

AUTOREFERAT

Dr Jacek Rozynek

NARODOWE CENTRUM BADAŃ JĄDROWYCH
ŚWIERK-OTWOCK

Warszawa, styczeń 2017

Spis treści

1. Dane personalne.....	3
2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe.....	3
3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych.....	3
4. Osiągnięcia naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego...4	
4.a Wskazane osiągnięcia	4
4.b Lista prac stanowiąca osiągnięcie.....	4
4.c Cel naukowego wyżej omówionych prac i otrzymanych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.....	5
5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych.....	24

1. Dane Personalne

Imię i Nazwisko: Jacek Rożynek
Miejsce pracy: Narodowe Centrum Badań Jądrowych
ŚWIERK, 05-400 Otwock

2. Wykształcenie i stopnie naukowe

Magisterium: Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie
Specjalność: fizyka teoretyczna
Praca magisterska pt: *Samozgodna metoda Hartree-Focka w obszarze nuklidów podwójnie magicznych.*
Promotor pracy Prof. Dr Stanisław Szpikowski.
Obrona pracy magisterskiej: 1974r.

Doktorat: Uniwersytet Warszawski
Specjalność: fizyka teoretyczna
Praca doktorska pt: *Rola konwersji cząstki Lambda i Sigma w materii Jądrowej.*
Promotor prof. Janusz Dąbrowki.
Obrona pracy doktorskiej: 1984r.

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych

Asystent – Instytut Badań Jądrowych im A. Sołtana (1978-1986)
Adiunkt – Instytut Badań Jądrowych im A. Sołtana (1986-2010)
Adiunkt - Narodowe Centrum Badań Jądrowych, Warsaw (2010-do chwili obecnej)

4. Osiągnięcie naukowe stanowiące podstawę postępowania habilitacyjnego.

4.a Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę do wszczęcia postępowania habilitacyjnego.

Osiągnięciem naukowym stanowiącym podstawę do wszczęcia postępowania habilitacyjnego jest cykl powiązanych tematycznie publikacji zatytułowany:

„Nukleony w gęstej i gorącej materii jądrowej”.

4.b Lista prac stanowiąca osiągnięcie:

- A1. *Jacek Rożynek, Grzegorz Wilk, “A Model for the Parton Distribution in Nuclei”, Phys.Lett. B 473 (2000) 167-172 .*
- A2. *Jacek Rożynek, “ The nuclear scalar potential and the EMC effect”, Int. J. of Modern Physics E 9 (2000) 195-203.*
- A3. *Jacek Rożynek, Grzegorz Wilk, „The Single Particle Sum Rules in the Deep-Inelastic Region ”, Physical Review C 7 (2006) 068202.*
- B1. *Jacek Rożynek, “Nuclear Equation of State and Finite Nuclear Volumes”, J. Phys. G 42 (2015) 045109 .*
- C1. *Jacek Rożynek, “Nonextensive distributions for a relativistic Fermi Gas”, Physica A 440 (2015) 2-32 .*
- C2. *Jacek Rożynek, Grzegorz Wilk, “ Nonextensive Nambu Jona-Lasinio model of QCD matter”, Eur. Phys. J. A 52 (2016) 13.*
- C3. *Jacek Rożynek, Grzegorz Wilk, “An example of the interplay on nonextensivity and dynamics in the description of QCD matter”, Eur. Phys. J. A 52, (2016) 294.*

4.c Omówienie celu naukowego w/w prac i otrzymanych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

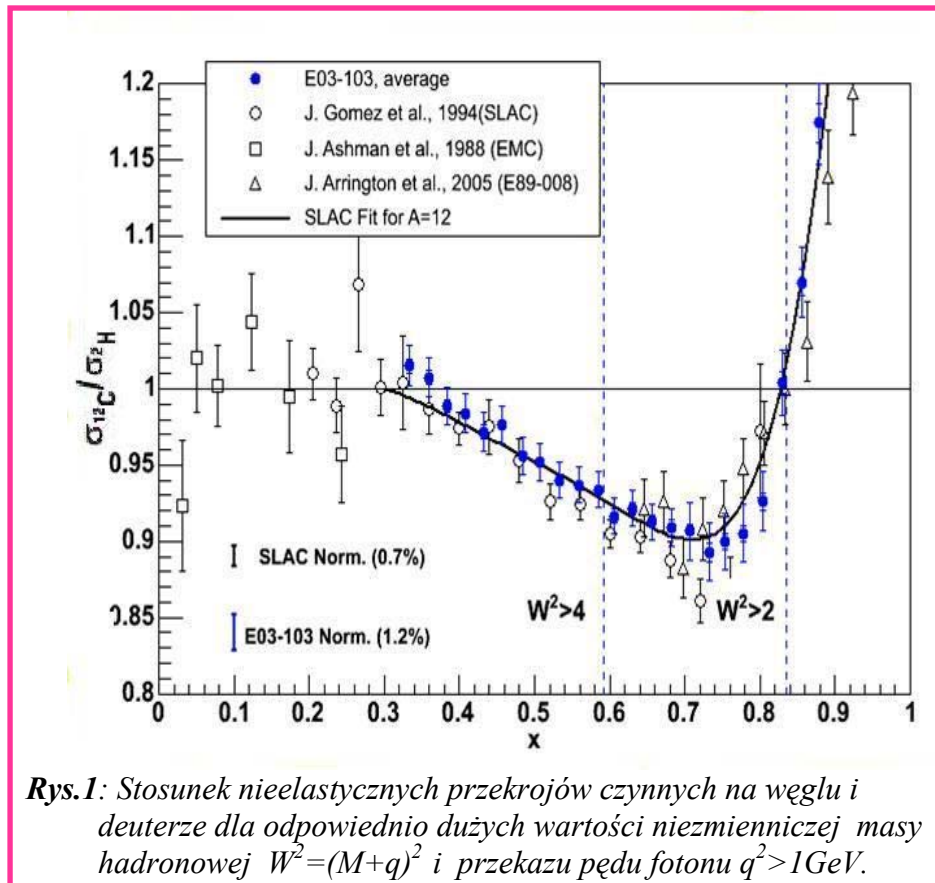
Cel naukowy prac.

Przedłożone prace [A1-A3,B1,C1-C3] składające się na moją habilitację przedstawiają nowe wyniki w trzech omówionych tu pokrótce obszarach:

- (i) zmiany partonowej struktury nukleonu w materii jądrowej (MJ) i jej wpływu na masę nukleonu i jego rozmiar (M i R) [A1-A3] ;
- (ii) zmiany ściśliwości MJ i równania stanu wywołanymi zmianami masy M i promienia R_N [B1];
- (iii) zbadanie, w oparciu o nieekstensywną termodynamikę, obszaru krytycznego gdy występuje przejście od gęstej MJ do silnie skorelowanej materii kwarkowo gluonowej [C1-C3].

Tematem przewodnim przedstawionych prac jest analiza zmian właściwości nukleonów (i budujących je kwarków) w zależności od otoczenia w jakim się znajdują - od jąder atomowych do gęstej MJ. W szczególności w pracach tych zostały opisane możliwe zmiany masy M i rozmiaru nukleonu R_N w MJ dla różnych statystyk (ekstensywnej i nieekstensywnej) kwarków i gluonów, zarówno dla stanu równowagi MJ (której własności ekstrapoluje się z własności ciężkich nuklidów) jak i dla gęstej materii kwarkowo-gluonowej, która występuje we wnętrzu gwiazd neutronowych i w rozpraszaniu ciężkich jonów.

W fenomenologicznym jednocząstkowym opisie własności jąder atomowych przyjmuje się zazwyczaj, że efekty rozmiarów nukleonów są zanedbywalne a masa nukleonów jest stała i niezależna od lokalnej gęstości w jądrze [0]. Okazuje się, że te założenia pozwalają opisać całkowite energie i widma jednocząstkowe z bardzo dobrą dokładnością dla praktycznie wszystkich nuklidów. W związku z tym, w jądrowych modelach opisujących jednocząstkową strukturę przyjęto, że masa „punktowego” nukleonu (protonu lub neutronu) jest stała i nie zmienia się z gęstością (równowagi) i wielkością jądra atomowego. Rozmiary nukleonów są natomiast istotne przy parametryzacji konkretnych rozkładów jądrowych dla niskich energii mierzonych w rozpraszaniu niskoenergetycznych elektronów. W tym przypadku posługujemy się jednocząstkowymi modelowymi rozkładami nukleonów, w których jednym z parametrów dopasowania jest właśnie promień nukleonu [0]. Ponadto większość obliczeń strukturalnych jąder atomowych wykonywana jest dla zerowego ciśnienia, tak więc objętości nukleonów nie odgrywają znaczącej roli (mimo, że obecność twardego rdzenia odpychającego zapewniającego saturację sił jądrowych [1] świadczy o skończonych rozmiarach nukleonów, których objętość stanowi przynajmniej 10% objętości jądrowej przy gęstości równowagi). Jednakże wyznaczenie wielkości zależnych od pochodnej ciśnienia w punkcie równowagi, takich jak np. ściśliwość, zależy już od wyboru modelu [2].



Rys.1: Stosunek nieelastycznych przekrojów czynnych na węglu i deuterze dla odpowiednio dużych wartości niezmienniczej masy hadronowej $W^2=(M+q)^2$ i przekazu pędu fotonu $q^2 > 1\text{GeV}$.

Dużym zaskoczeniem było odkrycie zmiany partonowej funkcji struktury nukleonów w jądrze. Efekt ten, znany jako „efekt EMC” a zaobserwowany po raz pierwszy w [3], pokazał, że stosunek przekrojów czynnych na tarczy jądrowej do przekrojów czynnych na tarczy ^2D wykazuje wyraźne odstępstwa od jedności, które są szczególnie widoczne dla dużych wartości zmiennej Björkena x [3]. Na rys.1 pokazany jest efekt EMC dla jąder ^{12}C zmierzony przez różne kolaboracje (SLAC, EMC). O ile struktura dla dużych wartości x jest pochodzenia kinematycznego (dla nukleonów jądrowych możliwe są $x > 1$), o tyle odstępstwa od jedności dla małych x wynikają wyłącznie z dynamiki. Z dopasowania partonowych funkcji struktury nukleonu dla małych wartości x widać, że już dla gęstości jądrowej obserwujemy znaczące modyfikacje rozkładów wirtualnych kwarków morza $q\bar{q}$ wynikające z nieabelowej struktury oddziaływania w QCD. Nasuwa się więc pytanie czy badając strukturę partonową materii jądrowej nie zobaczymy zmian takich cech nukleonów jak jego rozmiar czy masa?

Aby opisać efekt EMC musimy zrezygnować z przybliżenia nukleonów przez obiekty punktowe, które jest najpoważniejszym, niekontrolowanym przybliżeniem w jednocząstkowych modelach używanych w fizyce jądrowej [4]. Jest wiele prac teoretycznych poświęconych wyjaśnieniu efektu EMC przez ewentualną zmianę masy nukleonu w ośrodku i mieszczą się one w dwóch głównych nurtach opisu materii jądrowej. Pierwszy nurt opisuje nukleony jako rozwiązania solitonowe (skymionowe) układu oddziałujących pionów w granicy nie-perturbacyjnej chromodynamiki kwantowej (QCD) dla dużej liczby kolorów. W tej nieliniowej teorii pola zachowany jest ładunek topologiczny, który jest utożsamiony z ładunkiem barionowym. W ten

sposób nukleony są generowane jako nieliniowe rozwiązania efektywnej teorii pola, a ich oddziaływania wiążą się z odkształceniami w przestrzeni konfiguracyjnej 2-solitonowych teorio-polowych rozwiązań. Niestety, mimo uzyskania w ten sposób przyciągającego potencjału na odpowiedniej odległości, zgodność z realistycznym potencjałem nukleon-nukleon otrzymuje się tylko na poziomie jakościowym, tak jak i ewentualną zmianę masy nukleonu [5]. Podobnie jest w jądrowych modelach wykorzystujących rozwinięcia chiralne [6]. Nasze prace [A1-A3] opisują efekt EMC w modelu konwolucji w którym rozkład kwarków w nukleonie jest najczęściej niezależny od rozkładu nukleonów w jądrze atomowym.

Zmiany rozmiarów nukleonu mają wpływ na ściśliwość materii jądrowej, której wartość wyznacza przebieg równania stanu dla gęstości powyżej gęstości jąder atomowych. Wiadomo, że nukleony mają swoją własną „twardość”, wydaje więc się oczywiste, że ściśliwość MJ zależeć będzie również od ściśliwości zawartych w niej nukleonów. Zazwyczaj nukleony opisuje się przedstawiając je jako pewnego rodzaju „worki” (bags) wypełnione kwarkami o własnościach zależnych od otoczenia. Istniejące realizacje modelu takiego worka w ośrodku jądrowym nie uwzględniają jednak dynamicznego powiązania jego rozmiaru R_N i jego masy M [7]. Dotychczasowe rachunki albo wogóle nie uwzględniają rozmiarów nukleonu albo ustalają jego rozmiary i masę R_N i M dla całego przebiegu gęstości i ciśnienia [8]. W pracy [B1] przeprowadzony został rachunek uwzględniający istniejącą korelację pomiędzy M i R_N . Pokazano tam, że proponowana korelacja prowadzi do istotnej modyfikacji jądrowego równanie stanu.

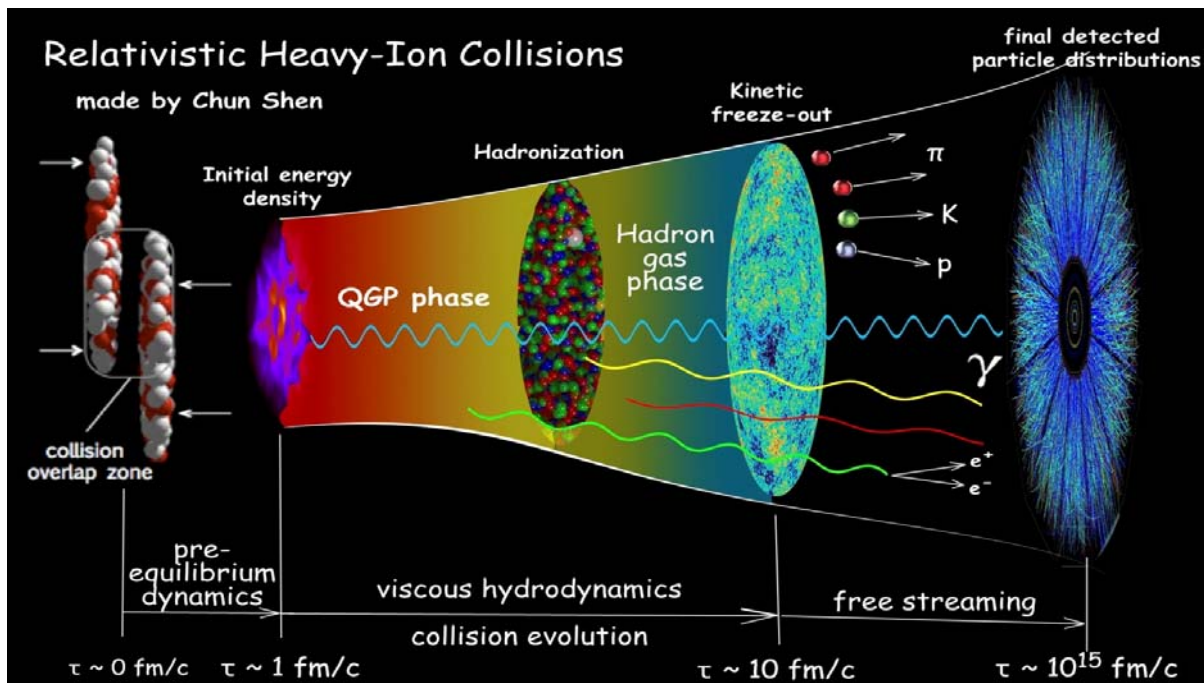
Powstająca w rozpraszaniu ciężkich jąder gęsta plazma kwarkowo-gluonowa jest daleka od równowagi i szybko hadronizuje. Oznacza to, że powstający w takim zderzeniu układ nie jest jednorodny i mogą w nim występować fluktuacje temperatury. Tak naprawdę nie są więc spełnione warunki by opisywać go powszechnie używanym rozkładem Boltzmana-Gibbsa (BG). Potwierdza to wiele doświadczeń wskazujących wyraźnie, że obserwowane rozkłady odbiegają od powszechnie oczekiwanych rozkładów BG, wykazując wyraźne zachowanie potęgowe. Z kolei rozkłady potęgowe są dobrze znane z innych dziedzin fizyki i wiążą się z koniecznością użycia do ich opisu tzw. rozkładów nieekstensywnych [9]. Efekty nieekstensywne, oprócz sytuacji wspomnianej powyżej, pojawiają się wszędzie tam gdzie oddziaływanie ma charakter długozasięgowy. W naszym przypadku jest to długozasięgowa wymiana gluonów o natężeniu proporcjonalnym do odległości powodująca przyciąganie kwarków na odległościach powyżej ~ 1 fm. W literaturze do opisu efektów nieekstensywnych stosuje się podejście oparte o nieekstensywną entropię, w naszym wypadku będzie to entropia Tsallisa [10] a cały proces oparty będzie na nieekstensywnej termodynamice [C1-C3].

Obszar zastosowań.

Możemy wyróżnić dwa układy fizyczne, w których istotna jest znajomość równania stanu materii jądrowej dla gęstości kilka razy większej od gęstości jąder atomowych: wewnątrz gwiazd neutronowych oraz wysokoenergetyczne rozpraszanie ciężkich jonów. W odkrytych niedawno ciężkich gwiazdach neutronowych (o masie $\sim 2M_{\odot}$ i promieniu

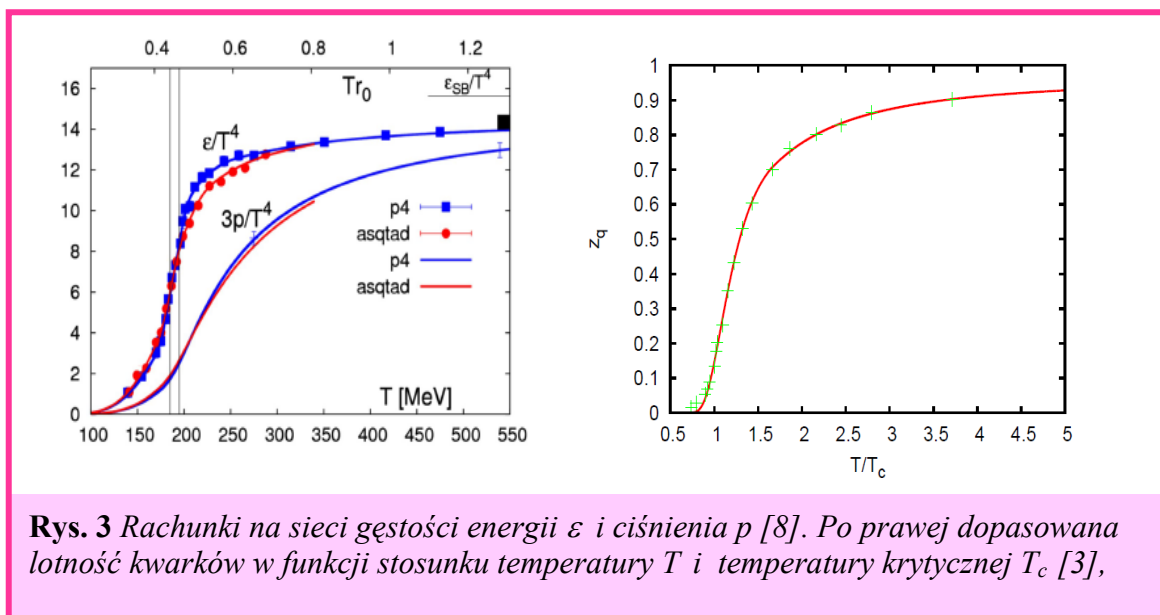
10 km) siły grawitacji ściskają materię neutronową do gęstości 10^{15} g/cm³, a więc ma gęstość dwukrotnie przewyższającą gęstość osiąganą we wnętrzu ciężkich jąder atomowych sama zaś jest otoczona skorupą materii o mniejszej gęstości [11]. W dobrym przybliżeniu jest to relatywistyczny gaz neutronów z domieszką protonów zanurzonych w mezonowym polu wzajemnego przyciągania na większych odległościach i odpychania na małych dystansach, poniżej 1 femtometra (10^{-13} m).

Większe gęstości i wyższe temperatury materii jądrowej występują w rozpraszaniu ciężkich jonów gdzie podstawowymi stopniami swobody opisu MJ są kwarki i gluony. Ich wzajemne oddziaływania mają długozasięgowy charakter prowadzący do korelacji, które nie znikają wraz ze wzrostem gęstości i utrzymują się powyżej temperatury przejścia fazowego z materii hadronowej do materii kwarkowo-gluonowej. Aby uzyskać w miarę pełną informację o równaniu stanu materii jądrowej doświadczenia ciężkojonowe przeprowadza się dla różnych energii i z użyciem różnych tarcz jądrowych. W ten sposób możemy zmieniać podstawowe parametry równania stanu – temperaturę T i gęstość ρ ; np. w RHIC dla Au+Au użyto wiązek o energii $\sqrt{s_{NN}} = (7.7, 11.5, 19.6, 27, 39)$ GeV, co pozwala otrzymać rozkłady dla wzrastających temperatur wewnątrz wytworzonej „kuli ognistej” (fireball’a) materii kwarkowo-gluonowej [12] – plazmy QCD. Ze względu na długo-zasięgowe oddziaływania gluonów, wytworzona w zderzeniu plazma kwarkowo-gluonowa znajduje się po zderzeniu w stanie wzbudzonej i następnie dąży do stanu równowagi termicznej i chemicznej między kwarkami i gluonami.



Rys. 2: Schemat powstania Plazmy Kwarkowo-Gluonowej (QGP) w rozpraszaniu ciężkich jonów – możliwe fluktuacje temperatury. [13]

Na rys.2 przedstawiono schemat rozpraszania ciężkich jonów o energiach w środkiemasy $\sim(10-40)$ GeV. Plazma kwarkowo gluonowa zaczyna się formować po wstępnym wyrównaniu rozkładu energii, gdy $\tau=1-4$ fm/c [14,15]. Następnie, po czasie około $\tau=5$ fm/c, rozpada się (hadronizuje) na niezależne hadrony i jej temperatura maleje w procesie tzw. kinetycznego wymrożenia. Przy formowaniu plazmy kwarkowo gluonowej powstają wysoko energetyczne gluony, które emitują pary kwark-antykwar, powiększając entropię układu. Proces ten możemy w miarę prosto i poglądowo opisać fenomenologicznie [16] przez rozkłady kwarków, skorygowane przez odpowiedzialny za oddziaływanie odpowiedni współczynnik lotności (fugacity), $z(\tau)$, zależny modelowo od czasu i od charakteru ekspansji (lub, równoważnie, od początkowej energii (temperatury) i odstępstwa od równowagi). Współczynnik ten byłby równy jedności w stanie równowagi chemicznej, pod warunkiem że kwarki tworzyłyby efektywnie słabo-oddziałyujący układ gazu Fermiego. Dla układu zdominowanego przez gluony współczynnik fugacity $z(\tau)$ jest znacznie mniejszy od jedności dla całego w zasadzie czasu ewolucji τ do stanu równowagi [16]. Taki obraz odpowiada długozasięgowemu charakterowi oddziaływania gluonów, które z tego powodu nie będą wystarczająco dobrze opisane przez statystykę BG. Potwierdzają to równowagowe rachunki quasi-cząstkowe [17] dopasowane do dynamicznych obliczeń na sieci [18] i przedstawione na Rys.3.



Rys. 3 Rachunki na sieci gęstości energii ϵ i ciśnienia p [8]. Po prawej dopasowana lotność kwarków w funkcji stosunku temperatury T i temperatury krytycznej T_c [3],

Wskazują one, że wartość równowagowa fugacity z_q modyfikująca rozkłady jednocząstkowe kwarków n_q jest mniejsza od jedności w granicy wysokich temperatur i wynosi dla kwarków $z_q \sim 0.9$ dla temperatury $T=500$ MeV. Oznacza to, że pomimo wysokich temperatur powyżej temperatury krytycznej przejścia fazowego i „uwolnienia” się z wnętrza nukleonów, kwarki pozostają silnie skorelowane przez przyciągającą wymianę gluonów.

Tak silnie skorelowane układy dają się dobrze opisać stosując nieekstensywne podejście Tsallisa [10]. W tym podejściu entropia układu S_q nie jest sumą entropii poszczególnych podukładów a oprócz standardowego parametru T (temperatury) występującej w zwykłej statystyce BG pojawia się nowy parametr q zwany parametrem nieekstensywności. Dla układu złożonego z dwóch podukładów A i B mamy w tym wypadku:

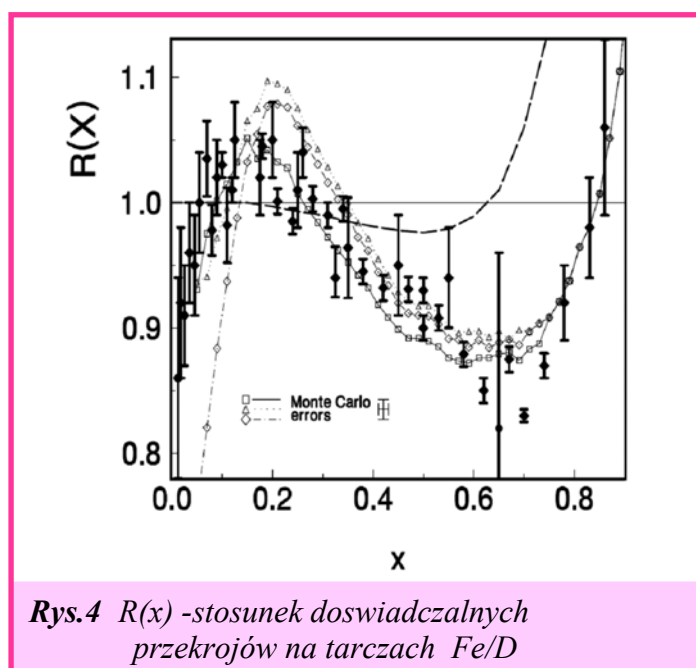
$$S_q(A+B)/k = [S_q(A)/k] + [S_q(B)/k] + (q - 1) [S_q(A)/k] [S_q(B)/k] \quad (2)$$

Dla $q=1$ rozkłady BG i Tsallisa są identyczne, zatem wielkość $|q-1|$ jest miarą odejścia od stanu równowagi (zazwyczaj do stanu będącego pewnego rodzaju stanem stacjonarnym). Relacje $S_q(q>1) > S_{BG}(q=1) > S_q(q<1)$; określają w literaturze odpowiednie układy jako będące „superadditive”, „additive” i „subadditive. Taka sytuacja zdarza się wszędzie tam gdzie rozpatrywany układ jest „mały” (przez co rozumie się, że jest on wielkości rozmiaru porównywalnego z zasięgiem działających w nim sił), kiedy występują w nim niestatystyczne fluktuacje korelacje i wszelkiego rodzaju efekty „pamięci” [9]. Z punktu widzenia termodynamiki oznacza zaś to, że tzw. „heat bath” jest skończona, i niejednorodna.

W pracach [C1-C3] zastosujemy ten opis do gęstej materii kwarkowo-gluonowej.

A. Przedstawienie wyników dla gęstości równowagi-efekt EMC

Aby prześledzić ewolucję rozmiaru R_N i masy nukleonu M w gęstej MJ należy zbadać te parametry dla gęstości równowagi (czyli w jądrach atomowych). Można to uczynić w doświadczeniach z głęboko nie-elastycznym rozpraszaniem elektronów na tarczach jądrowych w których elementarny proces zachodzi na nukleonach, poruszających się w jądrze ruchem Fermiego.



W tym celu w pracy [A1] zastosowano relatywistyczny opis rozkładu nukleonów w jądrze na froncie świetlnym, w którym wyznacza się ich partonową funkcję struktury (PDF), czyli rozkłady partonów w funkcji zmiennej Björkena x . Okazuje się, że bez zmiany funkcji rozkładu partonów, zarówno kwarków walencyjnych jak i kwarków morza, opis głęboko-nieelastycznego rozpraszania w takim modelu konwolucji nie jest w stanie odtworzyć efektu EMC. Rys.4 z pracy [A1] pokazuje, że dobre dopasowanie $R(x)$ (stosunku doświadczalnych przekrojów czynnych na tarczach Fe i D) dla istniejących danych doświadczalnych otrzymuje się przy założeniu niezmięnionej masy nukleonu poruszającego się ruchem Fermiego. Zmieniono wyłącznie szerokość rozkładu partonów, (czyli rozkładu $x \sim p_L/M$ stosunku podłużnej składowej pędu p_L niesionego przez parton do masy nukleonu, liczonego w układzie spoczynkowym) oraz dodatkowo przesunięto rozkład kwarków morza wyznaczony przez wirtualną masę ($m_\pi=0$) „jądrowych” pionów, zgodnie z realizacją symetrii chiralnej w MJ. Ten stosunek x_{LC} odpowiada w dobrym przybliżeniu, zmiennej $x_{LC} \sim x = Q^2/(2M\nu)$ Björkena ustalonej doświadczalnie przez zmierzony transfer czteropędu fotonu Q^2 , z energią ν , od rozpraszanego elektronu na związanym nukleonie.

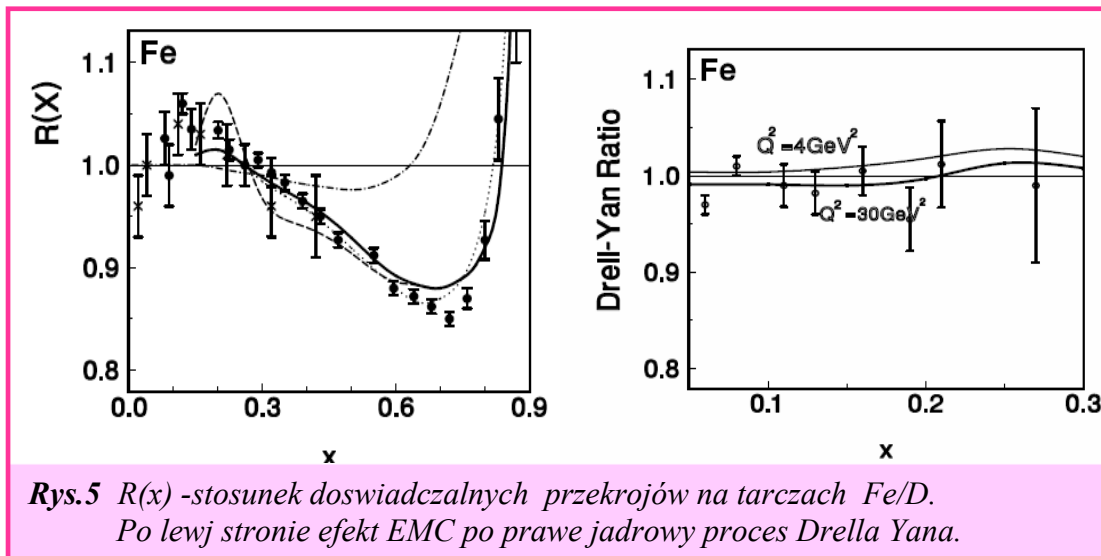
W pracy [A2] pokazano jak oddziaływanie przez wymianę mezonową związane jest ze zwiększeniem wkładu kwarków morza dla małych wartości x . Wykorzystano to w pracy [A3] aby spełnić pędową regułę sum.

W pracy [A3] podano związek efektu EMC ze skalą wirtualności wyznaczoną przez średnią drogę swobodną partonów, $d=1/(Mx)$. Na tej podstawie pokazano jak zmienia się efektywna (zależna od x) masa nukleonu przy opisie efektu EMC oraz przy opisie jądrowych procesów Drell-Yana. Dla bardzo szybkich procesów, np. dla $x>0.6$, czas życia „uderzonego” partonu, $d=0.35$ fm, jest znacznie krótszy od rozmiarów nukleonu R_N i odległości między nukleonami w ośrodku. Dlatego dla takich wartości zmiennej x , w pędowej regule dla podłużnych składowych pędu k^+ kwarków w A-nukleonach:

$$\frac{1}{A} \sum_{i=1}^{nA} k_{Ai}^+ = \frac{M_A}{A} \equiv M_N + \epsilon = \int^{p_F} d^3p \sqrt{M_B^2 + \vec{p}^2} + V_N \quad (\text{dla } x < 0.25) \quad (3)$$

nie uwzględnia się energii potencjalnej oddziaływania V_N w bilansie pędu nukleonu w jądrze. Dla tych szybkich procesów (czyli dla $x>0.6$) równanie (3) daje wartości efektywnej masy M_B (w jego układzie spoczynkowym), zależnej tylko od masy jądra $M_A=A(M_N+\epsilon)$ i od energii kinetycznej zależnej od pędu Fermiego p_F . Dla dużo dłuższej drogi swobodnej partonu ($d>0.8$ fm odpowiadającej $x<0.25$) przewyższającą rozmiary nukleonu R_N rozpraszanie może zachodzić na skorelowanej parze nukleonów której energia zawiera oddziaływanie nukleon-nukleon. Dlatego też w jednocząstkowym bilansie energii (3) powinna być uwzględniona po prawej stronie energia potencjalna V_N oddziaływania z innymi nukleonami a masa M_B powraca do wartości M_N . W obszarze przejściowym otrzymujemy, uwzględniając energię ruchu Fermiego i

niezmienioną postać partonowej funkcji struktury, stopniowe zmniejszenie efektywnej masy nukleonu w przedziale $0.3 < x < 0.6$ oraz dobry opis efektu EMC (przedstawiony na rysunku Rys.5 (lewy panel) przez funkcję $R(x)$).



Ze względu na obecność dla dużych wartości x efektywnej masy M_B łamana jest pędowa reguła sum. Dlatego zwiększono o 1% wkład kwarków morza do jądrowej funkcji struktury, zgodnie z ideą przedstawioną [A2]. Istotną weryfikacją tego dodatku oraz całego modelu jest dobrym opis efektu EMC połączony z równie dobrym opisem jądrowego procesu Drell-Yana, który jest szczególnie czuły na rozkłady kwarków morza w funkcji x (prawy panel Rys.5). Podsumowując, w [A1,A3] pokazano że masa nukleonu i jego rozmiary nie zmieniają się dla procesów przebiegającym w czasie porównywalnym z oddziaływaniem nukleonów jądrze i są takie same jak nukleonu swobodnego, natomiast przybliżenie jednocząstkowe jest niewystarczające do opisu efektu EMC ponieważ dodatkowy wkład kwarków morza, konieczny do spełnienia pędowej reguły sum, ma swoje źródło w dynamice korelacji 2-nukleonowych.

To stwierdzenie jest w pełni konsystentne z danymi doświadczalnym przy niskich energiach pod warunkiem, że odróżnimy masę nukleonu od jej efektywnych przybliżeń (takich jak np: efektywna masa zależna od kwadratu pędu występująca w propagatorach czy też masa skalarna będąca sumą masy i potencjału skalarnego w relatywistycznym modelu średniego pola).

B. Przedstawienie i dyskusja dynamicznego modelu worka nukleonu w MJ.

W pracy [B1] pokazano że efekty związane ze zmianą promienia i masy nukleonów w materii jądrowej odkrywają niezmiernie ważną rolę w równaniu stanu i w związku z tym są istotne w każdym obszarze zastosowań: począwszy od obliczeń ściśliwości MJ dla gęstości równowagi, poprzez eksperymenty ciężkojonowe, a na obliczeniach modelowych mas gwiazd neutronowych skończywszy.

Podstawową i bardzo interesującą wielkością jest ściśliwość materii jądrowej K^{-1} dla gęstości równowagi. W opisie jądrowych rezonansów monopolowych [3] jest ona obliczana modelowo. Odpowiednie dopasowania dają wartość $K^{-1}=200-300$ MeV i od powstania jądrowej relatywistycznej teorii średniego pola (RMF) [19a] wartości tej nie można było dopasować używając liniowej, skalarno-wektorowej wersji, która dawała $K^{-1}=550$ MeV. Aby otrzymać rozsądne dopasowanie wszystkich wielkości eksperymentalnych, takich jak energia, gęstość równowagi i ściśliwość, wprowadzono zatem dwa dodatkowe nieliniowe pola skalarne (czyli w efekcie 2 dodatkowe parametry), używane do chwili obecnej [19b].

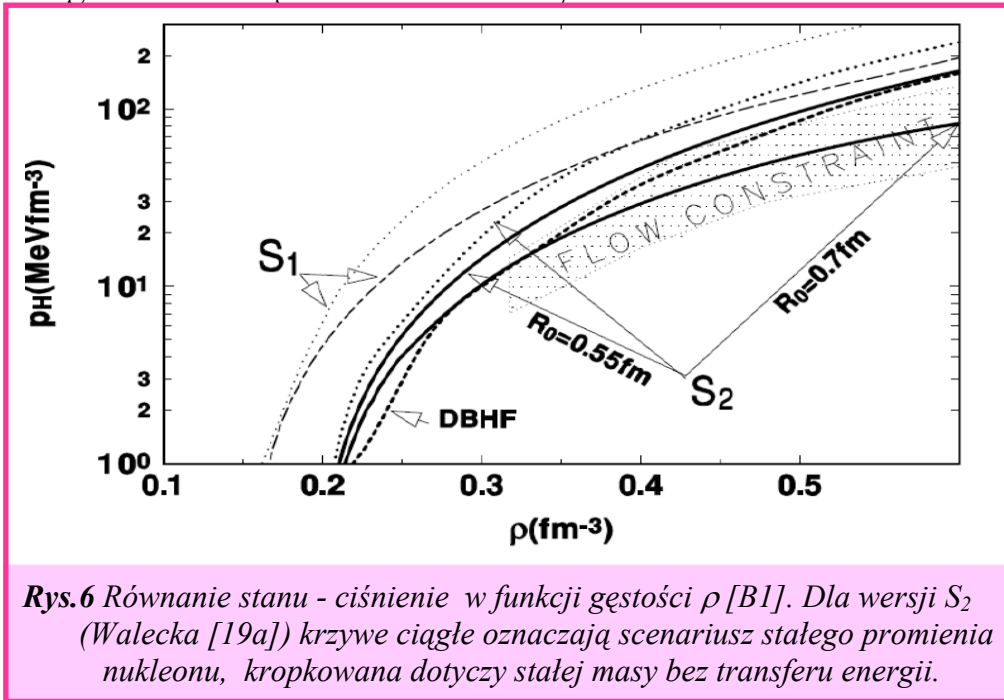
Praca [B1] przedstawia termodynamiczne rozszerzenie jądrowej teorii RMF o nukleony charakteryzujące się niezerową objętością i zawierające oddziałujące kwarki opisane przy użyciu przybliżenia worka MIT [20]. Do tej pory efekty objętościowe równania stanu w gęstej MJ były liczone przy ustalonej M i promieniu R_N . Aby otrzymać lepsze równanie stanu dla MJ z nukleonami o skończonych rozmiarach, w pracy [B1] wprowadzono entalpię, całkowitą energię uwzględniającą pracę w układzie pod ciśnieniem, konieczną do stworzenia miejsca dla rozciągniętego obiektu jakim jest nukleon w ośrodku jądrowym. Pokazano (po raz pierwszy w literaturze) związek rozmiaru nukleonu R_N z jego masą M i ciśnieniem w MJ, a w szczególności ze znaczącym zmniejszeniem ściśliwości dla gęstości równowagi: od $K^{-1}=560$ MeV do $K^{-1}\sim 250$ MeV. Nowa zależność ciśnienia od gęstości jest słabsza w porównaniu z pierwotnym równaniem Walecka'ego [19a].

Aby wyjaśnić tak poważną redukcję ściśliwości K^{-1} zauważmy konieczność wykonania pracy ($p\Omega$) przez układ na utrzymanie objętości nukleonu w otoczeniu ze wzrastającym ciśnieniem co powoduje zmiany jego entalpii (odpowiednika potencjału chemicznego) proporcjonalnej do $1/R_N$ [B1]. W tym celu przedyskutowano w dynamicznym modelu bagu [B1] dwa skrajne przypadki: (1) stałej objętości czyli stałej entalpii oraz (2) stałej masy nukleonu czyli wzrastającej entalpii.

(1) Przy ściskaniu materii jądrowej masa nukleonu zmniejsza się o człon objętościowy ($p\Omega$) kosztem zachowania jego objętości Ω [B1]. Policzono w tym modelu jądrową ściśliwość K^{-1} przy ustalonej objętości nukleonu. Otrzymano poprawne wartości tego ważnego parametru równowagi bez rozszerzania pola skalarnego o nieliniowe składowe (dla promienia $R_N=0.7$ fm otrzymano wartość $K^{-1}\sim 250$ MeV). Następnie obliczono równanie stanu dla stałego promienia R_N nukleonu w funkcji gęstości MJ. W wyniku zmniejszenia się M z gęstością otrzymujemy wyraźne zmiękczenie równania stanu. Na Rys.6 [B1] przedstawiono przebieg równania stanu dla malejącej masy M , który pokrywa się w dużym zakresie z realistycznym dopasowaniem uzyskanym w rachunkach przeprowadzonych metodą Dirac-Brueckner-Hartree-Fock'a (DBHF) [22] przy użyciu realistycznego potencjału wymiany jednobozonowej.

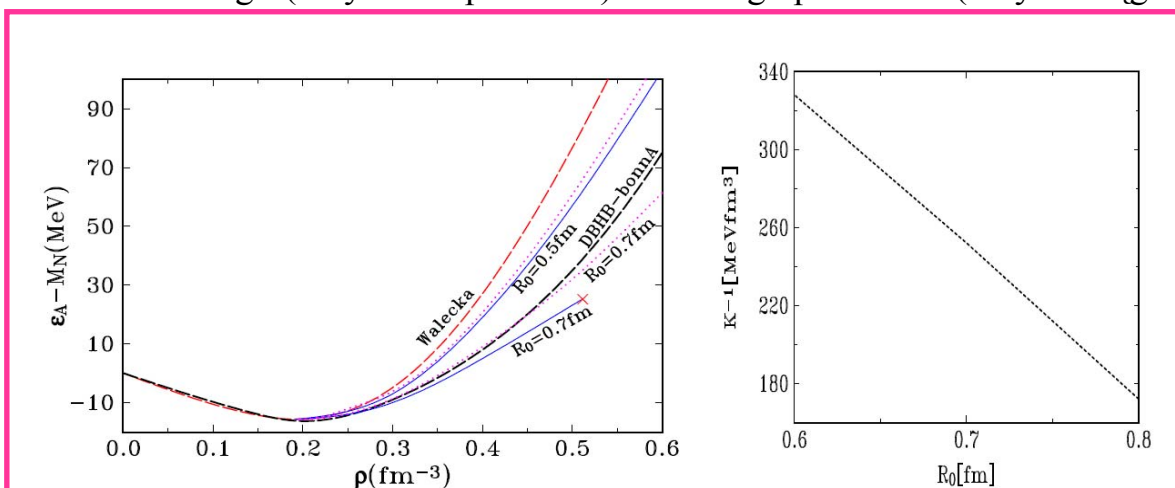
(2) Natomiast dla stałej masy M sytuacja jest bardziej złożona. W pracy [B1] pokazano jak powinien zmniejszyć się promień nukleonu i odpowiednio wzrosnąć entalpia nukleonu w scenariuszu stałej M . Taki wzrost może wymagać pracy odpychającego oddziaływania między nukleonami i w rezultacie korekty wektorowego potencjału. W pracy [B1] nie wprowadzono zmiany jednoczątkowego

potencjału nukleonu, więc równanie stanu pozostało praktycznie bez zmiany energii Fermiego z wartością $K^{-1} \sim 500 \text{ MeV}$ - Rys.6.



Rys. 6 Równanie stanu - ciśnienie w funkcji gęstości ρ [B1]. Dla wersji S_2 (Walecka [19a]) krzywe ciągłe oznaczają scenariusz stałego promienia nukleonu, kropkowana dotyczy stałej masy bez transferu energii.

Jeżeli jednak uwzględnimy, nie dyskutowaną w [B1], możliwą korektę potencjału jądrowego w wyniku ściskania nukleonu do mniejszych rozmiarów, to otrzymamy, dla stałej masy, obniżenie potencjału jednocząstkowego o człon objętościowy ($p\Omega$), podobnie jak obniżenie masy w scenariuszu stałego promienia R_N . Dla małych wzrostów gęstości zmniejszenie energii w tych dwóch skrajnych przypadkach jest podobne, tak więc nasze wyniki nie zależą istotnie od założeń stałej masy czy stałego promienia. Na Rys.7 (pochodzącego z niepublikowanego jeszcze [arXiv:1406.3832](https://arxiv.org/abs/1406.3832)) przedstawiona jest modyfikacja równania stanu dla scenariusza stałej masy z transferem energii (krzywa kropkowana) lub stałego promienia (krzywa ciągła).



Rys. 7 Z lewej: energia MJ w skalarno-wektorowej teorii średniego pola oznaczona jako Walecka [19a]. Zaznaczone modyfikacje dla odpowiednich promieni nukleonów: $R_0 = (0.5 \text{ i } 0.7) \text{ fm}$. Krzywe kreskowane oznaczają scenariusz stałego promienia nukleonu, krzywe kropkowane - stałej masy transferem energii do nukleonu. Z prawej: zależność ściśliwości MJ od promienia nukleonu.

Podobne przebiegi energii i ciśnienia dla małych gęstości wskazują, że ściśliwość zależy tylko od początkowego promienia R_0 nukleonu. Natomiast w scenariuszu stałej masy M zachowanie dla dużych gęstości jest silniejsze, ponieważ zmniejszający się promień R_N zmniejsza poprawkę objętościową ($p\Omega$) do energii potencjalnej nukleonu i zmniejszającą, tym samym, energię Fermiego (jądrowy potencjał chemiczny).

Podsumowując, w obu scenariuszach poprawka ($p\Omega$) obniża efektywnie energię Fermiego (jądrowego potencjału chemicznego nukleonu) o energię równą iloczynowi ciśnienia i objętości nukleonu. Otrzymane w efekcie zmniejszenie ściśliwości do wartości $K^{-1} \sim 250 \text{ MeV}$ bez dodatkowych, nieliniowych członów pola skalarnego [19b], ma fundamentalne znaczenie przy wyznaczaniu parametrów jednocząstkowego potencjału oraz równania stanu opisującego ostatnio odkryte, stosunkowo ciężkie, (około 2 masy słońca) gwiazdy neutronowe.

W [B1] obliczono również ściśliwość samego nukleonu przy założeniu jego stałej masy M . Otrzymany wynik $K_N^{-1} > M$ jest zgodny z semi-empirycznym oszacowaniem oraz z innymi modelami nukleonu [21] co uzasadnia nasz model dynamicznego bagu.

C. Nieekstensywny opis gęstej materii kwarkowo-gluonowej.

Do tej pory nie było w pełni relatywistycznego sformułowania termodynamiki nieekstensywnej dla układu fermionów, które uwzględniałoby propagację antycząstek. W pracy [C1], korzystając z zasady maksymalizacji entropii (MaxEnt) (1,2), po raz pierwszy poprawnie wyznaczono jak w relatywistycznym opisie należy uwzględnić wkład pochodzący od wirtualnych antycząstek morza fermionów.

W podejściu ekstensywnym odpowiednie rozkłady cząstek (n_i) i antycząstek (\bar{n}_i) można otrzymać maksymalizując entropię

$$S = \sum_i [n_i \ln(n_i) + (1 - n_i) \ln(1 - n_i)] + [n_i \rightarrow \bar{n}_i] \quad (1)$$

przy więzach narzuconych na całkowitą liczbę cząstek \hat{N} oraz na całkowitą energię układu \hat{E} :

$$\sum_i (n_i - \bar{n}_i) = \hat{N} \quad \text{oraz} \quad \sum_i (n_i + \bar{n}_i) E_i = \hat{E}, \quad (2)$$

W podejściu nieekstensywnym należy posłużyć się nieekstensywną postacią entropii, S_q . Z wielu możliwych wyborów S_q wybrano w [C1] entropię Tsallisa charakteryzowaną parametrem nieekstensywności q . W granicy $q \rightarrow 1$ dostaje się zwykle podejście ekstensywne (1). Okazuje się, że aby takie podejście było termodynamicznie konsystentne, należy rozkłady n_i i \bar{n}_i w (1) i (2) (odpowiadające prawdopodobieństwom mikrostanów w podejściu ekstensywnym), zastąpić q -tą potęgą odpowiedniego rozkładu nieekstensywnego n_{qi} (lub \bar{n}_{qi}). Nowe rozkłady n_{qi} otrzymujemy z MaxEnt dla nieekstensywnego odpowiednika S_q entropii S zastępując w wyrażeniach (1) i (2)

$$n_i \rightarrow (n_{qi})^q \quad \ln x \rightarrow \ln_q x = (1-x^{1-q})/(1-q) \quad \{ \text{dla } q \rightarrow 1, \ln_q x \rightarrow \ln x \}. \quad (3)$$

Otrzymane rozkłady, n_{qi} dla cząstek i \bar{n}_{qi} dla antycząstek, mają postać analogiczną jak w rozkładzie Fermi-Diraca, w którym exponencjalną funkcję $e(x)=\exp(x)$ zastąpiono przez tzw. q-eksponentę $e_q(x)=\exp_q(x)=[1+(q-1)x]^{1/(q-1)}$; gdzie $x_{qi}=(E_{qi}-\mu)/T$, $\bar{x}_{qi}=(E_{qi}+\mu)/T$ i w granicy $q \rightarrow 1$, $e_q(x) \rightarrow e(x)$:

$$n_{qi} = \frac{1}{e_q(x_{qi}) + 1}, \quad \bar{n}_{qi} = \frac{1}{e_q(\bar{x}_{qi}) + 1}; \quad (4)$$

Powyższe wzory wymagają jeszcze dodatkowo określenia warunków ich stosowalności, co stanowiło jeden z głównych celów pracy [C1]. Należało mianowicie określić konieczne ograniczenia na dostępną przestrzeń fazową towarzyszące określonemu wyborowi parametru nieekstensywności q ($q > 1$, lub $q < 1$) tak, żeby wielkości $e_q(x)$ były dobrze zdefiniowane.

W fizyce jądrowej pojawiło się szereg prac stosujących przybliżenie nieekstensywne do opisu gęstej i gorącej MJ. Jednakże większość z nich [23] okazała się termodynamicznie niekonsystentna, dodatkowo różnią się one w definicjach nieekstensywnych rozkładów jednocząstkowych $(n_q)^q$. W pracy [C1] porównano i usystematyzowano stosowane do tej pory przybliżenia (ze szczególnym uwzględnieniem antycząstek) oraz wskazano na fizyczne konsekwencje tych metod, dotychczasowe ich błędy i na warunki stosowania.

W pracy [C2] pokazano, że używając wyników pracy [C1] nadal spełnione są równania termodynamiki wyrażone przez odpowiednie wielkości nieekstensywne, między innymi przez entropię nieekstensywną S_q .

W szczególności nadal spełnione są podstawowe relacje termodynamiki:

$$T = \left. \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial s_q} \right|_{\rho_q}, \quad \mu = \left. \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial \rho_q} \right|_{s_q}, \quad \rho_q = \left. \frac{\partial P_q}{\partial \mu} \right|_T, \quad s_q = \left. \frac{\partial P_q}{\partial T} \right|_{\mu}. \quad (5)$$

gdzie nieekstensywne gęstości energii ε_q i ciśnienia P_q wyrażają się, analogicznie jak w zwykłej termodynamice opartej na entropii BG, przez gęstości cząstek ρ_q i entropii s_q .

$$d\varepsilon_q = T ds_q + \mu d\rho_q, \quad dP_q = s_q dT + \rho_q d\mu,$$

Do tego celu wykorzystano następujące relacje termodynamiczne pozwalające wyrazić powyższe związki przez pochodne cząstkowe (wszystkich wielkości) względem temperatury T i potencjału chemicznego μ .

$$T = \left. \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial s_q} \right|_{\rho_q} = \frac{\frac{\partial \varepsilon_q}{\partial T} + \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial \mu} \frac{d\mu}{dT}}{\frac{\partial s_q}{\partial T} + \frac{\partial s_q}{\partial \mu} \frac{d\mu}{dT}} \quad \text{where} \quad \frac{d\mu}{dT} = -\frac{\frac{\partial \rho_q}{\partial T}}{\frac{\partial \rho_q}{\partial \mu}},$$

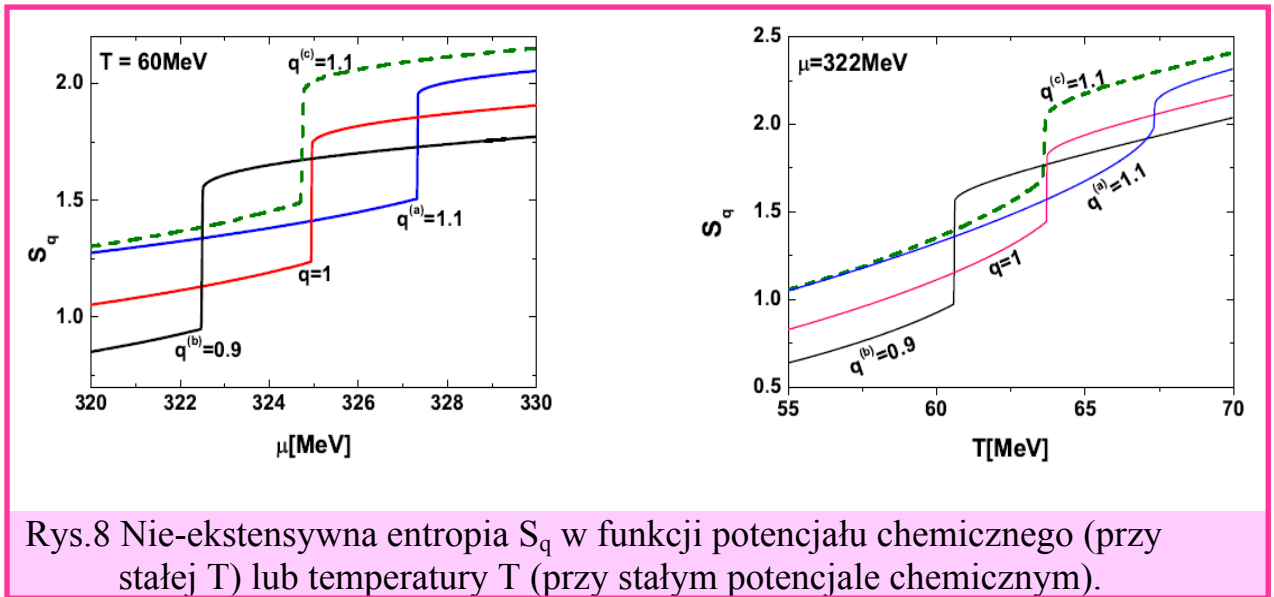
$$\mu = \left. \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial \rho_q} \right|_{s_q} = \frac{\frac{\partial \varepsilon_q}{\partial T} + \frac{\partial \varepsilon_q}{\partial \mu} \frac{d\mu}{dT}}{\frac{\partial \rho_q}{\partial T} + \frac{\partial \rho_q}{\partial \mu} \frac{d\mu}{dT}} \quad \text{where} \quad \frac{d\mu}{dT} = -\frac{\frac{\partial s_q}{\partial T}}{\frac{\partial s_q}{\partial \mu}}.$$

Jest to ważny wynik, który pokazuje, że nie-ekstensywna entropia S_q jest powiązana z pozostałymi wielkościami w ten sam sposób jak w ekstensywnej termodynamice BG. W konsekwencji probabilistyczna interpretacja maksymalizacji entropii jako wielkości charakteryzującej stopień uporządkowania układu pozostaje niezmienną w przypadku nieekstensywnym.

Bazując na powyższych wynikach w pracy [C2] sformułowano nieekstensywny wariant modelu Nambu-Jona Lasinio (NJL) gęstej materii kwarkowej dla fazy ciekłej i gazowej. Przeanalizowano następnie, między innymi, obszar przejścia fazowego i zmianę temperatury krytycznej w funkcji odstępstwa od statystyki BG danej przez parametr $|q-1|$. Zauważmy, że w obszarze krytycznym przejścia fazowego od hadronów do plazmy kwarkowo-gluonowej efekty objętościowe i nieekstensywne mają to samo źródło, a mianowicie uwalnianie się energii objętościowej związanej z zanikaniem struktury hadronowej. Od tego zależy charakter przejścia fazowego i położenie punktu krytycznego we współrzędnych gęstości i temperatury. Przeanalizowano zatem zależność od parametru nieekstensywności q , gęstości ρ i temperatury T , takie wielkości fizyczne jak ciśnienie, entropia, ciepło właściwe oraz podatność barionową (związana z obserwowanymi fluktuacjami liczby barionów). Zachowanie tych wielkości w tzw. obszarze krytycznym (czyli dla gęstości i temperatury w pobliżu przejścia fazowego) pozwoliło na zbadanie ewentualnych zmian charakteru przejścia fazowego dla układów nieekstensywnych. Głównym wynikiem tej części pracy jest pokazanie jak różnią się wyniki obliczeń NJL w zależności od uporządkowania (entropii) układu kwarków (Rys.8 poniżej lub Rys.3 w [C2]). Przy lepszym uporządkowaniu, czyli mniejszej entropii układu kwarków ($q < 1$), materia jądrowa charakteryzuje się mniejszym ciśnieniem w obszarze krytycznym. Również spodziewane przejście fazowe jest łagodniejsze w porównaniu z układem o podwyższonej entropii ($q > 1$) w którym zmiana takich parametrów krytycznych jak ciepło właściwe czy podatność barionową mają bardziej osobliwy przebieg.

Zbadano również zaproponowaną ostatnio w [24] i potencjalnie interesującą parametryzację efektów statystyki nieekstensywnej polegającą na opisie dwóch obszarów przestrzeni fazowej, a mianowicie poniżej i powyżej powierzchni Fermiego, przy użyciu dualnych wartości parametru nieekstensywności, q_1 i q_2 , przy czym wartości $q_1 - 1 < 0$ a $q_2 - 1 > 0$, oraz $q_1 + q_2 = 1$. Taki wybór q -statystyki, w której wartość parametru ($q-1$) zmienia znak w rozkładach jednocząstkowych, pozwala na uniknięcie

wszelkich ograniczeń przestrzeni fazowej i z tego punktu widzenia wydaje się być bardzo interesującym.

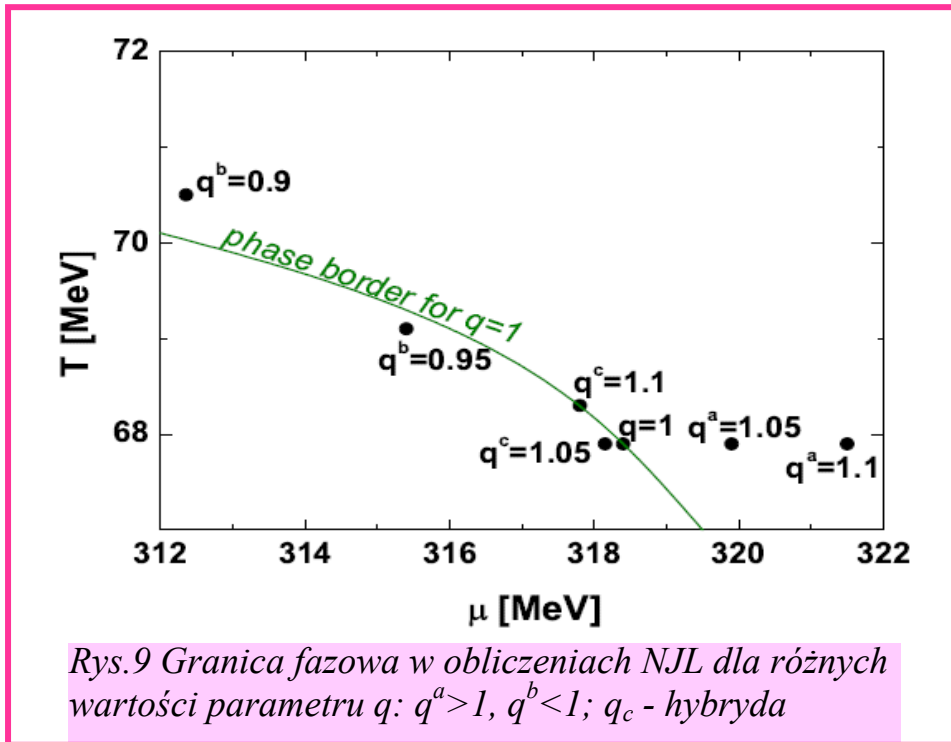


Pojawia się jednak bardzo istotny problem fizycznej interpretacji zmiany $q_1 \rightarrow q_2$ na powierzchni Fermiego, w szczególności związanej z tą zmianą skoku funkcji rozkładów n_{qi} i \bar{n}_{qi} , a w konsekwencji skokowych zmian pozostałych zmiennych termodynamicznych. W pracy [C2] pokazano, że istotny jest tutaj sposób w jaki parametr q zmienia swoją wartość na powierzchni Fermiego. Można rozważyć dwa przypadki. W pierwszym, zmiana parametru q jest pewnym przybliżeniem opisującym stopniowe zmiany średniego pola w którym się cząstka znajduje. Taką zmianą jest na przykład przejście cząstki przez poziom Fermiego który określa minimalną energię separacji jednocząstkowej układu. Dla cząstki związanej, czyli znajdującej się poniżej poziomu Fermiego, parametr $q-1=q_1-1$ przyjmuje wartości ujemne które w efekcie zmniejszają entropię układu zwiększając jego uporządkowanie. Ewentualne przejście do dodatnich wartości parametru $q-1=q_2-1$ powyżej poziomu Fermiego, gdzie cząstki już nie są związane, jest przejściem stopniowym w którym dla granicznego pędu Fermiego oczekujemy wartości w $q \sim 1$. W tym wypadku nie ma faktycznej nieciągłości funkcji termodynamicznych ponieważ w rzeczywistości przejście powinno być opisane przez ciągłe przejście parametru q .

W drugim przypadku, gdy mamy do czynienia z nieciągłą zmianą parametru q , opisujemy w rzeczywistości układ bardziej złożony – np. sieć krystaliczną oddziałującą z gazem elektronów lub układy kropek kwantowych, którymi możemy sterować zmieniając zewnętrzny potencjał. W takim przypadku możliwe są rzeczywiste skoki (nieciągłości) parametru nieekstensywności które w efekcie mogą skokowo zmienić liczbę cząstek lub ich jednocząstkowe energie. Możemy też opisywać przejścia fazowe w których każda faza opisywana jest inną wartością parametru ($q-1$), niekoniecznie związaną z jego zmianą znaku. Wydaje się jednak, że wymienione powyżej nieciągłości

nie znajdują potwierdzenia w fizyce jądrowej i dlatego ta metoda w naszym przypadku nie ma zastosowania (dlatego nie była użyta w pracy [C3]).

Podsumowanie obliczenia NJL rozkładów kwarków [C2] w obszarze przejścia fazowego z materii hadronowej do materii kwarkowej można znaleźć na Rys.9 .



Rys.9 Granica fazowa w obliczeniach NJL dla różnych wartości parametru q : $q^a > 1$, $q^b < 1$; q_c - hybryda

Przedstawiono na nim rozmieszczenie punktów krytycznych dla plazmy kwarkowo gluonowej na płaszczyźnie temperatury i potencjału chemicznego dla różnych wartości parametrów q . Zbadano też zmiany temperatury krytycznej wyznaczonej dla równowagowej statystyki Boltzmana-Gibsa, dla wszystkich możliwych realizacji nieekstensywnej statystyki Tsalisa dających różne zależności termodynamiczne między gęstością lub potencjałem chemicznym a podstawowymi funkcjami stanu takimi jak entropia, ciśnienie lub energia. Okazuje się, że dla układów z $q < 1$, dla których entropia maleje (czyli wzrasta uporządkowanie), temperatura krytyczna przejścia z fazy hadronowej do fazy kwarkowej wzrasta zgodnie z oczekiwaniami (na Rys.9 z 68 MeV do 71 MeV). Dzięki obniżonej entropii, związanej z przyciągającymi korelacjami dla $q < 1$, potrzebujemy wyższej temperaturze krytycznej aby konstytuentska masa kwarku (odpowiednia część masy nukleonu w fazie uwięzienia) zmalała do wartości masy „prądowej” (quark current mass) ~ 5 MeV w fazie gazowej w której nie mamy już nukleonów. Jednocześnie krytyczny potencjał chemiczny maleje (o 6 MeV dla $q=0.9$) co potwierdza istnienie długozasięgowych korelacji odpowiedzialnych za lepsze uporządkowanie kwarków wewnątrz nukleonów. Taka zmiana potencjału chemicznego kwarku oznacza wzrost dodatniej energii korelacji dla nukleonu o $3 \cdot 6 \text{ MeV} = 18 \text{ MeV}$ i rekompensuje w przybliżeniu brak nukleonowych stopni swobody w modelu NJL w MJ (dla porównania energia wiązania nukleonu w MJ to 16 MeV). Inaczej mówiąc,

obniżenie potencjału chemicznego dla kwarków związane jest z dodatkową „dysocjacją” nukleonów w modelu NJL.

W pracy [C3] pokazano raz jeszcze związek nieekstensywności i dynamiki w opisie QCD. Tym razem zrobiono to używając fenomenologicznego modelu quasi-cząstkowego dla QCD [17] (wybranego z wielu możliwych pod kątem prostoty i przejrzystości opisu). Sformułowano nieekstensywną wersję tego modelu, gdzie poprzedni, zależny od temperatury, parametr lotności z został zastąpiony przez jego nieekstensywny odpowiednik, z_q , a nieekstensywne rozkłady cząstek mają teraz postać:

$$n_q(x_i) = \frac{1}{\frac{1}{z_q^{(i)}} e_q(x_i) - \xi} \quad (6)$$

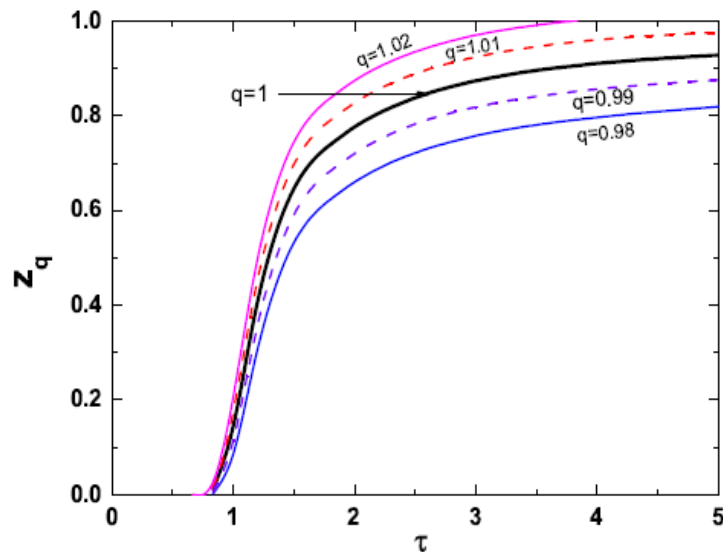
Używając tych rozkładów, dopasowano z_q do temperaturowego rozkładu ciśnienia P_q uzyskanego z obliczeń na sieci [18] wykorzystując związek tego ciśnienia z nieekstensywną funkcją partycji Ξ_q :

$$P_q \beta V = \ln_q(\Xi_q) \quad (7)$$

W wyniku pokazano jak dla układu nieekstensywnego o podwyższonej entropii (czyli dla parametru $q > 1$) otrzymujemy graniczną wartość parametru lotności kwarków $z_q \sim 1$ dla odpowiednio wysokiej temperatury T i wartości parametru nieekstensywności q . Zgadza się to z analizą [16] stanów nierównowagowych, w których proces emisji kwarków przez gluony powiększa entropię układu. Zwiększenie entropii tego układu dotyczy także procesu termalizacji, czyli wyrównywania się początkowych niejednorodności rozkładów ze wzrostem entropii układu. Tak więc parametr $q > 1$ opisuje odstępstwa od równowagi termodynamicznej która pojawia się podczas formowania plazmy kwarkowo-gluonowej w rozpraszaniu ciężkich jonów.

W stanie równowagowym wzrasta uporządkowanie układu przez jego przejście do najniższego stanu podstawowego jakim jest materia hadronowa składająca się z nukleonów oddziałujących przez wymianę mezonów. Spodziewamy się więc obniżenia entropii również powyżej temperatury krytycznej, w fazie „swobodnej” gdzie kwarki są silnie skorelowane [17] i entropia układu jest prawdopodobnie sub-addytywna ($q < 1$), tak jak w fazie hadronowej. Dla przypadku $q < 1$ dobrze ilustrujący jest wynik pracy [C3] pokazujący jak, przy malejącym parametrze q (nieekstensywnej entropii) maleje współczynnik lotności kwarków z_q , nawet w granicy wysokich temperatur (porównaj czarną i niebieską krzywą na Rys.10 (Rys.1 z [C3])). Powodem tego są długozasięgowe korelacje utrzymują się powyżej przejścia fazowego ($\tau=1$) z materii hadronowej do materii kwarkowo gluonowej. Związana z tym nieekstensywna dynamika obniża dla $q < 1$ entropię układu kwarków i dlatego nie otrzymamy w tym wypadku granicy swobodnego gazu kwarkowego (nawet dla bardzo wysokich temperatur, powyżej temperatury Hagedorna[25]) tylko silnie skorelowany gaz o obniżonej lotności do $z_q < 0.9$, analogicznie do diskutowanego na poprzedniej stronie oszacowania parametru

nieekstensywności $q < 1$ (Rys.9) dla modelu NJL , w którym nie występują zmienne gluonowe a więc inny jest zakres parametru nieekstensywności q .



Rys.10 Zależność lotności Z_q od względnej temperatury $\tau = T/T_{krytyczne}$ i parametru q .

Podsumowując, w pracach [C2, C3] pokazano jak nieekstensywny opis pozwala na uwzględnienie zmian entropii układu powstałych w wyniku korelacji długozasięgowych oddziaływań kwarków i hadronów, które są nieobecne w termodynamice równowagowej Boltzmana-Gibsa (zakładającą krótkozasięgowe oddziaływanie i wynikająca z tego addytywność entropii). W przedstawionym podejściu opisano jednym dodatkowym parametrem nieekstensywności, q , zarówno nierównowagowe układy o podwyższonej entropii powstałe przy formowaniu plazmy kwarkowej jak i gęstą materię jądrową przewidywaną w wnętrzu gwiazd neutronowych. Przedstawione związki uporządkowania układu z nieekstensywną statystyką, będą mogły być stosowane z powodzeniem w innych modelach, nie tylko jądrowych, opisujących przejścia fazowe dla krytycznej gęstości i temperatury.

Bibliografia

0. Nuclear Structure - Vol. 1. Single-Particle Motion, A.Bohr, B. R..Mottelson; Benjamin, New York, 1969.
1. K. A. Brueckner, C. A. Levinson, and H. M. Mahmoud, Ph'ys. Rev. 95, 217 (1954).
2. J.P. Blaizot, J.F. Berger, J. Decharge, M. Girod, Nucl.Phys. A591, 435 (1995).

3. J.J. Aubert; et al, Pl **B123** (1983) 275.
4. P. Ring, Prog.Part. Nucl. Phys **37** (1996) 193.
5. N. R. Walet, R. D. Amado, and A. Hosaka, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 3849.
6. M. A Nowak, M. Rho , I. Zahed, Chiral Nuclear Dynamics, World Scientific (1996).
7. D. H. Rishke, M. I. Gorenstein, H. Stoecker , W. Greiner, Z. Phys. **51** (1991) 485;
R. Costa , A. J. Santiago, H. Rodrigues, S. Borges J Commun. Theor. Phys. **46**
(2006)1052; A.S.S. Rocha, C. A. Z. Vasconcellos, H. T. Coelho, Int. J. Mod. Phys.
E20 (2011) 160.
8. S. Benic, D. Blaschke, D. E. Alvarez-Castillo, T. Fischer, S. Typel, Astron. &
Astrophys. A40 (2015) 577.
9. G. Wilk i Z. Wlodarczyk, Eur. Phys. J. A **48** (2012) 161;
T.S. Biro, G.G. Barnafoldi i P. Van, Eur. Phys. J. A **49** (2013) 110;
M. Rybczynski i Z. Wlodarczyk, Eur. Phys. J. C 7 (2014) 2785.
L. Marques, J. Cleymans, i A. Deppman, Phys.Rev. D **91** (2015) 054025.
10. C. Tsallis, J. Stat. Phys. 52(1988) 479; Eur. Phys. J. A **40** (2009) 257 ;
Contemporary Physics, **55** (2014) 179 i przedstawione referencje; zobacz też
Introduction to Nonextensive Statistical Mechanics (Springer, Berlin, 2009).
Aktualna bibliografia tego tematu - <http://tsallis.cat.cbpf.br/biblio.htm>.
11. F. Weber, R. Negreiros, P. Rosental, “Neutron Star and Pulsars”, Astroph. And
Space Science Library, **Vol. 357**, p213, Springer Berlin Heidelberg (2009)
12. J. Blaizot, E. Iancu, A. Rebhan "Thermodynamics of the high-temperature
quark-gluon plasma", eds. R.C. Hwa and X.-N. Wang, World Scientific,
Singapore(2003).
13. <https://www.bnl.gov/rhic/physics.asp>
14. Z. Xu, C. Greiner, Phys. Rev. C **71** (2005) 064901.
15. M. Ruggieri Nucl. Phys. A **941** (2015) 2011.
16. V. Vovchenko et al. Phys. Rev. C **93** (2016) 014906.
17. V. Chandra, Phys. Rev. D **84** (2011). 094025.
V. Chandra and V.Ravishankar, Phys. Rev. D 92, 094027 (2015).
V. Chandra and V.Ravishankar1, Eur. Phys.J. C 59, 705 (2009).

- V.Chandra and V.Ravishankar, Eur. Phys. J. C 64, 63 (2009)
18. A. Bazavov et al. PRD **90** (2014) 094503.
 - 19a. B. D. Serot, J. D. Walecka 1986, Adv. Nucl. Phys. Vol.16 (Plenum, N. Y.).
R.J. Furnstahl , B.D. Serot, Phys. Rev.C 41 (1990) 262.
 - 19b. J. Boguta, A. R. Bodmer, Nucl. Phys.A **292** (1977) 413;
J. Boguta, H. Stoecker, Phys. Lett.B **120** (1983) 289.
 20. K. Johnston, Acta Phys Pol.B **6** (1975) 865.
 21. H. P. Morsch et al. PRL **69** (1992) 1336.
 22. T. Gross-Boelting, C. Fuchs, A. Faessler, Nuclear Physics A 648 (1999) 105;
E. van Dalen, C. Fuchs, A. Faessler, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 022302;
J. Fuchs, J. Phys. G **35** (2008) 014049.
 23. A. P. Santos, F. I. M. Pereira, R. Silva and J. S. Alcaniz, J. Phys. G **41** (2014),
055105; Eur. Phys. J. A **48** (2012)160;
A Lavagno, D. Pigato, Physica A **392** (2013) 14;
J. Rozynek, G. Wilk J. Phys. G **36** (2009) 125108;
A. Depmann et al., J. Phys. G **41**, (2014) 055108;
J. Cleymans and D. Worku, J. Phys. G **39** (2012) 025006.
 24. E. Megias, D. P. Menezes and A. Deppman, Physica A **421** (2015) 15..
 25. R. Hagedorn, *Nuovo Cim. Suppl.* **3** (1965) 147.
CERN Courier, Sep 4, 2003 ,The tale of the Hagedorn temperature.

5. Omowienie pozostałych osiągnięć naukowo badawczych.

A. Badanie oddziaływania hiperonu Σ^- jądrze atomowym i atomie.

Zagadnienie oddziaływań Σ^- -jądro i Σ^- -nukleon jest kluczowe dla całej fizyki hiperjądrowej. Podczas gdy początek fizyki hiperjądrowej (zainaugurowany w Polsce) dziś wydaje się stosunkowo prosty, bo dotyczył hiperonu Λ tworzącym liczne jądrowe stany związane, sytuacja z hiperonem Σ jest znacznie trudniejsza. Nie tworzy on żadnych jądrowych stanów związanych (hiperjader Σ) – być może z jednym wyjątkiem [0]. Stąd nasza wiedza o oddziaływaniu hiperonu Σ z nukleonami i z jądrami jest niepełna, a każda próba wyznaczenia tych oddziaływań ma duże znaczenie.

Problemem tym zajmowałem się w mojej pracy doktorskiej [1], która dotyczyła dwukanałowym obliczeniom energii wiązania i szerokości hiperonów Λ i Σ Sigma w MJ przy użyciu realistycznego potencjału wymiany jednobozonowej skonstruowanego przez grupę z Nijmegen [2].

Korzystając w dużej mierze z wyników zawartych w moim doktoracie z roku 1982, w którym wyznaczyłem macierz reakcji Bruecknera – hiperonu w materii jądrowej, oszacowano w latach (1985-2010) [3-5] zespolony potencjał $V_\Sigma - iW_\Sigma$ oddziaływania Σ -jądro, analizując starannie zmierzone widma kaonów z reakcji (π^-, K^+). W celu wyznaczenia potencjału Σ -jądro oraz oddziaływania Σ -nukleon postępowaliśmy na kilka sposobów. Jeden sposób opisuje praca [6] która analizuje zmierzone widmo pionów z reakcji (K^-, p), które zależy od oddziaływania w kanale wejściowym hiperonu Σ . Następnie dokonaliśmy analizy atomów sigmowych [7,8] w których przesunięcie poziomów oraz szerokość tych poziomów zależy od U_Σ . Jeszcze inny sposób to oparcie się na (nielicznych niestety) danych rozproszeniowych hiperon-nukleon do których można dopasować potencjał oddziaływania i wykorzystując go obliczyć U_Σ .

Wszystkie te sposoby doprowadziły do wniosku, że realistyczne oddziaływanie hiperonów z nukleonami jest dobrze reprezentowane przez model F oddziaływania barion-barion opracowanego w Nijmegen, a rzeczywista część potencjału - V_Σ jest odpychająca o sile około 25MeV dla gęstości równowagi materii jądrowej.

Stosunkowo nowym źródłem informacji o U_Σ jest zbadanie w KEK [9,10] oddziaływania hiperonu Σ w kanale wyjściowym reakcji stowarzyszonej produkcji (π^-, K^+). Istniejące analizy [9,10,11], oparte na przybliżeniu impulsowym tego doświadczenia w KEK, sugerowały nieoczekiwanie silnie odpychający potencjał $V_\Sigma \sim 100\text{MeV}$. Ten wynik jest oczywiście sprzeczny ze wspomnianymi wcześniej oszacowaniami $V_\Sigma \sim 25\text{MeV}$.

Udało się nam usunąć tę sprzeczność opisując reakcję (π^-, K^+) na tarczy ^{28}Si [12] przy pomocy zespolonego potencjału optycznego U_Σ dzięki uwzględnieniu wkładu absorbcyjnej części W_Σ do całkowitej części urojonej potencjału U_Σ a także dzięki

zależności części rzeczywistej V_Σ od pędu hiperonu Σ . Kluczowe okazało się inne działanie zasada Pauliego w funkcji pędu hiperonu: malejące tłumienie dla części elastycznej U_Σ a rosnące tłumienie części W_Σ związanej z konwersją hiperonu Σ do hiperonu Λ . Tylko dzięki temu, że uwzględniono w analizie reakcji (π^-, K^+) przyczynek do urojonej części W_Σ pochodzący od elastycznego rozpraszania Σ - nukleon, można było uzyskać na V_Σ w analizie reakcji (π^-, K^+) wyniki konsistentne z uzyskiwanymi w analizie reakcji (K^-, π) , a również w analizie atomów Σ^- . Wyniki te są również konsistentne z wynikami obliczeń opartych na modelu F oddziaływania barion-barion opracowanego w Nijmegen.

B. Partonowa funkcja struktury w jądrze i w materii jądrowej.

W uzupełnieniu do prac związanych z efektem „EMC” opublikowane w [A1-A3] chcę podkreślić, że badanie partonowej struktury zaczęliśmy wkrótce po pierwszych wynikach rozpraszania głęboko-nieelastycznego elektronów na tarczach jądrowych [13]. Podczas rocznego pobytu na Victoria University w Manchesterze badaliśmy, we współpracy z M. Birse, korelacje nukleonowe w stanie końcowym dla obszaru $x > 1$. Uwzględniając korelacje cząstka-dziura na powierzchni Fermiego otrzymaliśmy poprawki do jądrowej funkcji struktury dla skończonej wartości przekazu czteropędu [14]. W pracy [15] zbadano też pędową regułę sumę sum w modelu konwolucji dla głęboko-nieelastycznego rozpraszania z uwzględnieniem mezonowych (piony i mezony wektorowe ω) stopni swobody. W pracy [16] zbadano możliwe zmiany masy nukleonu m i związane z tym zmiany rozkładu pędu poprzecznego partonów. W pracy [17] zbadano rolę ruchu Fermiego powyżej gęstości saturacji które przedyskutowano dla różnych modeli relatywistycznego średniego pola (RMF), natomiast w [18] pokazano możliwą ewolucję partonowej funkcji struktury. Dalsze rozważania ewolucji tej wielkości możliwe są zakładając lepszy model kwarkowy dla nukleonu np. model worka przedstawiony w pracy [B1].

C. Jądrowy Model Nambu Jona-Lasinio (NJL).

W pracy [19] pokazaliśmy rozwinięcie przy pomocy którego obliczyliśmy działanie efektywne w modelu NJL. Otrzymaliśmy w ten sposób systematyczną metodę poprawiającą przybliżenie pola średniego Hartree o wyrażenia otrzymane metodą fazy przypadkowej (RPA).

Efekty nieekstensywne w modelu NJL zostały gruntownie przeanalizowane w [20] gdzie pokazaliśmy ewolucję kondensatów kwarkowych i mas kwarków oraz mezonów, π i σ , z gęstością i parametrem nieekstensywności q . Znalaziono też, między innymi, zależność temperatury krytycznej od parametru nieekstensywności. Efekty krytyczne zostały szczegółowo przedyskutowane w [21] ze szczególnym uwzględnieniem podatności baronowej i ciepła właściwego [22]. Jednak że w tych pracach stosowano jeszcze podejście, które później okazało się niekonsistentne termodynamicznie (tym niemniej, prace te znalazły swój dość szeroki oddźwięk w literaturze w tym okresie).

D. W pracach [23-25], badaliśmy własności i stabilność gęstej materii neutronowej i jądrowej z oddziaływaniem sztywnych kul.

Bibliografia pozostałych osiągnięć naukowo badawczych.

0. R.S. Hayano et al. , “Observation of a Bound State of ^4He (Σ) Hypernucleus”, Nuclear Physics **A508** (1990) 99c. T. Nagae et al., Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1605.
1. J. Rożynek, J. Dąbrowski, “Binding energy of a Lambda-particle in Nuclear matter with Nijmegen baryon-baryon interaction”, Phys. Rev. C **20** (1979) 1612.
J. Dąbrowski, J. Rożynek, Energy and width of Sigma – Hyperon in nuclear matter, Phys. Rev. C **23** (1981) 1706.
2. J.J. de Swart, R.A.M.M. Klomp, M.C.M. Rentmeester, Th.A. Rijken , Few-Body Systems Suppl. **99**, 1–10 (2008).
3. J. Dąbrowski, J. Rożynek, “On the Σ hyper-nuclear states”, PLB **323** (1994) 99.
4. J. Dąbrowski, J. Rożynek, “Narrow Σ -hypernuclear states with positive energy”, J. of Phys. G **11** (1985) L197.
5. J. Dąbrowski, J. Rożynek, “Absorbtion of Σ -Hyperonsi n Nuclear Matter, Sigma-hypernuclei and Sigma atoms”, Acta Phys. Pol. B **14** (1983) 439.
6. J. Dąbrowski, J. Rożynek, “On the (K^- , π^+ inclusive reactions with Sigma⁽⁻⁾ or Lambda production”, Acta Phys. Pol. B **29** (1998), 2147.
7. J. Dabrowski , J. Rożynek ,” Σ^- atomic states and the nucleon distribution in Pb”, Eur. Phys. J. A **25** (2005) 137.
J. Dabrowski, J. Rożynek, “On the atomic states of Σ^- hyperons and the Sigma N interaction”, Acta Phys. Pol. B**33**, 1863 (2002).
8. J. Dabrowski, J. Rozynek, GS. Agnostatos, “Sigma⁽⁻⁾ atoms and the Sigma N interaction”, Eur. Phys. J. A **14**, 1, 125-131 (2002).
9. H.Nuomi et al., Phys. Rev. Let. **89** (2002) 072301; Ibid. **90** (2003) 49902.
10. P.K.Saha et al., Phys. Rev. C **70** (2004) 044613.
11. J. Dabrowski, J. Rożynek , “The associated Sigma production and the nuclear interaction of Sigma hyperons”, Int. J. of Modern Physics E **16** (2007) 203.

12. J. Dabrowski, J. Rożynek, "The π^- , K^+ reaction on ^{28}Si and the Sigma-nucleus potential", Phys. Rev. C 78 (2008) 37601.
J. Dabrowski, J. Rożynek, "Sigma-nucleus potential studied with the (π^- , K^+) reaction" Acta Phys. Pol. B 39 (2008) 349.
13. M. Staszal, J. Rożynek, G. Wilk, Phys. Rev. D 29 (1984) 2638.
14. J. Rożynek, M.C. Birse, Phys. Rev. C 38 (1988) 2201.
15. J. Rożynek, „The momentum sum rule in the EMC effect with meson degrees of freedom”, Acta Phys. Pol. B, 24 (1993) 649.
16. J. Rożynek, G. Wilk, "The parton transverse momentum distribution in the nuclear deep inelastic region”, Acta Phys. Pol. B, 37 (2004) 2303.
17. J. Rożynek, "How the nuclear Fermi motion plus a simple statistical model explains the EMC effect”, Nucl. Phys. A721 (2003) 388c.
18. J. Rożynek, "The modification of the scalar field in dense nuclear matter”, Int. J. Mod. Phys. E 19 (2010) 774.
19. A. Okopińska, J. Rożynek, "Optimized expansion for the Nambu and Jona-Lasinio Model”, Acta Phys. Pol. B, 29 (1998) 439.
20. J. Rożynek, G. Wilk, "Nonextensive effects in the Nambu-Jona-Lasinio model of QCD”, J. Phys. G 36 (2009) 125108.
21. J. Rożynek, G. Wilk, "Nonextensive critical effects in the Nambu-Jona-Lasinio model”, Acta Phys. Pol. B, 41 (2010) 357.
22. J. Rożynek, G. Wilk, "Nonextensive critical effects in relativistic nuclear mean field models”, EPJ Web of Conferences 13 (2011) 05002.
23. J. Dabrowski, J. Rożynek, "Ground-state of energy of a spin polarized hard core Fermi gas”, Acta Phys. Pol. A 53, (1978) 403-413.
24. J. Dabrowski, J. Rożynek, W. Piechocki, P. Haensel, "Ferromagnetism of dense neutron matter”, Phys. Rev. C 17 (1978) 1516-1518.
25. J. Dabrowski, J. Rożynek, "Ground-state of energy of a spin polarized hard core neutron matter ” Phys. Lett. B 71 (1977) 247-248.

Warszawa, Styczeń 2017

Jacek Rożynek