

A BS-egyenlet iteratív, numerikus megoldása nem egyszerű feladat; a két részecske propagátorát tartalmazó (az 1. ábrán hurokként megjelenő) hurokintegrál végtelen, ami érték levonását, azaz *renormálást* igényel. Nemrég új eljárást dolgoztak ki egy zérus spinű és egy 1/2 spinű részecske szórását leíró BS-egyenlet megoldására [1]. A módszer a K kölcsönhatási potenciál és a T szórásamplitúdó parciális hullámok szerinti kifejtésén alapul. Ez utóbbi az ütköző részecskék relatív perdületét veszi a kifejtés alapjául, és a kis hatótávolságú hadron-hadron kölcsönhatásra jól alkalmazható. Ugyanis, ha a tömegközépponti rendszerben a részecskék impulzusa nem haladja meg a néhány száz MeV/c-t, az erős kölcsönhatás mintegy 1 fm hatótávolsága miatt a pályaperdület sem több, mint $1-2\hbar$, azaz elegendő az s-, p- és d-hullámok figyelembevétele. Az [1]-ben bevezetett és zérus spinű mezon nukleonon történő szórására alkalmazott módszer relativisztikusan kovariáns mennyiségeket használ a parciális hullámok szerinti kifejtés realizálására. Az ütköző részecskék öltöztetésére vákuumban általában nincs szükség, azaz szabad propagátorok (kétpontos Green-függvények) használhatók a hurokintegrálok kiszámítására. Ez egyszer s mindenkorra megtehető, hiszen csak a kifejtésben használt mennyiségek alakja játszik szerepet (ami az ütköző részecskék spinjétől függ), a parciális hullámok szerinti szórásamplitúdók nem. A BS-egyenlet ezután már algebrai egyenletrendszerre egyszerűsödik a T -mátrix parciális hullámok szerinti kifejtési amplitúdóknak megfelelően. A fenti módszerrel megoldott (s-, p- és d-hullámokat figyelembe vevő) BS-egyenlet T -mátrixa jól írja le a könnyű mezonok (pion, kaon) szórását nukleonokon 500 MeV/c laboratóriumi impulzusig [1].

Kvark-gluon plazma vagy hadronikus anyag?

Mintegy harminc évvel ezelőtt a Berkeley-ben működő gyorsító részecskefizikai szempontból hasznos élettartama végéhez közeledett. A gyorsítót üzemeltető fizikusok rájöttek, protonok helyett (a berendezésen kis változásokat végezve) atommagokat is tudnának gyorsítani, így a program befejezése helyett annak más irányba tereléséről döntöttek. Atommagok ütköztetésével a maganyag tulajdonságainak (állapotegyenletének) vizsgálatát tűzték ki célul. Az így megszületett *nehézionfizika* a magfizika és a részecskefizika határán helyezkedik el, bár általában a magfizikához sorolják. Az (egy nukleonra vonatkoztatott) ütközési energia változtatásával különböző energia- és barionsűrűségű rendszerek állíthatók elő, ami a maganyag változatosabb vizsgálatát teszi lehetővé, mint az elektron-atommag és hadron-atommag szórások.

Egy másik deklarált cél lett a kvark-gluon plazma előállítása. A hadronok kísérletekben mutatkozó, nem zérus mérete összetettségre utal, amit nagyenergiájú elektronok (mélyen rugalmatlan) szórása protonokon igazolt is. Ez utóbbi kísérlet a protonban pontszerű alkotóelemek jelenlétét mutatta ki, amelyek alkalmanként keményen ütköznek az elektronnal. Ezek az elektromos

töltéssel rendelkező *kvarkok*, amelyek létezését *Gell-Mann*, *Zweig* és *Fritzsche* vetette fel. A múlt század 70-es éveinek elején bevezetett *kvantumszindinamika* szerint a kvarkok kölcsönhatását *gluonok* közvetítik, amelyek zérus spinű, az erős kölcsönhatást kiváltó töltéssel („színnel”) rendelkező bozonok. A szabad kvarkok és gluonok detektálásának sikertelensége szülte a *bezárási hipotézist*, amely szerint „színes” objektum nem létezhet szabad (a detektorba jutható) állapotban. A kvarkokból, antikvarkokból és gluonokból összetevődő hadronok mind „színtelenek”.

Mi történik, ha a hadronokból álló anyagot melegítjük? A mindennapi, atomokból összetevődő anyaghoz hasonlóan, amely mobilis elektronokból és ionokból álló plazmává alakul elég magas hőmérsékleten, a hadronikus anyag várhatóan kvarkokból, antikvarkokból és gluonokból alkotott *kvark-gluon plazmát* hoz létre. Ez azonban nem úgy történik, mint az atomok fokozatos, elektronok kibocsátásával járó ionizációja. Ha protonokból és neutronokból álló atommagot melegítünk, a nukleonok nem fogják az őket alkotó kvarkokat és gluonokat kibocsátani. Ehelyett szín kvantumszámmal nem rendelkező mezonokat és barion-antibarion párokat hoznak létre. A hőmérséklet emelkedésével ezek sűrűsége egyre növekszik, és a hadronok nem zérus mérete miatt átfedésük mind jelentősebb mértékű lesz, mígnem egy összefüggő kvark-gluon plazmacseppet hoznak létre, amelyben a kvarkok, antikvarkok és gluonok szabadon mozoghatnak. A színes objektumokat jellemző bezárás így – rövid időre és a tér kis tartományában – megszűnik. A számítások szerint a bezárás megszűnéséhez szükséges hőmérséklet 10^{12} K körül van.

Az említett hőmérséklettel járó hatalmas energiasűrűséget ultrarelativisztikus, azaz majdnem a fény sebességével mozgó, nehéz atommagok ütközésével lehet létrehozni. Ha az ütközés folyamán a kvark-gluon plazma létre is jön, nagyon rövid idő (10^{-21} – 10^{-20} s) után a tágulással járó lehűlés miatt hadronokból és sokkal kisebb számú, leptonból és fotonból alkotott rendszerbe megy át [2]. Ez nagyon megnehezíti a kvark-gluon plazma létrejöttének vizsgálatát, és megköveteli, hogy minden, a kvark-gluon plazma létezésére utaló jelre ellenőrizzük, nem jöhet-e létre a hadronikus anyag tulajdonságai, azaz a hadronok közegbeli terjedése következtében.

A kvark-gluon plazma tranziens létrejöttének egyik jeleként ajánlották a ritka kvarkot (vagy antikvarkot) tartalmazó hadronok megnövekedett hozamát a csak hadronfázist létrehozó nehézion-ütközéshez képest. Ennek egyik oka, hogy két gluon fúziójával kvark-antikvark (közöttük ritka kvark – ritka antikvark) párok jöhetnek létre. A kísérletek valóban a ritkaság keltésének erősödését mutatták az atommag-atommag ütközésekben a proton-atommaghoz képest, egy nukleonra végezve az összehasonlítást. Ez még nem kötelezően utal a kvark-gluon plazma létrejöttére, hiszen a ritkasággal rendelkező hadronok a maganyagban is megváltozott tulajdonságokkal rendelkezhetnek. Az utóbbiak ismerete is szükséges a kísérleti eredmények analíziséhez.

Parciális hullámok a közegben

Szabadon mozgó, m tömegű és \vec{p} impulzusú, stabil részecske energiája a speciális relativitáselmélet szerint

$$E = c \sqrt{m^2 c^2 + \vec{p}^2}. \quad (2)$$

Ha a részecske instabil, az energiája bizonytalanságra tesz szert, amely fordítottan arányos az élettartammal. Az energia és az impulzus kapcsolatát a *spektrálfüggvény* határozza meg, amelynek szélessége (és alakja) mutatja az energia bizonytalanságát. A közegben mozgó stabil részecske is az elszenvedett ütközések következtében energiabizonytalanságra tesz szert, amit éppúgy a spektrálfüggvény szélesedése mutat. A spektrálfüggvény kiszámításához ismerni kell a részecske *sajátenergiáját*, amely nem más, mint az amputált kétpontos Green-függvény. Az amputáció azt jelenti, hogy levágtuk a diagram két lábát, amelyek közül az egyik a kölcsönhatást nem tartalmazó propagátort, a másik a kölcsönhatásokat is figyelembe vevő terjedést jelöli.

A sajátenergia számításánál az amputált négyponos Green-függvényből (T -vel jelölt mennyiség a BS-egyenletben) indulhatunk ki, amelyben két, nem a vizsgált részecskét jelölő, lábból zárt hurkot alkotunk. A hurok jelenléte 4-dimenziós integrálást jelent, ahol az integrandusz a négyponos Green-függvény mellett a (hurkot alkotó) propagátort is tartalmazza. Ez az eljárás mind vákuumban, mind a nukleáris közegben alkalmazható, a különbség csak a használt Green-függvényekben van.

A közegben is az első lépés a BS-egyenlet megoldása. Ha feltételezzük, hogy a kölcsönhatási potenciál azonos a vákuumbelivel, a BS-egyenlet:

$$\hat{T} = K + K \hat{G} \hat{T}, \quad (3)$$

ahol \hat{G} a közegebeni kétrészecskés (kölcsönhatás nélküli) propagátor (amely nem más, mint a két kétpontos Green-függvény szorzata), \hat{T} a négyponos Green-függvény. Kifejezve a K -t az (1)-es egyenletből a G -n és T -n keresztül, a fenti egyenlet a

$$\hat{T} = T + T(\hat{G} - G) \hat{T} \quad (4)$$

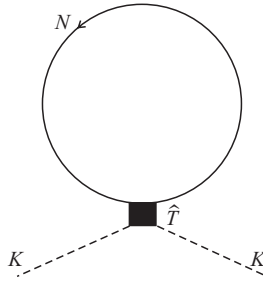
alakban írható. Ez utóbbinak az előnye a (3)-mal szemben, hogy már nem tartalmazza a modellfüggő kölcsönhatási potenciált, hanem csak a szórási kísérletekből meghatározható T szórásamplitúdót. Meg kell jegyezni, a mérések a T Green-függvényt csak a tömeghéjon határozzák meg. A (4)-ben a hurokintegrál kiszámításához ismerni kell T -t a tömeghéjon kívül eső, nemfizikai tartományban is. A fizikai tartományon kívüli extrapolációhoz a Green-függvény általános elvek (pl. kauzalitás, keresztelési szimmetria, unitaritás) alapján megállapított tulajdonságait használhatjuk.

A \hat{T} olyan nagyszámú impulzuskomponens és energia függvénye, hogy a (4)-es egyenlet iterációs numerikus megoldása a leggyorsabb számítógéppel sem lehetséges. Az egyszerűsítést a vákuumban használt parciális hullámok szerinti kifejtés eredményezi. Az első megválaszo-

landó kérdés: alkalmazható-e a parciális hullámok szerinti kifejtés a \hat{T} közegebeni szórásamplitúdóra? A válasz, még forgásszimmetrikus közegben is, hogy nem. Ezt könnyen meg lehet érteni a következő gondolatmenettel. Képzeljük el, hogy a közegben ütköző két részecske egy rezonanciát (ez csak a szemléletességet szolgálja) alkot. Ha a részecskék impulzusának összege a közeg nyugalmi rendszerében zérus, a rezonancia a közeghez képest nyugodalomban van. Ha a nukleáris közeg forgásszimmetrikus (azaz spin-telített), a forgatás tetszőleges tengely körül szimmetria, és a perdület jó kvantumszám. Ebben az esetben a vákuumban használt parciális hullámok szerinti kifejtés alkalmazható, azaz nincs keveredés a parciális hullámok között.

Más a helyzet, ha a maganyag nyugalmi rendszerében a két részecske impulzusának összege nem zérus. Ekkor a keletkező rezonancia mozgásban van a közegben, és az impulzusa kiválasztott irányt definiál. Ennek következtében a forgatás tetszőleges tengely körül nem szimmetria, csak akkor, ha a forgástengely megegyezik az impulzus irányával. Így a rezonancia perdülete nem jó kvantumszám, ám az impulzusra vett vetület, azaz a *helicitás* igen. A parciális hullámok keverednek, még hozzá külön-külön a különböző helicitások.

A fenti képet tükrözi a nemrég kifejlesztett, közegebeni szórásamplitúdót a parciális hullámokat általánosító tagok szerinti kifejtés egy zérus spinű és egy 1/2 spinű részecske ütközésének esetére [3]. A $J = 3/2$ perdületig terjedő, azaz s-, p- és d-hullámokat tartalmazó kifejtés összesen 68 tagot tartalmaz. A kifejtési együtthatók, amelyek a kifejtés alapjául szolgáló 68 függvényt szorozzák, csak az ütköző részecskék teljes energiájától és teljes impulzusának nagyságától függenek. A közegebeni szórási tulajdonságai teljes egészében a kifejtési együtthatók (*redukált amplitúdók*) energia- és impulzusfüggésében vannak kódolva, mivel a kifejtés alapjául szolgáló 68 függvény univerzális. Ezek a beeső és szórt részecskék energiájától és impulzusától függő függvények szorzásra zárt rendszert alkotnak. Ez a rendszer tulajdonképpen két alrendszerre esik szét, melyek elemei szorzásra külön-külön zárt rendszert képeznek. Az egyik alrendszernek négy, a másiknak 64 eleme van, amelyek egy 2×2 -es és egy 8×8 -as mátrixba rendezhetők. Ily módon a függvények szorzási táblája mátrixszorzással realizálódik. A vákuumban alkalmazott, parciális hullámok szerinti kifejtésnek megfelelő tagok a mátrixok átlóján helyezkednek el. A 2×2 -es mátrix átlóján a $J = 3/2$ -del jellemzett p- és d-hullám kifejtési függvénye van, míg a 8×8 -as mátrix átlóján mind a négy (két $J = 1/2$ és két $J = 3/2$) parciális hullámnak megfelelő függvény megtalálható. (A $J = 1/2$ perdületű parciális hullám s- vagy p-hullám lehet.) Az átlón megmaradt négy helyet olyan kifejtési függvények foglalják el, amelyek a vákuumbeli kifejtésben nem szerepelnek. Ez a tömeghéjon kívüli szórásamplitúdót jellemző választási lehetőséget tükrözi, ami a mérések eredményét nem befolyásolja. Mivel $3/2$ helicitása csak a $J = 3/2$ kvantumszámú parciális hullámoknak van, $1/2$ helicitása pedig mind a $J = 1/2$, mind a $J = 3/2$ hullámoknak, a két alrendszer létezése összhangban van a különböző helicitások (nem) keveredésével, azaz a négy tagból álló alrendszer a $3/2$ helicitású állapotokat tükrözi,



2. ábra. Az önkonzisztens sajátenergia, amely implicitje jelen van a \hat{T} közegbeli négyponos Green-függvényben is.

a másik alrendszer pedig az 1/2 helicitású állapotokat, és ezek nem keverednek egymással.

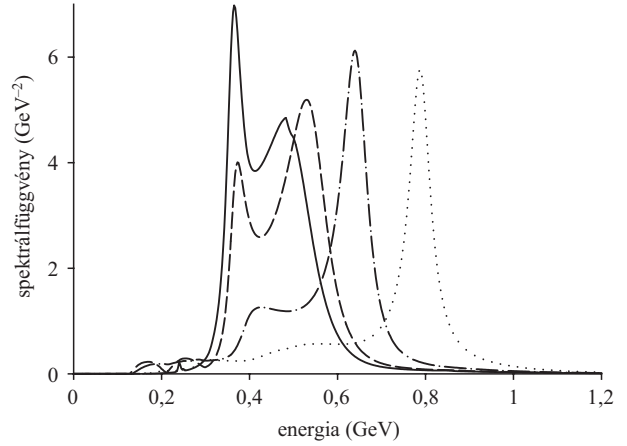
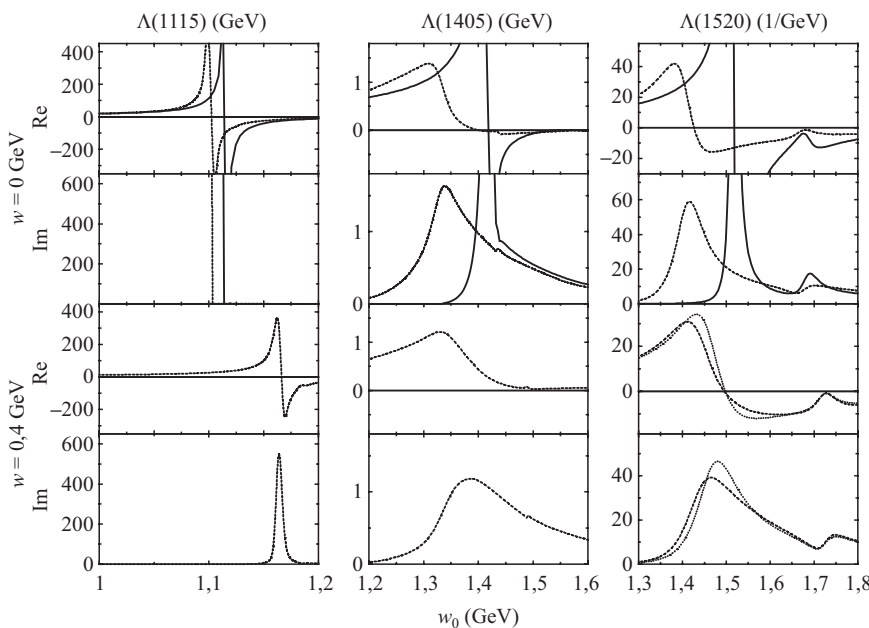
A közegben szerepet játszó nagyobb számú kifejtési függvény jelenlétét azzal magyarázhatjuk, hogy a vákuumban is jelen levő, függvény szerkesztéshez használható 4-vektorok mellett megjelenik a közeg 4-sebessége is, melynek definíciója:

$$u^\mu = \frac{1}{\sqrt{1 - \vec{v}^2/c^2}} (1, \vec{v}/c),$$

ahol \vec{v} a közeg sebességének vektora. A mátrixok nem-diagonális elemei (amelyek csak közegben nem zérusok) a parciális hullámok keveredését írják le.

Nagyobb perdületű parciális hullámok figyelembevételre, az a megfelelő kifejtési függvények szerkesztése a [3]-ban bevezetett elemek alapján nem okoz különösebb gondot, de a függvények száma gyorsan növekszik. Egy más irányú általánosítás a zérus spinű részecske 1/2-es vagy 1-es spinű részecskével történő helyettesítése. Ez lehetővé tenné a nukleon–nukleon kölcsönhatás, valamint a nukleonnak 1-es spinű mezonon való szórásának vizsgálatát a közegben, azaz a nukleonok és az 1-es spinű mezonok (vektormezonok) sajátenergiájának önkonzisztens kiszámítását a maganyagban. Ez a munka folyamatban van.

4. ábra. A lambda-hiperonok tulajdonságait tükröző redukált amplitúdók.



3. ábra. Az antikaon spektrálfüggvénye normálsűrűségű maganyagban, különböző q impulzusértékekre. Folytonos vonal: $q = 0$, szaggatott vonal: $q = 0,2$ GeV/c, pontozott-szaggatott vonal: $q = 0,4$ GeV/c, pontozott vonal: $q = 0,6$ GeV/c.

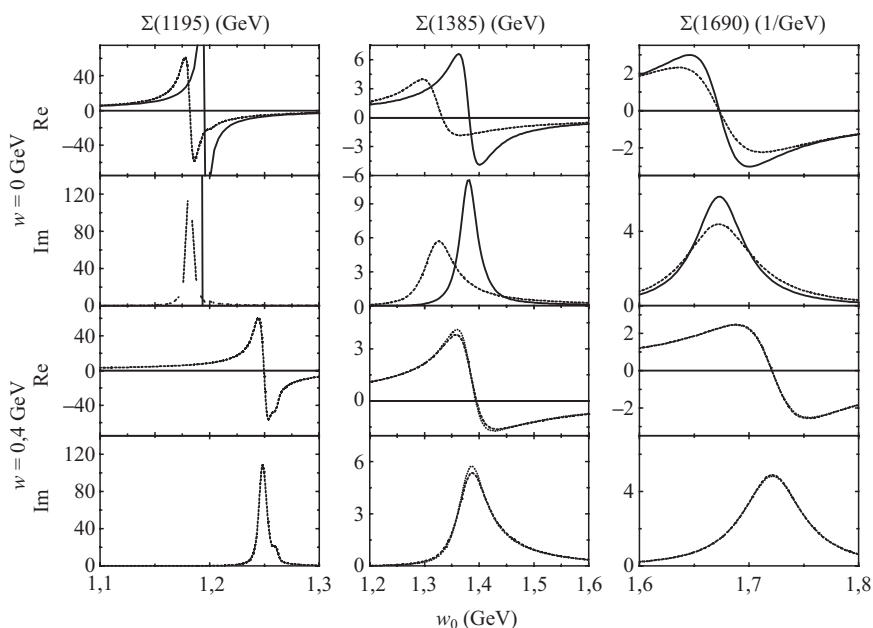
Antikaonok és hiperonok a maganyagban

Az előbbieken vázolt módszer első alkalmazásai az antikaonok [3] és a pion [4] önkonzisztens sajátenergia-számításai voltak. A sajátenergiát a közegbeli szórásamplitúdó alapján lehet kiszámítani, figyelembe véve a maganyagot alkotó nukleonok propagátorát (2. ábra). Az így meghatározott sajátenergia összhangban kell legyen a (4)-ben jelen levő \hat{G} közegbeli propagátorral (amely tartalmazza a részecskék sajátenergiáját). Az önkonzisztens megoldáshoz iterálással lehet eljutni, amelyet \hat{T} -ra például a T vákuum szórásamplitúdóval lehet kezdeni.

Az antikaonok, mivel ritka kvarkot tartalmaznak, a nukleonokkal hiperonrezonanciákat alkothatnak, amelyek így fontos szerepet játszanak az antikaon–nukleon szórásban. A vonzó antikaon–nukleon kölcsönhatás miatt

az antikaonok energiája a maganyagban csökken a vákuumbeli energiához képest, ami elegendően nagy nukleonsűrűségeken oda vezethet, hogy antikaonok jelennek meg az anyag alapállapotában, azaz *antikaonok kondenzálódnak*. Kihunytt csillagokban – amelyek nagyrészt neutronokból állnak – valósulhat meg az antikaon-kondenzáció, aminek egyik megfigyelhető következménye az ilyen *neutroncsillagok* maximális tömegének csökkenése.

A kaonok tömege $0,5$ GeV/c² körül van, ami azt jelenti, hogy a spektrálfüggvényük vákuumban zérus ez alatt az érték alatt. A 3. ábrán látható az antikaon-spektrálfüggvény normálsűrűségű, azonos számú protont és neutronot tartalmazó maganyagban, zérus hőmérsékleten. A normálsűrűség a nagy atommagok központi részét



5. ábra. A szigma-hiperonok tulajdonságait tükröző redukált amplitúdók.

jellemzi. A különböző vonaltípusok az antikaon más-más q impulzusának felelnek meg. A növekvő impulzussal a spektrálfüggvény maximuma a nagyobb energia felé tolódik.

A spektrálfüggvény jelentős szélesedést és nemtriviális struktúrát mutat. Észrevehető még az antikaonspektrum puhulása, azaz nem zérus spektrálfüggvény a vákuumbeli energiánál ($c[m^2 c^2 + q^2]^{1/2}$ -nál) kisebb értékre. Nagyobb sűrűségen ez még inkább kifejezett.

A \hat{T} közegbeli antikaon–nukleon szórásamplitúdó is lényegesen eltér a T vákuumbeli amplitúdó viselkedésétől. A kifejtési függvények együtthatói, a redukált amplitúdók mutatják a szórást befolyásoló hiperonrezonanciák közegbeli viselkedését. A 4. és 5. ábrán láthatók a lambda- és szigma-hiperonokat jellemző redukált amplitúdók valós és képzetes részei. A Λ vagy Σ betű után zárójelben következő szám a hiperon tömegét jelzi, MeV/c^2 -ben.

A redukált amplitúdók az energia (w_0) függvényében vannak ábrázolva, $w = 0$ és $w = 0,4 \text{ GeV}/c$ impulzusra. A folytonos vonalak a $w = 0$ panelekben mutatják a vákuumbeli amplitúdót, amely a szabad hiperonrezonancia alakjának felel meg. A $\Lambda(1115)$ és a $\Sigma(1195)$ vákuumban nagyon keskenyek, így az amplitúdó képzetes része nagyon hegyes függvény, amelyet egy vonal jelez.

A nukleáris közeg hatását a hiperonrezonanciákra legjobban a 4. és 5. ábrán látható redukált amplitúdók képzetes része illusztrálja. A $w = 0$ panelekben a rezonanciagörbék maximuma mutatja a közegbeli tömeget, a görbék szélessége pedig az impulzusfüggő energiabizonytalanságot (élettartamot), azaz a részecske spektrálfüggvénye jellemzésének tekinthetjük az említett görbét.

A vákuumbeli görbékkel történő összehasonlítás a hiperonok közegbeli szélesedését és alacsonyabb energia felé tolódását mutatja (kivéve a $\Sigma(1690)$ -et), ami az antikaonok szélesedésének és puhulásának (energia-csökkenésének) a következménye.

Hasonlóan markáns közegbeli változásokra utal a pion- és a nukleonrezonanciák vizsgálata [4]. Általános következtetésként elmondható, hogy a könnyű mezonok a maganyagban jelentős szélességre tesznek szert, ami megkérdőjelezi a kvázirészecske-közelítés alkalmazását. A barionrezonanciák is kiszélesednek, néhány esetben ez a maganyagban a feloszlásukhoz vezet.

Irodalom

1. M.F.M. LUTZ, E.E. KOLOMEITSEV – Nucl. Phys. A 700 (2002) 193
2. U.W. HEINZ – Nucl. Phys. A 721 (2003) 30
3. M.F.M. LUTZ, C.L. KORPA – Nucl. Phys. A 700 (2002) 309; C.L. KORPA, M.F.M. LUTZ – Heavy Ion Phys. 17 (2003) 341
4. C.L. KORPA, M.F.M. LUTZ – nucl-th/0306063

TECHNIKAI CIVILIZÁCIÓK KAPCSOLATAINAK VALÓSZÍNŰSÉGI KORLÁTJAI

Bölcsföldi József
Gábor Dénes Főiskola, Budapest

A Világegyetem általunk ismert részének mintegy 4%-át alkotja a technikai civilizáció létrejöttéhez szükséges bariónos anyag (*Németh Judit* – Fizikai Szemle, 2004/1). Tekintve továbbá, hogy az eddig megvizsgált csillagok mintegy 6%-nál találtunk exobolygókat, egy naprendszernek nem minden bolygóján létezik civilizáció, és egy adott technikai civilizáció élettartama rövidebb, mint az anyabolygóé, a technikai civilizáció pusztá létének valószínűsége 10^{-4} alatti értéknek tűnik. Jelen dolgozat a lehetséges technikai civilizációk kapcsolatainak vizsgálatával foglalkozik.

A technikai civilizáció életjel-gömbhéja

Valamely technikai civilizáció élete folyamán rádiókészülékeket, radarberendezéseket, mikrohullámú eszközöket stb. használva akaratlanul is életjeleket sugároz a világűrbe. A civilizáció kipusztulásával ezek a sugárforrások megszűnnek. Így a technikai civilizáció egy életjel-gömbhéjat hagy maga után, mely fénysebességgel távolodik a kibocsátás helyétől, eközben vastagsága állandó (*ábra*).