



クォーク・グルオン・プラズマ

初田 哲男
(東京大学大学院理学系研究科)

The Quark-Gluon Plasma

HATSUDA Tetsuo
Physics Department, University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan
(Received 25 September 2002)

Abstract

Recently reported theoretical and experimental developments in quark-gluon plasma are reviewed. After an introduction to the quantum chromodynamics (QCD) that governs the dynamics of quarks and gluons, we describe the thermal history of the early universe and the space-time history of relativistic heavy-ion collisions. Some results of an ongoing experiment at the RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) at Brookhaven National Laboratory are presented together with remarks on future study.

Keywords:

quark-gluon plasma, quantum chromodynamics, early universe, relativistic heavy-ion collision, compact star

1. はじめに

2000年6月、アメリカのブルックヘブン国立研究所 (BNL) で、金の原子核同士をほぼ光速に加速して正面衝突させる相対論的重イオン衝突実験が始まった。この加速器は、Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) と呼ばれ、超伝導マグネットを用いた周長約 3.8 km の 2 本の加速管からなり、1,000 人以上の物理学者からなる国際共同チームによる 4 つの独立な測定器システム (PHENIX, STAR, PHOBOS, BRAHMS) を擁している。2001 年からは、最高エネルギー (原子核中の核子あたりの重心系エネルギーで $200 \text{ GeV} = 2 \times 10^{11} \text{ eV}$) での本格的実験もスタートした [1-3]。

この実験の目的は、宇宙の開闢後約 10^{-5} 秒間実現していた超高温状態を実験室で再現し、物質の原初形態 “クォーク・グルオン・プラズマ” (quark-gluon plasma) を生成しようというものである。その名のとおおり、
author's e-mail: hatsuda@phys.s.u-tokyo.ac.jp

クォーク・グルオン・プラズマは物質の基本構成要素であるクォークと、それらを結びつけているグルオンが熱的に解離して運動している高温プラズマのことである。重イオン衝突における様々な反応生成物の測定により、RHIC ではすでに 1 兆度を超える温度が実現している証拠が蓄積されつつあり、今後数年間に宇宙の原初物質の理解が大きく進むであろうと期待されている。

この解説では、クォーク・グルオン・プラズマ探索の物理的背景と RHIC 実験の現状を概観し、今後の展望について議論する。日本の実験グループは、RHIC の建設当初から主要な貢献を行い、特に PHENIX 測定システム (Fig. 1) の中核となって研究をすすめている。筆者は、クォーク・グルオン・プラズマの理論的研究を行っているが、そこでも日本人研究者の貢献が高いので、随所で触れるつもりである。

以下では、 h (プランク定数) $= c$ (光速) $= k_B$ (ボルツマ

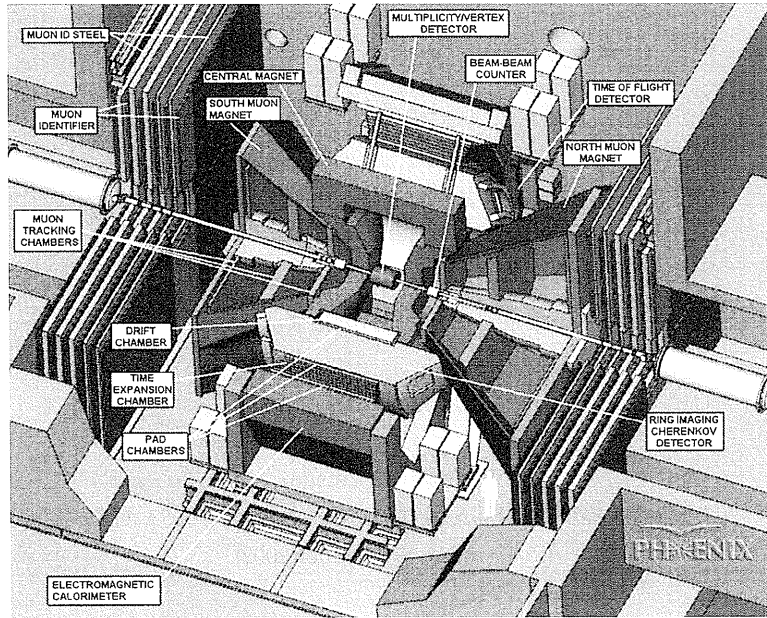


Fig. 1 PHENIX detector system at RHIC. Taken from [1].

ン定数) = 1 とする自然単位系を採用する. また, $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$, $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$, $1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$, $1 \text{ fm} = 10^{-13} \text{ cm}$ である. 参考文献では, なるべく総合報告やインターネットでアクセスできるものを引用した.

2. クォークの発見

1950年代から1960年代にかけて, 陽子・中性子や湯川中間子の仲間である強く相互作用する素粒子 (総称してハドロンと呼ばれる) が次々と発見された. そして, このハドロン族を群論を用いて分類整理していく過程で, その背後にある仮想粒子 “クォーク” の存在が理論的に浮かび上がってきた. 例えば, 陽子や中性子はクォーク 3 つから, 湯川中間子などはクォーク-反クォークからできているとするとつじつまがあう.

クォーク仮説に基づいたハドロンの分類学が進展する一方, 1967年から始まったスタンフォード線形加速器センター (SLAC) における電子と陽子の深部非弾性衝突実験 (電子が大角度でかつ大きくエネルギーを失って散乱される過程) で, フリードマン, ケンドール, テイラーらは陽子の中にある点状粒子クォークの存在を実験的に検証した(1990年ノーベル賞). さらに, それまで知られていた 3 種類のクォーク (アップクォーク u , ダウンクォーク d , ストレンジクォーク s) に加えて, 1974年にはチャームクォーク (c), 1977年にはボトムクォーク (b), 1994年にはトップクォーク (t) が, 高エネルギー

加速器実験で発見された[4].

ここで, クォークが持つ量子数を整理しておこう. クォークは, スピン $1/2$ のフェルミ粒子であり, 6 種類 u, d, c, s, t, b のフレーバー自由度をもつ. さらに, その各々がカラー (色) と呼ばれる 3 種類 (red (r), blue (b), green (g)) の内部自由度をもつ. クォークがレプトン族 (電子やニュートリノのその仲間) と大きく異なるのは, このカラーを持つことである.

クォークは通常の電荷も有するが, それは電気素量の半整数の値をとる. この結果として, 陽子は (uud) の組み合わせで整数電荷 e を持つことができる. Table 1 には, クォークの持つカラー, 電荷, そしておおよその質量を, 電子の場合と比較してまとめている.

3. 量子色力学 (QCD)

朝永-Schwinger-Feynman が確立した量子電気力学 (Quantum Electro Dynamics, QED) は, 以下のラグランジアン密度で与えられ, これが電子と光子 (電磁相互作用を司るゲージ場) の関与する諸現象の基礎となる.

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{e} (i\gamma \cdot D - m_e) e - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}. \quad (1)$$

ここで, e は電子場, $F_{\mu\nu}$ は電磁場のテンソル, m_e は電子の質量, D は電子と電磁場の結合項を含む共変微分である. 右辺の第 1 項がディラック方程式を, 第 2 項がマ

Table 1 Quantum numbers and mass of the quark and the electron.

flavor	<i>u</i>	<i>d</i>	<i>c</i>	<i>s</i>	<i>t</i>	<i>b</i>	electron
color	r,b,g	r,b,g	r,b,g	r,b,g	r,b,g	r,b,g	none
spin	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2	1/2
charge	$+\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$+\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$+\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	<i>e</i>
mass	3 MeV	6 MeV	1.3 GeV	100 MeV	175 GeV	4.2 GeV	0.5 MeV

クスウェル方程式を導く。

これに対して、南部陽一郎が初めて導入した量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics, QCD) [5] は、以下のようなラグランジアン密度で与えられ、クォークとグルオン (強い相互作用を司るゲージ場) が関与する諸現象の基礎となる。

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{q}^a (i\gamma \cdot D_{ab} - \delta_{ab} m_q) q^b - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}. \quad (2)$$

ここで、 q_a はクォーク場、 $G_{\mu\nu}^a$ はグルオン場のテンソル、 m_q はクォークの質量、 D_{ab} はクォークとグルオンの結合項を含む共変微分である。 $a, b = 1, 2, 3$ は $SU(3)$ のカラー 3 重項 (r, b, g) に属するクォークを識別する添字、 $a = 1 \sim 8$ はカラー 8 重項に属するグルオンを識別する添字であり、重複する添字についての和がとられている。グルオンはそれ自身で 8 種類のカラーを持ち、クォークとのみならず自分自身とも相互作用する点が、光子と大きく異なる。Table 2 にグルオンの持つ量子数を光子と比較してまとめている。

QED と QCD の形式上の類似 (電子 ↔ クォーク、電磁場 ↔ グルオン) は、式 (1) と式 (2) を比べれば一目瞭然である。しかし、その動力学はグルオンの自己相互作用のために、天と地ほどの違いがでることがわかっている。これは、QED が、 $U(1)$ ゲージ対称性に基づく理論であるのに対して、QCD が $SU(3)$ という非アーベル型のゲージ対称性を持つことに起因する。

3.1 QCD の動力学

上に述べた QCD の動力学の特徴をもう少し詳しく述べよう。これは、以下で議論するクォーク・グルオン・プラズマの物理にも密接に関係している。

QCD の漸近自由性: クォーク・グルオン間の有効結合定数 (真空偏極の効果を考慮した結合の強さ) が、高エネルギーで対数的に小さくなる現象。具体的には、QCD の微細構造定数を α_s (これは電磁相互作用の微細構造定数 $\alpha = e^2/4\pi$ に対応) と定義し、相互作用するクォークやグルオンの持つ典型的エネルギーを Q とすれば、

Table 2 Quantum numbers and mass of the gluon and the photon.

	gluon	photon
color	8 colors	none
spin	1	1
mass	0	0

$$\alpha_s(Q) \simeq \frac{4\pi}{(11 - 2n_f/3) \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}, \quad (3)$$

という関係式が大きな Q ($\gg \Lambda_{\text{QCD}}$) (空間的にいうと近距離) で成立する。ここで、 n_f は真空偏極に関与するフレーバー数、また $\Lambda_{\text{QCD}} \simeq 200 \text{ MeV}$ である。

高エネルギー (大きな Q) で相互作用が弱くなるというこの現象は、電子-核子衝突実験や電子-陽電子消滅実験により高い精度で確かめられており、漸近自由性 (asymptotic freedom) と呼ばれている [6]。一方、QED における微細構造定数 α は、高エネルギーで対数的に強くなる。この違いは、QED 真空が誘電性媒質 (誘電定数 $\epsilon > 1$) であるのに対して、QCD 真空はグルオンの自己相互作用のために、反誘電性媒質 (誘電定数 $\epsilon < 1$) となっていることに起因している。

クォークの閉じ込め: 前章で述べたように、陽子内にクォークが存在することは高エネルギー散乱実験で確認されているにもかかわらず、クォークが実験室で単離されたことはただの 1 度もない。これは、式 (3) の有効結合定数を小さい Q ($\sim \Lambda_{\text{QCD}}$) に外挿すると極端に大きくなることから予想されるように、クォーク間の力が低エネルギーではとても強い引力となるからと考えられている。

このような強い力が働く場合には、結合定数による摂動展開は全く使えないので、格子 QCD シミュレーション (4 次元時空を格子に離散化して QCD を数値的に解く) が行われている [7]。その結果、距離 r だけ離れたところに固定されたクォークと反クォークの間に働くポテンシャルは、 K を正の定数として、

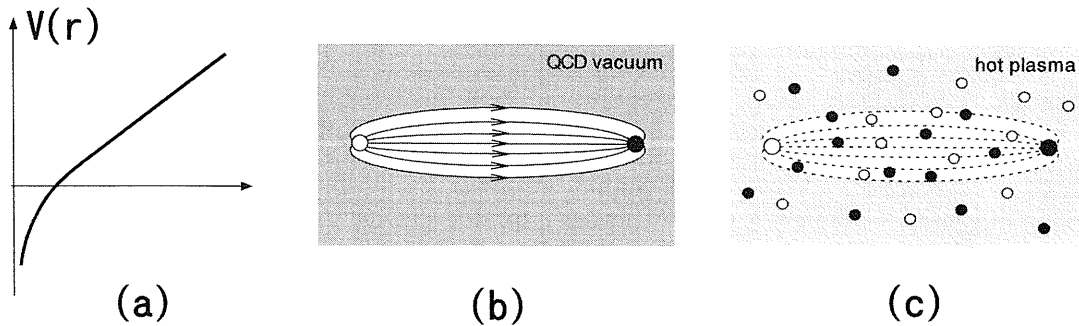


Fig. 2 (a) Quark-anti-quark potential with separation distance r . (b) Squeezed electric flux between the quark and anti-quark. (c) Screening of the confining force in the quark gluon plasma.

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + Kr, \quad (4)$$

のように振る舞うことがわかっている (Fig. 2(a)参照.) $V(r)$ は, r が小さいときは, 通常のクーロン引力の形をしており, r が大きいと, ちょうどゴム紐のように強い復元力が働き, クォークを引き戻そうとする. 定数 K は, この紐の張力に対応するので string tension と呼ばれて, 約 0.9 GeV/fm という値をとる.

距離に比例する引力ポテンシャルという QCD の特徴は, QCD 真空が, 実は “完全” 反誘電性媒質 (誘電定数 $\epsilon = 0$) であり, クォークを源に持つカラー電束が, Fig. 2(b) に示したように空間的に広がって存在できず, 紐のように絞られてしまうということから理解できる.

このように, クォーク間の強い引力のために, 陽子や中性子は, red, blue, green の 3 色のクォークが集まって白色 (カラー中性, 色なし) に, 中間子は, red + anti-red のようにクォークと反クォークの組み合わせで白色になり, クォークは単独では観測されない (単独のクォークは無有限大のエネルギーを持つ) これをクォークの “閉じ込め” と呼ぶ.

クォーク質量の動的生成: 低エネルギーでクォーク・グルオンの結合定数が強くなる結果, クォークは動的な質量を獲得する. その機構は金属の超伝導との類推で理解できる. 金属において, フェルミ面付近の電子対が格子振動によってもたらされる引力を介して凝縮すると, 超伝導状態が実現し, そこでの一電子励起はギャップをもつことはよく知られている. これと同様, QCD 真空では, クォーク-反クォーク対がグルオンの引力を介して凝縮し, 一種の超伝導状態が実現している (南部-ゴールドストーン状態と呼ばれる). クォークがこの状態中を伝播しようとする, 凝縮からの “抵抗” をうけてあ

たかも質量を獲得したかに見える. u, d クォークであれば, 凝縮前の質量は Table 1 にあるように $3-6 \text{ MeV}$ であるのに対して, 凝縮後は約 300 MeV という大きな質量になる [8].

3.2 高温での QCD 相転移

以上の議論をもとに, 簡単な考察で高温での QCD 相転移 (クォークがハドロンに閉じ込められている低温相から, クォークが自由に動ける高温相への相転移) を考えてみよう.

まず宇宙初期に実現していたような高温状態 (温度 T が式 (3) における $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200 \text{ MeV}$ よりずっと高温の場合) を考えてみよう. 温度 T が, Table 1 のいずれかのクォーク質量より十分大きければ, そのクォークは相対論的に振る舞う (例えば, 温度が数 100 MeV では, 質量ゼロのグルオンと質量の軽い u, d クォークが相対論的にふるまう). 統計力学によれば, この時クォーク・グルオンが持つ典型的エネルギーは温度程度であり ($Q \sim T$), クォーク・グルオン間の平均距離は $1/T$ 程度になる. つまり, クォークやグルオンが高い数密度を持ち, かつ高エネルギーで運動している状態が実現される. 前節でみたように, クォーク・グルオン相互作用の強さを支配する α_s ($Q \sim T$) は, 高エネルギー (= 高温) で漸近自由性のために弱くなるので, この系は弱く結合した相対論的プラズマと考えることができる.

それでは, 前節でみた閉じ込めポテンシャルはどうなってしまったのだろうか? 高温プラズマの中でも, 遠く離れたクォーク・反クォーク間には Fig. 2(a) のような強い引力がまだ働いていないのだろうか? 実は, 電磁相互作用をする通常のプラズマの場合と同様, カラーに関するデバイ遮蔽効果のために, 遠距離力は遮蔽され見えなくなってしまうのである.

Fig. 2(c) を参照して考えれば, これは容易に理解でき

る。思考実験として、プラズマ中にクォークと反クォークを距離 r だけ離して固定してみよう。真空中では紐状の電束が存在していた領域は、プラズマ中ではたくさんの熱的に励起したクォークやグルオンで満たされる。したがって、クォーク・反クォーク間の紐はかき乱されると同時に、熱的なクォークや反クォークとつながってちりぢりにちぎれてしまう。また、これと同じ遮蔽効果で、式(4)の近距離でのポテンシャルもクーロン型から湯川型に変わってしまう。このようにして、高温でのクォーク・反クォークポテンシャルは、以下の形になる：

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(T)}{r} e^{-r/\lambda_D} \tag{5}$$

ここで、 $\lambda_D^{-1} = T\sqrt{4\pi(1+n_f/6)\alpha_s}$ は、QCDにおけるデバイ遮蔽長である。このポテンシャルは、高温プラズマ中に固定されたクォーク・反クォーク間に働くものであり、厳密に言えばプラズマを構成している相対論的粒子間のポテンシャルではない。後者を扱うためには、相対論的場の量子論を用いた取り扱いが必要になるが、本質的な物理的描像はここで述べたことと同じである。

以上見たように、クォーク・グルオン・プラズマは十分高温であれば、相互作用の弱い相対論的プラズマと近似してよい。例えば、軽い u, d クォークとグルオンからなるプラズマのエネルギー密度 ϵ は、黒体輻射でおなじみのステファン・ボルツマンの法則に従う：

$$\epsilon(\text{高温}) = \left(d_g + \frac{7}{8}d_q\right) \frac{\pi^2}{30} T^4 \tag{6}$$

ここで、 $d_g(d_q)$ は、グルオン(クォーク)のもつ内部自由度の数を表している(光の黒体輻射であれば、光のスピンの偏極の自由度を反映してこの量は2となる)。 d_q の前の因子 $7/8$ は、フェルミ粒子とボーズ粒子の違いを反映している。QCDでは、 $d_g = 8_{\text{color}} \times 2_{\text{spin}} = 16$, $d_q = 3_{\text{color}} \times 2_{\text{spin}} \times 2_{\text{quark+anti-quark}} \times 2_{\text{flavor}} = 24$, したがって $d_g + \frac{7}{8}d_q = 37$ という大きな数になる。これは、カラー自由度がクォーク・グルオン・プラズマ中で開放されていることに起因する。

一方低温では、クォークは大きな動的質量をもち、かつ白色ハドロンの中に閉じ込められるので、カラーは独立な自由度として勘定できない。実際、低温のプラズマに主として寄与するのは湯川中間子(スピンを持たないボーズ粒子で、3種類の電荷、 $+e, -e, 0$, をとる)である。そのエネルギー密度は、この中間子の質量を無視しかつその相互作用も無視すると(これらには正当化が

あるのだが),

$$\epsilon(\text{低温}) = d_\pi \frac{\pi^2}{30} T^4 \tag{7}$$

ここで3つの電荷状態を数えると $d_\pi = 3$ である。

高温と低温でのエネルギー密度の表式を比べれば、 ϵ/T^4 を温度の関数としてみたとき、Fig. 3に模式的に示してあるように、ある臨界温度 T_c で1桁以上の(3→37)のジャンプが見られると推定される。QCD相互作用をきちんと考慮した最近の格子数値シミュレーションの結果は、まさにこのような大きな変化が、狭い温度領域でおこることを示している[9]。また、その臨界温度は

$$T_c \simeq 170 \text{ MeV} \simeq 2 \times 10^{12} \text{ K} \tag{8}$$

と見積もられている(この数字には ± 10 MeV程度の誤差がある)。

実は、QCDはゲージ対称性以外にカイラル対称性と呼ばれる近似的対称性をもつ。上述の転移は、この対称性が自発的に破れた低温相から対称性が回復した高温相への相転移として理解できることがわかっている。この場合、相を特徴づける秩序変数(オーダーパラメータ)は、前節の最後で述べたクォーク-反クォーク対凝縮の大きさである[8]。つまり、高温でのQCD相転移は、カイラル対称性の変化に伴う秩序・無秩序相転移と位置づけられ、水素原子のガスを圧縮・加熱して、電離した陽子・電子プラズマをつくるのとは似て非なるものであることがわかる。

臨界温度 T_c の決定のような摂動論では扱えない量は、現在のところ格子QCD数値シミュレーションに頼るしかないが、ひとたび臨界点が決まれば、そこでの臨界現

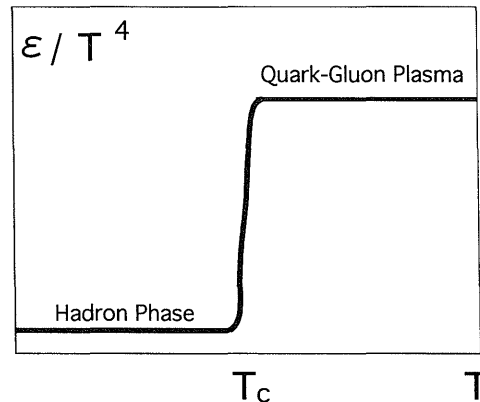


Fig. 3 A schematic figure of ϵ/T^4 as a function of T .

象は、繰り込み群などの手法による解析的研究が可能となる。また、高温極限で十分結合定数が小さくなった時には、摂動計算や摂動級数の総和、QCD 輸送方程式の導出などが可能になり、QCD プラズモンや QCD プラズミーンなど、プラズマ中での集団運動の解析的研究が精力的に行われている。ここでは、その詳細は省略する [10].

4. 宇宙とともに進化する物質

宇宙は初期の高温状態から始まり、宇宙膨張に伴って温度を下げながら、約150億年の年月を経て、現在に至ったと考えられている。我々の身のまわりの物質は、この宇宙の時間発展とともに、様々な過程を経て生成されてきたのである [11]。物質の根源要素であるクォークも宇宙の進化とともにその存在様式を変えてきた。時間を追って簡単にその経過を見てみよう。

- ビッグバンから約 10^{-5} 秒までの間、宇宙は T_c ($\sim 2 \times 10^{12}$ K ≈ 170 MeV) を超える温度であった。この時期、宇宙は一様なクォーク・グルオンのプラズマ状態にあったと考えられる。 10^{-5} 秒という時間はマクロなスケールでは短い、QCDの相互作用に典型的な時間スケールが $10^{-23} \sim 10^{-22}$ 秒であることを考えれば、ミクロにはとてつもなく長い時間である。温度が 2×10^{12} K より低くなると、クォークとグルオンの結合が強くなり、それらは陽子、中性子、中間子などの白色ハドロンの中に閉じこもってしまう。カラー中性化 (ハドロン化ともいう) がおこるのである。Fig4には、この様子が模式的に描いてある。
- ハドロン化の後、数分間をかけて、陽子や中性子は相互作用し、水素とヘリウムを主とする軽い元素の合成が進行する。この時期には、まだ電子と正イオンは分離した状態にある。さらに温度が下がると、電子は原子核にトラップされて中性原子が形成される。電気的中性化がおこるのである。
- これらの物質は、重力相互作用で引き寄せられて、恒星や銀河を形成する。恒星の中では、温度が再び上昇し、高い物質密度のもとでの核融合反応で中重元素の合成がおこる。さらに、星が重力崩壊して超新星爆発をおこす場合には、鉄以上の重い元素の生成が進行し、それらが宇宙空間にまき散らされて、最終的には太陽系が誕生した時の組成にも混在してくる。
- 超新星爆発後、その中心部に中性子星やブラックホールが残る場合もある。中性子星の中心部では、 10^{12} kg/cm³ (原子核の密度の約3倍) を超える高密度が実現

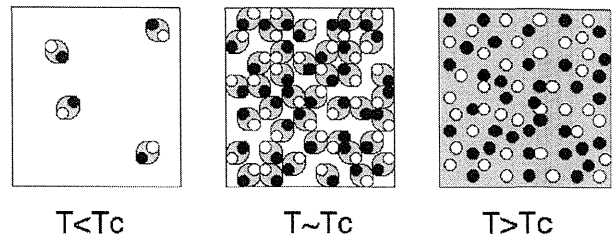


Fig. 4 A schematic figure of the QCD phase transition at finite temperature. (Right): quarks and gluons are liberated in the quark gluon plasma above T_c . (Center): color-neutralization (hadronization) takes place at T_c . (Left): quarks and gluons are confined in mesons below T_c .

し、中性子が再び溶解しクォーク物質が現れる可能性もある。

宇宙初期の高温クォーク・グルオン・プラズマや、中性子星中心部におけるフェルミ縮退した低温クォーク物質を、実験室で生成し研究できないだろうか？冒頭にのべた RHIC [1] やヨーロッパで建設が開始されている LHC (Large Hadron Collider) [3] での相対論的重イオン衝突実験は、前者の生成をめざしており、日本原子力研究所と高エネルギー加速器研究機構の共同プロジェクトとして東海村で建設が開始されている大強度陽子加速器 [12] や、ドイツの GSI で計画されているプロジェクト [13] では後者の生成が将来的な目標の一つになっている。

5. 相対論的重イオン衝突実験

5.1 衝突の時空発展と観測量

Fig. 5 は、RHIC における重イオン衝突の時間発展の模式図である。

- Fig. 5(a) : ほぼ光速にまで加速された金原子核は、相対論的效果でローレンツ収縮してパンケーキのようになって衝突する。これは、原子核衝突というよりはむしろその構成要素であるクォークとグルオンのビーム-ビーム衝突、と考えるほうが適切である。
- Fig. 5(b) : 衝突の初期には、ビーム中に大量に存在したグルオンが反応することで新たなグルオンやクォーク-反クォークが衝突中心領域に生成される。それらは互いに相互作用をはじめ、時刻にして 1 fm までには、熱平衡状態にある高温プラズマを形成すると考えられる。
- Fig. 5(c) : このプラズマは、相対論的流体力学に従って膨張しながら冷却していく。この膨張の様子は、プラズマの状態方程式 (エネルギー密度と圧力の関係) お

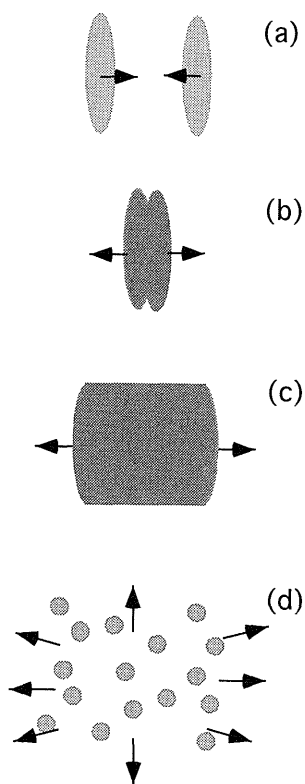


Fig. 5 Space-time history of the relativistic heavy ion collision.

よび Fig. 5(b)の前平衡過程での初期条件によって決まる。各流体素片の温度またはエネルギー密度が臨界点より下がると、カラー中性化が起こり、クォーク・グルオン・プラズマは、高温のハドロンプラズマ（主として湯川中間子からなる）に転じる。

- Fig. 5(d)：最終的には、膨張が進んで系は熱平衡状態から離脱し(decoupling)，1回の金-金衝突あたり数千個のハドロンとなって放出される。衝突の瞬間から、このハドロン放出までの一連の過程は、10-20 fmの時間スケールでおこる。

実験では、原子核衝突がおこるたびに放出されるハドロン・光子・レプトン(電子やミュオン)を測定し、その収量、運動量分布、不変質量分布などからプラズマの時空発展と内部状態を調べる。ハドロンの測定は、主としてプラズマの時空発展を調べるのに、光子やレプトンはプラズマの内部状態を探るのに有用である。これは、太陽表面からの光やX線の観測や、太陽内部から出てくるニュートリノの観測と比較すると理解しやすい。

以下でもう少し個別に観測量とそれから得られる物理量の関係を見てみよう。

5.2 ハドロン測定

- 放出されるハドロンのビーム軸に垂直な方向のエネルギーの測定から、衝突初期(例えば時刻が1 fmの時)のエネルギー密度を Bjorken formula と呼ばれる関係式を使って推定できる。RHICのデータを使うと、時刻1 fmで、約 $4.7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ という高エネルギー密度(原子核の持つエネルギー密度の30倍にも達する)が実現されていた勘定になる。上述の格子QCD数値シミュレーションから予想されている臨界エネルギー密度は $(2-3) \text{ GeV}/\text{fm}^3$ なので、これを十分超えた状態が初期に生成されていたことになる。
- 質量の異なるさまざまなハドロン(湯川中間子, K中間子, 反陽子, 陽子, ハイペロンなど)の収量の相対比を熱分布を用いてfitすることで、カラー中性化後にハドロンの相対比が固定された化学凍結(chemical freezeout)時の温度が引き出せる。RHICのデータからは、この温度が $174 \pm 7 \text{ MeV}$ となり、格子QCD数値シミュレーションで予想されている式(8)(相転移の臨界温度)に近い値を示している。上述の、初期エネルギー密度の議論と組み合わせると、初期に生成されたクォーク・グルオン・プラズマが冷却し、相転移点付近で直ちに化学凍結するというシナリオと整合している。

- 高温プラズマのサイズは、2個の湯川中間子の運動量空間における相関を測定することで得られる。これは、光の干渉を用いて遠方の星の大きさを測定する Hanbury Brown-Twiss (HBT) の方法[14]の応用で、RHICデータから、直径約10 fmの相関領域を持つ系が生成されていることがわかっている。
- 原子核衝突で放出されるハドロンの収量のみならず、その運動量分布、放出の非等方性(集団的流れ, collective flow)がRHICで観測されており、これらは局所平衡と初期のクォーク・グルオン・プラズマの存在を仮定した相対論的流体力学の数値シミュレーションでよく再現される[15]。

5.3 透過型プローブの測定

前節では、反応過程の最終段階で放出されるハドロンを用いた観測について述べた。しかし、そのデータだけからはプラズマ内部の情報を直接引き出すことができないという意味で、ハドロン測定はクォーク・グルオン・プラズマ生成の間接的証拠を与えているにすぎない。一方、プラズマ内部の情報を探る手段として、透過型プローブと呼ばれる光子・電子対・ミュオン対・QCDジェットなどが知られている。最初の3つは、電磁相互

作用しなないので、寿命が 10–20 fm の高温プラズマ中をほとんど素通りで透過してくる。したがって、プラズマ内部でそれらが生成されたときの情報をそのまま運んできてくれる。QCD ジェットとは、衝突のごく初期(時間にして 0.1 fm 程度)に非熱的につくられる高エネルギーのクォークまたはグルオンのことで、これは最後に大きな横運動量をもったハドロンとなって観測されるので、熱的なハドロンと区別して観測可能である。QCD ジェットは高温プラズマと相互作用するが、高エネルギー現象であるために、漸近自由性のおかげでその相互作用の強さが評価できる。

- 透過型プローブの関与する事象は、頻繁に観測されるものではないため、RHIC でまだ十分なデータが蓄積されていない。しかし、ごく最近 RHIC における QCD ジェットの同定と、ジェット抑制という現象の観測が報告された[1]。ジェット抑制とは、まわりに高温プラズマがあるとき、その中を通りぬけてくる QCD ジェットがエネルギーを失う事象である。この種の観測は、将来プラズマの温度やエネルギー密度の直接測定につながる。
- 1–2 GeV 領域の光子測定はプラズマ中でのクォーク + グルオン → クォーク + 光子過程等を反映してプラズマ温度の直接測定につながる。また、レプトン対や光子対の観測は、プラズマ中でのデバイ遮蔽とカラー自由度の開放やクォーク–反クォーク凝縮の消失を直接測定する手段となることが、松井–Satz, 橋本–宮村–広瀬–神吉, 初田–国広, 初田–小池–Lee らによって示された[8]。RHIC の 1 世代前のヨーロッパ原子核研究機構 (CERN) におけるクォーク・グルオン・プラズマ探索実験では、エネルギー密度が約 2.5 GeV / fm³ と RHIC に比べて低いものの、レプトン対スペクトルに相転移の兆候を示す異常が報告されており[2]、今後の RHIC での高統計のデータが待ち望まれている。

6. 低温クォーク物質の物理

低温でフェルミ縮退したクォーク物質研究にも、最近進展があった。低温クォーク物質は、中性子星中心部のような高い圧力のところで発現する可能性が、以前から指摘されていた。また、星全体がクォーク物質からなるクォーク星 (quark star) が、 u , d , s の 3 種類のフレーバーを考慮すれば理論的には存在可能である。このようなクォークがフェルミ縮退した状態では、フェルミ面上のクォークが対を作り、カラー超伝導状態を形成するこ

とも最近理論的に示され、高圧での QCD の相構造の研究が現在進みつつある[16, 17]。

2002年 4 月には、X 線衛星チャンドラ (CHANDRA) の観測データを使って、太陽系から約 380 光年に位置する X 線源 RXJ1856.5-3754 がクォーク星 (重力質量は太陽より少し軽く、半径は約 5 km の高密度星) である可能性が指摘された[18, 19]。現段階では、この星が通常の中性子星である可能性も残されているが、もしクォーク星が現実存在するとなれば、中性子星の発見以来、高密度星の研究に新しい地平を開くことになる。

7. おわりに

物質の原初形態であるクォーク・グルオン・プラズマの研究が、RHIC の稼動により本格的に始まった。すでに RHIC のデータは、高温プラズマ生成の間接的証拠を与えているが、今後の透過型プローブによる高統計測定で、その内部構造がより明らかになってくると思われる。2007年稼動予定の CERN の LHC では、RHIC よりさらに高い温度のクォーク・グルオン・プラズマ生成をめざしている。

素粒子の標準理論の一つである QCD の極限状態での振る舞いが解明されれば、宇宙初期の QCD 相転移や中性子星中心部に関する詳しい情報が得られる。さらに、標準理論のもうひとつの柱である電弱理論は、QCD 相転移より 3 桁高い温度での電弱相転移の存在を予言しており、素粒子の質量の起源とヒッグス機構、宇宙の物質–反物質非対称の起源などと関係した広大な未知の領域が広がっている。QCD 相転移の理解は、このような自然の根源的理解に至る第一歩であると位置づけることもできる。

最後に、本稿の執筆を奨めてくださった大阪大学レーザー核融合研究センターの高部教授に心から感謝します。

参考文献

- [1] 現在稼動中の RHIC の詳細については、<http://www.bnl.gov/rhic/>。また、最新のデータについては、国際会議 “Quark Matter 2002” : <http://alice-france.in2p3.fr/qm2002/> を参照のこと。
- [2] RHIC 以前の加速器 SPS でのクォーク・グルオン・プラズマ探索については、<http://public.web.cern.ch/public/SCIENCE/heavyions.html>
- [3] RHIC の次世代の加速器 LHC でのクォーク・グルオン・プラズマ探索については、<http://na49info.cern.ch/alice/html/intro/>

- [4] R.M. Barnett, H. Muhry and H.R. Quinn, *The Charm of Strange Quarks* (Springer, New York, 2000).
- [5] Y. Nambu, in *Preludes in Theoretical Physics*, in honor of V.F. Weisskopf (North-Holland, Amsterdam, 1966).
- [6] K. Hagiwara *et al.*, *The Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002); <http://pdg.lbl.gov/>
- [7] G.S. Bali, Phys. Rept. **343**, 1 (2001).
- [8] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rep. **247**, 221 (1994).
- [9] F. Karsch, E. Laermann and A. Peikert, Nucl. Phys. B **605**, 579 (2001).
- [10] J.-P. Blaizot and E. Iancu, Phys. Rept. **359**, 355 (2002).
- [11] P.J.E. Peebles, *Principles of Physical Cosmology* (Princeton Univ. Press, Princeton, 1993).
- [12] <http://jkj.tokai.jaeri.go.jp/index.html>
- [13] <http://www-aix.gsi.de/GSI-Future/project/eng/index.php>
- [14] G. Baym, Acta Phys. Polon. B **29**, 1839 (1998).
- [15] <http://tkynt2.phys.s.u-tokyo.ac.jp/~hirano/index.html>
- [16] H. Heiselberg and M. Hjorth-Jensen, Phys. Rept. **328**, 237 (2000).
- [17] K. Rajagopal and F. Wilczek, in *At the Frontier of Particle Physics - Handbook of QCD*, ed. M. Shifman (World Scientific, Singapore, 2001).
- [18] J.J. Drake *et al.*, Astrophys. J. **572**, 996 (2002).
- [19] 中村卓史：日本物理学会誌 **57**, 596 (2002).



はつ だ てつ お
初田哲男

東京大学大学院理学系研究科教授。理学博士。1986年京都大学大学院理学研究科博士課程修了。高エネルギー物理学研究所理論部研究員、ニューヨーク州立大学ストーニーブルック校研究員、セルン（ヨーロッパ共同原子核研究所）理論部研究員、ワシントン州立大学国立原子核研究所 Research Assistant Professor, 同大学物理学科 Assistant Professor, 筑波大学物理学系助教授、京都大学大学院理学研究科助教授を経て、2000年より現職。1997年第12回西宮湯川記念賞受賞。主な研究分野は、ハドロン物理学、クォーク・グルーオン多体問題の理論的研究。趣味はぼーっとすること、乱読、空想。家族は、妻（素粒子論の研究者）と1男1女。