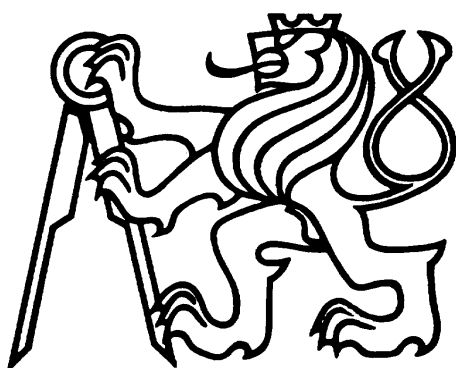


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Studium neutrální antihmoty v experimentu AEgIS

Bakalářská práce

Autor: Hana Hruběšová
Vedoucí práce: doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.
Akademický rok: 2016/2017

- Zadání práce (zadní strana) -

Poděkování:

Chtěla bych zde poděkovat především svému školiteli doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc. za pečlivost, ochotu, vstřícnost a odborné i lidské zázemí při vedení mé bakalářské práce. Dále děkuji Michala Špačkovi a Rostislavu Čermákovi za vytvoření a včasné dodání simulačního programu. Velký dík patří celé mé rodině, obzvláště rodičům, za nevšední podporu, kterou mi během celého studia poskytovali.

Čestné prohlášení:

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci vypracovala samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 6.1.2017

Hana Hruběšová

Název práce:

Studium neutrální antihmoty v experimentu AEgIS

Autor: Hana Hruběšová

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc., Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Abstrakt: Tato práce přináší přehled experimentu AEGIS, jehož cílem je první změření gravitačního (tíhového) zrychlení antihmoty, konkrétně neutrálních atomů antivodíku. V úvodu autorka přináší základní přehled teorie, které u antihmoty předpovídají odlišné chování než v případě klasické hmoty. Dále je pak rozebírána technická skladba zařízení, jsou popsány postupy přípravných antiprotonů a positronů a následná výroba antivodíku. V další části je předložen a porovnán nově vznikající experiment Gbar, který si klade stejné cíle jako experiment AEgIS. Následuje popis Rydbergovských atomů a jejich vlastností a využití v experimentu. Na závěr práce je ukázána nově vzniklá simulace pohybu antivodíku v magnetickém poli experimentu AEgIS.

Klíčová slova: AEGIS, Antiprotonový decelerátor, Surkova past, antihmota, antivodík, positronium, nábojová výměna, Starkův urychlova, Moirého deflektometr, gravitační zrychlení, princip ekvivalence

Title:

Study of Electrically Neutral Anti-Matter in the AEgIS experiment

Author: Hana Hruběšová

Abstract: This dissertation surveys the AEGIS experiment, the purpose of which is the first calculation of the gravitational acceleration of antimatter, specifically of neutral antihydrogen atoms. In the opening, the author provides a basic survey of theories that predict different behaviour of the antimatter in comparison to that of classical matter. Then, the technical structure of the experiment is discussed and the method of preparatory antiprotons and positrons and the ensuing production of antihydrogen is described. In the following section, the newly emerging experiment Gbar is introduced and compared, as it poses the same goals as the AEGIS experiment. Next follows the description of the Rydberg atom and its properties and usage in the experiment. The conclusion of the dissertation shows the newly developed simulation of antihydrogen in a magnetic field created in the AEGIS experiment.

Key words: AEGIS, Antiproton decelerator, Surko trap, antimatter, antihydrogen, positronium, charge exchange, Stark accelerator, Moiré deflectometer, gravitational acceleration, equivalence principle

Obsah

Úvod	8
1 Teorie	9
1.1 Klasická mechanika	9
1.2 Princip ekvivalence	10
1.3 Obecná teorie relativity	11
2 AEgIS experiment	13
2.1 Antiprotonový decelator	13
2.2 Antiprotony	14
2.3 Positronium	15
2.4 Vznik antivodíku	18
2.5 Moirého deflektometr	19
3 Další experimenty	22
3.1 GBAR	23
3.2 ALPHA	25
4 Rydbergovské atomy	27
4.1 Vlastnosti	27
4.2 Rydbergovské atomy v externím elektrickém poli	29
4.3 Rydbergova hmota	31
5 Simulace	33
5.1 Numerická simulace	33
5.2 Výsledky simulace pohybu antivodíku v magnetickém poli experimentu AEgIS	35
Závěr	39
Literatura	40

Úvod

Nová generace experimentu s antihmotou byla započnuta prvními experimenty s antivodíkem ve výzkumných laboratořích CERN a Fermilab. Původní experimenty vyprodukovaly "horký" antivodík, tedy malé množství vysoce energetické antičástice nevhodné pro další studium. V návaznosti na tyto experimenty vznikla v CERNU celá škála experimentů s tímto zaměřením, nová zařízení umožňující vytvořit pomalé $\bar{p}$ a s jejich pomocí pomalé $\bar{H}$. První produkci studeného $\bar{H}$ si připsal experiment ATHENA a ATRAP. Na to plynule navázala druhá generace antivodíkových experimentů ALPHA a ASACUSA. Všechny tyto experimenty se snaží zkoumat či ověřit základní vlastnosti anti-hmoty. Nejmladším experimentem v tomto studiu je AEgIS (Antimatter Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy), schválený vedením CERNu v roce 2007 a vytýčujícím si za cíl změření gravitačního zrychlení g na $\bar{H}$.

V této práci autorka analyzuje nejmladší experiment AEgIS. Stručně shrnuje teoretickou motivaci celého experimentu, základy a postuláty, na kterých stojí, popisuje mechanismus s využitím co neaktuálnějších informací, mapuje také původní projekt ALPHA, na který AEgIS technicky navazuje a využívá jeho technologie. V neposlední řadě se snaží zjistit, jak moc úspěšný je konkurenční experiment Gbar, který si vytýčil za cíl změřit tu samou konstantu. Speciální kapitola je věnována Rydbergovským atomům, jejich vlastnostem, jejich vkladu do experimentu a popis jejich vázaného stavu nazvaném Rydbergova hmota. V posledním roce vznikla na naší fakultě nová simulace letu antivodíku, jeho výsledky jsou prezentovány v poslední kapitole.

1 Teorie

Jeden z cílů moderní fyziky je přijít se sjednocením gravitační síly s ostatními základními interakcemi, možné odpovědi by zahrnovaly vektorové a skalární gravitony. Odpověď na tento problém by mohlo přinést studium gravitační síly na experimentech s anti-hmotou, tedy studium symetrie hmota-antihmota. Dnešní znalosti gravitační interakce stojí na Einsteinově Obecné teorii relativity (GTR), avšak ta v sobě ovšem nezahrnuje kvantové jevy. Všechna dosud realizovaná měření gravitační síly, byla uskutečněna v interakci hmota-hmota. Do dnešních dnů nebyla ověřena platnost těchto vztahů na interakci hmota-antihmota. Existují zde vedle GTR další předpovědi pro chování antihmoty připouštějící porušení principu ekvivalence pro antihmotu. Tedy jsou zde otevřené různé cesty pro chování antihmoty v gravitačním poli Země.

Během celé této práce se neutrálním atomem antiprotonu $\bar{H}$ bude považovat vázaný stav antiprotonu $\bar{p}$ (antičástice protonu) a pozitronu e^+ (antičástice elektronu), který máobecné hlavní kvantové číslo označené n .

1.1 Klasická mechanika

Gravitační pole Země je charakterizováno gravitačním zrychlením označované g je zrychlení působící na všechny objekty na povrchu nebo v blízkosti země. Je nutno podotknout že gravitační (tíhové) zrychlení je vlastně složení skutečného gravitačního zrychlení a setrvačnosti vytvořené rotačním pohybem planety. Gravitační zrychlení je funkce zeměpisné šířky φ a nadmořské výšky h [2]

$$g(\varphi, h) = 9,780327(1 + 0,0053024 \sin^2 2\varphi - 0,0000058 \sin^2 2\varphi) - 3,086 \cdot 10^{-6}h \quad (1.1)$$

Pro Ženevu je zeměpisná šířka $\varphi = 46^\circ 12'$ a nadmořská výška $h = 375 \text{ m}$, po dosazení do vztahu (1.1) dostaneme gravitační zrychlení o velikosti $g = 9,806129 \text{ m/s}^2$.

Další možností jak získat velikost g je pomocí výpočtu z gravitačního zákona. Síla působící na těleso je podle gravitačního zákona daná [6]:

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (1.2)$$

kde r je vzdálenost mezi středem země a tělesem, m_1 je hmotnost Země, m_2 je hmotnost tělesa.

Z druhého Newtonova zákona pak plyne [6] :

$$F = m_2 a \quad (1.3)$$

Porovnání těchto dvou vztahů dostaneme[6] :

$$g = G\left(\frac{m_1}{r^2}\right) \quad (1.4)$$

Pokud do vztahu (1.4) dosadíme příslušné hodnoty pro Ženevu, vyjde hodnota $g = 9,818469594 \text{ m/s}^2$. Když tyto dva výsledky porovnáme můžeme shledat, že se liší již na druhém desetinném místě. Pokud se na tento rozdíl budeme dívat okem teoretického fyzika můžeme dojít k závěru že rozdílnost výsledku je citelný. Pokud však budeme zvažovat reálný dopad tohoto rozdílu zjistíme, že ve všedním životě jsou tyto hodnoty od sebe v podstatě nerozeznatelné. [3]

Ze všech základních interakcí je gravitační interakce tou nejslabší. Pokud ji budeme srovnávat s ostatními základními interakcemi bude menší faktorem 10^{-33} . Pokud se jedná o mikroskopickými procesy je v podstatě zanedbatelná a proto je nutné při jejím testování aby bylo alespoň jedno těleso extrémně hmotné. Takové těleso budeme nazvat zdrojovým a druhé těleso bude nazýváno testovacím tělesem. Nutnou podmínkou je aby testovací těleso bylo neutrální, tedy aby nebylo ovlivňováno dalším základními silami (elektromagnetická), to by mohlo měření jevy narušit.

1.2 Princip ekvivalence

V současnosti je hlavní teorii popisující gravitační interakci obecná teorie relativity (GTR), v této teorii ovšem nejsou zahrnuty kvantové efekty a tedy ani existence antihmoty. Základním předpokladem GTR na kterém byla vybudovaná teorie gravitace je Einsteinův princip ekvivalence (EEP). Je nutno podotknout, že následující výrok se týká situace bez přítomnosti elektrického náboje.

Slabý princip ekvivalence (WEP), též znám jako univerzálnost volného pádu neboli Galileho princip ekvivalence a má takováto znění [1]:

1. Trajektorie hmotného bodu v gravitačním poli, závisí pouze na počáteční poloze a rychlosti a nezávisla na složení a struktuře tělesa.
2. Na všechna tělesa v témže bodě prostoročasu působí v daném gravitačním poli podstoupí stejné zrychlení nezávisle na svých vlastnostech, a to včetně svých klidových hmotností.

Abychom mohli uplatnit WEP je nutné, aby testovací tělesa v daném experimentu byla dostatečně malá. To bude mít za důsledek zamezení efektu slapových sil a také zamezí vlivu gravitačních sil testovaných těles. Vzhledem k tomu že výše zmíněné podmínky jsou splněny, může být tento princip aplikován na experimentu AEgIS.

Vzhledem k tomu že EEP je rozšířením WEP tak, aby nebyly porušeny postuláty speciální teorie relativity (STR). Formální rozšíření se provádí přidáním dvou předpokladu, prvním z nich je lokální poziční invariance(LPI) a druhým je Lorenzova invariance (LLI) [4] :

1. LPI: Výsledek jakéhokoli lokálního, gravitace prostého experimentu nezávisí na čase a místu jeho provedení.
2. LLI: Výsledek jakéhokoli lokálního, gravitace prostého experimentu, nezávisí na rychlosti volného pádu aparatury experimentu.

Výsledné znění EEP je tedy:

Při platnosti WEP výsledek jakéhokoliv lokálního, gravitace prostého experimentu v experimentální aparatuře pohybující se v inerciální vztažné soustavě nezávisí a rychlosti pohybu experimentální aparatury, ani na její poloze v časoprostoru.

Pokud bychom z WEP vypustili "gravitace prostého", tedy připustíme-li jakýkoliv experiment, dostaneme tím znění silného principu ekvivalence (SEP). Ten nám zaručí platnost gravitační konstanty v celém vesmíru. GTR je jedinou aktuální teorií která je s SEP v souladu.

Při měření gravitačního zrychlení neutrálních atomů antivodíku v zemském gravitačním poli, se bude jednat o přímý test platnosti slabého principu ekvivalence (WEP). Případnému narušení platnosti WEP, které by mohlo vést k rozdílu chování hmoty a antihmoty v gravitačním poli Země, to by mohlo mít původ v exotických gravitačních potenciálech, mezi nimiž je diskutováno [7]:

$$V(r) = -\kappa \frac{m_1 m_2}{r} (1 \mp a e^{-\frac{r}{v}} + b e^{-\frac{r}{s}}) \quad (1.5)$$

kde a je škálovací konstanta gravivectorové interakce, b je škálovací konstanta související s graviskalární interakcí; v, s jsou konstanty určující dosah těchto interakcí. Znaménko "-" je definováno pro interakci hmota-hmota a "+" je pro interakci hmota-antihmota. Právě znaménka jsou možnou příčinou vzniku rozdílu v chování hmoty a antihmoty.

Průběh tohoto potenciálu explicitně závisí na povaze interagujících objektů (jestli jsou z hmoty, nebo z antihmoty) pokud by vztah platil, představoval by přímé narušení WEP. Antihmota by měla pocít'ovat větší gravitační (tedy i tíhové) zrychlení než hmota. Výsledky experimentu budou citlivé na kalibraci konstant a, b a s, v [4], o konstantách a a b se předpokládá, že se budou málo lišit od jedničky.

Nakonec je dobré podotknout, že narušení EEP mohou způsobit interakce zprostředkované novými (exotickými) kvarkovými poli. [4]

1.3 Obecná teorie relativity

Nejdůležitější rovnicí v GTR je Einsteinově rovnici pole (EFE) [5] :

$$G_{\mu\nu} + \Lambda_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} \frac{8\pi\kappa}{c^4} \quad (1.6)$$

kde $g_{\mu\nu}$ je metrický tenzor, $G_{\mu\nu}$ je Einsteinův tenzor křivosti, Λ kosmologická konstanta, c rychlost světla, κ gravitační konstanta a $T_{\mu\nu}$ je tenzor energie a hybnosti. Kosmologická konstanta přináší do rovnice empiricky rozporované rozpírání vesmíru. EFE ve skutečnosti reprezentu soustavu deseti hyperbolicko-eliptických parciálních diferenciálních rovni pro metrický tenzor $g_{\mu\nu}$.

Dále lze také přepsat EFE do kompaktnějšího tvaru [4]:

$$G_{\mu\nu} = \frac{8\pi\kappa}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1.7)$$

Zde je Einsteinův tensor zachován a kosmologická konstanta byla zahrnuta do tensoru energie a hybnosti na pravé straně. Tento člen se dá zahrnout do temné energie, ta je dávána do přímé souvislosti s kosmologickou konstantou.

Z Newtonovy teorie víme že gravitační potenciál mezi dvěma tělesy je dán:

$$V(r) = -\kappa \frac{m_1 m_2}{r} \quad (1.8)$$

Můžeme ukázat že pokud na vztah (1.7) použijeme aproximaci slabých polí dostaneme vztah (1.8). Tento vztah je v souladu s EEP, ale ze snahy o sjednoceví gravitace s ostatními silami vyplývá že by zde mohlo dojít k narušení, kvůli kterému by již EEP nefugovala. Pokud by tato situace nastala bylo by nutné vztah (1.8) korigovat.

2 AEgIS experiment

Primárním cílem experimentu AEgIS je přímé měření gravitačního zrychlení g volného pádu atomu antivodíku s přesností měření 1%. Během první fáze experimentu bude sledováno vertikální vychýlení svazku antivodíku a bude testována WEP pro antihmotu. V druhé fázi experimentu bude testována hyperjemná spektroskopie (HFS) základního stavu antivodíku s cílem otestovat CPT symetrie antihmoty. Základním principem měření gravitačního zrychlení bude pozičně citlivý detektor, na který bude dopadat svazek $\bar{H}$ prolétající skrz Moireho deflektometr.

Celé měření je možno zredukovat do několika základních kroků.

- Produkce positronů (e^+), jako zdroj je použit ^{22}Na , a jejich akumulace
- Zachycení a akumulace antiprotonu ($\bar{p}$) z AD v Penningově pasti
- Zchlazení $\bar{p}$ na subkelvinové teploty
- Vytvoření positronia (Ps) bombardováním hluboce podchlazeného nanoporezního materiálu pulzem e^+
- Excitace Ps do Rydbergovského stavu ($n = 20-25$)
- Pulzní formování $\bar{H}$ pomocí nábojové výměny mezi Rydbergovským Ps^* a chladným $\bar{p}$
- Urychlení svazku $\bar{H}$ pomocí Starkova urychlení nehomogenním elektrickým polem
- Průlet svazku $\bar{H}$ skrze dvě Moirého mřížky a dopad na pozičně citlivý detektor

Celý systém a všechny části experimentu EAgIS jsou chlazeny na teplotu 4,2 K a to díky kryostatu umístěném uvnitř systému. Nejnižší teplota 100 mK je udržována v 1T magnetu, kde dochází k samotnému formování antivodíku. Jako chladicí mechanismus bude použit přechod supratekutého helia mezi jeho dvěma fázemi. V části experimentu kde dochází k samotnému letu svazku je teplota stanovena na 4 K

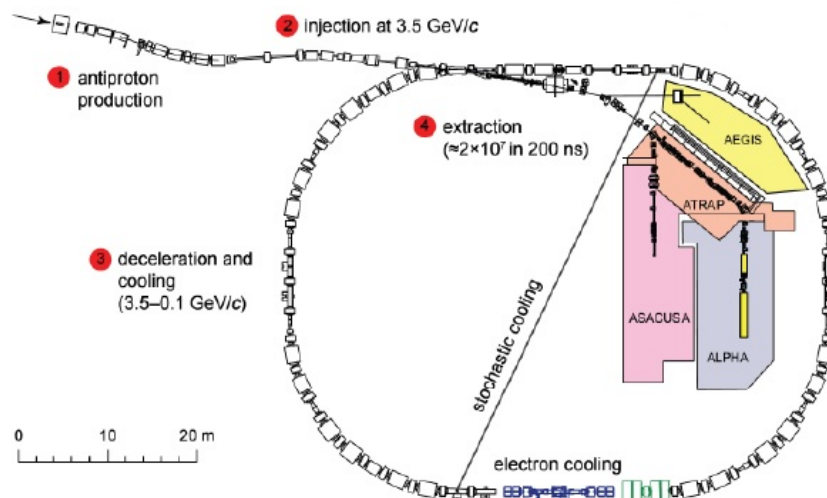
V následujících kapitolách si rozebereme jednotlivé kroky podrobněji.

2.1 Antiprotonový decelator

První složkou nutnou k výrobě antivodíku jsou antiprotony ($\bar{p}$). Jediným místem odkud se aktuálně dají antiprotony získat je antiprotonový zpomalovač (AD). Ten poskytuje dostatečně zpomalené antiprotony vhodné k použití v experimentu. Celá výroba antiprotonu začíná v protonovém synchrotronu (PS), zde urychlený svazek je nastřelen na iridiový terč. Během této

2 AEgIS experiment

srážky vznikají, díky uvolněné energii, spršky částic mezi nimi i páry proton-antiproton. Anti-protony jsou posléze vybrány ze spršky pomocí magnetického pole. Nově vzniklé antiprotony mají rychlost blízkou rychlosti světla a široké energetické spektrum. Ovšem v experimentech je potřeba zpomalený a fokusovaný svazek antiprotonů. Z toho to důvodu jsou v AD dva druhy magnetu. Prvním druhem magnetů, dipolové magnety zajišťují kruhovou dráhu částice a druhý druh, kvadrupolové magnety fungují jako čočka na zaostření svazku. K samotnému zpomalení svazku se využívá silné elektrické pole (radiofrekvenční metoda). Při snižování rychlosti svazku dochází ke zvyšování jeho příčné kmitání. Ke zmírnění tohoto kmitání se používají dvě metody chlazení, stochastické a elektronové.



Obrázek 2.1: Schématický pohled na AD [27]

Po zpomalení antiprotonů na energii 5.3 MeV a snížení jejich rychlosti na cca 10 % rychlosti světla jsou $\bar{p}$ připraveny na použití v experimentech. AEgIS collaboration Vyrobené antiprotony jsou poté nasměrovány do střední oblasti kde mohou být distribuovány k jednotlivým experimentům. Všechny současné a předchozí experimenty v CERNu studující antihmotu používají jako zdroj antiprotonu AD. Budoucí experimenty dále počítají s výstavbou nového zpomalovače ELENA který bude navazovat na AD. Ten nám umožní dosáhnout ještě nižší energie výchozích antiprotonu.

2.2 Antiprotony

Z jednoho zpomalovacího cyklu AD je zachyceno 10^4 antiprotonů. Na záchyt antiprotonu, po opuštění AD se používá Penning-Malmberg pastový systém. Past používaná v experimentu AEgIS na přijetí, manipulaci a zchlazení antiprotonů, je kolem 2,5 m dlouhá. Má dvě oblasti s rozdílně silnými homogenickými magnetickými poli, v první je 5 T a v druhé 1 T. Magnetická pole

2 AEgIS experiment

jsou vytvářena pomocí supravodivých solenoidů vychlazených na teplotu 4.3 K. Samotná magnetické pole v první části, mají efektivně radiačně zchlazet přicházející antiprotony, druhá část má pomoci upravit antiprotony pro další použití. Přicházející antičástice jsou zachyceny a schlazeny v první části a poté pomalu adiabaticky přesunuty do části druhé. Přechod je uskutečněn pomocí kruhových elektrod umístěných po celé délce pastíového systému. Ty nám dovolují vytvořit proměnný potenciál a tím posunovat antiprotony. Potenciálová jáma vytvořená pomocí elektrod může nabývat hodnoty až 20kV, což je maximální energie antiprotonu které jsou zachyceny.

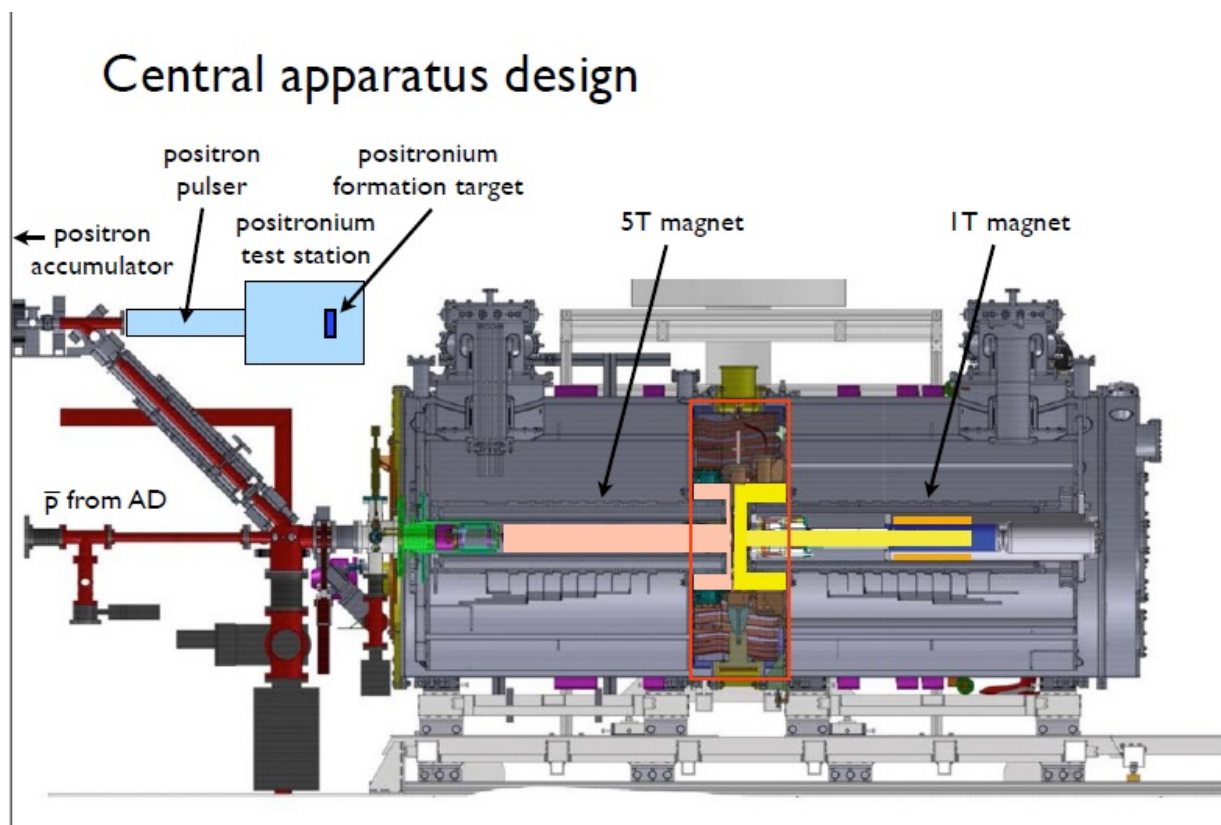
Po příchodu antiprotonu do prvního 5T regiony jsou zde již připraveny elektrony. Které jsou zde proto, aby docházelo k chlazení antiprotonů pomocí kolize s elektrony u kterých pak ztrácejí energii pomocí emise cyklotronového záření, ty během několika desetin vteřiny schlazeny na energii v jednotkách eV. Jedna z kruhových elektrod je rozdělena na čtyři části a ty vytváří rotační elektrické pole, které slouží ke kompresi plazmatu v radiálním směru. Tato metoda se nazývá metoda rotační stěny (RW) a je založena na aplikaci radiálního radiofrekvenčního elektrického pole ve vhodné frekvenci. Toto pole vytvoří točivý moment a ve vhodném rozsahu parametru stlačí svazek. Při kompresi svazku dochází k centrifugovému efektu, tedy k separaci antiprotonu a elektronu. Po kompresi svazku je nutno oddělit elektrony od antiprotonů. K tomu se využívá zvláštní separační pulz. Ten uvolní elektrony z pasti, aniž by antiprotony měly šanci uniknout. V průběhu roku 2015 bylo vyzkoušeno několik rozdílných intenzit pulzu s cílem minimalizovat úniku antiprotonů. Při aktuálním nastavení pulzu, se jedna jen o ztrátu několika procent antiprotonu.

Po dosažení vhodné energie a nashromáždění dostatečné množství antiprotonů (10^5), je svazek přesunut do druhé Malmber-Penning 1T pasti, kde dochází k samotnému formování antiprotonu. Druhá past má menší magnetické pole z důvodu cyklotronového chlazení neutrální plazmy, to je účinnější když je plazma málo zmagnetizována.

Aktuálně používaná past je delší než původní past, používaná během předběžného testování antiprotonu v roce 2012. Delší past má výhodu v tom, že její účinnost zachytu je větší než pasti kratší a dovoluje delší nabírací čas a tím větší hustotu svazku. Uzavírací napětí ve směru osy z je 9 kV. V důsledku je tedy možné říci, že je výhodnější využít delší past pro stabilnější měření.

2.3 Positronium

Positronium se nazývá vázaný stav positronu a elektronu tvořící exotický atom. Za normálních podmínek je positronium vysoce nestabilním systémem, vzhledem k tomu že se jedná o pár částice-antičástice. Nejčastější způsob formování Positronia (Ps) je pomocí ostřelování vysoce zchlazeného nanoporézního materiálu. Důležitým parametrem pro výrobu positronia je výběr vhodného materiálu použitého na porezní terčík. Ten ovlivňuje energetické rozdělení vznikajících positronů a účinnost jejich produkce. Vedle formování positronu napomáhá nanoporézní materiál také k dalšímu chlazení Ps, ke kterému dochází díky srážkám se stěnami porézního materiálu terčíku. Pro účely tohoto experimentu se budou používat materiály založené na křemíkové bázi.



Obrázek 2.2: Schématické znázornění centální část aparatury AEgIS [9]

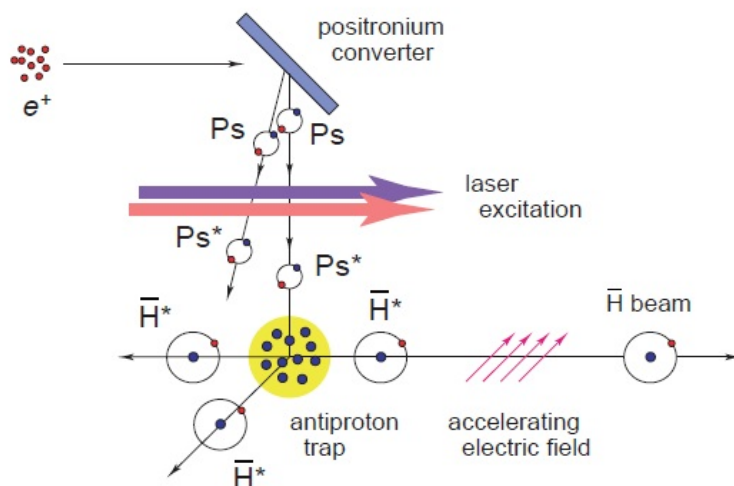
2 AEgIS experiment

Takto vznikala positronia mají kinetickou energii v rozmezí 0 – 3 keV a vznikají ve dvou stavech Orto- a Para-Positronium. Tyto dva stavy Ps vznikají v poměru 75% Orto-Ps k 25% Para-Ps [10]. Stavy se od se výrazně odlišují v několika vlastnostech: jedná se o spin, dobu života a rozpadové kanály.

Ps	spin	doba života	rozpad
Para	0	$1.244 \cdot 10^{-10} s$	$\gamma\gamma$ (1022 keV)
Orto	1	$1.421 \cdot 10^{-7} s$	$\gamma\gamma\gamma$ (1022 keV)

Tabulka 2.1: Porovnání základních vlastností Orto- a Para-Ps

Dle Tab.2.3 vidíme že pro účely experimentu je lepší použití Orto-Ps s delší životností a tedy s větší šancí na prolétnutí aparaturou.

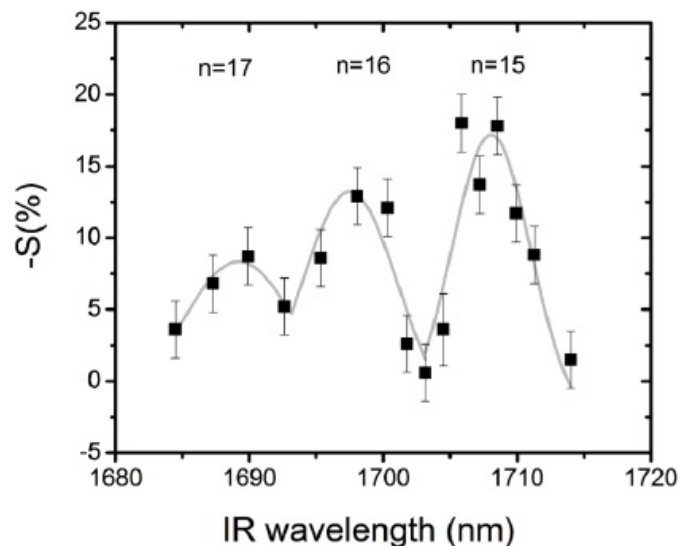


Obrázek 2.3: Excitace Ps pomocí dvou laserového systému [9]

Pro potřeby experimentu se používá excitované Positronium. To je excitováno do tzv. Rydbergovského stavu Ps^* (viz. Kapitola Rydbergovské atomy). Excitace prodlouží dobu života positronia na několik milisekund. Systém excitace positronia v experimentu je založen na systému dvou laserů. Nejprve dojde k přechodu Ps ze základního stavu do stavu $n = 3$. A poté pomocí druhého laseru do samotného Rydbergovského stavu $n = 20 - 25$ (Ps^*). První laser je UV laser s energií okolo $60 \mu J$. K přechodu ze základního stavu do stavu $n = 3$ je vhodné použít vlnovou délku v rozmezí $205 - 206 nm$, puls má vertikální polarizaci a působí po dobu $1,5 ns$. Druhý laser je IR laser s energií $50 mJ$, jeho vlnová délka je $1680 - 1715 nm$ [9]. Díky excitaci do Rydbergovského stavu a tím prodloužené době života na několik milisekund, je umožněno Ps^*

2 AEgIS experiment

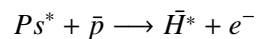
prolétnout vakuovou komorou a anihilovat na její zadní stěně. Nebo v případě experimentu, proletnout balíkem připravených antiprotonů. Nastavení nejvhodnější vlnové délky laseru potřebné pro excitaci Ps byla experimentálně otestována. Na Obr. 2.4 je vidět nejvhodnější nastavení laseru pro hladiny $n = 15, 16, 17$.



Obrázek 2.4: Nastavení IR laseru pro přechod Ps do stavu $n = 15, 16, 17$ a pozorování jejich anihilaci na stěně komory[9]

2.4 Vznik antivodíku

Samotný antivodík vzniká díky nábojové výměně e^- a $\bar{p} Ps^*$, tedy antiproton zaujímá místo elektronu v Ps^* . Schmatické zapsáno:



Jak je ze schématu vidět Rydbergovský stav Ps se zachovává i u vzniklého $\bar{H}$. Takto excitovaný antivodík je citlivý na gradient vnějších elektrických a magnetických polí a to nám umožňuje s ním manipulovat.

K samotné nábojové výměně dochází v 1 T Penningově pasti. Z předchozích částí víme, že v 1T regionu je připraven oblak zchlazených $\bar{p}$. Tento připravený a chlazený oblak je ostřelován nově vznikajícími Ps^* . Při tomto způsobu produkce antivodíku je předpokládaná účinnost nábojové výměny velká. Očekávaná rychlost vyletávajících nově vytvořeného antivodíku je 400m/s.

2 AEgIS experiment

Jak již bylo zmíněno, Rydbergovsky antivodík je citlivý na gradient elektrického pole, to nám umožňuje urychlovat antivodík také pomocí Starkovského urychlení. Gradient magnetického pole přítomen při výletu z aparatury kde antivodík opouští oblast magnetického solenoidu. Při samotném měření nesmí být opomenuta možnost deexcitace Rydbergovského antivodíku během doby letu, to může zapříčinit změnu rychlosti a směru letu.

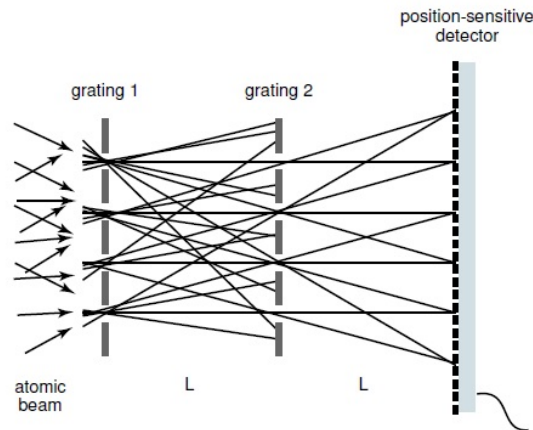
2.5 Moirého deflektometr

Cílem celého experimentu je měření gravitačního zrychlení g pro atom antivodíku. Dle teorie by stačilo vypustit samotný svazek antivodíku do oblasti s absencí vnějšího pole a poté sledovat na pozičně citlivém detektoru místo dopadu svazku. Takovýto experiment by měl několik zásadních problémů. Předpokládaná horizontální složka rychlosti vyletujícího svazku bude okolo 400m/s . Vzhledem k tomu že je celý experiment umístěn v decelerátorové hale, kde je velké množství experimentů, je pro něj k dispozici jen omezené množství prostor. V aktuálním návrhu experimentu se počítá s vzdáleností menší než jeden metr pro volný let antivodíku. Tedy pokud budeme brát jako výchozí rychlost svazku 400m/s a vzdálenost, kterou uletí 1m , a zároveň předpokládat že $g = 10\text{m/s}^2$. Pak z výpočtů zjistíme, že vertikální vychylka by byla okolo $20\mu\text{m}$. Vzhledem k tomu, že použité detektory jsou schopny určit pozici antivodíku opouštějící past na 1mm , bylo by pro nás v podstatě nemožné přesně měřit vertikální vychýlení vlivem gravitačního zrychlení.

Tyto problém je schopen jednoduše vyřešit Moirého deflektometr. Již dříve byl úspěšně použit pro měření gravitačního zrychlení argonu[10]. V experimentu AEgIS má Moirého deflektometr podobu dvou paralelních mřížek se stejnou periodou stěrbin a a pozičně citlivého detektoru. Cílem Moirého deflektometru je získání paralelního svazku antivodíků. Když paprsek antivodíků proletí první mřížkou, dochází zde k první separaci antivodíků. To ovšem nezaručuje že všechny prošlé antičástce musí mít stejný směr, od toho zde je druhá mřížka. Když částice proletí druhou mřížkou můžeme přesně určit parabolu po které letěla, vlivem gravitace definují tyto dvě stěrbin parabolu, po které antivodík letěl. Vzhledem k tomu že stěrbin nejsou nekonečně úzké, dochází k rozmazání hrany paprsku na stínítku. Ovšem k velkému množství stěrbin, výsledný obraz bude mít podobu pasů dopadajících antivodíků. Z těchto obrazců budeme schopni určit, o kolik klesly $\bar{H}$ od průletu druhou mřížkou do dopadu na detektor.

K získání výsledné hodnoty gravitačního zrychlení se bude používat vztah $\delta = -gT^2$ [?], kde δ je naměřené vychýlení, T je doba letu a g je gravitační zrychlení antivodíku. Doba letu je pro nás snadno zjistitelná, vzhledem k tomu, že je známe moment, kdy byl antivodík vypuštěn z magnetu. Doba dopadu je známá z měření času mezi výletem antičástic z magnetu a jejich anihilací na pozičně citlivém detektoru. V důsledku toho, že svazek nebude plně monochromatický, jednotlivé doby letu se budou lišit. Tím se zde nabízí možnost pro zpřesnění měření. Díky postavení soustavy je možné měnit rychlost vyletujících antivodíků a to nám umožňuje získat výsledky pro široké spektrum rychlostí. [28]

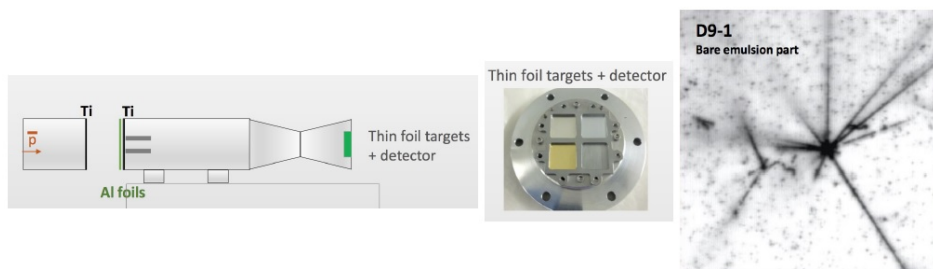
2 AEgIS experiment



Obrázek 2.5: Schematické znázornění Miorého deflektometru. [9]

Jednou z nejdůležitých složek celého experimentu jsou pozičně citlivé detektory umístěné za mřížkami. Vzhledem k požadované přesnosti 1 % je nutné zkonstruovat dobré detektory s velkou přesností zaměření místa anihilace antiprotonu. V původním návrhu experimentu roku 2007 [11] je navrhnout mikrostripový detektor o rozměrech 20x20cm s tloušťkou 300 μm . Každý jednotlivý strip by měl být dlouhý 20cm, a široký 25 μm . Předpokládá se, že v celém detektoru by jich bylo 8000. Pro přesnost určenou jako 1 % je nutné rozlišení detektoru 7.2 μm a lépe. Velikost celého detektoru je volena vzhledem k minimalizaci ztráty antiprotonu způsobených příčnou rychlostí, tedy k pokrytí co největší oblasti pro dopadající antičástice. Efektivita popsaného detektoru při použití křemíku je okolo 25 %, při přidání stripu v dalších vrstvách budeme schopni určit vertex anihilace a tím stoupá efektivita až k 60 % [11]. Celkově je detektor navržen tak, aby při anihilaci každý antiproton zanechal co nejvíce energie v detektoru. V poslední verzi zprávy a stavu experimentu z roku 2015 [9] není uvedená přesná charakteristika pozičního detektoru a ani zde není uvedena přesnější charakteristika Moirého deflektometru (perioda mřížky a). Celý systém Moirého deflektometru byl otestován na antiprotonu a více informací je možno nalézt [28]. Aktuálně probíhá testování vhodných materiálů na detektor pomocí antiprotonu. V roce 2014 byly provedeny testy anihilace antiprotonu na emulzi různých prvků (sloučenin). Použité byly prvky (sloučeniny) hliník, titan, měď, stříbro, zlato a hliníkové folie před emulzním detektorem.

2 AEGIS experiment

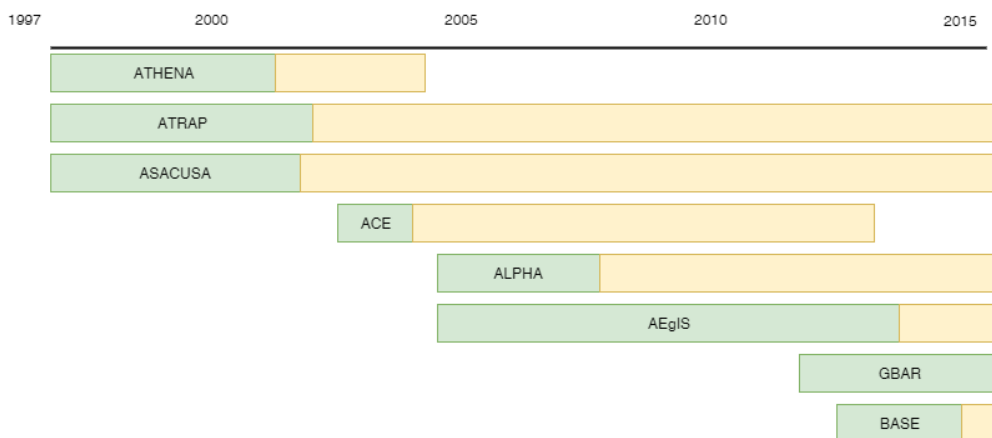


Obrázek 2.6: Zleva: Sestava pro testování emulsního detektoru. Terč na konci sestavy pro testování folii. Anihilace na emulzi

3 Další experimenty

Cílem této bakalářské práce je popsat a prozkoumat experiment AEgIS, ovšem tento experiment navazuje na dlouhou historii studia antičástic a později antihmoty. Když byla v roce 1932 poprvé objevena antičástice positron v kosmickém záření byla tím teorie předpovídající jejich existenci antičástic. Díky tomuto objevu se začaly cíleně vyhledávat nové antičástic. Po objevu anti-protonu a antineutronu v roce 1955, od té doby bylo vytvořeno za pomoci urychlovačů velké množství antičástic ke známým částicím.

Již od padesátých let minulého století vznikají rozdílné teorie o chování antihmoty v gravitačním poli Země. S jejich experimentálním ověřením v CERNu se začíná od poloviny 90.let. Aktuálně je centrem výzkumu antičástic antiprotonový decelerátor, který zahájil své působení v roce 1997. Ten produkuje zchlazené antiprotony vhodné pro experimenty s antihmotou. Okolo celého antiprotonového decelerátoru vznikají v průběhu jeho fungování, experimenty zkoumající antičástice a antihmotu. Po zprovoznění AD začalo ihned fungovat několik experimentů s cílem vytvořit a co nejdéle zachytit antihmotu. Velký úspěch zaznamenal experiment ALPHA který v roce 2002 zachytil vytvořený antivodík, posléze prodlužuje dobu zachycení antivodíku až na 16 minut. Vedle experimentu AEgIS je vhodné krátce představit i experiment ALPHA který položil základy pro experimenty měřící gravitaci antihmoty. Druhým popsáním experimentem je GBAR, tento experiment má stejné cíle jako experiment AEgIS avšak používá odlišnou metodu měření. Experiment z výzkumné laboratoře Fermilab nebyly zahrnuty, neboť nebyl nalezen žádný důkaz toho že by byl připravován nějaký experiment.



Obrázek 3.1: Přehled experimentů působících na AD. Zelená část označuje přípravu experimentu a oranžová část samotné měření experimentu.

3.1 GBAR

Původní experiment ALPHA, založený v roce 2005, nám přinesl samotnou výrobu antiprotonu. Jako první dokázal zachytit antiproton a udržet jej po dobu 16 minut [17]. Díky tomuto faktu lze označit realizaci experimentu ALPHA za úspěšnou. Z původního projektu ALPHA se dnes vyvinuly dva. Tím prvním je experimentem je AEGIS, jehož cílem je změřit gravitaci antiprotonu pomocí ostřelování systému mřížek. Druhým, konkurenčním experimentem v deceleratorové hale, je projekt GBAR, který byl započat v roce 2007. Nejaktuálnější informace jsou k dispozici v zprávě publikované v lednu 2015.

Samotný experiment GBAR se od experimentu AEGIS liší v několika hlavních bodech.

- Měření pomocí kladně nabitého iontu antiprotonu, který je pomocí laseru deionizován a nechán volně padat
- Teplota $\bar{H}$ v experimentu, která bude v porovnání řádově nižší než na experimentu AEGIS
- Rychlost samotného antiprotonu během měření

Největší rozdíl v obou projektech je fakt, že Gbar čeká na dobudování novějšího zpomalovače ELENA. Ten by měl být schopen zpomalit antiprotony na řád stovek keV. Začátek stavby tohoto decelerátoru ELENA je naplánovaný na rok 2017.

V samotném experimentu jsou využívány antiprotony vyrobené v antiprotonovém decelerátoru (AD) v CERNu o energii 5,3 MeV. Poté se počítá s dalším zpomalením pomocí decelerátoru ELENA na energii okolo 100 keV, dále je plánováno další chlazení a fokusace svazku. Na konci celého procesu chlazení budou mít antiprotony energii 1 keV a svazek bude zaměřený na průměr 1 mm [13].

Na výrobu pozitronu se používá LINAC, ten nejprve vyrobí rychlý paprsek (MeV), který je později zchlazen pomocí wolframové sítě. Positrony jsou poté naakumulovány v Penningově pasti, kde jsou zároveň přichystány elektrony k jejich chlazení. Elektrony jsou zachyceny v 1 keV potenciálové jámě, zatímco pozitrony jsou ve variabilním potenciálu 50 eV–1 keV. Doba nabírání je stanovena na 110 s a předpokládaná hustota by měla být $10^{10} e^+$ na $0,01 \text{ cm}^3$ [13].

Tímto svazkem bude dále ostřelován vysoce zchlazený porézní silikonový materiál. Zde se pozitrony přetváří na positronium (Ps), vázaný stav elektronu a pozitronu, jehož účinnost při dané konfiguraci je kolem 30% [13]. Positronium v tomto procesu vzniká ve dvou stavech, v Orto- a v Para-positroniu. Pro samotný experiment se vybírá jen Ortho-positronium, neboť tento druh positronia má dlouhou životnost (okolo 142 ns) a je stabilnější než to druhé. I zde je uvažována možnost excitovat positronium s cílem zvýšit účinnost vzniku $\bar{H}^*$.

Samotný antiproton vzniká interakcí pomalých antiprotonu s oblakem chladného positronia a účinnost rekombinačního procesu je okolo n^4 , kde n je základní kvantové číslo Ps. Kladný iont antiprotonu vzniká druhou rekombinací antiprotonu s positroniem. Vyprodukovaný iont antiprotonu má energii okolo 1 keV. Poté je zachycen v Paulově past, kde bude zchlazen na teplotu $10 \mu\text{K}$.

K chlazení samotného antiprotonu se využívá tzv. Dopplerovské chlazení, který využívá tzv. Dopplerův jev. Ten nám říká, že detektor pohybující se směrem ke zdroji kmitů, zaznamená

3 Další experimenty

vyšší frekvenci, než když je zdroj vůči detektoru v klidu a v opačném případě zaznamená frekvenci nižší. V závislosti na struktuře svých energetických stavů mohou atomy absorbovat určitou frekvenci elektromagnetického záření. Pokud na atom posvítíme světlem, které má frekvenci jen lehce menší, neabsorbuje ho. Absorbce nastane jen v případech, pokud se bude pohybovat vhodnou rychlostí proti paprsku dopadajícího světla, aby zaznamenal světlo zvýšené frekvence a začal absorbovat fotony [15].

V experimentu GBAR se mají na chlazení využívat ionty Be^+ , vyrobené z Be ionizací laserem o vlnové délce 313,13 nm. V Paulově pasti budou atomy $\bar{H}^+$ umístěny uprostřed a obklopené Be^+ . Zde budou ionty antivodíku zchlazeny na mK a poté přemístěny do další pasti, která bude využívat Ramanovo chlazení, aby bylo dosaženo teploty μK . Ramanovo chlazení funguje na principu Ramanova přenosu mezi kvantovými stavy $|F = 2, n\rangle$ na $|F = 1, n - 1\rangle$ a spontánním Ramanovým přenosem z $|F = 1, n - 1\rangle$ na $|F = 2, n - 1\rangle$. Výsledkem toho faktu je pokles Vedlejšího kvantového čísla (vibračního čísla) o jednu níže.

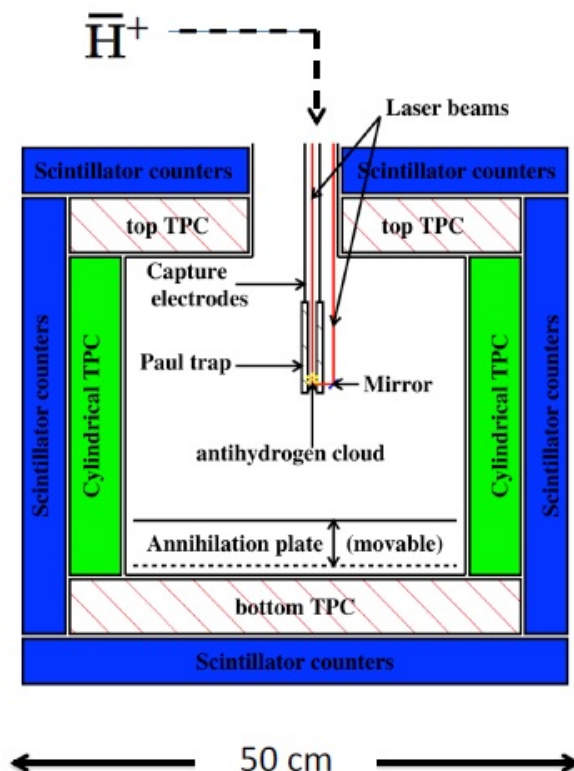
Problém u systematického chlazení nastává v případech iontu antivodíku, kdy jsou chladicí lasery nad hladinou energie potřebné ionizace $\bar{H}^+$. Proto je nutné dávat pozor na to, aby ionty antivodíku nebyly ionizovány během Dopplerovského a Ramanova chlazení. Samotná doba chlazení by se měla udržet pod hodnotou 500ms, pro delší dobu chlazení je možno použít toroidní laserový parsek a zaměřit laser na Be^+ během Ramanova chlazení. Dalším problémem je množství iontu Be^+ potřebné k chlazení vysokých energií $\bar{H}^+$ iontů v počáteční fázi.

Samotné měření bude probíhat v komoře čtvercového průřezu o rozměrech 30x30 cm. Z vnějšku bude komora obalená v plastických scintilátorech, které se budou používat k detekci nabitých iontů vznikajících při anihilaci, a zároveň nám budou poskytovat přesný čas anihilace. Uvnitř komory bude na dvou protilehlých stranách TPC (horní a dolní) sloužící k eliminaci pozadí z kosmického záření a poskytující informace o trajektorii a charakteru částice. Na zbylých dvou stranách se bude nacházet cylindrické TPC. Na spodním platu TPC bude ještě položena pohyblivá anihilační deska, která bude zaznamenávat anihilující atomy antivodíku.

Paprsek antivodíku se přivede z vrchu do detekční komory, kde je zachycen v záchytné elektrodě na navazující na Pauliho past. V tomto místě je iont antivodíku deionizován pomocí laseru o vlnové délce 1064nm. Vzniklý antivodík má počáteční rychlost 0,2m/s a bude nechán padat na anihilační desku, kde bude anihilace zaznamenána.

Při tomto způsobu detekce může vzniknout poměrně velký problém u velmi chladného antivodíku a to je Casimirův efekt. Ten by mohl vznikat na detektorech a je pak pozorovatelný pro ultra-studené atomy. Je to důsledek faktu, že ve vakuu nemůže být nikdy dosaženo "nulové fluktuace" kvantového pole, tj. v uzavřeném prostoru o teplotě 0 K bude zachováno flukтуаční pole o nějaké energii.

3 Další experimenty



Obrázek 3.2: Komora pro měření na experimentu Gbar. [13]

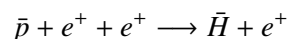
3.2 ALPHA

Experiment ALPHA založený v roce 2005 navazuje na původní experiment ATHENA, který měl podobné cíle jako má dnes ALPHA tj. vytvořit antivodík z dvou antičástic, positronu a antiprotonu. Vzhledem k neutralitě antivodíku je těžké ho zachytit a proto se v experimentu ATHENA nechal vyrobený antivodík přirozeně driftovat proti stěnám pasti a byla sledována jeho nihilace na konci komory. Ovšem novějším experiment ALPHA si dal za cíl zachytit antivodík pomocí nového past'ového systému. Prvním zaznamenaným úspěchem bylo zachycení 38 atomů po dobu 0,17s [17] a největší dosažený úspěch se odehrál v roce 2011, kdy se povedlo úspěšně zachytit atomu antivodík po dobu 16 minut [18].

ALPHA experiment využívá antiprotony z Antiprotonového zpomalovače (AD), které mají výslednou energii 5,3 MeV. Antiprotony přicházejí z AD v 100 – 200 ns dlouhých svazcích, kde je okolo 3×10^7 antiprotonu. Jako zdroje positronu se využívá ^{22}Na , který je stabilním zdrojem nízkoenergetických positronů. Intenzita požitého zdroje je 75mCi. Dále jsou pak využívány Pennig-Malmberg pasti, kde se drží separátně oddělené antiprotony a positrony.

3 Další experimenty

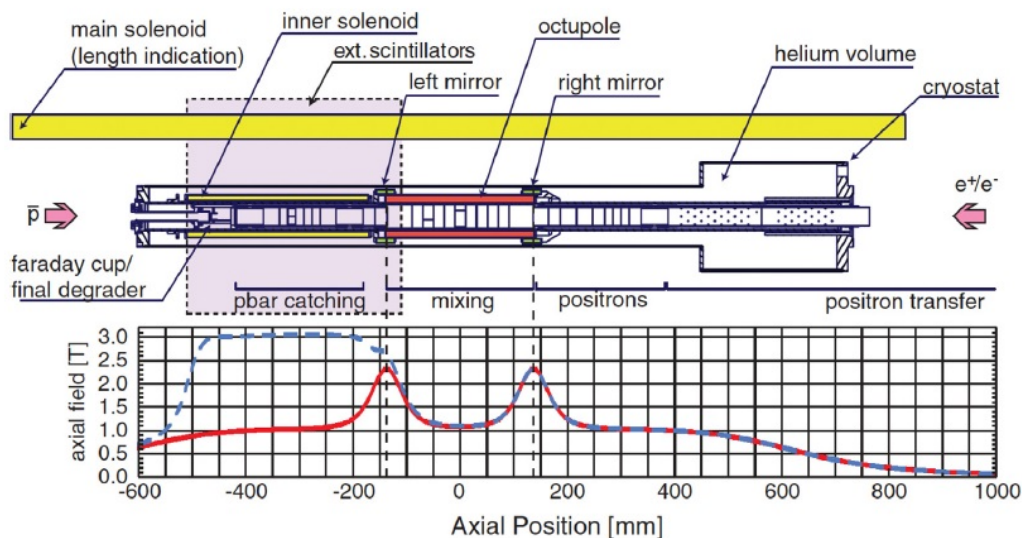
Produkovaný antivodík vzniká díky interakce tří částic [17]:



K zachytu neutrálního antivodíku je nutné aby antiprotony měly energii porovnatelnou s hloubkou magnetické pasti. K tomu je potřeba efektivně zchlazení antiprotonů na řádu keV, proto je nutné nejdříve napustit past elektronovým plasmatem, předtím než jsou antiprotony zachyceny. Antiprotony jsou chlaze skrze columbovké kolize s elektrony. Elektrony jsou ochlazovány díky rovnováze s okolím která je udržována díky emisi cyklotronového záření v silné axiální magnetické poli. Základem celého systému je vytvořit co nejhlubší magnetickou past a co nejchladnější antivodík. Díky splnění těchto podmínek a vybudování kvalitního pastového systému, byl experiment ALPHA velice úspěšný.

K produkci antivodíku dochází v centrální části aparatury, tato oblast je obklopena superovodivými oktapolovými magnety v radiálním směru, v axiálním směru jsou zde umístěny dvě "zrcadlové cívky"

K zachytu neutrálního antivodíku je nutné aby antiprotony měly energii porovnatelnou s hloubkou magnetické pasti. K efektivnímu chlazení antiprotonů v řádu keV, je nutné nejdříve napustit past elektronovým plasmatem, předtím než jsou antiprotony zachyceny. Elektrony jsou ochlazovány díky rovnováze s okolím která je udržována díky emisi cyklotronového záření v silné axiální magnetické poli. Antiprotony jsou chlaze skrze columbovké kolize s elektrony.



Obrázek 3.3: Schematické znázornění ALPHA aparatury pro antiprotony přicházející z AD.[17]

4 Rydbergovské atomy

Jak již bylo zmíněno v popisu samotného experimentu AEgIS, k úspěšnému provedení experimentu je nutné, aby byl vytvořený antivodík v Rydbergovském stavu. To nám umožní manipulaci s antivodíkem. V následující kapitole jsou shrnuty základní vlastnosti Rydbergovských atomů a jejich charakteristika.

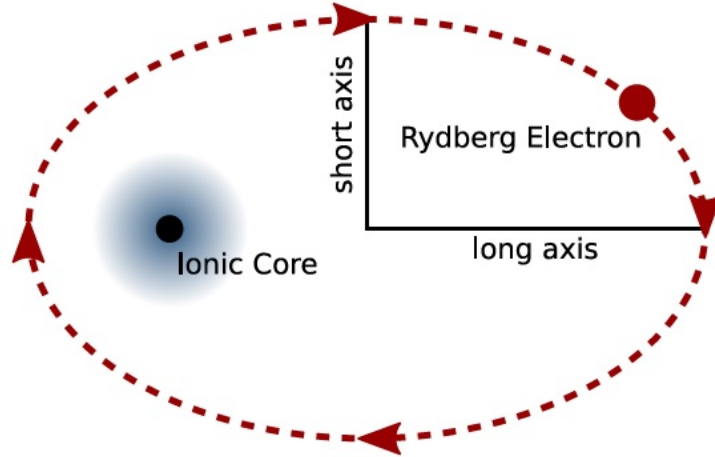
Základní charakteristikou Rydbergovský atomů je, že jeden valenční je elektron excitován do vysokého hlavního kvantového čísla n . Tento stav atomu je pojmenován po švédském fyziku Johannesovi Robertu Rydbergu, jenž zasvětil život zaznamenávání a studiu spektrálních čar. Sám také představil Rydbergovské série spektrálních čar, analogických ke známé Balmerově serii spektrálních čar. Na základě těchto studií viditelných spektrálních čar, Balmer poprvé zformuloval svůj empirický vztah pro výpočet vlnové délky viditelných spektrálních čar atomu vodíku. Ten byl tři roky později Rydbergem opraven a rozšířen na všechny spektrální čáry vodíku. Dnes je tento vztah znám jako Rydbergovu formule. Na práce J. J. Balmerem a J. Rydberga o studii spektrálních čar navázal svojí prací o základní stavbě atomu Niels Bohr. Mezi základní vlastnosti Rydbergovských atomů patří jejich dlouhá životnost, slabá interakce s okolím a možnost skládat je do větších klastrů.

4.1 Vlastnosti

Rydbergovské valenční elektrony jsou excitovány do vysokých kvantových čísel a tedy obíhají po od jádra vzdálených orbitalech. Tyto vysoké orbitály, mají za důsledek slabé vazebné síly valenčních elektronů k samotnému jádru atomu. V tomto postavení elektronu vůči atomovému jádru můžeme iontové-jádro aproximovat jako bodovou částici s kladným nábojem okolo které po elipse obíhá elektron. Tento elektron se pohybuje v potenciálu $1/r$, analogickém jako v planetárním systému. Pro klasické řešení tohoto $1/r$ potenciálu elektronu je používána Keplerova rovnice ve tvaru $\ddot{r} = -r/r^3$ [20]. Řešením této rovnice je elipsa, kde iontové-jádro je jejím ohniskem, delší osa elipsy je určena energií stavu a je úměrná n^2 , kratší osa elipsy je pak dána vedlejším kvantovým číslem l . Podrobnější rozepsání tohoto výpočtu je k nalezení v [?]

Důsledkem vysoká excitace jednoho či více elektronu do vysokého hlavního kvantového čísla se prodlužuje doba života atomu. Životnost Rydbergovského atomu je tedy úměrná velikosti n^4 . Pokud budeme mít atom s $n = 40$, jeho doba života bude 1 ms. Pro extrémní stavy jako $n = 250$ je pak životnost atomu 10^3 s. To je dáno díky tomu že, elektron může absorbovat či vyvézt jen foton s vhodnou energií rovnající se rozdílu mezi hladinami. Pro Rydbergovské elektrony se jedná o energie hluboko v infračervené oblasti. Často používaný příkladem je atom Cs, který pro stavu $n = 40$ je schopen uletět při pokojové teplotě v průměru až 20 cm předtím než dojde k jeho deexcitaci a uvolnění fotonu.

4 Rydbergovské atomy



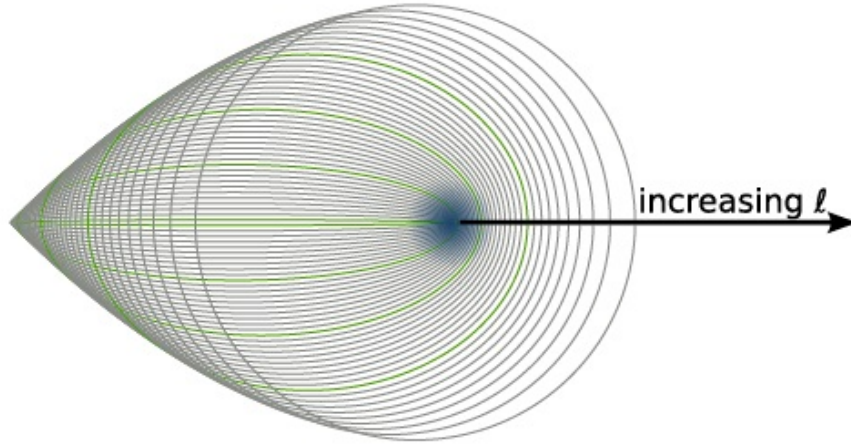
Obrázek 4.1: Černý bod symbolizuje iontové jádro atomu a modrý oblak znázorňuje elektronu poblíž jádra. Červený bod znázorňuje obíhající excitovaný elektron.[20]

Na obrázku 4.2 můžeme pozorovat jak se při stejné hodnotě hlavního kvantového čísla n chovají dráhy elektronu pro vedlejší kvantová čísla l . Na obrázku je iontové jádro atomu se svými blízkými elektronu naznačeno modrým bodem, zatím co excitované elektrony jsou naznačeny čarami. Zde můžeme vidět že, u vyšších l jsou orbitály neporušené tedy jsou kruhové, zatím co u nižších l jsou dráhy zdeformovány a mají tvar elipsy. To je způsobuje tím, že pro nižší stavy l jsou elektrony více ovlivňovány iontovým jádrem a proto zde dochází k většímu odchýlení od Coulombovského potenciálu. Tento jev je obecně nazýván polarizace jádrem atomu, tj. valenční elektrony jsou více posunuty s ohledem na jádro. Tento jev způsobuje zvýšení degenerace vedlejších kvantového čísla atomu l . Pro atom ve stavu $|nl\rangle$ je dána energie výrazem:

$$E_{nl} = -\frac{1}{2}(n - \delta_l)^2, \quad (4.1)$$

kde δ_l je tzv. kvantový defekt, závisí na druhu atomu a na vedlejším kvantovém čísle l . Velikost kvantového defektu se určuje pomocí spektroskopie nebo odhadu z teoretických výpočtů. S můžeme říct, že je nenulový pro stavy s nízkým vedlejším kvantovým stavem l , protože jen tyto stavy pronikají do blízkosti iontového jádra a jsou jím nejvíce ovlivňovány.

4 Rydbergovské atomy



Obrázek 4.2: Keplerovy orbity pro Rydbergovské atomy pro $n=40$ a všechny možné hodnoty l . Pro hodnoty $l=0$ jsou to ty nejvnitřnější tedy nejzdeformovanější orbity, $l=39$ je kruhový orbital. Stavy $l=0,10,20,30$ jsou zvýrazněny zeleně.[20]

4.2 Rydbergovské atomy v externím elektrickém poli

Velice důležitou částí studia Rydbergovských atomů je jejich chování ve vnějším elektrickém poli. Znalosti těchto jejich vlastností mám umožňuje je aplikovat v mnoha experimentech. Pro základní studium je ideální vycházet z Rydbergovského vodíku bez vnějšího pole. Energie jednotlivých energetických hladin vodíku (n) bez vnějšího pole je dána ze vztahu $E_n \cong 1/2n^2$. Je nutné brát v potaz, že dochází k degeneraci stavů se stejným hlavním kvantovým číslem n a pak je tato degenerace ještě zesílena působením vnějšího elektrického pole. To vede k tomu, že pro různá vedlejší kvantová čísla l budou rozdílné energie pro stejná n za přítomnosti vnějšího pole. Ke stanovení těchto energetických hladin v časově nezávislém homogenním elektrickém poli je nutno najít řešení Schrödingerovy rovnice s potenciálem elektrického pole. Hamiltonián takového stavu je

$$H = H_0 + Fz = -\frac{\nabla^2}{2} + \frac{1}{r} + Fz, \quad (4.2)$$

kde H_0 je Hamiltonián vodíku bez elektrického pole a F je elektrické pole ve směru z -ové osy. Řešení Schrödingerovy rovnice pro takto charakterizovaný vodík v externím elektrickém poli není separabilní ve sférických souřadnicích. Pokud ovšem provedem převod na parabolické souřadnice řešení nabude tvaru

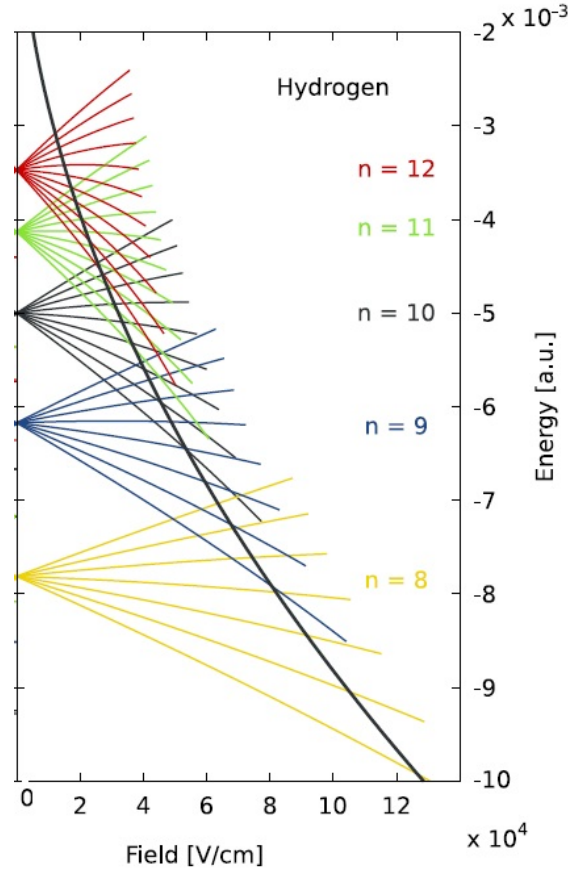
$$\psi(\xi, \eta, \phi) = u_1(\xi)u_2(\eta)e^{im\phi}. \quad (4.3)$$

4 Rydbergovské atomy

Pro takovouto vlnovou funkci jsou energie jednotlivých stavů určovány pomocí poruchové teorie 2. řádu, což nás vede k energii

$$E_{m_1 n_2 m} = -\frac{1}{2n^2} + \frac{3F_n}{2}(n_1 - n_2) - \frac{F^2}{16}n^4(17n^2 - 3((n_1 - n_2^2 - 9m^2 + 19)), [20] \quad (4.4)$$

kde n_1 a n_2 jsou vedlejší kvantová čísla. Také platí $n = n_1 + n_2 + |m| + 1$



Obrázek 4.3: Starkuv efekt při ionizaci pole, černá čára je hodnota klasické limity ionizace [20]

Explicitním řešením rovnice (4) je obrázek 4.3, na němž můžeme pozorovat několik zásadních důsledků Starkova efektu.

- Každý stav se stejným n je vlivem elektrického pole rozštěpen na několik podstavů, na rostoucí a klesající. Jak je vidět Starkovo urychlení působí lineárně a až na výjimky u vysokých polí. Z provedených výpočtu a experimentu víme, že klesající stavy jsou mnohem

4 Rydbergovské atomy

lépe předpovězeny pomocí poruchové teorie, zatím co rostoucí stavy jsou mnohem hůře předpověditelné a odhady poruchové teorie se u nich špatně uplatňují. [19].

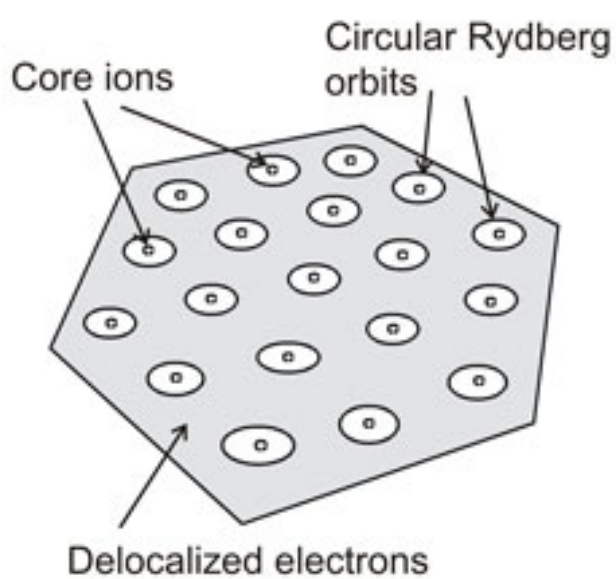
- Je vidět že se jednotlivé rozštěpené energetické hladiny kříží, ale nespojují se. Je vidět kde se hladiny sousedních stavů kříží n a $n+1$. Starkovy stavy pro $m=0$ mají Starkovo urychlení přibližně okolo $3n^2E/2$, což při kombinaci s $n - (n+1)$ energií rozprostřenou po $1/n^3$ vytváří pole křížení o energii $E = 1/3n^5$. Toto pole je nazýváno Inglis-Tellerova limita, která může být snadno vypočítána ze Starkova urychlení těchto hladin a separační energii mezi sousedními hladinami které jsou úměrné n^{-3} . To že se červené stavy $n+1$ a modré stavy n kříží, navzdory tomu že mají stejné m , to je důsledkem použití že diagonalizované parabolické koordináty Runge-Lenzeeho vektoru [21]. Tyto vektory mají různé vlastní stavy v křížících se hladinách.
- Červené stavy jsou také mnohem více patrné v blízkosti klasické limity ionizace, zatím co modré stavy jsou zřetelnější až u vyšších stavů.

4.3 Rydbergova hmota

Mimo využívání Rydbergovských atomů v experimentech a jejich vlastnosti jako samostatných atomů, je možno je využít i v jejich vázaném stavu, Rydbergově hmotě (RM). Existence Rydbergovy hmoty byla poprvé předpovězena v roce 1980, E.A.Manykin, M.I.Ozhovan a P.P.Poluéktov [24]. Rydbergovou hmotou je nazýváno pravidelné uspořádání hexagonálních rovinných klastrů tvořených Rydbergovými atomy [4.4]. Toto uspořádání má několik charakteristik, jednou z nich je "temnota" této hmoty, tedy její schopnost slabě interagovat se viditelným světlem a reagovat jen s vzdáleným infračerveným světlem. Z dřívějších kvantově mechanických výpočtů je známo, že RM také interaguje slabě s elektromagnetickým zářením. Jak už bylo řečeno výše Rydbergovské atomy se formují do tzv. klastrů, hexagonálních rovinných útvarů, které tvoří Rydbergovskou hmotu. Klastry mají jenom určitý, předem daný počet atomů. Počty atomů v klastru jsou $N=7,10,14,19\dots$, tyto hodnoty nejsou náhodné, tyto čísla jsou často označovány jako magická čísla. Při formování samotného klastru dochází k delokalizaci valenčního vysoce excitovaného elektronu. Tyto elektrony jsou během procesu vzniku uvězněny v potenciálových jamách vytvořených mezi jádry atomů. Toto zachycení znemožňuje elektromům opustit klástr způsobuje dlouhou životnost Rydbergovy hmoty. Pokud by chtěl elektron opustit klástr, musel by se protunelovat skrz potenciálovou bariéru vytvořenou obíhajícími jádry daných atomů. Doba života vázaných stavů je mnohonásobně delší oproti samotným Rydbergovým atomům daného prvku. Pro Rydbergovu hmotu s $n=80$ je to doba života takového klastru srovnatelná s dobou života vesmíru [24].

Na závěr je dobré podotknout, že vlastnosti Rydbergovy hmoty, jako slabá interakce s viditelným světlem, skládání se do klastrů a dlouhá životnost z ní dělají dobrého kandidáta na temnou hmotu ve vesmíru.

4 Rydbergovské atomy



Obrázek 4.4: Znáznornění uspořádání rydbergovské hmoty tvořené hexagonálním klastrem. Tmavá část jsou delokalizované elektrony. [24]

5 Simulace

Běheme posledního roku vznikla na naší fakultě simulace výletu antivodíku z magnetického pole. Ta ukazuje předpokládání chování antivodíků a dovoluje prostudovat všechny možné stavy ve kterých se antivodík bude nacházet a umožňuje nám sledovat různé počáteční rychlosti antivodíku. Teoretická část simulace se opírá o práci a výpočtech Michala Špačka, simulace byla naprogramována Rastislavem Čermákem.

5.1 Numerická simulace

V prvním kroku simulaci se hledalo řešení pohybových rovnic jen v magnetickém poli. Používaný solenoidální magnet experimentu AEGIS má vysokou přesnost radiální symetrie, mapa pole z dodaných dat z CERNu je k dispozici ve válcových souřadnicích ve formě čtverců (r, z B_r, B_z) jemnost souřadnic r je 1mm v rozsahu 6 m a pro z je to 5mm od osy symetrie až po hranice vakuové oblasti 5 cm vzdálené [26].

Přípravy na simulaci byly rozděleny do dvou fází, v první fázi byla zjišťována numerická stabilita. Ve druhé byly srovnávány výstupy simulací s očekávanými výsledky. Pro testy numerické stability a přesnosti se jednalo o vyšetřování pohybu nabitých částic ve vnějších polích, pro něž je síla daná jako Lorenzova síla:

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (5.1)$$

q je náboj. Jedná se tedy o soustavu lineárních diferenciálních rovnic druhého řádu s obecně nenulovou pravou stranou a s konstantními koeficienty, pro pohyb nabitě částice či atomu v daných časově neproměnných polích. Vzhledem k tomu, že počáteční podmínky jsou určeny v momentu vzniku antiatomů a není čas předem znám, nelze tedy určit, kdy by měla integrace skončit. Integrace bude ukončena vždy po dosažení konce mapy nebo zacyklení pohybu.

Pokud je chyba integračního kroku $O(\Delta t^{n+1})$ říkáme, že se jedná o metodu řádu n . Nejpřímější integrace Newtonovou metodou je řádu 1, ta je nejrychlejší ale také nejvíce kumuluje chyby, pro metodu druhého řádu se chyby už napravují. Často implementovanou integrační metodou je metoda Runge-Kutta, ta je čtvrtého řádu.

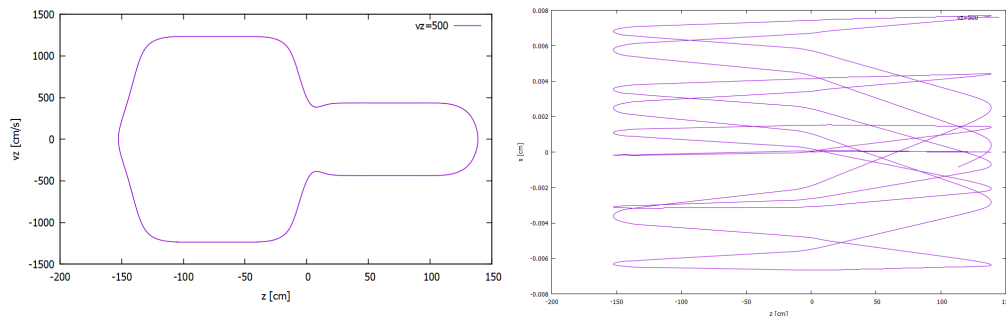
Metoda Runge-Kutta je určena pro řešení diferenciální rovnice prvního stupně, na kterou lze náš problém převést. Algoritmus metody Runge-Kutta byl od počátku veden tak, aby byl schopen řešit pohybové úlohy pro nabitou částici, ale aby byla dostupná řešení i pro atom vodíku ve vnějších polích. Výhodou takového postupu je, že se jedná o prostý pohyb nabitě částice ve vnějších polích, pro které existuje velké množství analytických řešení, která se pak dají porovnat s výpočty algoritmu. Pro pohyb neutrálního antivodíku bylo třeba použít vztah pro sílu v obecně orientovaných elektrických a magnetických polích odvozených Michalem Špačkem [26]

5 Simulace

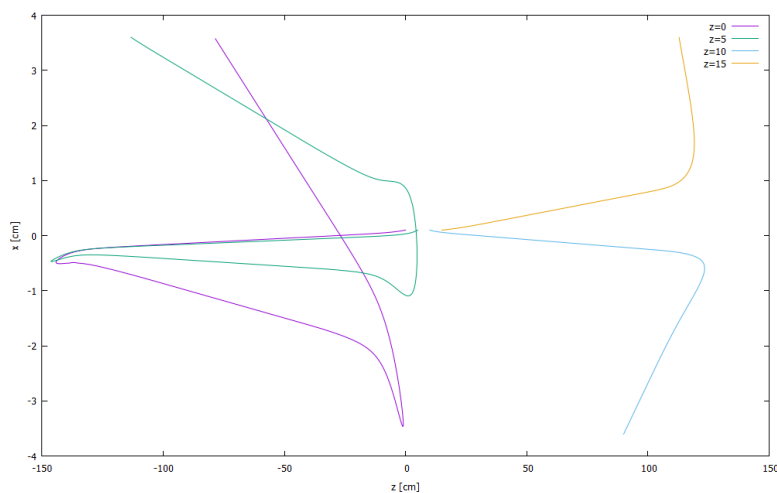
Nakonec bylo potřeba implementovat reálné pole experimentu AEgIS, které je zadáno ve formě mapy. Z tohoto důvodu se nemohla použít jinak standardní metoda která by bodu uvnitř přiřadil váhový faktor. Ten by byl rovný podílu plochy dílčího obdélníku proti i-tému vrcholu ku celkové ploše velkého obdélníku. V tomto případě by docházelo na hraně elementárních buňek ke skokům v prvních derivacích, což je hodnota na které je závislá síla. A proto zde byla použita tzv. bikubická metoda interpolace [26].

Na dalších stránkách jsou vidět výstupy pohybu antivodíku simulace pro různé počáteční podmínky.

5.2 Výsledky simulace pohybu antivodíku v magnetickém poli experimentu AEgIS

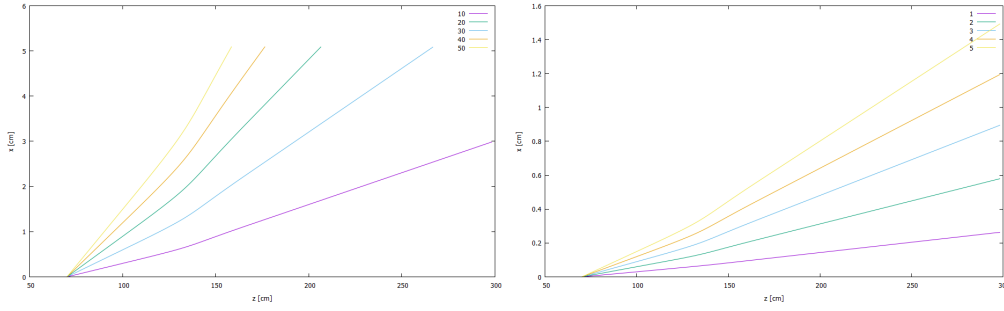


Obrázek 5.1: Obrázek ukazuje chování antivodíku s $n_A = n_B = 15$, s horizontální počáteční rychlostí $v_{z0} = 500 \text{ cm/s}$ a vertikální počáteční rychlostí $v_x = 0.001 \text{ cm/s}$, tomy byly vypouštěny z $x=(0, 0, 0)$. Je vidět jak se atom zachytil v magnetu a pohybuje se zde. Jeden z možných způsobů uchování antivodíku v pasti.

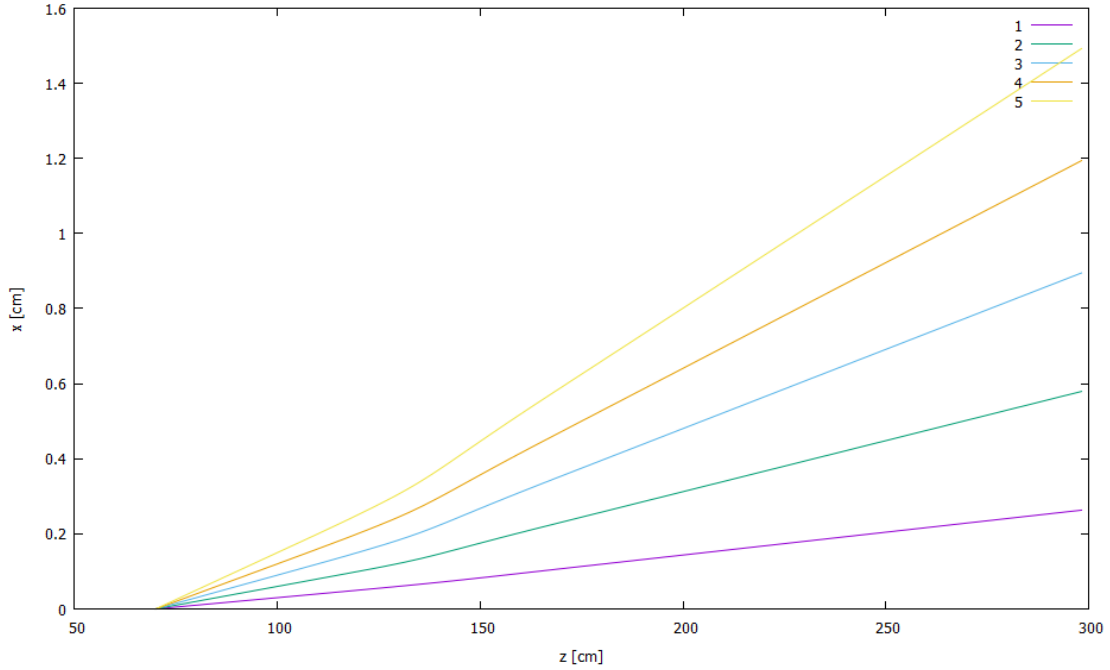


Obrázek 5.2: Obrázek ukazuje chování antivodíku s $n_A = n_B = 4.5$, s horizontální počáteční rychlostí $v_{z0} = 1 \text{ cm/s}$, atomy byly vypuštěny v bodě $x=(0.1, 0.1) \text{ cm}$ a z -tová složka je proměnlivá od 0-15 cm. Je zde vidět jak jsou vylétavající atomy ovlivněny proměnným magnetickým polem.

5 Simulace

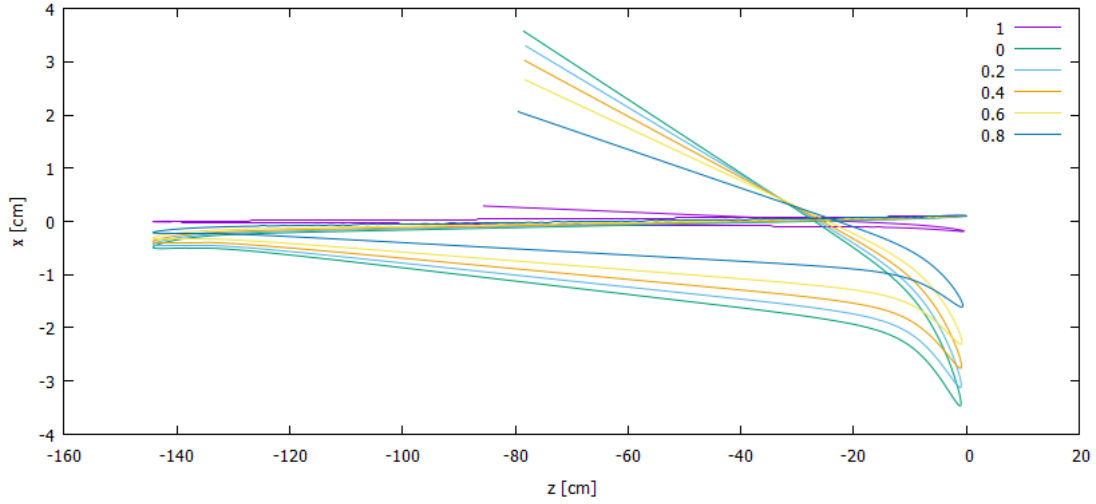


Obrázek 5.3: Obrázek ukazuje chování antivodíku s $n_A = n_B = 15$, s horizontální počáteční rychlostí $v_{z0} = 1000 \text{ cm/s}$ a vertikální počáteční rychlostí $v_x = 100 - 500 \text{ cm/s}$ a $v_x = 10 - 50 \text{ cm/s}$. Atomy byly vypouštěny z $x=(0, 0, 70)$. Při poměru rychlostí je vidět, že atomu narazí do stěny pasti, je zde vidět jak velký vliv má vertikální rychlost atmonu

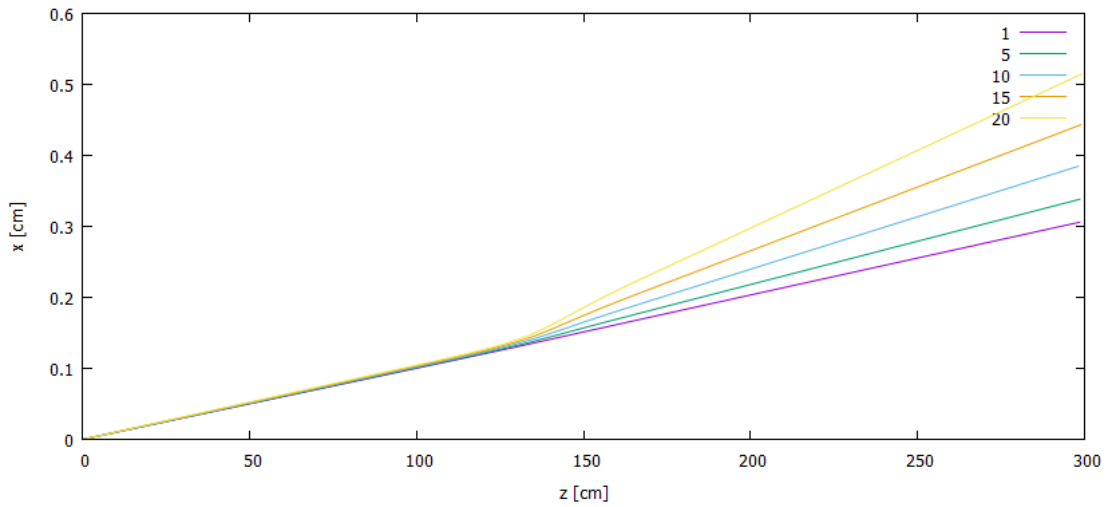


Obrázek 5.4: Obrázek ukazuje chování antivodíku s $n_A = n_B = 15$, s horizontální počáteční rychlostí $v_{z0} = 1000 \text{ cm/s}$ a vertikální počáteční rychlostí $v_x = 1 - 5 \text{ cm/s}$. Atomy byly vypouštěny z $x=(0, 0, 70)$.

5 Simulace



Obrázek 5.5: Na obrázku je znázorněno chování atomů s $n_A = n_B = 4.5$, vypuštěných s pouze minimální vodorovnou počáteční rychlostí v různé vzdálenosti od osy magnetického pole. Atomy byly vypuštěny s vodorovnou složkou rychlosti $v_{z0} = 1 \text{ cm/s}$, postupně v ose magnetu 0-1 cm nad ní. Je patrné, že radiální nehomogenita pole nedovoluje atomům opustit past a ty nakonec naráží to stěny pasti



Obrázek 5.6: Na obrázku je znázorněno chování atomů s $n_A = n_B = 0 - 20$, vypuštěných s vodorovnou počáteční rychlostí $v_{z0} = 1000 \text{ cm/s}$. Atomy jsou vypuštěny v ose magnetu $x=(0, 0, 0)$. Je zde vidět jak má kvantové číslo minimální vliv na výlet atomu z pasti, vydatelnému efektu je až mimo magnetické pole.

5 Simulace

Pro plné pochopení dynamiky Rydbergovského antivodíku v magnetických a elektrických polích bude ještě třeba důkladného prostudování fázového prostoru míst, směrů a rychlostí vypuštění částic . Zde uvedené obrázky jsou pouze první demonstrací činnosti programu řešícího pohyb antivodíku pomocí dynamiky odvozené Michalem Špačkem. V dalším vývoji simulace bude ještě zahrnuto elektrické pole.

Závěr

Tato práce se zaměřila zejména na seznámení s experimentem AEgIS, shrnutí gravitačních teorií a shromáždění základních poznatků o Rydbergovských atomech a Rydbergovské hmotě. Důležitou kapitolou této práce je studium teoretického modelu pohybu antivodíku v obecných elektrických a magnetických polích vyvinutého Michalem Špačkem. Na základě této teorie byl vytvořen program na simulaci pohybu antivodíku v magnetickém poli experimentu AEgIS, vyvinutý Michalem Špačkem a Rastislavem Čermákem. Tento simulační program bude v dohledné době poskytnut kolaboraci AEgIS k navazujícímu studiu.

Díky produkci většího množství chladného antivodíku na Antiprotonovém decelerátoru (AD) v CERNu se otevřela cesta ke studiu gravitačních experimentů s neutrální antihmotou. Celý experiment AEgIS se dá shrnout do několika základních kroků. V první fázi experimentu bude testován slabý princip ekvivalence pomocí měření volného pádu (za pomoci Moirého deflektometru) urychleného svazku antivodíku. V druhé fázi bude zpomalený antivodík testován na CPT symetrii a bude provedena detailní spektroskopie. Při aktuálním nastavení aparatury bude dosažena přesnost experimentu 1%. Prvním krokem k produkci chladného antivodíku ($\bar{H}$) je využití chladných antiprotonů z AD ($\bar{p}$), jež jsou zachyceny a zchlazeny v Malberg-Penningově pasti. Další důležitou složkou jsou pozitrony (e^+), které jsou nejdříve naakumulovány a zchlazeny v Surkově pasti, poté je z nich vytvořeno positronium (Ps) pomocí ostřelování nanoporézního materiálu a to je nakonec excitováno do Rydbergovského stavu (Ps^*). K pulznímu formování antivodíku dochází díky nábojové výměně: $Ps^* + \bar{p} \rightarrow \bar{H}^* + e^-$. Paprsek $\bar{H}^*$ je dále upraven a urychlen pomocí Starkovského urychlení nehomogenickým elektrickým polem. Jako poslední krok je průlet svazku $\bar{H}^*$ Moirého deflektometrem a jeho dopad na pozičně citlivý detektor.

V návaznosti na tuto práci se bude autorka zabývat podrobnějším studiem chování antivodíku při výletu z magnetického pole AEgISu a detaily letu deflektometrem. Výsledkem tohoto studia by mělo být lepší pochopení efektivity a systematických chyb experimentu.

Literatura

- [1] HAUGEN, Mark P.; LAMMERZAHN, Claus. *Principles of Equivalence: Their Role in Gravitation Physics and Experiments that Test Them*. Springer. arXiv:gr-qc/0103067. ISBN 978-3-540-41236-6. 2001
- [2] ŠPAČEK, Michal: *Dynamika pohybu antivodíku v experimentu AEgIS*, Diplomová práce. 2011
- [3] ŠTOLL, Ivan: *Mechanika*. Vydání druhé. Praha : Vydavatelství CVUT, 210 s. ISBN 80-01-02692-2. 2003
- [4] ŠPAČEK, Michal: *Experiment AEgIS-měření gravitačního zrychlení na atomech vodíku*. Bakalářská práce, p.7. 2009
- [5] LANDAU, Lev Davidovich; LIFSHITZ, Evgeny Mikhailovich: *Quantum mechanics : Non-relativistic theory*. třetí edice, upravená a rozšířená. Pergamon Press, 677 s. ISBN 0-08-020940-8. 1977
- [6] ŠTOLL, Ivan: *Mechanika*. Vydání druhé. Praha : Vydavatelství CVUT, 210 s. ISBN 80-01-02692-2. 2003
- [7] GOLDMAN, T., HUGHES, R. J., NIETO, M. M.: *Phenomenological Aspects Of New Gravitational Forces: IV. New Terrestrial Experiments*. Phys. Rev. D36, 1254. 1987
- [8] ŠPAČEK, Michal: *Experiment AEgIS-měření gravitačního zrychlení na atomech vodíku*. Bakalářská práce. 2009
- [9] AEGIS collaboration: *Progress report on the AEgIS experiment*, CERN-SPSC-2016-007, [online] <https://cds.cern.ch/record/2121329/files/SPSC-SR-178.pdf>
- [10] AEGIS collaboration: *Antihydrogen Physics: gravitation and spectroscopy in AEgIS*, Canadian Journal of Physics 89,[online] http://www.mi.infn.it/~trezzi/papers/Ferragutetal_CandJPhys_2011.pdf
- [11] DOSER, Michael: *AEGIS: Antimatter Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy* .[online]. <http://cds.cern.ch/record/1037532/files/spsc-2007-017.pdf>. 2007
- [12] AEGIS collaboration: *Proposal for the AEGIS Experiment at CERN Antiproton Decelerator : Antimatter Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy* . [online] <http://doc.cern.ch/archive/electronic/cern/preprints/spsc/public/spsc-2007-017.pdf>. 2007

Literatura

- [13] INDELICATO, Paul. *et al: The Gbar project, or how does antimatter fall?*. [online] https://www.researchgate.net/publication/278800887_The_Gbar_project_or_how_does_antimatter_fall. 2014
- [14] ROOS,C.: *Controlling the quantum state of trapped ions*. Ph.D. thesis [online] http://heart-c704.uibk.ac.at/publications/dissertation/roos_diss.pdf
- [15] CHANG, R.; HOENDERVANGER, A. L.; BOUTON . *et al : Three-dimensional laser cooling at the Doppler limit*. Physical Review A. 90 (6). 2014
- [16] ALPHA Collaboration: *The ALPHA antihydrogen trapping apparatus*. Nuc. Ins.and Meth.in Phys. Res. A 735 (319-340). str 2. 2012.
- [17] ALPHA Collaboration: *The ALPHA antihydrogen trapping apparatus*. Nuc. Ins.and Meth.in Phys. Res. A 735 (319-340). 2012
- [18] ALPHA Collaboration: *Discriminating between antihydrogen and mirror-trapped antiprotons in a minimum-B trap*. New.Jour od Phys. 14. 105010. 2012
- [19] GALLAGHER, F. Thomas: *Rydberg atoms* . Cambridge university press.paperback. ISBN-10 0-521-02166-9. 2004
- [20] TAUSCHINSKY, Atreju: *Rydberg Atoms in External Electric Fields*. Diplomová práce. Universiteit van Amsterdam. p.8. 2008.
- [21] GOLDSTEIN, H.: *Classical Mechanics*. (2nd ed.) . Addison Wesley. pp. 102–105, 421–422.1980
- [22] HOLMLID, Leif: *Classical energy calculations with electron correlation of condensed excited states- Rydberg Matter*. Chem. Phys 237, 11.1998b
- [23] BADIEL, Shahriar. Holmlid, Lein.:*Rydber matter in space: low-density condensed dark matter*. Mon. Not. R. Astron. Soc. 333, 360. 2002,
- [24] BADIEL, S; HOLMLID, L.: *Magnetic field in the intracluster medium: Rydberg matter with almost free electrons*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 335 (4). 2002.
- [25] ŠPAČEK, Michal: *Pohyby atomu vodíku v experimentu AEgIS*. 2016.Ph.D. thesis str 17. FJFI ČVUT. 2016
- [26] ŠPAČEK, Michal: *Pohyb atomů antivodíku v experimentu AEgIS*. Ph.D. thesis. FJFI ČVUT. 2016
- [27] KRASNICKÝ, D.: *Measuring gbar with AEGIS*. Talk at the Workshop on Antimatter Gravity. Bern. 2013
- [28] AEGIS collaboration: *A moiré deflectometr for antimatter*. Nature Commnications 5 A. 4538. 2014