

Zpráva APRA

Rozptyl elektronů na terči

Karel Boháček, Jitka Brabcová, Jakub Cúth, Michal Křelina, Dalibor Skoupil

(zimní semestr ak. roku 2010/2011)

Obsah

1	Teorie - rozptyl elektronů na terči	1
1.1	Vypočtené hodnoty pro experiment	4
2	Zdroj vysokého napětí	6
2.1	Usměrňovač	6
2.2	Budič	6
2.3	Násobič	8
3	Zdroj elektronů a urychlovač	8
4	Diagnostika svazku	10
4.1	Měření energie svazku - magnetický spektrometr	10
4.2	Měření intenzity a proudu svazku částic	11
5	Terč a detektor	11
5.1	Termodynamický výpočet, kontrola na roztavení	11
5.2	Kolik jde elektronů?	11
6	Stínění RTG záření	12
6.1	Tloušťka olova při uvažovaném zeslabení záření	12
7	Shrnutí použitých materiálů pro detekční sestavu a jejich vlastnosti	12
7.1	Fluorescenční materiál pro elektrony	12
7.2	CCD detektor	12
7.3	Terčík a stínění	13

1 Teorie - rozptyl elektronů na terči

Rozptyl elektronů na terči představuje úlohu na vícenásobný rozptyl za předpokladu elastických rozptylů elektronů na atomových jádrech. Pro další úvahy v textu předpokládáme, že budeme mít při experimentu k dispozici relativistické elektrony. Obecně za relativistické rychlosti považujeme rychlosti, které zhruba splňují podmínku $v > 0.2c$, tzn. minimální energie elektronů je $T_{min} \approx 10.5 \text{ kV}$.

Abychom docílili elastického rozptylu elektronů na atomovém jádře, potřebujeme, aby vlnová délka elektronu byla menší než velikost atomu, ale větší než velikost atomového jádra. Minimální energie pro dané rozptyly pro různé látky jsou uvedené v Tabulce 1.

Proces	$T_{min}(\text{Al})$	$T_{min}(\text{Au})$
Elastický rozptyl na atomovém jádře	$> 9 \text{ keV}$	$> 9 \text{ keV}$
Neelastický rozptyl na atomovém jádře	$> 0,9 \text{ GeV}$	$> 0,9 \text{ GeV}$

Tabulka 1: Přehled minimálních energií pro dané procesy pro hliník a zlato.

Základní formulí pro výpočet účinného průřezu na jednom centru představuje Rutherfordův účinný průřez [1], který lze napsat jako

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} = \left(\frac{Zz\alpha\hbar c}{4T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}. \quad (1)$$

Avšak rovnice (1) popisuje proces, kdy nalétávajícím objektem je těžká nabitá částice. Základní korekci pro lehké elektrony provedl N. F. Mott [2]. Jeho korekci můžeme napsat jako

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zz\alpha\hbar c}{4T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (2)$$

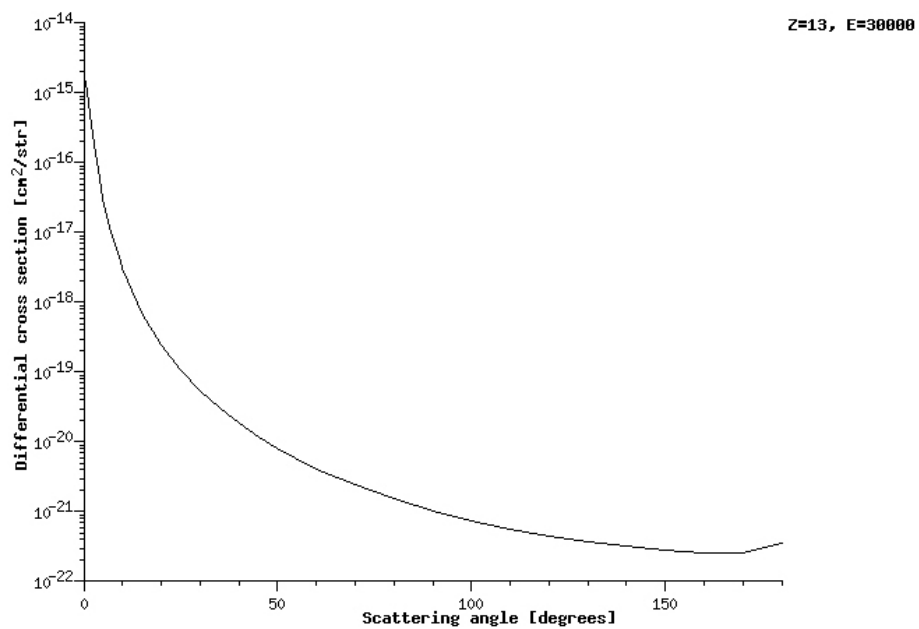
Na obrázcích 1 a 2 je zobrazen Mottův diferenciální účinný průřez, respektive Mottův totální účinný průřez pro hliník. Tyto grafy jsou vygenerované v [3]. Do výpočtů totálních i diferenciálních účinných průřezů v [3] autoři započítali i tzv. „screening effect”, neboli započítání efektu náboje elektronů v obalu.

Rutherfordův účinný průřez pro rozptyl neodpovídá skutečnosti pro velice malé a velice velké úhly, proto je potřeba provést korekce. Velice malé úhly odpovídají velkému impact parametru, kde je Coulombický potenciál atomového jádra stíněný atomovými elektrony (tzv. výše zmíněný „screening effect”). Pro malé úhly se poté modifikuje Mottův účinný průřez [4] pro úhly $0^\circ - \theta_{min}$

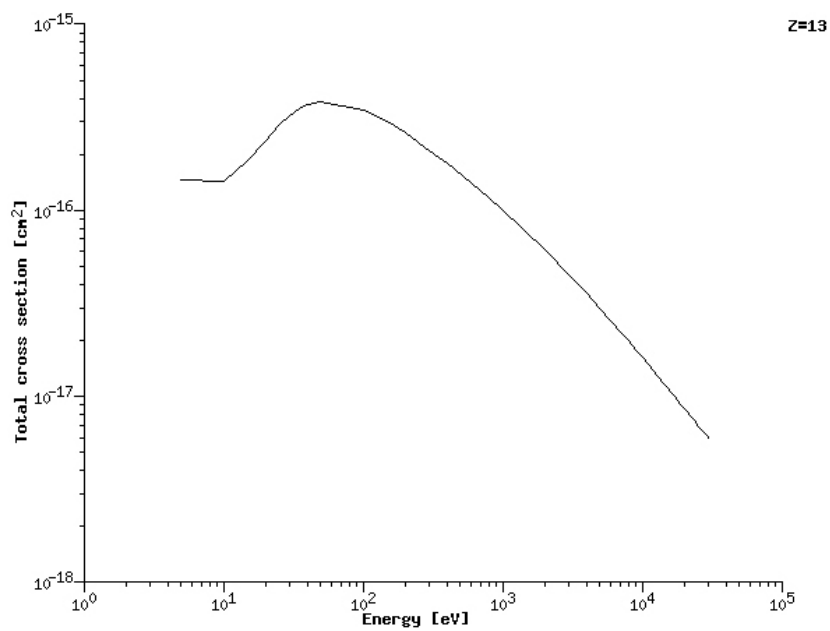
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zz\alpha\hbar c}{4T} \right)^2 \frac{1}{\theta^2 - \theta_{min}^2} \left[1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]. \quad (3)$$

pro θ_{min} podle kvantové mechaniky

$$\theta_{min} = \alpha Z_2^{1/3} \frac{mc}{p}. \quad (4)$$



Obrázek 1: Mottův diferenciální účinný průřez pro hliník při energii 30 keV. [3]



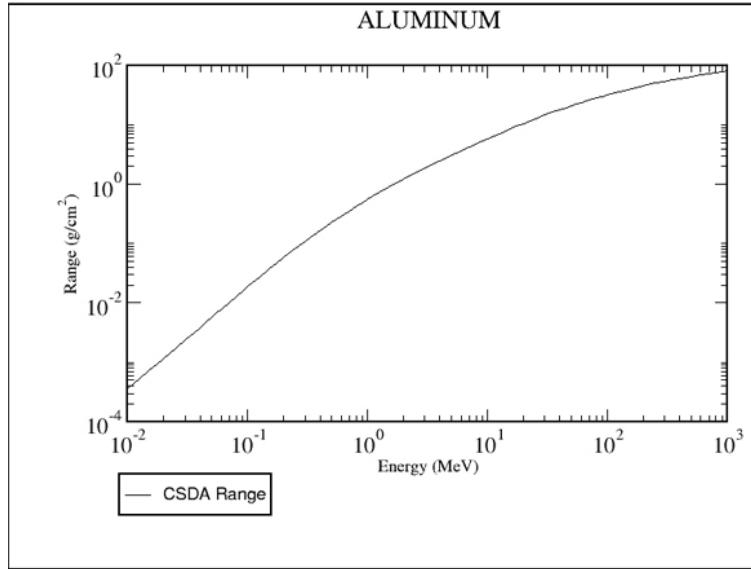
Obrázek 2: Mottův totální účinný průřez pro hliník pro energie 5 eV - 30 keV. [3]

Také můžeme napsat aproximativní vzorec pro θ_{max}

$$\theta_{max} \approx \frac{\hbar}{pr_n}, \quad (5)$$

který však hraje roli pouze pro opravdu vysoké energie elektronů.

Při experimentu s rozptylem na terči je třeba také vzít v úvahu tloušťku terče. Pro výpočet průchodů částic terčem se používá tzv. vícenásobný rozptyl. Avšak terč nesmí být moc tlustý, abychom celý svazek neztratili v terči. Pro přesný výpočet dosahu lze vyjít z Betheho teorie [5]. Z Betheho teorie vycházejí i data v [6], kde lze najít spočítaná data pro dosah elektronů pro různá prostředí.



Obrázek 3: Dosah elektronů v hliníku v závislosti na energii. [6]

Při interakci lehkých nabitých částic s prostředím nedochází pouze k ionizačním ztrátám, ale i k brzdnému záření. Úhlové rozdělení brzdného záření lze popsat tzv. 2BS Koch and Motz formulí [7]

$$\frac{d\sigma_{Bremm}(k, \theta)}{dkdy} = 4\alpha Z^2 r_0^2 \frac{1}{k} \frac{y}{(y^2 + 1)^2} \times \left[\frac{16y^2 r}{(y^2 + 1)^2} - (1 + r)^2 + \left[1 + r^2 - \frac{4y^2 r}{(y^2 + 1)^2} \right] \ln M(y) \right], \quad (6)$$

kde

$$r = \frac{T - k}{T}, \quad y = \frac{T}{m} \theta, \quad \frac{1}{M(y)} = \left(\frac{km}{2T(T - k)} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111(y^2 + 1)} \right)^2.$$

1.1 Vypočtené hodnoty pro experiment

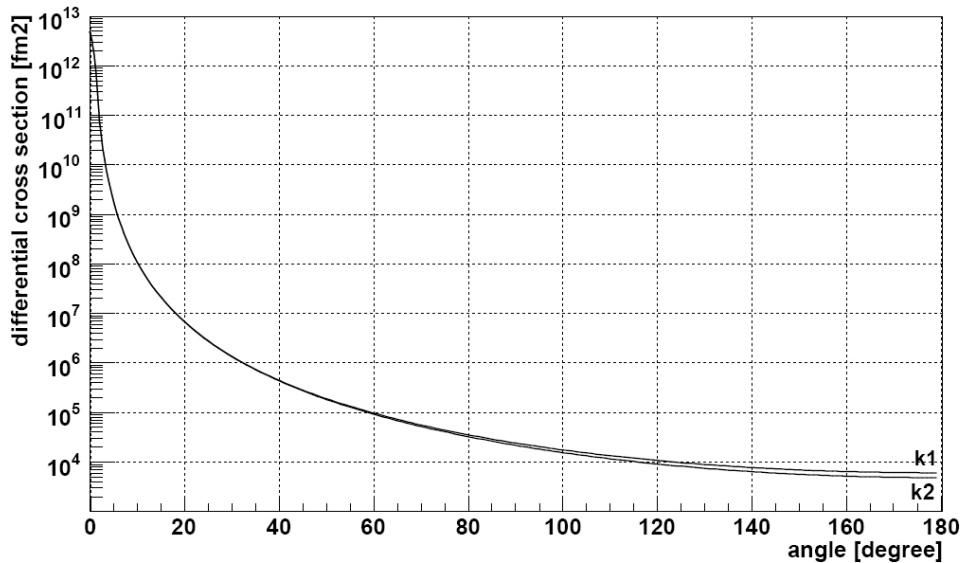
Základní parametry experimentu, důležité pro teoretické výpočty, jsou uvedeny v Tabulce 2.

Kinetická energie elektronů	60 keV
Terč - materiál	Al ($Z = 13$)
Terč - tloušťka	400 nm

Tabulka 2: Přehled základních parametrů experimentu.

Při urychlovacím potenciálu 60 kV získá elektron kinetickou energii 60 keV a rychlost $1.33775 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$, což odpovídá 0.44622 násobku rychlosti světla. Jedná se tedy o relativistický elektron. Při takovéto energii bude mít daný elektron vlnovou délku $5.4374 \times 10^{-12} \text{ m}$, což bez problému postačuje na elastický rozptyl na atomovém jádře.

Porovnáme-li Rutherfordův (1) a Mottův (2) diferenciální účinný průřez při energii 60 keV na hliníku, uvidíme, že pro takto nízkou energii obě formule dávají téměř totožné hodnoty, lišící se až ve velkých rozptylových úhlech. Srovnání je znázorněno na Obrázku 4.



Obrázek 4: Srovnání Rutherfordova a Mottova diferenciálního účinného průřezu. Křivka $k1$ představuje Rutherfordův úč. průřez a křivka $k2$ představuje Mottův úč. průřez.

V následující tabulce 3 jsou spočítané totální účinné průřezy.

σ_{Ruth}	206.766 fm ²
σ_{Mott}	206.645 fm ²

Tabulka 3: Totální účinný průřez.

Totální účinné průřezy v Tabulce 4 jsou spočítané s korekcemi pro minimální a maximální úhel. Úhel θ_{min} dle (4) vyšel $\theta_{min} = 2.203^\circ$. Při těchto nízkých energiích není maximální úhel omezen, tedy $\theta_{max} = 180^\circ$.

V Tabulce 4 jsou pak shrnuty impact parametry pro rozptyl do daných úhlů.

Úhel rozptylu [$^\circ$]	Impact parametr b [fm]
> 60	0.2702
> 65	0.2449
> 70	0.2228
> 75	0.2033
> 80	0.1859
> 85	0.1702
> 90	0.1560
> 95	0.1429
> 100	0.1309
> 105	0.1197
> 110	0.1092
> 115	0.0994

Tabulka 4: Impact parametr pro různé úhly rozptylu.

Nyní se zaměříme na vlastnosti terčů. Z [6] se můžeme podívat na vlastnosti elektronu při průchodem hliníku, které jsou přepsány do Tabulky 5.

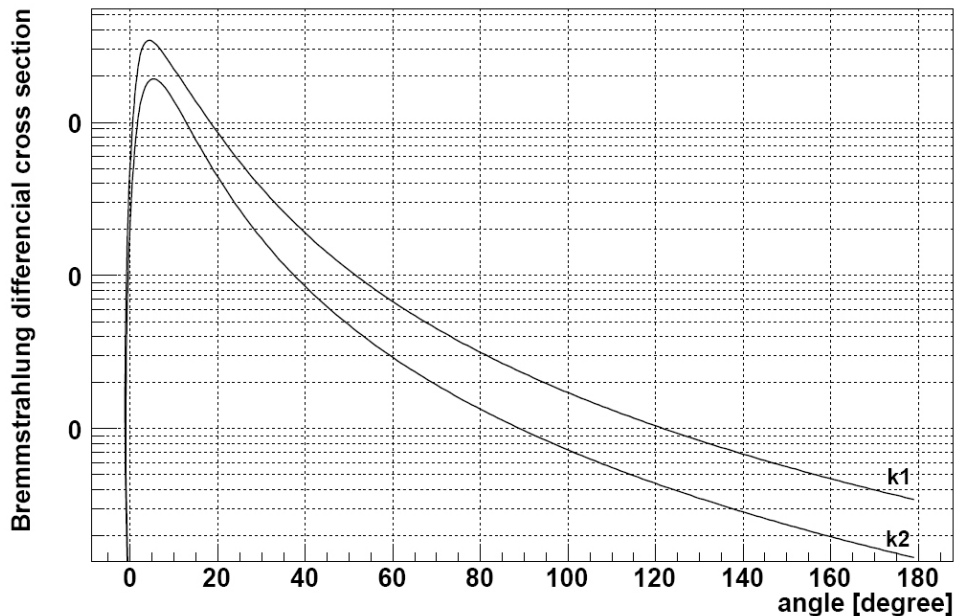
Kinetic Energy [MeV]	Collision Stp. Pow. [MeV.cm ² /g]	Radiative Stp. Pow. [MeV.cm ² /g]	Total Stp. Pow. [MeV.cm ² /g]	CSDA Range [g/cm ²]	Radiation Yield
6.000E-02	4.439E+00	7.243E-03	4.446E+00	7.855E-03	9.232E-04

Tabulka 5: Vlastnosti elektronu při průchodu hliníkem z [6].

V tabulce 5 Collision Stop Power odpovídá ionizačním ztrátám, Radiative Stop Power odpovídá ztrátám brzděním záření, Total Stop Power odpovídá celkovým ztrátám, CSDA Range je střední dosah elektronů v látce, Radiation Yield představuje zlomek primární energie nalétávajícího elektronu, která se přemění na brzděcí záření.

Z hodnot v Tabulce 5 můžeme spočítat dosah elektronů v látce na 0,00291 cm, tj. 29,1 μm . Z toho můžeme udělat závěr, že terč o tloušťce 400 nm je zcela dostačující. Také vidíme, že při energii 60 keV dominují ionizační ztráty.

V případě brzděcího záření může mít vylétávající foton maximální energii takovou, jakou měla primární částice, tj. 60 keV, což odpovídá vlnové délce 20,6 pm, která odpovídá tvrdému rentgenovému záření. Při energiích 60 keV však je brzděcí záření minimální, statisticky z každých 10000 elektronů vnikne cca 8 fotonů tvrdého rentgenového záření.



Obrázek 5: Úhlové rozdělení pro brzdné záření. Křivka $k1$ představuje úhlové rozdělení pro $E_\gamma = 60$ keV a křivka $k2$ představuje úhlové rozdělení pro $E_\gamma = 30$ keV.

2 Zdroj vysokého napětí

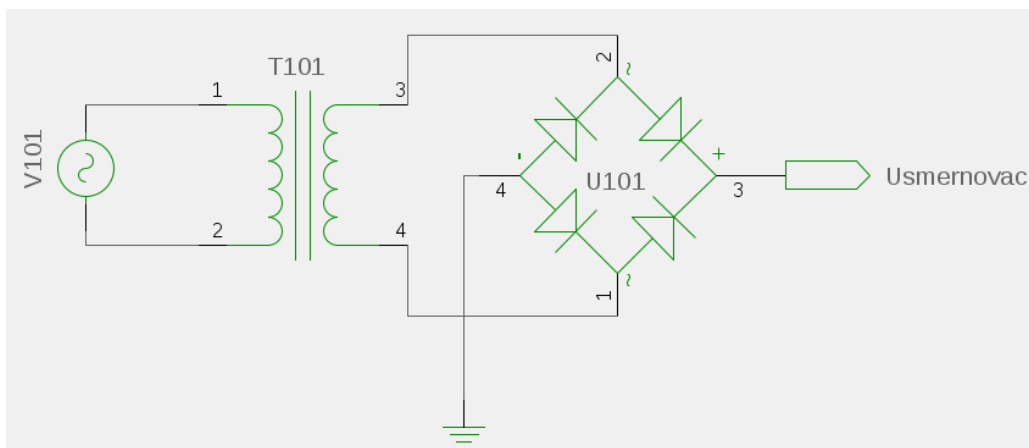
Úkolem je postavit zdroj vysokého napětí 60 kV, pro urychlování elektronového svazku. Nejlepší variantou stejnosměrného vysokonapěťového zdroje je použití kaskádního násobiče. Násobič potřebuje střídavé vysoké napětí několika kilohertz. Přímé napájení z elektrické sítě není možné kvůli nestabilitě frekvence a napěťovým výkyvům. Proto je nutné sestavit budicí obvod. Hlavním kontrolním prvkem našeho budicího obvodu je integrovaný obvod *LM555 DIL8 IO*. Mezi výhody tohoto časovače patří jednoduchost obsluhy, nenáročné požadavky na součástky, lehká dostupnost a nízká cena. V našem případě je obvod zapojený jako astabilní klopný obvod. Časovač 555 pracuje v napěťovém rozsahu 4,5 – 18 V stejnosměrně. Proto je nutné sestavit ještě usměrňovací obvod.

2.1 Usměrňovač

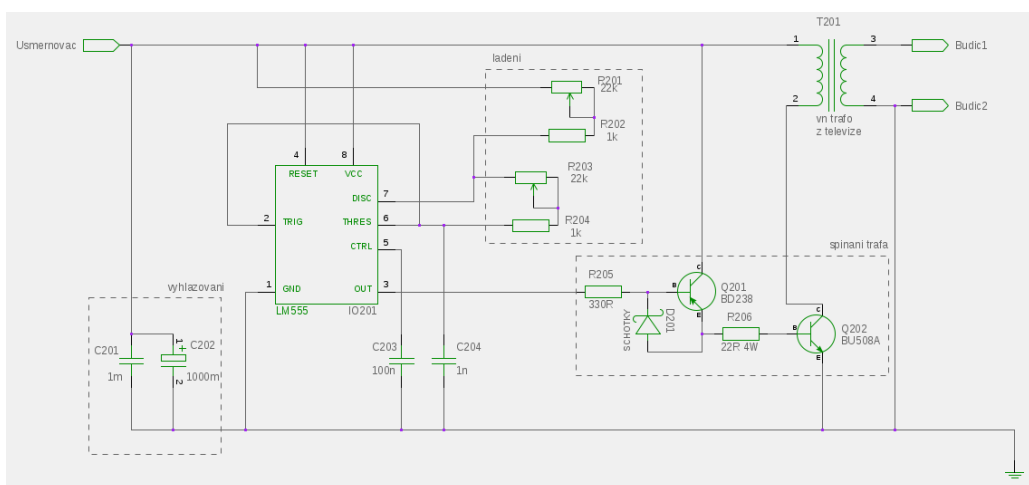
Usměrňovací obvod (obr. 6) je přímo připojen do elektrické sítě *V101* a přes transformátor *T101* transformujeme napětí na 12 V. Na toto použijeme transformátor ze stolní lampy. Usměrňujícím prvkem je Grätzův můstek *B250C3000*. Záporný výstup z můstku uzemníme. Kladný výstup pak připojíme k budicímu obvodu.

2.2 Budič

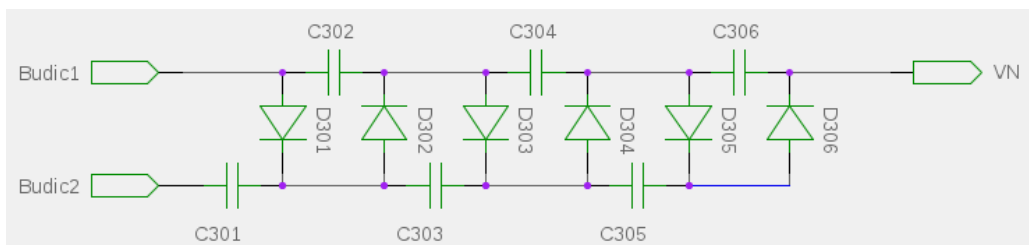
Budicí obvod (obr. 7) se skládá z několika částí: vyhlazování, ladění, časovač, spínání transformátoru a transformátor. Budicí obvod je připojen na výstup z usměrňovače (DC 12 V), který je nutné nejdříve vyhladit. Na vyhlazení použijeme paralelního zapojení kondenzátoru C201 1 [mF] a polarizovaného kondenzátoru C202 1000 [mF]. Další alternativou by bylo vyhlazování pomocí integrovaného obvodu 7812 SEMT.



Obrázek 6: Usměřňovací obvod.



Obrázek 7: Budící obvod.



Obrázek 8: Kaskádní násobič.

Časovač 555 je zapojený jako astabilní klopný obvod generující obdelníkové impulsy s frekvencí 21 - 476 kHz. Frekvence je řízená pomocí ladící části. Nastavením dvou potenciometrů se dosáhne potřebného napětí a frekvence. Pro frekvenci platí

$$f = \frac{1,4}{C204.[R201 + R202 + 2.(R203 + R204)]} \quad (7)$$

Pro plnění signálu 50% je nutno, aby $(R201 + R202)$ byl co nejmenší. Minimálně však 1 k Ω (proto zavádíme R202).

Výstupem 555 je řízen tranzistor typu PNP chráněný proti saturaci pomocí Schotkyho diody. Tato dioda též zajistí rychlejší nabíhání. Hlavním prvkem je výkonový tranzistor typu NPN BU508A, který bude chlazený pomocí aktivního chladiče z procesoru počítače. Jako transformátor použijeme vysokonapěťový transformátor z televize. Výstup z transformátoru přivedeme na kaskádní násobič.

2.3 Násobič

Násobiče se používají k získání stejnosměrného napětí v řádu stovek voltů až desítek kilovoltů. V každé půlperiodě se střídavě postupně nabíjí kondenzátory v jednotlivých větvích, až se stabilizuje na saturovaném napětí.

V našem případě (obr. 8) použijeme zapojení šesti vysokonapěťových diod DD1000 a šesti kondenzátorů CK220P. Vysoké napětí se odebírá na výstupu z násobiče proti zemi.

3 Zdroj elektronů a urychlovač

Bylo potřeba navrhnout urychlovací a fokusační zařízení, aby bylo možné urychlit svazek elektronů na potřebné energie a fokusovat jej tak, aby měl tento svazek co nejmenší průřez v místě, kde se budou elektrony srážet s částicemi terčíku. Z důvodů omezeného prostoru ve vakuové komoře, kde bude experiment probíhat, jsme se rozhodli provádět zároveň urychlování i fokusaci pomocí jedné sady elektrod (tedy neprovádět například nejprve urychlení svazku elektronů a teprve poté jeho fokusaci).

Kvůli náročnosti výroby elektrod elektronového děla, jenž má urychlování a fokusaci zajišťovat, jsme se rozhodli použít elektronové dělo ze staré černobílé obrazovky. Bylo však potřeba provést několik modifikací. Jako zdroj elektronů použijeme přímo žhavené wolframové vlákno. V původním elektronovém dělu z obrazovky bylo však toto vlákno již zoxidované, a bude jej proto potřeba nahradit vláknem novým.

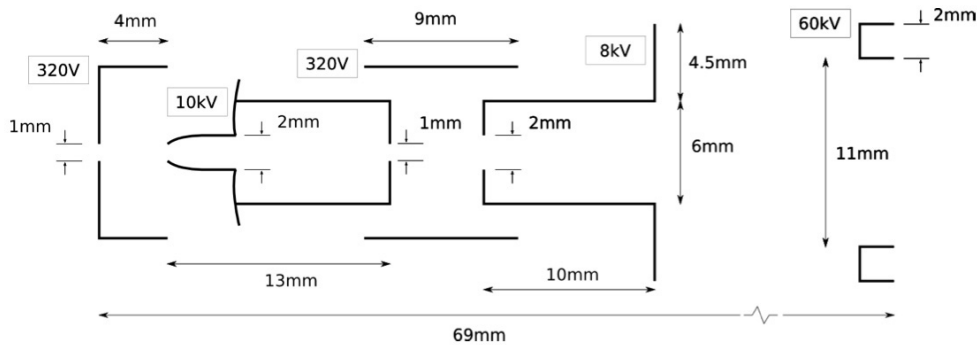
Získávání elektronů ze žhaveného vlákna funguje na principu termoemise, kdy vláknem prochází elektrický proud, čímž dochází ke zvýšení teploty a uvolňování elektronů z materiálu vlákna. Použijeme opět wolfram kvůli jeho vhodným vlastnostem, jako je schopnost dlouhodobě snášet vysoké teploty (má velmi vysoký bod tání), nízká výstupní práce elektronu ($A = 4,54$ eV) a nízké hodnotě vakua vyžadované pro správnou funkčnost jako zdroje elektronů. Hustota emisního proudu se pak řídí tzv. Richardson-Dushmanovým vztahem:

$$i = B.T^2.e^{-\frac{A}{kT}},$$

kde A je již zmiňovaná výstupní práce, k je Boltzmanova konstanta, T je termodynamická teplota a B je experimentálně zjištěná konstanta závisující na použitém materiálu (pro wolfram platí $B = 70 \text{ A.m}^{-2}.\text{K}^{-2}$).

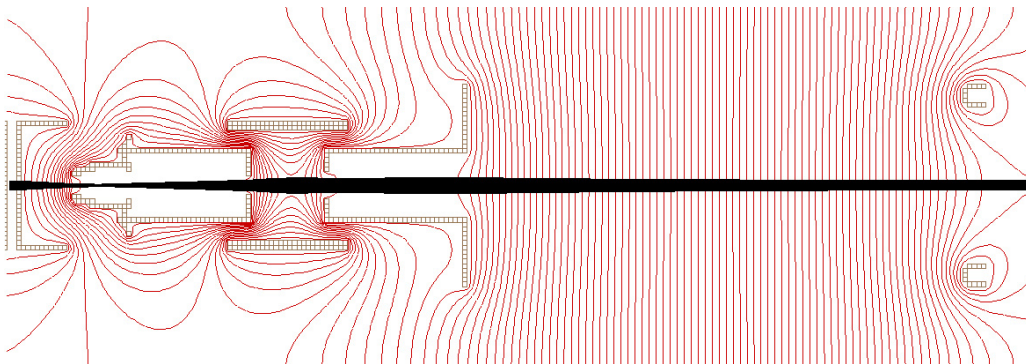
Druhou modifikací použitého elektronového děla je posunutí poslední prstencové elektrody dále od zbytku aparátu. Učiníme tak ze dvou důvodů. Jednak je nutné tuto změnu provést, aby bylo vůbec možné svazek fokusovat. V původní konfiguraci se nám totiž během simulací v programu *SIMION* nepodařilo dostat svazek, který by nebyl rozptýlený. Výhodou posunutí této prstencové elektrody dále od zbytku děla je i snížení pravděpodobnosti jiskrového výboje, ke kterému by mohlo v původní konfiguraci dojít, neboť mezi posledními dvěma elektrodami je rozdíl potenciálů roven 52 kV.

Provedení elektronového děla, jenž sestává celkem ze šesti elektrod, je vidět na okolních obrázcích. Na první elektrodu je přiveden potenciál $U_1 = 10 \text{ V}$, který má za úkol přemístit elektrony uvolněné z wolframového vlákna do prostoru, kde budou urychlovány. Napětí na této elektrodě bude možno zapínat a vypínat, což nám umožní dávkovat elektrony dle potřeby. Potenciál přivedený na další elektrody je po řadě: $U_2 = 320 \text{ V}$, $U_3 = 10 \text{ kV}$, $U_4 = 320 \text{ V}$, $U_5 = 8 \text{ kV}$ a $U_6 = 60 \text{ kV}$.



Obrázek 9: Schéma elektronového děla.

Jak je z obrázků ze simulačního programu *SIMION* patrné, svazek je fokusován ve vzdálenosti 5,4 cm od poslední elektrody a jeho průměr by měl činit asi 0,7 milimetru.



Obrázek 10: Ekvipotenciální hladiny elektrického pole v elektronovém dělu (zobrazeny červeně), trajektorie svazku částic zobrazena černě.

4 Diagnostika svazku

4.1 Měření energie svazku - magnetický spektrometr

Pokud elektron s energií E a rychlostí v vletí do homogenního magnetického pole o magnetické indukci \vec{B} , začne v něm na něj působit síla

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B},$$

kteřá zakříví jeho dráhu. Elektron se tak začne pohybovat po kružnici, jejíž poloměr lze zjistit z podmínky rovnováhy mezi působící silou magnetickou a silou odstředivou, tedy ze vztahu

$$F_m = F_d \Rightarrow qvB = \frac{mv^2}{R} \Rightarrow R = \frac{mv}{qB}.$$

Jelikož elektrony o energiích ~ 50 keV jsou již relativistické, pro výpočet poloměru použijeme vztah

$$R = \frac{m_0 v}{qB} \gamma,$$

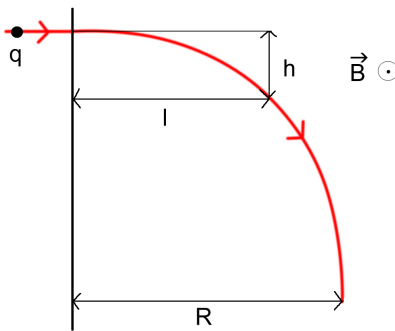
kde m_0 je klidová hmotnost elektronu a $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ je relativistický faktor, jenž pro energie elektronů ~ 50 keV nabývá hodnot $\gamma \in (1; 1,2)$. V přibližných výpočtech velikosti poloměru R je proto dále použito $\gamma \approx 1$.

Pro kinetickou energii elektronů 50 keV a pro hodnotu magnetické indukce $\sim T$ dostáváme pro poloměr kružnice, kterou budou elektrony opisovat v magnetickém poli, hodnotu řádově v milimetrech.

Použitím Pythagorovy věty lze z nákresu na obr. 11 určit vztah mezi výškou h a délkou l magnetického spektrometru

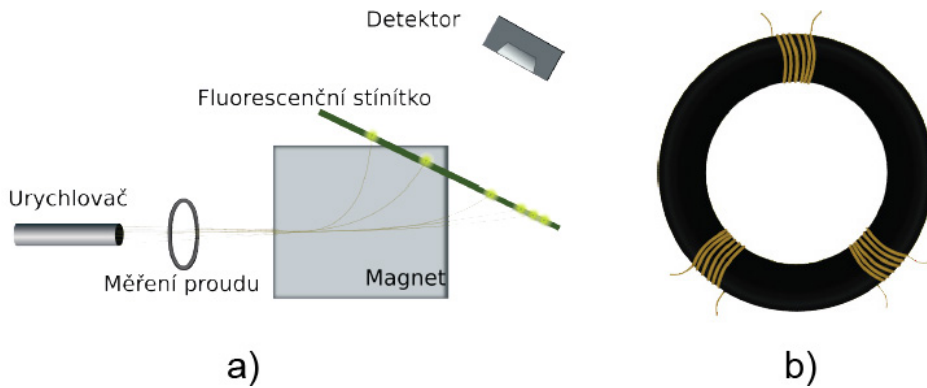
$$h = R \pm \sqrt{R^2 - l^2},$$

přičemž před odmocninou upřednostníme záporné znaménko. Rozměry magnetu zajišťující magnetické pole budou shodné s rozměry spektrometru (okrajové jevy se zanedbají).



Obrázek 11: Schéma magnetického spektrometru. R je poloměr kružnice, kterou částice s nábojem q a hmotností m opíše v magnetickém poli; h , resp. l jsou výška, resp. délka spektrometru. Magnetické pole směřuje kolmo k nákresně.

Pro detekování elektronů bude dále použito CCD či CMOS snímače s adekvátními vlastnostmi (tj. s vhodným rozlišením, počtem snímku za vteřinu), před který bude do dráhy elektronů vložena fotoluminiscenční deska.



Obrázek 12: Schéma pro měření energie a proudu svazku.

4.2 Měření intenzity a proudu svazku částic

Svazek elektronů při průletu kolem cívek namotaných na kroužku z magneticky měkké oceli indukuje v těchto cívkách elektrický proud. Celý indukovaný proud bude přímo úměrný intenzitě svazku. Budeme-li proud na každé cívce měřit zvlášť, jsme schopni zjistit polohu svazku.

5 Terč a detektor

5.1 Termodynamický výpočet, kontrola na roztavení

Parametry hliníkového terče- $\rho = 2,7g.cm^{-3}$, $S = 0,09\pi.mm^2$, $l = 400nm$, z čehož máme hmotnost terče $m = 3,053628.10^{-10}kg$. Další známe tepelnou kapacitu hliníku $c = 896J.kg^{-1}.K^{-1}$ a skupenské teplo tání $l_t = 399000J.kg^{-1}$. Teplotní rozdíl dle pokojové teploty a teploty tání hliníku volíme $640K$. Zdroj energie $E = 60keV$, tu použijeme pro další výpočet.

Nyní vypočteme tepla:

$$Q_1 = m.c.\Delta t = 1,751072.10^{-4} J \quad (8)$$

$$Q_2 = m.l_t = 1,218397.10^{-4} J \quad (9)$$

$$Q = Q_1 + Q_2 = 2,969469.10^{-4} J \quad (10)$$

5.2 Kolik jde elektronů?

Výsledek dle předchozího výpočtu, kde teplo $Q = 2,969469.10^{-4} J$ a energie zdroje $E = 60keV = 9,6.10^{-15} J$ dosazené do vztahu $N = Q/E = 3,0932.10^{10}$ je proud (počet) elektronů. A to je vlastně povolený počet elektronů, které se mohou deponovat v objemu terčičku, aby se nám neroztavil.

6 Stínění RTG záření

6.1 Tloušťka olova při uvažovaném zeslabení záření

Nechť je zeslabení desetinasobné. Použijeme formule

$$I(d) = I_0 \cdot \exp^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \cdot d} \quad (11)$$

pak poměr $I(d)$ a I_0 je 0,1, což jsou proudy záření před a za stíněním. Zlomek μ/ρ je tabulková hodnota a pro olovo činí 5,46. Hustota $\rho = 11,34 \text{ g.cm}^{-3}$, d bude tloušťka našeho stínění. Formuli zlogaritmuje a vyjádřené $d = 0,37 \text{ mm}$.

7 Shrnutí použitých materiálů pro detekční sestavu a jejich vlastnosti

7.1 Fluorescenční materiál pro elektrony

Uvedeme si několik příkladů fluorescenčních materiálů, které lze použít. Až na výjimku jsou všechny bez dosvitu, což se hodí pro lepší měření (časové rozlišení). Pro konečný výběr se rozhodneme na základě dostupnosti. Vrstvička fluorescenčního materiálu bude mít tloušťku řádově mikrometry a rozměry 50x50 mm. Na obrázku je znázorněno schéma sestavy.

- CdS:In, zelený (525 nm), <1 ns rozpad
- ZnO:Ga, modrý (390 nm), <5 ns rozpad
- ZnO:Zn(P15), modrý (495 nm), 8 μs rozpad
- ZnS:Ag(P11), modrý (455 nm), 80 μs rozpad, malý dosvit
- antracen, modrý (447 nm), 32 ns rozpad
- plast(EJ-212), modrý (400 nm), 2.4 ns rozpad

7.2 CCD detektor

Jedná se o senzor, který rozlišuje obrázky. Pro náš účel se hodí něco s malými pixely ale zase udělat kompromis ohledně ceny a dostupnosti. Vyznačují se nízkým šumem.

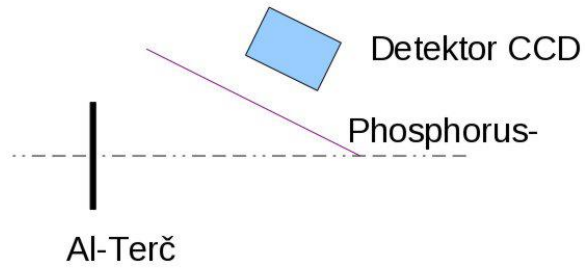
¹. Zde uvedeme několik snímačů:

- IA-DJ-00524 High QE CCD-rozlišení 0524x0524, 14 fps, velikost pixelu 24x24 μm
- FT50M 1 MP 100fps CCD-rozlišení 1024x1024, 100 fps, velikost pixelu 5.6x5.6 μm
- FTT1010M 1 MP Frame-Transfer CCD-rozlišení 1024x1024, 60 fps, velikost pixelu 12x12 μm
- IA-DJ-01044 High QE CCD 1 MP-rozlišení 1044x1044, 4 fps, velikost pixelu 24x24 μm

¹<http://www.dalsa.com/sensors/Products/sensors.aspx> - odkaz, na kterém lze najít standardní produkty

7.3 Terčik a stínění

Shrneme: Terčik rozměry: 400 nm a 1,2x1,2mm,(svazek má v průměru 0,6mm) materiál je hliník s teplotou tavení $660^{\circ}C$, hustotou $2,7g.cm^{-3}$. Stínění by ideálně mělo překrýt většinu RTG záření kvůli detekci. Při uvažovaném zeslabení záření 10-krát bude olověná vrstva $d = 0,37mm$.



Obrázek 13: Schéma sestavy pro detekci elektronů

Reference

- [1] E. Rutherford; *Philos. Mag.*, vol 6, pp.21, 1909
- [2] N.F. Mott; *Proc. Roc. Soc. A*, v. 124, 425, 1929
- [3] Electron scattering in solids; <http://www.ioffe.ru/ES/Elastic/>
- [4] R.C. Fernow; *Introduction to Experimental Particle Physics*, CUP 1989
- [5] H.A. Bethe; *Z. Phys.* 76, 293, 1932
- [6] M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker, J. Chang; *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*; <http://www.nist.gov/pml/data/star/>
- [7] H.W. Koch, J.W. Motz; *Rev. Mod. Phys.* 31, 920 - 955 (1959).

Dodatek

Přehled používaných konstant a jednotek

Planckova konstanta	h	$6.626068 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
Planckova konstanta	\hbar	$4.135667 \times 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$
Elektrický náboj	e	$1.602177 \times 10^{-19} \text{ C}$
Hmotnost elektronu	m_e	$9.109382 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Hmotnost elektronu	m_e	510998.910 eV
Rychlost světla	c	$299792458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
Konstanta jemné struktury	α	0.007297353