## 小特集

## クォーク・グルーオン・プラズマ研究を含めた 重イオン衝突物理の現状と展望

Present Status and Future Prospects of Quark Gluon Plasma Investigation and Heavy-Ion Collision

## 1. はじめに

#### **1. Introduction**

北沢正清,神藤勝啓<sup>1)</sup> KITAZAWA Masakiyo and SHINTO Katsuhiro<sup>1)</sup> 京都大学基礎物理学研究所,<sup>1)</sup>日本原子力研究開発機構 J-PARC センター <sup>(原稿受付: 2024年3月20日)</sup>

一言で「プラズマ」と言っても様々である.身近なところでは、炎や雷、蛍光灯などがあり、実験室や恒星の中で起こる核融合プラズマ、微細加工や半導体デバイス、新素材生成などの工業での応用をはじめ、医療や農業などへの応用に用いられている応用プラズマ、レーザー照射により生成されるプラズマ、電離層、磁気圏や恒星などの周辺に存在する宇宙プラズマなど.

プラズマとは、気体を高温にすることで分子が原子に、 更に原子がイオンと電子に電離した気体であり、デバイ 長に比べて十分に大きく、電気的に準中性状態である. プラズマ中にも含まれるイオンや原子の元となる原子核 を構成する核子は、3つのクォークで構成される.クォー ク間には強い相互作用を媒介している力の粒子であるグ ルーオンがあり、それは電磁気力の場合の光子に相当す る.これらクォークやグルーオンがたくさん集まる(高 数密度になる)ことで、それらの間に働く「強い力」が 遮へいされると、ある意味「プラズマ」の状態に近いと 考えられる.

今回の小特集では、核融合プラズマ(約1億度)より も更に高温の状態(約1~2兆度)であるクォーク・グルー オン・プラズマ(QGP)について、本学会誌2002年の解 説記事[1]以降の進展を紹介する、QGPを生成するために は、重イオンビームを衝突させる必要があるが、近年の QGP研究を含めた重イオン衝突物理の現状と展望につい ても併せて紹介する. 1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

物質を細かく分解していくと、分子、原子の階層を経 て原子核と電子に至る.図1に示すように、原子核は陽 子と中性子(総称して**核子**と呼ぶ)から構成されており、 核子はさらにクォークとグルーオンと呼ばれる素粒子か ら構成された複合粒子であることが知られている.クォー クは電子の±1/3倍もしくは±2/3倍の分数電荷を持った 素粒子であり、クォークとグルーオンの動力学は量子色 力学(Quantum ChromoDynamics:QCD)と呼ばれる理 論で記述されることがわかっている.

クォークは,物質を形作る最も基本的な素粒子の一つ でありながら,単独では観測できないという不思議な性 質を持っている.我々の身近な世界では,クォークは核 子や中間子といった,**ハドロン**と総称される整数電荷の 粒子の内部に閉じ込められており,過去に分数電荷を観



Yukawa Institute of Theoretical Physics, Kyoto University, KYOTO 606-8267, Japan

corresponding author's e-mail: kitazawa@yukawa.kyoto-u.ac.jp

測した実験は存在しない.

一方,物質の温度,あるいは密度を限りなく上昇させ ていくと、クォークがハドロン内部への閉じ込めから解 放された物質状態を作ることができる.これは、身近な 物質が高温でプラズマ状態になるのと似ている.プラズ マ中では電子が熱運動によって原子への束縛から解放さ れるが、これと同じように、さらに高温の世界ではハド ロン内部のクォークが閉じ込めから解放され、独立な粒 子状態として運動し始める.こうして超高温で実現する ある種のプラズマ状態が、本小特集の主題、クォーク・ グルーオン・プラズマ(QGP)である.QCDの第一原 理計算である格子QCD数値シミュレーションによれば、 QGP状態は約2兆度より高温で実現する.

2兆度というと、あまりにも高温で面食らうかもしれな い.しかし、QGPは決して理論研究者の頭の中だけにあ る空想上の産物ではない.例えば、宇宙の歴史をビッグ バン開闢に向けて遡れば宇宙の温度は上昇し、誕生から 約10<sup>-5</sup>秒後の時点で2兆度に達する.したがって、この 時刻以前の初期宇宙はQGPで満たされており、誕生から 約10<sup>-5</sup>秒に宇宙を満たす物質の性質はQGPからクォーク がハドロン内部に閉じ込められた状態へと大きく変化し た. このような宇宙の歴史をひもとくには、QGPの性質 を理解する必要がある.また,現在の宇宙には中性子星 と呼ばれる超高密度の天体が星の数ほど存在することが 知られている。中性子星とは、太陽の1~2倍という大質 量を持ちながら半径は15 km以下という超コンパクト天 体で, 主に超新星爆発の残骸として作られる. その中心 部の密度は、重力による圧縮で10<sup>15</sup> g/cm<sup>3</sup>程度に達してい ると考えられている. そこでは、ハドロンが押し潰され ることによってクォークに解離し、QGPが実現する可能 性が指摘されている. 中性子星の内部構造は, 重力波天 文学で中性子星合体が観測されたことなどにより,近年 高い注目を集め、活発に研究されている.

#### 1.2 高エネルギー重イオン衝突実験

このように広大な宇宙に目を向けることでその必要性 が見えてくるQGPだが、実は地上の実験でも作り出すこ とができる.これを実現するのが、本特集のもう一つの 主題である、高エネルギー重イオン衝突実験である.

高エネルギー重イオン衝突実験とは、巨大な粒子加速 器で光速近くまで加速した重原子核(重イオン)を正面 衝突させる実験である.ここで重原子核とは、金や鉛など、 核子数が200個程度の原子核を指すことが多い.

素粒子物理のための加速器実験は、重イオン衝突実験 の他に、電子や陽子などを加速・衝突させる実験も盛ん に行われている.図2に示すように、これらと比較した ときの重イオン衝突実験の特徴は、加速衝突する物体が 圧倒的に大きいことにある.これにより、電子や陽子の 衝突では作れない巨大な系が作り出され、系の内部で粒 子同士が複雑に相互作用することで熱平衡と見なせる物 質が作られる.これによって数兆度のQGPの議論が可能 となるのである.これに対し、電子や陽子ビームを使っ



図2 高エネルギー重イオン衝突実験の概念図. 重原子核衝突に より,複雑な系が作られる.

た実験は、新粒子探索や素過程・構造などの研究に向いている.

高エネルギー重イオン衝突実験は、これまでに米国の Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC) や欧州のLarge Hadron Collider (LHC) など世界各地の実験施設で活発 に行われてきた[2]. 第2章で見るように、2000年に始動 したRHICでは光速の99.99%以上に加速した金原子核を 衝突させることで、温度にして4兆度を超える物質の生 成に成功し、QGPの生成を支持する様々な実験結果が得 らえた. さらに、第3章で見るように2009年に開始され たLHC実験ではさらに高エネルギーの実験が行われてお り、QGP研究は近年格段に精密化している.

高エネルギー重イオン衝突実験で作られたQGPは,生 成直後から周囲の真空に向けて急激に膨張・冷却する. このためQGP状態の持続時間は10<sup>-22</sup>秒程度にすぎず, その体積も原子核の大きさ程度,すなわち一片の長さが 10<sup>-14</sup> mほどである.QGP中で解放されたクォークたちは 瞬時にハドロン内部に閉じ込められ,飛散する.重イオ ン衝突実験の検出器が観測できるのは,こうして発生し た大量のハドロンの放出角度や運動量の分布のみであり, これらの情報をもとに極小のQGPを調べる必要がある.

こう書くと、とても困難な実験に思われるかもしれな い.しかし、以降の章で詳しく見るように、熱的な状態 が作られていることを示すシグナルが複数観測されてい ることに加え、多様な観測量と解析の併用によってQGP の性質を様々な側面から調べることに成功している.例 として、生成された系の温度は複数の方法で測定されて きた[2]. 温度測定は、使う観測量によって膨張のどの 段階に敏感かが変わる、その中でも、光子を用いた測定 は初期状態に敏感であり、そこで得られた温度は第一原 理計算が予言する QGPの実現温度である 2 兆度を大きく 超えていたことがRHIC実験の初期の大きな成果となっ た.これに加え、ジェットと呼ばれる高エネルギー粒子 がQGP中を横切る際に強い減速を受けること、QGPは粘 性係数がゼロに近い完全流体的なふるまいをすることな どが様々な物理量の観測によって明らかにされてきたこ とを第2.3章で詳しくみる.

重イオン衝突実験の結果を理解する上では、衝突によっ て生成された物質の時空発展を記述する動的模型を使っ た理論研究も不可欠である.このような研究は、RHICや LHCでの実験の発展と並行して、過去数十年間にわたり 大きく進展してきた.近年は、QGP状態の発展を相対論

的粘性流体力学で記述し,ハドロン化後の発展は分子動 力学的な方法で記述する方法が主流である[2]. これらの 研究も, 流体力学への微視的ゆらぎの効果の取り込みや, 流体的なQGPと粒子的なハドロンを並行して取り扱う模 型の開発、模型のパラメータをベイズ推定で決定する研 究などが行われ、大きく発展している.

#### 1.3 QCDの相構造と高密度物質探索

こうして活発に行われる高エネルギー重イオン衝突実 験だが、近年、生成されるQGPのクォーク数密度依存性 を調べ、QCDの相構造を探索する実験が世界的に注目さ れ,大きな潮流となっている[3].

図3に示すように、ハドロン物質からQGPへの転移は、 クォーク数密度(化学ポテンシャル)に応じて変化する と考えられている、クォーク数密度が小さいとき、この 転移には明快な相転移点が存在しないことが第一原理計 算によって示されているのだが、高クォーク数密度領域 には一次相転移が現れることが予想されている[4]. この 様相は水の液気相転移の一次相転移が高圧領域で消失し, 超臨界液体になるのと似ている.また,低温・高密度領 域ではカラー超伝導と呼ばれる,まったく新しい物質状 態が実現することも指摘されている. これらの相転移の 実験的探索が注目されているのである.

重イオン衝突で生成される QGPのクォーク数密度は、 どうすれば変化させられるのか.実は、衝突エネルギー を変えればよい。衝突エネルギーが高い場合、図4左に 示すように衝突した原子核内の核子は衝突点をすり抜け てしまい、衝突点付近の密度が上がらない、これまで説 明したRHIC、LHC実験の衝突エネルギーは、この領域 に位置する.一方、衝突エネルギーを下げていくと衝突 粒子が程よく減速・圧縮されて衝突点付近に残りやすく なり、クォーク数密度が上昇する.この性質を使うことで、 様々なクォーク数密度のQGPを調べることができるので ある、もちろん、衝突エネルギーを下げすぎるとそもそ も圧縮が起こらないので、一定の衝突エネルギーは必要



図3 QCDの相図とビームエネルギー走査(BES)の概念図. 高密度領域では QGP への相転移が一次相転移になること が予想されている. 重イオン衝突では、衝突エネルギーの 変化により、様々な密度領域を探索できる.



#### 衝突点で止まる

クォーク数密度:少

1. Introduction

クォーク数密度:大

重イオン衝突の衝突エネルギー依存性. 衝突エネルギーを 図 4 程よく選ぶと、衝突粒子が衝突点付近で止まり、高密度状 態が作られる.

だが、適度な衝突エネルギーでは中性子星中心部の密度 10<sup>15</sup> g/cm<sup>3</sup>をも超える高密度物質が作られると考えられて おり、地上で唯一の中性子星最奥部に迫る手段としても 注目されている.

重イオン衝突による衝突エネルギー依存性探査は、総 称してビームエネルギー走査 (Beam-Energy Scan: BES) と呼ばれる. RHICでは2010年以降, 最高衝突 エネルギーである $\sqrt{s_{\rm NN}}$  = 200 GeVよりはるかに低い  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 3 \sim 20 \text{ GeV}$ 領域のBESが行われ、様々な興味深い データが得られた.これについては第4章で詳しく議論 する. BESは、CERNのNA61/SHINEやGSIのHADES など、欧州の実験でも行われている. さらに、ドイツGSI では高密度物質の生成をめざす次世代実験施設 FAIR の建 設が進んでいる[3].

重イオン衝突実験のフロンティアが低衝突エネルギー 領域にあることを不思議に思われるかもしれない.これ は重イオン衝突の歴史と関連する.過去数十年を振り返 ると、2000年のRHIC、2009年のLHCの稼働により高衝 突エネルギー実験が立て続けに実現し、分野の興味と人 的資源がこれらの実験に注ぎ込まれた. これにより高衝 突エネルギー領域の物理が大きく進展した一方、中間エ ネルギー領域の理解が置き去りにされてしまった. その 後, 高衝突エネルギー領域の実験がひと段落したことで, 中間領域への興味が復活しているのである. 中間エネル ギー領域の重イオン衝突実験は、過去にも行われたこと はあるが、最新の大輝度重イオンビームと、ここ数十年 の間に開発された技術的進展によって過去とは段違いの 高精度実験が実現し、高密度領域の相構造に初めて迫る ことができると期待されているのである.

#### 1.4 J-PARC 重イオン衝突実験計画

高密度領域をめざす重イオン衝突実験は、わが国の J-PARCでも計画されている.現在, J-PARCの加速器 群はもっぱら陽子加速に使われている.ここに,重イオ ン入射器を接続することで、後段の大強度加速器である Rapid-Cycling Synchrotron (RCS) とメインリング (MR) を重イオン加速に流用できる. このように既存施設を活 用することで、FAIR計画など海外の実験計画と比べて圧 倒的に低コストで高密度物質探索ができる. この計画は. J-PARC 重イオン計画(J-PARC-HI) [5]と呼ばれ. 第5 章で詳しく解説する.

J-PARC-HIの魅力の一つに、J-PARC加速器群が実現 する超高輝度ビームによって世界最高の衝突レートが実 現できることが挙げられる.これにより、様々な物理量 を超高統計で測定することができる.特にJ-PARC-HIの 第二期計画では、新設の検出器を使うことでハドロンと レプトンの同時測定といった多様な測定が実現し、高密 度領域の一次相転移やその端点であるQCD臨界点、さら にはカラー超伝導状態の観測などが実現すると期待され ている.

高エネルギー重イオン衝突実験は過去20年ほどの間に 目覚ましく進展した.そこでの大きな成果はQGP生成の 確立とその性質の精密測定であった.そして今後,さら なる精密測定とQCD相構造の解明へと向かう実験が予定 されている.そこでは我が国の加速器J-PARCも主要な 貢献をすることが期待されている.

本小特集記事の各章では、これら個々の話題について、 より掘り下げて見ていくことにする.

#### 参考文献

- [1] 初田哲男:プラズマ・核融合学会誌 78, 1285 (2002).
- [2] 秋葉康之: クォーク・グルーオン・プラズマの物理(基本 法則から読み解く物理学最前線3)(共立出版, 2014).
- [3] 北沢正清,野中俊宏,江角晋一:非ガウスゆらぎで 探る宇宙最高密度の相転移,日本物理学会誌 76,507 (2021).
- [4] 北沢正清,国広悌二:超高温・高密度のクォーク物質 (基本法則から読み解く物理学最前線29)(共立出版, 2022).
- [5] https://asrc.jaea.go.jp/soshiki/gr/hadron/jparc-hi/



## 2. 高エネルギー重イオン衝突による クォーク・グルーオン・プラズマの発見 SPS と RHIC

#### 2. Discovery of Quark-Gluon Plasma in High-Energy Heavy-Ion Collisions at SPS and RHIC

小 沢 恭 一 郎, 佐 甲 博 之<sup>1)</sup> OZAWA Kyoichiro and SAKO Hiroyuki<sup>1)</sup> 高エネルギー加速器研究機構,<sup>1)</sup>日本原子力研究開発機構 <sup>(原稿受付:2024年3月20日)</sup>

2000年に CERN-SPS の実験グループは J/ψ 粒子の抑制等の観測によってクォークを自由度とする物質状態 クォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)の兆候を観測した.また2005年に RHIC の PHENIX, STAR を中心 とする実験グループは,パートンの強いエネルギー損失と,強い粒子集団運動の観測等によって QGP を発見し, 粘性が低い完全流体的な性質を持つことを明らかにした.これらの測定結果を中心に,SPS と RHIC での高エ ネルギー重イオン衝突における QGP 発見に関連する観測結果とその物理的解釈を概観する.

#### Keywords:

quark-gluon plasma, chemical equilibrium, J/ $\psi$  suppression, SPS, RHIC

#### 2.1 クォーク・グルーオン・プラズマの実験的 研究

#### 2.1.1 高エネルギー重イオン加速器の発展

1970年代に,陽子や中性子の内部構造としてのクォー クモデルが確立されるとともに,クォークの力学に関す る様々な考察が始まった.我々の身の回りの通常の世界 では,クォークは陽子や中性子などのハドロンと呼ばれ る粒子の中に存在する.これは,我々の世界がハドロン を基本的な粒子とするハドロン相に属していることを示 唆している.これに対し,高温または高密度の媒質中で は,クォークがハドロンから解放された「クォーク・グルー オン・プラズマ (QGP)」の存在が理論的に指摘され,高 エネルギーの重イオン衝突を用いて実験的に探索されて きた.

歴史的には、重イオン実験は、バンデグラーフ型加速 器などの静電型加速器やサイクロトロンを用いた原子核 研究が中心的課題であったが、反陽子を発見したシンク ロトロン加速器であるベバトロン加速器に1980年頃に重 イオン入射器が整備され、ベバラック加速器として生ま れ変わったことで、シンクロトロン加速器を用いた高エ ネルギーでの重イオン探索実験が始まった

その後, 1980年代後半に入ると重イオン加速器を用い た研究は、米国Brookhaven国立研究所(BNL)のAGS (Alternating Gradient Synchrotron)と欧州原子核研究 機構(CERN)のSPS(Super Proton Synchrotron)に おいて進められた。 BNLのAGSにおける重イオン衝突加速は,既存のタン デム加速器を入射器として1986年に軽いイオンの加速か ら始まり,1992年からはBoosterが完成し,本格的な重イ オン実験が始まった.加速されたビームの運動エネルギー は,核子あたり10 GeVである.

CERNのSPSにおける重イオン衝突実験は、1986年に 始まり(1994年から鉛ビーム加速)、現在もNA61/SHINE 実験が行われている. 一番重い衝突系は鉛・鉛衝突で、 ビームエネルギーは核子あたり158 GeVであり、固定標 的型実験であるので核子対あたりの重心系エネルギーは  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeVである.

その後、BNLにおいては、AGS加速器を入射器として、RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider)における 重イオン実験プログラムが2000年に開始された. 重イオ ンビームを用いた世界初の衝突型加速器であり、最大ビー ムエネルギーは核子対あたり100 GeV,重心系での衝突エ ネルギーは核子対あたり $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeVである.実験は、 2025年まで行われる予定である.

#### 2.1.2 高エネルギー重イオン衝突の概要

QGPを生成するためには、十分に高い温度か密度を持 つ媒質が必要である。例えば、高温の媒質中においては 最も軽いハドロンである $\pi$ 中間子が媒質中で多重発生し、 有限の大きさを持つ $\pi$ 中間子が媒質内で重なり始める。 $\pi$ 中間子の質量が140 MeV/c<sup>2</sup>程度であり、そのような状況 が実現する温度は1兆度を超えるため、通常の手段では 達成できない.

High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, IBARAKI 305-0801, Japan

 $corresponding\ author's\ e\text{-mail:}\ ozawa@post.kek.jp$ 

重イオン衝突実験では、加速された重イオンを衝突さ せ、その反応のエネルギーにより、重イオン程度の微小 領域で高温・高密度状態を生成する.この重イオン衝突 は、素粒子スケールで見ても決して定常的な状態ではな く、時事刻々と姿を変える動的なものであり、そこで実 現されるQGPも短寿命のものとなる.実験的には、この ような短寿命のQGPをどのように観測するかが大きな課 題である.これは、例えば、昨今の天文観測で重力波を 含むマルチメッセンジャー観測により中性子星やブラッ クホールの合体現象から情報を得るのに似た、複合的な 観測が必要となってくる.

ここで、どのような観測が重要となるかを簡単に説明 するために、重イオン衝突の特徴を簡単に述べる.重イ オン衝突の最初期は、重イオン中の核子衝突の重ね合わ せで理解される.衝突する重イオン同士の距離(衝突パ ラメータ)はコントロールできないため、統計的な分布 を持って様々な衝突パラメータを持った事象が発生する. そのため、その衝突に参加した重イオン中の核子の数や 1回の重イオン衝突で発生する核子衝突の数も分布を持 つ.これらの分布を反映する量として、実験的には衝突 中心度という量が定義される.系の温度などは、この衝 突中心度に依存するため、測定量の衝突中心度依存性や 衝突エネルギー依存性を調べることで、系が実現した状 態(QGPかどうかなど)を研究できる.

衝突後は、初期衝突で生成された粒子がさらに相互作 用をしながら時間発展し、QGPが生成される.生成され た系は、膨張し、ある温度まで冷えたところで、クォー クが閉じ込められハドロンが生成される.生成したハド ロンの種類が固定された時点を化学的凍結と呼ぶ.その 後、生成粒子の運動量が固定される熱力学的凍結が起こ る.検出器では、粒子の種類、運動量が測定される.

このように最終的に測定される量は、すべての段階を 複雑に反映したものとなる. そのため、QGPに敏感な観 測量を上手く見つけ出すことが、重イオン衝突の実験的 研究においては重要である. 特に、媒質からの輻射や、 QGP中のクォークがハドロンへと変化した痕跡を探すの が、実験屋の腕の見せ所である.

本小特集では多くの測定例が示されるが、ここで基本 的な測定量や考え方を示しておく.個々の粒子の運動量 測定は、ローレンツ不変性の観点から、横運動量とラピ ディティという量の関数で測定量を表す.横運動量は文 字通り、ビームに垂直な平面に射影した運動量であり、 主に相互作用によって生み出された運動量を示す.ラピ ディティは、ビームからの角度に対応する量であり、ロー レンツ変換によって分布の形が保持されるため、ローレ ンツ不変な物理の議論に適している.系の熱力学的な量 との関係では、横運動量の分布は、系の温度分布や外側 へと膨張する集団運動と関係する.生成された媒質の温 度やエネルギー密度は、この横運動量分布により測定さ れる.また、系が熱化されたことによる集団運動の影響は、 放出された多粒子間の相関関数の形で存在することが示 唆されている.特に、強い集団運動を生み出すためには、 クォークレベルでの多粒子の相互作用が必要であるため、 QGP実現の大きな証拠となりうる.

加えて,実験で得られる情報としては,最終的な生成 ハドロンの種類ごとの生成量とその比がある.1回の衝突 で生成される粒子の数を,粒子多重度と呼ぶ.後述する ように,粒子の生成比は,化学的凍結時点での温度と化 学ポテンシャルの情報を与える.

さらに、QGPからハドロン相への相転移を直接的に捉 える試みも重要である.一次相転移の際には、相関長の 発散が保存量のゆらぎの増大の形で捉えられる可能性が ある.これは、保存されるべき粒子の生成量の分布を詳 細に測定することで明らかになる可能性がある.

またQGPを起源とする現象をとらえるために、終状態 であるハドロンとの相互作用が小さい光子や電子の測定 や、QGP相の影響が小さい陽子・陽子の衝突との比較測 定が重要となる。

本小特集では,QGPの発見からその性質の探究まで, 多くの測定結果を,以上のようなバックグラウンドを念 頭に紹介していきたい.

#### 2.2 SPSにおける重イオン衝突実験

#### 2.2.1 重イオン衝突で生成される物質のエネルギー依存性

図1にAGS, SPS, RHICの重イオン衝突における正 味陽子(陽子-反陽子)のラピディティ分布を示す[1]. AGSエネルギー領域の重イオン衝突では原子核中の核子 同士が減速し留まりやすい(バリオン停止現象)ため, 分布は重心系ラピディティを中心とするピークを持つ. 一方SPSやRHICのような,よりエネルギーにおいては, 核子がお互いの原子核をすり抜けやすくなるため,2つ の原子核の名残を示す2ピークの分布となる.つまり, AGSエネルギー領域でバリオン密度が最も高く,SPSや RHICではバリオン密度が減少することを示している.

SPSのNA49実験において測定されたラピディティ当た りの全粒子の横エネルギー[2]から評価されたエネルギー 密度は、3 GeV/fm<sup>3</sup>であり、格子 QCD 計算で得られた相 転移の値0.7 GeV/fm<sup>3</sup>[3]をはるかに超えており、QGP生 成に十分なエネルギー密度に達していることが示された.



図1 AGS, SPS, RHICにおける正味陽子のラピディティ分布[1].

Special Topic Article

#### 2.2.2 ストレンジネス生成と化学平衡模型

ストレンジ (s) クォークはわたしたちの周りの物質を 構成するアップ (u), ダウンクォーク (d) (数MeV) よ りも重い100 MeV/c<sup>2</sup>程度の質量を持っており、クォーク・ 反クォークの対生成で作られるため、低エネルギーハド ロン反応では生成しにくい. しかし高エネルギー重イオ ン衝突における多段階ハドロン反応や、高温・高密度の QGP中では生成量が増加する. また, 高バリオン密度物 質中では,u,dクォークのフェルミエネルギーの増加に より, sクォークが生成しやすくなる. このようにスト レンジネスの増大はQGPの信号として提唱されてきた. SPSのWA97実験は、鉛・鉛衝突においてストレンジネ ス-1の $\Lambda$ , -2の $\underline{S}^-$ , ストレンジネス-3の $\Omega^-$ と反粒子  $\Omega^+$ の和 (S = 3) の収量を測定した. 原子核中の反応に関 与した核子数で規格化した鉛・鉛衝突の収量は,陽子・ 原子核衝突と比較して、それぞれ4倍、7倍、20倍とい う驚くべき増大を発見した[4]. これらは実は後述する化 学平衡模型でほぼ再現できることが示されたが、化学平 衡に達する機構には謎が残っている. 衝突系の化学的凍 結(重イオン衝突後, 生成ハドロンの非弾性衝突が終了し, 粒子数が確定した時点)までの時間が短すぎるためハド ロン間の反応のみでは化学平衡に達することが説明でき ず, QGPが生成され, 速い化学平衡が起こったことを示 唆する.

これら複数ストレンジネス粒子などの様々な生成粒子 数の比を、単純な平衡状態を仮定して化学平衡模型で説 明する研究が行われた[3,5]. 温度(T),バリオン化学ポ テンシャル( $\mu_b$ )の2変数のみの関数として表現し、こ れらを様々な粒子数比へのフィットで求める.SPS(核 子当たり158 GeV/c)においては、図2のようにS,  $\Omega$ を 含む粒子比が2変数のみのフィットによってよく再現さ れ、 $T = 160 \pm 5$  MeV,  $\mu_b = 240 \pm 18$  MeVが得られている. この化学的凍結における温度は、格子 QCD 計算の $\mu_b = 0$ における相転移温度 $T_c = 165$  MeV[6]に非常に近い.した がってSPSでQGPができている可能性が高いと考えるこ とができる.

SPSにおいては核子当たり20,30,40,80,158 GeV/cの 実験が行われ、エネルギー依存性が調べられた.sクォー



図 2 核子当たり158 GeV/c の鉛・鉛(金) 衝突における生成粒 子数比と化学平衡模型によるフィット[5].

ク増大の指標として、反 $s \rho_{\pi} - \rho e$ 持つ $K^+ e$ 、 $u \rho_{\pi} - \rho e b c d \rho_{\pi} - \rho e$ 持つ $\pi^+$ の生成数の比が使用される. SPSのNA49実験は、 $K^+/\pi^+$ 生成数比が $\sqrt{s_{NN}} = 10$  GeV 付近において、鋭いピーク「ホーン」を持つことを発見 した[7]. NA49はこのピークを相転移の証拠だとしてい るが、化学平衡模型では、AGS e RHICのデータを含め たエネルギー依存性は定性的には再現できている[17]. RHIC-BESでも再測定が行われているが、統計量の制限 のため、SPSで発見されたホーンが非連続なエネルギー 依存性であるかどうかの結論には至っていない、今後の J-PARC-HI等の高統計実験における再測定に期待する.

#### 2.2.3 レプトン対生成量とρの熔解および J/ψ抑制

高温物質中で生成される仮想光子はレプトン(電子. ミュオン等)の対に崩壊する.光子およびレプトンは強 い相互作用をしないため、高温に達した衝突系の情報を そのまま運ぶ「透過探針」である. SPSでは高エネルギー 重イオン衝突実験で初めてレプトン対の測定が行われた. SPSのCERES/NA45実験は2台のリングイメージング チェレンコフ検出器による電子対測定に特化された実験 で、電子対の不変質量分布を測定した.図3の鉛・金衝 突の電子対不変質量分布[8]を陽子・陽子衝突の分布をス ケーリングしたものと比較したところ、ρ中間子のピーク (~770 MeV)が消失し、それよりも低い300-500 MeV 周辺に増大が観測された. つまりの中間子のスペクトル が大幅に変化しており、高温・高バリオン密度におけ るカイラル対称性回復の信号ではないかと注目された. 200-600 MeVの質量領域において, 陽子・陽子分布に関 する増加ファクターは2.7であった.ただし、CERESお よび NA60 の In + In 衝突のミュオン対 ( $\mu^+\mu^-$ ) 不変質量 分布スペクトルと理論模型の比較[9]から、pのスペクト ル変化はカイラル対称性回復によるρ質量の減少模型[10] よりも、 $\pi\pi \rightarrow \rho$ 反応を取り入れた模型による $\rho$ 質量分布 幅の増大[11]によってよりよく再現されることが示され ており、カイラル対称性との関連は未解決である.



図 3 核子当たり158 GeV/c の鉛・金衝突における電子対不変質 量分布[8].

松井, SatzはQGPにおけるカラー電荷のデバイ遮蔽効 果によってJ/ψが抑制されることを予言した[9]. NA50 実験ではミュオン対によってチャーモニウム(チャーム クォークと反チャームクォークから構成される中間子) の測定が行われた. 図4は, J/ψの収量と原子核吸収を仮 定した模型との比のエネルギー密度依存性を示す. エネ ルギー密度はカロリメータで測定した横エネルギーから 求めた. エネルギー密度2.2 GeV/fm<sup>3</sup>以上で急激なJ/ψの 抑制が観測され, 周辺衝突で1であった模型との比が中 心衝突では約0.5に抑制された. この結果はQGPへの相 転移を示唆する結果として注目された.

#### 2.2.4 その他の実験結果

上記以外に, SPSにおいては2粒子相関HBT(Hanbury Brown-Twiss Interferometry), 粒子集団運動 (フロー), 事象毎揺らぎの測定が行われた.HBT測定では,2つの 相対運動量が小さいボソンの干渉を用いて衝突系(粒子 源)の空間的広がりを測定する. ππ相関のHBT解析から, √s<sub>NN</sub>=10 GeV付近のエネルギーで空間的広がりが最小に なることがわかったが、これはπの熱力学的凍結時の平 均自由行程がエネルギーによらず1fmであると仮定する と説明できる.荷電粒子の2次のフロー(v2)の解析から は、AGSからSPSヘエネルギーをあげていくと、核子対 あたりの重心系エネルギー $\sqrt{s_{
m NN}}$  = 3.5 GeV付近で負から 正の値に変化することが観測された. これはAGSでは原 子核の傍観部(反応に関与しない核子)のために反応平 面内へのフローが遮蔽されるのに対し、SPSでは傍観部 の影響が少なく、原子核の反応関与部(反応に関与する 核子)の体積のアーモンド状の初期形状から反応平面方 向の粒子の集団運動(フロー、3.1節で説明)が増加する ためと考えられる. さらに、RHICで大きな発展を遂げる 衝突事象毎の揺らぎ解析がSPSで初めて開始され,NA49 やCERESで解析が行われた. 横運動量や荷電粒子数の揺 らぎはQCD 臨界点で増大すると予想され、臨界点の有力 なプローブと考えられたが、SPSの解析では優位な変化 は見られなかった.



図 4 核子当たり158 GeV/c の鉛・鉛中心衝突における J/ψの 収量と原子核による吸収を仮定した模型との比のエネル ギー密度依存性[10].

#### 2.2.5 SPSにおけるクォーク・グルーオン・プラズマ兆 候の発見とまとめ

2000年にCERN-SPSの実験グループは上記のような観 測結果によってクォークを自由度とするQGPの兆候を観 測したと発表した. ①鉛・鉛中心衝突で測定された総横エ ネルギーから求められたエネルギー密度は、格子QCDで 予言されている相転移エネルギー密度0.7 GeV/fm<sup>3</sup>をはる かに超えている. (2)S = -3のΩバリオンやS = -2の*E*の 収量はそれぞれ陽子・原子核衝突の20倍および7倍に増 加しており、それらを含むあらゆるハドロンの生成比は 化学平衡模型で極めてよく記述される.しかしこれらの 複数ストレンジネスを持つバリオンの収量増加はハドロ ン反応のみを仮定した模型では再現不可能であり、しか も化学的凍結時の温度160 MeV は格子 QCD 計算による相 転移温度165 MeVに極めて近い.つまり衝突系において QGPが生成され、その直後に化学的凍結したと考えられ る. ③J/ψ抑制は, 原子核による吸収よりもはるかに強く, QGPによるカラー遮蔽効果のためと考えられる. ④鉛・ 金衝突の電子対不変質量分布は,陽子・陽子衝突に比べて, 真空での770 MeVのoのピークが消失し、200-600 MeV のより低いエネルギーへ分布が変化したことが観測され ている.これはカイラル対称性の回復によってpの質量ス ペクトルが変化していることを示している[13].

以上のようにSPSにおける重イオン衝突ではQGP生成 を強く示唆する観測結果が得られ、QGP研究の歴史の上 で重要なマイルストーンであった.またRHIC以降につな がるQGP観測のための解析手法の多くはここで発明され た.残念ながらSPSではQGPの「発見」には至らなかっ たが、以下に示すようにさらにエネルギーの高いRHICに おける研究への橋渡しとなった.

#### 2.3 RHICにおけるクォーク・グルーオン・プラ ズマの発見

SPSでの実験結果を受け,RHICではQGP生成の証拠 を得るべく,衝突エネルギーを大幅に向上させた実験を 実施した.その結果,RHICでは,QGPの生成が明確に 示された.ここでは,RHICで得られた結果の中から,特 に重要な3つの実験結果を紹介する.

#### 2.3.1 クォーク・グルーオン・プラズマ生成に起因する 強い集団運動の発見

RHICでは、QGPの生成を示す有力な観測量として、「フロー」と呼ばれる粒子の集団運動の研究が精力的に行われた. 粒子の横運動量の方位角分布は、単純な核子衝突では、系の回転対称性から均一な分布をする. それに対して、重イオン衝突において熱化した系が作られた場合、系の圧力勾配や温度勾配によって生じる分布の偏りフローに反映され、異方性が生じることが期待される. 重イオン衝突実験においては、

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\phi} \propto 1 + 2v_1 \cos \phi + 2v_2 \cos 2\phi + \cdots$$

のように、この方位角分布をフーリエ変換した際の係数

Special Topic Article

に注目する.この1次の項 $v_1$ を「指向型フロー」と呼び, 2次の項 $v_2$ を「楕円型フロー」と呼ぶ.特に,楕円型フロー は熱化による非等方性をあらわす量として解析されてきた.

このような集団運動は、系の熱化が早ければ早いほど、 生成された粒子同士の結合(相互作用)が強ければ強い ほど、強度が大きくなる. RHICでの研究開始当初は、  $v_1, v_2$ を中心に研究が実施されたが、のちに高次の係数の 解析も進められた.

図5にRHIC-PHENIX実験でのv2の測定結果を示す. 結果は、予想を超える大きな非等方性を示し、初期衝突 直後の急速な熱化を示唆する結果となった.さらに、測 定した粒子内のクォークの数でv2と横方向のエネルギー (*KE*<sub>T</sub>)を割った場合、図5に示すようにすべての粒子が 同じふるまいをすることがわかった.これはクォークレ ベルでの集団運動を強く支持する証拠となった[14].

2.3.2 高エネルギー密度と強結合を持つ系の生成

生成された系が、高いエネルギー密度を持ち、構成粒 子が強く結合することを示唆する結果が、高運動量ハド ロン生成の測定によって得られた、RHICエネルギー領域 の核子・核子衝突では、ジェットと呼ばれる数GeV/c以 上の高い運動量を持つ粒子が、核子中のクォーク同士の 衝突によって生成されることが知られている. 重イオン 衝突においても、初期の核子・核子衝突(中のクォーク 同士の衝突)により、ジェットが生成される. この生成 量や運動量分布は、重イオン衝突中で生じる核子・核子 衝突の回数により正確に推定できる. これに対して、実 際に重イオン衝突により測定した高運動量粒子の運動量 分布との比を取ることにより、生成された媒質内でジェッ トが受ける効果を評価することができる. これに対して 低運動量粒子は様々な効果によって生成され評価が難し いため、高運動量粒子を用いることが重要な点となる.

生成された高運動量粒子は、媒質と相互作用しながら 動きまわる.媒質の密度が高かったり、媒質と強く相互 作用する場合、媒質中で容易にエネルギーを失い、高運 動量の粒子の収量が減少する.この収量変化を定量的に 測定することにより、系のエネルギー密度や粘性などの



図5 楕円型フロー v₂を測定粒子中のクォーク数で割った量の クォークあたりの横運動量依存性(a),およびクォークあ たりの横方向の運動エネルギー依存性(b)[14].

情報が得られる.この現象はジェット抑制現象と呼ばれる.

図6にRHIC-PHENIX実験の測定結果を示す.縦軸は、 金原子核衝突で得られた収量を、陽子・陽子衝突の重ね 合わせから期待される収量で割ったものである。特に高 横運動量 ( $p_{T}$ )領域で強い抑制が観測され、クォークレ ベルの高いエネルギー密度が実現されていることが強く 支持された.さらに、ジェットのエネルギー損失の強度 を様々に変化させたモデル計算(図中の水平方向の線に 対応)と実験結果を比較することで、輸送係数パラメー  $g(\langle \hat{q} \rangle)$ が決定された.この結果から、この媒質はクォー クと強く結合した流体的な振る舞いをすることが示され た.

#### 2.3.3 直接光子による衝突初期温度の測定

集団運動やジェットの収量抑制の測定により、生成し た系がクォークレベルで熱化し、高いエネルギー密度と 強い結合を持つことがわかってきたが、並行して温度に 代表される系の熱的な性質の測も試みられた. 高エネル ギー重イオン衝突を用いた QGP 研究では、系が急速に時 間発展するため、どの時点での温度を測定しているのか が重要である.ハドロンを用いた場合は,系の化学組成 や運動量成分が凍結する比較的終期での温度が測定され る.これに対して、生成した系の初期の温度を測定する 試みとして、直接光子(重イオン衝突の初期において、 核子のクォークやグルーオンの衝突反応から直接生成さ れる光子)の横運動量分布の測定が試みられた.光子は, クォークとの相互作用が弱いため、衝突の初期で生成さ れた光子がそのまま系の外に飛び出すことができる。こ の光子の運動量分布から、系の初期の温度を評価できる. しかし、この測定にも大きな困難がある。それは、光子 は終状態を含む系の時間発展のあらゆる段階で生成され るため、初期状態で生成された光子ではない背景光子が 多く存在することである.特に,終状態でのハドロン崩 壊による背景光子の影響が大きく、初期光子は測定が難 しい. そこで、QGPから直接的に輻射される光子(直接 光子)を,直接光子に付随する仮想光子がレプトン対に



図6 金原子核衝突における中性 π 中間子の生成量を陽子・陽子 衝突でスケールしたものの横運動量依存性. 各線は, 生成 媒質中の (ĝ)を仮定したモデル計算[15].

変換する事象を用いて測定した.

図7にRHIC-PHENIX実験の測定結果を示す.ハドロン崩壊による背景光子を引いた光子の横運動量分布である.モデル計算によると、低運動量領域では初期状態からの輻射を起源とする光子が主要な寄与をし、高運動量領域では、上述の強い散乱からの光子が分布を作る.種類の違う点は、陽子・陽子衝突および金・金衝突のいくつかの衝突中心度と測定手法の結果を示している.点線は、初期状態からの輻射を起源とする光子を含まないモデル計算の分布である.この分布からの超過分を温度として評価すると、300 MeV以上に相当することが示唆された.QGPの生成に十分な高温が達成されたことを示している.ただし、最近の研究により、この解析は集団運動の影響により実際の温度よりは高い温度を示していることがわかっている.

#### 2.4 RHICにおける研究のまとめ

RHICにおいては、上述の結果に代表されるような QGPの生成を示す測定結果が数多く得られ、ついにQGP の発見へと至った。

さらに、RHICで生成されたQGPのエネルギー密度,



輸送係数の評価などの研究の結果,生成されたQGPが強 結合の流体的振る舞いを示すことが判明した.また,生 成した系が達成した温度は,これまでに人類が見たこと もない高温であり,まさに宇宙の最初期にしか存在しえ なかったありえない物質を実験室で研究することを可能 としたのである.

実験的には、クォーク相の持つ性質とハドロン相の持 つ性質の区別が明確になったのが、RHICにおける大きな 成果である.これにより、SPSエネルギーとRHICエネ ルギーの間でのクォーク相とハドロン相の相転移の研究 がすすめられた.

#### 参考文献

- [1] I.G. Bearden *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 102301-1 (2004).
- [2] T. Alber et al., Phys. Rev. Lett. 75, 3814 (1995).
- [3] A. Andronic and P. Braun-Munzinger, Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the Quark-Gluon Plasma. In: Arias, J.M., Lozano, M. (eds) The Hispalensis Lectures on Nuclear Physics Vol. 2. Lecture Notes in Physics, vol 652. Springer, Berlin, Heidelberg.
- [4] F. Antinori *et al.*, Nucl. Phys. A **661**, 130c (1999).
- [5] A. Andronic et al., Nucl. Phys. A 772, 167 (2006).
- [6] F. Karsch, J. Phys. G **31**, S633, (2005).
- [7] C. Alt et al., Phys. Rev. C 77, 024903 (2008).
- [8] G. Agakichiev et al., Eur. Phys. J. C 41, 475 (2005).
- [9] R. Arnaldi et al., Eur. Phys. J. C 61, 711 (2009).
- [10] G.E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. 66, 2720 (1991).
- [11] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B 178, 416 (1986).
- [12] M.C. Abreu *et al.*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **92**, 43 (2001).
- [13] U. Heinz and M. Jacob, arXiv:nucl-th/0002042 (2000).
- [14] A. Adare *et al.*, [PHENIX], Phys. Rev. Lett. 98, 162301 (2007).
- [15] A. Adare *et al.*, [PHENIX], Phys. Rev. Lett. **101**, 232301 (2008).
- [16] A. Adare *et al.*, [PHENIX], Phys. Rev. Lett. **104**, 132301 (2010).
- [17] A. Andronic et al., Nucl. Phys. A 834, 237c (2010).

# 小特集 クォーク・グルーオン・プラズマ研究を含めた重イオン衝突物理の現状と展望 クォーク・グルーオン・プラズマ物性の精密研究と将来展望

## 3. Detailed Characterization of Quark-Gluon Plasma and Future Prospects

郡 司 卓 GUNJI Taku 東京大学原子核科学研究センター (原稿受付: 2024年3月20日)

RHIC におけるクォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)に関する数々の発見を受けて、2010年より RHIC の約14-27倍の衝突エネルギーを持つ CERN の LHC の運転が開始された。LHC では、RHIC 以上の高温度・高体積・高寿命のクォーク・グルーオン・プラズマを生成する。RHIC と LHC の共演により、QGP の物理は、発見から精密科学へと発展する。LHC における新発見を中心に、RHIC と LHC がもたらす QGP 研究の最前線 を報告する。

#### Keywords:

Quark-Gluon Plasma, Relativistic Heavy-ion collisions, Relativistic Heavy-Ion Collider, Large Hadron Collider, ALICE, sPHENIX, Electron-Ion Collider

#### 3.1 新たな研究の舞台「LHC」の始動

#### 3.1.1 LHCの始動

RHICで大成功を収めたクォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)の物理は、CERN-LHCの始動により、新たな局面を迎えている。RHICとLHCの共演により、QGPの物理は「発見」から「精密科学」へ進展する。

LHC[1]は、スイスのジュネーブにある欧州素粒子原 子核研究機構(CERN)が持つ世界最高エネルギーのハ ドロン衝突型加速器である。LHCは、2000年まで稼働し ていた電子-陽電子コライダー(LEP)の後続計画とし て1994年に立案され、15年以上かけて建設された.陽子 の最大加速エネルギーは7 TeV、鉛イオン(<sup>82</sup>208Pb)の場 合は、核子あたり2.76 TeVである。加速器は、地下平均 100 mに作られ、その円周は約27 kmで、山手線とほぼ同 じ大きさである。日本はビーム収束用の超伝導電磁石に おいて大きな寄与を果たしている[2].

LHCの主目的は, 陽子・陽子衝突による素粒子物理学の推進である.標準模型で予言されながら唯一未発見であったヒッグス粒子と標準模型を超える物理現象の発見が主な目的である.この目的のために, ATLAS実験とCMS実験が配置されている.2009年に,世界初となるTeV領域の陽子・陽子衝突(重心エネルギー7TeV)が行われ,素粒子物理学は新しい時代に突入した.そして,2012年にATLAS実験とCMS実験の両実験がヒッグス粒子の発見を公表し,大きな注目を集め,2013年のノーベル物理学賞の受賞につながった[3].

LHCは素粒子物理学のための加速器と思われがちだが、 実は、QGPのための加速器でもある.LHCの年次運転の 中で、1ヶ月ほどは重イオン加速が優先的に行われる.こ の間は、ALICE実験が主役となり、QGP研究のための重 イオン衝突データが取得される.2010年に、RHICの約 14倍にあたる、核子対重心エネルギー2.76 TeVの鉛・鉛 衝突が行われた.その後、LHC運転第1期(2009-2012年) は2.76 TeV,第2期(2015-2018)は5.02 TeV,第3期(2022 -2025年)は5.36 TeVの重イオン衝突が継続的に行われ ている.

#### 3.1.2 ALICE実験[4]

ALICE実験はLHCで行われている4つの実験のうち 唯一高エネルギー重イオン衝突に特化し、QGPの研究に 主眼を置く国際共同実験である[5]. 42カ国, 175機関, 2000人規模で構成され、日本からは、筑波大学、東京大 学, 奈良女子大学, 広島大学, 佐賀大学, 長崎総合科学 大学が参加している.現在のALICE実験の構成を紹介す る[6]. 衝突点から外側に向けて、7層のモノリシックシ リコンピクセル検出器 (ALPIDE), 4層のガス電子増幅 器を使って連続運転を行うタイムプロジェクションチェ ンバー (TPC), 遷移輻射検出器, 飛行時間測定器, 電 磁カロリメータなどが配置される.前方方向には、4層 のシリコンピクセル検出器とミューオン測定用のスペク トロメーターがある. さらに、検出器から連続的にやっ てくるデータを, 並列計算能力に優れるGPU (Graphic processing unit) を大量に使って、リアルタイムに生デー タから物理情報に変換するデータ収集系が配備されてい る.図1は、2023年の鉛・鉛衝突のイベントディスプレ イである.これらの飛跡がオンラインで再構成されてい る. 今までの50-100倍のデータを2025-2032年に収集

Center for Nuclear Study, Graduate School of Science, the University of Tokyo

author's e-mail: gunji@cns.s.u-tokyo.ac.jp



図1 ALICE 実験と鉛・鉛衝突のイベントディスプレイ.

する予定であり、QGPのより精密な物性を研究する.

#### 3.2 精密研究に迫る新しい測定

これまでにRHICやLHCの重イオン衝突で得られた最 新の成果を,LHCを中心にまとめる.

#### 3.2.1 高次のフローの発見

2章で紹介したように、RHICでは、方位角異方性、特 に、2次の楕円フロー(v2)に対する研究が行われてきた. しかし、LHCでは、高精度化によって2次だけではなく、 3次,4次,5次といった高次のフローが測定されている. 鉛や金のような重い原子核中の核子の空間分布は平均的 にはWoods-Saxon分布で与えられるが、衝突事象ごとに みれば、核子の空間分布は揺らいでいる、また、高エネ ルギー極限の核子はグルーオンによって支配されている が、グルーオンのエネルギー密度も空間的に揺らいでい る. このような揺らぎによって、衝突直後状態には、2次 だけでなく高次の異方性が存在する.この場合, v2と同 じように、系の流体的膨張に伴い、運動量空間に3次や4 次の異方性が発生する.図2は、超中心衝突における低 運動量粒子の2粒子方位角度相関を見たものである.こ の相関から、n次のフローvnを抜き出したパワースペクト ラムが,図3である[7]. 高次のフローになるほど,粘性 の影響をより強く受けるが、高次のフローが終状態まで 残っていることは、QGPの粘性係数が著しく小さいこと を示唆する. RHICでも同様の高次のフローが発見された [8]. 図4は、初期状態の揺らぎと流体計算を組み合わせ たモデルとの比較である.2次から5次の全てのフローが 再現されることがわかった[9].

#### 3.2.2 ジェットのエネルギー損失の直接測定

高エネルギークォークやグルーオンは、QGP中でエネ ルギーを失うが、その損失量は、QGPのパートン密度や 輸送係数(〈q〉)に依存する.2章でみたように、RHIC では高エネルギークォークやグルーオンからの破砕粒子 の測定により、クォークやグルーオンのエネルギー損失に ともなう大きな収量抑制が観測された、LHCエネルギー 領域では、RHICエネルギーと比較してハード散乱の断面 積が圧倒的に大きく、非常に多くの高エネルギージェッ トが生成される。かつ、LHCのATLASやCMS実験は、 高エネルギージェットを高精度に再構成する電磁カロリ メータとハドロンカロリメータを持つ、そのため、LHC



図2 超中心衝突における2粒子間の角度相関とフーリエ展開の フィット[7].



図3 中心衝突における1次から8次までの集団運動の大きさ [7].



図 4 高次の集団運動の粒子多重度(LHC)と運動量依存 性(RHIC)と流体計算との比較.LHCでの比粘性=0.2, RHICでの比粘性=0.12の場合[9].

ではジェットの直接測定によるクォークやグルーオンの エネルギー損失に関する研究が可能となった.ジェット のエネルギー損失を通して,生成されたクォークやグルー オンの正味のエネルギー損失を直接的に議論することが できる.QGPがなければ、ジェットは対となって反対方 向に同じエネルギーを持って放出されるが、2つのジェッ トがQGP中を通過する距離が異なると、QGP中のエネル ギー損失によって、ジェット対のエネルギーは非対称に なる.この現象がCMSで測定され、図5に示されている [10].また、図6に示す通り、ATLAS実験の最新結果に よれば、900 GeVの高エネルギージェットまで、QGP中 でエネルギーを失うことがわかっている[11].クォーク やグルーオンがQGP中でエネルギーを失うことはわかっ Special Topic Article



図5 パートンのエネルギー損失により, ジェット対のエネルギー が非対称になっている. CMS 実験より[10].



図6 ジェットの R<sub>AA</sub> とジェットエネルギー依存性[11].

たが「失われたエネルギーはどこにいったのか?」という疑問が湧いてくる. 高エネルギージェットと粒子の角 度相関をみると、ジェットの進行方向から広い角度方向 に多く粒子が作られることがわかっている[10]. その伝 播はQGPの音速や状態方程式に依存する.

#### 3.2.3 重クォークの測定

チャームやボトムクォークは、質量が系の温度よりも 十分に大きいので熱的な生成はなく、基本的に初期のハー ド散乱のみで生成される.初期の生成量や運動量分布な どは陽子・陽子衝突の重ね合わせと摂動計算で理解する ことができる.低運動量のチャームとボトムクォークは、 QGP中ではブラウン運動し、物質中のクォークやグルー オンとの衝突を通じて運動量を変える.終状態の運動量 分布やフローから、QGP中における拡散係数がわかる. RHICでは低運動量チャームクォークの測定ができたが、 ボトムクォークは生成断面積が小さく難しかった.一方、 LHCではボトムクォークの振る舞いが新しく測定できる. 図7は、ALICE実験で測定されたチャームとボトムクォー クを含むハドロンの楕円型フロー(v2)を示す[12].チャー ムに比べボトムクォークはフローに参加し難いことを示 し、熱化にも到達しにくいことがわかった.

#### 3.2.4 J/ψの収量増大とYの抑制

J/φの収量抑制は、QGPの証拠と考えられ、SPSの時 代から精力的な研究がなされてきた。2章で見たように、 SPSの中心衝突で見つかった異常収量抑制から始まり、 RHICでも同様に大きな収量抑制が観測された。LHCで は、Yの収量測定が初めて実現した.図8に、CMS実験 が測定した、鉛・鉛衝突におけるミューオン対の不変質 量分布を示す[13].陽子・陽子衝突からの予想収量(点 線)に比べ、鉛・鉛衝突では、束縛が緩い励起状態Y(2S) とY(3S)が大きく抑制されている.図9は、チャーモニ ウムとボトモニウム抑制量と束縛エネルギーの関係であ る[14].抑制の大きさは、束縛エネルギー(系の大きさ)



図7 DメソンとBメソン崩壊からくるDメソンの楕円フロー と横運動量依存性[12].



図8 CMS が測定した陽子 - 陽子衝突からの予想収量(破線) と鉛・鉛衝突(点)のミューオン対の不変質量分布[13].



と強く相関し,カラー遮蔽効果による抑制効果と定性的 には無矛盾であることがわかった.今後は,これらの結 果と理論モデルとの比較を通じて,QGPの遮蔽長などの 物性を導き出す.

図10のJ/ψは横運動量が大きい粒子に関する結果であ る.LHCエネルギーでは、一回の重イオン衝突事象で多 くのチャームクォークと反チャームクォークが生成され る.ALICE実験は、低い運動量領域においては、抑制で はなく、逆に収量の増大を報告した[15].低い運動量領 域では、熱化したチャームと反チャームが再結合するこ とでJ/ψを生成する.このような新しいJ/ψの2次生成も LHCでの重要な発見である.

#### 3.2.5 小さい系での集団運動

LHCでの陽子・陽子衝突や陽子・鉛では、重イオン衝 突と同じようなフローが報告された. その後, RHICで も同様の結果が発見されている.フローが起こる条件は, 系の大きさに比ベクォークやグルーオン間の平均自由行 程が短いことであり、小さい系でも集団運動が見られる ことは、多くの研究者が予想していなかった、図10は、 ALICE 実験の陽子・鉛衝突の中心衝突における, π中間子, K中間子,陽子のv2であり,鉛・鉛衝突と同様の傾向を 示していることがわかる[16].同じようなフローが,陽子・ 金,重陽子・金,He・金衝突にて,PHENIX実験から報 告されている[17]. 陽子は3個の構成子クォークを持ち. 高エネルギー極限ではこのクォークが種となって、グルー オンやクォーク対を多重生成する. これらのゆらぎによっ て、陽子は複雑な空間非等方性をもち、この非等方性と 流体的時空発展があれば、実験結果を再現することがで きる.

小さい系では、フローだけでなく、粒子多重度の増加 にともない、AGSやSPSで見られたストレンジバリオン の収量の増大も報告されている[18]. 図11は、ALICE実 験で測定された、K中間子、Λ、Ξ、Ωバリオンの粒子多 重度依存性である. 陽子・陽子、陽子・鉛衝突において、 粒子多重度の増加に伴い、ストレンジバリオンの収量が 急激に増大している.小さい系でもQGPのような局所平 衡物質であれば、そこから熱化や流体化へのダイナミク スに迫ることが可能かもしれない.



図10 陽子・鉛衝突における, 2次の方位角異方性と mass ordering [16].



図11 ALICE 実験で測定されたストレンジバリオンの収量増加 [18].

#### 3.3 QGPの物性

RHICやLHCの様々な測定と結果から、ベイズ推定法 を用いて、QGPの物性を制限する試みが進んでいる.相 対論的流体模型は状態方程式,粘性などのQGPの性質を パラメータとして内包している.多くの時空発展モデル は、初期条件,流体膨張、ハドロン化、ハドロン間の終 状態相互作用で構成されている.これらの各過程にパラ メータが存在し、それらが実験結果を説明する上で相関 を持っていることがわかってきた.ベイズ推定法は、様々 な実験結果を同時に解析しモデルに存在する全てのパラ メータを一挙に決定する方法である.その遂行には非常に 多くの計算量を要するが、最近の計算機能力の向上によ り、このような解析が進んでいる.図12と図13に、例と して、ベイズ推定法によって制限された比粘性と重クォー クの拡散係数の温度依存性を示す[19,20].得られた比 粘性は、強結合系における最小値に切迫しており、生成



図12 ベイズ推定で制限された比粘性の温度依存性[19].



図13 ベイズ推定で制限された重クォークの拡散係数[20].

されたQGPが非常に強く結合した系であることを示唆す る.しかし、この解析結果はインプットとなる理論モデ ルや物理量のパラメトライズに依存しているため、得ら れた結果の吟味を慎重に行う必要があることに注意した い.計算機能力の向上と実験精度や理論精度の向上によ り、ベイズ推定法は今後ますます重要な解析手段となる であろう.

#### 3.4 今後の展望

#### 3.4.1 まだわかっていないこと

RHICでの発見を受け、LHCではその精密研究が展開 され、QGPの物理は着実な進化を遂げているが、多く課 題も残されている.今後の課題として,①QGPの性質の 温度依存性、特に高温度領域の物性、②衝突初期条件の 確定,③熱化や流体化に至る動的機構の解明,④カイラ ル対称性の回復現象の探索など、が挙げられる. ①に関 しては、衝突初期に作られ高温度領域に感度のあるプロー ブ (ジェットやボトム, Υ)の高精度測定が重要である. ②に関しては、実験結果を再現するQGPの比粘性は、初 期状態の取り方に強く依存することがわかっているので, 初期条件の確定は急務である。初期条件は、高エネルギー 原子核内部のパートン構造で決まる.③は、衝突後から 熱化や流体化に至る非平衡時空発展の解明である。長い ラピディティ方向の粒子相関の測定が、衝突後に早い熱 化を実現する有力なシナリオの検証に有益である.④に 関しては、格子QCD計算によれば、高温領域では、非 閉じ込めが起こるのと同時にカイラル対称性が回復した 状態が実現する.カイラル対称性の回復と破れの検証は, ハドロンの質量発現機構とも関連した非常に重要な課題 である.これらを達成するために、様々な実験の高度化、 新しい実験や加速器の計画が考えられている. その高エ ネルギー指向の実験例として、以下の4つのプロジェク トを挙げたい.

#### 3.4.2 RHIC-sPHENIX 実験

RHICで行われていたPHENIX実験は2016年にデータ

収集を完了し、その後、後続実験「sPHENIX実験」が立 ち上がった.RHICで十分な精度で測定することができな かったジェット、bクォーク、Yなどの稀事象の測定に主 眼を置く実験である.2023年に試運転を終えて、2024-2025の2年間で、金・金衝突のデータを取得し、ジェッ ト・bクォーク・Yの稀事象を測定し、QGP研究に対する RHICのミッションを完遂する.

#### 3.4.3 ALICE-FoCALアップグレード

LHCは2026年から2029年まで陽子ビーム高輝度化に 向けた大規模な改修作業を行う.この改修期間の間に, ALICE実験は,最内層のシリコンピクセル検出器と前方 方向の電磁カロリメータ,ハドロンカロリメータ(合わ せて前方カロリメータ,FoCAL)を建設する.FoCAL の目標は,LHCエネルギーにおける原子核内のパートン 構造,特に高密度のグルーオン飽和状態の探索を通じて, QGPの初期状態を特定することにある[21].日本グルー プも筑波大学を中心としてFoCALプロジェクトを推進し ている.

#### 3.4.4 ALICE3計画

ALICE実験では、2035年以降に、最新のシリコンピク セル技術を結集して、測定器を大幅に入れ替える[22]. 重クォークや電子対の測定を中心に据え、電子対の測定 では、重クォーク起源のバックグランドを高精度で取り 除くことで、ベクトル中間子とカイラル混合した擬ベク トル中間子の質量スペクトルを初めて測定することが可 能になり、高温度領域におけるカイラル対称性の回復現 象の探索が前進すると期待される.

#### 3.4.5 電子-イオン衝突型加速器 [EIC] 計画

2025年にRHICは運転を終了し,BNL研究所の加速器 実験はRHICから「電子-イオン衝突型加速器(EIC)」 に舵を切る[23].EICは、高エネルギーの偏極電子と偏 極陽子や重イオンの衝突を目的として、世界で唯一新し く建設される加速器である。先行研究のHERA加速器(ド イツ)の100-1000倍の輝度が実現し、これまで見ること のできなかった核子や原子核の内部構造に迫ることがで きる。高密度グルーオン飽和を探索し、QGPの初期状態 を解明するとともに、高密度のグルーオン飽和状態の性 質が明らかになることが期待される。

RHICとLHCに共演により、QGPに関する多くの知見 が集まりつつある.その背景には、加速器技術、実験技術、 計算機能力の向上があり、今後の更なる進展により、よ り一層、QGPの学術は深く、そして学際的な広がりを見 せると思われる.様々な階層で見られる強相関物性の統 合的理解、線形応答領域を超える極限非線形非平衡科学、 古典・量子プラズマ物理など、分野を超えて一緒に研究 できる日を夢見て、今後もQGPの物理を発展させていき たい.

#### 参考文献

[1] https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider

- [2] 山本 明 他: 加速器 6,96 (2009).
- [3] ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B716, 1 (2012), CMS Collaboration, Phys. Lett. B716, 30 (2012).
- [4] https://lpc.web.cern.ch/
- [5] http://alice-collaboration.web.cern.ch/
- [6] ALICE Collaboration, to be published in JINST, 2024, arXiv:2302.01238.
- [7] ALICE Collaboration, Phys. Lett. B 708, 249 (2012).
- [8] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 107, 252301 (2011).
- [9] C. Gale *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 012302 (2013).
- [10] https://cds.cern.ch/record/1309898, CMS Collaboration, Phys. Rev. C. 84 (024906).
- [11] ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B 790, 108 (2019).
- [12] ALICE Collaboration, Eur. Phys. J. C 83, 1123 (2023).

- [13] CMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 109, 222301 (2012).
- [14] Zhen Hu *et al.*, International Journal of Modern Physics A, **32**, Nos. 19n20, 1730015 (2017).
- [15] ALICE Collaboration, Phys. Lett. B 734, 314 (2014).
- [16] ALICE Collaboration, Phys. Lett. B 726, 164 (2013).
- [17] PHENIX Collaboration, Nat. Phys. 15, 214 (2019).
- [18] ALICE Collaboration, Nat. Phys. 13, 535 (2017).
- [19] Jonah E. Bernhard et al., Nat. Phys. 15, 1113 (2019).
- [20] Y. Xu et al., Phys. Rev. C 97, 014907 (2018).
- [21] ALICE Collaboration, CERN-LHCC-2020-009.
- [22] ALICE Collaboration, arXiv:2211.02491; CERN-LHCC-2022-009.
- [23] https://www.bnl.gov/eic/



## 4. RHICにおけるクォーク・グルーオン・プラズマ研究と QCD 相構造の探索

#### 4. Quark Gluon Plasma and QCD Phase Diagram at RHIC

江 角 晋 一 ESUMI ShinIchi 筑波大学数理物質系物理学域 宇宙史研究センター (原稿受付:2024年3月20日)

RHIC や LHC 加速器を用いた実験により高温領域におけるクォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)の性 質が明らかになりつつある。一方で、AGS や SPS 加速器のエネルギー領域では、特に高密度領域において相転 移の様子が異なり、量子色力学(QCD)臨界点があることが期待される。そのため RHIC や SPS 加速器を用い て衝突エネルギーを走査する実験が行われている。本章では、RHIC 加速器におけるビームエネルギー走査実験 の結果を紹介する。

Keywords:

phase transition, critical end point, beam energy scan

#### 4.1 ビームエネルギー走査実験

QCD相図の高温領域から高密度領域に渡る相転移の様 子の変化を探るために、米国BNLのRHIC加速器では、 原子核衝突のビームエネルギーを変化させるビームエネ ルギー走査実験(BES実験)が行われている.第1期 のBES実験においては、核子対あたりの重心エネルギー ( $\sqrt{s_{\rm NN}}$ ) = 7.7~62.4 GeV領域で衝突エネルギーを走査し、 この後紹介するように複数の興味深い実験結果が見えた ため、第2期のBES実験として $\sqrt{s_{\rm NN}}$  = 3~27 GeV領域に おいて、高統計の衝突実験を行うことになった.

図1には、RHIC加速器におけるSTAR実験のセット アップを示す.通常は、衝突型実験モードにより検出器 の中心付近の原子核衝突を測定するが、重心系エネルギー を下げるために、片側のビーム原子核と固定標的内の原 子核との衝突事象を測定する固定標的実験モードによる 実験も併用する. 図2には、第1期および、第2期のビー ムエネルギー走査実験(BES-I, BES-II実験)により収 集した実験データのリストを示す. RHIC加速器では、 7.7 GeVまで衝突型実験モードで実験を行い、さらに低い エネルギー領域は、固定標的実験モードで実験を遂行し た.

√s<sub>NN</sub> (GeV) Beam E (GeV)

26.5 (FXT)

54.4

7.2

2017

2018



Tomonaga Center for the History of the Universe, University of Tsukuba, Tsukuba, IBARAKI 305-8571, Japan

author's e-mail: esumi.shinichi.gn@u.tsukuba.ac.jp

BES-I

70 M

# of Good Events

1350 M

560 N

155 M

#### 4.2 原子核衝突により達成された温度・密度

衝突により生成されるハドロンの収量や,運動量分布 を用いることで、衝突系の終状態を表す様々な凍結温度 を測定することができる.図3に示すように、衝突ビー ムエネルギーを走査することにより、ハドロン生成時に おける化学的凍結温度とバリオン密度の変化を確認した. 衝突エネルギーを下げると、原子核内のバリオンストッ ピング効果の増大により、高密度状態が生成されている ことがわかる.ハドロンが最終的に放出される時点の熱 力学的凍結温度は、観測されたハドロンの運動量分布か ら導出され、上の化学的凍結温度に比べるとさらに低く なる.一方でハドロンとの相互作用の小さなレプトン対 や光子の分布を測定すると、熱的電子対の質量分布や熱 的光子の運動量分布を直接観測することができ、反応領 域における衝突初期の温度が測定できる.

図4は、電子対の不変質量分布の形状を用いた温度測 定結果のバリオン化学ポテンシャル(μ<sub>B</sub>)に対する依存 性を表す.低質量領域の分布を用いた測定温度(*T*<sub>LMR</sub>)は、 化学的凍結温度に近く、また格子 QCD 計算から予想され



図3 ハドロン生成量を化学平衡モデルによりフィットして得ら れた化学的凍結温度 T<sub>ch</sub>とバリオン化学ポテンシャル µB の相関を表す. 衝突のビームエネルギーを下げることによ り,高密度領域の QCD 相図の領域の探索が可能になる[1].



図4 熱的電子対測定により得られた2つの温度測定結果を表 す.低質量領域の分布を用いた温度をTLMRと、中間質量 領域による温度TIMRを、ハドロン生成の化学平衡温度や 格子 QCD 計算と比較している[2].

る相転移温度に近いことを示している.一方で, √s<sub>NN</sub>が 20 GeV付近よりも高い場合には,ρ中間子質量からJ/ψ質 量までの中間質量領域の分布を用いた測定温度(T<sub>IMR</sub>)は, 有意に高い値を示している. 横方向運動量分布の傾きを 用いる温度測定方法よりも,不変質量分布の形状を用い る方が,動的な膨張効果による影響を受けないためより 適切な温度測定ができるとされるが,横方向運動量分布 を用いる温度測定を同時に行うことにより,さらに多角 的な理解や発展が得られることが期待される.

図5は、 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV} の金+金衝突における,直接$ 光子分布(実験的に観測される包括光子分布から,ハドロン崩壊などからくるバックグラウンド光子を差し引くことで得られる、反応領域から直接放出される光子分布)の測定から、さらに摂動論的QCD相互作用により生成される光子(原子核衝突内で起こる核子・核子散乱回数に比例することがわかっている直接光子)を差し引くことで得られる熱的光子の横運動量分布から求めた温度を示している.この方法による温度測定は、膨張する系の動 $的な効果を含むため、見かけ上の温度<math>T_{\text{eff}}$ と呼ぶが、電子 対測定の場合と同様に横運動量領域によって異なる温度 を示している.

#### 4.3 集団運動の測定と状態方程式

粒子生成の方位角異方性(フロー)は、反応平面(非 中心衝突においてビーム軸と、衝突する2つの原子核中 心間を結ぶ直線を含む平面)を基準として、生成粒子の 方位角分布が非一様になる様子を表す、衝突初期の反応 領域の幾何学的な形状や、高温・高密度物質の圧縮に対 する膨張・発展など、系の応答の結果により得られるも のであるため、高温・高密度物質系の状態方程式を反映 することが期待される。

図6に, 正味陽子の指向型フロー $v_1$ のラピディティに 対する傾きのビームエネルギー依存性を示す. この傾き は、2回符号を変え、 $\sqrt{s_{NN}} = 10 \text{ GeV}$ 領域で傾きが負の最 小値を持つことがわかる. 指向型フロー $v_1$ は、衝突する



図5 熱光子測定(実験的に観測された光子分布から,ハドロン 崩壊からの寄与や,QCD相互作用による直接光子を差し 引いたもの)により得られた熱光子横運動量分布の傾きを 用いた,2つのpT領域における温度測定結果を表す[3].



 図6 正味陽子の指向型フロー v1のラピディティーに対する傾き (dv1/dy)のビームエネルギー依存性を表す[4].

原子核の傍観部(spectators)から,原子核の反応関与部 (participants)への圧縮や,その後の関与部の膨張・発 展などによる複合的な要因・効果で生成されるものであ る.特に正味の陽子分布を用いたv1測定は,反応関与部 と傍観部からなる衝突系・反応領域の状態方程式に敏感 であり,観測された非単調な振る舞いは,1次相転移やそ の終点であるQCD臨界点,急激な状態方程式の変化など に起因している可能性がある.図内にも比較されている ように,この実験結果は単純なハドロン相互作用モデル (UrQMD)などでは,再現できないことが知られている.

図7は、反応平面に対する楕円型フローの衝突ビーム エネルギー依存性を示す、 $\sqrt{s_{NN}} = 2 \sim 3$  GeVの低衝突エネ ルギー領域では、楕円型フロー $v_2$ は負の値を示し、これ は衝突する原子核の傍観部が反応領域を通過するのに時 間がかかり、反応平面方向への粒子生成を妨げるからで ある (Shadowing効果). 一方で高いエネルギー領域では、  $v_2$ の符号が正に転じた後はゆっくりと絶対値が大きくなっ ている. これは、非中心衝突の場合に、衝突初期に作ら れる縦長 (アーモンド型)の幾何学的反応関与部の形状が、 その短軸方向(反応平面方向)へ流体力学的に楕円型の 膨張をする効果が、衝突ビームエネルギーとともに増大 している様子を示している. 本小特集第2章でも説明し たように RHIC 加速器のエネルギー領域における大きな 楕円型膨張と、この後で示すクォーク数スケーリングの 発見により、QGP 相の生成が確実視されるようになった.

図8は、クォーク1個あたりに規格化した楕円型フ ローv2の横エネルギー依存性を表す.縦軸・横軸ともに



図7 荷電粒子の楕円的方位角 v2のビームエネルギー依存性を表 す[5].



図8 識別されたハドロンの楕円的方位角 v2のクォーク数スケー リングを表す[6].

観測値をそれぞれのハドロンの構成クォーク数により規 格化している.  $\sqrt{s_{NN}} = 27 \text{ GeV}$ 付近から高い領域で,この クォーク数スケーリングがほぼ成り立っている (クォー ク数で規格化したハドロンの $v_2$ は,ほぼ同じになる)が,  $\sqrt{s_{NN}} = 3 \text{ GeV}$ においてはそれが成り立っていないことが わかる. クォーク数スケーリングが成り立つということ は,楕円型膨張がQGP相の時に (ハドロン相になる前に) 発展していることと,QGP相の終わりにクォーク結合・ 融合などの過程を経てハドロンが生成されていることを 示している.  $\sqrt{s_{NN}} = 3 \text{ GeV}$ ではハドロン相が主要であり, 27 GeVではQGP相に達していることを示している.

#### 4.4 粒子相関と反応領域の時空構造・発展

図9は、同種2粒子間の量子力学的干渉効果を用いた HBT (Hanbury-Brown Twiss) 測定により観測された反 応領域(粒子発生源)の大きさを表している.ビーム軸 方向 ( $R_{long}$ )と垂直方向に分割し、さらにそのビーム軸 と垂直方向の成分を、2粒子の平均横運動量 $p_{T}$ 方向に対 する平行成分( $R_{out}$ )と垂直成分( $R_{side}$ )に分離し、3次 元的な粒子発生源の大きさや形状を調べることを目的と する. $R_{out}$ は粒子発生の時間的広がりを含むため、ここで はビーム軸方向( $R_{long}$ )とそれに垂直な方向( $R_{side}$ )の



図 9 同種 2 粒子間の量子力学的干渉効果を用いる HBT 測定に より得られたビーム軸に対して縦方向と横方向の粒子生成 源の大きさの相関を表す[5].

2つの半径の相関を表している.図中の矢印で示した,低い衝突エネルギー領域から高い衝突エネルギー領域に向けた粒子発生源の縦横形状の変化は、反応領域の圧縮と膨張の様子を反映し、√s<sub>NN</sub>が数GeV~数10GeV領域でその大きさが最小になること(密度が最大になること)を示唆している.

図10は、粒子発生源の2つの半径(*R*<sub>out</sub>, *R*<sub>side</sub>)の自乗 の差分の衝突エネルギー依存性を表す.この差分は、粒 子発生の放出・持続時間を表す量だが、特に数10 GeV領 域の中心衝突において顕著な放出時間の増大があること を示している.この変化が、図9で示した粒子発生源の サイズの最小値や、図6で示した正味陽子のv<sub>1</sub>の傾きの 最小値と、同様の衝突ビームエネルギー領域で観測され ていることは、この衝突エネルギー領域で一次相転移の ような質的変化が起こっていることを示唆しており、特 筆すべきである.

#### 4.5 ゆらぎ測定による QCD 臨界点探索

QCD臨界点や,1次相転移に対する感度が大きいと期 待される観測量に,保存量分布の高次形状(高次ゆらぎ) がある.バリオン数や電荷数などの保存量は,全立体角 で積分すると保存されるために,それらの値はゆらぎが 無いが,実験的な測定領域(特にラピディティー領域) を限定することにより,有限のゆらぎが観測できる.観 測されるゆらぎは,その系の相関長などに影響されるた め,相転移やQCD臨界点の近傍で相関長などが増大する 場合には,ゆらぎの大きさが変化すると期待できる.特 に,高次ゆらぎ(高次のキュムラント)は,その次数が 高ければ高いほど相関長に敏感であるとされる.図11に は,正味陽子数(及び陽子数)の分布の尖度を表す4次キュ ムラントと幅を表す2次キュムラント比のビームエネル ギー依存性を表す.QCD臨界点近傍に予測されている衝



図10 ビーム軸に対して垂直方向の粒子発生源の大きさを, さら に2粒子の横方向運動量方向とそれに垂直方向に分割し, その差分(粒子生成の放出・持続時間)のビームエネルギー 依存性を表す[7].

突エネルギーに対して高次キュムラント比が振動するパ ターンに似た振る舞いが、実験的にも、20 GeV付近の極 小と7 GeV以下の領域に極大を持つような依存性として 観測された. 図に示された極小と極大を持つ曲線は、本 章著者が希望的偏見・予測に基づいて描いたものである. これは、第1期のビームエネルギー走査実験データの解 析結果であり、現状の実験的な統計的・系統的精度を考 慮すると、もちろん有意な信号とは言えない. そのため、 検出器の改良を行い、数10倍の統計量を持つ第2期のビー ムエネルギー走査実験の測定・解析が現在進められてい る.

図12には、金・金の中心衝突における3重水素原子核 triton(t:pnn)、重陽子deuteron(d:pn)、陽子proton(p) 数の生成比( $N_t N_p / N_d^2$ )のビームエネルギー依存性を示 している.核子融合模型による軽い原子核生成理論によ ると中性子密度の局所的ゆらぎがこの生成比に反映され ることが予測され、そのエネルギー依存性に非単調な振 る舞いがみられると、QCD臨界点や1次相転移によるバ リオン密度ゆらぎに関連する可能性がある.それを示唆 するかのように、一点破線で示した熱平衡モデルに対し て40程度のズレが $\sqrt{s_{NN}} = 20~30$  GeVで観測された.



図11 陽子数及び正味の陽子数分布の高次ゆらぎ(4次と2次の キュムラント比)のビームエネルギー依存性を表す[8].



図12 3重水素原子核 (t), 重陽子 (d), 陽子 (p) 数の生成比 (N<sub>t</sub> N<sub>p</sub> / N<sub>d</sub><sup>2</sup>) のビームエネルギー依存性を示す[9].

#### 4.6 まとめ

LHC加速器などの高エネルギー重イオン衝突実験によ る高温領域のQGP相に関する研究が進む一方で、SPSからRHIC加速器を用いた $\sqrt{s_{NN}} = 数~ 数10$  GeV領域の重イ オン衝突実験により、高密度領域のQCD相図を解き明か す研究が進んでいる。本章ではRHIC加速器が進めている 3~30 GeV領域における衝突ビームエネルギー走査実験の 結果のうち、QCD臨界点や1次相転移の兆候と考えられ る実験結果を示した。今後、現在進行中の実験やデータ 解析に加えて、本小特集第5章で紹介するFAIR、NICA、 HIAF、SPS、J-PARC-HIなどにおける新たな実験により、 QCD相図、その相構造や、QGP相転移の全貌が明らかに なることが期待されている。

#### 参考文献

- [1] L. Adamczyk *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C 96, 044904 (2017).
- [2] STAR Preliminary, QM2023.
- [3] A. Adare *et al.* (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. **123**, 022301 (2019).
- [4] L. Adamczyk *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **112**, 162301 (2014).
- [5] M.S. Abdallah *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. C 103, 34908 (2021).
- [6] M.S. Abdallah *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Lett. B 827, 137003 (2022).
- [7] R.A. Lacey, Phys. Rev. Lett. 114, 142301 (2015).
- [8] M.S. Abdallah *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **128**, 202303 (2022).
- [9] M.I. Abdulhamid *et al.* (STAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **130**, 202301 (2023).



## 5. 高密度クォーク物質探索の展望とJ-PARC-HI

#### 5. Future Prospects of Research on High-Baryon Density Quark Matter and J-PARC-HI

佐 甲 博 之<sup>1,2)</sup>, 原 田 寛 之<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター,<sup>2)</sup>日本原子力研究開発機構 J-PARC センター

(原稿受付:2024年3月20日)

RHIC-BES 実験の成功を受けて、さらに低エネルギー、高統計測定において高密度クォーク物質を探索する ドイツ FAIR-CBM, ロシア NICA 等の将来計画が進行している. これらを概観し、さらに高強度のビームによる 高密度クォーク物質の高感度探索を行う J-PARC-HI 計画の概要と計画についての展望を記述する.

#### Keywords:

J-PARC Heavy-Ion Project, FAIR-CBM, NICA, NA61/SHINE, QCD phase structures, QCD critical point, color superconducting phase, neutron Star, neutron merger, strangelet

#### 5.1 RHIC-BESから超高密度物質研究へ

#### 5.1.1 低エネルギー・高レート重イオン衝突実験と期待 される物理

RHIC-BES実験においては、 $\sqrt{s_{NN}} = 8-20 \text{ GeV} の範囲$ における衝突型加速器実験および、 $\sqrt{s_{NN}} = 3-8 \text{ GeV} の固$ 定標的型実験が行われてきた. これらのエネルギー領域の重イオン衝突では原子核密度の5-10倍という超高バリオン密度が達成されると考えられている.ただしRHIC加速器では低エネルギーでのビーム強度に限界があるため、高密度クォーク物質のQCD相構造解明のためには、さらなる高強度加速器による実験が望まれている.

前章で紹介したようにRHIC-BESでは正味陽子数の4 次の事象毎ゆらぎにQCD臨界点の兆候と考えられる非単 調なエネルギー依存性,および8-10 GeV付近における増 大が観測されたが,統計量が足りていない.また,カイ ラル対称性回復のシグナルと期待されているベクター中 間子測定および,相転移信号の有力候補である熱光子測 定のためには、レプトン対測定が必要であるが,RHIC-BESの低エネルギーでは統計量が少ないため難しい.

このような状況を受け、FAIR-CBM、NICA(Nuclotronbased Ion Collider fAcility), J-PARC 重 イ オ ン 計 画 (J-PARC Heavy-Ion Project, J-PARC-HI[1]) 等, 低エ ネルギー, 高強度の重イオン衝突計画が進んでいる.

これらの加速器で実現される物質の密度は、中性子星 の中心部と同様に原子核密度の5-10倍に達すると考えら れており、高密度ハドロン・クォーク物質の性質の研究、 QCD相図の高密度領域において存在が予想されている一 次相転移境界、QCD臨界点、およびカラー超伝導相の探 索、ストレンジネス生成およびハドロン間相互作用の研 究を行う.

#### 5.1.2 世界の高密度物質研究の重イオン計画の概観

ここで、世界で進む重イオン衝突実験の計画を概観す る.図1は衝突エネルギーと重イオン衝突レートの関係 を示している.図のように様々な計画が現在進行中また は建設が進んでいる.このことは高密度物質研究の国際 的な重要性を示している.前章で見てきたように、高密 度物質のQCD相構造等の研究で高統計の測定は非常に重 要である.これを実現する最も高いビーム強度(10<sup>11</sup> Hz) と衝突レート(10<sup>8</sup> Hz)が期待される計画は現在検討が 進んでいるJ-PARC 重イオン計画(J-PARC-HI)である.



Nuclear Science Research Institute, Advanced Science Research Center, IBARAKI 319-1195, Japan

corresponding author's e-mail: hiroyuki.sako@j-parc.jp

SAKO Hiroyuki<sup>1, 2)</sup> and HARADA Hiroyuki<sup>2)</sup>

Special Topic Article

衝突エネルギーは2-5 GeVの広い範囲でエネルギー走査 が可能である.ドイツのFAIR (Facility for Antiproton and Ion Research)計画における,CBM (Compressed Baryonic Matter)実験は、J-PARCとほぼ同じエネルギー 領域を持ち、10<sup>7</sup> Hzの衝突レートを実現する.STAR-BES,NICA,NA61/SHINEはより高いエネルギー領域を 広くカバーするが、衝突レートはJ-PARC-HIやCBMよ りは低い.NICAはJ-PARC-HI/CBMとSTAR-BESの間 のエネルギー範囲1.2-12 GeVをカバーする計画である が、衝突レートは10<sup>5</sup> Hz以下に制限される.CERN-SPS における唯一の重イオン実験NA61/SHINEは8-17 GeV のSTAR-BESの固定標的型実験と最低エネルギーの衝突 型実験の範囲をカバーしている.

FAIR-CBM, NICA, NA61/SHINE, NA60 + 計画につ いては1.3-1.6節で解説し, J-PARC-HIについては2節, 3節で詳しく解説する.

#### 5.1.3 FAIR-CBM

ドイツFAIR計画における重イオンビームは既存のSIS-18シンクロトロンを入射器とし、主リングSIS-100シンク ロトロンによって、陽子およびN/Z=1のイオンを核子あ たりそれぞれ29 GeVおよび15 GeVに加速する.SIS-100 からの一次ビームを利用するCBM実験は、固定標的型 実験であり、10<sup>9</sup> Hzのレートのイオンビームを利用する. 現在SIS-18のビームを利用して電子対測定を行っている HADES実験は、CBMの前方に移設され、実験を行う予 定である.

CBM実験は2025年の開始を予定している.

CBM実験のセットアップを図2に示す.標的直後に双 曲磁石があり、その中に衝突点検出器(MVD)およびシ リコンストリップ検出器(STS)があり、飛跡測定および 運動量測定が行われる.レプトン識別は、ミュオン識別 用のMUCHまたは電子識別用のRICHのどちらか一方に よって行われる.さらに電子識別用のTRDと荷電粒子識 別用の飛行時間測定器(TOF)が設置されている.CBM では前方の25°以下の角度のみが測定可能であり、低いエ ネルギーにおいては、中心ラピディティのアクセプタン スが小さくなる.一方J-PARC-HI Phase 2(後述)では より大立体角の測定を計画しており、エネルギー走査実 験をより系統的に進めることが期待されている.

#### 5.1.4 NICA

NICAは、ロシア Joint Institute for Nuclear Research (JINR) 研究所における加速器計画である[3]. 最大エネ



図2 CBM スペクトロメーター[1].

ルギー、 $\sqrt{s_{NN}} = 11 \text{ GeV}$ の金までの重イオン衝突によって 高温・高密度物質の研究を行う. Nuclotronからのビー ムを使用し、 $\sqrt{s_{NN}} = 2 - 4.5 \text{ GeV}$ における固定標的型実験 Baryonic Matter at Nuclotron (BM@N)、およびNICA 衝突型加速器において $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11 \text{ GeV}$ における実験を 行う Multi-Purpose Detector (MPD) の2つの実験から 構成される.物理目標は、集団的現象、A偏極、レプトン 対、ハイペロン、およびハイパー核生成等である.

図3にMPDスペクトロメーターを示す.検出器は0.5T のソレノイド磁石内部に設置される,主飛跡検出器は TPCであり,荷電粒子の識別はTPCにおけるエネルギー 損失,および飛行時間測定器(TOF)によって行われる. さらに電磁カロリメータ(ECAL)によって電子および光 子の識別が行われる.

#### 5.1.5 NA61/SHINE

CERN SPS加速器における NA61/SHINE は NA49の後 継実験であり、8 台の TPC および飛行時間測定器(TOF) を用いた大立体角においてハドロンを測定するスペクト ロメーターによる固定標的型実験である[4].実験の主 目的は QCD 臨界点の探索およびハドロン相から QGP 相 への相転移に関する粒子生成の研究である.この実験で は、NA49で観測された K<sup>+</sup>/ $\pi^+$ 比を Be + Be および Ar + Sc 衝突で $\sqrt{s_{NN}} = 6-20$  GeV の範囲で測定した.両者とも にエネルギーとともに緩やかな増加傾向を示し、Pb + Pb で観測されたホーン構造は観測されなかった.QCD 臨界 点探索のため、正味電荷数の 2 次、3 次、4 次キュムラ ントの測定が $\sqrt{s_{NN}} = 4-18$  GeV の範囲で p+p, Be + Be, Ar + Sc 衝突において行われたが、臨界点の兆候を示す非 単調なエネルギー依存性は観測されていない.

#### 5.1.6 NA60+

CERN SPS加速器における NA60 + は NA60 の後継実験 として 2022年にLOIが提出され、2028年の実験開始をめ ざしている[5].  $\sqrt{s_{NN}} = 6 - 17 \text{ GeV}$ の広い範囲で実験を行 い、訳2×10<sup>5</sup> Hzの高衝突レートにて実験を行う予定であ る. その目的はミュオン対測定によって、ベクトル中間 子のカイラル対称性の回復に伴う質量変化の研究、熱光 子による温度測定、およびチャーモニウムの研究である. この実験は固定標的型実験であり、双曲磁石内の標的直 後のシリコンピクセル検出器において荷電粒子運動量を 測定し、その下流にあるハドロン吸収体を透過するミュ オンを測定する.



図 3 MPD スペクトロメーター[2].

#### 5.2 J-PARC重イオン計画(J-PARC-HI)にお ける重イオン加速

#### 5.2.1 大強度陽子加速器 J-PARC

大強度陽子加速器施設J-PARCを図4に示す. J-PARC は、400 MeV H<sup>-</sup>リニアック、3 GeV シンクロトロン (RCS: Rapid Cycling Synchrotron), 主リングシンクロトロン (MR: Main Ring synchrotron) の3基の加速器で構成さ れている.現状ではJ-PARCでは陽子ビームのみを加速す ることが可能であるが、将来的にJ-PARC-HIのために重 イオンの加速をめざしている.現在の陽子のビーム加速 は、以下のようになる. リニアックで400 MeVまで加速 された負水素イオンビームは、RCSで陽子へと変換され ながら約300周回にわたってビーム蓄積(2バンチ)が行 われ, 蓄積入射後20 ms で3 GeV まで加速され, 25 Hzの 繰返しで入出射を行っている.より多くの粒子を蓄積し, より速く加速し供給することで大強度出力(エネルギー ×平均電流)を実現している.大半のビームは、中性子・ ミュー粒子を生成する物質・生命科学実験施設 (MLF: Materials and Life Science Experimental Facility) へ供 給され、数秒に4パルスのみMRへ供給している。MRで は、RCS からの3 GeVの陽子ビームを4パルス(計8バ ンチ)入射・蓄積し、入射後30 GeVまで加速する。加速 されたビームは、1度に全てのビームを出射する速い取り 出しでニュートリノ実験施設(NU).もしくは徐々に出 射する遅い取り出しでハドロン実験施設(HD)に供給し ている[6].

J-PARCのリニアックとRCSでは、2008年の供給運転 開始から順調に出力を増強しており、2018年7月にMLF 施設へ所期目標である世界最高レベルの1MW出力(粒子 数:8.4×10<sup>13</sup>個,繰返し:25 Hz)の1時間の安定運転、 2019年7月には12時間の安定運転に成功し、世界最高峰 の安定な大強度出力の実績を有する.現在は、800 kWの 共用運転を行っており、今後MLF施設の中性子生成水銀 標的や加速器を構成する機器の状態を監視しながら利用 運転での出力を1MWへ徐々に上げていく予定である.加 速器としては更なる大強度出力1.5 MW に向けて研究開発 を進めている[7].MRのニュートリノ(NU)実験への供 給では、目標(2.0×10<sup>14</sup>個)を超える粒子数(2.6×10<sup>14</sup>個)



図4 大強度陽子加速器施設 J-PARC と新設重イオン入射施設.

で大強度出力500 kWの実績を有している.より短時間で 30 GeVのビーム加速を行うべく,2023年に高周波加速空 洞や電磁石の電源を増強し,それまでの約2倍の速さの 繰返し出力を実現した.2023年12月のビーム試験におい て,760 kWのビーム取り出しに成功しており,750 kWを 超える定常運転をめざしている.MRのHD実験への供給 では,順調に出力が増強しており,60 kWの安定運転の 実績を有している.今後,ビームの安定化や標的状態の 監視を行いつつ,目標100 kWを超える出力をめざす.ま た,このHDへの遅い取り出し運転では,世界最高レベル 99.5%(ドイツGSI研究所SIS18加速器の実績:約70%) の遅い取り出し効率を達成しており,大強度化に必須と なる取り出し部でのビームロス低減の実績を有する.

このように、J-PARC加速器は約15年間の歳月をかけ て得た、大強度出力調整や安定運転の豊富な実績と経験 を有する. 大強度ビームは核融合を引き起こすようなプ ラズマ状態と比較すると温度という観点では低い.しか し、同様にビーム内の空間電荷力が強くなり、収束電磁 石などの収束力を弱め、ビームを安定に輸送・周回させ るためにはビーム物理学に基づく精密な設計・計算や調 整が必須であり、世界の大強度陽子加速器では共通の課 題 (Space Charge workshopという国際ワークショップ を定期的に開催している)となっている.既存のJ-PARC は、陽子ビームを用いた詳細な理解、ビーム力学に基づ く現実的な計算モデルの構築、世界最高レベルの大強度 出力や取り出し効率の実績などを有している. これらの 既存の加速器を活用したGeV級の重イオンビームの加速 計画は、早期の大強度出力の実現性という観点から、国 外で計画・建設されているGeV級の重イオン加速器計画 と比較して非常に高い優位性を有していると言える.

以下2.2節において,重イオンの加速スキームの概要と 重イオンビームのパラメータを示し,2.3節においては既 存のリング加速器による重イオン加速について,2.4節に おいては新設の重イオン入射器について解説する.

#### 5.2.2 J-PARC-HIの加速スキーム

J-PARC-HIにおけるビーム加速では、図4に示すよう に重イオン用入射器を新設し、現存するRCSに接続する. そして、RCSとMRの2基の加速器を活用して核子当た り10 GeVのエネルギーまで加速する.新たな入射器を検 討・設計する上で、現存の加速器の特性の把握や陽子ビー ムとの違いの考慮が重要となる.金の原子核のビームの 場合の各加速器におけるパラメータを表1に示す.

#### 5.2.3 現存の加速器における重イオン加速

RCSとMRを活用し重イオンビームをGeV級まで加速 する上で、陽子ビームとの違いを考慮しなければならな

表1 J-PARC-HI における重イオンビームパラメータ.

加速器	イオン	核子あたりエネルギー	粒子数
HIリニアック	Au <sup>33 +</sup>	10 MeV/u	$2.0  imes 10^{11}$
HIブースター	Au <sup>51 +</sup>	32.2 MeV/u	$1.5  imes 10^{11}$
RCS	Au <sup>56 +</sup>	500 MeV/u	$1.1  imes 10^{11}$
MR	Au <sup>79 +</sup>	11.5 GeV/u	$4.0  imes 10^{11}$

- い. 陽子と重イオンの主な違いは以下である.
  - 1. ビーム内の粒子の電荷数や質量
  - 2. 陽子とは異なるビーム入射ならびに蓄積手法
  - 低電荷の重イオンビーム(電子をたくさん持つ)
     の真空中残留ガスによる電子剥離や電子捕獲

RCSは、MLF実験施設への陽子ビーム供給が責務であり、 その供給を行いつつMR行きのビームを重イオンビーム に切り替える必要がある. RCSでは、25 Hzのビーム供給 においてパルス毎の行先変更やビーム出力・質の切り替え は現状でも実現しているが、ビームを曲げる偏向電磁石 や収束する四極電磁石などの主電磁石の励磁量は,25 Hz の共振電源(正弦波)を用いており、パルス毎に切り替 えできない. そのため. 大幅な改造をしない限り. 陽子 ビームと重イオンビームの加速切り替えに対応するよう な磁場パターンの変更は不可能である.そのため,陽子 ビーム運転時の電磁石の設定値で、重イオンビームを周 回させながら加速し供給する必要がある.一方, MRは実 験施設である NU 施設への供給と HD 施設への供給では, 独立なパラメータでそれぞれ運転しており, 重イオンビー ムの加速・供給の際も電磁石の設定値を独立にすること ができ、共存可能である. つまり、重イオンビームを既 存の施設に入射し加速する上で, RCSが多くの制限を持っ ている.

まず、重イオンビームのリジリティ(運動量/電荷数) の関係を陽子と同じにすることで、電磁石による曲げ角 や収束力は同じになり、ビーム力学的に陽子ビームと同 様の横方向運動をするため、上記1は入射ビームのリジ リティを調整することで解決できる. 上記2に関しては, 新たなビーム入射システムの構築が必須となる. 多周回入 射による大強度のビーム蓄積を可能にするためには,新 たな入射用機器を多く設置する必要があるが、RCSの周 回ビームラインにおけるスペースが不足している. その ため、RCSの前段にパルスビームを蓄積する能力を持つ 新たなリング型加速器を配置し、RCSではパルスビーム を1周回で入射する、つまりキッカー電磁石と呼ばれる 入射時だけ横方向キックを与える電磁石を2台のみ配置 することで上記2は克服できる.上記3に関しては,現 状より真空度が2桁高い極高真空(10<sup>-9</sup> Pa)にしない限り, 重イオンの電子の剥離や付与により、異なるリジリティ となり、ビームはビームパイプに衝突して消失してしま う. そのため、RCSやMRでの真空システムの大規模な 改造が要求される. そのような改造を行わない方法とし て、重イオンビームの電荷数(陽子数-電子数)につい て検討を行った.米国ブルックヘブン国立研究所のAGS 加速器では,低電荷 (Au<sup>33+</sup>) ではなく,高電荷 (Au<sup>77+</sup>) もしくは全電子剥離(Au<sup>79+</sup>)の状態でビーム入射・蓄積 を行い、その後加速することで上記電子剥離・付与によ る影響を低減し、大きなビーム損失を回避している.同 様にJ-PARC-HIにおいても高電荷のビーム入射を行うこ とで、上記3を克服できると考えた. ビームハイプ内の 残留ガスとの相互作用を考慮した計算による見積もりで は,現在の真空度(10<sup>-7</sup> Pa)であっても,高電荷ビーム

を用いれば、RCSでは0.12%しかロスしないことがわかり、上記3に十分対応できる.しかし、高電荷にすることで大強度ビーム出力時のビーム内相互作用の空間電荷力に伴うビームロス起源の増大が懸念される.例として金の場合、低電荷(Au<sup>33+</sup>)と高電荷(Au<sup>66+</sup>)では、空間電荷力が2倍近くになる.RCSにおける重イオンビームの蓄積数は、1パルスあたり1.1×10<sup>11</sup>個をめざしている.このパルスあたりの粒子数は少ないように感じるが、ドイツのGSI研究所のSIS18の世界記録の3×10<sup>10</sup>個と比較すると3倍多い.RCSやMRは大強度ビームの能力や実績(陽子ビームでパルスあたり10<sup>14</sup>個)があり、影響は少ないと思われたが、空間電荷力を考慮した現実的な計算モデルを用いたシミュレーションを行った.その結果、世界記録より多い10<sup>11</sup>個の重イオン粒子数でも0.05%以下となり、大きなビームロスなく加速可能である[6].

#### 5.2.4 新設の重イオン入射器

前節で述べたように, RCSの前段にパルスビームを蓄 積する能力を持つ新たなリング型加速器を導入する必要 がある. そこで, HIリニアックとHIブースターリングを 組み合わせ, RCSに適したビームを生成する設計を行った.

最上流のHIリニアックは、重粒子多価イオン源、 高周波四重極線形加速器 (RFQ: Radio Frequency Quadrupole linac), 1/4 波 長 型 空 洞 (QWR: Quarter Wave Resonator) による超伝導線形加速器で構成され る.QWRは新設の最新型空洞を20台に加え、予算低減を めざし世界で最初に重イオンビームを加速した旧原子力 研究所のQWR40台を活用することとした.供給開始初期 に利用する金の原子核のビームは、このHIリニアックで 核子あたり10 MeVまで加速する. HI ブースターリング ではAu<sup>33+</sup>をAu<sup>51+</sup>に荷電変換しながらビーム入射・蓄積 を行う. 大強度陽子加速器では負水素イオンを陽子へと 荷電変換しながら入射することで同じビーム軌道にビー ムを重ね、粒子密度を高めているが、同様に電荷を変換 しながら入射することで大強度のビームをため込むこと ができる. ビーム蓄積後, 核子当たり32.2 MeVで加速し, RCSにビームを供給する[8]. この重イオン用入射器は, 低エネルギーの重イオンビームを用いた様々な実験研究 (宇宙開発用材料照射,未知の超重元素の探索,原子力発 電用燃料の被覆材への照射など)にも利用することを念 頭において設計・開発を行っている。このように、海外 では数千億円をかけて建設を進めている重イオン加速器 プロジェクトと同様の実験を,現存する世界最高峰の大 強度陽子加速器J-PARCや超伝導加速空洞の再利用を行 うことで、1/10程度の予算規模で実現しかつ、性能を大き く上回る計画がJ-PARC-HIの魅力である.

現在の計画では早期実現をめざし、さらに予算規模を縮小させるため、段階的な建設を計画している。Phase Iでは、高エネルギー加速器研究機構で停止・保管中のKEK PS ブースターリング(500 MeV の陽子ビーム出力)を再活用することで、低強度ながらも早期のHI ビーム実現をめざしている。上記とは別途の詳細な検討により、10<sup>8</sup> 個のAu ビームをJ-PARC で加速・出力可能である。上記の

大強度重イオンビーム蓄積と出力を可能とするHIブース ターリングの新設はPhase IIで実現する.

#### 5.3 J-PARC重イオン計画 (J-PARC-HI) における 実験計画

#### 5.3.1 J-PARC-HIでめざす物理

前節で述べたように、J-PARC-HIでは世界最高強度の 重イオン加速器が実現される.これを用いて世界最高統 計測定,世界最高感度の稀粒子探索が実現し,QCD相図 の高密度領域における相構造の解明,高密度バリオン物 質の物性解明,および未発見の様々な粒子および原子核 の発見等,多くの重要な成果が得られることが期待され る.

特にJ-PARC-HIの世界最高の高統計測定においては競 合する他の実験計画と比較して以下のような特徴がある. 下に示すように、各重イオン衝突で達する大きな密度の ゆらぎを利用して、J-PARC-HIの超高統計データを生 かして最も高密度の衝突事象を選別することが可能であ る. さらに重イオン衝突系の時間発展の初期に現れると 期待される、カラー超電導相(またはその前駆現象)を 超低質量電子対の測定によって探索する予定である. ま た、QCD臨界点の有力信号として考えられているバリオ ン数揺らぎは現在陽子のみの測定において行われている が、真のバリオン数の測定のためには中性子の測定が必 須であり、J-PARC-HIで中性子する予定である. さらに、 3.4節で示すように、閉ジオメトリの検出器と高強度重イ オンビームによって、ハイパー核等様々な多ストレンジ ネスを持つ新しい粒子・原子核を発見することが期待さ れる.

J-PARC-HIの主な物理目標,およびそのための観測量 は以下のようになる。

#### 1. QCD相構造の解明

図5に示すQCD相図の高密度領域における,QCD臨 界点,ハドロン相からQGP相への相転移境界,およ びカラー超伝導相の発見および性質の解明.

QCD 臨界点の有力なプローブとして,バリオン数等 の保存量の事象毎揺らぎが提案されている.また, 相転移の有力な信号として,熱光子温度のエネルギー 依存性の変化.あるいはJ/φ等のチャームクォーク・



図5 QCD 相図と J-PARC-HI.

反クォーク中間子のカラー遮蔽効果による抑制等が 考えられる. さらにカラー超伝導相の有力な信号と して,電子対の低質量における増大が提案されてい る.

#### 2. ハドロンの質量獲得機構の解明

カイラル対称性回復の信号の観測および,回復の強 さの定量的評価を行う. レプトン対によって測定される中間子の質量スペク トルの変化がその信号として提案されている.

#### 3. 高密度ハドロン/クォーク物質の物性解明

粒子の集団運動(フロー)等による高密度物質の性 質の研究.高次のフローによる状態方程式,粘性の 評価等.

## 4. ハドロン間相互作用の解明

2 粒子および多粒子運動量相関によるハドロン相互 作用(2 体および3 体相互作用)の解明.

## 5. 稀粒子および原子核の発見

ストレンジネスを含むダイバリオン,多ストレンジ ネスハイパー核,ストレンジレット,K中間子原子核 等の探索.

J-PARC-HIで得られる統計量は**表2**の通りである. 金・ 金衝突のレート10<sup>7</sup> Hzを仮定している. 30日の実験で S=-2のJ/ $\phi$ やハイパー核まで十分な統計量を得ることが 可能である. さらに衝突事象あたり10<sup>-13</sup>までの稀な粒子 探索の感度がある.

JAM輸送模型によると、衝突毎の最高密度は大きな揺 らぎを持っている.これを利用すると、高統計になれば なるほど、密度分布のテールが高密度側に延びていく. つまり高統計のデータを集めれば、稀な高密度事象を多 く得ることができる.もし各衝突事象において到達密度 と強い相関がある観測量があれば、その観測量を高密度 トリガーとして高密度事象を選択することが可能となる. ハドロン反応に基づいた模型(JAM)によれば、有力な 候補は全ハドロンの横運動量の和である.

#### 5.3.2 J-PARC-HIにおける段階的計画

前節で述べたJ-PARC-HI加速器の段階的な建設計画に 同期する形で、図6のようにPhase-I, Phase-IIという段 階的な実験計画を検討している. Phase-0として、陽子 ビームを用いた陽子・原子核実験E16(16は実験番号を 示す)が2020年から行われている.

重イオンビームが実現されたとき、重イオンビームに よる最初の実験はE16 検出器群をアップグレードして、 Phase I実験として行う予定である.この実験は現在の E16実験エリアの放射線遮蔽の制限から10<sup>8</sup> Hz 重イオン ビーム (10<sup>5</sup> Hzの反応レート)に限定される. Phase II

表2 J-PARC-HI において得られる統計量.

観測量	事象当たりの粒子数	30日での粒子数	
$\Omega^{-}$	0.03	$7  imes 10^{12}$	
$\phi \rightarrow e^+ e^-$	$4 \times 10^{-5}$	$1 \times 10^9$	
$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	$2 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^5$	
$^{6}_{\Lambda\Lambda}$ He	$9 \times 10^{-8}$	$1 \times 10^{5}$	

Special Topic Article



図6 J-PARC ハドロン実験施設と段階的計画.

では陽子ビームラインを延伸し、新たな大立体角スペク トロメーターをハドロン実験施設の増設建屋に設置し、 ビームダンプと放射線遮蔽体を増強することにより最大 10<sup>11</sup> Hzのビームを受け入れる.

#### 5.3.3 J-PARCにおける陽子・原子核衝突実験と J-PARC-HI Phase I

J-PARC-HIのPhase 0計画として位置づけられる E16 実験では、電子対の測定によってφ中間子等のベクトル 中間子の原子核内における質量変化を測定し、原子核内 のφ中間子のカイラル対称性回復を研究する、過去に行 われた KEK-E325実験の約20倍の統計量により原子核内 のφ中間子質量の減少を実験的に確立することをめざし ている[9]. 2020年にコミッショニングランが開始され、 陽子ビームの性能向上と検出器の性能評価試験が行われ、 2025年から本実験が始まる予定である、E16実験におい ては10<sup>10</sup> Hzの陽子ビームを使用し、10<sup>7</sup> Hzの陽子・原子 核衝突実験が行われる.

図7(上)のように、双曲電磁石の中に設置されたシ リコンストリップ検出器(SSD)1面と、GEM飛跡検出 器(GEM Tracker)3面によって荷電粒子の飛跡を測定 し、Hadron Blind Detector(HBD)と鉛ガラス電磁カロ



 図 7 上図は J-PARC E16実験検出器群を示す.赤太線は、 J-PARC-HI Phase I におけるアップグレード部分を示す. 下図はアップグレード部分の一部の拡大図.

リメータ (LG) によって電子の識別を行う.

陽子ビームラインではE16実験と相補的で,かつ30倍 の高統計が得られる $\phi \rightarrow K^+K^-$ によってsクォーク凝縮の 定量的評価,および $\phi$ 質量の運動量および偏極依存性の測 定をめざすE88実験が提案され[10],K中間子の識別のた めに前方角に飛行時間測定器 (MRPC),  $\pi$ 中間子除去の ためのエアロゲルチェレンコフ検出器が設置される予定 である.

E16,E88 での研究はJ-PARC-HIにおける原子核密度 の5-10倍の超高密度におけるカイラル対称性の回復現 象の研究に向けた基礎データとなり、またJ-PARC-HI Phase Iと拮抗する高レートにおける電子、荷電粒子測定 の前哨戦としての役割を果たす.

J-PARC-HI Phase Iでは、E16の陽子ビームライン、 ビームダンプおよび放射線遮蔽がそのまま重イオン輸送 に使用され、最大10<sup>5</sup> Hzまでの重イオン衝突実験を行う. 重イオン衝突実験では、図7のようにE16スペクトロメー ターをアップグレードして測定を行う. Phase I最初の 実験提案は、電子対測定によって、重イオン衝突で直接 生成される熱光子の温度を測定する計画である[11]. 重 イオン衝突における高粒子多重度(衝突当たりの粒子数) に対応するため、前方の飛跡検出器の1部をGTRから SSDに置き換え、さらに電磁カロリメータを鉛ガラスか らタングステン酸鉛(PWO<sub>4</sub>)に置き換える.中心衝突度 はSSDで測定される粒子多重度と、新たに導入するゼロ 度カロリメータによって測定するスペクテーターのエネ ルギーとの組み合わせによって求める.この実験で3か 月のビームタイムで得られる電子対の不変質量スペクト ルは図8のようになり、熱光子の温度を1.2 GeV/c<sup>2</sup>以上の スペクトルをボルツマン分布でフィットすることによっ て求める.温度の測定誤差は150 MeVの場合,6%程度で ある. この測定した温度を低エネルギーのHADES実験 データと、SPSにおける実験データと比較することによ り、衝突エネルギー依存性を求め、水を熱すると沸騰し て水蒸気になる際に温度が100℃で一定になるように、一 次相転移の信号と期待される、温度が一定のエネルギー 領域の有無を探索する.



|8 Filase | 取初の実験ノロホーリルにおりる電子対スペット ル[1].

Phase-Iではさらにハドロン測定(ストレンジネス生成,フロー,揺らぎ等)に関する実験提案を計画している. そのために飛行時間測定器(MRPC)およびアクセプタ ンスを拡大するために,最前方角の飛跡検出器の導入を 検討している.

#### 5.3.4 J-PARC-HI Phase II

Phase IIでは、設計強度のビームレート10<sup>11</sup> Hz までの 高レート・高統計実験を行う.また揺らぎ測定に最適な 大立体角検出器を建設する.Phase Iで得られた実験結果 をもとに、さらに高統計を必要とする高次ゆらぎ、チャー モニウムを含む高質量領域のレプトン対測定、チャーム ハドロン測定、多ストレンジネスハドロンの測定等が行 われる予定である.

このような高レートの重イオン衝突実験は、検出器技 術の限界に挑むものである.重イオンビーム強度の段階 的な増加に従って、複数の検出器のセットアップを検討 している.具体的には1)反応レート10<sup>6</sup> Hz までのハド ロン測定セットアップ、2)10<sup>7</sup> Hz までのミュオン対測定, 3)10<sup>8</sup> Hz までのハイパー核測定セットアップである.

図9に、ハドロン測定セットアップの案を示す.大型超 伝導双曲磁石を基盤としたスペクトロメーターで、飛跡 検出器として前方角を覆うSilicon Pixel Detector (SPD) と後方角を覆うTPCおよびGEM飛跡検出器の組み合わ せを採用する.荷電粒子識別のための飛行時間測定器と してMRPCを採用する.さらに中性子検出器およびTPC とMRPCの間に電子測定のためのリングイメージチェレ ンコフ検出器等の導入も検討している.中心衝突度測定 はゼロ度カロリメータおよびSPDによって測定される粒 子多重度の組み合わせによって行う.高レートに対応す るため、データ収集系はトリガーを使用せず連続読出し データ収集系を採用する.これらの検出器、データ収集 系にはALICE実験等の高レート実験技術を取り入れるこ とによって実現可能である.

ミュオン対を測定するために、ハドロン測定セットアッ プのTPCを鉛遮蔽体とSPDおよびGEMトラッカーの組 み合わせに入れ替えるセットアップも検討している.下 流側まで到達したミュオン対候補によるトリガー信号に より、反応率10<sup>7</sup> Hzまでの測定が可能と見込まれる.



図 9 J-PARC-HI Phase II スペクトロメーター (ハドロン測定セットアップ).



図10 J-PARC-HI Phase II スペクトロメーター (ハイパー核測定 セットアップ).

さらに、図10のように、ハドロン測定セットアップの 上流に強磁場のスイーピング磁石と重金属製のコリメー タおよびスリットを導入し、標的をその磁石の上流側に設 置するセットアップも検討している.このような立体角 を限定した「閉ジオメトリ」セットアップでは、ビーム エネルギーに近い高エネルギーのビームイオン及びビー ム破砕片のみがTPCの主スペクトロメーターに達する. これらの水平方向の飛跡およびその崩壊運動学の測定に よって、様々な粒子および原子核を識別する.特にスト レンジクォークを多く含む中性に近いストレンジレット [12]や、多ストレンジハイパー核、およびダイオメガ等 のダイバリオン等、未発見の粒子および原子核を粒子多 重度10<sup>-13</sup>の超高感度で探索する.

#### 5.3.5 J-PARC-HIのまとめと展望

現在J-PARC-HIワーキンググループを中心に,加速器 および実験の設計および計画の策定が精力的に行われて おり,特に重イオン入射器については具体的な敷地や建 屋建設も含めた設計が行われており,KEKおよびJAEA 上層部との計画に課する議論も行われている.重イオン 入射器の建設の早期の実現をめざしている.

#### 参考文献

- [1] H. Sako et al., Letter of Intent for J-PARC Heavy-Ion Program (J-PARC-HI) (2016), https://j-parc.jp/ researcher/Hadron/en/pac\_1607/pdf/LoI\_2016-16.pdf
- [2] K. Agarwal *et al.*, Phys. Scr. **98**, 034006 (2023).
- [3] M. Kapishin et al., JPS Conf. Proc. 32, 010093 (2020).
- [4] S. Pulawski et al., EPJ Web. Conf. 276, 01004 (2023).
- [5] C. Ahdida *et al.*, Letter of Intent: the NA60+ experiment, arXiv:2212.14452.
- [6] High-intensity Proton Accelerator Project Team,
   "Accelerator Technical Design Report for J-PARC",
   JAERI-Tech 2003-044 and KEK Report 2002-13.
- [7] P.K. Saha et al., Proc. HIAT2015 (2015).
- [8] H. Harada et al., Proc. PASJ2019 p.179-182 (2019).
- [9] S. Yokkaichi, et al., E16: J-PARC E16 Run0 Proposal (2017), https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/ pac\_1707/pdf/E16\_2017-10.pdf
- [10] H. Sako *et al.*, P88: Study of in-medium modification of  $\phi$  mesons inside the nucleus with  $\phi \rightarrow K^+K^-$

measurement with the E16 spectrometer (2021), https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac\_2107/pdf/ P88\_2021-12.pdf

[11] T. Gunji et al., P87: Proposal for dielectron measurements in heavy-ion collisions at J- PARC with E16 upgrades (2021), https://j-parc.jp/researcher/Hadron/ en/pac\_2107/pdf/P87\_2021-13.pdf

[12] E. Farhi and R. L. Jaffe, Phys. Rev. D 30, 2379 (1984).



## 6. まとめ

#### 6. Conclusion

永 宮 正 治 NAGAMIYA Shoji 高エネルギー加速器研究機構,理化学研究所 (原稿受付:2024年3月20日)

#### 6.1 初期の期待

私が高エネルギー重イオン衝突実験の研究に携わった のは、1974年で、今から50年も前のことになる、米国カ リフォルニア州のバークレーの地で、ベバラック加速器 が核子当り2 GeVの重イオンビーム加速をスタートした 年であった、当時の日本では、パイ中間子を生成できる 加速器も存在しなかった時代である、当時、私はバーク レーに居たため、この新しい分野の実験に飛び込んだ。

その頃から,明確ではなかったが,今回の記事に書か れていたクォーク・グルーオンのプラズマに関する期待 が生まれていた.

当時よく知られていた理論は、Hagedornによるパイ中 間子の多重発生に関する考察であった。核物質の温度を パイ中間子の質量である140 MeV/ $c^2$ 以上にまで上げると、 パイ中間子が泡のようにボコボコと多重発生し、ちょう ど液体の水が100度で水蒸気になるように、液体の原子核 から多数のパイ中間子の泡ができる。これは、一種の一 次相転移で、相転移温度は、 $T_{\rm H} = 150$ MeV と推定された。 最初の論文は、1965年の Hagedorn の論文[1]にあるが、 詳しい解説は [2]にある。

1974年というとJ/ $\psi$ 粒子の発見された年でもある. それ以前は、素粒子の人でもクォークの存在を疑う人が沢山居り、私のボスのOwen Chamberlainも疑問視していたが、この発見を境に、クォークの存在を疑問視する人は無くなってきた. クォークレベルで考えると、パイ中間子はクォークと反クォークで表される. その観点からHagedorn相転移を考えると、 $T_{\rm H} = 150$  MeV以上の温度では、クォークと反クォークが多重発生することになる. 一方、パイ中間子は0.6 fm(1 fm = 10<sup>-15</sup> m)という有限の半径を持つ. クォークと反クォークが多重発生し、この半径内に他のクォークや反クォークが重なり合うと、もはやクォークと反クォークのスープ状のものが形成されるのではないか?

そこで、クォークと反クォークの力学に関する考察が 始まった.

#### 6.2 *な*ぜプラズマ?

クォークと反クォークは、現象論的には、図1の実線 に示したような力で結びついていると考えられている. すなわち、遠方に行けば行くほど引力が強まるゴムのよ うな力である.この力を生み出すのは、グルーオンと呼 ばれる粒子である.この束縛状態が、図1に左に書いた パイ中間子と考えてよい.

そこで、パイ中間子の多重発生を考えよう.多くの クォークが存在すると、遠方にいるクォークほど、周り のクォークに邪魔されて、元のクォークとの相互作用が 弱くなる.これは、多くの電子が存在する時のデバイ遮 蔽に似ている.すなわち、相互作用は図1の点線で示す ように、遠方に行くほど弱くなってくる.言い換えると、 クォークと反クォークは、束縛状態に比べ、より遠方ま で飛び出していく.そして、ある空間内にパイ中間子が 多くできればできるほど、空間内部をクォークと反クォー クが自由に飛び交うことになる.これを、電子雲のプラ ズマの名に準えて「クォーク・グルーオン・プラズマ」 と名付け、高温核物質への興味が、70年代当時から高まっ てきた.

#### 6.3 重イオン衝突との関連

核子当り数100MeVを超える原子核反応は,近似的に, 核子同士の衝突の重なりと考えてよい.例えば,Pbのよ



High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, IBARAKI 305-0801, Japan

author's e-mail: nagamiya@post.kek.jp

うに核子数約200の原子核同士の衝突を考えよう.核子 を人間に例えて考えると、200人と200人同子が衝突する 昔の戦いに似ている.いざ戦闘が始まると、お互いに火 花が飛び交い、熱い戦いが始まる.さらに、衝突する人 と人との距離も縮まり、人々の密度も上がる.すなわち、 戦闘中は、温度も密度も一時的に上がるのである.

この様子を模式的に書いたのが、図2である。衝突に より、原子核温度や密度は、いったん上昇し、やがて衝 突が終わると温度も密度も下がっていく。AGSと記した 所を見ていただきたい。この現象は、核子当りのエネル ギーにしてGeVから数10 GeV までは正しい。

しかし、それ以上のエネルギーになると、上の戦闘の 例で言うと、両者ともあまりにもエネルギーが高すぎて 両軍団ともに勢いあまってすり抜けていく.しかし、す り抜けた後に火花だけが残る.これが、超高エネルギー の原子核衝突で、RHICやLHCになり、この火花はパイ 中間子の多重発生となり、温度だけが上がることになる.

#### 6.4 高温核とその性質

本小特集では,第2章から第3章まで,特に高温度に 付随する多々の発見が,RHICやLHCでの実験に基づい て記述されている.詳細に亘って繰り返す気はないが, これらの諸発見は,宇宙初期の理論的期待とも一致して いる.

ビッグバンで始まる宇宙初期では、宇宙が冷え始めた 直後にヒッグス機構により質量を持つ粒子(クォーク) が誕生する.さらに、ビッグバンの10 µs後には、これら のクォークや反クォークがfmという小さい空間に閉じ込 められる.これは、南部陽一郎氏等の唱えた閉じ込め理 論[3]で、グルーオンという糊のような粒子のために起こ ると考えられている.その時の宇宙の温度は約2兆度と 言われる.

この2兆度という温度は、先に述べたHagedorn温度に 近く、この事実が、RHICやLHCでの実験を促した、そ して、RHICやLHCで高温状態を実現した後の冷却化の 過程で、この温度付近で、クォークの閉じ込め(ハドロ ン化)が観測されたのである[4].

もちろん,これ以外にも,数多くの興味深い結果が出 てきた.このクォーク・グルーオン・プラズマは,ガス 状ではなく,超流動液体であることもわかったし,相転 移も一次相転移でなく二次相転移であることもわかって きた.デバイ遮蔽によるJ/ψやY粒子抑制効果も研究され た.これらは,本文を見ていただければ,よくわかる.

#### 6.5 高密度核に向かって

このように高温の原子核に関する研究は飛躍的に進ん だが、はたして、高密度核に関しての研究はどうなって いるのだろうか? 核子当り10 GeV近辺のビームを静止標 的に照射すると、図1にあるように、大きな密度達成が 期待される.しかし,残念ながら,このエネルギー領域の加速器は現存しない.かろうじて,第4章に述べられているように,STAR実験がこの領域をカバーしているが,強度が少ない.

ここで、いかなる現象が期待されるかを考えてみよう. 原子核は核子の集団である.その内部を眺めると、半 径0.8 fm(直径1.6 fm)の核子が、核子間距離1.8 fmで、 ほぼキチキチに詰まっている.その原子核を、たとえ ば、図2のように10倍の密度までにしたら、核子間距離 は0.8 fmになり、核子の半径程度になる.核子は3つの クォークから成り立っているので、このような場合、ど うしてもクォークから見た検討が必要になる.ひょっと して、高温状態と同じ性質のクォーク物質が生成されて いるのかもしれない.

翻って宇宙を眺めてみると、宇宙後期の超新星爆発に 伴い、中性子星が生成された.この星は、ほぼ中性子の みから成り立ち、核密度5-10倍の星である.高密度の 原子核が、実際に存在するのである.しかし、その内部 構造は、今のところわかっていない.

これらに刺激され、高密度核探求の研究は、世界的に 理論・実験で進められてきた.詳しくは、第5章を参照 されたい.加速器では、FAIRやNICAを用いた研究が企 画されているが、わが国のJ-PARCでも、もっか詳しい 検討が進んでおり、本文にその詳細が記されている.高 密度核研究は、これからの課題であり、大変に興味深い.

#### 参考文献

- [1] R. Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. 3, 147 (1965).
- [2] T. Ericson and J. Rafelski, CERN Courier Volume 43, Number 7, September 2003.
- [3] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. 122, 345 (1961); Phys. Rev. 124, 246 (1961).
- [4] A. Andronic *et al.*, Nature **561**, 321 (2018).



図2 期待される原子核衝突の経路. AGS は,核子当り10 GeV 原子核ビームを静止標的に照射した時を指し,RHIC は, 核子当り200 GeV 原子核ビームをコライダーモードで正 面衝突させた時を指す.

6. Conclusion

小特集執筆者紹介



#### \*\* ざわ まさ きょ

京都大学基礎物理学研究所・講師.2005年京 都大学大学院博士後期課程修了.博士(理学). 専門は原子核理論.クォーク・ハドロン物理, 特に高温高密度系の相転移現象について,高

エネルギー重イオン衝突実験や格子QCD大規模数値計算な どを使いながら研究している.趣味はジョギング.週末に山 に走りに行くのが何よりの楽しみ. 自転車とマラソンもやっ てます.



## \* ざわきょういち ろう小沢恭一郎

高エネルギー加速器研究機構(KEK)素粒 子原子核研究所准教授.2000年京都大学大 学院博士課程修了.博士(理学).主な研究 分野は,加速器を用いたハドロン・原子核物

理の研究. 2000年より米国ブルックヘブン国立研究所で重イ オン実験に従事し, 2011年からはKEKに異動し, 東海村・ J-PARCにおいて日々奮闘しています.



#### さ こう ひろ ゆき 佐 甲 博 之

日本原子力研究開発機構 先端基礎研究セン ター ハドロン原子核物理研究グループ・研 究主幹.現在J-PARCにおいてハドロンビー ムによる原子核,ハドロン物理の実験研究を

行っている.また本記事にも紹介したJ-PARC重イオン衝突 計画(J-PARC-HI)の準備を推進している.



#### 都司 卓

東京大学大学院理学系研究科附属原子核科 学研究センター(CNS)准教授.2007年 東京大学大学院博士課程修了.博士(理 学).CERN-LHCでのALICE実験に従事し,

クォークグルーオンプラズマの研究を推進する.BNLの次期 計画「Electron-Ion Collider (EIC)」でのePIC実験を推進し, 高エネルギー核子・原子核の内部構造に関する研究を開始し ている.趣味は,サッカー,ドラム(超初心者.趣味と言え るほど最近はやれていない).



江角晋一

筑波大学 数理物質系 物理学域 教授. 宇宙史 研究センター クォーク・核物質研究部門長. 1995年9月広島大学 大学院 博士課程修了 博 士 (理学). SPS, RHIC, LHCにおける重イ

オン実験を経て、現在はRHIC-STAR実験、FAIR-CBM実験 などに関わる.趣味は、サッカー、ハードロック、QCD臨界 点探索など.



#### <sup>はら だ ひろ ゆき</sup> 原 田 寛 之

00

00

日本原子力研究開発機構J-PARCセンター・ 研究副主幹.専門は加速器科学,ビーム物理 学.2005年(修士2年)からJ-PARC加速器 での研究に従事,2009年広島大学理学研究科

にて理学博士を取得.学位取得後, J-PARCにおける大強度 ビームの研究開発を継続.ビーム物理研究会・若手の会 初代 会長,日本物理学会 代議員などを歴任,現在は日本加速器 学会 理事.本記事で紹介した次世代研究計画J-PARC HIに おける加速器を設計・推進している.



## なが みや しょう じ

高エネルギー加速器研究機構・名誉教授. 1967年東大理学部物理卒業,1972年阪大理学 研究科博士.1973年より1996年まで,主とし て米国・バークレーおよびブルックヘブン研

究所にて,高エネルギー重イオン物理学の実験研究に専念. 1997年から2012年までは,J-PARC建設計画に従事.現在は, 理化学研究所にて客員主管研究員を務める傍ら,つくば・東 海の研究所にも通っている.



#### はとうかつひろ神藤勝啓

日本原子力研究開発機構J-PARC センター加速器ディビジョン所属. J-PARC最上流部の水素負イオン 源を担当.2016年4月より現職. 本誌編集委員として小特集のテー マを考えていた時に義父から頂い た書籍(第1章参考文献[2],義父

は本シリーズ監修の須藤先生より頂戴した)を書棚から引っ 張り出し,提案した. 共著諸先生に多大なご協力を頂き感謝. 一方でJ-PARC-HI用の重イオン源開発のプレッシャーも….