

Capitolul al XXI-lea

Efectul cumulativ

Printre stările anormale care pot fi create în materia nucleară fierbinte și densă formată prin ciocniri nucleare relativiste se numără și *efectul cumulativ* [1]. Acest efect poate fi considerat ca o semnătură a unor stări local supracomprimate din materia nucleară.

Efectul cumulativ este legat de posibilitatea oferită de ciocnirile nucleare relativiste de a se studia procesele de generare multiplă de particule care apar în regiunea de fragmentare limită a nucleelor [2]. Această regiune este interzisă cinematic ciocnirilor independente nucleon-nucleon. În ipoteza fragmentării limită se pot determina formele secțiunilor eficace diferențiale parțiale de diferite tipuri pentru energii foarte mari și impulsuri longitudinale finite. Este important de subliniat faptul că în aceste condiții secțiunile eficace diferențiale nu mai depind de energie, în cazul tratării în sistemul centrului de masă. Ele tind spre o limită constantă și nenulă.

Regiunea de fragmentare limită poate fi atinsă prin ciocniri nucleare relativiste, dar este, așa cum s-a mai spus, interzisă cinematic ciocnirilor independente nucleon-nucleon. *Efectul cumulativ poate fi considerat ca procesul de generare de particule care au o cinematică anomală în raport cu ciocnirile independente nucleon-nucleon la energii incidente mari și transferuri mari de impuls. El presupune violarea aproximației impulsului extinsă [1,2].*

Primele studii asupra efectului cumulativ au început în anul 1971, la IUCN Dubna, și sunt legate de posibilitatea obținerii, la energiile specifice Sincrofazonului de aici, a unor diferențe între rapiditățile nucleului incident, y_P , și nucleului țintă, y_T , mai mari decât lungimea de corelație de distanță scurtă, L , anume:

$$y_P - y_T > L \approx 2 \quad . \quad (IV.9)$$

Această condiție impusă lungimii de corelație este determinată de faptul că atât ipoteza fragmentării limitate, cât și ipoteza invarianței la scală, specifice ciocnirilor hadronice la energii înalte, pot fi deduse pe baza unor ipoteze fenomenologice care implică:

limitarea valorilor impulsurilor transversale;

corelații în spațiul impulsurilor longitudinale, corelații care sunt de rază scurtă.

Trebuie subliniat aici faptul că la separarea mișcării longitudinale de mișcarea transversală contribuie mărimea *rapiditate*, introdusă anterior și definită prin relația de mai jos:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad , \quad (IV.10)$$

unde E este energia particulei considerate, iar p_L este impulsul longitudinal al aceleiași particule.

Pentru studierea efectului cumulativ este necesară, de aceea, studierea producerii multiple de particule care implică transferuri mari de impuls. Sunt discutate distribuțiile uniparticulă în regiunea de fragmentare limită interzisă, așa cum s-a specificat anterior, ciocnirilor independente nucleon-nucleon. Pentru această regiune este îndeplinită condiția:

$$e^{|y_p - y_T|} \gg 1 \quad , \quad (IV.11)$$

Pentru un proces inclusiv de forma:

$$A_P + A_T \rightarrow I + X \quad , \quad (IV.12)$$

între masa nucleonului, m_N , și energia transversală a particulei detectate, dată de relația:

$$m_{1\perp} = \sqrt{p_{1\perp}^2 + m_1^2} \quad , \quad (IV.13)$$

există următoarea relație de legătură:

$$m_{1\perp} e^{|y_p - y_T|} \leq m_N \quad . \quad (IV.14)$$

În acest caz trebuie luate în considerare limitele de variație ale rapidității particulei detectate în procesul inclusiv de producere de particule considerat mai sus. Aceste limite de variație sunt legate de “masa lipsă” (missing mass). Ea se definește prin următoarea relație:

$$m_p m_T - m_p \sqrt{E_1^2 - p_1^2} \frac{ch(y_1 - y_p)}{ch(y_p - y_T)} - m_T \sqrt{E_1^2 - p_1^2} \frac{ch(y_1 - y_T)}{ch(y_p - y_T)} =$$

$$= \frac{(M^2 - m_p^2 - m_T^2 - m_1^2)}{2ch(y_p - y_T)} \quad , \quad (IV.15)$$

Dacă, în regiunea de fragmentare a proiectilului, sunt îndeplinite simultan condițiile:

$$(a) y_1 > y_p > y_T \quad , \quad (IV.16)$$

$$(b) e^{|y_p - y_T|} \gg 1$$

atunci ecuația (IV.15) se poate scrie astfel:

$$m_p = \sqrt{E_1^2 - p_1^2} \frac{ch(y_1 - y_T)}{ch(y_p - y_T)} \approx m_{1\perp} e^{|y_1 - y_p|} \quad . \quad (IV.17)$$

Limitele cinematice sunt obținute cu ajutorul numărului de cumulativate, N_{cum} . Acest număr se definește ca numărul efectiv de nucleoni ai unui nucleu care se fragmentează și care sunt implicați în producerea unei particule. Pentru distribuțiile uniparticulă se definește numărul de cumulativate minim, N_{cum}^{min} , care este determinat de masele nucleelor implicate în ciocnire. Dacă condiția impusă prin ecuația (IV.14) este îndeplinită, atunci numărul de cumulativate minim este definit, în regiunea de fragmentare limită a nucleului incident, prin următoarea relație:

$$N_{cum}^{min} = \frac{m_1 e^{(y_1 - y_p)}}{m_N} \quad . \quad (IV.18)$$

Această relație se poate scrie în sistemele proprii ale nucleelor care se ciocnesc - nucleul incident, și, respectiv, nucleul țintă. Se obțin în formele următoare pentru numărul de cumulativate minim:

$$N_{cum}^{min}(SP) = \frac{E_1 - p_L^1}{m_N} \quad , \quad (IV.18')$$

$$N_{cum}^{min}(ST) = \frac{E_1 + p_L^1}{E_{p^o} + p_{p^o}}$$

unde E_{p^o} este energia pe nucleon al nucleului incident, iar p_{p^o} este impulsul pe nucleon al aceleiași nucleu.

Se consideră, în general, că efectul cumulativ corespunde regiunii pentru care numărul cumulativ minim este mai mare decât 1 ($N_{cum}^{min} > 1$). La definirea efectului cumulativ se pot folosi și alte relații [3-5].

Modelul care a stat la baza descrierii efectului cumulativ de către A.M.Baldin, în anul 1971, este modelul partonic [6]. Ipoteza de bază folosită de A.M Baldin este aceea că distribuția uniparticulă în regiunea de fragmentare a nucleului incident P , cu număr de masă A_P , notată prin r_1 , se poate trata ca o superpoziție de funcții de distribuție uniparticulă care sunt datorate fragmentării limită a sistemelor de masă $N_{cum}m_N$, în interiorul nucleului P :

$$\rho_P^T(y_1 - y_P, r_1) = \sum_{N_{cum}} P_{N_{cum}} \rho_{N_{cum}}(y_1 - y_P, r_1) \quad , \quad (IV.19)$$

cu $P_{N_{cum}}$ probabilitatea de a găsi un sistem de masă $N_{cum}m_N$ în interiorul nucleului incident P .

Pe baza relației (IV.19) se pot face următoarele observații:

(i) ρ_P^T nu ar trebui să depindă de proprietățile nucleului țintă T datorită fragmentării limită;

(ii) o formă echivalentă a acestei ecuații este:

$$\rho_P^T(N_{cum}^{min}, r_1) = \sum_{N_{cum}} P_{N_{cum}} \rho_{N_{cum}}(N_{cum}^{min}, r_1), \quad (IV.20)$$

cu $\rho_{N_{cum}} = 0$ pentru $N < N_{cum}$;

(iii) în volumul de cumulare nu se strâng foarte mulți nucleoni, ceea ce face ca $P_{N_{cum}}$ să fie o funcție rapid descrescătoare de N_{cum} .

Din observația (iii) se poate ajunge la următoarea formă pentru funcția respectivă:

$$\rho_P^T = Ce^{-aN_{cum}^{min}} \quad , \quad (IV.21)$$

cu a și C mărimi care nu depind practic de proprietățile nucleului țintă T în regiunea de fragmentare a nucleului incident P .

În cadrul modelului propus de către Baldin se consideră că *hadronii cumulativi* pot fi produși numai de către *partoni cumulativi*. Tinând seama de faptul că un fenomen deosebit de interesant în Fizica energiilor înalte, anume *producerea de jeturi*, este descris tot în cadrul modelelor partonice [7,8] este extrem de importantă studierea producerii de *jeturi* sau de *jeturi de materie nucleară* [9-12] în ciocniri nucleare relativiste (a se vedea și Capitolul al XVI-lea din Partea a III-a a cursului).

Efectul cumulativ a fost descoperit în cadrul unei colaborări dintre Universitatea București și IUCN Dubna [1,3-5]. Primele ciocniri în care a fost pus în evidență

experimental acest efect au fost ciocnirile p-Cu și d-Cu la 4.5 A GeV/c [1,3-5]. Deși primele rezultate experimentale asupra efectului cumulativ au fost obținute încă din anul 1975, iar predicțiile teoretice referitoare la acest proces datează de la începutul anilor '70 [1,3-6], după introducerea conceptului de fragmentare limitată [2], au rămas încă o serie de aspecte teoretice și experimentale neabordate sau incomplet abordate [13,14]. De aceea, în cadrul activității de cercetare studiul acestui efect constituie, în continuare, un obiectiv important. Importanța sa este determinată, pe de o parte, de interesul actual pentru diferite procese de tip "cooperativ" (de cluster-izare) [15], cât și, pe de altă parte, de preocupările legate de stabilirea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste [16-20].

Obținerea unui mecanism de generare cumulativă de particule implică prezența mai multor nucleoni la distanțe mai mici decât dimensiunile unui singur nucleon, ceea ce face ca unii din constituenții partonici ai acestora să fie "colectivizați". În acest mod se pot obține condiții pentru formarea de entități noi, specifice. Printre acestea se pot număra și dibarionii. Dibarionul este un sistem muticuarc metastabil [21,22]. Aplicarea modelului de sac de cuarci indică posibilitatea interpretării lor ca stări supradense ale materiei nucleare.

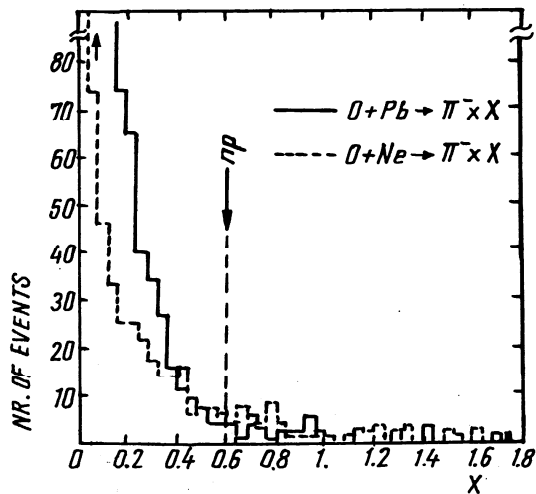


Fig.IV.1. Distribuția numărului de cumulativitate în ciocniri O-Pb și O-Ne la 4.5 A GeV/c

Analiza producerii cumulative de particule în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c a condus la câteva rezultate experimentale interesante. În Fig.IV.1 este prezentată distribuția numărului de cumulativitate al pionilor negativi generați în ciocniri O-Pb și O-

Ne la 4.5 A GeV/c. Se constată faptul că producerea cumulativă este mai pronunțată pentru ciocniri simetrice decât pentru ciocniri asimetrice. Acest fapt ar putea fi legat de contribuția mai importantă a regiunilor spectatoare la absorbția și reîmprăștierea particulelor generate din regiunea participantă cu creșterea asimetriei ciocnirii.

Analiza producerii cumulative a particulelor aflate în *jeturile de materie nucleară* observate în ciocniri He-A_T la 4.5 A GeV/c [11,12] indică următoarele aspecte de interes:

(a) *numerele de cumulativate medii ale particulelor din jetul de materie nucleară pe direcția înainte sunt mai mici decât cele ale particulelor din jetul pe direcția înapoi, atât în evenimentele cu două jeturi, cât și în cele cu mai multe jeturi;*

(b) *pentru evenimentele cu 3 și 4 jeturi cel mai mare număr de cumulativate rămâne cel pentru jetul de materie nucleară pe direcția înapoi;*

(c) *numerele de cumulativate totale în evenimente cu cele mai multe jeturi sunt cele mai mari;*

(d) *numerele de cumulativate cresc ușor cu creșterea numărului de masă al nucleului țintă.*

Aceste rezultate experimentale confirmă posibilitatea creerii și observării unor stări și fenomene anormale în materia nucleară fierbinte și densă în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c. Legături interesante pot fi stabilite cu prezența jeturilor de materie nucleară, precum și cu gradul de coerență în sursa de particule.

Bibliografie la Capitolul al XXI-lea

[1].A.M.Baldin - Prog.Part.Nucl.Phys.IV(1981)95

[2].J.Benecke et al - Phys.Rev.188(1969)2159

[3].C.Beșliu, N.Ghiordănescu, M.Penția - Studii și Cercetări de Fizică 29(1977)817

[4].N.Ghiordănescu - Preprint IUCN Dubna (1981)

[5].C.Beșliu et al - Prog.Part.Nucl.Phys.XX(1988)243

[6].A.M.Baldin - JINR Rapid Communications in Physics 1(1971)35

[7].R.D.Field, R.Feynman - Phys.Rev.D15(1977)259

[8].A.M.Moiseev - Phys.Part.Nucl.25(1994)496

[9].H.Stöcker et al - Phys.Rev.C25(1982)1873

- [10].C.Beşliu et al - Conferința Națională de Fizică, Sibiu, 1994
- [11].D.Argintaru et al - EPS Conference on High Energy Physics, Brussels, Belgium, 27 July-3 August 1995, EPS-0511
- [12].C.Beşliu et al - European Physical Journal A1(1998)65
- [13].C.Beşliu et al - Proceedings of the International Symposium on Large Scale Collective Motion, Brolo, Italy, 15-19.X.1996 - World Scientific, Singapore, 1997, pages 307-317
- [14].Maria Iosif - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Uniuniversitatea București, 1997
- [15].A.A.Baldin - The XXVIII International Conference on High Energy Physics - Warsaw, Poland, 25-31.VII.1996, PA06-002
- [16].C.Beşliu et al - Rom.J.Phys.43(1998)489
- [17].C.Beşliu et al - International Nuclear Physics Conference - Paris, France, 24-28.VIII.1998 - Abstracts of Contributed Papers, vol.II, page 496
- [18].C.Beşliu, Al.Jipa - Rom.J.Phys.44(5,6)(1999)
- [19].Al.Jipa, C.Beşliu, Maria Iosif, R.Zaharia – Il Nuovo Cimento A112(1999)179
- [20].C.Beşliu et al – Nucl.Phys.A672(2000)446
- [21].C.Beşliu et al - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.18(1992)807
- [22].C.Beşliu et al - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.19(1993)1831