České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Conceptual Design Report

Urychlovače nabitých částic

PPRA kolaborace

(zimní semestr akademického roku 2011/2012)

PPRA kolaborace

Rozdělení experimentu:

- Zdroj částic – Elena Rakovská
- Elektrostatický urychlovač – Miroslav Šimko
- Indukční urychlovač – Oleksandr Korčak
- Fokusace svazku – Ota Kukral
- Diagnostika svazku – Jaroslava Hrtánková

Mluvčí kolaborace: Jaroslava Hrtánková

Koordinátor projektu: Miroslav Šimko

Obsah

1 Úvod **1**
1.1 Klasifikace urychlovačů . . . 1
1.2 Principy urychlování . . . 1
1.3 Laboratorní podmínky . . . 2

2 Zdroje částic **4**
2.1 Návrh konstrukce iontového zdroje . . . 4
2.1.1 Diskuze . . . 4
2.1.2 Plazmatronový zdroj . . . 5
2.2 Zdroj elektronů . . . 6

3 Elektrostatický urychlovač **8**
3.1 Parametry urychlovače . . . 8
3.2 Zdroj napětí . . . 9
3.3 Simulace . . . 10

4 Indukční urychlovač **13**
4.1 Úvod . . . 13
4.2 Parametry urychlovače . . . 16

5 Fokusace svazku **18**
5.1 Teoretický úvod – tenká čočka . . . 18
5.2 Simulace v SIMIONu . . . 20
5.3 Návrh konstrukce kvadrupólu . . . 21

6 Diagnostika Svazku **23**
6.1 Měření energie svazku . . . 23
6.1.1 Návrh konstrukce elektrostatického spektrometru . . . 24
6.2 Měření náboje svazku . . . 25
6.2.1 Návrh konstrukce proudového transformátoru . . . 25

7 Závěr **28**

Kapitola 1

Úvod

1.1 Klasifikace urychlovačů

Urychlovače nabitých částic slouží jako hlavní vědecká zařízení téměř všech hlavních výzkumných center částicové fyziky. Mají však též řadu praktických využití v medicíně i průmyslu [1].

Urychlovače můžeme dělit podle několika různých hledisek: Podle tvaru dráhy na lineární a cyklické; podle urychlovaných částic na urychlovače elektronů, pozitronů, protonů, iontů atd.; podle režimu práce na spojité a pulzní. Dále je možné rozdělit urychlovače podle toho, zda se urychlí jen jednou etapou urychlovacího procesu, nebo postupným urychlováním díky mnohonásobnému působení elektromagnetického pole.

V elektrostatických (též vysokonapěťových) urychlovačích se urychluje pomocí elektrostatického pole, v indukčních elektrickým polem vytvořeným proměnlivým magnetickým polem a ve vysokofrekvenčních (též rezonančních) proměnlivým vysokofrekvenčním elektrickým polem.

V našem případě budeme konstruovat elektrostatický a indukční urychlovač, oba lineárního typu s pulzním režimem. Od konstrukce vysokofrekvenčního urychlovače se z organizačních důvodů upustilo. Za cílovou energii jsme si zvolili přibližně 30 keV pro elektrostatický urychlovač a $\sim$10 keV pro indukční.

Nedílnou součástí každého urychlovače je také zdroj částic. Jako nejobvyklejší urychlované částice slouží elektrony, protony a ionty. Existují však také zdroje pozitronů, antiprotonů, atd. Naším cílem je zprovoznění ionového a elektronového zdroje.

Abychom dokázali zjistit různé parametry urychlovačů, jako jsou dosažená energie a intenzita svazku, věnovali jsme také velikou pozornost diagnostice svazku. Ta je umožněna také díky fokusaci svazku.

1.2 Principy urychlování

Na nabitou částici s nábojem q působí v elektromagnetickém poli tzv. Lorentzova síla [3]

$$\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{E} + q(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})\,, \tag{1.1}$$

kde $\boldsymbol{E}$ je intenzita elektrického pole, $\boldsymbol{B}$ je magnetická indukce a $\boldsymbol{v}$ je rychlost částice. Přírůstek kinetické energie bude integrál z Lorentzovy síly přes dráhu

$$\Delta E_{\mathrm{kin}} = \int \boldsymbol{F}\,\mathrm{d}\boldsymbol{s}\,. \tag{1.2}$$

Ze vztahu (1.1) tedy plyne

$$\Delta E_{\mathrm{kin}} = q \int \boldsymbol{E}\,\mathrm{d}\boldsymbol{s} + q \int (\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})\boldsymbol{v}\,\mathrm{d}t\,, \tag{1.3}$$

kde výraz $(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B})\boldsymbol{v}$ je nulový. Ke změně energie tedy přispívá pouze intenzita elektrického pole a platí

$$\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{kin}}}{\mathrm{d}t} = q\boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{E}\,. \tag{1.4}$$

1.3 Laboratorní podmínky

Pro konstrukci experimentu máme k dispozici válcovou vakuovou komoru s vnitřním průměrem ∼50 cm a délkou ∼55 cm. Komora je vyrobena z nerez oceli a je evakuována olejovou a turbomolekulární vývěvou. Skrz stěnu vedou zatavené vodiče pro připojení elektrického proudu.

Celá měřící aparatura se bude skládat ze zdroje částic, urychlovače, fokusační aparatury a detektorů, vše i s nosnou konstrukcí. Přitom je celý experiment limitován vnitřními rozměry vakuové komory. Při tvoření konstrukčního návrhu musel být brán tedy velký zřetel na rozměry jednotlivých komponent.

Vakuová komora slouží zároveň jako stínění před ionizačním zářením. Jelikož je v nejslabším místě (plášť válce) silná ∼1,2 cm, s přehledem odstíní jakékoli záření vylétající z experimentu (to je také dáno poměrně malou energií urychlených částic: max. 30 keV).

Z předchozího roku fungování pokročilého praktika je zprovozněno elektronové dělo coby náhradní zdroj elektronů. Průběh experimentu tedy nezávisí na konstrukci iontového či elektronového zdroje. Nicméně jedním z našich cílů je postavit si také vlastní zdroj částic.

Kapitola 2

Zdroje částic

2.1 Návrh konstrukce iontového zdroje

2.1.1 Diskuze

Jiskrový zdroj – zavrhnut

Působením vysokého napětí mezi elektrodami z pevné látky dojde k průrazu a vzniku iontů. Tato konstrukce je nejjednodušší ze všech možností výroby iontů. Vhodnou geometrií se dá docílit snížení průrazného napětí, musí se však jednat o vysoce nehomogenní elektrické pole, jako je např. v okolí hrotů. Průrazné napětí zároveň roste se zvyšující se vzdáleností hrotů, proto je vhodné mít je co neblíž u sebe.

Při simulacích v SIMIONu při přibližné geometrii jsme při hodnotách napětí na uhlíkových elektrodách 10 kV, vzdálenosti elektrod $0,5$ mm a napětí na extrakčních elektrodách -200 V přišli k následujícímu závěru: Vzhledem ke svojí hmotnosti se dráha iontů mění málo od směru, ve kterém byly emitovány. Extrakční elektrody nemají šanci přitáhnout ion, když letí na opačnou stranu, a v podstatě na ně působí, jen pokud se ionty mírně odchylují od čistě x-ového směru (k druhému hrotu). Uvažovali jsme, že se tam vyprodukuje nejvíc jednou ionizovaných uhlíků (C^+ nejpravděpodobněji), ale několikrát ionizované uhlíky neprokázaly velké rozdíly v dráze letu.

V celém návrhu vyvstává nemálo nezodpovězených otázek. Konkrétně napětí a vzdálenost elektrody velmi závisí na dané sestavě, takže by to bylo třeba vyzkoušet a mohlo by se stát, že by to vůbec nefungovalo. Průraz se dá těžko usměrňovat a vzniká při něm velké množství fotonů, což je nežádoucí. Kolik iontů by tam vznikalo a ve kterém směru, což se ukázalo jako zásadní věc, neumíme dopředu odhadnout. Z těchto všech důvodů jsme se rozhodli nakonec návrh jiskrového zdroje zavrhnout.

Penningův zdroj – zavrhnut

Mezi oblíbené plazmové zdroje patří Penningův zdroj. Vysoké napětí ~ 10 kV a proud $\sim$ mA se přivedou na anodu, která je válcového tvaru a sestává nejlépe z nějakého materiálu s vysokým koeficientem emise elektronů, může být i ocel nebo wolfram. Stačí, když to bude mřížka. Katoda kruhového tvaru s 0V napětím tvoří izolované (např. nějakými keramickými kruhy) dno válce. Na druhé straně se nachází uzemněná katoda taktéž s 0 V a s otvorem ve středu, odkud mohou vylétávat ionty. Vhodným materiálem na katody je např. železo. Velikost otvoru závisí na požadavcích na průměr svazku. Nutná je přítomnost magnetického pole s vektorem magnetické indukce $\boldsymbol{B}$ směřujícím rovnoběžně s osou válce. Síla pole by měla být $\sim$ jednotky 10^{-2} T tak, aby se elektrony pohybovaly po

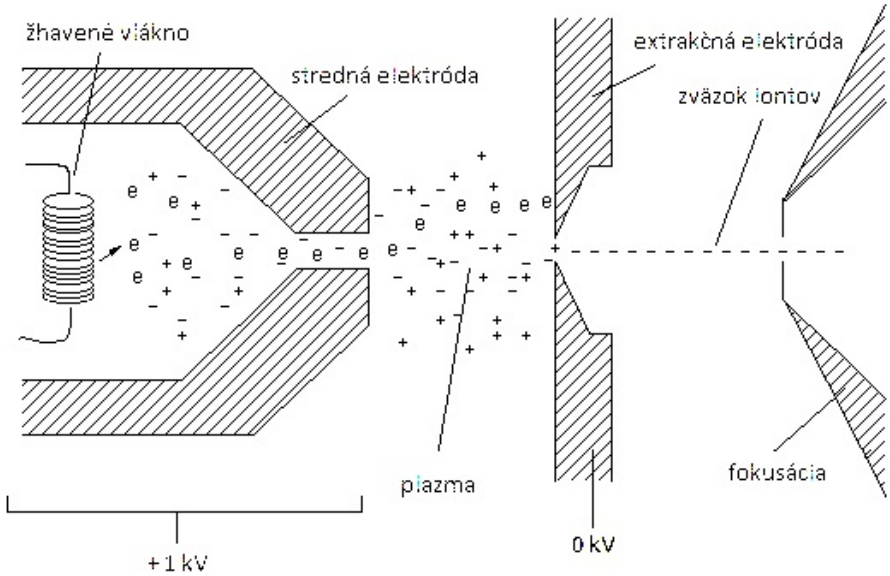
spirále menší, než je poloměr válce. Dráha elektronů se prodlouží a tím výrazně vzroste pravděpodobnost ionizace.

Do oblasti objemu anody se bude vstřikovat plyn, vhodný na ionizaci je N_2. Přibližně se očekává plyn v jednotkách μA. Penningova „past“, ve které jsou elektrony uvězněny, je výhodná hlavně při velmi nízkých tlacích, protože tam jsou obecně podmínky pro ionizaci velmi náročné. Protože v našem experimentu extrémně nízký tlak mít nebudeme, jako vhodná alternativa se zdá být konstrukčně jednodušší plazmatronový zdroj.

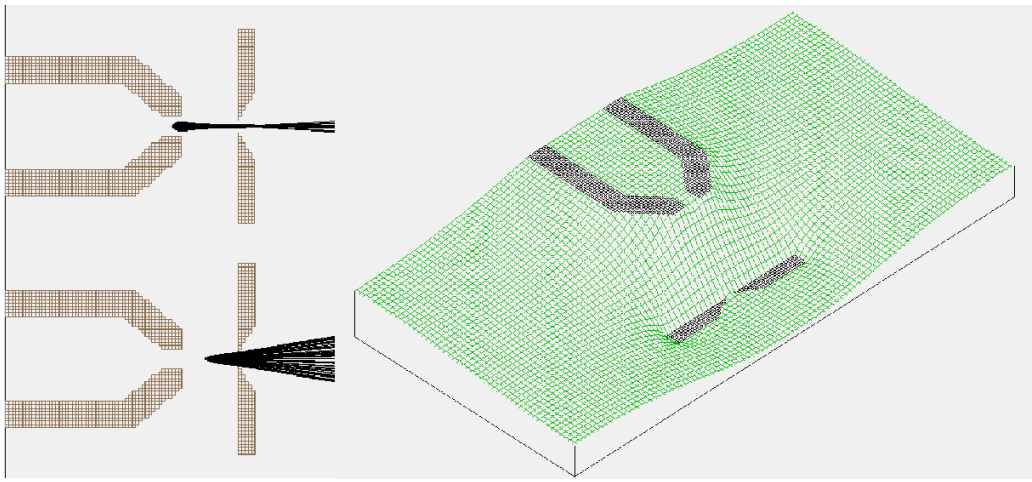
2.1.2 Plazmatronový zdroj

Existují dva základní druhy: monoplazmatron a duoplazmatron, které se liší jen v tom, že monoplazmatron používá pro vytvoření místa, kde se elektrony kříží, jen elektrostatickou fokusaci, zatímco duoplazmatron ji kombinuje s magnetickou. Navrhované uspořádání je na obrázku 2.1.

Elektrony emitované ze žhaveného wolframového vlákna jsou fokusovány prostřední železnou elektrodou. Magnetické pole rotuje elektrony a je vysoká pravděpodobnost ionizace dusíku, který se v této oblasti nachází ve zbytkovém plynu v komoře. Kladně nabité ionty jsou vytahovány extrakční elektrodou a následně dále fokusovány. Nespornou výhodou tohoto zdroje je jeho kompaktnost a dá se vyrobit ve velikosti jednotek centimetrů. Napětí na elektrodách 1 kV a 0 kV (obrázek 2.2), abychom dosáhli požadovanou dráhu letu.



Obrázek 2.1: Schéma duoplazmatronového zdroje



Obrázek 2.2: V pravé části obrázku je vyobrazen potenciál v okolí elektrod; v levé části simulace dráhy letu jedenkrát ionizovaných dusíků při dvou různých místech vzniku.

2.2 Zdroj elektronů

Na výrobu elektronů použijeme termoemisi wolframového vlákna, který plní několik požadovaných vlastností. Tavit se začne až při 3422 °C, dokáže tedy odolávat vysokým teplotám, a kromě toho je velmi pevný, takže se z něj dají vyrobit tenké drátky. Běžně se používá v elektronových dělech i proto, že má nízkou výstupní práci elektronů (electron work function W = 4,32 – 5,22 eV). Má také nižší nároky na vakuum a vyšší emisní proud oproti oblíbenému hexaboridu lanthanu. Kromě toho je wolfram běžně dostupný a nemusíme ho dolovat z platinové rudy jako například osmium, které by bylo také vhodné.

Avšak obecně je princip uvolňování elektronů založen na termoemisi. Zahřívání drátku zajišťujeme elektrickým proudem. Hustotu emisního proudu popisuje Richardson-Dushamův vztah:

$$J = AT^2 e^{-\frac{W}{kT}} ,$$

kde T je termodynamická teplota, k je Boltzmannova konstanta, W je výstupní práce elektronů a A je Richardsonova konstanta

$$A = \frac{4\pi m k^2 e}{h^3} ,$$

ve které m a e jsou hmotnost a náboj elektronu. Konstanta A se ještě násobí faktorem pro různé typy materiálu, pro wolfram $A_W = 60$ Acm^{-2} K^{-2}.

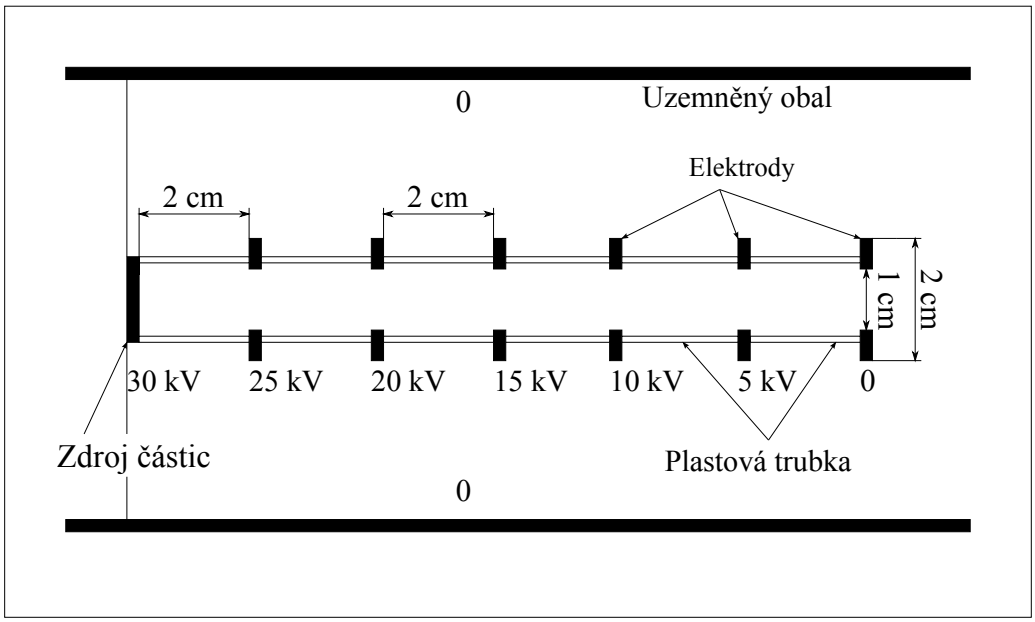
Abychom měli přesnější představu, s jakým zdrojem elektronů můžeme počítat, uvažujme běžný drátek v žárovce. Tam teplota dosahuje přibližně 2500 K a tedy z Richardson-Dushamova vztahu zjistíme hustotu emisního proudu ($J = 262$ mAcm^{-2}K^{-2}). Z běžných rozměrů tohoto vlákna ($d = 0,05$ mm a $l = 6$ cm) určíme proud $I = J\pi dl = 25$ mA a odtud konečně počet elektronů za sekundu $N = I/q = 1,5 \cdot 10^{17}$ s^{-1}.

Kapitola 3

Elektrostatický urychlovač

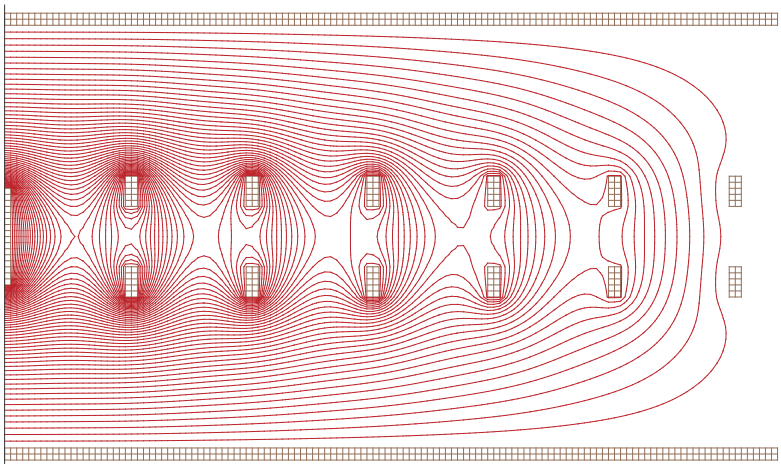
Tento typ urychlovače používá k urychlování částic elektrostatické pole. Jeho přednostmi jsou jednoduchost a možnost urychlení téměř jakýchkoli nabitých částic. Tyto výhody nicméně vyvažuje poměrně nízká energie, kterou je možné dosáhnout. Vzhledem k omezeným možnostem v laboratoři jsme se rozhodli pro urychlení částic na energii přibližně 30 keV.

3.1 Parametry urychlovače



Obrázek 3.1: Schéma urychlovače.

Tvar urychlovače bude válcový s několika kroužkovými elektrodami. Díky nerovnostem v elektrickém poli (viz obr. 3.2) slouží kroužky zároveň jako elektrostatické čočky, díky čemuž je možné částice také slabě fokusovat. Prostor před elektrodou funguje jako spojka, za elektrodou zase jako rozptylka.



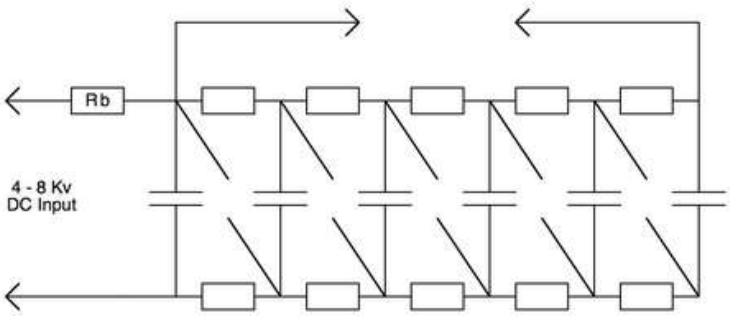
Obrázek 3.2: Zobrazení ekvipotenciál v programu SIMION.

Finální návrh urychlovače je tvořen (viz obr. 3.1) šesti kovovými kroužky (elektrodami) o vnějším průměru 2 cm a vnitřním 1 cm. Kroužky budou přilepeny na plastové trubce a vzdáleny od sebe 2 cm.

Elektrický potenciál na elektrodách začíná pro kladné ionty na 30 kV na zdroji částic, pak se s každou další elektrodou sníží o 5 kV, přičemž poslední elektroda je uzemněna. Jako děliče napětí budou použity 1 MΩ, 1 W rezistory. Celá konstrukce je obalena v uzemněné trubici kvůli bezpečnosti a také kvůli rušení detekčních zařízení světlem z vakuového plynu.

3.2 Zdroj napětí

Jako zdroj napětí jsme zvolili Marxův generátor. Jedná se o zdroj vysokého napětí, které se spouští v krátkých impulzech.

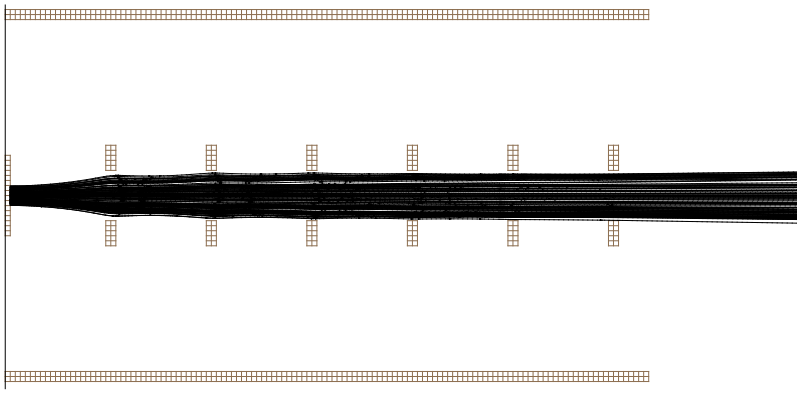


Obrázek 3.3: Schéma Marxova generátoru. [7]

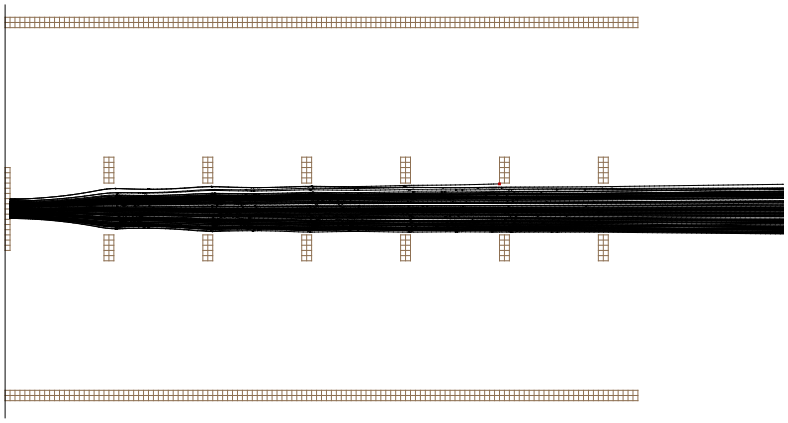
Schéma tohoto generátoru (viz obr. 3.3) má žebříčkovou strukturu [7], přičemž každá „příčka“ se skládá ze dvou rezistorů, kondenzátoru a jiskřiště. Nejprve se všechny kondenzátory nabijí na vstupní napětí U. Po zapálení jiskry na prvním jiskřišti prudce klesne odpor mezi prvními dvěma kondenzátory, což vede tomu, že se kondenzátor vybije a zesílí napětí na dalším jiskřišti, čímž opět vyvolá jiskru. Totéž se opakuje na dalším jiskřišti atd., až se na výstupu napětí zesílí ideálně na $n \cdot U$, kde n je počet „příček.“ Ve skutečném případě bude však výsledné napětí o něco nižší.

Pro náš zdroj napětí chceme použít 10 „příček“ generátoru a zdroj stejnosměrného napětí o velikosti 3 kV. Kondenzátory jsme zvolili s kapacitou 1 nF a parametry rezistorů budou 1 MΩ, 1 W. Rezistory i kondenzátory se dají pořídit za řádově jednotky korun.

3.3 Simulace



Obrázek 3.4: Simulace letu elektronů v programu SIMION.



Obrázek 3.5: Simulace letu iontů N_2^+ v programu SIMION.

Těžištěm dosavadní práce bylo vytvoření simulací letu částic v programu SIMION, což je program určený pro simulace letu částic v elektrickém a magnetickém poli. Simulace

jsou vyobrazeny na obrázcích 3.4 pro elektrony a 3.5 pro ionty dusíku N_2^+.

Na obrázcích je vidět, že se příliš neliší. Takže kromě přepólování napětí na elektrodách není nutné provádět téměř žádné změny pro urychlování elektronů a iontů. Dalším poznatkem je, že se tvoří přibližně rovnoběžný svazek, který bude nutné před dopadem na stínítko ještě zfokusovat (viz kapitola 5).

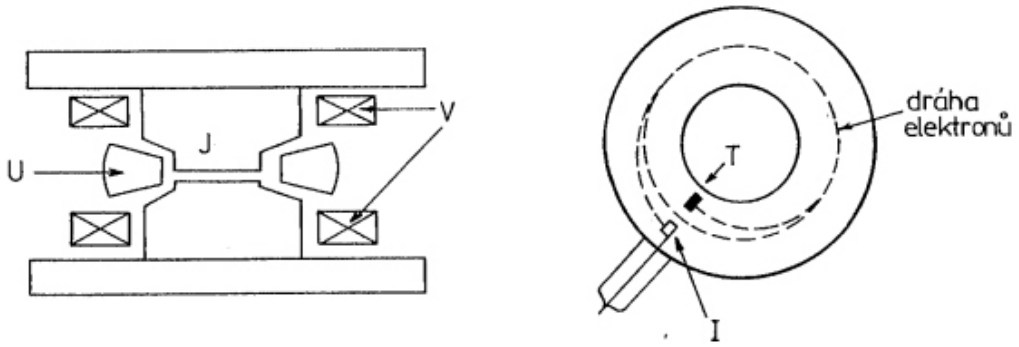
Kapitola 4

Indukční urychlovač

4.1 Úvod

Podle tvaru dráhy můžeme rozdělit urychlovače na lineární a kruhové, čili cyklické [1].

Betatron je příkladem **cyklického indukčního urychlovače** elektronů, kde se magnetické pole využívá jak pro zrychlení elektronů, tak pro udržení částic na dráze o konstantním poloměru (viz obr. 4.1). Malý betatron s maximální kinetickou energií 2,3 MeV, frekvencí 600 Hz urychlí elektrony za dobu 415 ms, přitom elektrony vykonají 260 000 oběhů a urazí vzdálenost 125 km. Betatrony se nehodí pro urychlování protonů a těžších iontů [1].



Obrázek 4.1: Shéma betatronu: J – jádro elektromagnetu; V – vinutí, U – kruhová urychlovací trubice; I – zdroj elektronů; T – terčík [1].

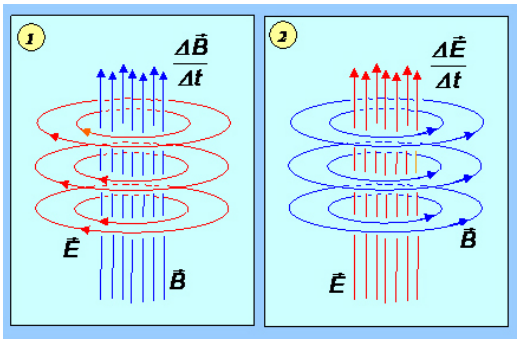
Lineární indukční urychlovače jsou sestrojeny na principu elektromagnetické indukce. Jsou to pulzní urychlovače. Ke zrychlení částic v tomto typu urychlovače dojde působením vírového elektrického pole, které vznikne v cívkách instalovaných podél osy svazku působením proměnného magnetického pole, které vznikne v důsledku průchodu elektrického pulzu vinutím cívky [2].

Pro zrychlení iontů na energie okolo 30 keV je v podmínkách naší laboratoře možné zkonstruovat pouze linearní indukční urychlovač.

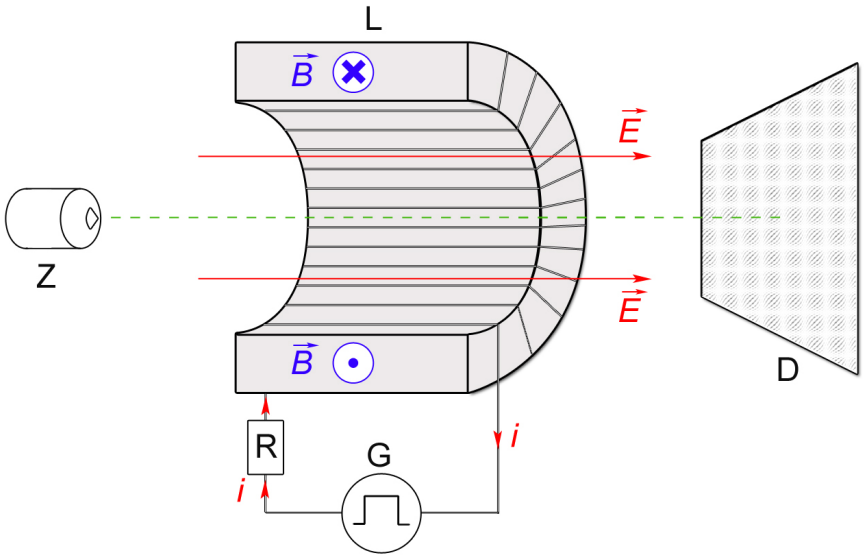
Jak bylo řečeno, částice se budou urychlovat působením vírového elektrického pole indukovaného proměnným magnetickým polem, což popisuje 2. Maxwellova rovnice

$$\mathrm{rot}\boldsymbol{E} = -\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{B}}{\mathrm{d}t}\,. \tag{4.1}$$

Toroidální cívka je vlastně solenoid (dlouhá úzká hustě vinutá cívka) stočený do tvaru prstence. Magnetickou indukci uvnitř toroidu lze určit pomocí magnetického pole solenoidu, protože toroid můžeme charakterizovat jako solenoid stočený do tvaru prstence [13].



Obrázek 4.2: Siločáry elektrického a magnetického pole [11].

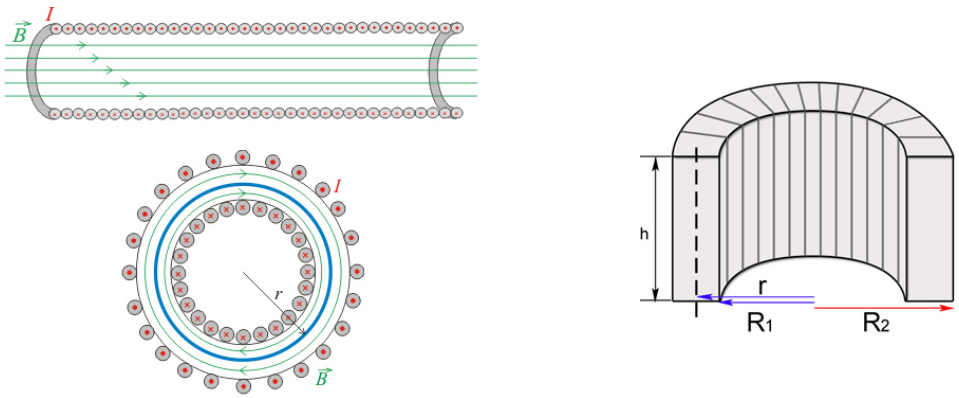


Obrázek 4.3: Návrh konsrukce lineárního indukčního urychlovače; Z – zdroj astic, G – zdroj napětí, R – resistor, L – cívka ve tvaru toroidu, D – detektor.

Indukční čáry uvnitř toroidu tvoří soustředné kružnice. Pole uvnitř toroidu, je homogenní a vně toroidu nulové. Směr magnetické indukce je určen pravidlem pravé ruky [13].

Vztah pro velikost vektoru magnetické indukce uvnitř toroidu [9]:

$$B = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I}{2\pi \cdot r}\,. \tag{4.2}$$



Obrázek 4.4: Solenoid ve tvaru toroidu [13].

Vztah pro velikost indukčnosti toroidální cívky [9]:

$$L = \frac{\mu_0 \cdot h \cdot N^2}{2\pi} \cdot \ln\left[\frac{R_2}{R_1}\right] . \tag{4.3}$$

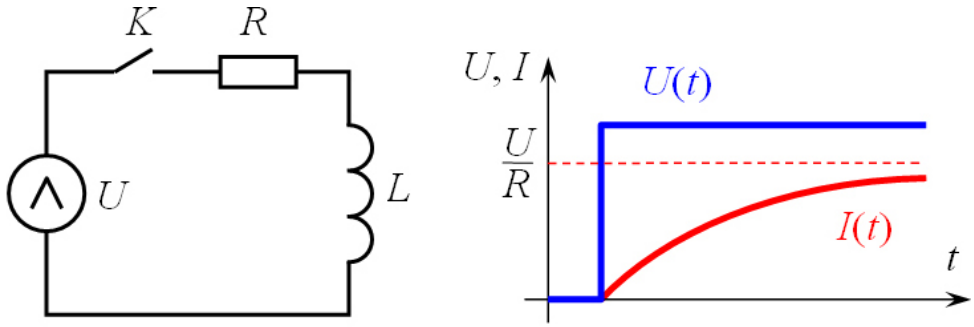
Rychlost změny magnetického pole závisí na změně proudu s časem:

$$\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t} = \frac{\mu_0 \cdot N}{2\pi \cdot r} \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} . \tag{4.4}$$

Rychlost změny proudu v RL–obvodu je dána vztahem [13]:

$$\frac{\mathrm{d}i(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{U_0}{R} \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \mathrm{e}^{-t/\tau} , \tag{4.5}$$

kde τ ($\tau = L/R$) je časová konstanta (čas, za který se napětí na cívce zmenší e-krát).



Obrázek 4.5: RL-obvod [14].

Z (4.4), (4.5) plyne:

$$\frac{\mathrm{d}B(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{\mu_0 \cdot N}{2\pi \cdot r} \cdot \frac{U_0}{R} \cdot \frac{1}{\tau} \cdot \mathrm{e}^{-t/\tau} . \tag{4.6}$$

Ze zákona zachování energie vyplývá, že:

$$30 \text{ keV} = q \cdot E \cdot h , \tag{4.7}$$

kde velikost vektoru elektrického pole E je z 2. Maxwellovy rovnice (4.1) určena vztahem:

$$E = r \cdot \frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t} \,. \tag{4.8}$$

4.2 Parametry urychlovače

- U_0 je amplituda napětí na cívce. Podle výpočtů bychom potřebovali impulz napětí kolem 20 kV. K tomu lze využít generátor pulzního napětí. Jako tento generátor napětí jsme zvolili Marxův generátor [14].
- R – odpor řádu 1 MΩ
- Cívka ve tvaru toroidu (viz obr. 4.4):
  - $r = 5$ cm
  - $R_2 - R_1 = 2$ cm
  - $h = 2$cm
  - $N = 500$ (měděný drát Ø = 0,5 mm, 40 m)

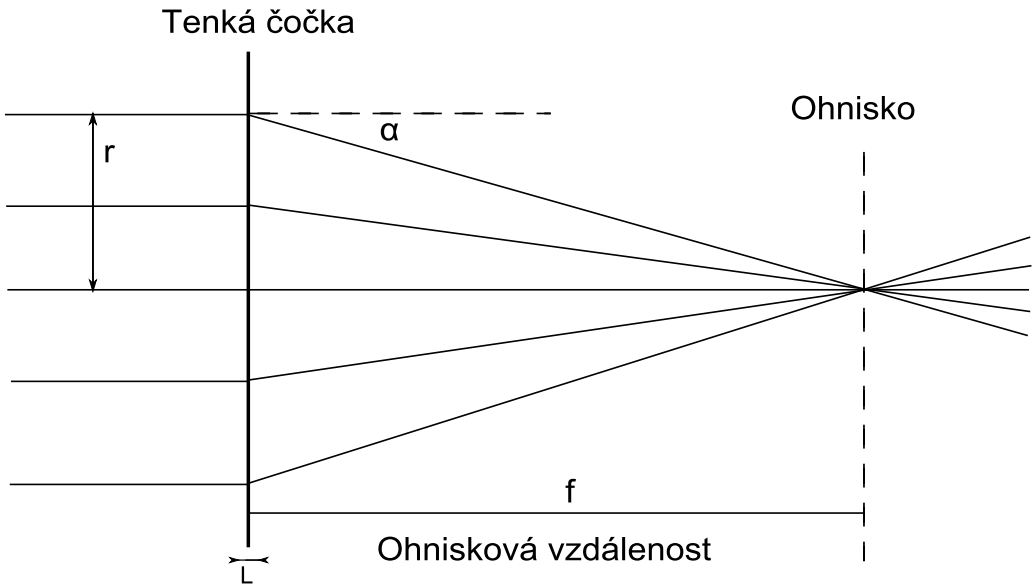
Kapitola 5

Fokusace svazku

Z jednotlivých urychlovačů bude přicházet svazek částic, který bude mít nějaké prostorové rozložení a rozbíhavost. Cílem fokusace je, aby svazek (nebo alespoň jeho podstatná část) dopadal na co nejmenší plochu na stínítku.

5.1 Teoretický úvod – tenká čočka

Pro fokusaci svazku budeme používat magnetické pole. Nejprve vyjdeme z analogie s optikou: na obrázku 5.1 vidíme uspořádání pro spojku. Zleva přichází rovnoběžný svazek, prochází čočkou o tloušťce L, za níž je ve vzdálenosti f umístěno stínítko, na nějž chceme svazek fokusovat. V přiblížení tenké čočky předpokládáme, že je její tloušťka výrazně menší než ohnisková vzdálenost $L \ll f$, a tedy úhel α je malý. Proto můžeme předpokládat, že $\sin\alpha \simeq \alpha$.



Obrázek 5.1: Schéma fokusace

Abychom dosáhli fokusace do ohniska, je potřeba, aby se částice ve svazku ohýbaly o úhel úměrný jejich vzdálenosti od osy svazku r.

$$\alpha = -\frac{r}{f} \tag{5.1}$$

Nabité částice se v rovině XZ (z je osa směřující ve směru svazku) při průchodu magnetem délky L ohnou o úhel

$$\alpha_x = \frac{qB_yL}{p}\,, \tag{5.2}$$

kde q je náboj částice, B_y je magnetická indukce ve směru osy y a p je hybnost částice. Z rovnic (5.1) a (5.2) dostáváme podmínku pro závislost magnetické indukce na poloze

$$B_y = -gx\,, \tag{5.3}$$

kde g je konstantní gradient pole, kladný pro kladný náboj částice. Částice se v tomto poli odkloní o úhel

$$\alpha = -\frac{q}{p}grL\,. \tag{5.4}$$

Zadefinujeme-li si fokusační schopnost k jako

$$k = \frac{q}{p}g \tag{5.5}$$

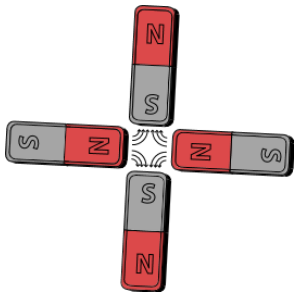
dostaneme z (5.1) a (5.4) vztah pro ohniskovou vzdálenost

$$\frac{1}{f} = kL\,. \tag{5.6}$$

Pole splňující podmínku konstantního gradientu pole (5.3) můžeme vytvořit kvadrupólovým magnetem, jenž je popsán skalárním potenciálem $V = -gxy$ [2]. Tento potenciál působí na prolétající částice následujícím způsobem:

- Částice odchýlené od osy x navede k ose svazku: fokusuje.
- Částice odchýlené od osy y navede od osy: defokusuje.

Proto se za kvadrupól dává ještě jeden, otočený o 90 stupňů. Kvadrupólový moment můžeme vytvořit, jestliže magnety uspořádáme podle obrázku 5.2.



Obrázek 5.2: Kvadrupól sestavený z permanentních magnetů

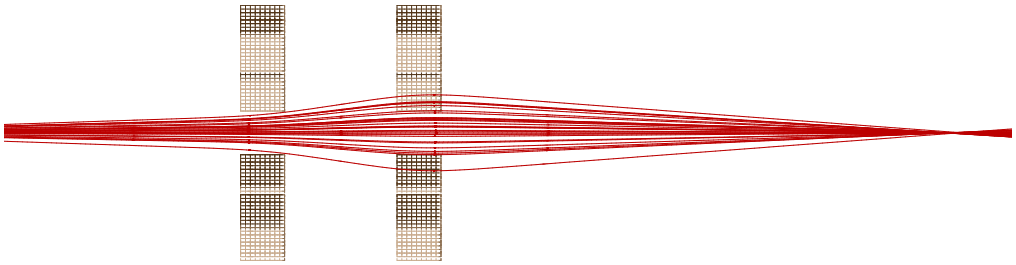
Známe-li dopředu fokusační vzdálenost, kinetickou energii T a klidovou hmotnost m částice, lze použít vztahy (5.5) a (5.6) pro určení potřebného gradientu pole

$$g = \frac{\sqrt{T^2 + 2Tmc^2}}{fLqc}\,. \tag{5.7}$$

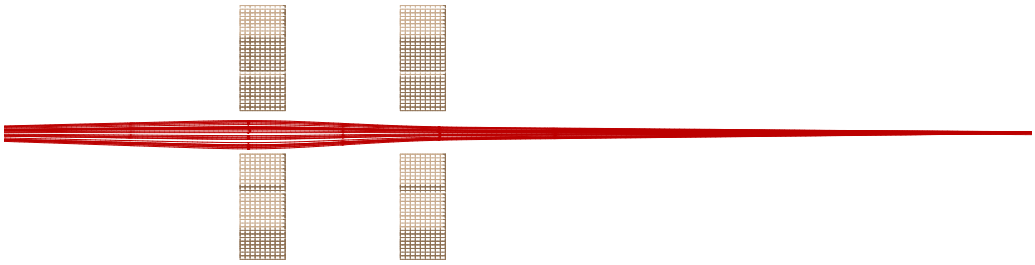
Předpokládáme-li pro začátek, že částice ve svazku budou elektrony o kinetické energii $T = 30$ keV a stanovíme-li $f = 10$ cm a $L = 1$ cm, dostaneme $g = 0,6$ T/m. Je třeba si ale uvědomit, že potřebný gradient bude reálně vyšší, neboť budeme odchylovat svazek, který nejspíše nebude rovnoběžný, ale především protože kvadrupól v jedné rovině defokusuje. Přesnější hodnotu získáme ze simulace v SIMIONu. Z rovnice (5.7) dále vidíme, že pro nepříliš relativistické částice gradient roste s $\sqrt{m}$. Tento výsledek se hodí zejména tehdy, není-li dopředu rozhodnuto, co bude urychlovanými částicemi.

5.2 Simulace v SIMIONu

SIMION je program určený na simulování pohybu elektronů a iontů v elektrickém a magnetickém poli. Velmi dobře se hodí pro zkoumání vlivu uspořádání magnetů na trajektorii částic. Na obrázcích 5.3 a 5.4 vidíme výsledky simulace pro ideální případ rozbíhavého svazku elektronů. Všechny elektrony mají kinetickou energii 30 keV a jeden bod jako počátek. Užité magnety jsou délky $L = 1$ cm, šířka je 1 cm a protilehlé magnety jsou 2 cm od sebe. Zvolená ohnisková vzdálenost je ≈ 10 cm. Při takovém uspořádání je potřebná remanence (v případě permanentních magnetů) 0,01 T.

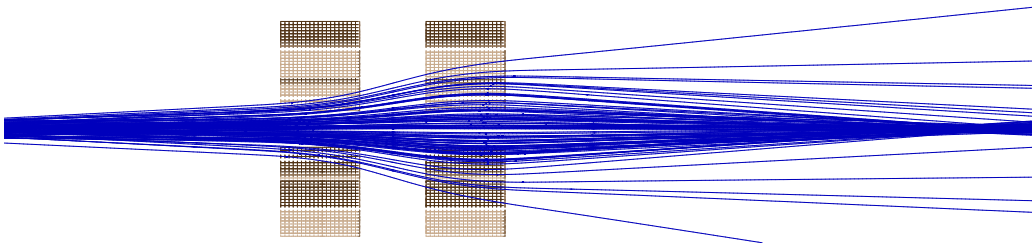


Obrázek 5.3: Svazek elektronů v rovině XZ

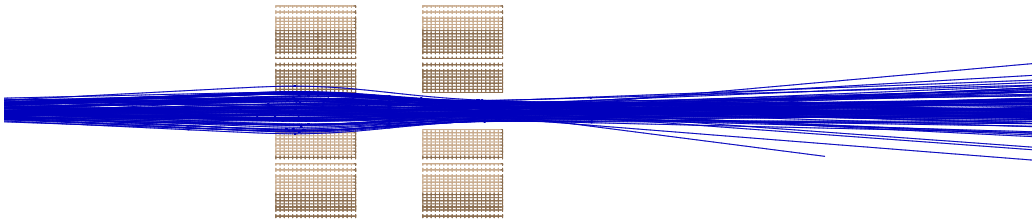


Obrázek 5.4: Svazek elektronů v rovině YZ

Na obrázcích 5.5 a 5.6 je simulován svazek iontů N_2^+ v případě, že na počátku mají různou polohu, směr i energii. Délka magnetů je $L = 2$ cm, pro kratší magnety by požadovaná remanence byla příliš vysoká. Šířka je 1cm a protilehlé magnety jsou 2 cm od sebe, $f \approx 10$ cm. Potřebná remamence je přibližně 1,3 T.



Obrázek 5.5: Svazek N_2^+ v rovině XZ



Obrázek 5.6: Svazek N_2^+ v rovině YZ

5.3 Návrh konstrukce kvadrupólu

Kvadrupól lze vytvořit buď pomocí elektromagnetů nebo permanentními magnety. Návrh počítá s užitím permanentních magnetů především kvůli potřebě vytvořit vysoký gradient pole v případě užití iontů (viz simulace) a také kvůli výrazně jednodušší konstrukci. Komerčně dostupné magnety nabízejí remanenci až 1,4 T při existenci značného množství tvarů a při ceně v řádu korun. Uchycení je primárně řešeno pomocí nebarvených dílů stavebnice Merkur.

Nevýhodou zvoleného řešení je složitější nastavování magnetů po uzavření a vyčerpání vakuové komory. Výrazné změny v geometrii vyžadují tak jako tak manipulaci vně komory. Drobnější úpravy nastavení by se mohly provádět posunem druhého kvadrupólu ve směru svazku, čímž lze dosáhnout změny fokusační vzdálenosti. Toto posunování by mohlo být řešeno motorem napojeným na ozubnici, zde však nastává problém s provozem motoru ve vakuu. Je možné, že nastavování před uzavřením komory je pro naše účely dostačující a dolaďování již není potřeba [17]. Výsledné řešení do jisté míry závisí i na tom, zda se ukáže jako reálné zprovoznění iontového zdroje a vysokofrekvenčního urychlovače a z toho plynoucí různý počet konfigurací, pro které bude nastavování třeba provádět.

Kapitola 6

Diagnostika Svazku

Mezi základní vlastnosti svazku jako toku nabitých částic patří jeho náboj (intenzita), energie a prostorové rozložení.

6.1 Měření energie svazku

Měření energie svazku je možné provést buď měřením doby letu částic na známé vzdálenosti, nebo pomocí výchylek v magnetickém či elektrickém poli. Měření doby letu vyžaduje velmi přesnou elektroniku s velmi malými dobami odezvy. Time-of-flight detektory se používají na měření energie elektronů do menších energií než 10 eV a iontů do energií menších než 1 keV [15]. Magnetické a elektrostatické spektrometry představují dobrou alternativu pro měření energií částic. V našem případě budeme urychlovat elektrony a ionty na kinetickou energii 20 – 30 keV. Pro naše potřeby se nejvíc hodí elektrický spektrometr. Jeho výhody spočívají v možnosti výroby spektrometru poměrně malých rozměrů i pro těžké ionty (oproti magnetickému spektrometru, když se indukce omezuje na méně než 1 T) a malým vstupním napětím na elektrodě.

Pohyb nabité částice v homogenním elektrostatickém poli probíhá po parabole. Na částici s nábojem q působí elektrostatické pole o intenzitě $\boldsymbol{E}$ silou

$$\boldsymbol{F}_e = q\boldsymbol{E}\,. \tag{6.1}$$

Uvažujme kladně nabitou částici s nábojem q, hmotou m a počáteční rychlostí $\boldsymbol{v}_0$, která se pohybuje ve směru osy x, a nechť vektor elektrické intenzity $\boldsymbol{E}$ míří dolů, ve směru osy y. Pohybová rovnice částice je tedy

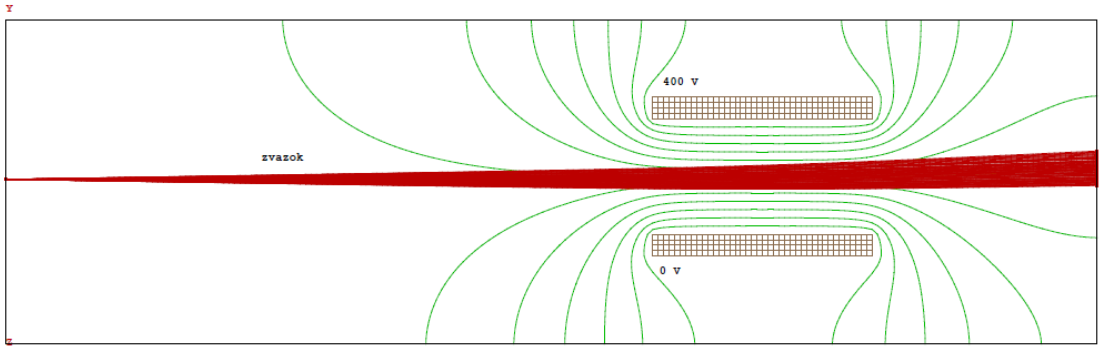
$$m\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = q\boldsymbol{E}\,. \tag{6.2}$$

Řešení pohybové rovnice po složkách je

$$\begin{aligned} x &= v_{0x}t + x_0 \\ y &= \frac{1}{2}\frac{q}{m}Et^2 + v_{0y}t + y_0 \\ z &= v_{0z}t + z_0\,, \end{aligned} \tag{6.3}$$

které samozřejmě závisí na počátečních podmínkách. V tomto případě dostaneme

$$y = \frac{1}{2}\frac{q}{m}Et^2, \qquad x = v_{0x}t \tag{6.4}$$



Obrázek 6.1: Simulace spektrometru v programu SIMION.

a dráha bude

$$y = \frac{1}{2}\frac{q}{m}\frac{E}{v_{0x}^2}x^2 \,. \tag{6.5}$$

Vidíme, že výchylka je nepřímo úměrná kvadrátu rychlosti částice a tedy i její energii.

6.1.1 Návrh konstrukce elektrostatického spektrometru

V našem případě chceme měřit energii iontů dusíku N_2^+. Předpokládáme, že ionty se podaří urychlit na energii 20 – 30 keV. Na tyto účely by měl postačit elektrostatický spektrometr, který bude tvořen dvěma kovovými elektrodami. Obě elektrody budou mít tvar čtverce o rozměrech 4 × 4 cm a budou umístěny proti sobě ve vzdálenosti 2 cm. Spojeny budou šrouby, jež budou odizolovány plastovým obalem. Na vrchní elektrodu bude přivedeno napětí 400 V, druhá elektroda bude uzemněna. Ve vzdálenosti 4 cm od spektrometru bude umístěno fluorescenční stínítko. Stínítko bude snímáno kamerou, která bude zaznamenávat výchylku svazku.

Nejvhodnější materiály na výrobu elektrod jsou kovy, které neoxidují při běžných teplotách a mají vysokou teplotu tání jako například wolfram nebo tantal [15]. Z hlediska dostupnosti se pro nás jako dobrý materiál jeví měď a hliník nebo jejich slitiny.

Ze simulací v simionu jsme získali výchylky iontů N_2^+ a elektronů v elektrostatickém poli pro různé energie. Z údajů získaných ze simionu vyplývá, že při změně energie částice o 1 keV se změní výchylka o přibližně 0,05 mm. Při určování energie svazku iontů si určíme

E [keV]	$\triangle$ $y_{N_2^+}$ [mm]	$\triangle$ y_{e^-} [mm]
30	1.27	1.30
25	1.52	1.56
20	1.90	1.94

Tabulka 6.1: Výchylky iontů N_2^+ a elektronů v elektrickém poli při různých energiích.

na stínítku referenční bod, který bude odpovídat dopadajícímu svazku při vypnutém elektrickém poli. Od něj budeme odečítat výchylku svazku při zapnutém elektrickém poli.

6.2 Měření náboje svazku

Pro měření náboje předpokládejme, že budeme urychlovat svazek s pulzní strukturou. Předpokládejme, že pulz bude mít přibližně Gaussovský tvar a bude tedy produkovat proudový impulz tvaru:

$$I_{beam}(t) = \frac{Ne}{\tau\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}\right), \tag{6.6}$$

kde N je počet částic ve svazku a τ je délka pulzu.

Na měření náboje svazku je proto vhodné použít tzv. beam current transformer. Jedná se o cívku s jádrem, kde primárním vinutím je samotný svazek.

Svazek procházející cívku toroidálního tvaru bude indukovat magnetické pole uvnitř cívky o velikosti

$$B(t) = \frac{\mu_0\mu_r}{2\pi r} I_{beam}(t), \tag{6.7}$$

kde μ_0 je permeabilita vakua, μ_r je relativní permeabilita prostředí a r je poloměr cívky. Toto proměnlivé magnetické pole následně indukuje napětí na cívce

$$U_{ind}(t) = nA\dot{B}(t), \tag{6.8}$$

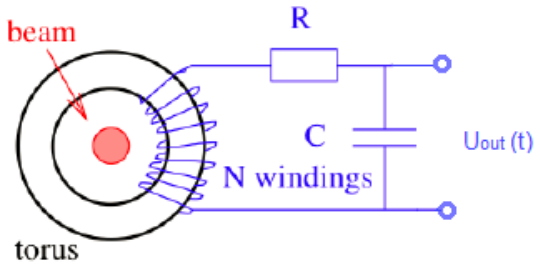
kde n je počet závitů na cívce a A je obsah průřezu cívky.

6.2.1 Návrh konstrukce proudového transformátoru

Pro naše potřeby navrhujeme sestavit proudový transformátor skládající se z cívky s kovovým jádrem, která bude zapojena v obvodu s rezistorem a kondenzátorem. Výsledné napětí bude dáno vztahem

$$U_{out}(t) = \frac{1}{RC} nA\dot{B}(t), \tag{6.9}$$

kde R je odpor rezistoru a C je kapacita kondenzátoru. Schéma zapojení je zobrazeno na obr. 6.2. Výsledné napětí budeme odčítat na osciloskopu. Plocha pod pulzem bude



Obrázek 6.2: Schéma proudového transformátoru

úměrná počtu částic ve svazku, tudíž také jeho náboji

$$\int U_{out}(t) \approx Ne. \tag{6.10}$$

Postačující poloměr pro jádro cívky je $r = 2$ cm a průřez řádově $A \approx 10^{-4}$ m^2. Bude vyrobeno z feritu a cívka bude mít tvar toroidu. Sekundární vinutí cívky bude představovat navinutý měděný drát. Při uvedených rozměrech a materiálech jádra s počtem vinutí

100 a předpokládaném proudu v řádech mikroampér musí být hodnota časové konstanty RC řádově 10^{-10} s, aby výsledné napětí bylo v jednotkách voltů. Tato konstanta v podstatě určuje dobu sběru náboje. Vhodnou volbou velikosti odporu a kapacity tak docílíme přiměřenou velikost výstupního signálu na osciloskopu.

Kapitola 7

Závěr

Experiment tímto dokumentem završuje přípravnou fázi a posouvá se do fáze praktické realizace. Všechny části experimentu jsou již do detailů navrženy i s tím, že jsou dokončeny potřebné simulace a propočty jejich vlastností. Zde je shrnut nynější stav jednotlivých komponent experimentu.

Pro zdroj částic existuje několik alternativ. Naším cílem je vytvoření vlastního iontového zdroje, přičemž jako typ jsme zvolili plazmatronový zdroj. Alternativou je zdroj elektronů, který je např. mnohem výhodnější pro indukční urychlovač. Z minulého roku fungování pokročilého praktika je k dispozici elektronové dělo. Další postup bude buď jeho zakomponování, nebo vytvoření vlastního zdroje elektronů, který bude vhodný pro účely našeho experimentu.

Co se týče elektrostatického urychlovače, jsou hotovy veškeré simulace a nyní je třeba přistoupit k samotné konstrukci. Prvním úkolem bude vytvoření zdroje vysokého napětí, za který byl zvolen Marxův generátor. Další postup bude konstrukce samotného urychlovače, jenž bude tvořen 12 cm dlouhým válcem se šesti kroužkovými elektrodami kvůli slabé fokusaci.

Také pro konstrukci indukčního urychlovače jsou potřebné propočty hotovy. Jako samotný urychlovač bude použit jeden elektromagnet ve tvaru toroidu o vnějším poloměru 6 cm. Za zdroj napětí bude použit opět Marxův generátor z elektrostatického urychlovače.

Fokusace svazku se bude provádět dvěma kvadrupólovými magnety. Použity budou permanentní magnety kvůli jednodušší konstrukci kvadrupólu. Všechny magnety jsou komerčně dostupné s přiměřenou cenou. Simulace rozložení magnetů jsou hotovy, nicméně ve skutečném běhu experimentu bude zřejmě třeba ještě rozmístění magnetů jemně dolaďovat.

Pro diagnostiku svazku budou použity dva detektory. Pro detekci energie bude postaven elektromagnetický spektrometr, jenž je tvořen dvěma rovnoběžnými elektrodami ve tvaru čtverce. Tyto elektrody budou zahýbat svazek, přičemž částice budeme detekovat na stínítku tvořeném fluorescenční částí obrazovky ze starého osciloskopu. Pro detekci proudu svazku je připraven proudový transformátor, který je tvořen cívkou ve tvaru toroidu. Z transformátoru budeme registrovat signál na osciloskopu.

Literatura

[1] I. Úlehla, M. Trka, Z. Suk, *Atomy, jádra, částice*, Praha, 1990.

[2] Z. Doležal, *Urychlovače nábitych částic*, Ústav částicové a jaderné fyziky, MFF UK Praha, 2011.

[3] Z. Doležal, *Text k přednášce Urychlovače nabitých částic* (citace z 9. 2. 2012), `http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~dolezal/teach/accel/urych_fyzika.pdf`.

[4] P.T. Brady, *The Construction of a 200 keV Accelerator*, Houghton College, 2004, `http://www.houghton.edu/2Facademics/2Fprograms/2Fphysics/2FStudent/2520research/2FTheses/2F2004/2520Peter/2520Brady/2FThesis.pdf`.

[5] S. Giere, M. Kurrat, U. Schümann: *HV Dielectric Strenght of Shielding Electrodes in Vacuum Circuit-Brakers*, 20th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum – Tours, France, 2002.

[6] M. Okawa, T. Shiori, H. Okubo; S. Yanabu: *Area Effect on Electric Breakdown of Copper and Stainless Steel Electrodes in Vacuum*, IEEE Transactions on Electrical Insulation, Vol. 23, No. 1, pp. 77-81, 1988.

[7] *Build a Simple Marx Generator* (citace z 9. 2. 2012), `http://www.instructables.com/id/Build-a-simple-Marx-Generator/`.

[8] *Quick & Dirty Marx Generator* (citace z 9. 2. 2012), `http://www.electricstuff.co.uk/marxgen.htm`.

[9] B. Sedlák, I. Štoll, *Elektřina a magnetismus*, Indukčně vázané obvody str. 291, Indukce solenoidu str. 217.

[10] Braam, M. Daniels, `http://www.coilgun.info/plim/braam_daniels_pulsed_linear_induction_motor.pdf`.

[11] Wikipedia, *Faraday's law of induction*, `http://en.wikipedia.org/wiki/Faraday27s_law_of_induction`.

[12] *Elektromagnetická indukce*, `http://webfyzika.fsv.cvut.cz/PDF/prednasky/elektromagneticka_indukce.pdf`.

[13] *Sbírka řešených úloh z fyziky: Elektřina a magnetismus*, `http://www.fyzikalniulohy.cz/uloha_442`.

[14] V. Blažek, P. Skála, *Vysoké napětí a elektrické přístroje.*

[15] J.H. Moore, Ch.C. Davis, M.A. Coplan, *Building scientific apparatus*, Fourth Edition, Cambridge University Press.

[16] P. Strehl, *Beam Instrumentation and Diagnostics*, Springer, 2009.

[17] Diskuze na Zimní škole EJF, Bílý Potok, 17. 1. 2012.