

# Állapotegyenlet

Magreakciók alacsony energiától nagy energiáig

Lökös Sándor

Házi védés, 2013. október 22.

1. Tágulás, fragmentáció és az entrópia-rejtély
  - ▶ Összenyomás és tágulás
  - ▶ Kvantumstatisztikai modell és a fragmentáció
  - ▶ Termális fragmentálódás
  - ▶ Könnyű fragmentumok és az entrópia-rejtély

1. Tágulás, fragmentáció és az entrópia-rejtély
  - ▶ Összenyomás és tágulás
  - ▶ Kvantumstatisztikai modell és a fragmentáció
  - ▶ Termális fragmentálódás
  - ▶ Könnyű fragmentumok és az entrópia-rejtély
2. Pion hozam és a nukleáris energia

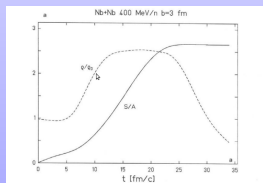
1. Tágulás, fragmentáció és az entrópia-rejtély
  - ▶ Összenyomás és tágulás
  - ▶ Kvantumstatisztikai modell és a fragmentáció
  - ▶ Termális fragmentálódás
  - ▶ Könnyű fragmentumok és az entrópia-rejtély
2. Pion hozam és a nukleáris energia
3. Kollektív tágulás
  - ▶ Spektrum
  - ▶ Nagy multiplicitású adatok
  - ▶ Event by event analízis
  - ▶ A reakciótermékek azimutális felbontása
  - ▶ Makroszkópikus analízis
  - ▶ Mikroszkópikus analízis

# 1. rész – Összenyomás és tágulás

- ▶ Történetileg az előbb bemutatott, hidrodinamikai megközelítést használták
- ▶ Most egy intuitívabb modell látunk majd, termodinamikai fogalmakkal
- ▶ Motiváció: az összenyomásnál a makroszkópikus mennyiségekre vagyunk kíváncsiak
- ▶ A hidrodinamikai modellek és a VUU, mint input igényli az ÁE-t, ami a legtöbbször nem könnyű

# 1. rész – Összenyomás és tágulás

- ▶ A hidrodinamikai koncepciók a következőkre épülnek:
  - ▶ Az ütköző nagyenergiás magok átfedő része megáll és kialakul egy erősen nem-lineáris lökeshullám
  - ▶ Magas hőmérséklet, nyomás és sűrűség keletkezik
  - ▶ Elhagyva ezt a régiót a hőmérséklet esik egy kvázi-adiabatikus hidrodinamikai tágulásban
  - ▶ Az entrópia közel konstans marad a legnagyobb sűrűség elérésekor
  - ▶ A tágulás hidrodinamikai leírása érvényét veszti a fragmentációval



- ▶ Miért fontosak a fragmentumok? Az egyetlen informátoraink a kezdeti állapotról (bonyolult kérdés)
- ▶ Kvantumstatisztikai megközelítés

# 1. rész – Kvantumstatisztikai modell és a fragmentáció

- ▶ Kis és közepes tömegű fragmentumok ( $\pi, K^{0/\pm}, p, \bar{p}$ )
- ▶ Két fő kérdés:
  - ▶ Hol keletkeznek a legtöbben? (Térbeli eloszlásfüggvény)
  - ▶ Milyen impulzussal keletkeznek? (Impulzustérbeli eloszlásfüggvény)
- ▶ Feltesszük, hogy a folyadék barionszáma és az energia/részecske aránya megmarad
- ▶ Barionszám és töltés megmaradás:

$$\bar{Z} = \sum_{i=1}^N n_i(Z_i, N_i) Z_i$$

$$\bar{N} = \sum_{i=1}^N n_i(Z_i, N_i) N_i$$

# 1. rész – Kvantumstatisztikai modell és a fragmentáció

- ▶ Egyensúly van a  $V_{ext}$  térfogatban  $T$  hőmérsékleten
- ▶ Minden részecske szabadon mozog a  $V = V_{ext} - \sum_i n_i V_i$  térfogatban
- ▶ Fermionokra érvényes

$$\left(\frac{\hbar}{m_i k T}\right)^3 \frac{N_i}{g_i V} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} F_{FD}(\nu_i)$$

ahol  $\nu_i = \mu_i/kT$  és  $F_{FD}(\nu) = \int_0^\infty dx \frac{\sqrt{x}}{\exp(x-\nu)-1}$

- ▶ Ez utóbbi kiértékelését táblázatok is segítik



# 1. rész – Kvantumstatisztikai modell és a fragmentáció

- ▶ Bozonokra érvényes

$$N_i = \frac{1}{\exp(\alpha_i) - 1} + \frac{g_i V}{\left(\frac{\hbar}{m_i k T}\right)^3} F_{BE}(\alpha_i)$$

ahol  $\alpha_i = \mu_i/kT$  és  $F_{BE}(\alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-n\alpha)}{n^{3/2}}$

- ▶ Az egyensúly miatt fenn kell álljon a

$$\mu_i = Z_i \mu_p + N_i \mu_n + E_i$$

ahol  $E_i = Z_i m_p c^2 + N_i m_n c^2 + m_i c^2$  a kötési energia a  $(Z_i, N_i)$  rendszerben

# 1. rész – Termális fragmentálódás

- ▶ A nukleon belsejében lévő folyadékcellák termális impulzuseloszlását a Fermi eloszlás írja le
- ▶ Minden fragmentumot a laborrendszerbe transzformálunk  $\beta_j$  boosttal
- ▶ A megfigyelt részecske impulzusvektora ( $\mathbf{p}$ ) függ a megfigyelt energiától és két szögtől

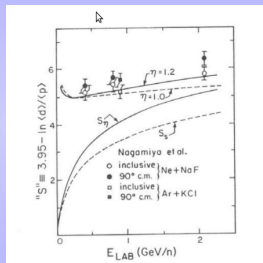
$$\mathbf{p} = \sqrt{(W^2 - m^2)} = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$$

ahol  $W = E + m$

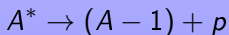
- ▶ Így ki lehet számolni a fragmentumok spektrumát és szögeloszlását

# 1. rész – Könnyű fragmentumok és az entrópia-rejtély

- ▶ Emlékezzünk: az entrópiának volt egy konstans szakasza
- ▶ Ez enged következtetni az anyagra
- ▶ A kísérleti adatok nem egyeznek jól!



- ▶ Megoldás: be kell tenni a neutron protonba bomlását is
- ▶ Még jobb, ha a nem-stabil nukleonokat vesszük:



- ▶ Ez nagyon fontos, ha  $E_{lab} < 400 \text{ MeV}$

# 1. rész – Könnyű fragmentumok és az entrópia-rejtély

- ▶ Az entrópiafüggést nem lehet egyszerűen megadni, de numerikus számolásokból lehet valamit mondani stabil és nem-stabil részecskék esetén is
- ▶ Azonban a protonba bomlás erősen függ a multiplicitástól
- ▶ Ez periferikus ütközéseknél, melyek dominálják a spektrumot, kicsi
- ▶ A kísérletek azt mutatják, a termodinamikai megközelítés csak nagy multiplicitás esetén alkalmazható

## 2. rész – Pion hozam és a nukleáris energia

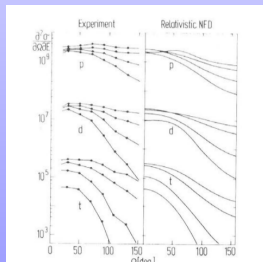
- ▶ A nukleáris folyadékkép használható arra, hogy megjósoljuk a pion hozamot
- ▶ A hozam „ÁE függését”
- ▶ Az adatok csak „kemény” összenyomás mellett magyarázhatók, azonban a pillanatszerű kifagyás feltevése a nagy sűrűségű állapotban a pionhozam túlbecsléséhez vezethet
- ▶ Mikroszkópikus szinten a VUU elmélethez fordulunk
- ▶ a Különböző izospinű pionok a  $\Delta$  rezonancia bomlásából származnak az elemi nukleon-nukleon ütközésekből
- ▶ A VUU-ba be kell tenni a Pauli-elvet és az összenyomásnak ellentartó energiát.

### 3. rész – Spektrum

- ▶ A hidrodinamikai modellből lehet számolni egy kifagyás utáni spektrumot
- ▶ Részleteket lehet megtudni a reakciókról
- ▶ Kis impakt paraméternél a számolások nem mutatnak oldalirányú tágulást, míg nagynál igen
- ▶ Kísérleti adatok ezt alátámasztják

### 3. rész – Nagy multiplicitású adatok

- ▶ Az első jelek a kollektív felfúvódásra a nagy multiplicitású kísérletekben volt, ahol a  $He$  szögeloszlása aszimmetrikus reakciók ( $C + Ar$ ) esetén nem volt izotróp, oldalirányú maximumot mutatott
- ▶  $Ne + U$  esetén a könnyű fragmentumoknál ( $p, d, t$ ) is megfigyelték
- ▶ A hidrodinamikai modellek helyes jóslatokat tettek
- ▶  $E_{lab} > 500 MeV$  a relativisztikus effektusok fontosak lesznek



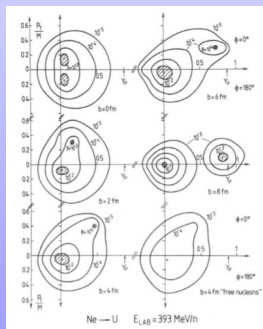
### 3. rész – Nagy multiplicitású adatok

- ▶ Az előre emittálás elnyomott
- ▶ Nagyobb elektromos töltésűekre még inkább jellemző az oldalirányú maximum, pl.:  $\alpha$  részecskékre
- ▶  $^2H, ^3H$ -re élesebb maximum, mint a proton esetén
- ▶ Nem számolható lényeges impakt paraméter függés  $\rightarrow$  nem használható a részletek kiderítésére a  $\phi$ -re átlagolt hatáskeresztmetszet
- ▶ Tegyük fel azimutális függést



### 3. rész – Event by event analízis

- ▶ A nagy kollektív longitudinális és transzverz impulzusátadás a „résztvevők” lökeshullámbeli nagy nyomásától alakul ki
- ▶ Így kinyomva a nukleáris anyag egy részét ellenkező irányokba ( $\Delta\phi = 180^\circ$ )
- ▶ Eszköz lehet az  $\bar{A}E$ -hez, nevezetesen az  $E(\rho, T)$  függvény kiderítéséhez

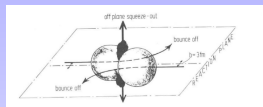


### 3. rész – A reakciótermékek azimutális felbontása

- ▶ A jetek maximumai közötti távolság információt adhat az anyag transzporttulajdonságairól
- ▶ Pl.: a viszkozitás befolyásolja a kollektív áramlást
- ▶ Adható egy snapshot a mozgás-, a hőmérséklet- és a tömegeloszlásról csakúgy mint az energiáról és impulzusról az érdekes tartományban
- ▶ Ehhez mérni kell a hármas differenciális hatáskeresztmetszetet:  $\frac{d^3\sigma}{d\cos\theta d\phi dE}$
- ▶ Ehhez szükséges a „reaction plane” ismerete, ahol a  $\Delta\phi = 0^\circ, 180^\circ$
- ▶ Ez mérhető

### 3. rész – A reakciótermékek azimutális felbontása

- ▶ Persze ez függ az impakt paramétertől



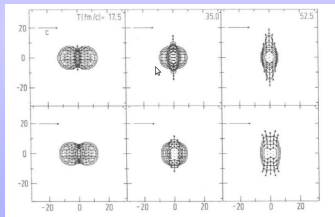
- ▶ Ha a „reaction plane” meghatározott, számolhatjuk az abba eső és az azon kívüli impulzuskomponenseket
- ▶ Kiderül, hogy ha  $b \approx 0 \rightarrow \langle p_f \rangle = \max$ .
- ▶ Egyébként az oldalirányú „flow” egyre kisebb
- ▶ Centrális ütközéseknél azonban az *impulzustér*beli eloszlás szimmetrikus

### 3. rész – Makroszkópikus analízis

- ▶ A hatáskeresztmetszettel vizsgálhatjuk a „klasszikus” mennyiségeket, a reakció végállapotbeli jeleit
- ▶ Fontos, hogy találjunk több olyan mennyiséget, amit csak az összenyomott fázisbeli állapot határoz meg
- ▶ Tudnunk kell, hogy az anyag megáll-e és összenyomódik, vagy sem
- ▶ Ilyen mennyiség lehet, a *sűrűség*
- ▶ Nem figyelhető meg a kísérletekben
- ▶ Mi a helyzet az impulzussal? A különböző komponensekkel más történik a reakció során. Később még előkerül

### 3. rész – Makroszkópikus analízis

- ▶ Érdekes mennyiség az *entrópia*
- ▶ Akkor keletkezik, amikor a nukleáris anyag megáll és összenyomódik
- ▶ Amikor a sűrűség eléri a maximumát, az entrópia értéke szaturál
- ▶ A későbbi szakaszokban is van lényeges entrópiatermelődés



- ▶ Ha van viszkozitás (még) nehezebb kezelni
- ▶ Viszkózus leírás esetén entrópia keletkezik a táguló szakaszban is elhomályosítva a „tisztá” összenyomott állapotot

### 3. rész – Makroszkópikus analízis

- ▶ Ehelyett vezessük be a *kinetikus energiaáram tenzort* (kinetical energy flow tensor)
- ▶ Vizsgáljuk eseményről eseményre az töltött részecskék impulzusait
- ▶ Ebből származtathatók fizikai mennyiségek

$$F_{ij} = \sum \frac{p_i(\nu)p_j(\nu)}{2m_\nu}$$

- ▶ A globális változók érzékenységét szeretnénk megkapni az ütközés dinamikájától függően

$$F_{ij} = \sum_{\nu} \frac{p_i(\nu)p_j(\nu)}{2m_N} + \delta_{ij} E_T/3$$

- ▶  $F_{ij}$  sajátvektorait megfigyelve:  $\lambda_n = \bar{\lambda}_n + E_T/3$
- ▶ Bevezetjük az  $R_{13} = \frac{\lambda_1}{\lambda_3}$  és  $\theta_F = \arccos(\mathbf{e} \cdot \mathbf{z})$  mennyiségeket

### 3. rész – Makroszkópikus analízis

- ▶ Amikor a két nukleon megközelíti egymást, a KET nagyon „feszített”
- ▶ Aztán az anyag megáll, vagyis a tágulási hányados csökken
- ▶ Ezalatt a  $\theta = 0$
- ▶ A tágulás alatt a kinetikus tágulás dominál
- ▶ Hidrodinamikai modellben:
  - ▶  $\theta_F \in [0^\circ, 90^\circ]$  úgy, hogy  $b = 0 \rightarrow 90^\circ$ ,  $b > 0 \rightarrow 0^\circ$
  - ▶ A tágulás megadja a  $p_l$  és a  $p_t$  impulzusátadásokat az ütközésben
  - ▶ Ezért használható a nyomás megfigyelésére a nagysűrűségű szakaszban:

$$p_t = \int_t \int_f P(\rho, S) df dt$$

- ▶ Ha a tágulás karakterisztikája direkt függ a nyomástól, várható, hogy a függésből az ÁE keménységére következtethetünk
- ▶ Ehhez az  $R_{13}(E_{lab})$  kell megfigyelni. A számolásból erős függés jön ki

### 3. rész – Makroszkópikus analízis

- ▶ Tekintsünk egy aszimmetrikus példa folyamatot
- ▶  $Ar + Pb$  800 MeV/n, GSI-LBL- Heidelberg kollaboráció
- ▶ Hidrodinamikai számolás erre a mérésre relativisztikus kinematikával

$$F_{ij} = \sum_{\nu} w(\nu) p_i(\nu) p_j(\nu) \quad (1)$$

- ▶ Ezt a résztvevő részek határozzák meg
- ▶ Kísérletileg csak a töltött részekre az előremutató félgömbben (résztvevők CM rendszerében)
- ▶ Transzverz energia:

$$E_t = \sum_{\nu} \left[ \sqrt{p_t^2(\nu) + m^2(\nu)} - m(\nu) \right] \quad (2)$$

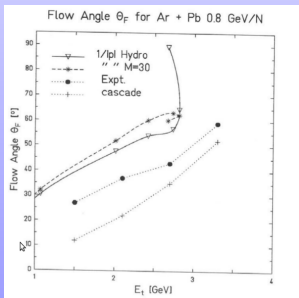
csökken az impakt faktor növelésével mind a hidro, mind más modellekben

- ▶ Lehet trigger jel!



### 3. rész – Makroszkópikus analízis

- ▶  $F_{ij}$ -t a  $w(\nu)$  súlyfüggvény diagonalizálja
- ▶  $w(\nu)$  választható:  $w(\nu) = \frac{1}{2m}$ ,  $\frac{1}{|\rho(\nu)|}$ ,  $\frac{1}{|\rho(\nu)|^2}$
- ▶ Kísérleti kérdés, elméleti szempontból egyenértékűek
- ▶ Ekkor azonban nem  $R_{13}$ -t, hanem  $R_{12}$ -t méri
- ▶ Növelve az  $E_t$ -t, azaz csökkentve az impakt paramétert  $\theta_F$  nő, azaz a tágulásban egyre inkább az oldalirányú tágulás játszik szerepet
- ▶ Eközben  $R_{12}$  csökken, ami itt nagyobb izotrópiát jelent

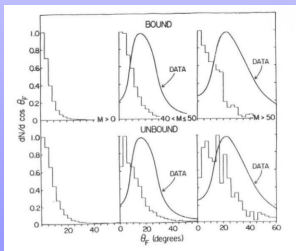


### 3. rész – Makroszkópikus analízis

- ▶ Sajnos egy javított, kvantitatív modell nem használható ebben a szakaszban
- ▶ Egyrészt a „finite-particle” effektus nincs igazán jól figyelembe véve, ami a hidrodinamikai számolást elrontja
- ▶ Azzal, hogy csak egy félgömböt vizsgáltunk, nem vettünk mindent figyelembe

### 3. rész – Mikroszkópikus analízis

- ▶ Az ÁE problémája továbbra is fennáll
- ▶ Hasonlítsuk össze a hidrodinamikai modell jóslatait az adatokkal több különböző ÁE esetén
- ▶ Mikroszkópikus megközelítés: NFM és VUU
- ▶ NFM-ben megint csak a kinetikus energiaáram tenzort használjuk
- ▶ A tágulási szög kvalitatív tulajdonságai hasonlóak, mint korábban: az impakt faktor növelésével elkezd nőni  $0^\circ$ -tól  $90^\circ$ -ig
- ▶ Jólol a modell egy csúcsot a szögeloszlásban, mely jóslat a mért adatokkal kvalitatív egyezést mutat



### 3. rész – Mikroszkópikus analízis

- ▶ Mérhető a sűrűség, mint az energia függvénye
- ▶ A sűrűség maximuma nem nagyon függ a nukleonszámtól, de erősen függ az  $\bar{A}E$ -től
- ▶ Nagyobb sűrűségek lágyabb  $\bar{A}E$ -ből származnak
- ▶ Fontos eredmény: a tágulási szög függ erősen függ az  $\bar{A}E$ -től
- ▶ A csúcs magassága függ az  $\bar{A}E$ -től, perzse
- ▶ Lágyabb  $\bar{A}E \rightarrow$  kisebb csúcs
- ▶ De hogy függ a csúcs a bombázó energiától?
- ▶ Fix impakt paraméternél ( $b = 3\text{fm}$ ) 400MeV/n energiánál szaturál, onnan nem emelkedik az energia növelésével
- ▶ Azonban erősen függ a nukleonszámtól
- ▶ Könnyen érthető: szimmetrikus esetben a magok hasonló sűrűségűek, magasabb nukleonszámnál több ütközés történik

### 3. rész – Mikroszkópikus analízis

- ▶ Az ÁE hatása vizsgálható az összenyomás függvényében is
- ▶ Alacsony impakt paraméternél statisztikai okokból nem lehet semmi értelmeset mondani
- ▶ A középső tartományban van egy kis shift a csúcsban a kis szögek felé az összenyomás csökkenésével
- ▶ Így az ÁE kvalitatíve leírja az adatokat, de az aszimmetrikus rendszerek kevésbé érzékenyek az egyenlet részleteire

Köszönöm a figyelmet!