

# カイラル相転移臨界点におけるクォークスペクトル

根本幸雄 (聖マリアンナ医大)<sup>1</sup>, 北沢正清 (阪大), 国広悌二 (京大)

有限温度、有限密度で起こると考えられているカイラル相転移において、以前我々はカイラル凝縮の揺らぎがクォーク間の強結合性によって臨界点付近で非常に大きくなるという指摘 [1] に注目し、それがクォークスペクトルに与える影響についての研究を行った [2, 3]。そのときの研究ではクォークの質量をゼロとしていたため、カイラル相転移は低密度側で二次相転移をなし、相転移線上では常にソフト化するモードが存在している。そしてクォークスペクトルはこのソフトモードとの結合によってそのピーク構造が大きく変化することを指摘した。本研究ではカレントクォーク質量を有限におき、クォーク質量効果として特にカイラル相転移点付近に着目し、スカラー、擬スカラー密度揺らぎとクォークとの結合からクォークスペクトルがどのように変化するかを、Nambu-Jona-Lasinio(NJL) 模型を用いて調べた。なお結果の一部はすでに 2007 年の熱場の量子論とその応用で発表済みであるが [4]、この度あらためて再計算を行い、以前の発表で不完全であったところも含めて考察を深めた。

$u, d$  クォークがカレント質量を持つ場合、カイラル対称性があらわに破れ、カイラル相転移は低密度側でクロスオーバーになり、ある温度、密度で一次相転移が終わる臨界点が現れる<sup>2</sup>。二次相転移になるのはこの点のみであるが、対応するソフトモードはカイラル極限の場合とは異なり、シグマ中間子モードではない。これは臨界点においてもカイラル対称性があらわに破れているため、NJL 模型ではスカラー密度揺らぎの space-like 領域にソフトモードが現れることが知られている [5]。シグマ中間子モードは time-like 領域にあるが、その質量は  $\sim 2m$  であり ( $m$  は構成クォーク質量)、臨界点においてもゼロにはならない。本研究ではクォーク伝播関数に、これらの寄与を含むスカラー密度揺らぎと、パイオンモードを含む擬スカラー密度揺らぎを 1 ループレベルで取り入れた自己エネルギーを考慮し、臨界点付近のクォークスペクトルのふるまいを調べた。

初めにクロスオーバー領域となる低密度側を調べるため、近似的にカイラル対称性の相が移り変わる温度として擬臨界温度 ( $T_{PC}$ ) を定義し、 $T_{PC}$  まわりのクォークスペクトルを調べることとした。 $T_{PC}$  は一意に定義することができないが、例えば臨界点のソフトモードに起因するスカラー密度揺らぎのスペクトルのピークが、ある密度で温度を変えていったときに最大になる温度をもってそれを定義することができる (臨界点では発散する)。また、このときパイオンの結合エネルギーがゼロになる温度 ( $T_{ZB}$ ) も同時に求めてみると、すべてのクロスオーバー領域の密度において  $T_{PC}$  よりも高いことがわかる。すなわち  $T_{PC}$  と  $T_{ZB}$  の間の温度ではクォークと結合状態のパイオンが共存することになり、すぐ後で示すように、このパイオンがクォークスペクトルに大きな影響を及ぼす。

図 1 の上段にゼロ密度における  $T = 206\text{MeV}$  でのゼロ運動量のクォークスペクトル  $\rho_+(p_0)$  を示す (反クォーク部のスペクトルは射影して落としている)。この温度はカイラル動的感受率が最大になる温度である。またゼロ密度では  $T_{ZB} = 216\text{MeV}$  である。この図から  $p_0 \simeq 25\text{MeV}$  に準粒子ピークがあることがわかる。平均場近似によって得られる構成クォーク質量  $m$  は  $118\text{MeV}$  であるから、これは揺らぎとの結合によってクォークの質量が約  $100\text{MeV}$  ほど下がったことを意味する。このような大きな質量シフトの要因は、図 1 下段に示されたクォークの自己エネルギー ( $\Sigma^+(p_0)$ ) から知ることができる。自己エネルギーの虚部に注目すると、 $p_0 \simeq \pm 50\text{MeV}$  で (負側に) 大きな値を持っていることがわかるが、実際にはこれらは発散している。自己エネルギーの虚部はクォークが揺らぎのモードと結合することで生ずる (結合) 状態密度を表しているため、この発散は状態密度の発散をあらわしている。クォークと個々の揺らぎのモードとの結合を調べてみると、この発散は結合状態のパイオンが

<sup>1</sup>e-mail address: nemoto@marianna-u.ac.jp

<sup>2</sup>カラー超伝導などの効果や多様な相互作用を考慮すると臨界点の消失や複数個の臨界点が現れる可能性があるが、ここではカイラル対称性のみを考慮したシンプルな 2 フレーバ型 NJL 模型を用いているため、現れる臨界点は一つである。

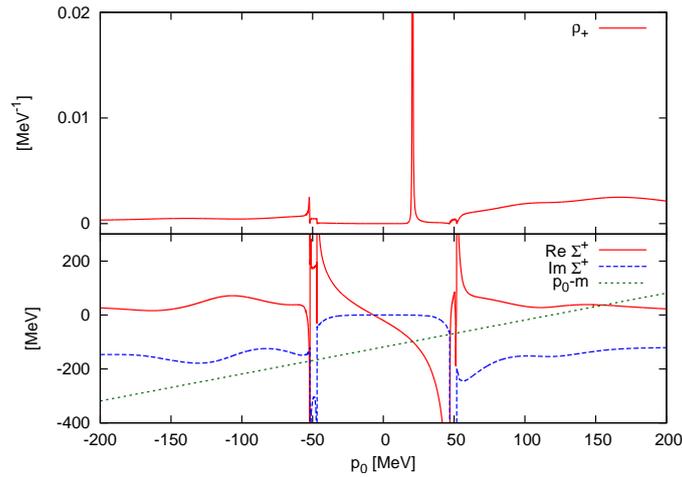


図 1:  $T = 206\text{MeV}$ 、ゼロ密度におけるクォークスペクトル関数と、対応するクォーク自己エネルギー。

クォークと結合することによって生ずることがわかる。パイオンの分散関係を  $\omega_\pi(q)$  と書くと、結合状態密度には  $\int d^3q \delta(p_0 + E_q - \omega(q))$  という形をもつものがある。  $E_q = \sqrt{q^2 + m^2}$  はクォークの分散関係である。この項はパイオンとクォークの群速度が等しいところで発散をもたらすことを表している。このような状態密度の発散は van Hove 特異点と呼ばれ、たとえば半導体中において傾きの等しい2つのバンド間で電子が遷移する際にも同じ現象が起こる。ここで注意しておきたいことは、  $\omega_\pi(q)$  が  $\sqrt{q^2 + m_\pi^2}$  という関数形であった場合には有限の運動量  $q$  で  $E_q$  と同じ傾きになることはない、ということである。ここではパイオンをクォークと反クォークの結合状態として記述していることと、有限温度においてローレンツ不変性が破れていることによってパイオンの分散関係は  $\sqrt{q^2 + m_\pi^2}$  からずれている。すなわち媒質中でのみ起こる相互作用によって van Hove 特異点が現れたわけである。自己エネルギーの虚部のこうした発散によって、実部は大きく関数形が歪められ、図1に示されるように大きな変化をもたらす。この解析において準粒子ピークが生ずる必要条件は実部と直線  $p_0 - m$  (図1の緑線) が交差することであり、実部が大きく変化することによって交差点の一つは  $p_0 \simeq 25\text{MeV}$  にきていることがわかる。この  $p_0$  での虚部は十分小さく、したがって準粒子ピークが形成される。他の交差点、  $p_0 \simeq -50\text{MeV}$  や  $150\text{MeV}$  では虚部が比較的大きく、そのためはっきりしたピークは見えていない<sup>3</sup>。こうして擬臨界点付近においてクォークがスカラー、擬スカラー型揺らぎと結合すると、特に結合状態のパイオンと結合することによってクォーク質量が大きく変わり得ることがわかった。

この結果をカイラル極限におけるクォークスペクトル [2, 3] と比較する。カイラル極限ではゼロ密度で二次相転移となり、スカラー揺らぎのシグマモード、擬スカラー揺らぎのパイオンがともにソフト化する。これらのモードとクォークとの結合により、クォークスペクトルは低運動量部で3ピーク構造になった。3ピーク形成はクォークと、結合するボソンモードとの質量の比が小さいことが必要である [6]。図1の温度の場合、  $m/\omega_\pi(0) \simeq 0.8$  であり、これは3ピーク構造となる条件よりもずっと大きい値である。すなわちカイラル対称性のあらわな破れのためにこの温度でもクォークは大きな構成クォーク質量を持ち、その結果3ピークにはならない。[6]による湯川模型を用いた解析では、上記の質量比の場合のクォークスペクトルは continuum 成分の寄与が支配的になり1ピークも形成されなくなる。今回の結果で鋭いピークが一つ存在するのは、パイオンとの結合による van Hove 特異点の形成が本質的である。これがカイラル極限におけるクォークスペクトルと大きく異なる結果を得た要

<sup>3</sup>2007年の発表ではこれらの交差点でもピークが現れていることを示したが、それは擬スカラー揺らぎの寄与を過小評価していたためであった。

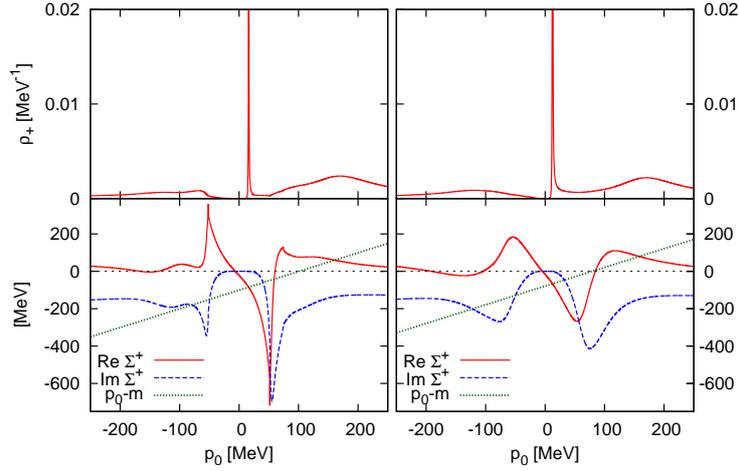


図 2:  $T = 211\text{MeV}$  (左)、 $220\text{MeV}$ (右) におけるクォークスペクトル関数と対応するクォーク自己エネルギー。いずれもゼロ密度の場合。

困である。ところで前述したとおり、図 1 は動的カイラル感受率が最大になる温度であるが、ソフトモードに由来するスカラー揺らぎの効果は非常に小さく、クォークスペクトルへの影響は無視できるほど小さい。

図 2 にはやや高い温度でのクォークスペクトル関数と自己エネルギーを図示した。図 2 の左側は静的カイラル感受率がほぼ最大になる温度での結果である。この場合でも  $T_{\text{ZB}}$  より小さいためパイオンは結合状態を保っているが、結合状態密度はもはや発散せず、したがって自己エネルギー虚部は有限である。しかし虚部のピークの存在によって、実部やクォークスペクトル関数は定性的に図 1 とふるまいが類似している。図 2 の右側は  $T_{\text{ZB}}$  よりもやや上の温度で、パイオンが continuum 領域にある場合である。この場合もはや特定の  $p_0$  でパイオンと強く結合することがなくなるため、自己エネルギーはより滑らかなふるまいになり、結果としてクォークスペクトルのピークは平均場近似で与えられる構成クォーク質量の値に近くなる。

以上、ゼロ密度の場合のクォークスペクトルについて述べたが、有限密度、特に臨界点付近ではここで述べたパイオンとの結合による van Hove 特異点が現れるほか、ソフトモードとの結合もクォークスペクトルに大きな寄与を与える。詳細は発表予定の論文を参照されたい。

## 参考文献

- [1] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Lett. B **145**, 7(1984); Phys. Rev. Lett. **55**, 158 (1985).
- [2] M. Kitazawa, T. Kunihiro and Y. Nemoto, Phys. Lett. B **633**, 269 (2006).
- [3] M. Kitazawa, T. Kunihiro and Y. Nemoto, Prog. Theor. Phys. **117**, 103 (2007).
- [4] 根本幸雄, 北沢正清, 国広悌二, 三ツ谷和也, 素粒子論研究 **116**, B137 (2008).
- [5] H. Fujii, Phys. Rev. D **67**, 094018 (2003); H. Fujii and M. Ohtani, Phys. Rev. D **70**, 014016 (2004).
- [6] M. Kitazawa, T. Kunihiro, K. Mitsutani, and Y. Nemoto, Phys. Rev. D **77**, 045034 (2008).