

Prof. dr hab. **Wojciech Broniowski**

Instytut Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego PAN
ul. Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków

Instytut Fizyki UJK
Uniwersytet Jana Kochanowskiego
al. Świętokrzyska 15, 25-406 Kielce

Kraków, 14 maja 2017 r.

**Recenzja rozprawy doktorskiej Pana mgr. Alexandra Dubinina
pt. "Thermodynamics of Mott dissociation of hadronic matter
within a generalized Beth-Uhlenbeck approach"**

Tematem pracy doktorskiej Pana mgr. Alexandra Dubinina, wykonanej w Instytucie Fizyki Teoretycznej Wydziału Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Wrocławskiego pod kierunkiem Prof. dr. hab. Davida Blaschke, jest badanie termodynamiki modelu Nambu–Jona-Lasinio z modyfikacjami (uwzględnienie dikwarków, trzech zapachów, pętli Polyakova) w podejściu wychodzącym poza przybliżenie średniego pola.

Praca rozwija rozległy materiał zawarty we wcześniejszych publikacjach współautorstwa doktoranta (ich lista znajduje się na stronie 6). Fakt, że są to liczne i dobre publikacje, z których jedna ukazała się w Physical Review D i jedna w Annals of Physics, świadczy o dobrej jakości i należywym rozpowszechnianiu wyników badań, które wpisują się w tematykę aktywnie uprawianą na świecie w ciągu ostatnich lat.

Głównym celem przyświecającym tym wysiłkom jest teoretyczne opisanie przejścia Motta od gazu hadronowego do plazmy kwarkowo-gluonowej, co przybliżyłoby zrozumienie diagramu fazowego oddziaływań silnych. Należy na wstępie powiedzieć, że jest to bardzo trudny problem, albowiem dotyczy zjawisk wielociałowych i nieperturbacyjnych, wymyka się więc znanym metodom rachunkowym opartym o rozwinięcie w małym parametrze. Natomiast od strony rachunków na siatkach, dla niezerowego potencjału chemicznego

problem znaku uniemożliwia efektywne stosowanie tych technik z dala od linii $\mu = 0$. Z tych powodów od wielu lat stosuje się prostsze modele, wywodzące się w mniejszym lub większym stopniu z QCD i zawierające jej istotne cechy. Szczególnie popularny jest tu model Nambu–Jona-Lasinio (NJL), w ostatnich latach uzupełniony o pętlę Polyakova (PNJL), jako że zachodzi w nim chiralne przejście fazowe będące podstawową cechą QCD.

Głównym celem pracy doktorskiej Pana mgr. Dubinina, osadzonej właśnie w modelu NJL i jego wariantach, jest wyjście poza pętlę kwarkową, tj. poza przybliżenie średniego pola, stosowanego zazwyczaj w rachunkach w ośrodku. W swojej analizie autor wykorzystuje reprezentacje biegunową propagatora dwukwarkowego (reprezentacja z przesunięciami fazowymi), co wyróżnia to podejście od licznych innych prac o tej tematyce. Podstawowe wyniki są przedstawione na rysunkach ukazujących przesunięcia fazowe w kanałach $q\bar{q}$ i qq jako funkcje energii dla różnych wartości temperatury i potencjału chemicznego oraz odpowiednie wkłady do potencjału termodynamicznego.

Praca zawiera wiele wątków rozważanych przez grupę wrocławską, wprowadzając dikwarki, pętlę Polyakova, trzy zapachy, oraz oferując możliwe wyjaśnienie efektu “rogu” Gaździckiego i Gorensteina w stosunkach krotności kaonów do pionów obserwowanych w zderzeniach ultra-relatywistycznych ciężkich jąder.

Przejdę teraz do bardziej szczegółowego omówienia pracy doktorskiej Pana mgr. Dubinina, jednocześnie przedstawiając moje uwagi krytyczne. Tekst, bardzo zwięzły jak na obszerność tematyczną doktoratu (91 stron), napisany jest w poprawny sposób po angielsku, ze streszczeniem po polsku. Układ pracy jest klarowny, przy czym każdy rozdział zaopatrzony jest w krótkie wstępne omówienie i dłuższe podsumowanie (przyczynia się to łatwiejszej lektury, jednak na mój gust anonsowania na początku rozdziałów nie są potrzebne w zwartej tematycznie pracy). Lista cytowanej literatury zawiera 130 pozycji. Po krótkim wstępie nakreślającym cel pracy następuje pięć rozdziałów i podsumowanie.

Wstęp omawia pokrótce oryginalne aspekty pracy, przedstawione w dalszych rozdziałach. Autor mógł się tu pokusić o szersze przedstawienie “blasków i cieni” modelu Nambu–Jona-Lasinio (NJL) w jego zastosowaniach do opisu gęstej i gorącej materii. Zawarty opis występuje jedynie w kontekście omawiania materiału pracy i szersza perspektywa tego podejścia się nie pojawia. Dyskusja stosowalności modelu jest nader istotna. Mając na uwadze, jak trudnym i fundamentalnym problemem jest opis materii hadronowej, wszelkie modele są tu bez wątpienia cenne, a model NJL jako podstawowy model opisujący dynamiczne łamanie symetrii chiralnej ma od dziesięcioleci dobrze

ugruntowaną pozycję. Jednakże problem braku uwięzienia kwarków (do pewnego stopnia zmniejszony przy wprowadzeniu pętli Polyakova, PNJL) odsuwa stosowalność modelu poza obszar bardzo małych temperatur (gdzie dominuje gaz pionów z poprawkami pochodzącymi od chiralnego rachunku zaburzeń) i poza obszar małych gęstości barionowych (gdzie mamy kwarki sklastrowane w bariony). Obszar perturbacyjny, z powodu braku gluonów, też nie jest dostępny w nisko-energetycznym modelu efektywnym. Tak więc model może być stosowalny w obszarze przejścia fazowego dla łamania symetrii chiralnej. To ograniczenie jest "domyślne" w pracy i prawdopodobnie oczywiste dla autora, ale powinno być wyartykułowane i przedyskutowane, zwłaszcza że wyniki, w szczególności wszystkie wykresy, są przedstawione w szerokim zakresie parametrów termodynamicznych, bez wspomnienia ograniczeń stosowalności modelu.

Uważam też, że sam tytuł pracy powinien zawierać termin "NJL", albowiem praca we wszystkich częściach poświęcona jest temu właśnie modelowi i jego rozszerzeniom.

Rozdział 2, o szerokiej zawartości tematycznej, wprowadza model i niezbędny formalizm do obliczenia drugiego członu (proporcjonalnego do kwadratu gęstości kwarków) w rozwinięciu wirialnym, określanym jako uogólnione podejście Betha-Uhlenbecka. Wprowadzone są przesunięcia fazowe dla oddziaływania kwark-antykwar i interpretacja uwzględniająca oddziaływanie rezonansowe (tworzenie mezonów π i σ) oraz oddziaływanie kwarków continuum. Przedyskutowano nieadekwatność przybliżenia Breita-Wignera (uwzględnienie przyczynków nierezonansowych jest bowiem kluczowe dla konsystencji) oraz zgodność rezultatów z tw. Levinsona (całkowite przesunięcie fazowe dąży do zera dla dużych energii rozpraszania kwark-antykwar). W oparciu o tę metodologię wyprowadzone jest równanie stanu modelu NJL, uwzględniające mezony, które mogą dysocjować na pary kwark-antykwar realizując przejście Motta. Na koniec rozdziału zbadany jest efekt ew. obcięcia modelu w podczerwieni, który jednak, na ile można wyczytać z opisu i rysunków, nie jest kluczowy, choć być może fizycznie pożądanym.

Autor wprowadza istotny element dynamiczny: poprawki wykraczające poza przybliżenie średniego pola (tj. poza pojedynczą pętlę kwarkową), uwzględniając pewną klasę fluktuacji mezonów. Jednakże, jak jest dużo niżej powiedziane w Rozdz. 5.5, samouzgodnienie w modelach użytych w Rozdz. 2-5 zachowane jest jedynie na poziomie średniego pola i jest łamane przez wprowadzone poprawki fluktuacyjne.

Problem samouzgodnienia i zachowywania symetrii ma bogatą historię również w ramach modelu NJL, której Pan mgr. Dubinin nie omawia dostatecznie wyczerpująco (por. lapidarność Rozdz. 5.5). Dyskusje takie miały miejsce w latach 90. i ich rezultaty są zostały dobrze poznane w środowisku.

Wcześniejsze prace w literaturze dla przypadku próżniowego (zob. V. Dmitrasinovic, H.-J. Schulze, R. Tegen, and R. H. Lemmer, Ann. Phys. (N.Y.) 238 (1995) 332 oraz E. N. Nikolov, W. Broniowski, C. V. Christov, G. Ripka, K. Goeke, Nucl. Phys. A608 (1996) 411) poświęcone były właśnie temu nietrywialnemu zagadnieniu, które zostało w nich rozwiązane dla przypadku pełnej pętli mezonowej, istotnie ulepszając cytowaną pracę [2] i inne analizy z tego okresu. W przybliżeniach zachowujących symetrię, które są “ Φ -derivable”, fundamentalną wielkością jest kondensat chiralny, który jest jedno-punktową funkcją Greena i który ubiera w samouzgodniony sposób propagatory kwarkowe. Od tej funkcji właśnie zazwyczaj zaczyna się rozważania. Włączenie efektów fluktuacji (wyjście poza przybliżenie średniego pola) modyfikuje kondensat chiralny, oraz w (samouzgodniony) sposób funkcje Greena wyższego rzędu. W pracy Pana mgr. Dubinina kondensat chiralny pozostaje na poziomie średniego pola (dyskusja zawarta jest w późniejszym Rozdz. 5.5). Oczywiście, pytanie o samouzgodnienie jest istotne, bo symetria chiralna jest kluczową cechą oddziaływań silnych i samego modelu NJL. Jak przyznaje autor w Rozdz. 5.5, jego brak prowadzi również do braku konsystencji termodynamicznej (nieciągłość ciśnienia).

Uważam, że autor powinien spróbować przedstawić jakieś argumenty za obroną przybliżenia zastosowanego w Rozdz. 2–5, choć nie jest ono konsyistentne z punktu widzenia zachowania symetrii czy własności termodynamicznych. Może w jakimś obszarze diagramu fazowego czy parametrów modelu można jednak użyć zastosowanej metody bez “katastrofy” wynikającej z formalnego braku konsystencji.

Następne uwagi dotyczą wielkości δ_X , określonych mianem przesunięć fazowych. Bardziej podoba mi się tutaj określenie autora “polar representation” (dot. równania (2.33)). Określenie “przesunięcie fazowe” dotyczy bowiem rozpraszania stanów asymptotycznych i w takim kontekście użyte jest przez Betha i Uhlenbecka i następców we wzorze na drugi człon rozwinięcia wirialnego potencjału termodynamicznego (dla stanów fizycznych mierzone doświadczalnie przesunięcia fazowe mogą być wprost użyte we wzorze). Obecnie, jak autor podkreśla, mamy do czynienia z oddziaływaniem kwark-antykwar w ośrodku, co stwarza inną sytuację. Jednak analogia równań (2.37) czy (2.38) do teorii Betha-Uhlenbecka jest bardzo elegancka. Można się jednak zastanawiać, czy możliwość wprowadzenia stanów asymptotycznych dla kwarków, niezbędnych do zdefiniowania przesunięć fazowych, nie jest efektem ubocznym braku uwięzienia kwarków w modelu NJL.

Dyskusja regularyzacji poniżej równania (2.38) jest zdawkowa. Zrozumienie, jak poprawnie wprowadzić regularyzację (obcięcie w ultrafioletcie) bez utraty pożądanых cech modelu, zajęło wiele wysiłku w latach 80. i 90 ubiegłego stulecia. Skwitowanie regularyzacji modelu jednym zdaniem jest nie-

wystarczające. W standardowych podejściach (przynajmniej w sektorze próżniowym) odejmowany jest nieskończony wkład od stanów morza Diraca, co uzyskuje się przez odpowiednią regularyzację (np. Pauliego-Villarsa czy czasu własnego Schwingera). W ośrodku problem jest jeszcze bardziej wymagający, albowiem niezbędne jest zachowanie tożsamości termodynamicznych. Przejście od wzoru (2.38) do (2.39) sugeruje, że odejmowane są wkłady zależne od ośrodka (bo wielkości $\delta_X(\omega, \vec{q})$ obliczane są w ośrodku). Nie rozumiem tej części wyprowadzenia i stosowne jest tu pełniejsze wyjaśnienie i wyczerpująca dyskusja.

Rozłożenie przesunięć fazowych na część rezonansową i oddziaływanie stanów continuum umożliwia lepsze fizyczne i intuicyjne zrozumienie mechanizmu oddziaływania kwarków. W szczególności kasowanie się tych dwóch przyczynków dla rosnących energii i wynikająca stąd zgodność z tw. Levinsona (5.14) jest eleganckim rezultatem przedstawionym w pracy doktorskiej Pana mgr. Dubinina i we wcześniejszych publikacjach, na których bazuje ta część doktoratu.

Należy w tym miejscu nadmienić, że opis mezonu σ w modelu NJL ma niewiele wspólnego z obserwowanym szerokim rezonansem σ , obserwowanym doświadczalnie w oddziaływaniu pion-pion. W modelu NJL stan ten pojawia się na progu na produkcję pary $q\bar{q}$, co jest możliwe z powodu braku uwięzienia.

Rysunek 2.2 pokazuje przesunięcia fazowe, ale tylko dla $\vec{q} = 0$. Jak wyglądają te przesunięcia w zależności od \vec{q} ? Nie znalazłem w tekście fizycznej dyskusji wyników z Rys. 2.2, jak np. poszerzenie termalne stanów mezonowych. Skąd formalnie wynika fakt, że dla $T = 0$ "cusp" dla przesunięcia fazowego "continuum" w kanale pionu pojawia się dla energii odpowiadającej otwarciu kanału σ ? Czy jest to po prostu energia progu na produkcję par $q\bar{q}$?

Rozdział 3 powtarza wyprowadzenia i dyskusję z Rozdz. 2 dla oddziaływania w kanale kwark-kwark, gdzie tworzą się stany związane dikwarków, opisywane formalizmem Nambu-Gorkova. Wynikiem wyprowadzenia jest wzór (3.24), analogiczny do odpowiednika mezonowego z Rozdz. 2. Fazy z kondensatami dikwarkowymi oczekiwane są przy bardzo dużych gęstościach baryonowych i stosunkowo niewielkich temperaturach. Wyniki tego rozdziału są użyte w dalszych częściach pracy.

W rozdziale 4 wprowadzony jest istotny fenomenologicznie element, mianowicie pętla Polyakova. Jej bardzo pożądanym fizycznie efektem jest tłumienie stanów kolorowych (kwarki, dikwarki) w fazie hadronowej materii. W tym sensie wprowadzenie pętli Polyakova emuluje oczekiwane cechy uwięzienia koloru, co wykorzystano w wielu innych pracach dot. tego tematu. Pętla Polyakova tłumie stany kwarkowe i dikwarkowe dla małych μ i T (gdzie jej wartość jest bliska 0), co jest uwidocznione na rysunkach w tym rozdziale.

Skąd wziął się przyczynik gluonowy na Rys. 4.5? Czy, jak się domyślam, gluony dodane są jako osobny składnik do modelu?

Rozdział 5 powtarza uprzednie rozważania dla przypadku 2+1 zapachów. Dlaczego wyniki rysowane są dla przypadku $\mu_S = 0.2\mu$? Nie rozumiem stwierdzenia dot. modu κ u góry str. 61. Jaka jest dynamiczna geneza powstawania miękkiego modu kaonowego i κ (autor jedynie daje odnośnik do pracy [7] i nie przedstawia wyprowadzenia ani dyskusji). Czy jest to efekt oddziaływania z morzem Fermiego i jego kolektywne wzbudzenie?

Podrozdział 5.3.4, dotyczący możliwego wyjaśnienia efektu “rogu” Gaździckiego i Gorensteina, ukazuje bardzo oryginalne zastosowanie modelu do tego frapującego efektu doświadczalnego, gdzie wg. autora kluczową rolę odgrywają anomalnie miękkie mody. Zupełnie jednak nie rozumiem jednak dyskusji u dołu str. 67 dot. przeskalowania temperatury wymrożenia i trzymania ustalonego stosunku μ/T . Niezbędna jest tu pełniejsza dyskusja.

W świetle bardzo samokrytycznej dyskusji Rozdz. 5.5 szczególnego znaczenia nabiera ostatni Rozdz. 6, gdzie ukazana jest ambitna droga do przeprowadzenia rachunków w samouzgodniony sposób w przybliżeniu zachowującym symetrię. Są to jednak raczej nakreślone na kilku stronach plany na przyszłość niż konkretne wyniki.

Moje pierwsze pytanie do tego rozdziału dotyczy wyboru klasy diagramów próżniowych na str. 72. Czy można je rozumieć, jako rozwinięcie w $1/N_c$? Czy jest do wyobrażenia w sensie praktycznym uwzględnienie efektów pełnej pętli mezonowej jak w sektorze próżniowym (por. np. E. N. Nikolov, W. Broniowski, C. V. Christov, G. Ripka, K. Goetze, Nucl. Phys. A608 (1996) 411). Nota bene, fakt, że pętli mezonowe obniżają wartość temperatury przejścia chiralnego w materii kwarkowej jest dobrze znany (zob. np. W. Florkowski, W. Broniowski, Phys. Lett. B386 (1996) 62).

Jaka jest postać propagatora barionowego z Rys. 6.1 i 6.2, który ma być użyty w rachunkach? Tworzenie barionów w ramach modelu NJL to osobny trudny temat i nie bardzo rozumiem, co doktorant ma tu na myśli.

Nie jest też dla mnie jasne z opisu przedstawionego w Rozdz. 6, co jest wynikiem, a co oczekiwaniem ew. przyszłych analiz. Z tego powodu Rozdz. 6 jest w moim odczuciu zdecydowanie najsłabszym ogniwem pracy pod względem prezentacyjnym, pozostawiając wrażenie pewnego pośpiechu i niedopracowania.

W Rozdz. 6.4 wprowadzone są też dodatkowo poprawki perturbacyjne, które mają znaczenie dla porównywania wyników z danymi z siatek i dla osiągnięcia granicy Stefana-Boltzmann. Są one jednak zewnętrzne z punktu widzenia modelu NJL (por. uwagi dot. stosowalności modelu NJL na początku niniejszej recenzji).

A oto jeszcze pewne drobne niedociągnięcia w tekście, które udało mi się znaleźć, a które powinny być poprawione przed ew. dalszym rozpowszechnianiem pracy (np. w repozytorium arXiv):

- nad równaniem (2.1): “expressed **in** a standard”
- str. 10: decoconfinement
- str. 13: Habard → Hubbard
- str. 41: ccolor
- str. 73: asterix → asterisk

Polszczyzna streszczenia powinna być “wypolerowana”, obecnie czyta się je trochę jak z automatycznego translatora.

Zupełnie nieczytelne w wersji papierowej są zbyt małe rysunki 2.1, 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, 4.5, 5.3, 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, 5.8 i 6.4, których zawartość mogłem odczytać jedynie z wersji elektronicznej tekstu.

Z pewnością analizy przeprowadzone przez Pana mgr. Dubinina w trakcie przygotowywania niniejszej rozprawy dały mu możliwość gruntownego zapoznania się z najważniejszymi aspektami badanych modeli i stosownymi technikami wielociałowymi dotyczącymi materii kwarkowo-mezonowej jako modelu gęstej i gorącej materii. Może to zaprocentować w realizacji jego dalszych planów naukowych. Szkoda, że od początku swoich badań nie zdawał sobie sprawy z fundamentalnych problemów wymienionych w Rozdz. 5.5. Szeroka tematyka wymagała też zapewne od doktoranta dużego wysiłku rachunkowego/numerycznego, co nie jest do końca oddane w sposobie prezentacji, ale co zapewne musiało mieć miejsce. Do niewątpliwych walorów przedłożonej pracy doktorskiej należą formalizm oparty o analogię do równania Bëtha-Uhlenbecka, zrozumienie wkładu rezonansowego oraz od stanów ciągłych i wynikająca stąd formalna zgodność z tw. Levinsona, czy też, z zupełnie innej strony, próba wytłumaczenia zjawiska “rogu” obserwowanego w stosunkach krotności kaonów do pionów w zderzeniach relatywistycznych ciężkich jąder. Walory te skłaniają mnie do łącznej pozytywnej rekomendacji zamieszczonej poniżej.

Choć w moim przekonaniu praca mogła być znacznie lepiej i bardziej wyczerpująco napisana, co podkreśliłem wielokrotnie w moich uwagach recenzenckich, to stanowi potencjalnie użyteczne podsumowanie badań doktoranta, przedstawionych w opublikowanych wcześniej pracach źródłowych (zob. str. 6).

Doktorant będzie miał okazję odnieść się w merytoryczny i należycie wyczerpujący sposób do moich licznych uwag krytycznych podczas publicznej obrony doktoratu.

W oparciu o Rozporządzenie Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego z dnia 3 października 2014 r. w sprawie szczegółowego trybu i warunków przeprowadzania czynności w przewodzie doktorskim, w postępowaniu habilitacyjnym oraz w postępowaniu o nadanie tytułu profesora, na podstawie art. 31 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. Nr 65, poz. 595, z późn. zm.) stwierdzam, po wnikliwej lekturze, że **praca doktorska Pana mgr. Alexandra Dubinina spełnia wymogi stawiane pracom doktorskim z fizyki**. W związku z tym wnioskuję o dopuszczenie Pana mgr. Alexandra Dubinina do dalszych etapów przewodu doktorskiego.



Prof. dr hab. Wojciech Broniowski