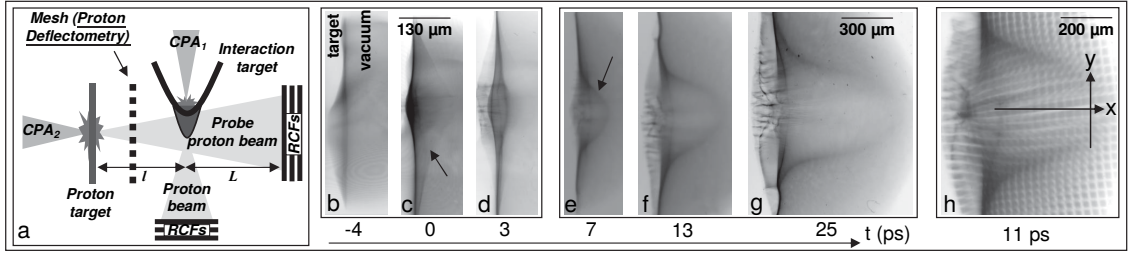
2.3 Experimentální použití protonové radiografie v laserem generovaném plazmatu

Protonová radiografie se poslední dobou využívá ke studiu laserem generovaného plazmatu. Na vybraných experimentech si demonstrujeme její principy a vlastnosti.

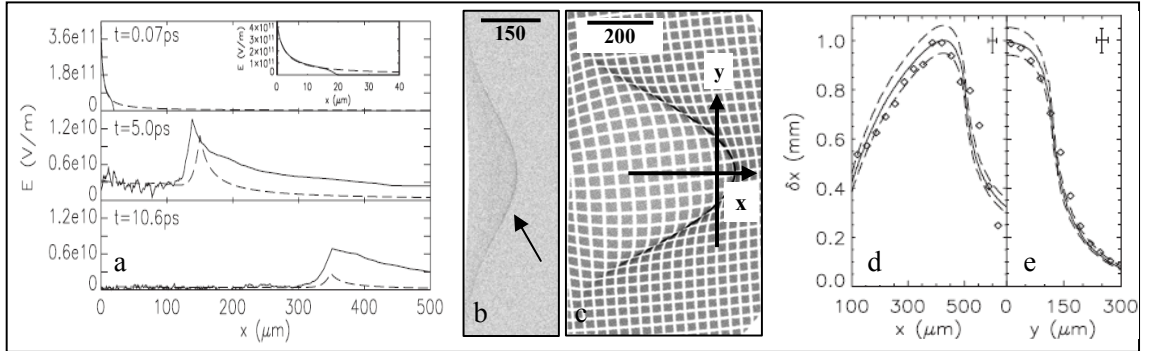
Po roce 2000 vznikla možnost využívání vysoce intenzivních laserů s krátkou dobou pulzu, a tak byly objeveny mechanismy urychlování iontů na energie o hodnotách desítek MeV vzniklé interakcí laseru s terčem (většinou ve formě Al fólie). První takto rychlé ionty byly v laserovém plazmatu detekovány při experimentech na zařízeních Vulcan [13] a Nova [84]. Za necelé dvě dekády se využití rychlých iontů (zejména protonů) a studium mechanismů jejich vzniku hojně rozšířilo. Díky dobrým vlastnostem vytvořeného protonového svazku, kterými např. jsou: malá velikost (virtuálního bodového) zdroje, vysoký stupeň kolimace, krátká doba trvání, laminárnost, závislost energie svazku na intenzitě svazku, [8] našly rychlé ionty (zejména protony) mnohé aplikace (např. v biomedicině a testování materiálů [41, 63]). Dříve byly rychlé ionty generovány pouze v konvenčních urychlovačích, jejichž výstavba je finančně náročná. Využití protonového svazku jako diagnostického nástroje v laserem generovaném plazmatu bylo navrženo zcela záhy po objevení metody urychlování protonů [9, 8]. Laboratoře, které disponovaly dostatečně intenzivními lasery, tak částí laserového svazku mohly vytvořit plazma a jinou částí interakcí s terčem generovat rychlé protony, které plazma diagnostikují. Nemusely se tak stavět drahé urychlovače a protonová radiografie v některých případech překonala dosavadní diagnostické metody, které měly určité limity (Faradayova rotace, B-dot sondy, ...). Uplatnění našla protonová radiografie zejména ve studiu proměnných elektrických a magnetických polí v experimentech inerciální fúze (ICF), magnetických rekonekcí, Biermannova jevu a dalších. V dalším textu si některé experimenty ukážeme.

Pomocí deflexe rychlých protonů bylo možné zkoumat jeden z mechanismů jejich urychlení - Target Normal Sheath Acceleration (*TNSA*) [71, 70]. Podrobněji je tento mechanismus popsán v oddílu 3.1.1. Zde se omezíme na základní princip. Laser dopadající na přední stranu fólie ohřívá elektrony, které vyletují ze zadní strany terče a vytváří silné diodové elektrické pole ($\sim \text{TV/m}$), které urychlí zejména protony nacházející se v nečistotách na zadní straně. Tímto mechanismem vzniká protonový svazek s širokým spektrem energií. Průběh deponace energie protonů v látce v závislosti na hloubce průniku látkou má tvar Braggova píku. Nejvíce energie se tak deponuje až na konci trajektorie protonů v látce. Při použití sady radiochromických filmů tak lze jednotlivé energie detekovat zvlášť. Protony s různými energiemi prolétávají zkoumaným objektem v různou dobu, a tak je možné nejen prostorové, ale také časové rozlišení deflektovaného svazku. Na obr. 2.10 je znázorněno schéma takového experimentu [70]. Jedním laserem byl pomocí mechanismu *TNSA* vytvořen diagnostický protonový svazek, který nejdříve prošel přes mřížku a poté ze strany (rovnoběžné s plochou druhého terče) procházel plazmatem generovaným

druhým laserovým svazkem. Diagnostický svazek byl přitom deflektován elektrickým polem, které vytvořil druhý laser (resp. elektrony jím urychlené) také pomocí mechanismu TNSA na neozářené straně druhého terče. V druhé části obr. 2.10 jsou znázorněny výsledné signály v detektoru, kde je tmavou barvou znázorněna hustota detekovaných protonů. Podle deformace stínu mřížky δx (světlá barva), která je závislá na velikosti elektrického pole, a srovnáním se simulacemi bylo možné měřit elektrické pole E . Viz obr. 2.11. [70].



Obrázek 2.10: Schéma a výsledky experimentu pro měření vzniku elektrického pole mechanismem TNSA [70]



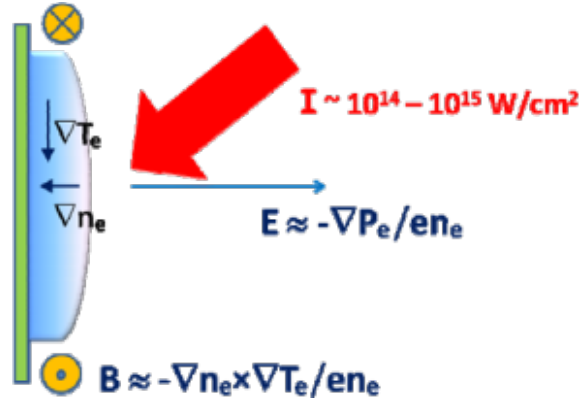
Obrázek 2.11: Simulace experimentu pro měření vzniku elektrického pole mechanismem TNSA [70]

Dalším ukázkovým příkladem použití protonové deflektometrie je studium Biermannova jevu. Interakcí laseru s terčem (fólií) dochází na ozařované straně ke vzniku samoindukovaného magnetického pole $\vec{B}$ pomocí mechanismu Biermannova baterie [23]. Elektrické pole $\vec{E}$ dopadajícího laserového svazku vytváří gradient tlaku elektronů $\nabla p_e = \nabla(n_e k_B T_e)$. Ze zobecněného Ohmova zákona uvažujme pouze člen $-\frac{\nabla p_e}{n_e e}$ [23]

$$\vec{E} = -\frac{\nabla p_e}{n_e e}, \quad (2.2)$$

kde n_e je hustota elektronů a e element. náboj. Z Faradayova zákona platí

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E}. \quad (2.3)$$



Obrázek 2.12: Schéma Biermannova efektu při dopadu laserového paprsku na terč [51]

Na obr. 2.12 vidíme, že laser vytváří nad povrchem terče plazma s nízkou hustotou elektronů. Gradient hustoty elektronů ∇n_e (rovnoběžný se směrem laserového paprsku) a gradient teploty ∇T_e (kolmý na směr laserový paprsek), který vznikl zahříváním malé oblasti (fokusu) terče laserem, nejsou rovnoběžné $\nabla n_e \times \nabla T_e \neq 0$. Dosazením vztahu (2.2) do (2.3) po několika úpravách a zanedbání druhých derivací dostáváme

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(\frac{\nabla p_e}{n_e e} \right) \simeq -\frac{\nabla n_e \times \nabla T}{n_e e} \quad (2.4)$$

V oblasti (bublině) plazmatu nad povrchem terče je generováno azimutální magnetické pole $\vec{B}$ kolem normály na povrch terče. Pokud kolmo na terč pošleme protonový svazek viz obr. 2.13, bude se fokusovat či defokusovat v závislosti na orientaci magnetického pole. Stejný efekt by způsobilo radiální elektrické pole, které může směřovat k ose či od ní. Pokud otočíme orientaci magnetického pole vůči směru protonového svazku (např. osvítime terč laserem z opačné strany), můžeme rozlišit, jestli jde o elektrické či magnetické pole. Efekt (deflexe) elektrického pole zůstává stejný, kdežto efekt magnetického pole se díky závislosti síly na směru rychlosti $\vec{F} \sim \vec{v} \times \vec{B}$ změní. Schéma a srovnání výsledků se simulacemi takového experimentu je na obr. 2.13 [70]. Laserový svazek dopadá na terč nejdříve na odvrácenou stranu terče vůči směru protonového svazku (a), který byl generován druhým, čířovaným (CPA) laserem, a poté na přivrácenou stranu vůči směru protonového svazku (b). Velikost deformace mřížky je úměrná velikosti magnetického pole B . Signál detektoru (c) a simulace (e) odpovídající schématu (a-odvrácené straně), ukazují, že protonový svazek je defokusován. Signál detektoru (d) a simulace (f) odpovídající schématu (b-přivrácené straně) ukazují, že protonový svazek je fokusován.

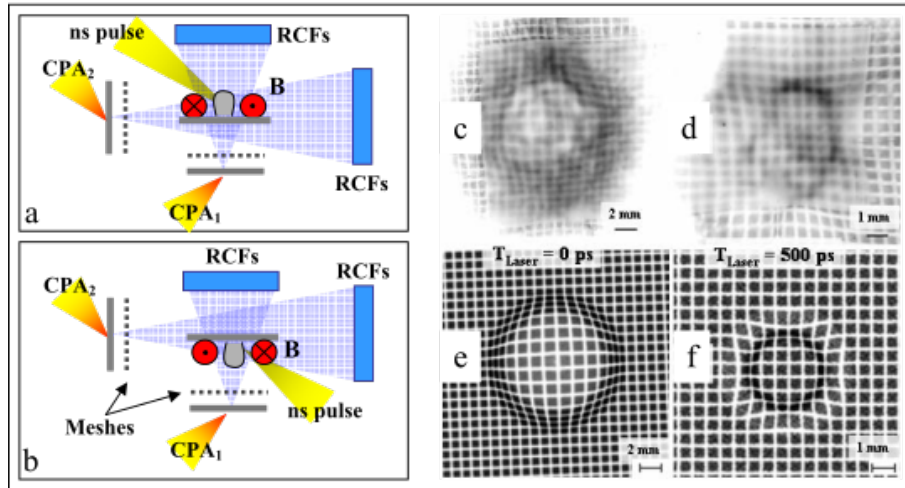
Další možností rozlišení vlivu elektrického od magnetického pole je závislost jeho deflexe na energii diagnostického protonového svazku.

Pro integrály elektrického a magnetického pole podél trajektorie díky Lorentzově síle platí [74]

$$\int \vec{E}_{\perp} d\vec{l} = 2 \frac{\epsilon_i}{q} \tan \theta, \quad (2.5)$$

$$\int \vec{B} \times d\vec{l} = \frac{m_i \vec{v}_i}{q} \sin \theta, \quad (2.6)$$

kde q je náboj protonu, $\epsilon_i = \frac{1}{2} m_i v_i^2$ je energie protonového svazku, θ úhel deflexe. Závislost úhlu deflexe θ na elektrickém poli je daná vztahem $\theta_E \sim \epsilon_i^{-1}$, zato závislost na magnetickém poli je dána vztahem $\theta_B \sim v_i^{-1} \sim \epsilon_i^{-1/2}$.



Obrázek 2.13: Schéma (a,b) a srovnání výsledků (c,d) se simulacemi (e,f) měření azimutálního magnetického pole v plazmové bublině vzniklé interakcí laseru s terčem [70]

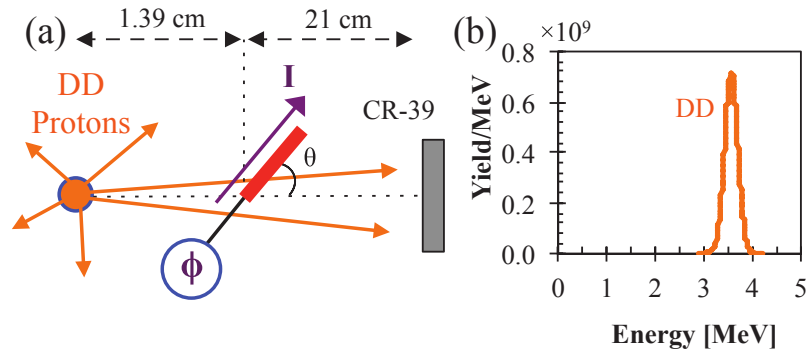
2.4 Experimentální použití protonové deflektometrie v magnetických pinčích

Protonová (iontová) deflektometrie je ve fyzice Z-pinčového plazmatu novou diagnostickou metodou. Experimentálně byla vyzkoušena pouze na dvou pracovištích.

Úplně první experimentální měření elektrického a magnetického pole Z-pinče pomocí protonů bylo provedeno v laboratoři Laboratory for Laser Energetics (LLE) na zařízení OMEGA Laser Facility v Rochestru ve státě New York. Druhým zařízením, kde byly provedeny experimenty za použití protonové deflektometrie, bylo zařízení Zebra v Nevada Terawatt Facility (NTF) v Renu ve státě Nevada.

2.4.1 Mapování elektrického a magnetického pole v laserem generovaném Z-pinči

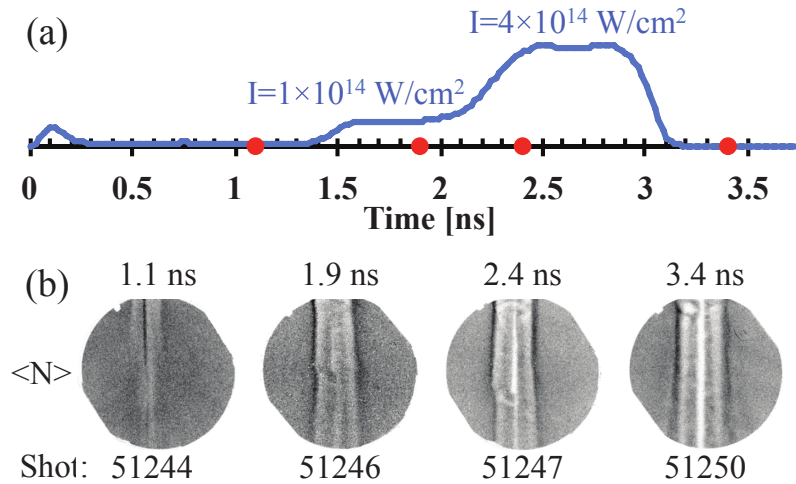
První použití protonové deflektometrie pro studium magnetického pole Z-pinče bylo provedeno v roce 2012 na laserovém zařízení OMEGA v Rochestru ve státě New York [59]. Schéma experimentu je na obr. 2.14. Tenkostěnná ($\sim 35 \mu\text{m}$) peletka naplněná směsí plynu deuteria D_2 a hélia-3 ^3He byla ozářena 20 svazky laseru. Vytvořil se tak izotropní a monoenergetický zdroj protonů o energii $\sim 3,5 \text{ MeV}$ z reakce D(d,p)T . Nárůst energie o $\sim 500 \text{ keV}$ vůči energii, kterou protony získávají přímo fúzní reakcí, byl způsoben teplotou plazmatu ($T_e \sim 500 \text{ eV}$) během produkce protonů. Protože lasery měly energii $\sim \text{kJ}$ a delší pulz, nebylo možné využít TNSA mechanismu. Protony z druhé reakce $^3\text{He(d,p)}\alpha$ byly odstíněny. Na jeden konec tenkého bórového vlákna o průměru $\sim 140 \mu\text{m}$ dopadal laserový svazek o intenzitě $I \sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Drátek byl vůči laserovému svazku sklopen v úhlu $\theta = 39,4^\circ$. Laser v terči působil na elektrony a vytlačil je z terče (drátku). Vytvořil tak kladný potenciál φ a terč se nabil s hustotou náboje λ , který vyvolal radiální elektrické pole E . V reakci na unikající elektrony z terče (vlákna) začal téci v řídkém, korónovém plazmatu okolo drátku zpětný proud I a vznikla tak uzavřená oblast magnetického pole B [59].



Obrázek 2.14: Schéma experimentu a energetické spektrum protonů [59]

Na obr. 2.15 vidíme časový profil intenzity laseru, který ozařoval bórový drátek.

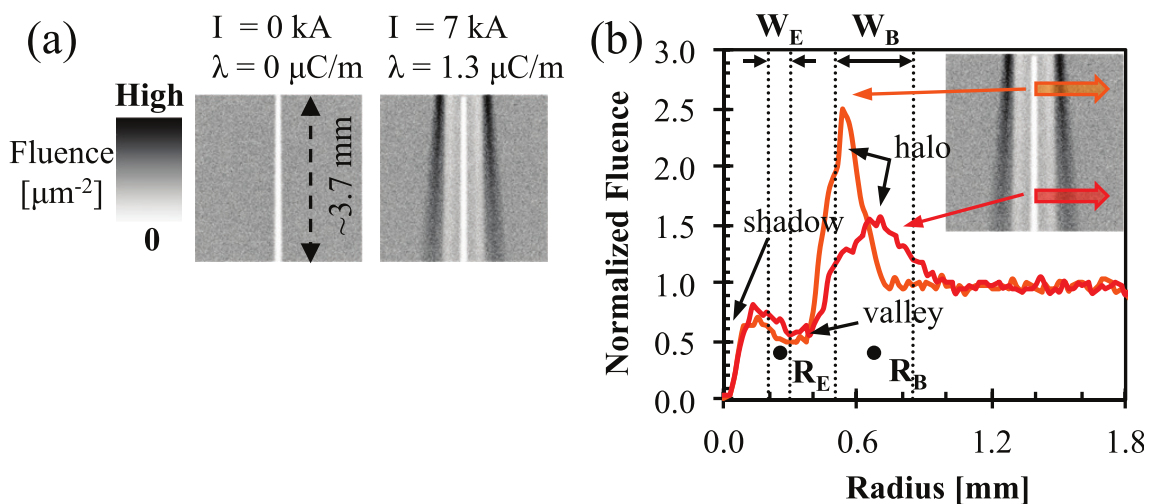
Tmavá barva značí vysokou hustotu dopadajících protonů. Pečlivým časováním laseru, který generoval rychlé protony, a laseru, který dopadal na bórové vlákno, bylo možné proskenovat vzniklý Z-pinč protony v různých časech jeho vývoje. Ty jsou vyznačeny na časové ose červenými body. Odpovídající signály detektoru CR-39 jsou též na obr. 2.15. Na prvním snímku (v čase 1.1 ns) je uprostřed, tj. v oblasti za Z-pinčem, oblast vysoké hustoty protonů (tmavá barva), která vznikla díky tomu, že v této době se vlákno teprve začalo tavit a kóronové plazma, kterým zpětný proud protékal, se nacházelo těsně povrchu vlákna. Magnetické pole, nacházející se na malém poloměru stejně jako proud, deflektovalo (fokusovalo) protonový svazek přesně za vlákno. V pozdější době se řídké plazma rozšířilo, proud (a magnetické pole) se proto nacházel na větším poloměru a uprostřed snímku vidíme jen stín vytvořený drátkem, kterým protony nepronikly. Signály z CR-39 nám poskytují několik důležitých informací. Vidíme šikmé struktury, které vytvořilo haló protonů deflektovaných magnetickým polem, neboť protonový svazek měl nenulovou divergenci. Protony se složkou rychlosti ve směru proudu byly tak fokusovány (dle schématu na obr. 2.8) a horní část výsledného signálu se zúžila, naopak protony se složkou rychlosti proti směru proudu byly defokusovány (dle schématu 2.9) a dolní část výsledného signálu se rozšířila. Uprostřed, v okolí stínu z vlákna, vidíme další oblast zvýšené hustoty dopadajících protonů, která je způsobena radiálním elektrickým polem E , které protony deflektovalo směrem od vlákna.



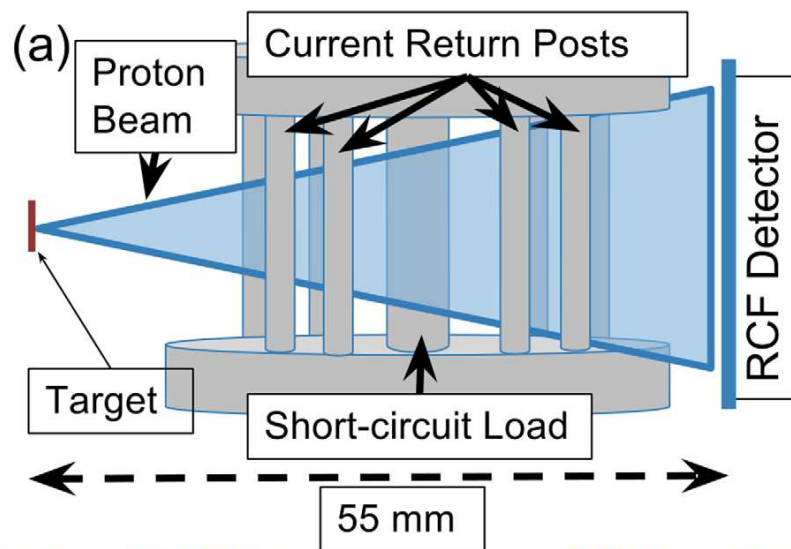
Obrázek 2.15: (a) časový profil intenzity laserového svazku ozařující vlákno s vyznačenými časy, ve kterých byl Z-pinč proskenován protony, (b) hustota protonu N deflektovaných protonů zaznamenaná detektorem CR-39. [59]

Pro určení hodnot nábojové hustoty λ a proudu I byly použity numerické simulace experimentu pomocí programu GEANT4. Viz obr. 2.16. Simulace Z-pinče (bórového

vlákna) byla reprodukována dvěma koaxiálními oblastmi: elektrického pole $\vec{E}$ se šířkou $W_E = 100 \mu\text{m}$ na poloměru $R_E = 250 \mu\text{m}$ a magnetického $\vec{B}$ se šířkou $W_B = 350 \mu\text{m}$ na poloměru $R_B = 675 \mu\text{m}$. Hustota náboje byla stanovena na hodnotu $\lambda = 1,3 \mu\text{C}/\text{m}$ a protékající proud $I = 7 \text{ kA}$. Bez elektrického a magnetického pole je na simulaci vidět pouze stín vzniklý vláknem. Druhý simulovaný obrázek odpovídá získanému signálu z detektoru CR-39. Lze vidět šikmé struktury vzniklé deflexí magnetickým polem a slabě můžeme pozorovat i tmavší oblast vytvořenou elektrickým polem.



Obrázek 2.16: (a) simulace signálu CR-39, (b) histogram hustoty protonů ve dvou oblastech signálu [59]



Obrázek 2.17: Geometrie experimentu s zkratovým vodičem [61]

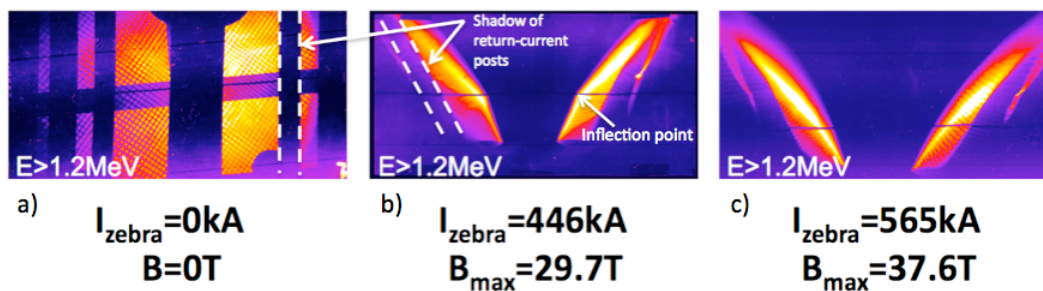
2.4.2 Skenování magnetického pole v Z-pinči realizovaném na zařízení NTF

Další použití protonové deflektometrie k měření magnetického pole Z-pinče bylo provedeno v roce 2013 pomocí zařízení Zebra v Nevada Terawatt Facility (NTF) v Renu ve státě Nevada. Z důvodu testování možností protonové deflektometrie pro skenování azimutálního magnetického pole byl proveden experiment bez plazmatu. Azimutální magnetické pole podobné poli Z-pinče vytvořil centrální vodič umístěný ve středu aparatury, který zkratoval katodu a anodu. [61, 3]. Experimentální uspořádání je vyobrazeno na obr. 2.17

Na okrajích elektrody ve vzdálenosti 20 mm od osy centrálního vodiče byly umístěny zpětné vodiče o průměru 3 mm, které uzavíraly elektrický okruh a tím vymezovaly oblast magnetického pole. Ve vzdálenosti 30 mm od osy centrálního vodiče byl umístěn terč v podobě titanové fólie o tloušťce 2 μm , která byla ozařována laserovým svazkem. Laser Leopard byl schopen vytvořit svazek fotonů o energii $12,5 \pm 2,5$ J, délce pulzu ~ 350 fs a byl fokusován do průměru $\sim 7,5$ μm . Na povrchu terče tak měl svazek intenzitu $I > 10^{19}$ W/cm². Potřebný kontrast byl 10^{-7} [3]. Tyto parametry umožnily pomocí urychlovacího mechanismu TNSA generaci svazku rychlých protonů o maximální energii ~ 10 MeV s širokým energetickým spektrem. Ve vzdálenosti 1 – 2 mm od terče se nacházela měděná mřížka. Ve vzdálenosti 55 mm od terče, a tedy 25 mm od osy centrálního vodiče, se nacházel detektor v podobě balíčku radiochromických filtrů (RCF), které byly vůči dalším druhům záření stíněny hliníkovou fólií o tloušťce 16 μm . Přímo před detektorem byl umístěn referenční měděný drátek o průměru 400 μm . [3]

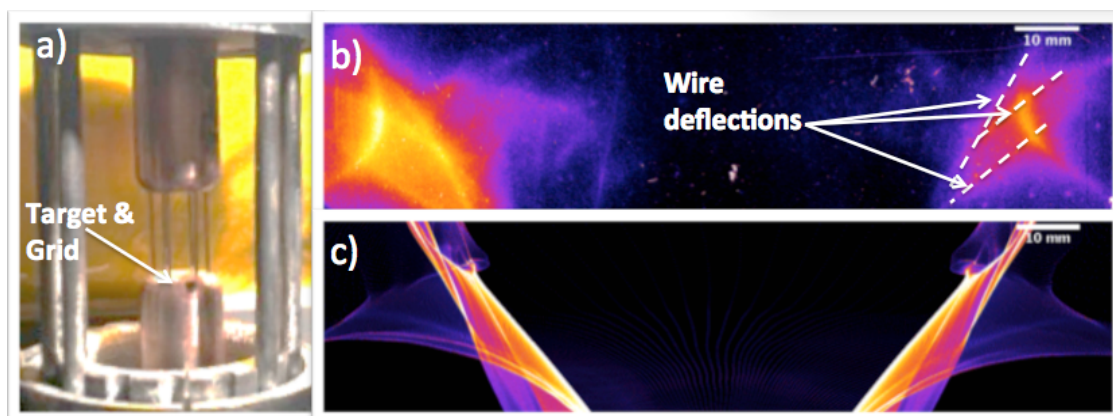
Výsledky experimentu jsou zobrazeny na obr 2.18. Při nulovém proudu a magnetickém poli nedochází k deflexi protonů ($E > 1,2$ MeV) a na snímku vidíme pouze stín centrálního vodiče, zpětných vodičů, mřížky a drátku. Pokud však byl proud nenulový, magnetické pole protony deflektovalo a obraz deformovalo. Protony se složkou rychlosti ve směru proudu magnetické pole fokusovalo, a tedy signál na detektoru zúžilo, a protony se složkou rychlosti proti směru proudu defokusovalo, a tedy obraz rozšířilo. Vznikly tak 2 šikmé struktury, které se ukazují být typické při použití deflektometrie ve směru kolmém na směr proudu (radiálně k Z-pinči). Magnetické pole zde bylo změřeno klasickou metodou pomocí B-dot sond. Výsledky byly ve velmi dobré shodě se simulacemi [3].

Byla provedena i první aplikace protonové deflektometrie Z-pinče ve formě válcového



Obrázek 2.18: Výsledky experimentu se zkratovým vodičem [3]

pole drátků. Šestice nerezových drátků o průměru $500 \mu\text{m}$ a výškou $\sim 10 \text{ mm}$ byla umístěna na průměru 8 mm . Drátky neměly za úkol implodovat, ale pouze vytvářet magnetické pole [3]. Schéma, výsledky a simulace experimentu jsou zobrazeny na obr. 2.19. Lze vidět znovu 2 šikmé struktury. Simulace deflektogramu už však vzhledem ke komplikovanější struktuře tak dokonale nesouhlasí s experimentem a v dnešní době se na nich pracuje. Důležité však je, že signál rámcově odpovídá představě, kterou o magnetickém poli Z-pinče máme.

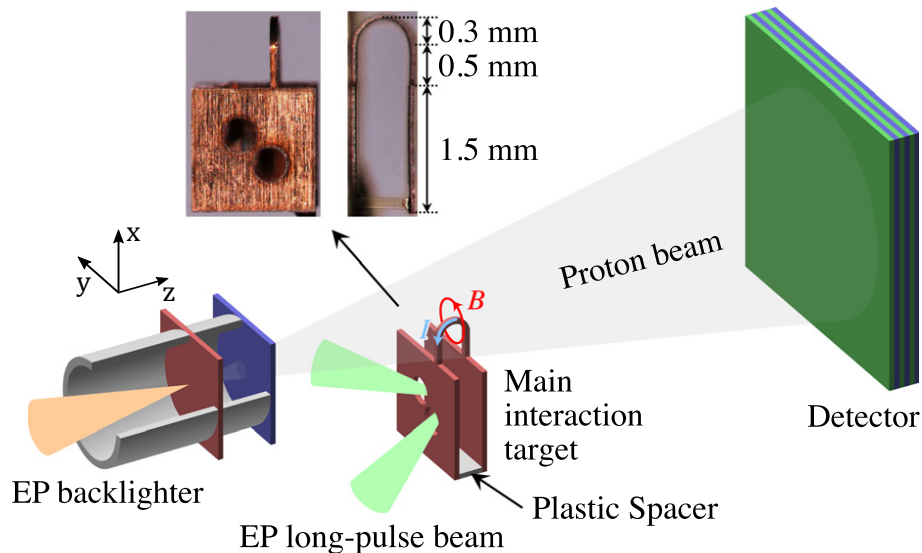


Obrázek 2.19: Snímek aparatury, výsledky a simulace experimentu s válcovým polem drátků [3]

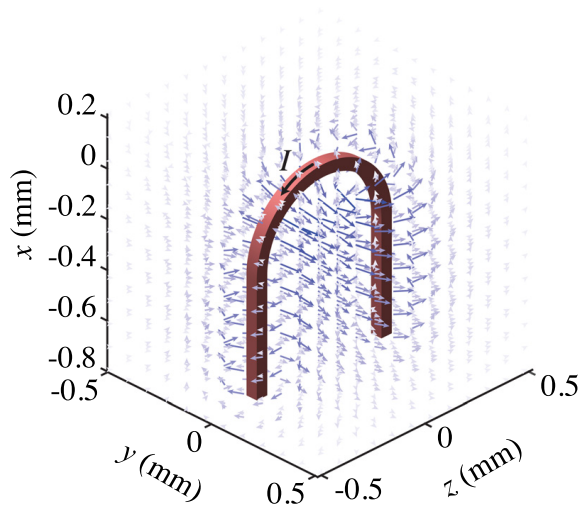
2.4.3 Protonová radiografie magnetických polí vytvořených proudem ve smyčce

V roce 2015 na univerzitě v Rochesteru se uskutečnily experimenty pomocí laserového systému OMEGA, které měly zkoumat magnetické pole vytvořené laserem generovaným proudem ve smyčce mezi dvěma fóliemi [18]. Schéma experimentu je na obr. 2.20. Dvě měděné fólie o tloušťce $50 \mu\text{m}$ byly spojeny smyčkou ve tvaru

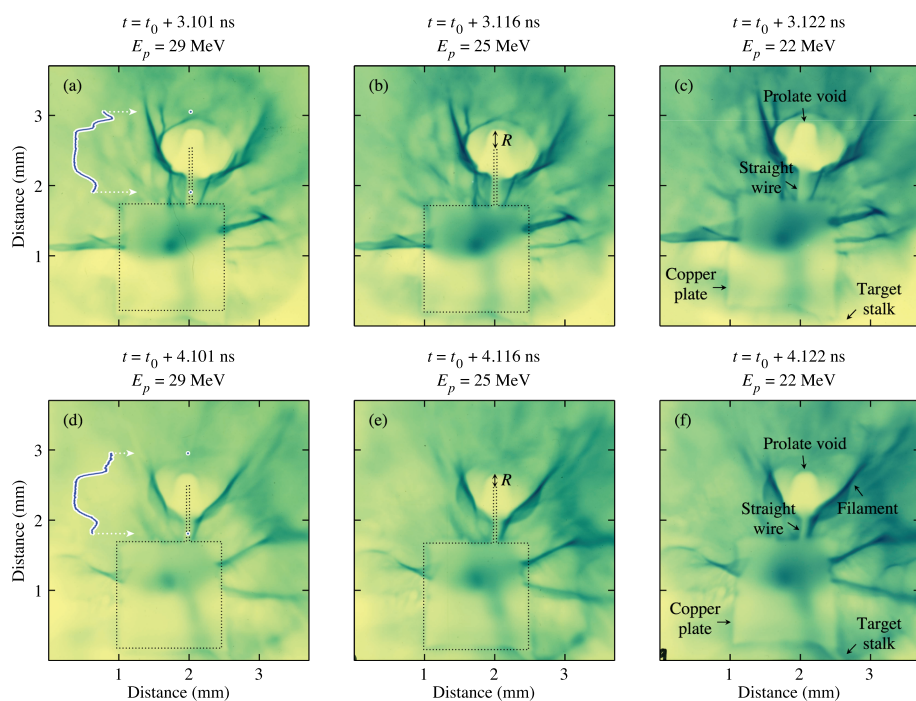
převráceného písmene U. Přední fólie měla v sobě 2 otvory s průměrem $300\ \mu\text{m}$. Skrz tyto otvory ozařovaly zadní fólii pod úhlem 23° dva dlouhopulzní ($\sim 1\ \text{ns}$) laserové svazky s intenzitou ($\sim 3 \times 10^{16}\ \text{W}/\text{cm}^2$). Dopadající laserové svazky zahřály elektrony na teplotu v řádech desítek keV a ty tak měly dost energie opustit fólii, kde tak zůstal kladný potenciál vůči druhé, přední fólii. Vznikl tak elektrický proud, který začal protékat smyčkou spojující fólie a který vytvořil magnetické pole znázorněné na obr. 2.21. Vzniklé magnetické pole bylo skenováno rychlými protony, jež měly energie až 55 MeV a které byly vytvořeny interakcí krátkopulzního (1 ps) laseru s intenzitou $1.5 \times 10^{19}\ \text{W}/\text{cm}^2$ a nakonec dopadaly na detektor v podobě radiochromického filmu. Z rozdělení magnetického pole na obr. 2.21 je jasné, že díky tvaru smyčky do písmene U protéká proud nejdříve ve směru osy y , tedy kolmo na směr protonů, poté se otáčí ve opačném směru osy z , tedy proti směru protonů, a nakonec teče v opačném směru osy y . Protony letící v kladném směru osy z jsou tedy nejdříve deflektovány stejně jako v experimentu na obr. 2.18 (tj. pro kolmý směr proudu na směr svazku) a poté jsou defokusovány stejně jako na obr. 2.13 (tj. pro směr proudu proti směru svazku). Tento předpoklad potvrdily signály na detektoru (obr. 2.22), kde vidíme jak šikmé struktury, ale je patrná i světlá kruhová oblast s nízkým počtem detekovaných protonů. Smyčka nebyla přesně uprostřed fólií, a tak je obrazek mírně sklopený. Zmíněný článek [18] se zabývá jen kruhovou oblastí, ze které byly odfokusovány protony. Podle našeho názoru je však patrný i efekt kolmého směru proudu.



Obrázek 2.20: Schéma experimentu [18]



Obrázek 2.21: Simulace rozdělení magnetického pole okolo smyčky [18]



Obrázek 2.22: Výsledky experimentu [18]

Kapitola 3

Protonová deflektometrie jako diagnostický nástroj

V druhé kapitole jsme ukázali k čemu se protonová (iontová) deflektometrie používá a v čem spočívá, nyní se více zaměříme na to, co je pro tuto diagnostickou metodu zapotřebí. Je nutný zdroj protonů (iontů), zkoumaný objekt s magnetickým polem, které protony deflektuje, a nakonec detektor, který částice zachytí a zaznamená.

Pro deflektometrii se využívají protony, protože jejich generace interakcí laserovým svazkem je oproti iontům s vyšším atomovým číslem Z jednodušší a efektivnější. V dnešní době se pro generaci protonů (mimo urychlovačů) využívá laser a to dvěma způsoby. První možností je interakce intenzivního ($I \sim 10^{18} - 10^{21} \text{ W/cm}^2$), krátkopulzního (100 fs - 1 ps) laseru s terčem ve formě tenké ($\sim \mu\text{m}$) fólie, přitom se protony urychlují různými mechanismy (např. TNSA, BOA, RPA). Druhou variantou jsou termojaderné reakce, kdy laser o intenzitě $I \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ozařuje pelet, naplněný plynnou směsí deuteria a tritia či hélia-3.

Urychlené protony prochází magnetickým polem, které deflektuje jejich trajektorie pomocí Lorentzovy síly, a jsou nakonec zaznamenány detektorem. Pro detekci rychlých protonů se hojně využívá radiochromických filmů (RCF), které měří dávku dopadajících protonů, a pevnolátkových stopových detektorů (CR-39), pomocí kterých získáváme informaci o energii a hustotě dopadajících protonů.

3.1 Metody generace rychlých 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 jen 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 az po desítky MA v závislosti na zařízení. Velikost odpovídajícího magnetického pole při poloměru Z-pinče v řádech mm 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 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 vytvořit především pomocí laserového plazmatu. V dalším textu popíšeme 3 nejužívanější mechanismy, kterým se rychlé protonové svazky pomocí laseru generují, a také fúzní reakce D^3He a DD .

3.1.1 Target normal sheath acceleration (TNSA)

Target normal sheath acceleration (TNSA) mechanismus poprvé popsal Wilks v roce 2001 [90]. Velmi intenzivní femto- až piko-sekundový laserový svazek o intenzitě $I_L \sim 10^{18} - 10^{21}$ W/cm² je fokusován na povrch tenké většinou kovové fólie (terč) o tloušťce 5 – 50 μ m [77, 73]. Hlavnímu krátkému a vysoce intenzivnímu laserovému pulzu v praxi předchází delší a méně intenzivní pulz, tzv. *pedestal*. Poměr intenzit pedestalu a hlavního pulzu se nazývá *kontrast* a pohybuje se typicky v intervalu $10^{-4} - 10^{-7}$. Prepulz povrch terče ionizuje a vytvoří husté plazma (*preplazma*), které se tepelnou expanzí rozšiřuje do vakua proti směru laseru. Hlavní laserový svazek interaguje s preplazmatem na přední (ozařované) straně terče a urychluje elektrony až na relativistické rychlosti (s energií $\sim$ MeV). Pro intenzity krátkopulzního laseru nad $I_L \sim 10^{15}$ W/cm² mají na ohřev elektronů dominantní vliv efekty

- „rezonanční absorpce“ [16, 20, 42], kdy při šikmém dopadu p-polarizovaná elmg. vlna laseru vybudí v plazmatu plazmovou vlnu, která urychlí elektrony.
- tzv. „*vakuové ohřívání*“ (neboli *Brunelův ohřev*) [10, 19], kdy při šikmém do-

padu p-polarizované vlny na plazma s prudkým gradientem hustoty jsou elektrony oscilujícím elektrickým polem vlny vytaženy z plazmatu a urychleny zpět do něj. Vytváří tak nadteplnou 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, *relativistický $\vec{j} \times \vec{B}$ ohřev*, což je jev podobný Brunelovu ohřevu, avšak s tím rozdílem, že laserový paprsek dopadá kolmo na terč a elektrony neurychluje elektrické pole, ale magnetická část hustoty Lorentzovy síly, $\vec{j} \times \vec{B}$, která osciluje s dvojnásobnou frekvencí laseru $\omega = 2\omega_L$. Díky tomu mohou být elektrony urychleny dvakrát během jedné periody laseru. [20, 32, 77].

Urychlený svazek relativistických elektronů s vysokou divergencí $\sim 30^\circ$ a kritickou hustotou $10^{20} - 10^{21}$ cm⁻³ a téměř Maxwelllovským rozdělením rychlostí se nemůže šířit terčem (ozařovanou fólií), dokud nevznikne zpětný proud, který tok rychlých elektronů kompenzuje. Tento zpětný proud je tvořen chladnými (nerelativistickými, tepelnými) elektrony. Protože je jejich hustota vysoká, srovnatelná s hustotou fólie, stačí ke kompenzaci nízká teplota elektronů [66]. Střední volná dráha rychlých elektronů je nižší než tloušťka terče. Elektrony tak projdou celým terčem a dostanou se na neozařovanou stranu fólie, kde dochází k separaci náboje. Vytváří se silné podélné elektrické pole v řádu TV/m, kolmé na terč. Vzniklé elektrické pole zabráňuje většině rychlých elektronů utéci dál od fólie a zároveň urychluje ionty na zadní (neozařované) straně terče. Díky poměru náboje a hmotnosti Q_i/m_i se z iontů nejefektivněji 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 mohou být efektivně urychleny tehdy, pokud ozařování fólie laserem trvá dostatečnou dobu nebo pokud jsou lehké protony ze zadní strany fólie nějakým způsobem odstraněny (zahříváním, čištěním). Protonový svazek je vysoce laminární a má nízkou emitanci. Divergence svazku je přibližně stejná jako by protony vznikly z bodového zdroje nacházejícího se několik μm před ozařovanou stranou fólie. Díky těmto vlastnostem je protonový svazek vhodný jako diagnostický nástroj. [67, 33, 32, 77, 73]

Kromě snad nejužívanější metody urychlování pomocí TNSA, existují i další metody, které je možné využít pro urychlení iontů, resp. protonů. Popíšeme si zde pouze dvě

z nich.

Laserový paprsek musí mít pro oba níže uvedené mechanismy vyšší kontrast (poměr mezi prepulzem (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 může být 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.

3.1.2 Breakout afterburner (BOA)

V roce 2006 objevil Fuchs [27] 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. [91] 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 $E_{acc} \sim \sqrt{n_h T_h}$ [27]. 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 prepulzem pertubován, což zhoršuje akceleraci iontů.

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 [91]. 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

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}}, \quad (3.1)$$

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* 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. Po krátké chvíli ($\Delta t < 28$ fs) [?] 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 $\sim 50m_e c$ [91]. Velký rozdíl mezi driftovou rychlostí iontů a horkých elektronů způsobuje relativistickou Bunemanovu nestabilitu, jejíž fázová rychlost rezonuje s ionty, a tak je dále ohřívá. 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 pološířkou $\sim 15\%$ střední energie). Poté, co laser projde fólií i vrstvou, dochází k nelineární interakci laserové vlny s ionty, která může dále zvýšit jejich energii [2, 91].

3.1.3 Radiation pressure acceleration (RPA)

Dalším 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 (reflektovat) laser, který terči předává hybnost jako celku a chová se jako laserový píst (o radiačním tlaku $\sim 2I_L/c$) [57, 28], který terč urychluje se skoro monoenergetickým spektrem. Plazma se chová jako zrcadlo, které odráží laserový paprsek, jenž elektronům v plazmatu efektivně předává svou hybnost. 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). $\vec{J} \times \vec{B}$ ohřev elektronů je určen oscilací ponderomotorické síly [57].

Pro lineární polarizaci elektromagnetického záření je ponderomotorická síla daná vztahem [54]

$$\vec{F}_p = q(\vec{v}_{osc} \times \vec{B}) = \left(-\frac{q^2}{2m_e\omega^2} \frac{d}{dx} E_0^2 \right) \sin^2(\omega t), \quad (3.2)$$

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 $\vec{B}_0 = -\frac{1}{\omega} \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial x}$. 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:

$$\vec{F}_p = \left(-\frac{q^2}{2m\omega^2} \frac{d}{dx} E_0^2 \right) (\sin^2(\omega t) + \cos^2(\omega t)) = -\frac{q^2}{2m\omega^2} \frac{d}{dx} E_0^2 \quad (3.3)$$

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. Vzniká silné podélné elektrostatické pole, které se je snaží vrátit zpět. Po krátké době nastává rovnováha mezi podélným elektrostatickým polem a ponderomotorickou silou daná vztahem [34, 57, 67]

$$\frac{1}{2}\varepsilon_0 E_{es}^2 = \frac{1+R}{c} I_L, \quad (3.4)$$

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 [34]

$$l = \sqrt{\frac{4I_L \varepsilon_0}{cn_{e0}^2 e^2}}, \quad (3.5)$$

kde n_{e0} je hustota elektronů a ε_0 je permitivita vakua.

Elektrostatické pole, které má maximum na hranici mezi oblastmi bez elektronů a stlačeným elektronovým oblakem (obr. 3.1), začne rychle urychlovat ionty. Ty ionty,

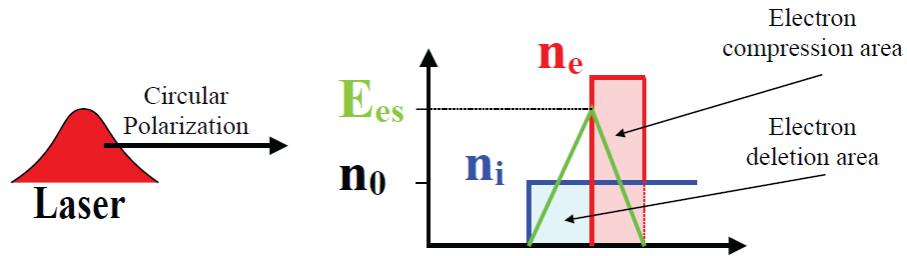
kteřé se nacházely na začátku v oblasti stlačeného elektronového mraku, dorazí díky klesajícímu elektrickému poli na konec této oblasti ve stejnou dobu. Ty ionty, které se nacházely v oblasti bez elektronů, nikdy ty ze stlačené oblasti nedostihnou, protože cítí zesilující se elektrické pole až k hranici 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 [28, 34, 57]. Nakonec jsou všechny ionty urychleny na rychlost v_i danou rovností elektrostatického a dynamického tlaku

$$v_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 E_{es}^2}{\rho}}, \quad (3.6)$$

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 jednolitý 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 [34, 28]

$$v_f = \frac{(1 + R)\xi_{pol}\tau_L I_L}{c\rho d}, \quad (3.7)$$

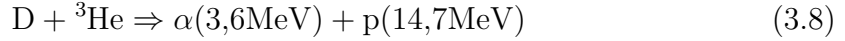
kde ξ_{pol} udává polarizaci: $\xi_{pol} = 1$ pro lineární polarizaci (LP), $\xi_{pol} = 2$ pro kruhovou polarizaci (CP), τ_L doba laserového pulzu, I_L intenzita laserového pulzu, c rychlost světla, d šířka terče (fólie), ρ je hustota iontů. Závislost energie iontů na intenzitě laseru je $E \sim I_L^2$ [54].



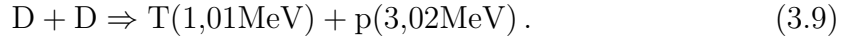
Obrázek 3.1: Schéma RPA mechanismu - oblasti bez elektronů a stlačený elektronový oblak [28]

3.1.4 Zdroj protonů z fúzních reakcí

Možným zdrojem generace protonů určených pro deflektometrii je také jaderná fúze, resp. jaderné reakce



a



V praxi se používá terč ve formě peletky s tenkou skleněnou (SiO_2) stěnou ($\sim 2\mu\text{m}$) [52], ve které se velmi málo absorbuje energie fúzních protonů. Peletka je naplněna plynem deuteria D_2 a helia-3 ${}^3\text{He}$, které jsou obvykle v poměru 1 molu deuteria D_2 na 2 moly helia-3 ${}^3\text{He}$. [52]. 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. Po stagnaci dojde k fúzním reakcím (3.8), resp. (3.9), 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 deflekcii a detekci jednoznačně určit velikost polí v pozorované oblasti Z-pinče. Coby detektory je výhodné použít CR-39 s filtry. Protony s energií 14,7 MeV deponují většinu energií 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 [60].

V další sekci si popíšeme detektory, které se při iontové deflektometrii používají. Jsou to radiochromické filmy a stopové detektory CR-39. Pro určení energie detekovaných částic jsme používali program SRIM, který mimojiné vypočítává ztrátu energie částic při průchodu detektorem pomocí Bethe-Blochovy formule.

3.2 Detektory

3.2.1 Bethe-Blochova formule

Nabitě i nenabitě částice ztrácejí při průchodu pevnou látkou (detektorem) kinetickou energii E_{kin} . Pro potřeby iontové (protonové) deflektometrie budeme uvažovat jen lehké nabitě ionty s energiemi v řádech MeV. Teorie předpokládá dva důležité předpoklady. Ionty svazku jsou plně ionizován a pohybují se rychleji než elektrony terče. Hmotnost elektronů m_e přitom považujeme za zanedbatelnou [93]. Částice

interaguje jen elektromagnetickými silami (ionizací a excitací) zejména s elektrony terče. Bylo totiž prokázáno, že poměr ztrát energie prolétávající částice s terčovými elektrony je větší než poměr s těžšími terčovými jádry o koeficient $m_2/m_e Z_2$, kde m_2 a Z_2 je rel. atomová hmotnost a náboj terčového atomu [5, 93]. Při energiích vyšších než 1 MeV/u ztratí nalétávající lehké ionty elektromagnetickou interakcí s terčovými jádry méně než 0,1% své energie, a tak uvažujeme jen ztráty energie iontu způsobené elektrony, které jsou vázané na jádra terče. [93].

Existovaly dva základní přístupy k určení ztrát energie nalétávající částice: Bohrov klasický přístup (1913), závislý na srážkovém parametru b s terčovým atomem, a Betheho kvantově-mechanický přístup (1930), závislý na přesunu hybnosti z iontu na terčové elektrony. Spojil je Bloch a dal tak vzniknout *Betheho-Blochově vzorci*. Částice s nábojem ez pohybující se rychlostí v skrz prostředí, které v jednotce objemu obsahuje N atomů s at. číslem Z , ztrácí podle Betheho-Blochova vzorce energii [5]

$$\begin{aligned} S = -\frac{dE_{kin}}{dx} &= \frac{2\pi e^4 N Z_2 z^2}{m_e v^2} \left(\log \frac{2m_e v^2 W_{max}}{\bar{I}^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)} - \frac{v^2}{c^2} \right) \\ &= \frac{2\pi e^4 N Z_2 z^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\log \frac{2m_e c^2 \beta^2 W_{max}}{\bar{I}^2 (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right), \end{aligned} \quad (3.10)$$

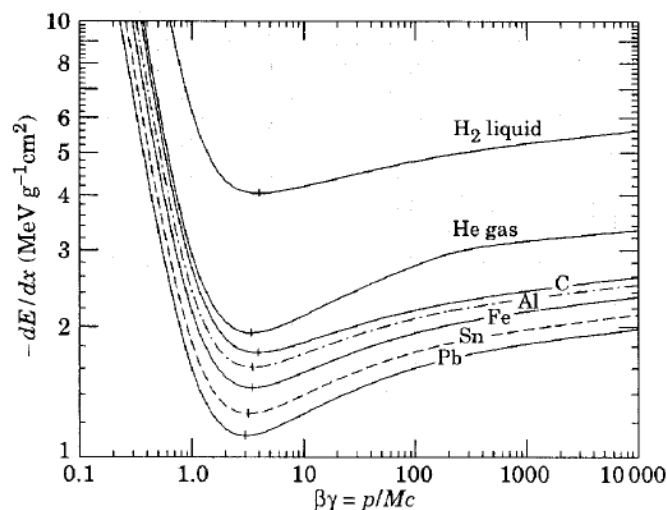
kde $\beta = \frac{v}{c}$, m_e je hmotnost elektronu, W_{max} maximální přenesená energie při jedné srážce, $\bar{I}$ je střední excitační energie jednoho atomu, a platí $N = \rho N_A / M_A$, kde ρ je hm. hustota terče, N_A Avogadrovo číslo, M_A atomová hmotnost. Obecný vzorec [93]

$$S = \text{konst.} \frac{Z_2}{\beta^2} z^2 [L_0(\beta) + zL_1(\beta) + z^2 L_2(\beta) + \dots], \quad (3.11)$$

obsahuje *Barkasovu korekci* L_1 , *Blochovu korekci* L_2 , a další.

Důsledky Bethe-Blochovy formule pro křivku ztrát energie $S = -\frac{dE}{dx}$ jsou [?]:

- nejdříve klesá jako $1/\beta^2$
- logaritmický růst pro vysoce relativistické částice
- silná závislost na náboji nalétávající částice z
- minimum v oblasti $\beta = 0,96$, která je pro prostředí s daným Z_2 zhruba stejná - viz obr. 3.2



Obrázek 3.2: Závislost hloubky průniku iontů do terče pro jednotlivé energie [22]

Nalétávající částice ztrácí v terči rychlost danou β . S klesající rychlostí však dochází k větší interakci s terčem, což urychluje brždění částice. Křivka ztrát energie částice $S = -\frac{dE}{dx}$ v závislosti na hloubce vniku do terče má v důsledku Bethe-Blochovy formule tvar Braggovského křivky (obr. 3.4). Nejvíce energie částice ztratí na konci své dráhy.

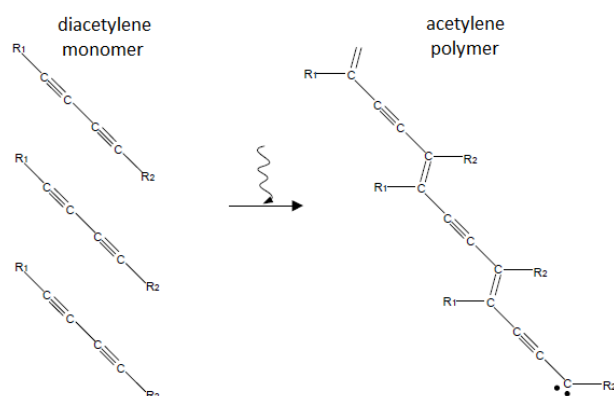
Program SRIM pomocí Bethe-Blochovy formule s korekcemi počítá hloubku vniku nalétávající částice do látky. Tohoto programu jsme využívali k určení minimální hodnoty energie, kterou jsou detektory CR-39 a RCF schopné detekovat a na kterou jsou zároveň nejcitlivější.

3.2.2 SRIM

SRIM je balíček programů vytvořený týmem prof. Jamese F. Zieglera [?] v roce 1983 a od té doby je neustále vylepšován. Je založen na Monte Carlo simulacích uvažujících pouze binární srážky. SRIM simuluje ztráty energie iontů v látce (Stopping and Range of Ions in Matter) pomocí Betheho-Blochovy formule s korekcemi. Můžeme tak získat informaci o tom, jak hluboko částice svazku projde, než se absorbuje. V programu lze sestavit celý detektor po jednotlivých vrstvách. Lze volit složení, velikost a hustota vrstev. Po zadání energie a druhu svazku, program SRIM spočítá vzdálenost ve které se částice zastaví. Vzhledem ke tvaru Braggovské křivky se nejvíce částic absorbuje právě v této vzdálenosti. Při známých hodnotách tloušťky a složení vrstvy detektoru jsme tak v kapitole 6 určovali minimální hodnotu energie, kterou je detektor schopný detekovat a na kterou je zároveň nejcitlivější.

3.2.3 Radiochromické filmy (RCF)

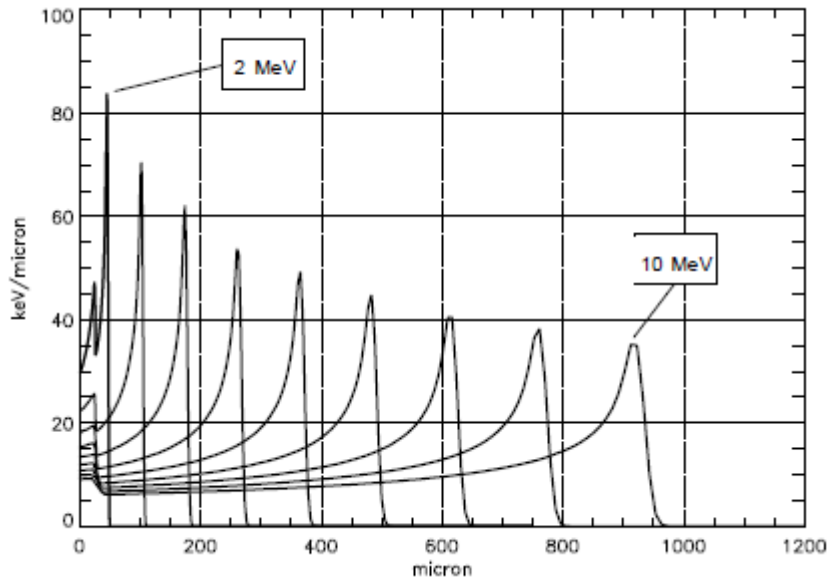
Radiochromický film (RCF) je dosimetr používaný hojně v lékařství a průmyslu, který objevil v roce 1984 Dr. David Lewis a byl poprvé použit pro zobrazování elektronových svazků. Je to čirý plastový film, který se skládá z jedné nebo více aktivních vrstev a polyesterového substrátu sloužící jako podklad. Aktivní vrstva obsahuje organický monomer ze skupiny diacetylenů, který po ozáření začne polymerizovat na polydiacetylen. Vzniklý polymer narozdíl od předchozího monomeru vykazuje značnou absorpci světla, a tak se ze skoro průhledného filmu se zabarví do tmavě modra [30, 31, 76]. Odstín barvy je závislý hustotě polymeru, která je přímo úměrná obdržené dávce záření.



Obrázek 3.3: Polymerace aktivního monomeru při ozáření [69]

RCF jsou citlivé na protony a další ionty, neutrony, elektrony až do dávky 10^5 Gy [77]. Protože jsou RCF také citlivé na světlo (UV, rentgenové záření, γ), je nutné při měření iontů použít stínění (filtry). 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, je charakterizována Braggovou křivkou (obr. 3.4), každá vrstva RCF je citlivá na částice s energií vyšší než určitá kritická energie E_c . Daná vrstva RCF tak zachycuje převážně jen ionty o určité energii (primární dávka). Detektor nám poskytuje proto nejen dobré prostorové rozlišení zachycených částic, ale také jejich spektrální rozlišení energií, což při radiografii díky různé délce hloubky vniku znamená časové rozlišení [31, 72, 76]. To však platí jen v laserovém plazmatu. Dynamika Z-pinčů ke pomalejší a záznamy na detektorech se nebudou tolik lišit.

Pro jejich vyhodnocení není potřeba žádného fyzikálního, chemického či tepelného zpracování. Po stabilizaci (~ 24 h), při které jsou filmy chráněny před UV světlem,



Obrázek 3.4: Závislost ztrát energie částic na hloubce průniku do terče pro jednotlivé energie protonů daná Braggovskou křivkou [76]

je možné detektory vyhodnotit [92, 56]. Měří se tzv. optická hustota (*optical density* (OD)) radiochromického filmu daná vztahem [14, 30]

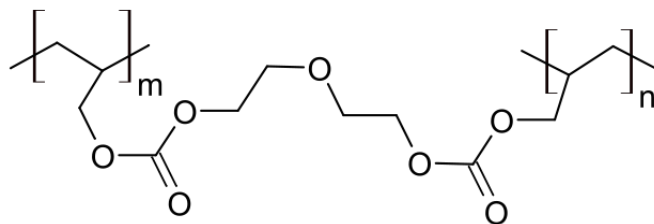
$$OD = \log_{10} \frac{I_0}{I},$$

kde I_0 a I jsou intenzity světla před a za detektorem. Často se používá rozdíl optických hustot před a po ozáření (*netOD*) [14]. Při počítačovém zpracovávání se používá upravená definice optické hustoty

$$OD = \log_{10} \frac{PV_{max}}{PV},$$

kde PV (*pixel value*), resp. PV_{max} určují počet, resp. maximální počet pixelů jednoho barevného kanálu.

Je několik druhů radiochromických filmů pro různé aplikace. EBT2 a jeho následník ETB3 se používají pro měření nízkých dávek (0,001 – 40 Gy) [77] s vysokou citlivostí, zatímco HD-810 a jeho následník HD-V2 se používají pro měření vysokých dávek (10 – 1000 Gy) [30]. HD-V2 obsahuje navíc žluté barvivo, které snižuje citlivost na světlo (UV).



Obrázek 3.5: Struktura CR-39 [89]

3.2.4 Detektory CR-39

Poly-allyl-diglycol-carbonate ($C_{12}H_{18}O_7$) [86], 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. 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 [11] 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. [12] Je vysoce citlivý na nabitě částice a neutrony (až 100% účinnost záchytu [81] pro protony $\sim 6 - 8$ MeV), ale naopak je imunní vůči elektronům [28], elektromagnetickým pulzům a rentgenovému záření [81], 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 vy-leptání na povrchu detektoru vzniknou, závisí na energii částice (otvory s menším poloměrem odpovídají větším energiím [81, 58]).

Jak nabitá částice proniká objemem detektoru CR-39, předává energii plastu pomocí Coulombova rozptylu s elektrony (viz Bethe-Blochova formule) a nechává za sebou cestičku poškozených polymerních řetězců a vzniklých volných radikálů [81, 58]. 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 neporušené plochy detektoru (*bulk*) v_B . Leptání většinou trvá v řádu hodin při teplotách $\sim 70^\circ\text{C} - 80^\circ\text{C}$ v roztoku NaOH či KOH. 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 ($\sim 7 - 8$ MeV) je prakticky nemožná [58]. 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 4

Tvorba vlastního kódu a jeho testování

Jedním z úkolů této diplomové práce bylo vytvořit program pro simulace trajektorií nabitých iontů (protonů) v magnetickém poli Z-pinče. Důvody pro vytvoření vlastního programu bylo několik. Dostupné kódy (např. GEANT) nebyly tak jednoduše modifikovatelné pro různé experimentální uspořádání Z-pinče. Simulace však nejsou tak složité, aby bylo potřeba použít komplikovanějších kódů. Vlastní program lze lépe kontrolovat a udržovat, je přehlednější. V neposlední řadě má tvorba vlastního kódu i edukativní prospěch.

Chtěli jsme vytvořit numerickou simulaci iontové (protonové) deflektometrie pro magnetické pole Z-pinče, přičemž jsme předpokládali, že na sebe nabité ionty ve svazku nepůsobí a neovlivňují magnetické pole Z-pinče. Dále jsme vzhledem k vysoké energii protonového svazku (~ 10 MeV) a předpokládané hustotě plazmatu $n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zanedbali srážky svazku s plazmatem. Rozhodli jsme se pro tvorbu kódu použít jazyk Python. Jako schéma pro výpočet trajektorie částic jsme zvolili Boris-Bunemanovu metodu, protože zachovává energii a je pro pohyb v magnetickém poli velmi vhodná. Abychom otestovali správnost a schopnosti našeho kódu, zrekonstruovali jsme simulace a experimenty, které byly vytvořeny jinými pracovišti a jejichž popis byl dobře popsán v literatuře.

4.1 Python pro vědecké výpočty za použití balíčků Numpy, Scipy a Numba

Python je dynamicky, silně typovaný objektově orientovaný jazyk. Narozdíl od kompilovaných jazyků 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. S využitím knihoven NumPy a SciPy je schopen Python vykonávat vědecké výpočty na porovnatelné úrovni s C/C++. Rychlostí výpočtů simulací Python (s NumPy) např. jazyk C nepřekoná, ale díky rychlé tvorbě a úpravě snadno čitelného a přehledného zdrojového kódu, se stává Python ve vědecké sféře stále více oblíbený. Poměr doby vývoje kódu ku výpočetní době výsledných simulací je tedy extrémně dobrý. V relativně nové době vznikla možnost využití optimalizačního balíčku pro Python, kterým je Numba. Numba používá LLVM kompilér, podporuje výpočty pomocí procesoru (CPU), ale také grafické karty (GPU) a spolupracuje s Numpy poli, které tak může optimalizovat a zrychlit. Grafický balíček Matplotlib umožňuje snadnou tvorbu grafů, obrázků a schémat.

4.2 Boris-Bunemanovo schéma

Pro simulace pohybu a trajektorií nabitých částic v zmagnetizovaném plazmatu je Boris-Bunemanovo, ev. Borisovo, schéma fakticky standardem. Je to jednokroková 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. Je to schéma, které zachovává energii, resp. fázový objem, částic po velkém počtu časových kroků [85, 68].

V Boris-Bunemanově schématu je částice nejdříve urychlena o polovinu časového kroku $\Delta t/2$ elektrickým polem $\mathbf{E}$. Poté během celého časového kroku Δt dojde k rotaci magnetickým polem $\mathbf{B}$ o úhel θ . Nakonec dojde během poloviny časového kroku $\Delta t/2$ znovu k urychlení částice elektrickým polem $\mathbf{E}$.

V dalším textu si osvětlíme princip tohoto schématu. Pro přehlednost budeme vektory značit tučně.

Hybnou silou v elektromagnetickém poli je Lorentzova síla, proto vycházíme z rovnic

[87, 6, 68]

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (4.1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{q}{m} (\mathbf{E}_k + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_k), \quad (4.2)$$

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

$$\frac{\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k}{\Delta t} = \mathbf{v}_k + \frac{1}{2} \mathbf{v}_k, \quad (4.3)$$

$$\frac{\mathbf{v}_{k+1} - \mathbf{v}_k}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left[\mathbf{E}_k + \frac{(\mathbf{v}_{k+1} + \mathbf{v}_k) \times \mathbf{B}_k}{2} \right], \quad (4.4)$$

kde Δt je časový element, $\mathbf{x}_k \equiv \mathbf{x}(t_k)$, $\mathbf{v}_k \equiv \mathbf{v}(t_k - \Delta t/2)$, $t_k \equiv k\Delta t$, $\mathbf{E}_k \equiv \mathbf{E}(\mathbf{x}_k)$, $\mathbf{B}_k \equiv \mathbf{B}(\mathbf{x}_k)$ [68]. Boris si všiml, že elektrické pole lze z rovnice (4.4) vyloučit definováním rychlostí $\mathbf{v}^-$ a $\mathbf{v}^+$ [55, 87, 85, 68]

$$\mathbf{v}^- \equiv \mathbf{v}_k + \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{E}_k \quad (4.5)$$

$$\mathbf{v}^+ \equiv \mathbf{v}_{k+1} - \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{E}_k. \quad (4.6)$$

Po dosazení obdržíme vzorec

$$\frac{\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left(\frac{\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-}{2} \times \mathbf{B}_k \right). \quad (4.7)$$

Protože v rovnici (4.7) už nevystupuje elektrické pole $\mathbf{E}_k$, jde pouze o rotaci v magnetickém pole $\mathbf{B}_k$ v rovině kolmé na $\mathbf{B}_k$. Přitom vektor $\mathbf{v}^-$ přejde $\mathbf{v}^+$. Úhel pootočení θ je dán cyklotronní frekvencí ω_c , a tak platí

$$\theta = \omega_c \Delta t = \frac{qB}{m} \Delta t. \quad (4.8)$$

Definujeme si pomocný vektor $\mathbf{t}$ odpovídající tangentu polovině úhlu pootočení

$$\mathbf{t} \equiv \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \mathbf{e}_B = \tan\left(\frac{\omega_c \Delta t}{2}\right) \mathbf{e}_B = \tan\left(\frac{qB}{m} \frac{\Delta t}{2}\right) \mathbf{e}_B, \quad (4.9)$$

kde $\mathbf{e}_B$ jednotkový vektor ve směru vektoru magnetického pole $\mathbf{B}_k$, které má velikost B . Pro malé úhly pootočení můžeme aproximovat

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \tan\left(\frac{\omega_c \Delta t}{2}\right) = \tan\left(\frac{qB}{m} \frac{\Delta t}{2}\right) \simeq \frac{qB}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (4.10)$$

Pro malé úhly ($\omega_c \Delta t < 0.35$) je chyba této aproximace menší než 1% [6]. Vektor $\mathbf{t}$ je pak roven

$$\mathbf{t} = \frac{q\Delta t}{2m} \mathbf{B}_k \quad (4.11)$$

Výpočet rotace se uskuteční ve dvou fázích. Nejprve vytvoříme vektor $\mathbf{v}'$ dle obr. 4.1, který vznikne z $\mathbf{v}^-$ rotací o úhel $\theta/2$. Vektor $\mathbf{v}'$ získáme součtem vektoru $\mathbf{v}^-$ s vektorem ozn. $\mathbf{w}$, který tvoří s $\mathbf{v}'$ a $\mathbf{v}^-$ pravouhlý trojúhelník a má proto velikost $|\mathbf{v}^-| \cdot \tan(\theta/2)$. Vektor $\mathbf{w}$ je kolmý na $\mathbf{v}^-$ a $\mathbf{t}$ (tj. kolmý na magnetické pole $\mathbf{B}_k$). Vektor $\mathbf{w}$ proto zkonstruujeme rotací

$$\mathbf{w} = \mathbf{v}^- \times \mathbf{t} \quad (4.12)$$

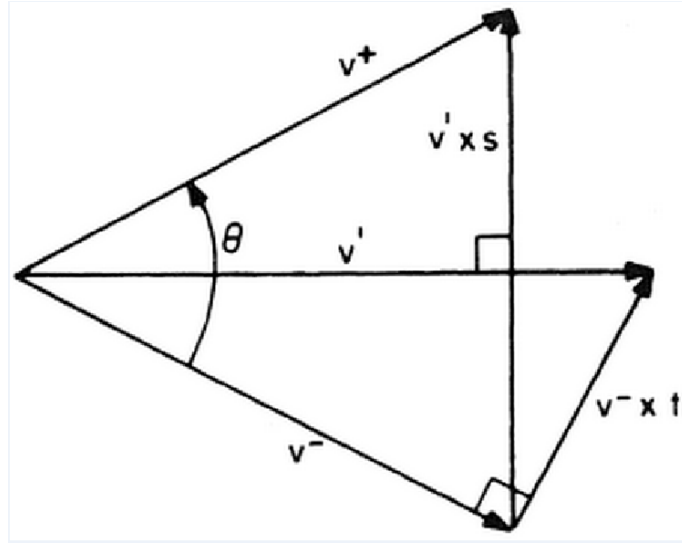
Pro vektor $\mathbf{v}'$ tedy platí

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}^- \times \mathbf{t}. \quad (4.13)$$

V druhém kroku využijeme vektorů $\mathbf{v}'$ a $\mathbf{t}$ k pootočení $\mathbf{v}^-$ o celý úhel θ . K vektoru $\mathbf{v}^-$ přičteme vektor ozn. $\mathbf{q}$, který je dán rotací $\mathbf{v}' \times \mathbf{s}$, kde $\mathbf{s}$ je vektor rovnoběžný s magnetickým polem $\mathbf{B}_k$ a jeho velikost je určena podmínkou $|\mathbf{v}^-|^2 = |\mathbf{v}^+|^2$ jako [6]

$$s \equiv \sin \theta = \frac{2t}{1 + \mathbf{t} \cdot \mathbf{t}} \quad (4.14)$$

a získáme tak konečně vektor $\mathbf{v}^+ = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}' \times \mathbf{s}$.



Obrázek 4.1: Rotace vektoru rychlosti $\mathbf{v}^-$ na $\mathbf{v}^+$. Vykreslené rychlosti jsou projekce celkových rychlostí do roviny kolmé na $\mathbf{B}_k$ [6]

Boris-Bunemanovo schéma je tedy dáno sadou rovnic

$$\mathbf{t} = \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{B}_k, \quad (4.15)$$

$$\mathbf{s} = \frac{2\mathbf{t}}{1 + \mathbf{t} \cdot \mathbf{t}} \quad (4.16)$$

$$\mathbf{v}^- = \mathbf{v}_k + \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{E}_k, \quad (4.17)$$

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}^- \times \mathbf{t} \quad (4.18)$$

$$\mathbf{v}^+ = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}' \times \mathbf{s} \quad (4.19)$$

$$\mathbf{v}_{k+1} = \mathbf{v}^+ + \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{E}_k \quad (4.20)$$

$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{x}_k + \mathbf{v}_{k+1} \Delta t. \quad (4.21)$$

Snadno lze toto schéma přepsat do relativistického tvaru [6, 45]

$$\gamma_k = 1/\sqrt{1 - \mathbf{v}_k^2/c^2} \quad (4.22)$$

$$\mathbf{t} = \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2\gamma_k} \mathbf{B}_k, \quad (4.23)$$

$$\mathbf{s} = \frac{2\mathbf{t}}{1 + \mathbf{t} \cdot \mathbf{t}} \quad (4.24)$$

$$\mathbf{u}_k = \gamma_k \mathbf{v}_k, \quad (4.25)$$

$$\mathbf{u}^- = \mathbf{u}_k + \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{E}_k, \quad (4.26)$$

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u}^- + \mathbf{u}^- \times \mathbf{t} \quad (4.27)$$

$$\mathbf{u}^+ = \mathbf{u}^- + \mathbf{u}' \times \mathbf{s} \quad (4.28)$$

$$\mathbf{u}_{k+1} = \mathbf{u}^+ + \frac{q}{m} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{E}_k \quad (4.29)$$

$$\mathbf{v}_{k+1} = \frac{\mathbf{u}_{k+1}}{\sqrt{1 + \mathbf{u}_{k+1}^2/c^2}}, \quad (4.30)$$

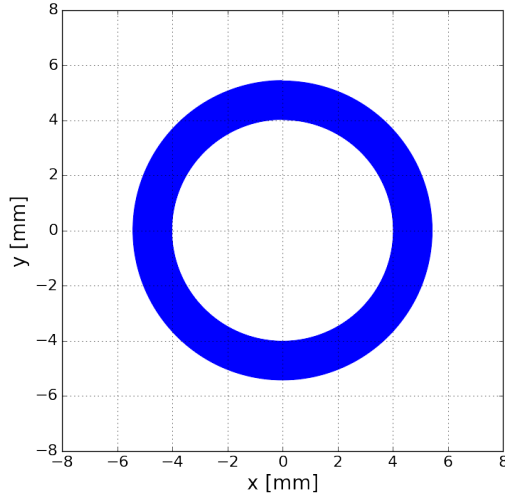
$$\mathbf{x}_{k+1} = \mathbf{x}_k + \mathbf{v}_{k+1} \Delta t. \quad (4.31)$$

4.3 Porovnání BB a RK4

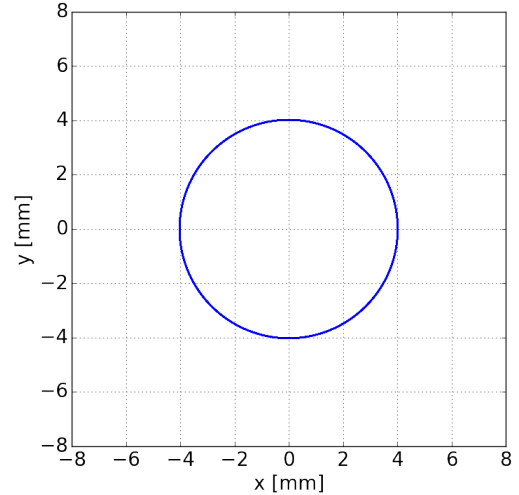
Při tvorbě kódu jsme se snažili ověřit, které schéma bude pro náš nejvhodnější. Implementovali jsme tedy dvě schémata: 1) Runge-Kuttu 4. řádu (RK4), která je pro řešení diferenciálních rovnic prvního řádu velmi používaná a 2) Boris-Bunemanovo schéma (BB), které podle předpokladů z minulého odstavce je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

časových kroků.

Do našeho kódu jsme tedy implementovali homogenní magnetické pole $B_z = 60$ T ve směru osy z a nechali protony s energií 2.77 MeV oběhnout 100 Larmorových oběhů. Larmorův poloměr byl $r_L = 4$ mm. V první simulaci jsme implementovali metodu Runge-Kutta podle schématu uvedeného v [45]. Při druhé simulaci jsme použili Boris-Bunemanovo schéma, odvozené v minulé podkapitole. Délka jednoho časového kroku měla hodnotu $1/1000$ cyklotronní periody. Výsledky jsou zobrazeny na obr. 4.2 a obr. 4.3. 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. Velikost rychlosti nabitě částice se při pohybu v magnetickém poli nemění, a proto zachování energie částice podél její trajektorie, je důležitým požadavkem. Zvolili jsme tedy relativistické Boris-Bunemanovo schéma.



Obrázek 4.2: Simulace 100 oběhů protonů Larmorovy rotace pomocí schématu RK4. Správná hodnota Larmorova poloměru je $r_L = 4$ mm.



Obrázek 4.3: Simulace 100 oběhů protonů Larmorovy rotace pomocí Boris-Bunemanova schématu. Správná hodnota Larmorova poloměru je $r_L = 4$ mm.

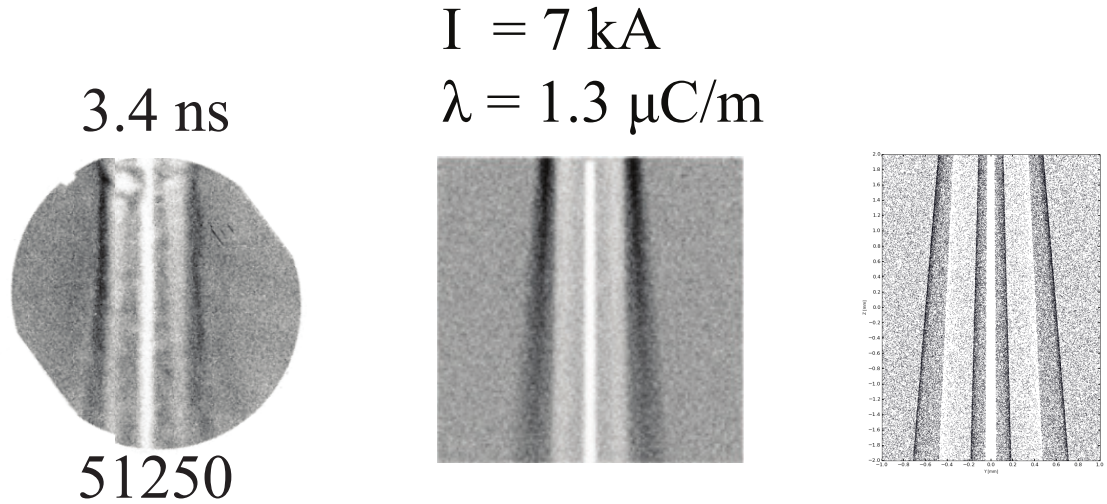
4.4 Porovnání simulací s výsledky jiných pracovišť

Abychom ověřili správnost námi vytvořeného programu, zrekonstruovali jsme experimenty a simulace, které byly provedeny na dvou zařízeních OMEGA a Sandia National Laboratories (SNL).

4.4.1 Mapování elektrického a magnetického pole pomocí 3,5 MeV protonů

V dalším kroku jsme reprodukovali experimenty a simulace vytvořené na zařízení OMEGA, které byly podrobně popsány v oddílu 2.4.2. Schéma je na obr. ???. Laser při těchto experimentech ozařuje bórové vlákno, který se elektricky nabije s nábojovou hustotou $\lambda = 1,3 \mu\text{C}/\text{m}$, začne jím probíhat elektrický proud $I = 7 \text{ kA}$ a stane se z něho Z-pinč, který je skenován protony vzniklými z D(d,p)T reakcí s energií $E = 3.5 \text{ MeV}$. [59].

Porovnání výsledků experimentu (v čase 3,4 ns) a simulací z článku [59] s našimi simulacemi je na obr. 4.4 vidíme, že naše simulace odpovídají signálu z CR-39 při experimentu a možná dokonce lépe vystihují tmavou oblast v blízkosti drátku, kterou vytvořilo radiální elektrické pole $\vec{E}$.



Obrázek 4.4: Porovnání výsledků experimentu (v čase 3,4 ns) se simulacemi z článku [59] a našich simulací

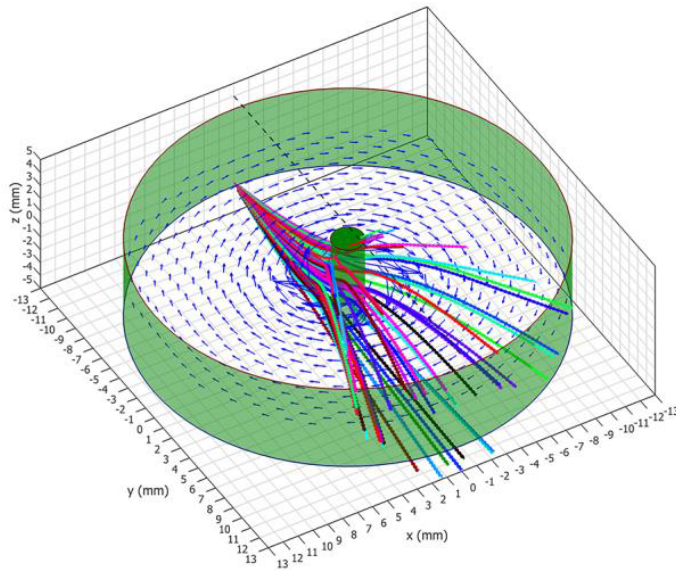
4.4.2 Experimenty v laboratořích SNL pomocí Z-petawatt laseru

Reprodukovali jsme simulace uskutečněné v laboratořích Sandia National Laboratories (SNL), které ukázaly, že pro průchod magnetickým polem $B = 300 - 4000$ T daným proudem $I = 20$ MA (při skin efektu), je třeba protony urychlit na vysoce relativistické rychlosti ($\sim$ GeV). Tak energetický zdroj protonů, který by byl pro protonovou deflektometrii vhodný a dokázal mapovat nejsilnější magnetická pole (blízko osy pinče), však v dnešní době není dostupný, a protonová deflektometrie se v tomto případě uvažuje jako diagnostika okrajových, řidších oblastech plazmatu Z-pinče se slabším mg. polem [78]. Přesto jsou tyto simulace pro testování našeho kódu důležité a užitečné.

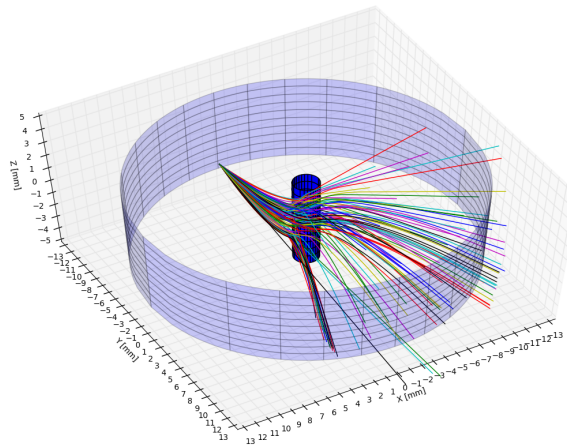
Laserem urychlený svazek protonů o energii 4.5 GeV a divergencí 30° vylétává z bodového zdroje o souřadnicích (0,-13,-2.7) mm do oblasti magnetického pole ve tvaru koaxiálního válce. Válcová oblast s výškou $h = 6$ mm o poloměru $r = 1$ mm ve středu odpovídá objemu z-pinče, po jehož povrchu protéká proud 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, které směřuje proti směru osy z a 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 ve vzdálenosti R od osy pinče tyče zpětného proudu, což odpovídá skutečné geometrii na zařízení v SNL [78]. Simulace také předpovídá záznam na detektoru CR-39, který je umístěn ve vzdálenosti $y = 20$ mm, tedy 33 mm od zdroje protonů.

Výše uvedené parametry jsme použili jako vstup do našich simulací a výsledky porovnali. Jejich výsledky simulací jsou na obr. 4.5 a 4.7. Naše jsou na obr. ?? a ??. Na obr. ?? a ?? Je vidět, že svazek je v prostoru pod zkoumanou oblastí $z < -3$ mm magnetickým polem neovlivněn. V oblasti mezi $z = -3$ mm a $z = 3$ mm je vidět šikmé struktury, které vznikly z protonů, které byly deflektovány magnetickým polem. Zajímavým detailem v těchto simulacích jsou křivky, jež připomínají interferenci. Tyto útvary měnily hustotu v závislosti na časovém kroku a jsme přesvědčeni, že navzdory tomu, že stejné obrazce jsou i v simulacích z SNL, jde o numerickou chybu způsobenou skokem velikosti magnetického pole na hranici Z-pinče při skin efektu. Je zde tedy nekonečný gradient mag. pole, což odpovídá nekonečně tenké

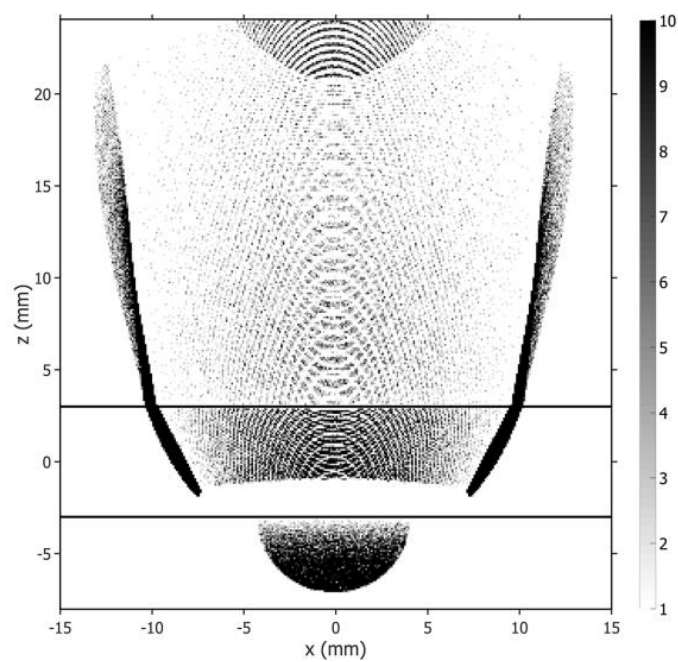
vrstvě na povrchu Z-pinče, kterou teče proud. V dalších simulacích jsme na hranici Z-pinče vytvořili tenkou, konečnou proudovou vrstvu o šířce $\sim 0,1$ mm, kterou protéká proud s konstantní proudovou hustotou a vzniká tam velký avšak konečný gradient. „Interferenční“ obrazce se poté v našich výsledcích již neobjevovaly a přitom výsledky simulací zůstaly zachovány.



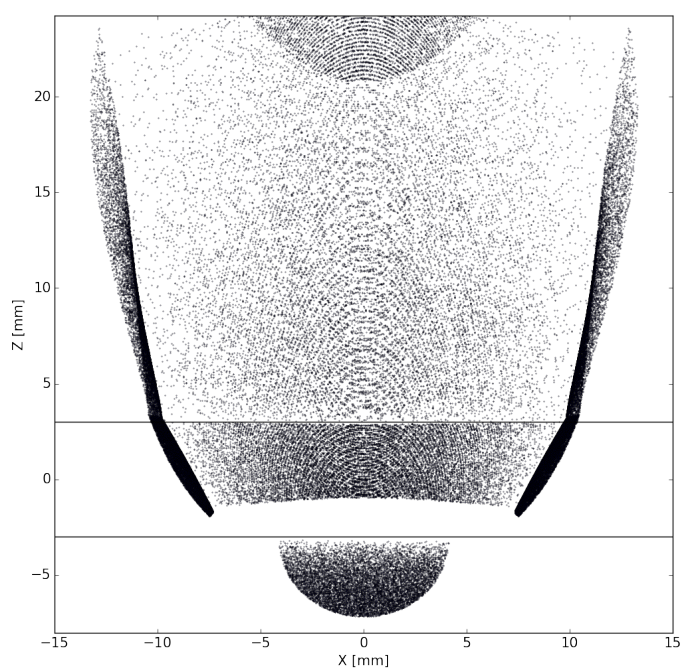
Obrázek 4.5: Simulace experimentu [78]



Obrázek 4.6: Naše simulace experimentu



Obrázek 4.7: Simulace záznamu na detektoru [78]



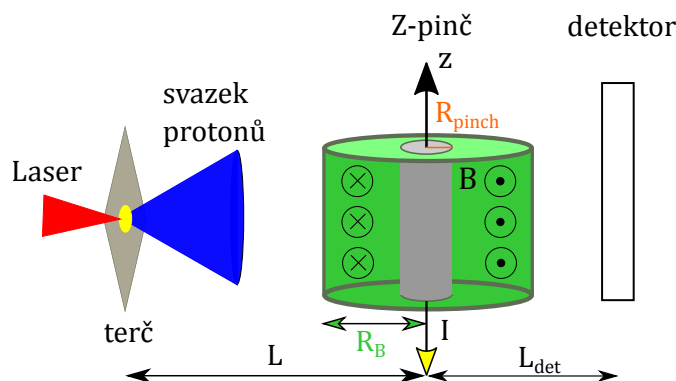
Obrázek 4.8: Naše simulace experimentu

Kapitola 5

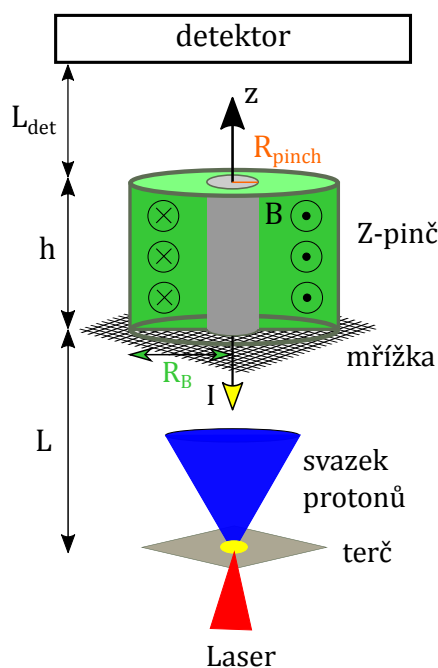
Možnosti využití protonové deflektometrie pro mapování magnetického pole Z-pinče

Protonová deflektometrie je v diagnostice Z-pinčového plazmatu relativně novou disciplínou. Je potřeba vytvořit alespoň jednoduché předpovědi výsledků, které touto metodou lze získat, a také odhady předpokladů, za kterých by bylo možné této metody využít. Z tohoto důvodu jsme vytvořili kód, který ukazuje výhody a nevýhody protonové deflektometrie. Geometrii experimentů v simulacích jsme zvolili shodnou s geometrií zařízení ZEBRA v NTF, které je svými parametry pro Z-pinče typické ($I \sim \text{MA}$, $U \sim \text{MV}$). Proud protéká proti směru osy z . Magnetické pole bylo axiálně omezené elektrodami, kdy katoda ležela ve výšce $h = 0$ mm a anoda v $h = 25$ mm. Radiálně byla oblast magnetického pole omezena válcem Z-pinče s poloměrem $R_{\text{pinch}} = 5$ mm a zpětnými vodiči na okrajích elektrod ve vzdálenosti $R_B = 20$ mm od osy Z-pinče. Zkoumali jsme vždy dva základní profily proudové hustoty uvedené v odstavci 1.1.4. V prvním případě proud protékal tenkou vrstvou na povrchu Z-pinče (skin-efekt). V druhém případě byla proudová hustota uvnitř Z-pinče konstantní.

Simulovali jsme také 2 konfigurace směru protonového svazku vůči ose Z-pinče. V prvním případě směr protonového svazku byl kolmý osu Z-pinče, a protony tedy nalétávaly na Z-pinč radiálně (obr. 5.1). V druhém případě protonový svazek letěl podél Z-pinče (obr. 5.2).



Obrázek 5.1: Schéma radiální protonové deflektometrie



Obrázek 5.2: Schéma axiální protonové deflektometrie

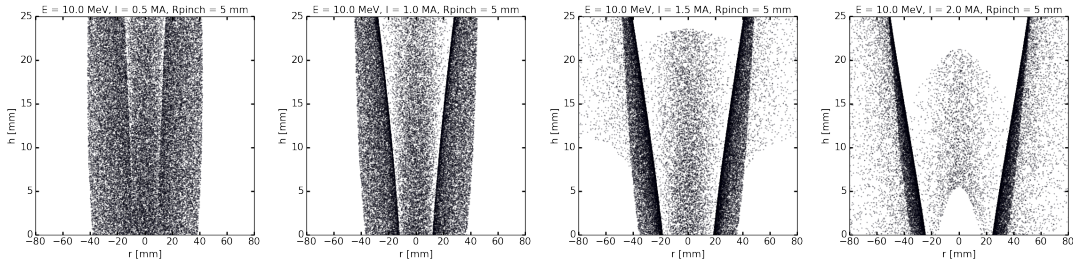
5.1 Skenování magnetického pole Z-pinče radiálně

Nejdříve jsme simulovali případ experimentálního uspořádání, kdy protonový svazek směřoval kolmo na osu pinče, a tedy dopadal na Z-pinč ze strany (obr. 5.1). Proud protékal proti směru osy z . Výsledky našeho programu jsou simulacemi signálů na detektoru umístěném ve vzdálenosti $L_{det} = 25$ mm od osy pinče. Provedli jsme několik sérií simulací, při kterých jsme měnili vždy jen jeden parametr a ostatní byly dány. Zkoumali jsme tak závislost výsledného signálu na energii protonů svazku E_p , velikosti a orientaci proudu v pinči I , na poloze zdroje protonů L , divergenci svazku ϑ , (a tedy i azimutálního magnetického pole B_φ) a profil proudové hustoty v pinči.

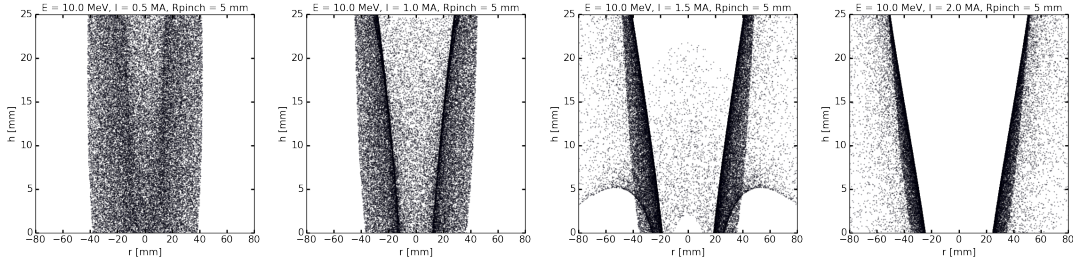
Při dané vzdálenosti od osy pinče $L = -30$ mm, divergenci zdroje $\vartheta \sim 40^\circ$ a dané velikosti pinče $r_{pinch} = 5$ mm má na výsledný signál dominantní vliv velikost a profil proudu I a kinetická energie svazku E_p .

5.1.1 Vliv proudu I a energie svazku E_p

Na obr. 5.3 vidíme, jak se liší výsledný signál pro různé velikosti proudu I , jehož hustota je uvnitř Z-pinče nulová (*skin efekt*). Obdobné signály pro konstantní hustotu proudu j_z uvnitř Z-pinče jsou na obr. 5.4. Energie protonů byla $E_p = 10$ MeV.



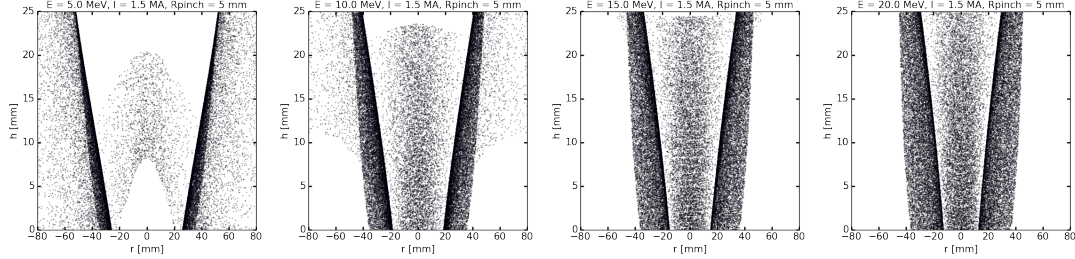
Obrázek 5.3: Simulace skenování mag. pole ze strany při skin-efektu a proudech $I = 0.5, 1, 1.5$ a 2 MA. (Energie protonů $E_p = 10$ MeV, poloměr Z-pinče $r_{pinch} = 5$ mm)



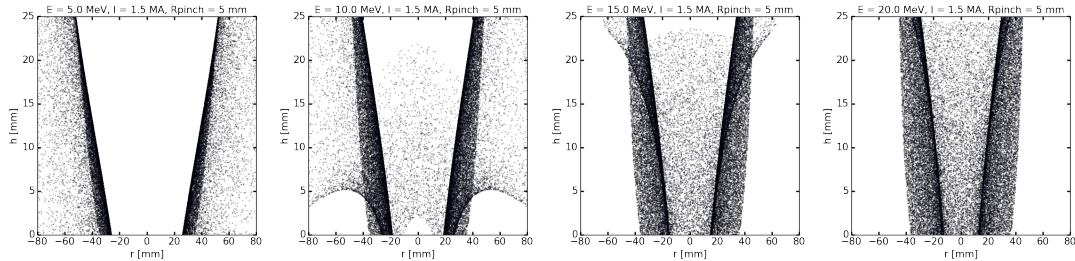
Obrázek 5.4: Skenování mag. pole ze strany při konstantní hustotě proudu j_z a proudech $I = 0.5, 1, 1.5$ a 2 MA. (Energie protonů $E_p = 10$ MeV, poloměr Z-pinče $r_{pinch} = 5$ mm)

Lze vidět, že větší magnetické pole (proud) způsobuje větší deflexi protonů. Při porovnání signálu obou profilů, vidíme, že šikmé struktury jsou totožné, neboť jsou vytvářeny magnetickým polem vně Z-pinče. Při nenulovém proudu uvnitř pinče dochází k deflexi i protonů, které pronikly do objemu Z-pinče a signály se tím liší. Důležitým poznatkem je to, že při nízkých energiích svazku je rozdíl mezi oběma profily proudu minimální.

Na obr. 5.5 a 5.6 jsou ilustrovány signály pro různé energie svazku protonů E_p . Čím energetičtější protony jsou, tím je méně ovlivňuje magnetické pole. Znovu vidíme, že na některých signálech lze profily rozlišit a při některých nikoliv.



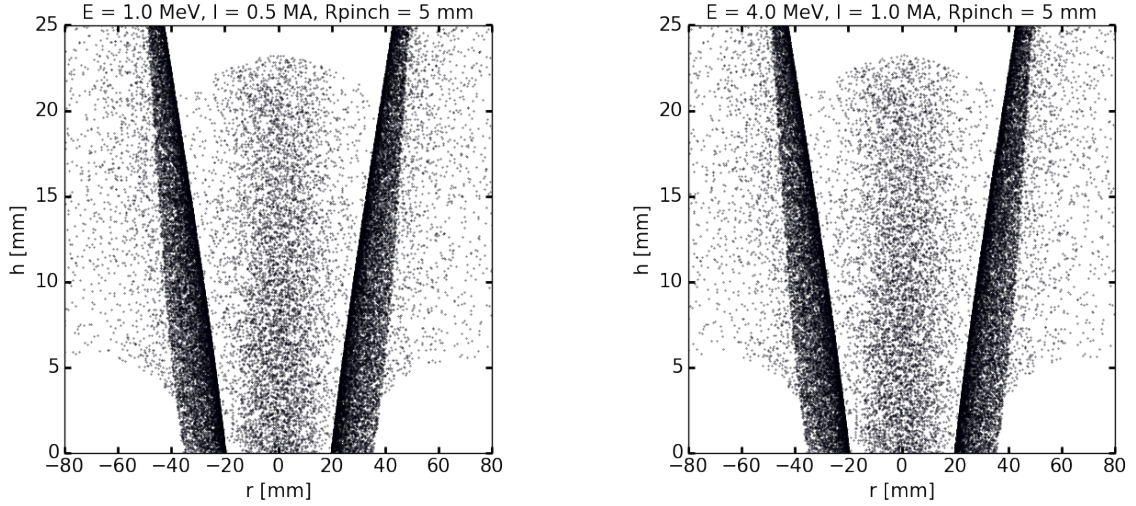
Obrázek 5.5: Simulace skenování mag. pole ze strany při skin-efektu a při energiích svazku $E_p = 5, 10, 15, 20$ MeV. (Proud $I = 1.5$ MA, poloměr Z-pinče $r_{pinch} = 5$ mm)



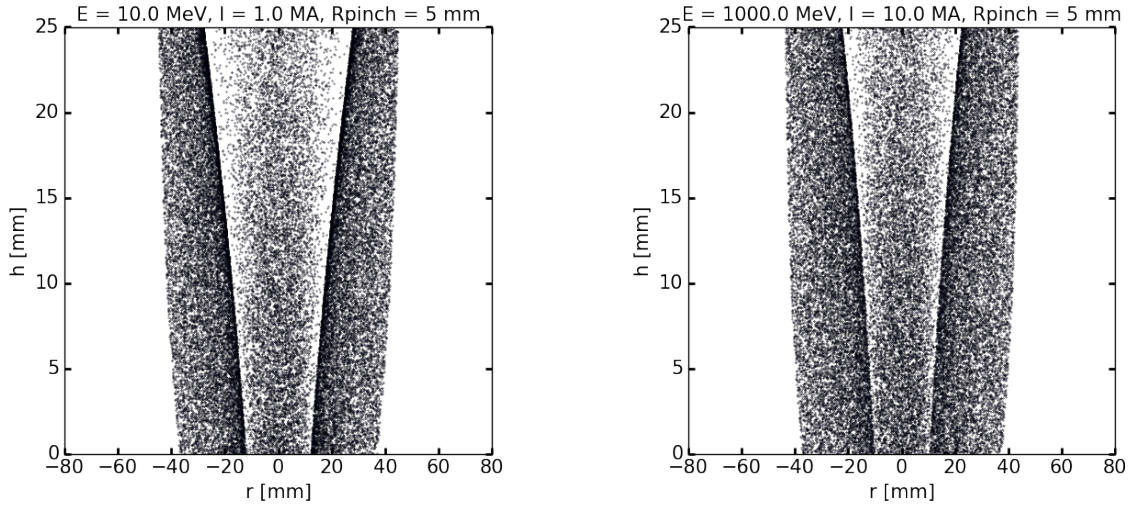
Obrázek 5.6: Simulace skenování mag. pole ze strany při konstantní hustotě proudu j_z a při energiích svazku $E_p = 5, 10, 15, 20$ MeV. (Proud $I = 1.5$ MA, poloměr Z-pinče $r_{pinch} = 5$ mm)

Vysoká energie svazku E_p zeslabuje vliv proudu I (a tedy i magnetického pole B_φ). Vychází tedy otázka, při jakém jejich poměru se signál nebude lišit. Odpověď tkví v podstatě deflexe protonů magnetickým polem, která byla daná rovnicí (2.6). Tímto poměrem tedy je $\frac{I}{\sqrt{E_p}} \sim \frac{I}{|v_p|}$. Pokud je tedy proud I zvýšen na dvojnásobek, stejný signál dostaneme při zvýšení energie svazku E_p na čtyřnásobek, jak ilustruje srovnání signálů na obr. 5.7. To je velmi výhodné, neboť zkoumáním slabšího magnetického pole za použití méně energetických protonů lze teoreticky odhadnout výsledek měření při silnějších magnetických polích za použití energetičtějšího svazku protonů, který může být obtížné vytvořit. K určitému rozdílu mezi signály dochází, pokud magnetické pole je tak vysoké, že odpovídající energie protonů je již silně relativistická. Viz obr. 5.8 Na druhou stranu při příliš nízkých energiích mohou mít vliv srážky svazku s plazmatem, které jsme ve všech našich simulacích zanedbávali.

Dále jsme studovali, jak proud I a energie protonů E_p ovlivňuje hloubku vniku protonů do magnetického pole Z-pinče.



Obrázek 5.7: Porovnání signálů při stejném poměru proudu a energie $\frac{I}{\sqrt{E_p}}$ pro kombinaci $I = 0.5$ MA, $E_p = 1$ MeV a poté $I = 1$ MA, $E_p = 4$ MeV



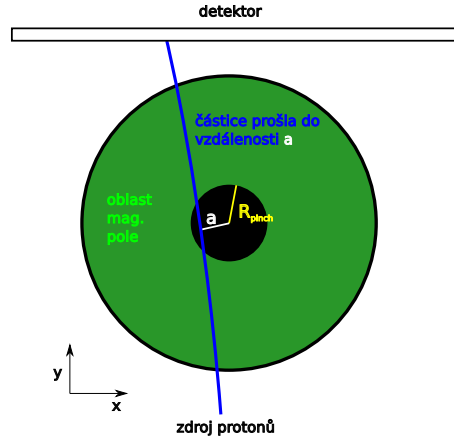
Obrázek 5.8: Porovnání signálů při stejném poměru proudu a energie $\frac{I}{\sqrt{E_p}}$ pro kombinaci $I = 1$ MA, $E_p = 10$ MeV a poté $I = 10$ MA, $E_p = 1000$ MeV

5.1.2 Měření hloubky vniku protonů do Z-pinče

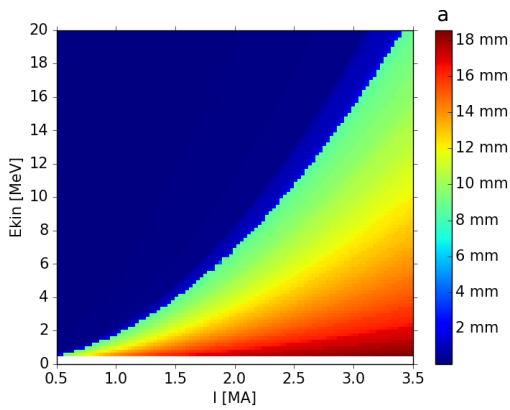
Jak jsme již zmínili, šikmé struktury, které lze vidět na signálech při skenování magnetického pole ze strany, jsou vytvářeny hlavně protony, které nepronikly do objemu Z-pinče. Zajímali jsme se tedy o hloubku, resp. vzdálenost a od osy pinče, do níž při daných parametrech mohou proniknout protony, které jsou nakonec detekovány. Měnili jsme pouze velikost proudu I protékající pinčem na poloměru $r_{pinch} = 5$ mm a energii protonů ve svazku E_p při divergenci $\vartheta = 30^\circ$. Ostatní parametry zůstaly konstantní. Uvnitř Z-pinče proud neprochází (skin efekt).

Obrázek 5.10 je tvořen výsledky 10 000 simulací, jejichž výstupem byla nejmenší dosažená vzdálenost a od osy charakterizující hloubku vniku protonů. Modrá barva zde označuje protony, které pronikly do Z-pinče, proletěly jím a byly detekovány. Můžeme pozorovat, že hranice energie protonů, kdy se protony dostaly do Z-pinče s rostoucím proudem I nelineárně roste. Obr. 5.10 tak dává předpovědi minimálních energií protonů, které je třeba pro skenování vnitřní struktury Z-pinče.

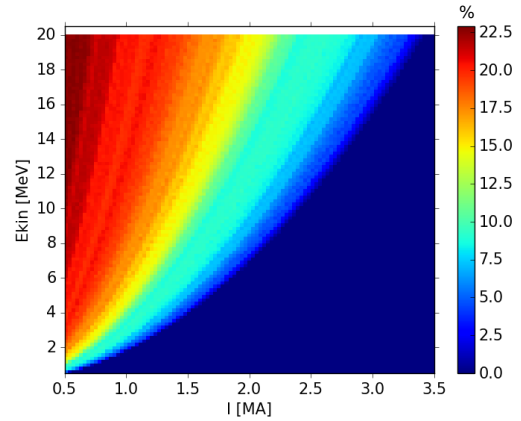
Další sérii simulací jsme zkoumali kolik procent protonů se za daných podmínek



Obrázek 5.9: Schéma měření hloubky vniku protonů do pinče. Zelenou barvou je oblast magnetického pole. Černou barvou je oblast Z-pinče.



Obrázek 5.10: Velikost nejmenší vzdálenosti a od osy pinče pro různé proudy I a energie E_p svazku při $r_{pinch} = 5$ mm a skin efektu



Obrázek 5.11: Procento protonů, které dosáhly vzdálenosti $a < \frac{3}{4} r_{pinch}$ od osy pinče při $r_{pinch} = 5$ mm a skin efektu

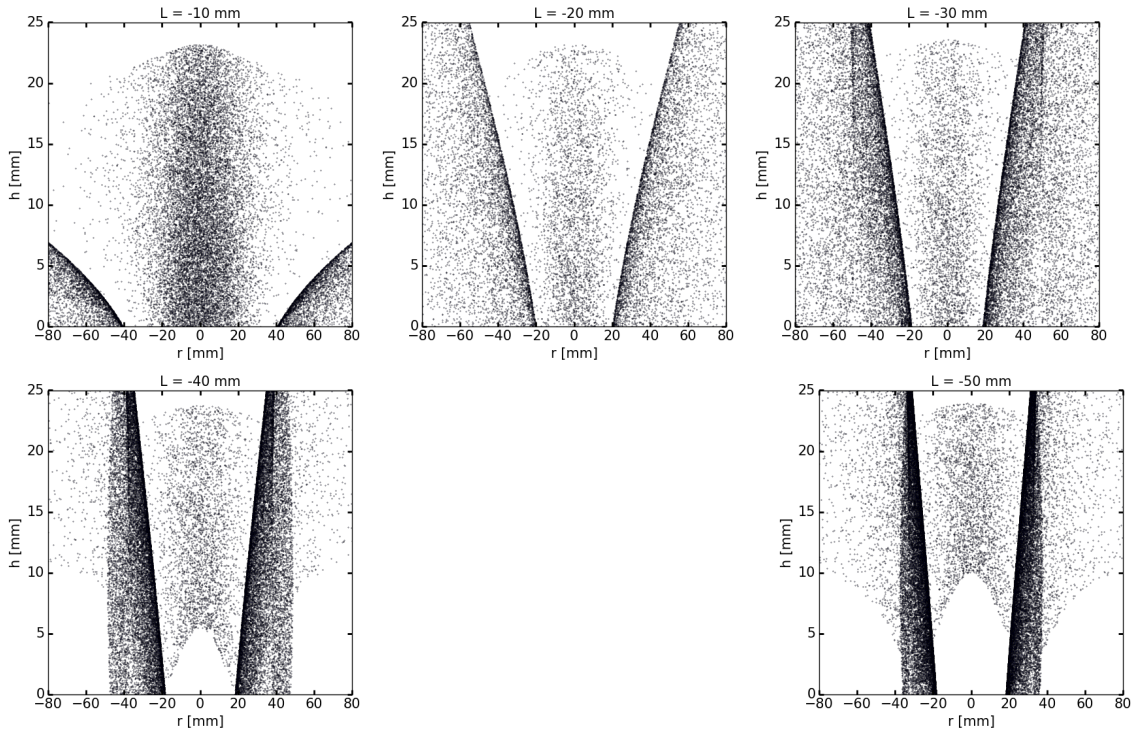
dokáže dostat do vzdálenosti od osy pinče $a < 75\% \cdot r_{pinch}$, jak ilustruje obr. 5.9. Tyto protony tak mohou poskytnout informaci o vnitřní struktuře magnetického pole uvnitř Z-pinče. Pro simulace jsme použili interval typických hodnot proudů v

Z-pinčových zařízení. Výsledek 10 000 simulací vidíme na obr. 5.11. I při nízkých proudech a vysokých energiích jen část protonů dokáže projít Z-pinčem a dorazit do detektoru. To je způsobeno magnetickým polem, které část protonů deflektovalo do elektrod nebo mimo oblast Z-pinče.

Simulovali jsme také vliv vzdálenosti L a divergence ϑ zdroje na výsledný signál.

5.1.3 Vliv polohy zdroje a divergence protonového svazku

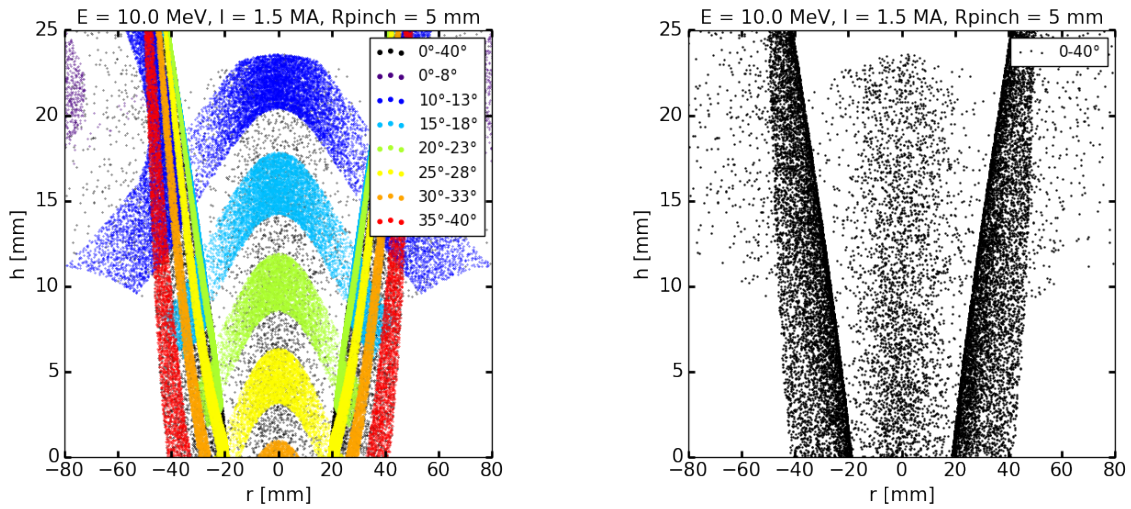
Podobu signálu také ovlivňuje poloha zdroje a divergence svazku. Předpokládejme, že proud protéká po ose Z-pinče shodnou s osou z a směr svazku je radiální k Z-pinči. Potom posunutí zdroje ve směru svazku blíže Z-pinči ovlivňuje výsledný signál na detektoru tím, že se do oblasti pinče dostávají protony s větší radiální složkou rychlosti, efektivně se tím zmenší divergence svazku a tím se zesílí axiální deflexe protonů.



Obrázek 5.12: Skenování mag. pole ze strany při skin efektu z vzdáleností zdroje L od osy pinče $L = -10, -20, -30, -40, -50$ mm. Energie protonů je $E_p = 10$ MeV a poloměr pinče je $r_{pinch} = 5$ mm

Pro zkoumání vlivu divergence protonového svazku jsme svazek rozdělili na jednotlivé slupky (vrstvy) podle divergence a rozlišili jsme je barvou. Viz obr. 5.13 a 5.14.

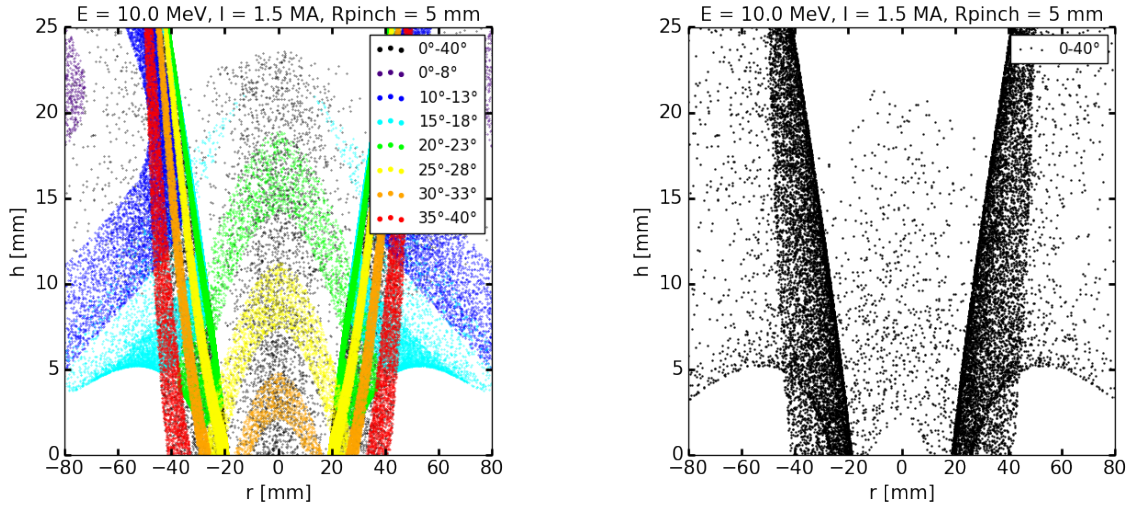
Pomocí slupek divergence zjistíme, jak se protony s danou divergencí ϑ podílejí na výsledném signálu. Z obrázků vidíme, že jednotlivé slupky svazku vytváří útvary ve tvaru písmene W, které jsou vůči sobě vertikálně posunuté. Při nenulové hustotě proudu v Z-pinči jsou vrstvy protonů procházející objemem pinče dále deflektovány axiálně ve směru osy z i radiálně od pinče. Na tvorbě šikmých struktur v signálu detektoru se podílí skoro všechny vrstvy svazku. Úhel, který svírají struktury, je pro určitý interval divergence praktický stejný. Lze dobře vidět, že vnitřní oblast signálu je na obr. 5.14 narozdíl od 5.13 vertikálně posunuta, neboť v případě obr. 5.14 je uvnitř Z-pinče přítomno magnetické pole.



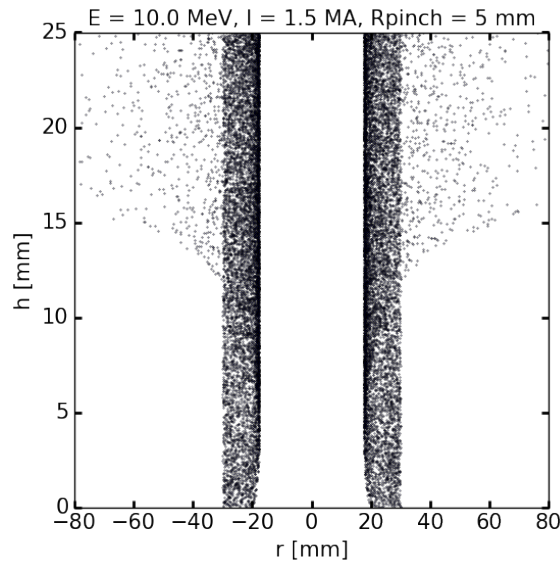
Obrázek 5.13: Simulace signálu detektoru při rozdělení svazku na vrstvy dle divergence ϑ při skin efektu. Jednotlivé intervaly divergence jsou označeny barevně. Celkový signál je značen černě.

Nakonec jsme vytvořili simulaci, při které protony mají nulovou divergenci, což odpovídá bodovému zdroji v nekonečnu, a nalétávají na Z-pinč radiálně přesně v kolmém úhlu. Na obr. 5.15 vidíme, že nedochází k fokusaci či defokusaci svazku, a úhel mezi strukturami je nulový. K vytvoření šikmých struktur je tak nutné nejen magnetické pole, ale také divergenci svazku.

Protože se signály různých profilů proudu při některých konfiguracích příliš nelišily, je zkoumání profilu magnetického pole (resp. proudu) uvnitř pinče je při radiální protonové deflektometrii obtížné. Možným řešením je posílat protony přímo po ose Z-pinče, které jsou tak ihned ovlivňovány magnetickým polem uvnitř Z-pinče a mohou podat informaci o vnitřní struktuře jeho mg. pole. Tento případ rozebereme v další podkapitole.



Obrázek 5.14: Simulace signálu detektoru při rozdělení svazku na vrstvy dle divergence ϑ při konstantní hustotě proudu. Jednotlivé intervaly divergence jsou označeny barevně. Celkový signál je značen černě.



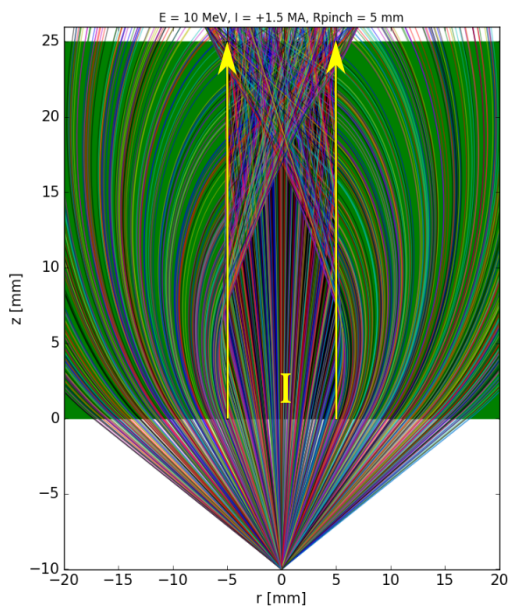
Obrázek 5.15: Signál při použití protonů letících kolmo na osu Z-pinče s nulovou divergencí

5.2 Skenování magnetického pole podél osy Z-pinče

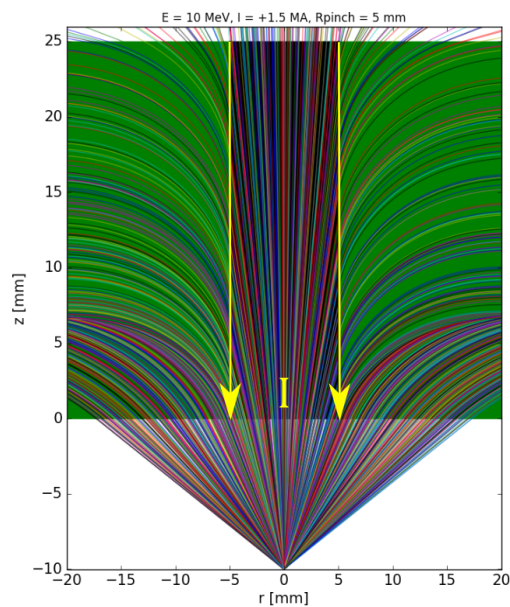
Další série simulací se věnovala situaci, kdy protonový svazek nalétávala podél osy Z-pinče.

V této situaci máme dvě možnosti orientace směru svazku vůči směru proudu. Protonový svazek, který nalétává ve směru proud (fokusace) nebo proti směru proudu (defokusace). Srovnání trajektorií protonů obou situací za předpokladu nulové prou-

dové hustoty uvnitř je na obr. 5.16 a 5.17. Pro protonovou deflektometrii a měření magnetického pole je výhodnější, pokud je svazek defokusován. V opačném případě fokusace může způsobit překřížení trajektorií, což zhoršuje jednoznačnost interpretace výsledného signálu na detektoru. Obrazec, vzniklý deflekcí na detektoru, se bude se zvyšujícím se magnetickým polem zmenšovat, ale jakmile dosáhne kritické hodnoty a dojde překřížení trajektorií protonů, je protonový svazek přefokusován a obrazec se bude zvětšovat. Z výsledného signálu však nezjistíme, jestli k překřížení došlo či nikoliv, a jednoznačné měření magnetické pole tedy není možné.



Obrázek 5.16: Trajektorie protonového svazku, který směřuje po směru proudu a je fokusován.

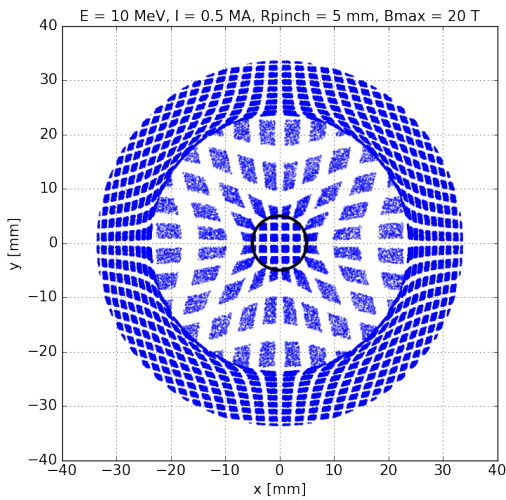


Obrázek 5.17: Trajektorie protonového svazku, který směřuje proti směru proudu a je defokusován

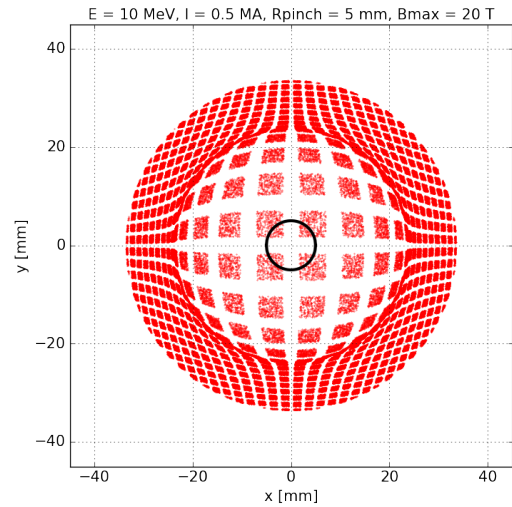
Simulovali protonovou radiografii mřížky. Při experimentech se do cesty protonovému svazku zpravidla vkládá pravidelná kovová mřížka, která na detektoru vytvoří stín. Při experimentech bez pole je obraz mřížky na detektoru pravidelný. Při přítomnosti magnetického pole se však protony deflektují, což způsobí deformaci obrazu mřížky na detektoru. Pomocí měření distorze mřížky pak lze odhadnout velikost magnetického pole podle rovnice (2.6).

Experimentální uspořádání je na obr. 5.2. Zdroj svazku jsme umístili 10 mm pod katodou, tj. ve výšce $L = -10$ mm. Mřížku s periodou 2 mm jsme umístili do anody ve výšce $h = 0$ mm. Z-pinč měl výšku $h = 25$ mm a poloměru $r_{pinch} = 5$ mm. Detektor byl ve vzdálenosti $L_{det} = 5$ od katody, tj. ve výšce $h = 30$ mm.

Na obr. 5.18 a 5.19 jsou výsledky simulací pro energii svazku $E_p = 10$ MeV s divergencí $\vartheta = 30^\circ$, proudu $I = 0.5$ MA. Na obr. 5.18 vidíme, že při nulovém magnetickém poli uvnitř Z-pinče (skin efekt) nedochází k deflexím protonů v této oblasti ($r < r_{pinch}$) a obraz mřížky tak není deformován. Navzdory tomu při magnetickém poli daném nenulovou, konstantní hustotou proudu uvnitř Z-pinče na obr. 5.19 jsou protony defokusovány a vliv magnetického pole je tak zjevný. Můžeme tak jednotlivé profily proudu od sebe jasně rozlišit. V případě protonů nalétávajících na Z-pinč se strany (kolmo na směr proudu) tomu tak nebylo, a tak se radiální deflektometrie spíše hodí na zkoumání magnetického pole vně Z-pinče. Posílání protonů po ose má oproti radiální deflektometrii jednu nevýhodu. Při deflektometrii ze strany se na odvrácené straně Z-pinče směr magnetického pole vůči svazku otáčí, a protony jsou tak deflektovány v opačném směru než při průchodu přivrácenou stranou. Viz obr. 2.6. K tomu však při posílání protonů po ose nedochází a protony jsou deflektovány stále stejným směrem (fokusace nebo defokusace). Již pro malé hodnoty magnetického pole tak dochází ke značným deformacím signálu, zvláště u protonů procházejících v oblasti, kde je magnetické pole nejsilnější, tj. $r \simeq r_{pinch}$. Protonová axiální deflektometrie po ose se tedy komplementárně k radiální deflektometrii hodí spíše na zkoumání magnetického pole uvnitř Z-pinče.



Obrázek 5.18: Simulace axiální protonové radiografie bez magnetického pole uvnitř Z-pinče (skin efekt). Průřez Z-pinče s poloměrem $r_{pinch} = 5$ mm je zobrazen černou barvou. ($E_p = 10$ MeV, $I = 0.5$ MA)



Obrázek 5.19: Simulace axiální protonové radiografie s konstantní hustotou proudu uvnitř Z-pinče. Průřez Z-pinče s poloměrem $r_{pinch} = 5$ mm je zobrazen černou barvou. ($E_p = 10$ MeV, $I = 0.5$ MA)

Kapitola 6

Interpretace a simulace vybraných měření na zařízení GIT-12

V této kapitole se zaměříme na interpretaci a simulaci výsledků změřených naší skupinou na zařízení GIT-12 v Institutu silnoproudé elektroniky v Tomsku v roce 2015 a 2016. Vytvořené simulace nám pomohou pochopit vznik obrazců na signálech detektorů RCF (HD-V2 a EBT3) a CR-39, které byly vytvořeny díky vlivu divergence a magnetického pole. Jak jsme již zmínili, nejsou v dnešní době na Z-pinčových zařízeních dostupné dostatečně intenzivní lasery, které by umožnily urychlování protonů na dostatečné energie. Pro iontovou deflektometrii však můžeme využít svazků rychlých iontů (deuteronů), které v Z-pinčovém plazmatu vznikají a jsou urychleny indukovaným elektrickým polem. Principy iontové deflektometrie však zůstávají stejné jako při použití protonů.

6.1 Mechanismy generace neutronů a rychlých iontů v Z-pinčích

Z-pinčová zařízení jsou známá jako vysoce efektivní zdroje neutronů a rentgenového záření. Při experimentech zejména s plynovou náplní deuteria (plazmafokusy, gas-puffy, atd.) jsou měřeny velké neutronové zisky za výstřel. V začátcích výzkumu Z-pinčů (v 50. letech 20. století) se ukázalo, že neutrony sice pocházejí z fúzních reakcí, ale jejich většina je generována pomocí beam-target mechanismu a nejde tedy o termojadernou fúzi. Z-pinče se zdály pro výrobu energie termojadernou fúzí nevhodné. To však má v dnešní době šanci vyvrátit MagLIF [21, 82, 83]. Z-pinče

se nicméně staly levným, výkonným a efektivním zdrojem neutronového a rentgenového záření, který nabízí mnohé aplikace.

Způsob 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.

V dalším textu představíme nejčastější hypotézy vzniku rychlých iontů a neutronů v Z-pinčích. Prvním mechanismem urychlování, který zde uvedeme, je Fermiho urychlující mechanismus. Dochází k němu při formování Z-pinče a kompresi plazmového sloupce. Narozdíl od tzv. *snow-plow* modelu, kdy jsou částice při kompresi nabírány a akumulovány v tenké implodující vrstvě, předpokládáme, že se částice uvnitř pinče odráží od implodující vrstvy. Částice tak získávají dvojnásobek rychlosti pohybující se vrstvy. Jak dochází k implozi, jsou odrazy částic častější a po skocích tak získávají hybnost a urychlují se. Pokud je implodující vrstva zešikmená, například díky *zipper-efektu*, získávají tak ionty kromě radiální rychlosti, také rychlost axiální. [24]

Experimentálně bylo prokázáno, že v době přetržení proudového kanálu Z-pinče v důsledku nestabilit dochází k generaci neutronů a rentgenového záření [88, 26]. 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. [24, 26, 62]

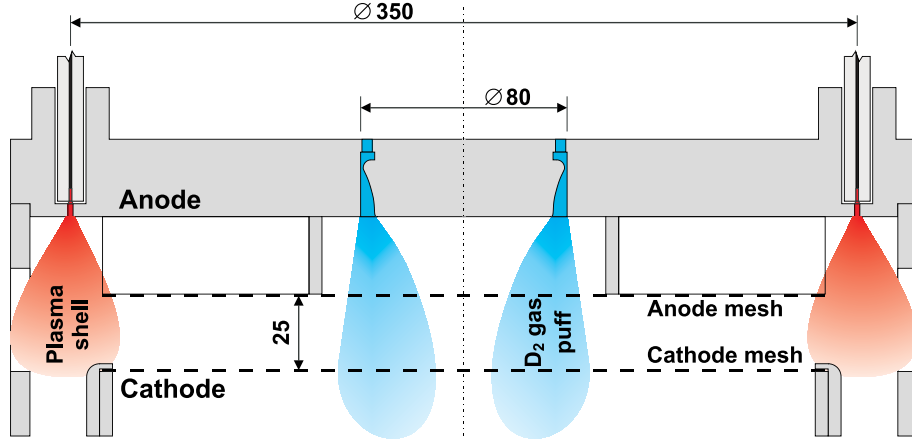
Vikhrev [88] přišel s jinou hypotézou a navrhl, že rychlé ionty vznikají v hustých a horkých místech (*hot spots*) maximálního zúžení Z-pinče pomocí adiabatické komprese při $m = 0$ nestabilitě. Jak se krček plazmového sloupce komprimuje, je plazma podél osy v obou směrech vytlačováno. Počet částic v zúžení klesá, ale díky implozi se rychle zmenšuje poloměr sloupce, a tak teplota a hustota plazmatu roste. Když přesáhnou určitou hodnotu, začne docházet k fúzním reakcím a tvorbě neutronového záření [88]. Pokud kvůli unikání částic z krčku klesne lineární hustota, může driftový parametr (poměr driftové rychlosti elektronů a iontozvukové rychlosti) překročit kritickou mez. Dá tak vzniknout mikroturbulencím (např. dolnohybridní nestabilitě), které vedou k anomální rezistivitě, která způsobí ohřev plazmatu nepodléhající Spitzerovu vzorci, nebo Bunemanově dvojsvazkové nestabilitě, která způsobí skok v napětí a může urychlovat ionty. Svazek však může být také urychlen v elektrickém

poli daném $\vec{E} = \nu \vec{j}$, kde je ν rezistivita plazmatu, která díky anomální rezistivitě vzroste.[75, 24]

6.2 Aparatura GIT-12 v Tomsku v Rusku

V posledních letech naše vědecká skupina z katedry fyziky na Elektrotechnické fakultě (FEL ČVUT v Praze) provádí pravidelně experimenty na zařízení GIT-12 v Ústavu silnoproudé elektroniky v Tomsku v Rusku. Při experimentech naší skupiny v roce 2015 a 2016 byly kondenzátorové baterie nabíjeny na hodnotu napětí $U_C = 50$ kV a jejich celková elektrická energie byla $\varepsilon = 2,6$ MJ. Při základním režimu proud dosáhl během $1.5 \mu s$ maximální hodnoty $I_{max} = 4.7$ MA. Ke stagnaci Z-pinče však docházelo zhruba v čase 700 ns při proudu 2.7 MA. Schéma experimentálního uspořádání je na obr. 6.1.

Anoda i katoda byly tvořeny mřížkami s propustností $\sim 70\%$, na které bylo přiváděno napětí. Vzdálenost anody od katody se v našich experimentech lišila a byla v intervalu 23 – 27 mm. Bylo použito kombinace tzv. *gas-puffu* a *plazmových pušek*. Nadzvuková koaxiální tryska o průměru 80 mm byla umístěna 30 – 36 mm nad anodovou mřížkou. Pomocí rychlého elektromagnetického ventilu bylo tryskou vypouštěno mezi elektrody plynné deuterium D_2 s lineární hustotou $80 - 120 \mu g \cdot cm^{-1}$. Pro vytvoření homogenní vodivé vrstvy bylo použito 48 plazmových pušek, umístěných ve výšce trysky po obvodu kružnice s průměrem 35 cm. Plazmová puška vytváří a urychluje plazma, které tak v našich experimentech vytváří v prostoru mezi mřížkami elektrod válcově-symetrickou vodivou vrstvu plazmatu, které se skládá především z iontů vodíku (H^+) a uhlíku (C^+ , C^{++}) a má lineární hustotu $5 \mu g \cdot cm^{-1}$ [40, 39]. Díky přiváděnému napětí začne plazmatem procházet proud, který pomocí pinč efektu vodivou vrstvu nutí k radiální implozi k ose. Cestou proudová vrstva nabírá plynnou náplň (*snow-plow* mechanismus) a na ose ji komprimuje, zahřívá. Použitá, relativně inovativní konfigurace plazmových pušek a *gas-puffu* umožnila desetinásobné zvýšení dosavadního maximálního neutronového zisku při stejném proudu $I = 2,7$ MA na zařízení GIT-12 na hodnotu $Y_n = (3,6 \pm 0,5) \times 10^{12}$ [36], který byl dosažen během 20 ns. Důvodem vyššího neutronového zisku je homogenní, rovnoměrná, vodivá vrstva vytvořená plazmovými puškami, která je méně náchylná k nestabilitám. Větší část proudu tak protéká v oblasti podél osy Z-pinče, kde zřejmě dochází k urychlování deutronů. Ty poté fúzními reakcemi či reakcí s materiálem konstrukce rychlé neutrony generují [36, 37, 38].

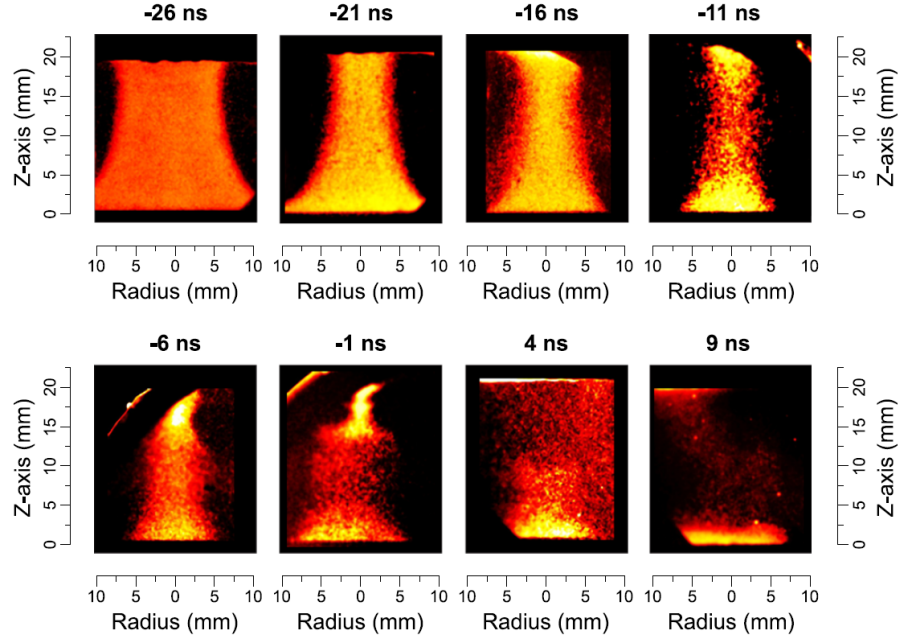


Obrázek 6.1: Schéma experimentálního uspořádání aparatury GIT-12 [36]

6.3 Studium rychlých iontů

Pozornost naší vědecké skupiny se do roku 2014 zaměřovala zejména na studium emise neutronů a optimalizaci neutronového zisku. Novou konfigurací experimentu se však zefektivnila generace neutronů a zvýšil neutronový zisk. To vedlo k přesnějšímu měření energie rychlých deuterionů (dosahujících až energií 30 MeV) z nemaxwellovského chvostu rozdělení, jejichž podíl z celkového počtu deuterionů se zvýšil 0,1% [36] na 2% [37]. Za předpokladu urychlování deuterionů v pinči na dráze $l = 2$ cm, což je odhadovaná výška Z-pinče (obr. 6.2), se ukázalo, že celková energie těchto rychlých deuterionů $W_{tail} = 60$ kJ je srovnatelná s celkovou energií dodávanou do plazmatu, danou vztahem $W_{plasma} = \frac{1}{2} \int \frac{dL}{dt} I$, kde L je indukčnost plazmatu, která má hodnotu zhruba $W_{plasma} \doteq 65$ kJ [36]. Vzhledem k velmi malému podílu rychlých deuterionů tak docházíme ke sporu. Rychlé deuterony musely být urychlovány po delší trajektorii ve směru osy, což bylo v článku [36] doc. Klírem vysvětleno jejich magnetizací vzniklou zvýšením protékajícího proudu na ose díky nové konfiguraci. Výzkum naší skupiny se tak přesunul ke studiu svazků rychlých iontů (zřejmě deuterionů) letících ve směru osy v magnetickém poli Z-pinče.

Pomocí Marxova generátoru bylo na elektrody přiváděno napětí pouze $U = 600$ kV. Ionty proto musely být urychleny jiným mechanismem než pouze urychlením napětím generátoru. Protože okamžik urychlení iontů se shoduje s okamžikem rozpadu Z-pinče v důsledku $m=0$ nestability, je logické přemýšlet o spojitosti obou jevů. Podle jedné z možných hypotéz se ionty urychlují při rychlém přerušení proudu v důsledku $m=0$ nestability. Při ní je hmota Z-pinče vytlačena po ose z místa zaškrcení a klesá počet nosičů proudu. To vede k turbulencím a anomální rezistivitě. Kvůli



Obrázek 6.2: Časový vývoj imploze a stagnace Z-pinče získaný měřením měkkého rentgenového záření ze dvou výstřelů. Čas $\tau_i = 0$ ns odpovídá stagnaci Z-pinče. Horní hranici snímků tvoří anoda, dolní hranici katoda. Na snímku v čase $\tau_i = -1$ ns lze vidět oblast zaškrnceného plazmatu $m=0$ nestabilitou a oblast nestabilitou neovlivněnou [38].

nárůstu rezistivity vzniká velký rozdíl napětí, indukuje se silné elektrické pole $\vec{E}$ a klesá hustota proudu $\vec{j}$. Část proudu, který jen obtížně prochází rezistivní oblastí, se přemisťuje do periferních oblastí. Magnetické pole však neklesá tak rychle jako proud. Magnetická energie, jež je uložena v mg. poli, nemůže rychle zmizet a hledá si proto způsob, jakým by se uvolnila. Z maxwellových rovnic vidíme, že při velikosti magnetického pole $\vec{B}$, které neodpovídá rychle klesajícímu vodivostnímu proudu $\vec{j}$, vzniká možnost indukce silného elektrického pole $\vec{E}$. Jde o posuvný proud daný Maxwellovými rovnicemi

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \nabla \times \vec{B} - \mu \vec{j} \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E}. \quad (6.2)$$

Ze simulací řešících Maxwellovy rovnice dané naší situací vychází, že 30 MeV deuterony mohou být na 1 cm urychleny během 500 ps elektrickým polem s hodnotou $E > 3$ GV/m. Z měření rentgenového záření na obr. 6.2 vidíme, že k $m=0$ nestabilitě dochází v horní části pinče, což je nejspíše způsobeno tím, že u anody, kde jsou plazmové pušky a tryska, dochází k dřívější implozi (tzv. *zipper* efektu). Dolní část Z-pinče blíže katodě je však neovlivněná. Podmínky v horní (u anody) a dolní (u

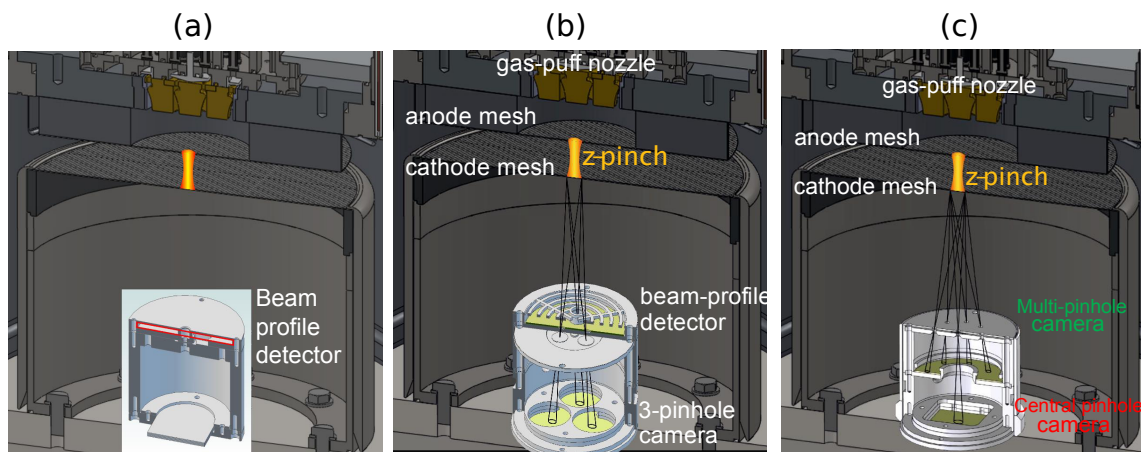
katody) části Z-pinče tak mohou být velmi odlišné.

Mechanismus urychlování iontů, který probíhá v horní části Z-pinče a který jsme zde jen nastínili, je však velmi komplexní a bude předmětem dalšího zkoumání. V našich simulacích budeme uvažovat deuterony, které už jsou urychlené v horní části. Naším kódem budeme simulovat jejich trajektorie deflektované magnetickým polem v dolní části. Na základě simulací budeme interpretovat některé naměřené výsledky.

6.4 Vybrané výsledky měření na zařízení GIT-12 a jejich simulace

Při měření naší skupiny bylo použito velké množství diagnostik, které jsou podrobně popsány v článku [39]. Nás bude zejména zajímat diagnostické vybavení pro zkoumání svazků rychlých iontů (deuteronů). Snažili jsme se získat komplexní informaci o svazku v každém výstřelu, a tak byly iontové svazky detekovány dvěma detektory zároveň. Část deuteronů vletěla přímo do detektoru profilu svazku (*beam-profile detector*), což byl stíněný balíček (Al a nerez oceli) detektorů CR-39 nebo RCF, které časově integrálně zaznamenávaly prostorové změny svazků deuteronů s energiemi vyššími než 20 MeV. V detektoru profilu svazku byl jeden, tři nebo osm otvorů (*1-pinhole*, *3-pinhole*, *multi-pinhole*) většinou s průměrem 400 – 450 μm . Jednotlivé pinhole měřily prostorové rozložení zdroje svazků, které pinholemi proletěly. Signál z více pinholí (tří a osmi) nám dal informaci o anizotropii iontové emise. Pod pinholemi byl hliníkem stíněný balíček CR-39 a RCF, které zaznamenávaly deuterony s energiemi v rozmezí 1.6 – 33 MeV. Pro daný detektor fungovaly předchozí detektory jako absorbéry, a tak určovaly minimální detekovanou energii deuteronů. Zmíněná experimentální uspořádání jsou na obr. 6.3.

Na vybraných signálech z detektorů (CR-39 a EBT3), které byly získány při výstřelech 1770 a 1845 naší skupinou na zařízení GIT-12 v Tomsku, si ukážeme, jaké informace z nich o iontových svazcích lze získat. Vybrali nejprve měření s 3-pinholi, neboť nám oproti multi-pinholi poskytuje informaci o anizotropii iontové emise s dobrým rozlišením. Výstřel 1845 byl výjimečný tím, že se Z-pinč zřejmě nacházel nad jednou z pinholí. Navíc byly detekovány ionty s širokým spektrem energií, a proto se objevil signál na velkém množství vrstev detektoru, které jsme mohly analyzovat. Na detektoru profilu svazku z výstřelu 1770 jsme odhadli průměrné magnetické pole $\bar{B}_\phi$, jež



Obrázek 6.3: Experimentální uspořádání pro měření iontových svazků pomocí dírkové kamery s (a) jedním, (b) třemi a (c) osmi stěrbinami

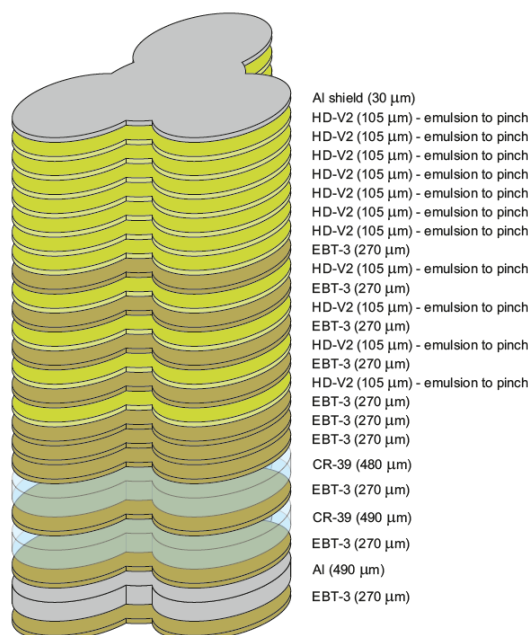
deflektovalo deuterony na trajektorii L . Minimální energie deuteronů odpovídající jednotlivým detektorům jsme určili pomocí programu SRIM.

6.4.1 Výsledky a simulace měření s 3-pinholí a detektorem profilu svazku při výstřelu 1845

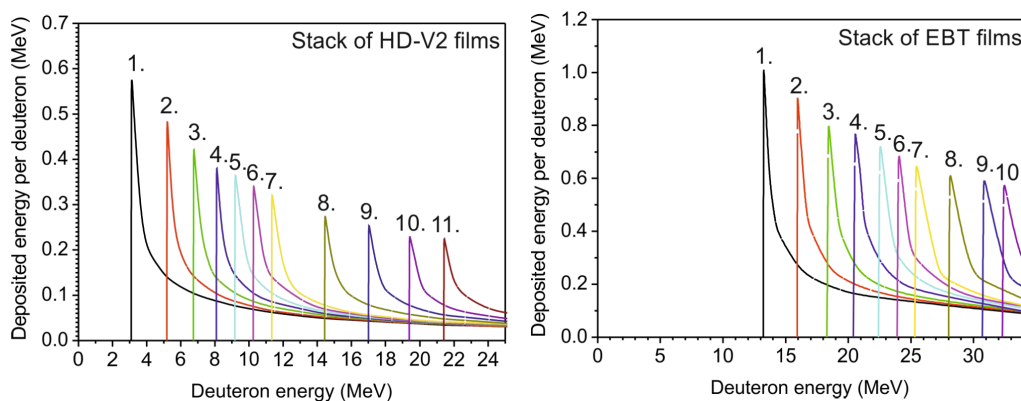
Během výstřelu číslo 1845 byla použita konfigurace 3-pinhole (obr. 6.3-b). Vrstva detektorů profilu svazků s výškou 7 mm se nacházela na podložce vzdálené přibližně 109 mm pod katodovou mřížkou. V detektoru byly 3 otvory, pod nimiž se nacházely 3 kruhové štěrbiny (pinhole) s průměrem $450\ \mu\text{m}$. Pinholemi byly svazky iontů zobrazovány na balíček detektorů umístěném na dně komory vzdáleném zhruba 176 mm od katodové mříže. Výška detektorového balíčku pod pinholemi byla 5 mm a jeho uspořádání balíčku je na obr. 6.4. Pod katodou mřížkou již nebylo magnetické pole trajektorie iontů byly přímočaré. Pinhole tak zobrazovaly obraz v úrovni katody na detektory s určitým zmenšením, daným poměrem vzdálenosti pinholí od katody a vzdáleností pinholí od detektorů. Pomocí programu SRIM byly určeny Braggovské křivky interakce deuteronů s detektory a byly zobrazeny na obr. 6.5. Jednotlivé píky Braggovských křivek odpovídají polohám detektorů v balíčku a určují tak minimální energii deuteronů, kterou jsou detektory schopné zachytit. Díky tvaru Braggovské křivky jsou detektory na tyto energie nejvíce citlivé. Čísla u jednotlivých křivek indikují pořadí daného druhu detektoru v balíčku.

Na obr. 6.6 jsou výsledky upravené na jejich velikost ve výšce katody. Tmavé zabar-

Stack for shot #1845



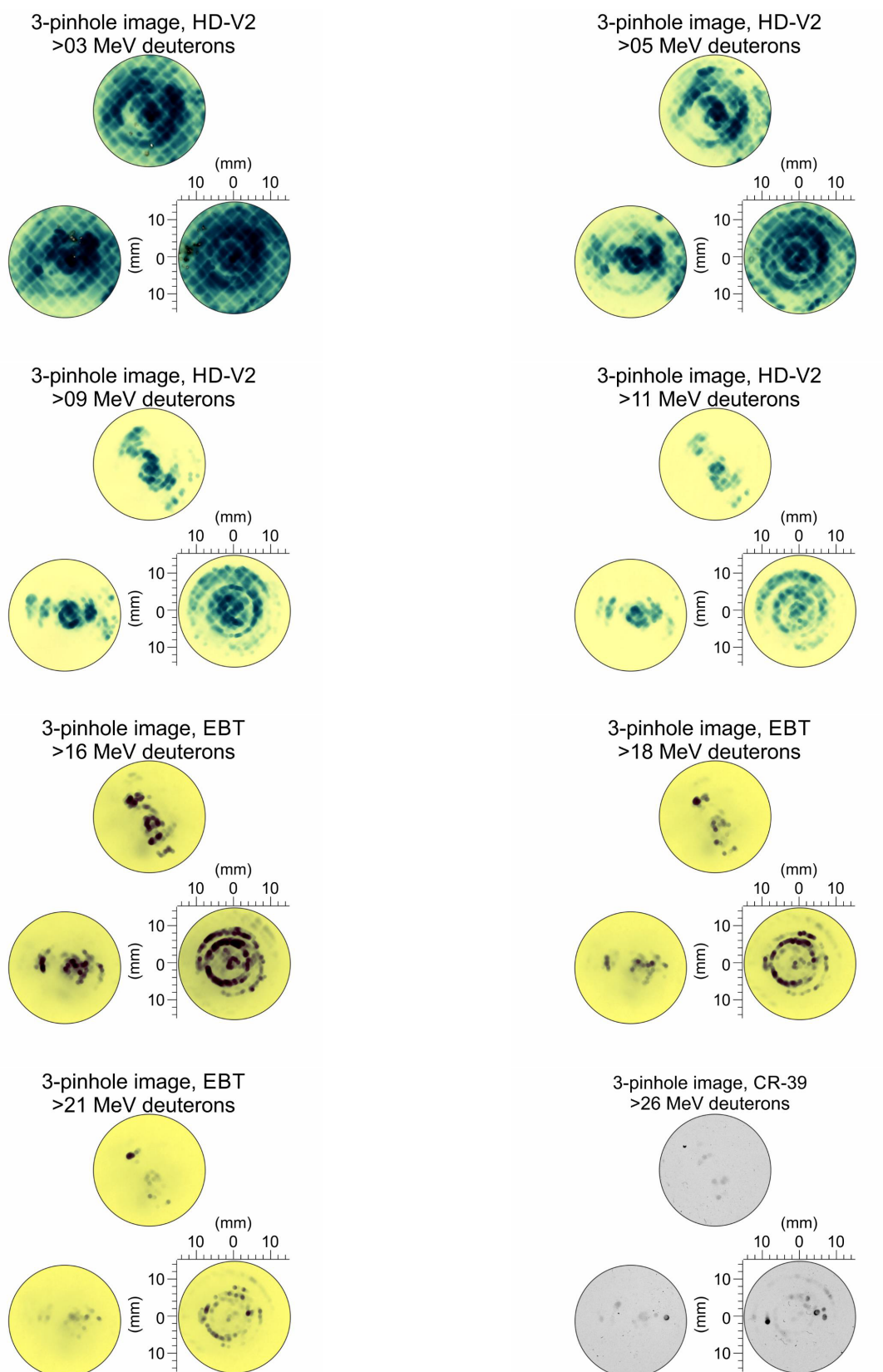
Obrázek 6.4: Uspořádání RCF (HD-V2 a EBT3) a CR-39 detektorů v balíčku.



Obrázek 6.5: Citlivost našich detektorů HD-V2 a EBT3 na jednotlivé energie deuterónů. Pořadí jednotlivých filmů v balíčku je označeno čísly.

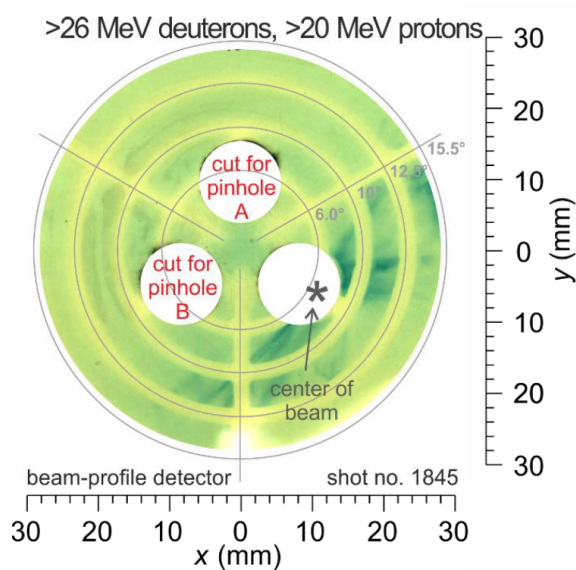
vení na RCF detektorech indikuje dopad částic. Díky detektoru CR-39, který není citlivý na rentgenové záření a elektrony, víme, že se jedná o ionty.

Signály deuterónů nižších energií (např 3 a 5 MeV) na obr. 6.6 jsou rozmazány a ukazují na vyšší divergenci svazku. Tyto ionty byly více ovlivněny poli Z-pinče. Pokud chceme znát pravou strukturu zdroje svazků, musíme se podívat na signály vyšších energií, tj. 16 a více MeV, které jejichž trajektorie nebyly tolik ovlivněny. Zde vidíme nepravidelné soustředné kruhy tvořené jednotlivými body, v centru kruhů je pak patrný tmavý bod. Centrální bod ukazuje, že proud protéká i na ose. Je důležité



Obrázek 6.6: Výsledky měření RCF (HD-V2 a EBT3) a CR-39 detektory pro různé energie deuteronového svazku. Velikost signálů odpovídá jejich obrazu ve výšce katody.

poukázat na fakt, že poloměr kruhů nezávisí, až na rozmazání divergencí, na energii iontů. Pozorované kruhy mohou mít několik interpretací. Podle jedné z nich by mohly vzniknout z bodového, divergentního zdroje vlivem magnetického pole. To však vylučujeme, protože poloměr kruhů by v tom případě záležel na energii. Soustředné kruhy jsou tedy reálné a ukazují, že proud protékal i na větších poloměrech. Pozorujeme-li stejný poloměr kruhů na signálech, svazky různých energií tak musely procházet podobnými trajektoriemi. Efekt vyšších rychlostí částic, které by byly méně ovlivněny magnetickým polem a jejichž trajektorie by se tudíž musely lišit, musí být něčím kompenzován. Vysvětlením pro tento rozpor je klesající elektrický proud (a tedy i magnetické pole) v důsledku přeskrcení proudového vlákna a poklesu vodivosti. Částice s vyšší energií tedy procházela silným magnetickým polem a částice s nižší energií procházela slabším magnetickým polem. Protože ve vzorci (2.6) pro deflexi deuterionů magnetickým polem je hodnota magnetického pole a velikost rychlosti částice v podílu, byl svazek odchylován pro dané energie a odpovídající magnetické pole zhruba stejně.



Obrázek 6.7: Signál detektoru profilu svazku při výstřelu 1845. Tmavé čáry vznikly v důsledku deflexe trajektorie deuterionů klesajícím magnetickým polem. Hvězdička označuje polohu osy Z-pinče, odhadnutou ze směru tmavých čar.

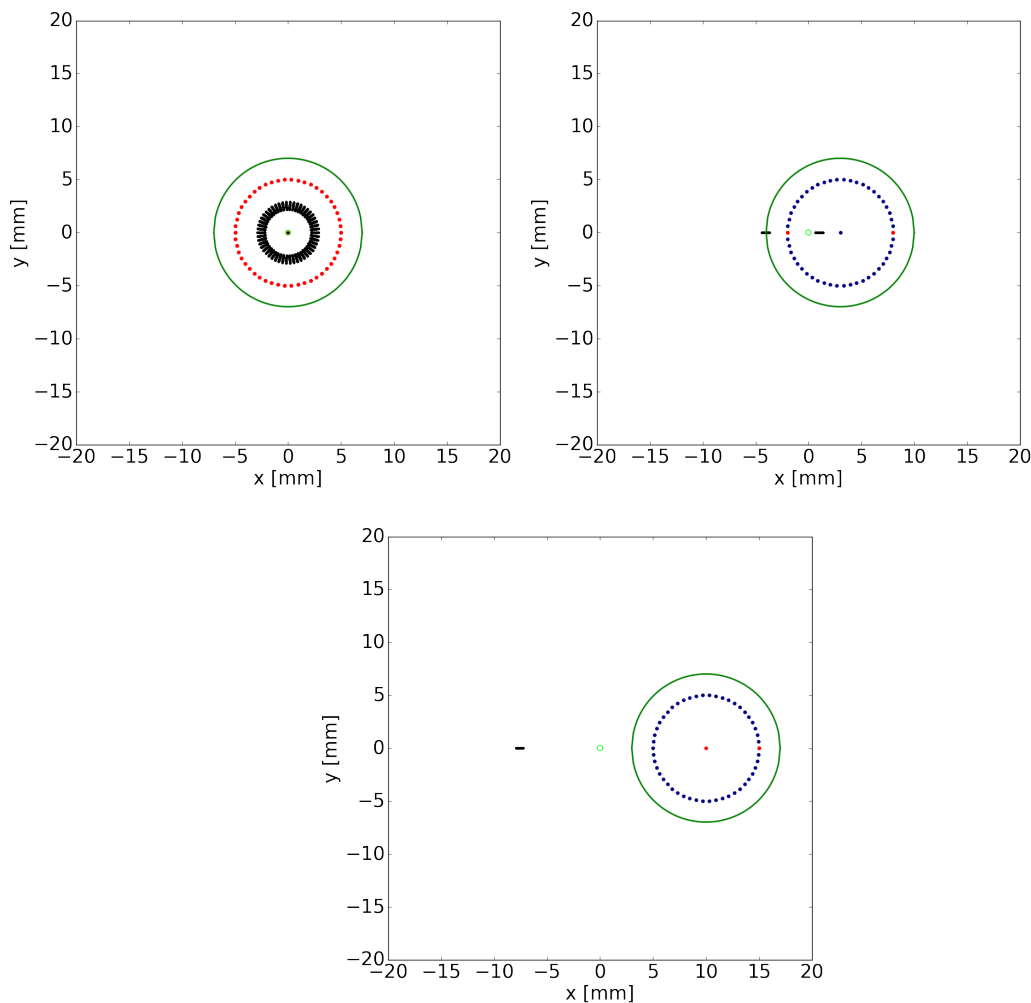
Důkaz pro tezi klesajícího magnetického pole nalezneme např. na signálu detektoru profilu svazku (*beam-profile detector*) na obr. 6.7, který zachycoval vysokoenergetické deuterony (> 26 MeV) téměř nerozmazané divergencí svazku. V tomto detektoru jsou 3 otvory, pod kterými se nachází pinhole. Světlé kruhy vytváří mřížka viditelná i na schématu 6.3-b. Ta fungovala jako podpora a zamezovala Al absorbéru s tloušťkou

1 mm, aby po natažení v důsledku dopadajících částic dosedl na RCF detektory a propálil je, což bylo pozorováno v dřívějších experimentech. Nejdůležitějším poznatkem z tohoto detektoru jsou tmavé čáry, které vytvořily dopadající svazky deuteronů. Na signálech pinholí (obr. 6.6) však vidíme zdroje v podobě teček. Všechny zmíněné detektory jsou časově integrální. Předpokládáme-li proto klesání proudu v době urychlování deuteronů, můžeme tmavé čáry na obr. 6.7 vysvětlit tím, že jde o postupně posouvající se bod v čase, kam dopadal svazek v důsledku klesajícího vlivu magnetického pole, které jej stále méně deflektovalo (fokusovalo). Díky malému průřezu pinhole ($450\ \mu\text{m}$) se svazek na obr. 6.6 trefil do pinhole pouze v krátkém okamžiku a vytvořil tak na detektoru pod ní pouze tečku. Orientace tmavých čar naznačuje, že svazky iontů byly fokusovány mg. polem směrem k ose Z-pinče, která se nacházela nad pravým otvorem, zhruba nad pinholí. Abychom ale vysvětlili, jak se tvoří kruhové signály na obr. 6.6, přejdeme k simulacím.

Simulace kruhového zdroje zobrazující se jednou pinholí

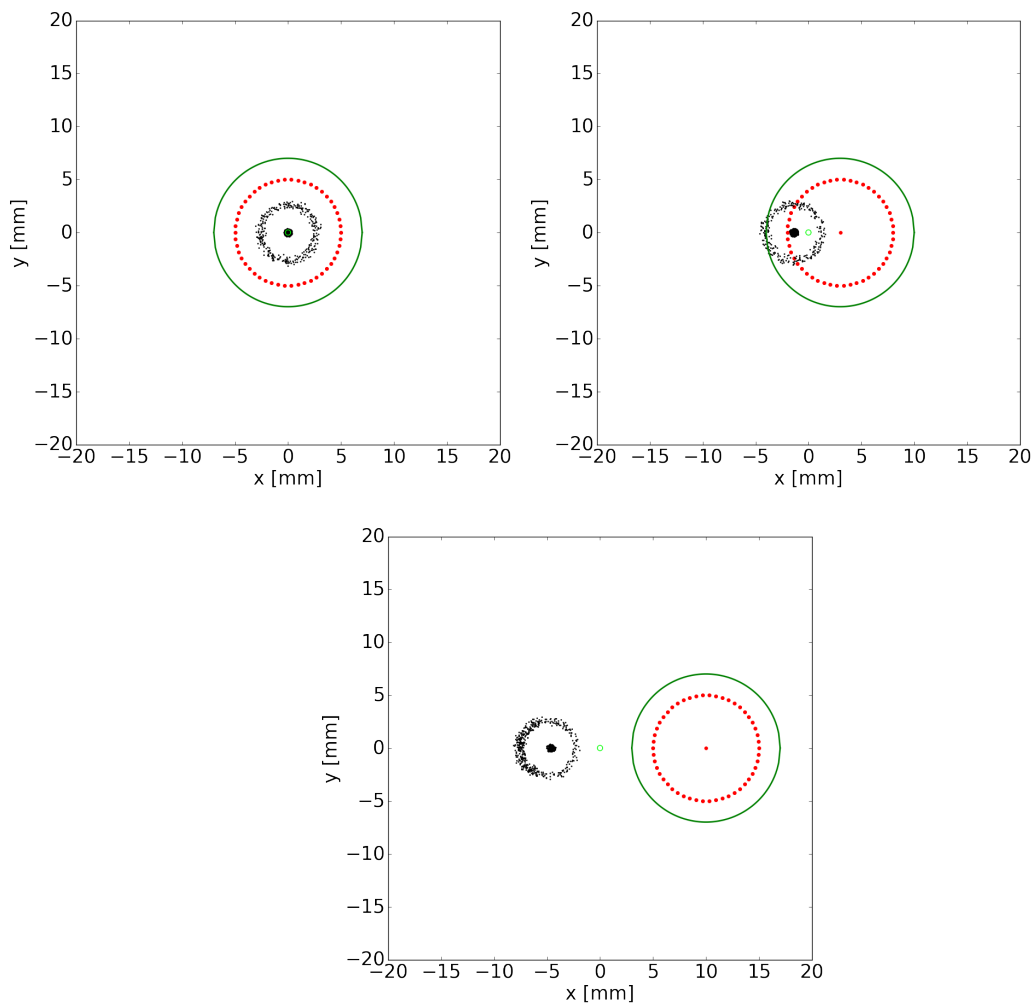
Nejdříve simulujme ilustrační příklad pouze s jednou pinholí (dírkovou kamerou), jejíž polohu vůči ose Z-pinče budeme měnit. Máme 50 bodových zdrojů rovnoměrně rozložených po obvodu kružnice o poloměru $R_z = 7\ \text{mm}$. Další bodový zdroj je v centru kruhu. Simulujeme deuterony, které byly urychleny v horní části Z-pinče (v oblasti $m=0$ nestability) na obr. 6.2, a proto pokládáme zdroj do výšky 14 mm. Předpokládáme Z-pinč o poloměru $r_{\text{pinch}} = 5\ \text{mm}$ a konstantní proudovou hustotou. Pinhole s průměrem $450\ \mu\text{m}$ je vzdálenosti 110.5 mm od katody a detektor pod ní je vzdálen 170.5 mm od katodové mříže. Pokles proudu simulujeme tím, že si v simulacích částice z intervalu klesající proudu ($I = 1.8 - 0.018\ \text{MA}$) náhodně vybere velikost proudu, jehož pole jej pak deflektuje. Jde o zjevné zjednodušení, naším cílem však je pouze studium jednotlivých vlivů, které se podílejí na výsledném signálu detektorů. Při počtu simulovaných částic 50000 – 500000 pro každý svazek zdroje tak simulujeme různé trajektorie v klesajícím magnetickém poli v dolní oblasti.

Mějme nejprve deuteronové svazky s nulovou divergencí. Na obr. 6.8 vidíme simulaci detektoru, který je pod jednou pinholí. Pinhole je označena světle zelenou barvou. Tmavě zelenou barvou je znázorněn obvod kruhu, na kterém teče proud, tj. poloměr pinče. Červenou barvou jsou bodové zdroje svazků, které svými trajektoriemi trefí pinholi a zobrazí se na detektor. Bodové zdroje svazku, u kterých tomu tak není, jsou modrou barvou. Černou barvou je výsledný signál na detektoru.



Obrázek 6.8: Simulace kruhového zdroje s centrálním bodem bez divergence při poloze pinhole na ose pinče, 3 mm od osy pinče, 10 mm od osy pinče. (zelená barva - průřez Z-pinče; světle zelená - pinhole; černá - výsledný signál na detektoru; modrá - zdroj, jehož svazek neprošel pinholí a nebyl detekován; červená - zdroj, jehož svazek prošel pinholí a byl detekován)

Pokud je pinhole na ose Z-pinče, zobrazí se pinholí díky fokusaci všechny zdroje, neboť jsou si rovnocenné. Vidíme i svazek z centrálního bodového zdroje, protože prochází po ose pinče, kde není magnetické pole, jenž by ho deflektovalo. Výsledný signál má podobu krátkých čárek, jejichž délka je dána rozměrem pinhole, která vlastně vyřezává část z tmavých čar, které vidíme na obr. 6.7. Při posunutí pozice pinhole o 3 mm vidíme, že se zobrazují jen bodové zdroje (červená barva), které leží v rovině definované osou pinče a osou pinhole. Ty projdou pinholí díky radiální fokusaci magnetickým polem pinče, která vždy odchyluje svazky k ose Z-pinče. Centrální bod nelze vidět, protože svazek prochází po ose pinče, která se již nad pinholí nenachází, a svazek se tak bez divergence do pinhole netrefí. Při po-



Obrázek 6.9: Simulace kruhového zdroje s centrálním bodem s divergencí $\vartheta = 8^\circ$ při poloze pinhole na ose pinče, 3 mm od osy pinče, 10 mm od osy pinče. (zelená barva - průřez Z-pinče; světle zelená - pinhole; černá - výsledný signál na detektoru; modrá - zdroj, jehož svazek neprošel pinholí a nebyl detekován; červená - zdroj, jehož svazek prošel pinholí a byl detekován)

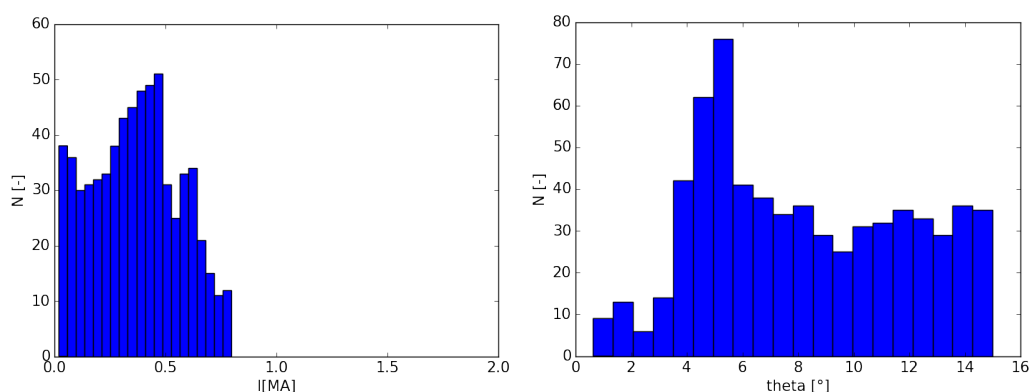
sunu 10 mm pinhole již neleží pod Z-pinčem a pinholí se zobrazí zdroj na odvrácené straně kruhu. Svazek z tohoto zdroje byl jediný, jehož deflexe (fokusace) směřovala ve směru pinhole. Detekovaný svazek byl tedy magnetickým přefokusován.

Touto simulací tak vysvětlíme pouze kruhový signál, který se nachází nad jednou z pinholí. Proto je zřejmé, že se Z-pinč ve výstřelu 1845 (obr. 6.6) musel nacházet zhruba nad osou pravé pinhole. Na pravém detektoru vidíme totiž kruhy i na vysokých energiích, tj. při velmi malé divergenci, která odpovídá našim simulacím svazků bez divergence. Simulace svazků bez divergence nám však nevysvětlí kruhy a centrální body, které vidíme i na ostatních (mimoosových) detektorech. K tomu totiž je nutná právě divergence.

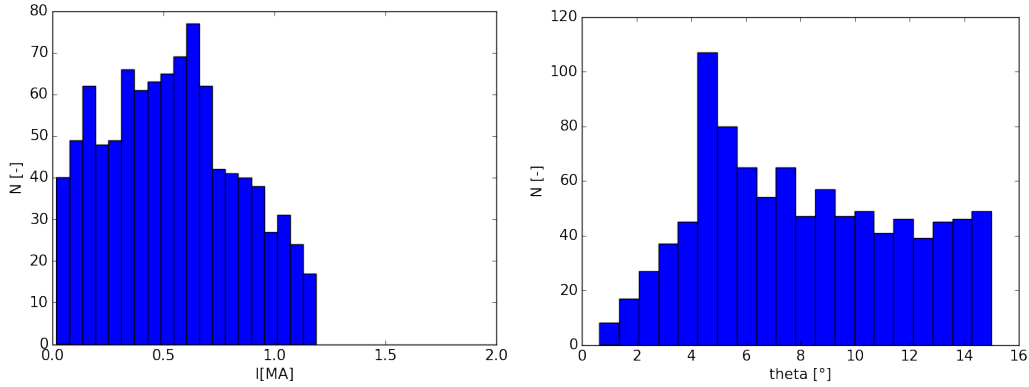
Z předchozích úvah vychází, že proti fokusujícímu vlivu magnetického pole působí defokusující vliv divergence. Na vytvoření kruhů, které mají pro různé energie stejné poloměry a zobrazují se na všech detektorech, však potřebujeme oba efekty.

V rámci simulace jsme analyzovali, při jakých počátečních úhlech a proudech prochází deuteronu dvou různých energií (11 a 25 MeV) pinholí, jež se nachází 10 mm od osy pinče. V obou případech proud klesal z hodnoty 2 MA na 0,02 MA a divergence kruhů byla $\vartheta = 15^\circ$.

Histogramy jsme zobrazili na obr. 6.11 a obr. 6.12. Pinholí prochází svazky různých proudů a různých úhlů a tvoří tak rozmazání kruhu. Navzdory rovnoměrnému rozdělení použitých proudů a úhlů se nevyužijí všechny hodnoty proudu. Navíc se v histogramech objevují maxima. Pík v histogramech použitých úhlů se příliš neliší. Zato použité proudy se liší zhruba o koeficient rovný podílu odmocnin energií svazku, což souhlasí se vzorcem pro úhel deflexe (2.6). To znamená, že deflexe a proto i trajektorie detekovaných svazků různých energií jsou velmi podobné. Rychlé ionty prochází silným polem, pomalé ionty prochází slabým polem. Většina deuteronů je tak deflektována stejně, a proto tvoří kruhy se stejným poloměrem. Signály od svazků jednotlivých energií tedy vznikají v různých časech, neboť svazky nižších energií projdou pinholí, až když magnetické pole klesne na dostatečně nízkou hodnotu.



Obrázek 6.11: Histogramy počátečních proudů a úhlů pro svazky o energii 11 MeV s pinholí ve vzdálenosti 10 mm od osy pinče



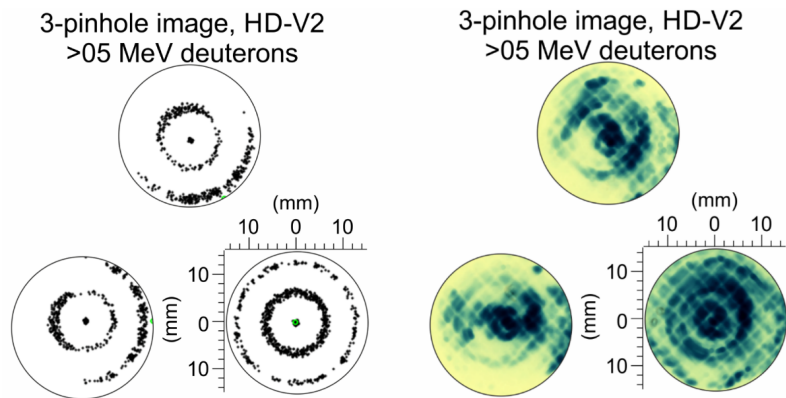
Obrázek 6.12: Histogramy počátečních proudů a úhlů pro svazky o energii 25 MeV s pinholí ve vzdálenosti 10 mm od osy pinče

Simulace výsledků z 3-pinhole při výstřelu 1845

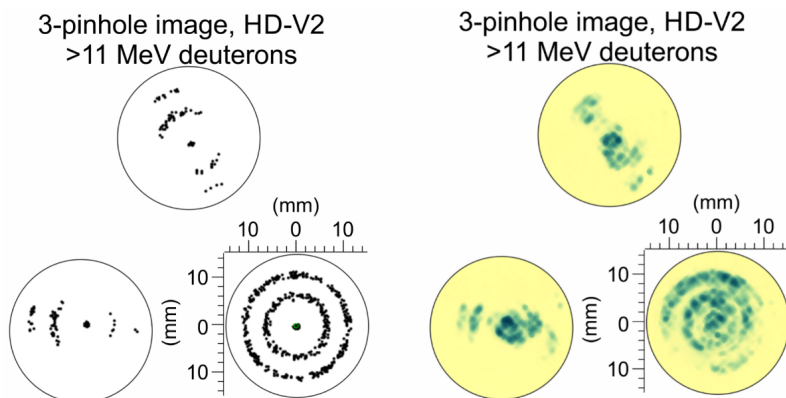
Díky získaným poznatkům z předchozích simulací se nám podařilo zrekonstruovat signály detektorů svazků o dvou energiích (5 a 11 MeV) při výstřelu 1845 z obr. 6.6. Na signálech lze vidět více než jeden kruh, a tak k průrazu proudu a následným urychlení deuteronů zřejmě došlo ve více oblastech. V simulacích jsme tedy použili zdrojové kruhy s poloměry $R_1 = 6.6$ mm, $R_2 = 8.7$ mm a $R_3 = 15$ mm. Divergence centrálního zdroje byla při obou energiích zhruba $\vartheta = 15^\circ$. Divergence kruhových zdrojů rostla s jejich poloměrem. Divergence kruhových zdrojů při energiích 5 MeV byla větší a měla hodnotu zhruba 8° . Při energiích 11 MeV byla divergence $5^\circ - 6.5^\circ$. Poloměr pinče $r_{pinch} = 5$ mm jsme volili podle viditelného rozměru plazmatu v dolní oblasti pinče, který vidíme na obr. 6.2 po přetržení. Proud klesal od hodnoty 1.8 MA až na 0.018 MA, což je poměrně nízká hodnota, neboť GIT-12 dosahuje v době pinče až 2.7 MA. To však může odpovídat skutečnosti, kdy deuterony určitou dobu prochází oblastí prakticky bez mag. pole, neboť proudová vrstva během imploze v dolní oblasti Z-pinče ještě nedorazila k ose. Uvnitř vrstvy tak není magnetické pole, které by deuterony deflektovalo. Srovnání simulací s výsledky jsou na obr. 6.13 a obr. 6.14.

Signály z experimentu jsou vůči našim simulacím více rozmazané, což může být dáno dynamikou Z-pinče v průběhu urychlování deuteronů.

V dalších simulacích jsme odhadli horní mez intervalu klesajícího magnetického pole nutného k vytvoření tmavých čar na detektoru profilu svazku při výstřelu 1770.



Obrázek 6.13: Srovnání našich simulací se signály 5 MeV deuteronů při měření 3-pinholí ve výstřelu 1845.

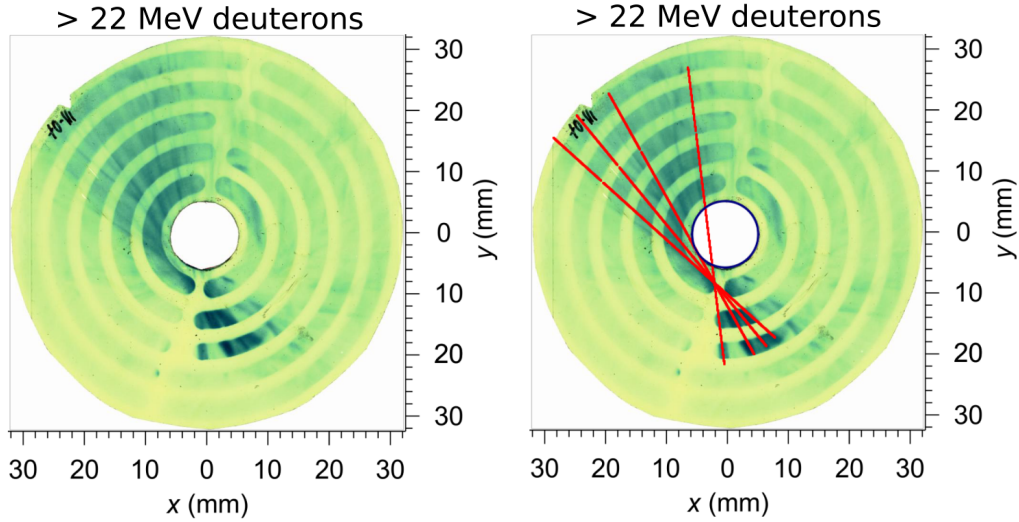


Obrázek 6.14: Srovnání našich simulací se signály 11 MeV deuteronů při měření 3-pinholí ve výstřelu 1845.

6.4.2 Výstřel 1770 s detektorem profilu svazku

V experimentu s číslem 1770 byla použita konfigurace detektoru profilu svazku s jednou pinholí uprostřed (obr. 6.3-a). Detektor byl stíněn vrstvou $900\ \mu\text{m}$ Duralu a $100\ \mu\text{m}$ hliníku a ležel zhruba $102.5\ \text{mm}$ pod katodou. Výstřel 1770 jsme vybrali, protože tmavé linie na detektoru (obr. 6.15) jsou v tomto měření dlouhé a souvislé a lze tak dobře určit jejich směr. Délka čáry je dána intervalem klesajícího magnetického pole. Předpokládáme, že signál tvoří zdroje mimo osu Z-pinče (nad oblastí tmavších čar). Svazek z osového zdroje by byl totiž silně fokusován podél osy a nemohl by se rozmítnout a vytvořit dlouhou linii. Protože tmavé čáry vznikají fokusací svazku, předpokládáme, že osa Z-pinče prochází bodem zkřížení čar. Začátek linií (u zdroje) je dán zaprvé vzdáleností zdroje od osy a zadruhé minimem intervalu klesajícího magnetického pole, které určuje minimální deflexi svazku. Z experimentálního hlediska je snazší určit konce jednotlivých čar, které definuje

maximum intervalu klesajícího mg. pole. Z těchto důvodů budeme usilovat o odhad nejmenší hodnoty horní meze intervalu klesajícího magnetického pole, při kterém by takto dlouhé čáry mohly vzniknout.



Obrázek 6.15: Detektor profilu svazku při výstřelu 1770
Obrázek 6.16: Detektor profilu svazku při výstřelu 1770 se simulacemi čar

V simulacích jsme položili 4 zdroje svazků na kružnici o poloměru $R_z = 14$ mm ve výšce $z = 18$ mm nad katodou. Svazky měly nulovou divergenci. Střed kružnice, kterou procházela osa Z-pinče, jsme ze signálů určili v souřadnicích $x = -1.85$ mm a $y = -8$ mm. Uvažovali jsme Z-pinč s konstantní proudovou hustotou a poloměrem $r_{pinch} = 4.5$ mm. Interval klesajícího proudu byl $I = 1.4 - 0.014$ MA. Horní mez magnetické pole tedy byla $\bar{B}_\varphi = 62$ T.

Ze vzorce (2.6) lze hodnotu magnetického pole odhadnout také analyticky.

Při malých úhlech deflexe θ můžeme zaměnit $\sin \theta \sim \tan \theta$. Po zintegrování má vzorec tvar

$$\bar{B}_\varphi L = \frac{\sqrt{2m_d E_d}}{e} \tan \theta = \frac{\sqrt{2m_d E_d}}{e} \frac{\xi}{L}, \quad (6.3)$$

kde ξ je délka odchýlení svazku od osy svazku; m_d , E_d , e je hmotnost, energie a náboj deuteronů. Délka čar je také ovlivněna délkou trajektorie L , po které byl svazek deflektován, tedy s výškou zdroje v Z-pinči. Dosaďme do L vzdálenost detektoru od zdroje ($L = 102.5 + 18 = 120.5$ mm). Velikost maximálního odchýlení ξ , která odpovídá délce tmavých linií, jsme určili $\xi = 47$ mm. Pro tyto hodnoty dostáváme horní mez magnetického pole průměrovaného podél trajektorie $\bar{B}_\varphi \sim 65$ T, což je blízko simulované hodnotě.

Kapitola 7

Závěr

Jedním z úkolů této práce bylo představit iontovou (protonovou) deflektometrii jako novou diagnostiku plazmatu Z-pinče a prozkoumat její možnosti. Zaměřili jsme se na studium magnetického pole a prostorového rozložení proudu (profilu) v Z-pinči, jehož základní teorii jsme si vysvětlili v první kapitole. Na vybraných příkladech jsme si ukázali, že zkoumání rozložení proudu je aktuálním tématem ve fyzice Z-pinčů a je klíčové pro další využití Z-pinče (např. jako efektivní neutronový a rentgenový zdroj).

V druhé kapitole jsme vysvětlili, že protonová deflektometrie nabízí alternativu ke klasickým metodám měření magnetického pole, neboť narozdíl od nich ji lze bez závažných omezení použít ke studiu vysokohustotního a vysokoteplotního plazmatu. Pro pochopení principu protonové deflektometrie jsme si na jednoduchých schématech ukázali základní deflexe protonového svazku magnetickým polem v Z-pinči, a to při pohybu protonů radiálně k Z-pinči a podél jeho osy. Protonové deflektometrie se již využívá v experimentech s laserovým plazmatem, a tak jsme si na nich ukázali její vlastnosti. Popsali jsme si experimenty mapující magnetického pole Z-pinčů za použití protonové deflektometrie. Na výsledcích z měření laserového a Z-pinčového plazmatu jsme viděli základní struktury, které vznikají při měření magnetického pole touto diagnostikou.

Ve třetí kapitole jsme si popsali základní mechanismy generace MeV protonů, které se urychlují vůči těžším iontům nejefektivněji a kterých se při iontové deflektometrii převážně užívá. Popsali jsme i dva nejužívanější druhy detektorů, které při této metodě protony diagnostikují a které zobrazují prostorové rozdělení deflektovaného

svazku. Jsou jimi radiochromické filtry (RCF) a pevnolátkové stopové detektory (CR-39). Dalším cílem této práce bylo vytvořit numerický kód, který by nám při zkoumání vlastností protonové deflektometrie umožnil.

Čtvrtou kapitolu jsme zasvětili tvorbě a testování našeho numerického kódu. Prokázali jsme, že se pro pohyb nabitě částice v magnetickém poli nejvíce hodí Boris-Bunemanovo numerické schéma. Schopnosti našeho kódu jsme prozkoumali zrekonstruováním již provedených měření a simulací měření magnetického pole Z-pinče pomocí protonové deflektometrie. Při porovnání se naše simulace velmi dobře shodovaly s výsledky a simulacemi provedenými jiných pracovištích. To nás opravňovalo k provedení vlastních simulací mapování magnetického pole Z-pinče proletujícími protony.

V páté kapitole jsme ukázali, jak vnikají obrazce (struktury), které jsou výsledným signálem na detektorech při protonové deflektometrii, a jaký na ně mají vliv různé hodnoty proudu I , energie protonů E_p , polohy zdroje L a divergence protonového svazku ϑ . Dále jsme ověřili, že úhel deflexe protonů s energií E_p v magnetickém poli daným proudem I závisí na poměru $I/\sqrt{E_p}$. Při použití protonů a proudů o tomto poměru deflexe probíhají stejně, což nám umožňuje předpovídat a extrapolovat výsledky z malých zařízení na zařízení velká. Další simulace ukázaly, jak hluboko do objemu Z-pinče protony s danou energií při daném mg. poli proniknou. Dále jsme také zjistili, že při radiálním směru svazku se tato diagnostika hodí zejména ke studiu vnějších oblastí magnetického pole Z-pinče, tj. na poloměrech větších než je poloměr pinče r_{pinch} . Naopak protony letící podél osy proti směru proudu Z-pinče dokáží odlišit dvě základní uvažované možnosti profilu hustoty proudu uvnitř Z-pinče, kterými jsou proud protékající po povrchu Z-pinče (*skin-efekt*) a protékající proud s konstantní hustotou.

V šesté kapitole jsme se věnovali magnetické deflexi deutronů, které se v Z-pinči při experimentech urychlují a které naše vědecká skupina studuje na zařízení GIT-12. Nejdříve jsme shrnuly nejčastější teorie urychlování svazků deutronů a neutronů, které jsou urychleny v době přetržení vlákna Z-pinče v důsledku nestabilit. Poté jsme popsali aparaturu GIT-12 v Tomsku v Rusku a dosavadní výsledky naší vědecké skupiny. Dále jsme se věnovali vybraným výsledkům měření na zařízení GIT-12 provedených naší vědeckou skupinou v letech 2015 a 2016. Pomocí programu SRIM jsme určili minimální detekované energie deutronů odpovídající jednotlivým vrstvám detektoru. Simulacemi našeho numerického kódu jsme osvětlili

jednotlivé vlivy podílející se na vzniku kruhových signálů při měření č. 1845 s 3-pinholí. Podařilo se nám nasimulovat signály deutronových svazků dvou energií (5 a 11 MeV) a odhadnout tak velikosti proudu, magnetického pole a divergence svazků. Ze signálu z detektoru profilu svazku při výstřelu 1770 jsme pomocí simulací a poté analyticky odhadli velikost magnetického pole nutného ke vzniku tmavých čar na detektoru.

Použité zdroje

- [1] Institute for Plasma Focus Studies. [Online; cit. 29. 12. 2016].
URL <<https://www.plasmafocus.net/>>
- [2] Albright, B.; Yin, L.; Bowers, K. J.; aj.: Relativistic buneman instability in the laser breakout afterburner. *Physics of Plasmas*, ročník 14, č. 9, 2007.
- [3] Beg, F. N.: Assessment of Proton Deflectometry for Exploding Wire Experiments. Technická zpráva, University of California, San Diego, 2013.
- [4] Bennett, W. H.: Magnetically Self-Focussing Streams. *Phys. Rev.*, ročník 45, 1934: s. 890–897.
- [5] Bethe, H.: Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie. *Annalen der Physik*, ročník 397, č. 3, 1930: s. 325–400.
- [6] Birdsall, C. K.; Langdon, A. B.: *Plasma physics via computer simulation*. CRC Press, 2004.
- [7] Bland, S.; Ampleford, D.; Bott, S.; aj.: Use of Faraday probing to estimate current distribution in wire array z pinches. *Review of scientific instruments*, ročník 77, č. 10, 2006: str. 10E315.
- [8] Borghesi, M.; Campbell, D.; Schiavi, A.; aj.: Laser-produced protons and their application as a particle probe. *Laser and Particle Beams*, ročník 20, č. 02, 2002: s. 269–275.
- [9] 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.
- [10] Brunel, F.: Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.*, ročník 59, Jul 1987: s. 52–55.

- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] Clark, E.; Krushelnick, K.; Davies, J.; aj.: Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids. *Physical Review Letters*, ročník 84, č. 4, 2000: str. 670.
- [14] Devic, S.: Radiochromic film dosimetry: past, present, and future. *Physica medica*, ročník 27, č. 3, 2011: s. 122–134.
- [15] Edmund, P. Y.; Cuneo, M. E.; Desjarlais, M. P.; aj.: Three-dimensional effects in trailing mass in the wire-array Z pincha). *Physics of Plasmas (1994-present)*, ročník 15, č. 5, 2008: str. 056301.
- [16] Eliezer, S.: The Interaction of High-Power Lasers With Plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 45, č. 2, 2003: str. 181.
- [17] Freidberg, J. P.: Ideal magnetohydrodynamic theory of magnetic fusion systems. *Reviews of Modern Physics*, ročník 54, č. 3, 1982: str. 801.
- [18] Gao, L.; Ji, H.; Fiksel, G.; aj.: Ultrafast proton radiography of the magnetic fields generated by a laser-driven coil current. *Physics of Plasmas (1994-present)*, ročník 23, č. 4, 2016: str. 043106.
- [19] Gibbon, P.; Bell, A. R.: Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, ročník 68, Mar 1992: s. 1535–1538.
- [20] Gibbon, P.; Förster, E.: Short-pulse laser - plasma interactions. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 38, č. 6, 1996: str. 769.
- [21] Gomez, M. R.; Slutz, S. A.; Sefkow, A. B.; aj.: Experimental demonstration of fusion-relevant conditions in magnetized liner inertial fusion. *Physical review letters*, ročník 113, č. 15, 2014: str. 155003.
- [22] Groom, D.; Klein, S.: Passage of particles through matter. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, ročník 15, č. 1-4, 2000: s. 163–173.
- [23] Haines, M.: Magnetic-field generation in laser fusion and hot-electron transport. *Canadian Journal of Physics*, ročník 64, č. 8, 1986: s. 912–919.

- [24] Haines, M.: A review of the dense Z-pinch. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 53, č. 9, 2011.
- [25] 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.
- [26] 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.
- [27] J. Fuchs; P. Antici; E. d’Humières; aj.: Ion acceleration using high-contrast ultra-intense lasers. *J. Phys. IV France*, ročník 133, 2006.
- [28] Jung, D.: *Ion acceleration from relativistic laser nano-target interaction*. Dizertační práce, LMU München: Fakultät für Physik, 2012.
- [29] Kadomtsev, B.: Hydromagnetic stability of a plasma. *Reviews of plasma physics*, ročník 2, 1966: s. 153–199.
- [30] Kaufman, J.: *Development of radiochromic film diagnostics for laser-driven ion beams*. Diplomová práce, FJFI CVUT, 2015.
- [31] Kaufman, J.; Margarone, D.; Candiano, G.; aj.: Radiochromic film diagnostics for laser-driven ion beams. 2015.
- [32] 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.
- [33] 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.
- [34] 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.
- [35] Klír, D.: *The Study of a Fibre Z-Pinch*. Dizertační práce, Czech Technical University, 2005.
- [36] Klír, D.; Kubeš, P.; Rezac, K.; aj.: Efficient Neutron Production from a Novel Configuration of Deuterium Gas-Puff Z-Pinch. *Physical review letters*, ročník 112, č. 9, 2014.

- [37] Klir, D.; Shishlov, A. V.; Kokshenev, V.; aj.: Efficient generation of fast neutrons by magnetized deuterons in an optimized deuterium gas-puff z-pinch. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 57, č. 4, 2015: str. 044005.
- [38] Klir, D.; Shishlov, A. V.; Kokshenev, V.; aj.: Deuterium z-pinch as a powerful source of multi-MeV ions and neutrons for advanced applications. *Physics of Plasmas (1994-present)*, ročník 23, č. 3, 2016: str. 032702.
- [39] Klir, D.; Shishlov, A. V.; Kokshenev, V. A.; aj.: Characterization of neutron emission from mega-ampere deuterium gas puff Z-pinch at microsecond implosion times. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 55, č. 8, 2013: str. 085012.
- [40] Klír, D.; Soto, L.: Drive parameter of neutron-optimized dense plasma foci. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, ročník 40, č. 12, 2012: s. 3273–3279.
- [41] Koehler, A. M.: Proton Radiography. *Science*, ročník 160, 04 1968, doi:10.1126/science.160.3825.303.
- [42] Kruer, W.: *The physics of laser plasma interactions*. Reading, MA (US); Addison-Wesley Publishing Co., Jan 1988.
- [43] Kubeš, P.; ČVUT, F.: Impulsní silnoproudé výboje a jejich diagnostika. 2004.
- [44] Kulhánek, P.: Studijní text pro FJFI ČVUT. 2009, [Online; cit. 20. 7. 2014]. URL <<http://www.aldebaran.cz/studium/fpla.pdf>>
- [45] Kulhánek, P.: *Úvod do teorie plazmatu*. AGA, 2016.
- [46] Lebedev, S.; Ampleford, D.; Bland, S.; aj.: Implosion dynamics of wire array Z-pinch: experiments at Imperial College. *Nuclear fusion*, ročník 44, č. 12, 2004: str. S215.
- [47] Lebedev, S.; Ampleford, D.; Bland, S.; aj.: Physics of wire array Z-pinch implosions: experiments at Imperial College. *Plasma physics and controlled fusion*, ročník 47, č. 5A, 2005: str. A91.
- [48] Lee, S.: Neutron yield saturation in plasma focus: A fundamental cause. *Applied Physics Letters*, ročník 95, č. 15, 2009: s. 151503–151503.
- [49] Lee, S.: Plasma Focus Radiative Model: Review of the Lee Model Code. *Journal of Fusion Energy*, 2014: s. 1–17, ISSN 0164-0313, doi:10.1007/s10894-014-9683-8.

- [50] Lee, S.; Saw, S.; Lee, P.; aj.: Computing plasma focus pinch current from total current measurement. *Applied Physics Letters*, ročník 92, č. 11, 2008: s. 111501–111501.
- [51] Li, C.; Séguin, F.; Frenje, J.; aj.: Proton radiography of dynamic electric and magnetic fields in laser-produced high-energy-density plasmas). *Physics of Plasmas (1994-present)*, ročník 16, č. 5, 2009: str. 056304.
- [52] 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.
- [53] Liberman, M. A.; Spielman, R. B.; Toor, A.; aj.: *Physics of high-density Z-pinch plasmas*. Springer, 1999.
- [54] Limpouch, J.: Ion acceleration by intense laser pulses. 2014, prezentace.
- [55] LLC, P. I. C. C.: Particle Push in Magnetic Field (Boris Method). [Online; cit. 29. 12. 2016].
URL <<https://www.particleincell.com/2011/vxb-rotation/>>
- [56] Macchi, A.; Borghesi, M.; Passoni, M.: Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction. *Reviews of Modern Physics*, ročník 85, č. 2, 2013: str. 751.
- [57] 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.
- [58] 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.
- [59] 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.
- [60] 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.

- [61] Mariscal, D.; McGuffey, C.; Valenzuela, J.; aj.: Measurement of pulsed-power-driven magnetic fields via proton deflectometry. *Applied Physics Letters*, ročník 105, č. 22, 2014: str. 224103.
- [62] Mitchell, I.; Aliaga-Rossel, R.; Chittenden, J.; aj.: Investigation of electron and ion beams in mega-ampere fiber pinch plasmas. *IEEE transactions on plasma science*, ročník 26, č. 4, 1998: s. 1267–1274.
- [63] Morris, C.; Hopson, J. W.; Goldstone, P.: Proton Radiography. In *APS April Meeting Abstracts*, ročník 1, 1998, str. 1203.
- [64] Munzar, V.: *Teorie a aplikace Z-pinče*. Bakalářská práce, FJFI ČVUT, 2014.
- [65] Nukulin, V.; Polukhin, S.: Saturation of the neutron yield from megajoule plasma focus facilities. *Plasma Physics Reports*, ročník 33, č. 4, 2007: s. 271–277, ISSN 1063-780X, doi:10.1134/S1063780X07040022.
- [66] 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.
- [67] Psikal, J.; Klimo, O.; Weber, S.; aj.: Enhanced ion acceleration by using femtosecond laser pulses at the third harmonic frequency. In *SPIE Optics+ Optoelectronics*, International Society for Optics and Photonics, 2015, s. 95151G–95151G.
- [68] Qin, H.; Zhang, S.; Xiao, J.; aj.: Why is Boris algorithm so good? *Physics of Plasmas*, ročník 20, č. 8, 2013: str. 084503.
- [69] Rink, A.: *Point-based ionizing radiation dosimetry using radiochromic materials and a fiberoptic readout system*. Dizertační práce, University of Toronto, 2008.
- [70] 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.
- [71] Romagnani, L.; Fuchs, J.; Borghesi, M.; aj.: Dynamics of electric fields driving the laser acceleration of multi-MeV protons. *Physical review letters*, ročník 95, č. 19, 2005: str. 195001.
- [72] 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.

- [73] Roth, M.; Schollmeier, M.: Ion Acceleration Target Normal Sheath Acceleration. *CERN Yellow Reports*, ročník 1, 2016: str. 231.
- [74] Rygg, J.; Séguin, F.; Li, C.; aj.: Proton radiography of inertial fusion implosions. *Science*, ročník 319, č. 5867, 2008: s. 1223–1225.
- [75] 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.
- [76] Schiavi, A. M. M.: *Study of laser produced plasmas by X-ray and proton radiography*. Dizertační práce, University of London, 2004.
- [77] Schollmeier, M.; Geissel, M.; Sefkow, A. B.; aj.: Improved spectral data unfolding for radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams. *Review of Scientific Instruments*, ročník 85, č. 4, 2014: str. 043305.
- [78] 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.
- [79] Sinars, D.; Slutz, S.; Herrmann, M.; aj.: Measurements of magneto-Rayleigh-Taylor instability growth during the implosion of initially solid Al tubes driven by the 20-MA, 100-ns Z facility. *Physical review letters*, ročník 105, č. 18, 2010: str. 185001.
- [80] Sinars, D. B.; Slutz, S. A.; Herrmann, M.; aj.: Measurements of magneto-Rayleigh–Taylor instability growth during the implosion of initially solid metal liners a). *Physics of Plasmas (1994-present)*, ročník 18, č. 5, 2011: str. 056301.
- [81] 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.
- [82] Slutz, S.; Herrmann, M.; Vesey, R.; aj.: Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field a). *Physics of Plasmas (1994-present)*, ročník 17, č. 5, 2010: str. 056303.
- [83] Slutz, S. A.; Vesey, R. A.: High-gain magnetized inertial fusion. *Physical review letters*, ročník 108, č. 2, 2012: str. 025003.
- [84] Snavely, R.; Key, M.; Hatchett, S.; aj.: Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Physical Review Letters*, ročník 85, č. 14, 2000: str. 2945.

- [85] Toggweiler, M.: *An adaptive time integration method for more efficient simulation of particle accelerators*. Dizertační práce, Department of Computer Science, ETH Zurich, 2011, 2011.
- [86] 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.
- [87] Verboncoeur, J. P.: Particle simulation of plasmas: review and advances. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ročník 47, č. 5A, 2005: str. A231.
- [88] Vikhrev, V.; Korolev, V.: Neutron generation from Z-pinches. *Plasma Physics Reports*, ročník 33, č. 5, 2007: s. 356–380, ISSN 1063-780X.
- [89] Wikipedia: CR-39. [Online; cit. 1. 9. 2015].
URL <<http://en.wikipedia.org/wiki/CR-39>>
- [90] 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.
- [91] 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.
- [92] 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.
- [93] Ziegler, J. F.: Stopping of energetic light ions in elemental matter. *Journal of applied physics*, ročník 85, č. 3, 1999: s. 1249–1272.