

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

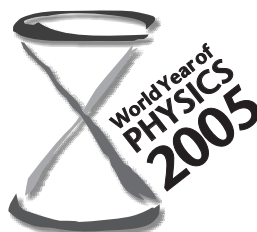
A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Fizikai Lapok utóda és folytatása

LV. évfolyam

3. szám

2005. március

NEM ÉLHETÜNK



FIZIKA NÉLKÜL



A PIONIKUS ATOMOK ENERGIASZINTJEI ÉS A NEUTRONBŐR

Krasznahorkay Attila
MTA ATOMKI, Debrecen

Napjainkban, nehéz atommagokban, a pionkeltéshez szükséges energia alatt diszkrét energiájú, kötött pionállapotokat fedeztek fel. Ezeket az állapotokat ($d, {}^3\text{He}$) reakcióban 500–600 MeV-es bombázó energiánál, nagy energia- és kis impulzusátadás esetén figyelték meg. A keltett pionok valójában nem az atommagba, hanem a maghoz közeli, mélyen kötött, $1s$ *atom*i állapotba fogódtak be. Öt különböző nehéz atommagban megmérték az $1s$ állapotban levő negatív pionok kötési energiáját. Az erős nukleáris kölcsönhatás a pion $1s$ állapotainak a kötési energiáját a felére csökkenti a csak Coulomb-kölcsönhatással számíthatóhoz képest. Az atommag neutronjai taszítják, míg a protonjai vonzzák a negatív töltésű pionokat, így a pion–nukleon kölcsönhatás az atommagok neutron- és protoneloszlási sugarának különbségével arányos. Ezt a különbséget neutronbőr-vastagságnak nevezzük. A pionikus atomok kötési energiájának pontos mérésével így adatokat nyerhetünk az atommagok neutronbőrének vastagságára, amelyek a neutrongazdag maganyag állapotegyenletének pontosításához szükségesek. Ha azonban a neutronbőr vastagságát más módszerekkel pontosan meg tudjuk határozni, akkor a mérési eredmények ismeretében meghatározhatjuk a pion–nukleon kölcsönhatás változását a pionikus ólomig. A pion–nukleon kölcsönhatás maganyagon belüli viselkedéséből a

nukleonok esetén spontán sérült tükrözési szimmetria maganyagbeli részleges helyreállítására következtethetünk, ami érthetőbbé tehetné a kvarkok és nukleonok tömegei közötti óriási különbséget.

Bevezetés

A kvantumelektrodinamika szerint az elektromágneses kölcsönhatást virtuális fotonok közvetítik úgy, hogy az egyik elektromos töltés virtuális fotont emittál, a másik pedig elnyeli azt. Az atommag alkotórészei, a protonok és neutronok közötti rövid hatótávolságú kölcsönhatást is hasonlóképpen értelmezhetjük. A mezonok fogalmát *Yukawa* 1935-ben azzal a céllal vezette be, hogy segítségével ezt az „új kölcsönhatást” értelmezni tudja. A magerők kísérletileg meghatározott hatótávolságának ismeretében a mezonok tömegét az elektronok tömegénél körülbelül 280-szor nagyobbának ($m_\pi c^2 \approx 140$ MeV) becsülte.

Yukawa feltevése a mezonok létezéséről már 1947-ben igazolást nyert, amikor kozmikus sugárzásban sikerült megfigyelni π -mezonokat. A π -mezonok (röviden pionok) 3 különböző töltésállapotban fordulnak elő: π^+ , π^- és π^0 állapotban, amelyek töltése e^+ , e^- és 0. Kölcsönhatásuk az atommagokkal és a nukleonokkal (protonokkal és neutronokkal) nagyon erős. Az atommag alapállapotában, illetve alacsony energiás gerjesztett állapotokban

A munka az OTKA (témaszám: T038404) támogatásával készült.

ezek a pionok csak az erős kölcsönhatást közvetítő virtuális pionokként vannak jelen, mivel keltésükhöz az atommag nem rendelkezik elegendő energiával. Az energiára és időre vonatkozó határozatlansági reláció szerint ($\Delta E \Delta t \approx \hbar$) az élettartamuk csupán

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E} \approx \frac{6,58 \times 10^{-22} \text{ MeVs}}{140 \text{ MeV}} \approx 4,7 \times 10^{-24} \text{ s}$$

lehet.

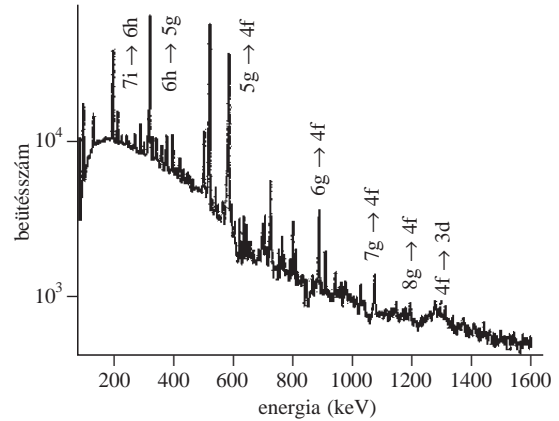
De hogyan viselkedhet egy „valódi” pion az atommagban? Megtartja-e az identitását? Mind magfizikai, mind részecskefizikai szempontból fontos kérdés, hogy milyen formában és mennyi ideig él egy pion az atommag belsejében [1].

Pionikus atomok

Nagyenergiás gyorsított töltött részecskék (pl. protonok) atommagokkal történő ütköztetésével pionokat mesterségesen is előállíthatunk. A keletkező pionok többnyire nagy energiájúak, de ha lefékezzük őket és megfelelő környezetet (rendszerint valamilyen gázt) biztosítunk, akkor e környezet atommagjainak Coulomb-potenciálja a negatív pionokat ugyanúgy befogja, mint az elektronokat. Ily módon pionikus atomokat hozhatunk létre. Ezek az atomok legerjesztődésük során a normál atomokhoz hasonlóan elektromágneses (azaz röntgen-) sugárzások sorozatát bocsátják ki. A sugárzások energiájának mérésével a pionikus atomok gerjesztett állapotainak energiái meghatározhatók. Nagy tömegük miatt azonban a pionok pályasugarai a megfelelő elektronpályák sugarainál körülbelül 280-szor kisebbek, így lényegesen közelebb kerülnek az atommaghoz, mint az elektronok. (A Bohrmodell szerint az elektronpálya sugara fordítva arányos az elektron tömegével.) A gerjesztett állapotok energiáit ezért az atommag mérete is befolyásolja. A pionikus atomok energiaszintjeinek pontos mérésével ennél fogva következtetést vonhatunk le az atommag sugarára vonatkozóan.

Pionok az atommagban

Nehéz atomok esetén a pionok pályái egyre közelebb kerülnek az atommaghoz, így az állapotok jellemzőinek kialakulásában egyre nagyobb szerepet kap a pionoknak az atommaggal való erős kölcsönhatása, úgynevezett „mag-atomi” állapotok alakulnak ki. Ezeknek az állapotoknak elektromágneses átmenetek segítségével való vizsgálata nehézségekbe ütközik, mivel az atommag egyre nagyobb valószínűséggel abszorbeálja a pionokat. Amint az 1. ábrán látható, ez a helyzet arra vezet, hogy az elektromágneses átmenetek kiszélesednek, majd megfigyelhetetlenné válnak. Az elektromágneses átmenetek nem elég gyorsak ahhoz, hogy segítségükkel adatokat nyerjünk az ón vagy ólom atommagok pionikus 1s állapotairól, ugyanis a pionok befogódhatnak az atommagba még mielőtt a legerjesztődés során eljuthat-



1. ábra. A pionikus ^{208}Pb -atom röntgenspektruma. A legerősebb átmenetek mellett a kezdeti és végállapotok fő- és mellékkvantumszámjai állnak. Az ábra jobb oldalán látható $4f \rightarrow 3d$ átmenet már erősen kiszélesedett.

nának a legalacsonyabb energiájú (1s) pályáig. Az elektromágneses kölcsönhatás helyett az erős kölcsönhatást, töltéscserélő magreakciók kell felhasználnunk, hogy ezeket az állapotokat vizsgálhassuk.

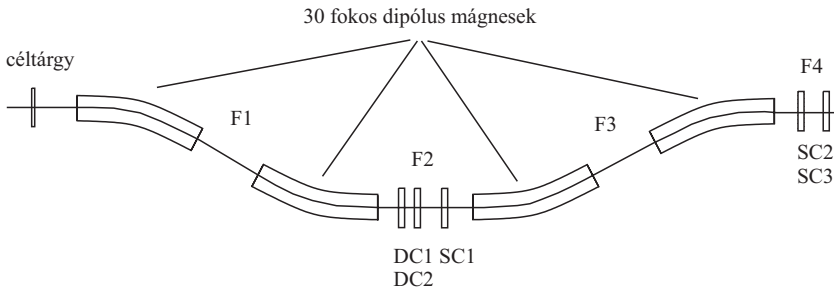
Japán kutatók [2] már 1988-ban rámutattak, hogy a mélyen kötött 1s, 2s, 2p pionikus atomok kvázistabilak lehetnek (azaz a nívók szélessége kisebb a nívók távolságánál) a pion-atommag kölcsönhatás taszító jellege miatt. A taszító pion-atommag kölcsönhatás egy pionglória létrejöttét eredményezi az atommag körül, és így a pion abszorpciója az atommagban erősen lecsökken. Ez azt jelenti, hogy a mélyen kötött pionikus atomok energiaszintjei és nívószélességei nagyon érzékenyek az atommag felületére, pontosabban a neutronbőr-vastagságára, mivel a π^- -neutron kölcsönhatás taszító jellegű, és a π^- -részecskék nem abszorbeálódnak a neutronbőrben.

Megemlítendő, hogy korábban az 1s állapotok kvázistabilitását a szupernehéz elemekkel kapcsolatban is tárgyalták. Megmutatták, hogy $Z \leq 90$ esetén az 1s állapot kvázistabil, $Z \geq 100$ esetén viszont a Coulomb-erők a mag belsejében is nagyobbak lesznek a mag taszításánál, így az 1s állapotok már nagyrészt a mag belsejében helyezkednek el, ahol az abszorpció valószínűsége már igen nagy. Ezért ezek az állapotok túlságosan kiszélesednek, és megfigyelhetetlenné válnak.

Mivel a mélyen kötött pionikus atom érzékeny a neutronbőrre, elvileg felhasználható a neutronbőr vastagságának pontosabb meghatározására is. Úgy gondoljuk, hogy a radioaktív magok neutroneloszlásai még tartogathatnak számunkra meglepetéseket. Korábban ilyen meglepetés volt például a ^{11}Li -ben felfedezett neutronglória jelensége (ld. Fizikai Szemle 54/9 (2004) 289).

Meglökésmentes pionkeltés

Mivel a lelassított külső pionok befogásán alapuló röntgenspektroszkópiával a mélyen kötött pionikus állapotokat nem lehetett megfigyelni, olyan magreakción alapuló spektroszkópiai módszert kellett kifejleszteni, amelyben a pionokat magreakcióval az atommagban hozzák létre és közvetlenül juttatják az 1s vagy 2p pionikus pályákra. Először $(n, p\pi^-)$, illetve $(d, 2p\pi^-)$ reakciókkal próbálkoztak. Ezekben a reakciókban azonban a pionok nagy sebességgel keletkeztek és nem fogódtak be pionikus pályára. Olyan magreakcióra volt szükség, amelyben a pion kis



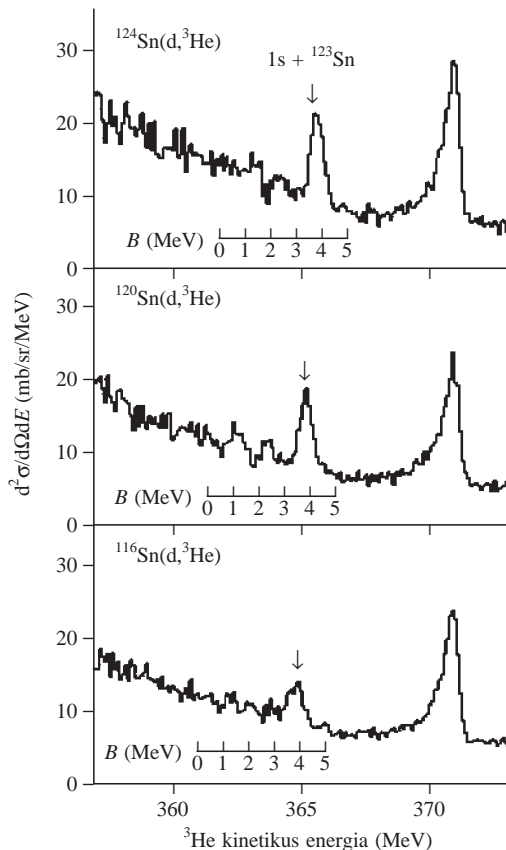
2. ábra. A darmstadti GSI-ben épített fragmentumszeparátor (FRS) sematikus elrendezési rajza.

sebességgel keletkezik. Reakciókinematikai megfontolások alapján ezt a feltételt csak úgy lehet teljesíteni, ha a keletkezett részecske nagyobb tömegű a bombázó részecskénél. Ilyen elemi folyamatok lehetnek a $n(n,d)\pi$ vagy az $n(d,{}^3\text{He})\pi$ reakciók, ha a kilépő részecskéket 0° -os szögben detektáljuk, és a bombázó energiát megfelelően választjuk meg (mágikus energia). Belátható, hogy ebben az esetben a pionkeltéshez szükséges (~ 140 MeV) energiánál kisebb energiájú, de nagyobb tömegű kilépő részecske impulzusa egyenlő lehet a bejövő bombázó részecske impulzusával, és így a pion 0 impulzussal keletkezik.

Kísérleti eredmények

A pionikus atomok mélyen kötött állapotainak kísérleti kimutatását (n,p), ($d,{}^3\text{He}$) és ($d,{}^3\text{He}$) reakciókkal többször is megpróbálták. A sikertelen próbálkozások után már 1990-ben javasolták a vizsgálatokat a GSI-ben (Darmstadt, Németország), de ezek csak 1996-ban vezettek eredményre. Technikai megfontolásokból a ($d,{}^3\text{He}$) reakciót választották. A mágikus energia ebben az esetben 500 MeV körülnek adódik. Az elsőként vizsgált ${}^{208}\text{Pb}(d,{}^3\text{He})\pi^- + {}^{207}\text{Pb}$ magreakció hatáskeresztmetszetét az elemi $n+d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^-$ reakció hatás-

3. ábra. A ${}^{124,120,116}\text{Sn}(d,{}^3\text{He})$ magreakciókból származó ${}^3\text{He}$ -részecskék energiaspektrumai. Az ábrán az 1s pionikus állapot energiáját függőleges nyílal jelöltük. A jobb oldali erős csúcs a $p(d,{}^3\text{He})\pi^0$ magreakcióból származik, és energiahitelesítésre használták.



rezsztetszete alapján egy N_{eff} effektív neutron-számmal történő szorzás segítségével becsülték meg. A sikeres kísérlet után 1996 és 2000 között több új mérést is végeztek ${}^{206}\text{Pb}$, ${}^{116}\text{Sn}$, ${}^{120}\text{Sn}$ és ${}^{124}\text{Sn}$ céltárgyak segítségével [1].

A deuteronok energiáját úgy választották meg, hogy a ${}^3\text{He}$ -részecskék 0° -os szögben történő kilépése esetén a keletkezett π^- impulzusa 0 legyen, és így kötött állapotban maradjon az atommag körül. A 2. ábrán a kísérletek során mágneses spektrométerként felhasznált FRS mágneses fragmentumszeparátor látható. A spektrométer első része szolgál a részecskék energiájának meghatározására, míg a második rész a részecskék azonosítását végzi. Érdeemes egy kicsit részletesebben is tárgyalni ezt a technikai bravúrunk számító kísérletet.

A ${}^3\text{He}$ -részecskéknél a nyálábírányhoz képest 0° -os szögben történő vizsgálata komoly technikai problémát jelentett. A bombázó deutérium atommagok céltárgyban történő széttréése során keletkező protonok mágneses keménysége ugyanis megegyezik a ${}^3\text{He}$ -részecskéével, azaz a mágneses tér ugyanoda fókuszálja mindkét részecskét, így az FRS fókusz síkjában elhelyezett DC1 és DC2 driftkamráknak mintegy 100 kHz-es terhelést kellett elviselniük. A protonoknál 6 nagyságrenddel kevesebb ${}^3\text{He}$ -részecskék veszteségmentes és egyértelmű azonosítása csak az FRS második részével sikerülhetett.

A DC1 és DC2 driftkamrák mögött 5 mm vastag, szegmentált plazmatikszcintillátort (SC1) helyeztek el. Ez kétféle célt is szolgált:

1. Időzítő jelet szolgáltatott a driftkamrák részére a pontos becsapódási hely meghatározásához, illetve a részecskéknél az FRS második részén történő áthaladási idejének pontos meghatározásához, ami a ${}^3\text{He}$ azonosítását szolgáltatta.

2. Egy Z^2 -tel arányos energiavesztést okozott a részecskéknél, így a mágneses térerősség megfelelő beállításával már döntően csak a ${}^3\text{He}$ -részecskék juthattak el az FRS második fókusz síkjába.

Ebben az F4 fókusz síkjában elhelyezett SC2 és SC3 scintillátorok adták a stopjeleket a repülési idő-méréshez, illetve a becsapódási helyre és szögére vonatkozó információt a pontos repülési távolság meghatározásához. A szcintillációs detektorokban mért energiavesztéseket és az SC1 és SC2 közötti repülési időt ugyan redundáns információként használták fel a részecskék azonosítására, amit alapvetően a D3 és D4 dipólus mágnes már elvégzett, de csak ezzel a módszerrel együtt sikerült a ${}^3\text{He}$ -részecskék teljesen háttérmentes azonosítása.

A kísérleti eredményeket a 3. ábra szemlélteti. Az ábrán $T_d = 503,388$ MeV bombázó energia esetén a ${}^{124,120,116}\text{Sn}(d,{}^3\text{He})$ reakcióból származó ${}^3\text{He}$ -részecskék energiaspektrumait láthatjuk. Az ábrán az ${}^{123,119,115}\text{Sn}$ atommagbéli π^- kötési energiára (B) vonatkozó energiaskáákat is feltüntették. Az ábra jobb oldalán látható erős csúcs a céltárgyra ragasztott mylarfólia protonjain végbement $p(d,{}^3\text{He})\pi^0$ magreakcióból származik, és a pontos energiahitelesítésre szolgált. A ${}^3\text{He}$ -részecskék energiájának mérésével így sikerült meghatározni a pionikus atomok 1s állapotának energiáját és szélességét.

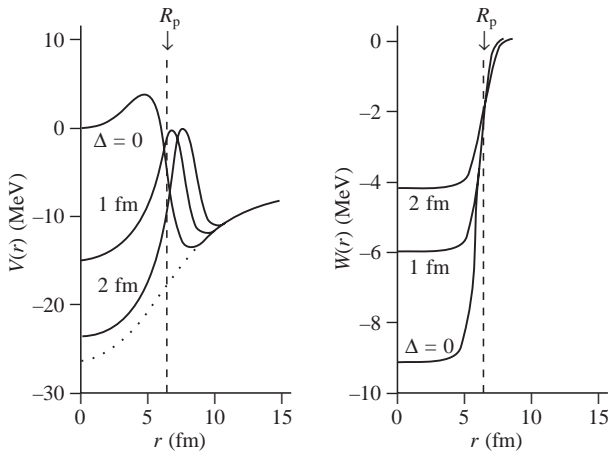
A ($d,{}^3\text{He}$) reakciót a magfizikusok valójában már igen régen használják az atommagok kisenergiás gerjesztett állapotainak tanulmányozására. A gerjesztési energia körülbelül 140 MeV-re növelésekor azonban a reakció hatáskeresztmetszete csökken, a gerjesztett állapotok szélessége pedig olyan mértékben megnövekszik, hogy jól definiált energiájú magállapotok megfigyelése lehetlenné válik. A 3. ábrán pedig éppen ebben a gerjesztési energia tartományban figyelt meg éles csúcsokat. Ha azonban $E = 140$ MeV energia a π^- -részecske keltésére fordítódik, akkor az atommag valójában nem is gerjesztődik, vagy csak nagyon kis energiájú gerjesztett állapotai állnak elő. Így válik érthetővé a 3. ábrán ilyen nagy gerjesztési energiánál megfigyelt éles rezonancia.

A pion-atommag kölcsönhatás leírása

A pion-atommag nukleáris kölcsönhatás fenomenológiai leírására az irodalomban az úgynevezett Ericson-Ericson-konvenciót követik. Ennek alapján a kölcsönhatás potenciális energiája egy $V(r)$ valós és egy abszorpciót leíró $W(r)$ képzetes tag összegeként írható fel:

$$U(r) = V(r) + i W(r),$$

ahol



4. ábra. A π^- - ^{208}Pb optikai potenciál az atommag középpontjától mért távolság függvényében, $\Delta = 0, 1$ és 2 fm neutronbőr-vastagság esetén. Az ábra bal oldalán a potenciál valós része, míg a jobb oldalán a képzetes része látható. A pontozott vonal a Coulomb-kölcsönhatást jelöli.

$$V(r) = \frac{2\pi}{m_\pi} \left\{ \varepsilon_1 [b_0 \rho(r) + b_1 \Delta \rho(r)] + \varepsilon_2 \text{Re } B_0 \rho(r)^2 \right\},$$

$$W(r) = -\frac{2\pi}{m_\pi} \varepsilon_2 \text{Im } B_0 \rho(r)^2.$$

A képletben

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{m_\pi}{M}, \quad \varepsilon_2 = \frac{m_\pi}{2M},$$

ahol m_π a pion tömege, M pedig a nukleon átlagos tömege. $\rho(r)$ jelöli a neutronok és protonok sűrűségének összegét:

$$\rho(r) = \rho_p(r) + \rho_n(r).$$

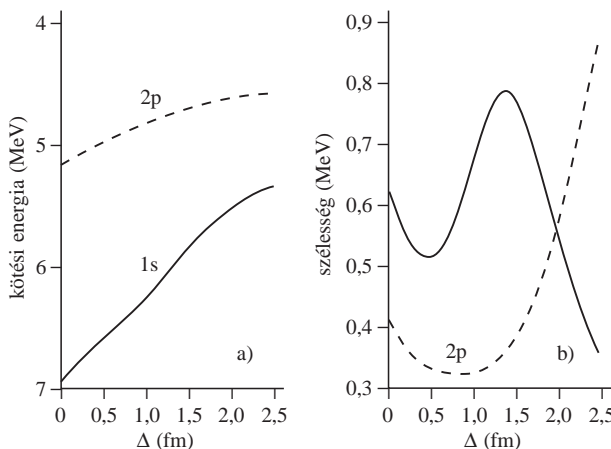
$\Delta\rho(r)$ pedig a protonok és neutronok sűrűségének különbségét:

$$\Delta\rho(r) = \rho_n(r) - \rho_p(r).$$

A pionok elnyelődhetnek az atommagban. A potenciálban szereplő B_0 mennyiség valós (Re) és képzetes (Im) része ezt hivatott figyelembe venni.

Ezek után feltételezhetjük, hogy a fenti potenciál paraméterei minden atommagra egyformán érvényesek. A pionikus hidrogén és deuterium $3p \rightarrow 1s$ röntgenátmenetének gondos vizsgálatából a b_0 és b_1 paraméterek (szórási hosszak) értékét pontosan meghatározták.

5. ábra. Az $1s$ és $2p$ pionikus ^{208}Pb kötési energiája és nívószélessége a neutronbőr-vastagság függvényében.



Ekkor a potenciálban már valójában csak a $\Delta\rho(r)$ ismeretlen mennyiségünk maradt. Ha a proton- és neutroneloszlást kétparaméteres Fermi-eloszlással írjuk le:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(-\frac{r-R}{d}\right)},$$

ahol ρ_0 a maximális sűrűség, $R = R_n$ a neutronok és $R = R_p$ a protonok esetén, $d = 0,5$ fm, akkor $\Delta\rho(r)$ valójában már csak egy paramétértől, a $\Delta = R_n - R_p$ neutronbőr-vastagságtól függ. A fenti potenciállal, különböző neutronbőr-vastagságokat feltételezve, a Klein-Gordon-egyenlet megoldásával meghatározhatjuk a pionikus atom kötési energiát, majd az eredményeinket összehasonlítva a kísérleti adatokkal, következtetéseket vonhatunk le az atommagok neutronbőrének vastagságára.

Neutronbőr-vastagság mérése a pionikus atomok segítségével

A neutronbőr-vastagság mérésének lehetőségét szem előtt tartva, a 4. ábrán feltüntettem a π^- - ^{208}Pb optikai potenciált a mag középpontjától mért távolság függvényében, különböző neutronbőr-vastagságokat feltételezve. Az ábra bal oldali részén a potenciál valós részét láthatjuk, pontozott vonallal pedig a Coulomb-kölcsönhatást tüntettük fel. Várakozásainknak megfelelően a potenciál alakja nagyon erősen függ a neutronbőr vastagságától.

Növekvő Δ esetén taszító potenciálgát alakul ki a mag felületén, míg a centrális rész egyre mélyebbé válik. Ezt a nagymértékű változást a kölcsönhatás alapvetően izovektor jellegével magyarázhatjuk. A neutronok taszítják, a protonok pedig vonzzák a pionokat. Ha a protonok és a neutronok sűrűsége megegyezik, akkor a pionok kölcsönhatása minimális. Jelentős kölcsönhatás csak a mag felszínén, a neutronbőr miatt várható, ahol a neutronok sűrűsége lényegesen nagyobb a protonokénál.

Az ábra jobb oldali részén a kölcsönhatási potenciál abszorpciójáért felelős képzetes része van feltüntetve. Amint látható, növekvő Δ esetén a pionok atommagbéli abszorpciója jelentősen csökken.

Ezeket a potenciálokat felhasználva japán kutatók [2] kiszámították a pionikus atomok $1s$ és $2p$ állapotának kötési energiáját és a nívók szélességeit a Δ függvényében. Eredményeiket az 5. ábrán tüntettük fel. Az állapotok kötési energiájának monoton csökkenése Δ növekedésekor az 5. ábrán látható. Ez a taszító potenciál erősödésével magyarázható. Az $1s$ állapot szélessége ugyanakkor bonyolultabb módon változik. Viselkedése azzal magyarázható, hogy nagy Δ esetén a hullámfüggvénynek egy magon belüli része is kialakul, ami kezdetben növeli az $1s$ állapot szélességét, később, pedig egy erős negatív interferenciaeffektus miatt csökkenti azt.

Miért fontos a neutronbőr vastagságának ismerete?

Mi is az a neutronbőr-vastagság? Miért lenne fontos meghatározni? A legutóbbi mérési eredmények alapján a nehéz magok neutron- és protoneloszlásának sugarai egy kicsit különbözőnek adódtak. A neutronok eloszlási sugara minden esetben néhány százalékkal meghaladta a

protonokét. Az atommagok e neutronbőrnek nevezett jellemzője, mint kiderült, alapvető információt hordoz a neutrongazdag maganyag jellemzőire vonatkozóan. Napjaink magfizikájának egyik legjelentősebb irányvonala a kutatások kiterjesztése az erősen neutrongazdag atommagok felé. A magtérkép *Terra Incognitának* nevezett hatalmas területéről még keveset tudunk a neutrongazdag maganyagra vonatkozó hiányos ismereteink miatt. Ennek a területnek még a határvonalát is csak nagyon bizonytalanul (az Sn-izotópok esetén mintegy 10 tömegegység pontossággal) tudjuk előrejelezni.

Hogyan tudnánk ezt pontosabban meghatározni? Milyen pontosan ismerjük a neutrongazdag maganyag állapotegyenletét? Hogyan függnek a magerők az izospintól? Ezeknek a kérdéseknek a megválaszolásában segíthet a neutronbőr vizsgálata, amely már egyfajta neutrongazdag anyag, amelyet ráadásul stabil izotópok esetén is tanulmányozhatunk. Amint nemrég kiderült, a neutronbőr vastagságának pontosabb mérésével pontosíthatnánk a neutrongazdag maganyagra vonatkozó állapotegyenletet. Az utóbbi évek jelentős elméleti eredménye, hogy az átlagtér-modellekben használt potenciális energia kifejezésében szereplő, szimmetriaenergia tag egyértelmű kapcsolatban van a neutronbőr vastagságával. A számításokat különbözőképpen parametrizált, sokféle relativisztikus és nemrelativisztikus modellel is elvégezték, de ez a korreláció megmaradt. Ez az eredmény volt a motivációja annak, hogy a neutronbőr-vastagság pontos mérésének kérdése a magszerkezet-kutatások frontvonalába került.

A neutronbőr-vastagságra vonatkozó korábbi eredmények

A neutronbőr-vastagság meghatározásának legkézenfekvőbb módja természetesen az, hogy mérjük meg mind a töltésselosztás, mind az anyageloszlás négyzetes átlagsugarát, és vonjuk ki őket egymásból.

Az atommagok töltésselosztását elektronok rugalmas szórásával nagy pontossággal lehet mérni, mivel az elektromágneses kölcsönhatás pontosan ismert, és a nagy energiájú elektronok hullámhossza lényegesen kisebb lehet az atommagok sugaránál. Ennek révén az elektronmikroszkóppal pontos képet kaphatunk az atommagok töltésselosztásáról.

Az atommagok anyageloszlására vonatkozó ismereteink ennél lényegesen pontatlanabbak. Ennek a vizsgálatára az erős kölcsönhatást kell felhasználnunk, amelyet jelenleg sem ismerünk pontosan. Ezenkívül különböző magmodelleket is fel kell használnunk, amelyek az eredményeinket sokkal pontatlanabbá teszik, mint amit a töltésselosztásra kaptunk. Ennek ellenére, az irodalomban több, különböző módszert is bevezettek az atommagok anyageloszlásának vizsgálatára. E módszerek közül a legfontosabbak a nagy energiájú pionok, illetve protonok szórásán, valamint az antiprotonos atomok vizsgálatán alapulnak.

Amint korábban láttuk, a pionok a protonokkal és neutronokkal különböző módon hatnak kölcsön. A π^- -részecskék rugalmas szórásának hatáskeresztmetszete például a $\Delta(1332 \text{ MeV})$ rezonanciánál körülbelül 3-szor nagyobb a neutronokra, mint a protonokra. Így a pionszórás az atommag neutroneloszlásának feltérképezésére is alkalmas lehetne. A fő probléma a módszerrel az, hogy a pionok már az atommag felületén elnyelődnek, ezért csak a neutroneloszlás legkülső részére szolgáltatnak információt. Ennek alapján a négyzetes középsugarat meghatározni csak eléggé pontatlanul és modellfüggő módon lehet.

Az atommagok anyageloszlásának meghatározására felhasználhatjuk az erősen kölcsönható protonok szórásával kapott eredményeket is. Közepes bombázó energiák esetén (kb. 1 GeV) a szórási képet az egyes nukleonokon történő szórások összegeként a relativisztikus impulzus-közéltelével megfelelő módon értelmezni lehetett. A módszer előnye a protonok pionokhoz képesti kisebb abszorpciója, és a szórási folyamat pontosabb leírhatósága. Jelenleg ez a módszer szolgáltatja a legpontosabb ($\pm 20\%$) adatokat a neutronbőr-vastagságok meghatározására.

Az atommagok periferiája antiprotonokkal is vizsgálható. A módszerhez az antiprotonokat 1 keV alatti energiára lassítják. Ez az antiproton már befogódik az atomba, miközben Auger-elektron emissziója megy végbe. Az így keletkező antiproton-atom ezek után Auger-elektronok és röntgensugarak kibocsátásával gerjesztődik le. Az antiprotonnak az elektronénál jóval nagyobb a tömege, így az antiproton-atom pályasugarai lényegesen kisebbek a normál atoméinál. Az antiproton-kaszkádnál már jóval a legalacsonyabb Bohr-pálya elérése előtt ^{208}Pb esetén ($n = 9, 10$) befejeződik, mivel az antiproton eléri a mag felületét, ahol ütközik egy nukleonnal, és annihilálódik. Ha meg tudjuk határozni, hogy a folyamat során milyen végmagok milyen arányban keletkeztek, akkor ez a folyamat lehetőséget nyújt az atommag periferiáján a neutronok és protonok sűrűsége arányának meghatározására. Ennek alapján a négyzetes középsugarakat most is csak nagyon pontatlanul lehetne meghatározni, de a szerzők túlságosan bízva a sűrűségeloszlás távolságfüggésére tett feltételezésükben, általában irreálisztikusnak kicsiny ($\pm 13\%$) hibákat adnak meg a neutronbőr-vastagságra.

A neutronbőr-vastagság meghatározásának legújabb módszerei

A neutronbőr az atommagok egyfajta globális tulajdonsága. E globális jellemző közvetlen mérésére felhasználhatjuk az atommag kollektív gerjesztéseit, az úgynevezett óriásrezonanciákat is [3]. Az óriásrezonanciák az atommag kis amplitúdójú, nagy frekvenciájú kollektív gerjesztései. Az első óriásrezonanciát nagy energiájú (10–30 MeV) γ -sugárzás rezonanciaszerű abszorpciójának megfigyelésével fedezték fel. Az abszorpció létrejöttének valószínűsége sokkal nagyobb, mint amilyen két egyrészecske-pálya között végbemenő kvantumátmenettel meg lehetett magyarázni. *Goldhaber* és *Teller* voltak az elsők, akik értelmezni tudták a jelenséget. Ezzel a munkájukkal indították el az óriásrezonanciák kutatását, amely később jelentősen hozzájárult az atommagok nagyenergiás gerjesztett állapotainak megértéséhez, és vizsgálatuk jelenleg is a magszerkezet-kutatások egyik fontos területe.

Modelljük értelmében az elektromos dipólussugárzás elnyelődését az atommag összes protonjának és neutronjának egymáshoz képest történő kollektív rezgésének gerjesztődése okozza.

A dipólus óriásrezonancia gerjesztését kétféle módon is felhasználhatjuk a neutronbőr-vastagság meghatározására. Ha a két protont és két neutron tartalmazó (izoskaláris) α -részecskével ütköző mag proton- és neutroneloszlása megegyezik, a dipólus rezonancia nem gerjeszthető, mert az α -részecske a másik mag protonjaival és neutronjaival egyforma módon hat kölcsön, s így egymáshoz képest nem tudja őket elmozdítani. A dipólus rezonanciát gerjesztő kölcsönhatási tag épp az alapállapotú proton- és a neutroneloszlás különbsége révén lehet nullától különböző. (Ezt a képet kissé a Coulomb-kölcsönhatás okozta gerjesztés zavarhatja meg.)

Korábbi munkánkban [4] kísérletileg igazoltuk, hogy a dipólus óriásrezonanciát gerjesztő folyamat valószínűsége nagyon érzékenyen függ a neutronbőr vastagságától. A neutronbőr vastagságának meghatározásához a dipólus rezonancia gerjesztési valószínűségét a neutronbőr-vastagság függvényében elméleti úton kiszámítottuk, majd az eredményt a kísérleti adatainkkal hasonlítottuk össze.

Ezzel a módszerrel új kísérleti adatokat nyertünk több nehéz atommag neutronbőr-vastagságára.

A dipólus óriásrezonancia töltéscserélő (p,n) típusú magreakciók segítségével is gerjeszthető. Ráadásul, modellfüggetlen összesszabályok segítségével elméletileg megmutatható, hogy a gerjesztés hatáskeresztmetszete érzékenyen függ a céltárgymag neutronbőrének vastagságától. A neutronbőr-vastagság mérésére alkalmas ezen új módszer kipróbálására a természetben előforduló leghosszabb izotópláncot, az ón izotópláncot választottuk [4]. Mérési eredményeink az eddigi legpontosabb relatív neutronbőr-vastagság adatokat szolgáltatják [5].

Ez a módszer inverz kinematikájú (p,n) reakcióval is használható. Ekkor a vizsgálandó ritka, radioaktív magok ionjaival nagy hidrogéntartalmú (pl. polietilén) céltárgyat kell bombáznunk. A neutronok energiájának és kilépési szögének mérésével a dipólus rezonancia teljes hatáskeresztmetszete meghatározható, amiből ezeknek az egzotikus atommagoknak a neutronbőr-vastagságai is kiszámíthatóak lesznek. A méréseket a GSI-ben tervezzük. A berendezések megépítéséhez, és a mérések elvégzésére az EU6-os keretprogramból is támogatást kaptunk.

Ha az atommagok neutronbőr-vastagságait pontosan ismerjük, akkor információt nyerünk arra a feltételezésre, hogy a pionok b_1 szórási hossza a maganyagban meg egyezik-e a szabad pion szórási hosszával.

Hogyan viselkednek a pionok a maganyagban?

A hadronfizika egy régi problémája a hadronok nehéz tömegének értelmezése a könnyű kvarktömegek segítségével. Az u és d kvarkok tömegei két nagyságrenddel kisebbek, mint a nukleonok tömegei. Ez a kérdés azért is érdekes, mivel a látható univerzumunk tömegének nagy része hadronokból áll.

A kvantum-színdinamikai (QCD) alapállapot és a hadronok tömege közötti óriási különbséget spontán királis szimmetriasértés okozhatja, ami már a QCD alapállapotban is kvark-antikvark párokat, kvark-kondenzátumot hoz létre. A hadronok ezen vákuumállapot gerjesztései, így tömegük dinamikus eredetű. A nukleonokhoz képest nagyon kis tömegű kvarkok QCD Lagrange-függvénye királis szimmetriával rendelkezik, azaz invariáns a tükrözésnél. A hadronok esetén viszont ez a tükrözési szimmetria sérül. Ez a különbség a spontán szimmetriasértéssel értelmezhető.

A spontán szimmetriasértés egy klasszikus példája a ferromágnes, amelyben bizonyos hőmérséklet alatt rendezettség alakul ki. Ennek a fázisátmenetnek a rendparamétere a mágnesezettség.

Minden spontán szimmetriasértés az alapállapot tömeg nélküli gerjesztését eredményezi, az úgynevezett Goldstone-bozonokét. A könnyű kvarkok SU(2) reprezentációja 3 Goldstone-bozont eredményez, amelyeket a piontriplett-ként azonosítottak, és amelyek tömegei a hadronok tömegénél még mindig nagyságrenddel kisebbek.

A pionok tehát a vákuum gerjesztett állapotai, és a vákuumba bomlanak is vissza. A bomlási állandójukat f_π -vel jelöljük. A szabad pion bomlási állandója az élettartamának mérésével határozható meg:

$$f_\pi = 92,4 \pm 0,3 \text{ MeV.}$$

A pion ezen bomlási állandója felfogható a királis szimmetriasértés rendparamétereként. A szimmetriasértő potenciál pedig az f_π^2 függvényeként írható fel. A Gell-Mann–Oakes–Renner-reláció értelmében a pion bomlási állandója, a QCD alapállapot révén a kvark-antikvark várható értékével is kapcsolatba hozható:

$$m_\pi f_\pi^2 = -m_q \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0,$$

ami összekapcsolja a pionok m_π tömegét és f_π bomlási állandóját az $m_q = (m_u + m_d)/2$ átlagos kvarktömeggel és az $\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0$ kvark-kondenzátummal.

A fenti elmélet szerint a kvark-kondenzátum értéke átlagos sűrűségű maganyagban drasztikusan csökken:

$$\frac{\langle \bar{q}, q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}, q \rangle_0} \approx 0,65.$$

Ennek megfelelően a maganyagban a pion bomlási állandójának változása is előrejelezhető:

$$\frac{f_\pi(\rho)^2}{f_\pi^2} = 0,65.$$

A pion–nukleon/pion–atommag optikai potenciál b_1 paramétere ugyanakkor egyértelmű kapcsolatba hozható a pion bomlási állandójával [1]:

$$-4\pi \epsilon_1 b_1 = \frac{m_\pi}{2f_\pi^2}.$$

(Ezt az összefüggést a pionikus hidrogénre meghatározott b_1 paraméter és a szabad pionok bomlási állandója szintén megerősíti.) Így a b_1 szórási hossz kísérleti meghatározásával a spontán szimmetriasértésen alapuló elmélet fenti előrejelzése ellenőrizhetővé válik.

Az ólom- és ónizotópokra vonatkozó neutronbőr-vastagság-adatok gondos elemzésével, de nem minden esetben meggyőző kiválogatásával, nemrég kísérletet tettek a b_1 szórási hossz maganyagbeli értékének meghatározására, és a szórási hosszak arányára a következő értéket adták meg [1]:

$$R = \frac{b_1^{sz}}{b_1} = \frac{f_\pi^{*2}(\rho_e)}{f_\pi^2} = 0,78 \pm 0,05.$$

ahol b_1^{sz} a szabad pion, b_1 pedig maganyagbeli pion szórási hossza.

A jelenlegi neutronbőr-vastagság-mérések reális hibáit szemmel tartva azonban az R érték hibája mintegy 20% is lehet, ami további messzemenő következtetések levonását esetleg kérdésessé teheti.

A pion–atommag kölcsönhatási zónában, a maganyag sűrűségét $\rho_e \approx 0,6\rho_0$ -nak becsülve, a királis rendparamé-

ter normális magzsűrűségénél és vákuumban mérhető arányára a következő értéket kapták:

$$\frac{f_{\pi}^{*2}(\rho_0)}{f_{\pi}^2} = 0,64,$$

ami nagyon jó egyezést mutat az elméletileg előre jelzett 0,65-ös értékkel. A szerzők megállapítják, hogy ezzel, az irodalomban először, kísérletileg sikerült bizonyítaniuk a királis szimmetria részleges helyreállítását a maganyagban.

Ennek a nagyon érdekes kérdésnek a pontosabb elemzése azonban precízebb neutronbőr-vastagságok meghatározását igényli, ami számunkra, kísérleti fizikusok számára a jövőben komoly kihívásokat jelent.

Irodalom

1. P. KIENLE, T. YAMAYAKI – Progress in Part. and Nucl. Phys. 52(2004) 85
2. H. TOKI, S. HIRENYAKI, T. YAMAYAKI – Phys. Lett. B249(1990) 249
3. A. KRASZNAHORKAY et al. – Nucl. Phys. A731(2004) 224
4. A. KRASZNAHORKAY et al. – Phys. Rev. Lett. 66(1991) 1297
5. A. KRASZNAHORKAY et al. – Phys. Rev. Lett. 82(1999) 3216

RÖNTGENHOLOGRÁFIA: ATOMOK HÁROM DIMENZIÓBAN

Tegze Miklós

MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutató Intézet

A bennünket körülvevő világról, a benne levő tárgyak vagy élőlények alakjáról, elhelyezkedéséről a legtöbb információt a rajtuk szóródó (vagy általuk kibocsátott) sugárzásból szerezzük. Az információt a sugárzás (legtöbbször fény) két tulajdonsága hordozza: az intenzitása (erőssége) és a hullámok egymáshoz képesti viszonya (fázisa). Ezek közül általában csak az elsőt, az intenzitást érzékeljük vagy mérjük, az információ másik fele, amit a fázis hordoz, elvész. Ez okozza, hogy a fényképezőgép csak síkbeli képet tud készíteni, és azt is, hogy csak korlátozottan látunk térben. Agyunk ugyan – felhasználva a két szem által látott eltérő kép nyújtotta lehetőségeket – képes térbeli látás érzetét kelteni, mégis bizonyos esetekben optikai csalódás áldozatai lehetünk. A leggyakoribb ilyen tévedés a távolság hibás becslése.

A szilárd anyagok belső szerkezetéről, alkotóelemeik, az atomok elrendeződéséről szintén a rajtuk szóródott sugárzás révén nyerhetünk információt. A használt sugárzás ebben az esetben – az atomok kis méretéhez illeszkedő hullámhosszuk miatt – röntgen-, elektron- vagy neutronsugárzás. A diffrakciós kísérletekben a beeső sugárzás intenzitását mérjük a sugárzás irányváltozása függvényé-

ben. Periodikusan rendezett rendszerek (kristályok) esetén bizonyos (a Bragg-törvényt [1] kielégítő) irányokban az egyes atomokról szórt hullámok fázishelyesen adódnak össze. Ezekben az irányokban az intenzitás nagyon nagy lesz (a kristály tükörként viselkedik), míg más irányokban elhanyagolhatóan kicsi. Az egyes reflexiók intenzitását megmérve meg lehet határozni a kristály egyes atomjainak helyzetét. Mivel azonban a fázisra vonatkozó információ ebben az esetben is hiányzik, az eljárás nem könnyű és nem is ad mindig egyértelmű eredményt. Léteznek ugyan jól bevált módszerek a hiányzó fázisok megtalálására, de ezek nagyon időigényes eljárások, és sok esetben még így is szükség van valamilyen plusz információra (anomális szórás, izotóphelyettesítés, kémiai információ). Látható tehát, hogy nagyon hasznos lenne egy olyan mérési eljárás, amely nemcsak az intenzitást, hanem a fázist is rögzíti.

Gábor Dénes 1948-ban találta fel a holográfiát, azt a módszert, amely képes a fázisinformáció rögzítésére és így valódi térbeli kép előállítására [2]. A holográfia alapelve nagyon egyszerű: a tárgyról szóródott sugárzásához egy referencianyalábot keverünk, és a keletkezett interferenciaképet rögzítjük egy fotolemezen. A referenciális és tárgynyalábnak egymáshoz képest koherensnek (meghatározott fázisúnak) kell lennie. Ez úgy érhető el, hogy ugyanaz a sugárforrás adja a referencianyalábot és világítja meg a tárgyat, ahogy az az 1. ábrán is látható. Ha az előhívott hologramot megvilágítjuk a referencianyalábbal, akkor az – optikai rácsként működve – úgy szórja azt, hogy megjelenik az eredeti tárgy háromdimenziós képe. Amikor Gábor Dénes a holográfiát feltalálta, elektronmikroszkópokkal foglalkozott. Az akkori elektronmikroszkópokkal az elektronlencsék hibái miatt nem lehetett atomi felbontást elérni. Az volt az elképzelése, hogy a holográfia segítségével – mivel ahhoz nem szükséges lencse – ki lehet kerülni ezt a problémát, és el lehet érni atomi felbontást [3]. Gábor Dénes 1971-ben Nobel-díjat kapott a holográfia feltalálásáért, de az atomi felbontású holográfia megvalósítását már nem érthette meg.

1. ábra. Baloldalt: a holográfia két alapvető elrendezésének vázlata: Gábor- (fent) és Fourier-elrendezés (lent). Középen: pontszerű tárgy hologramja. Jobboldalt: az előhívott hologramot a referencianyalábbal megvilágítva a tárgy és annak tükörképe is megjelenik.

