

Németh Judit

az MTA levelező tagja

A nehézion-fizika és asztrofizikai alkalmazásai

Elhangzott 1999. március 2-án

Alkalmazott kutatásoknál azonnal felvetődik az igény, hogy azok közvetlen hasznot jelentsenek a társadalom számára. Alapkutatásoknál az elsődleges kérdés az, hogy milyen új ismereteket nyerhetünk a világról, a természetről. (Természetesen ezekről is kiderülhet, hogy nagy a gyakorlati jelentőségük is.) A nehézion-fizikai kutatások esetén jogos az az elvárás, hogy ezek révén mélyebben belelássunk az atommagok szerkezetébe, közelebb kerüljünk az elemi részek világának megértéséhez. A fizika azonban bonyolultan összefüggő, és – amint azt látni fogjuk – a nehézion-fizikai ütközések vizsgálata hozzájárul asztrofizikai ismereteinkhez is. Parányi atommagokat összelőve, új dolgokat tudhatunk meg a világegyetem kialakulásáról, bizonyos csillagok végállapotáról, illetve a Földön található vasnál nehezebb elemek létrejöttéről.

A nehézion-fizika, a magfizika egyik legújabb ága, körülbelül 25 évvel ezelőtt alakult ki. A kísérletekben az atommagokat felgyorsítják, és egymás felé lövik. Mivel a nagy energiájú felgyorsítás révén ezek az atommagok elvesztik elektronjaikat, a csupasz atommagok ionokká válnak. (A mai legmodernebb gyorsítók már millió MeV-nél nagyobb energiájú ütközéseket is elő tudnak állítani.) Ezen nagy energiájú ionok ütközése során kialakult rendszerekkel foglalkozik a nehézion-fizika.

Ha két nehéz magot összelövünk nagy energiával, forró, nagyon sűrű rendszer keletkezik. A két mag alkotórészei ütköznek, lelassulnak, az energiájuktól függően átalakulnak, majd egy idő múlva a forró, gerjesztett rendszer elbom-

lik. Sokat mond el a mag alkotórészei, a nukleonok (neutronok és protonok közös neve) közti kölcsönhatásról az a tény, hogy ezek a rendszerek hogyan viselkednek, milyen új részecskék keletkeznek benne, a részek milyen irányba (az ütközés irányába vagy arra merőlegesen), milyen energiával jönnek ki.

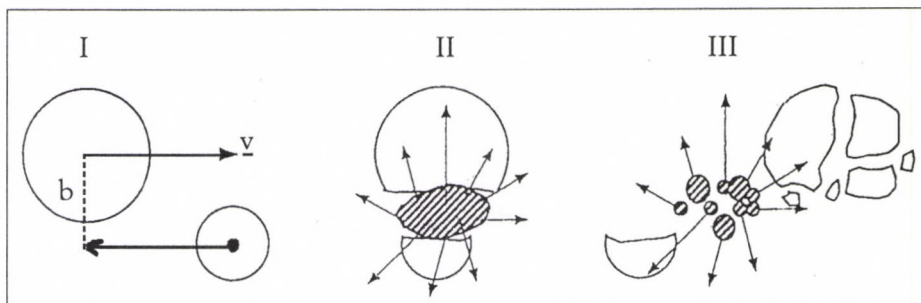
Ha elég nagy sebességgel lövik össze a két magot (0,5–5 GeV energia részecskénként), már elég energia van ahhoz, hogy két nukleon ütközésekor különböző hadronok (a nukleonok gerjesztett állapotai, illetve új részecskék, elsősorban pionok, kaonok, vektromezonok) keletkezzenek. A forró, sűrű rendszerben ezeknek a részecskéknek más a keletkezési hatáskeresztmetszete, mint szabad részek esetén, ugyanis részint a többi nukleon jelenléte, részint a magas hőmérséklet befolyásolja a folyamatot. Ebben az energiatartományban tehát a különböző hadronok keletkezéséről és bomlásáról, illetve a maganyag (neutronokból és protonokból álló nagy rendszer neve) ezekre vonatkozó módosító hatásáról szerezhetők érdekes, új ismeretek.

Ha elég nagy az ütköző nukleonok energiája, az várható, hogy az extrém forró és sűrű rendszerben az atommag alkotórészei mintegy összeolvadnak, és a hadronanyag átmegy egy a legegyszerűbb részecskékből, kvarkokból és az azokat összetartó gluonokból álló plazmába (ez a hadronanyag–kvark–gluon plazmaátmenet). Mivel a természet sajátos törvényei miatt kvarkok önmagukban nem létezhetnek (a nukleonok három kvarkból tevődnek össze), a kvarkanyag megjelenése különösen érdekes lehetőség a kutatók részére. Ez az energiatartomány jelen pillanatban mind kísérletileg, mind elméletileg a legkutatottabb, hiszen itt valami lényegesen új természeti jelenség létrejöttére van lehetőség, ami földi körülmények között másutt nem elképzelhető. Természetesen a kvarkanyag (vagy pontosabban a kvark–gluon plazma) csak nagyon rövid ideig él, közvetlenül megfigyelni ezt nem lehet. A kutatók ezért részben arra koncentrálnak, hogy olyan jelenségeket észleljenek, amelyek egyértelműen bizonyítják, hogy az ütközés során létrejött ez a plazma, csak újra elbomlott, részben arra, hogy olyan kísérleteket és számításokat végezzenek, amelyek révén minél többet megtudnak a plazmaanyag tulajdonságairól.

Nehézion-reakciók közepes energiatartományban

a) A folyamat vázlatos leírása

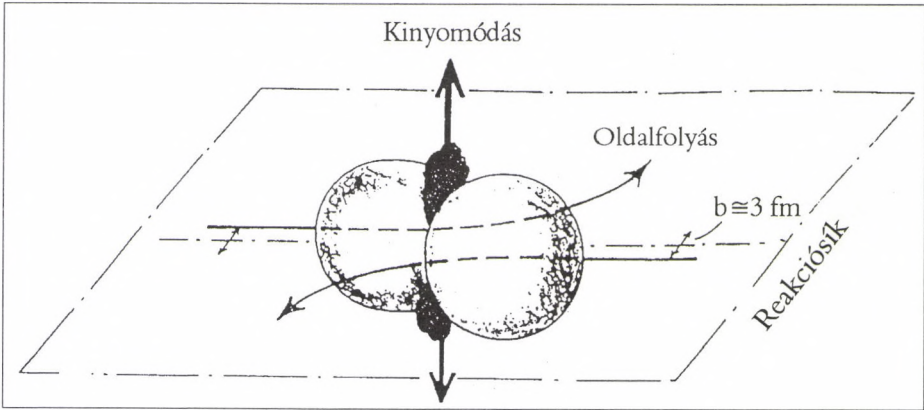
Két mag ütközése során egy részük kölcsönhatásba kerül egymással. Az ütközés két fontos jellemzője az ütközési energia és az ütközési paraméter. Az ütköző magok relatív sebességének iránya és a tömegközéppontjukat össze-



1. ábra. Két mag ütközésének sematikus ábrázolása:
 v a két nukleon relatív sebessége, b az ütközési paraméter

kötő egyenes (ütközési paraméter) egy síkot határoz meg, az ütközési síkot. Közepes energián két mag ütközése során az egyik fontos adat ez az ütközési paraméter. Ez lényegileg arra jellemző, mennyire centrális az ütközés (1. ábra). Kis ütközési paraméter esetén centrális ütközésről beszélhetünk, nagy ütközési paraméter esetén periferiálisról. Ez utóbbi esetben viszonylag kevés nukleon hat kölcsön egymással, a nukleonok jelentős része kis iránymódosulással, nagy fragmensként halad tovább. Az eredmény, amit ilyenkor kapunk, két, az eredetivel közel azonos atommag és néhány proton, neutron vagy könnyű mag. Érdekes, új információ csak centrális vagy félcentrális ütközések során nyerhető. Centrális ütközések esetén a két mag lényegileg egy közös, forró tűzgolyóvá alakul át. Szinte valamennyi nukleon ütközik a másik mag nukleonjaival, és emiatt jelentősen lelassulnak, energiától függően majdnem megállnak. A tűzgolyó természetesen idővel tágul és lehül, részecskék lépnek ki belőle. Amikor a tömegközépponti rendszerben az egy részecskére eső energia nagyobb mint 100 MeV, azt várjuk, hogy a rendszer teljesen feltörik alkotórészeire, a kilépő részecskék neutronok és protonok lesznek, mivel az egyes nukleonok kötési energiája a magban csak 8 MeV. Ez azonban nem így van, nagy meglepetésre még ezeken az energiákon is van ütközésenként néhány nagyobb tömegszámú fragmens: ezt a jelenséget nevezik multifragmentációnak.

A részecskék kétféle módon léphetnek ki a tűzgolyóból: vagy kipárolognak, vagy kifolynak. Ez utóbbi esetben a golyón belül egy kifelé irányuló, centrális nyomás lép fel. A két esetben különböző lesz az összetett részecskék energiája. A tapasztalat szerint a nehézion-reakcióknál a kollektív centrális folyás a dominálót. A reakció során más kollektív jelenségek is fellépnek: oldalfolyás, illetve kinyomódás. A kinyomódás az ütközési síkra merőleges



2. ábra. Oldalfolyás és kinyomódás sematikus ábrázolása

irányú kilépése a részecseknek, míg az oldalfolyás a részecskéknek a tömegközépponti rendszerben az ütközési paraméter irányába mutakozó aszimmetriája (2. ábra).

b) A várható új információk

Amint láttuk, nagy energián új részecskék keletkezéséről, illetve kvarkanyag kialakulásáról szerezhetünk ismereteket. Ezek az ismeretek lényegileg az elemirész-fizika témakörébe tartoznak. Ha kisebb az összelövési energia, az új ismeretek az atommagok szerkezetére, nagy sűrűségeen való viselkedésükre és extrém körülmények között a nukleonok közti kölcsönhatásokra (magerők) vonatkoznak.

A 100–500 MeV részecskekénti összelövési energia tartományában az érdekes kérdések: az állapotegyenlet meghatározása, a folyadékként együtt mozgó nukleonanyag gázszerű részecskékre való széttöredezése (multifragmentáció), a folyadék-gáz átmenet (fázisátmenet) és az instabilitások vizsgálata, új kollektív jelenségek megfigyelése és a relativisztikus effektusok figyelembevétele.

Állapotegyenlet alatt a nukleonokból álló rendszer energiájának, illetve nyomásának a sűrűségtől való függését értjük. Ennek az ismerete azért fontos, mert ez adja meg, mennyire nyomható össze a forró nukleonokból álló maganyag. Az alapállapotú atommagok telítettek, ami azt jelenti, hogy kis magnak és nagy magnak egyformán ugyanakkora a középponti sűrűsége, és egy részecske ugyanolyan nagy energiával van kötve benne (gravitációs erőknél ez nem igaz, minél nagyobb egy rendszer, annál nehezebb leválasztani belőle egy kis részt). A telí-

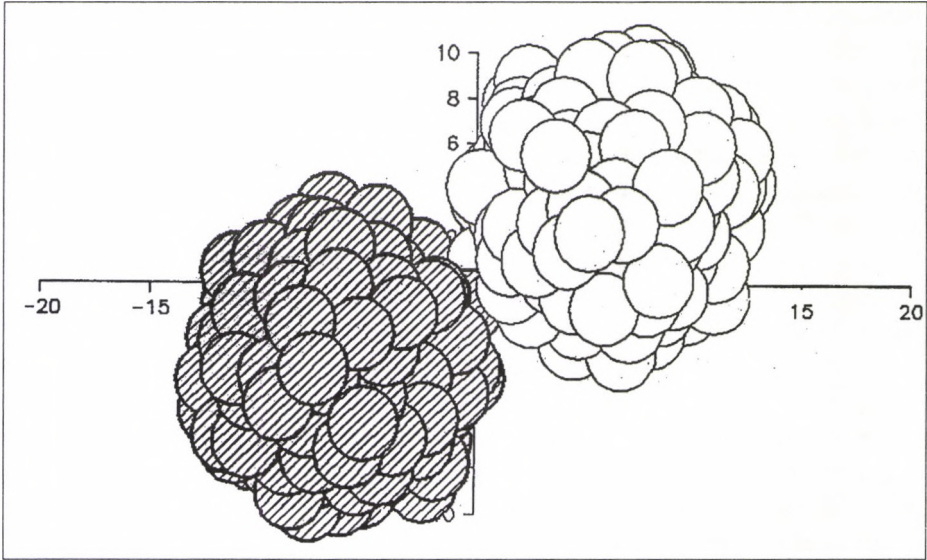
tettség azt jelenti, hogy a magokat nem lehet egy bizonyos mértéknél jobban összenyomni. Ezt a tényt azonban alapállapotú magok vizsgálatánál állapították meg. Kérdés, hogy erősen gerjesztett magoknál nem módosul-e ez a megfigyelés, mekkora ott ez a bizonyos mérték, például mekkora lesz a kialakult közös rendszer maximális centrális sűrűsége. (Magsűrűsége a magok közepének a sűrűségét értjük. Ez olyan hatalmas sűrűséget jelent, hogy egy kiskanálnyi ebből az anyagból nehezebb, mint New York összes házának az együttes súlya.) Ha kétszeres a magsűrűség, az durván azt jelenti, hogy a nukleonok átmentek egymáson. Ha ennél nagyobb, összenyomódás következett be, míg kisebb esetén az látható, hogy nagy sűrűségű rendszer nem akar kialakulni, ilyenkor már taszítás lép fel a nukleonok között. Természetesen ez csak egy leegyszerűsített kép, hiszen a nagy kezdeti sebesség módosítja ezt a vázlatos leírást. Az állapotegyenlet pontos alakja erősen függ a magerőktől, és elsősorban nagy sűrűségeknel bizonytalan az elméleti ismeretünk, ott a megfigyeléseknek döntő szerepe van. Ilyen nagy sűrűségű földi viszonylatban csak nehézion-ütközésekben jönnek létre.

Érdekes kérdés a rendszernek a „fázisátmenet” során tanúsított viselkedése. Amíg a nukleonok együtt mozognak, aztán ütközve összenyomódnak, a rendszer úgy viselkedik, mint egy folyadék. Ahogy a kollektív energia átalakul az egyes részecskék hőenergiájává, gőzmozgás lesz a jellemző. A folyadék-gőz típusú mozgás- és állapotátalakulást nevezzük fázisátmenetnek.

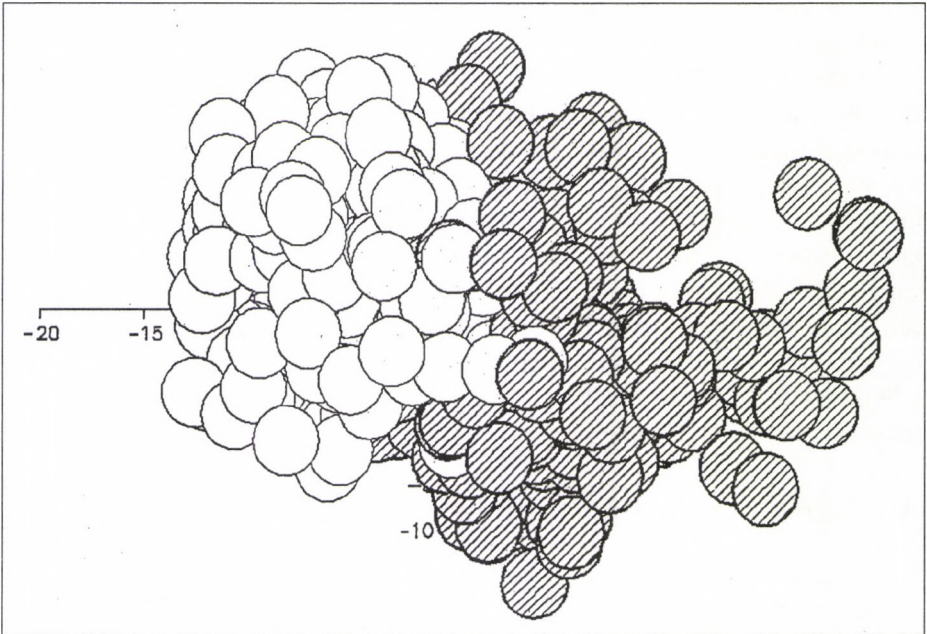
A kollektív jelenségek vizsgálata különösen sokat árul el a magok közti kölcsönhatás természetéről. A magok hajlamosak kollektív viselkedésre, ezt figyelhetjük meg például a hasadásnál. A hasadás azonban kis gerjesztéseknél végbemenő folyamat. Kérdés, hogy ha egy nukleonnak átlagosan néhány száz MeV energiája van, és a nukleonokat együtt tartó magerők legyőzéséhez csak kb. 8 MeV energiára van szükség részecskénként, a rendszer úgy fog-e viselkedni, mint egy forró gőz, ahol a molekulák minden irányba szétszaladnak, vagy jellemző lesz-e a rendszerre bizonyos „kollektív mozgás”. Természetesen ez attól is függ, hogy az eredeti kinetikus energia mivé alakul át. Érdekes, hogy a gőz típusú fázisban még mindig megfigyelhetünk bizonyos kollektív jelenségeket. Ilyenek például a „folyások”. Ezek magyarázata módosította a magerőkre vonatkozó elképzeléseket.

Átlagtér-kölcsönhatás és effektív tömeg

Az ütköző atommagok közt a kölcsönhatás kétféle módon következik be. Amíg a nukleonok egymástól távol vannak, az összes nukleon együttes hatását, az úgynevezett átlagpotenciált érzik. A átlagtérpotenciál függ a rendszer sűrűségétől egy adott helyen, és függhet az ütköző magok sebességétől (ezt a

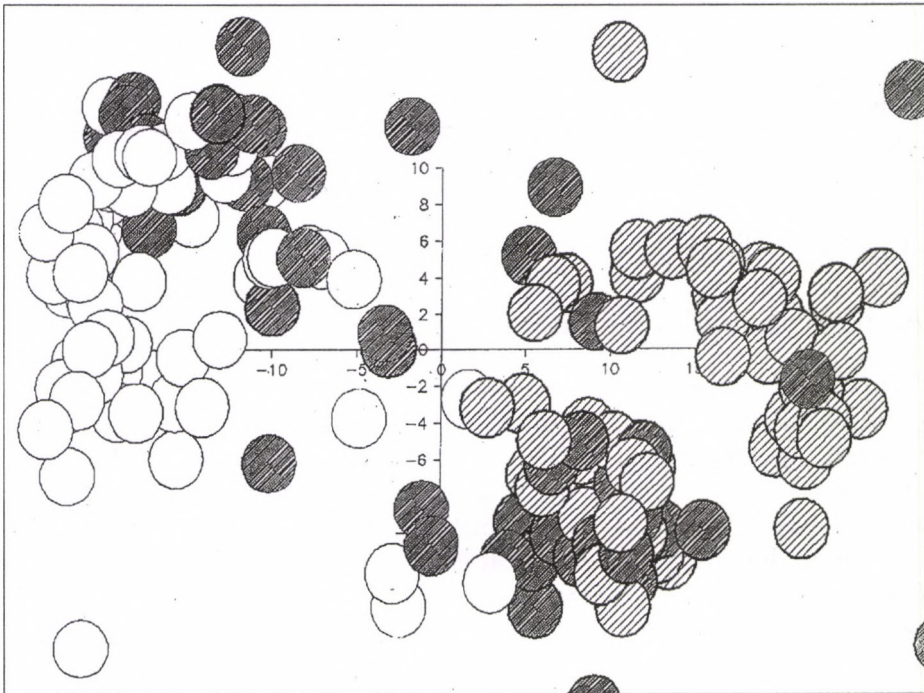


3.a ábra



3.b ábra

tulajdonságát az átlagpotenciálnak nem az alapállapotú magok vizsgálatából ismerjük, hiszen ott nincsenek nagy sebességek, hanem a nehézion-fizikából. Sebességfüggés nélkül a folyásokra nagyon rossz eredményeket kapnánk). Az átlagtér segítségével maganyagra meghatározhatjuk az alapállapotú állapot-egyenletet, vagyis a rendszer energiáját mint a sűrűség függvényét. Ha két nukleon egymáshoz elég közel kerül, fellép a kétnukleon-kölcsönhatás is, a nukleonok ütköznek. Ha csak az átlagtér-potenciált vesszük figyelembe, még nagy energián is a két mag csak áthalad egymáson, de csak kismértékben töredezik fel. Az apró részecskére való feltörést az egyes nukleonok ütközése okozza. A 3. ábra arany-arany magok félcentrális ütközését mutatja be 80 MeV energián. Az *a*) ábrán a két mag ütközés előtti elhelyezkedése látható, a *b*) és *c*) ábrán ~ 10 fm/c idővel az ütközés kezdése után. A *b*) ábrán a magok csak az átlagtér-potenciál hatására mozogtak, a *c*) ábrán ütközési tagot is figyelembe vettünk. A sima, fehér gömbök a jobbról indult nukleonokat jellemzik, a ritkán csíkozott gömbök a balról indult nukleonokat, a sűrűn csíkozottak az ütközött nukleonokat. Látszik, hogy ütközési tag nélkül a két mag lényegileg egyben marad.



3.c ábra

Az ütközés során figyelembe kell venni, hogy a magon belül a többi nukleonnal való kölcsönhatás miatt a részecskék tömege lecsökken, a tömegük az úgynevezett effektív tömeg lesz. Ez a tömegcsökkenés különösen olyankor fontos, amikor új részecskék keletkeznek, hiszen akkor a rendelkezésre álló energia kisebb, mint az energiaimpulzus megmaradásból adódik.

Az átlagtér-potenciált gyakorlati okok miatt nagyobb energiákon is általában nem relativisztikus számolásokról veszük, és a sebességfüggést kissé találmokra, egyéb megfontolásból kapják. Mivel mi ezeket a potenciálokat nagy energiákra is alkalmazni akarjuk, elengedhetetlen volt egy olyan relativisztikus potenciál meghatározása, amely gyakorlati számításokra könnyen alkalmazható. Eddig ilyen nem volt az irodalomban.

Egy nukleon–mezon kölcsönhatásokat figyelembe vevő térelméleti képből kiindulva sikerült egy relativisztikusan invariáns, sebességfüggő potenciált levezetnünk és ütközések tárgyalására alkalmas formába hoznunk [1]. A nukleonok közötti kölcsönhatást a mezonok adják meg. Az általunk használt kölcsönható mezonok a σ , ω és a ρ mezon: ez utóbbit azért vezettük be, hogy a neutron–proton különbséget figyelembe tudjuk venni. Az egész elméletben csak három szabad paraméter volt, a három nukleon–mezon csatolási állandó, ezeket a szokásos maganyagszámításokhoz illesztettük. Az egy részre eső kötési energia, a sűrűség és a neutronok és protonok különböző volta miatt fellépő szimmetria-energia adott, ezeket a véges magok kötési energiájából és centrális sűrűségéből határozzuk meg. Mivel ezeket a követelményeket minden kölcsönhatásnak ki kell elégítenie, azt mondhatjuk, hogy az elméletben nem volt szabad paraméter. Az ilyen módon leszármaztatott potenciálunk sebességfüggőnek bizonyult (nem kellett külön bevezetni a sebességfüggést), és telítettséget adott.

Az ütközések időbeli leírása

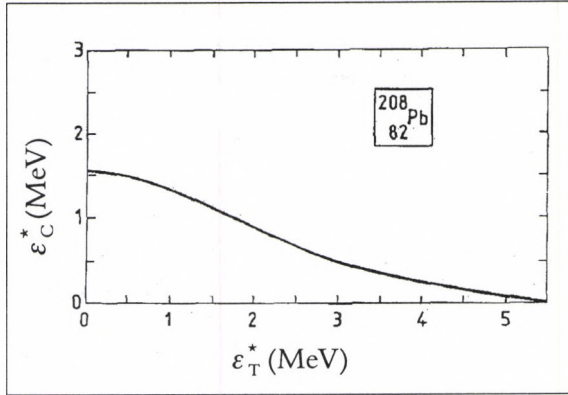
Az ütközés matematikai tárgyalásához egy olyan időbeli változást leíró transzportmodellre van szükségünk, amely mind az átlagos kölcsönhatást, mind az ütközést figyelembe veszi. A számításnak a lényege az, hogy a nukleonok az átlagtér hatására időben mozognak, és az egymáshoz közel kerülő nukleonok a Pauli-elvet figyelembe véve ütköznek. Kezdetben a folyamat időbeli lefolyását hidrodinamikai modellek segítségével írták le. Az átlagtér-potenciált a folyadéknomás helyettesítette, az ütközési tagot a viszkozitás. A cél természetesen az volt, hogy ezeket a kifejezéseket minél inkább magfizikai mennyiségekkel helyettesítsük.

Korai nehézion-fizikai munkáimban mikroszkopikus egyenletek segítségével (Hartree–Fock-, illetve Thomas–Fermi-egyenletek) származtattuk le

a nyomásnak megfelelő mennyiséget az átlagtérpotenciálból kiindulva [2]. Azután egy magot különböző módokon gerjesztve megvizsgáltuk, milyen feltételek mellett törik az felapróbb részekre. Az az érdekes eredmény adódott, hogy a kollektív energia (a magot egyenletesen összenyomtuk) lényegesen hatékonyabban vezet a mag feltöréséhez, mint a termikus gerjesztés [3]. (4. ábra).

A manapság leggyakrabban használt transzport-egyenletek a gázmolekulák mozgását leíró Boltzmann-

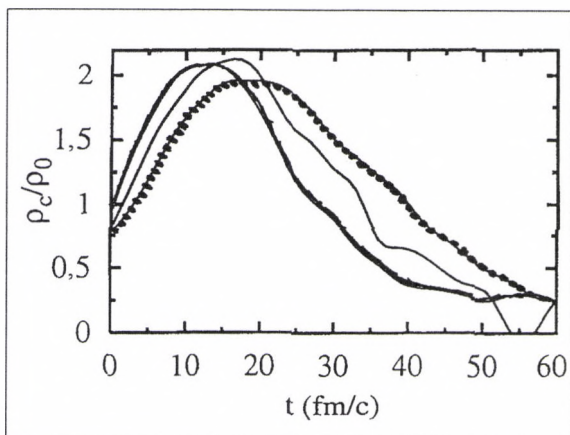
egyenlet általánosításai, amennyiben figyelembe veszik az átlagtér hatását mint egy külső teret, valamint a Pauli-elvet is, tehát azt a körülményt, hogy az ütközés során a nukleonok nem kerülhetnek már betöltött állapotba. Az egyes nukleonokat azután vagy tesztrészecskékkel (BUU-egyenlet), vagy Gauss-görbével leírt hullámcsomagokkal (QMD-egyenlet) veszik figyelembe. Mi számításaink során ez utóbbit alkalmaztuk.



4. ábra. Egy ólommag feltörése részekre a gerjesztési energia függvényében (termikus, illetve kompresszibilis). A folytonos vonal feletti tartományban a mag feltört részecsként, 1, 5 MeV energiánál már feltörik a mag, míg termikus gerjesztésnél 5 MeV feletti energia kell

A kísérleti eredmények és az elméleti számolások összehasonlítása

Kis energiájú ütközésekre a nemrelativisztikus potenciálokkal végzett számításaink jó eredményeket adtak [4]. A nagy energián leszármaztatott effektív potenciál helyes értékének igazolására eredményeinket közepes energiájú mérésekkel hasonlítottuk össze, ugyanis ebben az energiatartományban döntő fontosságú az átlagpotenciál, és a relativisztikus effektusok még csak kis mértékben fontosak. Csak ha ebben az energiatartományban jónak bizonyul a potenciálunk, akkor alkalmazhatjuk a későbbiekben nagyobb energiákra, illetve asztrofizikai számításokra. A GSI-ben 150, 250 és 400 MeV-es arany–arany ütközések során mért adatokat határoztuk meg elméletileg [5].

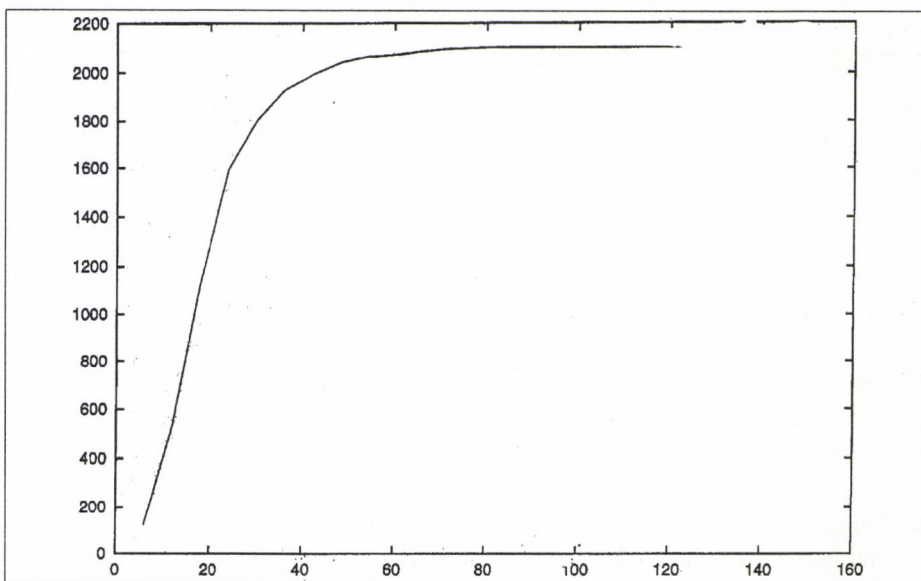


5. ábra. Két aranymag centrális ütközése esetén a rendszer maximális sűrűsége 150 MeV (pontozott vonal), 250 MeV (vékony, folytonos vonal) és 400 MeV részecskénkénti ütközési energián az idő függvényében. A maximális sűrűség 250 és 400 MeV energián egyaránt kétszeres maganyagsűrűség

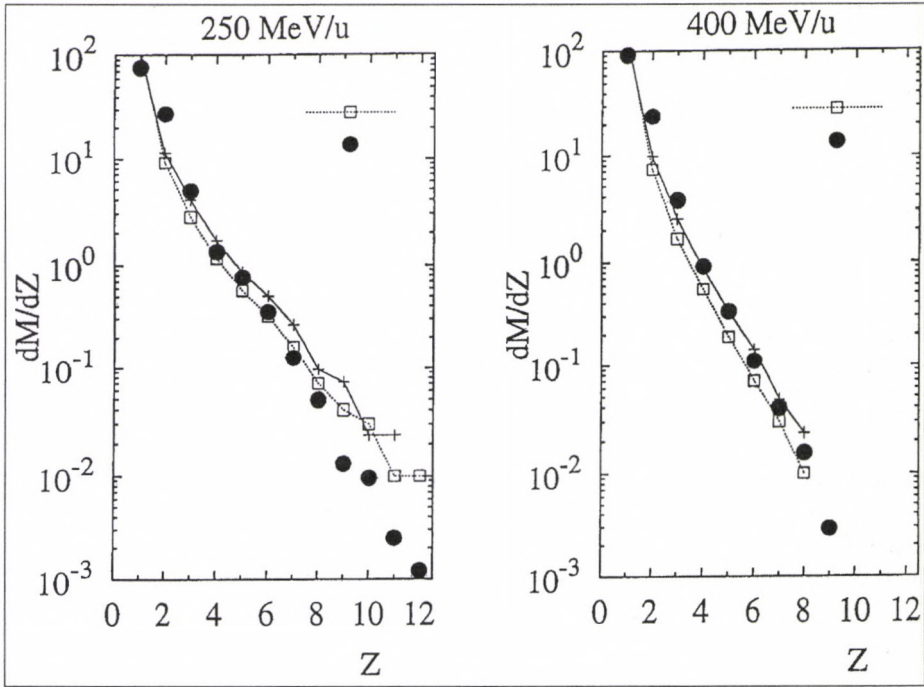
Számításainkat elsősorban centrális ütközésekre végeztük. Az eredmények kiválóan egyeztek a kísérleti adatokkal [6].

A legfontosabb kvalitatív eredményeink a következők voltak:

1. Az ütközés során még 400 MeV energián is a centrális sűrűség csak a maganyagsűrűség kétszeresére nőtt. 250 és 400 MeV között a centrális sűrűség már nem változott. (5. ábra). Az összennyomódás ebben az energiatartományban még kis valószínűséggel következik be.



6. ábra. Az összes ütközésszám 400 MeV energián az idő függvényében. Kb. 30–40 fm/c idő után további ütközések nem következnek be, a rendszer kifagy



7. ábra. A különböző fragmensek aránya a rendszám függvényében két aranymag ütközésénél. A tömör pont a kísérleti érték, az üres négyszög a mi számolásunk eredménye

2. A kifagyás (lényegileg az utolsó ütközés, ezután már nem kerülnek a nukleonok olyan közel egymáshoz, hogy ütközzenek, hanem csak az átlagterv révén hatnak kölcsön) hamar bekövetkezett. A kifagyás után az ütközésszám már nem nő (6. ábra).

3. Centrális ütközéseknél a centrális folyási energia (minden irányban közel azonos sebességgel lépnek ki a részecskék, ami rendezett mozgást jelent) majdnem kétszer akkora, mint a rendezetlen mozgásra jellemző hőenergia.

4. Még 400 MeV-es centrális ütközésnél is átlagosan 3 olyan részecskét kaptunk, aminek a rendszáma $Z > 2$ (7. ábra).

A nehézion-fizika asztrofizikai alkalmazásai

A nehézion-fizika két fontos információt nyújthat az asztrofizika számára: a kvark-gluon plazma-hadronanyag fázisátmenet kialakulásának módját, illetve az állapotegyenletet.

A mai ismereteink szerint a világegyetem egy nagyon forró, sűrű rendszerből fejlődött ki. (Az a kérdés, hogy ez az állapot mi módon alakult ki, ma az asztrofizika egyik fő témája.) Ez a forró rendszer lassan tágult és hűlt. A fejlődésnek nagyon korai stádiumában a rendszer olyan meleg és sűrű volt, hogy nem nukleonokból állt, hanem a könnyű részektől eltekintve kvarkokból. A tágulás és a hűlés során a kvarkrendszer hadronokká alakult át. Ez a kvark-hadronanyag átmenet, mint már említettük, a nehézion-fizika egyik központi kérdése. Elképzelhető, hogy az átalakulás mikéntje módosíthatja a világegyetemre vonatkozó egyik legfontosabb ismeretünket, az energiasűrűséget. Az energiasűrűség ismerete azért nagyon fontos, mert az univerzumban jelenlevő energiamentiség szabja meg a világegyetem további sorsát. Ha az energiasűrűség egy adott kritikus érték alatt van, a ma észlelhető tágulás megállíthatatlan. A kritikus érték feletti energiaűrűség esetén azonban az univerzum tágulása egyszer majd megáll, és valami bonyolult módon újra összehúzódik. Érthető, hogy az anyagsűrűség értékének a meghatározása központi feladat. Bármilyen elképzelhetetlen első pillanatra, a mai interstelláris deuteron-, illetve lítiumsűrűségéből meg lehet határozni az univerzum teljes barion-anyagsűrűségét. Azonban ez az érték módosulhat, ha a kvark-hadron fázisátmenet bizonyos speciális módon ment végbe.

Még nagyobb jelentőségű az asztrofizikában az állapotegyenletre vonatkozó információ. Ennek ismerete a szupernóva-robbanásnál és a neutroncsillagok szerkezetének és maximális méretének megállapításánál döntő fontosságú. A csillagok fejlődésének ezen végső stádiumaiban a maganyag sűrűségénél lényegesen nagyobb sűrűségek esetén is ismernünk kell az állapotegyenletet. Elméleti megfontolásokból az állapotegyenlet valamilyen modellel meghatározható, de hogy a kapott eredmény értelmes-e, csak a nehézionfizikai kísérletekkel való összevetésből állapítható meg.

A szupernóva-robbanás a 10 Nap-tömegnél nagyobb csillagok fejlődése során következik be, és az univerzum leglátványosabb jelensége. A robbanás során a csillag tömegének akár 90%-a is szétvetődhet, hihetetlen energia-fel szabadulás következik be, néhány órára a csillag fényesebbé válhat, mint egy kisebb galaktika. Az elmúlt évezredben több robbanást figyeltek meg a Tejútrendszerben, de a Földről megfigyelhetők között a legfényesebb feltehetőleg a mintegy tízezer évvel ezelőtt bekövetkezett Vela robbanása volt, amikor egy második Nap-fényességű csillagot láthattak a Föld lakói. A szupernóva-robbanások különleges jelentősége, hogy csak ezekben keletkeznek a vasnál nehezebb elemek a világegyetemben.

A robbanás magyarázatát és lefolyását (igen gyors, csak néhány percig tart) a következő egyszerű képpel lehet megmagyarázni. A csillagok fejlődésük

során, amennyire lehetséges, a kisugárzott energiát valamilyen módon pótolni akarják (csak ha ez nem megy, akkor kezdenek hűlni). Amikor a csillag közepében az összes lehetséges energianyerő magreakció végbement, a kisugárzott energiát pótolandó, a csillag csak gravitációs összehúzódás révén tud újabb energiát nyerni. Ez azt jelenti, hogy a külső rétegek szinte szabad- eséssel zuhannak be a középső, mintegy Nap-tömegű centrum felé. A meglepő az, hogy ez az összeroskadás egyszerre csak megáll, és ahelyett, hogy a csillag tovább roskadna össze, felrobban.

A felrobbanás oka a sűrű maganyag viselkedésében keresendő (a csillag közepében ugyanis a magok már összeolvadtak összefüggő maganyaggá). Ez a nukleonanyag kötött rendszer, ami azt jelenti, hogy az egy részecskére eső energia negatív (energiát kell közölnünk a rendszerrel, hogy alkotórészeire szétszedhessük). Amíg a sűrűség egy kritikus érték alatt van, a sűrűség növekedésekor energia szabadul fel. Ez a tény elősegíti a csillag összeroskadását, hiszen a rendszerek mindig a minimális nyugalmi energiájú állapotra törek- szenek (maximális legyen a felszabaduló energia). Ha azonban a sűrűség egy kritikus érték fölé emelkedik, a túlságosan közel kerülő nukleonok között fellépő taszítás miatt a nukleonanyagban az egy részecskére eső energia növekszik, és végül pozitívvá válik. Ebben az esetben a csillag közepe (törzse) ahelyett, hogy vonzaná, taszító hatást gyakorol a bezuhanó anyagra. Mivel a csillag külső rétegei még mindig befelé zuhannak, ugyanakkor a közepe már taszítja a beeső anyagot, a két egymás ellen dolgozó effektus hatására lökés- hullám alakul ki. A lökeshullámban nagy sebességű anyag jut ki a felszínre, és a csillag felrobban.

Az, hogy a lökeshullám keletkezése hol következik be, az állapotegyenlet pontos alakjától függ, és befolyásolja a robbanás további lefolyását, illetve a robbanás során kialakuló nehézelemek tömegeloszlását. Jelenleg éppen azt próbáljuk meghatározni, hogy az általunk levezetett állapotegyenlet egyes tagjai, elsősorban a relativisztikus potenciálban fellépő sebességfüggő tag, hogyan befolyásolják a lökeshullám helyének a kialakulását és ezáltal az energiáját.

A robbanás után visszamaradt csillag kicsi (20–30 km sugarú), de Nap-tö- megű, vagy annál nehezebb. Ebben a sűrű rendszerben energetikai okok miatt az elektronok és protonok neutronná alakulnak át, a csillag tömegének mintegy 90%-a neutronokból áll, azért hívják ezeket neutroncsillagnak. Állandóan felvetődő kérdés, mekkora lehet a neutroncsillag maximális töme- ge. Egy bizonyos értéknél nagyobb tömeg esetén ugyanis a nagy gravitációs nyomás miatt a csillag összeroppan, fekete lyukká válik. (Fekete lyuk esetén az általános relativitáselmélet értelmében a fény sugara annyira görbültté

válík, hogy nem tud a rendszerből kijönni, létezésükről csak hatalmas gravitációs terük révén nyerhetünk információt, a közelükben levő csillagokból anyagot vonzanak magukhoz.) Az összeroppanás oka az, hogy a gravitációs nyomás, ami a csillag tömegétől függ, nagyobb lesz, mint a neutroncsillag anyagának nyomása, ami ellensúlyozza azt. A maximális tömeg értéke tehát megint függ az állapotegyenlettől, ugyanis a neutroncsillag nyomását ez határozza meg.

Ezelőtt mintegy harminc évvel a neutroncsillag mikroszkopikus állapotegyenletét elsőként mi határoztuk meg nemrelativisztikus erőkkal [7], és ebből később kiszámoltuk a maximális lehetséges csillagtömeget. Azóta számtalan számítást végeztek erre vonatkozólag, de ha a szupernóva-robbanásra az új erőnkkel érdekes eredményt kapunk, érdemes lesz a neutroncsillag szerkezetének meghatározására is alkalmaznunk.

Irodalom

1. Feldmeier, H., Németh, J., Papp G.: *APH Heavy Ion Phys.*, 1996, 3, 71.
2. Nemeth, J., Barranco, M., Ngo, C., Tomasi, E.: *Z. Phys.*, 1986, A323 419.
3. Nemeth, J., Barranco, M., Desbois, J., Ngo, C.: *Z. Phys.*, 1986, A325 347.
4. DePaula, L., Németh, J., Hao, Sa Ben, Leray, S., Ngo, C.: *Phys. Lett.*, 1991, B258 251.
5. Souza, S. R., DePaula, L., Leray, S., Németh, J., Ngo, C., Ngo, H.: *Nucl. Phys.*, 1994, A571 159.
6. Reisdorf, W. et al.: *Nucl. Phys.*, 1997, A612 493.
7. Németh, J., Papp, G.: *Phys Rev.*, 1999, C59 1802.
8. Németh, J., Papp, G., Feldmeier, H.: *Nucl. Phys.*, 1999, A 647 107.
9. Németh, J., Sprung, D., Bhargava, P.: *Phys. Lett.*, 1967, B24 137.
10. Németh, J., Sprung, D.: *Phys. Rev.*, 1968, 176, 1496.