

Lézerspektroszkópia antiprotonos héliumatomokon

— Antiprotonok fékeződésének szimulációja —

Készítette : Juhász Bertalan
Témavezetők : Dr. Horváth Dezső
Dr. Takács Endre



Debreceni Egyetem, Kísérleti Fizika Tanszék
2000.

Kivonat

Az antiprotonos héliumatomok, röviden atomkulák ($\bar{p}\text{He}^+$) egyes állapotainak meglepően hosszú élettartamát 1991-ben fedezték fel a KEK-ben, és azóta számos kísérlet foglalkozott ezzel a különös háromtest-rendszerrel. A rezonanciaátmenetek lézerspektroszkópiai módszerrel mért hullámhosszai nagyon jó egyezést mutatnak az elméleti számításokkal. Ezek a mérések egészen új lehetőségeket nyitottak meg az antiproton Rydberg-állandójának meghatározásában, és ezáltal a háromtest-számítások, illetve a CPT-szimmetria ellenőrzésében. Az eddig elért pontosságot még tovább javíthatjuk egy lézer/mikrohullámú hármas rezonancia módszer használatával, amellyel az atomkulák energiaszintjeinek hiperfinom felhasadását mérhetjük meg. A fenti mikrohullámú kísérletek előkészítésében és a berendezések építésében én is részt vettem a CERN-ben, valamint kifejlesztettem egy, a GEANT 4 programcsomagra épülő szimulációs programot, amely az antiprotonok fékeződését szimulálja, amint azok a különböző abszorbenseken áthaladva végül megállnak a hélium céltárgyunkban. A programban felépítettem a kísérleti berendezésünket, és modelleztem az AD lassító antiprotonnyalábját. A GEANT fékeződésért felelős rutinjait némileg módosítottam, hogy azok a legújabb kísérleti eredményeknek megfelelően vegyék figyelembe a pozitív és negatív töltésű részecskék energiavesztése közötti különbségeket (Barkas-hatás). A fékeződésen túl a program az oldalirányú szóródást is számolja, amelynek ismerete szintén fontos a kísérletek szempontjából. A program elkészülte után meghatároztam a kísérletek optimális mérési körülményeit, azaz az abszorbensek vastagságát és a hélium sűrűségét. Az így kapott adatok alapján a rendelkezésünkre álló szűkös mérési időt és viszonylag kis antiproton-mennyiséget a lehető legjobban ki tudjuk majd használni. A dolgozatom részletesen ismerteti a programot, valamint bemutatja a vele elért eredményeket.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
1.1. Előzmények	1
1.2. Lézerspektroszkópia	2
1.3. A jövő az AD-nél	2
2. A $\bar{p}\text{He}^+$ atomkula elméleti leírása	4
2.1. Modellek	4
2.2. Az antiprotonos héliumatomok kettős természete	7
2.3. Hiperfinom és szuperhiperfinom szerkezet	8
3. Elvégzett és tervezett kísérletek	11
3.1. Kísérleti eljárások	11
3.1.1. Lézerrezonanciás módszer	11
3.1.2. Analóg lézerrezonanciás módszer	12
3.1.3. Egyéb módszerek	13
3.2. Kísérleti eredmények	14
3.3. A hiperfinom felhasadás meghatározása	17
3.3.1. Lézer/mikrohullámú hármas rezonancia módszer	17
3.3.2. Kísérleti berendezés	19
4. Fékeződés szimulációja	26
4.1. A geometria felépítése	27
4.2. Energiavesztés	31
4.2.1. A Bethe–Bloch-egyenlet	32
4.2.2. A Barkas-hatás	35
4.2.3. Fékeződés alacsony energiákon	36
4.2.4. Energiaszórás	43
4.3. Többszörös szóródás	45
4.4. Az AD nyalábjának modellezése	47
4.5. A kapott adatok tárolása	53

4.6. A program vezérlése	54
5. Szimulációs eredmények	56
5.1. Az optimális abszorbensvastagság meghatározása	60
Összefoglalás	66
Köszönetnyilvánítás – Acknowledgements	67
Irodalomjegyzék	69

„A képzelőerő fontosabb, mint a tudás.”

Albert Einstein

1. fejezet

Bevezetés

1.1. Előzmények

A hatvanas években, amikor a buborékkamrák igen elterjedtek voltak, a fizikusok megfigyelték, hogy héliumba juttatott és ott lelassuló, majd megálló negatív pionok és kaonok szabadon is elbomolhatnak. Ez igen meglepő eredmény volt, ugyanis más anyagokban a fenti részecskék élettartama legfeljebb 1 ps. A jelenség magyarázatára Condo a következő modellt javasolta [1]: a héliumatom magja köré befogódott részecske csak az egyik elektront löki ki az atomból, míg a másik megmarad az alapállapotú pályáján. Ennek az elektronnak a kötési energiája 24.6 eV, ami túl nagy ahhoz, hogy Auger-elektronként kilökődjön, ugyanis a nagy (n, l) -ű pályára befogódott részecske állapotainak energiakülönbsége kicsi, és emiatt nem tud elég energiát átadni az elektronnak. Így az csak lassú sugárzásos átmenetekkel gerjesztődhet le. Bár Russell végzett ez irányú számításokat [2], azonban a modellt akkoriban nem lehetett kísérletileg tesztelni.

1989-ben a KEK-ben (Japán Nemzeti Nagyenergiás Fizikai Laboratórium) ${}^4_2\text{He}$ hipermagok után kutatva felfedezték, hogy a negatív kaonok egy része folyékony héliumban 10.2 ns-os élettartammal bomlott el [3], ami igen közel van a szabad kaonok 12.4 ns-os élettartamához. Ezekből a mérésekből arra a következtetésre jutottak, hogy a kaonok $\sim 3.5\%$ -a nem annihilálódott azonnal, hanem befogódott egy ~ 59 ns közepes élettartamú metastabil állapotba. A kísérleteket a TRIUMF-nál negatív pionokkal is megismételték; itt azt találták, hogy $\sim 2.3\%$ -uk 10.1 ns élettartammal rendelkezik [4]. Ezen felbátorodva antiprotonokkal is végeztek kísérleteket; mivel ezek stabil részecskék, esetükben a bomlási idő nem jelent korlátozó tényezőt. Legnagyobb meglepetésükre a héliumban megállított antiprotonok 3%-ának élettartama körülbelül $3\ \mu\text{s}$ -nak adódott [5, 6], ami messze meghaladta a várakozásokat, és szinte követelte a folytatást. Így a CERN-i LEAR-nél (Low Energy Antiproton Ring) egy új kísérletsorozat indult el az akkor megalakult PS205 kollaboráció keretében. Az itteni kísérletek újabb érdekes eredményeket hoztak: a metastabil állapotok élettartama csaknem függetlennek bizonyult a hélium fázisától,

hőmérsékletétől vagy sűrűségétől. Kis mennyiségű hidrogén vagy oxigén szennyező hozzáadása a héliumhoz azonban erősen csökkentette az élettartamot, míg nemesgázok (neon és argon) esetén a hatás nagyságrendekkel kisebb volt. Bár a hosszú élettartam arra utalt, hogy egy egzotikus atom – $e^- - \bar{p} - \text{He}^{2+}$ – keletkezésével állunk szemben, mégis kézzelfoghatóbb bizonyítékokra volt szükség, annál is inkább, mivel a fizikusok többsége kezdetben kétségbe vonta, hogy valóban létrejöhet egy ilyen háromtest-rendszer.

1.2. Lézerspektroszkópia

A $\bar{p}\text{He}^+$ atom energiaszintjeit lézerspektroszkópai módszerrel lehet a legkönnyebben feltérképezni. Ez lehetővé teszi, hogy az átmeneti energiákat pontosan megmérjük, és összehasonlítsuk az elméletek által jósolt értékekkel. A módszer elvének részletes leírása a 3. fejezetben olvasható; itt most csak annyit említenék meg, hogy rendkívül sikeresnek bizonyult, különösen a HAIR-módszerrel kiegészítve (lásd a 3.1.3. alfejezetet a 13. oldalon). Ez utóbbi segítségével olyan átmenetek is vizsgálhatók, amelyek a hagyományos módszerrel elérhetetlenek. A lézerspektroszkópiával az egyes energiaszintek élettartamának pontos meghatározása is lehetségessé válik, és mérni tudjuk a különböző szennyezők okozta élettartam-csökkenést is. Az ezzel a módszerrel elért egyik jelentős eredmény az egyik átmenet hiperfinom felhasadásának felfedezése volt [7]. A felhasadás mértéke azonban túl kicsi ahhoz, hogy a relatíve nagy sáv szélességű lézerrel vizsgálhassuk, ezért egy lézer/mikrohullámú hármas rezonancia-módszer alkalmazását tervezzük (lásd a 3.3.1. alfejezetet a 17. oldalon).

1.3. A jövő az AD-nél

A LEAR rendkívül sikeresen működött fennállásának 14 éve alatt, ezért az 1996-os bezárása után nagy szükség mutatkozott egy új, alacsony energiás antiproton-lassítóra. A CERN végül engedett a felhasználók nyomásának, és a korábbi Antiproton Accumulator (AA) és az Antiproton Collector (AC) helyén, nagyrészt a már meglévő berendezések felhasználásával megkezdte az Antiproton Decelerator (AD) építését. A lassító – többszöri késések után – 1999 végére készült el, bár csak várhatóan 2000 júliusában fog üzembe állni, ugyanis az antiprotonnyaláb minősége még nem éri el a tervezettet. Ennek ellenére az 1999-es működés utolsó napjaiban sikerült detektálnunk az egyik, már korábban megtalált rezonanciát (lásd a 4.6. ábrát a 48. oldalon), így bizakodással tekintünk a jövő felé.

Az AD-nél tervezett kísérleteink lefolytatására alakult meg az ASACUSA kollaboráció, amely főképp a korábbi PS205 és PS194 kollaborációk kísérleteit viszi tovább. Az ASACUSA név az Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons – Atomi Spektroszkópia és Ütközések Lassú Antiprotonok Használatával – kifejezés rövidítése, ugyanakkor – mivel a kolla-

boráció japán kezdeményezésre jött létre – utalás Tokió Asakusa nevű városnegyedére, illetve az ott található Asakusa-templomra. Ez utóbbi egyik kapujának óriás lámpája egyben csoportunk jelképe is (1. színes ábra).

Terveink igen sokrétűek [8]; ezek közül a hiperfinom felhasadás vizsgálata csak egy, mégis ezzel fogok részletesebben foglalkozni, mivel a diplomamunkám ehhez kapcsolódik szorosan. Meg kell még említenem, hogy a tervezett kísérleteink jó része nem az AD közvetlen nyalábját fogja használni, ugyanis azt a későbbiekben tovább lassítjuk majd egy RFQ (rádiófrekvenciás kvadrupól) utólassítóval és egy Penning-típusú antiprotoncsapdával. Ez utóbbival akár 10 eV-es ultra-lassú antiprotonnyaláb is előállítható.

2. fejezet

A $\bar{p}\text{He}^+$ atomkula elméleti leírása

2.1. Modellek

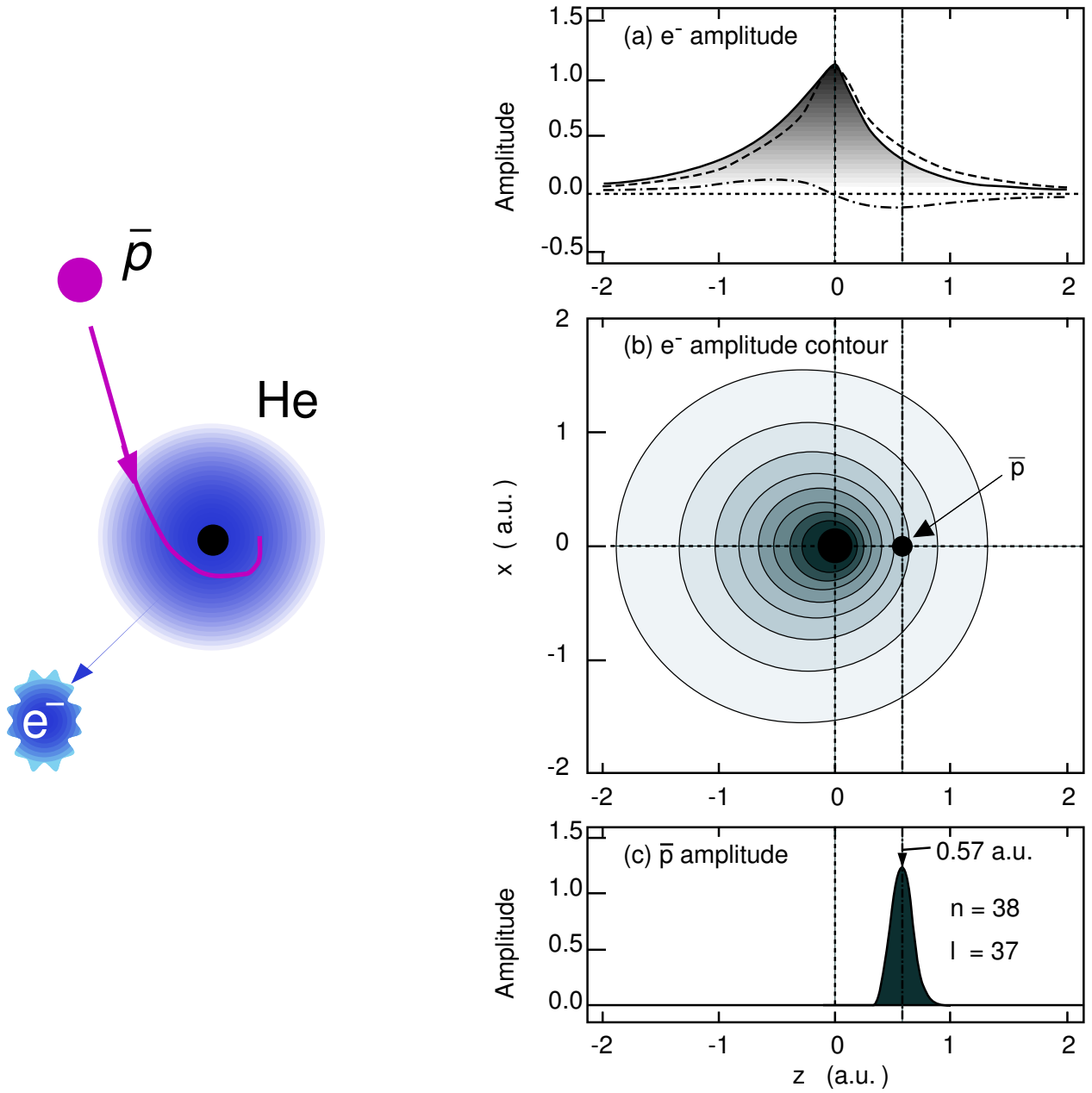
Az antiprotonos héliumatomokat leíró Condo–Russell-modell [1, 2] egyik legfőbb hiányossága, hogy nem ad választ arra a kérdésre, hogy miért nincs Stark-effektus, azaz a különböző l mellékkvantumszámú, de azonos n főkvantumszámú állapotok az környező atomokkal történő ütközések során miért nem keverednek a fellépő erős Coulomb-mezők hatására. Ha ugyanis ez történne, akkor az antiprotonokat, miután kis l kvantumszámú pályára kerültek, gyorsan elnyelné az atommag, ami azonnali annihilációhoz vezetne. A fenti modellt Yamazaki és Ohtsuki némileg módosították, így az már kielégítő magyarázatot szolgáltatott a fenti kérdésekre is [9]. Eszerint a héliumban lelassuló antiproton, miután energiája megközelítette a hélium ionizációs energiáját ($I_0 = 24.6$ eV), egy elektront kilökve befogódik a mag köré (2.1. ábra, balra). Miután a távozó elektron által elvitt energia alig több az ionizációs energiánál [8], ezért az antiproton pályasugara közelítőleg megegyezik a kilökődött $1s$ elektron pályasugarával. Mivel a két részecske tömege jelentősen különbözik, ezért az antiproton főkvantumszáma nem $n = 1$ lesz, hanem

$$n \sim n_0 \equiv \sqrt{M^*/m^*} \approx \begin{cases} 38 & {}^4\text{He} \text{ esetén,} \\ 37 & {}^3\text{He} \text{ esetén,} \end{cases} \quad (2.1)$$

ahol M^* a $\bar{p}\text{-He}^{2+}$ rendszer, m^* pedig az $e\text{-He}^{2+}$ rendszer redukált tömege. Az antiproton mellékkvantumszáma mindkét héliumizotóp esetén $l \sim n - 1$ lesz, ami közelítőleg kör alakú pályáknak felel meg (2.1. ábra, jobbra, illetve a 2. színes ábra). Ezeknek gyakorlatilag nincs átfedésük az atommaggal, ezért ezekről a pályákról az annihiláció valószínűsége elhanyagolhatóan kicsi. A másik elektron továbbra is az alapállapot $\sim 1s$ pályán marad.

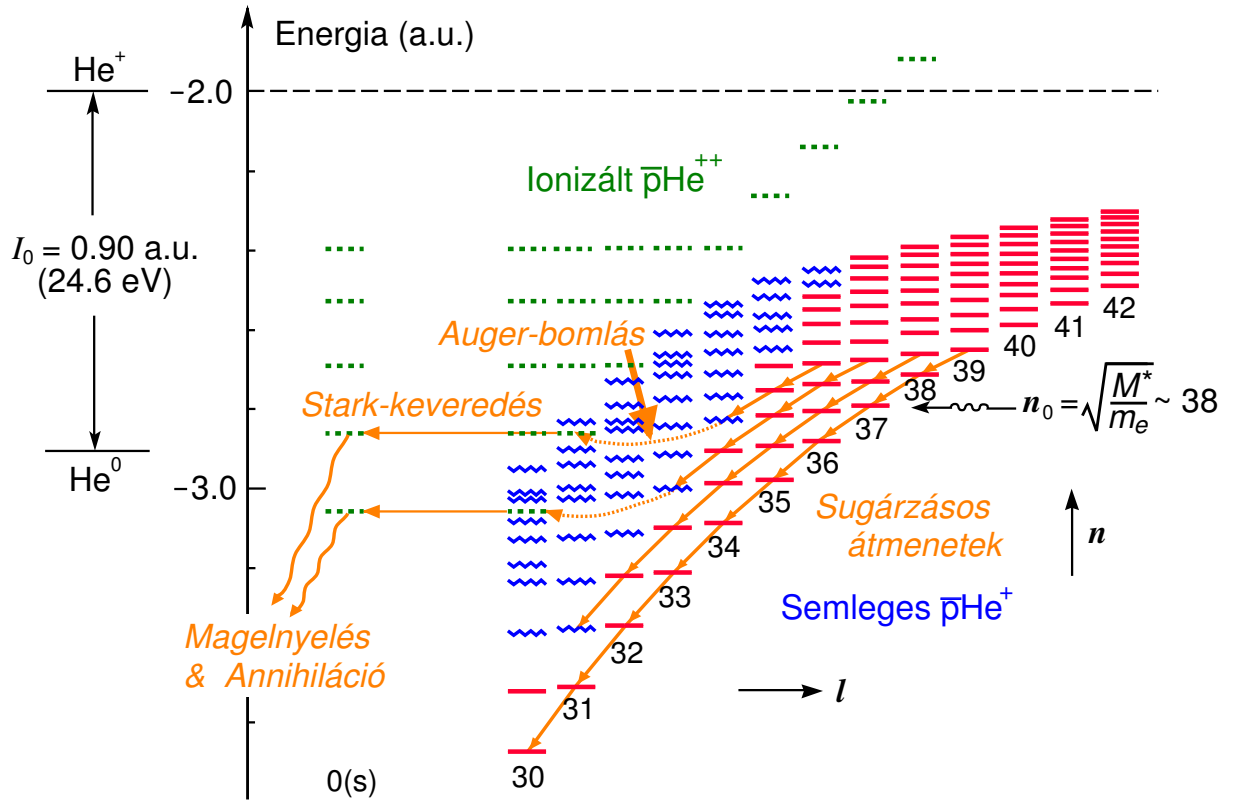
Az antiproton természetesen egyre kisebb energiájú állapotokba igyekszik legerjesztődni. Ezt – más atomoknál megszokottakhoz hasonlóan – két módon teheti meg: vagy sugárzásos átmenettel (ekkor a felszabaduló energia egy foton formájában távozik), vagy Auger-átmenettel (ennek során az energia egy atomi elektron ionizálására fordítódik, amely Auger-elektronként lép ki). Mint látni fogjuk, a két folyamat valószínűségének aránya a különböző állapotokban nagyon eltérő.

Az antiproton és a megmaradt elektron közötti kölcsönhatás megszünteti az energiaszintek l szerinti degenerációját, így meglehetősen bonyolult energiaszint-séma jön létre. A degeneráció



2.1. ábra. Balra: az antiproton-befogás sematikus rajza. Jobbra: az $(n, l) = (38, 37)$ állapot számított hullámfüggvénye. Az elektron az antiprotonnal ellentétes oldalra tolódik, és kis tömege miatt a mozgásánál relativisztikus hatások is fellépnek; az antiprotonnál ilyenek nem jelentkeznek. Ez utóbbi pályája közel kör alakú, és klasszikusan is számolható.

hiánya csökkenti a Stark-keveredés hatását, és növeli a $\bar{p}\text{He}^+$ atom stabilitását, amit három további tényező is elősegít. Az egyik az, hogy az elektron a Pauli-taszítás révén megvédi az antiprotont attól, hogy a környező atomokkal való ütközés során behatoljon azok belsejébe, amely szintén Stark-keveredést és gyors annihilációt okozna. A második tényező az, hogy az $E_n - E_{n-1}$ energiakülönbség kb. 2 eV, ami nem elég ahhoz, hogy a maradék elektronnak átadva azt Auger-elektronként kilökje. Tudniillik ha ez történne, akkor nem maradna semmi, ami az



2.2. ábra. A $\bar{p}^4\text{He}^+$ számított energiaszintjei. A hullámos vonallal rajzolt állapotok Auger-domináns rövid élettartamú állapotok, míg a folytonos vonallal jelöltek sugárzás-domináns hosszú élettartamú állapotok. Az oszlopok alatti számok az l mellékkvantumszámot jelentik. A berajzolt nyilak az antiprotonok tipikus életútját jelölik, amint azok a $v =$ állandó szabályt követve egyre lentebb gerjesztődnek, végül egy rövid élettartamú állapotból annihilálódnak.

antiprotonot az ütközések során megvédené a környező atomok Coulomb-mezejétől. Így az erős Stark-keveredésnek lenne kitéve, aminek következtében szinte azonnal (néhány ps-on belül) kis mellékkvantumszámú pályára kerülne, befogódna a magba, és annihilálna.

A harmadik stabilitást elősegítő faktor az, hogy a $\bar{p}\text{He}^{2+}$ -ionnak nincs olyan állapota, amely közvetlenül a $\bar{p}\text{He}^+$ valamelyik nagy (n, l) -ű állapota alatt helyezkedik el, így az ionizáció során az antiproton mellékkvantumszám-változása elég nagy, a felszabaduló impulzusmomentumot pedig a távozó elektronnak kell elvinnie. Emiatt az ilyen Auger-átmenetek valószínűsége elég kicsi. A pontos elméleti számítások szerint [10] az Auger- és a sugárzásos átmenetek valószínűségei közül $|\Delta l| \leq 3$ mellékkvantumszám-változás esetén az előbbi a nagyobb, míg ennél nagyobb $|\Delta l|$ -nél az utóbbi. Ez a „ $|\Delta l| \leq 3$ Auger-dominancia szabály” két csoportra osztja az állapotokat. A 2.2. ábrán folytonos vonallal jelölt (a 3. színes ábrán vörös színű) állapotok esetén a viszonylag lassú, sugárzásos átmenetek a dominánsak, így ezek hosszú élettartamú, metastabil állapotok ($\tau \sim \mu\text{s}$), míg a hullámos vonallal rajzolt (a 3. színes ábrán kék színű)

állapotoknál az Auger-átmenet a domináns, így ezek rövid élettartamúak ($\tau \sim \text{ns}$).

Az elmélet számítások arra is rámutattak, hogy az átmenetekre a

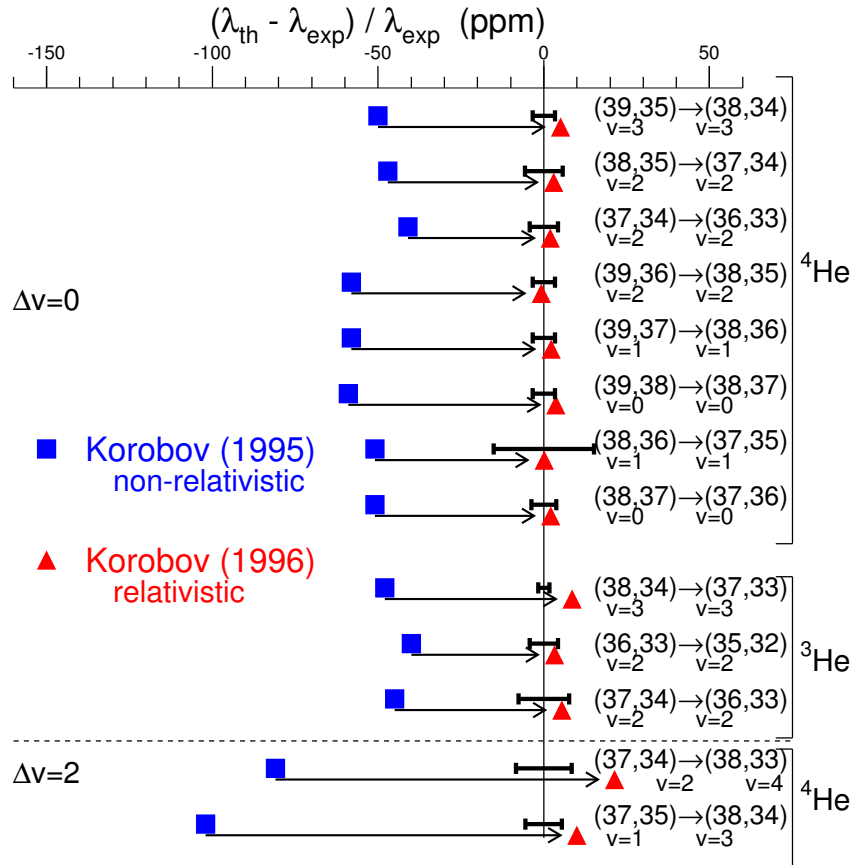
$$v = n - l - 1 = \text{konstans} \quad (2.2)$$

„hajlandósági szabály” igaz, azaz a v vibrációs kvantumszám a fenti szabályt követő „kedvező” átmenetek során állandó, míg az ennek nem engedelmeskedő „nem kedvező” átmenetek során $\Delta v \neq 0$ értékkel változik. Ez alapján az állapotokat csoportokba (sorozatokba) rendezhetjük; az egyes sorozatokban lévő állapotok vibrációs kvantumszáma egyenlő ($v = 0, 1, 2$ stb.), az antiprotonok pedig ezen sorozatok mentén gerjesztődnek egyre lejjebb. A 2.2. ábrán nyilak jelzik ezeket az átmeneteket.

2.2. Az antiprotonos héliumatomok kettős természete

A $\bar{p}\text{He}^+$ atom igen különleges háromtest-rendszer; egyfajta átmenetet képez anyag és antianyag között. Gondolhatunk rá úgy, mint egy *egzotikus héliumatomra*, amelyben az egyik elektront egy antiproton helyettesíti, de úgy is, mint egy *egzotikus hidrogénatomra*, amelynek az eredő magtöltése $+1$, az elektron kötési energiája pedig ~ 25 eV; sőt, képzelhetjük egy *egzotikus kétatomos molekulának* is, amelyben az egyik atommag töltése negatív. Ez utóbbi elképzelés azért helytálló, mert a $\bar{p}$ sebessége sokkal kisebb az elektronénál, így a rendszer jellemezhető a $J = l$ rotációs és a $v = n - l - 1$ vibrációs kvantumszámokkal. A fentiek mindegyike más-más oldalról közelíti meg az antiprotonos héliumatomot, ezért „kedvenc játékszerünk” elnevezésére egy új szót alkottunk: ez lett az *atomkula* (eredetiben: *atomcule*), amely az atom és a molekula szavak összevonásából származik.

A kezdeti elméleti munkák után [1,2,9,11–13] nagyarányú aktivitás indult meg az elméletiek részéről, akik különböző eljárásokat használva végeztek számítások az $\bar{p}\text{He}^+$ atomkula átmeneti energiáira (hullámhosszaira) vonatkozóan [10,14–35]. A legpontosabb eredményeket Korobov szolgáltatotta [27]: az ő értékei és a kísérletekben mért értékek között az eltérés ~ 50 ppm (part per million – egy a millióban) volt. Később a számításait kibővítette az $1s$ elektron relativisztikus korrekciójával [28]; ekkor az eltérés néhány ppm-re csökkent [36] (2.3. ábra). A kísérletek pontosságát tovább növelve – egészen 10^{-7} – 10^{-8} -ig – a számításokhoz használt hullámfüggvények és QED-korrekciók nagy pontossággal tesztelhetők, ami nagy mértékben elősegíti a háromtest-elméletek fejlődését.



2.3. ábra. Különböző átmeneti hullámhosszak λ_{th} számított és λ_{exp} mért értékeinek összehasonlítása.

2.3. Hiperfinom és superhiperfinom szerkezet

Más atomokhoz hasonlóan a $\bar{p}\text{He}^+$ esetében is megjelenik az energiaszintek finom- illetve hiperfinom szerkezete. Ezek megértéséhez definiáljuk a következő impulzusmomentumokat:

$$\vec{F} = \vec{L} + \vec{S}_e, \quad (2.3)$$

$$\vec{j} = \vec{L} + \vec{S}_p, \quad (2.4)$$

$$\vec{J} = \vec{F} + \vec{S}_p = \vec{j} + \vec{S}_e = \vec{L} + \vec{S}_p + \vec{S}_e, \quad (2.5)$$

ahol L a pálya-impulzusmomentum (amelyet nagyrészt az antiproton hordoz), S_p az antiproton spinje, S_e pedig az elektron spinje. A legnagyobb felhasadást a pálya-impulzusmomentum és az elektronspin közötti kölcsönhatás okozza, ezt nevezzük *hiperfinom (HF) szerkezetnek*. Az antiprotonspin egy további, az előzőnél jóval kisebb felhasadást okoz mind egyes HF állapotban; ez a *superhiperfinom (SHF) szerkezet*.

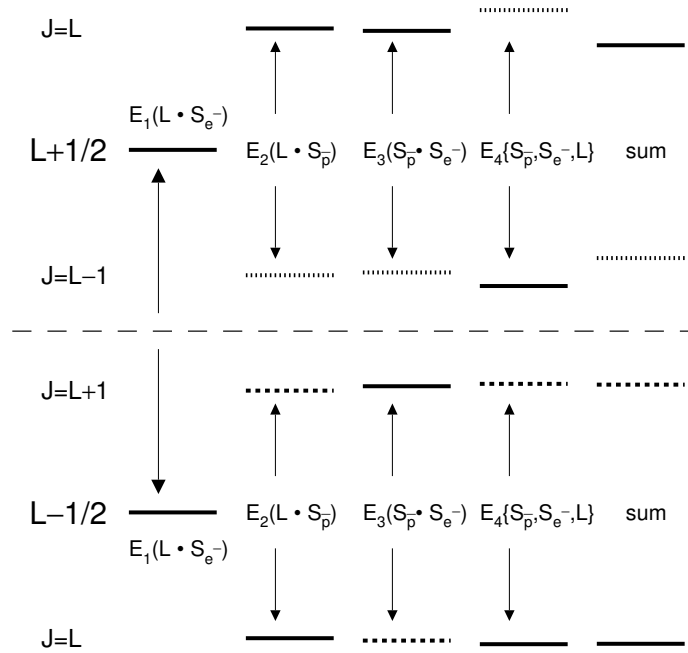
A HF és az SHF szerkezetekre vonatkozóan Korobov és Bakalov végeztek számításokat [22, 29]. Eszerint felhasadásokat az impulzusmomentum-operátorok függvényében a következő-

képpen lehet kifejezni:

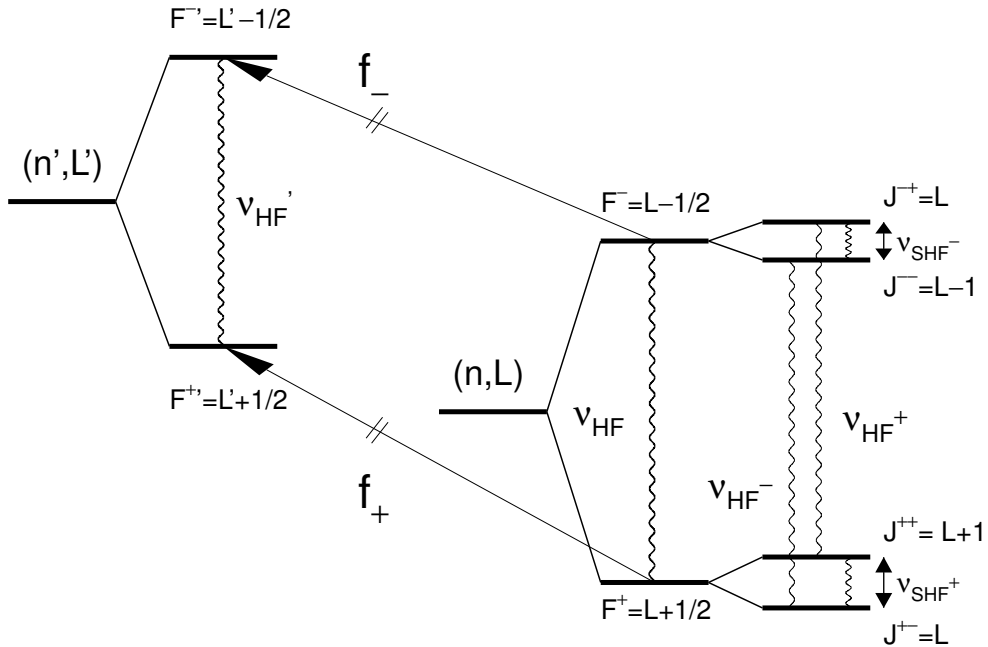
$$\begin{aligned} \delta E = E_1(\vec{L} \cdot \vec{S}_e) + E_2(\vec{L} \cdot \vec{S}_p) + E_3(\vec{S}_e \cdot \vec{S}_p) + \\ + E_4\{2L(L+1)(\vec{S}_e \cdot \vec{S}_p) - 6(\vec{L} \cdot \vec{S}_e) \cdot (\vec{L} \cdot \vec{S}_p)\}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Az első tag okozza a domináns HF felhasadást. A SHF szerkezetért a másik három tag összege a felelős, azaz egyrészt a második tag, amely az elektron spin-pálya kölcsönhatását írja le, másrészt a harmadik tag, amely az $\vec{S}_p - \vec{S}_e$ kölcsönhatás skalárrészét, harmadrészt pedig a negyedik tag, amely az $\vec{S}_p - \vec{S}_e$ kölcsönhatás tenzor részét adja. Történetileg a második tagot *finomszerkezetnek* hívják, de a mi esetünkben ez a nagy (n, L) miatt kicsi. Az ettől való megkülönböztetés érdekében hívjuk mi az elsőrendű felhasadást hiperfinom, és nem pedig finomszerkezetnek, bár némelyik elméleti szerző a cikkeiben ez utóbbit használja.

A számítások szerint a harmadik és a negyedik tag csaknem teljesen kiejtik egymást, így az SHF felhasadás mértéket döntően az antiproton spin-pálya kölcsönhatása szabja meg (2.4. ábra). A fentiek szerint tehát mindegyik (n, L) állapot egy alsó $F^+ = L + 1/2$ és egy felső $F^+ = L - 1/2$ szintre hasad (HF dublett), amelyek szintén tovább hasadnak: az F^+ szint egy alsó $J^{+-} = F^+ - 1/2 = L$ és egy felső $J^{++} = F^+ + 1/2 = L + 1$ alszintre, míg az F^- szint egy alsó $J^{--} = F^- - 1/2 = L - 1$ és egy felső $J^{-+} = F^- + 1/2 = L$ alszintre hasad (SHF dublettek – 2.5. ábra).



2.4. ábra. A különböző tagok hozzájárulása az $(n, l) = (37, 35)$ állapot felhasadásához [29]. A szuperhiperfinom dublettek végső sorrendjét (sum) a tőle balra található három tag összege határozza meg.



2.5. ábra. A $\bar{p}\text{He}^+$ HF és SHF felhasadásai, valamint a lézer ($f_{\pm}$), mikrohullámú ($\nu_{HF^{\pm}}$) és rádióhullámú ($\nu_{SHF^{\pm}}$) átmenetei.

3. fejezet

Elvégzett és tervezett kísérletek

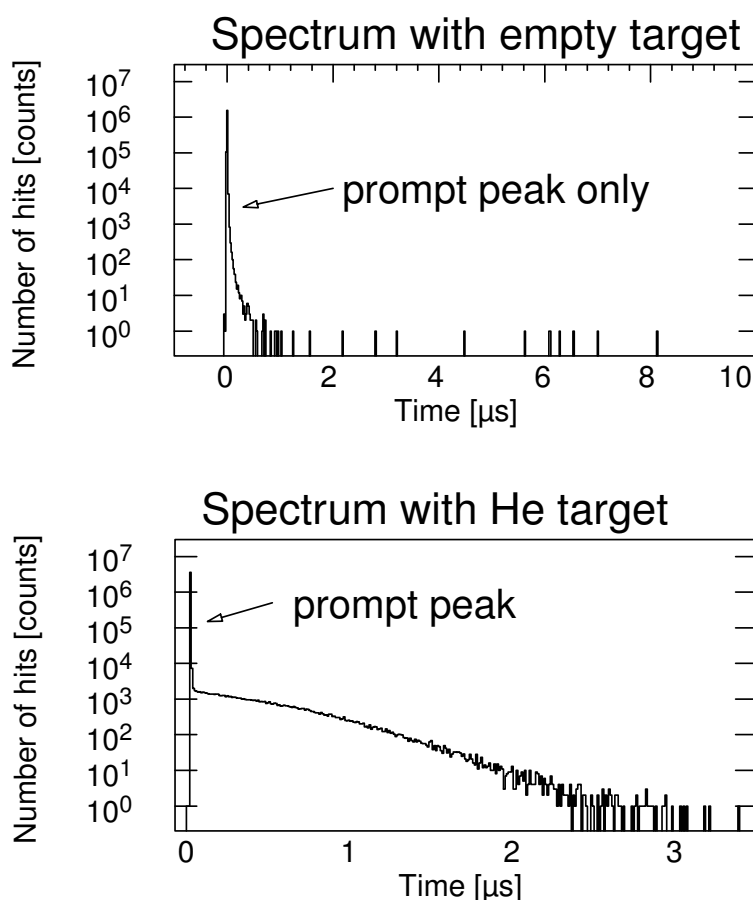
3.1. Kísérleti eljárások

3.1.1. Lézerrezonanciás módszer

Héliumba juttatott antiprotonok, miután lelassultak és befogódtak egy héliumatomba, előbb-utóbb annihilálódnak. Mivel minden egyes annihiláció során nagy számú töltött pion keletkezik – átlagosan $3\pi^\pm/\bar{p}$ [37] –, ezért az annihilációk viszonylag könnyen észlelhetők egy késő annihilációs időspektrum (delayed annihilation time spectrum – DATS) formájában. Az antiprotonok kb. 97%-a szinte azonnal annihilálódik; ez egy prompt csúcsként jelentkezik a spektrumban. A maradék kb. 3% viszont antiprotonos hélium atomkulákat képez, amelyek bomlását egy elnyúló, hosszú ($\sim 3\mu\text{s}$) élettartamú komponensként észlelhetjük a DATS-ban (3.1. ábra). A spektrum lefelé hajlik, ami arra utal, hogy az antiprotonok több egymást követő állapotból álló sorozat(ok)on haladnak végig – hasonlóan egy bomlási sorhoz –, mielőtt annihilálnának (kaskád modell). Ha ugyanis csak egyetlen állapot lenne felelős a hosszú élettartamért, akkor a spektrum egyenes lenne, míg ha több, de egymástól független állapot létezne, akkor a spektrum – a közönséges radioaktív anyagoknál megszokotthoz hasonlóan – felfelé hajlana.

A lézerrezonanciás módszer elve a következő: egy megfelelő hullámhosszú lézerimpulzussal rezonanciaátmenetet kell indukálni egy hosszú élettartamú sugárzás-domináns kezdeti állapot és egy rövid élettartamú Auger-domináns végállapot között. A lézerimpulzus hatására a rövid élettartamú állapotba ugró antiprotonok szinte azonnal annihilálódnak, ezt pedig egy tüskeszerű válaszként észlelhetjük a DATS-ban. A lézer hullámhosszának változtatásával a tüske nagysága is változik, így az átmenetek hullámhosszai nagy pontossággal meghatározhatók. Az ezzel a módszerrel kapott tipikus DATS-ok láthatók a 3.2. ábrán. Az eljárás a LEAR „parazita” üzemmódját használta, azaz a 200 MeV/c impulzusú antiprotonok lassú kihozással, egyenként, kb. $2 \times 10^4 \bar{p}/\text{s}$ ütemben érkeztek a céltárgyba.

A fenti eljárás nagyon gyümölcsözőnek bizonyult [38–47], ám ez is rendelkezik korlátokkal. Az egyik korlát az, hogy segítségével csak néhány átmenet hullámhossza mérhető meg, nevezetesen azoké, amelyek végállapota valamelyik Auger-domináns rövid élettartamú állapot. Az ilyen átmenetek két csoportba sorolhatók: az egyik csoportba a $\Delta v = 0$ szabályt követő kedvező átmenetek, míg a másikba a $\Delta v = 2$ szabályt követő, „felfelé” irányuló, nem kedvező átmenetek



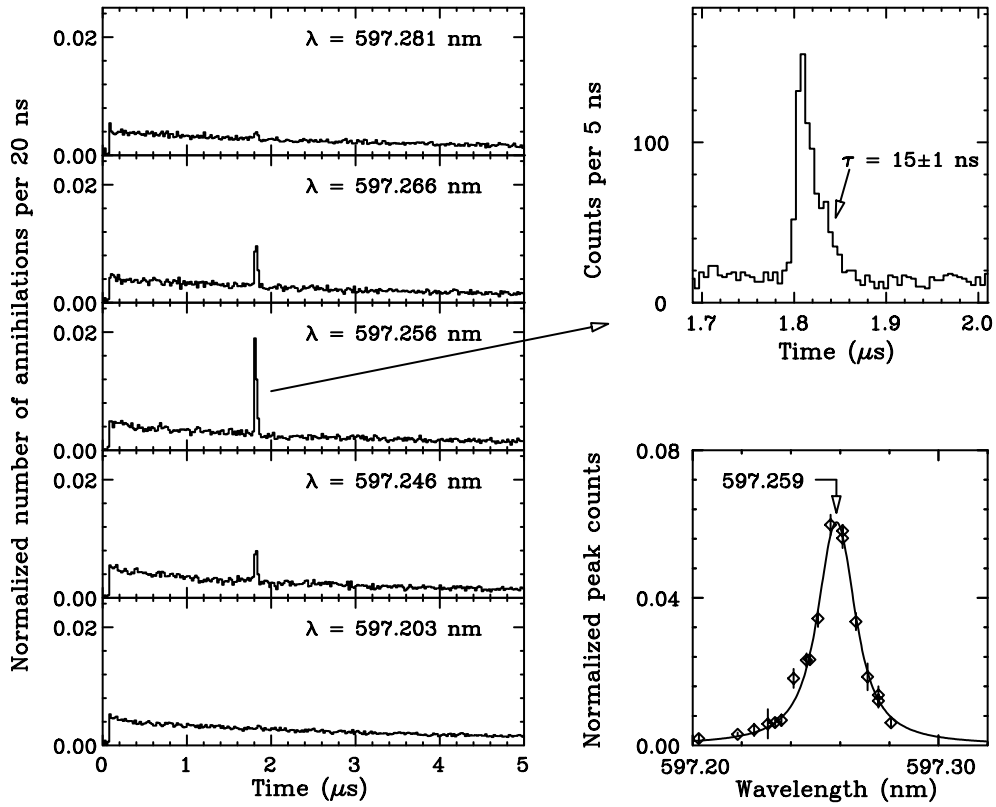
3.1. ábra. Lézer alkalmazása nélkül kapott DATS-ok, felül üres mintatartó esetén, lent pedig héliumban, mindkét esetben a háttér levonása után. Ez utóbbin jól látható a hosszú élettartamú komponens, ami az antiprotonos hélium atomkulák keletkezésének bizonyítéka.

tartoznak. Az egyszerű lézerrezonanciás módszer másik hátránya, hogy nagyon időrabló és nagyon sok lézerlövést kíván, hiszen minden egyes antiprotonra egyenként kell „rálőni”. Ez utóbbi miatt a lézerek karbantartási igénye és ideje is nagyon megnőtt.

3.1.2. Analóg lézerrezonanciás módszer

Az utóbbi hátrányt küszöbölte ki az „analóg” lézerrezonanciás módszer, amelynek a lényege az, hogy az antiprotonok nem egyenként érkeztek a héliumba, hanem kb. 10^8 részecskét tartalmazó, 200 ns hosszú csomagokban, gyors kihozással. Ezzel a módszerrel azonnal nagyszámú $\bar{p}\text{He}^+$ atomkula keletkezik, amelyek egy gyorsan bomló radioaktív forráshoz hasonlóan viselkednek. Ezen forrás „aktivitásának” megméréseivel egyetlen lézerimpulzus segítségével megkapható mindaz az információ, amelyhez korábban 20–30 percig kellett mérnünk.

Ez az új módszer új detektorrendszert igényelt. Az egyszerű lézerrezonanciás mérések alkalomával ugyanis minden egyes annihiláció külön-külön detektálható, így a prompt annihilációkból

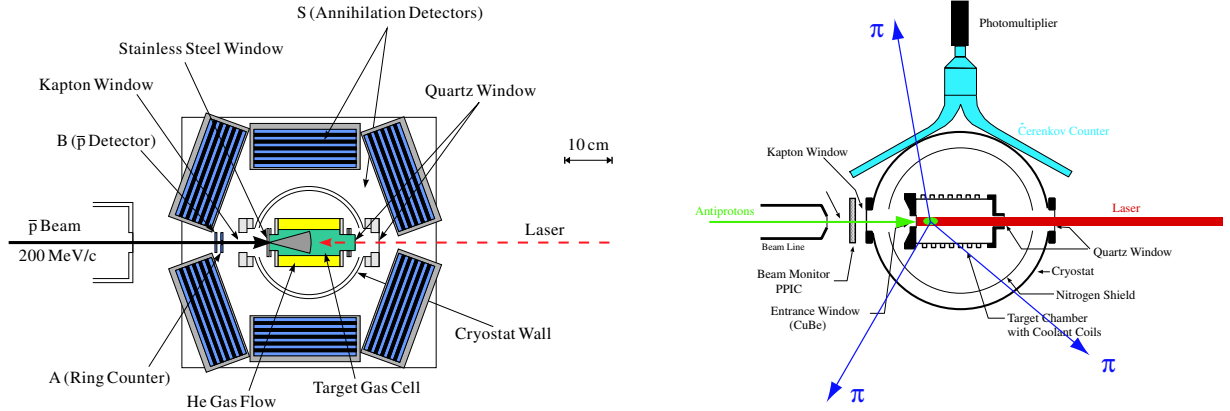


3.2. ábra. Balra: az elsőként megtalált $(n, l) = (39, 35) \rightarrow (38, 34)$ átmenet keresése közben lézerezonanciás módszerrel kapott DATS-ok. Jobbra fent: a rezonanciatüske időspektruma. Jobbra lent: A pásztázással kapott rezonanciaprofil. A függőleges tengelyen az egyes lézerhullámhosszakkal kapott rezonanciatüskék nettó területe található.

származó 2.2 μs -os élettartamú $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ bomlás okozta háttér nagyban csökkenthető több szendvicsszerkezetű szcintillációs detektor elhelyezésével a céltárgy körül (3.3. ábra, balra), ha megköveteljük, hogy egyszerre legalább két detektor megszólaljon, és csak ezt jegyezzük fel eseményként (multiplicitás ≥ 2) [43]. Az analóg módszer esetén az egyenkénti detektálásra nincs lehetőség, hiszen az antiprotonok szinte egyszerre érkeznek a héliumba. Emiatt felesleges bonyolult detektorgeometriát alkalmazni, ehelyett elegendő egy egyszerű Cserenkov-számláló és egy hozzá kapcsolódó fotoelektron-sokszorozó használata (3.3. ábra, jobbra) [48]. Ez utóbbi analóg kimenő áramát mérjük a kísérletek során; innen az „analóg” módszer elnevezés. Mivel az AD-nél csak gyors kihozás lehetséges, ezért ott csak az analóg módszer használható.

3.1.3. Egyéb módszerek az átmeneti hullámhosszak és az állapotok élettartamainak meghatározására

A fenti eljárásoknak több kiterjesztése is létezik, amelyekkel lehetővé válik további rezonanciaátmenetek hullámhosszainak meghatározása, illetve segítségükkel az egyes állapotok élettar-



3.3. ábra. Balra: a lassú kihozást használó módszer kísérleti berendezése, amely hét darab detektorból áll: hat körben a céltárgy körül, egy pedig alatta. Jobbra: a gyors kihozást használó módszer berendezése, amely egyetlen Cserenkov-számlálóból és a hozzá kapcsolódó fotoelektron-sokszorozóból áll. Az antiprotonok mindkét esetben balról, a lézernyaláb pedig jobbról érkezik.

tama is mérhető. Ezek közé tartozik a dupla rezonanciás módszer [49], a HAIR-módszer [50,51], a „ t_1 - t_2 ” módszer [40,41] és a kiürülési-visszatöltődési módszer [44,45,50–52]. Mindegyik eljárás részletes leírására e helyütt nincs lehetőség (ehhez lásd az [53] referenciát), ám mindenképpen érdemes néhány szót szólnom a HAIR-módszerről, amely a Hydrogen Assisted Inverse Resonance (Hidrogénnel Segített Fordított Rezonancia) kifejezés rövidítése. A módszer arra a megfigyelésre épül, hogy kis koncentrációjú hidrogén hozzáadása a héliumhoz a $\bar{p}\text{He}^+$ állapotait nagy mértékben rombolja, a folyamat azonban különböző erősségű a különböző állapotokra nézve, nevezetesen a nagyobb n főkvantumszámú állapotok sokkal érzékenyebbek. Így megfelelő hidrogénkoncentráció alkalmazásával elérhető, hogy egy eredetileg hosszú élettartamú állapot rövid élettartamúvá váljon, miközben a $v =$ állandó sorozatban alatta elhelyezkedő állapot még hosszú élettartamú marad. Ezek után a két állapot energiakülönbségének megfelelő hullámhosszúságú lézerimpulzussal az antiprotonok egy $\Delta v = 0$ átmenettel az alsó állapotból a felső állapotba juttathatók, ahonnan annihilálódnak, és így a rezonancia észlelhető. A módszer elméletileg a $\Delta v = 2$ nem kedvező átmenetekre is működik, ezt azonban még nem próbáltuk ki. Gyanítható azonban, hogy ilyen átmenetek esetén az intenzitás elég kicsi, ami megnehezíti a rezonancia észlelését.

3.2. Kísérleti eredmények

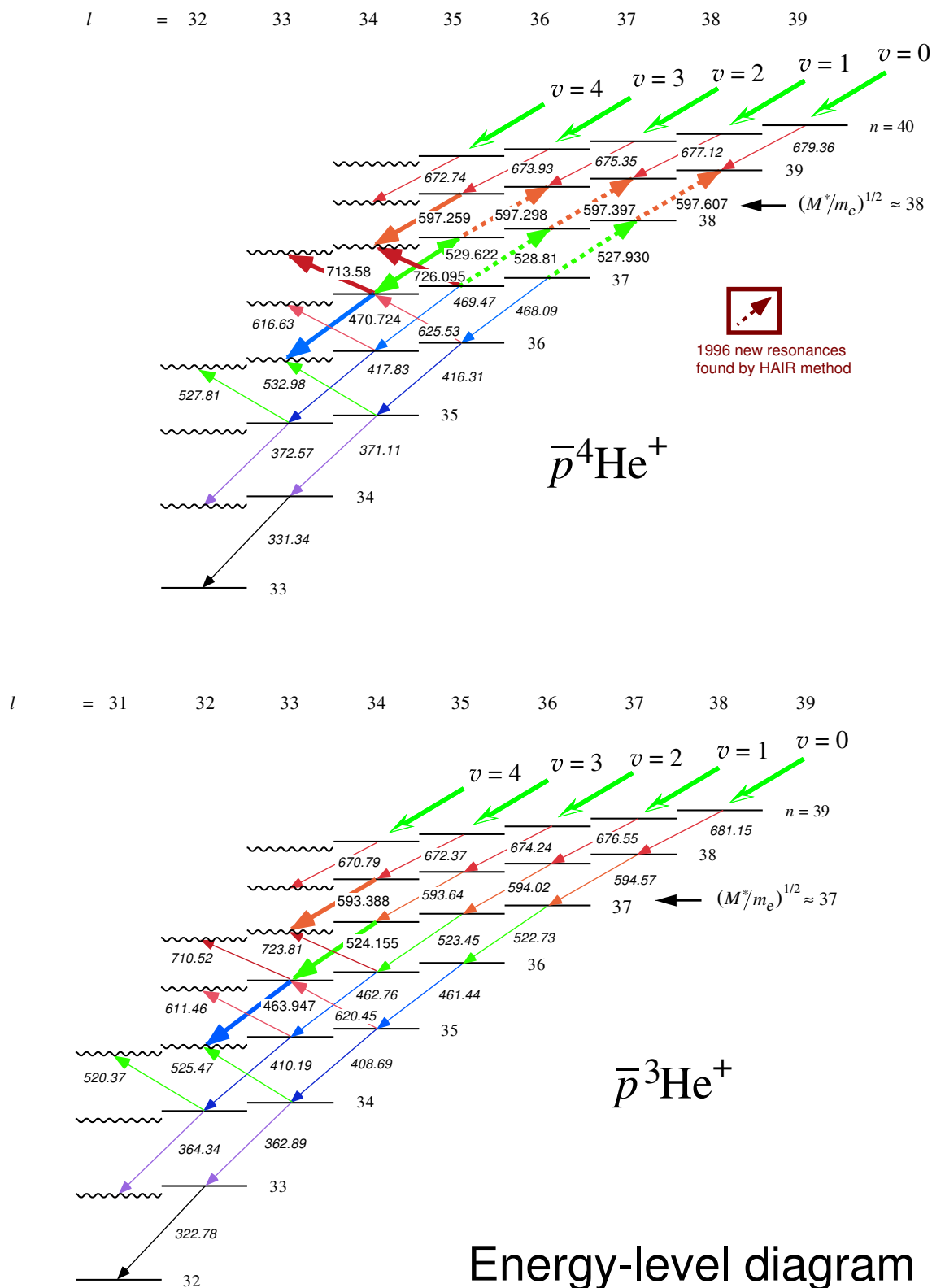
Az előző alfejezetekben említett eljárások összességében sok fontos eredmény megszületését tették lehetővé, amelyek részletes tárgyalása meghaladná e diplomamunka kereteit. Ám a

teljesség kedvéért mindenképpen érdemes a megtalált rezonanciaátmenetek mért hullámhosszait felsorolni. Ezek megtalálhatóak a 3.4. ábrán, a 3.1. táblázatban és a 4. színes ábrán.

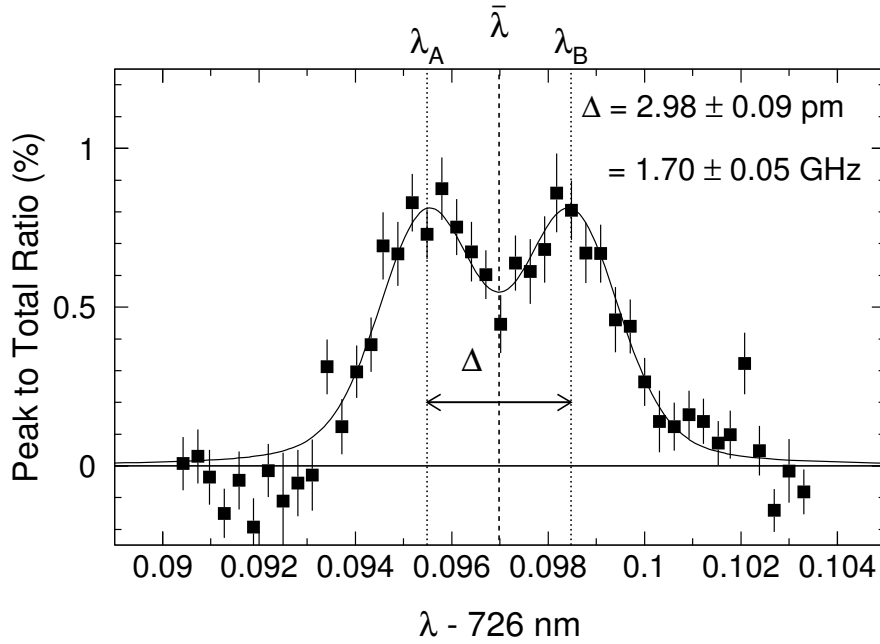
3.1. táblázat. Az eddig megtalált 13 rezonanciaátmenet adatai. Az átmenetek – hacsak nincs másképpen jelezve – a $\bar{p}^4\text{He}^+$ atomkulára vonatkoznak.

Átmenet (n, l, v)	Mért hullámhossz [nm]	Megjegyzés	Referenciák
$(39, 35, 3) \rightarrow (38, 34, 3)$	597.259 ± 0.002		[39, 40]
$(38, 37, 0) \rightarrow (39, 38, 0)$	597.607 ± 0.002	HAIR-módszer	[50, 51]
$(38, 36, 1) \rightarrow (39, 37, 1)$	597.397 ± 0.002	HAIR-módszer	[50, 51]
$(38, 35, 2) \rightarrow (39, 36, 2)$	597.298 ± 0.002	HAIR-módszer	[50, 51]
$(38, 35, 2) \rightarrow (37, 34, 3)$	529.622 ± 0.003	Dupla rezon. módszer	[49]
$(37, 36, 0) \rightarrow (38, 37, 0)$	527.930 ± 0.002	HAIR-módszer	[50, 51]
$(37, 35, 1) \rightarrow (38, 36, 1)$	528.808 ± 0.008	HAIR-módszer	[50, 51]
$(37, 35, 1) \rightarrow (38, 34, 3)$	726.097 ± 0.006	„Nem kedvező” rezon.	[7, 36]
$(37, 34, 2) \rightarrow (36, 33, 2)$	470.724 ± 0.002		[41]
$(37, 34, 2) \rightarrow (38, 33, 4)$	713.578 ± 0.006	„Nem kedvező” rezon.	[36]
$(38, 34, 3) \rightarrow (37, 33, 3)$	593.388 ± 0.001	$\bar{p}^3\text{He}^+$	[42]
$(37, 34, 2) \rightarrow (36, 33, 2)$	524.155 ± 0.004	$\bar{p}^3\text{He}^+$	[52]
$(36, 33, 2) \rightarrow (35, 32, 2)$	463.946 ± 0.002	$\bar{p}^3\text{He}^+$	[42]

A $(37, 35) \rightarrow (38, 34)$ „nem kedvező” rezonanciaátmenet keresése során kapott rezonancia-profil egy kettős csúcsú szerkezetet mutatott (3.5. ábra) [7]. Ezt a $\bar{p}\text{He}^+$ hiperfinom felhasadása okozza (2.3. alfejezet). A lézer-indukált rezonanciaátmenet során az antiprotonok a kezdeti (n, L) dublettállapotból a $\Delta S_e = \Delta S_p = 0$ kiválasztási szabálynak engedelmeskedve az (n', L') – szintén dublett – végállapotba kerülnek, azaz az $F^- = L - 1/2$ állapotból az $F'^- = L' - 1/2$ állapotba, az $F^+ = L + 1/2$ állapotból pedig az $F'^+ = L' + 1/2$ állapotba mennek át (2.5. ábra, 10. oldal). (Jelen esetben eltekintettünk a szuperhiperfinom felhasadástól.) Emiatt a megfigyelhető $\Delta\nu = f_+ - f_- = \nu_{\text{HF}} - \nu'_{\text{HF}}$ felhasadás kicsi, annak ellenére, hogy maguknak az energiaszinteknek a felhasadásai (ν_{HF} és ν'_{HF}) viszonylag nagyok. Például a fent említett rezonanciaátmenet esetén az elmélet számítások [29] szerint $\Delta\nu = 1.767 = 12.906 - 11.138$ GHz, ami jól egyezik a mért 1.70 ± 0.05 GHz-es értékkel. A számítások arra is rámutattak, hogy a „kedvező” átmenetek esetén a mérhető felhasadás elég kicsi (100–600 MHz), míg a „nem kedvező” átmeneteknél nagyobb, ezért az utóbbi típusú rezonanciákat érdemes vizsgálni. Ehhez azonban a lézerek sáv szélessége túl nagy, továbbá olyan módszert érdemes keresni, amely a felhasadások különbsége helyett közvetlenül a felhasadásokat méri.



3.4. ábra. A $\bar{p}^4\text{He}^+$ és a $\bar{p}^3\text{He}^+$ atomkulák energiaszint-sémái; az eddig megtalált átmenetek vastag nyilakkal vannak jelölve. A mért hullámhosszak álló betűkkel, a még meg nem talált rezonanciák számított hullámhosszai pedig dőlt betűkkel vannak szedve; a mértékegység mindegyik esetben nm.

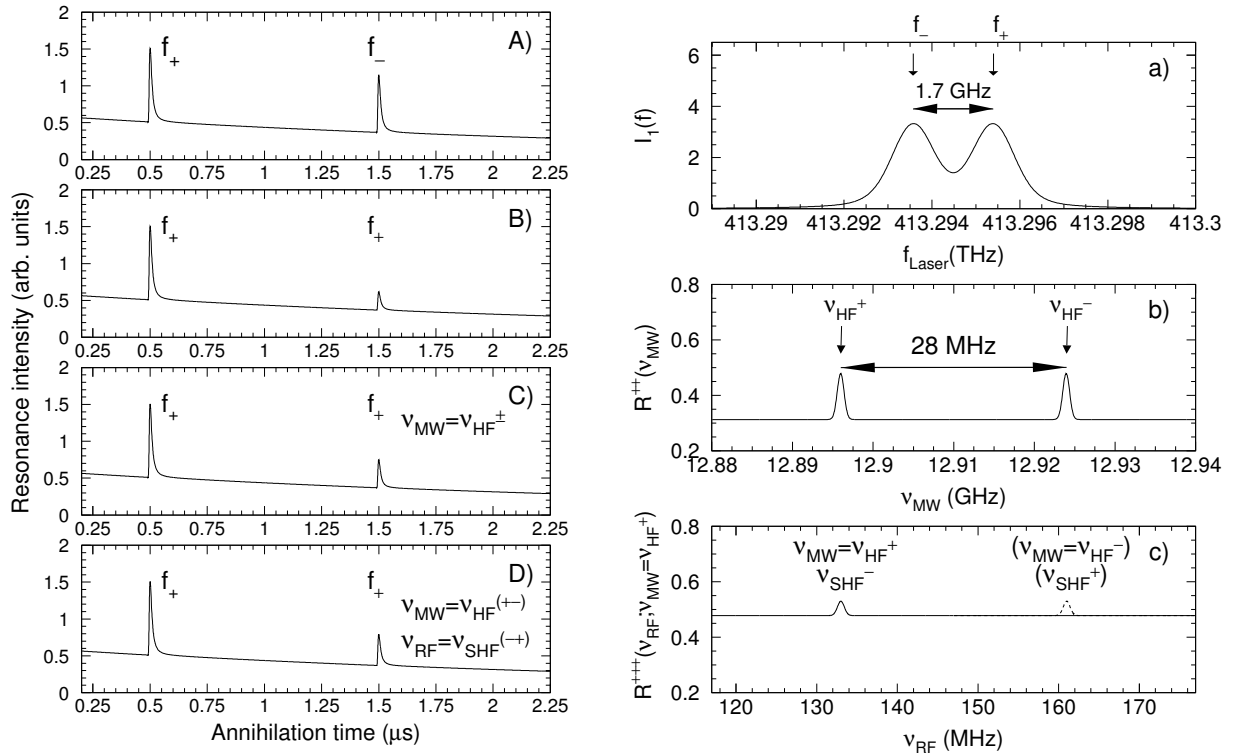


3.5. ábra. A $(37, 35) \rightarrow (38, 34)$ átmenet mért rezonanciaprofilja. Az f_+ frekvenciának a λ_A , az f_- frekvenciának pedig a λ_B hullámhossz felel meg. A folytonos vonal az illesztett függvényt jelöli, amely két függvény összege. Ezek mindegyike egy Lorentz-eloszlás és egy 1.2 GHz szélességű Gauss-eloszlás konvolúciója. Az 1.2 GHz-es érték a használt lézerek sávszélességéből adódik.

3.3. A hiperfinom felhasadás meghatározása

3.3.1. Lézer/mikrohullámú hármas rezonancia módszer

A csak lézert használó módszer hátrányait kiküszöbölendő továbbfejlesztettük a más sikerrel használt „ t_1 - t_2 ” módszert [40, 41], hogy alkalmas legyen a HF felhasadás közvetlen mérésére. Az új eljárás lényege a következő: ha olyan lézert használunk, amellyel a HF dublett feloldható (3.6.a. ábra), akkor a lézert az egyik csúcsra hangolva a dublett egyik állapotának populációja egy pl. f_+ frekvenciájú lézerimpulzussal kiüríthető, míg a másik állapot populációja csaknem érintetlen marad. Ha ezután nem sokkal egy újabb f_+ frekvenciájú impulzust alkalmazunk, akkor az már alig talál ebben állapotban antiprotonokat, így a második lézerlövés okozta rezonanciatüske kicsi lesz (3.6.B. ábra). Ezzel ellentétben egy f_- frekvenciájú második lézerlövés okozta tüske jóval nagyobb lenne, hiszen ez a lövés a másik dublettállapotra „hat”, amelyet az első lövés alig befolyásolt, így annak a populációja csak kis mértékben csökkent (3.6.A. ábra). A kiürített állapot az idő előrehaladtával újra benépesül a fentebb fekvő állapotokból jövő utánpótlás révén. Az „újranépesedést” azonban mesterségesen is előidézhetjük egy ν_{HF} frekvenciájú mikrohullám-impulzussal, ez ugyanis a két dublettállapot populációját kiegyenlíti. Ha ezután



3.6. ábra. Balra: a lézer/mikrohullámú hármas rezonancián alapuló módszer szimulált késő annihilációs időspektruma. Jobbra: szimulált lézeres, mikrohullámú és rádiófrekvenciás rezonanciaprofil.

alkalmazzuk az f_+ frekvenciájú lézerimpulzust, akkor a rezonanciatüske növekedését fogjuk tapasztalni a mikrohullám nélküli esethez képest (3.6.C. ábra). Így ha a mikrohullámú frekvenciát változtatjuk, akkor a második rezonanciatüskék

$$R^{++}(\nu_{MW}) = \frac{I_2(f_1 = f^+, f_2 = f^+)}{I_2(f_1 = f^+, f_2 = f^-)} \quad (3.1)$$

intenzitásaránya azt fogja tükrözni, hogy mennyire „találtuk el” az dublettállapotok közötti tényleges energiakülönbségét, feltéve, hogy a két lézerlövés elég gyorsan követi egymást ahhoz, hogy a normális utánpótlás ne játszon jelentős szerepet. Ez a gyakorlatban kb. $1 \mu s$ időkülönbséget jelent. A mikrohullámú rezonanciaprofilban tehát – a lézeres rezonanciaprofilhoz hasonlóan – egy csúcs jelenik majd meg a ν_{HF} frekvenciánál, amelynek értéke a $(37, 35) \rightarrow (38, 34)$ átmenet esetén a számítások szerint 12.9 GHz. Ezt az eljárást *lézer/mikrohullámú hármas rezonancia módszernek* neveztük el.

A helyzet azonban ennél egy kicsit bonyolultabb, ugyanis mindegyik dublettszint maga is felbomlik egy dublettre a szuperhiperfinom felhasadás miatt (2.5. ábra, 10. oldal); ez elméletileg egy helyett négy átmenetet jelent, ám ezek közül első közelítésben csak a két $\Delta J = \pm 1$ átmenet a megengedett, így a mikrohullámú rezonanciaprofilban két rezonanciacsúcsot kell kapnunk a

ν_{HF}^+ és a ν_{HF}^- frekvenciáknál (3.6.b. ábra), melyek értéke

$$\nu_{\text{HF}}^+ = \nu_{\text{HF}} + \frac{2L-1}{4L}\nu_{\text{SHF}}^- - \frac{2L+1}{4L+4}\nu_{\text{SHF}}^+ \quad \text{és} \quad (3.2)$$

$$\nu_{\text{HF}}^- = \nu_{\text{HF}} - \frac{2L+1}{4L}\nu_{\text{SHF}}^- + \frac{2L+3}{4L+4}\nu_{\text{SHF}}^+ . \quad (3.3)$$

A $(37, 35) \rightarrow (38, 34)$ rezonanciaátmenetre ezek rendre 12.896 GHz és 12.924 GHz [29]. A két frekvencia különbsége

$$\Delta\nu_{\text{HF}} = \nu_{\text{HF}}^+ - \nu_{\text{HF}}^- = \nu_{\text{SHF}}^- - \nu_{\text{SHF}}^+ . \quad (3.4)$$

A különbség tehát egyenlő a két SHF felhasadás különbségével (3.6.B. ábra), amely a már említett rezonanciaátmenet esetén ~ 28 MHz. A legújabb elméleti számítások szerint [54] a $\Delta J = 0$ átmenet is észlelhető az azonos kvantumszám miatti keveredésnek köszönhetően, de a fenti két átmenethez képest csak kb. 10%-os intenzitással. Ennek a számított frekvenciája $\nu_{\text{HF}}^0 = 13.057$ GHz.

A szuperhiperfinom felhasadás átmeneti frekvenciáinak pontos mérésére – a lézer/mikrohullámú hármas rezonancia módszerhez hasonlóan – egy rádióhullámú impulzust kell alkalmaznunk. Ezzel a második rezonanciák

$$R^{+++}(\nu_{\text{RF}}) = \frac{I_2(f_1 = f^+, f_2 = f^+, \nu_{\text{MW}} = \nu_{\text{HF}}^+)}{I_2(f_1 = f^+, f_2 = f^-, \text{MW nélkül})} , \quad (3.5)$$

intenzitásarányából a ν_{SHF}^+ és a ν_{SHF}^- frekvenciák nagy pontossággal meghatározhatóak (3.6.D. és c. ábra). Mivel ezt a négyszeres rezonanciát jóval nehezebb megvalósítani, mint a hármas rezonanciát, ezért ezzel csak az előbbi sikeres befejezése után fogunk próbálkozni.

Több átmenet is lehetőséget nyújt arra, hogy a hiperfinom felhasadást meghatározzuk; ezeket a 3.2. táblázat foglalja össze. Az ott felsorolt átmenetek közül elsőként a $(37, 35) \rightarrow (38, 34)$ átmenet felhasadását fogjuk megmérni, ugyanis ennek a vizsgálata lehetséges az egyszerű lézer-rezonanciás eljárással, míg a többi átmenethez a HAIR-módszer használata szükséges.

Ha feltételezzük, hogy a CPT-szimmetria egzakt, azaz az antiproton tömege és töltése (abszolút értékben), vagy ami ezzel egyenértékű, a Rydberg-állandója megegyezik a protonéval – az elméleti számítások most ebből indulnak ki –, akkor a hiperfinom és a szuperhiperfinom felhasadások megmérésével minden eddiginél pontosabban tesztelhetők a számítási eljárások, a használt hullámfüggvények és a QED-korrekciók. Másrészt viszont ha azt tételezzük fel, hogy a számítások teljesen pontosak, akkor ezzel a CPT-szimmetriát vehetjük górcső alá. A mérések végső pontosságát a metastabil állapotok természetes vonalszélessége (~ 1 MHz) határozza meg, így 10^{-7} -es relatív pontosságot is el tudunk érni.

3.3.2. Kísérleti berendezés

A fent leírt lézer/mikrohullámú hármas rezonancia megvalósításához a lehető legkisebb sáv-szélességű lézerrendszerre van szükségünk, amelynek ugyanakkor nagy teljesítményűnek is kell

3.2. táblázat. A hiperfinom szerkezet mérésére alkalmas rezonanciaátmenetek hullámhosszai, valamint a hozzájuk tartozó HF és SHF felhasadások számított frekvenciái; ez utóbbiak GHz-ben vannak megadva.

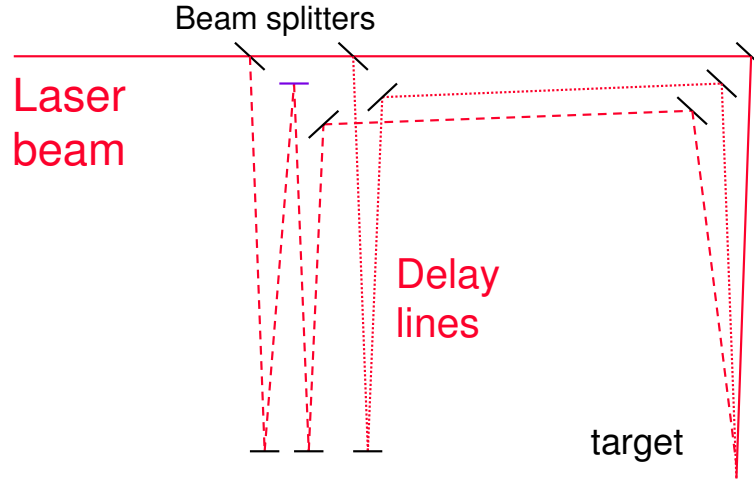
Átmenetek	λ (nm)	$\Delta\nu$	ν_{HF}^+	ν_{HF}^-	ν_{SHF}^+	ν_{SHF}^-	Módszer
$(39, 38) \rightarrow (40, 37)$	1066.5	1.890	12.414	12.523	0.139	0.031	HAIR
$(39, 37) \rightarrow (40, 36)$	1030.5	1.754	11.767	11.867	0.144	0.043	HAIR
$(38, 37) \rightarrow (39, 36)$	884.64	1.914	13.087	13.157	0.143	0.073	HAIR
$(38, 36) \rightarrow (39, 35)$	861.71	1.779	12.381	12.448	0.151	0.084	HAIR
$(37, 36) \rightarrow (38, 35)$	740.53	1.894	13.639	13.665	0.149	0.122	HAIR
$(37, 35) \rightarrow (38, 34)$	726.10	1.767	12.896	12.924	0.161	0.133	hagyományos

lennie, és a teljesítményének lövésről lövésre sem szabad változnia. Ez utóbbi az állandó depopulációs határfok biztosításához szükséges. Több lehetőséget is számba véve végül egy olyan lézerrendszer mellett döntöttünk, amely egy Nd:YAG-lézerből (Coherent Infinity 15-30) és az általa pumpált festéklézerből (Lambda Physik ScanMate 2E) áll. Ez a lézerrendszer tiszta Gauss-eloszlású térbeli és időbeli profillal, valamint kisebb időkéséssel rendelkezik, mint a korábbi kísérletsorozathoz használt excimer lézerek. Képes az egész láthatófény-tartományban >10 mJ teljesítményű impulzusok előállítására, lövésenként $\sim 10\%$ -nyi teljesítményingadozással. Ez nem túl kedvező, ám mivel az AD-nél egy ADATS felvételéhez 5–10 AD-lövés is szükséges a kisebb antiprotonhozam miatt, ezért ezek a teljesítményingadozások kiátlagolódnak. A lézerek vonal szélességét sikerült 800 MHz alá szorítanunk, ami igen fontos a mikrohullámú kettős rezonancia feloldásának szempontjából.

Sajnos a YAG lézer impulzushossza mindössze 3 ns, ami kevesebb, mint néhány végállapot Auger-élettartama, ezért ezek az állapotok csak részben üríthetők ki egyetlen impulzus alkalmazásával. Ezért a lézernyalábot néhány nyalábosztó tükör segítségével három részre bontjuk, majd újra egyesítjük úgy, hogy előtte a nyalábok különböző hosszúságú utat tegyenek meg (3.7. ábra). Ezáltal a lézer nem egy, hanem három, egyenként 3 ns hosszú és egymástól 4 ns-ra elválasztott impulzus formájában fog a céltárgyhoz érni [55]. Ezzel a módszerrel a depopulációs hatásfokot 50%-ról körülbelül 80%-ra növelhetjük.

A lézer/mikrohullámú hármas rezonanciához két lézerimpulzus szükséges: egy a mikrohullámú impulzus előtt, egy pedig utána. A két impulzus között idő nagyon rövid ($\sim \mu\text{s}$), az általunk használt lézerrendszer viszont nem képes ilyen gyors egymásutánban két impulzust generálni. Emiatt két különálló lézerrendszerrel kell előállítanunk a két impulzust.

Az AD-ból az antiprotonok 200–500 ns hosszú és $\sim 10^7$ részecskét tartalmazó csomagokban [56] fognak érkezni az alacsony hőmérsékletű héliumgázba. Az annihilációkból származó töltött részecskéket két plexi Cserenkov-számlálóval detektáljuk, amely egy speciálisan kapuzott



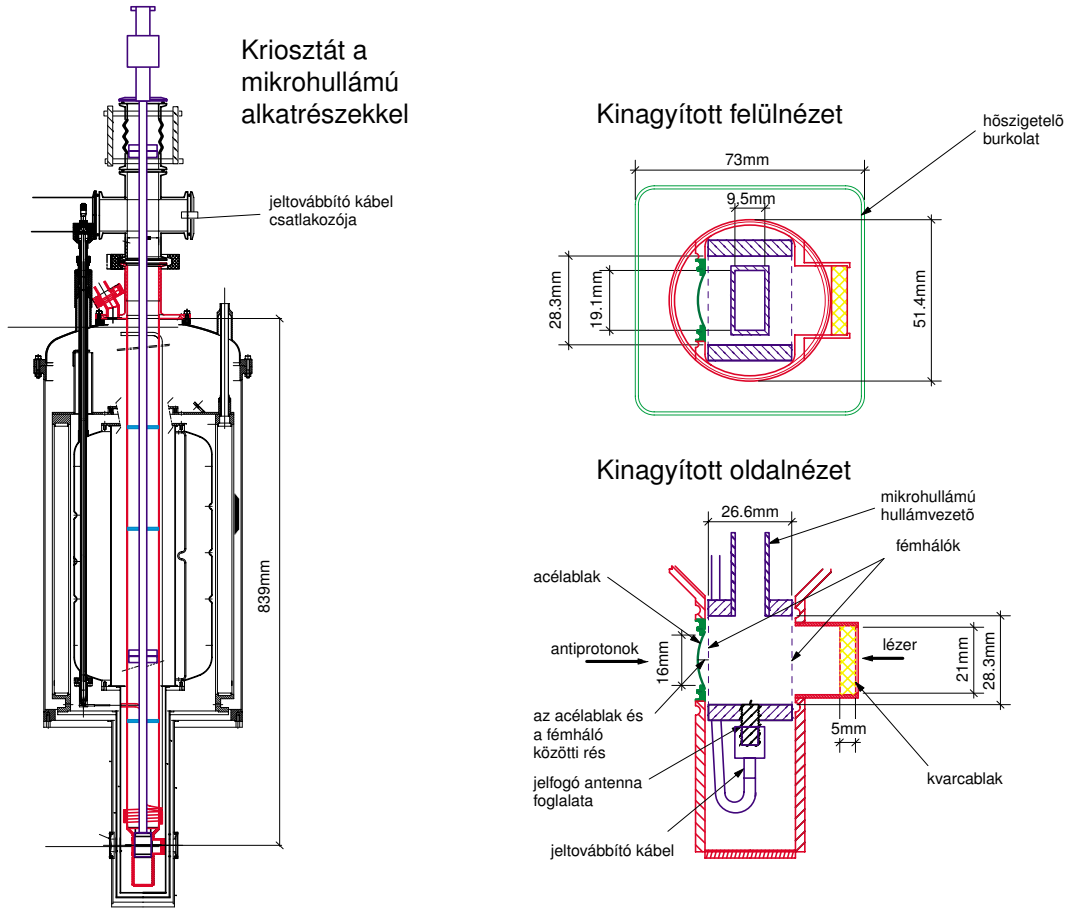
3.7. ábra. A lézernyaláb szétbontásának sematikus rajza. A berendezés a céltárgytól 5 méterre felfelé helyezkedik el (a nyaláb mentén mérve).

fotoelektron-sokszorozóhoz (PMT) fog kapcsolódni, amelyet a Hamamatsu Photonics vállalat fejlesztett ki kifejezetten erre a célra. Mivel a prompt annihilációból származó nagyszámú töltött részecske túl nagy terhelést jelentene a PMT számára, ezért az antiprotonnyaláb érkezése utáni 200 ns-ra ki kell, hogy kapcsoljuk, ám ezt követően ismét bekapcsolva mérhetővé válik vele a $\bar{p}\text{He}^+$ -atomok okozta analog késő annihilációs időspektrum (ADATS). A PMT úgy lett megtervezve, hogy széles időtartományban lehessen használni, azaz hogy mind az ADATS-ok $\sim 3 \mu\text{s}$ hosszú élettartamát, mind a lézerrezonancia $\sim 5 \text{ ns}$ hosszú tüskéjét pontosan meg lehessen vele mérni. A fotoelektron-sokszorozó analog jelét egy $\sim 20 \mu\text{s}$ hosszú intervallumban mérjük majd egy nagysebességű digitális oszcilloszkóp segítségével (1 GHz analog sávszélesség, 8 GHz digitális mintavételi gyorsaság).

A HF kísérletek legfontosabb része természetesen a mikrohullámú berendezés. A hiperfinom állapotok inverziós frekvenciája

$$\frac{\Gamma_{MW}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{8\hbar} g_e \mu_B H_1 = 0.350 \text{ MHz/G} \times H_1, \quad (3.6)$$

ahol H_1 az oszcilláló mágneses mező térerőssége. Így ahhoz, hogy a rezonancia mérhető nagyságú legyen, legalább $H_1 \sim 3 \text{ Gauss}$ -nyi mágneses mezőre van szükség. Mindezek mellett a céltárgyul szolgáló héliumot alacsony hőmérsékleten ($\sim 6 \text{ K}$) kell tartani a Doppler-kiszélesedés csökkentése érdekében. Az általunk választott kísérleti berendezés mindkét fenti követelménynek eleget tesz. A megoldás egy henger alakú üregrezonátorra épül, amely a nyalábok tengelyével párhuzamosan áll, és amelyet mikrohullámú hullámvezetőn keresztül táplálunk. A henger egy kriosztát aljából kinyúló és a céltárgyként szolgáló héliummal feltöltött üreges fémhasáb aljában helyezkedik el, amelynek két átellenes oldalán egy-egy vékony fém- illetve kvarcablak található, hogy az antiprotonok, illetve a másik irányból érkező lézersugár bejuthassanak a belsejébe (3.8. ábra). Természetesen ugyanezen okokból a henger két vége sem lehet zárt, de teljesen nyitott sem,



3.8. ábra. Balra: a mikrohullámú kísérletekhez használt kriosztát. A berendezés alján ki-nyúló csőben található a mikrohullámú üregrezonátor. Jobbra fent: az üregrezonátor kina-gyított felülnézete. Jobbra lent: kinagyított oldalnézete. Az antiprotonok balról, a lézersugár jobbról érkeznek, mindkettő az üreg hossz tengelyével párhuzamosan. A hullámvezető felül-ről csatlakozik az üreghez. Az ábrán berajzolt falon belül mindent a céltárgyként szolgáló alacsony hőmérsékletű hélium tölt ki, körülötte pedig egy izolációs vákuum akadályozza meg a hőcserét a környezettel. A vákuumtér külső fala itt nincs berajzolva; ehhez lásd a 4.1. ábrát (28. oldal).

hiszen a mikrohullámoknak az üregben kell maradniuk. Ez az ellentmondás egy ügyes trük-
kel feloldható: egy-egy finom fémhálót helyezve a henger két végére azok „átlátszóak” lesznek
a lézersugár és az antiprotonok számára, viszont „átlátszatlanok” maradnak a mikrohullámok
számára.

A henger alakú üreg TM₁₁₀ módusú oszcillációt tesz lehetővé, amelynek frekvenciája nem
függ az üreg hosszától, csak az átmérőjétől:

$$\nu_0^{110} = \frac{cx_{11}}{2a\pi}, \quad (3.7)$$

ahol a az üreg sugara, $x_{11} = 3.8317$ pedig a $J_1'(x)$ Bessel-függvény első gyöke. A (37, 35) $\rightarrow$
(38, 34) átmenet esetén az átmérő $2a = 2.832$ cm-nek adódik. Az üreg l hosszát úgy kell meg-

választani, hogy egyéb módusokkal ne legyen átfedés 2–3%-nyi hangolási tartományon belül. (A hangolás módjáról a következő bekezdésben írok.) Az $l = 2.463$ cm-es érték kielégíti a fenti feltételeket; ebben az esetben a szomszédos TE₂₁₂ és TM₁₁₁ módusok kellően messze vannak. Ha később más átmeneteket is meg akarunk mérni, akkor mindegyik esetben új, eltérő átmérőjű üreget kell készítenünk, a többi mikrohullámú elemet azonban változtatás nélkül fel tudjuk használni.

A hangolás módjának megértéséhez mindenekelőtt a Q „minőségi faktort” kell definiálnunk, amely az üreg energiátároló képességeit jellemzi:

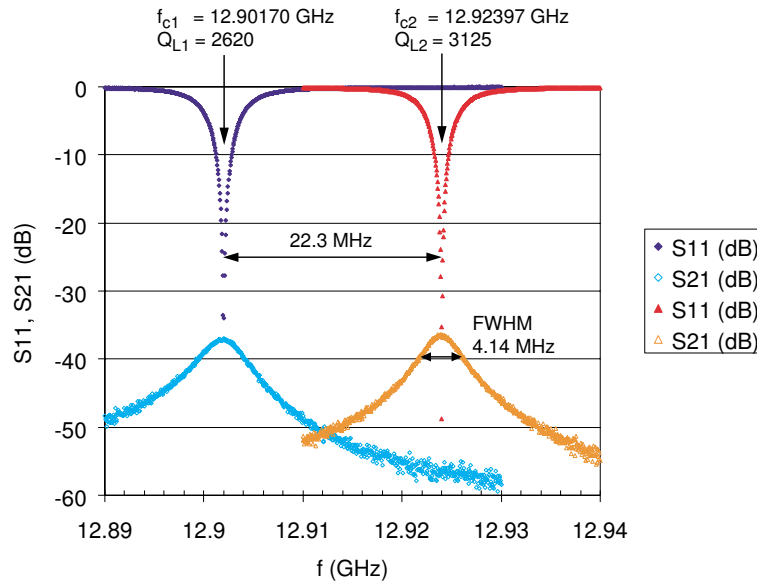
$$Q = 2\pi \times \frac{\text{időátlagolt elektromágneses energia}}{\text{ciklusonkénti energiaveszteség}}. \quad (3.8)$$

A tárolt energiát az elektromágneses mező szabja meg, amelynek eloszlását az üreg alakja és méretei határozzák meg. Az energiaveszteségeket elszigetelt üreg esetén a falakban keletkező áramok ohmikus ellenállása okozza; ez anyagi tulajdonságoktól függ (fajlagos ellenállás és behatolási mélység). Ha az üreg nem elszigetelt, hanem pl. egy külső kör gerjeszti, akkor a veszteségek nőnek, és a Q -érték csökken („*terhelt*” Q_L).

A $H(\nu)$ (és $E(\nu)$) mágneses (elektromos) mező frekvenciafüggését az üregeken belül egy ν_c centrális frekvencia körül szimmetrikusan elhelyezkedő görbe írja le, amelyet – ha a csatolás a gerjesztő körrel gyenge – az üreg alakja és méretei határozzák meg. A BW sávszélesség definíció szerint a rezonanciagörbe szélessége annál a pontnál, ahol a mező nagysága a H_0 maximum $\sqrt{2}$ -ed részére csökken. A $H_0 \sqrt{Q}$ -szor nagyobb, mint az üregeken kívüli gerjesztő mező.

A centrális frekvencia változtatására egy hármas hangolócsonkot (triple stub tuner – TST) építettünk be a hullámvezetőbe. Ez három, a fő hullámvezetőre merőlegesen rögzített rövid hullámvezető-csonkból áll, amelyek a hullámhossz 3/4-ére helyezkednek el egymástól. Mindegyik csonk belsejében egy-egy motorral mozgatható fémfal zárja le a mikrohullámok útját, ezáltal a csonkok egyfajta rövidzárként működnek. A fémfalak mozgásával megváltozik a rendszer impedanciája, ezáltal pedig a rendszer ν_c centrális frekvenciája és teljes Q -faktora is. A centrális frekvencia és a Q -faktor meghatározása oly módon lehetséges, hogy megmérjük a rendszer S_{11} reflexió és S_{21} transzmisszió együtthatóit. Ehhez a hullámvezető elején és az üreg alján egy-egy apró antennát kell elhelyeznünk. Az előbbi az S_{11} mérésekor adóként és vevőként szolgál (ilyenkor az üreg antennájának nincs funkciója), az S_{21} mérésekor pedig csak antennaként működik (ilyenkor az üreg antennája a vevő). Az antennák egy vektoros hálózatanalizátorhoz (vector network analyzer – VNA) vannak kapcsolva, amely méri a be- és kimenő jelek erősségét. Ezzel a módszerrel különböző TST-beállítások esetén meghatározhatjuk az S_{11} és az S_{21} rezonanciagörbék, amelyekből a ν_c és a teljes Q -faktor ($Q = \nu_c / \Delta\nu$, ahol $\Delta\nu$ a rezonanciagörbe szélessége (FWHM)) meghatározhatók. A 3.9. ábrán láthatóak az ily módon mért rezonanciagörbék, két különböző TST-beállítás esetén [57]. A fenti mérések egy részén nekem is lehetőségem volt részt venni a CERN-beli előkészületek során.

A mágneses mezőnek a Q -értéktől való függését a (3.8) egyenletből kaphatjuk meg oly mó-



3.9. ábra. Az S_{11} és az S_{21} rezonanciagörbék két különböző TST-beállítás mellett, és az így mért ν_c és Q értékek.

don, hogy integráljuk a Maxwell-egyenletek megoldásait a henger alakú geometriára. A TM₁₁₀ módus esetén a mező az üreg tengelyében lesz maximális, ahol értéke

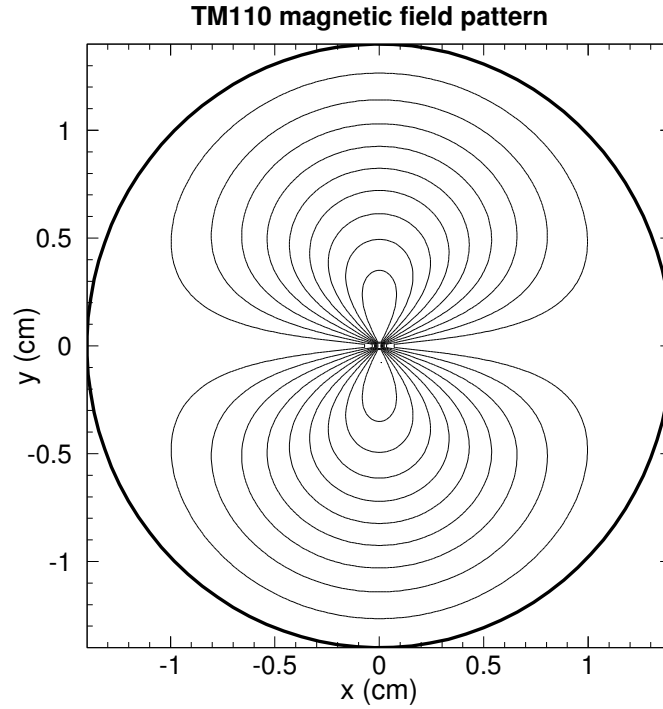
$$H_r(r=0) = \frac{\sqrt{2P_l}}{a|J'_1(x_{11})|\sqrt{\mu_0\pi l\omega}} \times \sqrt{Q}. \quad (3.9)$$

Itt P_l az üreg falaiban bekövetkező energiaveszteségeket jelöli, $\omega = 2\pi\nu$, $J'_1(x_{11}) = -0.40276$ és $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Vs/(Am). Az ismert paramétereket behelyettesítve a mágneses mező értékére a következőt kapjuk:

$$B_r^{\text{TM}_{110}}(\nu_c) = \mu_0 H_r^{\text{TM}_{110}}(\nu_c) = 3.508 \times 10^{-2} \sqrt{P[\text{W}] Q} \quad [\text{Gauss}], \quad (3.10)$$

ahol $\nu_c = 12.91$ GHz, $P[\text{W}]$ pedig az üregben disszipálódott energiát jelöli (Watt-ban). A számítások és a mérések eredményei azt mutatták, hogy egy kereskedelmi forgalomban kapható 2 kW kimenő teljesítményű haladóhullámú csőerősítő (traveling wave tube amplifier – TWTA) elegendő a kívánt erősségű mágneses mező előállítására.

A 3.10. ábrán látható a TM₁₁₀ módus mágneses terének eloszlása. Mivel a módus mintázata nem rendelkezik forgásszimmetriával, ezért két degenerált polarizáció jelentkezik: az ábrán rajzolt és az ahhoz képest 90 fokkal elforgatott. A mikrohullámú átmenet létrehozása szempontjából azonban a mágneses mező iránya nem fontos, csak a nagysága, ezért ettől a degenerációtól eltekinthetünk. Fontos viszont, hogy az antiprotonok minél közelebb álljanak meg az üreg hossz tengelyéhez, mivel a mágneses mező erőssége ott a legnagyobb. A $\bar{p}$ megállási eloszlás szimulációja tehát nem érdektelen a kísérlet szempontjából, annál is inkább, mivel azt is fontos tudni, hogy az antiprotonok egyáltalán „beleférnek”-e az üregbe, vagy esetleg a megállási pozíciók nyalábirányú szórása nagyobb az üreg hosszánál. A szórás természetesen mindig



3.10. ábra. A TM_{110} -es módus mágneses terének mintázata. Jól látható, hogy a legnagyobb térerősség az üreg hossz tengelye mentén alakul ki.

csökkenthető nagyobb sűrűség, azaz nagyobb héliumnyomás alkalmazásával, de a növekvő sűrűség egyre jobban eltolja a rezonanciavonalak hullámhosszait, és ki is szélesíti azokat [46], ezért célszerű minél kisebb nyomást használnunk. A szimulációknak arra a kérdésre is választ kell adniuk, hogy az antiprotonok mekkora hányada áll meg a ~ 12 mm átmérőjű lézernyaláb által megvilágított térfogatban, ugyanis csak az itt megálló antiprotonok hasznosak a kísérletek szempontjából. A szimulációk nemcsak a mikrohullámú vizsgálatok számára fontosak, mivel más, például a szennyezők okozta élettartam-csökkenés meghatározására irányuló kísérletek is igényelnek megállási eloszlásra vonatkozó adatokat. Dolgozatom témája tehát az antiprotonok megállási eloszlásának meghatározása különböző nyomás- és hőmérsékleti viszonyok, azaz különböző héliumsűrűségek mellett.

4. fejezet

Fékeződés szimulációja

Az antiprotonok fékeződésének szimulációja többféle módon is lehetséges. Az egyik lehetőség az, hogy az ember a „semmiből” hoz létre egy számítógépre írt programot. E megoldásnak az az előnye, hogy az alkotó az egész programot átláthatja, és pontosan tudja, hogy a program mit csinál és hogyan. Nagy hátrány viszont, hogy egy ilyen alkalmazás kifejlesztése rengeteg időbe telik. Célszerű tehát egy már meglévő programcsomagot segítségül hívni, amelyet programozók sokasága fejleszt és tart karban. A lehetőségek közül a célra legalkalmasabbnak a GEANT 4 detektorszimulációs programcsomagot [58] tartottam, ezért ezt használtam fel a szimulációhoz. A GEANT 4 nem egy előre megírt alkalmazás, hanem speciális függvénykönyvtárak gyűjteménye; a programot tehát magának a felhasználónak kell megírnia, majd lefordítania. Bár a GEANT-ot detektorszimulációra találták ki, de ettől eltérő feladatokra is használható; ilyen például a fékeződés szimulációja is. Az én esetemben például egyetlen detektorelem sem volt a programban.

A GEANT 4 számos előnyös tulajdonsággal rendelkezik:

- Teljes egészében **C++** nyelven íródott, tehát teljesen objektum-orientált (OO), emiatt gyorsabb, mint az elődjeként ismert GEANT 3, amely **FORTTRAN**-t használ.
- Számos platformon (Linux, különféle Unix-ok és Windows NT) elérhető, ráadásul teljesen ingyen.
- Forráskóddal együtt terjesztik, így a felhasználó egy neki nem tetsző részt – például egy fizikai folyamatot – bármikor átírhat (ha tudja, mit csinál).
- Nagyon rugalmas, szinte bármilyen feladat elvégzésére rábírható, ugyanakkor erőteljes és stabil.
- Folyamatosan fejlesztik, ellentétben a GEANT 3-mal, amelyet már nem tartanak karban.

Én a program írásának kezdetekor az akkori legfrissebb, 4.1.0-ás verziót használtam fel. Később (2000. márciusában) megjelent a 4.1.1-es verzió; ekkor én is áttértem erre.

A program megírása több részből tevődött össze. Elsőként a geometriát kellett felépítenem, azaz a céltárgyként szolgáló üreget, a körülötte elhelyezkedő falakat, illetve ablakokat. Ezután a megfelelő fizikai folyamatokat is ki kellett válogatnom, illetve némelyiket kicsit módosítottam

is. Ki kellett dolgoznom egy olyan módszert, amellyel úgy lehet szimulálni az antiprotonnyalábot, hogy az reprodukálja a valódi nyaláb paramétereit. Végül meg kellett oldanom, hogy az antiprotonok megállási helyére vonatkozó információk kiírásra kerüljenek egy hisztogramba. A fentiekkel párhuzamosan több olyan parancsot is beépítettem a programba, amelyekkel a program használója futás közben is módosíthat pl. a detektorgeometrián vagy az antiprotonnyaláb paraméterein.

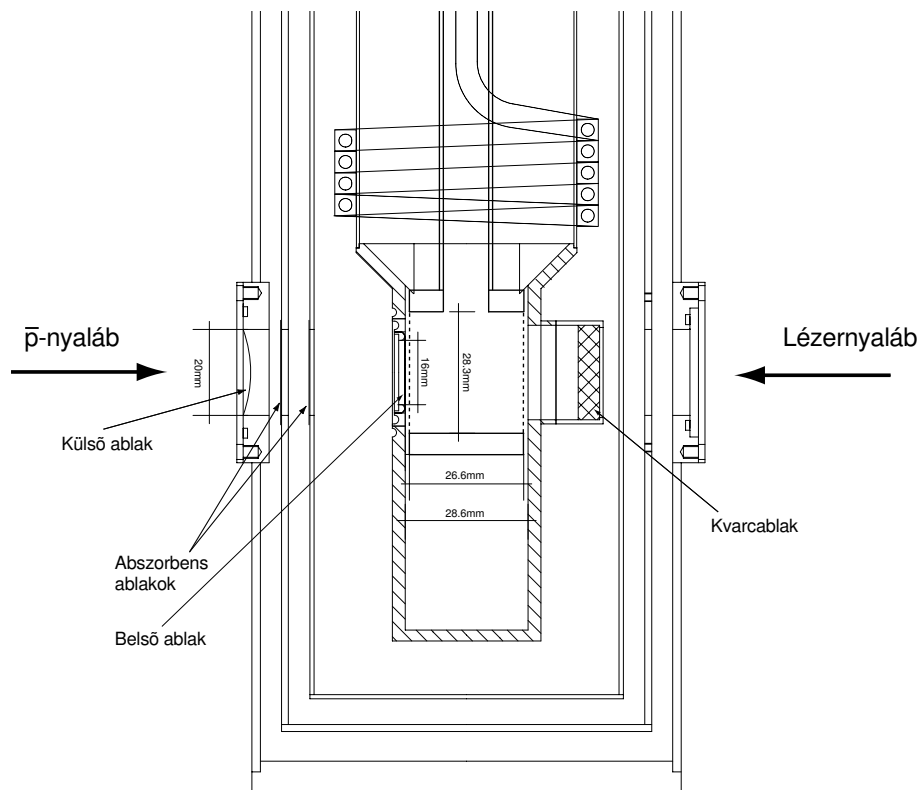
4.1. A geometria felépítése

Az antiprotonok, miután az AD egyik elhajlító mágneze az ASACUSA nyalábvonalába terelte őket, jó néhány akadályon áthaladnak, míg a héliumban teljesen le nem fékeződnek. A pontos szimulációhoz elengedhetetlen volt minden abszorbens belefoglalása a programba (4.1. táblázat). Ezek pontos méretéről és elhelyezkedésükről részletes rajzok álltak rendelkezésemre (4.1. ábra). Természetesen nemcsak az abszorbenseket, hanem a kriosztát falait is „felépítettem”; ezek anyaga acél volt. Mivel a szimuláció szempontjából csak a héliumot tartalmazó térfogat és az azt megelőző részek az érdekesek, ezért a kvarcablak utáni nyílásokat nem dolgoztam ki: ezek helyén egyszerű acélfal volt. Sőt, a kvarcablak anyaga is acél lett az egyszerűség kedvéért. A különböző anyagoknak a fékeződés szempontjából fontos néhány fizikai tulajdonságát a 4.2. táblázat foglalja össze. Mint látható, a vákuum „anyagát” az egyszerűség kedvéért levegőnek vettem. Valójában ez az egyszerűsítés nem teljesen korrekt, hiszen egy vákuumrendszerben megmaradó gázkeverék összetétele erősen eltérhet a levegőétől, ám a rendkívül kis sűrűség miatt a vákuum pontos anyagának nincs jelentősége.

4.1. táblázat. Az antiprotonok útját álló abszorbensek, visszafelé (nyalábiránnyal ellentétesen) haladva.

Abszorbens	Vastagság (mm)	Anyag
Céltárgy	28.6	Hélium
Belső (4.) ablak	0.025	Acél
3. ablak	0.0075	Euplex
2. ablak	0.0075	Euplex
Külső (1.) ablak	0.050	Euplex
Légrés	19.5	Levegő
AD ablak	0.050	Kapton
Nyalábprofil-monitor (BPM)	0.005	Kapton

A geometria felépítését két dolog is bonyolította. Az egyik az, hogy a külső (1.) és a belső (4.) ablakok a 2. és a 3. ablakokkal ellentétben nem kör, hanem gömbhéjcsikk alakúak, így



4.1. ábra. A kriosztát alsó részének oldalnézete. A mikrohullámú üreg és az azt tápláló hullámvezető vastagabb vonallal van rajzolva. Néhány méretet bejelöltem, de nem az összeset, mivel az igen zavaró lett volna. A legbelső (4., vonalkázott) és a legkülső (1.) fal között a kriosztát belsejében izolációs vákuum található. A belső falon belül mindent a céltárgyként szolgáló hélium tölt ki. Az AD ablaka és a BPM ezen a rajzon nem láthatók.

4.2. táblázat. Az abszorbensek anyagainak néhány fizikai tulajdonsága.

Anyag	Összetétel	Sűrűség (g/cm ³)
Hélium	100% He	változó
Acél	74% Fe, 18% Cr, 8% Ni	7.90
Euplex	C ₂₂ H ₁₀ N ₂ O ₅	1.470
Kapton	C ₂₂ H ₁₀ N ₂ O ₅	1.420
Levegő	70% N ₂ , 30% O ₂	1.205×10^{-3}
Vákuum*	70% N ₂ , 30% O ₂	1.2×10^{-12}

* Az abszorbenseken, a héliumon, a falakon és a légrésen kívül mindent vákuum tölt ki.

ezeket egy gömbhéj és egy henger metszeteként kellett modellezni. A görbületnek az az oka, hogy a külső ablak külső oldalán légköri nyomás, míg a belső oldalán izolációs vákuum van, így az ablak a nyomáskülönbség hatására meghajlik. A belső ablak is hasonlóan viselkedik az izolációs vákuum és a héliumnyomás közötti különbség hatására, bár ez a 4.1. ábrán nincs berajzolva. Ráadásul a domborulat (a gömbhéjcikk „eleje” és „vége” közötti távolság) függ a nyomáskülönbségtől; a külső ablaknál ez állandó, a belsónél viszont a hélium nyomása változhat, emiatt a D domborulatot nem lehet állandónak venni, hanem azt egy kísérletileg meghatározott $D = f(p_{target})$ függvény segítségével lehet csak megkapni, a következő módon:

$$D = 0.4 + p_{target} \times 0.12 \text{ [mm]} , \quad (4.1)$$

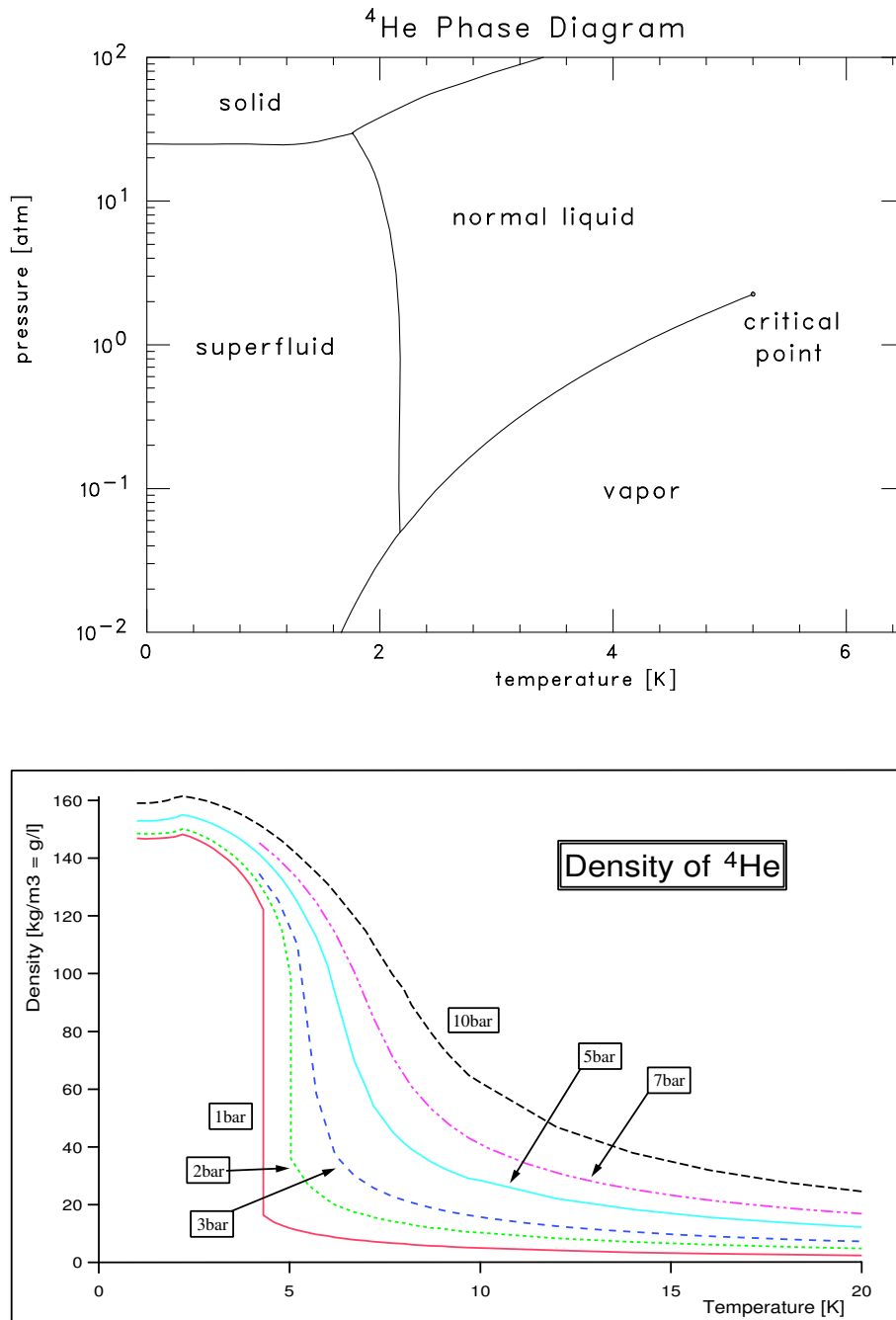
ahol p_{target} a hélium nyomása, bar-ban. A domborulatból az R görbületi sugár már könnyen kiszámítható:

$$R = \frac{\frac{r_a^2}{4} + D^2}{2D} , \quad (4.2)$$

ahol r_a az ablak sugara.

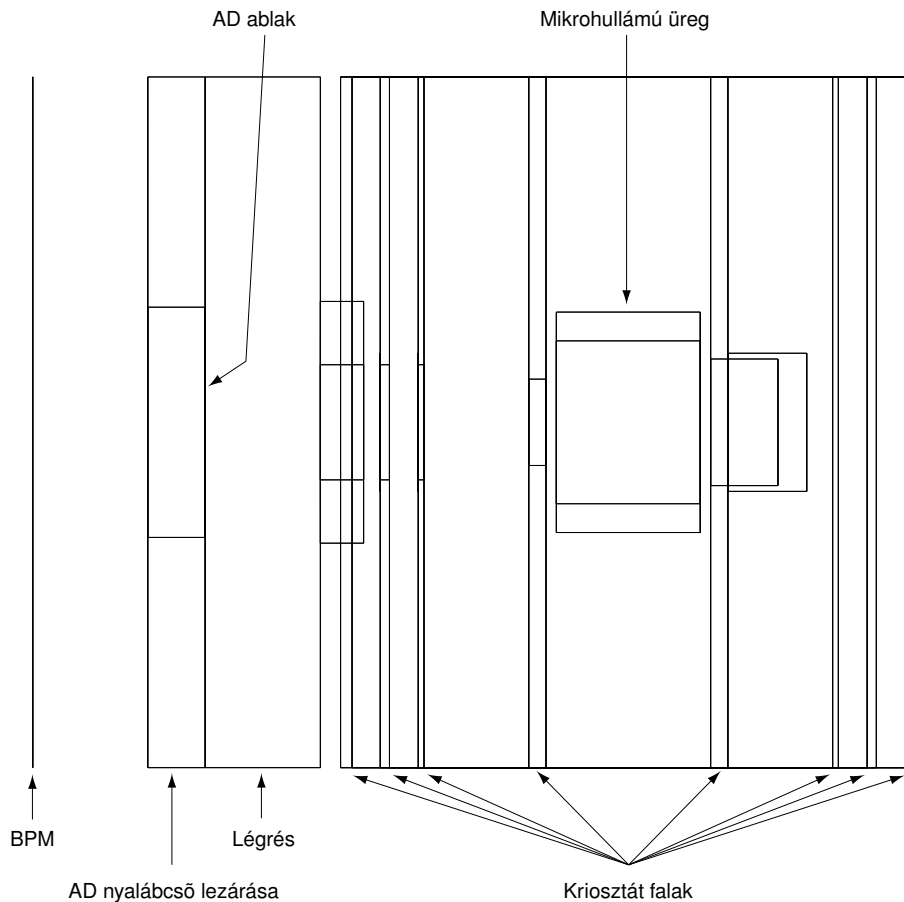
A másik nehézségét az okozta, hogy a kísérleteket igen alacsony hőmérsékleten, a hélium kritikus pontjához közel fogjuk végezni, ahol a hélium sűrűsége és egyéb termodinamikai tulajdonságai már nem számolhatók a hagyományos gáztörvénnyel (4.2. ábra). A szimuláció szempontjából ugyanakkor fontos, hogy a hélium sűrűsége nagy pontossággal legyen kiszámolva, mivel a fékezőerőt és ezáltal a hatótávolságot ez nagyban befolyásolja. Szerencsére rendelkezésemre állt a Cryodata Inc. cég HEPAK nevű hélium termodinamikai tulajdonságokat számoló programja [60], amely sok egyéb funkciója mellett alkalmas arra is, hogy adott nyomáshoz és hőmérséklethez mint paraméterekhez kiszámolja a sűrűséget. A program forrását is megkaptam, amit lefordítva sikerült belinkelnem a programomhoz. Ez nem volt egyszerű, ugyanis a HEPAK a GEANT 4-gyel ellentétben nem C++, hanem FORTRAN nyelven íródott, de végül sikerült. Így a program most közvetlenül számolja a hélium sűrűségét a nyomás- és hőmérséklet-adatokból, amelyeket a futás elején olvas be egy fájlból. Sajnos a GEANT 4 nem teszi lehetővé, hogy futás közben a felhasználó módosítsa az egyes anyagok fizikai tulajdonságait, ezért a nyomás és/vagy a hőmérséklet, és ezáltal a sűrűség megváltoztatásához mindig újra kell indítani a programot.

A 4.3. ábrán látható a program által készített kriosztát, közepén a mikrohullámú rezonátorüreggel. A kriosztáttól balra látható az AD ablaka és a BPM. Érdekes összehasonlítani az eredeti tervrajzzal (4.1. ábra, 28. oldal). Látható, hogy a programban nagyban leegyszerűsítettem a kriosztátot, pl. a belső fal felső kiöblösödését nem dolgoztam ki, hiszen ez lényegtelen a szimuláció szempontjából. Azonban minden ablak- és falvastagságméret pontosan megegyezik az eredetivel. További különbség még az is, hogy a valódival ellentétben a szimulációs program kriosztátján kívül (a „külső világban”) nem levegő, hanem vákuum van. Emiatt volt szükség egy külön légrés (tkp. egy levegőből álló henger) elhelyezésére az AD ablaka és a kriosztát külső ablaka közé. Az egyszerűség kedvéért a kriosztát izolációs vákuumának és az AD (azaz



4.2. ábra. Fent: a hélium fázisdiagramja. A mikrohullámú kísérleteket 6 K hőmérsékleten és 500 mbar nyomáson fogjuk lefolytatni. Lent: a hélium sűrűsége a hőmérséklet függvényében különböző nyomásértékeknél.

a külső világ) vákuumának nagyságát azonosnak vettem, hiszen ezek tényleges értékei a szimuláció végeredményét elhanyagolható mértékben befolyásolják. A külső és a belső ablakok görbületét a GEANT 4 nem képes tökéletesen megjeleníteni: a „sima” körvonalakat egyenes szakaszok sorozatával helyettesíti. További hiányossága a GEANT-nak, hogy ha unió-, metszet- vagy különbségképzéssel állítunk elő geometriai alakzatokat, akkor a kapott formákat nem tudja

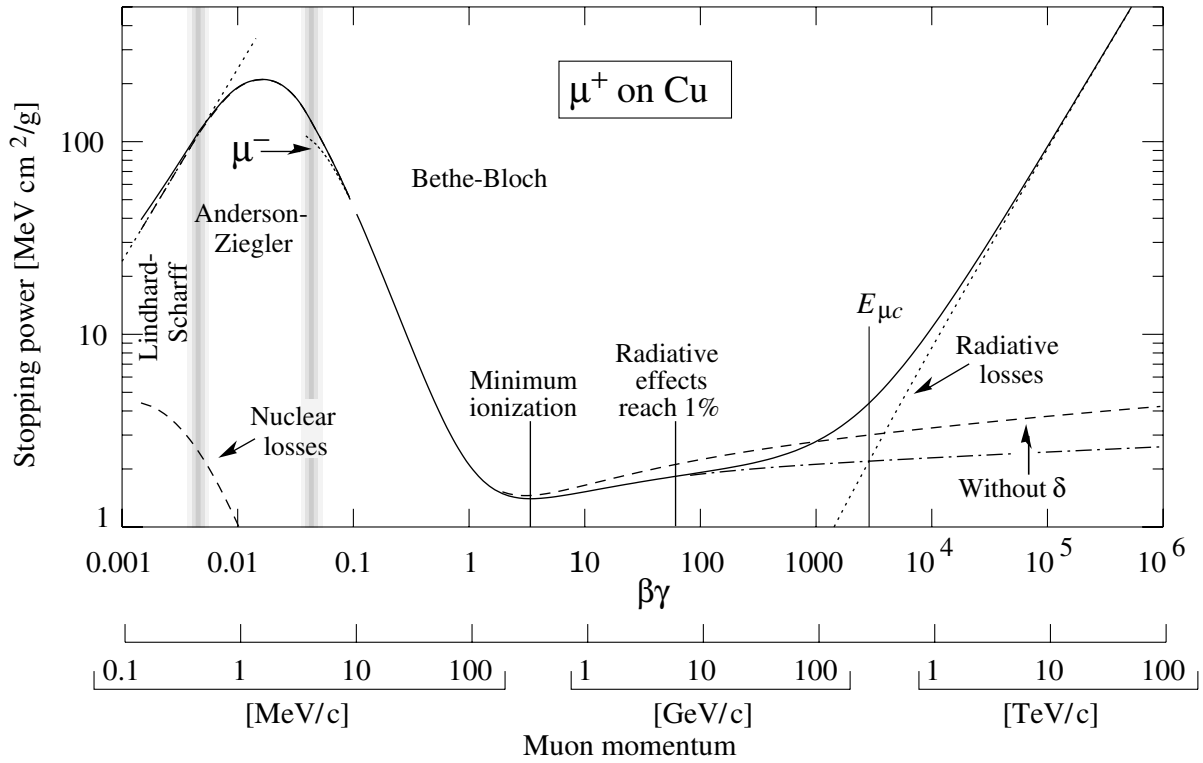


4.3. ábra. A szimulációs program által felépített „világ”.

megjeleníteni, csak a kiindulási elemeket. Mivel mindkét görbült ablakot egy félgömbhéj és egy henger metszeteként állítottam elő, ezért a program mindkét utóbbi alakzatot teljes terjedelmében kirajzolja annak ellenére, hogy ezeknek csak egy kicsiny része a metszetképzéssel kapott ablak. Ezek a félgömbök és hengerek igen zavaróak lettek volna az ábrán, ezért láthatatlanná tettem őket. Ez azt jelenti, hogy jelen vannak, ám a GEANT nem rajzolja ki őket.

4.2. Energiavesztés

Anyagba juttatott töltött részecskék (protonok, elektronok, α -részecskék, müonok stb.) különböző folyamatok hatására fokozatosan elveszítik kezdeti kinetikus energiájukat, és lefékeződnek. Protonoknál és ennél nehezebb részecskéknél a legnagyobb szerepet az ún. elektronos és a magfékezési folyamatok játsszák. Az előbbi a közeg elektronjaival való ütközéseket jelenti, amelyek során az elektronok gerjesztődnek vagy másodlagos elektronként (ún. δ -elektronként) kilökődnek (ionizáció). Ez a folyamat az egész energiaspektrumban jelentős. A magfékezés azt a folyamatot takarja, amikor a rugalmas ütközés során az atom mint egész lökődik vissza, és a



4.4. ábra. Pozitív müonok fékezőerő-függvénye rézközegben, a relativisztikus sebesség ($\beta\gamma$) függvényében. A folytonos vonal a teljes fékezőerőt jelöli. A $\beta\gamma \approx 0.1$ -nél lévő szakadás alatt nem a Bethe–Bloch-egyenlet, hanem a (4.14) paraméteres egyenlet alapján számolt fékezőerő van berajzolva. A „ μ^- ” jelölésű pontozott vonal a Barkas-hatást (lásd később) jelöli. Forrás: [63].

behatoló részecske így veszít energiát. Mivel az energiavesztés ez esetben az atommag Coulomb-terének hatására következik be, ezért jogos a „magfékeződés” elnevezés. Ez a folyamat csak kis energiákon ($T < \sim 10$ keV) játszik szerepet. A 4.4. ábrán látható a pozitív müonok fékezőerő-függvénye réz közegben. Jól nyomon követhető a Bethe–Bloch-egyenlet (lásd alább), illetve a paraméteres egyenlet futása. Megfigyelhető, hogy $T > 10$ GeV felett a sugárzásos veszteségek egyre jelentősebbé válnak, végül teljesen ezek határozzák meg az energiavesztést. Protonok és antiprotonok esetén – mivel ezek a részecskék nagyobb tömegűek a müonoknál – ez a hatás csak jóval nagyobb energiákon jelentkezik.

4.2.1. A Bethe–Bloch-egyenlet

A nagyobb energiákon ($T > \sim 0.1$ MeV) az egységnyi útszakaszra eső energiavesztését az elsőrendű Born-közelítésből származó Bethe–Bloch-egyenlet [61–63] írja le részletesen, amelynek a GEANT által használt szűkített alakja a következő [58, 59]:

$$\frac{dE}{dx} \equiv S = 4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A \frac{Z}{A} \left(\frac{Z_{inc}}{\beta} \right)^2 \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max} F}{I^2} - \frac{\beta^2}{2} (1 + F) - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right), \quad (4.3)$$

ahol m_e és r_e az elektron tömege és klasszikus sugara; ρ , Z , A és I a közeg sűrűsége, rendszáma, tömegszáma és átlagos ionizációs energiája; Z_{inc} és $\beta = v/c$ a beeső részecske rendszáma és relatív sebessége; N_A az Avogadro-szám; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, T_{max} a szabad elektronnak egy ütközés során átadható maximális energia:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M_{inc}} + \left(\frac{m_e}{M_{inc}}\right)^2} ; \quad (4.4)$$

δ a sűrűség-korrektíós tag; $\frac{C}{Z}$ a héj-korrektíós tag és F pedig a vágás-korrektíós faktor:

$$F = \begin{cases} 1, & \text{ha } T_{cut} \geq T_{max} , \\ \frac{T_{cut}}{T_{max}}, & \text{ha } T_{cut} < T_{max} . \end{cases} \quad (4.5)$$

Itt T_{cut} a GEANT által használt ún. vágási energia. Ha a másodlagos elektron energiája ennél alacsonyabb lenne, akkor az elektront a program nem hozza létre (de az energiát, amit ez az elektron vitt volna el, természetesen levonja). A (4.3) egyenlet nem tartalmazza a ténylegesen generált másodlagos elektronok által elvitt energiát (ezért „szűkített”). A másodlagos elektronokat a GEANT a differenciális hatáskeresztmetszet ismeretében generálja véletlenszerűen, majd minden egyes ilyen elektron keltése után levonja a ténylegesen elvitt energiát. A GEANT által használt differenciális hatáskeresztmetszet a következő:

$$\frac{d\sigma}{dT} = 2\pi Z r_0^2 m \frac{1}{\beta^2 T^2} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} + C_s \right) , \quad (4.6)$$

ahol C_s egy spinfüggő tag:

$$C_s = \begin{cases} 0 & 0 \text{ spinű részecskék esetén,} \\ \frac{T^2}{2E^2} & 1/2 \text{ spinű részecskék esetén.} \end{cases} \quad (4.7)$$

A másodlagos elektronok generálása az elfogadó-elfető módszerrel történik a (4.6) egyenlet zárójelben lévő tényezőjének segítségével. Ezáltal a T_{cut} – T_{max} intervallumba eső kinetikus energiájú elektronok keletkeznek a (4.6) egyenlet által meghatározott valószínűséggel. Természetesen előállhat olyan eset, amikor a T_{cut} nagyobb, mint a T_{max} (a T_{cut} értéke ugyanis nincs beépítve a GEANT-ba, hanem azt az adott program írója szabhatja meg). Ebben az esetben másodlagos elektronok nem generálódnak, és a (4.3) szűkített Bethe–Bloch-egyenlet átmegy a teljes Bethe–Bloch-egyenletbe:

$$S = 4\pi r_e^2 m_e c^2 N_A \frac{Z}{A} \left(\frac{Z_{inc}}{\beta} \right)^2 \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right) . \quad (4.8)$$

A teljes és a szűkített BB-egyenletek különbsége egyenlő a ténylegesen generált másodlagos elektronok okozta átlagos energiavesztéssel, pontosabban fékezőerővel. Így mindkét megközelítés – teljes BB-egyenlet vs. szűkített BB-egyenlet + másodlagos elektronok generálása –

elméletileg ugyanarra az fékezőerő-értékre vezet. A második módszer használata annyiban előnyösebb, hogy az az energiavesztési folyamatokba némi véletlen jelleget is beiktat.

A T_{cut} vágási energiát nem közvetlenül lehet megadni, hanem az ún. vágási hossz (r_{cut}) segítségével. A kettő között a $T_{cut} = R^{-1}(r_{cut})$ kapcsolat áll fent, ahol az $R^{-1}(r)$ az inverz hatótávolság-függvény. (A hatótávolság- és az inverz hatótávolság-függvényről bővebb leírás a 42. oldalon található.)

Mindkét BB-egyenletben a dx dimenziója tömeg/felületegység, azaz például g/cm^2 . Szokás az egyenleteket olyan formában is írni, hogy a jobboldalt megszorozzuk a közeg ρ sűrűségével. Ekkor dx dimenziója a megszorított hosszúság lesz.

A Bethe–Bloch-egyenletekben szerepel az I átlagos ionizációs potenciál, amelyet a GEANT a következő közelítő formulával számol:

$$I = 16 \times Z^{0.9} . \quad (4.9)$$

Ez a közelítés, amellett, hogy elég egyszerű, kielégítő pontossággal szolgál.

A fékezőerő a fenti paramétereken kívül kis mértékben függ a közeg sűrűségétől is. Ennek az az oka, hogy ha növekszik a beeső részecske sebessége, akkor a közeg egyre inkább hajlamos lesz a polarizációra. Ez indokolja a $\frac{\delta}{2}$ sűrűség-korrektíós tag jelenlétét, amelyet a következő – Sternheimer által javasolt – módon kapható meg [64]:

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{ha } X < X_0 , \\ 2(\ln 10)X + C_d + a(X_1 - X)^m & \text{ha } X_0 \leq X < X_1 , \\ 2(\ln 10)X + C_d & \text{ha } X \geq X_1 , \end{cases} \quad (4.10)$$

ahol a különböző közegfüggő paraméterek a következők:

$$X = \log_{10}(\gamma\beta) = \ln(\gamma^2\beta^2)/4.606 \quad \nu_p = \sqrt{\frac{N_{el}e^2}{\pi s}} \text{ s}^{-1} \text{ a plazmafrekvencia}$$

$$N_{el} = \text{a közeg elektronsűrűsége} \quad C_d = -2 \ln \left(\frac{I}{h\nu_p} \right) - 1$$

$$a = \frac{4.606(X_a - X_0)}{(X_1 - X_0)^m} \quad 4.606 X_a = -C_d$$

Szilárd és cseppfolyós anyagok esetén

$$\text{Ha } I < 100 \text{ eV} \left\{ \begin{array}{l} X_0 = \begin{cases} 0.2 & \text{ha } -C_d \leq 3.681 \\ -0.326 C_d - 1.0 & \text{ha } -C_d > 3.681 \end{cases} \\ X_1 = 2.0 \\ m = 3.0 \end{array} \right.$$

$$\text{Ha } I \geq 100 \text{ eV} \left\{ \begin{array}{l} X_0 = \begin{cases} 0.2 & \text{ha } -C_d \leq 5.215 \\ -0.326 C_d - 1.5 & \text{ha } -C_d > 5.215 \end{cases} \\ X_1 = 3.0 \\ m = 3.0 \end{array} \right.$$

gáznemű anyagok esetén pedig

$$\begin{array}{llll}
X_0 = 1.6 & X_1 = 4 & \text{ha} & C_d \leq 9.5 \\
X_0 = 1.7 & X_1 = 4 & \text{ha} & 9.5 < C_d \leq 10.0 \\
X_0 = 1.8 & X_1 = 4 & \text{ha} & 10.0 < C_d \leq 10.5 \\
X_0 = 1.9 & X_1 = 4 & \text{ha} & 10.5 < C_d \leq 11.0 \\
X_0 = 2.0 & X_1 = 4 & \text{ha} & 11.0 < C_d \leq 12.25 \\
X_0 = 2.0 & X_1 = 5 & \text{ha} & 12.25 < C_d \leq 13.804 \\
X_0 = 0.326 C_d - 2.5 & X_1 = 5 & \text{ha} & 13.804 < C_d
\end{array}$$

A sűrűség-korrekción alacsony energiákon elhanyagolható, de az energia növekedésével egyre jelentősebbé válik. A határ körülbelül $T = 3$ MeV kinetikus energiánál van.

A könnyű elemeknél alacsony energiákon, és a nehéz elemeknél minden energián a belső héjakon (K , L stb.) lévő elektronokkal történő ütközés valószínűsége nagyon kicsi, gyakorlatilag elhanyagolható. Ezt a tényt képviseli a Bethe–Bloch-egyenletben megjelenő héj-korrekción tag. Ennek kiszámítására a GEANT 4 Barkas félempirikus formuláját [65] használja:

$$\begin{aligned}
C(I, \eta) = & (0.42237\eta^{-2} + 0.0304\eta^{-4} - 0.00038\eta^{-6})10^{-6}I^2 + \\
& + (3.858\eta^{-2} - 0.1668\eta^{-4} + 0.00158\eta^{-6})10^{-9}I^3,
\end{aligned} \tag{4.11}$$

ahol $\eta = \gamma\beta$. Ez a kifejezés alacsony energiákon helytelen eredményt ad, ezért csak $\eta > 0.13$ értékekre (azaz proton esetén $T > 7.9$ MeV kinetikus energiákra) alkalmazható. Ennél kisebb η értékekre a héj-korrekción tagot a GEANT a következő formulával számolja:

$$C(I, \eta) \Big|_{\eta \leq 0.13} = C(I, \eta = 0.13) \frac{\ln\left(\frac{T}{T_{2l}}\right)}{\ln\left(\frac{7.9 \text{ MeV}}{T_{2l}}\right)}, \tag{4.12}$$

ahol $T_{2l} = 2$ MeV.

4.2.2. A Barkas-hatás

A (4.3) és a (4.8) Bethe–Bloch-egyenletekben a zárójelben álló tényezőt L -el jelölve sorbafejtéssel általánosíthatjuk az egyenletet:

$$L = L_0 + L_1 Z_{inc} + L_2 Z_{inc}^2 + \dots, \tag{4.13}$$

ahol L_0 , L_1 és L_2 Z_{inc} -től független együtthatók. Ha csak az L_0 tagot vesszük figyelembe, akkor a korábbi Bethe–Bloch-egyenletet kapjuk vissza. Az L_1 együttható adja az ún. Barkas-tagot, amelynek előjele függ a beeső részecske töltésének előjelétől (Z_{inc}^3). Az L_2 együttható adja az előjel-független Bloch-tagot (Z_{inc}^4). A kettő közül a Barkas-tag a számottevőbb. Ennek létezését kísérletileg először Barkas *et al.* mutatták ki [66], amikor felfedezték, hogy a negatív π^- mezonok hatótávolsága nagyobb, mint a pozitív π^+ mezonoké. Ennek az a magyarázata, hogy a beeső

töltött részecske polarizálja a környezetét, azaz egy negatív töltésű részecske eltaszítja magától az elektronokat, míg egy pozitív töltésű részecske maga felé vonzza azokat. Emiatt az előbbi esetben kisebb lesz az ütközés valószínűsége, ami a fékezőerő csökkenését és a hatótávolság növekedését vonja maga után. A Barkas-hatás nagy energiákon ($T > 1$ MeV) elhanyagolható, és csak kis energiákon számottevő. Ennek az az oka, hogy nagy energiákon, azaz nagy beesési sebességeknél az atomi elektronoknak nincs idejük arra, hogy kellő mértékben „reagáljanak” az érkező részecske által módosított Coulomb-térre. A korrekció mértéke a Bragg-csúcsnál a legnagyobb, azaz akkor, amikor a beeső részecske sebessége közelítőleg megegyezik az atomi elektronok sebességével.

A Bethe–Bloch-egyenlet csak addig alkalmazható, amíg a beeső részecske sebessége nagyobb az atomi elektronok sebességénél, ti. az ennél kisebb energiatartományban ($T < 2$ MeV) nagyon rossz eredményt ad. Ezért alacsony energiákon a BB-egyenlet helyett paraméteres formulákkal szokás számolni; a GEANT is így tesz. A GEANT legújabb verziója már figyelembe veszi a Barkas-hatást, mégpedig oly módon, hogy negatív töltésű részecskék esetén egy külön Barkas-taggal csökkentti az előzőleg valamilyen paraméteres formulával kiszámolt fékezőerő-értéket. Sajnos az általa számolt értékek hélium közeg esetén eléggé eltérnek a kísérletileg meghatározottaktól, ezért ezt a részt egy kicsit módosítottam.

4.2.3. Fékeződés alacsony energiákon

A GEANT 4, és az én programom is, az alacsony energiás tartományt két részre osztja: a $0 \leq T \leq 10$ keV közöttire és a $10 \text{ keV} \leq T \leq 2$ MeV közöttire. Az utóbbi esetben a Varelas és Biersack által javasolt paraméteres formulával számol [67]:

$$S_2^{-1} = S_{low}^{-1} + S_{high}^{-1} , \quad (4.14)$$

ahol

$$S_{low} = A_2 T^{0.45} \quad (4.15)$$

és

$$S_{high} = \frac{A_3}{T} \ln \left(1 + \frac{A_4}{T} + A_5 T \right) . \quad (4.16)$$

Az A_2 , A_3 , A_4 és A_5 paraméterek a közegtől függenek, és több forrásban is megtalálhatók táblázatba szedve, például Andersen és Ziegler könyvében [68] és az ICRU Report 49-ben [69]; ezeket a GEANT is használja, és a program írója választhat a táblázatok közül. Én az ICRU Report 49-et részesítettem előnyben, mivel az frissebb. Sajnos mindkét táblázat kizárólag protonokra ad értékeket, antiprotonokra nem. Így ez utóbbiak esetén külön korrekcióra van szükség.

10 keV alatti kinetikus energiákon a program a következő paraméteres formulával számol:

$$S_1 = A_1 \sqrt{T} . \quad (4.17)$$

Az A_1 paraméter szintén a fenti táblázatokban található meg. A $\sqrt{T}$ -vel, azaz a sebességgel egyenes arányban álló fékezőerő a szabadelektrongáz-modell következménye. Az együttthatók természetesen úgy vannak megválasztva, hogy a fékezőerő-függés görbéje, illetve annak deriváltja folytonos legyen.

A (4.14) és a (4.17) paraméteres egyenletek a teljes energiavesztést írják le, azaz tartalmazzák a másodlagos elektronok által elvitt energiát is. A GEANT azonban a másodlagos elektronokat külön kezeli, és külön levonja az általuk elvitt energiát (lásd előrébb), emiatt a fenti paraméteres egyenletek csak valamilyen korrekcióval használhatók, különben az kiütött elektronok energiáját kétszer is levonnánk. A megoldás erre a problémára az, hogy a fenti egyenletek által szolgáltatott értékből ki kell vonni a *ténylegesen generált* másodlagos elektronoknak tulajdonítható *átlagos* fékezőerőt. Ezt a GEANT a következő módon számolja:

$$S_\delta = \frac{2\pi m_e c^2 r_e^2 N_{el}}{\beta^2} (\beta^2(Y - 1) - \ln Y) . \quad (4.18)$$

Itt $Y = T_{cut}/T_{max}$. Természetesen, ha $T_{cut} > T_{max}$, akkor $S_\delta = 0$ (hiszen ekkor nem generálódnak másodlagos elektronok).

Mint azt fentebb már említettem, a GEANT a Barkas-hatást egy külön Barkas-taggal számolja, mégpedig a következő – Ashley és Ritchie által javasolt – módon [72]:

$$S_B = (K_2^k + K_2^{k-1}) \frac{0.030708 \rho Z^2}{137^3 \beta^5 A} . \quad (4.19)$$

A K_1 és K_2 értékek táblázatba vannak szedve. Ezek közül kell kiválasztani a k -adik K_2 értéket (K_2^k) úgy, hogy teljesüljön a következő feltétel:

$$W \geq K_1^{k-1}, \text{ de már } W < K_1^k ,$$

ahol

$$W = 0.8(1 + 6.02Z^{-1.19}) \frac{Z^{2/3}}{137\beta} .$$

A GEANT rutinja $T < 500$ keV alatt a Barkas-tag értékét konstansnak veszi – azaz pl. 0.1 keV-en vagy 10 keV-en ugyanannyi a függvény által szolgáltatott érték, mint 500 keV-en. Ez igen meglepő, hiszen a Barkas-hatás ilyen alacsony energiákon erősen függ a beeső részecske kinetikus energiájától. Sajnos a GEANT dokumentációja semmilyen magyarázattal nem szolgál arra nézve, hogy mi az oka a fenti egyszerűsítésnek. Valószínű azonban, hogy az ilyen alacsony energiák kívül esnek a fenti algoritmus alapjául szolgáló elméleti modell érvényességi körén.

A kriosztátunkba lőtt antiprotonok kinetikus energiája, amely kezdetben $T = 5.3$ MeV ($p = 100$ MeV/c), az utolsó ablakon való áthaladás után körülbelül 1.4–1.6 MeV-re csökken. Így a Barkas-hatás szempontjából igazán érdekes energiatartomány teljes egészében a héliumba „esik”, ezért elég volt a fékezőerő-rutint csupán hélium közeg esetén módosítanom, hiszen az abszorbensek alkotó többi közeg esetén az eredeti rutin kielégítő pontossággal alkalmazható

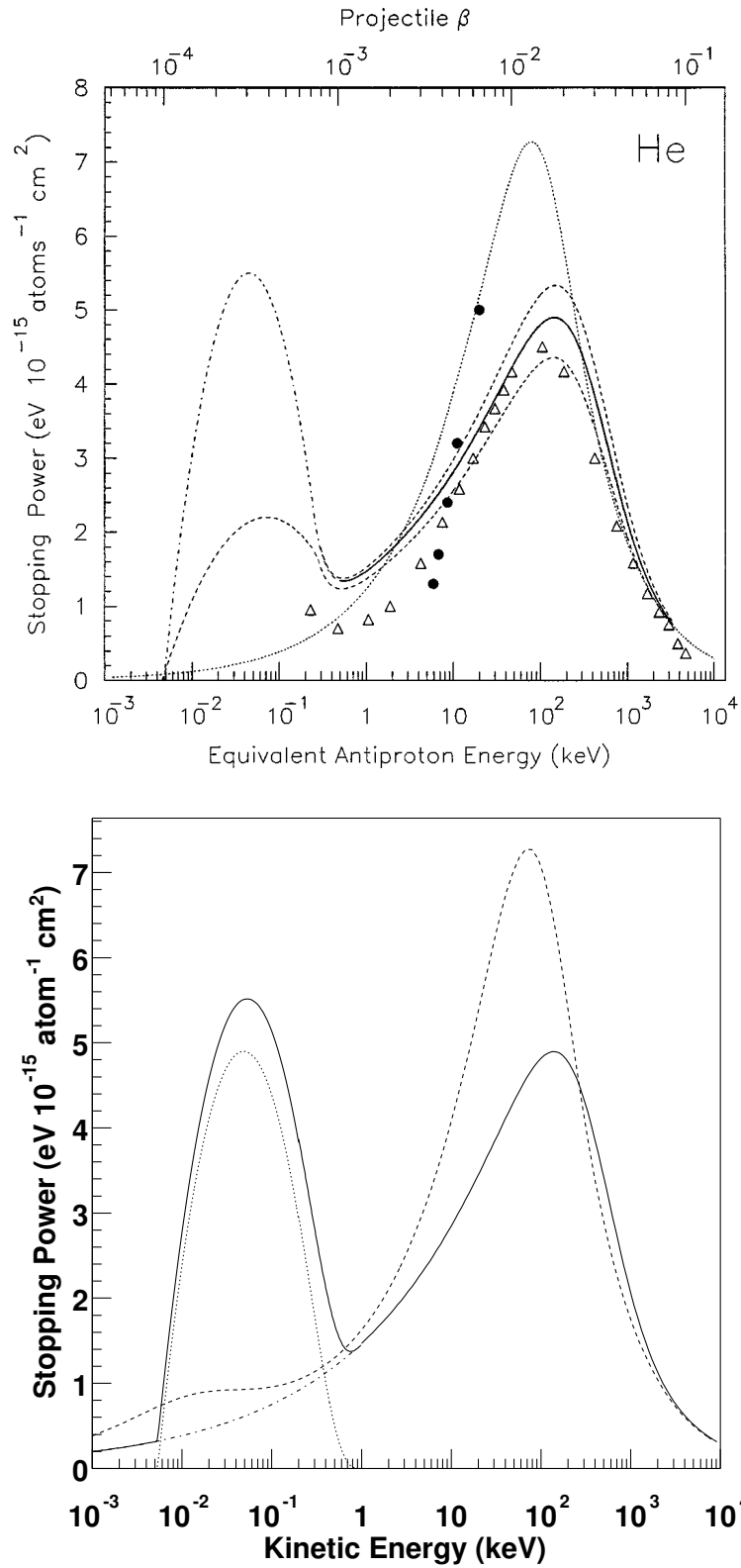
antiprotonok esetén is. Szerencsére antiprotonok alacsony energiás energiavesztését héliumban már vizsgálta az OBELIX kollaboráció, és ezeknek a méréseknek az eredményei publikálásra is kerültek [70]. A 4.5 ábrán fent látható a mérések eredményeire legjobban illeszkedő fékezőerő-függvény (folytonos vonal). Az illesztés során ők is a (4.14) paraméteres formulát használták, azzal a különbséggel, hogy az S_{low} kifejezésben a kitevő értékét is szabad paraméternek (β) vették. A legjobb illesztést a 4.3. táblázatban felsorolt paraméterértékekkel kapták. Ebben a táblázatban az összehasonlítás kedvéért a megfelelő proton-paramétereket is felsoroltam, amelyek az ICRU 49-ből, illetve az Andersen–Ziegler-könyvből származnak – hélium esetén a két forrás ugyanazokat az értékeket szolgáltatja. A 4.5 ábrán fent pontozott vonal jelöli az így kapott proton fékezőerő-függvényt. Jól látható, hogy a Bragg-csúcsnál a kétféle részecske közötti fékezőerő-különbség kb. 30%. Ezzel szemben a GEANT szerint a két érték közti különbség mindössze $\sim 1\%$. Emiatt mindenképpen indokolt volt az energiavesztést számoló algoritmus módosítása.

4.3. táblázat. Az OBELIX kollaboráció által antiprotonra kapott paraméterértékek, illetve az ICRU 49 és az Andersen–Ziegler-könyv protonra adott értékei. Az A_{2-5} paraméterek szerepét lásd a (4.15) és a (4.16) egyenletekben. A β a (4.15) egyenletben a kitevő helyett áll.

Forrás	S_{low}		S_{high}		
	A_2	β	A_3	A_4	A_5
OBELIX [70] – $\bar{p}$	1.45	0.29	484.5	2×10^5	0.05225
Andersen–Ziegler [68], ICRU 49 [69] – p	1.397	0.45	484.5	5873	0.05225

A 4.5 ábrán fent a 0.5 keV feletti szaggatott vonalak a még éppen jó függvényillesztéseket jelölik (felső és alsó határok). Az OBELIX kollaboráció által mért adatokból világossá vált, hogy nagyon alacsony energiáknál ($T < 1$ keV) a fékezőerőnek nagy értéket kell felvennie. Ezt a növekedést a már említett magfékeződés okozza. Protonok esetén ezt a GEANT kétféle módon számolja: az Andersen–Ziegler-paramétertáblázatot választva szintén e szerzők által megadott formulákkal számol [71]:

$$S_n = \begin{cases} K 1.593 \sqrt{E_r} & \text{ha } E_r < 0.01 , \\ K 1.7 \sqrt{E_r} \ln \left(\frac{E_r + e}{1 + 6.8 E_r + 3.4 E_r^{1.5}} \right) & \text{ha } E_r \geq 0.01 \text{ és } T < 10 \text{ keV} , \\ K \ln(0.47 E_r) \frac{1}{2 E_r} & \text{ha } E_r \geq 0.01 \text{ és } T \geq 10 \text{ keV} , \end{cases} \quad (4.20)$$



4.5. ábra. Fékezőerő-függvények. Fent: az OBELIX kísérleteinek eredményei. (●: protonokkal mért adatok, △: negatív müonokkal mért adatok.) Lent: az általam és a GEANT által használt fékezőerő-függvények. A vonalak magyarázatát lásd a szövegben.

ahol

$$\begin{aligned} E_r &= 32.52 \frac{MT}{Z_{inc} Z R_m} , \\ R_m &= (M + M_{inc}) \sqrt{Z^{2/3} + Z_{inc}^{2/3}} , \\ K &= 8.462 \frac{Z Z_{inc} M_{inc}}{R_m} . \end{aligned}$$

Itt M a közeg moláris tömege, M_{inc} pedig a beeső részecske tömege atomi tömegegységben. Ha az ICRU 49 paramétertáblázatát választjuk, akkor a GEANT a Molière-féle magfékeződési formulát használja [73]:

$$S_n = K \frac{E_r - A_1^k}{A_1^{k-1} - A_1^k} (A_2^{k-1} - A_2^k) + A_2^k , \quad (4.21)$$

ahol

$$\begin{aligned} E_r &= 32.536 \frac{MT}{Z_{inc} Z R_m} , \\ R_m &= (M + M_{inc}) \sqrt{Z^{0.23} + Z_{inc}^{0.23}} , \\ K &= 8.462 \frac{Z Z_{inc} M_{inc}}{R_m} . \end{aligned}$$

Az A_1^i és az A_2^i paraméterek táblázatba vannak szedve. Ezek közül kell kiválasztani a k -adikat úgy, hogy teljesüljön a következő feltétel:

$$T \leq A_1^{k-1} , \text{ de már } T > A_1^k .$$

A 4.5 ábrán lent szaggatott vonal jelöli a GEANT által protonok esetén héliumban használt teljes fékezőerő-függvényt, azaz az elektronos fékeződés és a magfékeződés összegét, az utóbbit az Andersen–Ziegler-féle formulával számolva. Ezen ábra felső részén a 0.5 keV alatti pont-vonal egy olyan fékezőerő-függést ábrázol, amellyel értelmezhetőek voltak a mért adatok, míg a szaggatott vonallal rajzolt függést feltételezve ez nem volt lehetséges. Látható tehát, hogy antiprotonok esetén a magfékezés csúcsa jóval magasabb, mint protonok esetén. Ennek fizikai oka a következő: mivel az antiprotonok negatív töltésűek, ezért a pozitív töltésű mag vonzza őket, emiatt kis energiákon megnő a mag Coulomb-terében való szóródás és energiavesztés valószínűsége. Protonok esetén vonzás helyett taszítás lép fel, ezért az energiavesztés ebben az esetben kisebb lesz. A hatás tehát éppen ellentétes, mint az atomi elektronokkal történő ütközés esetén. Ugyanakkor a mag közelében elhaladó negatív töltésű részecske hatására az elektronok kisebb effektív magtöltést „látnak”, ami az ionizációs energia csökkenésében, és ezáltal az ionizációs hatáskeresztmetszet növekedésében nyilvánul meg. Mindenképpen szükséges volt tehát a magfékeződés rutinját is módosítanom, hogy reprodukálhassam a 4.5 ábra felső részén a 0.5 keV alatti pont-vonallal rajzolt függvényt.

Az általam antiprotonok számára alkotott teljes fékezőerő-függvényt (S_t) a 4.5 ábra alsó részén folytonos vonal jelöli. Ez tulajdonképpen két függvény összege: az elektronos fékezése (pont-vonal – S_e) és a magfékezése (pontosított vonal – S_n). Sajnos az OBELIX-cikk nem említi, hogy az általuk használt magfékeződés-függvény milyen alakú, így csak „szemre” tudtam azt reprodukálni. Az S_n alakja hatványfüggvényre hasonlított; a kettes kitevő alkalmazása elég jónak tűnt. Mivel az energiatengely nem lineáris, hanem logaritmikus, ezért a függvényben nem a kinetikus energiának, hanem a kinetikus energia logaritmusának második hatványának kell szerepelnie. További követelmény az S_n függvénnyel szemben, hogy azt az S_e függvénnyel összeadva folytonosnak kell lennie, illetve az 1 keV körüli átmeneti pontnál az S_t összegfüggvény deriváltjának is folytonosnak kell lennie. Mivel az S_e függvény és az S_e deriváltja folytonosak, a folytonossági követelmények tulajdonképpen azt jelentik, hogy az S_n függvénynek és az S_n deriváltjának kell folytonosnak lenniük. Ez megvalósítható úgy, hogy az S_n függvényt két részre osztjuk: egy logaritmikusan másodfokúra, és egy olyanra, amely az alsó végpontjában folytonosan és folytonosan deriválhatóan csatlakozik az első függvényhez, a felső végpontjában pedig mind ő maga, mind a deriváltja nulla értéket vesz fel. Így minden követelmény kielégül. A fenti kényszereket egyenletek formájában felírva, majd azokat megoldva a magfékeződés-függvényekre a következőket kaptam:

$$S_n = \begin{cases} 4.9 - (\ln(0.05 \text{ keV}) - \ln(T))^2 & \text{ha } T < 0.2 \text{ keV,} \\ 6.797(1 - T)^{3.6967} & \text{ha } 0.2 \text{ keV} \leq T < 1 \text{ keV,} \\ 0 & \text{egyébként.} \end{cases} \quad (4.22)$$

Természetesen, ha $S_n < 0$ lenne, akkor $S_n = 0$. Ez a függvény a $T = 0.2$ keV és a $T = 1$ keV pontokban folytonos és folytonosan deriválható. Az magfékeződés-csúcs bal oldali talpánál ($T \sim 0.005$ keV-nél) az utóbbi feltétel már nem teljesül. Ezt azért hagytam így, mert az eredeti függvény sem deriválható folytonosan ebben a pontban. A 4.5 ábra felső részén látható, hogy az eredeti teljes fékezőerő-függvény értéke ~ 0.005 keV alatt nulla. Én ezt nem akartam így hagyni, ugyanis a GEANT-nak valószínűleg nem tetszett volna, hogy a fékezőerő bármilyen energián is nulla. (Előfordulhatott volna, hogy a beeső részecske sosem áll meg.) Ezért ebben az energiatartományban is úgy vettem, hogy $S_t = S_e + S_n$, bár itt már S_n értéke nulla, ezért itt valójában $S_t = S_e$. A GEANT eredeti függvényeitől még abban is eltértem, hogy 10 keV alatti kinetikus energiákon is a (4.14) paraméteres egyenlettel számoltam, nem pedig a (4.17) egyenlettel. Ennek az volt az oka, hogy az OBELIX-cikk egyáltalán nem dolgozott az utóbbi formulával, csak az előbbivel.

A fenti fékezőerő-formulák egyszerű elemekre vonatkoznak. Mivel a hétköznapi anyagok általában keverékek (molekulák, ötvözetek stb.), ezért szükséges valamilyen módon megbecsülni az ilyen anyagok fékezőképességét. Erre a legegyszerűbb módszer a Bragg-féle összeadási szabály alkalmazása, amelyet a GEANT is használ. Ennek értelmében egy keverékből álló közeget felfoghatunk úgy, mintha az tiszta elemekből álló vékony rétegekből épülne fel. Eszerint egy

ilyen közeg fékezőképessége [63]:

$$\frac{dE}{dx} = \sum \omega_j \left(\frac{dE}{dx} \right)_j, \quad (4.23)$$

ahol ω_j a j -edik összetevő atomszám-aránya a közegben, $dE/dx|_j$ pedig a fékezőképessége. Az így kapott érték azonban nem mindig a legjobb becslés, hiszen például egy molekulában az elektronok erősebben kötöttek, mint a tiszta elemekben, és ezt a Bragg-szabály nem képes visszaadni. A GEANT ezeket a hiányosságokat úgy küszöböli ki, hogy gyakori anyagoknál (víz, szén-dioxid stb.) mért adatok alapján kapott paraméterértékeket használ, nem pedig a Bragg-szabály alapján kapott értékeket.

A fékezőképesség és a beeső részecske által az adott lépés során megtett út ismeretében az átlagos energiaveszteséget a GEANT a következő módon számolja:

$$\Delta T_{cont} = \begin{cases} T_{init} & \text{ha } T_{init} < 1 \text{ eV} \\ S(T_{init})\Delta x & \text{ha } 1 \text{ eV} \leq T_{init} < 10 \text{ eV,} \\ & \text{vagy } T_{init} > 100 \text{ TeV,} \\ \frac{S(T_{init}) + S(T_{init} - S(T_{init})\Delta x)}{2} \Delta x & \text{ha } T_{init} < 2 \text{ MeV,} \\ \begin{cases} T_{init} & \text{ha } \Delta x > R(T_{init}) , \\ T_{init} - R^{-1}(R(T_{init}) - \Delta x) & \text{ha } R(T_{init}) \geq \Delta x > 0.05 R(T_{init}) , \\ S(T_{init})\Delta x & \text{ha } \Delta x \leq 0.05 R(T_{init}) , \end{cases} \end{cases} \quad (4.24)$$

ahol Δx a lépés hossza, T_{init} a kinetikus energia a lépés kezdetén, $S(T)$ a teljes fékezőerő-függvény (az elektronos és a magfékeződés összege, az előbbi a másodlagos elektronok okozta fékeződés nélkül – „folyamatos” fékezőerő), $R(T)$ a hatótávolság-függvény, amely adott kinetikus energiához megadja a hatótávolságot, $R^{-1}(r)$ pedig az inverz hatótávolság-függvény, amely adott hatótávolsághoz megadja a hozzá tartozó kinetikus energiát. Az $R(T)$ és az $R^{-1}(T)$ függvényeket úgy kaphatjuk meg, hogy a fékezőerő-függvény értékét a teljes energiaspektrumban véges számú, de kellően sűrűn elhelyezkedő pontokban kiszámoljuk, majd a kapott értékek segítségével a

$$R(T) = \int_0^{T_{init}} \frac{dT}{S(T)} \quad (4.25)$$

kifejezést numerikusan kiintegráljuk, és az eredményeket egy-egy táblázatba foglaljuk. Ha ismert a ΔT_{cont} energiaveszteség, akkor a lépés végén a végső energiát a következő módon kaphatjuk meg:

$$T_{final} = T_{init} - \Delta T_{cont} - \Delta T_{\delta}, \quad (4.26)$$

ahol ΔT_{δ} a másodlagos elektronok okozta energiaveszteség. Természetesen, ha $T_{final} < 0$ lenne, akkor $T_{final} = 0$. Ez azt az esetet jelenti, amikor a beeső részecske teljes kinetikus energiáját elveszítve megáll. Ekkor a GEANT nem számolja tovább a fékeződést, hanem – ha nem stabil részecskéről van szó – „elbomlasztja” azt, mielőtt megkezdene a következő beeső részecske nyomon követését. Bár az antiprotonok élettartama – a protonokhoz hasonlóan – végtelen nagy,

a GEANT mégis bomló részecskének veszi, hiszen normális anyagban a lelassult antiprotonok gyorsan annihilálódnak, ami tekinthető egyfajta „bomlásnak”. A még mozgó antiprotonok esetében az annihiláció hatáskeresztmetszete közelítőleg az atommagok geometriai hatáskeresztmetszetének nagyságrendjébe esik ($\sim 10^{-20} \text{ cm}^2$), ami nagyságrendekkel kisebb, mint az energiavesztéssel járó folyamatok hatáskeresztmetszete ($\sim 10^{-16} \text{ cm}^2$) [74]. Emiatt $\sim 100 \text{ eV}$ -ig az annihiláció valószínűsége elhanyagolhatóan kicsi, és a GEANT sem számol vele, csak miután a részecske megállt. Számomra azonban érdektelen volt az annihiláció lefolyása és az annihilációs termékek nyomon követése, ezért ezt a folyamatot teljesen kikapcsoltam a programomban.

4.2.4. Energiaszórás

A fenti módon meghatározott ΔT_{cont} folyamatos energiavesztés adott T kinetikus energiánál állandó érték, azaz az algoritmus nem veszi figyelembe az óhatatlanul fellépő fluktuációkat. A másodlagos elektronok okozta ΔT_δ energiavesztés számolásánál már szerepet kapnak a véletlen folyamatok, ti. a keltett elektronok energiája nem állandó, hanem egy meghatározott eloszlásfüggvényt követ (lásd (4.6) egyenlet, 33. oldal). Így ebben az esetben nem kell további energiaszórást szimulálni, a folyamatos fékezőerő okozta energiavesztés számolásánál azonban ez mindenképpen szükséges.

Ismeretes, hogy egy eredetileg monoenergiás részecskenyaláb energiája, miután áthaladt egy abszorbensen, jelentős szórást mutathat. Az energiában fellépő nagy fluktuációkat nem a nagyszámú, de kevés energiavesztéssel járó ütközések, hanem a kisszámú, de nagy energiaátadással járó ütközések okozzák. Az energiavesztés eloszlását a Landau-eloszlással lehet leírni [75], amely a következő eloszlássűrűség-függvénnyel rendelkezik [76]:

$$f(\Delta T_{act}; \beta) = \frac{1}{\xi} \phi(\lambda) , \quad (4.27)$$

ahol ΔT_{act} a tényleges energiavesztés, a többi paraméter pedig a következőképpen kapható meg:

$$\xi = \frac{2\pi N_A e^4 Z_{inc}^2 \rho Z}{m_e c^2 A \beta^2} \Delta x , \quad (4.28)$$

$$\lambda = \frac{\Delta T_{act}}{\xi} - \ln \left(\frac{\xi}{T_{max}} + 1 - \gamma_E \right) . \quad (4.29)$$

Itt λ egy dimenzió nélküli véletlen változó, $\gamma_E = 0.5772 \dots$ pedig az Euler-állandó. A $\phi(\lambda)$ függvény a következő alakú:

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\epsilon - i\infty}^{\epsilon + i\infty} \exp(u \ln u + \lambda u) du , \quad (4.30)$$

ahol ϵ egy infinitezimálisan kicsiny, pozitív szám. A fenti függvényt egy változótranszformáció végrehajtásával valamivel barátságosabb alakba is írhatjuk:

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-u \ln u - \lambda u) \sin \pi u \, du . \quad (4.31)$$

Ez a függvény egy, a nagy energiák irányába elnyúló farokkal (Landau-farok) rendelkezik, aminek következtében a Landau-eloszlás első, második stb. momentumai mind végtelen értéket vesznek fel. Fizikailag ez azt jelentené, hogy pl. a beeső részecskék által elvesztett átlagos energia végtelen nagy. Ez természetesen nem lehet így, hiszen az elvesztett energia nem lehet nagyobb, mint a részecske kezdeti energiája. Az ellentmondás abból származik, hogy a Landau-eloszlás csak közelítőleg írja le a tényleges eloszlást: a valóságban a nagy energiaveszteségek száma kisebb a Landau-eloszlás által jósolt értéknél.

Ha az abszorbens vastagsága elég nagy, akkor az ütközések száma elég nagy lesz ahhoz, hogy alkalmazhassuk a centrális határeloszlás tételét, amelynek értelmében a szórást Gauss-eloszlással írhatjuk le. Az „elég nagy” abszorbensvastagságot akkor érjük el, amikor a nagy energiaátadással járó ütközések száma is elég nagy lesz a centrális határeloszlás tételének alkalmazásához. Ez a feltétel a $\kappa > 10$ tartományban fog teljesülni, ahol $\kappa = \xi/T_{max}$. Ebben az esetben a következő alakú Gauss-eloszlással közelíthetjük az energiaszórást [77, 78]:

$$f(\Delta T_{act}; \beta) = \frac{1}{\xi \sqrt{\frac{2\pi}{\kappa}(1 - \beta^2/2)}} \exp \left[-\frac{(\Delta T_{act} - \Delta T_{mean})^2}{2 \xi^2 (1 - \beta^2/2)} \right], \quad (4.32)$$

azaz

$$\begin{aligned} \text{közép} &= \Delta T_{mean}, \\ \sigma^2 &= \frac{\xi^2}{\kappa} (1 - \beta^2/2) = \xi T_{max} (1 - \beta^2/2). \end{aligned}$$

Itt $\Delta T_{mean} = \Delta T_{cont} + \Delta T_\delta$ az átlagos energiaveszteség.

A GEANT 4 dokumentációja sajnos egyáltalán nem ír arról, hogy a fentieket pontosan hogyan is alkalmazza a tényleges energiavesztés számolásánál, mindössze annyit említ meg, hogy az általa használt rutin teljes egészében megegyezik a GEANT 3 *GLANDZ* rutinjával, amely a Landau-eloszlásra épül, ám különböző energiáknál és abszorbensvastagságoknál más és más algoritmusokat használ. Bár a GEANT 3 dokumentációja is rendelkezésemre állt, mégsem tudtam megfeleltetést találni az abban leírtak és a GEANT 4 kódja között. Egy eltérés a kettő között rögtön a legelején tűnt fel: a GEANT 4 az energiavesztés szórását nullának veszi, ha az energiavesztés nagyon nagy – ilyesmit a GEANT 3 dokumentációja viszont egyáltalán nem említ. Gyanítható tehát, hogy a két GEANT-változat mégsem teljesen azonos módon számolja az energiaszórást. Ám hogy a GEANT 4 milyen megfontolások alapján számol, azt a dokumentáció hiányos volta miatt nem sikerült kiderítenem. Magából a kódból elvileg lehetséges lenne a kiindulási formulák visszafejtése, ám ebben az esetben a kód olyan bonyolult volt és olyan sok fájlba volt szétosztva, hogy ez csak igen jelentős időráfordítással sikerült volna – ha sikerült volna. (Más esetekben – pl. a Barkas-tagot számoló rutinnál – a visszafejtés nem okozott problémát.) Én azonban bízom abban, hogy ez a függvény pontos, hiszen a GEANT-ot az egész CERN használja.

4.3. Többszörös szóródás

Az antiprotonok megállási eloszlásának szimulációja során az energiavesztés mellett a másik fontos tényező a beeső részecskék szóródásának modellezése. A részecskék szóródásának fő oka az atommag Coulomb-terében történő eltérülés, ezért ezt Coulomb-szóródásnak is hívják. Hadronok esetében az erős kölcsönhatás is szerephez jut, ám ennek a hatása jóval kisebb. Mivel az egyes ütközésekben az átadott energia nagyon kicsi a beeső részecske kinetikus energiájához képest, ezért a szóródás szempontjából ezek az ütközések jó közelítéssel rugalmasnak tekinthetők; ezáltal az ütközések elméleti leírása nagyban leegyszerűsödik. A szóródás szimulációja elvileg kétféle módon lehetséges: „részletes” és „összevont” módon. A részletes szimuláció során a beeső részecske által elszenvedett minden egyes ütközés szimulálásra kerül („egyszeres” szóródás). Ez nagyon pontos eredményt ad, ám ha az ütközések száma nagy (mert pl. a részecske kezdeti energiája nagy), akkor a részletes szimuláció nagyon időigényessé válik. Az összevont módszer éppen ezt a hátrányt küszöböli ki. Az eljárás lényege abból áll, hogy a részecskének egy adott hosszúságú útszakasz alatt elszenvedett számos ütközés eredő hatását veszi figyelembe („többszörös” szóródás). Ez a módszer, bár kevésbé pontos, mint a részletes eljárás, sokkal gyorsabban számolható, ezért nagy energiák esetén célszerű ezt alkalmazni.

A GEANT 4 is többszörös szóródásokat modellez, bár ezt keveri az egyszeres szóródásokkal. Tí. amikor az energiavesztés számolása során egy másodlagos elektron keltésére kerül sor, akkor a GEANT nemcsak az általa elvitt energiát vonja le a beeső részecske kinetikus energiájából, hanem az energia- és impulzusmegmaradás felhasználásával a két részecske impulzusvektorának irányát is kiszámolja, illetve módosítja – ez tehát megfelel egy egyszeres szóródásnak. Ezt követően mindegyik Δx hosszúságú lépés végén – a korábbiakban részletesen leírt módon – levonja az elvesztett energiát, majd kiszámolja a részecske oldalirányú eltérést és az impulzusvektor irányának változását – ez pedig a többszörös szóródásnak felel meg. Sajnos a GEANT 4 dokumentációja alig ad információt arról, hogy a GEANT pontosan milyen módon számolja ki a fenti adatokat. Az ott leírtak inkább csak az eljárás elvi módját tartalmazzák, mintsem a pontos algoritmust; a néhány ott szereplő képlet csak globálisan jellemzi a használt módszert, nem pedig részleteiben. A programkód visszafejtése ez esetben talán még reménytelenebb, mint a szórás esetében, ugyanis a szóródás modellezése jóval bonyolultabb. A helyzetet tovább súlyosbítja, hogy a dokumentáció bevallottan nem naprakész, azaz a programkód jóval előrébb „járhat”, mint az azt ismertető leírás. Az mindenesetre kiderül a dokumentációból, hogy a GEANT nem a Molière-féle többszörös szóródási modellt [79] használja, hanem egy újfajta eljárást, amely Fernández-Varea *et al.* által írt cikkben [80] szerepel. Sajnos a fenti hiányosságok miatt nem deríthető ki, hogy a cikkben leírtakat hogyan ültették át a gyakorlatba a GEANT fejlesztői, illetve, hogy módosítottak-e valamit az algoritmuson. Emiatt nem láttam értelmét annak, hogy a cikkben leírtakat e helyütt bemutassam. Mindenképpen érdemes azonban leírni a szóródási folyamatok legalapvetőbb egyenleteit; következzenek tehát most ezek.

A többszörös szóródási modellek mind az egyszeres szóródásból indulnak ki. Az egyszeres szóródás tárgyalásánál feltételezzük, hogy az ütközés tökéletesen rugalmas, és a szóródás szögeloszlása hengersizmetrikus a beesési irányra nézve. Ez utóbbi akkor teljesül, ha a szórócentrumok gömbszimmetrikus atomok vagy véletlen irányokba beálló molekulák. Elhanyagoljuk továbbá a kristályszerkezet nyomán fellépő esetleges interferenciahatásokat, és nem foglalkozunk összetett anyagokkal.

Az egyszeres szóródást a λ közepes szabad úthosszal és az $f_1(\chi)$ szóródási szögeloszlással jellemezhetjük:

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \quad \text{és} \quad f_1(\chi) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega}, \quad (4.33)$$

ahol χ a szórási szög, N a szórócentrumok sűrűsége, σ pedig a teljes szórási hatáskeresztmetszet, amelyet a $d\sigma(\chi)/d\Omega$ differenciális hatáskeresztmetszet ismeretében a teljes térszögre történő integrálással kaphatunk meg:

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega} \sin \chi d\chi. \quad (4.34)$$

Az $f_1(\chi)$ szögeloszlást a számolások megkönnyítése érdekében sorba szokták fejteni:

$$f_1(\chi) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{4\pi} F_l P_l(\cos \chi), \quad (4.35)$$

ahol P_l az l -edik Legendre-polinom, az F_l faktor pedig a következőképpen áll elő:

$$F_l = 2\pi \int_{-1}^1 f_1(\chi) P_l(\cos \chi) d(\cos \chi) = \langle P_l(\cos \chi) \rangle. \quad (4.36)$$

A $G_l \equiv 1 - F_l$ mennyiségeket transzportegyütthatóknak hívják. Segítségükkel definiálhatjuk a λ_l közepes szabad transzportúthosszakait:

$$\frac{1}{\lambda_l} \equiv \frac{G_l}{\lambda} = N2\pi \int_{-1}^1 [1 - P(\cos \chi)] \frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega} d(\cos \chi). \quad (4.37)$$

A közepes szabad transzportúthosszakkal teljes egészében jellemezhetjük a szóródást; sőt, a legtöbb esetben elegendő csak az első két úthossz (λ_1 és λ_2) ismerete:

$$\frac{1}{\lambda_1} = N2\pi \int_{-1}^1 (1 - \cos \chi) \frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega} d(\cos \chi) = \frac{1 - \langle \cos \chi \rangle}{\lambda} \quad \text{és} \quad (4.38)$$

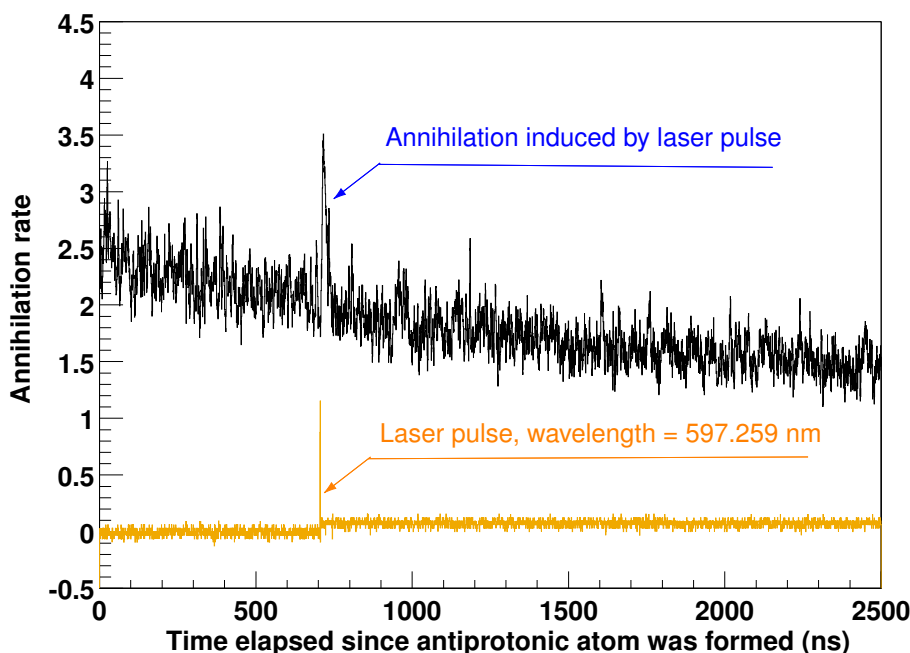
$$\frac{1}{\lambda_2} = N2\pi \int_{-1}^1 \frac{3}{2} (1 - \cos^2 \chi) \frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega} d(\cos \chi) = \frac{3}{2} \frac{1 - \langle \cos^2 \chi \rangle}{\lambda}. \quad (4.39)$$

A különféle többszörös szóródási elméletek abban különböznek egymástól, hogy milyen módon számolják illetve közelítik az $f_1(\chi)$ szóródási szögeloszlást, azaz milyen szórópotenciállal dolgoznak, figyelembe veszik-e a spinhatásokat stb. A számos elmélet részletes tárgyalására e helyütt nincs mód; ezekről kitűnő összefoglaló olvasható a már említett Fernández-Varea-cikkben [80], amelyből a fenti formulák is származnak.

4.4. Az AD nyalábjának modellezése

Az ASACUSA kollaboráció kísérletei a CERN újonnan épült AD berendezésénél fognak lezajlani. Az 5. színes ábrán látható az AD felépítése, és az azt használó három kísérlet (ATHENA [AD-1], ATRAP [AD-2] és ASACUSA [AD-3]) kísérleti területei. Az AD szó az Antiproton Decelerator (Antiproton Lassító) rövidítése, amely nevéhez híven alacsony energiájú antiprotonokat fog előállítani. Korábban már létezett a CERN területén egy hasonló berendezés, a LEAR (Low Energy Antiproton Ring – Alacsony Energiás Antiproton Gyűrű), ám ez 1996 decemberében bezárta kapuit, és új célok szolgálatába állították LEIR (Low Energy Ion Ring – Alacsony Energiás Ion Gyűrű) néven. Mivel a LEAR-nél számtalan sikeres kísérlet zajlott le – köztük az ASACUSA elődjének, a PS205 kollaborációnak a kísérletei is, nem is beszélve az antihidrogén előállításáról [81] –, ezért a kutatók részéről erős nyomás nehezedett a CERN-re, hogy biztosítson berendezést a kutatások folytatására. Ennek eredményeként kezdődhetett el az AD építése a korábbi AC (Antiproton Collector – Antiproton Gyűjtő) és AA (Antiproton Accumulator – Antiproton Felhalmozó) helyén; az előbbi egyes részeit az AD építéséhez fel lehetett használni. Az építés és az azt követő üzembe helyezés 1999 novemberének végére fejeződött be, amikor is sikerült – igaz, elég rossz minőségű – nyalábot biztosítani a kísérletek számára. Ez néhány nappal a szokásos év végi leállás előtt történt, ezért a berendezéseik tesztelésén kívül egyik kísérlet sem tudott semmi komolyabb munkát sem végezni. A szerencse azonban nem hagyott el minket, és a hosszas előkészületek meghozták első gyümölcsüket: órák hosszat tartó adatgyűjtés után ismét észleltük az egyik, már korábban felfedezett átmenetet [57] (4.6. ábra), ami a körülményeket figyelembe véve jelentős sikernek számít. Így alig várjuk 2000 júliusát, amikor a tervek szerint az AD újraindul; reméljük, addigra javul a nyaláb minősége. Erre minden esély megvan, mivel addig hosszú hónapok állnak az AD-nál dolgozók rendelkezésére, hogy finomítsanak a berendezésen.

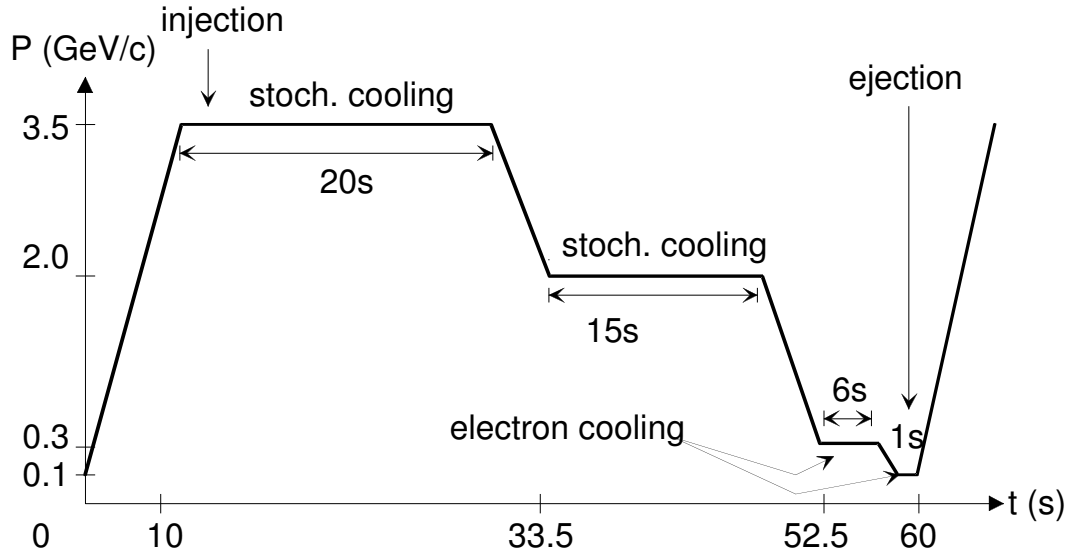
Az AD-nál az antiprotonok előállítása roppant egyszerű módon történik [56]: a CERN PS komplexumából érkező $26 \text{ GeV}/c$ impulzusú és 10^{13} protont tartalmazó nyalábot egy 3 mm átmérőjű és 55 mm hosszú iridium céltárgynak ütköztetve nagyszámú antiproton keletkezik, sok más egyéb részecske (főleg pionok és elektronok) mellett. A számítások szerint egy ütközés alkalmával körülbelül 5×10^7 antiproton jön létre, amelyeket megfelelő mágneses mezők alkalmazásával a nyalábvonalba lehet terelni, miközben a többi, számunkra érdektelen részecske elszökik, illetve elbomlik. A keletkező antiprotonok impulzusa $3.57 \text{ GeV}/c$, ami sokkal több, mint a kísérletekhez szükséges érték, ezért az antiprotonokat mindenképpen lassítani és hűteni kell. A „hűtés” ez esetben azt jelenti, hogy csökkenteni kell az antiprotonok transzverzális emittanciáját (a transzverzális impulzust és a nyaláb átmérőjét), azaz növelni kell a részecsenyaláb sűrűségét. Erre azért van szükség, mert az egyszerű lassítás csak a longitudinális impulzust csökkenti, a transzverzálisat nem, sőt, ez utóbbi még növekszik is. A nyalábsűrűséget a nyalábcsomag fázistérbeli térfogatával jellemezhetjük; ezt kell minél kisebbre összehúznunk.



4.6. ábra. Az AD-nál 1999 decemberében az 597.259 nm-es hullámhossznál megfigyelt $(39, 35) \rightarrow (38, 34)$ rezonanciaátmenet.

Felmerülhet a kérdés, hogy hogyan lehetséges ez Liouville tételének megsértése nélkül, hiszen ez kimondja, hogy egy fázistérbeli tartomány térfogata állandó. A megoldás abban rejlik, hogy ez a tétel csak zárt rendszerekre igaz, a hűtés azonban nem ilyen. A transzverzális emittanciát a lassítás során több lépésben csökkentik, először sztochasztikus hűtés, majd elektron-hűtés alkalmazásával. A sztochasztikus hűtés lényege a következő: a lassító egy adott pontján elektrodák segítségével megméri az antiprotonnyaláb függőleges, illetve vízszintes irányú eltérését az ideális nyálábpozíciótól, majd a kör átteljes pontján egy megfelelő irányú és erősségű elektromágneses mezővel az antiprotonokat az ideális nyálábpozíció irányába terelik. Az elektronhűtés már valamivel bonyolultabb szerkezetet igényel: ennek során egy speciális berendezés egyik végénél „hideg” elektronokat juttatnak a nyálábcsőbe az antiprotonok haladási irányával párhuzamosan, azonos sebességgel. A „forró” antiprotonok ütköznek a „hideg” elektronokkal, és „lehűlnék”, miközben az elektronok „felmelegednek”. A szerkezet másik végénél az elektronok könnyűszerrel kivonhatók. Természetesen a folyamat nem ennyire egyszerű, ám a fenti kép jó közelítése a valóságnak. A 4.7. ábra és a 4.4. táblázat mutatja a lassítás és hűtés főbb lépéseit. Az ábrán látható, hogy az AD ciklusának tervezett hossza 60 s; azóta bebizonyosodott, hogy ez a becslés túlzottan optimista volt, ugyanis a hűtések időtartama hosszabb lett a vártnál. Jelenleg az AD szakemberei azon dolgoznak, hogy a ciklus hosszát 70 s-ra szorítsák le.

A lassítás és a hűtés során óhatatlanul fellépnek különféle veszteségek, amelyek hatására a nyálábot alkotó antiprotonok száma a kezdeti 5×10^7 -es értékről $\sim 1 \times 10^7$ -re csökken. A legutolsó hűtési lépés után a nyálábot néhány elhajlító mágnes segítségével a három kísérlet

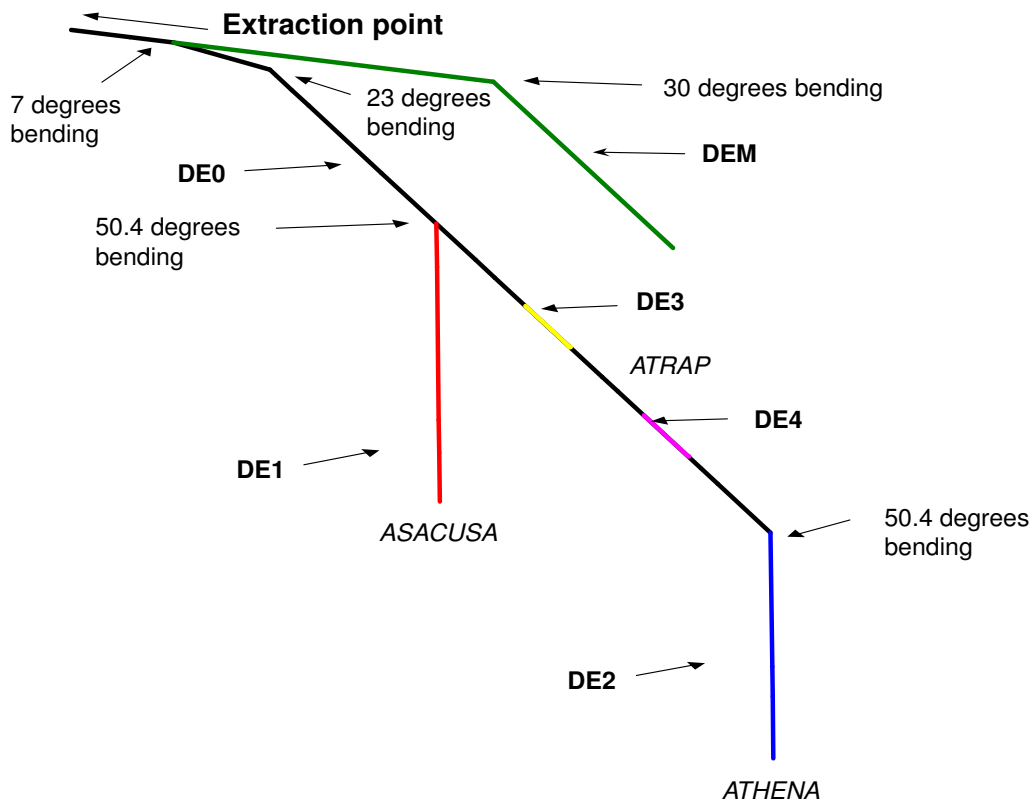


4.7. ábra. Az AD tervezett ciklusa, azaz az antiprotonok impulzusa az idő függvényében. A lejtős vonalak a lassítási szakaszok, míg a vízszintes platók az egyes hűtési fázisok.

4.4. táblázat. Az AD nyalábjának különböző paramétereit a ciklus során: ϵ_i és ϵ_f a hűtés előtti és utáni transzverzális emittanciák, $\Delta p/p_i$ és $\Delta p/p_f$ pedig a nyalábimpulzus szórásai.

p [GeV/c]	ϵ_i [π mm mrad]	ϵ_f	$\Delta p/p_i$	$\Delta p/p_f$	t [s]	Hűtési mód
3.5	200	5	1.5	0.1	20	Sztocasztikus
2.0	9	5	0.18	0.03	15	Sztocasztikus
0.3	33	2	0.2	0.1	6	Elektron
0.1	6	1	0.3	0.01	1	Elektron
0.1	—	1	—	0.1	—	Elektron

valamelyikéhez továbbítják (4.8. ábra), miközben tovább fókuszálják, hogy a lehető legkisebb nyalábméretet éri el. Az antiprotonok impulzusa ekkor $p = 100$ MeV/c, ami $T = 5.3$ MeV kinetikus energiának felel meg. A szimuláció szempontjából fontos a nyaláb várható paramétereinek (átmérő, divergencia és szórás) pontos reprodukálása. A divergencia és a fókuszpontban mért nyalábméret nagyban függnek a fókusz helyétől, azaz annak az AD utolsó sokszálas proporcionális kamrájától (MWPC) mért távolságától. Szerencsére a fenti paraméterek három fókusz távolság esetén is rendelkezésemre álltak; ezeket a 4.5. táblázat tartalmazza [82]. A táblázatban felsorolt adatok a nyaláb 95%-ára vonatkoznak. A mi kísérleti berendezésünk pozíciójának az 1 m-es távolság felelt meg leginkább, ezért az ahhoz tartozó nyalábparamétereket használtam.



4.8. ábra. Az AD nyalábkivezetéseinek sematikus rajza. A DE0, a DE1, a DE2 és a DEM nyalábvonalak vízszintesek, míg a DE3 és a DE4 vonalak függőlegesek, ugyanis az ATRAP kísérlet ilyen elrendezést igényelt. A DEM vonal egyik kísérlethez sem vezet; ez csak tesztelési célokat szolgál, illetve a tervek szerint a jövőben a látogatók számára egy demonstrációs berendezést szerelnek fel, amelyben szabad szemmel láthatják majd az antiprotonok annihilációját.

4.5. táblázat. Az AD fókuszált nyalábjának paraméterei az MWPC-től mért távolság függvényében, az ASACUSA kísérlet nyalábkimeneténél.

Távolság az MWPC-től [m]	Nyalábátmérő [mm] Vízsz./Függ.	Divergencia [mrad] Vízsz./Függ.
0.7	0.8/0.7	35.26/7.34
1.0	0.86/0.75	28.89/6.73
1.5	0.92/0.87	22.09/5.76

Mivel a nyalábban az antiprotonok pályáját elég sok hatás befolyásolja és sokszor, ezért alkalmazhatjuk a centrális határeloszlás tételét, amely szerint a nyaláb vízszintes, illetve függőleges irányban is Gauss-eloszlású lesz, sőt, ugyanez igaz a nyalábimpulzus eloszlására is. A Gauss-eloszlású nyaláb transzverzális (vízszintes vagy függőleges) σ szórása, illetve a nyaláb 95%-át tartalmazó d átmérő között az alábbi egyszerű összefüggés áll fenn [63]:

$$d = 2 \cdot 1.96 \cdot \sigma . \quad (4.40)$$

A nyalábátmérő ismeretében tehát igen egyszerű a szórás meghatározása. A nyaláb másik fontos paramétere a $\Delta p/p = 4\sigma_p$ impulzusszórás, amely mindegyik esetben 0.1%.

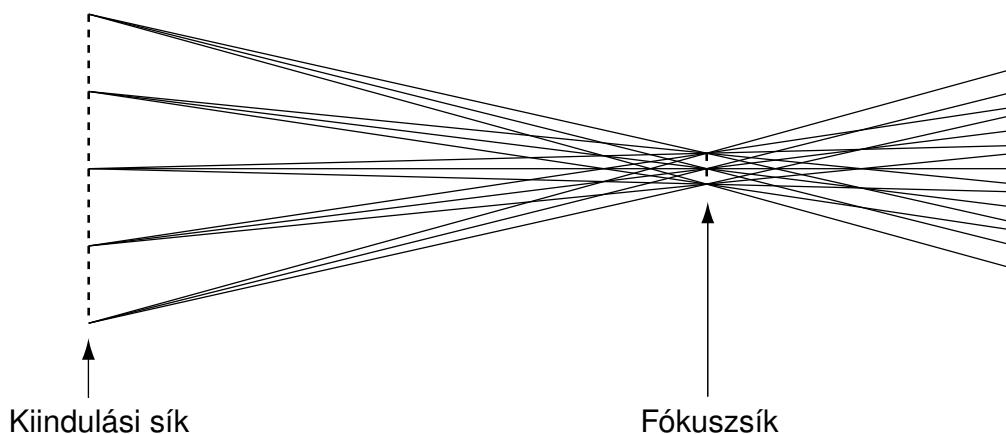
A nyalábparaméterek tehát ismertek voltak; a következő feladat az volt, hogy előállítsak egy ilyen tulajdonságú nyalábot. A feladat nem triviális, ugyanis a nyalábnak mind a fókusz síkban, mind a kiindulási síkban (amely az én esetemben 1 méterre volt a fókusz síktól), mind pedig végig a kettő között Gauss-eloszlásúnak kellett lennie. A nyaláb d_s (függőleges vagy vízszintes) átmérőjét a kiindulási pontban az alábbi összefüggés segítségével kaphatjuk meg:

$$d_s = d_f + 2\theta l , \quad (4.41)$$

ahol d_f a nyaláb átmérője a fókusz síkban, θ a nyaláb divergenciája (a nyaláb kúpszögének a fele), l pedig a fókusz sík és a kiindulási sík távolsága. A fenti formulában kihasználtuk azt, hogy kis szögeknél $\theta \approx \tan \theta$, továbbá feltételeztük, hogy az antiprotonok pályája egyenes, azaz elhanyagoltuk az esetleges mágneses mezők hatását. Ez az elhanyagolás megengedhető, ugyanis a mágneses mezők legfeljebb csak a kiindulási sík közelében éreztetnék a hatásukat, itt azonban érdektelen számunkra a nyaláb pontos alakja. A fontos az, hogy az AD ablakához a nyaláb a megadott divergenciával érkezzon meg.

A fenti követelményeknek eleget tevő nyaláb előállítására a következő módszert találtam ki:

1. Generáljunk két Gauss-eloszlású véletlen változót, mindkettőt nulla középértékkel, de az egyiket a fókusz síkbeli függőleges nyalábátmérőhöz tartozó szórással, a másikat a vízszintes átmérőhöz tartozó szórással. Az így kapott értékek felelnek meg az antiproton pozíciójának a fókusz síkban.
2. Generáljunk két újabb Gauss-eloszlású változót a fentiekhez hasonló módon, de most nem a fókusz síkbeli, hanem a kiindulási síkbeli szórások használatával. Ezek lesznek az antiproton transzverzális koordinátái a kiindulási síkban.
3. Határozzuk meg azt a vektort, amely a fenti módon megkapott kiindulási pontból a fókusz síkbeli végpontba mutat. Az antiprotont ebbe az irányba kell elindítanunk. Ekkor, ha nem lenne közben semmilyen akadály, az antiproton pontosan a végpontba érkezne meg.
4. Generáljunk egy ötödik Gauss-eloszlású véletlen változót 0 középértékkel és σ_p szórással, legyen ez f_G . Az antiprotont ekkor $p = p_0 + f_G p_0$ impulzussal kell elindítanunk. Itt p_0



4.9. ábra. Az általam kigondolt nyalábszimulációs modell egy dimenzióbeli (pl. függőleges irányú) működését illusztráló rajz. Az itt használt eloszlás nem Gauss, hanem az áttekinthetőség kedvéért egyenletes. Jól látható, hogy a nyaláb átmérője valóban a fókuszusíkban a legkisebb.



4.10. ábra. A program 50 antiprotonos AD-nyalábja, a kriosztáttal együtt, felülnézetben. Jól kivehető, hogy a nyaláb sűrűsége valóban a nyaláb tengelye mentén a legnagyobb.

a nyaláb átlagos impulzusa, azaz $100 \text{ MeV}/c$. Ez a módszer egyenértékű azzal, mintha közvetlenül egy p_0 középvértékű és $\sigma_p p_0$ szórású véletlen változót generálnánk, és ez lenne az antiproton kezdeti impulzusa.

5. Ismételjük meg a fenti lépéseket annyiszor, ahány antiprotont fel akarunk használni a szimulációhoz.

A fenti eljárás biztosítja azt, hogy a nyaláb átmérője valóban a fókuszusíkban legyen a legkisebb (lásd 4.9. ábra). A 4.10. ábrán látható a program által készített AD-nyaláb a kiindulási síktól egészen a kriosztáig, felülnézetben. A nyalábot ebben az esetben az egyszerűség kedvéért mindössze 50 antiproton alkotta.

4.5. A kapott adatok tárolása

A fizikai folyamatok illetve az antiprotonnyaláb kidolgozása után a program már futtatható, ám a futás során kapott hasznos információkat ki is kell nyerni, illetve további feldolgozásra el kell menteni. Az előbbi nem túl bonyolult, ugyanis a GEANT számtalan függvényt kínál a különböző változók (mint például a részecske pozíciója, impulzusa, kinetikus energiája, a geometria egyes paraméterei stb.) értékeinek kiolvasására, illetve saját függvényeket is definiálhatunk. Számunkra egyedül az antiprotonok megállást követő térbeli pozíciója az érdekes; ennek kiolvasása nem jelent problémát.

A második feladat már valamivel bonyolultabb, ugyanis maga a GEANT nem biztosít semmilyen előre definiált módszert a kapott adatokat elmentésére, ezért valamilyen külső programot kell segítségül hívni. Természetesen az adatokat akár egy közönséges szövegfájlba is elmenthetnénk, ám egy ilyen fájl – amellett, hogy nagy a tárterületigénye –, elég nehézkesen kezelhető. A fellelhető programok közül nekem a ROOT szoftverre esett a választásom. A ROOT gyakorlatilag a PAW utódjának tekinthető, és ugyanazokra a feladatokra használható, mint az elődje: mérési eredmények tárolására és kiértékelésére. A PAW-tól eltérően már nem FORTRAN, hanem C++ nyelven íródott, így nem volt nehéz „összeházasítani” a GEANT 4-gyel: egy programon belül mind GEANT 4, mind ROOT függvények, illetve osztályok vegyesen használhatók. Az sem volt elhanyagolható szempont, hogy az ASACUSA kollaboráció más területeken is a ROOT-ot részesíti előnyben. Miután sikerült a ROOT és a GEANT szimbiózisának megvalósítása, már nem volt akadálya annak, hogy a kapott adatok elmenthessem egy ROOT-fájlba. Ilyenkor elvileg lehetséges az, hogy minden egyes antiproton pontos megállási pozícióját elmentsük, és később alkossunk belőlük hisztogramot, ám én ezt a lehetőséget elvettem, ugyanis ez szükségtelenül megnövelte volna a fájlméretet, és nem is volt rá szükség. Én ehelyett a kapott pozícióinformációkból közvetlenül hisztogramokat készíték, és csak ezeket mentem el. A pozíciók tárolásához két háromdimenziós hisztogramot definiáltam, mindkettőt a következő „oldalhosszúságokkal”:

$$X \text{ és } Y = 29.0 \text{ mm} \simeq \text{a mikrohullámú üreg belső átmérője,}$$

$$Z = 42.4 \text{ mm} \simeq \text{a 4. ablak és a kvarcablak közötti távolság.}$$

A két hisztogram közül az elsőbe mindegyik antiproton pozícióját beírtam, a másodikba viszont csak azokat, amelyek a héliumban álltak meg, tehát ebben az esetben kizártam az abszorbensekben és a falakban megálló antiprotonokat. Az első hisztogram a megállási eloszlás grafikus megjelenítésére használható jól (ugyanis ekkor a falakban megálló részecskék látványosan kirajzolják a falak helyzetét), a második hisztogram pedig a kiértékelést szolgálja, hiszen amikor függvényeket illesztünk a megállási eloszlásra, akkor nem szabad figyelembe vennünk a falakban megálló antiprotonokat.

A fentiekén túl azt is fontos tudnunk, hogy az antiprotonok mekkora hányada áll meg a ~ 12 mm átmérőjű lézernyaláb által megvilágított térfogatban. Ennek a meghatározásá-

hoz egy kétdimenziós hisztogramot definiáltam, amelybe az antiprotonok z nyalábirányú és $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ radiális (transzverzális) koordinátáit mentettem el; természetesen csak azokat, amelyek a héliumon belül álltak meg. Ebből a hisztogramból a kiértékelés során könnyűszerrel megkapható egy adott átmérőjű lézersugárban megálló antiprotonok száma.

A háromdimenziós hisztogramok osztásközének (a binek méretének) a Z tengely mentén 0.2 mm-t választottam a jó nyalábirányú felbontás érdekében, a másik két tengely mentén azonban ezt a méretet 0.5 mm-re növeltem, ugyanis ott kisebb felbontás is elegendő; ha itt is 0.2 mm-t használtam volna, akkor a binek száma olyan nagyra nőtt volna, hogy az már jelentős mértékben csökkentette volna az adatfeldolgozás sebességét. A harmadik, kétdimenziós hisztogramnál osztásköznek szintén 0.2 mm-t választottam mindkét irányban; itt ezt megtehettem, hiszen itt eggyel kevesebb volt a dimenziók száma.

A háromdimenziós hisztogramokból később (a kiértékelés során) nagyon egyszerűen két- és egydimenziós hisztogramokat készíthetünk egy alkalmas ROOT-makró segítségével, majd ugyanazon makróval ezekre különféle eloszlásokat illeszthetünk, majd a kapott paramétereket (középérték, szórás, hibák) egy könnyen testre szabható grafikus ablakban tetszetős formában megjeleníthetjük. Mindezek viszonylag egyszerűen kivitelezhetők a ROOT-tal: minden számolást (hibák stb.) elvégez helyettünk, ami nagyban megkönnyíti a kiértékelést. Természetesen a kiértékelő makró is meg kellett írnom; erről azonban nem kívánok részletesen írni, ugyanis ez pusztán programozási feladat. Annyit viszont mindenképpen meg kell említenem, hogy a ROOT az illesztéseket a legkisebb négyzetek módszerével végzi.

4.6. A program vezérlése

Egy szimulációs program hatékony használatához elengedhetetlen, hogy a felhasználó egyes paramétereket (pl. esetünkben az abszorbensek vastagságát, a nyalábdivergenciát stb.) megváltoztathasson anélkül, hogy újra kelljen fordítania a programot. A GEANT 4 szerencsére hatékony eszközt biztosít ehhez az ún. felhasználói parancsok formájában. Számos ilyen parancs előre be van építve a GEANT-ba, ám az adott program írója is tetszés szerinti számban alkothat újakat. Ezzel a lehetőséggel én is éltem; az általam definiált parancsokat a 4.6. táblázat foglalja össze.

4.6. táblázat. Az általam definiált felhasználói parancsok.

Parancs	Megadható paraméterek vagy paramétertartomány	Funkció (módosított tulajdonság)
/cryostat/setWinOneMat	Kapton Euplex Sts	1. ablak anyaga
/cryostat/setWinTwoMat	Kapton Euplex Sts	2. ablak anyaga
/cryostat/setWinThreeMat	Kapton Euplex Sts	3. ablak anyaga
/cryostat/setWinFourMat	Kapton Euplex Sts	4. ablak anyaga
/cryostat/setWinADMat	Kapton Euplex Sts	AD ablakának anyaga
/cryostat/setWinOneThick	≥ 0 [mm]	1. ablak vastagsága
/cryostat/setWinTwoThick	≥ 0 [mm]	2. ablak vastagsága
/cryostat/setWinThreeThick	≥ 0 [mm]	3. ablak vastagsága
/cryostat/setWinFourThick	≥ 0 [mm]	4. ablak vastagsága
/cryostat/setWinADThick	≥ 0 [mm]	AD ablakának vastagsága
/cryostat/setWinOneCurve	≥ 0 [mm]	1. ablak domborulata
/cryostat/setAirGapThick	≥ 0 [mm]	Légrés vastagsága
/cryostat/update	–	Frissíti a geometriát
/gun/setParticle	antiproton anti_proton pbar p proton	Kilőtt részecske
/gun/setBeamMomentum	≥ 1 [MeV/c]	Nyaláb impulzusa
/gun/setBeamMomentumSpread	≥ 0	Nyaláb impulzusának szórása ($\Delta p/p$)
/gun/setBeamSizeH	≥ 0 [mm]	Nyaláb átmérője (vízsz.)
/gun/setBeamSizeV	≥ 0 [mm]	Nyaláb átmérője (függ.)
/gun/setBeamDivH	≥ 0 [mrad]	Nyaláb divergenciája (vízsz.)
/gun/setBeamDivV	≥ 0 [mrad]	Nyaláb divergenciája (függ.)
/tracking/processTracks	none primary charged pbar all	Nyomon követett részecskék
/tracking/storeTracks	none primary charged pbar all	Eltárolt részecskepályák
/event/drawTracks	none charged pbar all	Kirajzolt részecskepályák
/event/printEventInfo	on off	Információkat ír ki az egyes eseményekről
/event/printPosInfo	on off	Kiírja a részecskék megállási pozícióját
/hist/setFileName	bármilyen érvényes fájlnev	Hisztogramfájl neve

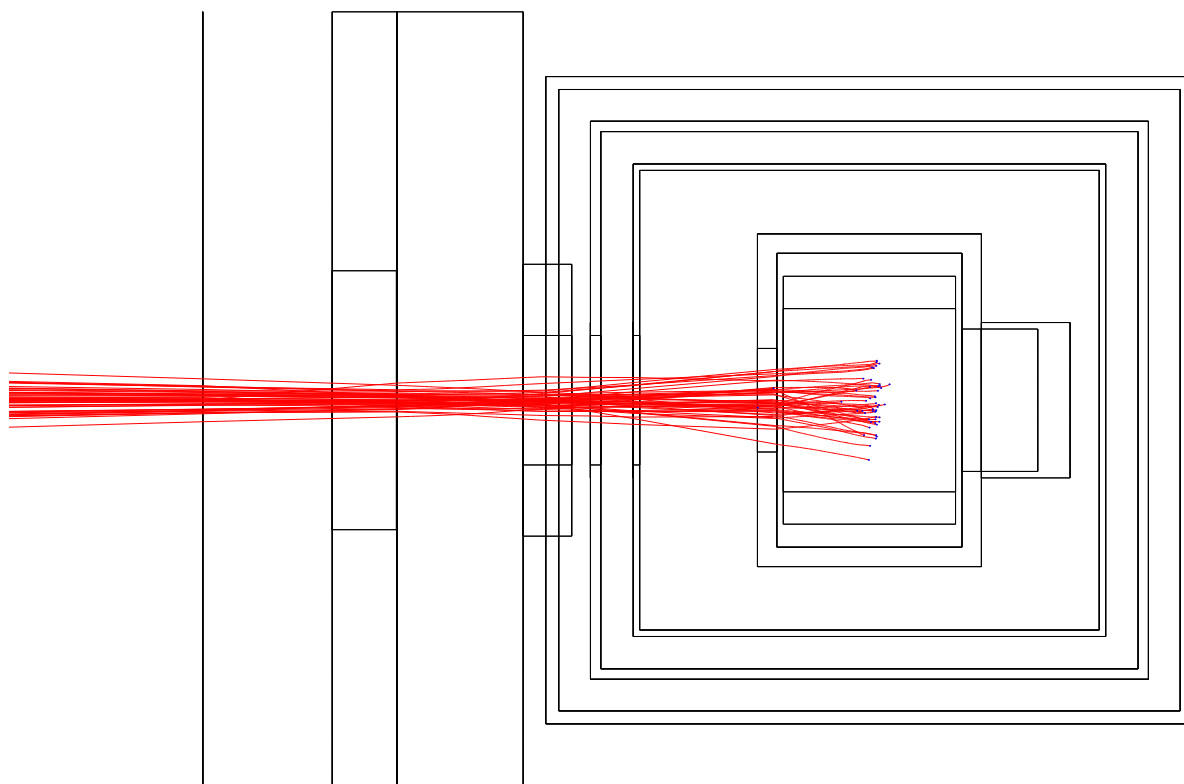
5. fejezet

Szimulációs eredmények

Miután a szimulációs program és az eredményeket kiértékelő ROOT makró elkészült, el lehetett kezdeni a „méréseket”. Ezek során mindenekelőtt arra a kérdésre kellett választ kapnom, hogy mekkora az az abszorbensvastagság, amellyel a legtöbb antiproton áll meg a hasznos térfogatban, azaz a mikrohullámú rezonátorüreg és a lézernyaláb által megvilágított henger metszete. Mivel a kriosztát ablakai közül egyedül a legkülső (az 1-es számú) a módosítható, és a többi abszorbens is rögzített (a légrés kivételével), ezért csak az 1-es ablak vastagságát változtattam a program futtatása során (ez volt a szabad paraméter), azaz ennek az optimális vastagságát kellett megtalálnom. A légrés vastagsága elméletileg változhat a kísérlet során, ti. a kriosztátot tartó állvány nyalábirányban mozgatható az AD nyalábkivezetéséhez képest, ám megállapítottuk, hogy az AD ablaka és a kriosztát 1-es ablaka közötti távolság legfeljebb 19.5 mm-re csökkenthető. Ennek az az oka, hogy a BPM érzékelőinek a kivezetései beleütköznek az állványba. A kísérletek során a légrés méretét a szóródás csökkentése érdekében a lehető legkisebbre kell beállítanunk, azaz 19.5 mm-re; a szimuláció során ezért én is ezt az értéket használtam. Mivel a levegő sűrűsége $\sim 1.2 \text{ mg/cm}^3$, a 6 K hőmérsékletű és 500 mbar nyomású héliumé pedig $\sim 4.2 \text{ mg/cm}^3$, ezért ha a légrés vastagsága pl. 1 mm-rel eltér a szimulációkban használttól, akkor ez az antiprotonok megállási pozíciójában $\sim 0.3 \text{ mm}$ nyalábirányú hibaként jelentkezik, az transzverzális hiba pedig még ennél is kisebb. Így a légrés vastagságának tizedmilliméter pontosságú ismerete nem volt nagyon lényeges.

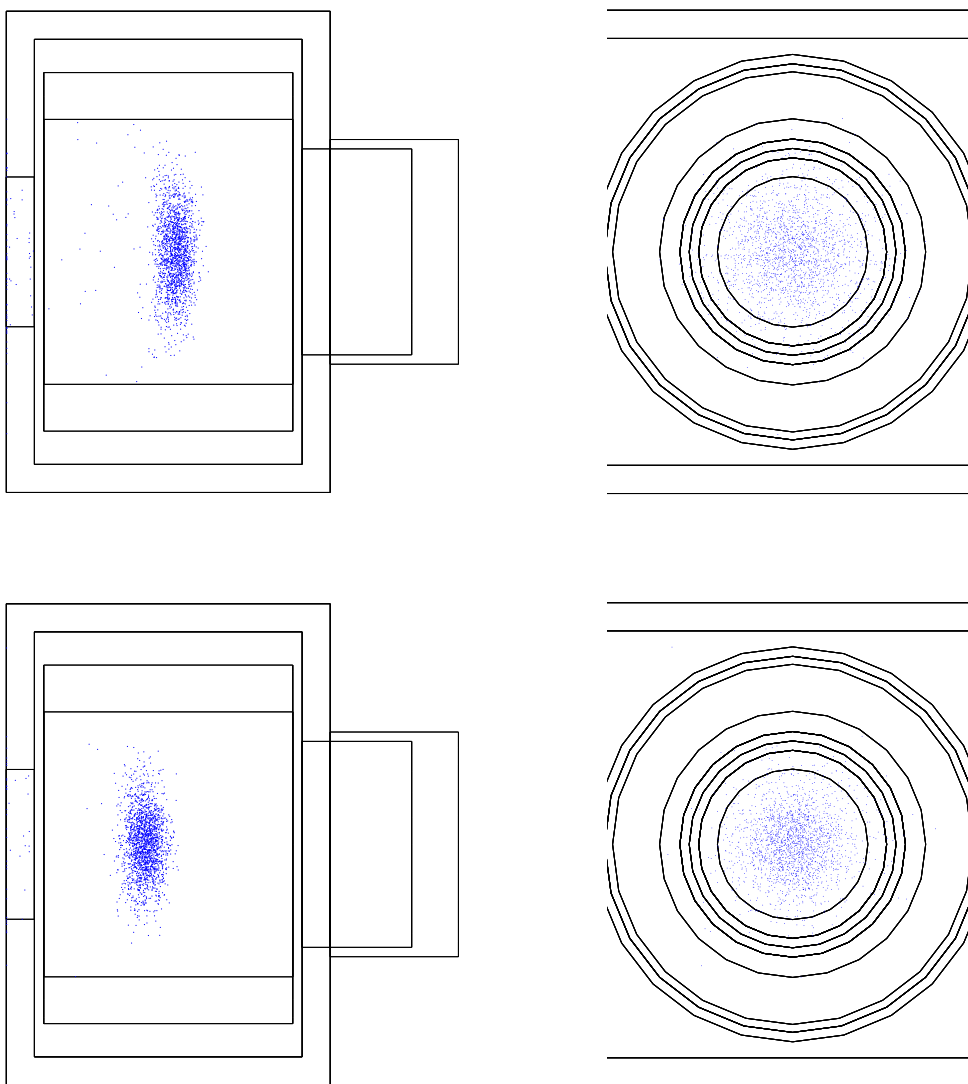
Az eredmények ismertetése előtt mindenképpen ide kívánczik néhány kép, amelyeket a program futtatása közben kaptam, és amelyek jól illusztrálják a program működését. Az 5.1. ábrán az antiprotonok trajektóriái láthatóak, amint azok sorban áthaladnak az abszorbensen, majd megállnak a héliumban. Jól kivehető, hogy a fékeződés során a szóródás következtében eltérnek az eredeti beesési iránytól. A képen mindössze 50 antiproton pályája látható; ennél több pálya már áttekinthetetlenül egybefolyt volna.

A szimuláció során tisztán megmutatkozott a Barkas-hatás is. Az 5.2. ábra bal oldalán antiprotonok, jobb oldalán pedig protonok megállási eloszlása látható. Az abszorbens vastagsága (1. ablak: 80 mikron) és a részecskék száma (2000) mindkét esetben azonos volt. Jól látható, hogy az antiprotonok messzebbre jutnak, és a transzverzális szórásuk is nagyobb. Ez utóbbi megfigyelés arra utal, hogy a szóródás mértéke függ a beeső részecske töltésének előjelétől is (legalábbis a GEANT szerint).



5.1. ábra. 50 antiproton pályája, amint azok áthaladnak az ablakokon, végül pedig megállnak a héliumban. Jól látható, hogy oldalirányban eltérnek az eredeti beesési iránytól.

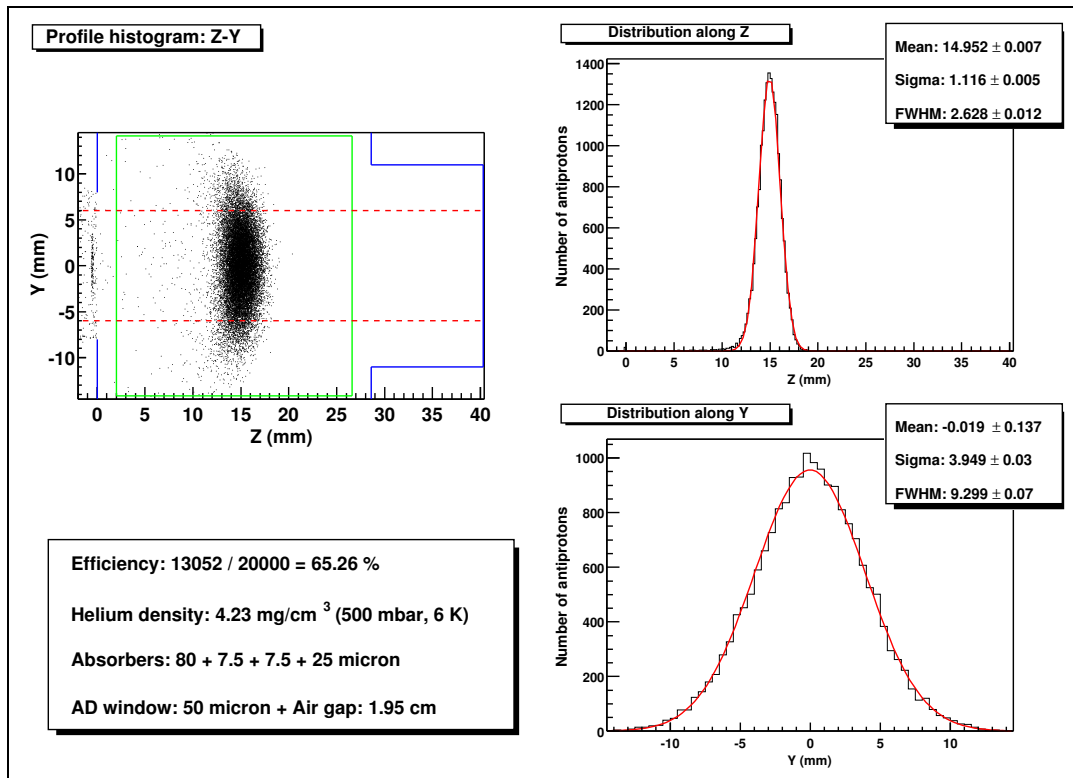
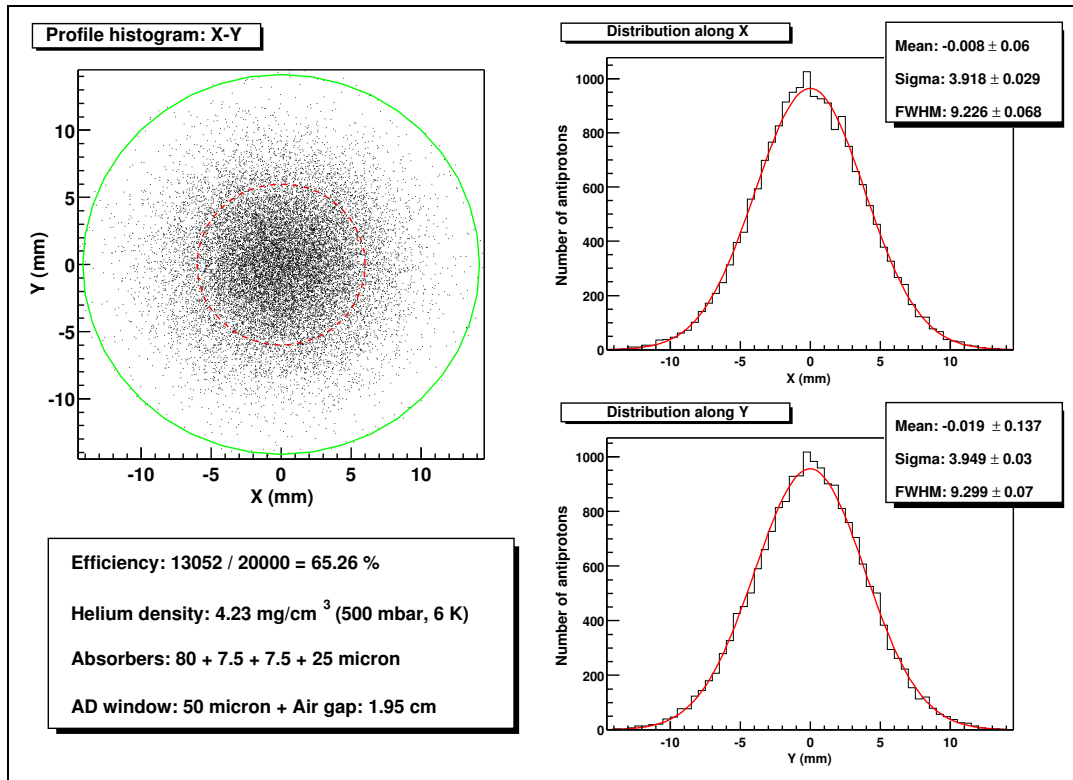
Az ábra jobb oldalán a nyalábirányra merőleges síkra vetített eloszlások találhatók, amelyek mindkét beeső részecske esetén szinte tökéletesen hengersizmetrikusak. Ennek az az oka, hogy bár a beeső nyaláb divergenciája nem egyforma függőleges és vízszintes irányban, azonban ez az eltérés nem mutatkozik meg a megállási eloszlásban, hiszen a nyaláb fókusza az üreg középpontjában van, ott pedig a nyaláb függőleges és vízszintes irányú átmérői között minimális az eltérés (lásd 4.5. táblázat, 50. oldal). Emiatt a részecskék transzverzális koordinátáit leginkább a többszörös szóródási folyamatok határozzák meg, amelyek viszont szimmetrikusak a függőleges és a vízszintes irányokra nézve. Az eloszlás hengersizmetriája az adatok kiértékelése után is megmutatkozik: az 5.3. ábrákat az általam írt kiértékelő ROOT makró készítette 20000 antiprotonot használó szimuláció futtatása során kapott adatok alapján. A felső ábrán látható az XY irányú eloszlás, illetve az abból vetítéssel készített két egydimenziós eloszlás (X és Y). A koordinátarendszerek elnevezésénél a részecskefizikában megszokott szabványt követtem, azaz Z a nyalábirányú tengely, X a másik vízszintes tengely, Y pedig a függőleges tengely; a koordinátarendszer természetesen jobbsodrású. Az ábrán láthatóak az egydimenziós hisztogramokra illesztett Gauss-eloszlások paraméterei, az illesztések hibái, illetve az adott futtatás során használt abszorbensvastagságok és a hélium közeg állapothatározói is. Az illesztett paraméterek szerint az X és Y irányú szórások félértékszélessége (FWHM) között az eltérés



5.2. ábra. Fent: antiprotonok megállási eloszlása, balra a ZX függőleges irányú nézet, jobbra az YX nyálábírányú nézet. Lent: protonok megállási eloszlása ugyanolyan abszorbensvastagságok esetén. A Barkas-hatás következtében az antiprotonok hatótávolsága jól láthatóan nagyobb.

mindössze $\sim 1\%$. Az XY eloszlás ábráján a külső kör a mikrohullámú üregrezonátor belső falát, a belső szaggatott vonalú kör pedig a 12 mm átmérőjű lézernyalábot jelképezi.

Az 5.3. ábra alsó részén a ZY irányú eloszlás és az abból kapott egydimenziós eloszlások láthatóak. A kétdimenziós eloszlásban található vonalak az üregrezonátor belsejét, illetve az azt körülvevő falakat jelképezik; a szaggatott vonalak a lézersugár körvonalai. A Z tengely nullpontját az acélablakot tartalmazó fal belső síkjában vettem fel. Az ábrákon az adatok alapján számított hatásfokot („Efficiency”) is feltüntettem; ezt igen egyszerű módon kaphatjuk meg: mindössze meg kell számolnunk, hogy hány antiproton állt meg az üregrezonátor belsejében olyan helyen, ahol lézerrfény is éri, és a kapott számot el kell osztanunk a kilőtt antiprotonok



5.3. ábra. 20000 antiprotont használó szimuláció eredménye; az ábrákat a kiértékelő ROOT makró készítette. Fent: eloszlás az XY síkban, illetve az ebből kapott egydimenziós eloszlások. Lent: a ZX irányú eloszlás és az abból származó eloszlások.

számával. Ez a feladat szerencsére igen egyszerűen elvégezhető a 4.5. alfejezetben már említett kétdimenziós (ZR , ahol R a radiális irány) hisztogram adatai alapján. A lézernyaláb átmérőjét 12 mm-nek vettem [83], az üregrezonátor belső hosszát pedig 24.6 mm-nek (lásd a 23. oldalt). A külső hossz (26.6 mm) ettől kis mértékben különbözik, ám a mikrohullámok nyilvánvalóan csak az üreg belsejében hatnak. Az üreget a legbelső falak közé pontosan középre helyeztem; ezeknek a falaknak az egymástól való távolsága 28.6 mm. Így az üreg előtt és után is 2–2 mm volt a falaktól mért távolság. A kísérletek szempontjából fontos, hogy a fent meghatározott hatásfok minél nagyobb legyen, azaz hogy az AD nem túl bő hozamából minél több antiprotont hasznosítani tudjunk.

Érdemes megfigyelni, hogy a jó néhány antiproton hamarabb lefékeződött és megállt, mint a legtöbb társa. Ezek az antiprotonok az átlagosnál több energiát veszítettek egységnyi út alatt. Ugyanakkor alig találunk olyan antiprotonokat, amelyek feltűnően messzire jutottak volna, azaz amelyek kevesebb energiát veszítettek volna az átlagosnál. Ez a Landau-eloszlás következménye, ugyanis az nem szimmetrikus, hanem egy, a nagy energiaveszteségek irányába elnyúló farokkal rendelkezik (lásd a 4.2.4. alfejezetet a 43. oldalon). Néhány antiproton olyan sok energiát veszített, hogy már nem jutott be a héliumba, hanem elakadt az acélablakban; ezek látványosan kirajzolják az ablak helyét a ZY hisztogramon.

5.1. Az optimális abszorbensvastagság meghatározása

Mint azt már korábban említettem, a szimulációk végső célja az 1-es ablak optimális vastagságának meghatározása volt. Ez ugyanis a kriosztátunk egyetlen olyan ablaka, amely nem belül található, így szükség esetén kicserélhető más vastagságúra. A szimulációkat tehát többféle ablakvastagságot feltételezve végeztem el, majd mindegyik esetben meghatároztam az elért hatásfokot. Ezek ismeretében az optimális vastagság könnyen meghatározható. Az ablak vastagsága azonban nem lehet tetszőlegesen kicsiny, ugyanis ellent kell állnia a külső és a belső oldala közötti egy atmoszférás nyomáskülönbségnek. Ez az ablak minimális vastagságát 50 mikronra korlátozza.

Az 5.1. táblázat tartalmazza a szimulációk során kapott eredményeket. Minden egyes futáshoz 10000 antiprotont használtam fel; ennyi elegendőnek bizonyult a megfelelő statisztika gyűjtéséhez, és a futási idő sem volt túl hosszú (abszorbensvastagságtól függően 3–5 perc az otthoni számítógépemen [RedHat Linux 6.1, 64 MB memória, Celeron 333 → 416 processzor]). A hélium hőmérséklete 6 K, a nyomása pedig 500 mbar volt mindegyik esetben, ugyanis a kísérletek során ezekkel az értékekkel fogunk dolgozni – ezek 4.23 mg/cm^3 -es sűrűségnek felelnek meg. A táblázatban a hatásfok mellett egyéb eredményeket is feltüntettem, amelyek érdekesek lehetnek a kísérletek szempontjából: a nyalábirányú (Z) eloszlás középértéket, valamint a nyalábirányú és a függőleges irányú (Y) eloszlások szórásait. A függőleges irányú eloszlás középértékét nem írtam be a táblázatba, ugyanis az minden esetben gyakorlatilag nulla volt.

Az X irányú eloszlásokkal nem foglalkoztam külön, ugyanis ezek alig tértek el az Y irányú eloszlásoktól.

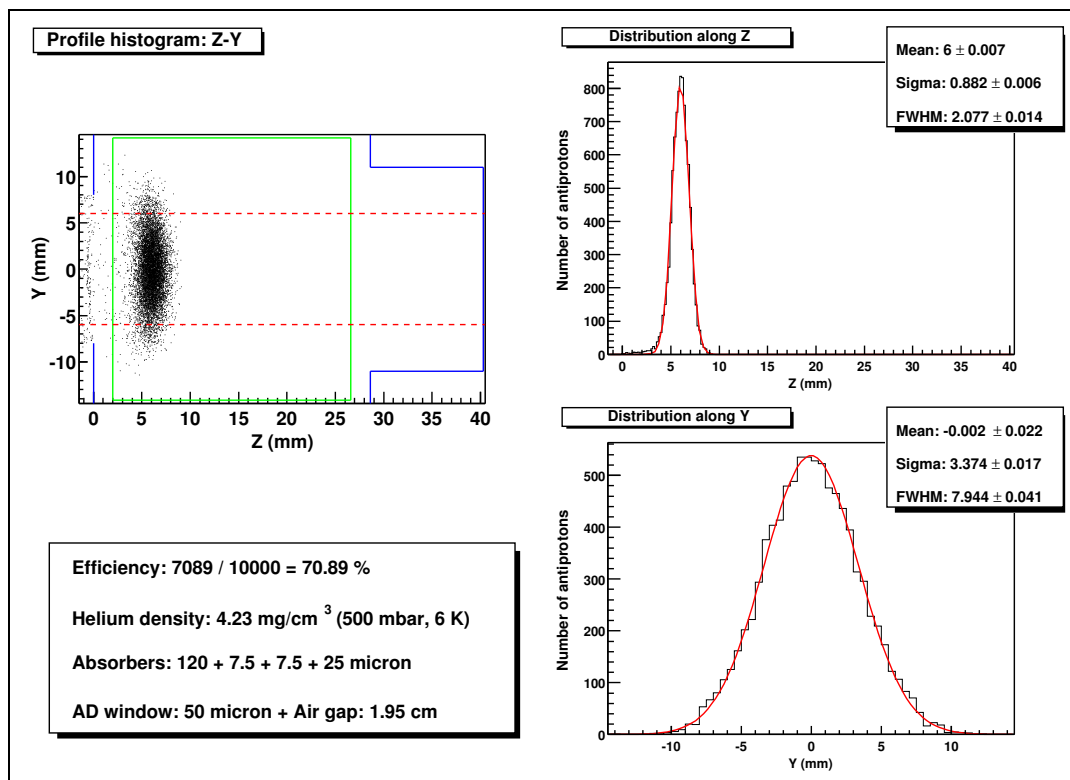
5.1. táblázat. A szimulációk eredményei: a hatások az abszorbensvastagság függvényében, illetve a megállási eloszlások egyéb jellemzői.

Abszorbens- vastagság [μm]	Hatásfok [%]	Z irányú középérték [mm]	FWHM	
			Z [mm]	Y [mm]
50	61.8	22.609 ± 0.012	2.738 ± 0.021	9.900 ± 0.024
60	64.0	20.111 ± 0.010	2.797 ± 0.003	9.518 ± 0.090
70	64.7	17.459 ± 0.013	2.699 ± 0.015	9.415 ± 0.032
80	65.3	14.933 ± 0.013	2.625 ± 0.025	9.203 ± 0.037
90	66.5	12.546 ± 0.012	2.520 ± 0.020	9.024 ± 0.012
100	68.4	10.243 ± 0.010	2.398 ± 0.019	8.605 ± 0.114
110	70.5	8.028 ± 0.003	2.267 ± 0.020	8.253 ± 0.006
120	70.9	6.000 ± 0.007	2.077 ± 0.014	7.944 ± 0.041
130	70.3	4.119 ± 0.006	1.853 ± 0.006	7.609 ± 0.071
140	62.0	2.544 ± 0.006	1.505 ± 0.013	7.364 ± 0.004
150	9.7	1.277 ± 0.004	1.191 ± 0.008	7.070 ± 0.042

A táblázatból kiolvasható, hogy az abszorbensvastagság növelésével egyre nő a hatásfok. Ennek a következő az oka: ha nagyobb az 1-es ablak vastagsága, akkor az antiprotonok a kezdeti kinetikus energiájuk nagyobb részét veszítik el, mire a 4-es acélablakhoz érnek, az energiájuk tehát viszonylag kicsi lesz. Mivel a szóródás mértéke kisebb energiákon nagyobb, ezért ebben az esetben a nyaláb divergenciája nagyobb lesz az acélablak után, ami nagyobb transzverzális szórást eredményezne. Csakhogy a kisebb energia miatt ezek az antiprotonok rövidebb utat tesznek meg a héliumban, ez pedig csökkenti a szórást. A két, egymás ellen dolgozó hatás közül az utóbbi erősebb (bár csak kis mértékben, lásd a táblázat utolsó oszlopát), a szórás tehát csökkenni fog az 1-es ablak vastagságának növelésével. Ennek megfelelően a hatásfok is növekedni fog, de csak egy bizonyos határig, ugyanis túl nagy abszorbensvastagság esetén az antiprotonok már olyan közel állnak meg az acélablakhoz, hogy nagy többségük már nem jut be az üregrezonátor belsejébe, sőt, egyre növekvő hányaduk már az acélablakon sem jut át. Ez magyarázza a hatásfok gyors csökkenését a táblázat alján.

Az eredményeket szemügyre véve az 1-es ablak vastagságának 120 mikront érdemes választani, a hatásfok ugyanis ekkor a legnagyobb. Az 5.4. ábrán láthatóak az ezzel az ablakvastagsággal kapott eloszlások.

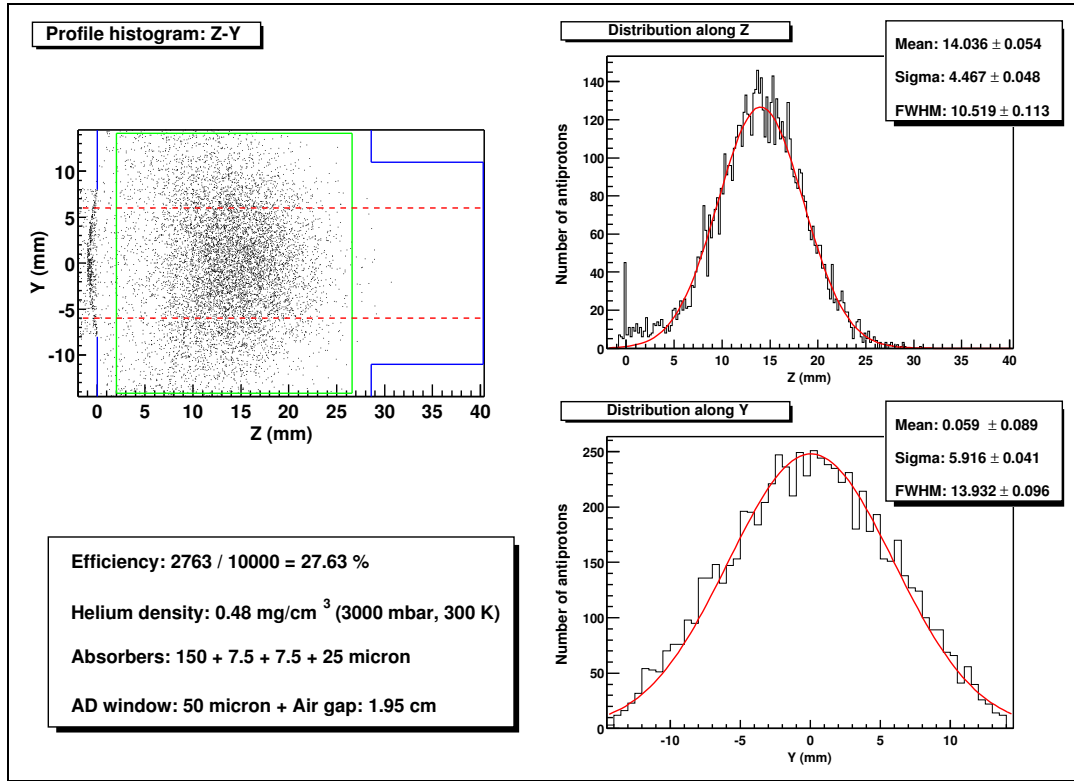
A kriosztátot azonban nemcsak a mikrohullámú mérésekhez fogjuk felhasználni, hanem más kísérletekhez is, például vizsgálni fogjuk különféle szennyező anyagoknak (hidrogénnek, deu-



5.4. ábra. 120 mikron vastagságú ablakot használva ezeket az eloszlásokat kapjuk 6 K hőmérsékleten és 500 mbar nyomáson.

tériumnak, illetve nemesgázoknak) az antiprotonos héliumatomok energiaszintjeire gyakorolt hatásait (populációk és élettartamok), valamint ezen folyamatok hatáskeresztmetszeteinek hőmérsékletfüggését is [50, 51, 57]. Ezeket a méréseket nem hajthatjuk végre 6 K-en, hiszen ilyen alacsony hőmérsékleten ezek a szennyezők már nem gáz halmazállapotúak, ezért ezekben az esetekben legalább 30 K-en kell mérnünk, illetve a hőmérsékletfüggés vizsgálatához magasabb hőmérsékleteken (100 és 300 K-en) is. A magasabb hőmérséklet azonban (változatlan héliumnyomás mellett) szükségképpen kisebb héliumsűrűséget is jelent, ami növeli a nyalábirányú szórást. A sűrűség csökkenését ellensúlyozni lehet a nyomás növelésével, aminek csak az acélablak nyomásálló képessége szab határt 10 bar-nál. A hatáskeresztmetszetek méréséhez a szennyezők abszolút koncentrációját változtatni kell; ez legegyszerűbben a hélium–szennyező gázkeverék nyomásának változtatásával tehető meg, ismételten csak a fenti korlát figyelembevételével. Ezen mérések során nem akarjuk cserélni az 1-es ablakot, ugyanis ehhez az izolációs vákuumot meg kellene szüntetni, majd a csere után újra evakuálni kellene a rendszert, ami rendkívül időigényes folyamat. Ezeknél a méréseknél nem használunk mikrohullámokat, ezért ilyenkor az üregrezonátort eltávolítjuk. Így már nem kell megkövetelnünk azt, hogy az antiprotonok az üreg belsejében álljanak meg; elég, ha azok a lézernyaláb „látóterébe” kerülnek.

A fentiek nyomán újabb szimulációkat végeztem különböző hőmérséklet- és nyomásértékek-



5.5. ábra. 3 bar nyomáson és 300 K hőmérsékleten 10000 antiprotonnal végzett szimuláció eredménye. Az eloszlások szórása jól láthatóan nagyobb, mint 0.5 bar-on és 6 K-en (vö. az 5.4. ábrával).

kel, hogy a szennyezésemérések számára megtaláljam az optimális ablakvastagságot. A szimulációk során kiderült, hogy némelyik esetben a hélium sűrűsége olyan alacsony, hogy az antiprotonok nyalábirányú szórása nagyobb, mint a hélium céltárgy teljes hossza az acélablak-tól a kvarcablakig (~ 40 mm). Ilyen eset áll elő pl. 300 K-nél és 1 bar-nál. Más esetekben a helyzet nem volt ilyen rossz, ám 100–300 K-en és 1–3 bar-nál a nyalábirányú szórás elég nagy-nak bizonyult (lásd az 5.5. ábrát), emiatt viszont az ablakvastagság megengedhető tartománya (amin belül az antiprotonok többsége a héliumon belül áll meg) elég kicsinek adódott.

Nyilvánvaló, hogy az abszorbenst olyan vastagra célszerű választani, hogy az antiprotonok többsége éppen hogy csak átjusson az acélablakon, azaz a héliumba minimális kinetikus energiával érkezzen meg; így biztosítható az, hogy az antiprotonok még kis héliumsűrűség mellett is a héliumon belül maradjanak, és ne tegyenek meg hosszú utat a megállásig. A szimulációk szerint ez a vastagság 150 μm , amely természetesen független a hélium nyomásától és hőmérsékletétől. Ennél vastagabbra (pl. 160 mikronnyira) választva az 1-es ablakot, az antiprotonok közül csak néhány jut át az acélablakon, míg ennél kisebb értékeknél (pl. 140 mikronnál) előfordulhat, hogy az antiprotonok csak a kvarcablakban tudnak megállni; ez a helyzet 300 K-nél és 2 bar-nál áll elő (ekkor a sűrűség mindössze 0.32 mg/cm³). Az 5.2. táblázatban foglaltam össze a szimulációk eredményeit, azaz a minimális ablakvastagságot az egyes hőmérséklet-nyomás párok esetén, a

5.2. táblázat. Az 1-es ablak vastagságának minimális értéke (d_{min}) különböző nyomás- és hőmérsékletértékeknél, valamint a megállási eloszlások mért értékei 150 mikronos vastagságnál; s_Z a nyalábirányú eloszlás középértéke, FWHM a szórás félértékszélessége, η pedig a hatásfok. A szimulációkhoz 10000 antiprotont használtam fel; a hibákat most nem tüntettem fel.

p [bar]	T [K]	ρ [mg/cm ³]	d_{min} [μ m]	s_Z [mm]	FWHM [mm]		η [%]
					Z	Y	
1	30	1.60	90	4.00	3.26	8.37	59.3
2	30	3.19	50	1.65	1.65	7.63	66.3
3	30	4.78	50	0.81	0.48	7.12	68.5
5	30	7.92	50	0.03	0.75	7.12	70.3
10	30	15.65	50	−0.94	0.62	6.93	69.9
1	100	0.48	140	14.55	10.63	14.08	27.5
2	100	0.96	120	6.79	5.54	10.37	47.9
3	100	1.43	100	4.16	3.78	8.74	58.1
5	100	2.38	60	1.98	2.21	7.66	64.6
10	100	4.74	50	0.00	1.09	6.76	68.2
2	300	0.32	150	21.91	14.14	14.46	17.0
3	300	0.48	140	14.04	10.52	13.93	27.6
5	300	0.80	120	7.54	6.78	10.92	43.5
10	300	1.59	90	2.52	3.49	7.82	60.8

150 mikronos ablakvastagsággal kapott eloszlások jellemzőit, valamint a várható hatásfokokat.

A szennyezéses kísérletek számára tehát 150 μ m az optimális vastagság; sajnos ez az érték nem felel meg a mikrohullámú kísérletek számára (lásd az 5.1. táblázatot). Így egyetlen dolgot tehetünk: a kriosztátba fixen egy 120 mikron vastag ablakot építünk be, majd ez elé egy további 30 mikronos abszorbenst helyezünk a szennyezéses kísérletek idejére. A táblázatból az is kiolvasható, hogy 150 mikronos ablakvastagsággal a következő tartományokban végezhetünk méréseket:

30 K-nél: 1–10 bar,

100 K-nél: 1–10 bar,

300 K-nél: 3–10 bar.

A fentieknél jobban nem terjeszthető ki a mérési tartomány. A táblázatból azonban az is kiderül, hogy alacsony sűrűségértékeknél a hatásfok nagyon kicsi, mindössze 20–30%, az értékes antiprotonnalabnak tehát csak kis részét tudnánk felhasználni, ami elfogadhatatlan. Emiatt az elméletileg rendelkezésre álló mérési tartomány egy részét „el kell dobunk”, és csak az alábbi

intervallumokra kell szorítkoznunk:

30 K-nél: 1–10 bar,

100 K-nél: 2–10 bar,

300 K-nél: 5–10 bar.

Ezeket az értékeket úgy kaptam, hogy legalább 40%-os hatásfokot követeltem meg.

A szimulációk szerint tehát 120 mikron vastag ablakot érdemes használnunk a mikrohullámú kísérletek során, amit további 30 mikron vastagságú abszorbenssel kiegészítve a szennyezéses kísérletekhez is optimális körülményeket biztosíthatunk. A mikrohullámú mérések várható hatásfoka körülbelül 70%, míg a szennyezéses mérések esetén körülbelül 40–70% a hélium sűrűségétől függően.

Összefoglalás

Az antiprotonos héliumatomok energiaszint-szerkezetének felderítése, illetve az energiaszintek hiperfinom felhasadásának vizsgálata igen jelentősek atomfizikai szempontból, sőt, a CPT-szimmetria ellenőrzésével még ennél is messzebbre mutatnak. Az ezekhez a kísérletekhez szükséges optimális mérési körülmények, azaz a felhasznált abszorbens vastagsága és a céltárgyként szolgáló hélium sűrűsége (nyomása és hőmérséklete) sikeresen meghatározhatóak a GEANT 4-re épülő szimulációs program segítségével, valamint még a várható hatásfokokat is megbecsülhetjük. Az optimális paraméterek ismerete igen fontos a kísérletek szempontjából, mivel igen takarékosan kell bánnunk az AD által szolgáltatott nem túl nagy számú antiprotonnal. A szimulációk során kapott adatokból választ kaphatunk a minket érdeklő kérdésekre, így nagyobb biztonsággal tervezhetjük meg a kísérleteket. A mérések várhatóan 2000 júliusában indulnak, amit már nagy izgalommal várunk. Számomra különösen érdekes lesz, amikor kiderül, hogy a programom mennyire sikeresen „jósolt”.

A programot úgy írtam meg, hogy az hűen adja vissza a valóságot, azaz a kísérleti berendezésünk felépítését, az AD nyalábjának paramétereit és a fizikai folyamatokat. Ugyanakkor most sem szabad elfelejtkeznünk arról, hogy a szimulációk mindig csak közelítik a valóságot, ám sohasem lehetnek teljesen pontosak. A pontosság természetesen mindig javítható egy kicsit jobb elméletek, újabb kísérleti eredmények, kifinomultabb algoritmusok stb. alkalmazásával; határt csak a rendelkezésre álló idő és energia szab. A cél mindig az, hogy olyan programot alkossunk, amely a mi igényeinket kielégíti.

Köszönetnyilvánítás – Acknowledgements

A diplomamunka egyike azon dolgoknak, amelyek megvalósításához egyetlen ember kevés; segítség nélkül nem vihető véghez. Nekem azon kiváltságban volt részem, hogy munkám során sok nagyszerű emberrel volt alkalmam együtt dolgozni, akik mindig segítettek, amikor szükségem volt rá. Mindenekelőtt szeretném őszinte hálával megköszönni témavezetőmnek, Dr. Horváth Dezsőnek azt a sok értékes tanácsot, segítséget és támogatást, amelyet az évek során nekem nyújtott. Szavaival sokszor visszaadta az önbizalmamat, és bátorságot öntött belém. Szintén hálás vagyok másik témavezetőmnek, Dr. Takács Endrének, aki elindított az antiprotonos héliumatomok útján. Ő sajnos csak kevés ideig tudott aktívan segíteni, mert egy jó ideje már a NIST-ben dolgozik.

Szeretném megköszönni Dr. Toshimitsu Yamazakinak, Dr. Ryugo S. Hayanonak és Dr. John Eadesnek, hogy lehetővé tették, hogy a CERN-ben dolgozva gyarapíthassam tudásomat. Szívből hálás vagyok Dr. Eberhard Widmann-nak, aki állandóan foglalkozott velem a CERN-beli kintléteim alatt, és akitől nagyon sokat tanultam mind a fizika, mind a CERN-i mindennapok terén. Hálával tartozom továbbá az ASACUSA kollaboráció mindazon tagjainak, akikkel alkalmam volt találkozni, és akik sokszor segítettek nekem a munkám során; gondolok itt Dr. Takashi Ishikawára, Dr. Hiroyuki A. Torii-ra, Dr. Masaki Horira, Jun Sakaguchira és Hidetoshi Yamaguchira. Különösen öröm volt együtt dolgozni Ken Suzukival, Boian Obreshkovval és Újvári Balázssal, három hozzám hasonló diákkal, akik igazi jóbarátoknak bizonyultak.

Köszönet illeti továbbá a CERN-i hideglabor és az AD munkatársait az egész kísérlet iránti elkötelezettségükért és a sok segítségért.

Végül, de nem utolsósorban szeretném megköszönni szüleimnek és testvéremnek azt a kitartó támogatást és bátorítást, amelyet tőlük kaptam az egyetemi éveim során, és amely mindig meggyőzött arról, hogy jó irányba haladok.

* * *

A diploma work is a kind of thing that cannot be accomplished by a single man; help is needed to carry it through. I had the privilege that I could work together with many great

men and women who always helped me when I needed it. First of all, I would like to express my sincere gratitude to my supervisor, Prof. Dr. Dezső Horváth for all the valuable advice, help and support which he gave me during the years. His words often gave me back my self-confidence and encouraged me. I am also grateful to my other supervisor, Dr. Endre Takács, who put me on my way towards the antiprotonic helium atoms. Unfortunately, he could only help me for a short period because he works at NIST now.

I would like to thank Prof. Emeritus Toshimitsu Yamazaki, Prof. Dr. Ryugo S. Hayano and Dr. John Eades that I could work at CERN and extend my knowledge there. I would like to express my gratitude to Prof. Dr. Eberhard Widmann who always helped me when I was at CERN. I really learned a lot from him both in physics and in the everyday life of CERN. I also thank those members of ASACUSA collaboration whom I met and who often helped me in my work; they are Dr. Takashi Ishikawa, Dr. Hiroyuki A. Torii, Dr. Masaki Hori, Jun Sakaguchi and Hidetoshi Yamaguchi. It was especially joyful to work together with Ken Suzuki, Boian Obreshkov and Balázs Újvári, three students like me, who turned out to be really good friends.

I am also deeply indebted for the people of the CERN Cryolab and the AD for their continuous help.

At last, but not least, I would like to thank my parents and brother for their tireless support and encouragement during my years at the university, which convinced me that I am following the right track.

Irodalomjegyzék

- [1] G. T. Condo, Phys. Lett. **9** (1964) 65.
- [2] J. E. Russell, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 63; Phys. Rev. **188**, 187 (1969); Phys. Rev. **A1**, 721 (1970); Phys. Rev. **A1**, 735 (1970); Phys. Rev. **A1**, 742 (1970).
- [3] T. Yamazaki, M. Aoki, M. Iwasaki, R. S. Hayano, T. Ishikawa, H. Outa, E. Takada, H. Tamura és A. Sakaguchi, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1590.
- [4] S. N. Nakamura, M. Iwasaki, H. Outa, R. S. Hayano, Y. Watanabe, T. Nagae, T. Yamazaki, H. Tada, T. Numao, Y. Kuno és R. Kadono, Phys. Rev. A **45** (1992) 6202.
- [5] M. Iwasaki, S. N. Nakamura, K. Shigaki, Y. Shimizu, H. Tamura, T. Ishikawa, R. S. Hayano, E. Takada, E. Widmann, H. Outa, M. Aoki, P. Kitching és T. Yamazaki, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 1246.
- [6] T. Yamazaki, E. Widmann, R. S. Hayano, M. Iwasaki, S. N. Nakamura, K. Shigaki, F. J. Hartmann, H. Daniel, T. von Egidy, P. Hofmann, Y.-S. Kim és J. Eades, Nature **361** (1993) 238.
- [7] E. Widmann, J. Eades, T. Yamazaki, H. A. Torii, R. S. Hayano, M. Hori, T. Ishikawa, M. Kumakura, N. Morita, I. Sugai, F. J. Hartmann, T. von Egidy, B. Ketzer, C. Maierl, R. Pohl és D. Horváth Phys. Lett. **B404** (1997) 15.
- [8] T. Azuma *et al.* (ASACUSA kollaboráció), Proposal CERN/SPSC 97-19, CERN/SPSC P-307 (1997).
- [9] T. Yamazaki és K. Ohtsuki, Phys. Rev. A **45**, (1992) 7782.
- [10] K. Ohtsuki, magánközlés.
- [11] R. Ahlrichs, O. Dumbrajs, H. Pilkuhn, H. G. Schlaile, Z. Phys. A **306** (1982) 297.
- [12] I. Shimamura, Phys. Rev. A **46** (1992) 3776 és magánközlés.
- [13] P. T. Greenland és R. Thürwächter, Hyperfine Interact. **76** (1993) 355 és magánközlés.
- [14] W. A. Beck, L. Wilets és M.A. Alberg, Phys. Rev. A **48** (1993) 2779.
- [15] T. Yamazaki és K. Ohtsuki, Phys. Rev. A **50** (1994) 5350.

- [16] O. I. Tolstykhin, S. Watanabe és M. Matsusawa, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3573.
- [17] O. I. Tolstykhin, S. Watanabe és M. Matsusawa, Phys. Rev. A **54** (1996) R3705.
- [18] F. Benvenuto, G. Casati és D. L. Shepelyanski, Phys. Rev. A **53** (1996) 737.
- [19] S. I. Fedotov, O. I. Kartavtsev, és D. E. Monakhov, At. Nucl. **59** (1996) 1662.
- [20] O. I. Kartavtsev, At. Nucl. **59** (1996) 1483.
- [21] O. I. Kartavtsev, Hyperfine Interactions, **103** (1996) 369.
- [22] D. Bakalov, I. V. Puzynin, T. P. Puzynina, S. I. Vinitzky, Phys. Lett. **A211** (1996) 223.
- [23] D. Bakalov, I. V. Puzynin, T. P. Puzynina, S. I. Vinitzky, Hyperfine Interactions, **101/102** (1996) 487.
- [24] L. A. Melnikov, V. L. Derbov, I. M. Umansky és S. I. Vinitzky, Hyperfine Interactions, **101/102** (1996) 471.
- [25] I. V. Puzynin, T. P. Puzynina, S. I. Vinitzky és V. I. Puzynin, Hyperfine Interactions, **101/102** (1996) 493.
- [26] G. Ya. Korenman, Hyperfine Interactions, **103** (1996) 341.
- [27] V. I. Korobov, Phys. Rev. A **54** (1996) R1749.
- [28] V. I. Korobov és D. Bakalov, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 3379.
- [29] D. Bakalov és V. I. Korobov, Phys. Rev. A **57** (1998) 1662.
- [30] V. I. Korobov, D. Bakalov és H. J. Monkhorst, Phys. Rev. A **59** (1999) R919.
- [31] J. Révai és A. T. Kruppa, Phys. Rev. A, elfogadva.
- [32] E. Yarevsky és N. Elander, Europhys. Letters **37**(1997) 453.
- [33] N. Elander és E. Yarevsky, Phys. Rev. A, **55**, (Sept. 1997).
- [34] S. Andersson, N. Elander és E. Yarevsky, Phys. Rev. A, elküldve.
- [35] Y. Kino, M. Kamimura és H. Kudo, Proc. XV. Int. Conf. *Few-Body Problems in Physics*, Groningen, 1997.
- [36] T. Yamazaki, E. Widmann, J. Eades, M. Kumakura, N. Morita, H. A. Torii, M. Hori, T. Ishikawa, F. E. Maas, H. Tamura, R. S. Hayano, I. Sugai, Y. Fujita, H. Daniel, B. Ketzer, H. Daniel, F. J. Hartmann, R. Pohl, R. Schmidt, T. von Egidy és D. Horváth, Phys. Rev. A **55** (1997) R3295.
- [37] G. Chesquière, Proc. Symposium on antinuclear-nucleon interactions, Liblice-Prága, 1974; CERN Report 74-18 (1974) 436.

- [38] N. Morita, K. Ohtsuki, T. Yamazaki, Nucl. Instr. Meth. A **330** (1993) 439.
- [39] N. Morita, M. Kumakura, T. Yamazaki, E. Widmann, H. Masuda, I. Sugai, R. S. Hayano, F. E. Maas, H. A. Torii, F. J. Hartmann, H. Daniel, T. von Egidy, B. Ketzer, W. Müller, W. Schmid, D. Horváth és J. Eades, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1180.
- [40] R. S. Hayano, F. E. Maas, H. A. Torii, N. Morita, M. Kumakura, T. Yamazaki, H. Masuda, I. Sugai, F. J. Hartmann, H. Daniel, T. von Egidy, B. Ketzer, W. Müller, W. Schmid, D. Horváth, J. Eades és E. Widmann, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 1485; **73** (1994) 3181(E).
- [41] F. E. Maas, R. S. Hayano, T. Ishikawa, H. Tamura, H. A. Torii, N. Morita, T. Yamazaki, I. Sugai, K. Nakayoshi, F. J. Hartmann, H. Daniel, T. von Egidy, B. Ketzer, A. Niestroj, S. Schmid, W. Schmid, D. Horváth, J. Eades és E. Widmann, Phys. Rev. A **52** (1995) 4266.
- [42] H. A. Torii, M. Hori, T. Ishikawa, F. E. Maas, R. S. Hayano, N. Morita, M. Kumakura, I. Sugai, B. Ketzer, H. Daniel, F. J. Hartmann, R. Pohl, R. Schmidt, T. von Egidy, D. Horváth, J. Eades, E. Widmann és T. Yamazaki, Phys. Rev. A **53** (1996) R1931.
- [43] H. A. Torii, R. S. Hayano, F. E. Maas, M. Hori, N. Morita, M. Kumakura, T. Yamazaki, H. Masuda, I. Sugai, B. Ketzer, F. J. Hartmann, H. Daniel, T. von Egidy, W. Müller, W. Schmid, A. Niestroj, D. Horváth, J. Eades és E. Widmann, Nucl. Instr. Meth. A **396** (1996) 257.
- [44] T. Yamazaki, B. Ketzer, E. Widmann, J. Eades, H. Daniel, F. J. Hartmann, M. Hasinoff, R. Pohl, R. Schmidt, T. von Egidy, D. Horváth, M. Kumakura, N. Morita, I. Sugai, Y. Fujita, H. A. Torii, M. Hori, T. Ishikawa, F. E. Maas, H. Tamura és R. S. Hayano, Chem. Phys. Lett. **265** (1997) 137.
- [45] M. Hori, A. Torii, R.S. Hayano, T. Ishikawa, F.E. Maas, H. Tamura, B. Ketzer, F.J. Hartmann, R. Pohl, C. Maierl, T. von Egidy, M. Kumakura, N. Morita, I. Sugai, D. Horv'ath, E. Widmann, J. Eades és T. Yamazaki, Phys. Rev. A **58** 1613.
- [46] H.A. Torii, R.S. Hayano, M. Hori, T. Ishikawa, N. Morita, M. Kumakura, T. Yamazaki, I. Sugai, B. Ketzer, F. J. Hartmann, T. von Egidy, R. Pohl, C. Maierl, D. Horváth, J. Eades és E. Widmann, Phys. Rev. A **59** (1999) 223.
- [47] R. Pohl, F. J. Hartmann, B. Ketzer, C. Maierl, T. von Egidy, J. Eades, E. Widmann, T. Yamazaki, M. Kumakura, N. Morita, R.S. Hayano, M. Hori, T. Ishikawa, H.A. Torii, I. Sugai és D. Horváth, Phys. Rev. A **58** (1998) 4406.
- [48] A. Niestroj, F.J. Hartmann, H. Daniel, B. Ketzer, T. von Egidy, F.E. Maas, R.S. Hayano, T. Ishikawa, H. Tamura, H.A. Torii, N. Morita, T. Yamazaki, I. Sugai, K. Nakayoshi, D. Horváth, J. Eades és E. Widmann, Nucl. Instr. Meth. A **373** (1996) 411.
- [49] R. S. Hayano, T. Ishikawa, H. Tamura, H. A. Torii, M. Hori, F. E. Maas, N. Morita, M. Kumakura, I. Sugai, F. J. Hartmann, H. Daniel, T. von Egidy, B. Ketzer, R. Pohl, D. Horváth, J. Eades, E. Widmann és T. Yamazaki, Phys. Rev. A **55** (1997) R1.

-
- [50] B. Ketzer, F. J. Hartmann, T. von Egidy, C. Maierl, R. Pohl, J. Eades, E. Widmann, T. Yamazaki, M. Kumakura, N. Morita, R. S. Hayano, M. Hori, T. Ishikawa, H. A. Torii, I. Sugai és D. Horváth, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 1671.
- [51] B. Ketzer, F. J. Hartmann, T. von Egidy, C. Maierl, R. Pohl, J. Eades, E. Widmann, T. Yamazaki, M. Kumakura, N. Morita, R. S. Hayano, M. Hori, T. Ishikawa, H. A. Torii, I. Sugai és D. Horváth, *J. Chem. Phys.* **109** (1998) 424.
- [52] F. J. Hartmann, B. Ketzer, C. Maierl, R. Pohl, T. von Egidy, R. S. Hayano, M. Hori, T. Ishikawa, H. Tamura, H. A. Torii, M. Kumakura, N. Morita, I. Sugai, D. Horváth, J. Eades, E. Widmann és T. Yamazaki, *Phys. Rev. A* **58** (1998) 3604.
- [53] H. A. Torii, *Laser Spectroscopy of Antiprotonic Helium Atomcules – Collisional Shift and Broadening of Resonance Lines*, Ph.D. értekezés, Tokiói Egyetem (1997), nem publikált.
- [54] V. I. Korobov, magánközlés.
- [55] M. Hori, magánközlés.
- [56] S. Maury, AD Design Study, psdoc.web.cern.ch/PSdoc/acc/ad/index.html
- [57] T. Azuma *et al.* (ASACUSA kollaboráció), Progress report CERN/SPSC 2000-04, SPSC M642 (2000).
- [58] GEANT 4 *Detektorszimulációs programcsomag*, wwwinfo.cern.ch/asd/geant/geant4.html
- [59] GEANT 3 manual, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994).
- [60] Cryodata Inc., HEPAK program, 3.30-as verzió (1992).
- [61] J. F. Janni, *Atomic Data and Nucl. Data Tables* **27** (1982) 147.
- [62] P. Sigmund és U. Haagerup, *Phys. Rev. A* **34** (1986) 892.
- [63] C. Caso *et al.*, *European Physical Journal* **C3** (1998) 1.
- [64] R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.* **88** (1952) 851.
- [65] W. H. Barkas, Technical Report 10292, UCRL, August 1962.
- [66] W. H. Barkas, W. Birnbaum és F. M. Smith, *Phys. Rev.* **101** (1956) 778.
- [67] C. Varelas és J. P. Biersack, *Nucl. Instr. Meth.* **79** (1970) 213.
- [68] H. H. Andersen és J. F. Ziegler, *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements*, Pergamon Press, New York, 1977.
- [69] ICRU Report No. 49, „Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles” (1993).

- [70] M. Agnello *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 371.
- [71] H. H. Andersen és J. F. Ziegler, *Helium Stopping Powers and Ranges in All Elements*, Pergamon Press, New York, 1977.
- [72] J. C. Ashley és R. H. Ritchie, Phys. Rev. B **5** (1972) 2393.
- [73] G. Z. Molière, Z. f. Naturforsch. **A2** (1947) 133.
- [74] J. Eades és F. J. Hartmann, Rev. Mod. Phys., **71** (1999) 373.
- [75] L. D. Landau, J. Exp. Phys. (SZU) **8** (1944) 201.; K. A. Ispirian, A. T. Margarian és A. M. Zverev, Nucl. Instr. Meth. **117** (1974) 125.
- [76] G. Cowan, *Stastical Data Analysis*, Clarendon Press, Oxford (1998).
- [77] B. Schorr, Comp. Phys. Comm., **7** (1974) 216.
- [78] S. M. Seltzer és M. J. Berger, „Energy Loss Straggling of Protons and Mesons”, Nuclear Science Series 39, Nat. Academy of Sciences, Washington DC (1964).
- [79] G. Z. Molière, Z. f. Naturforsch. **3A** (1948) 78.
- [80] J. M. Fernandez-Varea, R. Mayol, J. Baró és F. Salvat, Nucl. Instr. Meth. B **73** (1993) 447.
- [81] G. Baur *et al.*, Phys. Lett. B **368** (1996) 251.
- [82] M. Giovanaozzi, magánközlés.
- [83] E. Widmann, magánközlés.