

古くて新しい物質相

クォーク・グルオンプラズマ

松井 哲男

1. 動き始めた RHIC

ミレニアムの夏、ニューヨーク州ロングアイランドにあるブルックヘブン国立研究所 (BNL) で新しい加速器が稼動を始めた。その名は相対論的重イオン衝突型加速器 (Relativistic Heavy-Ion Collider) 通称 RHIC (リック) と呼ばれている。直径約 1 キロの円形トンネルの中に設置された 2 本の超伝導シンクロトロン・リングからなり、それぞれのリングで重イオン (電子を剥ぎ取った重い原子核) を反対方向に加速し正面衝突させる装置である¹⁾。高エネルギーの衝突型粒子加速器 (コライダー) としては、欧州原子核研究機構 (CERN) の LEP (200GeV 電子・陽電子コライダー)、フェルミ研究所の Tevatron (2TeV 陽子・反陽子コライダー) などがあるが、RHIC の 1 回の原子核衝突の総エネルギーは、金の原子核を使うと最大 40TeV まで上がる²⁾。

40TeV というのは cgs 単位系で 64erg に相当する。これは 2 匹の不運な蚊が空中衝突した程度のエネルギーであるが、それでも原子核の運動エネルギーというミクロな物理量を測るのに、マクロな物理量のスケールが使えるというのはなんとも驚異的である。このエネルギーの多くは、衝突でたくさんの新しい粒子 (そのほとんどが π 中間子のようなハドロン) の生成に使われる。仮に 1 回の衝突で 1 万個の粒子ができたとすると、その一粒子当たりの平均のエネルギーは 4GeV となる

が、これは単純にこれらの粒子が熱平衡状態であったと仮定して大雑把にその温度を計算すると、約 7×10^{12} K となる。

このような高温の物質は現在の宇宙にはどこにも存在しないが、ビッグバン宇宙論によれば、今から百数十億年の昔、宇宙開闢の初めの数マイクロ秒までは宇宙全体がこのような高温の物質で満たされていたという。この極限状態の原始物質として理論的に想定されているのが「クォーク・グルオンプラズマ」である。RHIC が目指しているのは、クォーク・グルオンプラズマを実験室で再生して、この原始物質の正体をつきとめ、それが宇宙の膨張とともにいかに進化したかを実験的に解明しよう、ということなのである。

本稿では、この原始物質について現在どのような理論的な理解がなされているのか、それが RHIC でどのように再生されると考えられているのか、そしてそれをどうやって実際に測定しようとしているのかを紹介する。

2. 超高温・超高密度の世界

物質の温度を上げると、通常、固相から液相、そして気相へと相転移を起こす。更に温度を上げると、気体を構成する原子・分子は衝突の衝撃で電子を剥ぎ取られ、すべての物質はいずれプラズマと呼ばれる荷電粒子 (電子とイオン) が自由に飛び交う状態に変わる。気体からプラズマへの変化は温度変化に対し徐々に起こるので相転移とは

呼べないが、プラズマは電磁氣的に固有の性質を持ち、物質の「第4の相」と呼ばれたりすることもある。プラズマ中では荷電粒子の衝突により光子も作られる。地上の万物の恵みの源泉である陽光は高温プラズマから放出される光子の束に他ならない。

温度がハドロンのスケール ($100\text{MeV} = 10^{12}\text{K}$) まで達すると、原子核は衝突により破壊されて陽子と中性子がバラバラになるが、それ以外に、 π 中間子のような比較的軽いハドロンの衝突で生成され混入した状態になる。温度が上がるにしたがってその密度や平均エネルギーは増すが、ハドロンの衝突でその構成要素であるクォークが「剥ぎ取られ」て「イオン化」したり、グルオンが放出されることはないだろう。実際、いくら高いエネルギーでハドロンを衝突させても、クォークやグルオンが単体で飛び出してくることは今のところどのような実験でも観測されていないからである。これは、理論的にはクォークの世界を支配する力学（量子色力学：QCD）が「色電荷」をおびたクォークやグルオンが単体で存在することを禁じる性質、いわゆる「色の閉じ込め」、を持つからであると考えられる。

しかし、ハドロンは複合粒子であり、ある大きさを持つ。温度が上がってその密度が増すと、ハドロンはひしめきあって、やがて互いに押しつぶしあい、その中に封じ込められていたクォークやグルオンが自由に飛び交う状態が出現するであろう。これが、クォーク・グルオンプラズマである。

低温であっても物質密度を高くすることによってプラズマ状態を作ることができる。実は、我々の周りにある金属は一種のプラズマ状態にあり、規則的な結晶構造を持つイオンの格子の間を動き回る伝導電子は、量子縮退した低温プラズマとも呼ばれている。どのような物質も、十分高い圧力を加えて密度を大きくすれば、その電子の多くは個々の原子への束縛を離れて飛び回り、プラズマ状態になるのである。白色矮星の主成分である He、C、O は通常は金属とはならないが、平均密度が 10^6g/cm^3 程度となるこの星の環境下では、星全

体が縮退電子プラズマで覆われた金属状態となつていて考えられている。

同様に低温の縮退したクォークプラズマというもの考えることができる。中性子星の中心部分の密度は原子核の密度よりも大きく 10^{15}g/cm^3 以上になると考えられているが、これは粒子密度で見ると、一核子の占める平均の体積が数 fm^3 であり、核子自身の大きさとほぼ等しい。つまり、核子は寿司詰め状態であり、既に解け合つてクォークの縮退プラズマになっている可能性がある。星全体が縮退クォークプラズマからできた「クォーク星」の存在も考えられる。このような可能性は、量子色力学が生まれる前にも考えられていた³⁾。

低温プラズマ中の縮退した電子集団は、ランダムな熱運動をする高温プラズマ中の電子と違って、量子論的な効果が強く効いた整然とした運動をしている。このため低温では相互作用の影響がよく効き、物質は様々な個性を示す。そのよい例が超伝導である。縮退電子プラズマは粒子間に引力が働くと、それがどんなに弱くても、フェルミ面上で2粒子の結合状態（クーパー対）の生成に対して不安定となる。このクーパー対の凝縮した状態（BCS状態）が超伝導状態である。

電子間引力は格子振動によってもたらされるが、グルオン交換力もあるチャンネルでクォーク間に引力的に効き、低温でクォークプラズマがカラー超伝導体となる可能性がある。このことは以前からも指摘されていたが、最近の研究では、QCDの対称性の自発的破れというより総合的観点から理論的研究が行われている⁴⁾。

以上の議論をまとめ、現在理論的に予想されている高温・高密度物質の相図を図1に示した。この図で横軸 μ は、バリオン化学ポテンシャルと呼ばれるエネルギーの次元を持った量で、物質中のバリオンと反バリオンの密度差を測る熱力学パラメータである。真空のように両者が等しい場合は $\mu = 0$ となり、初期宇宙では $\mu/T \simeq 10^{-9}$ となっている。一方、低温の縮退したクォークプラズマでは逆に $T/\mu \ll 1$ となる。原子核は温度がゼロの自己束縛系であるが、そこでは μ の値は核子質

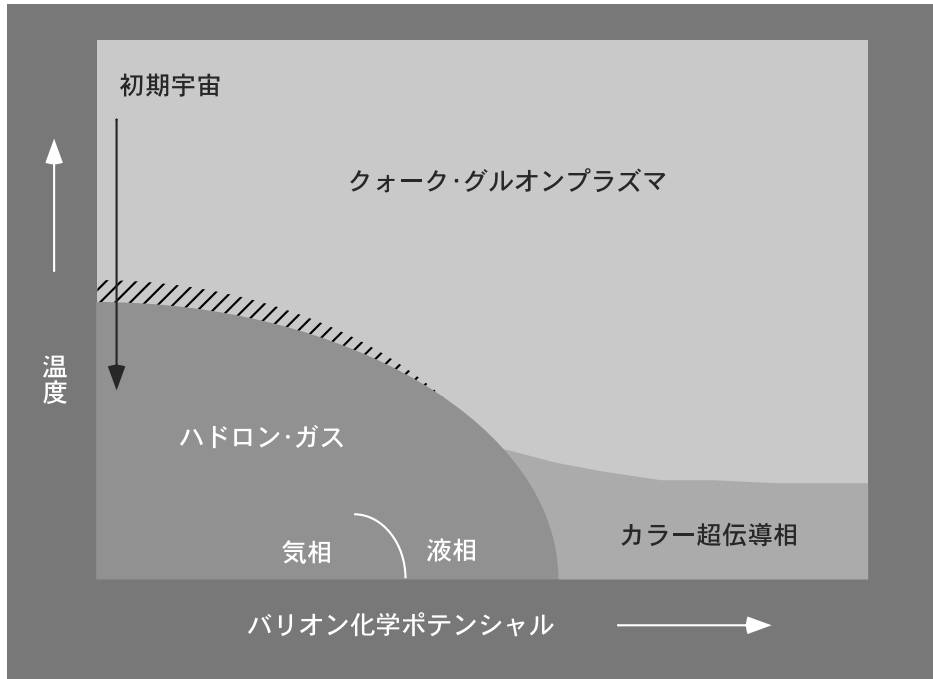


図 1 高温・高密度ハドロン物質の相図

量から結合エネルギーを引いたものに等しい。

3. ハドロン・袋モデルと状態方程式

ここで、有限温度でのクォーク・ハドロン相転移を記述するのによく使われる、状態方程式の簡単なモデルを紹介しよう。

状態方程式は物質の熱力学的な性質を特徴づける関係式で、基本的な熱力学的物理量、例えば、圧力 p と温度 T 、の関係を与える。相転移は、現象論的には、状態方程式の非解析的な振る舞いとして現われる。そのよく知られた例が、液相-気相相転移を記述するファン・デル・ヴァールスの状態方程式である。それは、理想気体の状態方程式 ($pV = RT$) を、分子間に働く長距離の弱い引力と短距離での強い斥力の効果を取り入れて変形したものである。ここで問題となる温度領域では一般に粒子の運動は相対論的となるため、出発点となる「理想気体」として、相互作用の効果とともに質量を無視した相対論的なガスを考える。

一般に、粒子と反粒子の個数を同じとすると

($\mu = 0$)、そのような系の状態方程式は、よく知られた光子ガス (熱輻射) と同じステファン・ボルツマン型:

$$p = aN_{\text{eff.}}T^4 \quad (1)$$

となる。ここで、 a は 100 年前に Planck によって求められた普遍定数 $a = \pi^2 k_B^4 / 90 (\hbar c)^3$ で、 $N_{\text{eff.}} = N_B + \frac{7}{8} N_F$ は有効自由度 (N_B 、 N_F はボソンとフェルミオンの自由度の数) である。高温のクォーク・グルオンガスでは、グルオン (ボソン) のスピン (2)、カラー (8) の自由度の他に、クォーク (フェルミオン) のスピン (2)、カラー (3)、フレーバー (n_f) 粒子・反粒子 (2) の自由度が加わって

$$N_{\text{eff.}} = N_Q = 2 \cdot 8 + \frac{7}{8} \cdot 2 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 2 = 37(2)$$

となる。ここで、クォークのフレーバーの自由度として、質量を無視する近似のよい u クォークと d クォークの二つだけを考えた。一方、低温相に対し、やはり質量を無視した、中間子ガスの近似を用いると、中間子が自由度 3 (π^\pm 、 π^0) の

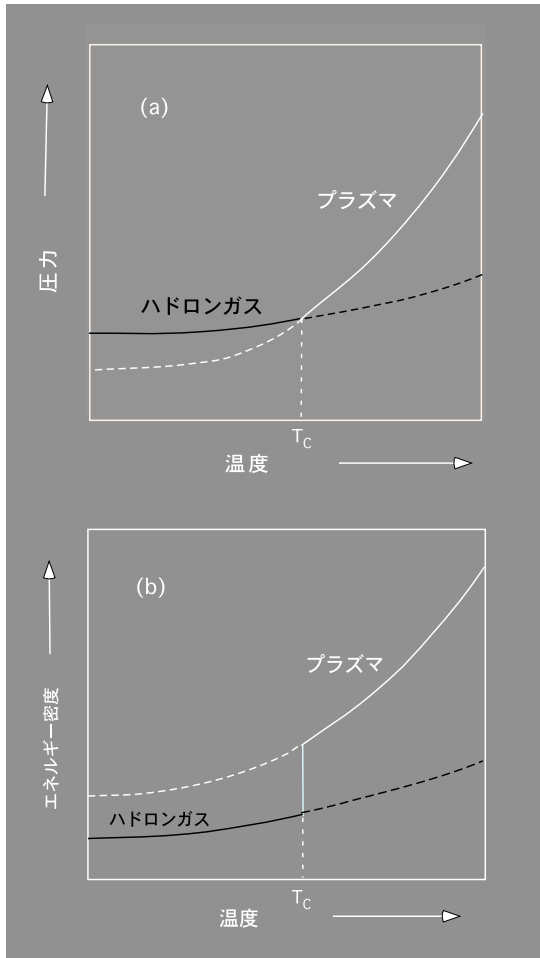


図 2 状態方程式

ボソンであることを考慮して、同じ式で

$$N_{\text{eff.}} = N_H = 3 \quad (3)$$

とすればよいだろう。

ところが、これだけだと同じ温度でクォーク・グルオンガスの圧力が中間子ガスの圧力より大きくなり、いつもクォーク・グルオンガスのほうが熱力学的に安定になってしまう。そこで、クォーク・グルオンガスに満たされた空間領域では QCD の真空構造が変化して、余分なエネルギー密度 B を持つと考えてみよう。つまり、クォーク・グルオンガスのつまった体積 V の領域を作るには $W = BV$ という余分な仕事をしなければならない訳で、これはその領域の圧力が外の真空に対して B だけ小

さいことを意味する。そこで、理想気体の状態方程式を少し変型して

$$p = aN_Q T^4 - B \quad (4)$$

ととったものをクォーク・グルオンプラズマの状態方程式としてみよう。これと中間子ガスの状態方程式、

$$p = aN_H T^4 \quad (5)$$

を比較すると、低温では中間子ガスが、高温ではクォーク・グルオンプラズマが圧力が大きくなりより安定となる(図 2(a))。両方の圧力が一致する温度 T_C は

$$T_C = \left(\frac{B}{a(N_Q - N_H)} \right)^{1/4} = 0.72B^{1/4} \quad (6)$$

で与えられる。

クォークやグルオンのいる領域に余分なエネルギー密度を加えるというアイデアは、1973年に MIT の理論家によって広がりを持ったハドロンのモデルを作る際に導入された。その場合、2つの真空の圧力差 B と狭い領域に閉じ込められたクォークの量子論的な内圧(パウリ圧力)との釣り合いでハドロンの大きさが決まる(図 3)。 B の値を $B^{1/4} = 150\text{MeV}$ 程度にとるとハドロンのスペクトルをこのモデルでうまく再現できることが知られている。この値を上のに放り込んで、転移温度を求めると $T_C = 100\text{MeV}$ 程度の値が得られる。

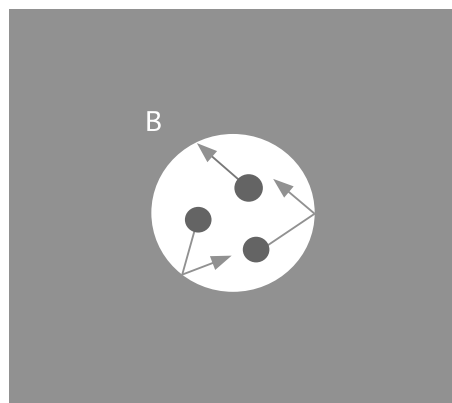


図 3 ハドロンの袋模型。

この簡単な模型でエントロピー密度 $s = \frac{\partial p}{\partial T}$ を計算すると、温度 T_C のところで、

$$\Delta s = 4a(N_Q - N_H)T_C^3 \quad (7)$$

という跳びが現われる。これは、この相転移が氷の融解と同じ第一種相転移であることを意味している。そのとき発生する潜熱は、単位体積当たり

$$T_C \Delta s = 4a(N_Q - N_H)T_C^4 = 4B \quad (8)$$

で与えられる。図 2(b) に示すように、この潜熱は、エネルギー密度 $\epsilon = Ts - p$ の T_C での不連続な変化 $\Delta\epsilon$ に対応している。このうち B は真空自身が持つエネルギー密度の変化、残りは熱的に励起された自由度の数の変化による差である。ハドロンガスで「閉じ込め」のため凍結していたカラー自由度が、ある T_C で一気に解放され、熱的に励起された状態がクォーク・グルオンプラズマなのである。

先ほどの袋模型の B の値を使うと、 $\Delta\epsilon = 0.22\text{GeV}/\text{fm}^3$ となる。この値は原子核の内部のエネルギー密度の $\epsilon_N = 0.15\text{GeV}/\text{fm}^3$ とそれほど変わらない。もちろん T_C や $\Delta\epsilon$ の値は B の値に強く依存する。また、ここで無視したその他の自由度（中間子以外の中間子）や相互作用の効果をちゃんと入れると転移温度が変わるだけでなく、そもそも厳密な意味での相転移が起こらないことも考えられる。

4. 格子上的クォークの閉じ込めと解放

ハドロンの袋模型では、クォークの閉じ込めは真空の圧力差 B という量をとおして現象論的に取り扱われているが、この量が QCD の力学からどのように導かれるか明らかでない。原理的には、QCD を使って有限温度の状態和

$$Z = \text{Tr} e^{-(\hat{H} - \mu \hat{N})/k_B T} \quad (9)$$

をちゃんと計算してやれば良い訳であるが、それは QCD から「閉じ込め」を理解するのと同じように、極めて難しい問題である。転移領域では QCD は本質的に強結合理論であり、相互作用の効果を

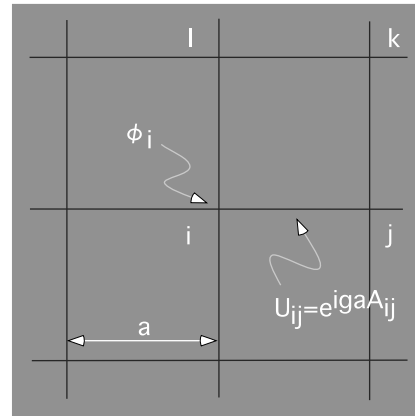


図 4 格子上の場

非摂動的に取り扱う必要があるからである。

現在知られている QCD の非摂動領域を扱う最も有力な方法は、Wilson によって導入された格子ゲージ理論である⁶⁾。通常この理論は、ミンコフスキ - 時空をユ - クリッド化した 4 次元空間を 4 次元格子で置き換え、その格子上の自由度としてクォークのような物質場 ϕ_i を、リンク (ij) 上の自由度としてゲ - ジ場 U_{ij} を導入する (図 4)。 U_{ij} と通常のベクトルポテンシャル $A_\mu(x)$ (格子上では A_{ij}) とは、格子定数を a 、ゲージ結合を g とすると $U_{ij} = e^{igaA_{ij}}$ という関係にある。QCD のような非可換ゲージ理論では U_{ij} は、非可換ゲージ群の元となっている。

量子化はファインマンの経路積分公式によって与えられる。例えば、 $SU(n)$ ゲージ場の関数のある物理量 \hat{O} のゲージ場の真空の量子揺らぎに対する期待値は、4 次元格子上的古典統計力学の統計平均

$$\langle O \rangle = Z^{-1} \int dU_{ij} O[U_{ij}] e^{-S - \Delta S_f} \quad (10)$$

を計算する問題に帰着させられる。ここで、

$$S = \beta \sum_{(ijkl)} \left(1 - \frac{1}{n} \text{ReTr} U_{ij} U_{jk} U_{kl} U_{li}\right) \quad (11)$$

は、場の作用積分 (電磁場の場合 $S = \int d^4x (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)/2$) をユ - クリッド化した 4 次元空間の格子上で定義したもので、結合常数 g は $\beta = 2n/g^2$

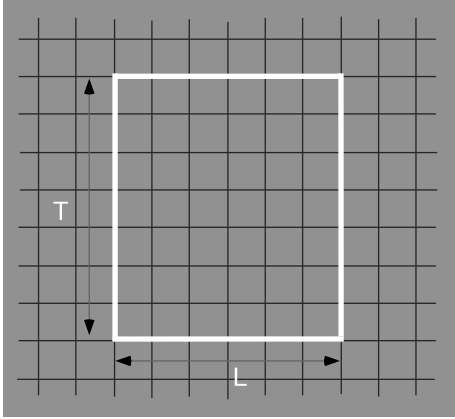


図5 Wilson ループ

に現われ、 g^2 はちょうど4次元空間の古典統計力学での温度としての役割を果たす。一方、この方法で有限温度の計算を行うと、物理的な温度 T はユークリッド化された虚数時間 $\tau = it$ の上限の逆数 ($1/T = N_t a$) として現われる。 $e^{-\Delta S_f} = \det(am_q + D(U))$ は、グルオン場 U_{ij} のもとでのフェルミオン場についての積分を実行して現われる因子で、フェルミオン場の真空の揺らぎの効果を表す。

格子ゲージ理論で、クォーク閉じ込めの判定条件として、次の Wilson のループ相関関数と呼ばれる

$$W(L, T) = \langle \text{Tr} \prod_{(i,j) \in C_W} U_{ij} \rangle \quad (12)$$

で定義される量が使われる。ここで C_W は空間方向に $L = aN_s$ 、時間方向に $T = aN_t$ の長さを持った長方形のループである(図5)。この量は距離を L 離してカラー電荷とその反電荷をおいたときのエネルギーの増加 $V(L)$ (ポテンシャル・エネルギー)と、

$$W(L, T) = e^{-V(L)T} \quad (13)$$

という関係にある。従って、クォーク間に距離に比例する閉じ込めポテンシャル

$$V(L) = \kappa L \quad (14)$$

があると、 $W(L, T)$ の値はループの面積 $A = LT$

が大きくなるとその指数関数 $e^{-\kappa A}$ で小さくなるはずである。実際、フェルミオンの真空偏極の効果を見逃した場合 ($e^{-\Delta S_f} \rightarrow 1$) に対し、強結合領域 ($\beta \ll 1$) では、統計力学でよく使われる高温展開と同じ方法を使って、実際それを示すことができる。この面積則が弱結合領域 ($\beta \gg 1$) で生き残れば、連続極限 ($g \rightarrow 0, a \rightarrow 0$) をとってクォークの閉じ込めが起こることになる。その完全な証明はまだないが、数値計算によってこのシナリオが正しいだろうと考えられている。

統計平均 (10) を任意の β の値に対し実際に計算するには、格子上で定義された場の自由度についての多重積分を行う必要があるが、それを有限サイズの格子に対して数値計算で実行する方法として、モンテカルロ法と呼ばれる統計力学で開発された計算機シミュレーションの技法が用いられている。格子上でのゲージ場の配位 U_{ij} を e^{-S} の重みでランダムに発生させ、それぞれの配位による $O(U_{ij})$ の値を単純に足しあげ、算術平均をとるという方法である。

この方法を使った数値計算で得られたハドロンの質量スペクトルは、観測値を非常によく再現している。同じ方法で有限温度の状態方程式を計算すると、袋模型を使った簡単な模型で得られた結果によく似た結果が得られ、ある狭い温度領域 ($T \simeq 150$ MeV) で急激に自由度の熱的な解放が起こり、高温になると理想気体の状態方程式に近づく⁷⁾。また、有限温度で Wilson ループ相関関数を計算すると、この転移領域で面積則からのずれが起こり、高温ではクォーク間ポテンシャルは (14) ではなく、むしろ

$$V(L) \sim \frac{e^{-L/L_D}}{L} \quad (15)$$

という型になる。これは物理的には、クォークが閉じ込めから解放され、プラズマの遮蔽効果が現れたためと解釈できる⁸⁾。

モンテカルロ法の利点は、コンピュータの性能次第で、サンプルをたくさんとることによって原理的にいくらかでも計算の精度を改善することができる点にあるが、問題がない訳ではない。例えば、有

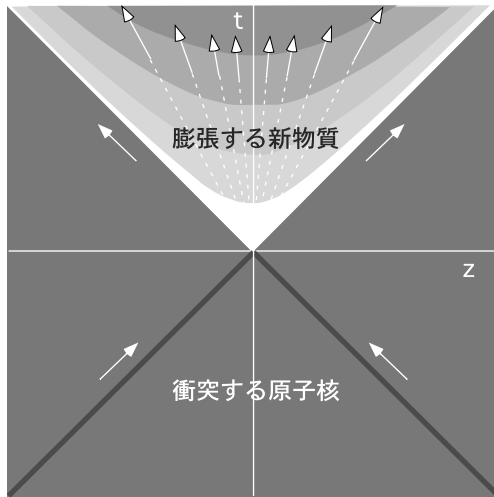


図 6 原子核衝突の時空描像

限なバリオン密度で計算をしようとするとき、クォークに化学ポテンシャル μ を導入する必要があるが、そのとき、フェルミオン因子 $e^{-\Delta S_f(U;T,\mu)}$ は複素数になってしまう。もちろん虚数成分は積分すると最終的に 0 となるはずであるが、被積分関数が定符号を持たないためモンテカルロ法の適用が困難となる。従って、現在のところ、格子ゲージ理論を用いて行われた状態方程式の計算は、 $\mu = 0$ の場合に限られる。

5. 小さなビッグバン

さて、理想的な有限温度の平衡系の話はここまでにして、二つの原子核を RHIC のような超高エネルギーで正面衝突させると一体何が起こるか考えてみよう。

図 6 は、理論的に予想されている衝突前後の時空描像を描いたものである⁹⁾。原子核の進行方向を z 座標軸とし、縦軸を時間軸にとっている。RHIC のエネルギーでは衝突前の原子核は進行方向に $\gamma = 100$ で強くロ - レンツ収縮しており、静止系で半径 $R = 5\text{fm}$ の原子核でも、厚みが $2R/\gamma = 0.1\text{ fm}$ という扁平な円盤となっている。この図では光速を $c = 1$ とする単位を使っており、ロ - レンツ収縮した原子核は二つの直線 $z = \pm t$ を辿って近づき、時刻 $t = 0$ で衝突する。

衝突後それぞれの原子核の内部励起が起こるが、原子核は急には止まれずまだ光速に近い速度で動いているため、その時間の進行が γ 因子だけ遅れ、しばらくは励起したまま前後に飛び続ける。しかし、すれ違った原子核に挟まれた空間も真空が励起し、新しい物質 (クォーク・グルオンプラズマ) が形成されると考えられている。この部分の物質はほぼ静止しているため、時間の進み方も速い。時間が経ち、高励起原子核間の距離が増すにしたがって、まん中に新しくできた高温物質は膨張し、冷却して、やがてたくさんの自由なハドロンとなり飛び散る。

物質の z 方向の流れの速さ v_z は近似的に

$$v_z = z/t \quad (16)$$

となるだろう。この関係は、物質が座標軸の原点 ($z = t = 0$) でできた自由粒子の流れだとすれば自明な関係であるが、粒子が強く相互作用をして局所平衡となっている場合でも、平均速度に対してこの関係式が成立することが次元解析と対称性からわかる。このような流れは、流体力学で自己類似型 (self-similar) と呼ばれる。この関係は、膨張宇宙の Hubble の法則 ($v = Hr$) によく似ている。ただし、宇宙膨張は 3 次元で等方的に起こるが、今の場合、物質はロ - レンツ収縮した円盤型の原子核の衝突で生成されるため、中心部分は、暫くの間、1 次元的な膨張となる点異なる。

今、局所平衡が成り立ち、膨張が断熱的に 1 次元的スケール則 (16) を満たしながら起こるとすると、物質の占める体積が時間に比例して増加するため、エントロピー密度 s は時間の逆数に比例して減少する。相対論的理想気体の場合 $s \propto T^3$ であるから、これは

$$T = T_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{1/3} \quad (17)$$

で、温度が下がることを意味する。ここで $\tau = t\sqrt{1-v^2} = \sqrt{t^2 - z^2}$ は、局所固有時である。やはり膨張宇宙と同じように、時間の経過の仕方は中心部分 ($z \simeq 0$) の方が端の部分 ($z \simeq \pm 1$) より速いため、物質の膨張、冷却が、中心部分で先

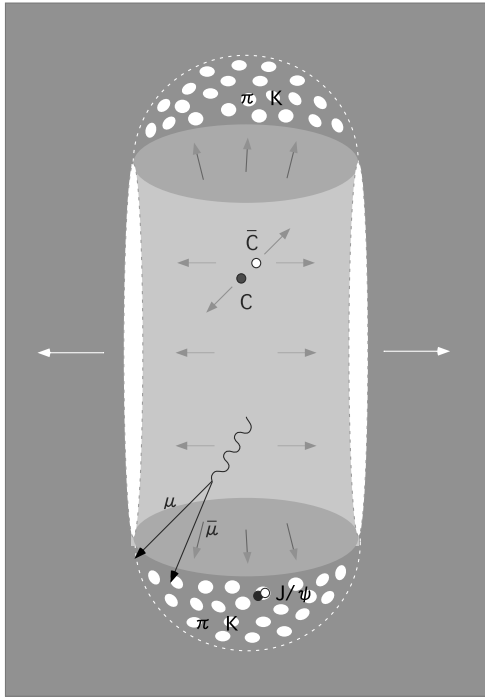


図 7 小さなビッグバンとその生成物

に起こる。温度が転移領域 ($T \simeq 150\text{MeV}$) にさしかかると、膨張があっても温度変化は緩やかになる。もし状態方程式が 1 次相転移のような振る舞いを示せば、この転移温度領域に滞在する時間がもっとも長くなることが予想される。

もちろん、原子核は有限の大きさを持つため、1 次元的な膨張はあくまで中心の部分だけで、それもいずれ 3 次元的な膨張に変わる。ある時刻における、横方向の膨張の様子を図 7 に示した。空間の x 軸、 y 軸方向 (横方向) の膨張は、端の方から始まり、断熱膨張の場合、それは中心方向に音速 v_s で伝わる。従って、中心部分が 3 次元的な膨張に変わるのは、時間が R/v_s 経過した後ということになる。転移領域では音速はゆっくりとなり、衝撃波のような急激な変化をともなって冷却が起こる可能性もある。横方向の膨張は状態方程式に強く依存することが予想される。

6. 10^{-22} 秒のシグナル

RHIC の原子核衝突でクォーク・グルオンプラ

ズマが生成されたとしても、その寿命は非常に短く、せいぜい 10^{-22} 秒程度で、すぐに膨張、冷却して、通常の粒子の集団に崩壊してしまう。実験で観測される粒子は全て崩壊したクォーク・グルオンプラズマの残骸なのである。では、クォーク・グルオンプラズマがいったん生成されたことはどうやったらわかるのだろうか？

いくつかのアイデアを紹介しよう。

高温のクォーク・グルオンプラズマ中では u クォーク、 d クォーク以外に比較的軽い s クォークも大量に熱的に励起されることが予想され、それはハドロン化の過程でストレンジネスを持った K 中間子や Λ 粒子をたくさん作ることになる予想される。しかし、最終的な粒子組成はハドロン化の過程に強く依存し、必ずしも始状態の粒子組成が直接反映されるとは限らない。それは、むしろ、ハドロン化の段階での膨張と化学平衡をもたらす「化学反応」との競争で決まる。始状態の問題というよりも、粒子数の凍結にいたる終状態の運動論的問題といってもよい。

光子 (γ) やレプトン (e^\pm , μ^\pm) はハドロンと違って強い相互作用をしないため、いったんクォーク・グルオンプラズマ中でできれば、その周りのハドロンのガスを自由に突き抜けて飛び出してくるだろう。このうちレプトン対 (e^+e^- や $\mu^+\mu^-$) のスペクトルは、プラズマの温度やその中での励起スペクトルを反映することが期待される。ただ、相互作用が弱いということは、こういう粒子がプラズマ中で作られる生成率も小さいことを意味し、大量にできる中間子の崩壊などによって作られる光子やレプトンと区別するのは実験的に非常に難しい。

レプトン対の不変質量スペクトル (重心系でのエネルギー・スペクトル) を測定すると、光子と同じ量子数を持つ中性ベクトル中間子の静止質量のところでピークが現われ、その強度から粒子の生成率がわかる。その中で特に注目されるのは、 J/ψ と呼ばれるチャーム・クォーク (c) とその反粒子 (\bar{c}) からできた重いベクトル中間子である。この粒子の質量は 3.1GeV と大きいので、クォー

ク・グルオンプラズマの中やハドロン化の段階で作ることは難しい。 $c\bar{c}$ 対は反応の初期段階(2つの原子核の衝突の瞬間)での高運動量移行過程で作られるが、クォーク・グルオンプラズマができると、生成された $c\bar{c}$ 間の結合力がプラズマの遮蔽効果で弱められ、 J/ψ のような結合状態を作ることが強く抑圧される¹⁰⁾。ただしこの場合も、プラズマの遮蔽効果以外の効果で起こる生成抑圧、例えば J/ψ と原子核や通常のハドロンとの衝突による「吸収」との比較が必要となる。

このように、クォーク・グルオンプラズマの生成のシグナルを特定することは一筋縄ではいれないが、その理由は、衝突過程を正確に記述することの難しさ、クォーク・グルオンプラズマの効果として考えられるものが、いずれもハドロンの自由度のみを使って記述可能である点にある。ハドロン相互作用についてはまだ不明確な点が多く、畢竟、現象論的な記述にならざるを得ないが、そのモデルのパラメータがたくさんあればあるほど、それらを適当に変えることで、いろいろな効果の記述が可能となる。

このように書くとなにか絶望的に思えてくるが、光明が全然ない訳ではない。例えば、 J/ψ の非プラズマ的抑圧効果は、陽子や中間子を原子核に衝突させた場合も起こるが、この間、実験データの蓄積とその理論的分析がすすんだことにより、原子核衝突における「異常さ」とその特徴が問題とできるようになってきた¹¹⁾。私は、RHICのエネルギーで、原子核のサイズ依存性などより系統的なデータが得られ、粒子の生成過程についての理解も深まれば、もっとはっきりした結論がだせると、やや楽観的に見ている。むしろ、いくつかのシグナルの組み合わせにポジティブな結果が出て、それがクォーク・グルオンプラズマ生成によって自然に解釈できれば、逆にクォーク・グルオンプラズマの生成を否定することは、非常に不自然なことを考えたりしなければならず、ますます困難になるだろうと考えている。

7. おわりに

RHICの建設は、1983年に米国核理学諮問委員会(NSAC)で米国の核物理の分野での加速器将来計画の最優先プロジェクトとして承認されていたが、米国の国内事情で完成が大幅に遅れていた。その間、BNLとCERNで既存の加速器を用いた重イオン衝突実験が行われてきた。CERNではSPSを使って固定標的核に核子当り160GeVの重イオンビームを照射する実験が行われた。その成果のまとめが今年の2月に公式発表され、「新しい物質相 - クォーク・グルオンプラズマ - 生成の徴候が見つかった」と報じられた¹²⁾。この結論については、研究者の間でまだ必ずしも一致した見解には至っていないようであるが、SPSの実験の成果がRHICの実験の重要性を更に高めた、という点では皆一致している。

RHICの実験には、その準備段階から多くの日本人研究者が関係し、その国際的な活躍が目立つ。ちなみにRHICのプロジェクト責任者は日本人で、KEKのトリスタン建設を手掛けられた尾崎敏氏である。また、その一つの大きな測定装置であるPHENIXの立案段階からその国際共同研究のリーダーとして活躍された永宮正治氏(現在KEK)の功績も大きい。RHICの大きな成果を期待したい。

参考文献

- 1) RHIC ホームページ (<http://www.rhic.bnl.gov>) で一般向けの解説が見られる。
- 2) $1\text{TeV}=10^3\text{GeV}=10^{12}\text{eV}$.
- 3) Ya. B. Zeldovich and I. D. Novikov, *Relativistic Astrophysics* Vol.1 (Nauka,1967) pp. 193; D. Ivanenko and D. F. Kurdgelaidze, *Lett. Nuovo Cimento*, **2** (1969) 13; N. Itoh, *Prog. Theor. Phys.* **44** (1970) 291.
- 4) 超伝導のBCS理論は、南部陽一郎氏らによってフェルミオンの質量の力学的起源を与える理論として援用され、それは素粒子論における自発的対称性の破れの理論という一つのパラダイムを形成した。カイラル対称性の自発的破れとその回復については国広悌二氏の解説を、カラー超伝導相については松崎昌之氏の解説を御覧下さい。
- 5) A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.* **9** (1974) 3471.
- 6) K. Wilson, *Phys. Rev.* **D10** (1974) 2445.

- 7) 最近の結果は C. Bernard *et al.*, Phys. Rev. **D 55** (1997) 6861; M. Okamoto *et al.*, Phys. Rev. **60** (1999)094510.
- 8) このクォーク間ポテンシャルの有限温度での変化は、最初、強結合近似で数値計算を使わず解析的に示された: A. Polyakov, Phys. Letts. **72B** (1978) 477; L. Susskind, Phys. Rev. **D20** (1979) 2610.
- 9) J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D 27** (1983) 865.
- 10) T. Matsui and H. Satz, Phys. Letts. **178B** (1986) 416.
- 11) L. Riccati *et al.* (edt.), Proc. 14th Int. Conf. Ultra-relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter '99), Nucl. Phys. **A661** (1999).
- 12) 杉立徹、三明康郎：日本物理学会誌 **55** (2000) 868.

(まつい・てつお，東京大学大学院総合文化研究科)