

Autoreferat

1. Nazwisko, Imię

Sasaki, Chihiro

2. Stopnie naukowe

- Master of Science in Physics/Magisterium, Nagoya University, Japan, 2002.03
Temat: *Vector manifestation and violation of vector dominance in hot matter (Realizacja dominacji mezonów wektorowych w gorącej materii hadronowej)*
- Doctor of Science in Physics/Doktorat, Nagoya University, Japan, 2005.03
Temat: *Chiral phase transition in QCD and the vector manifestation (Chiralne przejście fazowe w QCD a dominacja mezonów wektorowych)*

3. Stanowiska naukowe

10/2003 - 03/2005: Asystent, Nagoya University, Japan
04/2005 - 07/2007: Postdok, GSI Darmstadt, Germany
04/2007 - 10/2009: Postdok, Technische Universität München, Germany
11/2009 - 09/2015: Junior Fellow, Frankfurt Institute for Advanced Studies, Germany
Jul/2015 - present: Professor UWr, Uniwersytet Wrocławski

4. Wyniki naukowe związane z rozprawą habilitacyjną

Lista wybranych publikacji i omówienie serii prac poświęconych tematowi:

Probing the QCD phase transition with fluctuations and correlations *(Fluktuacje i korelacje jako wskaźniki przejścia fazowego w QCD)*

- H1.** M. Harada and C. Sasaki, “Thermal dilepton production from dropping rho based on the vector manifestation,” *Phys. Rev. D* **74**, 114006 (2006)
impact factor: 4.64, citations: 25
- H2.** C. Sasaki, B. Friman and K. Redlich, “Quark number fluctuations in a chiral model at finite baryon chemical potential,” *Phys. Rev. D* **75**, 054026 (2007),
impact factor: 4.64, citations: 82
- H3.** C. Sasaki, B. Friman and K. Redlich, “Susceptibilities and the phase structure of a chiral model with Polyakov loops,” *Phys. Rev. D* **75**, 074013 (2007),
impact factor: 4.64, citations: 228
- H4.** C. Sasaki, B. Friman and K. Redlich, “Density fluctuations in the presence of spinodal instabilities,” *Phys. Rev. Lett.* **99**, 232301 (2007),
impact factor: 7.51, citations: 48

- H5.** C. Sasaki, B. Friman and K. Redlich, “Chiral phase transition in the presence of spinodal decomposition,” *Phys. Rev. D* **77**, 034024 (2008),
impact factor: 4.64, citations: 53
- H6.** C. Sasaki and K. Redlich, “Bulk viscosity in quasi particle models,” *Phys. Rev. C* **79**, 055207 (2009),
impact factor: 3.73, citations: 69
- H7.** C. Sasaki and K. Redlich, “Transport coefficients near chiral phase transition”, *Nucl. Phys. A* **832**, 62 (2010),
impact factor: 2.20, citations: 52
- H8.** M. Harada and C. Sasaki, “A novel spectral broadening from vector–axial-vector mixing in dense matter”, *Phys. Rev. C* **80**, 054912 (2009),
impact factor: 3.73, citations: 8
- H9.** M. Harada, C. Sasaki and S. Takemoto, “Enhancement of quark number susceptibility with an alternative pattern of chiral symmetry breaking in dense matter,” *Phys. Rev. D* **81**, 016009 (2010),
impact factor: 4.64, citations: 16
- H10.** C. Sasaki and I. Mishustin, “Thermodynamics of dense hadronic matter in a parity doublet model,” *Phys. Rev. C* **82**, 035204 (2010),
impact factor: 3.73, citations: 28
- H11.** C. Sasaki, “Fate of charmed mesons near chiral symmetry restoration in hot matter,” *Phys. Rev. D* **90**, no. 11, 114007 (2014),
impact factor: 4.64, citations: 9
- H12.** C. Sasaki and K. Redlich, “Correlations between light and heavy flavors near the chiral crossover,” *Phys. Rev. D* **91**, no. 7, 074021 (2015),
impact factor: 4.64, citations: 1

Osiągnięte wyniki

Chromodynamika Kwantowa (QCD) jest nieabelową teorią pola opisującą silne oddziaływanie, będąca częścią tzw. Modelu Standardowego (MS). Powstanie cząstek o niezerowej masie miało zasadniczy wpływ na rozkład materii we Wszechświecie po Wielkim Wybuchu.

Znaczna część masy nukleonów została wygenerowana w procesie spontanicznego łamania symetrii chiralnej. Cząstki elementarne QCD, kwarki i gluony, są uwięzione wewnątrz ich stanów złożonych - hadronów. Uwięzienie to jest efektem nieperturbacyjnym, związanym z własnościami QCD przy niskich energiach. Tak więc opis oddziaływań hadronów poprzez oddziaływanie kwarków i gluonów pozostaje wielkim wyzwaniem, podobnie jak wyjaśnienie własności uwięzienia (confinement) kwarków w nieperturbacyjnej QCD.

Obecne i przyszłe doświadczenia nad zderzeniami proton-proton i jądro-jądro przy wysokich energiach odwracają niejako strzałkę czasu odtwarzając warunki istniejące u zarania Wszechświata. Zderzenia ciężkich jonów kreują gorącą i gęstą materię QCD, która ma diametralnie inne własności od znanych nam stanów materii przy niższej temperaturze i mniejszej gęstości. Wnętrza zwartych gwiazd, takich jak gwiazdy neutronowe, są natomiast obiektami w których wnętrzu oczekujemy występowania materii QCD o bardzo dużych gęstości w niskiej temperaturze.

Parametrem porządku charakterystycznym dla łamania symetrii chiralnej jest nieznikająca gęstość kondensatu par kwark-antykwar. W teorii QCD z dwoma bezmasowymi kwarkami o różnych smakach, $N_f = 2$, oczekujemy, że przejście fazowe jest drugiego rzędu i należy do klasy uniwersalności $O(4)$ [1]. Tak więc, w przypadku QCD, ze względu na małą masę kwarków u oraz d , należy oczekiwać śladów zjawisk krytycznych klasy $O(4)$, analizując obserwowalne wielkości termodynamiczne. Najdogodniejszymi takimi wielkościami są fluktuacje i korelacje zachowanych ładunków, ponieważ są one bezpośrednio dostępne doświadczalnie [2]. Również przejście do stanu uwolnienia jest związane z tymi fluktuacjami, tak jak to się dzieje w przypadku kurtosis liczby barionowej, odmiennej dla materii kwarkowej i materii barionowej [3]. Aczkolwiek parametr porządku dla chiralnego przejścia fazowego nie jest mierzony bezpośrednio w eksperymentach, to wiąże się on z gęstością liczby barionowej. Zatem fluktuacje liczby barionowej są sprzężone z krytycznością klasy $O(4)$, co daje subtelne powiązanie pomiędzy łamaniem chiralnej symetrii a uwięzieniem kwarków, wykorzystywane przy analizie różnych fluktuacji ładunkowych.

W pracach [H1-H12], badałam charakterystyczne wskaźniki przejścia fazowego QCD, obserwowane mierzone w doświadczeniach i w komputerowych symulacjach sieciowych, oraz strukturę fazową przy dużych gęstościach barionowych.

1. Fluktuacje liczby barionowej i korelacje smakowe

Wyniki różnych modeli gęstej materii barionowej i kwarkowej sugerują istnienie złożonej struktury fazowej QCD przy temperaturach i kwarkowych potencjałach chemicznych rzędu Λ_{QCD} . Przy niższych gęstościach, tam gdzie wyniki sieciowej QCD nie są dostępne, opis materii wciąż bazuje na efektywnych teoriach i efektywnych modelach.

Rząd przejścia fazowego QCD, dla skończonych wartości barionowego potencjału chemicznego, nie został jak dotąd definitywnie ustalony, aczkolwiek w wielu modelach przewidyje się, że w chłodnej i gęstej materii hadronowej, przejście fazowe powinno być pierwszego rzędu. Powyższe przewidywanie, w połączeniu z zaobserwowanym przez symulacje sieciowe

QCD obszarem krytycznym przy zerowym potencjale chemicznym, może sugerować obecność punktu krytycznego (CP) na diagramie fazowym QCD [4]. Fluktuacje liczby barionowej χ_B pozostają skończone przy przejściu chiralnym, natomiast staje się osobiwe w punkcie krytycznym QCD. Tak więc, niemonotoniczne zachowanie fluktuacji może być uznane za potencjalny znacznik CP.

W pracy [H2], badaliśmy zachowanie krytyczne podatności smakowych oraz fluktuacji liczby barionowej w ramach modelu Nambu–Jona-Lasinio (NJL), który odtwarza łamanie symetrii chiralnej poprzez oddziaływanie czterofermionowe. Model NJL jest zbudowany z odmiennych składników niż QCD. Oczekuje się jednak, że zachowanie krytyczne wielkości termodynamicznych jest niezależne od modelu ponieważ Lagranżian NJL ma taką samą globalną symetrię jak QCD. W pracy [H2], wykazaliśmy niemonotoniczne zachowanie fluktuacji wzdłuż linii chiralnego przejścia fazowego oraz zastosowaliśmy teorię Ginzburga-Landaua dla opisu zjawisk krytycznych w całym obszarze parametrów diagramu fazowego. Dla poszukiwań CP w zderzeniach ciężkich jonów jest istotnym zrozumienie, jak ewentualne osobiwości rozkładają się w otoczeniu przypuszczalnego punktu krytycznego. Okazało się, że efektywny obszar krytyczny χ_B rozciąga się wzdłuż granicy faz i jest znacznie szerszy niż obszar styczny do linii granicznej. Dzieje się tak ponieważ wykładniki krytyczne chiralnego parametru porządku zależą od kierunku dochodzenia do CP.

W pracy [H3] badaliśmy strukturę fazową oraz różne rodzaje podatności w ramach modelu PNJL (Polyakov-Nambu–Jona-Lasinio), wprowadzającego statyczne pole cechowania do modelu NJL. Pole cechowania pojawia się tu jako charakter grupy cechowania w funkcji rozkładu, a zachowanie kwarków zależy od pętli Polyakova Φ . Zaletą modelu PNJL jest to, że jedno- i dwu-kwarkowe stany są tłumione przy niskich temperaturach przez małą wartość $\langle\Phi\rangle$, podczas gdy główny wkład pochodzi od stanów trój-kwarkowych, co odpowiada sytuacji uwięzienia kwarków, nieobecnej w ramach konwencjonalnego modelu NJL.

Naszym celem w pracy [H3] było wyjaśnienie roli pętli Polyakova w środowisku z lekkimi fermionami Diraca, tam gdzie Φ nie jest już dłużej dokładnym parametrem porządku związanym z przejściem fazowym do stanu uwolnienia, oraz zbadanie możliwej struktury fazowej przy dużych gęstościach. Model PNJL łączy pętlę Polyakova z kondensatem chiralnym, tak że pojawienie się uwolnienia łączy się z przywróceniem symetrii chiralnej.

Podatność pętli Polyakova ma szerokie maksimum przy pewnej temperaturze T_d , co w czystej teorii pól Yanga-Millsa odpowiada temperaturze przejścia fazowego typu uwolnienia. Przy znikającym potencjale chemicznym model PNJL przewiduje pokrywanie się przywrócenia symetrii chiralnej i uwolnienia w szerokim zakresie realistycznych wartości parametrów modelu. Przy niezerowym potencjale chemicznym, wraz z jego zwiększaniem się, oba te przejścia fazowe zaczynają się rozdzielać i pojawia się faza uwięzienia posiadająca dokładną symetrię chiralną.

Wynik ten został potwierdzony przez ostatnie wyniki sieciowe z ramach rozwinięcia stanów dirakowskich, gdzie brak łamania symetrii chiralnej w QCD nie prowadzi do uwolnienia kwarków [5, 6, 7, 8]. Taka egzotyczna faza może być łączona z tzw. Materią Kwarkionową, która była zaproponowana jako nowy stan gęstej materii przy dużych wartościach N_c [9].

W pracy [H11] stworzyliśmy efektywny chiralny lagranżian dla mezonów przenoszących czar (czarujących) implementując w ten sposób symetrię ciężkich kwarków w systemie o niezerowej temperaturze. Mezon czarujący składa się z lekkiego antykwarku i ciężkiego kwarku z czarem, jest więc to obiekt wyjątkowo przydatny dla badania własności chiralnych przy jednoczesnej symetrii spinowo-smakowej. W szczególności, nie było dotąd badane, jak wyglądają wtedy zachowania krytyczne w kontekście połączenia obu symetrii smakowych: lekkich i ciężkich obiektów. Jak wynika z pracy [H11], wymaga to niebanalnej formy efektywnego oddziaływania pomiędzy lekkimi i lekko-ciężkimi mezonami, tak żeby uniknąć niespójności z wynikami sieciowej QCD (LQCD). Zaproponowaliśmy rozwiązanie tego problemu - efektywne oddziaływanie powinno w pewnym stopniu zależeć od temperatury, poprzez dobrze określone obserwabla w LQCD, takie jak chiralne kondensaty i pseudo-krytyczna temperatura przywrócenia chiralnej symetrii T_{ch} .

Z fizycznego punktu widzenia, taki wewnętrzny efekt temperaturowy jest związany z cięższymi stanami hadronowymi lub równoważnie - ze stanami kwarkowymi i gluonowymi o wyższych częstościach. Mody te po wycalkowaniu nie pojawiają się *explicite* w lagranżianie jako lokalne operatory. Zbliżając się do przejścia fazowego QCD, stają się one coraz bardziej znaczące i dają wkład do stanu podstawowego. Bezpośrednią konsekwencją jest mniejsza zależność wielkości rozszczepienia mas w dublecie parzystości w temperaturze T_{ch} od lekkich kwarków. Wiąże się to z jednoczesną dodatkową symetrią smakową ciężkich kwarków. Jest to istotna różnica zarówno w stosunku do systemu lekko-dziwnych mezonów jak i wobec wcześniejszych wyników nie uwzględniających symetrii ciężkich kwarków [10].

W pracy [H12] użyliśmy podejścia uprzednio rozwiniętego w [H11] do analizy korelacji pomiędzy smakami lekkich i ciężkich kwarków w skończonych temperaturach. Wprowadziliśmy układ uogólnionych podatności dla różnych smaków, co dało istotny wkład do fluktuacji i kumulantów wyższego rzędu różnych zachowanych ładunków. Podobnie jak w przypadku wielkości mas, wszystkie korelacje pomiędzy różnymi smakami przechodzą gwałtowne zmiany w tej samej temperaturze T_{ch} . Oznacza to, że krytyczne zachowanie ciężkich mezonów jest opisane przez klasę uniwersalności $O(4)$. Wiąże się to z symetrią ciężkich kwarków, która jest w znacznym stopniu niezależna od smakowej symetrii ciężko-lekkich mezonów. Zachowanie takie jest jakościowo zgodne z wynikami sieciowych symulacji LQCD [11].

2. Współczynniki transportu

Równania stanu w danej fazie zależą od globalnych własności układu, podczas gdy współczynniki transportu wiążą się z odpowiadającymi im wzbudzeniami. W pracy [H6] zbadaliśmy własności równań transportu w przybliżeniu czasu relaksacji w ramach formalizmu kwazi-cząstkowego, nie uwzględniając przy tym związków dyspersyjnych. Pokazaliśmy, że lepkość objętościowa jest określona poprzez odpowiednie podatności związane z entropią i liczbą baryonową. Podatności te zawierają w sobie istotne informacje o zachowaniu krytycznym i mają osobliwości w pobliżu chiralnego przejścia fazowego. Pokazaliśmy, opierając się na teorii skalowania, że w przeciwieństwie do uproszczonych wyobrażeń, osobliwości te wzajemnie kasują się w przypadku przejścia fazowego 2-go rzędu - zarówno w przypadku klas uniwersalności $O(4)$ jak i $Z(2)$.

Znaczenie tego wyniku zależy od rozmiaru obszaru krytycznego. W przypadku dynamicz-

nych zjawisk krytycznych lepkość objętościowa jest osobliwa w przypadku klasy uniwersalności $Z(2)$. Wiedząc, że obszar gdzie χ_B osiąga nasycenie rozciąga się wzdłuż granicy faz - jak pokazano w [H2]- naturalnym jest zbadanie w konkretnym modelu jak zmieniają się współczynniki transportu w pobliżu chiralnego przejścia fazowego.

W pracy [H7] badaliśmy oba rodzaje lepkości, powierzchniową i objętościową, w relatywistycznej cieczy składającej się z kwazi-kwarków w modelu $N_f = 2$ NJL. Pokazano, że lepkość powierzchniowa jest raczej nieczuła na chiralne przejście fazowe, podczas gdy lepkość objętościowa podlega istotnym zmianom z powodu rozpuszczania się parametru porządku. W pobliżu punktu krytycznego $Z(2)$ zachowania krytyczne w znacznej mierze rozmywają się, tym niemniej lepkość objętościowa jest lepszym wskaźnikiem przejścia fazowego niż lepkość powierzchniowa.

3. Fizyka dużych gęstości barionowych

Wiele badań materii QCD dużych gęstości opartych na różnych teoriach efektywnych odtworzyło bogatą strukturę kolektywnych wzbudzeń zależnych od ośrodka. Tak więc, są to główne wielkości pozwalające odróżnić od siebie różne fazy wraz z odpowiednimi zmiennymi termodynamicznymi dostępnymi w doświadczeniach.

W pracy [H4] pokazaliśmy, że podatność liczby barionowej χ_B ma rozbieżność wzdłuż izotermicznej linii spinodalnej dla nierównowagowego przejścia fazowego pierwszego rzędu. Efekt ten, indukowany przez niestabilności spinodalne, jest niezależny od modelu, a osobliwość χ_B jest sygnałem nie tylko punktu krytycznego QCD, ale również przejścia fazowego pierwszego rzędu. W pracy [H5] kontynuowaliśmy badania nad χ_B i nad ciepłem właściwym w modelu NJL. Otrzymaliśmy również wykładniki krytyczne z ogólnego potencjału Ginzburga-Landaua. Pokazaliśmy, że wykładnik krytyczny podatności χ_B na liniach spinodalnych, $\gamma = 1/2$, jest mniejszy niż w punkcie krytycznym, $\gamma = 2/3$. Tak więc, dwie linie spinodalne dają silniejszy efekt rozbieżności gdy łączą się w punkcie krytycznym.

W pracy [H9] zbudowaliśmy potencjał Ginzburga-Landaua dla systemu ze standardowym lekkim kwarkonium σ_2 oraz kwartetem kwarkowym σ_4 dla $N_f = 2$, zakładając niestandardowy sposób łamania symetrii chiralnej. Stan σ_4 zachowuje się przy łamaniu symetrii chiralnej inaczej niż stan σ_2 . W ten sposób powstaje faza z niezłamanym centrum grupy chiralnej. Symetria chiralna nie jest więc w pełni odtworzona, a niezerowy kondensat $\langle \sigma_4 \rangle$ daje wkład do nieznikającej stałej rozpadu pionu.

Zachowanie takie ma swoje odbicie na płaszczyźnie $T-\mu$: Nowa faza może powstać w obszarze pośrednich gęstości, a granica fazy jest wyróżniona przez maksimum χ_B . Z kolei niebanalne oddziaływania między σ_2 a σ_4 może indukować więcej punktów krytycznych na diagramie fazowym. Inne specyficzne zachowanie ujawnia się w widmie hadronowym: stany skalarne i pseudoskalarne nie są zdegenerowane dla $N_f = 2$, w przeciwieństwie do $N_f = 3$. Barionowe stany parzystości degenerują się niezależnie od smaków kwarków. Ekstrapolując te wyniki do sytuacji rzeczywistej z $N_f = 2 + 1$, zarejestrowalibyśmy wczesne przywrócenie symetrii chiralnej dla dziwnych mezonów i zarówno dziwnych jak i niedziwnych barionów.

Przy dużych gęstościach faza hadronowa z częściowo tylko przywróconą symetrią chiralną może być opisywana inaczej. W pracy [H10] badaliśmy strukturę fazową modelu pola uśred-

nionego dla nukleonowych dubletów parzystości. Użyty w modelu lagranżian jest chiralnie niezmienniczy dla nukleonów, tak że jądrowe nasycenie dla $T = 0$ jest dobrze widoczne.

Model ten przewiduje przejście fazowe ciecz-gaz przy gęstości wysycenia ρ_0 oraz chiralne przejście fazowe przy większej gęstości ρ_{ch} . Na wykresie chiralnego parametru porządku widoczna są dwa uskoki. Pierwszy z nich następuje przy umiarkowanej gęstości, dużo niższej niż przy chiralnym przejściu fazowym. Jest on związany z uprzednim przejściem fazowym ciecz-gaz przy gęstości ρ_{LG} .

Linia rozgraniczająca $\rho_{LG}(T)$ jest głównie związana z "przejściem" mezony=bariony $\rho_{MB}(T)$ scharakteryzowanym przez odpowiednie gęstości tych cząstek. Linia ta rozdziela obszar zdominowany przez bariony of obszaru zdominowanego przez mezony. Istnieje również przecięcie tych linii, gdzie ρ_{ch} staje się równa gęstości ρ_{LG} . Punkt ten, $(T, \mu_B) \sim (150, 450)$ MeV, jest zaskakująco blisko przybliżonego punktu potrójnego, gdzie materia hadronowa, materia kwarkionowa i plazma kwarkowo-gluonowa mogą współistnieć [19].

4. Widma hadronowe w gęstych ośrodkach

W pobliżu chiralnego przejścia fazowego oczekuje się, że własności hadronów są odmienne, co oznacza zmianę w odpowiednich funkcjach rozkładu, będących funkcją zależnych od ośrodka własności hadronów, takich jak np. masy czy szerokości widmowe. Przywrócenie symetrii chiralnej jest związane z degeneracją widm stanów o przeciwnych parzystościach. Funkcja spektralna mezonów wektorowych jest tu bardzo istotna, ponieważ mezony ρ and ω przypuszczalnie rozpadają się wewnątrz fireballu powstałego w zderzeniu ciężkich jonów, przenosząc tym samym informację o stanie podstawowym QCD w wysokiej temperaturze.

Dominacja mezonów wektorowych (VMD) jest brana pod uwagę przy elektromagnetycznych funkcjach postaci hadronów, gdzie emisja wirtualnego fotonu zachodzi za pośrednictwem wymiany mezonu wektorowego [12]. Hipoteza VMD wyjaśnia wiele doświadczalnych wyników gdzie procesy przebiegają w próżni i była również uważana za słuszną w gęstych ośrodkach. Nie jest to jednak *a priori* oczywiste, w szczególności w pobliżu przejścia fazowego.

W pracy [H1] przeprowadziliśmy systematyczne badanie hipotezy VMD przy skończonych temperaturach, aż do temperatury przywrócenia symetrii chiralnej T_{ch} . Pokazaliśmy, że jeśli masa mezonu wektorowego maleje, to hipoteza VMD staje się coraz mniej wiarygodna przy wzroście temperatury aż do T_{ch} . Kiedy mechanizm VMD zawodzi, foton wirtualny powstaje bezpośrednio w procesie oddziaływania dwóch pionów i zaczynają przeważać dileptony powstałe z rozpadu fotonu wyemitowanego *bez uwzględnienia* VMD . Ostatecznym wynikiem niespełnienia założenia o VMD jest istotne obniżenie liczby powstałych par dileptonowych.

W gęstym ośrodku aksjalne mezony wektorowe dają wkład do wektorowej funkcji spektralnej poprzez oddziaływanie z pionem (mieszanie chiralne) [13]. Mieszanie to zanika w temperaturze T_{ch} , gdzie oba widma cząstek o przeciwnej parzystości stają się zdegenerowane [16]. Przy skończonym potencjale chemicznym nie mamy parzystości ładunkowej i do lagranżianu powinny być włączone nowe człony, nieobecne przy $\mu = 0$.

W pracy [H8] rozszerzyliśmy pojęcie mieszania chiralnego na układy hadronowe o skończonej gęstości i zbadaliśmy wynikające stąd fenomenologiczne następstwa. Mieszanie chiralne silnie zależy tu od gęstości i odpowiednie związki dyspersyjne dla cząstek są zmienione.

Stopień mieszania, taki jak określony w modelu holograficznej QCD jest nienaturalnie duży przy gęstości wysycenia, co prowadzi do kondensacji mezonów wektorowych w materii jądrowej [14]. Natomiast nasz efektywna teoria chiralna przewiduje dużo słabsze mieszanie, co pozwala uniknąć efektu kondensacji mezonów wektorowych przy rozsądnym zakresie gęstości ośrodka.

Tym niemniej, wpływ zależnego od ośrodka chiralnego mieszania jest widoczny przy gęstościach wyższych niż ρ_0 . Wektorowa funkcja spektralna rozmywa (rozszerza) się pod wpływem tego mieszania, co powoduje wysycenie produkcji par dileptonów o małych masach. Ponieważ mieszanie chiralne istnieje jednak przy każdej gęstości, to opierając się wyłącznie na pomiarach dileptonowych byłoby raczej trudnym znaleźć jednoznaczny doświadczalny sygnał przywrócenia symetrii chiralnej.

5. Inne osiągnięcia¹

Nie biorąc pod uwagę wydawnictw pokonferencyjnych, jestem autorką bądź współautorką 39 oryginalnych prac, z których 31 powstało po uzyskaniu stopnia doktorskiego. Moje wyszczególnione poniżej zainteresowania naukowe dotyczyły dynamiki kwarkowo-hadronowej badanej w ramach efektywnych teorii pola i modeli fenomenologicznych.

- Wpływ ośrodka na własności mezonów wektorowych i aksjalno-wektorowych: mieszanie chiralne w efektywnych modelach chiralnych [15, 16] i w ramach reguł sum QCD [20]. Produkcja dileptonów i mezonów wektorowych w zderzeniach ciężkich jonów [18].
- Struktura fazowa w efektywnych modelach QCD: przybliżenie dużego N_c i jego ekstrapolacja do $N_c = 3$ [17]. Pojawienie się punktu potrójnego [19]. Związek pomiędzy uwieżeniem a łamaniem chiralnej symetrii w zimnej i gęstej materii [22, 30].
- Anomalia konforemna w pobliżu chiralnego przejścia fazowego w gęstej materii: pojawienie się dylatonu (DL) i modyfikacja oddziaływania nukleon-omega [21]. DL jako nietrywialny punkt stały równania grupy renormalizacyjnej w chiralnych efektywnych teoriach pola [23]. Efekt symetrii $U(1)_B$ w gęstej materii oraz dynamiczny mechanizm generacji chiralnie niezmienniczej masy nukleonu [26].
- Termodynamika teorii pola Yanga-Millsa: Efektywny potencjał kwazi-gluonów z pętlą Polyakova [24]. Rola magnetycznych gluonów w wysokiej temperaturze [29].
- Podatności pętli Polyakova w teorii Yanga-Millsa - symulacje sieciowe a model efektywny [27], pełna QCD z symulacji sieciowych a efektywny model [28] poprzez rozwinięcie na dirakowskie stany własne [31].
- Fluktuacje dziwności i liczby barionowej a brakujące rezonanse: znaczenie szerokich stanów rezonansowych [32]. Widmo mas Hagedorna z LQCD [33].
- Wybrane i ostatnie wyniki opisujące fizykę materii QCD o niezerowej gęstości liczby barionowej i temperaturze, zostały przedstawione w artykule przeglądowym [25].

Całkowita liczba cytowań: dane INSPIRE² 17.12.2015

- 1362 (publikowane w pismach) 1460 (ogólnie)
- 39 prac publikowanych, 2 preprinty, 44 materiały konferencyjne
- 1 praca ponad 200 cytowań
- 1 praca ponad 100 cytowań
- 7 prac ponad 50 cytowań
- h-index: 20

¹Dokładny opis dalszych osiągnięć jest przedstawiony w załączniku, Osiągnięcia

²<http://inspirehep.net/?ln=pl>

Literatura

- [1] R. D. Pisarski and F. Wilczek, Phys. Rev. D **29**, 338 (1984).
- [2] M. A. Stephanov, K. Rajagopal and E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **81**, 4816 (1998).
- [3] S. Ejiri, F. Karsch and K. Redlich, Phys. Lett. B **633**, 275 (2006).
- [4] A. M. Halasz, A. D. Jackson, R. E. Shrock, M. A. Stephanov and J. J. M. Verbaarschot, Phys. Rev. D **58**, 096007 (1998).
- [5] C. Gatttringer, Phys. Rev. Lett. **97**, 032003 (2006).
- [6] F. Synatschke, A. Wipf and K. Langfeld, Phys. Rev. D **77**, 114018 (2008).
- [7] L. Y. Glozman, C. B. Lang and M. Schrock, Phys. Rev. D **86**, 014507 (2012).
- [8] T. M. Doi, H. Suganuma and T. Iritani, Phys. Rev. D **90**, no. 9, 094505 (2014).
- [9] L. McLerran and R. D. Pisarski, Nucl. Phys. A **796**, 83 (2007).
- [10] D. Roder, J. Ruppert and D. H. Rischke, Phys. Rev. D **68**, 016003 (2003).
- [11] A. Bazavov *et al.*, Phys. Lett. B **737**, 210 (2014).
- [12] J. J. Sakurai, Annals Phys. **11**, 1 (1960).
- [13] M. Dey, V. L. Eletsky and B. L. Ioffe, Phys. Lett. B **252**, 620 (1990).
- [14] S. K. Domokos and J. A. Harvey, Phys. Rev. Lett. **99**, 141602 (2007).
- [15] M. Harada and C. Sasaki, Phys. Rev. D **73**, 036001 (2006).
- [16] M. Harada, C. Sasaki and W. Weise, Phys. Rev. D **78**, 114003 (2008).
- [17] L. McLerran, K. Redlich and C. Sasaki, Nucl. Phys. A **824**, 86 (2009).
- [18] G. E. Brown, M. Harada, J. W. Holt, M. Rho and C. Sasaki, Prog. Theor. Phys. **121**, 1209 (2009).
- [19] A. Andronic *et al.*, Nucl. Phys. A **837**, 65 (2010).
- [20] Y. Kwon, C. Sasaki and W. Weise, Phys. Rev. C **81**, 065203 (2010).
- [21] C. Sasaki, H. K. Lee, W. G. Paeng and M. Rho, Phys. Rev. D **84**, 034011 (2011).
- [22] C. Sasaki and I. Mishustin, Phys. Rev. C **85**, 025202 (2012).
- [23] W. -G. Paeng, H. K. Lee, M. Rho, C. Sasaki, Phys. Rev. D **85**, 054022 (2012).
- [24] C. Sasaki and K. Redlich, Phys. Rev. D **86**, 014007 (2012).
- [25] K. Fukushima and C. Sasaki, Prog. Part. Nucl. Phys. **72**, 99 (2013).

- [26] W. -G. Paeng, H. K. Lee, M. Rho and C. Sasaki, Phys. Rev. D **88**, 105019 (2013).
- [27] P. M. Lo, B. Friman, O. Kaczmarek, K. Redlich and C. Sasaki, Phys. Rev. D **88**, 014506 (2013).
- [28] P. M. Lo, B. Friman, O. Kaczmarek, K. Redlich and C. Sasaki, Phys. Rev. D **88**, 074502 (2013).
- [29] C. Sasaki, I. Mishustin and K. Redlich, Phys. Rev. D **89**, no. 1, 014031 (2014).
- [30] S. Benic, I. Mishustin and C. Sasaki, Phys. Rev. D **91**, no. 12, 125034 (2015).
- [31] T. M. Doi, K. Redlich, C. Sasaki and H. Suganuma, Phys. Rev. D **92**, no. 9, 094004 (2015).
- [32] B. Friman, P. M. Lo, M. Marczenko, K. Redlich and C. Sasaki, Phys. Rev. D **92**, no. 7, 074003 (2015).
- [33] P. M. Lo, M. Marczenko, K. Redlich and C. Sasaki, Phys. Rev. C **92**, no. 5, 055206 (2015).

Chihiro Sasaki