

AZ ERŐS KÖLCSÖNHATÁS FÁZISDIAGRAMJA

Fodor Zoltán
ELTE TTK Elméleti Fizika Tanszék

Az elemi részek fizikája a világ legkisebb és legalapvetőbb építőelemeivel foglalkozik. A leggyakoribb vizsgálati eljárás ezen részecskék ütköztetése valamely részecskegyorsítóban. Ilyenkor néhány nagyenergiás részecske vesz részt a folyamatban. Sokkal több nagyenergiás elemi részecskével találkozhatunk bizonyos szélsőséges esetekben. Ilyen például a korai Világegyetem, a neutroncsillagok belseje vagy a nehézionok ütközése. Ezen fizikai folyamatok, történések segítségével lelapogathatjuk a részecskefizikai elmélet fázisdiagramjának egyes részeit.

A jelenségkör leíró fizikai elmélet a *kvantum-színdinamika*, az erős kölcsönhatás elmélete. Ez a kölcsönhatás rendkívül erős. Töltéseinek szétválasztásakor az elektromosságban szokásos $1/r$ típusú lecsengő potenciál helyett egy minden határon túl növekvő lineáris potenciál jelenik meg. Ez a tulajdonság felel azért, hogy a protonokban található három kvark bezáródott. Közöséges körülmények között nem nyílik lehetőség szabad kvarkok észlelésére. Az energia növelésével a kölcsönhatás gyengül. Ez fázisátmenethez vezethet, melynek során a bezárt kvarkok kiszabadulnak. Ilyen nagy energiák jelennek meg magas hőmérsékleten (ilyenkor az egy szabadsági fokra jutó energia nagy) vagy nagy sűrűségek esetén (ilyenkor a fermionok a Pauli-féle kizárási elv miatt kerülnek egyre magasabb és magasabb energiaszintekre).

Egy rendszer fázisait a szokott módon a fázisdiagram segítségével jellemezhetjük. Az *1. ábra* sematikusán mutatja a víz hétköznapi életben megjelenő fázisainak a hőmérséklet és nyomás síkján felvett fázisdiagramját. A folytonos vonalak elsőrendű fázisátmenetet mutatnak, míg a pontozott rész az úgynevezett analitikus átmenet (cross-over) tartomány. A rendparaméternek tekinthető sűrűség a cross-overen való áthaladáskor is gyorsan változik, de a fázisátmenetekre jellemző szingularitás nem jelenik meg. A fázisdiagram számunkra legfontosabb tulajdonsága a kritikus „végpont” megjelenése. A víz 374 fokon és 0,32 kg/l sűrűségen opálóssá válik, makroszkopikus méretű korrelációk alakulnak ki. Érdeemes megjegyezni, hogy ez a fizikai állapot akár egy gázláng segítségével már megvalósítható (bár a fellépő nagy nyomás miatt meglehetősen erős tartályra van szükség).

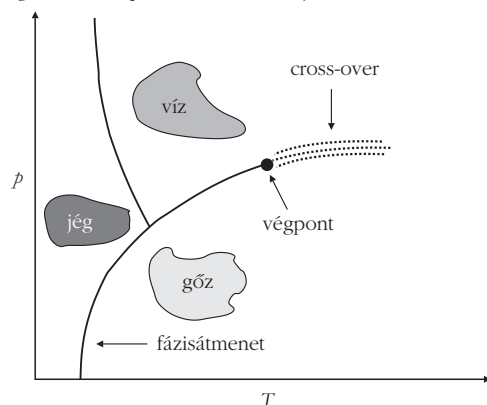
A víz fázisdiagramja arra a kérdésre keresi a választ, hogy mi történik a vízzel, ha egyre jobban melegítjük, vagy egyre jobban összenyomjuk. A kérdést a részecskefizikában sokkal általánosabban is feltehetjük. Mi történik a „semmivel”, a vákuummal, ha egyre jobban melegítjük? Mi történik bármilyen anyaggal, ha egyre jobban összenyomjuk?

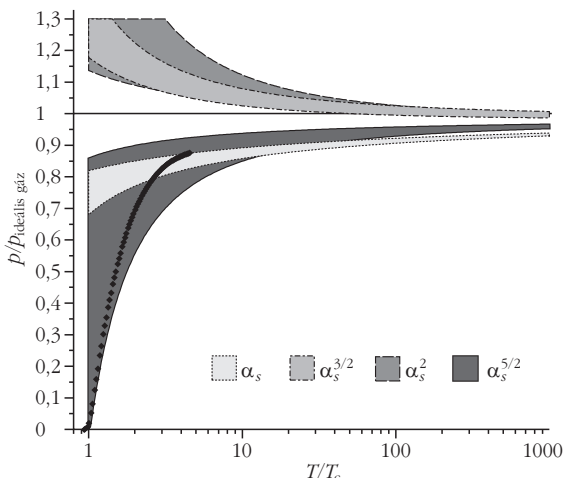
Ezekre a kérdésekre az erős kölcsönhatás ad választ. Ez a kölcsönhatás, pontosabban ezen kölcsönhatásnak egy legyengített, leárnnyékolt fajtája felel a magerők nagyságáért, az atombomba pusztító erejéért. A jelen írás célja az erős kölcsönhatás fázisdiagramjának bemutatása.

A részecskefizika kölcsönhatásait (a már említett erős kölcsönhatás mellett ilyen a radioaktív béta-bomlásért felelős gyenge kölcsönhatás és a fotonokat leíró kvantumelektrodinamika) a kvantum-mezőelméletek adják meg. Ezen elméletek egyrészt mezőelméletek (más szóhasználattal térelméletek), azaz a dinamikai változókat, mezőket (más szóhasználattal tereket) a geometriai tér pontjaihoz rendeljük. Ilyen klasszikus példa a meteorológia. A hőmérséklet, nyomás, szélesség a tér különböző pontjaiban más és más, és időben fejlődik. A kvantum-mezőelméletek másik jellemzője, hogy kvantált elméletek. A legismertebb példa a kvantált elméletekre a kvantummechanika, amelyben a dinamikai változókat, az impulzust és a helyet nem számokkal, hanem egymással fel nem cserélhető operátorokkal jellemezzük. Ennek egyik jól ismert következménye a Heisenberg-féle határozatlansági reláció, valamint az is, hogy a test energiája nem lehet tetszőleges, hanem csak bizonyos meghatározott érték. Az energia kvantált. A kvantum-mezőelméletek ezen két fizikai leírasi mód ötvözéséből születtek. A dinamikai változók a mezők, melyeket a meteorológiával ellentétben már nem számokkal, hanem egymással fel nem cserélhető operátorokkal írunk le. Ezen elmélet szerint is az energiaszintek meghatározottak, kvantáltak. Ezen kvantumokhoz azonban már nemcsak meghatározott energiát, hanem impulzust, impulzusmomentumot, részecskeszámot is rendelhetünk. Kézenfekvő tehát a gondolat, hogy az elemi részek fizikáját ezen részecskék, ezen kvantumok segítségével írjuk le.

Rendkívül meglepő az a tény, hogy a fenti elképzelést kiegészítve két, szinte triviális feltétellel az elemi részek világának szinte minden jelensége nagy pontossággal leírható. Ezen két feltétel egyike az önellentmondás-mentes-

1. ábra. A víz vázlatos fázisdiagramja hőmérséklet (T) nyomás (p) síkon. Az egyes fázisvonalak azon p - T értékeket jelölik, ahol több fázis tud együtt létezni. Így például közöségi légköri nyomáson (1 atm) a víz és jég 0°C -on, a víz és gőz 100°C -on tud együtt létezni. A légköri nyomás felénél a víz és jég még mindig 0°C -on, míg a víz és gőz 82°C -on tud együtt létezni. A víz és gőz közötti fázisvonal végét egy kritikus pont jelöli. Ezen p - T értékeknél a fázisátmenet másodrendű. Ezen T és p értékek esetén a víz opálóssá válik, a korrelációs hosszak végtelenné válnak. A jelenséget kritikus opaleszcenciának hívjuk.





2. ábra. Az erősen kölcsönható anyag nyomása a hőmérséklet függvényében. A sávok az egyes közelítési rendek belső bizonytalanságát mutatják. A sötét vonal jelzi a rácseredményeket. Ahogy látható, a fokozatos közelítések módszere még arra sem képes, hogy megadja az ideális gáztól való eltérés előjelét.

ség (ezt minden végső elmélettől természetesen elvárjuk). A másik feltétel, hogy az elmélet alapegyenleteit bizonyos szimmetriatranszformációk változatlanul hagyják. A kvantum-elektrodinamikában ez a transzformáció az anyagtereknek egy egységnyi abszolút értékű komplex számmal való megszorozása. A gyenge kölcsönhatás esetében a szorzás 2×2 -es (speciális unitér) mátrixokkal, az erős kölcsönhatás esetében pedig 3×3 -as (ugyancsak speciális unitér) mátrixokkal történik. Szinte hihetetlen, hogy ezen egyszerű transzformációk a kölcsönhatásokat egyértelműen meghatározzák, és az eredmény teljes összhangban van a kísérletekkel. Ennek szinte emblemikus példája az elektron mágneses momentuma (annak a jellemzője, hogy egy elektront mágneses mezőbe téve, majd a mező irányától kissé eltérítve mekkora erők billentik vissza). Lenyűgöző, hogy ezt a mennyiséget a kísérletek 12 tizedes jegyre meg tudják határozni. Az elméleti fizikus számára talán még lenyűgözőbb viszont az a tény, hogy a fenti egyszerű elvek alapján – és persze sok fáradságos számolás után – a kísérleti eredményekkel teljesen egyező elméleti jóslatot tudunk adni. Ezek a számolások a perturbációs számítás keretében történtek. Ezen eljárás a lényege az, hogy valamely kis paraméter szerint hatványsor szerűen haladva fokozatosan közelítjük az eredményt. Az elektron mágneses momentumának pontos elméleti jóslata így azzal a ténnyel magyarázható, hogy a számításban a kvantum-elektrodinamika csatolási állandója, a finomszerkezeti állandó, $1/137$ igen kicsi szám. Sajnos a perturbációs számítás, a fokozatos közelítések módszere, nem mindig alkalmazható. Ha a csatolási állandó nagy, akkor a perturbatív sortól nem várhatunk konvergenciát. Az erős kölcsönhatás, ahogy neve is mutatja, egy nagy csatolási állandót tartalmazó, erősen kölcsönható elmélet. A 2. ábra mutatja az erősen kölcsönható anyag nyomását a hőmérséklet függvényében (a nyomást szokás az irodalomban az ideális gáz nyomásával normálni). A vezető rendű eredmény mellett feltüntettük az azt követő 3 további rendet is. A sort a finomszerkezeti állandóhoz hasonló, erős csatolási állandó négyzetgyöke szerint rendezzük. A sávok az egyes közelítési rendek belső bi-

zonytalanságát mutatják. A sötét vonal jelzi a nem perturbatív, úgynevezett rácseredményeket. Ahogy látható, a fokozatos közelítések módszere még arra sem képes, hogy megadja az ideális gáztól való eltérés előjelét.

A probléma megoldása csak egy másik módszer, az rácselmélet segítségével lehetséges. A rácselmélet a teret és időt nem folytonos változóként kezeli, hanem egy ráccsal helyettesíti. (Hasonló rácsot használnak az időjárás-előjelzés során, amikor különböző földrajzi helyeken és magasságokban mérik a hőmérsékletet, szélirányt és a nyomást. Minden polgári repülőgép elvégzi repülés közben ezeket a méréseket, melyekből az adatok összesítése és persze jelentős számolások után végül az időjárás-előjelzések készülnek.) A részecskefizikában a rács rácspontraiba az elmélet mezőerősségeit írjuk. Láttuk, hogy kvantumelméleteket egymással fel nem cserélhető operátorok segítségével írhatunk le. Létezik egy másik (Feynman Nobel-díjas amerikai kutató nevéhez fűződő) pályaintegrálos leírási mód, mely jobban illeszkedik a rácsformalizmushoz. A kvantummechanikai átmeneti amplitúdót úgy határozzuk meg, hogy minden létező klasszikus pályára összeadjuk az $\exp(iS)$ fázisfaktorokat (i a képzetes egységgyök, S az adott klasszikus pályához tartozó hatás; érdemes megjegyezni, hogy klasszikus fizikában egy pálya létezik, és ezt a hatást minimalizálása választja ki). Igen egyszerű a fenti eljárást mezőelméletek kvantálására használni. Ebben az esetben minden létező mezőkonfigurációra adjuk össze az $\exp(iS)$ fázisfaktorokat. Mivel ezen fázisfaktorok igen erősen oszcillálnak, célszerű a számolásokat euklideszi téridőben elvégezni. Itt az idő formálisan a képzetes irányba halad, a fázisfaktorokból pedig $\exp(-S)$ alakú, a statisztikus fizikából jól ismert, Boltzmann-faktorok lesznek. Ezen Boltzmann-faktorok összegét euklideszi állapotösszegnek hívjuk.

Az egyes jelenségeket az állapotösszeg numerikus meghatározásával, nagy számítógépekkel számítjuk ki. Manapság 10 milliárd dimenziós integrálokat számolunk. Másodpercenként ezermilliárd műveletre van szükség, amely nyilván szuperszámítógépeknek való feladat.

Ilyen szuperszámítógép például a japán Earth Simulator, Földszámoló. Másodpercenként sok ezermilliárd műveletet végez, de sajnos az ára is dollármilliárd nagyságrendű. Magyarországon ez az út nem járható. Ezért az ELTE-n kifejlesztettünk egy szuperszámítógépet, mely a részecskefizikában versenyképes a japán géppel, de annak töredékébe kerül. Ez annak tudható be, hogy mi személyi számítógépekből építkezünk, és nem készen vesszük a szuperszámítógépet. A személyi számítógépek a számítási képességeikhez képest nagyon olcsók. Ez az óriási piac miatt van. A hétköznapi életben a számítógépipar egyik húzóereje a számítógépes játékok iránti igény. Az ezekben megjelenő forgatás csoportja matematikai értelemben nagyon hasonló (azzal lokálisan izomorf) a standard részecskefizikai elmélet egyik szimmetriatranszformációjához. Azaz, ameddig a személyi számítógépek gyártói arra törekednek, hogy a játékprogramok minél gyorsabban fussanak, és ennek megfelelően huzalozzák be a processzorokat, addig a részecskefizikai számítások is egyre gyorsabbak lesznek. Persze programozási szinten el kell menni a megfelelő szintig.

A számítástechnika másik húzóereje az internet. Ma már a gigabites hálózati kártya, gigabites hálózati kapcsoló standardnak számít. De nem kell feltétlenül switchen keresztül vinni az adatot. Ezért aztán feloszthatjuk a világegyetemet apró részekre, ezeket számoljuk egy-egy személyi számítógépen, és mindegyik részt összekötjük egy gigabites kábel által a szomszédjával. Ezt megtehetjük, hiszen a történések csak a közvetlen környezettől függenek. Az ELTE személyi számítógépekből készített egy szuperszámítógépet. 4 gigabites kártyát tettünk egy gépbe, és mint egy kockás papíron, összekötöttük a négy szomszédjával. Ilyen típusú számítógépek – melyet az irodalomban Budapest-rendszernek neveztek el – ma már a világ számos helyén működnek.

Térjünk vissza az erős kölcsönhatás elméletéhez, a kvantum-színdinamikához (QCD). Mint minden elméletet, ezt is a klasszikus Lagrange-függvénye révén célszerű megadni. A klasszikus Lagrange-függvény ismeretében a későbbiek során dől el, hogy egy elméletet klasszikus elméletként kezelünk, vagy operátoros, illetve pályaintegrálos módon kvantálunk-e.

A kvantum-színdinamikához nagyon hasonlít az elektrodinamika. Az elektrodinamikában az elektromos és mágneses mezőket, tereket (modern szóhasználattal a mértéktereket) az A vektorpotenciál, az elektron terét pedig egy ψ változó segítségével adjuk meg. A Lagrange-függvény a következő, jól ismert módon írható fel.

$$L = -\frac{1}{4g^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi} \left[i\gamma_{\mu} (\partial^{\mu} + iA^{\mu}) + m \right] \psi, \quad (1)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu}.$$

A fenti alakot a közismert mértékinvariancia lényegében egyértelműen meghatározza. Mértékinvariancia alatt azt értjük, hogy a Lagrange-függvény invariáns a mértéktranszformációkra. Egy mértéktranszformáció során a fermionteret egy helytől függő fázis tényezővel szorozzuk, a vektorpotenciálhoz pedig egy konstans szorzó erejéig a fázis argumentumának a négyesdivergenciáját adjuk. A Lagrange-függvény első tagja a mértéktag, mely ebben az egyszerű ábeli esetben négyzetes ($\bar{\psi} \gamma A \psi$). A második tag a fermiontag, melyben megjelenik a fermion-mértékbozon kölcsönhatás. A Dirac-mátrixokat γ_{μ} jelöli, míg a tömeget m .

Kézenfekvőnek tűnik a fenti Lagrange-függvény nem-ábeli általánosítása. Ezen általánosítás során az A tér ne egy valós szám legyen, hanem 2×2 (gyenge kölcsönhatás), 3×3 (erős kölcsönhatás) nulla átlósösszegű mátrix. Ez az általánosítás értelemszerűen azt is jelenti, hogy a fellépő $A\psi$ jellegű szorzatok miatt a ψ -nek a Dirac-indexen felül 2 vagy 3 úgynevezett „színindexe” is van.

$$L = -\frac{1}{4g^2} \text{tr} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi} \left[i\gamma_{\mu} (\partial^{\mu} + iA^{\mu}) + m \right] \psi, \quad (2)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu} + i[A_{\mu}, A_{\nu}].$$

Hasonlóképpen az ábeli esethez (elektrodinamikához) a mértékinvariancia a nem-ábeli esetben is lényegében egyértelműen kijelöli ezt az alakot. Érdeemes megjegyezni, hogy az elektrodinamikával ellentétben a közvetítő

mező (A) önkölcsönhatásra képes, mely az utolsó tagban jelenik meg: $i[A_{\mu}, A_{\nu}]$. Az ábeli esetben a mértékterek valós számok, az ilyen kommutátor típusú tagok zérus értéket vesznek fel. Nem-ábeli esetben az A tereket mátrixokkal írjuk le, így a kommutátorok nemzérus értéket vesznek fel.

Ráctérelméleti számolásokhoz az A tereket a rács élein, fermionikus tereket a rács rácspontjain értelmezzük. Az állapotösszeg a következő alakot veszi fel.

$$Z(g) = \int \mathcal{D}A \exp(-S_g) \det M(A). \quad (3)$$

Az állapotösszegben a fent említett módon az összes létező mértékkonfigurációra összegzünk. Ezt az összegzést jelöltük formálisan $\int \mathcal{D}A$ -val. A statisztikus fizikából jól ismert Boltzmann-faktor az $\exp(-S_g)$ tag, ahol a Lagrange-függvény első tagja, a mértéktag adja S_g -t. g a Lagrange-függvényben is már szereplő csatolási állandó, mellyel a későbbiek során a hőmérsékletet (T) fogjuk változtatni; kis g magas, míg nagy g alacsony hőmérsékletet jelent (ennek az az oka, hogy a rács fizikai mérete a hőmérséklet reciprokával arányos, kis g kis rácsállandót, így magas hőmérsékletet jelent). A g és T közötti egyértelmű kapcsolat miatt a továbbiakban a számunkra fontosabb T változót célszerű használni. A Lagrange-függvény második, fermionikus tagra vonatkozó összegzése analitikusan elvégezhető, és ez eredményezi $\det M(A)$ -t. $M(A)$ -t fermionmátrixnak nevezzük. Ez a mátrix a Lagrange-függvény második tagjának diszkretizálásából származó $N \times N$ mátrix, ahol N a rács pontjainak a száma. A mátrix elemei a Lagrange-függvényből leolvashatók. A $\bar{\psi}(x) m \psi(x)$ tag arra vezet, hogy a diagonális tagokban a tömeg, m jelenik meg, míg a derivált tag a szomszédos rácspontok között teremt kapcsolatot. A többi mátrixelem eltűnik. Ezek alapján látható, hogy a mátrix igen ritka, a diagonális és a diagonális melletti elemek kivételével minden elem zérus.

A ráctérelmélettel mint módszerrel számos eredménye ellenére volt egy megoldhatatlannak tűnő probléma. Képes volt vákuumban, zérus anyagsűrűség mellett választani a kérdéseinkre, de sajnos egészen a közelmúltig semmilyen eredményt nem kaptunk nemeltűnő anyagsűrűség mellett (a fizikusok által használt fontosabb név a véges barionsűrűség, barionoknak nevezzük például a protont és a neutron). Ennek oka az elméleti fizika számos területén fellépő úgynevezett előjelprobléma. Zérus anyagsűrűség esetén a fizikai mennyiségek kiszámításához szükséges állapotösszeg egyes tagjai mind pozitívak. Nem eltűnő anyagsűrűség mellett az állapotösszegben mind pozitív, mind negatív tagok megjelennek, melyek nagyrészt kölcsönösen kiejtik egymást. Ennél is súlyosabb a negatív előjellel összefüggő következő probléma. A ráctérelméletben fontossági mintavételt alkalmazunk. Ennek során, az egyes mezőkonfigurációk olyan valószínűséggel jelennek meg, mint amilyen nagy az állapotösszegben a járulékuk. Ha azonban a járulék negatív, akkor nem létezik hozzá tartozó valószínűség. Ez a probléma minden fontossági mintavételen alapuló eljárást lehetetlenné tesz. Ezért nem léteztek ráctérelméleti eredmények nem eltűnő anyagsűrűség mellett.

Az elmúlt években ezen a területen robbanásszerű változásnak lehettünk szemtanúi. Először az úgynevezett többparaméteres átsúlyozás eljárásával sikerült erre a fizikailag nagyon fontos kérdésre választ adni nem eltűnő anyagsűrűség mellett, majd számos új módszer is megjelent az irodalomban.

A nem eltűnő anyagsűrűséget fizikailag a jól ismert μ kémiai potenciál segítségével vezetjük be. Minél nagyobb μ , annál nagyobb az anyagsűrűség. A szokásos leírási mód a nagy kanonikus állapotösszeg. A Lagrange-függvény kiegészül a kémiai potenciál és az anyagsűrűség szorzatát tartalmazó taggal, majd elvégezzük a mértéktérre és a fermionikus terekre a szokásos összegzést. A már említett, fermionikus tagra vonatkozó analitikusan elvégezhető összegzés után megjelenő determináns így egy μ -tól függő tagot eredményez $\det M(A, \mu)$. Az állapotösszeg így a következő alakot veszi fel:

$$Z(T, \mu) = \int \mathcal{D}A \exp(-S_T) \det M(A, \mu). \quad (4)$$

A fizikai kérdések megválaszolása szempontjából rendkívül fontos az a tény, hogy $\det M(A, \mu=0)$ mindig pozitív valós szám, míg $\det M(A, \mu \neq 0)$ már nem az (a másik tag, $\exp(-S_T)$ mindig pozitív valós). Ez a lehetséges előjelváltozás vezet a már említett, híres előjelproblémára. Zérus kémiai potenciálnál, egy adott mértékkonfiguráció állapotösszegbeli járuléka $\exp(-S_T) \det M(A, \mu=0)$ pozitív valós szám, amelynek – adott normálási faktor bevezetésével – 0 és 1 közötti valószínűségi értelmezést adhatunk. Az állapotösszeg fontossági mintavételezésen alapuló kiszámítási módja, ezt a valószínűségi értelmezést használja ki, éppen ezzel a valószínűséggel veszi bele az adott mértékkonfigurációt a mintába. Az állapotösszeget néhány (általában ezer körüli), nagy súllyal szereplő, így a mintavételezés során nagy valószínűséggel megjelenő konfiguráció révén ki tudjuk számítani. Drámaian megváltozik a helyzet nem zérus kémiai potenciál esetében. Egy adott mértékkonfiguráció állapotösszegbeli járuléka $\exp(-S_T) \det M(A, \mu \neq 0)$ már nem pozitív valós szám, így 0 és 1 közötti valószínűségi értelmezést nem adhatunk neki. Ez egyben azt is jelenti, hogy a valószínűségen alapuló fontossági mintavételezésre nincs lehetőség. Ezen eljárás nélkül, az állapotösszeg közvetlen, minden egyes térkonfigurációt felölelő kiszámítása technikailag lehetetlen (az összeadandó tagok száma olyan nagy, hogy ha az Univerzum minden egyes atomja egy klasszikus számítógép lenne, amelyben fénysebességgel mozgó elektronok számolnának, akkor sem lenne elegendő a számítások elvégzéséhez a Világegyetem 15 milliárd éves teljes történelme).

A többparaméteres átsúlyozás módszere a következő módon alakítja át az állapotösszeget.

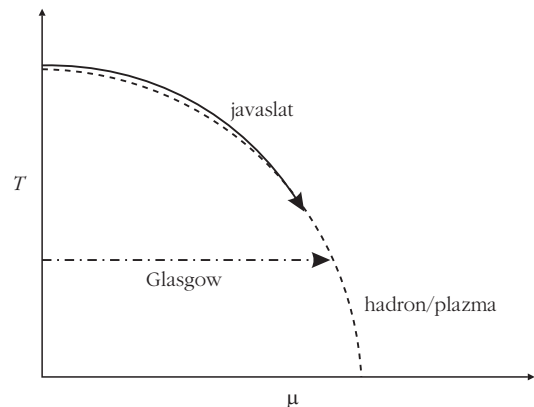
$$\begin{aligned} Z(T, \mu) &= \int \mathcal{D}A \exp(-S_T) \det M(A, \mu) = \\ &= \int \mathcal{D}A \exp(-S_{T_0}) \det M(A, \mu=0) \times \\ &\quad \times \left[\exp(-S_T + S_{T_0}) \frac{\det M(A, \mu)}{\det M(A, \mu=0)} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

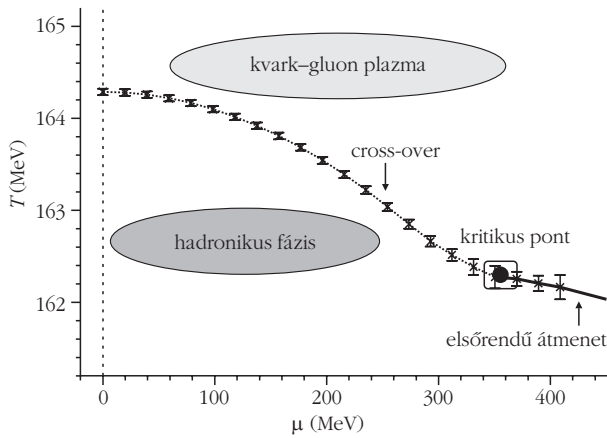
Ezen azonos átalakítás során bevezettük a T_0 segédhőmérsékletet. A fontossági mintavételezés T_0 hőmérsékleten és $\mu = 0$ kémiai potenciál mellett történik (a zérus kémiai potenciál nem vezet előjelproblémára). Ez az átalakított állapotösszeg első két tényezője. A kifejezés többi részét súlyként értelmezzük. Mivel ez a rész tartalmazza $\det M(A, \mu)$ -t, ezért a súly nem mindig pozitív. A fontossági mintavételezés problémája megoldódott, az elméletnek a váltakozó előjelekkel kapcsolatos tulajdonsága pedig áthelyeződött egy oszcilláló súlyokból álló összeg kiszámítására. Természetesen az eljárás működőképessége azon múlik, hogy a fenti módon bevezetett fontossági mintavételezés során ($T_0, \mu = 0$ paramétereknél) valóban a vizsgálni kívánt elmélet ($T, \mu \neq 0$ paramétereknél) fontos konfigurációi jelennek-e meg.

Az irodalomban korábban használt úgynevezett Glasgow-módszer mélyen a hadronikus fázisban gyűjtött térkonfigurációkat. Ezeket a fenti módon súlyokkal látta el, és így számította ki az állapotösszeget. Nyilvánvaló, hogy a T tengelyen gyűjtött térkonfigurációk fizikai tartalma teljesen más, mint a a fázishatár túloldalán lévő fázist jellemző konfigurációké, ezért nem is várható, hogy bármilyen információt szolgáltatassanak a másik fázisról. Ezért volt a Glasgow-módszer sikertelen. A többparaméteres átsúlyozás magában a T tengelyen megjelenő fázisátmeneti pontban gyűjt térkonfigurációkat. Mivel ezen konfigurációk sokasága vegyesen tartalmazza a két fázisra jellemző konfigurációkat, ezért kézenfekvőnek tűnik, hogy ezeket lássuk el a megfelelő súlyokkal. A fázishatár mentén átsúlyozva ki tudjuk elégíteni azt a fizikai elvárást, hogy a fázisátmenet során a két fázis együtt tudjon létezni. A két eljárás fizikai tartalmát a 3. ábra illusztrálja.

A fenti módszerrel lehetőség nyílt nemeltűnő kémiai potenciál esetén is az erős kölcsönhatás vizsgálatára. Az általunk vizsgálni kívánt fázisátmenet, matematikai értelemben egy szingularitás, valójában véges térfogaton soha nem jelenik meg, csak a végtelen térfogati határesetben. Célunk, az átmenet típusainak feltérképezése, a fázisdiagram megadása a T - μ síkon, csak a térfogattfüggés feltérképezésével valósítható meg. A fázisátmenetnek megfelelő szingularitást végtelen térfogati limeszben az állapotösszeg zérushelye jelzi (érdemes emlékeztetni arra a tényre, hogy a például a nyomást $\log Z$ segítségével ad-

3. ábra. A Glasgow-módszer és a többparaméteres átsúlyozás módszereinek illusztrálása.





4. ábra. Az erősen kölcsönható anyag fázisdiagramja a kémiai potenciál (μ) – hőmérséklet (T) síkon.

juk meg). Véges térfogaton is megjelennek ilyen zérushelyek – Lee–Yang-zérók –, igaz ezek nem fizikai, komplex hőmérsékletekhez tartoznak. Amennyiben végtelen térfogati limeszben a rendszer valódi fázisátmeneteken megy keresztül, akkor a Lee–Yang-zérók a térfogat növekedésével ráhúzódnak a valós tengelyre. Amennyiben csak egy gyors, de analitikus átmenettel állunk szemben, akkor a Lee–Yang-zéróknak a végtelen térfogati limeszben is lesz nem eltűnő képzetes részük, az átmenet analitikus marad. A Lee–Yang-zérók képzetes részének vizsgálata így lehetővé teszi a szingularitásra vezető fázisátmenet és az analitikus átmenet megkülönböztetését.

A 4. ábra mutatja a végeredményt. Két fázist különböztetünk meg. Az alacsony hőmérsékletű fázist hadronikus fázisnak nevezzük (ebben a fázisban a tipikus szabadsági fokok a hadronok, kvarkokból és antikvarkokból álló kötött részecskék). A magas hőmérsékletű fázist kvark-gluon plazma fázisnak nevezzük (ebben a fázisban a tipikus szabadsági fokok a kvarkok és gluonok). A két állapot közötti átmenetet $\mu = 0$ esetén az irodalom részletesen tanulmányozta. Egészen a közelmúltig teljesen ismeretlen volt viszont az átmenet függése az anyagsűrűségtől, illetve az anyagsűrűség hangolására alkalmas kémiai potenciáltól. Ahogy a 4. ábrán láthatjuk, zérus és kis kémiai potenciál esetén a két fázis közötti átmenet egy gyors cross-over. Egy adott hőmérséklet (kb. 162 MeV) és kémiai potenciál (kb. 360 MeV) esetén a fázisátmenet másodrendű. A fázisdiagram ezen pontját hívjuk kritikus végpontnak. Ebben a pontban a kritikus opaleszcenciához hasonló jelenségek kísérleti megjelenését várjuk. Ennél is nagyobb kémiai potenciál, illetve kisebb hőmérséklet esetén a fázisátmenet elsőrendűvé válik.

A fázisdiagram kritikus pontjának tanulmányozása a németországi GSI (Darmstadt) kutatóintézetben épülő új részecskegyorsító egyik elsőleges célja.

Összefoglalva azt mondhatjuk, hogy az erős kölcsönhatás segítségével adhatunk arra a kérdésre választ, hogy mi történik bármilyen anyaggal, ha egyre jobban felmelegítjük, illetve egyre jobban összenyomjuk. Egy új rácstérelméleti módszer segítségével sikerült a fázisdiagram meghatározása, melynek kísérleti ellenőrzése a közeljövő feladata.

AMIT A CUNAMIKRÓL ÉS OKAIRÓL MA TUDUNK

Bárdossy György
ny. egyetemi tanár

A 2004. december 26-án bekövetkezett cunami óta rengeteg újságcikk, rádió- és tévéműsor látott napvilágot erről a természeti jelenségről és pusztító következményeiről. Sajnos számos téves és ellentmondásos értékelés is megjelent. Most, bő évvel e természeti katasztrófa után időszzerű objektív vizsgálat tárgyává tenni, hogy mi az, amit a cunamiról és ezek kiváltó okairól ma tudunk és mi az, amit nem. Ez tanulmányom célja. Értékelésben elsősorban az Egyesült Államok Földtani Szolgálatának (USGS), valamint a Nemzeti Óceán és Atmoszféra Adminisztráció (NOAA) jelentéseit, továbbá *Meskó Attila*, a Magyar Tudományos Akadémia főtitkára közelmúltban megjelent tanulmányát vettem alapul (*História* 2005. 8. szám), de felhasználtam minden, a szaksajtóban és az interneten elérhető szakmai információt is.

Tengeri hullámfajták

A cunami japán szó, a „cu” jelentése kikötő, a „nami” hullámot jelent. Az óceánokon és tengereken háromféle hullámot lehet megkülönböztetni. Leggyakoribb a szél

által keltett „normális” hullám, de az árapály jelensége is hullámot kelt. Végül maga a cunami is hullám, illetve hullámok sorozata. E három hullámfajta tulajdonságai alapvetően eltérnek egymástól.

A szél által keltett hullámok maximum 8–10 m mélyséig nyúlnak le, amplitúdójuk nem haladja meg a 20 métert, 100–500 méteres hullámhossz mellett 20–50 km/óra sebességgel terjednek.

Az árapályhullám 10–30 méter mélyre terjed, amplitúdója 2–10 méter, hullámhossza 1–2 km, terjedési sebessége 20–40 km/óra.

A fentiekől alapvetően eltér a cunami, hiszen az egész víztömeg mozdul meg, amplitúdója csupán 0,4–2 méter, hullámhossza viszont 100–300 km és terjedési sebessége 500–1000 km/óra.

Mind ezek az adatok a nyílt tengerre érvényesek. A partokhoz közeledve a szél által keltett hullámok feltorlódhatnak, átbuknak, és így érik el a partot. Egyes különösen erős szélviharok, például hurrikánok vihardagályt hoznak létre, amikor a hullámok mellett a tenger szintje is több méterrel megemelkedik. Ez történt 2005 augusztusában New Orleans térségében a Katrina hurrikán hatására.