

QCD 和則による有限温度クォークoniumの MEM 解析

鈴木 溪¹、Philipp Gubler²、森田 健司³、岡 真^{1,4}

¹ 東京工業大学、² 理化学研究所 仁科加速器研究センター、

³ 京都大学 基礎物理学研究所、⁴ KEK 理論センター J-PARC 分室

1 導入

クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 相における特徴的な物理現象の一つとして、 J/ψ や Υ などのクォークoniumの消失現象が予想されている。この現象は、クォークonium抑制と呼ばれ、現象論的な解釈では、QGP 中を飛んでいるカラーチャージによるデバイ遮蔽効果により、クォークoniumを構成する重いクォーク・反クォーク間に働く閉じ込めポテンシャルが消失し、裸のクォークへと分離するという描像で説明される [1]。重イオン衝突実験においては、 J/ψ や Υ などのクォークoniumの収量抑制が実際に観測されており、最近では、 Υ の励起状態が基底状態と比べて大幅に抑制されるといった実験事実が報告されている。このような観測結果を理論的に説明するために、これまでに数多くの理論研究が為されており、格子 QCD やポテンシャル模型を用いた方法によって、クォークoniumの消失温度が求められてきた。クォークoniumの消失を理論的に記述するためには、スペクトル関数の温度依存性を解析すればよく、スペクトル関数を導出するために本研究で用いた方法が QCD 和則である。

QCD 和則 [2] は QCD の非摂動領域の性質を第一原理的に解析する方法の一つであり、クォーク凝縮やグルーオン凝縮などの真空の性質とハドロンのスペクトル関数を結びつける関係式から、ハドロン質量や崩壊幅といった物理的な値を引き出す強力な手段である。さらに、クォーク凝縮やグルーオン凝縮は、その温度依存性を計算することができるため、これらの値を用いることで、QCD 和則を有限温度におけるハドロンの性質を解析する方法として適用することができる。QCD 和則の従来方法では、「一粒子状態 + 連続状態」という現象論的な仮定を導入することで、スペクトル関数に付随する物理量が導出されてきたが、近年、QCD 和則に最大エントロピー法 (MEM) を適用することで、これらの仮定を導入せずにスペクトル関数を直接導出することが可能となった [3]。

本研究では、QCD 和則に MEM を適用し、クォークoniumのスペクトル関数の温度依存性を解析することで、チャーモニウム [4]、及びボトモニウム [5] に対応するスペクトル関数のピークが消失する温度を求めた。チャーモニウムとボトモニウムの解析はほとんど同様の方法を用いて行われるが、双方のスペクトル関数の温度に対する振る舞いは大きく異なり、「温度応答性」及び「励起状態の存在」という 2 点について特徴的な性質を示す。チャーモニウムの場合、スペクトル関数のピークはある一定の温度において突然消失するが、ボトモニウムの場合、広い温度領域に渡り徐々に消失していく。また、チャーモニウムのスペクトル関数のピークは、基底状態の情報のみを含む結果であるが、ボトモニウムのピークには基底状態だけでなく、それより高エネルギーの励起状態の情報も混合している。本研究の方法 (QCD 和則 + ボレル変換 + MEM) を用いる限り、これら複数の状態を別々のピークとして分離することは不可能だが、本研究では、有限温度における励起状態の振る舞いを調べるために、ピークの residue (積分値) の温度依存性を解析し、励起状態が基底状態より低温で消失するという描像を示唆する結果を得た。基底状態と比較して励起状態が大幅に抑制されることは、重イオン衝突実験においても観測されている実験事実であり、本研究の結果はこの現象と矛盾の無いものである。

2 手法

QCD 和則では、ハドロン相関関数の演算子積展開 (OPE) と被積分関数としてスペクトル関数を含むエネルギー積分が分散関係によって関係づけられる。ポレル変換後の QCD 和則は

$$\mathcal{M}^J(\nu) = 4m_b^2 \int_0^\infty ds e^{-s\nu} \rho^J(s) \quad (1)$$

となる。左辺の OPE は摂動論的なクォークonium相関関数と非摂動論的な凝縮項から構成される。質量次元 4 までの展開において、凝縮項はグルーオン凝縮 (スカラーグルーオン凝縮 $G_0(T) = \langle \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle_T$ 及びツイスト-2 グルーオン凝縮 $\langle \frac{\alpha_s}{\pi} G^{\alpha\mu\sigma} G_{\sigma}^{\alpha\nu} \rangle_T = (u^\mu u^\nu - \frac{1}{4}g^{\mu\nu})G_2(T)$) のみを考えれば良い。グルーオン凝縮はエネルギー運動量テンソルと対応づけられ [6]、温度に依存する熱力学量 (エネルギー密度 $\epsilon(T)$ 、圧力 $p(T)$ 、強い相互作用の結合定数 $\alpha_s(T)$) を用いて、

$$G_0(T) = G_0^{vac} - \frac{8}{11}[\epsilon(T) - 3p(T)], \quad G_2(T) = -\frac{\alpha_s(T)}{\pi}[\epsilon(T) + p(T)] \quad (2)$$

と表せる。これらの熱力学量はクエンチ近似による格子 QCD によって計算された数値を用いる。

3 結果

各チャンネル (ベクトル ($J/\psi, \Upsilon$), 擬スカラー (η_c, η_b), スカラー (χ_{c0}, χ_{b0}), 軸性ベクトル (χ_{c1}, χ_{b1})) に対して得られたスペクトル関数を図 1・2 に示す。ゼロ温度のスペクトル関数に現れたピークの位置を表 1 にまとめる。これらの結果を見ると、ゼロ温度におけるチャーモニウムのピークの位置 (すなわち、質量) は、実験値に対しておよそ 50MeV の精度で一致しており、チャーモニウムの基底状態に対応する妥当なエネルギー領域にピークが現れていることが確認できる。一方、ボトモニウムのピークの位置は、実験値と比べてやや高い値が得られている。これは、得られたピークの中に、基底状態だけでなく励起状態の寄与も混合しているためであり、励起状態の混合によってピークの位置が高エネルギー側へシフトした結果、基底状態の質量を見かけ上重く見せている。

	$m_{J/\psi}$	m_{η_c}	$m_{\chi_{c0}}$	$m_{\chi_{c1}}$	m_{Υ}	m_{η_b}	$m_{\chi_{b0}}$	$m_{\chi_{b1}}$
理論値 [GeV]	3.06	3.02	3.36	3.50	9.56	9.51	10.15	10.42
実験値 [GeV]	3.097	2.980	3.414	3.510	9.460	9.389	9.859	9.893

表 1 ゼロ温度におけるクォークoniumスペクトル関数のピーク位置と、それに対応する基底状態の実験値。

次に、有限温度におけるスペクトル関数の振る舞いについて議論する。図 1・2 を見ると、チャーモニウムの全てのチャンネルにおいて、非閉じ込め相転移温度 T_c より少し高い温度で、突然ピークが消失する。一方で、ボトモニウムの場合には、 $1.0T_c$ から $3.0T_c$ という広い温度領域に渡って、徐々にピークが減少していく。また、チャーモニウム・ボトモニウムの両方で、S 波チャンネルは P 波チャンネルより高温まで生き残る。QCD 和則の観点から見ると、このようなスペクトル関数の温度変化は、OPE に含まれるグルーオン凝縮の温度依存性に由来し、ボトモニウムがチャーモニウムより高温まで生き残る理由は、グルーオン凝縮項の係数がクォーク質量の 4 乗に反比例するため、結果的にグルーオン凝縮からの温度効果が弱まるためである。

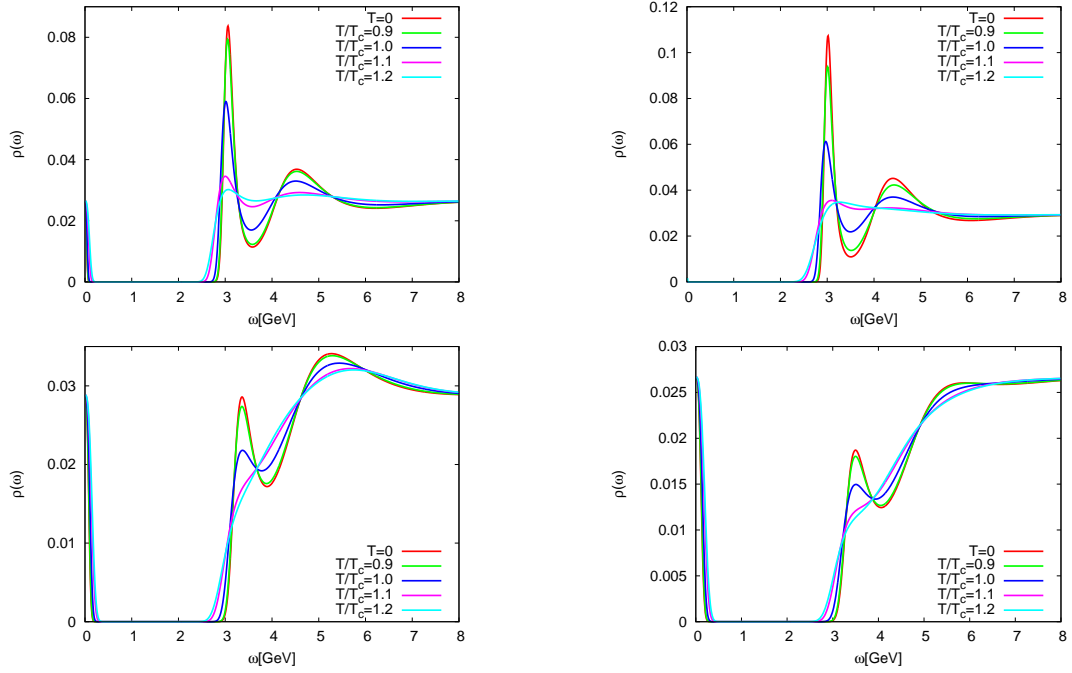


図1 MEMで得られたチャーモニウムのスペクトル関数。左上図：ベクトル (J/ψ)、右上図：擬スカラー (η_c)、左下図：スカラー (χ_{c0})、右下図：軸性ベクトル (χ_{c1})。

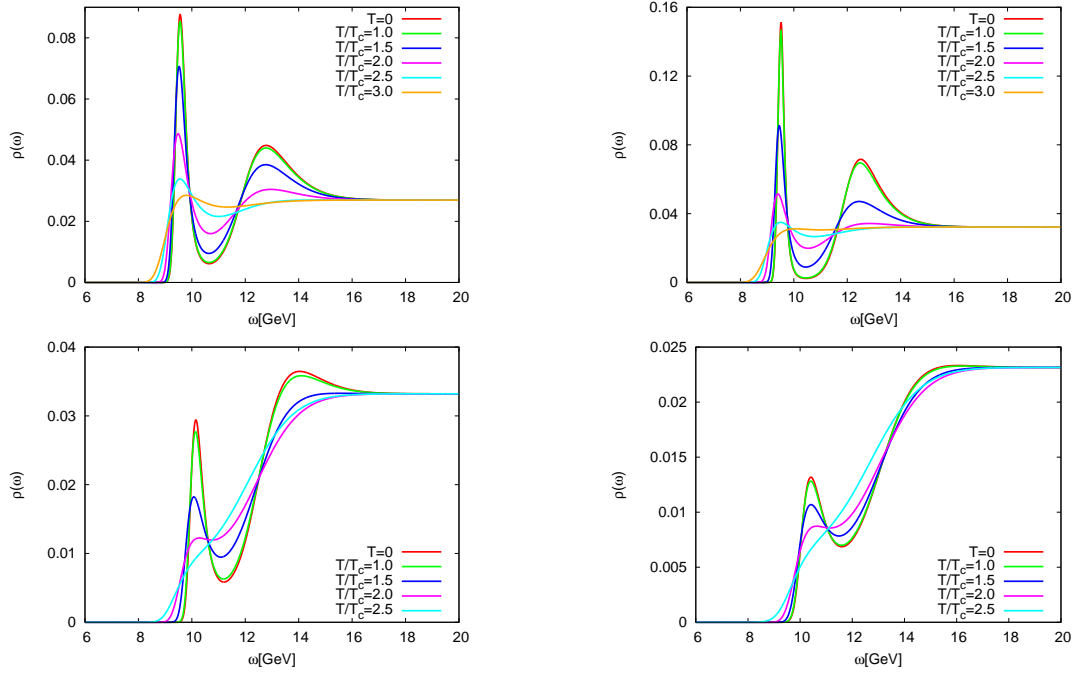


図2 MEMで得られたボトムニウムのスペクトル関数。左上図：ベクトル (Υ)、右上図：擬スカラー (η_b)、左下図：スカラー (χ_{b0})、右下図：軸性ベクトル (χ_{b1})。

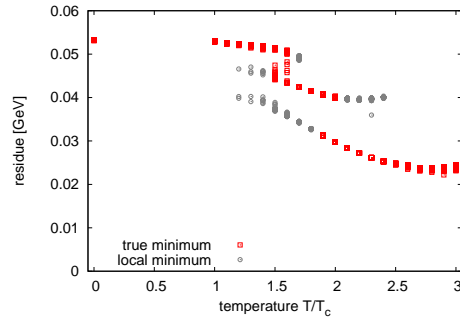


図3 MEM で得られたボトムニウムのベクトル (Υ) チャンネルのピークについての residue の温度依存性。

次に、 Υ のスペクトル関数の励起状態について議論する。温度に対する励起状態の振る舞いを調べるために、スペクトル関数のピークの residue (積分値) の温度変化を解析する。一般に、ピークの residue を求めるためには、エネルギー領域を単純に積分するだけでよい。しかし、今回得られた結果は、高温においてピーク領域に連続状態が侵入しているため、スペクトル関数を「Breit-Wigner + 連続状態」の関数としてフィットすることで、連続状態の寄与を差し引いた residue を求めることにする。各温度における Υ のスペクトル関数についてのフィットの結果を、図3に示す。この図を見ると、温度上昇に伴い residue は減少し、 $2.5T_c$ 付近では、ゼロ温度のときの半分程度の residue が生き残ることが分かる。励起状態が基底状態より低温で消失することは実験事実であるから、そのような消失の順序さえ仮定すれば、この振る舞いは $2.0 - 2.5T_c$ までに励起状態 $\Upsilon(2S, 3S)$ が消失し、それより高温で基底状態 $\Upsilon(1S)$ のみが生き残るという描像を示唆している。

4 今後の展望

本研究では、QCD 和則に MEM を適用し、クォークニウムのスペクトル関数の温度依存性を解析することで、QGP 相におけるクォークニウムの消失温度を求めることに成功した。これらの結果を踏まえた今後の展望として、OPE の高次補正の効果を考える。QCD 和則による解析では、演算子積展開と呼ばれる展開によって高次項を落としているため、無視された高次項が QCD 和則の精度にどの程度影響するかを検証することは極めて重要な課題である。特に、カイラル凝縮の効かないクォークニウムの OPE に対して、最も支配的な α_s 補正の高次項は、クォークニウムの性質に対してある程度の寄与を及ぼすことが予想される。今後は、このような高次補正が消失温度にどの程度影響するかについて調べていく予定である [7]。

参考文献

- [1] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178**, 416 (1986).
- [2] M. A. Shifman, A. Vainshtein, and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. **B147**, 385 (1979).
- [3] P. Gubler and M. Oka, Prog. Theor. Phys. **124**, 995 (2010).
- [4] P. Gubler, K. Morita, and M. Oka, Phys. Rev. Lett. **107**, 092003 (2011).
- [5] K. Suzuki, P. Gubler, K. Morita, and M. Oka, arXiv:1204.1173 [hep-ph], to be published in NPA .
- [6] K. Morita and S. H. Lee, Phys. Rev. Lett. **100**, 022301 (2008).
- [7] P. Gubler, K. Suzuki, K. Morita, and M. Oka, in preparation .