

Univerzita Hradec Králové
Přírodovědecká fakulta
Katedra fyziky

**Školní demonstrační experimenty z
jaderné a částicové fyziky**

Bakalářská práce

Autor: Michal Klátil
Studijní program: B1701
Studijní obor: Fyzika se zaměřením na vzdělávání a
Matematika se zaměřením na vzdělávání
Vedoucí práce: RNDr. Daniel Jezbera

Univerzita Hradec Králové
Přírodovědecká fakulta

Zadání bakalářské práce

Autor:	Michal Klátil
Studijní program:	B1701
Studijní obor:	Fyzika se zaměřením na vzdělávání a Matematika se zaměřením na vzdělávání
Název práce:	Školní demonstrační experimenty z jaderné a částicové fyziky
Název práce v AJ:	School demonstration experiments of nuclear and particle physics
Cíl a metody práce:	Popis a proměření vzorových experimentů, vypracování posterů
Garantující pracoviště:	katedra fyziky Přírodovědecké fakulty UHK
Vedoucí práce:	RNDr. Daniel Jezbera
Oponent:	prof. Ing. Bohumil Vybíral, CSc.
Datum zadání práce:	9. 1. 2015
Datum odevzdání práce:	20. 5. 2015

Prohlášení:

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci vypracoval samostatně a že jsem v seznamu použitých pramenů a literatury uvedl všechny zdroje, ze kterých jsem vycházel.

V Hradci Králové dne 20. 5. 2015

.....

Michal Klátil

Poděkování:

Děkuji vedoucímu bakalářské práce RNDr. Danielu Jezberovi za pomoc při zpracování této práce, zejména za jeho odborné rady a vstřícný přístup.

Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Richardu Brunovi za pomoc při focení snímků stop částic v mlžné komoře.

Anotace

KLÁTIL, M. *Školní demonstrační experimenty z jaderné a částicové fyziky*. Hradec Králové, 2015.

Bakalářská práce na Přírodovědecké fakultě Univerzity Hradec Králové.

Vedoucí bakalářské práce RNDr. Daniel Jezbera. 60 s.

Tato bakalářská práce se zabývá demonstračními experimenty z oblasti jaderné a částicové fyziky, které byly v roce 2014 pořízeny katedrou fyziky UHK. Teoretická část se věnuje teorii a historii těchto experimentů. Jsou zde též popsány konkrétní experimenty, jejichž vzorové proměření je součástí praktické části této práce. Cílem práce je připravit informační texty (tzv. postery) pro demonstraci těchto experimentů středoškolským studentům a veřejnosti.

Klíčová slova

Rentgen, Franck-Hertzův experiment, Mlžná komora

Annotation

KLÁTIL, M. *School demonstration experiments of nuclear and particle physics*. Hradec Králové, 2015.

Bachelor Thesis at Faculty of Science University of Hradec Králové. Thesis Supervisor RNDr. Daniel Jezbera. 60 p.

This bachelor thesis deals with nuclear and particle physics demonstrational experiments, which were acquired by the physics department of the University of Hradec Králové in 2014. The theoretical part focuses on the theory and history of these experiments. Further, there are also presented descriptions of specific experiments. The sample measurements can be found in the practical part of this work. The aim of this thesis is to prepare information texts (ie. posters) for a demonstration of these experiments to students and the public.

Keywords

X-ray, Franck-Hertz experiment, Cloud chambre

Obsah

Úvod	8
Teoretická část	9
1 Rentgenová komora	9
1.1 Vznik rentgenového záření	9
1.2 Vlastnosti rentgenového záření	11
1.3 Historie	11
1.4 Difrakce RTG záření na krystalech	12
1.4.1 Braggova difrakce	13
1.5 Detekce RTG záření	14
1.6 Princip fluorescence	15
1.7 Energetické spektrum	15
2 Franck-Hertzův experiment	17
2.1 Modely atomů	17
2.2 Franck-Hertzův pokus	18
2.2.1 Rtuťová trioda	19
2.2.2 Neonová tetroda	20
3 Mlžná komora	22
3.1 Vývoj	22
3.1.1 Princip Wilsonovy expanzní mlžné komory	23
3.1.2 Princip difúzní mlžné komory	23
3.1.3 Princip bublinkové mlžné komory	24
3.2 Původ částic, jejichž stopy pozorujeme	25
3.2.1 Kosmické záření	25
3.2.2 Pozemní záření	26
Praktická část	28
4 RTG komora	28
4.1 Fluorescence	28
4.2 Zkoumání energetického spektra	30
5 Franck-Hertzův experiment	36
5.1 Měření se rtuťovou triodou	37
5.2 Měření s neonovou tetrodou	41

6	Difúzní mlžná komora	45
6.1	Nastavení experimentu	47
6.2	Stanovení výše přirozeného záření	47
6.3	Částice, jejichž stopy pozorujeme	48
6.3.1	Částice α^{2+}	48
6.3.2	Proton p^+	49
6.3.3	Elektron e^- , pozitron e^+	49
6.3.4	Mion μ^-	50
6.3.5	Záření γ	51
6.4	Zviditelnění rozpadové řady thoria	52
	Závěr	53
	Seznam použitých pramenů a literatury	54
	Přílohy	56

Úvod

Katedra fyziky Univerzity Hradec Králové v loňském roce 2014 zřídila a vybavila novou laboratoř moderní experimentální fyziky. Laboratoř je vybavena Rentgenovou aparaturou, Frank-Hertzovým pokusem, Millikanovým experimentem, aparaturou demonstrující Zeemanův jev a difúzní mlžnou komoru. Jedná se o finančně náročné sestavy, které právě kvůli ceně nejsou zpravidla dostupné středoškolským studentům. Aby se tyto experimenty maximálně využily, plánuje se je postupně zařadit do výuky a v této laboratoři pořádat přednášky pro školy a veřejnost.

Společně s doktorem Jezberou jsme všechny experimenty postupně sestavovali a zprovoznili. Tato práce se bude nadále zabývat třemi vybranými experimenty konkrétně RTG aparaturou, Frank-Hertzovým pokusem a mlžnou komorou.

Práci na toto téma jsem si vybral proto, že ve vývoji jaderné a částicové fyziky vidím velkou budoucnost. Novinky z oblasti moderní fyziky, mezi něž patří známý objev Higgsova bosonu, právě s tímto tématem práce souvisí, a proto je důležité studium základů, na kterých se moderní fyzika zrodila a na kterých stojí. O důležitosti tématu také svědčí fakt, že ze 108 udělených Nobelových cen za fyziku jich bylo více než 50 uděleno za objevy v oblasti částicové a jaderné fyziky.

V teoretické části práce bych se chtěl věnovat popisu vybraných experimentů. Na každý experiment a téma s ním související by se dala napsat samostatná bakalářská práce, avšak mým cílem nebude obsáhnout téma natolik podrobně, pouze však informacemi nutnými k porozumění a také přímo souvisejícími s konkrétními experimenty, jež budu provádět v praktické části práce. V úvodu každého experimentu uvedu i jeho stručnou historii a vývoj.

V praktické části využiji informací napsaných v teoretické části a na základě těchto poznatků vzorově proměřím jednotlivé experimenty. Jako stěžejní literaturu k praktické části využiji zejména návody dodané výrobcí jednotlivých aparatur. Na závěr každého experimentu porovnáím s těmito návody a informacemi z teoretické části své výsledky.

Hlavním cílem této práce je pak vytvořit postery k jednotlivým experimentům, a tím tak přiblížit středoškolským studentům a širší veřejnosti zajímavé experimenty moderní fyziky. Důraz při vypracování těchto posterů budu klást na srozumitelnost textu, a aby text obsahoval věcné a stručné vysvětlení jednotlivých experimentů.

Teoretická část

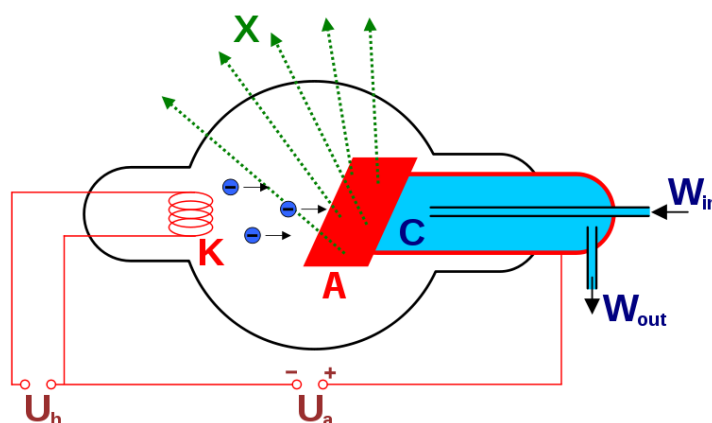
1 Rentgenová komora

1.1 Vznik rentgenového záření

Rentgenové záření je elektromagnetické vlnění velmi krátké vlnové délky v rozsahu 10 nm až 1 pm. Šíří se přímočaře rychlostí světla a to jak v elektrickém, tak magnetickém poli. Přírodním zdrojem tohoto záření jsou zejména hvězdy. Uměle se získává v rentgence nebo betatronu.

Nejdůležitější částí celé aparatury je rentgenka, jejíž schéma je na obrázku 1.1. Rentgenka je vakuová skleněná trubice s anodou a katodou. Z katody tvořené wolframovým vláknem vylétávají elektrony o energii v řádech desítek až stovek keV. Rozdíl napětí mezi anodou a katodou, které se pohybuje v řádech kilovoltů, urychluje emitované elektrony a ty pak ve velké rychlosti dopadají na anodu. Kinetická energie dopadajících elektronů se z 99 % přemění na teplo. Proto musí být anoda vyrobena z odolného materiálu (např. wolframu, molybdenu, mědi,...) a také musí být intenzivně chlazena. Necelé procento dopadajících elektronů se přemění na energii fotonů rentgenového záření.

Změnou proudu žhavené katody lze regulovat množství elektronů dopadajících na anodu a tedy celkově i intenzitu rentgenového záření. Změnou napětí mezi anodou a katodu lze korigovat pronikavost záření a tím rozlišit záření na měkké - méně pronikavé a tvrdé - více pronikavé. Pro vznik velmi měkkého záření stačí nastavit hodnotu anodového napětí na 10 kV, naopak pro vznik velmi tvrdého záření je třeba napětí 400 kV a více (Kusala 2004, Svoboda 1976, s. 15-19).



Obrázek 1.1: Schéma rentgenky, kde U_h je žhavicí napětí, U_a anodové napětí, C - chladič, X - rentgenové paprsky, K - katoda, A - anoda, W_{in} a W_{out} chlazení vodou. [Hmilch, 2008]

Vystupující rentgenové záření z anody je dvojího druhu a to brzdné a charakteristické.

Brzdné záření vzniká tak, že rychle letící elektrony proniknou do bezprostřední blízkosti jádra materiálu anody. V důsledku působení Coulombovských sil v elektrostatickém poli atomového jádra dojde ke zpomalení těchto rychle letících elektronů a následnému zakřivení směru jejich dráhy. Kinetická energie, kterou ztratili, se vyzáří ve formě fotonů brzdného rentgenového záření (Kusala 2004, Svoboda 1976, s. 19).

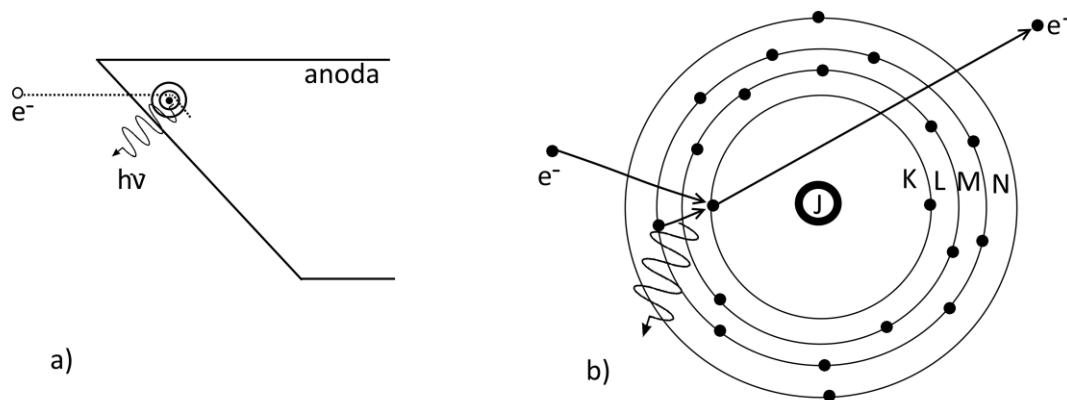
Při zpomalování elektronu v elektrostatickém poli ztrácí každý elektron různou hodnotu své energie, tudíž fotony rentgenového záření vznikající při daném urychlujícím potenciálu U mají různé vlnové délky, a tedy spojitě energetické spektrum. Experimentálně lze ověřit, že čím větší je kinetická energie bombardujících elektronů, tím kratší je vlnová délka emitovaného záření, a tím tvrdší záření vzniká. Žádná z vlnových délek není však kratší než určitá hodnota λ_{min} . Též lze ověřit, že tato hodnota mezní vlnové délky klesá s růstem urychlujícího napětí a že při pevně daném napětí je stejná pro různé materiály anody. Duane a Hunt přišli na to, že λ_{min} je nepřímo úměrná napětí a odvodili tento vztah:

$$\lambda_{min} = \frac{h \cdot c}{e} \cdot \frac{1}{U} = \frac{1,24 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{m}}{U}, \quad (1)$$

kde h je Planckova konstanta, c rychlost světla a e elementární náboj elektronu (Svoboda 1976, s. 19, Beiser, s. 76, 1978).

Vedle tohoto záření vychází z rentgenky ještě tzv. charakteristické záření, někdy označované též jako vlastní záření materiálu, ze kterého je rentgenka vyrobena. Charakteristické záření vzniká tak, že rychle letící elektrony, které se dostaly až k vnitřní sféře atomového obalu, předají energii elektronu z nižších energetických hladin (tj. K nebo L). Tím dojde k jeho excitaci na neobsazenou vyšší energetickou hladinu, nebo častěji k úplnému opuštění atomu tj. ionizaci. Na volné místo pak přeskóčí elektron z hladiny, která je jádru vzdálenější a má vyšší energii. Přitom dochází k vyzáření rentgenového paprsku ve formě fotonu s energií rovnou rozdílu energií uvažovaných energetických hladin elektronů. Jelikož k přechodu elektronu dochází jen mezi sférami atomu, má emitované záření pouze určité vlnové délky, proto má charakteristické záření čárové spektrum.

Z rentgenky vychází vždy obě výše zmiňovaná záření. Většinu však tvoří záření brzdné (Svoboda 1976, s. 19-20). Porovnání vzniku obou záření je uvedeno na následujícím obrázku 1.2.



Obrázek 1.2: a) schéma vzniku brzdného záření b) schéma vzniku charakteristického záření.
[upraveno z: Svoboda 1976, s. 19]

1.2 Vlastnosti rentgenového záření

Obecně platí, že elektromagnetické vlnění se šíří v kvantech, v našem případě tzv. kvantech rentgenových. Jak již bylo zmíněno, rentgenové záření se šíří přímočaře rychlostí světla. Intenzita tohoto záření ubývá s druhou mocninou vzdálenosti od zdroje. Mezi důležité vlastnosti RTG záření patří zejména schopnost pronikat hmotou. Zde však dochází částečně k absorpci záření a rozptylu. Pohlcování záření závisí zejména na tloušťce pohlcujícího materiálu a přímo úměrně i na protonovém čísle materiálu. Další důležitou vlastností je schopnost vyvolat v určitých krystalických látkách luminiscenční efekt. Luminiscenční stínítko bylo po dlouhou dobu základem vyšetřovacího RTG přístroje. Dnes se již stínítko nahrazuje polovodičovými detektory a digitálním zpracováním obrazu. V neposlední řadě dokáže RTG záření způsobit ionizaci v tekutinách, působit na fotografický materiál a je schopné vyvolat v živé tkáni určité změny, čehož se využívá například při ozařování zhoubných nádorů (Svoboda 1976, s. 21-25, Kusala 2004).

Fotony záření X s sebou nesou velké množství energie k ionizaci atomů a narušení molekulární struktury. Tento druh ionizujícího záření je pro živé tkáně škodlivý. Velmi vysoká radiace působící na živou tkáň v krátkém čase může způsobit nemoc z ozáření nebo v případě nižších dávek zvýšit riziko vzniku rakoviny (Svoboda 1976).

1.3 Historie

S počátkem objevu rentgenového záření je spjata několik významných vědců jako Johann Wilhelm Hittorf, Nikola Tesla, Heinrich Rudolf Hertz, Thomas Alva Edison a další. První, kdo záření soustavně studoval a popsal, byl německý fyzik Wilhelm Conrad Röntgen. Ten v roce 1895, kdy zkoumal vlastnosti katodového záření, objevil neviditelný paprsek, který je schopen pronikat předměty. Pojmenoval ho jako neznámý paprsek X (X-ray). Za svůj objev obdržel Röntgen v roce 1901 vůbec první Nobelovu cenu za fyziku (Kusala 2004).

V témže roce začal Edison zkoumat schopnost materiálů, které jsou vystaveny RTG záření, fluoreskovat. Nejběžnějším typem fluoreskujícího materiálu byl platinokyanid barnatý, který fluoreskuje jasně zeleně. Tímto objevem se velmi rozšířilo využití rentgenu v lékařských vědách.

V roce 1906 Charles Barkla přišel na to, že se RTG záření rozptyluje v plynech a tím lze zkoumat vlastnosti látek. Tímto pokusem určil například počet elektronů v atomu uhlíku. Dále prokázal, že RTG záření má podobné vlastnosti jako viditelné světlo. Za své objevy získal též Nobelovu cenu (Svoboda 1976, s. 12-15).

Roku 1912 Max von Laue zjistil, že vlnová délka RTG záření je rovna přibližně řádu vzdálenosti sousedních atomů v krystalech. Tím položil základy pro měření vlnové délky záření a dokázal, že částice krystalu pevných látek jsou uspořádány do pravidelné prostorové mřížky. O rok později W. L. Bragg a W. H. Bragg tato tvrzení experimentálně ověřili (Beiser 1978, s. 74-78).

Výzkum RTG záření byl v průběhu 20. století velmi rozšířený. V 50. letech byl dokonce zkonstruován první rentgenový mikroskop. Vzniklo tak široké spektrum využití tohoto záření. Největší přínos zaznamenal rentgen v medicíně. Rentgenových paprsků se však využívá i v průmyslu při kontrole materiálů, též jsou využity celní správou při kontrole motorových vozidel, na letištích při kontrole zavazadel, v historii a umění a v neposlední řadě i v astronomii (Svoboda 1976, s. 12-15).

1.4 Difrakce RTG záření na krystalech

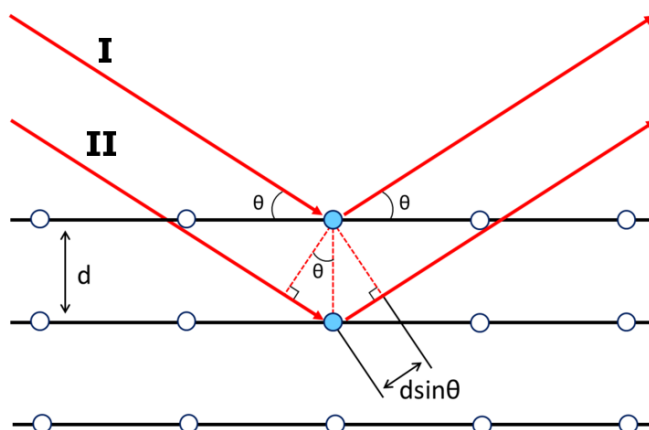
I přes velmi podobné vlastnosti rentgenového záření s viditelným světlem, je rozdíl vlnových délek tak velký, že pro studium struktury látek se musí volit jiné prostředky a metody. Na rozdíl od optických mřížek používaných u viditelného světla se u rentgenového záření spektrum získává průchodem nebo odrazem záření v krystalech (Kusala 2004).

Každý krystal je složený z uspořádaného souboru atomů, z nichž každý může rozptylovat libovolnou dopadající elektromagnetickou vlnu. Svazek dopadajících paprsků X se uvnitř krystalu rozptyluje do všech směrů. Na fotografické desce, která slouží jako stínítko, pak zanechají pro každý krystal charakteristickou světelnou stopu.

Kvůli pravidelnému uspořádání atomů se rozptýlené vlny v některých směrech interferencí zesilují, nebo zeslabují. K zesílení dopadajících paprsků dochází, jestliže se úhel dopadu paprsků rovná úhlu rozptylu. Detektor zaznamenávající ostrá maxima intenzity záření je proto umístěn tak, aby zaznamenával paprsky s úhlem rozptylu shodným s úhlem dopadajících paprsků (Beiser 1978, s. 77-80). S tímto problémem se více seznámíme v následující podkapitole 1.4.1.

1.4.1 Braggova difrakce

Atomy krystalu lze považovat za systém rovnoběžných rovin s charakteristickou vzdáleností mezi těmito rovinami. Podmínku, kterou musí splňovat rozptýlené paprsky, aby se záření zesilovalo, odvodíme z následujícího obrázku 1.3.



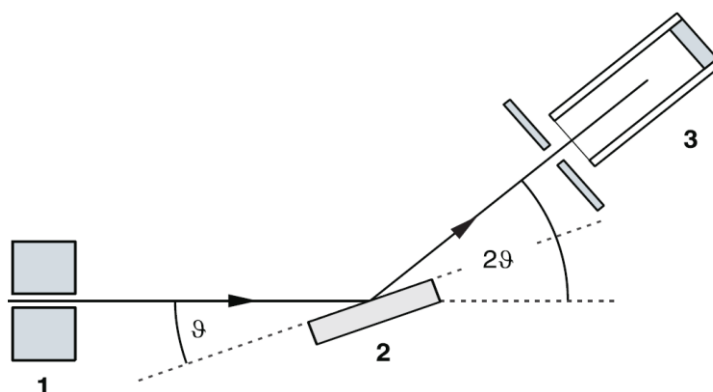
Obrázek 1.3: Rozptyl RTG paprsků v krystalu.
[převzato z: Σ64, 2012]

Paprsky s vlnovou délkou λ dopadají na krystal pod úhlem θ vůči systému rovnoběžných rovin, jejichž vzájemná vzdálenost je d . Jak již víme, atomy rozptylují paprsky do všech směrů. K zesílení dojde mezi takovými dvěma paprsky, které jsou k sobě rovnoběžné a jejichž dráhy se liší přesně o λ , 2λ , 3λ , ... Dráhový rozdíl musí být tedy $n\lambda$, kde $n \in Z$ a vystihuje řád rozptýleného svazku.

Od paprsků tedy požadujeme, aby jejich společný úhel dopadu byl roven úhlu rozptylu a aby splňovali podmínku

$$2d \sin \theta = n \lambda . \quad (2)$$

Tato rovnice je známou Braggovou rovnicí tvořící základ celé spektrografie RTG záření. Levá strana této rovnosti vystihuje fakt, že paprsek II z obrázku 1.3 urazí vzdálenost o $2d \sin \theta$ delší oproti paprsku I (Beiser 1978, s. 78–80). Konstrukce rentgenového spektrometru, která je založena na Braggově metodě, je zobrazena na obrázku 1.4.



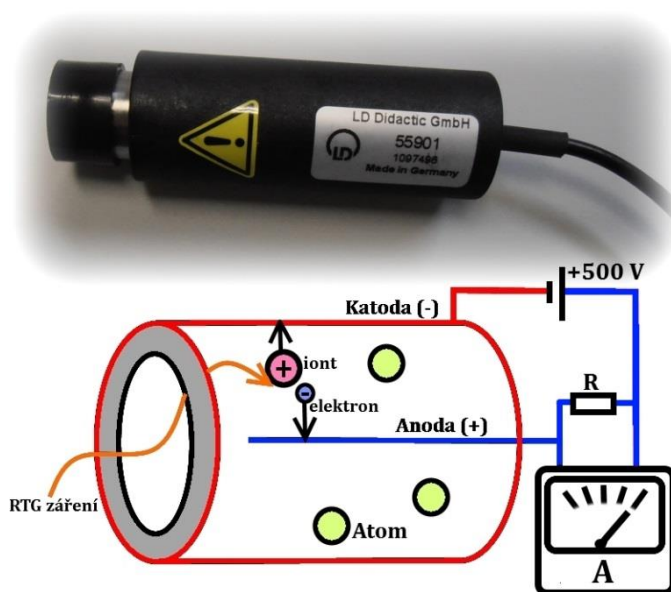
Obrázek 1.4: Schématický diagram difrakce RTG paprsků na monokrystalu, kde 1 je kolimátor, 2 je monokrystal a 3 je Geiger-Müllerův detektor.
[LD DIDACTIC GMBH nedatováno, P6.3.3.2]

1.5 Detekce RTG záření

Detektory slouží k detekci, registraci, či měření intenzity RTG záření. Využívají jeho luminiscenčních, ionizačních či fotografických účinků a také schopnosti zvyšovat elektrickou vodivost některých materiálů. Detektory lze podle těchto účinků rozdělit do 4 skupin.

První skupinu tvoří fluorescenční stínítka a scintilační počítače. Zářením dochází k excitaci elektronu do vyššího energetického stavu. Při návratu elektronu zpět do základního stavu dochází k vyzáření fotonu viditelného světla. Princip fluorescenčních stínítek je více vysvětlen v následující kapitole 1.6. Na stejném principu pracují i scintilační počítače, které jsou druhem jednobodových detektorů registrujících prakticky všechna rentgenová kvanta (Kraus 1985, s. 93-94).

Druhou skupinu tvoří plynové detektory, kam patří ionizační komora, proporcionální počítače a v jaderné fyzice využívaný Geiger-Müllerův (G-M) detektor (obr. 1.5). Princip plynových detektorů si vysvětlíme právě na G-M detektoru. Působením ionizujícího záření na plyn, který je za normálních podmínek dobrým izolantem, se původně neutrální atomy a molekuly přeměňují na kladně nabitě ionty a záporně nabitě elektrony. V silném elektrickém poli, které je vytvořené mezi elektrodami G-M trubice, se urychlí kladné ionty směrem ke katodě a záporné elektrony k anodě. U anody získají elektrony dostatečnou energii k ionizaci dalších molekul plynu. Dochází k ionizačnímu lavinovému efektu. Tímto efektem dochází ke vzniku krátkých elektrických pulsů, které jsou detekovány počítačem. (Kraus 1985, s. 94-96, Šimek 2002).



Obrázek 1.5: G-M detektor a jeho vnitřní struktura.

Třetí skupinu pak tvoří polovodičové detektory. Po dopadu fotonu RTG záření na polovodičový krystal vznikají volné elektrony a díry. Ionizační potenciál polovodičů je obecně nižší než u plynů (3,5 eV pro Si, inertní plyn ~ 30 eV). Ionizace vyvolaná jedním fotonem bude u polovodičových krystalů podstatně vyšší. Po vložení takového krystalu do elektrického pole se volné nosiče náboje urychlí a na elektrodách lze registrovat proudové a napěťové pulsy.

Poslední skupinu tvoří emulzní detektory. Jedná se o působení záření na fotografickou emulzi. Emulzní detektor jako jediný umožňuje získat ucelenou informaci o prostorovém rozložení difraktovaného záření (Kraus 1985, s. 98-102).

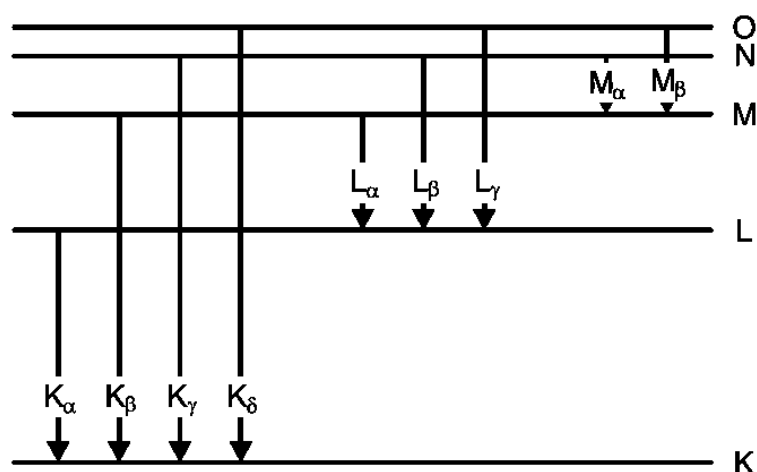
1.6 Princip fluorescence

Zviditelnění rentgenového záření umožňuje jev zvaný luminiscence. Rozlišujeme dva případy zviditelnění záření. Prvním typem je fluorescence. Fluorescenční látka se nanese na olovnatá skla, která chrání pozorovatele před škodlivými účinky rentgenového záření. Jak již bylo zmíněno v kapitole historie, dříve se používal platinokyanid barnatý. Dnes se však výhradně užívá sulfid zinečnatý s příměsí kadmia. Díky tomu získáme žluto-zelený obraz. Energie dopadajícího záření se využívá k excitaci nebo ionizaci atomů luminoforu. Při návratu elektronu do základního stavu se část energie vyzáří ve formě viditelného světla. Tyto přechody jsou velmi rychlé (řádově $< 10^{-5}$ s), a viditelné světlo je tedy produkováno jen při dopadu krátkovlnného záření. Druhým typem zviditelnění je fosforescence, kdy je viditelné světlo vyzařováno ještě po určitou dobu po skončení dopadu krátkovlnného záření na luminofor.

V závislosti na složení ozařovaného nehomogenního objektu je záření průchodem tímto objektem více či méně zeslabeno. To je důvod, proč obraz předmětu na luminiscenční obrazovce ukazuje podrobně vnitřní strukturu předmětu (LD DIDACTIC GMBH nedatováno, P6.3.1.1).

1.7 Energetické spektrum

Jak jsme se již v předchozích kapitolách dozvěděli, spojité spektrum RTG záření je výsledkem obráceného fotoelektrického jevu. Kinetická energie elektronu se tedy přeměňuje na energii fotonu $h\nu$. Naopak spektrum mající původ v přechodech elektronů uvnitř atomu je nespojité. Obrázek 1.6 vystihuje zjednodušené schéma atomu a vznik rentgenového spektra charakteristického záření.

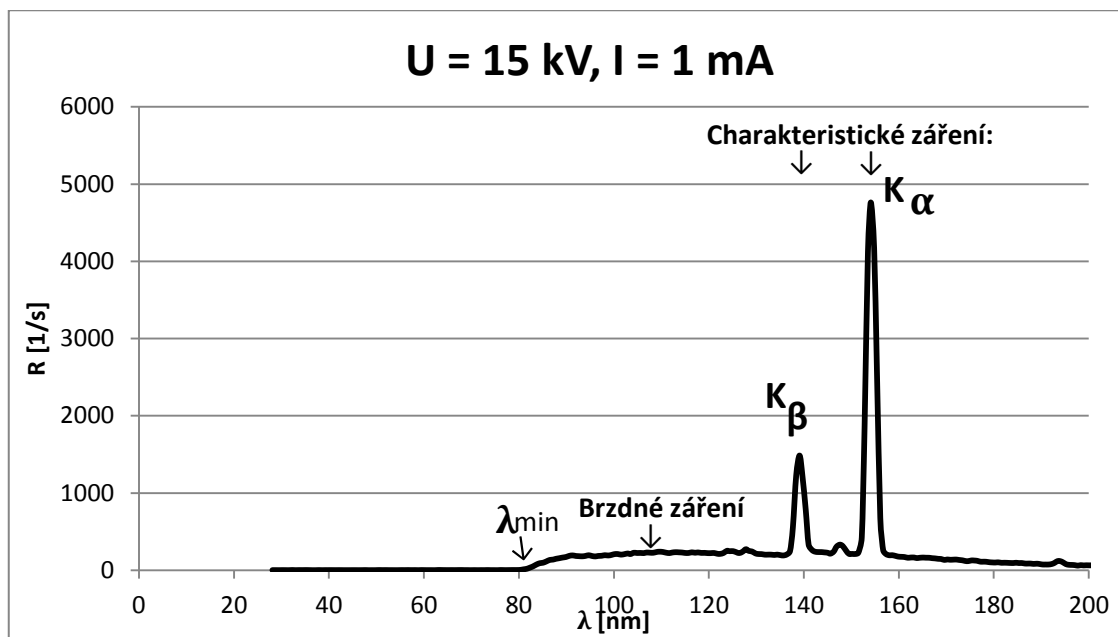


Obrázek 1.6: Vznik charakteristického RTG spektra.
[LD DIDACTIC GMBH nedatováno, P6.3.3.2]

Rozdíly energie mezi stavy s různým momentem hybnosti uvnitř jedné slupky jsou malé v porovnání s energetickými rozdíly mezi slupkami. Předpokládejme, že se elektron s vysokou energií střetne s atomem a vyrazí jeden elektron ze slupky K. Pak atom s ve slupce K chybějícím elektronem vydá většinu ze své excitační

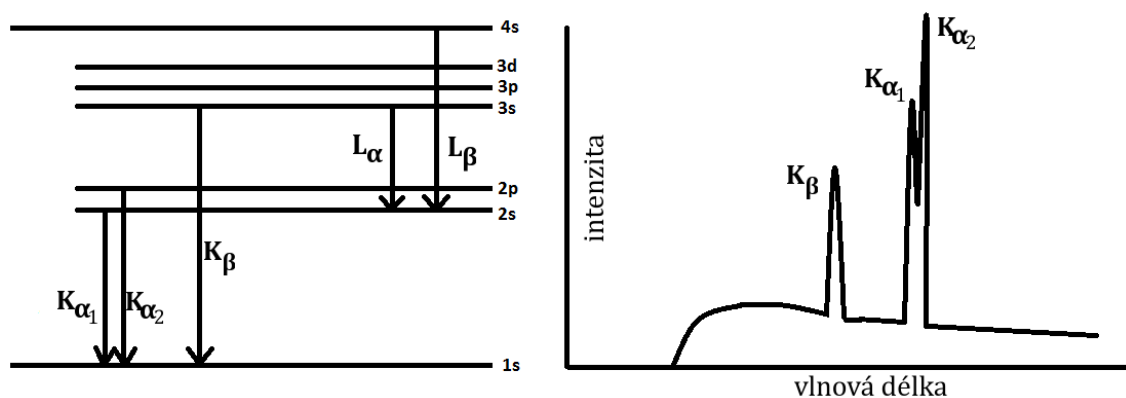
energie ve formě fotonu RTG paprsků, jestliže elektron z vnější slupky obsadí vzniklou díru ve slupce K. Obrázek 1.6 ukazuje, že sérii K čar v RTG spektru prvku tvoří vlnové délky vznikající při přechodu z hladin L, M, N, O, ... na hladinu K. Obdobně série L delších vlnových délek vzniká vyražením elektronu ze slupky L (Beiser 1978, s. 274-276).

Popsané energetické spektrum měděné rentgenky je zobrazeno na následujícím obrázku 1.7.



Obrázek 1.7: Energetické spektrum Cu rentgenky při $U = 15$ kV.

Při napětích vyšších než 40 kV lze pozorovat detailnější spektrum, jež vystihuje následující obrázek 1.8.



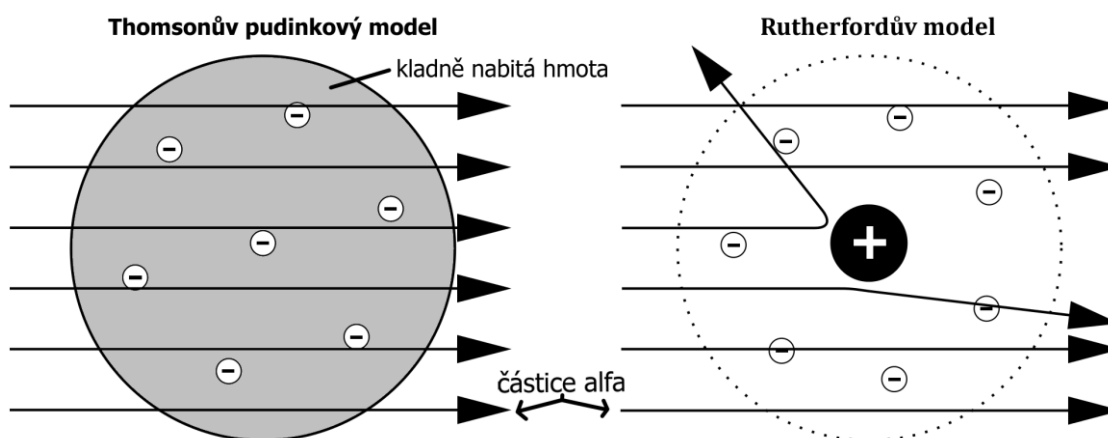
Obrázek 1.8: Energetické spektrum pro napětí vyšší než 40 kV.

2 Franck-Hertzův experiment

2.1 Modely atomů

S vývojem představ o stavbě atomu se objevilo několik modelů atomu, které však nedokázaly přesně vysvětlit jejich částicové složení, vlastnosti těchto částic či jejich uspořádání. Prvním průnikem do struktury atomu byl Thomsonův objev elektronu.

Na počátku dvacátého století Joseph John Thomson vytvořil tzv. pudinkový model atomu. Ten předpokládá existenci kladně nabitě hmoty, ve které se vyskytují elektrony. Nedokázal však vysvětlit, co drží tento atom pohromadě. V roce 1911 byla Ernestem Rutherfordem správnost Thomsonova modelu vyvrácena pokusem s rozptylem α -částic na zlatých fóliích. V pudinkovém modelu, který předpokládá rovnoměrné rozmístění náboje uvnitř atomu, by na prolétávající částice α tenkou zlatou fólií působily pouze slabé elektrické síly a rozptyl částic zachycených na stínítku by byl nepatrný (obr. 2.1). Na stínítku však pozoroval velké odchylky, a tedy bylo jasné, že na částice α musela působit nějaká velká síla. To ho vedlo k vytvoření vlastního modelu atomu, který předpokládá existenci kladného atomového jádra, ve kterém je soustředěna téměř veškerá hmota atomu. Okolo tohoto jádra obíhají elektrony jako planety okolo Slunce (Beiser 1978, s. 115-118).



Obrázek 2.1: Thomsonův a Rutherfordův model ostřelovaný částicemi α .

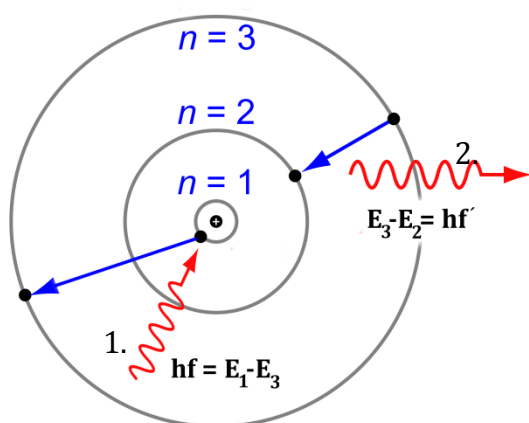
Později se však ukázalo, že ani tento model není správný. Rutherford vycházel z klasické fyziky, kde elektron obíhající se zrychlením kolem jádra vyzařuje energii ve formě spojitěho spektra elektromagnetických vln. Elektron by tedy ztrácel energii a pohyboval by se po spirále k jádru, kde by zanikl. Tím by došlo ke zhroucení celého atomu a to u atomu vodíku za méně než 10^{-16} s. Tomuto však odporují poznatky, že místo spojitěho spektra pozorujeme spektrum čárové a že atom je stabilní.

Tyto a další nesrovnalosti vysvětlil v roce 1913 Niels Bohr pomocí principů kvantové teorie stavby atomu vyslovením dvou postulátů. První říká, že se atomy mohou vyskytovat jen v určitých stacionárních stavech, ve kterých bez ohledu na

jejich pohyb nevyzařují ani nepohlcují energii. Druhý postulát sděluje, že atomy při přechodu z jednoho stacionárního stavu do druhého vydávají nebo pohlcují záření určité frekvence. Toto záření je monochromatické a jeho frekvence f se určí ze vztahu

$$hf = E_n - E_m, \quad (3)$$

kde E_n a E_m jsou energie příslušných stavů a h ($h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$) je Planckova konstanta.



Obrázek 2.2: Bohrov model atomu.

Za tento model atomu (obr. 2.2) dostal Bohr v roce 1922 Nobelovu cenu za fyziku.

I když Bohrov model správně předpovídá spektrální čáry vodíku, není schopen rozšíření na atomy složitějších typů s více než jedním elektronem. Hlavním jeho problémem bylo, že nedokázal vysvětlit různou intenzitu spektrálních čar.

S vylepšením Bohrova modelu přišel Arnold Sommerfeld. Ten nahradil Bohrovy kruhové dráhy eliptickými a rozvedl myšlenku, že tyto dráhy nejsou pouze rovinné, ale prostorové. Elektrony v tomto modelu charakterizoval pomocí 4 kvantových čísel n, l, m a s .

Námítky proti Bohrově teorii vyřešili v letech 1925-1926 Erwin Schrödinger a Werner Heisenberg položením základů a následným rozpracováním kvantové mechaniky. Louis de Broglie vyslovil představu, že elektrony mají nejen částicové, ale i vlnové vlastnosti. Schrödinger tuto teorii zpracoval do matematických rovnic a vznikl tak nový kvantově-mechanický model atomu. Podle této teorie nelze určit konkrétní dráhu elektronu, ale pouze pravděpodobnost výskytu elektronu (Špolskij 1957, s. 226-227, Hajko 1988, s. 95-97, Beiser 1978).

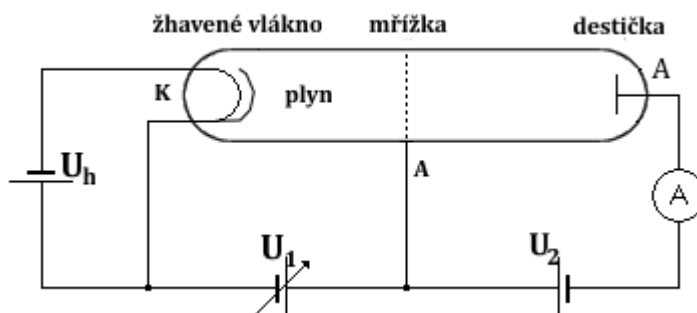
2.2 Franck-Hertzův pokus

Experimentální ověření existence energetických hladin atomu a ověření Bohrových postulátů provedli v letech 1913-1914 James Franck a Gustav Hertz.

Franck a Hertz sestavili k ověření postulátů aparaturu, která je zobrazena na obrázku 2.3. S použitím této aparatury ostřelovali atomy nebo molekuly plynu (konkrétně rtuťové páry) elektrony s jistou energií a pozorovali rozložení rychlostí před srážkou a po ní.

2.2.1 Rtuťová trioda

Rtuťová vakuová trioda (obr. 2.3) se skládá z nepřímo žhavené katody emitující elektrony, anodové mřížky a kolektoru. V trubici jsou kapky rtuti, které se po zahřátí pícky odpaří.



Obrázek 2.3: Aparatura pro Franck-Hertzův pokus.

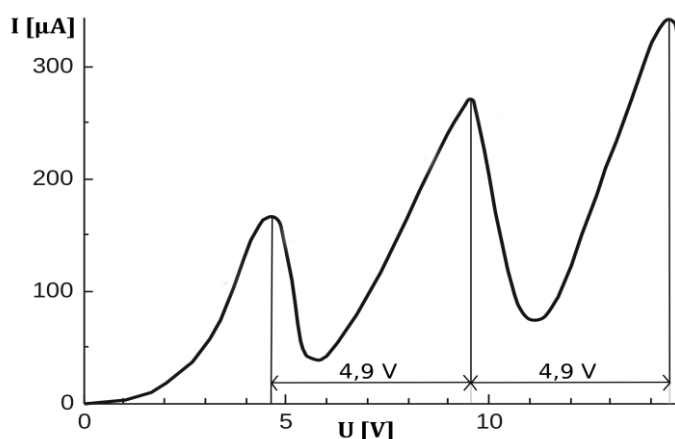
Mezi mřížkou a destičkou se udržuje malý potenciálový rozdíl. K proudu procházejícím ampérmetrem tedy přispívají pouze elektrony s energií vyšší než jisté minimum tedy ty, které dokáží překonat zpomalovací napětí mřížky. Se zvyšováním urychlovacího napětí U_1 dopadá na destičku stále větší počet elektronů a proud stoupá. Jestliže se zachováva kinetická energie při srážce elektronu s atomem plynu, dochází k pružným srážkám a rozdělení rychlostí se před a po srážce nemění.

Energie elektronu, kterou elektron získá díky urychlujícímu napětí U_1 mezi katodou a mřížkou se vypočítá ze vztahu

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = eU_1.$$

Po dosažení určité kritické energie elektronů dochází však k prudkému poklesu proudu. Elektron během srážky ztrácí částečně nebo úplně svoji kinetickou energii excitací atomu na vyšší energetickou hladinu. Dochází zde k nepružným srážkám, přičemž kinetická energie elektronů odpovídá excitační energii atomu. Elektrony po těchto srážkách mají malou energii na překonání zpomalovacího napětí mřížky a nedostanou se tak ke sběrné destičce. To má za následek pokles proudu ampérmetrem.

Dalším zvyšováním napětí získají elektrony potřebnou energii na překonání zpomalovacího napětí a proud opět vzroste. V dalším průběhu se objevuje nový prudký pokles, kdy dochází k dalším nepružným srážkám a excitaci vyšší energetické hladiny. Typická závislost proudu na napětí při Franck-Hertzově pokusu je znázorněna na obrázku 2.4 (Beiser 1978, s. 147–149, Špolskij 1957, s. 227).



Obrázek 2.4: Franck-Hertzův pokus se rtuťovými parami.

Z hlediska klasické fyziky je tento jev nepochopitelný. Jak je z obrázku 2.4 patrné, dostaneme celou řadu kritických potenciálů, které jsou násobkem nižších potenciálů a pro rtuť od sebe vzdáleny vždy o $4,9 \text{ V}$. Franck a Hertz v tomto experimentu ukázali, že elektron musí získat energii alespoň $4,9 \text{ eV}$, aby mohl excitovat atom rtuti. Tím dokázali shodu s Bohrovými postuláty. Jestliže E je energie základního stavu atomu rtuti, pak další možná energie atomu bude $E + 4,9 \text{ eV}$. Elektrony urychlené potenciálovým rozdílem $4,9 \text{ V}$ odevdají při nepružných srážkách svoji energii atomu rtuti a ten se tak dostává do vyššího energetického stavu. Jeho přechod do základního stavu je spojen s vyzářením fotonu určité vlnové délky.

Vysoká přesnost měření umožnila Franckovi a Hertzovi kontrolu výsledků s předpokládanými hodnotami z výpočtů. Jestliže se frekvence produkovaného záření s vlnovou délkou $\lambda = 2,536 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, kterou mimochodem v té době již nebyl problém pomocí goniometru a optické mřížky změřit, vynásobí Planckovou konstantou h , vyjde energii právě $4,9 \text{ eV}$.

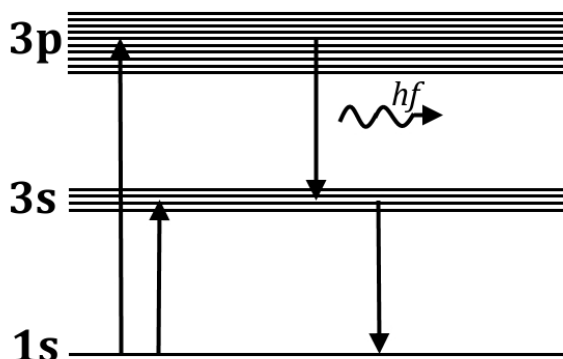
Za přímé experimentální potvrzení Bohrových postulátů a za vysvětlení interakcí elektronu s atomem byla v roce 1925 Franckovi a Hertzovi udělena Nobelova cena (Hajko 1988, s. 98 – 99).

2.2.2 Neonová tetroda

Franck-Hertzův pokus lze však ověřit i s jinými plyny. Měření s neonovou trubicí není nikterak náročné, jelikož celé měření lze provádět při pokojové teplotě. U rtuťové trubice dochází k emisi ultrafialového záření o vlnové délce 254 nm . U inertního jednoatomového plynu, jako je právě neon, je situace poněkud lepší z hlediska viditelnosti emitovaného záření.

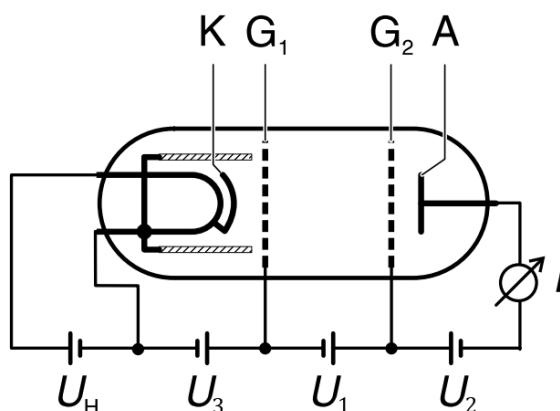
Nejpravděpodobnější excitace po nepružné srážce elektronu probíhá ze základního stavu na stav $3p$, který je mezi $18,4 \text{ eV}$ a 19 eV nad základním stavem. Excitace do spodnější vrstvy $3s$ s energií od $16,6 \text{ eV}$ do $16,9 \text{ eV}$ je již méně pravděpodobná. De-excitace ze stavu $3p$ do základního stavu je možná pouze přes

orbital 3s (obr. 2.5). Světlo emitované při tomto přechodu leží ve viditelné oblasti červeného až zeleného světla (LD DIDACTIC GMBH nedatováno, P6.2.4.3).



Obrázek 2.5: Vznik viditelného záření při F-H pokusu s Ne trubicí.
[upraveno: LD DIDACTIC GMBH nedatováno, P6.2.4.3]

Neonová trubice obsahuje soustavu 4 elektrod (obr. 2.6). Mřížka G_1 je umístěna v těsné blízkosti katody a má regulační funkci. Mřížka G_2 je poblíž sběrné anody a má urychlující funkci. Nepřímo žhavená katoda emituje elektrony, které jsou urychlovány potenciálovým rozdílem U_3 mezi katodou a řídicí mřížkou G_1 . Kolektorový proud je závislý na urychlujícím napětí mezi mřížkami G_1 a G_2 , protože k tomuto proudu přispívají pouze ty elektrony, které překonají brzdné napětí mezi mřížkou G_2 a anodou.



Obrázek 2.6: Schéma neonové trubice.
[upraveno: LD DIDACTIC GMBH nedatováno, P6.2.4.3]

Proud zpočátku roste stejně jako u rtuťové trubice a dosahuje maxima, právě když kinetická energie elektronů v blízkosti mřížky G_2 dosáhne hodnoty potřebné k excitaci atomů neonu. Při těchto nepružných srážkách kolektorový proud prudce klesá, protože letící elektrony ztrácí energii potřebnou k překonání brzdného napětí U_2 . S rostoucím napětím U_1 elektrony dosahují excitační energie již ve větší vzdálenosti od mřížky G_2 . Po srážkách jsou znovu urychlovány a znovu dosahují energie potřebné k excitaci atomů neonu. Výsledkem tohoto procesu je celá řada lokálních maxim kolektorového proudu. Při vyšším urychlovacím napětí můžeme mezi mřížkami G_1 a G_2 pozorovat emitované záření, které je do červena zbarvené a vytváří kruhové „disky“ (LD DIDACTIC GMBH nedatováno, P6.2.4.3).

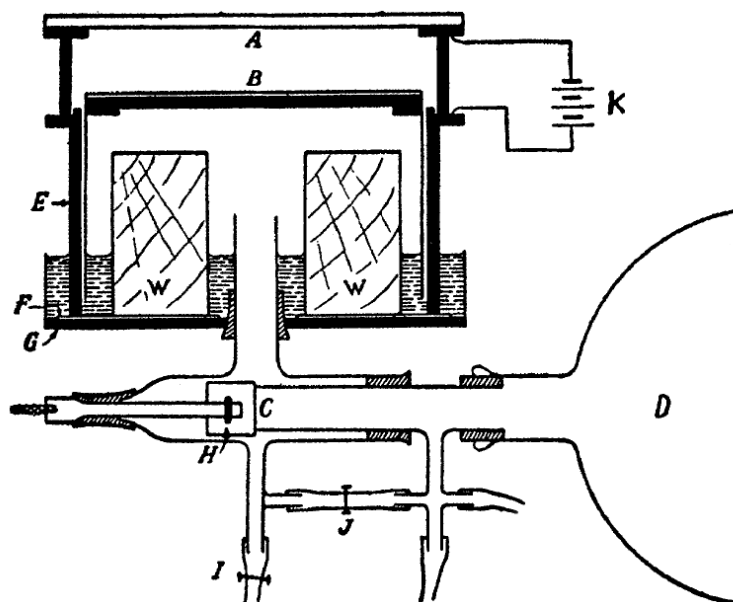
3 Mlžná komora

Vynález mlžných komor a jejich následný vývoj hrál velmi důležitou roli v rozvoji moderní fyziky. Jedná se o zařízení, které zviditelňuje dráhy nabitých částic na základě jimi způsobené ionizace.

3.1 Vývoj

Nejstarší výzkumy pochází z konce 19. století od Couliera, Kiesslinga a Aitkena. Konkrétně zkoumali tvorbu mraků tvořených kapičkami vody. Zjistili, že mraky se vytváří pouze tehdy, pokud vzduch obsahuje prachové částice tzv. kondenzační jádra, na kterých pára za sníženého tlaku kondenzuje. Na jejich práci pak navázal skotský fyzik Charles Thomson Rees Wilson. Wilson nechal páry zkondenzovat několikrát za sebou. Tím se vzduch vyčistil od prachových částic, ale stejně za určitých okolností pozoroval vznik mlhy. Při hlubším studiu zjistil, že kondenzačními jádry mohou být i nabitě částice. Tyto pokusy potvrdil se zapůjčeným rentgenovým přístrojem, který se v té době taktéž vyvíjel. Rentgenem ionizoval vzduch a tím vzniklo velké množství kondenzačních jader. Jelikož velmi slabá mlha vznikala i bez přítomnosti rentgenových paprsků, usoudil, že okolní vzduch je vždy alespoň částečně ionizován dopadajícím kosmickým zářením.

V roce 1911 využil Wilson dosavadních poznatků a sestrojil vůbec první expanzní mlžnou komoru pro pozorování drah alfa částic, rychlých elektronů, rentgenových paprsků a gama záření. Jeho původní mlžnou komoru (obr. 3.1) lze dnes najít v muzeu Cavendish na univerzitě v Cambridge (Gupta a Ghosh 1946, s. 225-227).



Obrázek 3.1: Wilsonova originální mlžná komora.
[upraveno z: Gupta a Ghosh, 1946, s. 240]

Písmena A (skleněná deska o průměru 16 cm) a B ohraničují válcovitou zcela uzavřenou expanzní komoru. Samotným písmenem B je pak označen pohyblivý

píst klouzající uvnitř válce E. Píst slouží zároveň jako pozorovací stínítko. Na mosazném disku G je vrstva pryže F, která slouží k zachycení pístu B. D je tlaková nádoba. Ventilem C se reguluje tlak v prostoru pod pístem B. W jsou dřevěné špalíčky snižující vzdušný prostor pod pístem B. H, I, J jsou prepouštěcí ventily sloužící ke správnému nastavení expanzního poměru. Baterie K vytváří elektrické pole sloužící k odstranění rozptýlených iontů před každou novou expanzí.

Za objev metody zobrazování drah částic obdržel Wilson v roce 1927 Nobelovu cenu za fyziku. Během následujících několika let se objevilo několik různých modifikací mlžné komory. Mezi nejznámější patří difúzní mlžná komora a komora bublinková. I sám Wilson svoji komoru ještě několikrát zdokonalil (Gupta a Ghosh 1946, s. 240).

3.1.1 Princip Wilsonovy expanzní mlžné komory

Pohybem pístu (B) na obrázku 3.1 směrem dolů dojde k adiabatické expanzi vzduchu nasyceného parami. Tím se vzduch na chvíli ochladí a páry se srazí v drobné mlžné kapičky vznikající kolem kondenzačních jader (ionty). Vnikne-li při této expanzi do nasyceného vzduchu ionizující částice, srazí se na iontech podél její dráhy vodní kapičky, které se při vhodném osvětlení stanou viditelnými. Tímto způsobem lze pozorovat stopy částic α , β a vůbec všech nabitých částic. Vloží-li se komora do magnetického pole, lze ze zakřivení drah částic soudit na rychlosti i velikosti jejich náboje. Možné je i zachytit transmutaci prvků, pokud k přeměně dojde během expanze. Po každé expanzi je třeba odstranit sražené kapičky na iontech, což se provede sepnutím vnějšího elektrického zdroje (K).

Před samotným zahájením tohoto procesu se musí vzduch zbavit prachových částic tím, že necháme páry několikrát za sebou zkondenzovat.

Ke zjištění prostorových drah částic se pak dráhy fotí pomocí dvou fotoaparátů ve dvou různých směrech. Výsledkem jsou stereoskopické snímky.

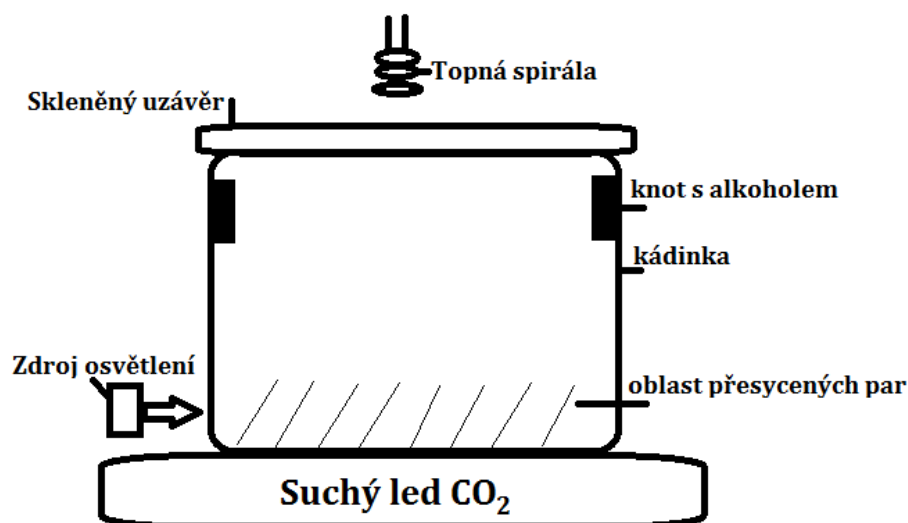
Expanzní komora má velkou nevýhodu spočívající v tom, že nefunguje spojitě, nýbrž však pouze v okamžiku expanze. Není tedy příliš vhodná například k pozorování kosmického záření (Horák 1957, s. 111, Běhounek 1958, s. 46).

3.1.2 Princip difúzní mlžné komory

V roce 1939 přišel A. Langsdorf s vylepšením Wilsonovy mlžné komory a popsal princip difúzní mlžné komory. Její používání a uplatnění se však datuje až od roku 1950.

Vrstvu syté páry zde vytvoříme tak, že udržujeme horní stěnu komory na vyšší teplotě a spodní stěnu chladíme např. suchým ledem. Vytvořením teplotního spádu umožníme parám, aby difundovaly z oblasti teplejšího plynu do oblasti plynu chladnějšího, čímž dochází k trvalejšímu přesycení chladnější oblasti. Právě zde pak může dojít ke kondenzaci na iontech a při vhodném osvětlení i k zviditelnění

drah částic (Horák 1957, s. 112). Příčný řez jednoduché difúzní mlžné komory vidíme na obrázku 3.2. Princip velké skříňové difúzní mlžné komory s vlastním chladicím systémem je podrobně popsán v praktické části této práce.



Obrázek 3.2: Příčný řez jednoduché difúzní mlžné komory.

Na rozdíl od Wilsonovy mlžné komory je tato komora schopná nepřetržitého zviditelňování dopadajícího záření.

3.1.3 Princip bublinkové mlžné komory

S příchodem urychlovačů částic produkující vysokoenergetické částice bylo potřeba zajistit výkonnější přístroj k detekci částic, zejména přístroj schopný rychlé komprese a dekomprese. Roku 1952 Donald Arthur Glaser sestrojil prototyp bublinkové mlžné komory. Využívá skutečnosti, že ve vysoce přehřáté kapalině způsobí prolétající ionizující částice var v místě jejího průchodu a svoji dráhu vyznačí sledem vzniklých bublinek plynu. Stav přehřátí kapaliny se dosáhne snížením tlaku, stejně jako u Wilsonovy mlžné komory. Jako kapalina se nejčastěji používá tekutý vodík nebo propan. Hustota těchto kapalin je mnohem vyšší než obsah plynové náplně Wilsonovy komory. Bublinková komora disponuje výhodou vysoké absorptivnosti, kterou mají fotografické emulze zaznamenávající dráhy částic. Zvýšením tlaku se komora vrátí do původního stavu a je ihned schopná další detekce částic. Nevýhodou je její velký rozměr, což zpočátku působilo problémy s jejím zhotovením (Běhounek 1958, s. 47-48, Close 2008).

Umístěním bublinkové komory do magnetického pole se zakříví dráhy prolétajících částic. Ze směru zakřivení dráhy jsme schopni určit náboj částice a z velikosti zakřivení její hybnost. Dnes již ani není problém přesně určit její rychlost. Z rychlosti a hybnosti jsme pak schopni dopočítat její hmotnost a částici tak identifikovat.

Bublinková komora patří spolu s dalšími dnes již elektronickými detektory k neefektivnějším a nejpřesnějším přístrojům sloužící k výzkumu elementárních částic. Největší využití našla bublinková komora v 70. letech 20. století při detekci

a zviditelnění drah částic urychlených v synchrocyclotronech zejména v CERNu (obr. 3.3).

Mlžné komory se pak dále vyvíjely. Z bublinkové komory vzešla ještě komora jiskrová. Dnes jsou však komory nahrazovány již zmíněnými elektronickými detektory, které jsou k počítačové analýze mnohem vhodnější, a navíc díky svým menším rozměrům mohou být instalovány přímo dovnitř urychlovačů.

Mlžné komory pomohly k objevům například umělé radioaktivity, pozitronu, neutrálního bozonu Z^0 , nových částic kosmického záření a tím k získání hned několika Nobelových cen (Close 2008).



Obrázek 3.3: Dnes již vyřazené bublinkové mlžné komory na dvoře v CERNu, vlevo: Big European Bubble Chamber (BEBC) - (1970-1984), vpravo: Gargamelle - (1970-1978).

3.2 Původ částic, jejichž stopy pozorujeme

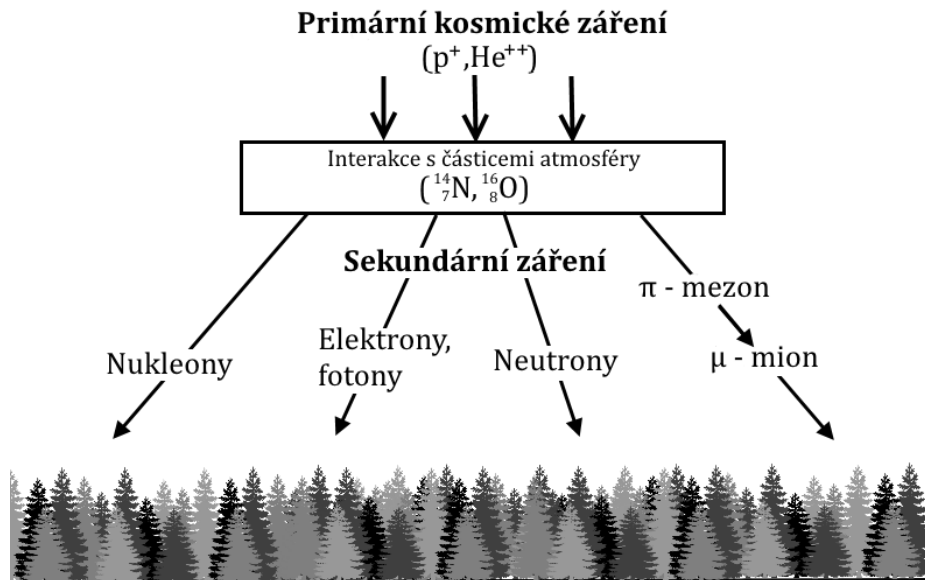
Částice, jejichž stopy pozorujeme v mlžné komoře, pochází zejména z přírodních zdrojů, jako je kosmické či sluneční záření, nebo ze záření přírodních radioizotopů. Konkrétní pozorované stopy částic, jejichž původ si rozebereme v následující podkapitole, jsou popsány a zobrazeny v praktické části práce (kap. 6.3).

3.2.1 Kosmické záření

Kosmické záření ovlivňující život na Zemi je proud vysokoenergetických částic (s výjimkou fotonů) přicházejících z vesmíru. Toto záření srážející se s částicemi v naší atmosféře bývá označováno jako primární kosmické záření. Skládá se zejména z protonů ($\approx 90\%$), alfa částice ($\approx 9\%$) a zbytek tvoří jádra těžších prvků a elektrony. Primární záření pronikne nejnižší do výšky 15 km nad zemským povrchem. Srážkami s částicemi v atmosféře (zejména s jádry kyslíku a dusíku) vznikají další částice, reakce se větví a výsledkem je sprška sekundárního záření

dopadající na zemský povrch (obr. 3.4). Ze srážek vznikají částice s různou pronikavostí. Jsou to zejména nukleony (protony a neutrony), elektrony, pozitrony, fotony, π -mezony (rozpadající se na μ -miony), neutrina a antineutrino.

V difúzní mlžné komoře, jak již víme z předchozího textu, je možné pozorovat částice s elektrickým nábojem, tedy elektrony, protony, pozitrony, alfa částice a miony (Phywe nedatováno, P2520400).



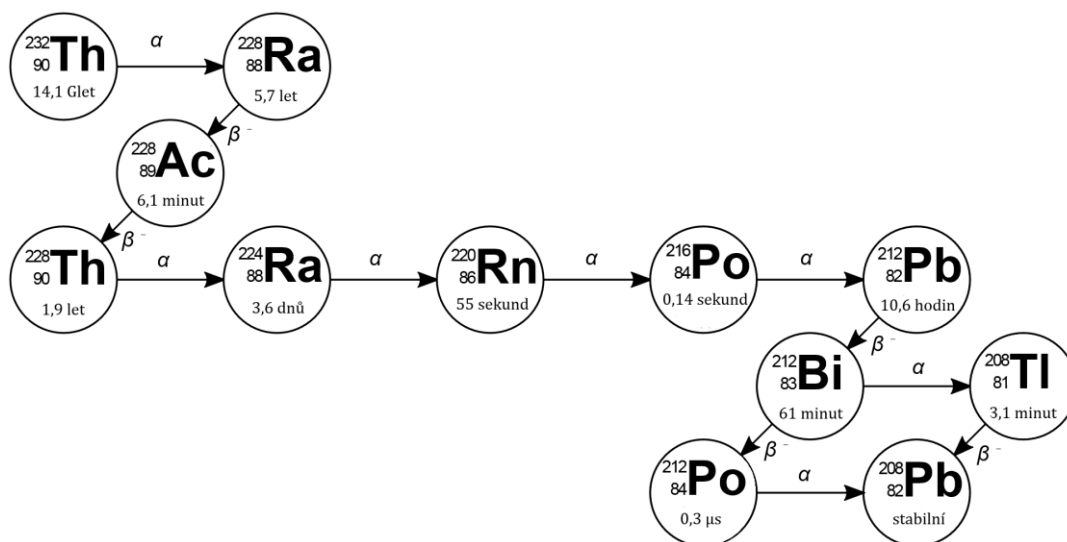
Obrázek 3.4: Schéma kosmického záření dopadajícího na zemský povrch.

3.2.2 Pozemní záření

Všechny materiály na Zemi (země, voda, atmosféra, ...) obsahují přírodní radionuklidy vysílající záření. Některé radionuklidy existují od vzniku Země, jiné jsou stále nově vytvářeny. K přírodním radionuklidům, které mají poločas rozpadu v řádech miliard let, patří například: ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K a ^{87}Rb . Mezi stále nově vznikající radionuklidy s kratším poločasem rozpadu v řádech let patří například: ^{226}Ra , ^{222}Rn , ^{218}Po a ^{210}Pb . Různě na Zemi se v různých koncentracích vyskytuje přibližně 100 radionuklidů (Phywe nedatováno, P2520400).

Samotná radioaktivní přeměna je doprovázena emisí jádra 4_2He (částice α), elektronů (částice β) nebo fotonů (záření γ). Touto emisí se jádro buď zbavuje své jaderné excitační energie, nebo dosahuje konfigurace s větší stabilitou. Právě stopy drah radionuklidy emitovaného záření α a β taktéž pozorujeme v mlžné komoře (Beiser 1978, s. 538).

Jako příklad si v následujícím schématu ukážeme rozpadovou řadu thoria ^{232}Th rozpadající se na radon ^{222}Rn . V bublince s aktuálním izotopem je uveden i poločas jeho rozpadu.



Obrázek 3.5: Rozpadová řada Thoria 232 s poločasy rozpadu.
[informace z: Phywe nedatováno, P2520400]

Praktická část

4 RTG komora

Rentgenová komora od firmy Leybold (obr. 4.1), ve které jsou prováděny následující experimenty, je vybavena měděnou rentgenkou. Toto zařízení je určeno pro školní demonstrační experimenty, proto obsahuje různé zabezpečovací prvky. Napětí lze regulovat v rozmezí 0 – 35 kV a proud od 0 do 1 mA. Luminiscenční obrazovka pro zobrazení prozařovaných objektů má průměr 15 cm. Komora je vybavena otočnou Geiger-Müllerovou trubicí a otočným držákem pro uchycení krystalu. Celá rentgenka lze připojit k PC a všechna měření lze tak řídit přes počítač.



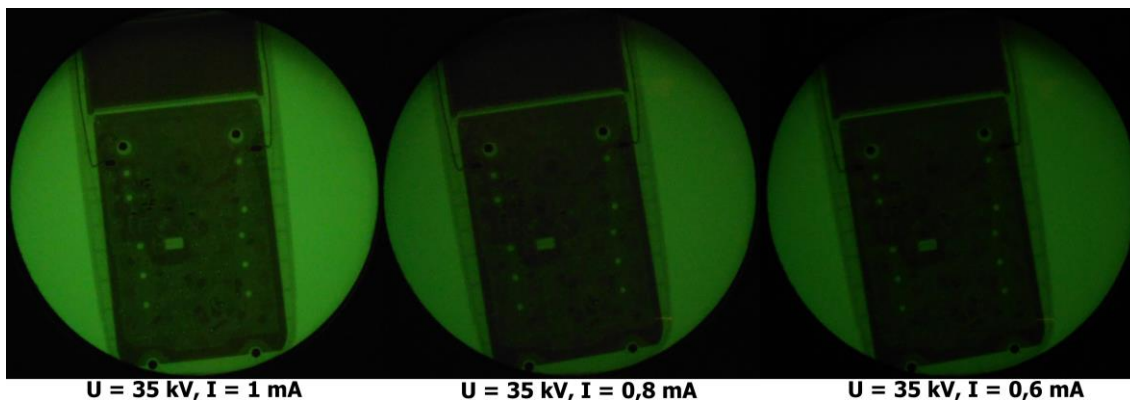
Obrázek 4.1: Rentgenová komora,
1 – nastavení napětí, 2 – nastavení proudu, 3 – nastavení časového intervalu, 4 – nastavení krokování úhlu pootočení, 5 – nastavení maximálního úhlu otočení, 6 – otočné tlačítko pro nastavení konkrétních hodnot, 7 – ovládání sensoru (15), 8 – ovládání terčíku (14), 9 – společné ovládání sensoru (15) a terčíku (14), 10 – nulovací tlačítko, 11 – zapínací a vypínací tlačítko, 12 – Cu rentgenka, 13 – kolimátor, 14 – terčík pro uchycení krystalu, 15 – sensor - G-M trubice, 16 – obrazovka, 17 – konektor k PC.

4.1 Fluorescence

Princip popsáný v teoretické části, že na luminiscenční obrazovce je vidět vnitřní struktura objektu, je prokázán následujícím jednoduchým experimentem.

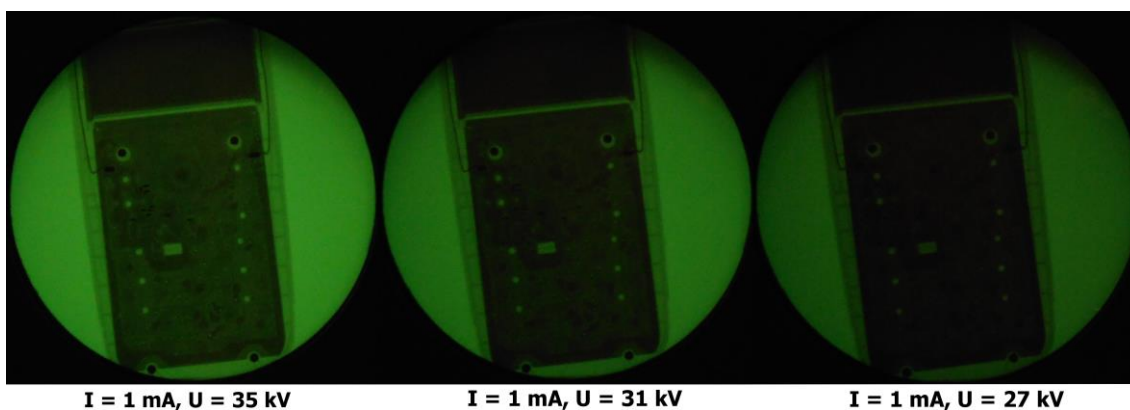
Kalkulátor, který má díly vyrobené z materiálů s různými absorpčními vlastnostmi, je umístěn do rentgenové komory těsně před obrazovku. Tento experiment zkoumá závislost emisního proudu rentgenky na světlosti obrazovky a závislost vysokého napětí na kontrastu.

V prvním experimentu nastavíme hodnotu napětí $U = 35$ kV a pro tři hodnoty proudu $I_1 = 1$ mA, $I_2 = 0,8$ mA a $I_3 = 0,6$ mA porovnáme světlost obrazovky (obr. 4.2). Měli bychom pozorovat, že světlost obrazovky se vzrůstající hodnotou proudu stoupá, protože vzrůstá intenzita záření.



Obrázek 4.2: Prosvícený kalkulátor RTG zářením při konstantním napětí.

V druhém experimentu naopak nastavíme pevně hodnotu proudu $I = 1$ mA a pro tři hodnoty napětí $U_1 = 35$ kV, $U_2 = 31$ kV a $U_3 = 27$ kV sledujeme změny na obrazovce (obr. 4.3). Se vzrůstajícím napětím by měl být obraz kontrastnější, protože paprsky X jsou těžší a opět se zvyšuje intenzita záření.



Obrázek 4.3: Prosvícený kalkulátor RTG zářením při konstantním proudu.

Rozdíly kontrastu a světlosti jsou patrné. Vnitřní struktura při plném výkonu je také dobře rozeznatelná. Kdyby rentgenka nebyla omezena svým výkonem, předpokládal bych, že při vyšším napětí se ještě více zviditelní struktura čipu kalkulačky.

Tímto jednoduchým pokusem jsme si ukázali, jak důležitý význam má rentgenové záření při testování různých materiálů.

Ukázka praktického využití v medicíně a na letištích je zobrazena na následujícím obrázku 4.4.

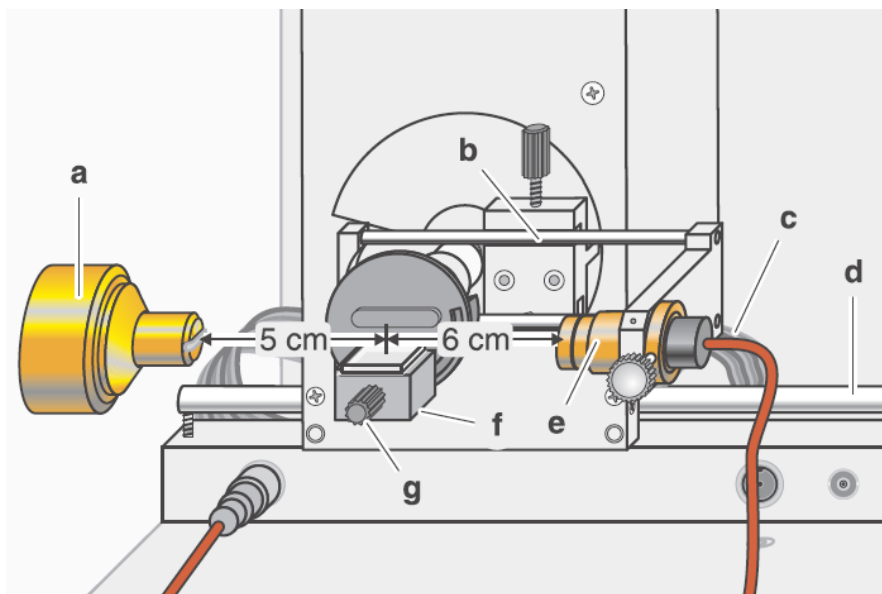


Obrázek 4.4: Vlevo: celá a zlomená kuřecí kost v krabici simulující lidské tělo, vpravo: pistolka v malém zavazadle pod rentgenem a ve skutečnosti.

4.2 Zkoumání energetického spektra

Záznam energetického spektra rentgenky s měděnou anodou je proveden pomocí Braggovy difrakce RTG záření na krystalu lithia (LiF) v prvním difrakčním řádu. Svazek kolimovaných RTG paprsků dopadá na krystal lithia pod úhlem θ . G-M detektor je umístěn tak, že registruje paprsky se stejným úhlem rozptylu θ . Mění-li se úhel θ , zaznamenává detektor maxima intenzity odpovídající Braggově rovnici (2).

Pokusíme se ukázat, jak závisí energetické spektrum brzdného a charakteristického záření na vysokém napětí a emisním proudu. Natavení experimentu vystihuje obrázek 4.5.

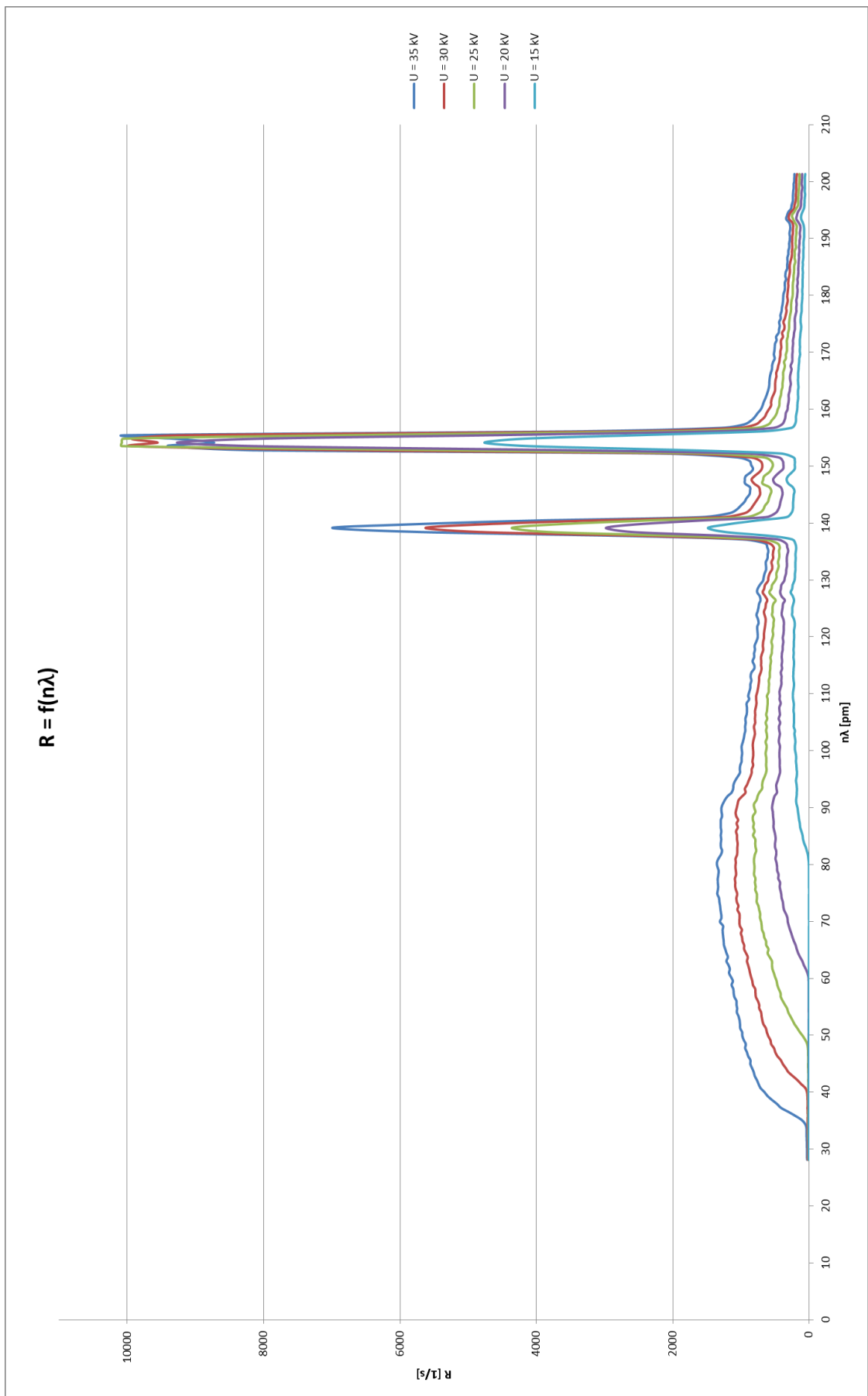


Obrázek 4.5: Nastavení experimentu pro měření energetického spektra. [LD DIDACTIC GMBH nedatováno, P6.3.3.2]

Odstraníme krytku z kolimátoru (a), po posuvné liště (d) nastavíme předepsanou vzdálenost 5 cm držáku na krystal (f) od kolimátoru a vzdálenost 6 cm Geiger-Müllerovy trubice (e) od krystalu. Dále zapojíme propojovací kabel (c) s G-M trubicí se zdířkou nadepsanou GM TUBE a opatrně připevníme LiF krystal do držáku pomocí upevňovacího šroubku (g). Rentgenku propojíme s počítačem

a spustíme k měření určený software „X-ray Apparatus“. Program upravíme dle typu rentgenky a měřeného krystalu, pro náš případ anoda Cu a krystal LiF.

Nastavíme hodnotu emisního proudu $I = 1 \text{ mA}$, měřící čas na jedno pootočení $\Delta t = 10 \text{ s}$ a krok pootočení $\Delta\beta = 0,1^\circ$. Stiskneme tlačítko COUPLED k nastavení parametru 2θ pro krystal a snímací senzor. Spodní limit otáčení krystalu nastavíme na 3 stupně a vrchní limit na 29 stupňů. Závislost proměříme pro hodnoty napětí $U = 15 \text{ kV}$, 20 kV , 25 kV , 30 kV a 35 kV . Výsledkem měření je následující graf (obr. 4.6).



Obrázek 4.6: Spektrum Cu rentgenky pro $U = 15, 20, 25, 30, 35$ kV.

Pomocí funkce „Calculate peak center“ lze z naměřených hodnot zjistit vlnové délky charakteristického záření Cu rentgenky. Zjištěné hodnoty jsou uvedeny v následující tabulce 4.1.

Tabulka 4.1: Vlnové délky charakteristického záření Cu rentgenky při změně napětí.

U [kV]	$\lambda (K_{\alpha})$ [pm]	$\lambda (K_{\beta})$ [pm]
15	154,2	139,1
20	154,19	139,1
25	154,16	139,09
30	154,13	139,1
35	154,15	139,12

Z naměřených hodnot lze dopočítat střední hodnotu $\lambda(K_{\alpha}) = 154,17$ pm a $\lambda(K_{\beta}) = 139,1$ pm. Výsledky lze porovnat s tabulkovou hodnotou, kde $\lambda(K_{\alpha}) = 154,17$ pm a $\lambda(K_{\beta}) = 139,2$ pm. Vidíme, že měření energetického spektra je velmi přesné a odpovídá tabulkovým hodnotám. Dopočítaná chyba měření též vychází zanedbatelně malá $\pm 0,01$ pm.

Nyní ještě ověříme Duane-Huntův vztah (1). Pro nastavené hodnoty urychlovacího napětí U by podle rovnice (1) mělo platit:

$$U = 15 \text{ kV: } \rightarrow \lambda_{min} = \frac{1,24 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{m}}{15\,000 \text{ V}} = 8,26 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 82,6 \text{ pm},$$

$$U = 20 \text{ kV: } \rightarrow \lambda_{min} = \frac{1,24 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{m}}{20\,000 \text{ V}} = 6,2 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 62 \text{ pm},$$

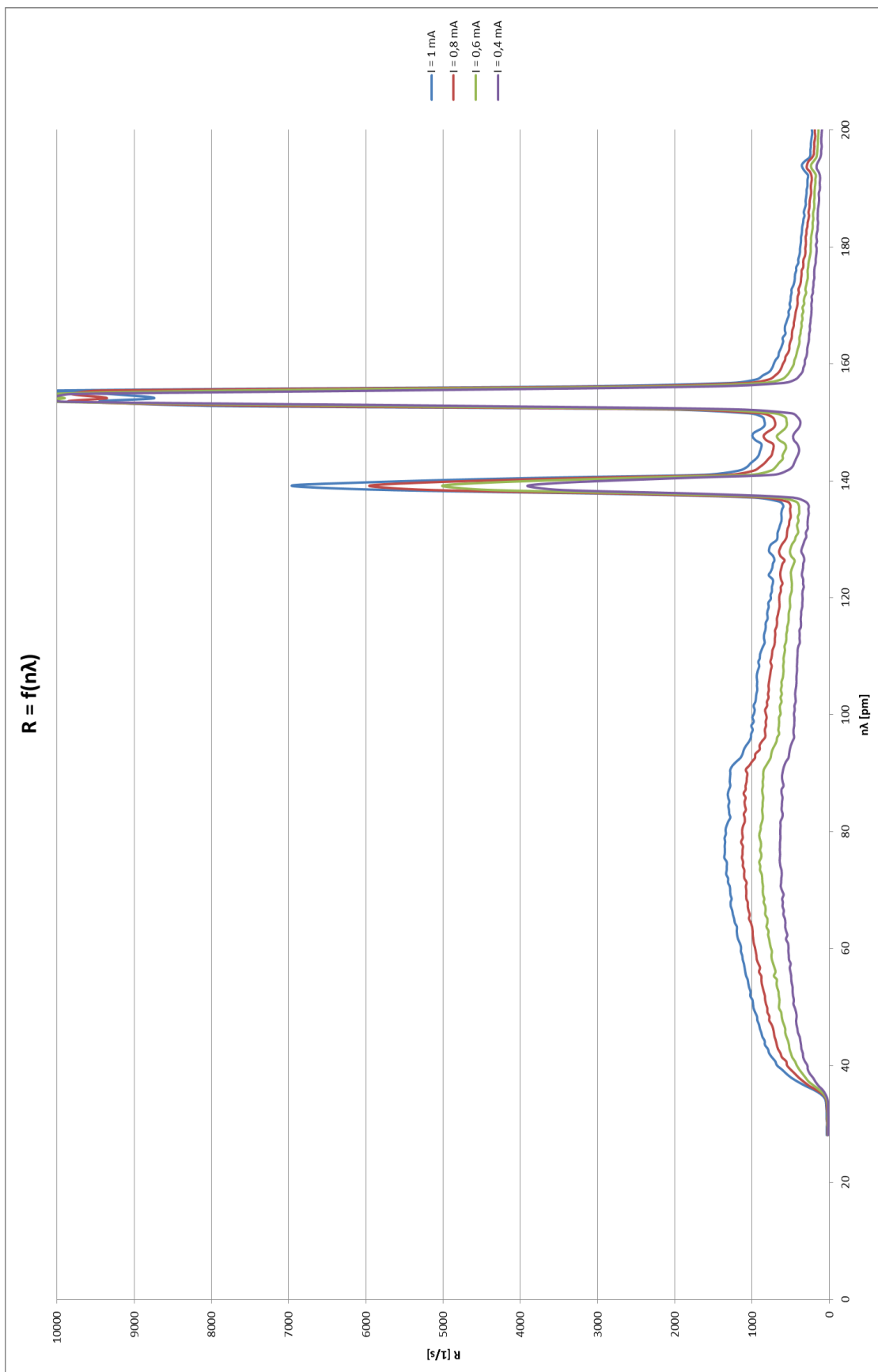
$$U = 25 \text{ kV: } \rightarrow \lambda_{min} = \frac{1,24 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{m}}{25\,000 \text{ V}} = 4,96 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 49,6 \text{ pm},$$

$$U = 30 \text{ kV: } \rightarrow \lambda_{min} = \frac{1,24 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{m}}{30\,000 \text{ V}} = 4,13 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 41,3 \text{ pm},$$

$$U = 35 \text{ kV: } \rightarrow \lambda_{min} = \frac{1,24 \cdot 10^{-6} \text{ V} \cdot \text{m}}{35\,000 \text{ V}} = 3,54 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 35,4 \text{ pm}.$$

Z energetického spektra (obr. 4.6) vidíme, že naměřené hodnoty se přesně shodují s teoreticky vypočtenými.

V druhém měření nastavíme pevně hodnotu napětí $U = 35$ kV. Měření provedeme pro hodnoty proudu $I = 0,4$ mA, $I = 0,6$ mA, $I = 0,8$ mA a $I = 1$ mA. Ostatní parametry ponecháme z předchozího měření. Po skončení měření obdržíme energetické spektrum znázorněné na obrázku 4.7.



Obrázek 4.7: Spektrum Cu rentgenky pro $I = 0,4, 0,6, 0,8$ a 1 mA .

Stejným způsobem jako v předchozím měření najdeme centra peaků a zjistíme vlnové délky charakteristického záření pro různé hodnoty proudů (tab. 4.2).

Tabulka 4.2: Vlnové délky charakteristického záření Cu rentgenky při změně proudu.

I [mA]	$\lambda (K_{\alpha})$ [pm]	$\lambda (K_{\beta})$ [pm]
0,4	154,14	139,08
0,6	154,17	139,09
0,8	154,19	139,09
1	154,2	139,12

Z naměřených hodnot dopočítám střední hodnotu $\lambda(K_{\alpha}) = 154,18$ pm a $\lambda(K_{\beta}) = 139,1$ pm. Výsledky lze porovnat s tabulkovou hodnotou, kde $\lambda(K_{\alpha}) = 154,17$ pm, $\lambda(K_{\beta}) = 139,2$ pm a předchozím měřením, kde $\lambda(K_{\alpha}) = 154,17$ pm, $\lambda(K_{\beta}) = 139,1$ pm. Chyba měření vychází opět velmi malá, konkrétně $\pm 0,01$ pm.

Z naměřeného energetického spektra (obr. 4.6) vidíme, jak se mění kontinuum brzdného záření při zvyšování napětí. Tím se zvyšuje energie elektronů, které při prudkém zabrzdění produkují více záření a v grafu vidíme vzrůstající intenzitu záření. Pozorujeme též, že mezní vlnová délka λ_{min} se se vzrůstajícím napětím přesouvá do nižších hodnot a odpovídá Duane-Huntovu vztahu (1). Píky K_{α} a K_{β} začínají být výrazné při napětí nad 20 kV. Z toho lze vyvodit, že jistá minimální hodnota energie elektronů je potřebná k excitaci charakteristického záření. Intenzita těchto píků se zvyšuje s napětím, avšak vzrůstající napětí nemá vliv na jejich pozici, co do vlnové délky.

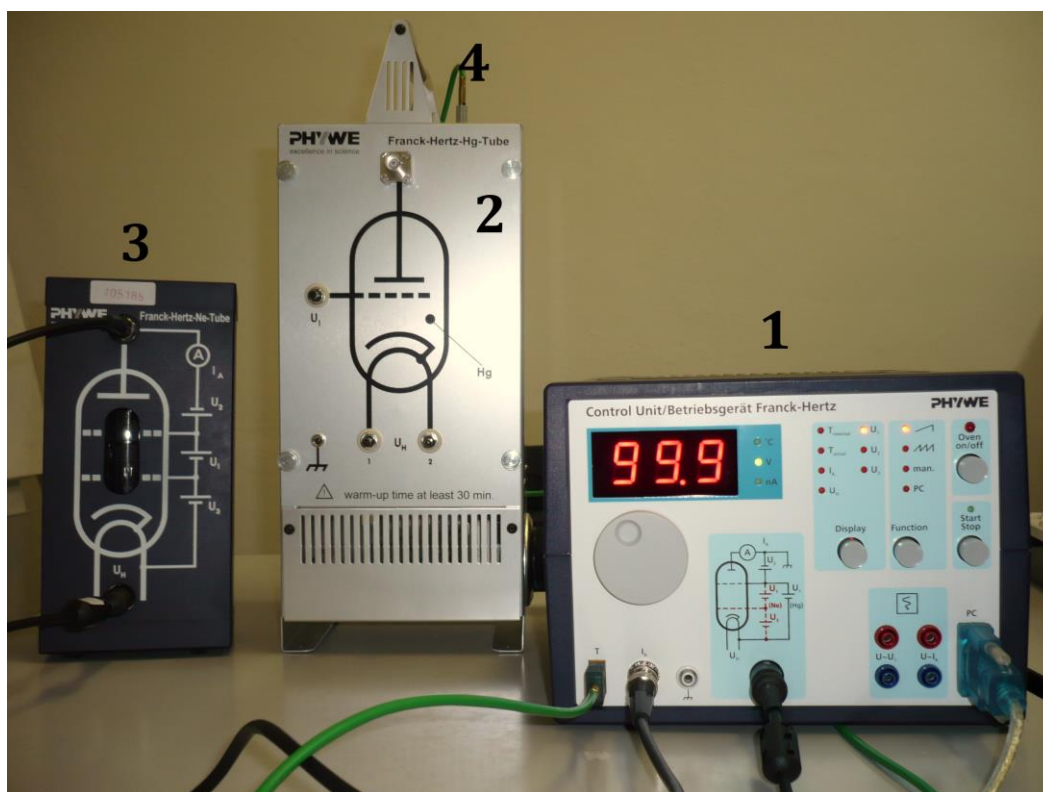
Z energetického spektra na obrázku 4.7 je patrné, že emisní proud nemá vliv na tvar rentgenového spektra. Umístění charakteristických čar zůstává beze změny. Naproti tomu intenzita brzdného záření a charakteristických čar úměrně roste se zvyšujícím se emisním proudem.

Při hodnotách blízkých 40 kV (v našem případě u hodnot 30 kV a 35 kV), kdy dochází k rozdělení druhého peaku na $K_{\alpha 1}$ a $K_{\alpha 2}$, lze již také pozorovat náznaky rozdělení. Ovšem z grafu vidíme, že jejich hodnota vlnových délek neodpovídá tabulkovým hodnotám, kde tabulková hodnota $\lambda(K_{\alpha 1}) = 154,06$ pm a $\lambda(K_{\alpha 2}) = 154,44$ pm (LD DIDACTIC GMBH nedatováno, P6.3.3.2).

5 Franck-Hertzův experiment

Při výuce částicové fyziky se jistě každý učitel potýká s otázkou jak demonstrovat fakt, že energie elektronu v atomovém obalu je kvantována. Nejprůkaznějším způsobem kvantování energie je právě Franck-Hertzův pokus.

Frank-Hertzova aparatura značky PHYWE (obr. 5.1), se kterou budeme v této kapitole pracovat, se skládá z provozní jednotky (1), rtuťové (2) nebo neonové (3) trubice, NiCr-Ni termočláнку (4) a propojovacích kabelů.

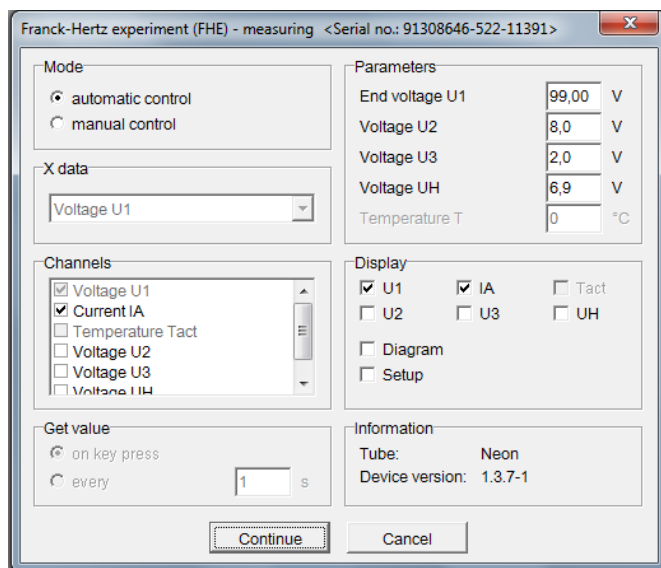


Obrázek 5.1: Franck-Hertzova aparatura PHYWE.

Cílem tohoto experimentu je ověřit úvahy popsané v teoretické části s neonovou a rtuťovou trubicí. Pokusíme se určit excitační energii elektronů a vlnovou délku emitovaného záření.

Zapojení experimentu je velice snadné, stačí si hlídat, aby se označení konektoru na řídicí jednotce shodovalo s označením na elektronece. Na závěr připojíme experiment pomocí PC konektoru k počítači a všechna měření budeme zaznamenávat pomocí dodávaného softwaru „Measure“.

Po řádném zapojení a spuštění programu se objeví okno s možností nastavení měření znázorněné na obrázku 5.2. V tomto okně lze nastavit parametry: rozsah napětí U_1 , napětí U_2 , pro neonovou trubicí i U_3 , žhavicí napětí U_h a u rtuťové trubice teplotu pícky (Phywe nedatováno, P2510311).



Obrázek 5.2: Nastavení programu Measure.

5.1 Měření se rtuťovou triodou

Výrobce udává možný rozsah nastavení jednotlivých hodnot pro rtuťovou triodu (obr. 2.3) je následující:

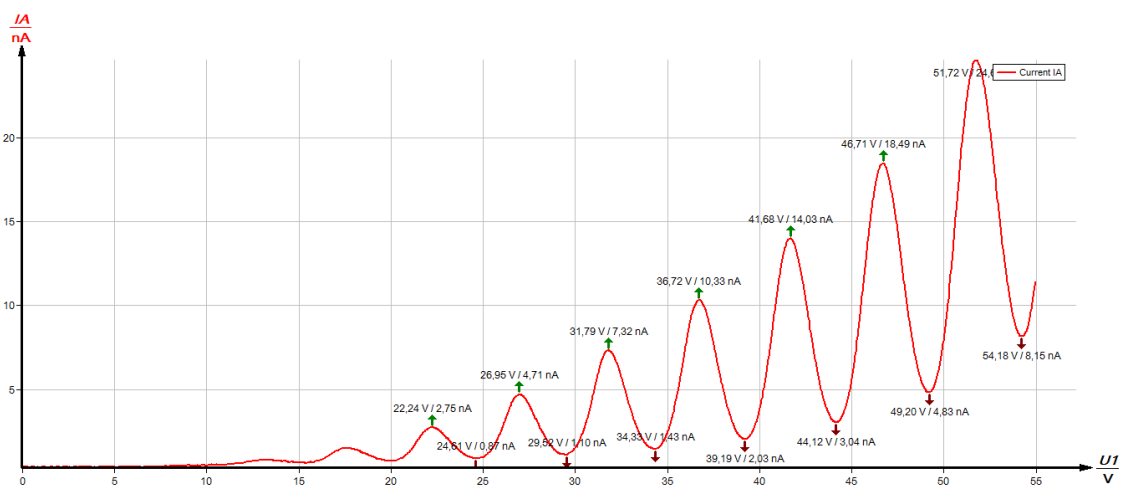
$$T = (175 \pm 10) \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$U_1 = 0 \dots 60 \text{ V}$$

$$U_2 = (2 \pm 0,5) \text{ V}$$

$$U_h = (6,3 \pm 0,5) \text{ V.}$$

Názorně proměříme závislost proudu na napětí pro výrobcem doporučené hodnoty $T = 180 \text{ } ^\circ\text{C}$, $U_2 = 2 \text{ V}$ a $U_h = 6,3 \text{ V}$. Rozsah napětí U_1 nastavíme největší možný tak, aby nedošlo k zapálení výboje, tedy od 0 do 55 V (Phywe nedatováno, P2510311). Po proměření získáme graf, který vidíme na obrázku 5.3.



Obrázek 5.3: Hg: $I_a = f(U_1)$; $T = 180 \text{ } ^\circ\text{C}$, $U_2 = 2 \text{ V}$ a $U_h = 6,3 \text{ V}$.

Kdyby nedocházelo ke srážkám elektronů s atomy rtuti, pohybovali by se elektrony rovnoměrně zrychleně a jejich energie by rostla se vzdáleností od katody. Z měření sami vidíme, že ke srážkám dochází a to jak k pružným, tak k nepružným. Tímto jsme již ověřili, že je energie kvantována.

Pomocí funkce analyzovat křivku získáme hodnoty maxim a minim jednotlivých píků, z čehož jsme schopni určit potenciálový rozdíl sousedních maxim a minim (tab. 5.1). Z důvodu eliminace chyb začneme s analýzou až u výraznějších píků.

Tabulka 5.1: Analýza maxim a minim z voltampérové charakteristiky 5.3.

druh	U_i [V]	I_o [nA]	min: $U_{1i}-U_{1i+1}$ [V]	max: $U_{1i}-U_{1i+1}$ [V]
maximum1	22,24	2,75		4,71
minimum1	24,61	0,87	4,91	
maximum2	26,95	4,71		4,84
minimum2	29,52	1,1	4,81	
maximum3	31,79	7,32		4,93
minimum3	34,33	1,43	4,86	
maximum4	36,72	10,33		4,96
minimum4	39,19	2,03	4,93	
maximum5	41,68	14,03		5,03
minimum5	44,12	3,04	5,08	
maximum6	46,71	18,49		5,01
minimum6	49,2	4,83	4,98	
maximum7	51,72	24,64		
minimum7	54,18	8,15		

Střední hodnota potenciálového rozdílu sousedních minim a maxim je rovna 4,92 V. Směrodatnou odchylku pak vypočítáme dle známého vztahu:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (U_i - \bar{U})^2} \quad (4)$$

a po dosazení:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{14(14-1)} 0,11749} = 0,025 \text{ V.}$$

Výsledná hodnota $\Delta U_1 = (4,92 \pm 0,03)$ V odpovídá hodnotě, kterou zjistili již Frank s Hertzem na počátku 20. století.

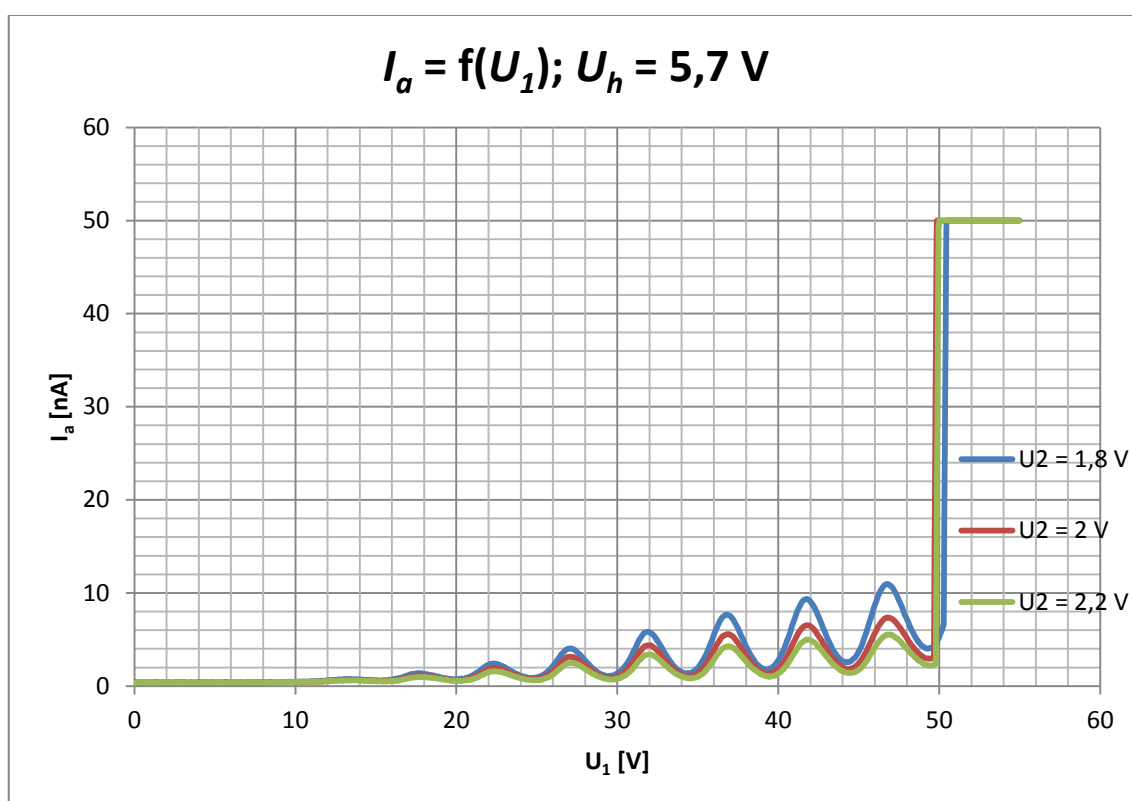
Nyní jsme schopni určit vlnovou délku emitovaného záření při přechodu elektronu zpět do základního stavu. Jestliže excitační energie je 4,9 eV, pak vlnová délka fotonu se vypočítá ze vztahu (3) jako:

$$\lambda = h \frac{c}{\Delta E} = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot \frac{299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{4,92 \text{ eV}} = 252 \text{ nm.}$$

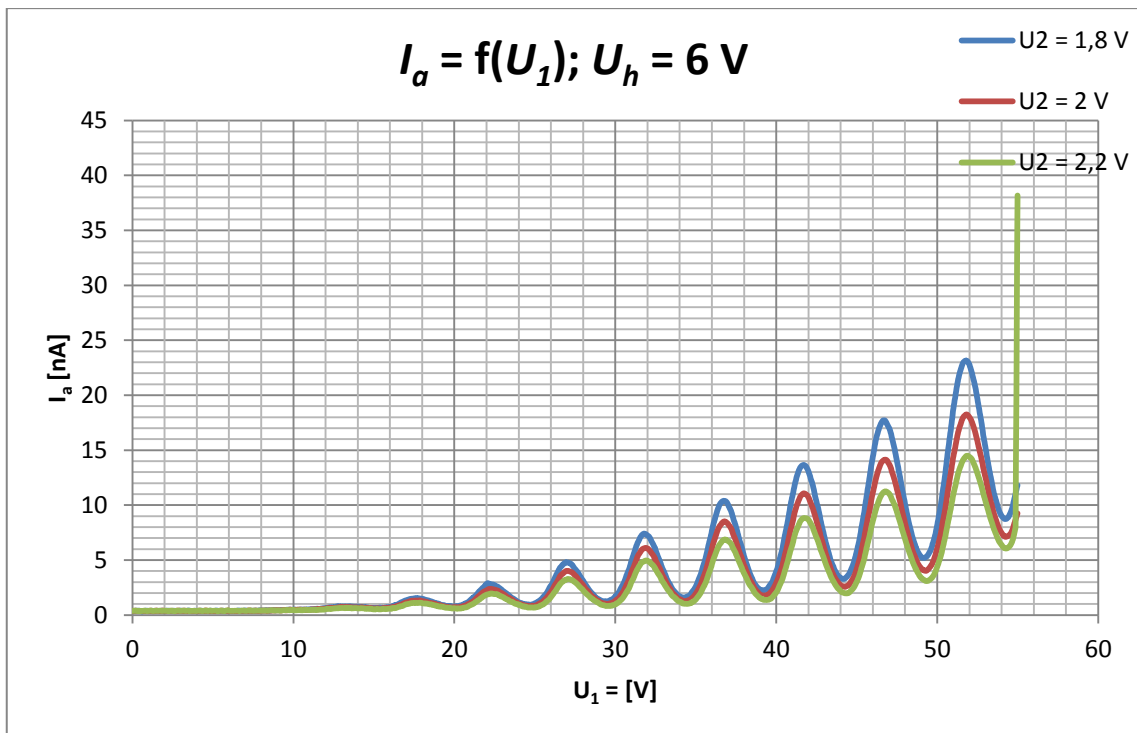
Vlnová délka emitovaného záření i s dopočítanou chybou ($252 \pm 0,1$) nm leží v ultrafialové oblasti a tedy odpovídá teoretickým předpokladům.

Pokud bychom neměli k dispozici doporučené hodnoty nastavení měření, museli bychom před samotným měřením provést optimalizaci, tedy postupně zkoušet měnit hodnoty tak, aby nedošlo například k příliš prudkému nárůstu proudu a následnému zapálení výboje nebo k nerozeznatelnosti sousedních maxim a minim a vzniku tak velké chyby měření.

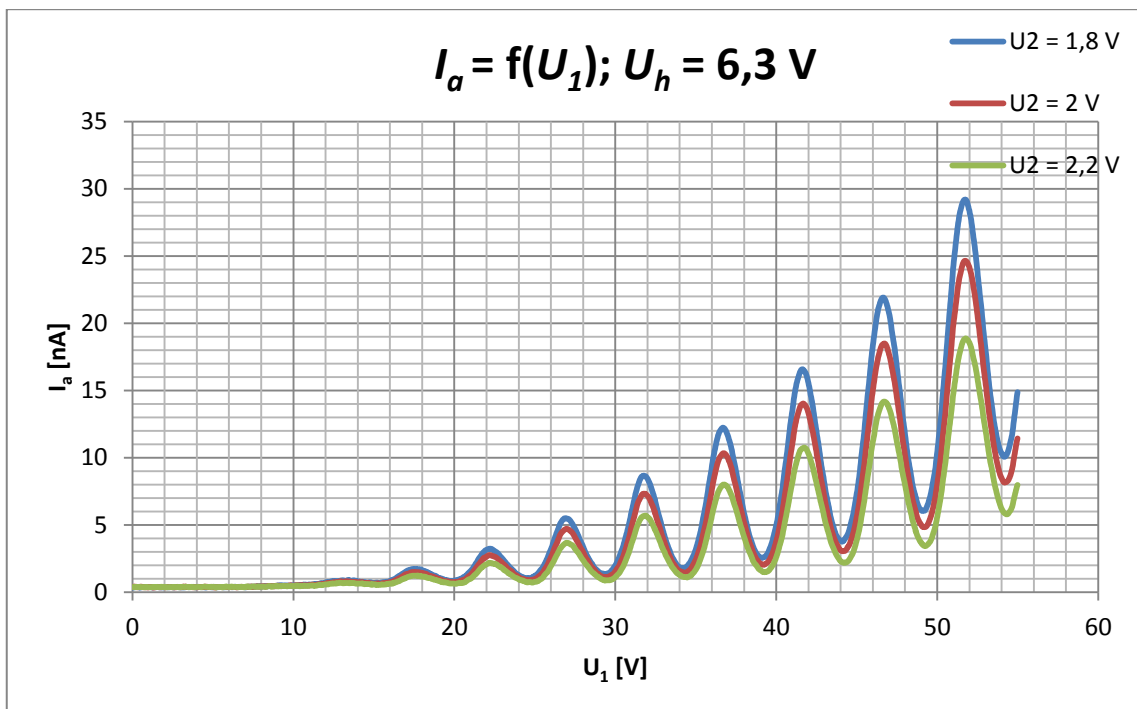
Proto si nyní ještě proměříme závislost proudu na různě zvolených parametrech U_2 a U_h . Rozsah napětí U_1 nastavíme pevně 0 – 55 V a teplotu pícky na 180 °C. Z naměřených hodnot pak sestavíme následující 3 grafy.



Graf 5.1: V-A charakteristika pro $U_h = 5,7 \text{ V}$.



Graf 5.2: V-A charakteristika pro $U_h = 5,7 \text{ V}$.



Graf 5.3: V-A charakteristika pro $U_h = 6,3 \text{ V}$.

U jednotlivých měření V-A charakteristiky jsme při $U_h = 5,7 \text{ V}$ mohli pozorovat, že při napětí 50 V došlo k zapálení výboje mezi elektrodami. Tento jev je nežádoucí nejen proto, že po zapálení výboje nelze v experimentu dále pokračovat, ale také proto, že dochází k rychlému opotřebení elektronky. Navíc sousední píky nejsou natolik výrazné, aby došlo k eliminaci chyby měření. Naopak dle očekávání se nejlépe podařila charakteristika proměřit s hodnotou $U_h = 6,3 \text{ V}$.

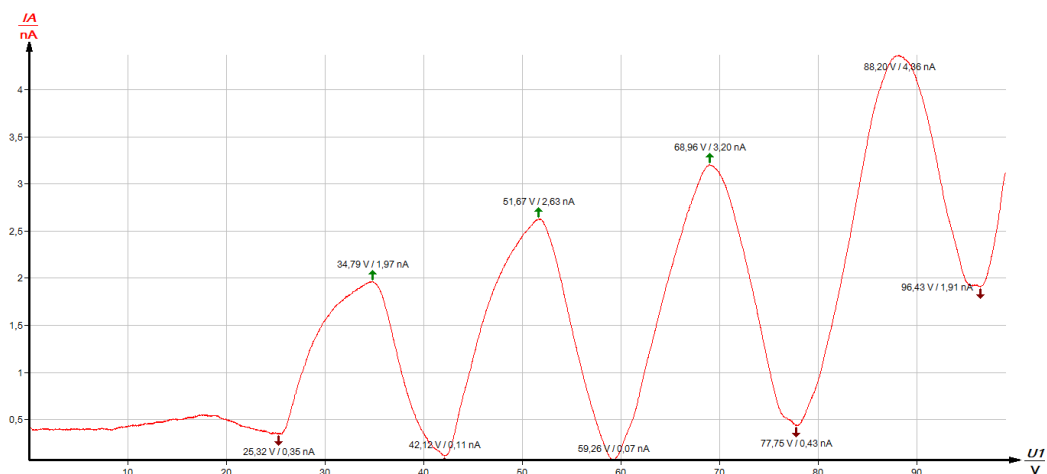
Vyhřátí pícky na teplotu okolo 175 °C je trochu nepraktické. Jednak může dojít k nechtěnému kontaktu s rozžhavenou píckou a také samotné vyhřátí trvá okolo 30 minut. Pro školní experimenty je tedy vhodnější volit elektronku plněnou neonem.

5.2 Měření s neonovou tetrodou

V experimentu s neonovou tetrodou (obr. 2.6) výrobce udává doporučené nastavení následující: průběh napětí U_1 od 0 V do 99,9 V, urychlující potenciál $U_3 = (3 \pm 0,5)$ V, brzdné napětí $U_2 = (7 \pm 0,5)$ V a žhavicí napětí $U_h = (8 \pm 1)$ V (Phywe nedatováno, P2510315).

V tomto měření ověříme hodnoty urychlujícího potenciálu pro nejpravděpodobnější excitace elektronu, které byly popsány v teoretické části.

Do inicializační tabulky programu Measure (obr. 5.2) nastavíme doporučené hodnoty $U_2 = 8$ V, $U_3 = 2$ V a $U_h = 6,9$ V. Rozsah napětí U_1 nastavíme od 0 V do 99 V. Po skončení měření získáme opět graf (obr. 5.4), který podrobíme stejné analýze, jako v předcházejícím měření se rtuťovou triodou.



Obrázek 5.4: Ne: $I_a = f(U_1)$; $U_2 = 8$ V, $U_3 = 2$ V a $U_h = 6,9$ V.

Opět analyzujeme křivku a získáme hodnoty maxim a minim jednotlivých píků (tab. 5.2) a dopočítáme potenciálový rozdíl sousedních maxim a minim. Z důvodu eliminace chyb začneme s analýzou opět až u výraznějších píků.

Tabulka 5.2: Analýza maxim a minim z V-A charakteristiky 6.4.

druh	U_1 [V]	I_a [nA]	min: $U_{1r} - U_{1i+1}$ [V]	max: $U_{1r} - U_{1i+1}$ [V]
minimum1	25,32	0,35		16,8
maximum2	34,79	1,97	16,88	
minimum2	42,12	0,11		17,14
maximum3	51,67	2,63	17,29	
minimum3	59,26	0,07		18,49
maximum4	68,96	3,2	19,24	
minimum4	77,75	0,43		18,68
maximum5	88,2	4,36		
minimum5	96,43	1,91		

Střední hodnota potenciálového rozdílu sousedních minim a maxim je pro neonovou tetrodu rovna 17,8 V. Směrodatnou odchylku pak vypočítáme podle (4):

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{9(9-1)}} 5,587 = 0,3 \text{ V}.$$

Výsledná hodnota $\Delta U_1 = (17,8 \pm 0,3) \text{ V}$ je blíže k budící energii elektronu do stavu $3p$ (18.4 – 19.0 eV) než do $3s$ (16.6 – 16.9 eV). Pravděpodobnější je tedy excitace do $3p$ stavu, avšak, jak si můžeme povšimnout z tabulky 5.2, ani excitace do $3s$ není zcela zanedbatelná.

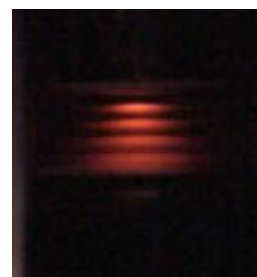
Jak je již popsáno v teoretické části, elektron se při deexcitaci nevrací ihned do základního stavu, ale deexcituje se na hladiny $3s$. Jsme tedy schopni určit vlnovou délku emitovaného záření při přechodu elektronu ze stavu $3p$ do stavu $3s$.

Z tabulky 5.2 vybereme právě ty elektrony, které se excitovali na hladinu $3s$, tj. poslední tři hodnoty a vypočteme jejich průměrnou hodnotu tj. 18,8 V, pak vlnová délka fotonu se vypočítá ze vztahu (3) jako:

$$\lambda = h \frac{c}{\Delta E} = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \frac{299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{18,8 - 16,8 \text{ eV}} = 620 \text{ nm}.$$

Vlnová délka emitovaného záření 620 nm leží ve viditelné oblasti červeného světla (650 nm – 790 nm). V místě deexcitace tak můžeme pozorovat do červena zbarvené kruhy (obr. 5.5). Při přechodu do základního stavu pak vyzáří foton o vlnové délce:

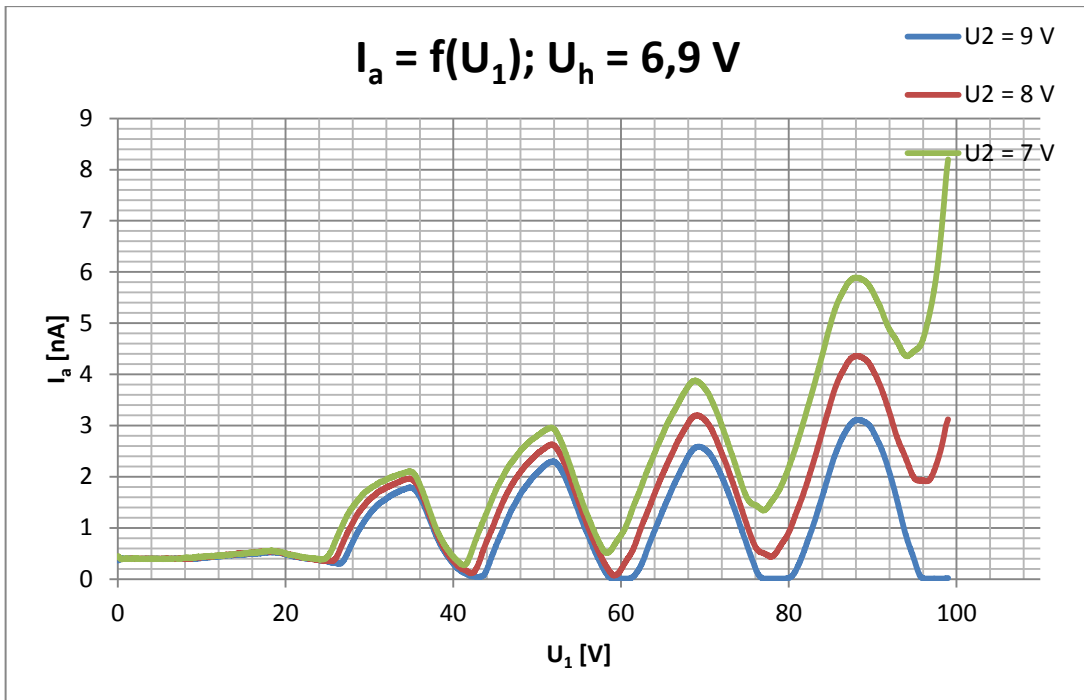
$$\lambda = h \frac{c}{\Delta E} = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \frac{299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}{16,8 \text{ eV}} = 74 \text{ nm}.$$



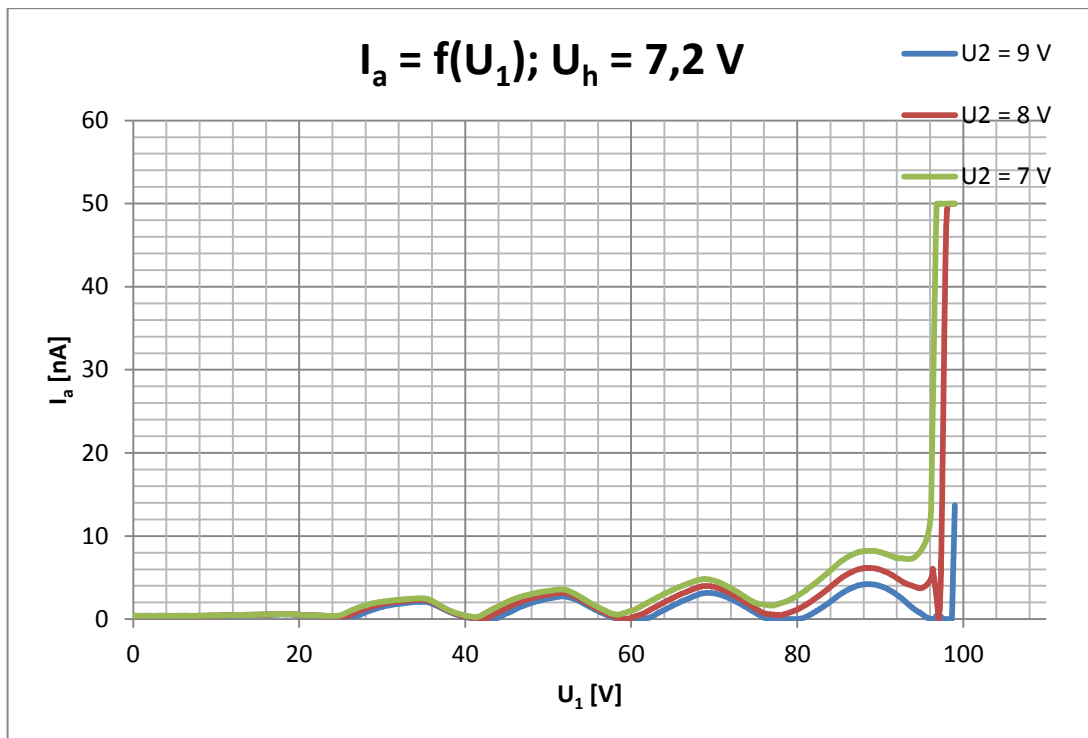
Obrázek 5.5: vznikající viditelné světlo.

I v tomto měření jsme při nastavení experimentu vycházeli z hodnot doporučených výrobcem. Kdybychom tyto hodnoty neznali, bylo by nutné opět provést optimalizaci.

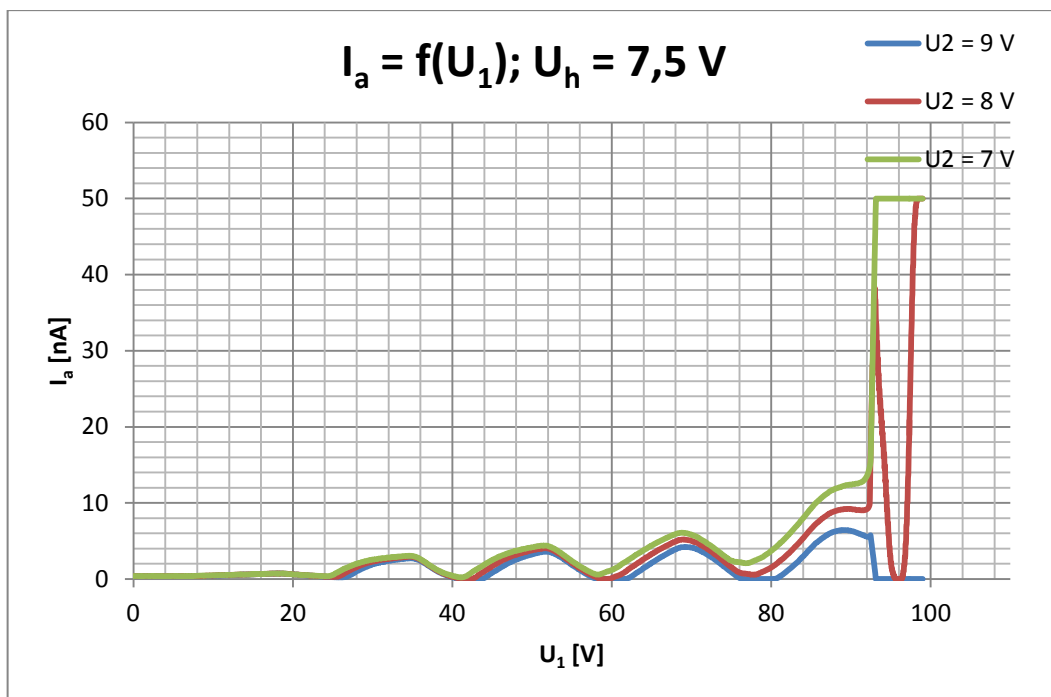
Proto si i zde proměříme závislost proudu na různě zvolených parametrech U_2 a U_h . Rozsah napětí U_1 nastavíme pevně 0 – 99 V a $U_3 = 2 \text{ V}$. Z naměřených hodnot pak sestavíme následující 3 grafy.



Graf 5.4: Ne; V-A charakteristika pro $U_h = 6,9 \text{ V}$.



Graf 5.5: Ne; V-A charakteristika pro $U_h = 7,2 \text{ V}$.



Graf 5.6: Ne; V-A charakteristika pro $U_h = 7,5 \text{ V}$.

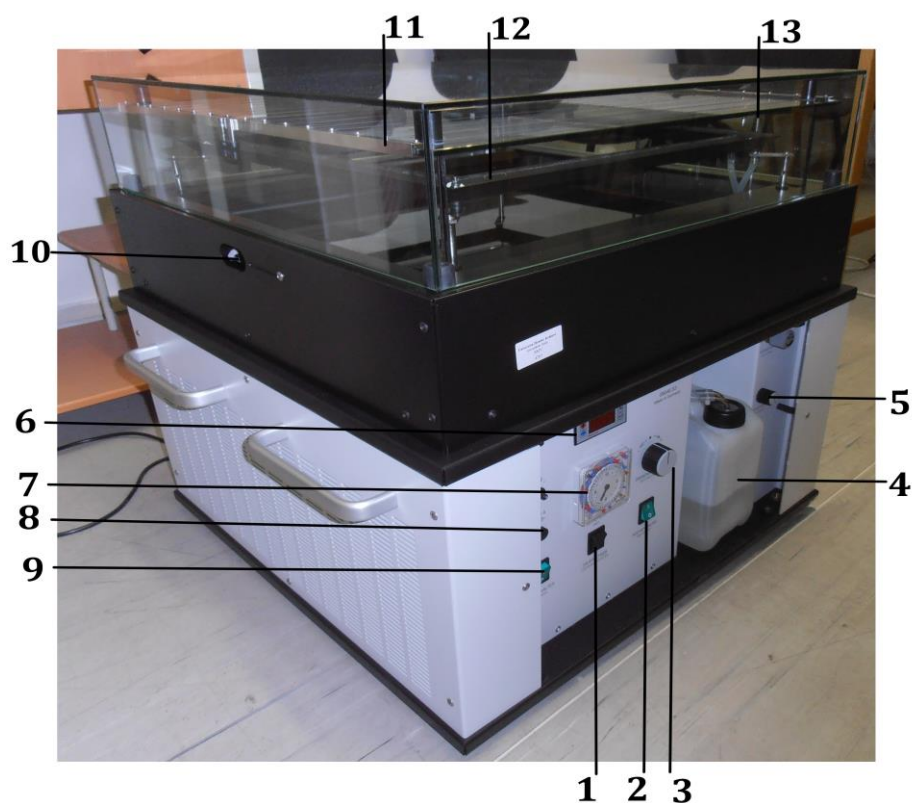
Jak je vidět, nejlépe naměřená V-A charakteristika je při $U_h = 6,9 \text{ V}$. S nastavením většího žhavicího napětí dochází při vysokém urychlovacím potenciálu k ionizaci atomů neonu a následnému doutnavému výboji. Museli bychom tedy nastavit menší rozsah napětí U_1 . Tím bychom však ztratili při $U_h = 7,2 \text{ V}$ jednu hodnotu minima a při $U_h = 7,5 \text{ V}$ i hodnotu maxima. Optimální je tedy volit parametry $U_h = 6,9 \text{ V}$, $U_2 = 7 \text{ V} - 8 \text{ V}$ a $U_3 = 2 \text{ V}$.

Proměření Frank-Hertzova pokusu se zdárně vydařilo. Všechny hodnoty se shodují s teoretickými předpoklady.

6 Difúzní mlžná komora

Částicová fyzika obecně nepatří k jednoduchým tématům středoškolské fyziky, a to zejména kvůli náročnosti představit si jednotlivé pojmy. K lepšímu pochopení a přiblížení tématu středoškolským studentům slouží právě difúzní mlžná komora díky své schopnosti zviditelnit částice, které kolem nás i námi denně proletují, ale v běžném životě jsou neviditelné.

Dnes se můžeme setkat se třemi druhy mlžných komor a to s menší a levnější verzí fungující na principu Wilsonovy mlžné komory, a dále se dvěma druhy difúzních mlžných komor. K nim patří opět jedna menší a levnější vhodná i pro školní experimenty chlazená suchým ledem, nebo velká skříňová chlazená samostatným chladicím systémem. Touto velkou difúzní mlžnou komorou značky PHYWE (obr. 6.1) disponuje i laboratoř moderní fyziky na UHK.



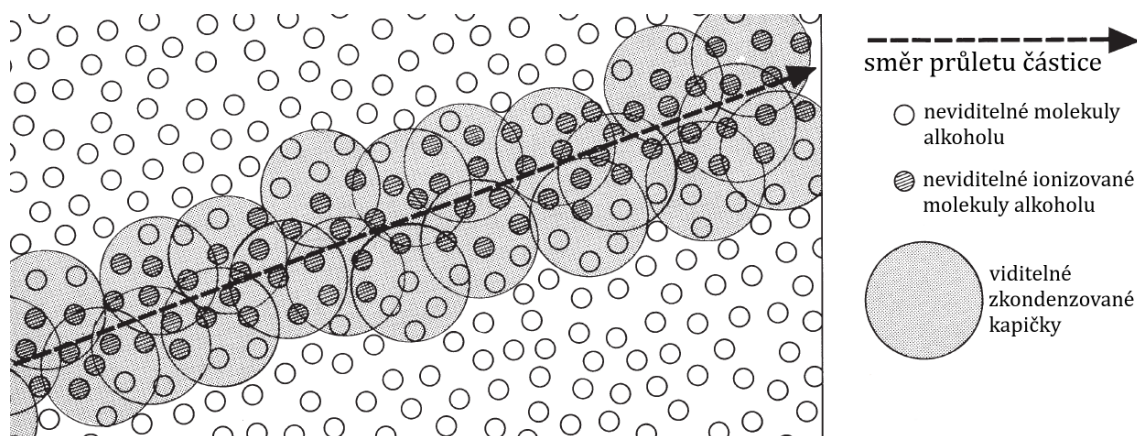
Obrázek 6.1: Difúzní mlžná komora na katedře fyziky UHK

1 - přepínač mezi nepřetržitým provozem a časovačem, 2 - spínač vysokého napětí, 3 - ovládací kolečko pro nastavení teploty kanálku, 4 - odnímatelná nádrž s izopropylalkoholem, 5 - ovládací kolečko pro napouštění vypařovacího kanálku, 6 - termostat, 7 - časovač, 8 - automatický jistič, 9 - hlavní vypínač, 10 - otvor pro vložení zdroje umělého zářiče, 11 - topné drátky, 12 - vypařovací kanálek pro izopropylalkohol, 13 - napouštěcí trubička.

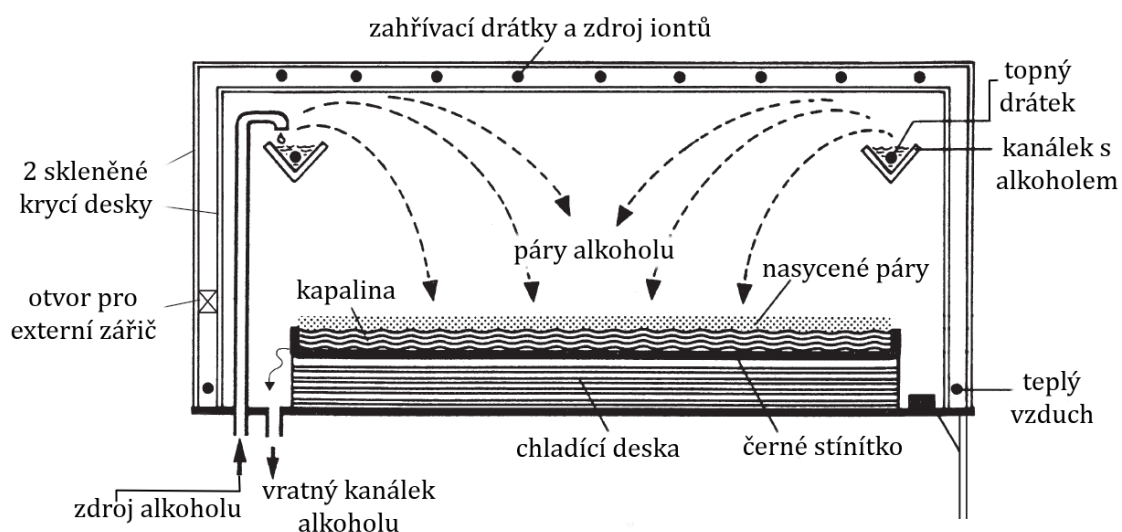
Hlavní částí mlžné komory vážící přibližně 80 kg je pozorovací plocha o velikosti 45 x 45 cm, která je umístěna proti černému stínítku, aby byly světlé dráhy dobře pozorovatelné. Nad černým stínítkem se nachází páry alkoholu. Alkohol se vypařuje z vyhříváného kanálku. Jemné topné drátky s vysokým napětím (v obrázku označené číslem 11) slouží k vyrovnání teplot, aby nedocházelo ke kondenzaci alkoholu na skle. Na ně přiváděné vysoké napětí

vytváří elektrické pole, které přitahuje ionty. Cirkulace alkoholu je způsobena rozdílem teplot mezi horní částí komory, která je zahřívána na 45 °C, a chladicí deskou, která je chlazená na -30 °C. Alkohol klesá k podchlazené desce a v její blízkosti vytváří sytou páru. Touto oblastí prolétávající nabitá částice působí jako kondenzační jádro. Zkondenzované kapičky za sebou zanechají stopu průletu částice (obr. 6.2). Délka stop závisí na směru letu částice. Nejkratší stopy tak pozorujeme při letu částice kolmo ke stínítku, naopak nejdelší stopy tvoří částice letící vodorovně se stínítkem. Zkondenzovaný alkohol pak stéká zpět do zásobníku. S podobným jevem se můžeme setkat, pozorujeme-li vznik mlžných stop za letadlem. Příčný řez komory PHYWE zobrazující i princip vzniku syté páry je zobrazen na obrázku 6.3.

K mlžné komoře je navíc k dispozici zářič s izotopem thoria 232, jehož rozpadovou řadu jsme si uvedli jako příklad v teoretické části na obrázku 3.5.



Obrázek 6.2: Vznik stopy prolétávající částice.
[upraveno z: Phywe, P2520400, nedatováno]



Obrázek 6.3: Příčný řez difúzní mlžnou komorou PHYWE.
[upraveno z: Phywe nedatováno, P2520400]

6.1 Nastavení experimentu

Před zapnutím je třeba mlžnou komoru nastavit do naprosto vodorovné polohy pomocí nastavitelných nožiček. Ještě zkontrolujeme, případně doplníme, nádržku s izopropylalkoholem. Pokud je vše v pořádku, sepneme komoru hlavním spínačem do polohy ON, totéž provedeme se spínačem vysokého napětí a prostředním spínačem zvolíme mód „nepřetržitý provoz“. Pootočením tlačítka číslo 5 z obrázku 6.1 vlevo, napustíme alkohol do vypařovacího kanálku. Kanálek napustíme do výšky 1 cm, poté snížíme přívod alkoholu přibližně na dvě kapky za sekundu. První stopy drah částic se objevují po 10 minutách provozu. Je-li komora v provozu déle než hodinu, dráhy částic mohou začít být rozmazané. Poté je třeba snížit vytápění odpařovacího kanálku. Pokud jsou naopak dráhy moc slabé, je třeba vytápění kanálku zvýšit.

Pro provoz komory v automatickém režimu, stačí na časovači nastavit červené ručičky na čas plánovaného sepnutí a zelené ručičky na čas vypnutí komory. Pomocí přepínače (1) zbývá nastavit mód „timer“ neboli časovač (Phywe nedatováno, P2520400).

Výhodné je dráhy pozorovat v mírně zatemněné místnosti. Pro fotografování drah je téměř nutné zatemnit boční skla černým papírem a pro dostatečné osvětlení použít výkonný externí zdroj osvětlení, který umístíme do mezery v papírovém zatemnění z boku.

6.2 Stanovení výše přirozeného záření

Všechny částice popsané v kapitole 6.3 dopadající na zemský povrch jsou součástí tzv. přirozeného záření (záření pozadí). Množství tohoto záření se může lišit zeměpisnou polohou. Při studiu konkrétních radioaktivních účinků musí být tato radiace pozadí odečtena od účinků sledovaného záření.

Samozřejmě nelze předpovědět přesný okamžik, kdy se konkrétní jádro rozpadne a kam dopadnou vzniklé částice. Avšak pomocí matematické statistiky jsme schopni záření pozadí z naměřených dat přibližně vypočítat. K měření počtu impulsů se nejčastěji využívá Geiger-Müllerův detektor. My si však poradíme s mlžnou komorou a to tak, že vystříháme v černém papíru díрку o průměru 0,8 cm, umístíme tento papír na pozorovací plochu mlžné komory a ze vzdálenosti přibližně 10 cm budeme po dobu jedné minuty registrovat počet dopadajících částic. Zjištěná data zapíše do připravené tabulky 6.1 (Phywe nedatováno, P2520400).

**Tabulka 6.1: Měření pozadí radiace pomocí difúzní mlžné komory.
26. 3. 2015 - 17:50 - 18:15, Hradec Králové**

Doba zaznamenávání pulsů	počet zaznamenaných pulsů
1 min	30
1 min	27
1 min	14
1 min	23
1 min	25
1 min	13
1 min	39
1 min	33
1 min	10
1 min	23

Z naměřených hodnot lze určit průměrná hodnota, která činí 23,7 dopadajících částic na „detektor“ za jednu minutu, což podle přepočítacího faktoru G-M detektoru, který je 142 impulsů za minutu = 1,0 $\mu\text{Sv/hodinu}$, odpovídá hodnotě 0,17 $\mu\text{Sv/hodinu}$. Přesnější hodnotu bychom získali dlouhodobějším monitorováním dopadajícího záření.

Námi naměřená hodnota je blízká průměrné hodnotě přirozené radiace 0,14 $\mu\text{Sv/hodinu}$ v ČR uváděné na stránkách úřadu pro jadernou bezpečnost. Tato hodnota je průměrem 71 měřících buněk rozmístěných v různých lokalitách po republice. Tyto detektory monitorují a vyhodnocují pozadí v kontinuálním režimu (SÚJB 2012).

6.3 Částice, jejichž stopy pozorujeme

Pozorované částice jsou až neskutečně malé. Pro představu, pokud bychom umístili 1 trilion protonů do řady za sebou, dostali bychom řadu dlouhou pouze 2 mm. Je tedy jasné, že tyto částice nemůže pozorovat ani sebelepším mikroskopem (Phywe nedatováno, P2520400).

6.3.1 Částice α^{2+}

Částicemi alfa se označují atomová jádra helia zbavená obou elektronů, které v neutrálním atomu helia obíhají okolo jádra. Proto částice alfa bývají označovány i jako He^{2+} . Částice alfa je tedy soustavou dvou protonů a dvou neutronů. Tyto 4 nukleony drží pohromadě díky jejich velké vazebné energii. Proud částic α se z historických důvodů označuje jako záření α , ačkoli nejde o elektromagnetické záření.

Kvůli velké hmotnosti částic alfa ($6,645 \cdot 10^{-27}$ kg) a také kvůli velkému náboji ($|2e|$), který nesou, jsou ionizační ztráty energie částice při průchodu absorbujícím prostředím velké a jejich dolet je malý. Záření alfa patří tak k nejslabším druhům jaderného záření. Při dopadu záření alfa na kůži, dojde k jeho

absorpci již v horních vrstvách epidermis (dolet částice α v tkáni jsou řádově mikrometry) (Freitinger nedatováno, Běhounek 1958, s. 67-70).

Hledání stopy částice α v difúzní mlžné komoře je velmi snadné. Stopa dráhy (obr. 6.4) je přibližně 5 cm dlouhá, jednolitá a dobře viditelná, neboť díky jejich silné ionizaci splývají dohromady všechny kapičky na iontech usazené.



Obrázek 6.4: Stopy zachycených částic α .

6.3.2 Proton p^+

Hmotnost protonu je řádově srovnatelná s hmotností alfa částic ($1,673 \cdot 10^{-27}$ kg) a velikost náboje je totožná s velikostí náboje elektronu ($|e|$).

V mlžné komoře pozorujeme jak protony vzniklé radioaktivními procesy v atmosféře, tak protony přímo dopadající z vesmíru. Stopa protonu (obr. 6.5) není natolik výrazná jako stopa částice alfa, ale je výraznější než stopa elektronu.



Obrázek 6.5: Stopy zachycených protonů.

6.3.3 Elektron e^- , pozitron e^+

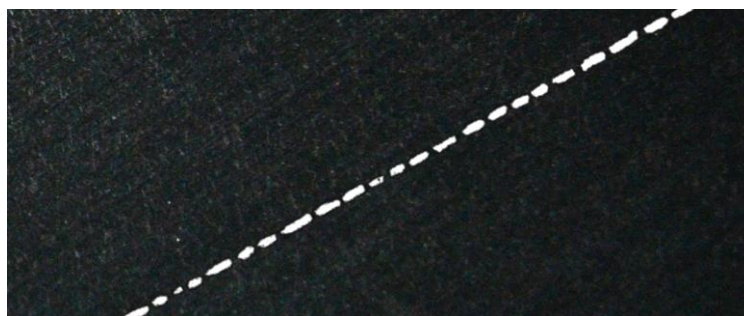
Primární záření β , které vyzařují přirozené radioaktivní prvky, je složeno ze záporných elektronů, kdežto umělé beta zářiče, jejichž přeměna jádra je podmíněna vnějším vlivem např. ostřelováním jádra částicemi alfa, mohou vysílat i záření β složeno z pozitronů. Podle tohoto složení pak rozlišujeme záření β^+ a β^- .

Elektrony jsou z jádra emitovány při samovolné přeměně neutronu na proton, elektron a antineutrino. Z historických důvodů se zde proud elektronů nebo pozitronů také označuje jako záření, ačkoli nejde o proud fotonů.

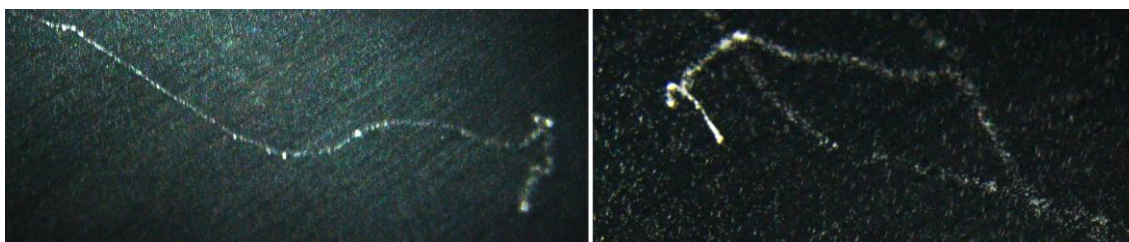
Ve srovnání se zářením α mají elektrony menší hmotnost ($9,109 \cdot 10^{-31}$ kg) a nesou menší náboj ($|e|$). Největší energetické ztráty elektronu

při průchodu absorbujičím prostředím připadají na ionizaci a excitaci. Ionizace není však tak intenzivní jako u záření α , proto je dolet elektronů větší.

Malé rozměry a hmotnost těchto částic mají za následek, že při průchodu hmotným prostředím jsou elektrony rozptylovány pouze s malou energetickou ztrátou. Stopy drah elektronů v mlžné komoře jsou různě dlouhé a klikaté. Jejich délka a klikatost závisí na jejich energii. Čím je energie elektronu vyšší, tím je dráha přímější a delší (obr. 6.6). Elektrony s takovouto dráhou pochází ve většině případů z kosmického záření. Naopak stopy elektronů s nižší energií jsou kratší a díky častějším srážkám s molekulami sytých par izopropylalkoholu různě pokroucené (obr. 6.7) (Horák 1957, s. 397, Freitinger et al. nedatováno).



Obrázek 6.6: Stopa elektronu s vyšší energií.



Obrázek 6.7: Stopy elektronů s nižší energií.

Částice mající stejnou hmotnost jako elektron a také stejný náboj co do velikosti, avšak s opačným znaménkem, se nazývá pozitron. Zásadní rozdíl mezi elektronem a pozitronem spočívá v jejich době života. Elektron může existovat libovolně dlouho, dokud jeho energie není pohlcena hmotou, se kterou reaguje. Existence pozitronu je pouze přechodná a jeho doba života je mezi 10^{-6} a 10^{-8} s. To bylo též příčinou, proč po dlouhá léta unikal objevení. Objevení se dočkal až v roce 1932 při hlubším studiu kosmického záření, kdy C. D. Anderson vložil Wilsonovu mlžnou komoru do silného magnetického pole a zpozoroval silně zakřivenou dráhu částice po průchodu olověnou destičkou. Dráha byla stejná jako dráha elektronu, jen na opačnou stranu zakřivená (Běhounek 1958, s. 52-55).

6.3.4 Mion μ^-

Mion μ^- bývá též někdy označován jako μ -mezon, i když dle dnešní klasifikace částicové fyziky do skupiny mezonů již nepatří.

Hmotnost mionu je přibližně 207x větší než hmotnost elektronu. Vzniká při rozpadu pionu (meson π). Piony vznikají v horních vrstvách atmosféry v důsledku

kosmického záření a velmi rychle se rozpadají (řádově v nanosekundách). Vzniklé miony se též rychle rozpadají (přibližně za 2,2 mikrosekundy). Miony tvoří dominantní složku sekundárního kosmického záření dopadajícího na zemský povrch.

Jejich stopy v mlžné komoře jsou lehce zaměnitelné se stopou elektronu a protonu. Při pouhém pozorování bez vložení komory do magnetického pole nelze prakticky tyto stopy od sebe rozeznat. Při delším pozorování nám však může pomoci fakt, že se miony rychle rozpadají a tak máme možnost právě tento rozpad v mlžné komoře zachytit (obr. 6.8). Produkty tohoto rozpadu jsou elektron, elektronové antineutrino a mionové neutrino. Vzniklá neutrino v mlžné komoře nepoznáme, jelikož nenesou žádný náboj a s hmotou prakticky nereagují. Rozpad mionu poznáme tak, že dojde k výraznému zlomu a následnému ztenčení stopy (Běhounek 1958, s. 55-57).



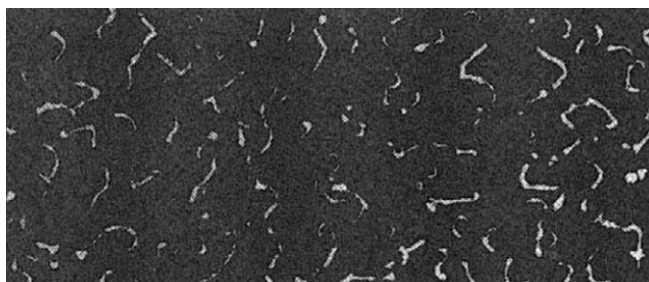
Obrázek 6.8: Zachycený rozpad mionu
(ze shora letící mion, vpravo letící produkt rozpadu elektron).

6.3.5 Záření γ

Na závěr je uvedeno záření složené z ne elektricky nabitých fotonů, jejichž stopy v mlžné komoře přímo pozorovat nelze, avšak doprovodné efekty emise a důsledky interakce s prostředím tohoto záření zviditelnit lze. Jsou to pak již výše popsané částice.

Jedná se vlastně o vysoce energetické záření s velmi krátkou vlnovou délkou (10^{-11} až 10^{-13} m). Energie fotonů dosahuje více než 10 keV. Toto záření vzniká při jaderných reakcích a přeměnách přechodem jádra z vyššího do nižšího energetického stavu, kdy se jádro zbavuje své excitační energie. Emisi gama záření doprovází ve většině případů emise záření α nebo β .

Interakce gama záření s prostředím se velmi odlišuje od interakce elektricky nabitých částic. Fotony při průchodu prostředím uvolňují elektricky nabitě částice a předávají jim svoji energii. Záření gama interaguje s prostředím zejména pomocí fotoelektrického jevu, Comptonova rozptylu a tvorby elektron-pozitronových párů (Horák 1957, s. 399-400, Freitinger et al. nedatováno). V laboratoři však gama zářič není k dispozici. Aby čtenář nebyl ochuzen o stopy těchto drah, jsou na následujícím obrázku 6.9, který je převzat z návodu Phywe, tyto dráhy vyfoceny.



Obrázek 6.9: Stopy generované pozitron-elektrony a elektrony z Comptonova rozptylu po vložení gama zářiče. [Phywe nedatováno, P2520400]

6.4 Zviditelnění rozpadové řady thoria

Externí zářič obsahuje malé množství thoria (^{232}Th), a tak je schopný neustále dodávat radonový plyn (^{220}Rn). Thoriový zářič vsuneme do mlžné komory bočním otvorem, dvakrát stiskneme gumový balónek na konci tohoto zářiče, poté zářič rychle vytáhneme a otvor uzavřeme.

Po ustálení turbulencí par alkoholu můžeme pozorovat stopy tvaru „V“ (obr. 6.10). Díky předchozím kapitolám můžeme s jistotou určit, že se jedná o částice alfa, vznikající rozpadem radonu (^{220}Rn) na polonium (^{216}Po) a jeho následným rozpadem na olovo (^{212}Pb). Tedy tyto stopy tvaru „V“ jsou dvě částice α jdoucí od sebe a vzniklé ze dvou po sobě rychle následujících přeměnách.



Obrázek 6.10: Stopy částic α tvaru „V“.

Můžeme také pozorovat, že tyto tvary na sebe přímo nenavazují, tedy že stopa částice α vzniklá druhým rozpadem je o několik centimetrů posunutá. Toto přerušení je způsobeno pohybem atomu ^{216}Po předtím, než dojde k jeho rozpadu a následné emisi částice alfa (Phywe nedatováno, P2520400).

Průběh vzniku těchto α částic je zachycen rychlokamerou a video spolu se záznamem radiace pozadí je na DVD v příloze této práce.

Práce s difúzní mlžnou komorou je velice zajímavá. Všechny očekávané dráhy se podařilo zachytit. Při samotném pozorování je však velmi obtížné rozpoznat dráhy mionů a elektronů.

Závěr

Vývoj experimentů, se kterými jsme se v této práci seznámili, započal na počátku 20. století. Důležitost těchto experimentů svědčí o tom, že všechny včetně Zeemanova jevu a Millikanova pokusu byly oceněny Nobelovou cenou. Nesmím též zapomenout zmínit, že jejich hlubší studium a vývoj dopomohl fyzikům k novým objevům a zisku dalších Nobelových cen.

Přes obtíže, se kterými jsme se s doktorem Jezberou v průběhu zprovoznování experimentů potýkali, se nakonec povedlo všechny aparatury zprovoznit, proměřit, a dokonce v průběhu psaní této práce již uskutečnit několik přednášek v laboratoři.

V teoretické části práce jsme se seznámili s historií a teorií potřebnou pro provedení vzorového proměření a následné zpracování a zhodnocení výsledků. Z praktické i teoretické části práce jsem následně vybral důležité informace a vytvořil postery k jednotlivým experimentům. Postery budou viset před, případně v laboratoři moderní fyziky. Jejich formát v plné kvalitě je na přiloženém DVD.

Tato práce tak může sloužit jako přínosný zdroj informací z oblasti moderní experimentální fyziky ať už středoškolským, tak vysokoškolským studentům a veřejnosti. Na základě prostudování tohoto textu lze dále rozvíjet své obzory hlubším studiem a propracovat se tak například od mlžné komory k detektorům elementárních částic, jako jsou ATLAS nebo ALICE, od školního rentgenu k velkým lékařským rentgenům nebo též od potvrzení Bohrova modelu atomu ke kvantové mechanice.

Díky této práci jsem našel motivaci k dalšímu studiu moderní fyziky.

Seznam použitých pramenů a literatury

BEISER, Arthur. *Úvod do moderní fyziky*. 2. vyd. překl. Praha: Academia, 1978, 628 s.

BĚHOUNEK, František. *Radiologická fyzika*. 2., přepracované a doplněné vyd. Praha: Státní nakl. technické literatury, 1958, 423 p.

CLOSE, Frank. *Částicová fyzika: průvodce pro každého*. 1. vyd. Praha: Dokořán, 2008, 161 s. ISBN 978-80-7363-160-4.

FREITINGER, Skalická Zuzana et al. *Radiobiologie. Radiobiologie: 1. kapitola* [online]. nedatováno [cit. 2015-04-28]. Dostupné z: <http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola.html>

GUPTA, N. N. Das a S. K. GHOSH. A Report on the Wilson Cloud Chamber and Its Applications in Physics. *Reviews of Modern Physics*. 1946, vol. 18, issue 2, s. 225-290. DOI: 10.1103/RevModPhys.18.225. Dostupné z: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.18.225>

HAJKO, Vladimír. *Fyzika v experimentoch*. 1. vyd. Bratislava: Slovenská akadémia vied, 1988, 432 s

HMILCH. X-ray tube (scheme). In: <http://commons.wikimedia.org/> [online]. 2008 [cit. 2015-02-20]. Dostupné z: <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Roentgen-Roehre.svg>

HORÁK, Zdeněk. *Úvod do molekulové a atomové fyziky*. 2., revidované a doplněné vyd. Praha: Státní nakl. technické literatury, 1957, 535 p.

KRAUS, Ivo. *Úvod do strukturní rentgenografie*. Vyd. 1. Praha: Academia, 1985, 235 s.

KUSALA, Jaroslav. *ČEZ. Rentgenové záření* [online]. 2004 [cit. 2015-02-15]. Dostupné z: <http://www.cez.cz/edee/content/microsites/rtg/rtg.htm>

LD DIDACTIC GMBH. *X-ray apparatus: Fluorescence of a luminous screen due to x-rays: P6.3.1.1* [online]. Federal Republic of Germany, nedatováno [cit. 2015-02-21]. Dostupné z: <http://www.leybold-shop.com/physics/physics-equipment/atomic-and-nuclear-physics/x-ray-apparatus/basic-equipment/x-ray-apparatus-554800.html>

LD DIDACTIC GMBH. *X-ray apparatus: Investigating the energy spectrum of an x-ray tube as a function of the high voltage and the emission current: P6.3.3.2* [online]. Federal Republic of Germany, neuvvedeno [cit. 2015-02-21]. Dostupné z: <http://www.leybold-shop.com/vp6-3-3-2.html>

LD DIDACTIC GMBH. *Atomic shell: Franck-Hertz experiment: P6.2.4.3* [online]. Federal Republic of Germany, nedatováno [cit. 2015-03-21]. Dostupné z: http://www.ld-didactic.de/documents/en-US/EXP/P/P6/P6243_e.pdf

Phywe: Atomic Physics. PHYWE SYSTEME GMBH & CO. KG. *Franck-Hertz experiment with a Hg-tube: P2510311* [online]. Nedatováno [cit. 2015-04-30]. Dostupné z: <http://repository.phywe.de/files/versuchsanleitungen/p2510311/e/p2510311.pdf>

Phywe: Atomic Physics. PHYWE SYSTEME GMBH & CO. KG. *Franck-Hertz experiment with a Ne-tube: P2510315* [online]. Nedatováno [cit. 2015-04-30]. Dostupné z: <http://repository.phywe.de/files/versuchsanleitungen/p2510315/e/p2510315.pdf>

Phywe: Particle Physics. PHYWE SYSTEME GMBH & CO. KG. *Visualisation of radioactive particles/ diffusion cloud chamber: P2520400* [online]. Nedatováno [cit. 2015-04-30]. Dostupné z: <http://repository.phywe.de/files/versuchsanleitungen/p2520400/e/p2520400.pdf>

Státní úřad pro jadernou bezpečnost. SÚJB. *Stručný přehled biologických účinků záření* [online]. 2012 [cit. 2015-04-27]. Dostupné z: <https://www.sujb.cz/radiacni-ochrana/oznameni-a-informace/strucny-prehled-biologicky-ucinku-zareni/>

SVOBODA, Milan. *Základy techniky vyšetřování rentgenem, 2.*, dopl. vyd. Praha: Avicenum, 1976. 605 s. Učebnice pro střední zdravotnické školy.

ŠIMEK, Pavel. *Detekce ionizujícího záření* [online]. 2002 [cit. 2015-02-22]. Dostupné z: <http://www.pf.jcu.cz/stru/katedry/fyzika/prof/Svadlenkova/Detekce%20zareni.pdf>

ŠPOLSKIJ, Eduard. *Atomová fyzika. 2. vyd.* Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1957.

ULLMANN, Vojtěch. *Aplikace ionizujícího záření. AstroNuklFyzika* [online]. Nedatováno [cit. 2015-03-20]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadMetody.htm>

Σ64. Illustration of the bragg diffraction. [online]. 2012 [cit. 2015-02-21]. Dostupné z: http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Bragg_diffraction_01.png

Přílohy

Příloha 1: poster - Rentgenová aparatura I

Příloha 2: poster – Rentgenová aparatura II

Příloha 3: poster - Franck-Hertzův pokus

Příloha 4: poster – Difúzní mlžná komora

Příloha 5: DVD – s postery v plné velikosti a záznamy z mlžné komory na zadní straně vazby

Rentgenová aparatura I

Vznik a vlastnosti RTG záření

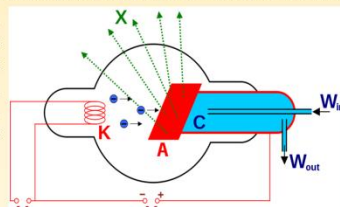
V roce 1895 W. C. Röntgen zkoumal vlastnosti katodového záření a objevil paprsek, který je schopen pronikat předměty. Pojmenoval ho jako neznámý paprsek X.

Rentgenové záření je elektromagnetické vlnění krátké vlnové délky v rozsahu 10 nm až 1 pm. Přírodním zdrojem tohoto záření jsou hvězdy, uměle se získává z rentgenky nebo betatronu. Rentgenka (obr. 1) je skleněná vakuová trubice s anodou a katodou. Z katody vylétávají elektrony, které jsou napětím mezi katodou a anodou urychlovány a ve vysoké rychlosti dopadají na anodu. Kinetická energie dopadajících elektronů se z 99 % přemění na teplo, 1 % energie na energii fotonů RTG záření. Změnou proudu žhavené katody lze regulovat množství emitovaných elektronů a tedy celkově i intenzitu záření. Změnou napětí mezi anodou a katodou lze regulovat pronikavost záření a tím rozlišit záření na měkké (méně pronikavé) a tvrdé (více pronikavé).

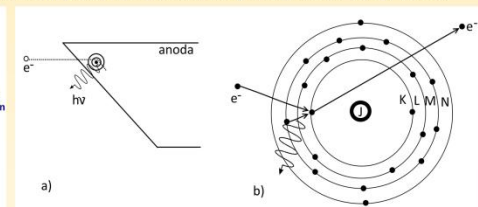
Vystupující anodové záření je dvojího druhu (obr. 2). Rychle letící elektrony, které se nárazem na anodu prudce zabrzdí a jejichž kinetická energie se přemění na energii fotonů, se nazývá brzdné záření. Vzniklé paprsky vytváří spojité energetické spektrum. Vedle tohoto vychází z rentgenky ještě tzv. charakteristické záření. Vzniká tak, že rychle letící elektrony, které se dostaly až k vnitřní sféře atomového obalu, předají energii elektronu z nižších energetických hladin (tj. K nebo L). Tím dojde k jeho excitaci na neobsazenou vyšší energetickou hladinu nebo častěji k úplnému opuštění atomu tj. ionizaci. Na volné místo pak přeskočí elektron z hladiny, která je jádru vzdálenější a má vyšší energii. Přitom dochází k vyzáření rentgenového paprsku ve formě fotonu s energií rovnou rozdílu energií uvažovaných energetických hladin elektronů.

Jelikož k přechodu elektronu dochází pouze mezi sférami atomu má emitované záření pouze určité vlnové délky a tedy čárové en. spektrum.

Mezi důležité vlastnosti záření X patří schopnost pronikat předměty, vyvolat luminiscenční efekt, ionizaci v kapalinách a plynech a v neposlední řadě vyvolat určité změny v živé tkáni.



Obr. 1: Schéma rentgenky — U_0 žhavicí napětí, U_A anodové napětí, C - chladič, X - rentgenové paprsky, K - katoda, A - anoda, W_{in} a W_{out} - chlazení vodou. [Hmilch, 2008]



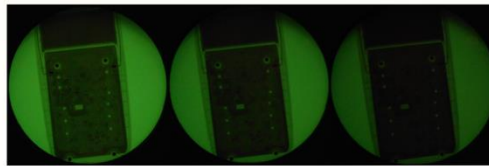
Obr. 2: Schéma vzniku:
a) brzdného rentgenového záření
b) charakteristického rentgenového záření.

Princip fluorescence

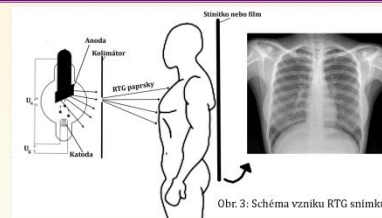
Zviditelnění RTG záření umožňuje jev zvaný luminiscence. V závislosti na složení prozařovaného materiálu je záření průchodem materiálu více či méně zeslabeno. Díky tomu jsme schopni zkoumat i vnitřní strukturu prozařovaných předmětů.

Rozlišujeme dva případy zviditelnění záření. Prvním typem je fluorescence. Fluorescenční látka se nanese na olovnatá skla chránící pozorovatele před škodlivými účinky záření. Energie dopadajícího záření se využívá k excitaci atomu luminoforu. Při návratu elektronu do základního stavu se část energie vyzáří ve formě viditelného světla. Tyto přechody jsou velmi rychlé (μs), a viditelné světlo je tedy produkováno pouze při dopadu záření. Naopak u fosforescence je viditelné světlo vydáváno ještě určitou dobu po skončení dopadu záření na luminofor.

Fluorescence se využívá např. v medicíně (obr. 3, 4), na letištích při prosvěcování zavazadel (obr. 5) nebo při skenování automobilů a hledání ukrývaných osob a nelegálního zboží (obr. 6).



$I = 1 \text{ mA}, U = 35 \text{ kV}$ $I = 1 \text{ mA}, U = 31 \text{ kV}$ $I = 1 \text{ mA}, U = 27 \text{ kV}$
Závislost vysokého napětí na kontrastu obrazovky.



Obr. 3: Schéma vzniku RTG snímku.



Obr. 5: Kovová pistolka na kapsle s plastovou rukojetí v zavazadle.



Obr. 6: Mobilní RTG celní správy ČR, foto: Celní správa.



Obr. 4: RTG snímek kufců ukazuje využití rentgenů v diagnostice.



Univerzita Hradec Králové
Přírodovědecká fakulta

Tento text vznikl jako podklad bakalářské práce:
„Školní demonstrační experimenty z jaderné a částicové fyziky“
Autorem je Michal Klátil, vedoucím práce RNDr. Daniel Jezbera.

Rentgenová aparatura II

Popis aparatury

Rentgenová aparatura (obr. 1), kterou zde máme k dispozici, je vybavena měděnou rentgenkou. Napětí rentgenky lze regulovat v rozmezí 0 - 35 kV a proud od 0 do 1 mA. Průměr luminiscenční obrazovky je 15 cm. Komora je vybavena Geiger-Müllerovým detektorem a otočným držákem pro uchycení krystalu.

U lékařských rentgenů (obr. 2) se maximální napětí rotační anody pohybují okolo 120 kV a maximální proud okolo 400 mA.



Obr. 1: Školní RTG aparatura.

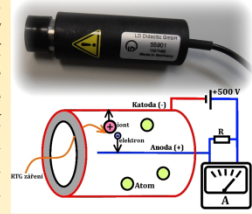


Obr. 2: Klasický lékařský Rentgen, foto: dms-egy.com.

Geiger-Müllerův detektor

Detektory slouží k detekci, registraci, či měření intenzity RTG záření. Využívají jeho luminiscenčních, ionizačních či fotografických účinků a také schopnosti zvyšovat elektrickou vodivost některých materiálů.

Jedním typem detektorů jsou detektory plynové, kam patří v jaderné fyzice využívaný Geiger-Müllerův (G-M) detektor (obr. 3). Ionizující záření působí na plyn a původně neutrální atomy a molekuly se přeměňují na kladně nabitě ionty a záporně nabitě elektrony. Urychlované elektrony letící k anodě získají dostatečnou energii k ionizaci dalších atomů. Tímto efektem dochází ke vzniku krátkých elektrických pulsů, které jsou detekovány počítačem.

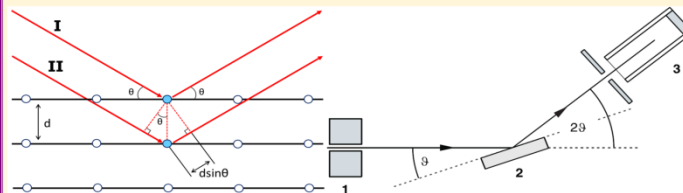


Obr. 3: G-M detektor a jeho vnitřní struktura.

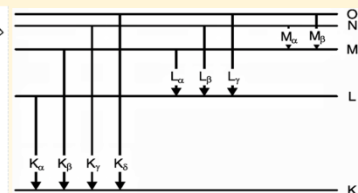
Zkoumání energetického spektra

Kvůli pravidelnému uspořádání atomů se rozptýlené vlny v některých směrech interferencí zesilují, nebo zeslabují. K zesílení dojde mezi takovými dvěma paprsky, které jsou k sobě rovnoběžné a jejichž dráhy se liší o $n\lambda$. Od paprsků tedy požadujeme, aby jejich společný úhel dopadu byl roven úhlu rozptylu a aby splňovali podmínku (Braggovu rovnici) (obr. 4):

$$2 \cdot d \cdot \sin(\theta) = n\lambda \quad (1)$$



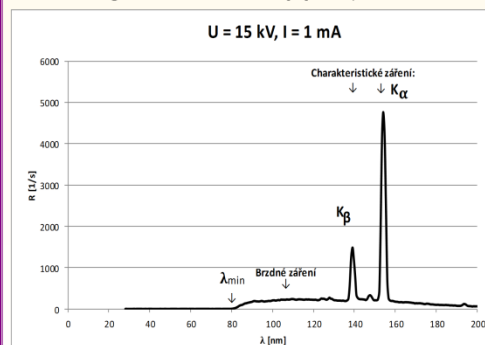
Obr. 4: Princip odpovídající Braggově rovnici. [Š64, 2012; LD DIDACTIC GMBH, P6.3.3.2]



Obr. 5: Vznik charakteristického záření. [LD DIDACTIC GMBH P6.3.3.2]

Spojité spektrum záření je výsledkem obráceného fotoelektrického jevu. Tedy kinetická energie elektronu se přeměňuje na energii fotonu $h\nu$. Naopak spektrum mající původ v přechodech elektronů uvnitř atomu je nespojitě. Obrázek 5 vystihuje zjednodušené schéma atomu a vznik rentgenového spektra charakteristického záření.

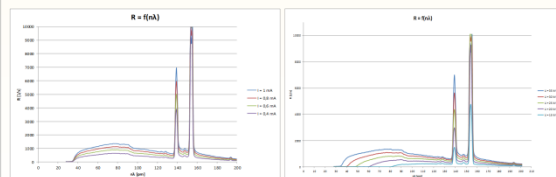
Elektron s vysokou energií se střetne s atomem a vyrazí jeden elektron ze slupky K. Pak atom s chybějícím K-elektronem vydá většinu ze své excitační energie ve formě fotonu RTG paprsků, jestliže elektron z vnější slupky obsadí vzniklou díru ve slupce K.



Obr. 6: Energetické spektrum Cu rentgenky.

Energetické spektrum rentgenky s Cu anodou (obr. 6) získáme pomocí Braggovy difrakce záření na krystalu LiF. Při změně úhlu θ zaznamenává detektor maxima intenzity odpovídající Braggově rovnici (1).

Lze tedy ověřit, že vlnové délky K_{α} a K_{β} odpovídají tabulkovým hodnotám: $\lambda(K_{\alpha}) = 154,17$ pm a $\lambda(K_{\beta}) = 139,2$ pm.



Grafy: Záznam energetického spektra Cu rentgenky pro zvyšující se - proud (vlevo) a napětí (vpravo)

Franck-Hertzův pokus

V roce 1913 Niels Bohr přišel s modelem atomu (obr. 1), který popsal pomocí principů kvantové teorie stavby atomu vyslovením dvou postulátů:

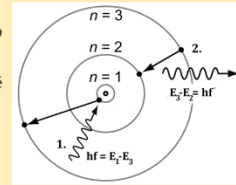
1. atomy se mohou vyskytovat jen v určitých stacionárních stavech, ve kterých bez ohledu na jejich pohyb nevyzařují ani nepohlcují energii
2. atomy při přechodu z jednoho stacionárního stavu do druhého vydávají nebo pohlcují monochromatické záření určité frekvence.

Tuto frekvenci určíme ze vztahu:

$$hf = E_n - E_m,$$

kde E_n a E_m jsou energie příslušných stavů a h je Planckova konstanta ($h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$). Za tento model obdržel Bohr v roce 1922 Nobelovu cenu za fyziku.

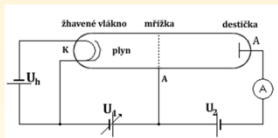
Experimentální ověření existence energetických hladin atomu a ověření Bohrových postulátů provedli v letech 1913-1914 James Franck a Gustav Hertz. Franck a Hertz sestavili k ověření postulátů aparaturu, která je zobrazena na obrázku 2. S použitím této aparatury ostřelovali atomy nebo molekuly plynu (konkrétně rtuťové páry) elektrony s jistou energií a pozorovali rozložení rychlostí před srážkou a po ní. Za vysvětlení interakcí elektronu s atomem plynu obdrželi v roce 1925 Nobelovu cenu.



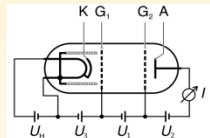
Obr. 1: Bohrov model atomu.

Rtuťová trioda, neonová tetroda

Obě elektronky (obr. 2, 3) se skládají z nepřímo žhavené katody emitující elektrony, anodové mřížky (v případě neonové tetrody anodových mřížek) a kolektoru. Ve rtuťové trubici jsou kapičky rtuti, které se po zahřátí píčky odpaří (180 °C). Pro školní experimenty je tedy vhodnější volit trubici plněnou neone. S touto lze pracovat při pokojové teplotě, nehrozí riziko popálení a navíc jsme schopni pozorovat emitované záření, jehož vlnová délka leží ve viditelné oblasti.



Obr. 2: Franck-Hertzův experiment se rtuťovou triodou.



Obr. 3: Neonová tetroda. [LD DIDACTIC GMBH, P6.2.4.3]

K proudu procházejícímu ampérmetrem přispívají pouze ty elektrony, které dokáží překonat zpomalovací napětí mřížky (mřížek). Se zvyšováním urychlovacího napětí U_1 dopadá na destičku stále větší počet elektronů a proud stoupá. Kinetická energie se při srážkách s atomy plynu zachovává a rozložení rychlostí elektronu před a po srážce se nemění. Po dosažení určité kritické energie elektronů však dochází k prudkému poklesu proudu. Elektron během srážky ztrácí částečně, nebo úplně svoji kinetickou energii excitací atomu na vyšší energetickou hladinu. Dochází tedy k nepružným srážkám, přičemž kinetická energie elektronů odpovídá excitační energii atomu. Elektrony po těchto srážkách mají malou energii na překonání zpomalovacího napětí mřížky a nedostanou se ke sběrné destičce. To má za následek pokles proudu procházejícího ampérmetrem.

Dalším zvyšováním napětí získají elektrony potřebnou energii na překonání zpomalovacího napětí a proud opět vzroste. V dalším průběhu se objevuje nový prudký pokles, kdy dochází k dalším nepružným srážkám a excitaci vyšší energetické hladiny.

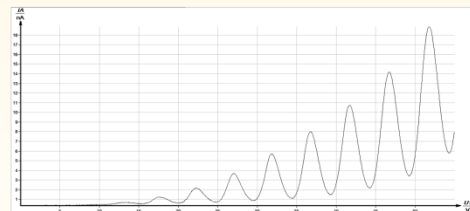
Typické průběhy závislosti proudu na zvyšujícím se napětí U_1 pro rtuťovou i neonovou elektronku vidíme na obrázcích 5 a 6.

Aparatura

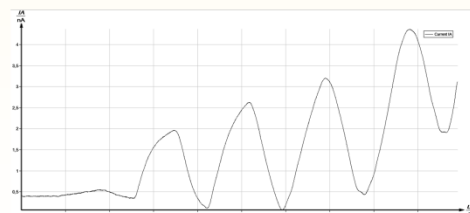
Základem F-H aparatury (obr. 4) je řídicí jednotka a neonová či rtuťová trubice. Na řídicí jednotce lze nastavit jednotlivé parametry měření a změnu vybraného parametru v průběhu měření lze sledovat na displeji v levém horním rohu řídicí jednotky. Jednotku lze připojit k PC a celé měření ovládat z počítače.



Obr. 4: F-H aparatura s neonovou trubicí vlevo, rtuťovou uprostřed a řídicí jednotkou vlevo.



Obr. 5: Závislost proudu na napětí při F-H pokusu se rtuťovou triodou.



Obr. 6: Typický průběh F-H pokusu s neonovou tetrodou.

Difúzní mlžná komora

Vývoj

Vynález mlžných komor a jejich následný vývoj hrál velmi důležitou roli v rozvoji moderní fyziky. Jedná se o zařízení, které zviditelňuje dráhy nabitých částic na základě jimi způsobené ionizace.

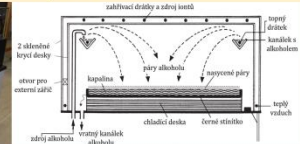
Vůbec první mlžná komora pochází z roku 1911 od Ch. T. R. Wilsona a podle něj je i pojmenována. Princip difúzní mlžné komory, která je na rozdíl od Wilsonovy mlžné komory schopná nepřetržitého provozu, pochází z roku 1939 od A. Langsdorfa. S příchodem urychlovačů částic bylo třeba zajistit ještě výkonnější přístroj schopný detekce, a tak D. A. Glaser popsal a sestavil bublinkovou mlžnou komoru. Z ní vzešla ještě komora jiskrová. K demonstraci zviditelnění drah částic se dnes můžeme setkat převážně se dvěma typy mlžných komor, a to s upravenou verzí Wilsonovy komory a s difúzní mlžnou komorou. Ve vědecké detekci částic jsou však již mlžné komory nahrazeny elektronickými detektory, které díky svým malým rozměrům mohou být instalovány přímo do urychlovačů.



Obr. 1: Dnes již vyřazené bublinkové mlžné komory na dvoře v GERNU, vlevo: Big European Bubble Chamber (BEBG) - (1970-1984) vpravo: Gargamelle - (1970-1978).

Princip

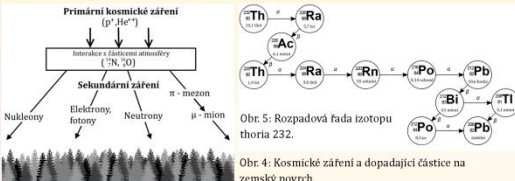
Hlavní částí difúzní mlžné komory (obr. 2), vázící přibližně 80 kg, je pozorovací plocha o velikosti 45 x 45 cm, která je umístěna proti černému stínítku. Nad černým stínítkem se nachází páry alkoholu. Alkohol se vypařuje z vyhřívávaného kanálku. Jemně topné drátky s vysokým napětím slouží k vyrovnání teplot, aby nedocházelo ke kondenzaci alkoholu na skle. Na ně přiváděné vysoké napětí vytváří elektrické pole, které přitahuje ionty. Cirkulace alkoholu je způsobena rozdílem teplot mezi horní částí komory, která je zahřívána na 45 °C, a chladicí deskou, která je chlazená na -30 °C. Alkohol klesá k podchlazené desce a v její blízkosti vytváří sytou páru. Touto oblastí prolétávající nabitá částice působí jako kondenzační jádro. Zkondenzované kapičky za sebou zanechávají stopu průletu částice (obr. 3). Délka stop závisí na směru letu částice. Nejkratší stopy tak pozorujeme při letu částice kolmo ke stínítku, naopak nejdelší stopy tvoří částice letící vodorovně se stínítkem. Zkondenzovaný alkohol pak stéká zpět do zásobníku.



Obr. 2: Difúzní mlžná komora Phyeve (vlevo) a její příčný řez s popisem (vpravo). [Phyeve, P2520400, nedatováno]

Stopy pozorovaných částic

Částice pozorované v mlžné komoře pochází zejména z přírodních zdrojů, jako je kosmické či sluneční záření (obr. 4), nebo ze záření přírodních radioizotopů (obr. 5).



Obr. 6: Stopy částice alfa.

Částice α^{2+} - Stopy dráhy (obr. 6) je přibližně 5 cm dlouhá, jednolitá a dobře viditelná, neboť díky jejich silné ionizační síle splývají dohromady všechny kapičky na iontech usazené.

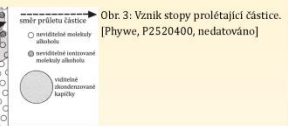
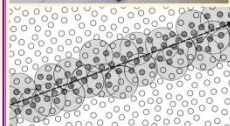


Obr. 7: Stopy elektronu s vyšší energií.

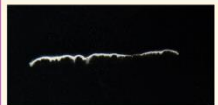
Elektron e^- - Dráhy elektronů jsou různé dlouhé a klikaté. Jejich délka a klikatost závisí na jejich energii. Čím je energie elektronu vyšší, tím je dráha přímější a delší (obr. 7). Elektron s takovou dráhou pochází ve většině případů z kosmického záření. Naopak stopy elektronů s nižší energií (obr. 8) jsou kratší a díky častějším srážkám s molekulami sytých par izopropylalkoholu různě pokroutené.



Obr. 8: Stopy elektronu s nižší energií.

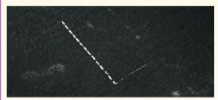


Obr. 3: Vznik stopy prolétající částice. [Phyeve, P2520400, nedatováno]



Obr. 9: Stopy protonu.

Proton p^+ - Stopy protonu (obr. 8) není natolik výrazná jako stopy částice alfa, ale je výraznější než stopy elektronu.



Obr. 10: Rozpad mionu - ze shora letící mion, vpravo letící produkt rozpadu elektron.

Mion μ^- - Jeho stopy je lehce zaměnitelné se stopou elektronu a protonu. Při pouhém pozorování bez vložení komory do magnetického pole nelze tyto stopy od sebe prakticky rozlišit. Při delším pozorování nám však může pomoci fakt, že se miony rychle rozpadají a tak máme možnost právě tento rozpad v mlžné komoře zachytit (obr. 10).

Zviditelnění rozpadové řady zářiče s thoriem - Zářič vsuneme do mlžné komory bočním otvorem, dvakrát stiskneme gumový balónek na konci tohoto zářiče, poté zářič rychle vytáhneme a otvor uzavřeme.



Obr. 11: Alfa částice z rozpadu: ^{220}Rn na ^{216}Po a jeho následným rozpadem na ^{212}Pb .

Po ustálení turbulencí par alkoholu můžeme pozorovat stopy tvaru „V“ (obr. 11). Díky obrázku 5 můžeme s jistotou určit, že se jedná o částice alfa, vznikající rozpadem radonu (^{220}Rn) na polonium (^{216}Po) a jeho následným rozpadem na olovo (^{212}Pb).