

PROJECT PN-II-ID-PCE-2011-3-0554 No.116/05.10.2011
TITLE : HEAVY ION OPTICAL POTENTIALS FOR EXOTIC
NUCLEI IN ASTROPHYSICAL NUCLEAR REACTIONS
(TITLUL PROIECTULUI : POTENȚIALE OPTICE DE IONI
GREI PENTRU NUCLEE EXOTICE IN REACȚII NUCLEARE
DE INTERES ASTROFIZIC)

ȘERBAN MIȘICU

*National Institute for Nuclear Physics-HH,
Bucharest-Magurele, P.O.Box MG6, Romania*

**E-mail:misicu@theor1.theory.nipne.ro*

http://theor1.theory.nipne.ro/ misicu/

OBIECTIVELE ETAPEI :

1. FORMALISM RELATIVIST DE CÂMP MEDIU PENTRU
TRATAREA STRUCTURII VACUUMULUI.
(RELATIVISTIC MEAN-FIELD FORMALISM FOR THE TREATMENT
OF VACUUM STRUCTURE).
2. EMISIA DE CLUSTERI DE ANTIMATERIE ÎN CAMPURI CRITICE,
PARTEA II : RATE DE PRODUCȚIE A PERECHILOR
NUCLEU-ANTINUCLEU ÎN MATERIE BARIONICĂ DENSĂ.
(EMISSION OF ANTIMATTER CLUSTERS IN CRITICAL FIELDS.
PART II : NUCLEUS-ANTINUCLEUS PAIR PRODUCTION RATES IN
DENSE BARYONIC MATTER).

I. INTRODUCERE

Chestiunea existenței antimateriei își are geneza în primii ani ai teoriei cuantice relativiste. Această formă de existență fizică care este antitetică materiei pare să fie prezentă în Univers chiar din epoca sa primordială, de la "Marea Explozie", atunci când enorma descătușare de energie s-a coagulat într-un balans perfect între materie și misteriosul sau partener antimateria [1]. Astfel, în stadiul fierbinte al universului timpuriu, la temperaturi mai mari decât masa de repaus a protonului ($k_B T > m_p c^2$), în plasma aflată în echilibru termodinamic existau cantități egale de protoni (p) și antiprotoni (\bar{p}) în limita [2]

$$(N_p - N_{\bar{p}})/N_p = 10^{-9} - 10^{-10} \quad (1)$$

Acest balans a fost ulterior lichidat în favoarea materiei astfel încât în prezent aceasta domină covârșitor universul. Cu toate acestea, o dată cu descoperirea pozitronului (antipartnerul electronului), a fost dezlănțuită o adevărată vânătoare de particule de antimaterie, mai ales în fizica energiilor înalte. Actualmente "menajeria particulelor elementare adăpostește numeroase cazuri de antiparticule. De interes deosebit apare chestiunea apariției agregatelor formate din antimaterie, și în mod particular posibilitatea creeri de antinuclee pornind fie de la asocierea mai multor antibarioni produși prin excitarea vacuumului Dirac, fie în cazul

nucleelor care au structură bozonică (α , ^{12}C , ^{16}O), prin excitarea directă din vacuumul câmpului scalar complex corespunzător.

A apărut astfel incitanta idee de a extinde tabela lui Mendeleev în sectorul antimateriei, iar ca punere în practică a acestui deziderat a fost propusă mai întâi producerea de antiprotoni și antineutroni în ciocniri relativiste nucleu-nucleu. Astfel de evenimente violente care se obțin în tipuri speciale de acceleratoare ar putea favoriza coalescența pas cu pas a antibarionilor în antinuclee. În Germania, Prof.W.Greiner de la Univ.Frankfurt a ridicat problema dacă este posibilă producerea antinucleonilor sau chiar a agregatelor de antimaterie barionică (antinuclee) direct din vacuum [3]. Dacă acest mecanism ar fi posibil atunci ne-am putea imagina generarea unor nuclee din antimaterie, cum ar fi cazul antiheliului $^4\overline{\text{He}}$ ($\overline{\alpha}$), sau chiar agregate de antimaterie mai grele formate din $\overline{\alpha}$ ($^8\overline{\text{Be}}$, $^{12}\overline{\text{C}}$, $^{16}\overline{\text{O}}$, etc.) [3]. Un scenariu care ar putea descrie formarea clusterilor de antimaterie a primit sintagma de **mecanism colectiv de producție al antimateriei** ca urmare a analogiei cu emisia de spontană și a proceselor de dezintegrare a vacuumului în electrodinamica cuantica a câmpurilor tari [4].

Experiențe recente au arătat că în procesele de ciocniri relativiste ale ionilor grei, pe lângă nuclee ușoare se emit și antinuclee în regiunea cinematică centrală. Este foarte probabil ca o dată ce un accelerator de ioni grei este capabil să producă coliziuni ale nucleelor de energie înaltă în care densitatea de energie este similară cu cea a Universului microsecunde după Marea Explozie atunci, conform celor spuse mai sus, se poate specula că materia și antimateria pot fi generate în cantități egale. Facilitatea nord-americană de ioni grei RHIC (ciocniri de ioni grei la energii relativiste) a fost capabilă foarte recent să producă antinuclee, cel mai greu nucleu de antimaterie observat pînă în prezent fiind $^4\overline{\text{He}}$ [5]. În acest experiment au fost accelerate unul asupra celuilalt două fascicule de nuclee de Au la o energie în sistemul centrului de masă $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV, iar analiza datelor obținute a confirmat predicția că probabilitatea de producție a antinucleelor ușoare descrește exponențial cu masa. Astfel raportul de particule observate $^4\overline{\text{He}} / ^4\text{He}$ se scalează cu $\exp(-8\mu_B/T)$, unde μ_B este potențialul bariochimic. Indicii ale existenței antinucleului de Helium au fost raportate și de experimentul ALICE din cadrul LHC (CERN) [6]. O problemă greu surmontabilă legată de detecția acestor particule rare este frecvența de apariție extrem de mică în comparație cu cea a altor particule precum pioni, kaoni și protoni produși în aceeași reacție. S-ar aștepta ca următoarele antinuclee descoperite să fie $^6\overline{\text{Li}}$ și $^6\overline{\text{He}}$. Din păcate observarea unor nuclee stabile de antimaterie mai grele decât $^4\overline{\text{He}}$ este extrem de dificilă datorită necruțătoarei

dependențe exponențiale a frecvenței invariante diferențiale de distribuția numărului de barioni așa cum prezic modelele teoretice statistice. Extrapolând distribuția la $\bar{N} = 6$, rata de producție a ${}^6\bar{\text{Li}}$ în ciocniri relativiste nucleu-nucleu este prezisă a fi extrem de mică, aproximativ 10^{-16} . Un alt tip de experimente care merită evocat privește detecția nucleelor în razele cosmice. Facilitatea AMS-01 montată pe Stația Spațială Internațională în 1998 a primit sarcina de a măsura semnale ale antimateriei însă acest demers a eșuat în detectarea antiheliului stabilind astfel o limită superioară a raportului fluxului, și anume ${}^4\bar{\text{He}}/{}^4\text{He} < 1.1 \times 10^{-6}$ [7].

În acest raport vom expune un formalism relativist de câmp mediu pe care l-am conceput și dezvoltat recent pentru a studia fenomenul de instabilitate a vacuumului supus unor câmpuri mezonice intense cum sunt acelea produse în ciocniri violente de ioni grei sau în condițiile extreme de densități barionice supranormale din stelele neutronice. Ingredientele de bază ale modelului de câmp includ și antinucleoni (câmpuri Dirac antifermionice) și respectiv antinuclee de spin zero (câmpuri scalare complexe de antibozoni). Ne interesează în mod deosebit felul în care apar în acest model condițiile de critice care sunt legate de generarea perechilor bozon-antibozon. În partea a doua a raportului vom studia aspecte ale paradoxului Klein-Gordon pentru cazul câmpurilor mezonice scalare și vectoriale supracritice și vom prezenta doua metode prin care se pot estima ratele de producție ale perechilor bozonice nucleu-antinucleu.

II. FORMALISM RELATIVIST DE CÂMP MEDIU RELATIVIST PENTRU BOZONI.

Am expus în faza precedentă [8] și mai pe larg în articolul [9] un formalism relativist extins pentru materie nucleară care pe lângă protoni și neutroni este capabil să descrie și clusteri α . Interacția între acești constituenți barionici se face prin intermediul câmpurilor mezonice scalar σ (potențial asociat S) și vectorial ω (potențial asociat V) iar nucleul ${}^4\text{He}$ este descris de un câmp scalar Bose ϕ_α cu auto-interacții. Pentru ușurința expunerii vom prezenta în cele ce urmează cazul unui sistem barionic relativist format exclusiv din clusteri α fără auto-interacții. Funcția Lagrange corespunzătoare se scrie

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi_\alpha + ig_{\omega\alpha}\omega^0\delta_{\mu 0}\phi_\alpha)^*(\partial_\mu \phi_\alpha + ig_{\omega\alpha}\omega_0\delta_{\mu 0}\phi_\alpha) - \phi_\alpha^*(M_\alpha + g_{\sigma\alpha}\sigma)^2\phi_\alpha$$

$$+ \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{2} \partial^\mu \omega_0 \partial_\mu \omega_0 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 \quad (2)$$

Cîmpul scalar asociat particulei α este purtător de energie și impuls, așa cum rezultă din tensorul energie-impuls

$$T_{\mu\nu} = \mathcal{L} g_{\mu\nu} - \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial\phi/\partial x^\mu)} \frac{\partial \phi}{\partial x^\nu} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial\phi^*/\partial x^\mu)} \frac{\partial \phi^*}{\partial x^\nu} \right) \quad (3)$$

În formula de mai sus metrica este $g_{00} = g^{00} = 1$, $g_{ij} = g^{ij} = -\delta_{ij}$. Curentul de particule, $J_\mu = (\rho_\alpha, -\mathbf{J}_\alpha)$, asociat cîmpului bozonului α se obține de asemenea din funcția Lagrange

$$J_\mu = -i \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial\phi/\partial x^\mu)} \phi - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial\phi^*/\partial x^\mu)} \phi^* \right) \quad (4)$$

Este demn de reținut că forma de mai sus a curentului este identică cu cea a unei particule încărcate de spin zero care se mișcă într-un câmp electromagnetic în care numai componenta temporală a cuadri-potențialului este nenulă $A^\mu = (A_0, 0)$. Cele două cazuri se leagă prin substituția

$$eA_0 \rightarrow V_\alpha \quad (5)$$

Integrala de volum a lui A_0 pe un domeniu \mathcal{D} furnizează numărul de particule ("sarcina") conservat,

$$Q_\alpha = \int_{\mathcal{D}} d\mathbf{r} \rho_\alpha . \quad (6)$$

Dezvoltând în serie Fourier câmpul ϕ

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \sum_n a_n \varphi_n(\mathbf{r}) e^{-i\Omega_n t} \quad (7)$$

și inserând în (6), se poate obține o relație între valoarea medie a normei $\langle \phi^* \phi \rangle$ și sarcina mezononică

$$\langle \phi^* \phi \rangle \equiv \int_{\mathcal{D}} d\mathbf{r} \phi^* \phi = \frac{Q_\alpha}{2(\Omega_n - V_\alpha)} \quad (8)$$

unde

$$\rho_\alpha = J_0 = i \left(\phi^* \dot{\phi} - \dot{\phi}^* \phi + 2iV_\alpha \phi^* \phi \right) \quad (9)$$

este densitatea de particule α . Presupunând omogenitatea cîmpurilor mezonice, obținem din ecuațiile Lagrange [9], ecuația Klein-Gordon pentru amplitudinile $\varphi_n(\mathbf{r})$

$$\left\{ \Delta + [(\Omega_n - V_\alpha)^2 - (M_\alpha + S_\alpha)^2] \right\} \varphi_n(\mathbf{r}) = 0 \quad (10)$$

Înlăturînd indicele de valoare proprie n obținem următorul spectru uni-particulă pentru ecuația de mai sus :

$$\Omega^{(\pm)}(\mathbf{k}) = V_\alpha \pm \sqrt{(M_\alpha + S_\alpha)^2 + k^2} \quad (11)$$

în care semnul $+$ indexează soluțiile (modurile) de particulă iar semnul $-$ cele de antiparticulă. Astfel, ecuația Klein-Gordon descrie simultan barionii Bose (particulele α în cazul de față) cu energia $\mathcal{E}_\alpha(k) = \Omega^{(+)}(\mathbf{k})$ și antibarionii Bose (antiparticulele $\bar{\alpha}$) cu energie $\mathcal{E}_{\bar{\alpha}}(k) = -\Omega^{(-)}(-\mathbf{k})$. Energia stării de antiparticulă $\mathcal{E}_{\bar{\alpha}}$ se obține din energia de particulă \mathcal{E}_α inversînd semnul constantei de cuplaj $g_{\omega\alpha}$ (sarcina mesotronică a câmpului vectorial ω). Pentru valori nule ale câmpurilor mezonice, energiile $\mathcal{E}_\alpha(k)$ și $\mathcal{E}_{\bar{\alpha}}(k)$ tind la valorile corespunzătoare particulelor și respectiv antiparticulelor libere. Pentru un câmp scalar suficient de puternic termenul de sub rădăcina din ec.(11) se anulează și în consecință curbele energiilor de particulă și antiparticulă fuzionează adică ($\mathcal{E}_\alpha(k) + \mathcal{E}_{\bar{\alpha}}(k) = 0$).

Starea de impuls $\mathbf{k} = 0$, poate fi considerată ca un exemplu de condensat Bose-Einstein (BEC) sau de fază confinată a materiei of α [10] în care bozonii se acumulează pe starea de energie

$$\mathcal{E}_\alpha = M_\alpha + S_\alpha + V_\alpha \quad (12)$$

iar anti-bozonii pe starea de energie

$$\mathcal{E}_{\bar{\alpha}} = M_\alpha + S_\alpha - V_\alpha \quad (13)$$

Stările particulă și antiparticulă cele mai joase ale spectrului, $\varepsilon_\alpha^{(\pm)} = \Omega^{(\pm)}(0)$, sunt reprezentate în Fig. 1 pentru parametrizări cu auto-interacții neliniare numai pentru câmpul scalar σ (panelul stînga) iar pentru cazul cu neliniarități pentru ambele câmpuri bozonice σ și ω (panel drept). Curbele particulă și antiparticulă se termină într-un punct critic, $\rho_{\alpha,\text{crit}} \in (0.325, 0.450)\rho_0$, pentru primul set de parametrizări, în timp ce pentru al doilea densitatea critică este deplasată la valori mari. În contrast strident cu barionii de tip Dirac, deasupra punctului critic ($\rho_\alpha \geq \rho_{\alpha,\text{crit}}$), nu există o soluție fizică și în consecință modul antiparticulă (marginea superioară a mării Bose) nu intersectează marginea continuumului superior care corespunde energiei de repaos a particulei α : M_α . Am obținut deasemenea că pentru unele parametrizări liniare în ω (NLZ, NLV-20, NL3, PL40) tangenta este infinită în acest punct. Pe de altă parte pentru parametrizărea liniară în ω (NLSH) și cele neliniare în ω (TM1, TM2 și SCL), tangentele ambelor curbe sunt finite în punctul de coalescență care

apare la compresiuni înalte ale materiei α . Pentru stări excitate ale condensatului ($\mathbf{k} \neq 0$) punctul terminus al curbelor de particulă și antiparticulă apare la densități și mai mari.

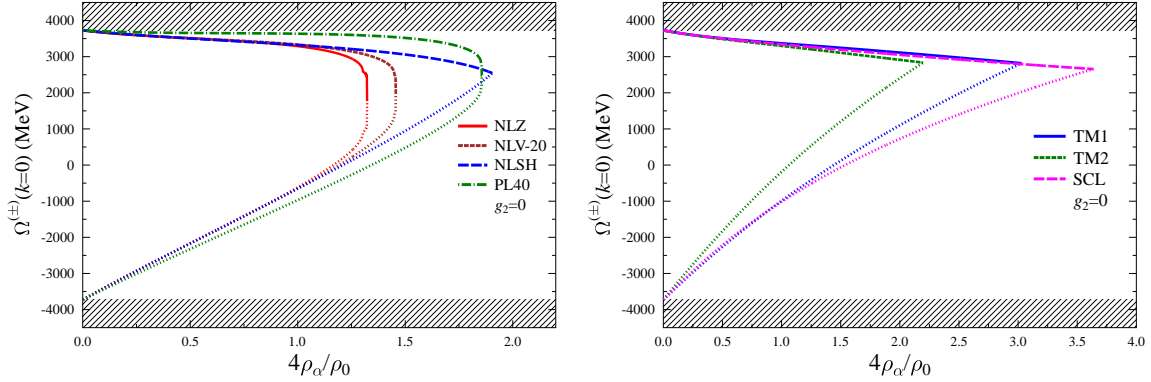


Figura 1: Dependența stărilor fundamentale bozonice (curba plină) și antibozonice (curba întreruptă) de densitatea ρ_α (raportată la densitatea materiei nucleare normale ρ_0).

O dată atins punctul critic, producția de perechi este descătușată iar condensatul Bose crește indefinit. Sistemul poate fi stabilizat printr-o auto-interacție repulsivă a câmpului ϕ ,

$$\mathcal{L}_\alpha \longrightarrow \mathcal{L}_\alpha - g_2|\phi|^4 \quad (14)$$

Menționăm că o auto-interacție atractivă ar conduce la un colaps al materiei α ! Circumstanțele și domeniul de valori al constantei de cuplaj corespunzătoare acestei interacții sunt discutate într-o lucrare care urmează să fie publicată în curînd. Aplicarea ecuației Euler-Lagrange funcției Lagrange de mai sus conduce la un set de ecuații cuplate în variabilele densitate de particule α , potențialele de câmp și spectrul $\Omega^{(\pm)}$ modurilor $\alpha(\bar{\alpha})$. Rezultate numerice pentru $\Omega^{(\pm)}(\mathbf{k} = 0)$ sunt prezentate în Fig.2. Spre deosebire de cazul liniar ($g_2 = 0$) auto-cuplajul repulsiv previne coalescența nivelelor de particulă și antiparticulă. Chiar și pentru un cuplaj cuartic slab, distanța pe scara energetică dintre nivelele particulă și antiparticulă este de ordinul masei de repaus nucleonice în vacuum. În schimb apare o situație similară cu cea din cazul barionilor tip Dirac, adică pentru valori mici ale cuplajului cuartic ($g_2 = 100$) și densități relativ moderate ($\rho_\alpha \approx 0.75\rho_0$), marginea superioară a mării Bose in-medium ($\rho_\alpha = 0$) se ridică deasupra marginii continuumului superior în vacuum iar punctul de instabilitate va rezulta din condiția :

$$V_\alpha + |S_\alpha| = 2M_\alpha \quad (15)$$

Pe de altă parte însă , o dată cu creșterea lui g_2 , intervalul energetic nivel de particulă - nivel de antiparticulă se mărește deoarece modurile de particulă și antiparticulă se resping reciproc din ce în ce mai mult și în consecință vacuumul devine instabil la densități mari. Prin urmare introducerea termenului repulsiv de tip $|\phi|^4$ este fundamental în apariția instabilității vacuumului α bozonic și respectiv al creerii perechilor $(\alpha, \bar{\alpha})$ în materie densă barionică. Acest proces este foarte similar cu acela al generării spontane de perechi nucleon-antinucleon [11] și poate fi văzut ca o ilustrare a paradoxului Klein pentru bozoni în câmpuri mezonice puternice.

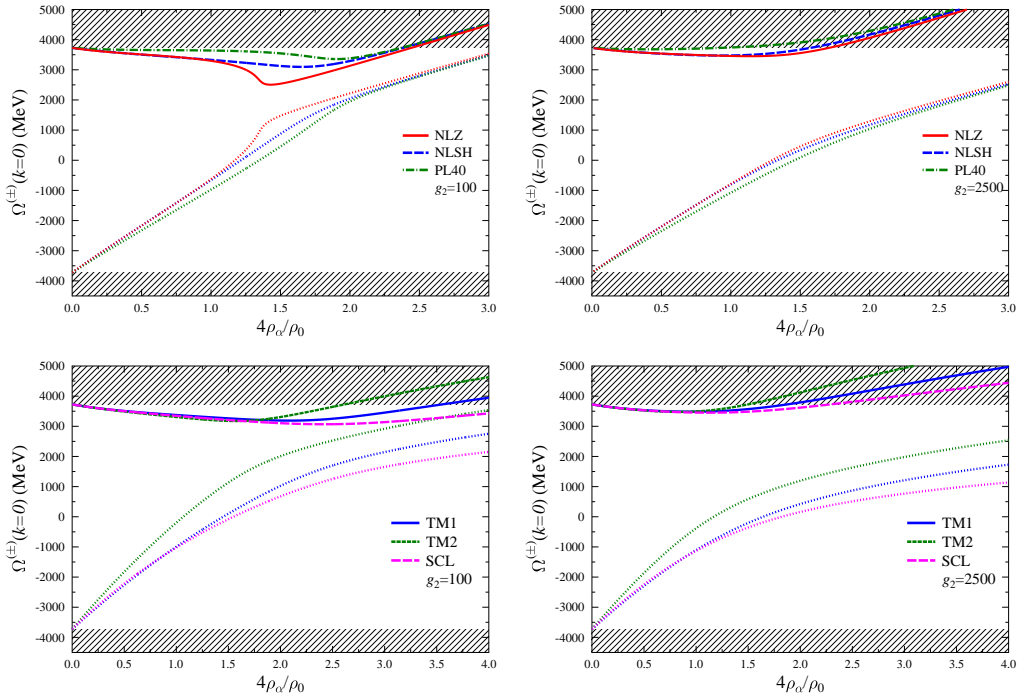


Figura 2: Același înțeles ca și în Fig. 1 pentru două valori ale intensității cuplajului cuartic, $g_2 = 100$ (panelul din stînga) și $g_2 = 2500$ (panelul din dreapta). Panelurile de sus adună predicții date de diferite parametrizări ale forțelor mezonice cu termeni neliniari în σ și liniari în ω , în timp ce panelurile de jos corespunde parametrizarilor neliniare în ω . De notat că modul particulă nu se reunește cu modul antiparticulă.

III. RATE DE PRODUCȚIE A PERECHILOR NUCLEU-ANTINUCLEU ÎN CAMPURI MEZONICE TARI

Pentru a estima probabilitatea de generare a clusterilor de antimaterie emiși de vacuumul devenit instabil este necesar să recurgem la un demers similar cu cel făcut în cadrul mecanismului Schwinger pentru producția de perechi electron-pozitron în cadrul electrodinamicii cuantice sau de perechi cuarc-anticuarc în cadrul cromodinamicii cuantice. Cazul original considerat de Schwinger [12] se referă la un câmp uniform extins în tot spațiul.

Mecanismul Schwinger de producție de perechi bozonice.

Considerăm un sistem barionic (proton, neutroni, clusteri α , etc.) aflați într-un semispațiu infinit. Acest caz descrie într-un manieră grosieră o regiune comprimată de materie barionică realizată în urma unei ciocniri violente nucleu-nucleu. Atunci potențialele de câmp mediu mezonice pot fi approximate cu gropi dreptunghiulare

$$S(z) = \begin{cases} S_0, & 0 \leq z \\ 0, & z \leq 0 \end{cases} \quad V(r) = \begin{cases} V_0, & 0 \leq z \\ 0, & z \leq 0 \end{cases} \quad (16)$$

Conform discuției din secțiunea precedentă, o particulă incidentă pe acest potențial va suferi combinația dintre un câmp atractiv care îi va reduce masa de repaos (pînă la zero în cazul critic) și componenta temporală a unui câmp vectorial care devine treptat repulsiv. Pentru o particula pe direcția axei z venind dinspre $z = -\infty$ cu energia E , ecuația Klein-Gordon se scrie

$$\Delta\phi + [(E - V(z))^2 - (M_\alpha + S(z))^2]\phi = 0 \quad (17)$$

Presupunînd că potențialul nu depinde de coordonatele transversale x și y , funcția de undă ϕ este o undă plană cu impuls transversal $\mathbf{k}_T = (k_x, k_y)$. Soluția ecuației Klein-Gordon se scrie atunci:

$$\phi = e^{i(k_x x + k_y y)} f(z) \quad (18)$$

În afara domeniului barionic, funcția $f(z)$ se scrie:

$$f(z \leq 0) = e^{ikz} + \sqrt{R}e^{-ikz}, \quad k^2 = E^2 - M_\alpha^2 - k_T^2 \quad (19)$$

iar în interiorul domeniului

$$f(z > 0) = \sqrt{T}e^{iKz}, \quad K^2 = (E - V_0)^2 - (M_\alpha + S_\alpha)^2 - k_T^2 \quad (20)$$

Introducînd raportul impulsurilor la stînga și la dreapta $\rho = k/K$, amplitudinile de reflexie și transmisie se scriu

$$R = \left| \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right|^2, \quad T = \frac{4}{(1 + \rho)^2} \quad (21)$$

Este utilă o discuție asupra consecințelor ecuației Klein-Gordon. Dacă energia incidentă îndeplinește inegalitatea

$$E > -M_\alpha - S_0 + V_0 \quad (22)$$

atunci $K^2 < 0$ și avem de a face cu reflexia totală a particulei α pe peretele puternic repulsiv al domeniului semi-infinit barionic. În cazul

$$M_\alpha < E < -M_\alpha - S_0 + V_0 \quad (23)$$

atunci $K^2 > 0$ și avem de a face atît cu reflexie cît și cu transmisie în domeniul cu $z > 0$. Acest caz reprezintă o instanță particulară a paradoxului Klein : Particula incidentă intră cu probabilitatea T în marea Bose (continuumul inferior) sau o antiparticulă aflată în domeniul cu $z > 0$ se reflectă pe peretele interior. În această situație potențialul $V_0 - S_0$ este suficient de puternic ca să genereze perechi particulă-antiparticulă din vacuum. Putem reformula paradoxul Klein pentru cazul studiat astfel : Nucleul α incident suferă o reflexie totală pe bariera de înălțime $V_0 - S_0$ urmată de anihilarea $\alpha - \bar{\alpha}$ cu probabilitatea T . Prin inversare temporală aceasta este și probabilitatea de generare a unei singure perechi [13]. Pentru a lua în considerare și procesele de generare de 2 perechi , 3 perechi, etc., atunci trebuie calculată probabilitatea relativă totală pentru generarea de perechi,

$$P_{\alpha\bar{\alpha}}^{\text{rel}} = \sum_{n=1}^{\infty} T^n = \frac{T}{1 - T} \quad (24)$$

Dacă se ia în considerare și probabilitatea P_{sur} ca vacuumul s-a rămînă nemodificat (supraviețuire) în prezența cîmpurilor mezonice, adică să nu se genereze nici o pereche, și luînd în considerare condiția de unitaritate

$$P_{\text{sur}} + P_{\alpha\bar{\alpha}}^{\text{rel}} P_{\text{sur}} = 1 \quad (25)$$

atunci probabilitatea absolută de generare este

$$P_{\alpha\bar{\alpha}}^{\text{abs}} = P_{\alpha\bar{\alpha}}^{\text{rel}} P_{\text{sur}} = T \quad (26)$$

În cazul în care considerăm grosimea peretelui de potențial, adică vacuumul aflat în regiunea $z \leq 0$ este separat printr-o suprafață de largime d , obținerea amplitudinilor de transmisie este mai laborioasă și un caz asemănător se află în literatură, dar pentru un singur câmp repulsiv (analogul lui V_0) [14]. Rata de producere de perechi $(\alpha, \bar{\alpha})$ pe elementul de volum și unitatea de timp este dată de expresia :

$$\frac{dN_{\alpha\bar{\alpha}}}{dV dt} = \frac{V_0^2}{8\pi^2 d^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-)^{n-1}}{n^2} e^{-n\pi d(M_\alpha + S_0)^2/V_0} \quad (27)$$

Bibliografie

- [1] F. Close, *Antimatter*, Oxford Univ. Press, Oxford 2009.
- [2] A. D. Dolgov, Ya.B. Zeldovich and M. V. Sajin, *Cosmologia Universului Timpuriu* (în rusă), Ed. Univ. de Stat din Moscova, Moscova 1988.
- [3] W. Greiner, *On the extension of the periodic system into the sectors of strangeness and anti-matter*, Int. J. Mod. Phys. **E5**, 190 (1996).
- [4] W. Greiner, B. Müller and J. Rafelski, *Quantum electrodynamics of Strong Fields*, Springer Verlag, Berlin, 1985.
- [5] Y. Ma, J. Chen, L. Xue, A. Tang and Z. Xu, *Hunting Antimatter Nuclei in Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*, Nucl.Phys.News Int. **23**, Issue 1, 10 (2013).
- [6] A. Kalweit (for the ALICE Collaboration), *Particle identification in the ALICE experiment*, J. Phys. **G38**, 124073 (2011).
- [7] M. Aguilar and AMS Collaboration, *The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space : Part 1-results from the test of flight on the space shuttle*, Phys. Rep. **366**, 331 (2002).
- [8] http://www.theory.nipne.ro/images/misicu/rapfaz_2014.pdf
- [9] Ș. Mișicu and W. Greiner, *Instability of α Boson vacuum in highly compressed baryonic matter.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 42 075104 (2015).
- [10] F. Carstoiu and Ș. Mișicu, *Saturation and condensate fraction reduction of cold alpha matter*, Phys. Lett. **B682**, 33 (2009).

- [11] I.N. Mishustin, L M. Satarov, J. Schaffner, H. Stöcker and W. Greiner, *Baryon-antibaryon pair production in strong meson fields*, J. Phys. **G19** 1303 (1993).
- [12] J. Schwinger, *On gauge invariance and vacuum polarization*, Phys. Rev. **82**, 664 (1951).
- [13] B.R. Holstein, *Klein's paradox*, Am.J.Phys. **66**, 507 (1998).
- [14] C. -Y. Wong, *Introduction to high energy heavy-ion collisions*, World Scientific, Singapore, 1994.

IV. LUCRĂRI PUBLICATE DE MEMBRII ECHIPEI (1 DECEMBRIE 2014 - 31 NOIEMBRIE 2015)

Finanțarea CNCSIS a prezentului proiect a fost menționată în următoarele lucrări științifice de către diversii membrii ai echipei de cercetare din cadrul acestui proiect:

1. Ș. Mișicu, I. N. Mishustin and W. Greiner, *Instability of α Boson vacuum in highly compressed baryonic matter*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 42 075104 (2015).
2. Ș. Mișicu și M. Rizea, *Speeding of α Decay in Strong Laser Fields*, Open Physics, OPENPHYS-D-15-00088, acceptat 21 November 2015.

Au fost trimise spre publicat sau sunt în pregătire, finanțarea CNCSIS a prezentului proiect fiind menționată următoarele lucrări:

1. Ș. Mișicu, I.N.Mishustin and W. Greiner, *Baryonic α -matter in relativistic mean-field theory*, Phys.Rev.C.