

特集「発展し続ける一般相対論」

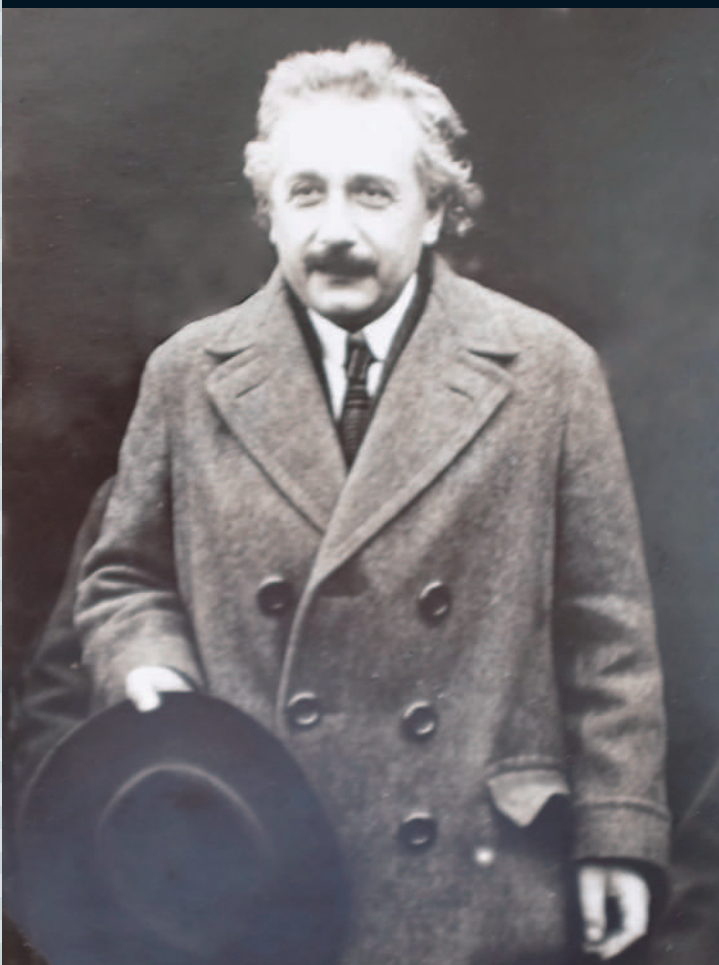
代議員選挙(信任投票)

NO.

2

2015 | VOL. 70

B U T S U R I  
日本物理学会誌



日本物理学会 | [www.jps.or.jp](http://www.jps.or.jp)

# ゲストとホスト

藤井保彦 (副会長)

昨年3月に久しぶりでアメリカ物理学会 APS March Meeting (コロラド・コンベンションセンター, デンバー) に参加しました。この大会に初めて参加したのはついぶん前で、ヒルトンホテル (マンハッタン, ニューヨーク市) が会場でした。日本では大規模な国際会議でしかお目にかかったことがないような豪華な会場で、「これがアメリカ物理学会の年会か!」とビックリしたものでした。以来何度か参加しましたが今回も同じ印象で、大会参加登録費が\$375 (会員) であれば、「さもありません」と思うとともに、主催者側と参加者の意識がホストとゲストと割り切っているのか気になるころでした。一方、1960年代の院生時代から参加している日本物理学会の大会 (現在の年次大会と秋季大会) では、全国の大学の教室と設備を借用し、物理学会会員で組織される現地の実行委員会が全面的に運営を担い参加者を受け入れるという、伝統的な「会員の、会員による、会員のための大会」が根付いています。いわば、ホストもゲストも一緒になって自分たちの手作りの大会という雰囲気を感じています。

昨年4月から副会長 (次期会長予定者) を務めることになりましたが、これまでゲスト的な立場にいて物理学会の運営に直接関与したことはありません

でした。そこで学会の活動全般にわたって勉強するため、指名されているもの以外の活動にも参加してトレーニングを受けています。活動の基盤となる定款・細則に代表される規則類、実際に活動するための理事会をはじめとする各種委員会とその委員、そして日常的に活動する舞台を支える事務局等々を知るにつれ、その規模の大きさと業務の多様性、そして何より関与している人の多さに驚きます。例えば、会誌の毎年8月号の本会記事として掲載される「日本物理学会理事・監事・代議員、委員会委員、キャリア支援センター、物理系学術誌刊行センター、等指名表」を見ると、本年度はそこに800余名の会員の名前が挙がっています。さらにそこには掲載されていませんが、年2回の大会の増刷号に掲載されている3会場の実行委員会委員を入れると、全部で約900名の会員が年間の学会活動に関与していることになります。当然ながら、これらの業務を過去に経験された会員は膨大な数にのぼり、大学等での本務の授業、教育、研究、そして入試、各種会議や会合等をこなしながら、物理学会のために活動され、しかも皆さん謝金も出ないボランティア活動で、まさに全て手作りです。

ここ数年来の学会の動向を知ること

も事業や業務の継続性と今後の展開を

図る上で欠かせないのですが、その教材として最適なものは主に当時の理事や委員長が書かれている本学会誌の巻頭言を読むことだと気づきました。これまで一会員として余り注意を払わず、いわば読み飛ばしに近い扱いをしてきたのが、恥ずかしながら実情です。ところが今回過去の巻頭言を読み始めると、乾いた砂が水を吸い込むごとく、またパズルのピースが次々とはまってゆくように、学会の当時と現在の活動状況の繋がりが見えてきます。執筆者が学会を取り巻く状況を会員に伝え情報を共有しようとする熱い思いの溢れた、濃い情報密度の巻頭言とすることができます。

もっと早くからこれらの情報の理解に努めていれば…と悔やんでみても始まらないのですが、第71期 (2015年4月) から始まる任期2年制の会長のトップバッターを務める予定です。昨年5月に退職した機会に、ボランティアとはいえ学会業務に専念し、会員数や財政状態をはじめとする学会の勢いの第1、第2微係数を正にすべく、また2年制導入が正解となるよう腰を据えて取り組みたいと思っています。ホスト・ゲスト一体となった「会員の、会員による、会員のための」物理学会運営を目指します。

(2014年11月13日原稿受付)

巻頭言 Preface

ゲストとホスト

Guest and Host

藤井保彦 …… 77  
Yasuhiko Fujii

特集「発展し続ける一般相対論—時空論の起承転“望”—」

One Hundred Years of General Relativity—History, Current Status, and Future Prospects

はじめに

Preface for the Special Edition of Butsuri

80

一般相対論の成立

The Birth of General Theory of Relativity

岡村 浩 …… 81  
Hiroshi Okamura

一般相対論ミニマム

General Relativity Minimum

須藤 靖 …… 87  
Yasushi Suto

一般相対性理論の数理\*

Mathematical Aspects of General Relativity

小玉英雄 …… 95  
Hideo Kodama

中性子星とブラックホール—相対論的天体物理学入門—

Neutron Stars and Black Holes

中村卓史 …… 103  
Takashi Nakamura

一般相対論的宇宙論

General Relativistic Cosmology

杉山 直 …… 111  
Naoshi Sugiyama

一般相対論の実験的検証と重力理論の拡張

Experimental Proof of General Relativity and Modified Gravity

田中貴浩 …… 119  
Takahiro Tanaka

アインシュタインからの宿題：重力波の検出

Homework from Einstein: Detection of Gravitational Waves

川村静児 …… 125  
Seiji Kawamura

一般相対論と量子力学の統合に向けて

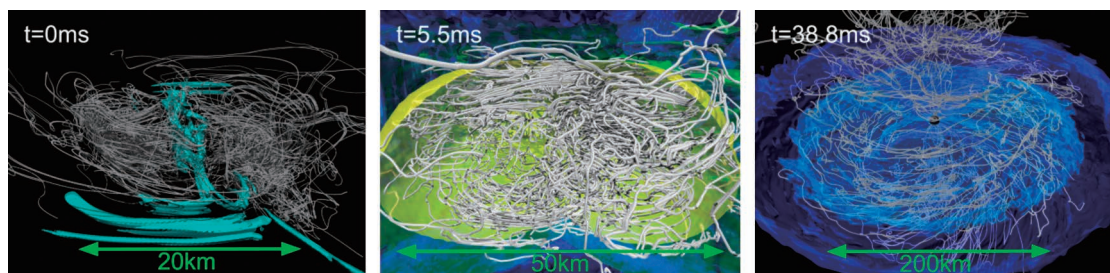
Toward Unification of General Relativity and Quantum Mechanics

大栗博司 …… 130  
Hirosi Ooguri

数値相対論の展開

Development of Numerical Relativity

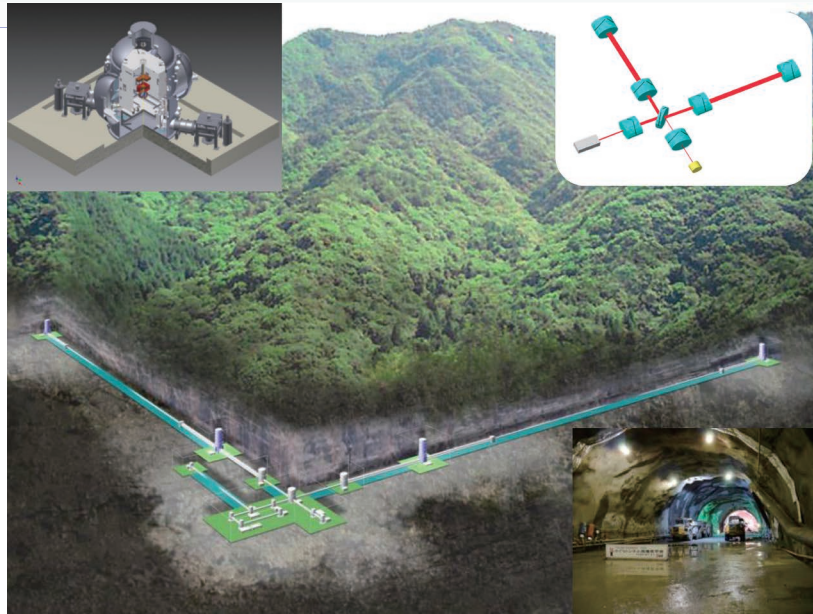
柴田 大 …… 134  
Masaru Shibata



特集「発展し続ける一般相対論」(数値相対論の展開)

連星中性子星の合体過程と磁場増幅過程. (Phys. Rev. D 90 (2014) 041502(R) より転載.)

\* 本会HPの会員専用ページにおいてサプPLEMENTALマテリアルを掲載しています。



特集「発展し続ける一般相対論」(アインシュタインからの宿題：重力波の検出)

KAGRAの完成予想図。KAGRAは、地面振動の小さい地下に設置され、熱雑音を抑えるため鏡を低温に冷やす。また、量子雑音を最適化するため帯域可変型干渉計を用いる。(東京大学宇宙線研究所、高エネルギー加速器研究機構提供)

<b>JPSJの最近の注目論文から</b>	10月の編集委員会より	安藤恒也 ……	140
<b>学会報告</b>	2014年秋季大会 シンポジウムの報告	領域委員会 ……	144
<b>新著紹介</b>			150
<b>掲示板</b>	■人事公募 ■学術的会合 ■その他		151
<b>行事予定</b>			154
<b>会告</b>	■第70回年次大会の宿泊・交通等の案内(今回は旅行者による取扱いはありません) ■第14回 代議員懇談会開催のお知らせ ■第95回定時総会開催のお知らせ ■2015年1月1日付新入会者 ■第71~72期代議員選挙(信任投票)のお願い		157
<b>本会記事</b>	■Plasma Conference 2014開催報告		162
<b>本会関係欧文誌目次</b>			163



#### 表紙の説明

1922年12月24日、博多駅におけるアインシュタイン(Albert Einstein, 1879-1955)。左端の男性は、アインシュタインの特殊相対論をいち早く日本に紹介したことで知られる桑木彥雄(1878-1945)である。1919年にイギリスの皆既日食観測隊が、アインシュタインの一般相対論の予測を実証すると、アインシュタインは世界で一躍有名になり、1920年代には各国を講演旅行することになる。日本には改造社の招聘により1922年11月17日から12月29日まで滞在した。東京、仙台、名古屋、京都、大阪等を経て福岡でも講演を行った。アインシュタインの来日中には桑木彥雄が数々の便宜を図ったこともあり、後にアインシュタインは、「日本の旅行は人生の最も愉快的な記憶の一つである」と述べている。なお、この写真は桑木彥雄氏のご息女のご厚意により日本物理学会誌の表紙としてご提供いただいた。(参考文献 桑木彥雄著、桑木 務、西尾成子増補：『アインシュタイン』(サイエンス社、1979))

## はじめに

一般相対論はアインシュタインによって開拓された時空の幾何学としての重力理論である。アインシュタインは1911年から1918年にかけて重力に関する一連の論文を発表しているが、一般相対論の成立は1915年とみなすのが通例である。この古典物理学における金字塔は、当然ながら際立った特徴を持っている。第1は重力を時空のゆがみとしてとらえたことで、これにより時空はもはや事前に用意された数学的な「箱」ではなく、その中に存在する物質・エネルギーによってダイナミックに変化する物理的研究対象となった。この理論の発表は世間にも大きなインパクトを与え、アインシュタインの名は後に天才の代名詞ともなった。第2は、この前後に成立した特殊相対論や量子力学とは異なり、ほぼアインシュタイン一人によって打ち立てられたという点であり、したがってそこからは彼の自然と物理学に対する哲学を感じ取ることができる。さらに重要なことは、他にも数えきれないほどの重力理論が提案されてきた中で、一般相対論のみが数々の実験的検証に耐え抜いてきたことである。他にも生き残っている重力理論は存在するが、それらは全て一般相対論を内包するものであって、現実の重力を記述する理論としての一般相対論の地位は、今後もゆらぐことはないだろう。

ただ一般相対論はその発表後すぐに物理学研究の花形になったわけではなかった。これは一般相対論が本当に必要になるのは(当時の物理学の枠組では)極めて強い重力場または宇宙論的スケールの時空を扱う場合に限られており、多くの現象についてはニュートン理論で十分だったからである。しかし1960年代に入り、ブラックホール候補天体、パルサー、宇宙背景放射など重要な宇宙物理学的発見が相次ぐと、一般相対論は研究者の関心を取り戻して再び脚光を浴びようになり、その後は宇宙物理学や宇宙論を研究する上での欠くべからざるツールとなっている。さらに一般相対論の革命的アイデアは、物理学における他の理論をも刺激せずにはいられなかった。ゲージ理論や相互作用の統一理論、また近年ではAdS/CFT対応などが精力的に研究されており、一般相対論の精神は現代の物理学のあらゆる分野に根付いていると言ってよいだろう。このように、一般相対論は極めて完成度の高い理論物理のモデルケースとして、後世に大きな影響を与え、指針であり続けている。

そこで本号では、一般相対論の成立からその後の100年の研究の進展と最新の動向をひとめぐりし、これからの物理学の行く先を眺望する契機となるような特集を企画した。

1. 『一般相対論の成立』
2. 『一般相対論ミニマム』
3. 『一般相対性理論の数理』
4. 『中性子星とブラックホール—相対論的天体物理学入門—』
5. 『一般相対論的宇宙論』
6. 『一般相対論の実験的検証と重力理論の拡張』
7. 『アインシュタインからの宿題:重力波の検出』
8. 『一般相対論と量子力学の統合に向けて』
9. 『数値相対論の展開』

まず最初の記事では、一般相対論の成立にかかわる歴史が、数多くのエピソードとともに語られる。重力理論の成立に対するヒルベルトの貢献についてなどは、教科書ではお目にかかることは少ないであろう。記事2は一般相対論のエッセンスを見事に凝縮したもので、広い範囲の物理学会員が興味を持って一般相対論に馴染み、続く記事への導入となるように配慮して記述されている。また記事3では特異点とブラックホールという数理解物理学的側面にスポットを当てており、こちらはコアな読者にも読みごたえ十分な内容となっている。そして続く記事4,5では天体物理学と宇宙論という、一般相対論が活躍する「本丸」が登場し、これらの研究分野の流れ、進展と最新のトピックスまでを知ることができる。また記事6では、一般相対論は本当に「正しい」のか、その適用限界がないか、これを超越する理論がないかについての研究と最近の進展が議論されており、一般相対論が実証科学であるということを再認識していただけるだろう。さらに記事7以降では、理論、実験、計算機実験という物理学の方法論の全方向的アプローチによる研究の進展を見ていただく。一般相対論を核とする今後の研究の可能性は、若手研究者や大学院学生らの興味をかき立てるであろう。

いずれの記事も、その分野の第一線で活躍しておられる研究者に執筆を依頼した。単に研究の紹介だけでなく、「一般相対論が物理学にもたらしたもの」や「分野の進展とその意義」などの説明にも配慮されており、一般相対論を専門としない、または普段は使わないという物理学会員にも楽しんでいただけるものとする。なお本特集の企画にあたっては、執筆者以外にも多くの方々からの意見や提案をいただくことができた。厚くお礼申し上げたい。

(2014年11月5日原稿受付, 文責: 会誌編集委員会)

# 一般相対論の成立

岡村 浩<sup>†</sup> ◇

100年前の一般相対論成立の過程をたどった。

## 1. はじめに

1922 (大正 11) 年, アインシュタインの来日を機に世界で初めての彼の全集<sup>a)</sup>が日本語で発行された。

1915年11月25日重力場の方程式を導いて宣言する。

「これでとうとう一般相対性理論が論理的の建造物として完結させられました。」<sup>1)</sup>

一般相対論が成立したのである。

以下10年の歩みをたどった。2.1-2.3節が第一段階, 2.4-2.5節が第二段階, 3章が第三段階である。4章ではヒルベルトとの協力関係について述べた。5章ではその後について簡単に振り返った。

## 2. 成立までの経過

### 2.1 特殊相対論の限界

特殊相対論は相対性原理と光速不変の原理から成り立ち、電磁気学は完全にその要請を満足するが、初めから二つの限界があった。一つは重力が含まれていないことである。ニュートンの重力理論は運動方程式とポアソンの方程式で表現されるが、力が瞬時に伝わることは特殊相対論に反する。もう一つは、一つの座標系が別の座標系に対して一定の速度で動いている場合しか考慮しないことである。

パウリは、「相対性理論」の中で初期の歴史と共にポアンカレ、ミンコフスキー、ゾンマーフェルト、ローレンツの試みを紹介している。重力の作用が光速で伝わることは取り入れていたが、いずれも力の法則自身を理論の出発点に採用していた。ところが実際の歴史は、アインシュタインによって意外な方向に発展した。<sup>2)</sup>

### 2.2 生涯で最も素晴らしい考え

アインシュタインの思考の出発点は、あるひらめきだ<sup>3)</sup>ということである。彼はシュタルクに相対論の総説を依頼されていた。「私はベルンの特許局における一つの椅子に座っていました。そのとき突然一つの思想が私に湧いたのです。『あるひとりの人間が自由に落ちたとしたなら、その人は自分の重さを感じないに違いない。』私ははっと思いました。この簡単な思考は私に実に深い印象を与えたのです。私はこの感激によりて重力の理論へ自分を進ませ得たのです。私は考え続けました。」<sup>\*1)</sup>

<sup>†</sup> 工学院大学名誉教授

<sup>\*1)</sup> 「動いている物体の電気力学」の冒頭は1個の磁石と1個の電気の導体があるとき、どちらが動いているか区別できないと考えることであつた。似ている。(但し彼は熱力学の法則も好きだつた。)<sup>4)</sup>

アインシュタインはこれを「わが生涯で最も素晴らしい考え」と呼んでいる。<sup>\*2)</sup> 1907年12月4日の報告に次の表現がある。<sup>5)</sup> 「二つの運動系 $\Sigma_1$ と $\Sigma_2$ を考える。 $\Sigma_1$ はその $X$ 軸の方向に加速され、 $\gamma$ がその(時間的に一定な)加速度であるとする。 $\Sigma_2$ は静止しているが、一様な重力場の中にあるとする。これはすべての物体にその $X$ 軸の方向に向かう $-\gamma$ という加速度を与える。

私たちの知る限り、 $\Sigma_1$ についての物理法則と $\Sigma_2$ についての物理法則と少しも違わない。この理由は重力場の中ですべての物体が同じように加速されることに基づいている。経験の現段階では私たちは $\Sigma_1$ と $\Sigma_2$ がどのような点においてもお互いに異なると仮定する理由がない。したがって以下の議論では重力場と、それに相当する座標系の加速度が完全に物理的に等価であると仮定しようと思う。」<sup>\*3)</sup>

これから加速している系での時計の進み、重力場の中の恒星からの光の波長がいずれも $(1+\Phi/c^2)$ 倍となり、重力質量と慣性質量は等しいことが導いてある。但し $\Phi$ は重力ポテンシャル、 $c$ は光速である。太陽の表面では波長が $kM/c^2R_\odot=2\times 10^{-6}$ 倍だけずれる。<sup>\*4)</sup> 重力によって光が曲がることも気づいたが地上の実験では観測できないと考えた。

### 2.3 静的重力場

特許局の技師だったアインシュタインはやがてチューリッヒで教職につくが、間もなくプラハに教授として移る。その間しばらく重力の論文が途絶えるが、考え続けてはいた。静的な重力場に関する論文から再開する。光の屈折が天文学的に観測できると考えたのである。

- ・1911年6月21日の論文では光が重力によって曲がることの計算結果を示した。太陽のすぐ傍を通る光について $2(kM/c^2R_\odot)=4\times 10^{-6}\text{ rad}=0.83\text{ 秒}$ であった。<sup>6)</sup><sup>\*5)</sup>

この論文に興味を持った天文学者フロイントリッヒが以後協力するようになった。<sup>7)</sup>

- ・1912年2月24日の論文では重力場の変化を光速の場所による変化と考え、光速を求める式は $\Delta c = kcp$ であ

<sup>\*2)</sup> glücklichste Gedanke meines Lebens: the happiest and 英訳されることが多いが幸福よりも幸運の意味が強い。

<sup>\*3)</sup> これが等価原理の原形である。

<sup>\*4)</sup>  $\Phi = kM/R_\odot$ , 但し,  $k = 6.673 \times 10^{-31} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-2} \text{ s}^{-2}$  は重力定数,  $M = 1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$  は太陽の質量,  $R_\odot$  (原論文では $\Delta$ ) は太陽の半径  $6.960 \times 10^8 \text{ m}$  である。光速  $c$  は  $2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$ 。  $kM/R_\odot c^2$  が約  $2.1 \times 10^{-6}$  (zwei Millionstel) である。

<sup>\*5)</sup> 重力場の中で光の速度が  $(1+\Phi/c^2)$  倍になると計算した。

るとした。<sup>\*6</sup> 補遺で、光速  $c$  が空間的に変化する場合、質点の運動方程式が、特殊相対論の場合と同様に変分原理で求められることを示した。4次元時空にポアソンの方程式を拡張したアブラハム<sup>8)</sup> は等価仮説に反するとしている。<sup>9), \*7</sup>

- 1912年3月23日の論文では光速について  $\Delta c - (1/2c)(\text{grad } c)^2 = kcp$  が正しいとした。前回の論文では質点を質量のない剛体の棒で支えていたが作用反作用の法則によってその棒が動く効果を考慮したのである。その結果、等価原理は全空間ではなく、狭い領域に対してだけ成り立つことになった。なお、等価原理という表現はこの論文が初めてである。さらに電磁気学と熱力学への影響も考察した。最後に、質点の運動方程式がハミルトンの原理(変分原理)から導けることを示した。アインシュタインは以上の結果に満足した。<sup>10)</sup>
- 1912年7月4日：プラハでの最後の論文である。<sup>11)</sup> 直前の論文でアブラハムは、「アインシュタインが光速一定の原理を捨てたことは相対性理論への止めの一撃(coup de grace)だ。自分(アブラハム)自身は絶対論者だがアインシュタインの公式は捨てない」と述べた。アインシュタインは自らの立場を明らかにした。特殊相対論は「相対速度が一定の複数の座標系についての相対性原理」と「光速一定の原理」から成り立つ。「光速一定の原理」は重力ポテンシャルが一定である場合に成り立つから狭い領域では成り立つ。特殊相対性は広い範囲で成り立つ。時間空間の値は意味を失う。<sup>\*8</sup>
- 1912年9月2日アブラハムの反論<sup>13)</sup> を相手とせず論争を打ち切った。<sup>14)</sup>

## 2.4 1912年：リーマン幾何との遭遇

一般相対論の成立のための次の重要なステップは重力を幾何学と関係づけたことである。その動機は座標系の回転と遠心力の問題である。<sup>\*9</sup> 直接的には1909年の学会でボルンが剛体の電子は回転できないと述べたことに始まる。<sup>15)</sup> やがて重力場をスカラーと考えるのでは不十分なことに気づいた。一つには回転する座標系でユークリッド幾何が成り立たないことだった。回転の方向にローレンツ収縮が起こると円周率が大きくなるからである。<sup>\*10</sup>

マッハの影響もある。マッハは、まわりの物質の回転によって遠心力やコリオリ力の生まれる可能性を指摘し、ニュートンの空間の絶対性を批判した。アインシュタインはそのヒントについて再三マッハに感謝している。

<sup>\*6</sup>  $\Delta$ はラブラシアンである。 $\rho$ は密度。

<sup>\*7</sup> アブラハムはプランクの弟子で、有名な電磁気学の教科書(アブラハムとベッカー)の共著者の一人でもある。就職に苦労し、一時は無所属だった。論争は厳しかったがアインシュタインはアブラハムへの敬意を保ち、デバイの後任に推薦したこともある。<sup>12)</sup>

<sup>\*8</sup> 一般座標変換を許すので値そのものは方程式だけでは決まらない。のちにアインシュタインは、そのことの認識がアマかったので重力場の方程式に到るのが遅くなったと反省している。

<sup>\*9</sup> 力学の講義の一環として、見かけの力の例として遠心力とコリオリ力がある。これに等価原理を適用するのは当然の問題には違いない。

<sup>\*10</sup> 目盛が縮むので円周の長さは増大する。

• 1912年7月の論文は質量の様に分布した質量  $M$  の中空の球殻の中に質量  $m$  の質点において球殻を一定加速度で動かした場合を考える。<sup>16)</sup>

この論文は回転ではないが、マッハ原理と回転の問題の萌芽的な論考である。

「この問題は私には1912年まで解けずに残されました。この年になって私はふとガウスの表面理論がこの神秘をひらく鍵として深い理由をもち得ることに思い当たりました。ガウスの表面座標を私はそのときほんとうに意味深いものの如くに自分に思い浮かべました。けれども私はそれまでリーマンが幾何学の基礎をより深く論じたことを知らなかったのです。私はひょっとして学生時代に数学教師ガイザーに幾何学を教わったなかにガウスの理論があったことを思い出し、そこにこの思想を導き出し得たのです。そして幾何学の基礎が物理的な意味を持つべきことに考え及んだのでした。」<sup>17)</sup>

以上の見解にはプラハの時代に到達していた。

1912年8月にチューリッヒにもどる。かねてからの友人グロスマンからリーマン幾何・テンソル解析(リーマン、クリストッフエル、リッチ、レヴィ・チヴィタ)を教わったのは8月10日と8月16日の間らしい。<sup>18)</sup>

1912年10月ゾンマーフェルトに、研究が進み、数学への尊敬が増したと書いている。<sup>19)</sup>

• 1913年5月28日(以前)にグロスマンと2人で論文「一般相対性理論および重力論の草案(Entwurf)」を書いた。<sup>20)</sup> 慣性質量と重力質量の比が等しいことを示すエトベッシュ(Eötvös)の実験はここが初出である。§1 静的重力場における質点の運動方程式では「等価仮説」から変分原理に基づいて質点の運動方程式が導いてあり、マッハの結果に合うとしている。§3では重力場は空間の曲がり方を与えるテンソルで表現され、それによってハミルトンの関数(実はラグランジアンのこと)が定められる。§4ではストレス・エネルギー・テンソル  $\Theta^{\mu\nu}$  が定義され、運動量・エネルギー保存則が表現される。§5の重力場の方程式ではポアソンの方程式の一般化として  $\Gamma^{\mu\nu} = \kappa \Theta^{\mu\nu}$  と想定されている。左辺は  $g_{\mu\nu}$  から微分演算によってつくられる反変テンソルである。 $\kappa$  は重力定数と関係づけられる定数である。<sup>\*11</sup>

ここで左辺としてリッチ・テンソルを選べば共変的な重力場の方程式になる。しかし残念ながらそうしなかった。重力場の方程式からニュートンの理論(ポアソンの方程式)が導けないと思いついてしまったのである。アインシュタインはグロスマンの書いた数学の部の§4の2を見よと書いているがそこには具体的な説明はない。<sup>\*12</sup>

<sup>\*11</sup> 原論文の右辺と左右を入れ替えた。

実は方程式は全部が独立ではなく自動的に成り立つ式が4個ある。そのために解には任意性がある一意的には決まらない。アインシュタインはそのことが共変的な方程式ができない理由だと考えた。これを穴(hole)の議論という。苦し紛れに座標変換を線形な変換に制限したが、それでは一般相対性原理を満足するとはいえない。

- ・1913年9月23日ウィーンの物理学会ではノルトストレームの理論と自分の草案を紹介した。ミーは激しく食い下がり等価原理について見解が別れた。<sup>21)</sup>

ここでミーの理論(電磁気学の一般化)について一言述べておこう。<sup>22)</sup>

その目的は電子が安定に存在することの保証だった。電子の中の電荷分布にはクーロン力(斥力)の他に電磁的な凝集させる力が作用すると考える。電場と磁束密度を表す反対称2階テンソル(6成分)と4元電流密度を考えるが、その満たすべき方程式は最終的に1個の世界関数(ラグランジアンのこと)から変分原理で求められる。

## 2.5 1914年-1915年10月

ここで2年程停滞する。

- ・1914年1月24日の論文<sup>23)</sup>ではミーの批判<sup>24)</sup>について立場を明らかにした。
- ・1914年2月19日フォッカーとの共著。ノルトストレームの理論はテンソル量同士の方程式からスカラー量同士の方程式にしたものとの解釈でき、共変性を満たして理論上は問題ないことを示した。<sup>25)</sup>
- ・1914年5月29日「一般相対論に基づく重力理論の場の方程式の共変性」グロスマンとの共著。<sup>26)</sup> まだ迷路の中にある。重力場の方程式を表現する。エネルギー密度を定義する。エネルギー保存則を満足する。§2では座標系を選ぶ4つの条件を述べる。

フロントリッヒは第1次世界大戦のため1914年8月21日のクリミア半島での皆既日食を観測できなかった。<sup>\*13, \*14</sup>

- ・1914年10月29日の論文。測地線の方程式が初めて具体的に示されている。<sup>27)</sup> 正しいラグランジアンには気づいていない。ニュートンの理論を含むときに使っている解は計量テンソルの空間成分はユークリッド空間

のままだから前掲のStachelの議論の裏付けになる。

1915年の夏(6月28日-7月5日)、アインシュタインはヒルベルトに招かれて集中講義を(2時間の講義を6回)行った。

1915年10月、彼は前年までの論文の間違いに気づいた。<sup>28)</sup>

1. 回転する座標系が正しく取り扱えない。<sup>29)</sup>
2. 水星の近日点移動が100年当たり18秒となり、観測と合わなかった。<sup>30)</sup>
3. 重力場の方程式が共変性を満たせないという前年の議論は間違っていた。<sup>31)</sup>

## 3. 1915年11月

1915年11月アインシュタインは自宅にこもりきりで計算した。1週間おきに学士院で講演し、その結果はいずれも1週間後に出版された。重力場の方程式を完成し、水星の近日点の移動を説明し、光の屈折の正しい値を得た。

- ・第一の論文(11月4日)はそれまでのまとめであるが、座標系を定めるための一つの条件<sup>\*15</sup>において重力場の方程式を $R_{\mu\nu} = -\kappa T_{\mu\nu}$ と書いた。<sup>32)</sup> 但し、この左辺はリッチ・テンソルではなく、その一部である。右辺にある $T_{\mu\nu}$ は物質のストレス・エネルギー・テンソルでそれから定義されるスカラー量を $T$ とする。
- ・次の週(11月11日)のは補足である。この座標条件の場合、左辺がリッチ・テンソルと等しいことを示した。なお $T=0$ となる。<sup>33)</sup>
- ・第二の論文(11月18日)は水星の近日点の移動が100年間に43秒だという計算であった。(1913年に草案に基づいてベッソーと計算したときにはその5/12倍の18秒だったので、)望ましい値になったときには心臓がどきどきした(palpitationを感じた)という。<sup>34)</sup> 同時に太陽のそばを通る光の屈折が1.7秒(以前の2倍)になることも示した。さらに、 $T$ が0でない場合にも成り立つ重力場の方程式が得られることを予告した。
- ・それが第三の論文(11月25日)で、<sup>1)</sup>

$$R_{im} = -\kappa \left( T_{im} - \frac{1}{2} g_{im} T \right) \quad (1)$$

となる。<sup>\*16</sup> これがアインシュタインの与えた重力場の方程式である。

1916年3月20日には総合報告「一般相対論の基礎」を発表した。<sup>35)</sup> これで一般相対論を知った人も多い。総和記号を省略する、いわゆるアインシュタインの規約はここから始まった。

## 4. ヒルベルトの役割

ヒルベルトは現代数学の父とも言われる大数学者であ

<sup>\*12</sup> Stachel (pp. 305-306) の推論では「グロスマンが静的と言ったのでアインシュタインがそれまでの静的近似に使っていた計量テンソル( $g_{44} = c^2$ ,  $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$  但し $c$ は空間的に変化する。)をそのまま使って計算すると $R_{44} = (1/2)\Delta g_{44}$ ,  $R_{4n} = 0$ ,  $R_{mn} = (1/2)(\partial^2 g_{44}/\partial x_m \partial x_n)$  ( $m, n = 1, 2, 3$ )となる。

$R_{44}$ を見るとポアソンの方程式が出てきそうに見えるが $R_{mn} = 0$ とすると $g_{44}$ が座標の1次関数でなければならないことになってしまう。これでは重力の理論にならない。」という事情であった。案外これが当たっているかも知れない。

正しい重力場の方程式の第一近似の解では $g_{44}$ の他に $g_{mn} = \delta_{mn} - \alpha x_m x_n / r^3$ ,  $a = \kappa M / 4\pi$ も必要である。

<sup>\*13</sup> このときは光の屈折の角度は後の正しい値の半分(等価原理だけから出てくる値)だった。

<sup>\*14</sup> 1914年6月28日にサラエヴォ事件、7月28日に開戦(オーストリアがセルビアに宣戦布告)。1916年11月11日ドイツが休戦協定に調印。

<sup>\*15</sup> 座標条件 $\sqrt{-g} = 1$ 。これは物質のない場合に対応し、光の屈折や近日点の移動についてはそれで十分である。

<sup>\*16</sup> 添字は原論文の通り。 $-\kappa$ はリッチ・テンソルの定義による。



る。<sup>\*17</sup> 1862年1月23日生まれで1915年11月には43歳であった。アインシュタインは1879年3月14日生まれで36歳であった。<sup>36)</sup> この時期のヒルベルトは、物理学の基礎的諸問題とその数学的な定式化に特に興味を持っていた。

ヒルベルトの重力場の方程式に対する貢献については議論がある。まず二人の間の往復書簡を簡単に紹介しよう。以下Eはアインシュタイン、Hはヒルベルトを表す。<sup>\*18</sup>

ヒルベルトの依頼でゲッティンゲンで講義した。よく理解してもらえたので非常に喜びヒルベルトが好きになった。<sup>37)</sup>

- ・11月7日(日) [CPAE, 8-136]<sup>3)</sup>: E→H: 重力場の方程式を変更したので論文を送った。4週間前に証明の間違いを見つけた。私の間違い(スープの中の髪の毛)にあなたも気づいたとゾンマーフェルトから聞いた。ゲッティンゲンの力学と歴史週間に聞きに行くのを楽しみにしている。
- ・11月12日(金) [CPAE, 8-139]<sup>3)</sup>: E→H: お便りありがとうございます。新しい進歩があった。 $\sqrt{-g}=1$ と仮定すると共変性が正確に成り立つ。リーマン(リッチ)のテンソルで重力場の方程式が成り立つ。この修正が正しいなら重力は原子の組成でも基本的な役割を果たすだろう。面白い。前年10月29日の論文を2部送った。
- ・11月13日(土) [CPAE, 8-140]<sup>3)</sup>: H→E: 興味を持ってくれたので私の理論を説明したい。重力も電磁気も同じである。エネルギーは電磁気と重力の和である。重力場の式から電磁気学の方程式が得られた。11月16日(火)にゲッティンゲンに来てくれれば説明する。私の理解する限り、あなたの論文は自分のとは異なる。
- ・11月15日(月) [CPAE, 8-144]<sup>3)</sup>: E→H: 葉書を見た。興味がある。行かずに印刷された論文を読む。疲れたし胃炎になった。できれば論文を送ってほしい。奥様によろしく。
- ・11月18日(木) (その間にヒルベルトから論文の原稿が届いていた。) [CPAE, 8-148]<sup>3)</sup>: E→H: あなたのシステムは私のと同じである。問題は共変性ではない。それはリーマンのテンソルでできる。3年前に、難しかったのはニュートンの理論を含ませることであった。この数週間に共変性を満たしニュートンの理論を含む式を見つけて知らせた。近日点移動を導き今日提出した。
- ・11月19日(金) [CPAE, 8-149]<sup>3)</sup>: H→E: 近日点移動の

計算おめでとう。電子の方程式から輻射の起こらぬことを説明できたであろう。<sup>\*19</sup> 引き続き知らせしてほしい。

ヒルベルトは11月16日の講演の内容を11月20日にゲッティンゲンの会報に投稿して受理された。アインシュタインの重力場の方程式は11月25日に受理された。

ここで二人の文通は暫く途絶える。アインシュタインは心穏やかでなかった。友人あての手紙の中に伝えられている。<sup>39)</sup>

ゾンマーフェルトあてには経過を報告している。<sup>40)</sup>

- ・12月2日(木) アインシュタインの論文が出版された。
- ・12月20日(月) [CPAE, 8-167]<sup>3)</sup>: E→H: 礼状に付け加えて次のように述べた。私たちの間に、確かに悪い感情があった。その原因を分析したいとは思わない。その苦い感情を完全に克服できた。このさもしい世の中で、本当の仲間がお互いの存在を楽しまないとしたら恥ずかしいことだ。

これ以降二人の関係は完全に回復した。ボルンによれば先取権争いは生じなかった。<sup>41)</sup>

ヒルベルトの論文は重力場とミーの拡張された電磁気学の理論を統一することに特徴があり、受理の日付は1915年11月20日のまま1916年の3月に出版された。冒頭にアインシュタインの1914年の論文と1915年11月の4つの論文が引用されている。自分の方程式はアインシュタインの素晴らしい理論と一致すると書いてある。

1916年10月26日アインシュタインは自分の流儀で変分原理から重力場の方程式を導いた。ローレンツの4編の論文と共にヒルベルトの1915年(受理)の論文を引用している。<sup>42)</sup>

1917年ワイルは、変分原理から重力場の方程式を再び導くことは、最初にミーの理論によってヒルベルト、一般的にローレンツ、一般相対論自身の中でも(アインシュタイン)によってなされたと書いた。<sup>43)</sup>

ヒルベルトの論文の続編(第2部)が1917年に出され、1924年には両者をまとめた論文が書かれた。この論文では計量テンソルについての変分の計算が示してある。<sup>44)</sup>

1921年パウリはヒルベルトの貢献について「変分原理がその出発点となっている。しかし変分原理はそもそも理論の出発点ととるべきものではなく、つぎの節で説明するように、それはむしろアインシュタインの理論の数学的結果として導かれたものである。」<sup>45)</sup>「しかしヒルベルトの理論の展開のやりかたは物理学者として受け入れにくいように思われる。なぜなら変分原理を公理として最初から採択した。またもっと重要な反論は、彼の重力場の方程式が任意の物質系と相互作用している重力場に対する方程式ではなく、ミーの理論をもとにしたものであるということである。」<sup>46)</sup>と述べている。

1974年、メーラは「アインシュタイン、ヒルベルト、相対性理論」で<sup>47)</sup>ヒルベルトの論文受理の日付がアインシュタインの論文受理の日付より早いことからヒルベルトが先

<sup>\*17</sup> リードによる伝記がある。<sup>8)</sup> 物理学に対してはヒルベルト空間の創始者として、また量子力学に役立ったクラウゼン-ヒルベルトの「数理物理学の方法」で知られている。数学基礎論では、ブラウワーの直観主義に対して、矛盾のない公理系による形式主義で対抗した。

<sup>\*18</sup> アインシュタインとヒルベルトの往復書簡は1943年のヒルベルトの死後ゲッティンゲンの図書館で忘れられていたのを、アインシュタインの秘書のヘレン・デュカスとヒルベルトの秘書(Frau Jahnke)との関係で収録されたという。<sup>38)</sup>

<sup>\*19</sup> ボーアの素粒子模型で加速度をもって運動しているのに電子が安定であることの説明か。

に見つけたと主張した。

1978年 J. Earman, C. Glymour,<sup>48)</sup> 1982年 パイス<sup>49)</sup> は往復書簡を含めてこの問題を論じたが、どうも歯切れが悪い。

ここまでの話はヒルベルトの最初の原稿が投稿されたものと発表されたものが同じだという前提であったが、1997年にヒルベルトの原稿の初校が発見された(出版は1916年3月)。<sup>50)</sup> その日付は1915年12月6日である。<sup>51)</sup> 校正刷と出版された論文にはかなりの違いがある。

2007年の Walter Isaacson による伝記には校正刷の発見が紹介されており、「ヒルベルトが論文を見直したことから判断してアインシュタインの方が早く重力場の方程式を発表したようである。結局ヒルベルトもアインシュタインに先取権 (credit) を認めた。」と述べている。<sup>52)</sup>

しかしヒルベルトが一般相対論の成立に大きく寄与したことは間違いない。

## 5. 一般相対論のその後

1919年、皆既日食の観測で理論通りの結果が認められ、アインシュタインは一躍有名人となった。

アインシュタイン以外の重力の理論はどうなったか。

- ・ノルトシュトレームの理論は矛盾がないが光の屈折を説明できなかった。一時期アインシュタインの理論との共存理論が提唱されたが観測上の理由で消え去った。
- ・ワイルの理論はアインシュタインの理論の一般化である。ワイルは学生の質問からそのヒントを得た。<sup>53)</sup> 後に波動関数に対する位相の変換と解釈しなおされた。「ゲージ理論」の名前の由来である。
- ・アインシュタインは膨張宇宙が気に入らなくて宇宙定数を含む方程式を提案した。ハブルによって膨張宇宙が観測されたので捨てられたが、ごく最近になって復活した。

1960年代まで一般相対論の検証は重力の弱い場合に限りられており、高エネルギー物理の目覚ましい発展の影に隠れていた。私は緋田吉良先生、木村利栄先生、太田忠之先生とポスト・ポスト・ニュートン近似の物理を研究した。<sup>54)</sup>

その後一般相対論と重力の理論は宇宙物理とも関連して大きく発展した。喜ばしいことである。

小島智恵子先生にお世話になった。御礼申し上げます。

### 参考文献

- [全集] 阿部良夫, 遠藤美壽, 山田光雄, 石原 純訳『アインシュタイン全集: 全4巻86編』(改造社)。第貳巻冒頭のアインシュタインの序文参照。第四巻は1923年8月31日発行, 関東大震災の直前であった。
- [ペリヒテ] Königlich Preußische Akademie der Wissenschaften (Berlin) Sitzungsberichte (プロシア科学学士院会報一通称ペリヒテ)。
- [CPAE] Collected Papers of Albert Einstein. CPAE は Princeton University Press から出版されている。論文・書簡を網羅した全集である。一部の英訳も出版されていて便利である。(Collected Papers of Albert Einstein, Vol. 6, Doc. 25 を CPAE6-25 と表す。)
- [ワイル] H. Weyl: *Space—Time—Matter* (Dover Pub., 1952) 原著第4版の英訳: 内山龍雄訳: 『時間・空間・物質』(ちくま学芸文庫, 2007) 原著第5版準拠, 原著初版1918。
- [パウリ] W. Pauli: *Theory of Relativity* (Dover Pub., 1981): 内山龍雄訳:

- 『相対性理論』(ちくま学芸文庫, 2007) 原著初版1921, Teubner.
- [講演録] 石原 純著, 岡本一平画: 『アインシュタイン教授講演録』(改造社, 1923): (東京図書, 1971)。
  - [リード] C. Reid: *Hilbert* (Springer Verlag, 1970); C. リード著, 彌永健一訳: 『ヒルベルト 現代数学の巨峰』(岩波書店, 1972): (岩波現代文庫, 2010)。
  - [パイス] A. Pais: *'Subtle is the Lord...' The Science and the Life of Albert Einstein* (Oxford Univ. Press, 1982); 西島和彦監訳: 『神は老獪にして…アインシュタインの人と学問』(産業図書, 1987)。
  - [Stachel] J. Stachel: *Einstein from 'B' to 'Z'* (Birkhäuser, 2002)。
  - 1) 全集2-25: CPAE6-25: 「重力場の方程式」; ペリヒテ pp. 844-847。
  - 2) パウリ p. 142; 邦訳下巻 pp. 11-12。
  - 3) 講演録 p. 84。
  - 4) 安孫子誠也: 『アインシュタイン相対性理論の誕生: 講談社現代新書』(講談社, 2004) pp. 55-56。
  - 5) 全集1-2: CPAE2-47 「相対性原理とそれより演繹せられる結果」; *Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik* (放射学及び電子学年報) **4** (1907) pp. 411-462, 第5章第17節。
  - 6) 全集2-14: CPAE3-23: 「光の伝播に対する重力の影響」; *Annalen der Physik* [4] (物理学年報) **AdP 35** (1911) 898-908。
  - 7) CPAE5-281, 5-287, 5-336, 5-420, 5-472, 5-492, 5-506 等。
  - 8) *Phys. Zeitschrift* **13** (1912)。
  - 9) 全集2-15: CPAE4-3: 「光の速さと静的重力場」; *AdP 38* (1912) 355-369。
  - 10) 全集2-16: CPAE4-4: 「静的重力場の理論および校正での補足」; *AdP 38* (1912) 443-458。
  - 11) 全集2-17: CPAE4-8: 「相対性と重力 アブラハムの批判への返答」; *AdP 38* (1912) 1059-1064。
  - 12) パイス邦訳 pp. 302-303。
  - 13) *AdP 39* (1912) 444。
  - 14) 全集2-18: CPAE4-9: 「アブラハムの議論へのコメント」; *AdP 39* (1912) 704。
  - 15) パイス邦訳 pp. 279-282; Stachel: pp. 245-272。
  - 16) CPAE4-7: 「電磁誘導に似た重力の効果はあるか?」; *Vierteljahrsschrift für gerichtliche Medizin und öffentliches Sanitätswesen* **44** (1912) 37-40。
  - 17) 講演録 pp. 85-86; パイス邦訳 pp. 276-277。
  - 18) CPAE4-10 にはその時期のノートが公開されている。
  - 19) CPAE5-421。
  - 20) 全集2-19: CPAE4-13: 「一般相対性理論及び万有引力論の草案」, 物理学の部 [アインシュタイン], 数学の部 [グロスマン]。1913年5月 Teubner から冊子として出版され, その後1914年 *Zs. Math. Phys.* で公表された。内山龍雄訳編: 『アインシュタイン選集2』(共立出版, 1970) pp. 33-58 (物理学の部だけ) がある。これに基づいた水星の近日点移動の計算 (友人ベッソーとの共同研究) が CPAE4-14 にある。
  - 21) CPAE4-17. 討論は4-18 ミーも重力の理論を考えていた。パイス邦訳 pp. 306-308。
  - 22) *AdP 37*, p. 511, **39**, p. 1 (1912); **40**, p. 1 (1913); パウリ邦訳下巻 pp. 106-115; ワイル邦訳上巻 pp. 456-471。
  - 23) 全集2-21: CPAE4-25: 「一般相対論と重力の理論についての主要の問題」; *Phys. Zeitschr.* **15** (1914) 176-180。
  - 24) *Phys. Zeitschr.* **15** (1914) 115, 169: 前述の会議の後日談。
  - 25) 全集4-79: CPAE4-28; *AdP 44* (1944) 321-323 「絶対微分学の見地から見たノルトシュトレームの重力理論」; パイス邦訳 pp. 308-309。
  - 26) 全集2-20: CPAE6-2: *Zs. Math. Phys.* **63** (1914) 215-225。
  - 27) 全集2-22: CPAE6-9: 「一般相対論の形式的基礎」; ペリヒテ 1030-1085。
  - 28) CPAE8-153: 後のゾンマーフェルトへの手紙 (1915年11月28日)。
  - 29) CPAE8-123: E→フロントリッヒ (9月30日)。
  - 30) CPAE4-14: 1913年の草案の頃ベッソーと行った計算で合わないので発表しなかった。正しい計算の5/12倍だった。
  - 31) CPAE8-129: E→ローレンツ (10月12日)。
  - 32) 全集2-23: CPAE6-21: 「一般相対論について」; ペリヒテ (1915) 778-786。
  - 33) 全集2-23の補遺: CPAE 文献6-22 ペリヒテ (1915) 799-801。
  - 34) 全集2-24: CPAE6-24: 「一般相対論からの水星近日点移動の説明」; ペリヒテ (1915) 831-839。
  - 35) CPAE6-30: *AdP 49* (1916) 769-822; 『アインシュタイン選集第2巻』 pp. 59-114。
  - 36) アインシュタインの1916年の肖像が CPAE6 の表紙にある。
  - 37) CPAE8-96: 7月15日: ゾンマーフェルトへの書簡。但し, 既に多少警戒しているところも伺える。
  - 38) A. Pais: *Einstein Lived Here* (Oxford Univ. Press, 1994) p. 83。

- 39) ツァンガーあて：CPAE8-152: 11月26日，ベッソーあて：CPAE8-155: 11月30日。  
 40) CPAE8-153: 11月28日；CPEA8-161: 12月9日。  
 41) リード，邦訳p. 276。  
 42) 全集2-41: CPAE6-41:「ハミルトンの原理と一般相対論」；ペリヒテ (1916) 1111-1116; H. A. Lorentzの四つの論文 (die Koninski Akad. van Wetensch. te Amsterdam, 1915, 1916); D. Hilbert: Gött. Nachr. [2] 1915. Heft 3.  
 43) AdP 54 (1917) pp. 121-125: ワイル自身による証明も示してある。  
 44) D. Hilbert: Nachrichten von der Königlich Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Mathematische-physikalische Klasse (1916) 395-407 “Die Grundlagen der Physik (第1部)”，同第2部 (1917) 61-76; D. Hilbert: Math. Ann. 92 (1924) 1.  
 45) パウリ p. 161; 訳書下巻 p. 54。  
 46) 同 p. 145; 訳書下巻 p. 239, 註 [277]。  
 47) M. J. Mehra: *Einstein, Hilbert, and the Theory of Gravitation* (D. Reidel Pub. Company, 1974) pp. 24-31。  
 48) J. Earman and C. Glymour: *Einstein and Hilbert: Two Months in the History of General Relativity*, Archive for History of Exact Sciences (1978) 291-308. 同書 p. 292によると当時の郵便事情ではベルリン-ゲッティンゲン間は1日で書簡が届いた。  
 49) パイス pp. 257-261; 邦訳 pp. 336-342。  
 50) Staats-und Universitätsbibliothek Göttingen (Handschriftenabteilung) Cod. Ms. D. Hilbert 634.  
 51) L. Corry, J. Renn and J. Stachel: *Science* 278 (1997) 1270-1273—Belated

- Decision in the Hilbert-Einstein Priority Dispute; J. Stachel: *J. Astrophys. and Astron.* 20 (1999) 91-101; Stachel: 所収—New Light on the Einstein-Hilbert Priority Question; J. Renn and J. Stachel: Max-Planck-Institut für Wissenschaftsgeschichte Preprint 118 (1999)—Hilbert's Foundation of Physics: From a Theory of Everything to a Constituent of General Relativity.  
 52) *Einstein His Life and Universe* (Simon Schuster Paperbacks, 2007) p. 221.  
 53) Pesic 編: *Mind and Nature*; 拙訳『精神と自然—ヘルマン・ワイル講演録』(ちくま学芸文庫, 2014).  
 54) 木村利栄, 太田忠之著:『古典および量子重力理論』(マグロウヒル, 1989).

著者紹介



岡村 浩氏：一般相対論と重力の理論：ポスト・ポスト・ニュートン近似，マッハ原理等について研究した。工学院大学名誉教授。

(2014年6月17日原稿受付)

The Birth of General Theory of Relativity

Hiroshi Okamura

abstract: Introduction to General Relativity 100 years ago.

『大学の物理教育』誌定期購読のすすめ

『大学の物理教育』は、年3回(3月, 7月, 11月)発行で年間購読料(個人)は1,000円です。購読ご希望の方は、1. 会員番号, 2. 氏名(非会員の方は連絡先, 送付先住所も)をメール (pubpub\_jps.or.jp) または Fax (03-3816-6208) でご連絡下さい。

また、本誌ホームページのURLは次の通りですので、どうぞご覧下さい。

<http://www.jps.or.jp/book/kyoikushi/>

『大学の物理教育』編集委員会

Vol. 20-3 (11月15日発行) 目次

大学の物理教育への期待……………鶴岡靖彦  
 年間特集 大学入試  
 現状の大学入試からの「逸脱」という「願い」……………井上 賢  
 講義室  
 フランスにおける原子力技術者教育の歴史……………小島智恵子  
 実験室  
 地下水ラドンを線源とした霧箱によるアルファ線の観察  
 ………………角森史昭  
 教育実践  
 「違和感」入り映像教材の開発 ………………今和泉卓也  
 海外の動向  
 物理教育国際会議2014とアルゼンチンの学校訪問  
 ………………石井恭子, 興治文子

連載 物理オリンピックと物理教育  
 IPhO2014 カザフスタン大会に参加して ………………杉山忠男  
 図書室  
 『定理が生まれる：天才数学者の思索と生活』……………大野栄三  
 教育に関する一言  
 ………………引原俊哉/荻谷麻子/濱崎立資/内藤智也/高橋卓也  
 開催情報  
 寄贈書リスト  
 『大学の物理教育』総目次 (vol. 20)  
 編集後記

# 一般相対論ミニマム

須藤 靖 (東京大学大学院理学系研究科)

物理学誌の記事のほとんどは難しい。私の知る限り少なくとも30年以上前から編集委員会の方々から編集後記で繰り返し、わかりやすい記事をと訴えかけ、かつそれに向けた不断努力をされてきたにもかかわらず、多分にこれは、非専門家のためではなく、身近な専門家の顔を浮かべながら執筆してしまう著者のせいである。これが良いことか悪いことかは自明ではないが、著者が「釈迦に説法」を避けるべく書いた解説が、大多数はその分野の非専門家である平均的物理学会員にとって「馬の耳に念仏」になってしまい、ほとんど読まれなくなっているとするならば、あまりにももったいない。一般相対論の研究者ではない私が本特集の序論的解説を依頼されたのは、まさにそのためであろう。というわけで、今回は学生時代に一般相対論の講義を受けたもののほとんど覚えていない、という平均的物理学会員を念頭においた平易な、といっても一般向け啓蒙書とは異なる解説を試みたい。したがって、もしも「釈迦に説法」あるいは「厳密には正しくない」と感じられた方がいたならば今回の試みは大成功だと言える。該当しそうな方はただちに本解説をスキップして以降の記事に進まれることを強くお勧めする。

## 1. 一般相対論の心

一般相対論を学んでまず最初に感激するのは、その透徹した思想と清々しいまでの高い論理性・倫理性である。ある特定の現象を説明するためだけの、部品を寄せ集めたつぎはぎ細工ではなく、およそ物理学の理論たるものすべてが満たすべき一つ上の階層の理論的枠組み、といった気品を感じさせる。物理学では「理論」と「モデル」の2つの単語をあまり区別せずに用いることが多いが、決して相対論をモデルと呼ぶ気はしない。その根底を流れる不変性あるいは対称という要請は、あらゆる物理学理論/モデルの基礎となっている。その意味において、法則が満たすべき規範あるいはメタ法則とは何かを学んでいるような気がしてきて、わくわくする。

怪しげな実験的/観測的「発見」が取りざたされるたびに、ただちにラグランジアンをちょこまかといじくって膨大な数の「新モデル」を発表することに汲々としている昨今の職業的理論物理屋も、再度本来の一般相対論の心に立ち返り、物理学理論の備えているべき品格と倫理を見つめ直すとともに、自らの日頃の行いを反省してみるのも決して無駄ではあるまい。

## 2. 物理量と座標系

我々は微分方程式を用いて物理現象を記述する。なぜそれ以外の記述法がないのか、単に知られていないだけなのか、私には良くわからない。いずれにせよそのために、物理現象を観察するための座標系を設定し、注目する物理量をその座標系で観測される成分を用いて微分方程式を書き下す。あとはそれを解けば良い。このように機械的なアルゴリズムにまとめてしまうと、何やら味気ない。しかし、この「座標系」とは何かを考え始めると悩ましい。

デカルト座標や極座標は極めて一般的な選択肢であるが、きれいな形で解けるかどうかは別として、現象の記述とい

う目的だけを考えるならば、いかなる座標系を選択しようとその自由は認めるべきではあるまいか。さらに言えば、そもそも任意の座標系で微分方程式を書き下せるようなものでないかぎり、「物理」現象と呼ぶに値しないのではないだろうか。と、ここまで考えてくると、では物理量自身は座標系などという二次的なものとは無関係な独立した概念であるべきだ、という信念が芽生えてくる。つまり物理量とは座標系の選び方に応じた変換をするのではなく、そもそも座標系などに依存してはならないという結論に至る。

この相対論の倫理感をとことんしつこく、かつわかりやすく力説したのが、Misner, Thorne, Wheelerによる有名な教科書<sup>1)</sup>で、私は多大な影響を受けた。そこでは、通常の教科書のようにテンソルの成分だけで表現するのではなく、成分と基底を常に組として扱うという面倒な表記が用いられている。私が大学で行う相対論の講義の前半は彼らの考え方を完全に踏襲しているし、さらには臆面もなくそれらを易しくまとめた本まで書いてしまった。<sup>2,3)</sup> 以下ではそれらに基づいて、はるか昔に相対論の講義を受けたもののその内容はすっかり忘れてしまったという方々<sup>\*1</sup>だけを対象とした解説を試みる。<sup>4)</sup> ちなみに、一部を除き光速 $c$ を1とする単位系を用いているので注意してほしい。

### 2.1 ベクトルの成分と基底

4次元時空での任意の点Pを考え、そこで4つの独立な基底ベクトルの組 $\{e_\mu\}$ を選ぶ(慣習にしたがって、時間成分を $\mu=0$ 、空間成分を $\mu=1, 2, 3$ とする)。この基底ベクトルの組が、点Pにおける局所的な座標系を定めることになる。以下、点Pで定義されたある物理量Aが、この基底ベクトルの線形結合で書けるベクトル $A(P)$ に対応する場合を例として考えよう。<sup>\*2</sup> すなわち

<sup>\*1</sup> 講義を受けたことすら忘れてしまった方々はなおさら歓迎である。

<sup>\*2</sup> すべての物理量Aが(1)式のような時空で定義されたベクトル(より一般にはテンソル)で表現されることは必ずしも自明ではないが、一般相対論ではそのような素性の明確なものだけを対象とする。

$$A(P) = \sum_{\mu=0}^3 A^\mu(P) e_\mu(P) = A^\mu(P) e_\mu(P). \quad (1)$$

(1)式のように、以降、「上下に繰り返される添字は和をとる」というアインシュタインの規則を採用し、和の記号を省略する。この座標系 (= 基底ベクトルの組の選び方) における  $A$  の成分が、 $\{A^\mu\}$  ということになる。

点  $P$  における座標系の選択の自由とは、基底ベクトルの組  $\{e_\mu\}$  を節度を保った範囲内<sup>\*3</sup> で任意の別の組  $\{e'_\mu\}$  に変更しても、ベクトル  $A$  は不変だという言明：

$$A(P) = A^\mu(P) e_\mu(P) = A'^\mu(P) e'_\mu(P) \quad (2)$$

にほかならない。

(2)式のように書くと自明のように、このような異なる基底の選択に応じて、対応するベクトルの成分の値は当然変わる。(2)式の  $A$  として点  $P$  における無限小距離ベクトルを選べば、

$$dx(P) = dx^\mu(P) e_\mu(P) = dx'^\mu(P) e'_\mu(P), \quad (3)$$

すなわち、異なる2つの基底ベクトルは

$$e'_\mu(P) = \frac{\partial x^\nu}{\partial x'^\mu} \Big|_P e_\nu(P) \quad (4)$$

という関係で結ばれることがわかる。これを再び (2) 式に代入すれば、対応するそれぞれのベクトルの成分は

$$A'^\mu(P) = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\nu} \Big|_P A^\nu(P) \quad (5)$$

という関係にある。通常この式は一般座標変換に対するベクトルの成分の変換則と呼ばれるが、(4)式で表現された各点における基底ベクトルの選び方に応じて、それをもとにして測ったベクトルの成分の値がどう変わるのかを示したものでしかない。つまり、ベクトル  $A$  そのものは不変であるがゆえに、異なる基底ベクトルに対して異なる成分の値が割り振られるというごく自然な帰結に過ぎない。

## 2.2 ベクトルと双対ベクトル

ところで、基底ベクトルの組  $\{e_\mu\}$  に対して、

$$\tilde{e}^\nu(e_\mu) \equiv (\tilde{e}^\nu, e_\mu) = \delta_\mu^\nu = \begin{cases} 1 & (\nu = \mu) \\ 0 & (\nu \neq \mu) \end{cases} \quad (6)$$

を満たすような線型写像の組  $\{\tilde{e}^\nu\}$  ( $\nu=0\sim 3$ ) がただ一つ存在する。ここではそれらを双対基底ベクトルと呼ぶことにする。<sup>\*4</sup>

この双対基底ベクトルの一次結合によって、一般の双対ベクトルがつけられる。そして、ベクトル  $A$  で表現される物理量  $A$  は、双対ベクトル  $\tilde{A}$  を用いても全く同等に表現できる。

$$\tilde{A} = A_\mu \tilde{e}^\mu. \quad (7)$$

ベクトルと双対ベクトル (あるいは1形式) の関係は、もっとなじみ深い例で言えば、線形代数の列ベクトルと行ベクトル、あるいは量子力学におけるブラとケットに対応する。

双対ベクトルの基底と成分の座標変換則も、ベクトルの場合と同じく導くことができ、以下のようになる。

$$\tilde{e}'^\mu = \frac{\partial x'^\mu}{\partial x^\nu} \tilde{e}^\nu, \quad A'_\mu = \frac{\partial x^\nu}{\partial x'^\mu} A_\nu. \quad (8)$$

上式のように、双対ベクトルの成分である  $A_\mu$  は、(4)式に示された基底ベクトル  $e_\mu$  と同じ変換性を示す。一方、(5)式からわかるように、ベクトルの成分  $A^\mu$  は  $e_\mu$  とは逆の変換性を示す。これは当然で、異なる基底 ( $e_\mu$ ) 間の変換に際して、物理量の不変性を保証するために、「成分の値」( $A^\mu$ ) を適宜変化 ( $\partial x'^\mu / \partial x^\nu$ ) させることで基底変換 ( $\partial x^\nu / \partial x'^\mu$ ) を相殺させているだけのことなのだ。

基底ベクトル  $e_\mu$  の変換性を基準としてであろうか、 $A_\mu$  を「共変ベクトル」、 $A^\mu$  を「反変ベクトル」と呼ぶことがある。しかしこれでは、あたかも物理量が座標変換に応じて変化するようなイメージを与えかねない。物理量は座標系などには関係なく存在する概念だから、座標変換に対して当然「不変」なのである。些末なことではあるが、相対論の精神から言っても、共変ベクトルや反変ベクトルといった誤解を与える表現は避けた方が良からう。

## 2.3 計量と一般座標変換

ベクトル空間およびその双対空間の基底である  $e_\nu$  および  $\tilde{e}^\mu$  の組の具体的な表現としていかなる抽象的な概念を念頭におこうと全く自由である。しかし実際に観測できる量は、そのような表現の選択には依らないものでなくては困る。我々が計算し比較できるのはあくまで「数」(関数も含む)に限るので、これら同士を組み合わせる数に対応させる規則 (内積と呼んでおこう) を定義する必要がある。

ベクトルあるいは双対ベクトルで表現できる2つの物理量  $A$  と  $B$  を考える。それらに対応する  $A, \tilde{A}$ , および  $B, \tilde{B}$  を入力して数を出させる演算を括弧で表現することにすれば具体的には  $(A, B)$ ,  $(\tilde{A}, B)$ ,  $(A, \tilde{B})$ ,  $(\tilde{A}, \tilde{B})$  の4つが考えられる。<sup>\*5</sup> そこで、これらの異なる表現がいずれも同じ値となることを要請すると

$$\begin{cases} (\tilde{A}, B) = A_\nu B^\mu (\tilde{e}^\nu, e_\mu) = A_\nu B^\mu \delta_\mu^\nu = A_\nu B^\mu, \\ (\tilde{A}, \tilde{B}) = A_\nu B_\mu (\tilde{e}^\nu, \tilde{e}^\mu) = A_\nu B_\mu g^{\nu\mu}, \\ (A, \tilde{B}) = A^\nu B_\mu (e_\nu, \tilde{e}^\mu) = A^\nu B_\mu \delta_\nu^\mu = A^\nu B_\nu, \\ (A, B) = A^\nu B^\mu (e_\nu, e_\mu) = A^\nu B^\mu g_{\nu\mu}. \end{cases} \quad (9)$$

ただし、基底ベクトル同士、および双対基底ベクトル同士の内積を

$$(e_\nu, e_\mu) = (e_\mu, e_\nu) = g_{\nu\mu} = g_{\mu\nu}, \quad (10)$$

$$(\tilde{e}^\nu, \tilde{e}^\mu) = (\tilde{e}^\mu, \tilde{e}^\nu) = g^{\nu\mu} = g^{\mu\nu} \quad (11)$$

と定義した。これらをじっと見比べると、 $A_\mu = g_{\mu\nu} A^\nu$ ,  $B^\mu = g^{\mu\nu} B_\nu$ , のように  $g^{\mu\nu}$  と  $g_{\mu\nu}$  は成分の添字の位置を上げ下げ

<sup>\*3</sup> 厳密には一次独立とか発散しないとかいろいろな条件がつくかもしれないので、念のためにこの程度の留保をつけておこう。

<sup>\*4</sup> 以下では、面倒なのでこれらが定義された時空点  $P$  は省略するが、これらの基底ベクトルの組は時空の各点ごとに自由に選ばれたものであって良い。

<sup>\*5</sup> 順序は可換であるとする。

する働きがあることがわかる。さらに添字の上げ下げを繰り返したとき再びもとに戻るためには $g^{\mu\nu}$ と $g_{\mu\nu}$ は互いに逆行列の関係でなくてはならないこともわかる。

ところで、(3)式同士の内積(4次元線素)は

$$\begin{aligned} ds^2 &\equiv (\mathbf{dx}, \mathbf{dx}) = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ &\equiv (\widetilde{\mathbf{dx}}, \widetilde{\mathbf{dx}}) = g^{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu \end{aligned} \quad (12)$$

と書ける。相対論の主役とも言える計量 $g_{\mu\nu}$ と $g^{\mu\nu}$ は、それぞれ基底ベクトルと双対基底ベクトル同士の内積だったわけだ。

## 2.4 共変微分とクリストッフエル記号

物理法則は微分方程式で記述されるから、次になすべきことはテンソルの「自然な」微分(共変微分)を定義することである。例としてベクトル $A$ の、基底ベクトル $e_\beta$ 方向への微分を

$$\nabla_{e_\beta} A \equiv \nabla_{\beta} A \equiv A^\mu{}_{;\beta} e_\mu \quad (13)$$

と書くことにし、その具体的な表式を考える。単純に微分のライプニッツ則を用いれば(13)式は

$$\begin{aligned} \nabla_{\beta}(A^\mu e_\mu) &= (\nabla_{\beta} A^\mu) e_\mu + A^\mu (\nabla_{\beta} e_\mu) \\ &= (A^\mu{}_{;\beta} + \Gamma^\mu{}_{\alpha\beta} A^\alpha) e_\mu \end{aligned} \quad (14)$$

と書ける。ここで、単なる関数(成分)の共変微分は偏微分とし、基底ベクトル $e_\mu$ の $e_\beta$ 方向への微分を

$$\nabla_{\beta} e_\mu = e_\alpha \Gamma^\alpha{}_{\mu\beta} \quad (15)$$

とした。上式を通じて定義される係数 $\Gamma^\alpha{}_{\mu\beta}$ は基底ベクトル $e_\mu$ が無限小離れた点でどのように変化しながら時空を覆いつくすかを記述するもので、接続係数<sup>\*6</sup>と呼ばれるが、一般相対論では3章で述べる理由により以下のクリストッフエル記号:

$$\Gamma^\alpha{}_{\beta\gamma} = g^{\alpha\mu} \frac{1}{2} (g_{\mu\beta,\gamma} + g_{\mu\gamma,\beta} - g_{\beta\gamma,\mu}) \quad (16)$$

を採用する。

(13)式と(14)式から成分だけを読み取れば

$$A^\mu{}_{;\beta} = A^\mu{}_{,\beta} + \Gamma^\mu{}_{\alpha\beta} A^\alpha \quad (17)$$

となる。これがベクトルの共変微分の具体的な成分表示である。共変微分とは結局基底ベクトルの微分(第2項)を忘れてベクトルの成分の偏微分(第1項)と足し合わせただけに過ぎず、まったく自然なものであることが理解していただこう。

次に双対ベクトルに対する微分の具体的な表式を求めてみよう。そのために内積においても微分のライプニッツ則が成り立つことを要請する。つまり、

$$\nabla_\alpha (e^\mu, e_\nu) = (\nabla_\alpha e^\mu, e_\nu) + (e^\mu, \nabla_\alpha e_\nu) \quad (18)$$

が成り立つものとする。上式の左辺は定義より $\nabla_\alpha \delta^\mu{}_\nu = 0$ なので、(15)式と合わせて

$$\nabla_\alpha e^\mu = -\Gamma^\mu{}_{\nu\alpha} e^\nu \quad (19)$$

が得られる。

これらを用いると、双対ベクトルの共変微分は

$$A_{\mu;\alpha} \equiv A_{\mu,\alpha} - \Gamma^\nu{}_{\mu\alpha} A_\nu \quad (20)$$

と書き表されることになる。

## 3. 物理量の不変性とテンソルの成分の共変性

一般相対性原理は「物理学の記述において座標系はあくまで便宜的なものである」ことを意味する。さらにいえば、物理量はどのような座標から見ても「不変」である、という物理学の幾何学化の主張でもある。といっても具体的な計算をするためには、たとえ気が進まなくともやはり何らかの座標系を設定する必要がある。しかしながら、その座標系の選択の自由は完全に保証されるべきである。

ここまでは、物理量 $A$ がベクトル(基底ベクトルの一次結合で展開できる)の場合のみを考えたが、より一般には、基底ベクトルを掛け合わせたより高い階数の基底で展開される場合を考えることができる。それがテンソルであり、物理量とテンソル、テンソルの成分は以下のように対応づけられる。

物理量 $T$

⇔ テンソル $T$

⇔ テンソルの成分(テンソル基底の展開係数)

$$T^{\alpha_1 \dots \alpha_m}{}_{\beta_1 \dots \beta_n} e_{\alpha_1} \otimes \dots \otimes e_{\alpha_m} \otimes \tilde{e}^{\beta_1} \otimes \dots \otimes \tilde{e}^{\beta_n} \quad (21)$$

テンソルの成分の添字の数は、対応する物理量で決まっており、展開する基底のテンソル積の階数に対応する。特に、0階のテンソル(添字なし)をスカラー、1階のテンソル(1つの添字をもつ)をベクトルと呼ぶ。一方、成分の添字の上下は、基底ベクトルと双対基底ベクトルのいずれを用いるかによって自由に変えられる。

結局、一般相対性原理は、「物理量 $T$ はテンソル $T$ で表現され、 $T$ は座標変換に対して不変、したがってテンソルの成分は座標変換に対して共変<sup>\*7</sup>」と言い換えることができる。

本解説には全く不要であるものの、ここでぐだぐだ述べたことはむしろ具体的に式で示しておいた方がわかりやすいかもしれない。そこでテンソルの成分に対する座標変換則と共変微分の規則を具体的に書き下しておこう。

$$\begin{aligned} T^{\mu_1 \dots \mu_m}{}_{\nu_1 \dots \nu_n}(x') &= \left( \frac{\partial x'^{\mu_1}}{\partial x^{\alpha_1}} \right) \dots \left( \frac{\partial x'^{\mu_m}}{\partial x^{\alpha_m}} \right) \cdot \left( \frac{\partial x^{\beta_1}}{\partial x'^{\nu_1}} \right) \dots \left( \frac{\partial x^{\beta_n}}{\partial x'^{\nu_n}} \right) \\ &\quad \times T^{\alpha_1 \dots \alpha_m}{}_{\beta_1 \dots \beta_n}(x), \end{aligned} \quad (22)$$

<sup>\*6</sup> 接続係数(クリストッフエル記号)はその3つの添字に対応したテンソルでは「ない」ので、係数(記号)と呼ばれている。

<sup>\*7</sup> (21)式で登場する基底の座標変換性を相殺するように、それらの逆行列を掛け合わせれば良い。

$$\begin{aligned}
T^{\alpha_1 \dots \alpha_m}_{\beta_1 \dots \beta_n; \gamma} &= T^{\alpha_1 \dots \alpha_m}_{\beta_1 \dots \beta_n; \gamma} \\
&+ \sum_{i=1}^m \Gamma^{\alpha_i}_{\mu \gamma} T^{\alpha_1 \dots \alpha_{i-1} \mu \alpha_{i+1} \dots \alpha_m}_{\beta_1 \dots \beta_n} \\
&- \sum_{j=1}^n \Gamma^{\mu}_{\beta_j \gamma} T^{\alpha_1 \dots \alpha_m}_{\beta_1 \dots \beta_{j-1} \mu \beta_{j+1} \dots \beta_n}. \quad (23)
\end{aligned}$$

#### 4. リーマンテンソル, リッチテンソル, リッチスカラー

一般相対論で極めて重要な役割をするリーマンテンソルは空間の曲率に対応するもので,

$$R^{\mu}_{\alpha\beta\gamma} \equiv \partial_{\beta}\Gamma^{\mu}_{\alpha\gamma} - \partial_{\gamma}\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta} + \Gamma^{\mu}_{\lambda\beta}\Gamma^{\lambda}_{\alpha\gamma} - \Gamma^{\mu}_{\lambda\gamma}\Gamma^{\lambda}_{\alpha\beta} \quad (24)$$

で定義される. 通常はこの4階が最大の階数で, ほとんどは2階テンソルを扱えばよいだけなので, 安心して欲しい. 空間曲率が存在するために, 共変微分は一般には可換ではない. 任意のベクトル  $A^{\mu}$  に共変微分を2回行うと

$$A^{\mu}_{;\beta\alpha} - A^{\mu}_{;\alpha\beta} = R^{\mu}_{\lambda\alpha\beta} A^{\lambda} \quad (25)$$

となるが,  $R^{\mu}_{\lambda\alpha\beta}$  は  $A^{\mu}$  には無関係に  $\Gamma^{\mu}_{\alpha\beta}$ , したがって  $g_{\mu\nu}$  だけに依存したテンソルである. このリーマンテンソルの添字の縮約によりリッチテンソル:

$$R_{\alpha\beta} \equiv R^{\mu}_{\alpha\mu\beta} \quad (26)$$

とリッチスカラー:

$$R \equiv R^{\mu}_{\mu} = g^{\alpha\beta} R_{\alpha\beta} \quad (27)$$

が定義される. これらは後述のアインシュタイン方程式に直接登場するため, 一般相対論では避けて通れないほど重要なテンソルである (逆に言えば, それ以外のテンソルは知らずともほとんど問題ない).

#### 5. 運動方程式: 測地線の方程式

ニュートンの第1法則によれば, 「外力が働かない場合の質点の軌道は, 直線である」. ユークリッド空間を前提としたこの結論を, リーマン時空における一般相対論の場合に拡張すれば, 「(重力以外の)力が働かない場合の質点の軌道は測地線である」ということになる.

一般相対論では, 任意の点のまわりで局所的に

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} = \text{diag}(-1, +1, +1, +1), \quad g_{\alpha\beta;\gamma} = 0 \quad (28)$$

が成り立つような座標系を選ぶことができるという等価原理を前提としてつくられている ( $\eta_{\alpha\beta}$  はミンコフスキー計量である). このような座標系を局所ローレンツ系  $\{X^{\mu}\}$  と呼ぶ. この系においては, 自由粒子の軌道は直線:

$$\frac{d^2 X^{\mu}}{d\tau^2} = 0 \quad (29)$$

となるが ( $\tau$  は固有時間で  $d\tau^2 = -ds^2$ ), これを局所ローレンツ系以外の一般の座標系  $\{x^{\mu}\}$  に変換すればむしろ直線ではなく, (16)式で定義されたクリストッフェル記号を用

いて

$$\frac{d^2 x^{\alpha}}{d\tau^2} + \Gamma^{\alpha}_{\mu\nu} \frac{dx^{\mu}}{d\tau} \frac{dx^{\nu}}{d\tau} = 0 \quad (30)$$

と書き直すことができる. この式は測地線の方程式と呼ばれ, ニュートン力学に対応させれば, 左辺第1項が加速度, 第2項が重力に相当する.

もう少しスマートな定式化としては, 次の作用:

$$I = \int g_{\alpha\beta} \frac{dx^{\alpha}}{d\tau} \frac{dx^{\beta}}{d\tau} d\tau \quad (31)$$

を  $x^{\mu}$  ( $\mu=0\sim 3$ ) に関して変分することでも, (30)式を導くことができる.

これらからわかるように, 接続係数として (16)式のクリストッフェル記号を採用することは, 次の条件と等価である.

(a) 任意の点において

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta}, \quad g_{\alpha\beta;\gamma} = 0 \quad (32)$$

となるように選ばれた局所ローレンツ系における直線が, 粒子の測地線と一致する.

(b) 測地線は固有時を極大にする世界線と一致する.

さらに, 具体的に計算してみると, クリストッフェル記号を採用すれば

(c)  $g_{\alpha\beta}$  に対する共変微分が常に0である.

$$g_{\alpha\beta;\gamma} = 0 \quad (33)$$

ことも示される. これは, テンソルの成分の添字の上げ下げと共変微分が互いに可換であることを保証する大切な性質である.

(30)式の第2項がどう具体的に重力と結びついているのかはすぐにはわからないだろうが,

(1) 質点の速度が非相対論的:  $|dx^i/dt| \ll c$  ( $i=1\sim 3$ )

(2) 時空がほぼミンコフスキー計量に近い (重力場が弱い):  $|h_{\mu\nu}| \equiv |g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}| \ll 1$

(3) 重力場が時間変化しない:  $|h_{\mu\nu,0}| \approx 0$

の3条件のもとで測地線の方程式を変形すれば, ニュートン理論での粒子の運動方程式に帰着することが示される. またこの場合, ニュートンの重力ポテンシャル  $\varphi_N$  が

$$g_{00} \approx -1 + \frac{2GM}{r} = -1 - 2\varphi_N, \quad \Gamma^i_{00} \approx \frac{\partial\varphi_N}{\partial x^i}. \quad (34)$$

という関係にあることもわかる. 重力は測地線方程式の第2項の  $\Gamma^{\alpha}_{\mu\nu}$  の中にちゃんと入っているわけだ. ところで (1) から (3) の条件はいずれも制約が強過ぎると感じられるかもしれない. だからこそ, それらが満たされないような広範な宇宙物理現象でニュートン力学を超えた一般相対論が重要となるわけだ (中村氏, 柴田氏の解説参照).

#### 6. 場の方程式: アインシュタイン方程式

一般相対論において最も本質的なのは, 物質分布を与えたときに, それと整合的な時空の幾何学の計算を可能とす

る方程式である。これは概念的には

$$\text{時空}(g_{\mu\nu}) = \text{物質}(T_{\mu\nu}) \quad (35)$$

と書ける。ここで、 $g_{\mu\nu}$ は時空の計量テンソル、 $T_{\mu\nu}$ は物質場のエネルギー運動量テンソルである。 $g_{\mu\nu}$ は10個の独立成分をもっているの、最も単純なのは、(35)式の両辺もまた10個の独立な式をもつように2階の対称テンソル(添字の入れ替えに対して不変)で表現することである。そこで、重力場の方程式として

$$\underbrace{G_{\mu\nu}}_{g_{\alpha\beta} \text{ から構成される幾何学量}} = \underbrace{\kappa}_{\text{定数}} T_{\mu\nu} \quad (36)$$

の形を仮定して、以下の要請を満たすような $g_{\alpha\beta}$ の汎関数 $G_{\mu\nu}$ を探すことにする。

- (A) ミンコフスキー時空 $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ に対して0となる。
- (B)  $\mu$ と $\nu$ の添字に対して対称。
- (C)  $g_{\mu\nu}$ ,  $g_{\mu\nu,\alpha}$ ,  $g_{\mu\nu,\alpha\beta}$  だけから構成される。
- (D) 2階微分 $g_{\mu\nu,\alpha\beta}$ に関して線形。
- (E)  $G_{\mu\nu}{}^{;\nu} = 0$ を恒等的に満たす。<sup>\*8</sup>

これらの要請を満たすテンソルは(定数倍の自由度を除いて)

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \quad (37)$$

しかないことが証明できて、これをアインシュタインテンソルと呼ぶ。

残っているのは $\kappa$ の値であるが、これは非相対論的な場合にニュートン理論での重力場の方程式に帰着することを要請することで $\kappa = 8\pi G$ となることがわかる。以上をまとめれば一般相対論における重力場の方程式、すなわちアインシュタイン方程式：

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G T_{\mu\nu} \quad (38)$$

を得る。

ただし実はこれは現在宇宙論で通常用いられているものとは少しだけ違っている。アインシュタイン方程式は宇宙を記述する時空に対する方程式ではあるが、宇宙に存在する物質に対しては運動方程式と呼ぶこともできる。つまり、右辺の $T_{\mu\nu}$ の形を決めてやれば、(原理的には)対応する時空がその時間発展をも含めて解として得られるはずである。アインシュタインは、空間的に一様な物質分布の場合を考えると、得られる解は動的なものしか許されないことに気づいた。つまり、大きさが変化しない「静的」な宇宙は解として存在しない。アインシュタインは上述の要請(A)を捨てることで、静的宇宙解を実現しようとした。この場合でも、エネルギー運動量保存則に対応する $T_{\mu\nu}{}^{;\nu} = 0$ を満たすためには $g_{\mu\nu}$ の定数倍を加える自由度しか許されない。その結果が

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (39)$$

で、左辺に入る定数 $\Lambda$ はアインシュタインの宇宙項あるいは宇宙定数と呼ばれている(ここでは念のために $c$ を入れておいた)。アインシュタインの意図とは逆に、今やこの項は宇宙の膨張を加速するという重要な役割を担っているものと考えられている。<sup>6)</sup>

アインシュタイン方程式は、以下の作用：

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int (R - 2\Lambda) \sqrt{-g} d^4x + \int \mathcal{L}_m \sqrt{-g} d^4x \quad (40)$$

の $g_{\mu\nu}$ に関する変分からも導くこともできる。ここで $g$ は計量テンソルの行列式 $\det(g_{\mu\nu})$ である。第二項は物質場の作用であり、 $g_{\mu\nu}$ に加えて物質場を表す変数 $q_m$ を含む。 $g_{\mu\nu}$ を固定したまま $q_m$ に関する変分をとると物質場の運動方程式が得られる。逆に $q_m$ を固定して $g_{\mu\nu}$ に関する変分をとると、エネルギー運動量テンソルが物質場のラグランジアン密度から以下のように計算できることがわかる。

$$T_{\mu\nu} = \frac{2}{\sqrt{-g}} \left( \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \frac{\partial (\mathcal{L}_m \sqrt{-g})}{\partial g^{\mu\nu, \alpha}} - \frac{\partial (\mathcal{L}_m \sqrt{-g})}{\partial g^{\mu\nu}} \right). \quad (41)$$

ところで本章では、まずはあーでもないこーでもないといった試行錯誤的な考察を積み重ねることでアインシュタイン方程式に至る道と、変分原理にしたがって天下り的にアインシュタイン方程式を導くスマートなやりかたの二つを簡単に紹介した。誰も知らない世界を記述する法則(微分方程式)を探り当てる方法論のひな形としても、とても興味深い。やや大げさに言うならば、宇宙、世界、あるいは時空といった概念を記述するような法則があるかどうかはわからないし、ましてやそれが我々がこの地球上で「たまたま」発展させてきた数学という特殊な言語に依存する微分方程式で書き下せるなどとはにはわかには想像しがたい。にもかかわらず、アインシュタインがそれを(部分的であろうと)発見してしまったことは、まさに驚嘆に値する。しかも、得られた方程式は、恐らく可能性として考えられるなかで最も単純なものであるように思われる。例えば、要請(C)や(D)は、そうでないと結果が複雑すぎて手も足も出ないから、とりあえず近似的であっても単純な式を見つけないというわがままなお願いのようにすら思える。同様に、変分原理に登場するのはリッチスカラー $R$ そのものであり、何故より複雑な関数 $f(R)$ であってはいけないのかは皆目わからない。<sup>\*9</sup>にもかかわらず、考える可能性のなかで最も単純なものが提唱以来一世紀もの観測的・実験的検証に堪えて、より複雑な変更を迫られていないことこそ(その理由は私にはわからないし、それを教訓として普遍化するの危険なのであろうが)最も驚嘆すべき事実だと思う。

<sup>\*8</sup> エネルギー運動量テンソルの保存則 $T_{\mu\nu}{}^{;\nu} = 0$ より。

<sup>\*9</sup> 一般相対論を超える修正重力理論の候補として、 $f(R)$ の関数形が様々に考察されているのだが、結局 $f(R) = R$ という最も単純な可能性以上に優れたモデルは未だ知られていない。



## 7. シュワルツシルド計量とブラックホール

アインシュタイン方程式は、時空間の幾何学を表現し時空間の計量テンソル $g_{\mu\nu}$ だけで計算できる左辺と、物質の存在形態を表現するエネルギー運動量テンソルである右辺を等値したものだ。したがって、「時空間の幾何学が決まれば、そのもとで物質が運動しある分布に落ち着く」という流れと、「物質分布が与えられれば、その重力によって時空間の幾何学が決まる」という流れのせめぎあいの結果として、物質分布とそれに対応した時空間構造が整合的に決定されることを数学的に表す $g_{\mu\nu}$ に対する非線型方程式である。当然、解析的であれ数値的であれ、アインシュタイン方程式の解を求めることは一般には極めて困難である。

最も簡単かつ重要な例が、球対称真空解であるシュワルツシルド計量：

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{r}\right) dt^2 + \frac{dr^2}{1 - 2GM/r} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (42)$$

である。確かに、この計量は

$$g_{00} = -1 + \frac{2GM}{r} = -1 - 2\phi_N \quad (43)$$

となり、(34)式を満たしている。

この計量は $r=r_s \equiv 2GM = 3 \text{ km} (M/M_\odot)$ において、 $g_{00} = 0$ 、 $g_{rr} = \infty$ となってしまう。<sup>\*10</sup> この値をシュワルツシルド半径と呼ぶ。しかしこれは座標系の取り方に起因する見かけの特異面と呼ぶべきものであって、物理的な意味での特異点ではない。一方、 $r=0$ は物理的な特異点であり、そこに質量 $M$ の質点があると解釈しても良い。

$r=r_s$ は計量が発散するという意味での物理的な特異点ではない。しかし外部の観測者にとっては観測可能な領域を分断する境界面となっている。そこで、 $r=r_s$ を事象の地平線と呼ぶことがある。また、光が $r=r_s$ から(無限大の時間かかって)外部の観測者に到達したとしても、その波長は無限大となり、何も見えない。この意味で、 $r \leq r_s$ の領域を(シュワルツシルド)ブラックホールと呼ぶ。ただし、ここで求めた解は $r=0$ 以外はいたるところ真空という条件から導き出されたことからわかるように、ブラックホールはそのシュワルツシルド半径が何か固い境界となっていてそれ以内には物質が詰まっている、といったイメージのものではない。また、この $r=r_s$ という事象の地平線の存在は、ニュートン力学においても(その物理的解釈は異なるものの) $r$ におかれたテスト粒子の脱出速度が光速を超えないという条件：

$$\frac{GM}{r} = \frac{1}{2} mv_{\text{esc}}^2 < \frac{1}{2} mc^2 \quad (44)$$

から、係数も含めて偶然正しい答えが得られる。

太陽のまわりの時空間をこのシュワルツシルド計量で近似すれば、光線の湾曲や水星の近日点移動といった観測可能

な現象を定量的に予言でき、それらをニュートン力学の場合と比較することで、一般相対論は高い精度で検証されてきた。さらに、地球のまわりをシュワルツシルド計量で近似すれば、一般相対論の補正を考慮せずにはGPSは使いものにならないことを示すこともできる。この意味で、シュワルツシルド計量は単なる理想的な厳密解にとどまらず、現代社会において実用的な意味をもっている。田中氏の解説も参照されたい。

## 8. ロバートソン・ウォーカー計量とフリードマン方程式

もう一つ、観測的にも重要な厳密解は、一様等方宇宙モデルを記述するロバートソン・ウォーカー計量：

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 \left[ \frac{dx^2}{1 - Kx^2} + x^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right], \quad (45)$$

である。この計量には、空間曲率に対応する定数 $K$ と、宇宙の長さスケールの相似拡大縮小率に対応する時間だけの関数であるスケール因子 $a(t)$ が含まれる。この定数 $K$ の符号に応じて、空間部分の幾何学的性質が決まるが、観測的にはほぼ $K=0$ の平坦な(ユークリッド)空間であることがわかっている。

(45)式をアインシュタイン方程式に代入すると、 $a(t)$ に関する2つの独立な方程式：

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{K}{a^2} + \frac{\Lambda}{3}, \quad (46)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} \quad (47)$$

が得られる。特に(46)式はフリードマン方程式と呼ばれ、宇宙膨張を記述する基礎方程式である。しかし、これらは $a(t)$ に加えて、宇宙の平均エネルギー密度 $\rho(t)$ 、平均圧力 $p(t)$ という計3つの時間の関数を含むため、このままでは解くことができない。そのため、圧力と密度の関係式である状態方程式を与える必要がある。通常、 $w$ を定数として、圧力と密度の間に

$$p = w\rho \quad (48)$$

という簡単な状態方程式を考えることが普通で、 $w=1/3$ 、 $w=0$ 、 $w=-1$ の場合が、それぞれ、相対論的物質(光子)、非相対論的物質(バリオン、ダークマター)、宇宙定数に対応する。

実際の宇宙は完全には一様でも等方でもないため、この理想化されたモデルからのずれを摂動的に(あるいは非線形性まで考慮して)修正する必要がある。しかし、現在の宇宙の年齢、密度、組成、空間曲率、膨張率、など様々な宇宙論パラメータは、これらの式を用いて決定される。<sup>5)</sup> 最近の宇宙論の進展に関しては、杉山氏の解説をお読み頂きたい。

<sup>\*10</sup>  $M_\odot \approx 2 \times 10^{33} \text{ g}$ は太陽質量。

## 9. 重力波

重力が弱い場合にアインシュタイン方程式を近似すると波動方程式に帰着する。これが重力波であり、その直接検出は21世紀初頭の実験物理学における目標の一つである。ただよく考えると、 $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ で特徴付けられる時空を $g_{\mu\nu}$ 自身が伝搬するわけで、伝えるものと伝わるものをどう分離して考えるべきなのかは自明でない。そこで、この分離が概念的に受け入れやすいような弱い重力場の場合に限定して考えるわけだ。この場合、

$$g_{\mu\nu}(\text{時空}) = \eta_{\mu\nu}(\text{不変な媒質} = \text{容れ物}) + h_{\mu\nu}(\text{変化する媒体} = \text{時空の波動}) \quad (49)$$

という描像が可能になる。

後は、己を無にしてアインシュタイン方程式の $h_{\mu\nu}$ に関する最低次の項だけをひたすら計算してまとめれば以下の波動方程式：

$$\square h_{\mu\nu} = -16\pi G T_{\mu\nu} \quad (50)$$

に帰着する。<sup>\*11</sup>

その解は形式的に

$$h_{\mu\nu}(t, \mathbf{x}) = h_{\mu\nu}^{(\text{ret})}(t, \mathbf{x}) + h_{\mu\nu}^{(\text{in})}(t, \mathbf{x}) \quad (51)$$

$$h_{\mu\nu}^{(\text{ret})}(t, \mathbf{x}) = 4G \int \frac{T_{\mu\nu}(t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|, \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3x' \quad (52)$$

$$\square h_{\mu\nu}^{(\text{in})}(t, \mathbf{x}) = 0 \quad (53)$$

と書ける。

$h_{\mu\nu}^{(\text{ret})}(t, \mathbf{x})$ は、時刻 $t$ に空間座標 $\mathbf{x}$ においてソース項 $T_{\mu\nu}$ によって受ける影響を表す。添字retは遅延解(retarded)に対応することを示す。(50)式には、(53)式のように、直接ソース項によらず空間を光速で伝搬する波動解 $h_{\mu\nu}^{(\text{in})}$ を付け加える自由度が残っている。これが重力波にほかならない(以下では、簡単化のために遅延解は無視して重力波を単に $h_{\mu\nu}$ と記述する)。

具体的に $z$ 方向に進む単色平面波：

$$h_{\mu\nu} = a_{\mu\nu} \exp[-i\omega(t-z)] \quad (54)$$

を考えると、

$$a_{\mu\nu} = a^+ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + a^\times \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (55)$$

に帰着することがわかる。この2つの独立な自由度 $a^+$ と $a^\times$ の存在は、重力波が横波であることに起因する。

具体的に、(55)式のような成分をもつ重力波(54)が $z$ 方向から入射したとすると、ミンコフスキー時空の空間的

線素は

$$dl^2 = (\delta_{ij} + h_{ij}) dx^i dx^j = [1 + a^+ \cos \omega(t-z)] dx^2 + [1 - a^+ \cos \omega(t-z)] dy^2 + 2a^\times \cos \omega(t-z) dx dy + dz^2 \quad (56)$$

のように変化する。重力波の振幅は極めて小さいので、(56)式は、計量がミンコフスキー時空のまま $dl^2 \equiv \delta_{ij} dx^i dx^j$ であると解釈した場合、2点間の $xy$ 平面上での微小距離が

$$dx' = dx + \frac{\cos \omega(t-z)}{2} (a^+ dx + a^\times dy), \quad (57)$$

$$dy' = dy + \frac{\cos \omega(t-z)}{2} (a^\times dx - a^+ dy) \quad (58)$$

のように変化することを意味する。 $xy$ 平面上の単位円上に $z$ 方向から重力波が入射する状況を考えてみれば、その原点との相対距離は(57)式にしたがって、 $+$ と $\times$ という記号の示す通りの偏光パターンを示すことがわかる。

重力波の検出原理をもう少し具体的に考えてみる。そもそも、等価原理によれば、空間の一点のみに着目しているだけでは、重力の存在を知ることはできない。したがって、どうしても有限の長さだけ離れた2点間の相対運動を知る必要がある。(56)式は、その最も端的な例であると言える。

近接した2点 $x^\mu$ と $x'^\mu \equiv x^\mu + \xi^\mu$ にある質点が無からかの外力 $F_{\text{ext}}^\mu$ を受けて運動しているものとする( $\xi^\mu \ll x^\mu$ )。それらの運動方程式は

$$\frac{d^2 x^\mu}{dt^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}(x) \frac{dx^\alpha}{dt} \frac{dx^\beta}{dt} = F_{\text{ext}}^\mu(x), \quad (59)$$

$$\frac{d^2 x'^\mu}{dt^2} + \Gamma^\mu_{\alpha\beta}(x') \frac{dx'^\alpha}{dt} \frac{dx'^\beta}{dt} = F_{\text{ext}}^\mu(x') \quad (60)$$

となる。これらの差をとって、弱場近似のもとで $\xi^\mu$ の一次まで書き下すと、地上の観測者の系においては

$$\frac{d^2 \xi^j}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 h^j_k}{\partial t^2} \xi^k + f_{\text{ext}}^j \quad (61)$$

に帰着する。ここで、右辺の第一項を重力波による実効的な力：

$$f_{\text{GW}}^j \equiv \frac{1}{2} \frac{\partial^2 h^j_k}{\partial t^2} \xi^k \quad (62)$$

とみなすことができる。

この2点間の距離 $\xi^j$ を

$$\xi^j = \xi_0^j + \Delta \xi_{\text{GW}}^j \quad (63)$$

とおけば、(61)式より、重力波 $h^j_k \sim h e^{-i\omega t}$ の入射によって引き起こされる $\Delta \xi_{\text{GW}}^j$ の大きさを見積もることができる。2つのおもりを外力のない( $f_{\text{ext}}^j = 0$ )状態で遠く離し( $\xi_0 \sim 100$  km)、その距離の微小変化

$$\Delta \xi_{\text{GW}} \approx 10^{-16} \left( \frac{h}{10^{-21}} \right) \left( \frac{\xi_0}{100 \text{ km}} \right) \text{m} \quad (64)$$

を精密測定するのがレーザー干渉計を用いた重力波検出のキモである。あとは、川村氏の解説を御覧頂きたい。

<sup>\*11</sup> ここでは、重力波の本質的なモードだけを抜き出すために、座標系をうまく選んですっきりした式に帰着するようにしてある。これはTT (Transverse Traceless) ゲージと呼ばれる座標条件(ゲージ条件)に対応しており、以下ではそれを仮定している。

## 10. まとめ

駆け足ではあったが、一般相対論の思想とそれから導かれるいくつかの解を紹介した。発表以来100年たっても、基本的には何も修正されることなく、現在の最先端の研究の主役であり続けているというのは、驚くべきだ。まさに物理学理論のお手本と呼ぶに相応しい。

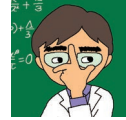
一方でこれらの大成功は必ずしも相対論が厳密に正しい理論であることを意味するものではない。そもそも、物理学とは常に自然界のより正確な記述を目指した近似理論の一般化・精密化という営みなのであり、相対論もまたある時点でその修正を余儀なくされるはずである。それがどのようなものであるかを想像することは困難であるが、良く知られているように量子論と相対論を統一する量子重力理論構築の試みは必然的に古典論のレベルでは不要であった相対論の修正を伴うであろう(大栗氏の解説を参照のこと)。

その意味でも、相対論のさらなる精密検証を行うことの意義は自明である。また、重力波の直接検出は、物理学に残された最大の実験的課題の一つにとどまらず、電磁波に加えて宇宙を見る新しい目として宇宙物理学に大きなブレイクスルーをもたらす可能性をも秘めている。21世紀がまさに相対論に新展開が巻き起こる時代となることを期待したい。

## 参考文献

- 1) C. W. Misner, K. S. Thorne and J. A. Wheeler: *Gravitation* (Freeman, 1972).
- 2) 須藤 靖:『一般相対論入門』(日本評論社, 2005).
- 3) 須藤 靖:『もうひとつの一般相対論入門』(日本評論社, 2010).
- 4) 一般相対論の優れた教科書としては、L. D. ランダウ, E. M. リフシッツ:『場の古典論』(東京図書, 1978); J. B. ハートル:『重力』(日本評論社, 2015) などがある。
- 5) 宇宙論の基礎を学ぶには、松原隆彦:『現代宇宙論』(東京大学出版会, 2010) がお薦めである。
- 6) 須藤 靖:日本物理学会誌 **69** (2014) 442.

## 著者紹介



須藤 靖氏: 高知県安芸市生まれ(本特集の執筆者の一人である川村静児氏とは土佐高校で同学年)。はっきりお断りしておくくと一般相対論の専門家ではなく、単なるエンドユーザー。本当の専門は、宇宙論・太陽系外惑星の理論的および観測的研究ということになっている。

(2014年7月31日原稿受付)

## General Relativity Minimum

### Yasushi Suto

abstract: I am working in the fields of observational cosmology and exoplanets, and by no means an expert in general relativity. For some reason, however, I was invited to write this article that would serve as a readable introduction of general relativity to physicists who have forgotten what they learned long time ago in classes of general relativity. Therefore I am pretty definite that this article does not provide any valuable insights to those readers who are already familiar with basic general relativity; they should immediately skip this article and move on to the next several articles written by real experts.

# 一般相対性理論の数理

小玉 英雄 (高エネルギー加速器研究機構素粒子原子核研究所)

本稿では、特異点と4次元ブラックホールに関連した項目を中心として、その基礎概念と関連する数理的成果の概要を紹介する。取り上げるテーマは、共形的無限遠、ブラックホールについての一般定理、特異点定理、宇宙検閲予想、重力崩壊における臨界現象、Penrose 不等式と正エネルギー定理、ブラックホールの一意性定理である。

## 1. 共形的無限遠

一般相対性理論で現れる計量は、標準的な Riemann 幾何学と異なり、時間に対応する方向が負となる不定符号計量となっている。<sup>\*1</sup> この違いは、時空の幾何学に因果構造という Riemann 幾何学にはない構造をもたらす。この時空の大域的因果構造に関する研究の大きな成果は、「時空の端」に豊かな構造があることを発見したことである。

時空の端は、「無限遠」と後ほど説明する「特異点」の2種類に分類される。無限遠には様々な定義や構成法が存在するが、中でも実用性の高いものが1964年に Penrose により提案された共形的アプローチである。Weyl 変換  $g_{\mu\nu} \rightarrow \Omega^2 g_{\mu\nu}$  は、 $\Omega$  が定数でなくても光円錐の構造を変えない。この点に着目し、時空全体  $(M, g)$  を別の時空  $(\hat{M}, \hat{g})$  の有界領域に共形写像  $f: M \rightarrow \hat{M}$ 、すなわち

$$C1: \hat{g}_{\mu\nu} = \Omega^2 f_* g_{\mu\nu} (\Omega > 0)$$

を満たす写像で埋め込むことができれば、<sup>\*2</sup>  $M$  の無限遠はその像  $f(M)$  の  $\hat{M}$  での境界  $\partial M = \overline{f(M)} - f(M)$  として実体化されるというのが、基本的なアイデアである。ただし、無限遠であることを保証するために、次の条件を加える必要がある：

$$C2: \partial M \text{ 上で、} \Omega = 0 \text{ かつ } d\Omega \neq 0.$$

このようにして定義される無限遠は**共形的無限遠**と呼ばれる。

例えば、極座標表示での4次元 Minkowski 計量  $ds^2 = -dt^2 + dr^2 + r^2 d\Omega_2^2$  は、

$$\frac{t-r}{2} = \tan \frac{\eta-\chi}{2}, \quad \frac{t+r}{2} = \tan \frac{\eta+\chi}{2} \quad (1)$$

と座標変換すると

$$ds^2 = \Omega^{-2} \hat{ds}^2: \hat{ds}^2 = -d\eta^2 + d\chi^2 + \sin^2 \chi d\Omega_2^2, \\ \Omega = \cos \left( \frac{\eta-\chi}{2} \right) \cos \left( \frac{\eta+\chi}{2} \right) \quad (2)$$

と表される。ここで、 $\hat{ds}^2$  はちょうど、静的 Einstein 宇宙  $\hat{M} \cong \mathbb{R} \times S^3$  の計量と一致するので、<sup>\*3</sup> この変換により、

Minkowski 時空全体が静的 Einstein 宇宙のコンパクト領域  $\chi - \pi \leq \eta \leq \pi - \chi (\chi \geq 0)$  に埋め込まれ、その境界で  $\Omega = 0$  となる (図1の右)。ただし、 $d\Omega \neq 0$  となるのは、 $\chi \neq 0, \pi$  の部分なので、角度座標も考慮すると、 $\partial M$  は、それぞれが  $\mathbb{R} \times S^2$  に同相な2つの光的超曲面  $\mathcal{S}^\pm$  からなり、**光的無限遠**と呼ばれる (図1)。また、 $(\eta, \chi) = (\pm\pi, \pi)$  に対応する2点  $i^\pm$  は**時間的無限遠点**と呼ばれる。<sup>\*4</sup>

以上の共形埋め込みにおいて、角度座標が一定に対応する2次元部分を図示したものはしばしば**Penrose 図式**と呼ばれる。<sup>\*5</sup>

定曲率時空<sup>\*6</sup>である de Sitter 時空  $dS^4$  や反 de Sitter 時空  $AdS^4$  も、Minkowski 時空と局所的に共形なので、同じく静的 Einstein 宇宙の部分領域に共形的に埋め込むことができる。それにより得られる Penrose 図式が図2の右2つである。上の座標系を用いると、de Sitter 時空  $dS^4$  は  $|\eta| < \pi/2$  の円筒領域に、反 de Sitter 時空  $AdS^4$  は  $0 \leq \chi < \pi/2$  に埋め込まれる。したがって、 $dS^4 \cong \mathbb{R} \times S^3$  で、その境界は  $S^3$  に同相な2つの空間的面  $\mathcal{S}^\pm$  からなる。一方、 $AdS^4 \cong \mathbb{R} \times D^3$  なので、そ

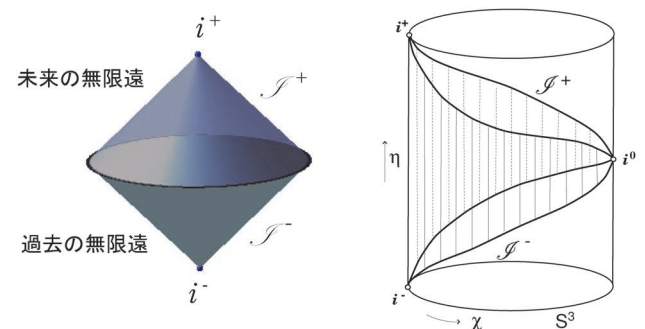


図1 Minkowski 時空の無限遠と静的 Einstein 宇宙への埋め込み。

<sup>\*3</sup> Einstein は、宇宙膨張を止めるために宇宙定数  $\Lambda$  を導入し、この解を得た。4次元時空の場合、物質のエネルギー密度を  $\rho$  とし、 $\Lambda = 4\pi G\rho$  = 一定の関係が成立する。

<sup>\*4</sup> 時間的無限遠点や空間的無限遠点 (図1の  $i^0$ ) は、一般に  $d\Omega = 0$  となるので、共形的無限遠には含まれないが、後述の B. Schmidt によるフレームバンドル完備化法<sup>1)</sup> では自然に現れる。

<sup>\*5</sup> 図2の左端が、Minkowski 時空の Penrose 図式である。もとの4次元時空は、この2次元図を底空間として、その各点に場所に依存した半径の球面  $S^2$  をファイバーとして付与したファイバー空間と見なされる。

<sup>\*6</sup> 2次元の断面での曲率が断面の取り方によらず一定となる時空。

<sup>\*1</sup> 本稿では、時空計量の符号は  $[-, +, +, \dots]$  とし、自然単位系  $c = \hbar = 1$  を用いる。

<sup>\*2</sup>  $f_* g$  は、 $f$  が長さを保つとして、 $g$  から  $\hat{M}$  に誘導される計量である。

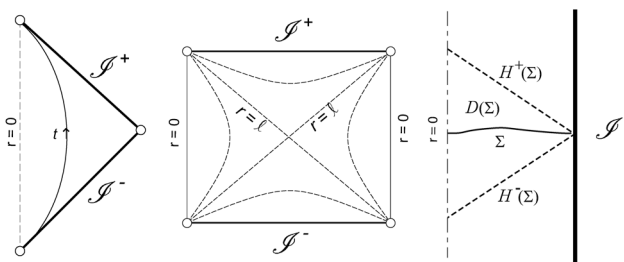


図2 定曲率時空のPenrose図式. 左から順に, Minkowski時空, de Sitter時空, 反de Sitter時空.

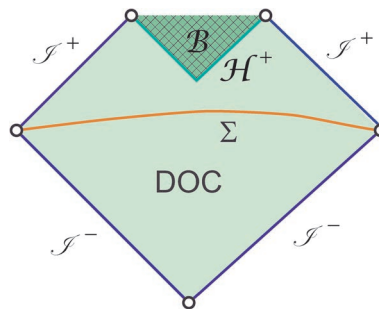


図3 漸近的に平坦なブラックホール時空の2次元断面.

の境界は  $\mathbb{R} \times S^2$  に同相な時間的面  $\mathcal{I}$  となる.

Penroseによる共形的無限遠の定義の優れたところは, 無限遠の構造やその近傍の漸近構造の解析を具体的に行うことを可能にしたことである. 例えば, 上で定曲率時空の場合に見た宇宙定数の符号と無限遠の構造の対応は, 実は一般的であることが示される. 特に, 宇宙定数が負の場合は, 物質(場)が十分局在している場合, 無限遠は常に時間的な超曲面(と2個の時間的無限遠点  $i^\pm$ )となる. これは, この時空にCauchy面<sup>\*7</sup>が存在せず, 未来の時間発展を決定するには, 初期面  $\Sigma$  での情報以外に, 境界にあたる無限遠  $\mathcal{I}$  での境界条件が必要となることを意味している. この構造は, 近年盛んに研究されているAdS/CFT対応<sup>2)</sup>や類似の双対性の議論の基礎となっている.

この無限遠構造の一般的分類に基づいて, 共形無限遠の構造が, Minkowski時空, de Sitter時空, 反de Sitter時空の無限遠と同一の構造をもつ時空は, それぞれ漸近的に平坦, 漸近的にde Sitter的, 漸近的に反de Sitter的であるという.

## 2. ブラックホール

この無限遠の定義を基礎として, ブラックホール(以下, BHと略記)が定義される. まず, いくつか記号を定義する.  $S$ を任意の集合として,  $S$ から集合  $M$ 内の未来向きの因果的(=時間的ないし光的)曲線で到達できる点の全体を  $J^+(S, M)$ , 時間的曲線で到達できる点の全体を  $I^+(S, M)$ と表す. 過去向きの曲線により, 同様に  $J^-(S, M)$ ,  $I^-(S, M)$ が定義される.

この表記のもとで, 2つの光的無限遠をもつ漸近的に平坦な時空  $M$ において, 天体から十分離れた観測者に情報が伝わる時空領域を  $J^-(\mathcal{I}^+, \hat{M})$ と同一視すると, その外は観測者には見えない時空領域となる. そこで, この領域のうち  $\mathcal{I}^-$ から影響の及ぶ部分  $B = (M - J^-(\mathcal{I}^+, \hat{M})) \cap J^+(\mathcal{I}^-, \hat{M})$ をブラックホール領域, その境界  $H^+ = J^-(\mathcal{I}^+, \hat{M}) \cap J^+(\mathcal{I}^-, \hat{M})$ を未来の事象の地平線(以下ホライズン)と定義する(図3). また,  $\mathcal{I}^+$ から観測可能かつ  $\mathcal{I}^-$ からの情報が伝わる領域  $J^-(\mathcal{I}^+, \hat{M}) \cap J^+(\mathcal{I}^-, \hat{M})$ はDOC(domain of outer communication)と呼ばれる.

BHや特異点の研究で非常に重要な役割を果たしたのが,

測地線束方程式, すなわち近傍の測地線間の相対運動を記述する方程式である. 空間的2次元面を通過する光的測地線の集まりが織りなす3次元の超曲面を  $\mathcal{N}$ とする. 基準となる測地線  $\gamma$ を一つ選ぶとき,  $\mathcal{N}$ の中で  $\gamma$ の近傍の2次的測地線集合の垂直断面積  $A$ は,  $R_{\mu\nu}$ をRicci曲率テンソルとすると, 次のRaychaudhuri方程式に従う:

$$\frac{d}{dv} \theta + \frac{1}{2} \theta^2 = -R_{\mu\nu} k^\mu k^\nu - 2\sigma^2 + 2\omega^2. \quad (3)$$

ここで,  $k^\mu = dx^\mu/dv$ は各測地線の接ベクトル,  $v$ はアフィンパラメータ<sup>\*8</sup>を,  $\theta = (dA/dv)/A = \nabla_\mu k^\mu$ は面積増大率,  $2\sigma^2 = \nabla_{[\mu} k_{\nu]} \nabla^\mu k^\nu - (1/2)\theta^2$ と  $2\omega^2 = \nabla_{[\mu} k_{\nu]} \nabla^\mu k^\nu$ は, それぞれ垂直断面の等積的な形状の変形率および回転率を表す. 特に, 光的測地線束が同じ点を通過する場合や空間的2次元面に直交する場合には,  $\mathcal{N}$ は光的超曲面で,  $\omega = 0$ となる.

Raychaudhuri方程式において, 物理法則が関与するのは  $R_{\mu\nu} k^\mu k^\nu$ の項のみであり, この項が正なら, 光線は光波面の面積が減少する側に加速される. そこで, 任意の光的ベクトルに対して  $R_{\mu\nu} k^\mu k^\nu \geq 0$ となるとき, 光的収束条件が成り立つという. これは重力が引力として作用することを意味する. Einstein方程式が成り立つとき, この条件は  $T_{\mu\nu} k^\mu k^\nu \geq 0$ となり, エネルギー運動量テンソル  $T^\mu_\nu$ が固有値  $[-\rho, P_1, P_2, P_3]$ をもつときには  $\rho + P_I \geq 0$  ( $I=1, 2, 3$ )と同等となる.

Minkowski時空では, 閉じた空間的2次元面を垂直に通過する光線束には外向きのものと内向きのものが存在し, 対応する面積増大率  $\theta$ は前者では正, 後者では負となる. しかし, 強い重力源を囲む2次元面ではいずれも負, すなわち外向きに「広がる」光波面の面積も減少することが起る. このような2次元面は捕捉面(trapped surface)と呼ばれる.

Raychaudhuri方程式を用いると, ホライズンが存在するための十分条件を与える次の有名な定理が得られる<sup>1)</sup>:

**【定理2.1】** 漸近的に平坦でCauchy面をもつ時空において, 光的収束条件が成り立ち, DOCに特異点がないながら, 閉捕捉面はホライズンの中に含まれる.

\*7 時空領域において, 任意の延長不可能な時間的ないし光的曲線が必ず超曲面  $\Sigma$ と交わる時,  $\Sigma$ をCauchy面という.

\*8 接ベクトル  $k^\mu$ がその曲線に沿って平行になっているとき, その曲線を測地線, 対応するパラメータをアフィンパラメータという.

捕捉面の概念は局所的なので、この定理は、大域的概念であるホライズンの存在を局所的に判定する方法を提供する。

2次元面  $\mathcal{T}$  に垂直な光的測地線束が収束的、すなわち  $\theta < 0$  となっているとき、Raychaudhuri 方程式より、含まれる測地線  $\gamma$  が完備なら、有限な  $v$  で  $\theta = -\infty$  となることが示される。この点は、 $\mathcal{T}$  の  $\gamma$  に沿う共役点 (conjugate point) と呼ばれる。共役点は、 $\gamma$  の無限小近傍の測地線が一点に集まる点であるが、 $\gamma$  のこの点より先の部分は  $I^+(\mathcal{T})$  に含まれることが示される。この事実が上の定理の証明の味噌となるが、同様の論理でホライズンを織りなす光的測地線が常に  $J^-(\mathcal{S}^+, \hat{M})$  の境界にとどまり共役点をもてないことより、次のホライズンの面積増大則が示される<sup>1)</sup>：

**【定理 2.2 (BH 面積増大則)】** ホライズン上および外に特異点がなく、光的収束条件が成り立つなら、BH の面積は決して減少しない。

この定理は、BH 熱力学において BH 面積をエントロピーとして解釈する根拠の一つとなっている。また、ホライズンを生成する光的測地線が終点をもたないことから、BH の位相変化についての次の有名な定理が容易に導かれる<sup>1)</sup>：

**【定理 2.3 (BH 不分裂定理)】** ホライズン上および DOC に特異点がないなら、BH は合体はできるが分裂はしない。

### 3. 特異点定理

時空の正則点を端点とする曲線は常に延長可能である。したがって、時空に含めることのできない特異点や無限遠点は、その点に近づく延長不可能な曲線  $\gamma$  の仮想的端点と見なされる。ただし、同じ特異点に漸近する曲線は無数に存在するので、仮想的な端点は延長不可能な曲線の類  $[\gamma]$  として定義される。大まかには、この曲線の「長さ」が無数の場合に無限遠点、有限の場合に特異点と呼ぶ。「長さ」の正確な定義は本稿では省略する。<sup>\*9</sup> なお、時空の部分切除によって生じる非本質的な特異性を避けるため、特異点の議論では、通常、極大な時空に拡張して考える。ただし、一般に、このような拡張は一意的ではない。

圧力もエネルギー密度も非負の一樣等方な膨張宇宙解や Schwarzschild 解など非自明な厳密解では、ある座標点で曲率が発散する。これらの特異性はその点で時空構造が破綻することを意味するので、その座標点は時空から除外され、今定義した意味での特異点となる。一般相対性理論誕生間もない頃から、これらの時空特異点の発生は、対称性などの特殊性に起因するのか、それとも一般的なものなのかが問題となっていた。この問題に、一般的な解答を与えたのが、1965 年から 1970 年にかけての Geroch, Penrose, Hawk-

ing らの研究である。

彼らの成果は Hawking-Ellis の教科書<sup>1)</sup> に 4 個の特異点定理としてまとめられているが、いずれも、「引力条件、因果性条件 (ないしそれに代わるもの)、強重力条件の 3 つの条件が成り立つと、時空が測地的に完備でない」ことを主張する内容になっている。ここで、引力条件とは重力が引力として作用することを保証する条件で、すでに説明した光的収束条件と任意の時間的ベクトル  $V$  に対して  $R_{\mu\nu}V^\mu V^\nu \geq 0$  を要求する時間的収束条件 (timelike convergence condition) の 2 種がある。<sup>\*10</sup> 前者は後者より弱い条件である。特異点定理は Einstein 方程式を仮定しておらず、純粋に幾何学的定理であるが、Einstein 方程式を仮定すると、この条件は宇宙項を含めたエネルギー運動量テンソルに対する条件となる。例えば、エネルギー運動量テンソルが対角化可能な場合、時間的収束条件は、エネルギー密度  $\rho$  と圧力固有値  $P_i$  に対し  $\rho + \sum_i P_i \geq 0$  かつ  $\rho + P_i \geq 0 (\forall i)$  が成り立つことと同等である。逆に、この条件が成り立たないと重力は斥力的になり、インフレーションを引き起こす。

次に、強重力条件は文字通り、重力場が十分強い領域があることを表す条件であるが、大まかには捕捉面ないし過去向き捕捉点 (past trapped point) の存在を要求する条件となっている。ここで、点  $P$  が過去向きの捕捉点であるとは、 $P$  を頂点として過去向きに広がった光円錐が有限な時間で再び縮み始めるという条件である。

最後に、測地的に完備 (geodesically complete) とは、すべての測地線がアフィンパラメータに関して無限に延長可能であることを意味する。したがって、例えば、未来向きの時間的測地線に関して完備でない場合には、アフィンパラメータの値が有限であるにもかかわらずそれ以上延ばせない未来向きの時間的測地線  $\gamma$  が存在することを意味する。この場合、 $[\gamma]$  の「終点」は未来の特異点となる。

例えば、次の定理は、重力崩壊により BH ができると、必ず特異点も生成されることを意味している。ただし、「特異点の場所」については何の情報も与えない。

**【定理 3.1 (Penrose 1965)】** 次の条件が成り立つと、時空は光的測地線に関して完備でない：

- (1) 光的収束条件。
- (2) 非コンパクトな Cauchy 面の存在。
- (3) 閉捕捉面の存在。

また、次の定理から、もし宇宙初期でも物質のエネルギー密度や圧力が非負だとすると、我々の宇宙には特異点が存在することが導かれる。ただし、この定理だけからは、それが未来にあるのか過去にあるのかは結論できない。

**【定理 3.2 (Hawking, Penrose 1970)】** 次の条件が成り立つと、時空は時間的ないし光的測地線に関して不完備：

<sup>\*9</sup> B. Schmidt は、この長さの定義をきちんと与え、フレームバンドル完備化法により曲線の仮想端点としての時空境界を数学的に厳密に構成した。<sup>1)</sup>

<sup>\*10</sup> ただし、一つの定理では、Ricci テンソルがゼロとなる領域がある場合は、さらに Riemann テンソルの代数的構造が一般的であるという一般性条件<sup>1)</sup>を要求する。

- (1) 時間的収束条件と曲率テンソルに対する一般性条件.
- (2) 時間的閉曲線の非存在.
- (3) 過去向きの捕捉点, 閉捕捉面, 非時間的なコンパクト閉部分多様体のいずれかが存在.

これらの定理は, その後, 収束条件を測地線に沿う積分条件に緩めるなどの拡張がなされた.

#### 4. 宇宙検閲予想

特異点が発生して, それが曲率の発散を伴っているとしても, その影響が我々に届かなければ, 現実的な問題を引き起こさない. この期待を表現したのが, Penroseの提唱した宇宙検閲予想である. この予想には2つのバージョンがある. 一つは, 1969年に発表された**弱い宇宙検閲**(Weak Cosmic Censorship) 予想で, 大まかな内容は次のように表現される:

**【予想 4.1 (WCC 予想)】** 物質が現実的な状態方程式に従うとき, なめらかな初期条件から Einstein 方程式の解として決まる漸近的に平坦な時空の特異点は一般に BH ホライズンで隠される.

2つめのバージョンは10年後に発表された**強い宇宙検閲**(Strong Cosmic Censorship) 予想で, 次の内容をもつ:

**【予想 4.2 (SCC 予想)】** 物質が現実的な状態方程式に従うとき, なめらかな初期条件に対する Einstein 方程式の解の極大な拡張は, 一般に Cauchy 面をもつ時空となる.

これらの予想のその後はあまり明るいものではなかった. まず, 球対称系について WCC が詳しく調べられ, 特に圧力が無視できる天体の重力崩壊に対しては一般に, ホライズンに隠されない特異点である**裸の特異点**(naked singularity) が中心に生成されることが示された. また, 有限な圧力をもつ流体の場合でも, 必ずしも特異点は隠されない. ただし, これらは球対称性という高い対称性に起因している可能性が否定できない. しかし, 非球対称な系の研究は困難で, 未だに明確な結論は得られていない.<sup>3)</sup> 1991年に S. L. Shapiro と S. A. Teukolsky は, 細長い形状の無衝突ガス系の重力崩壊において, 特異点が発生してもそれを取り囲む捕捉面が存在しない例を数値計算により与えた. しかし, この数値計算では特定の時間一定面の取り方をしているため, 捕捉面の非存在がホライズンの非存在を必ずしも意味せず, WCCの破れの明確な例とは言えないことが R. Wald と V. Iyer により同じ年に指摘されている.

SCC 予想についても状況は微妙である. SCC の破れは, 極大時空  $M$  が Cauchy 面をもたないことを意味するが, このような時空では, Cauchy 面  $\Sigma$  をもつ極大な領域を  $\mathcal{N} = D(\Sigma)$  とおくと,  $\mathcal{N}$  は  $M$  において境界  $\mathcal{H} = \partial\mathcal{N}$  をもつ. この境界は **Cauchy ホライズン**, 特に,  $\mathcal{H}^+ = \mathcal{H} \cap J^+(\Sigma)$  は未来の Cauchy ホライズンと呼ばれる (図 2). 解析的に極大

に拡張された Reissner-Nordstrom 解や Kerr 解など (7 節参照) 多くの基本的な BH 解が Cauchy ホライズンをもつ. したがって, SCC 予想はこれらの解の Cauchy ホライズンが不安定であることを予想する.

この問題は様々な側面から研究され, 有限エネルギーの摂動により時空の局所質量が Cauchy ホライズンで発散するという**質量インフレーション**など Cauchy ホライズンの不安定性を示唆する現象が E. Poisson と W. Israel により 1990 年に発見され, その後荷電スカラ場重力系の数値計算でも, Cauchy ホライズンの一部が空間的スカラ曲率特異点集合に変わることが指摘された. しかし, Cauchy ホライズンの一部は光的なまま残り, そこを通過しても物体が有限な変形しか受けられない程度の弱い特異性しかもたないことが 2002 年に L. Burko らにより示された.

#### 5. 重力崩壊における臨界現象

これに対して, WCC の研究を全く新たな方向に導いた数学的研究がある. それは, D. Christodoulou により 1986 年から 1999 年にかけて行われた球対称な Einstein-KG 系 (重力場と質量ゼロの自由スカラ場から成る系) の厳密な数学的研究である (その詳細については, 文献 4, 5 参照). 彼は有界変動なクラスの枠内で, 真空に近い初期値は必ず正則な散乱解を与えることを示す一方で, 漸近的に平坦で裸の特異点をもつ解およびホライズンの発生点の特異となる解の存在を示した. 前者は, 原点にある特異点を頂点とする未来の光円錐が  $\mathcal{I}^+$  に達するので裸の特異点をもつ. このとき, この光円錐は特異であるが, 曲率は有界でその微分のみが発散するので特異性はマイルドで, 時空の光円錐を超えた  $C^{2-}$  級の拡張が可能となる. しかし, この拡張を許すと, この解では WCC も SCC も破れる.

一方, 後者の解では, 限りなく曲率の大きな領域が観測可能であるという意味では WCC が破れる. ただし, 1999 年に彼は, これらすべての特異解が少なくとも 1 次元的な初期値の摂動に対して不安定であることを示した. すなわち, 小さな摂動を加えると, 正則解か WCC が成り立つ解に変化するのである. これは数学的な意味で, WCC 予想を支持する結果となっている.

ただし, ここで新たな展開があった. それは, M. W. Choptuik が 1993 年に行ったこの系の数値計算による研究である. 彼は高精度でこの系の初期値問題を解き, スカラ場のある初期値配位に対して, その振幅を連続的に変えてゆくと, ある臨界値以下では散乱解, 臨界値を超えると BH 解となる場合を詳しく調べた. その結果, 振幅が臨界値のときの解がちょうど, Christodoulou が存在を示したホライズンの頂点が特異となる解に対応し, しかもその解が離散的相似性をもつこと, さらに振幅の臨界値からのずれと形成される BH の質量の対応におけるベキ指数がスカラ場の初期配位の詳細によらないことを発見した. すなわち, 一種の臨界現象が起きていたのである.

この結果は、また、対応する解の曲率の最大値が任意の与えられた値を上回るような初期値の集合が初期値空間において「ゼロでない体積をもつ」ことを意味し、厳密な意味の裸の特異点は発生していないものの、物理的な基準からすると WCC が成り立たないことを意味している。その後、物質が異なる様々な系で類似の現象が確認された。<sup>5)</sup> 現在では、この現象が起きる理由は、初期値空間において、裸の特異点をもつ解に対応する初期値の集合が余次元 1 の部分空間となっているためと理解されている。

## 6. Penrose 不等式と正エネルギー定理

WCC 予想の研究が生み出したもう一つの興味深い数理的研究として、Penrose 不等式がある。Penrose は 1969 年に WCC 予想の反例を作る目的で、光速でつぶれる物質殻によるブラックホール形成を考えた。対応する時空は、この物質殻の軌跡である光的超曲面  $\mathcal{N}$  で不連続となり、 $\mathcal{N}$  の過去側は Minkowski 時空、 $\mathcal{N}$  の未来側は一般に重力波を含む曲がった時空となる。この物質殻が十分小さな領域につぶれるような初期配位を取ると、この  $\mathcal{N}$  の直上に閉捕捉面  $\mathcal{T}$  が形成される。 $\mathcal{N}$  の外は真空なので、もし、WCC が成り立つと閉捕捉面は必ずブラックホールホライズンに含まれ、 $\mathcal{T}$  の面積  $A$  はブラックホール表面積以下となると期待される。ところが、面積増大定理と一意性定理 (次節) より、このブラックホール表面積の最終値は全系の重力質量  $M$  に対応する Schwarzschild ブラックホールの表面積  $16\pi(GM)^2$  を超えない。したがって、

$$GM \geq \sqrt{\frac{A}{16\pi}} \quad (4)$$

という不等式が成り立つことが期待される。この不等式は **Penrose 不等式** と呼ばれる。

その後、G. W. Gibbons は、この捕捉面を  $\mathcal{N}$  を横切つて Minkowski 時空側に動かした際の  $\mathcal{T}$  を通過する光波面の面積増大率の変化量が、物質殻のもつ全エネルギーに比例することをを用いると、Penrose 不等式が Minkowski 時空内の空間的 2 次元面に関係する幾何学量のみで書かれた不等式

$$\frac{1}{8\pi} \int_{\mathcal{T}} 2\theta dA \geq \sqrt{\frac{A}{4\pi}} \quad (5)$$

で換えられることに気づき、1984 年の論文でこの不等式を **等周不等式** (isoperimetric inequality) と名付けた。ここで、 $\theta$  は  $\mathcal{T}$  を通過して広がる光波面の面積増大率である。当初、Gibbons は、 $\mathcal{T}$  が 3 次元 Euclid 空間に含まれる凸な 2 次元面のときにのみ、この不等式を証明した。この場合は、 $2\theta$  は  $\mathcal{T}$  の各点における平均曲率<sup>\*11</sup> と一致し、この不等式は Minkowski 不等式 (1903 年) に帰着される。しばらくこの問題に大きな進展はなかったが、Gibbons はついに 1997 年に、特別な仮定なしにこの不等式を証明し、さらに一般次元に拡張することに成功した。<sup>6)</sup> その理由は、N. S.

Trudinger が、Minkowski 不等式を任意次元の Euclid 空間  $E^n$  内の任意の閉超曲面  $\Sigma$  に対する次の不等式に拡張することによって成功したことによる<sup>7)</sup>：

$$\int_{\Sigma} K dA \geq (n-1) \Omega_{n-1}^{1/(n-1)} A^{(n-2)/(n-1)}. \quad (6)$$

ここで、 $K$  は  $\Sigma$  の平均曲率、 $\Omega_n$  は  $n$  次元単位球面  $S^n$  の面積で、等号は  $\Sigma = S^{n-1}$  のときに成立。このように全く非自明な数学的不等式と対応することは、WCC 予想を支持する事実と見なす人が多い。

Penrose 不等式はその後、初期値問題における一般的な不等式型予想に拡張された。<sup>6)</sup> これらの一般形では、 $A$  は漸近的に平坦な初期面  $(\Sigma, g)$  に含まれる最も外側の捕捉面  $\mathcal{T}$  の面積、 $M$  は初期面での ADM 質量<sup>\*12</sup> となる。特に、 $\Sigma$  のスカラ曲率<sup>\*13</sup>  $R(\Sigma)$  が非負で、 $\Sigma$  が全測地的、すなわち解が時間反転不変性を持ち、 $\Sigma$  がその時間反転の不動面となる場合については、この不等式は **Riemann-Penrose 不等式** と呼ばれ詳しい研究がある。この場合、 $\mathcal{T}$  は最も外側の極小曲面となる。P. S. Jang と R. M. Wald は、1977 年に **逆平均曲率流** (inverse mean curvature flow) によるこの極小曲面の連続変形を用いた証明を発表した。ここで、逆平均曲率流による変形とは、曲面  $\mathcal{F}$  をその法ベクトル方向に平均曲率の逆数に比例する「速度」で変形させることを意味する。ポイントは、 $R(\Sigma) \geq 0$  のとき、Hawking 質量と呼ばれる関数  $m_H(\mathcal{F}) = (1 - \int_{\mathcal{F}} K^2 / 16\pi) \sqrt{A(\mathcal{F}) / 16\pi}$  が、この変形に対して単調に増加し、しかも出発点の捕捉面  $\mathcal{T}$  に対して  $m_H(\mathcal{T}) = \sqrt{A/16\pi}$ 、無限遠の球面に近づくとき  $m_H(\mathcal{F}) \rightarrow GM$  となることである。したがって、逆平均曲率流によって  $\mathcal{T}$  が無限遠球面に滑らかに変形できる場合には不等式が証明されることになる。

しかし、実際には、この変形は一般に特異性をもつ面を含むことが示される。この困難の克服には 20 年以上の歳月を要したが、ついに 2001 年に G. Huisken と T. Ilmanen が不等式の厳密な証明に成功した。<sup>6)</sup> 基本的なアイデアは、連続な変形をあきらめ、飛びのある不連続な変形を許すよう一般化することにあつた。さらに、同じ年に、H. L. Bray により全く異なった証明が発表された。<sup>6)</sup> 彼の方法は、極小曲面の面積を保つて、初期値を Schwarzschild ブラックホールに対応するものに共形的に変形するというものであつた。

これら Penrose 不等式は、時空の安定性を保証する次の正エネルギー定理と密接に関係している：

**【定理 6.1 (ADM エネルギーに関する正エネルギー定理)】**

4 次元 Einstein 方程式に対する漸近的に平坦で完備な初期値問題において、初期面  $\Sigma$  が 3 次元閉多様体  $\Sigma \cong \mathbb{R}^3 - B$  ( $B = \sum_i B_i$ ,  $B_i$  は球体、 $\partial B$  は見かけのホライズン) に同相で、

<sup>\*12</sup> 初期面の空間計量の無限遠における振る舞い  $g_{ij} = (1 + (2GM/r))\delta_{ij} + o(1/r)$  から決まる質量  $M$ 。

<sup>\*13</sup> Ricci 曲率のトレース  $R = R_{ii}^{\mu}$ 。

<sup>\*11</sup>  $\mathcal{T}$  をその垂直方向に一様に微小変形したときの局所的面積増大率。



エネルギー運動量テンソル  $T_{\mu\nu}$  が支配的エネルギー条件<sup>\*14</sup>を満たすとす。このとき、初期値から決まる全系のエネルギー  $E$  と運動量  $\mathbf{P}=(P_i)$  は、 $E \geq |\mathbf{P}|$  を満たす (定義については文献8参照)。さらに、等号が成り立つのは、初期値が Minkowski 時空に対応する場合のみである。

正エネルギー定理は、最初、初期面の平均曲率がゼロ (極大スライス) でブラックホールがない場合について、極小曲面論の方法で R. Schoen と S. T. Yau により 1979 年に証明されたが、その後、E. Witten によりスピノールを用いた証明が 1981 年に提案され、1983 年にはそれを用いてブラックホールが存在する場合に拡張された。さらに、1999 年には J. Lohkamp がスカラ曲率の変形に基づく証明を、2009 年には M. Peiris が山辺の定理と Thurston の幾何学化定理を用いた証明を新たに発表している。一般に、 $M=(E^2-\mathbf{P}^2)^{1/2}$  より、Penrose 不等式はブラックホールを含む場合での正エネルギー定理の改良・精密化と言える。

## 7. BH の一意性

最も単純な BH 解はよく知られている Schwarzschild 解で、Einstein 方程式の静的な球対称解である。この解は一般相対性理論が発表された 1915 年に発見され、翌年には電荷を帯びた球対称 BH 解である Reissner-Nordstrom 解も発見されている。回転する BH 解である Kerr 解が発見されたのはさらにその 47 年後の 1963 年である。このように時間がかかったのは、やはり非線形偏微分方程式系である Einstein 方程式を厳密に解くことが大変難しいことに起因する。実際、1965 年には Kerr 解に複素解析接続法を適用することにより回転する電荷をもった BH を表す Kerr-Newmann 解が発見されているが、その後、Einstein-Maxwell 系に対して、新たな正則真空 BH 解は発見されなかった。1972 年には有名な富松・佐藤解が発表され世界を驚かせたが、この解は裸の特異性をもっていた。

**静的 BH** このような状況の下、これらの解以外に正則で漸近的に平坦な BH 解がないことを示そうという研究が行われた。先鞭をつけたのは、W. Israel である。Einstein 方程式の球対称な真空解は静的であり、したがって Schwarzschild 解に限るということを 1923 年に Birkhoff が証明したが (**Birkhoff の定理**)、Israel はこの逆、すなわち、静的なら球対称であること (剛性定理) を示そうとした。ここで、静的とは定常で時間反転に対して不変である (したがって回転していない) ことを意味する。この剛性定理が示せれば直ちに、静的な BH の一意が導かれる。これまでに得られた最も一般的な静的 BH に対する一意性定理は次のように表される<sup>9)</sup>：

**【定理 7.1 (静的 BH の一意性定理)】** Einstein-Maxwell 系において、WCC を満たす漸近的に平坦で静的な BH 解は、

ホライズンが非縮退なら Reissner-Nordstrom 解に限られ、計量は質量  $M$  と電荷  $q=\sqrt{4\pi}Q$  を用いて次のように表される：

$$ds^2 = -f(r) dt^2 + \frac{dr^2}{f(r)} + r^2 d\Omega_2^2; \quad f(r) = 1 - \frac{GM}{r} + \frac{GQ^2}{r^2}.$$

また、縮退している場合は、Majumdar-Papapetrou 解の一つに一致する。

ここで、ホライズンが縮退しているとは、無限小等長変換のうちホライズン上で光的となるものを  $k$  とするとき、 $\nabla_k k = 0$  となることを意味し、Reissner-Nordstrom 解では  $M^2 = Q^2$  に対応する。そのような解は無数個存在することが知られている (Majumdar-Papapetrou 解)<sup>9)</sup>

$\xi$  を時間推進に対応する無限小等長変換 (Killing ベクトル) として、その大きさを  $g(\xi, \xi) = -N^2$  とおくと、静的な解を求める問題は、時間一定面に対応する 3 次元多様体  $\Sigma$  の計量  $q$  と関数  $N$  に対する初期値方程式

$$R_{ij}(q) = N^{-1} D_i D_j N, \quad \Delta_q N = 0. \quad (7)$$

に帰着される。ここで、 $D_i$  は  $q$  に関する共変微分、 $R_{ij}(q)$  はその Ricci テンソル、 $\Delta_q = D^i D_i$  である。漸近的に平坦なら、ホライズン  $\partial\Sigma$  で  $N=0$ 、無限遠で  $N \rightarrow 1$  となる。

Israel は、この方程式を  $N$  を動径座標とする  $\Sigma$  の極座標を用いて書き下すことにより、BH 表面が連結で、すべての  $N$  = 一定面がなめらかな球面となる場合について、1967 年に剛性定理を示すことに成功した。しかし、非縮退で BH が複数ある解はないのか、球面以外の位相をもつ BH はないのかなどの問いに答えることはできなかった。これらの問いに予想外の方法で解答を与えたのは、G. L. Bunting, A. K. M. Masood-ul-Alam, P. J. Ruback らで、約 20 年後であった。証明の概要は次の通りである。まず、彼らは、時間一定面に対応する 3 次元 Riemann 多様体  $(\Sigma, q)$  に、ラプス関数  $N$  を用いた Weyl 変換  $\hat{q}_\pm = \Omega_\pm^2 q$ 、 $\Omega_\pm = (1 \pm N)^2/4$  を施すと、そのスカラ曲率がゼロに保たれることに着目した。しかも、 $\hat{\Sigma}_+ = (\Sigma, \hat{q}_+)$  と  $\hat{\Sigma}_- = (\Sigma, \hat{q}_-)$  は、 $N=0$  となる境界のホライズン  $\partial\Sigma$  でなめらかにつながり、無限遠で  $\Omega \rightarrow 0$  となるので、無限遠に対応する一点を付け加えることにより、 $\hat{\Sigma}_-$  は滑らかなコンパクト多様体に拡張される。したがって、 $\hat{\Sigma} = \hat{\Sigma}_+ \cup \hat{\Sigma}_- \cup \{P\}$  は、スカラ曲率がゼロかつ ADM 質量がゼロの漸近平坦な滑らかな 3 次元 Riemann 多様体となる (図 4)。ところが、正エネルギー定理より、このような多様体は Euclid 空間に限られる。したがって、もとの  $(\Sigma, q)$  は  $E^3$  に共形となる。これは、Bach テンソルと呼ばれる 3 階テンソルが恒等的にゼロであることを意味するが、Bach テンソルを 2 乗して得られるスカラ量を  $N$  を動径座標とする座標系で書いてみると、この条件は空間が球対称であることを意味することが分かる。

**回転する BH** さて、Israel の定理が発表されてから 5 年後の 1972 年に、Hawking は定常で回転する BH は軸対称であ

<sup>\*14</sup> 任意の未来向きの時間的ベクトル  $V^\mu$  に対し  $T^\mu_\nu V^\nu$  が常に過去向きの因果的ベクトルとなると、支配的エネルギー条件が成り立つという。

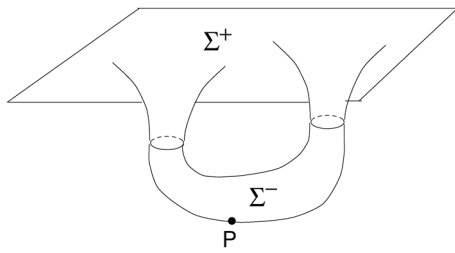


図4 静的BH時空の共形的改変.

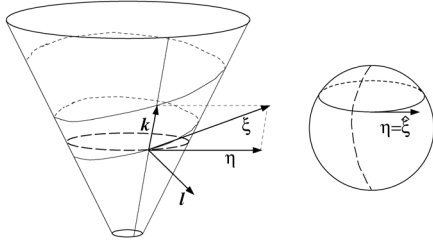


図5 回転するBHホライズンとKillingベクトル.

るという剛性定理を証明した。<sup>1)</sup> ここで、定常とは、遠方で時間的となる Killing ベクトル  $\xi = \partial_t$  が存在することを、また、軸対称とは至るところ空間的で  $S^1$  (ないし一点) を軌道としてもつ Killing ベクトル  $\eta = \partial_\phi$  が存在することを意味する。この剛性定理でポイントとなることは、回転する BH では、時間推進の Killing ベクトル  $\xi$  がホライズン  $\mathcal{H}^+$  上で空間的となることである (図5)。このことから、断面  $S^2$  への射影を利用することにより、 $\mathcal{H}^+$  上に閉じた軌道をもつ空間的 Killing ベクトル  $\eta = \partial_\phi$  ( $\phi$  は周期  $2\pi$  の角度座標) で、 $\xi + \Omega_h \eta$  ( $\Omega_h$  は BH の回転角速度と呼ばれる定数) が  $\mathcal{H}^+$  の光的測地線に接するものが存在することが示される。この  $\mathcal{H}^+$  上の Killing ベクトル  $\eta$  を解析的にホライズンの外に拡張することにより、軸対称性が示される。したがって、Hawking の剛性定理では、時空の解析性およびホライズンの部分多様体としての解析性の仮定が本質的である。しかし、解析性が成り立てば、場の方程式の詳細にはあまり依存しない。

Hawking の証明では、BH の位相が球面であることも仮定されていた。この仮定の正当化は、20年後の1994年に P. Chrusciel と R. Wald により、次の位相検閲定理 (topological censorship theorem)<sup>10)</sup> を用いて成された。

**【定理 7.2 (位相検閲定理)】** 漸近的に平坦で Cauchy 面をもつ時空において光的収束条件が満たされるとき、 $\mathcal{I}^-$  と  $\mathcal{I}^+$  をつなぐ任意の因果的曲線は、連続的に無限遠の標準近傍内の曲線に変形できる。

ここで、無限遠の標準近傍とは、Minkowski 時空の無限遠の近傍と同相な  $\mathcal{I}^+ \cup \mathcal{I}^-$  の近傍を意味する。この定理は、時空の普遍被覆<sup>\*15</sup> における光的測地線束の振る舞いに帰着することにより容易に証明できるが、非常に強力で

\*15 すべての位相空間は、普遍被覆と呼ばれる単連結な被覆空間を常に同型を除いて一意にもつことが知られている。

ある。実際、大域的に双曲的な時空における任意の閉曲線は、1点で切り離すことにより、適当な時間的フローに沿った初期面への射影を一定に保って因果的開曲線に連続変形できるので、この定理を BH 時空の DOC に適用すると、BH の位相が球面に限られるということが示される：

**【定理 7.3 (4次元BHの位相定理)】** 漸近的に平坦な時空の DOC が Cauchy 面をもつとき、光的収束条件が満たされるなら、DOC は単連結である。特に、4次元時空において BH の各連結成分は2次元球面に同相である。

Hawking の剛性定理により、定常で回転する BH は軸対称であることは言えるが、これはまだまだ弱い制限で、静的な場合のように、この対称性だけで解が一意的に決まるわけではない。富松・佐藤解のように、特異性をもつ「BH 解」は無限に存在するのである。ホライズン上および外に特異点がないという正則性の要請 (WCC) のもとで解を絞り込む必要がある。この作業で重要な役割を果たしたのが、Ernst 形式である (F. Ernst, 1968)。

一般に、4次元時空が Killing ベクトルをもつとき、時空をこのベクトル場の軌道の集まり、すなわち3次元 Riemann 多様体  $(\Sigma, q)$  を底空間としファイバーが1次元のファイバー空間とみなすと、残りの時空計量の情報と電磁場の配位は、Ernst ポテンシャルと呼ばれる複素関数  $\mathcal{E}$  と複素電磁ポテンシャルと呼ばれる複素関数  $\Phi$  で完全に決まり、場の方程式は3次元作用積分

$$S = \int_{\Sigma} *q \left( R(q) + 2 \frac{|d\Phi|^2}{\text{Re } \mathcal{E}} - \frac{|d\mathcal{E} + 2\bar{\Phi}d\Phi|^2}{2(\text{Re } \mathcal{E})^2} \right) \quad (8)$$

より得られる変分方程式に帰着することが示される。さらに時空が定常軸対称で2つの可換な Killing ベクトルをもつときには、この変分方程式は、2次元面上の2つの場  $\mathcal{E}, \Phi$  に対する非線形の楕円型方程式系に帰着される。この2次元系への還元は1971年に B. Carter によってなされた。彼はさらに、重力場のみの系では、境界条件のもつ連続パラメータの自由度は、質量  $M$ 、角運動量  $J$  のみであることを示した。D. C. Robinson は1974年にこの結果を電磁場が存在する場合に拡張し、連続パラメータの自由度は、 $M, J$  と電荷  $Q$  のみであることを示した。ただし、これらの結果では、Kerr-Newman 解以外に別の解の族が存在する可能性を排除できない。重力のみの系に対しては、この問題は、非常に複雑な恒等式を用いることにより、Robinson により解決され、Kerr BH が唯一の解であることが証明された。しかし、この恒等式を電磁場が存在する場合に試行錯誤により拡張することは絶望的であった。何かより深い議論に基づく恒等式の導出が切望された。

この希望を見事に叶えたのが、P. O. Mazur である。彼は、Ernst 形式での理論が、(3次元重力と結合した) 対称空間  $\mathcal{M} = \text{SU}(2, 1)/\text{S}(\text{U}(2) \times \text{U}(1))$  上の非線形  $\sigma$  模型となっていることに着目し、非線形  $\sigma$  模型の一般論から、1982年に Robinson 型の恒等式を導くことに成功した。

このMazur恒等式により、連結なホライズンをもつEinstein-Maxwell系の漸近的に平坦な正則BH解の一意性が言えたが、BHが複数の連結成分をもつ可能性を明らかにするには、より詳しい境界値問題の研究が必要であった。この問題に大きな進展をもたらしたのは、G. Weinsteinである。彼は、いま説明した非線形 $\sigma$ モデルとしての定式化が、調和写像と呼ばれるRiemann多様体間の写像の特殊な場合であることに着目し、その成果を用いて1996年に多成分BH系に対する存在と一意性の定理を確立し、一般に $N$  BH解は各BHの質量、電荷、角運動量とBH間の距離を表す $4N-1$ 個のパラメータで分類されることを示した。<sup>9)</sup>

**【定理 7.4 (回転するBHの一意性定理)】** 4次元Einstein-Maxwell系において、漸近的に平坦で正則な定常BH解のDOCは、Weinstein解のどれかと等長である。特に、ホライズンが連結なら、質量 $M$ 、角運動量 $J$ 、電荷 $Q$ をパラメータとしてもつKerr-Newman解に限られる(表式は省略<sup>1)</sup>)。

さらに、電気的に中性の $N$  BHの場合には、Weinstein解は、逆散乱法を用いて1978年にV. A. BelinskiiとV. E. Zakharovにより構成された $2N$ ソリトン解と一致することが、1997年にG. G. Varzuginにより示されている。ただし、 $N \geq 2$ の多体BH解ではBHが $z$ 軸に沿って並ぶが、一般にBH間に $z$ 軸上でコーン型特異点が発生する。2012年に、正則な中性の2体BH解が存在しないことがG. NeugebauerとJ. Hennigにより証明されたが、一般の場合については正則なものが存在するかどうかはまだ不明である。<sup>\*16</sup>

**Einstein-Maxwell系を超えて** これまで、たかだか電磁場しかない系を考えてきたが、現実の理論には様々な場が登場する。BH一意性定理の骨格ができて以降、これら電磁場以外の場が存在する場合の解についても研究がなされてきたが、まだ十分な分類からはほど遠い状況にある。<sup>9)</sup> これまでの結果の大きな特徴は、Einstein-Maxwell系で成立した多くの定理が成り立たなくなることである。例えば、場として電磁場の代わりに非可換ゲージ場を考えると、球対称静的な解に限っても一意性は破れ、Schwarzschild解以外に構造の異なる正則BH解とホライズンをもたないソリトン解が現れる。これらは不安定であることが知られているが、非線形 $\sigma$ モデルに高次相互作用を加えたスキルミオン理論や非可換ゲージ場に3重項Higgs場を加えたモデルで

<sup>\*16</sup> 最近、Masood-ul-Alamが非縮退の場合に正則な多体BH解がないことを証明したとする論文を発表している [arXiv: 1407.5381].

は、Schwarzschild解以外の安定BH解が存在する。また、非可換ゲージ場を含む系では、静的だが非球対称な解が存在することを示唆する事実もある。これら最近の結果についてはHeuslerらのレビュー<sup>9)</sup>を参照してほしい。

## 8. 終わりに

以上見てきたように、特異点と4次元BHに限っても、一般相対性理論における数理的研究はたいへん豊かで、現代大域的微分幾何学の主要成果といえるものを多数生み出してきたが、超弦理論の研究を背景にして近年急速に進展した高次元ブラックホールの研究は、高次元には4次元とは比べものにならないほど豊かな世界が広がっていることを示しつつある。これら高次元の探索がどのような成果をもたらすか楽しみである。

## 参考文献

- 1) S. Hawking and G. Ellis: *The Large Scale Structure of Space-Time* (Cambridge Univ. Press, 1973).
- 2) 高柳 匡:『ホログラフィー原理と量子エンタングルメント (SGCライブラリー 106)』(サイエンス社, 2014).
- 3) R. M. Wald: gr-qc/9710068 (1997).
- 4) D. Christodoulou: *Class. Quantum Grav.* **16** (1999) A23.
- 5) C. Gundlach and J. Martín-García: *Living Rev. Relativity* **10** (2007) 5.
- 6) H. L. Bray and H. L. Chruściel: gr-qc/0312047 (2003).
- 7) M. Mars: *Class. Quantum Grav.* **26** (2009) 193001.
- 8) S. Dain: arXiv: 1302.33405 (2013).
- 9) P. Chruściel, J. Costa and M. Heusler: *Living Rev.* **15** (2012) 7.
- 10) J. Friedman, K. Schleich and D. Witt: *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1486.

## 著者紹介



小玉英雄氏: 専門は重力理論、宇宙論。近年は、超弦理論アクションの引き起こす回転ブラックホールでの増幅反射不安定の非線形ダイナミクスとそれに伴う重力波放出など、宇宙現象による究極理論探索を中心テーマとして研究を行っている。

(2014年7月25日原稿受付)

## Mathematical Aspects of General Relativity

### Hideo Kodama

abstract: In this article, we overview distinguished mathematical outcomes of general relativity focusing on subjects related to singularity and four-dimensional black holes.

本記事では、本会HPの会員専用ページにおいてサプレンタルマテリアルを掲載しています。

# 中性子星とブラックホール—相対論的天体物理学入門—

中村 卓史 (京都大学大学院理学研究科)

中性子星が発見された歴史的経過からはじまり、最近、質量が太陽質量の約2倍の中性子星の発見が核密度を超える高密度の状態方程式に及ぼした影響と今後の研究の方向を議論する。次に、歴史的なブラックホール候補の発見からはじめて現在の様々なブラックホール候補の質量の決定方法、質量分布や赤方偏移分布にも触れる。最後にブラックホール候補がブラックホールと確実に言えるには重力波の観測が重要であることを示す。その結果、アインシュタイン理論が強い重力場でも成り立っているかどうか近い将来に判明するであろう。

## 1. 2人の学生が2つの大発見をした

1967年にケンブリッジ大学の学生ベルが、電波パルサー (= 中性子星) を発見した。中性子星は半径が~10 kmで、質量は太陽質量程度と考えられるので、その密度は原子核の密度 (~ $3 \times 10^{14}$  g cm<sup>-3</sup>) を超える。これはそれまでに知られていた電子の縮退圧で支えられる白色矮星の密度 (~ $10^6$  g cm<sup>-3</sup>) を遥かに超える新しい物質の相があることを示した点で画期的な発見であった。次に1974年にマサチューセッツ大学の大学院生ハルスとテイラー教授が、世界で初めて2つの中性子星からなる連星パルサー PSR1913+16<sup>\*1</sup> を発見した。<sup>\*2</sup> これには、多くの相対論の研究者が興奮した。何に興奮したのだろうか？ パルサーは正確な時計である。昔は地球の自転を時計として使っていたから、電波パルサーという天体の自転が極めて正確であることは不思議ではない。例えば現在の記録ホルダーはPSR J0437-4715でパルス周期は5.757451924362137(2) ミリ秒と16桁の精度で決まっている。最後の(2)は最後の桁の誤差である。<sup>1)</sup> だから、自然が与えてくれた相対性理論の実験場なのである。未知なのはパルサーの質量 $m_1$ と伴星の質量 $m_2$ であるが、1974年以来15年以上の電波パルスの到着時間の膨大なデータを解析すると決定することができた。質量の決定に必要な重要な量は太陽系での水星の近日点移動に対応するパルサーの近伴星点移動率<sup>\*3</sup> ( $\dot{\omega}$ ) と重力による赤方偏移と横ドップラー効果による電波パルスの到着時間の遅れ( $\gamma$ ) でそれぞれ $G$ ,  $c$ ,  $P_b$  と $e$ をニュートンの重力定数、光速、公転周期と離心率として

$$\dot{\omega} = 6\pi \left( \frac{2\pi}{P_b} \right)^{2/3} \left( \frac{G(m_1 + m_2)}{c^3} \right)^{2/3} (1 - e^2)^{-1} P_b^{-1} \quad (1)$$

$$\gamma = e \frac{(m_1 + 2m_2)m_2^{1/3}}{(m_1 + m_2)^{4/3}} \left( \frac{Gm_2}{c^3} \right)^{2/3} \left( \frac{P_b}{2\pi} \right)^{1/3} \quad (2)$$

<sup>\*1</sup> 1913+16という数字は電波パルサーの天球上での位置を指定するもので地球での東経、北緯に対応する赤経、赤緯という座標で、赤経19時13分、赤緯16度に位置するパルサーという意味である。

<sup>\*2</sup> 元々の原稿にはこの2人の発見物語が詳しく述べられていたが紙数制限のため掲載されない。この解説は謂わば、電波パルサーの事を知らない読者には第1楽章のない交響曲を聴くようなことになってしまった。

<sup>\*3</sup> 近日点の“日”は太陽のことだから、近日点と呼ぶのは間違いである。

と与えられる。電波パルスのデータ解析からは $e = 0.6171308(6)$ ,  $P_b = 27906.9807804(6)$  s,  $\dot{\omega} = 4.226621(6)$  deg y<sup>-1</sup>,  $\gamma = 4.295(2)$  ms が得られたので、これを(1)式と(2)式に代入すると太陽質量( $M_\odot$ )を単位とした $m_1 - m_2$ 平面上に右下がりの直線と単調増大する曲線として図1に表される。この2つの線の交点としてパルサーの質量は $m_1 = 1.4411(7)M_\odot$ 、伴星の質量は $m_2 = 1.3874(7)M_\odot$ と極めて精度良く決まった。伴星も中性子星だと考えられている。

中性子星の質量が決まったというのは画期的なことであった。日常生活では質量を量るのは簡単なことだが、Higgs Bosonの質量とか中性子星の質量のような非日常的なものの質量を量るのはそれ自身が学問の対象になるのだ。中性子星の場合、質量決定には一般相対性理論が不可欠であった。水星の近日点移動が1世紀に角度にして42.98"であるのに対して、PSR1913+16では1年に角度にして4.2°もあることから一般相対論的効果が大きく効いているのが分かる。ニュートン力学だけでは、 $m_1, m_2$ と軌道面傾斜角 $i$ に対して質量関数と呼ばれる量 $f(m_1, m_2, i) = (m_2 \sin i)^3$

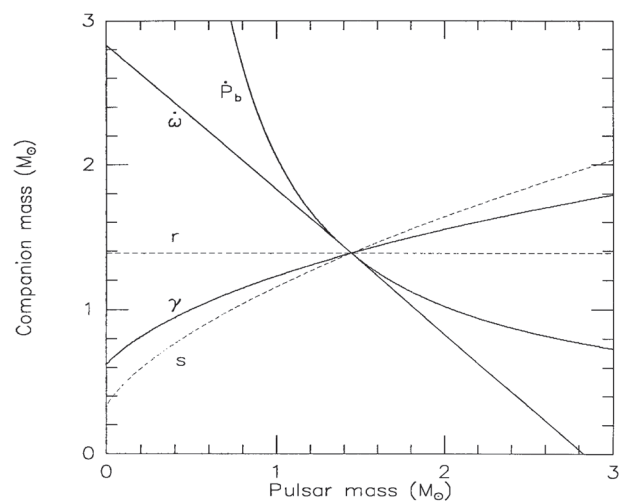


図1 連星パルサーの質量の決定。横軸は太陽質量単位でのパルサーの質量。縦軸は伴星の質量。 $\dot{\omega}$ はパルサーの近伴星点移動率一定、 $\gamma$ は重力による赤方偏移と横ドップラー効果による電波パルスの到着時間の遅れ一定、 $\dot{P}_b$ は重力波放出に伴う軌道周期の減少率一定、 $r$ と $s$ はsection 4で出てくる Shapiro time delayの大きさと軌道傾斜角一定の曲線である。出典<http://www.nobelprize.org/nobel-prizes/physics/laureates/1993/taylor-lecture.pdf>

$(m_1 + m_2)^2$ が決まるだけである。質量が決まっただけでなくさらに画期的なことがあった。この系では物質の質量の4重極が時間変化するので重力波の放射が起こる。すると系はエネルギーを失うので公転周期が減少する。その割合もデータ解析から求められて  $\dot{P}_b = -2.425(2) \times 10^{-12} \text{ s s}^{-1}$  であるが、一般相対性理論からは

$$\dot{P}_b = -\frac{19\pi}{5} \left(\frac{P_b}{2\pi}\right)^{-5/3} (1-e^2)^{-7/2} \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4\right) \times \frac{G^2 M_1 m_2}{c^5} (G(m_1 + m_2))^{-1/3} \quad (3)$$

となり、 $\dot{P}_b = -2.425(2) \times 10^{-12} \text{ s s}^{-1}$  の曲線は図1で左上から右に下がる下に凸な曲線となる。この曲線は見事に  $\omega = 4.226621(6) \text{ deg y}^{-1}$  と  $\gamma = 4.295(2) \text{ ms}$  の交点を通る。ちなみにそれぞれの誤差はこの図では線の太さの中に入っている。これは重力波の存在の間接的ではあるが明確な証明となった。1993年度ノーベル物理学賞はハルスとテイラーに授与された。ハルスはその後、電波天文学ではなく脚注4のような理由でプラズマ物理に転向した。また、テイラーはノーベル賞財団への自伝で脚注5のような興味深い研究スタイルを書いている。

さて、PSR1913+16のような連星中性子星はどのようにしてできたのだろうか。1つのシナリオは質量が $\sim 10M_\odot$ 以上の主系列(=水素の核融合で輝く星)の連星から出発するシナリオと球状星団のような星の数密度が高い所で重力的な3体衝突でできたシナリオとの2つがある。連星中性子星のシステムは全部で現在9つ発見され、PSR1913+16と同様の方法で質量が決定されている。その平均値は $1.4M_\odot$ である。<sup>2)</sup>

## 2. 1994年にブラウンとベータは中性子星の最大質量は太陽質量の1.5倍程度だと预言した

まずニュートニアンでの球対称な星の構造を復習しよう。星の半径  $r$  までの質量を  $m(r)$ 、圧力を  $P(r)$ 、密度を  $\rho(r)$ 、重力定数を  $G$  とすると圧力と重力の釣り合いは  $P(r)$  が  $r$  の減少関数であることに注意すると

$$P(r + \Delta r) = P(r) - \frac{Gm(r)}{r^2} \rho(r) \Delta r \quad (4)$$

だから、微分方程式で書くと

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)}{r^2} \rho(r) \quad (5)$$

となる。星の質量を  $M$ 、半径を  $R$ 、平均密度を  $\bar{\rho}$ 、平均圧力を  $\bar{P}$  とすると(5)式は

$$\bar{P} \sim \frac{GM}{R} \bar{\rho} \quad (6)$$

と近似できる。白色矮星や中性子星のような高密度では温

度は重要ではないので状態方程式を簡単のため  $\gamma$  を定数として

$$\bar{P} \propto \bar{\rho}^\gamma \quad (7)$$

と置くのが便利である。すると、(6)式、(7)式と  $M = 4\pi/3 \bar{\rho} R^3$  を使って  $\bar{\rho}$  を消去すると

$$M^{\gamma-2} \propto R^{3\gamma-4} \quad (8)$$

を得る。この式は極めて重要である。 $\gamma = 4/3$  だと質量は半径に依存しない。また、 $\gamma = 2$  だと半径は質量に依存しない。そして、 $\gamma \rightarrow \infty$  だと  $M \propto R^3$  (すなわち密度が一定) となる。この結果  $4/3 < \gamma < 2$  では  $M$  は  $R$  の減少関数で  $\gamma > 2$  では増加関数となる。ここでは平均量で一見荒っぽい議論をしたが、詳しい計算でも  $\gamma$  が一定の場合は数係数を除いては同じ結論が出てくる。一般相対性理論を考慮に入れると修正が必要である。まず、 $\rho$  は質量だけでなく内部エネルギーを含んだ静止エネルギー密度に変更する必要がある。次に(5)式は

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)}{r^2} \rho(r) f_{GR} \quad (9)$$

$$f_{GR} = \left(1 + \frac{4\pi r^3 \rho}{mc^2}\right) \left(1 + \frac{p}{\rho c^2}\right) \left(1 - \frac{2Gm}{rc^2}\right)^{-1} > 1 \quad (10)$$

と修正しなくてはならない。これは TOV (Tolman-Oppenheimer-Volkoff) 方程式<sup>3)</sup> と呼ばれる。 $f_{GR} > 1$  だから、ニュートニアンに較べて effective に重力が強くなった効果があることが分かるが、それは  $P$  が  $\rho c^2$  に対して無視できなくなるほど大きくなるか、 $2GM/c^2/R < 1$  が1に近い大きさになった場合である。原子核の密度を超えるような密度に対する状態方程式については歴史的に多くの研究がある。<sup>2)</sup> そのような高密度での物質の相はどうなっているのかは、ベルが開いた新しい物質の相の存在の基本問題でその解決は物理学の最重要問題の1つと言って良いと思う。

さて、1987年に大マゼラン星雲で超新星爆発 SN1987A<sup>\*6</sup> が発生して、放出されたニュートリノが神岡鉱山内の水チェレンコフ検出器で検出された。<sup>4)</sup> 放出されたニュートリノの総エネルギーは中性子星の束縛エネルギーと一致したので間違いなく中性子星が形成されたと言える。この業績で小柴昌俊は2002年にノーベル物理学賞を受賞した。この頃ブラウンは、中性子星のような高密度物質中では strangeness を持った  $K^-$  中間子が凝縮する可能性を指摘した。<sup>5)</sup> 直感的には、電子のフェルミエネルギーは大きいので、電荷をボゾンである  $K^-$  中間子に担ってもらい、質量が増えた分は核力で有効エネルギーを減らせれば不可能ではない気がする。ブラウンとベータは1994年に中性子星の最大質量は約  $1.5M_\odot$  で、高密度物質の状態方程式は今まで考えられていたより柔らかいと主張した。<sup>6)</sup> SN1987A でも、そのため一旦中性子星になったが、その後星の物質の

<sup>\*4</sup> <http://www.nobelprize.org/nobel-prizes/physics/laureates/1993/hulse-bio.html>

<sup>\*5</sup> <http://www.nobelprize.org/nobel-prizes/physics/laureates/1993/taylor-bio.html>

<sup>\*6</sup> 1987年に最初に見つかった超新星 (Super Nova) という意味。

一部が再落下して来て、ブラックホールになったのだ。こう考えるとSN1987Aから、未だにパルサーが見えていないことと合致する。また、当時のPSR1913+16等の中性子星の最大質量の下限とも矛盾しない。 $K^-$ 中間子が凝縮するため、陽子と中性子が同数くらい存在することになり、symmetryエネルギーが下がり状態方程式も柔らかくなる。中性子星と呼ぶよりは核子星 (Nucleon Star) と呼ぶ方が適していると主張した。この主張を初めて聞いた時には、核物理の大家ブラウンとベテ大先生<sup>\*7</sup>が言っているのだから、これは本当かなと思ったことを覚えている。本当なら「中性子星」と呼べなくなってしまうので、教科書も書き換えなくてはと心配した。

### 3. 最近、質量が太陽質量の2倍の電波パルサーが2つも新たに見つかった!!!

連星中性子星の中には相手が中性子星ではなく、白色矮星であるものが30近く見つかった。<sup>2)</sup> パルサーからは既に述べたように質量関数  $f(m_1, m_2, i) = (m_2 \sin i)^3 / (m_1 + m_2)^2$  が得られるから、何とかして白色矮星の質量  $m_2$  と軌道傾斜角  $i$  が決められればパルサーの質量  $m_1$  を決定できる。PSR J1614-2230では水星の近日点移動、太陽の淵を通る光線の曲がりと並ぶ、相対性理論効果の一つとして知られている Shapiro time delay という伴星の重力に依る電磁波の到着時間の遅れの効果を使って  $m_2$  と  $i$  を決めることができた。パルサーからの電波は伴星の重力場の中を進むので  $\varphi$  を軌道面での近伴星点からの角度、 $\omega$  を近伴星点の軌道面と視線に垂直な面の交線からの角度として

$$\Delta t = \frac{2Gm_2}{c^3} \ln \left( \frac{1 + e \cos \varphi}{1 - \sin i \sin(\omega + \varphi)} \right) \quad (11)$$

というのが Shapiro time delay である。  $\Delta t$  の大きさから  $m_2$  が決まり、  $\Delta t$  の対数依存性から軌道傾斜角が決まる。解析の結果、  $m_2 = 0.500(6)M_\odot$ 、  $i = 89.17^\circ(2)$  となった。これより  $m_1 = 1.97 \pm 0.04M_\odot$  と決まった。<sup>7)</sup> 2013年さらにPSR J0348+0432の質量が  $2.01 \pm 0.04M_\odot$  と決まった。<sup>8)</sup> この場合は伴星のスペクトルも見えていて、2つの質量関数の比から  $m_1/m_2 = 11.70 \pm 0.13$  と決まったが、さらに、伴星の表面重力の観測及び軌道周期の重力波放出に依る減少の観測から  $m_1 = 2.01 \pm 0.04M_\odot$ 、  $m_2 = 0.172 \pm 0.003M_\odot$  となった。中性子星の最大質量が以前より  $0.6M_\odot$  も大きくなったのは、伴星の質量の一部が中性子星の強い重力で剥がされて、中性子星に降り積もったためと考えられている。

ブラウンとベテによる中性子星の最大質量が約  $1.5M_\odot$  という理論的な予言は自然が受け入れてくれなかった。大先生達の予言が外れることもあるのである。それと同時に状態方程式の理論的な予想の多くが否定されてしまった。図2の右側は  $K^-$ 中間子凝縮や strangeness の入った Quark 物

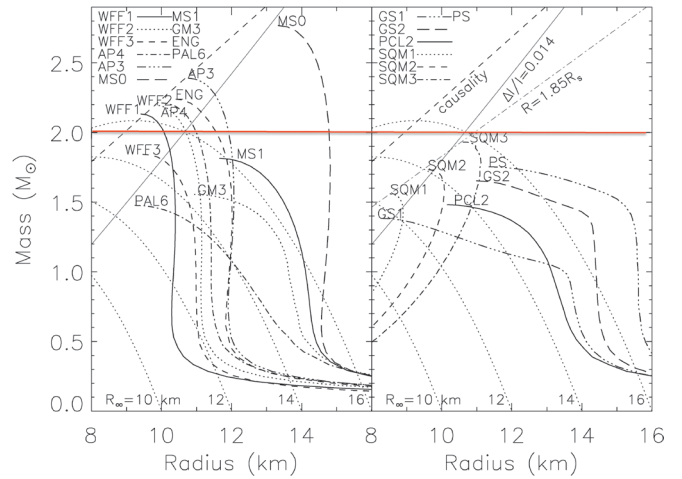


図2 種々の状態方程式による中性子星の半径(横軸)と質量(縦軸)。出典 J. M. Lattimer and M. Prakash: *Astrophys. J.* **550** (2001) 426 の Fig. 2 から改変。右側は  $K^-$ 中間子凝縮や strangeness の入った Quark 物質の状態方程式、左側は核子からなる状態方程式で Hyperon (= strangeness のあるバリオン) の入っているものもある。

質の状態方程式での中性子星の半径 (km) と質量の関係である。それぞれの曲線について記号は異なる状態方程式のモデルを表している。1つを除いて中性子星の最大質量が  $2M_\odot$  以下のため、自然が受け入れてくれないものとなってしまった。これは、ショックである。現在、核子(陽子とか中性子の総称)は、3つの Quark からなり、Quark は Gluon という膠(にかわ)によって、決して外に出られないようになっていると考えられている。すなわち、単体の Quark は見つかっていない。しかし、物質の密度が高くなると核子同士がくっつき合い、全体が膠(にかわ)によって縛られた巨大な原子核になると考えるのが自然である。この場合 Quark は高密度(高エネルギー)極限では縮退した Fermi 粒子のように振る舞うから、極めて柔らかい状態方程式 ( $\gamma = 4/3$ ) に近づくことが期待される。従って、中性子星の最大質量は、小さくなるのが期待される。<sup>\*8</sup>

さらに、図2の右側で SQM1, SQM2, SQM3<sup>\*9</sup> と書いた状態方程式では、中性子星の質量が小さく半径も小さい所で  $M \propto R^3$  となっている。前章で議論したことを思い出すと  $M \propto R^3$  は密度が一定であることを示している、つまり、固体である。これは何だろう? 我々が知っている原子核では中性子と陽子の数が同じくらいで、しかも密度がほぼ一定である。中性子は自由空間では陽子と電子とニュートリノに崩壊するのに何故、原子核の中では中性子が半分も存在するのだろうか? 理由は対称エネルギーの存在である。対称エネルギーには核力に起因するものも半分くらいあるが、分かりやすいのは後の半分の縮退エネルギーに依存する方である。

バリオン数、すなわち、核子数を一定にして縮退エネルギー

<sup>\*7</sup> 1967年にノーベル物理学賞を恒星のエネルギー源の核融合の発見や原子核の質量公式等で受賞した。他にも Bethe ansatz, Bethe-Salpeter 方程式等の業績多数。

<sup>\*8</sup> 実際 Oppenheimer と Volkoff は自由中性子星の場合、中性子星の最大質量は  $0.75M_\odot$  であることを示した。<sup>3)</sup>

<sup>\*9</sup> SQM1, SQM2, SQM3 では Bag Constant, gluon と Quark の相互作用係数がそれぞれ違う。<sup>9)</sup>

ギーを最小にするには、如何にすれば良いだろうか？ 答えは簡単で核子を担う中性子と陽子の数を同じくらいにすれば、陽子のみの場合に較べて、縮退のエネルギーを60% ( $=2^{-2/3}$ ) くらいに下げられる。だから、多くの原子核では中性子数と陽子数が同じくらいなのだ。Quark からなる巨大な原子核を考えよう。この場合、strangeness のある Quark を加えれば、バリオン数を3つの Quark で分担すれば良いから、Quark の質量をゼロと仮定すると strange Quark を入れない場合に較べて縮退のエネルギーが85% ( $=3/(1+2^{4/3})$ ) に下がり、全く新しいマクロな物質 (= quark nugget) があるかもしれない。<sup>10)</sup> このアイデアを聞いて大変面白いと思ったことを覚えている。SQM1-3 とかの状態方程式の低密度での固体のような振る舞いはまさに quark nugget と呼ばれた新しい物質の相を表しており、一時はダークマターの候補でもあった。もちろん、strangeness Quark の質量は重いから ( $95 \pm 5 \text{ MeV}^{11}$ )、これが否定されても不思議ではないが哀愁が残る。

図2の左側では核子ないし Hyperon (Strangeness のあるバリオン) を構成要素とする状態方程式で最大質量が  $2M_{\odot}$  以上のものがいくつもあるが、定量的には差はあるものの、定性的には大変良く似ている。半径の大きい所では質量はほとんど一定である。これは  $\gamma=4/3$  の特徴で相対論的な電子による圧力が卓越している場合に対応している。次に質量に依らずに半径がほぼ一定な領域があるが、これは  $\gamma=2$  に対応している。その後、半径を小さくすると質量に最大があるとともに、質量が半径の増加関数と変わるが、これは  $\gamma>2$  の場合にそうなる。もちろん、一般相対論的な効果は無視できないので、定量的には正確な言い方ではないが、<sup>10)</sup> 定性的にはこのように説明できる。中性子星の質量については情報があるので、状態方程式を絞るには中性子星の半径を決めることが重要な課題となって来ている。<sup>12)</sup>

#### 4. 問題はこうすれば決着がつくか？

理論的には、この問題の基礎理論はQCD (Quantum Chromo Dynamics) であることが確定しており、系を記述する Lagrangian は分かっている。従って、温度とバリオンの数密度を与えた場合の分配関数を計算すれば、必要な全てが分かる。すなわち、状態方程式が分かる訳だから、TOV 方程式を与えられた中心エネルギー密度  $\rho_c$  に対して外向きに初期値問題として解いていけば中性子星の質量と半径が分かる。しかし、Lattice QCD の数値計算の方に符号問題という大問題がある。この問題は  $\mu$  を化学ポテンシャル、 $T$  を温度として

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-x^2 + i \frac{\mu}{kT} x\right) dx = \sqrt{\pi} \exp\left[-\left(\frac{\mu}{2kT}\right)^2\right] \quad (12)$$

を解析的ではなく、数値的に計算せよという問題と本質

的に同じだというのだ。<sup>13)</sup> 今考えている問題では中性子星の温度は化学ポテンシャルに較べて十分小さい、つまり縮退している。したがって、上式の積分の値は極めて小さい。一方、被積分関数の値の最大は  $x=0$  で1で、 $x$  の増大とともに激しく振動する。その結果、位相相殺が起きて結果として小さい値が出てくる。上のような積分をどんなに大きな  $\mu/kT$  に対しても数値的に正しく計算できる方法が必要である。究極的には何とかしてこの方法を獲得して理論的な超高密度物質の状態方程式を出して、それを観測と比較するしかないと思える。

しかし、全く別の方法も存在する。状態方程式が与えられれば TOV 方程式を解いて中性子星の質量と半径の関係を図2のように得ることができる。しからば、逆はできるのか？ 中性子星の質量と半径の関係が観測で与えられれば、中性子星の状態方程式は求まるか？ 答えは Yes であり、数学的帰納法<sup>\*11)</sup> で証明されている。<sup>14)</sup> 連星中性子星の合体時の重力波の観測を使えば、観測的に中性子星の質量と半径の関係を求めることが可能であるが、十分な質量範囲をカバーできるか？ 十分な精度が得られるのか？ とかいう問題がある。詳細は、柴田大が本特集でそのことについては議論すると思うのでそちらに任せることにする。

さて、ベルが開いた白色矮星の密度 ( $\sim 1 \text{ ton/cm}^3$ ) を遥かに超える  $\sim 10$  億  $\text{ton/cm}^3$  の世界に、ワクワクするような現象は存在するのだろうか？ 図2の左側のようなのが正解なら、核物理の専門家には面白いかもしれないが、私にはあまり面白くない結果だ。原子核密度での物理を少し変更した程度ではなく、例えば、Quark Nugget の存在を示唆するような結果を期待したい。きっと、自然は我々の予想を遥かに超えているに違いないと私は信じている。

#### 5. 中性子星の質量に上限はあるのか？

2010年以前は中性子星の質量は  $1.4M_{\odot}$  くらいであったが、最近それが  $2M_{\odot}$  まで増えた。中性子星の状態方程式が分かっているのだから、これからも、どんどん中性子星の最大質量が増えていくのではないかと心配になって来る。しかし、その心配は要らない。次のような、一般的な仮定のもとで、中性子星には、最大質量が存在することが知られている。

1. 中性子星は TOV 方程式に従う。すなわち、Einstein 方程式は正しい。
2. 物質の音速は光速以下である。すなわち、因果律が成り立っている。
3. ある密度  $\rho_0$  以下では、我々は状態方程式を知っている。

<sup>\*11)</sup> 状態方程式 ( $P=P(\rho)$ ) が与えられれば、中心密度の関数として中性子星の質量と半径が TOV 方程式によって決められる。そこで、ある密度までの状態方程式が質量と半径の観測から解ったとする。次に、質量がわずかだけ増えた時に半径がどれだけ減るかは仮定により解っているので、TOV 方程式を用いると中心の密度と圧力を求めることが可能なを示せる。これを繰り返せば状態方程式が求まる。よって証明終わり。

<sup>\*10)</sup> 中性子星の半径が質量に依存しなくなるのは、相対論的效果のため実際は  $\gamma \sim 3$  となる。

すると、中性子星の最大質量は  $3.2M_{\odot} (\rho_0/5 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3})^{-0.5}$  となる。<sup>15)</sup> 証明の essence は TOV 方程式で星の表面から  $\rho_0$  までの部分で決まる質量と、 $\rho > \rho_0$  の部分で決まる質量に分ける。 $\rho > \rho_0$  では、我々は状態方程式  $P(\rho)$  を知らないから、音速  $= \sqrt{dP/d\rho} < c$  という条件の下で変分をとる。しかし、変分がゼロになる解がない。だから、極大になるのは境界の  $\sqrt{dP/d\rho} = c$  から出てくる。ある密度  $\rho_0$  以下では、我々は状態方程式を知っている。という3つ目の仮定に関しては、誰の状態方程式を採用したかに依存するが、その依存性はあまり大きいものではなく、結論として因果律を満たす状態方程式であるという、もっともな2つ目の仮定の下で中性子星の最大質量は  $3.2M_{\odot}$  だと言うことができる。これは Robust な結論である。最初に  $2M_{\odot}$  の中性子星があると分かったとき、可能な値の  $2/3$  だから、私は驚いたと同時にこれ以上があったら、信じ難いことになると思った。

それでは、中性子星に外からガスが降り積もって来て全体として、 $3.2M_{\odot}$  を超えたらどうなるのだろうか？ 中性子星としての重力平衡解はないから、限りなく重力崩壊するしかない。このような可能性は1939年に既に指摘されていた。<sup>16)</sup> 現代風に言うとブラックホールの誕生である。中性子星ができるのは超新星爆発の時である。SN1987A で観測されたように中性子星の束縛エネルギーである  $\sim 3 \times 10^{53} \text{ erg} \sim 0.1 \times (\text{中性子星の静止エネルギー})$  のニュートリノが放出されるから星の外層は吹っ飛ばされてガスが降り積もるなどということはないのではないかと思えるかもしれない。しかし、まずニュートリノは弱い相互作用しかしないので、実は全エネルギーの1%くらいしか星の外層にエネルギーを与えられないと考えられている。<sup>\*12</sup> だから、外層の質量が大きい場合には吹き飛ばすことができずに、中心の中性子星に落下して来て全質量が  $3.2M_{\odot}$  を超えると確実にブラックホールになる。このように、ブラックホールは理論的にはできて良いが、観測的にブラックホールが確かにあると言えるのだろうか？

## 6. 白鳥座のX線星はブラックホールでは？

X線天文学が世界でそして日本でいかにして始まったかは、松岡勝の学会誌の記事に詳しい。<sup>17)</sup> それに依ると、1970年に世界最初のX線観測衛星 Uhuru をアメリカが打ち上げた。1971年に小田稔は白鳥座で最初に見つかったX線源(以後 Cyg X-1 と呼ぶ)が、73 ms の周期を持つが、いろいろ変な事実があり、ブラックホールかもしれないと主張した。<sup>18)</sup> 1972年になると Cyg X-1 と同じ位置にある B 型星 HD226868 が発見され、しかも周期 5.6075 日の連星であることが分かった。そして、1章でも出てきた質量関数が  $0.12M_{\odot}$  と決まった。<sup>19)</sup> さらにX線が見えない期間が 5.6075 日の周期の間に 20% くらいあることが分かった。こ

\*12 理論的にはそれすら難しく、まだ超新星爆発と中性子星の形成に数値シミュレーションで成功していない。

表1 ブラックホール候補X線星の質量. 出典 R. A. Remillard and J. E. McClintock: Ann. Rev. Astron. Astrophys. 44 (2006) 49, Table 1より改変.

Coordinate Name	Common <sup>b</sup> Name/Prefix	Year <sup>c</sup>	Spec.	$P_{\text{orb}}$ (hr)	$f(M)$ ( $M_{\odot}$ )	$M_1$ ( $M_{\odot}$ )
0422+32	(GRO J)	1992/1	M2V	5.1	$1.19 \pm 0.02$	3.7–5.0
0538–641	LMC X-3	–	B3V	40.9	$2.3 \pm 0.3$	5.9–9.2
0540–697	LMC X-1	–	O7III	$93.8^d$	$0.13 \pm 0.05^d$	4.0–10.0 <sup>e</sup>
0620–003	(A)	1975/1 <sup>f</sup>	K4V	7.8	$2.72 \pm 0.06$	8.7–12.9
1009–45	(GRS)	1993/1	K7/M0V	6.8	$3.17 \pm 0.12$	3.6–4.7 <sup>f</sup>
1118+480	(XTE J)	2000/2	K5/M0V	4.1	$6.1 \pm 0.3$	6.5–7.2
1124–684	Nova Mus 91	1991/1	K3/K5V	10.4	$3.01 \pm 0.15$	6.5–8.2
1354–64 <sup>g</sup>	(GS)	1987/2	G1V	$61.1^g$	$5.75 \pm 0.30$	–
1543–475	(4U)	1971/4	A2V	26.8	$0.25 \pm 0.01$	8.4–10.4
1550–564	(XTE J)	1998/5	G8/K8IV	37.0	$6.86 \pm 0.71$	8.4–10.8
1650–500 <sup>h</sup>	(XTE J)	2001/1	K4V	7.7	$2.73 \pm 0.56$	–
1655–40	(GRO J)	1994/3	F3/F5IV	62.9	$2.73 \pm 0.09$	6.0–6.6
1659–487	GX 339–4	1972/10 <sup>i</sup>	–	$42.1^k$	$5.8 \pm 0.5$	–
1705–250	Nova Oph 77	1977/1	K3/7V	12.5	$4.86 \pm 0.13$	5.6–8.3
1819.3–2525	V4641 Sgr	1999/4	B9III	67.6	$3.13 \pm 0.13$	6.8–7.4
1859+226	(XTE J)	1999/1	–	$9.2^l$	$7.4 \pm 1.1^l$	7.6–12.0 <sup>e</sup>
1915+105	(GRS)	1992/Q <sup>j</sup>	K/MIII	804.0	$9.5 \pm 3.0$	10.0–18.0
1956+350	Cyg X-1	–	O9.7Iab	134.4	$0.244 \pm 0.005$	6.8–13.3
2000+251	(GS)	1988/1	K3/K7V	8.3	$5.01 \pm 0.12$	7.1–7.8
2023+338	V404 Cyg	1989/1 <sup>f</sup>	K0III	155.3	$6.08 \pm 0.06$	10.1–13.4

れは、X線星とB型星が連星を成しており、軌道面傾斜角  $\sin i \sim 1$  であることを意味する。従って、B型星の質量  $M_B$  は  $10M_{\odot} < M_B < 30M_{\odot}$  なので、X線星の質量  $M_X$  は  $2.5M_{\odot} < M_X < 6M_{\odot}$  となり、中性子星ではなく、ブラックホールではないかとなった。何故普通の星とブラックホールが連星だとX線が出るのだろうか？ Cyg X-1 では連星間の距離は太陽半径の10倍程度で非常に小さい。そのため、B型星の表面のガスはブラックホールにはぎ取られる。しかし、はぎ取られたガスはブラックホールに対して角運動量を持っているために真つすぐには落ちずに粘性に依って徐々に落下して行く。この粘性によりガスディスクの温度が上がり、それが丁度X線領域になるのである。Cyg X-1の質量はその後の詳しい観測でも、精度良くは決まっていない。理由の一つとして、X線がB型星にも照射されるので、B型星は普通のB型星でないため、質量を決めにくいという事情がある。<sup>20)</sup> 同様の方法で質量の推定がなされたX線星が、20個程ある。表1にはその候補の天球上での位置、Cyg X-1等の名前、発見年、伴星のスペクトル型、軌道周期、質量関数とX線星の質量が、書かれている。X線星の質量の誤差は大きいですが、重要な点は全て  $3.2M_{\odot}$  より大きいことである。したがって、5章で述べた定理により、中性子星ではあり得ない。つまり、有力なブラックホール候補である。

## 7. もっと質量の大きなブラックホール候補が沢山見つかった。

我々の銀河の中心の1平方秒 (= 0.12 光年  $\times$  0.12 光年) の28個の星の運動を16年にわたって観測した結果図3のような結果が得られた。<sup>21)</sup> 大きい質量を持つ天体が銀河中心にあって、そのまわりを星が楕円運動しているように見える。ケプラーの法則を使って決定された質量は  $4.31 \times 10^6 M_{\odot}$  となった。これが、もし非常にコンパクトな星の集団なら、質量に応じた輻射が観測されるはずであるが、それは見えないので、ブラックホールではないかと言われて



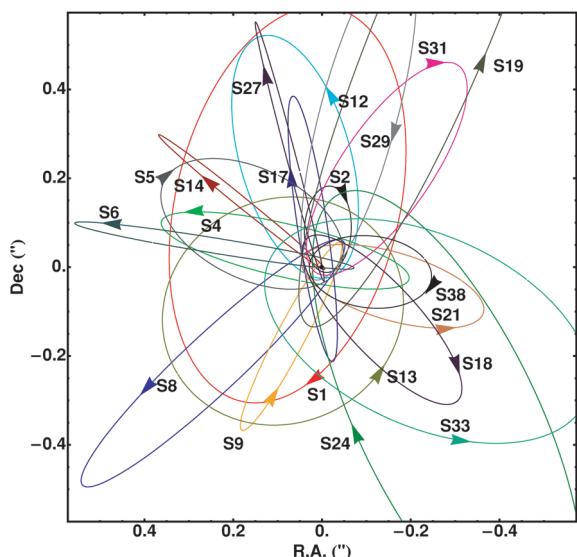


図3 我々の銀河中心にあるブラックホール候補. 28個の星の楕円軌道が示されている. 出典 Fig. 16 of S. Gillessen, et al.: *Astrophys. J.* **692** (2009) 1075.

いる. Cyg X-1の約40万倍の質量のブラックホール候補があるのだ.

我々の銀河外では, それぞれの星の運動を観測するのは不可能であるが, 水メーザー源の速度を測ることにより, 地球からの距離2,500万光年にある銀河M106の中心の0.42光年以内に $3.6 \times 10^7 M_{\odot}$ の質量が存在することが示された.<sup>22)</sup> そして, 我々の銀河中心のブラックホール候補と同じ理屈で巨大ブラックホール候補となった. 次にハッブルスペース望遠鏡を用いて, 地球から距離9,800万光年にある銀河NGC4261の中心55光年内のスペクトル観測により速度を決定し, ケプラーの法則を適用することにより, 質量が $(4.9 \pm 1) \times 10^8 M_{\odot}$ のブラックホール候補が存在することが示された.<sup>23)</sup> このような方法では, せいぜい3億光年までしか使えないが, それでも, 49個の銀河の中心部分にあるブラックホール候補の質量が求まっている.<sup>24)</sup> 面白いことに図4に示すように, 銀河中心のブラックホール候補の質量( $M_{\text{BH}}$ )と銀河の星の速度分散 $\sigma$ に相関があり, 銀河中心のブラックホールと銀河全体に相互作用があったことを示唆している.\*<sup>13)</sup> もっと遠い銀河の中心にあるブラックホール候補の場合はどうするかというと, ブラックホール候補の周りにガスディスクがあって, ガスからの放射の時間変動のタイムスケールとスペクトル線の幅から半径とケプラー速度を出して, ブラックホール候補の質量を評価している. 図5には, そのようにして決めたブラックホール候補の質量と赤方偏移 $z$ を示した.<sup>25)</sup> 驚くべきことに $z=7$ (=宇宙が始まってから~10億年)で, 既に $2 \times 10^9 M_{\odot}$ のブラックホール候補があるのである. このブラックホール候補の質量は我々の銀河の伴銀河である小マゼラン銀河と同じくらいだからさらに驚く. 何故そんなに

\*<sup>13)</sup> 梶田銀河に対してはこの通りだが, 渦巻き銀河に対しては, 銀河のバルジ(中心部)の星の速度分散 $\sigma$ が対応する.

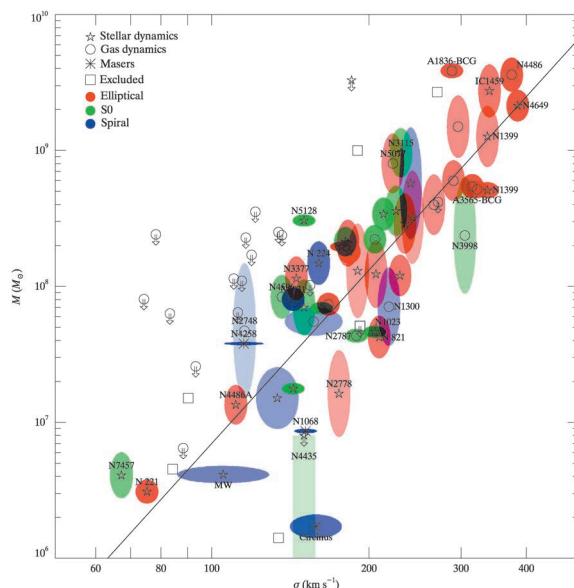


図4 銀河中心のブラックホール候補の質量( $M_{\text{BH}}$ )と銀河中の星の速度分散 $\sigma$ の相関. 出典 Fig. 1 of K. Gultekin, et al.: *Astrophys. J.* **698** (2009) 198.

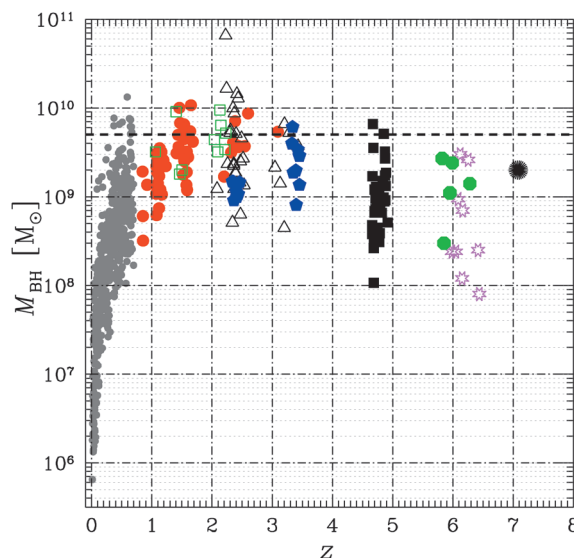


図5 宇宙論的な距離にある銀河中心のブラックホール候補の質量( $M_{\text{BH}}$ )と赤方偏移 $z$ . 出典 Fig. 9 of P. Marziani and J. Sulentic: *New Astron. Rev.* **56** (2012) 49.

早く巨大ブラックホール候補ができるのかは良く分かっていない.

これまでの銀河中心のブラックホール候補はスペクトル観測を必要とするので観測に長時間を必要とする. そのため, 数を増やすことが難しかった. 2013年, 渦巻き銀河に対しては渦巻きのピッチ角が小さい程銀河中心のブラックホール候補の質量が大きいたことが言われた.<sup>26)</sup> 何故こんな関係があるのか詳しくは解らないが, 渦巻き銀河の渦は密度波であるという理論があり, 中心のバルジの質量が大きいた程, ぐるぐる渦を巻き易い. すなわち, ピッチ角が小さい. そして, 中心のバルジの質量が大きいた程, 銀河中心のブラックホール候補の質量も大きいたから, 渦巻きのピッチ角とブラックホール候補の質量に相関があるという

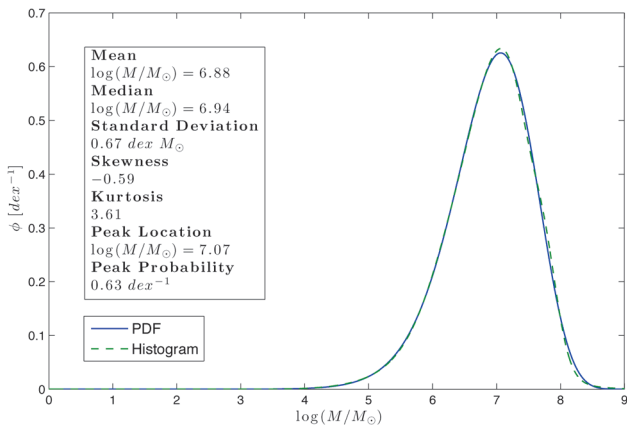


図6 我々から8,100万光年内の渦巻き銀河の中心にあるブラックホール候補の質量分布のPDF (Probability Distribution Function). 出典 Fig. 7 of B. L. Davis, *et al.*: arXiv: 1405.5876.

のが1つの可能性である。さて、とにかく、この相関を採用すると、スペクトル観測なしで、selection biasのないブラックホール候補の質量の決定ができる。すなわち、渦のピッチ角は写真を撮れば良いだけである。地球から8,100万光年以内で絶対等級が $-19.12$ より明るい銀河は全部で140あるが、そのうち128個の銀河のピッチ角を決定できた。図6でブラックホール候補の質量分布が初めて明らかになった。<sup>27)</sup> 平均の質量は $\sim 10^7 M_\odot$ である。

ブラックホール候補に関しては、これ以外に球状星団中に $\sim 10^4 M_\odot$ のブラックホール候補があるかもしれないとか、ULX (=Ultra Luminous X-ray source) という非常に明るいX線星が質量 $10^2 \sim 10^3 M_\odot$ のブラックホール候補であるかもしれないという話もある。また、Cyg X-1のようなブラックホール候補に対しても、質量が $2-5 M_\odot$ のブラックホール候補がないかもしれない (mass gap) という話題もある。<sup>28)</sup> さらに、質量が太陽質量以下の小さい質量の原始宇宙起源のいわゆる原始ブラックホール候補 (primordial black hole) があるかもしれないという話もある。

## 8. ブラックホールの存在は不思議ではないのか？

ブラックホールという言葉は、今では日常語として小学生でさえ使っている言葉であるが、今から正確な定義を議論したい。この辺は本特集で小玉英雄が議論していると思うが、私の理解ではブラックホールとは時空の特異性が事象の地平面で覆われた時空で、アインシュタイン理論ではKerr時空に限られるというものである。ホーキングの特異性定理に依ると星の重力崩壊が進み、光の補足面すなわち光さえ広がれない面ができると、強いエネルギー条件 ( $\rho + 3P > 0$ ) が満たされる下で、必ず時空に特異性が現れることが証明される。特異性とは、例えば潮汐力 (= 重力の差) が発散することである。つまり物理量の無限大が発生してアインシュタイン理論が破綻する。前章で議論したブラックホール候補では全て、物理が破綻している可能性

があるのである。普通の物理学では無限大の発生は、直ちにその理論の否定に繋がる。しかし、アインシュタイン理論ではうまく具合に事象の地平面というのが存在可能で、物理の破綻は事象の地平面の外の時空には伝わらない。だから、アインシュタイン理論は事象の地平面の外では有効な理論であり続けるのだ。

しかし、これは何かおかしくないだろうか？ 不運にもブラックホールに自由落下して行く人を考えよう。その人が事象の地平面を通過したとき、自分が事象の地平面を通過したと認識できるだろうか？ 局所的にはその人は自分はミンコフスキー空間に住んでいるとしか認識できない。事象の地平面は時空の構造が全て解った時に初めて決定されるからである。だから、等価原理によって、彼は自分の近くで異常が起こっているとは主張しないであろう。特に質量の大きいブラックホールに落下すれば、事象の地平面での自分の頭と足の先での重力の差 (= 潮汐力) は微々たるものである。例えば $10^8 M_\odot$ の質量のブラックホールの事象の地平面の半径は $3 \times 10^{13}$  cmで、そこでの頭と足の先の重力加速度の差は $10^{-4} \text{ cm s}^{-2}$ 程度で何も感じないだろう。もちろんこの後に大変な事態が待っているというのが、アインシュタイン理論の予言である。

さて、アインシュタイン理論に固有の物理定数は重力定数と光速のみでプランク定数が入っていない。だから、重力の量子力学を考えれば、無限大なくなるはずだと考えるのが一つの立場である。これは、古典物理で考える限り、水素原子の電子は電磁波を放出してあつという間に中心の陽子に落下してしまうのに、量子力学で考えれば、安定に水素原子が存在できるのと同じようなものだろうという立場である。もう一つは、実は時空の次元は4次元ではなく、例えば5次元で、5次元理論で考えれば、何も問題がなくなるのではないかという可能性である。いずれにしても、アインシュタイン理論は、ブラックホールを考えると修正が必要なのだ。逆に言うなら、前章で述べたような多くのブラックホール候補の存在を認めることは、実はアインシュタイン理論が100%正しいから出てくる結論ではなく、アインシュタイン理論の修正を迫っている観測事実と見なせるのだ。つまり、ブラックホール候補の時空は本当にKerr時空になっているのかを、観測的に確かめることが重要であるが、これはまだできていない。

今最も期待できるのは、重力波による観測である。ブラックホールの準固有振動というのがある。これはお寺の鐘の音のようなものである。寺の鐘を木の棒で突くと、固有の鐘の音が聞こえるが、これは時間とともに減衰してゆく。Kerrブラックホールに物を落とすと寺の鐘と同じようなことが起きる。落ちる物質によって、ブラックホールの固有振動が励起される。ただし、この振動は鐘の振動と違い、時空の振動、すなわち重力波である。発生した重力波は主に外に向かうので振動は減衰する。時空の振動の振動数はKerrブラックホールの質量と角運動量によって決ま

る。これらが、アインシュタイン理論の予言通りであることが重力波に依って確認されれば、ブラックホール候補はブラックホールと言えるようになる。そのような可能性として、最近、宇宙で最初にできた星起原の $30M_{\odot}$ - $30M_{\odot}$ のブラックホール連星の合体がKAGRA等で年間150イベントくらい観測されるかもしれないという可能性が指摘されている。<sup>29)</sup> 合体すると $\sim 60M_{\odot}$ くらいのブラックホールができるが、その準固有振動数は200 Hz程度でQ値は4程度なのでKAGRA等にとって好都合な振動数なのである。(重力波の検出に関しては本特集の川村静児の記事を参照) 準固有振動数がアインシュタイン理論の予言通りであれば、アインシュタイン理論がブラックホール時空でも正しいことが証明される。そのときブラックホール候補は胸を張ってブラックホールと名乗れる。もし、違っていれば、1週間で1,000以上の論文がarXivで飛び交う事態となるであらう。私は、この可能性の方を歓迎する。

## 9. 相対論的天体物理学

編集委員会にもともと依頼されたテーマはこの章のタイトルであった。それは、簡単には中性子星とブラックホールが関係している現象の物理学と言える。その最初の、中性子星とブラックホールの話ですら紙数が足らずにカットしてしまった。マグネター、X線パルサー、ガンマ線パルサー、AXP, Transient Radio Pulsar, glitchesと超流動、中性子星の冷却、QPO、超新星爆発と中性子星の形成、超新星残骸と宇宙線の加速、LMXB, FRB, ULX, AGN, ガンマ線バースト等の中性子星とブラックホールを起源とするテーマが沢山あるが、全く触れられなかった。お詫びするとともに、これらについては、最近、最新の成果を盛り込んだ教科書を参照して欲しい。<sup>30)</sup>

### 参考文献

- 1) J. P. W. Verbiest, *et al.*: *Astrophys. J.* **679** (2008) 675.
- 2) J. M. Lattimer: *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **62** (2012) 485.
- 3) J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff: *Phys. Rev.* **55** (1939) 374.
- 4) K. Hirata, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 448.
- 5) G. E. Brown: *Nature* **336** (1988) 519.
- 6) G. E. Brown and H. A. Bethe: *Astrophys. J.* **423** (1994) 659.
- 7) P. Demorest, *et al.*: *Nature* **467** (2010) 1081.
- 8) J. Antoniadis, *et al.*: *Science* **340** (2013) 6131.

- 9) J. M. Lattimer and M. Prakash: *Astrophys. J.* **550** (2001) 426.
- 10) E. Witten: *Phys. Rev. D* **30** (1984) 272.
- 11) J. Beringer, *et al.*: *Phys. Rev. D* **86** (2012) 010001.
- 12) J. M. Lattimer and A. W. Steiner: *Astrophys. J.* **784** (2014) 123.
- 13) P. de Forcrand: arXiv: 1005.0539.
- 14) L. Lindblom: *Astrophys. J.* **398** (1992) 569.
- 15) C. E. Rhoades and R. Ruffini: *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 324; D. M. Chitre and J. B. Hartle: *Astrophys. J.* **207** (1976) 592.
- 16) J. R. Oppenheimer and H. Snyder: *Phys. Rev.* **56** (1939) 455.
- 17) 松岡 勝: *日本物理学会誌* **58** (2003) 435.
- 18) M. Oda, *et al.*: *Astrophys. J.* **166** (1971) L1.
- 19) B. L. Webster and P. Murdin: *Nature* **235** (1972) 37.
- 20) S. M. Caballero-Nieves, *et al.*: *Astrophys. J.* **701** (2009) 1895.
- 21) S. Gillessen, *et al.*: *Astrophys. J.* **692** (2009) 1075.
- 22) M. Miyoshi, *et al.*: *Nature* **373** (1995).
- 23) L. Ferrarese, *et al.*: *Astrophys. J.* **470** (1996) 444.
- 24) K. Gültekin, *et al.*: *Astrophys. J.* **698** (2009) 198.
- 25) P. Marziani and J. Sulentic: *New Astron. Rev.* **56** (2012) 49.
- 26) J. C. Berrier, *et al.*: *Astrophys. J.* **769** (2013) 132.
- 27) B. L. Davis, *et al.*: arXiv: 1405.5876.
- 28) F. Özel, *et al.*: *Astrophys. J.* **725** (2010) 1918.
- 29) T. Kinugawa, *et al.*: arXiv: 1402.6672; *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **442** (2014) 2963.
- 30) 小玉英雄, 井岡邦仁, 郡 和範: 『宇宙物理学』(KEK 物理学シリーズ3, 共立出版, 2014).

### 著者紹介



中村卓史氏: 宇宙で起こる面白そうな現象の研究。2012-2016年は新学術領域「重力波天体の多様な観測による宇宙物理学の新展開」の領域代表者。

(2014年6月23日原稿受付)

## Neutron Stars and Black Holes

### Takashi Nakamura

abstract: Starting from the historical discovery story of neutron stars, I discuss the effects of the recent discovery of two neutron stars with mass  $\sim 2$  times solar mass on the equation of state for superdense matter larger than the nuclear density with the future direction of the research. Next, again starting from the historical discovery story of the first black hole candidate, I discuss the methods to determine the mass of the black hole candidates, the mass distribution function and redshift distribution. Finally, the detection of the gravitational waves is the most important method to confirm or refute that the black hole candidates are really black holes. As a result whether Einstein theory is the correct one or not in strong gravity will be clarified in near future.

# 一般相対論的宇宙論

杉山 直 (名古屋大学大学院理学研究科, 東京大学カブリ数物連携宇宙研究機構)

宇宙論は、相対性理論の完成を待って、初めて科学として成立するに至った。アインシュタインが最初に提唱した静的な宇宙から、膨張する宇宙、ビッグバン、インフレーション、そしてダークエネルギーとダークマターに支配される宇宙へと発展していった宇宙論について、概説する。

## 1. はじめに

古くは神話や哲学として語られてきた宇宙論が、本格的に科学として認知されるのは、一般相対性理論の成立以後である。それ以前にも、ニュートン力学に基づく宇宙論といったものはあり得たが、時空そのものが重力の働きでその構造を決める、という一般相対性理論なくしては、きちんとした宇宙論は展開できるはずもなかった。

一般相対性理論で宇宙を理解するためには、宇宙を記述する対称性を見つけ出す必要がある。すなわち、宇宙をモデル化しなければならない。歴史的には、例えば、天動説として、私たちの地球が宇宙の中心にあるというような宇宙モデルが考えられてきた。しかし、コペルニクス<sup>\*1</sup>、ティコ・ブラーエ、ケプラー、そしてガリレオ・ガリレイらを経て、地球は太陽の周りを回っていること、また、ウィリアム・ハーシェルによって、天の川の構造が明らかにされたことなどから、20世紀初頭までには、少なくとも、地球、そして太陽系は、銀河系の中で何ら特別な場所を占めていたわけではないことが明らかにされていた。

20世紀に入ると、ヘンリエッタ・リーヴィットによって、ケフェウス型変光星の変光周期と絶対光度の間の相関が発見され、これを用いて、宇宙論的距離の測定が可能となった。変光の周期が長いと明るいという関係から、周期の測定によって、絶対的な明るさが推定できるようになり、見かけの明るさと比較することで距離が決定できるようになったのだ。この方法を用いて得られた銀河系の中にある球状星団までの距離の測定値から、銀河系の形や大きさが1918年、ハーロー・シャプレーによって推定された。続いて、1922年、エドウィン・ハッブルが、やはり同じ方法でアンドロメダ星雲(銀河)までの距離を決定した。この距離と銀河系の大きさと比較したところ、アンドロメダ星雲が銀河系の外にあることが明らかになった。アンドロメダ星雲は、銀河系と良く似た銀河(島宇宙)だったのである。アンドロメダ星雲以外にも、このときまでには多くの渦巻星雲が見つかった。これらが、すべて銀河であるとする、銀河系は、宇宙の中で決して特別な存在では

なく、ありふれた星の集団ということになる。

宇宙には、無数といってもよい銀河があり、それがほぼランダムに分布しているとしたら、宇宙のモデル化として最も適当なものは、特別な場所がなく(一様)、また特別な方向もない(等方)、という一様等方性の仮定を置くことであろう。宇宙原理と呼ばれる。

天動説から地動説への転換から300年ほどが経って、ようやく太陽系は数多くの銀河の中の一つにすぎない天の川銀河(銀河系)の外縁部にある惑星系であることが明らかになったのだ。そこから100年も経たずして、人類の宇宙に対する理解は飛躍的に深まった。これは、リーヴィットやハッブルによって始まった深宇宙の観測の発展と、一般相対性理論に基づく宇宙論の確立、すなわち観測と理論の両輪によってもたらされたものである。

## 2. 一般相対論的宇宙論の成立

宇宙の姿が次第に明らかになると時を同じくして、理論的研究にも大きなブレイクスルーがあった。一般相対性理論の完成と、それに基づく宇宙論の成立である。

宇宙は、時間と空間で構成されたすべてを包み込む入れ物である。ニュートンの描像では、時間と空間は与えられたものとして不変である。原理的に宇宙そのものの発展を扱うことはできないのだ。それに対して、アインシュタイン方程式

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1)$$

は、まさに、左辺の時空(の曲がり)が、そこにある「物質」の及ぼす重力で決まる、という形になっている。1915年の一般相対性理論の完成によって、人類は初めて宇宙を取り扱う物理的手法を手にしたのである。

アインシュタイン自身、早速この方程式で宇宙を解く試みに着手している。1917年に出された論文では、先の宇宙原理の仮定を置いて、宇宙モデルを作り上げている。しかし、そこでアインシュタインは大きな「誤り」をした。宇宙は静的である、という大きな仮定を置いたのである。まだ銀河系の他に同じような銀河が宇宙に存在していることさえ明らかになっていない時代であることに注意された。そのような時代においては、宇宙が全体としてダイナ

<sup>\*1</sup> イスラム世界では、コペルニクスに先立って、地動説のモデルが提案されていた。このことは、コペルニクスにも大きな影響を与えたものと考えられている。<sup>1)</sup>

ミックに変化すると考えるよりも、静的であり過去も未来も同じように存在し続けると考える方が、よほど自然であったろう。しかし、アインシュタイン自身が得た方程式では、宇宙は静的ではいられなかった。重力が引力として働くために、空間を縮める方向に効き、最初は止まっていたとしても、すぐに収縮してってしまうのである。

そこでアインシュタインは、重力による引力を打ち消すために、方程式に斥力として働く項を入れた。宇宙項である。宇宙項はアインシュタイン方程式において、メトリック  $g_{\mu\nu}$  に比例する項として導入される。左辺に、 $\Lambda g_{\mu\nu}$  を加えたのである。この項は、メトリックの微分によらないことから局所的に重力を変えることなく、宇宙全体の膨張・収縮に対してのみ働く。宇宙項はエネルギーの原点を変えたことにも相当している。

確かに宇宙項によって、宇宙を静的にすることはできた。しかし、そのための代償は大きかった。まず、アインシュタイン方程式に、余分な「定数」部分を加えることになった。また、この静的な宇宙は、不安定である。少し釣り合いからずらして置くと、膨張や収縮をしていってしまうのである。さらに、空間の曲率が正の場合に限られる（このことは必ずしも欠点ではないかもしれないが）。この場合には、宇宙の空間は有限となり周期性を持つ。

宇宙項を導入しない、一様等方な宇宙モデルは、アレクサンデル・フリードマンによって、1927年、発表された。現在、フリードマンモデルとして知られるものである。フリードマンは、アインシュタインが静的な宇宙を説明するためにモデルを構築するのとは反対に、観測に触発されることなく、宇宙項のないシンプルなアインシュタイン方程式から出発して、宇宙がどのような発展を遂げるのかを調べた。この場合、最初に膨張から出発しても、重力によって必ず空間が縮められる方向に力が働くことから、減速していく。しかし、その発展や運命は、空間の曲率の符号に応じて異なったものになることが明らかになったのだ。

2次元の一様等方面は、曲率0であれば平面だが、正曲率であれば3次元球の表面、負曲率であれば3次元空間内の双曲面として表される。同様に、3次元の一様等方空間は、仮想4次元の球面、平面、双曲面の3つの場合に分けて考えられる。各々、3次元空間曲率が正、0、負に対応している。アインシュタイン方程式の左辺から出てくる空間曲率が正であるためには、同方程式の右辺の重力が十分に強くなければならない。重力が強いと、当初膨張から始まったとしても、やがて重力が打ち勝って収縮に転じる。宇宙は一点から始まり、一点に戻るのである。

一方、曲率が負であれば、重力は弱く、宇宙の膨張はその速度を減じながら、一定の速さに漸近的に近づいていく。この場合は永遠に膨張を続けることとなる。

曲率が0の場合が両者の中間である。膨張は無限の未来に止まることとなる。

アインシュタイン自身は、このようなダイナミックな宇

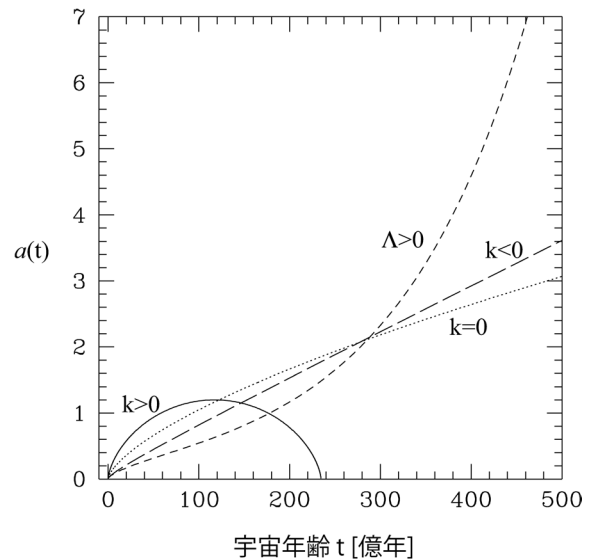


図1 スケール因子  $a(t)$  の時間発展。宇宙項がなく曲率が正、0、負の場合と、曲率が0で正の宇宙項がある場合について描いている。

宙像を受け入れがたく、フリードマンの非静的モデルはアインシュタイン方程式を満足していない、との反論を当初論文で展開した。後になって、フリードマンからの反論を受けて、自身の計算が誤りであったこと、フリードマンの論文が正しいことを認めたものの、ことほどさようにアインシュタインは宇宙は静的であると信じていたのであろう。

フリードマンの結果は、ジョルジュ・ルメートルによって、後に宇宙項を加えた形に拡張された。宇宙項が効くと、宇宙の膨張は加速することとなる。減速だけではなく、加速の可能性が加わったことに注目されたい。宇宙項が加えられた宇宙の発展を表す式は、スケール因子と呼ばれる空間の伸び縮みを表す量  $a(t)$  の時間微分方程式として以下のように書かれる。

$$(\dot{a}/a)^2 = 8\pi G\rho/3 - kc^2/a^2 + \Lambda c^2/3 \quad (2)$$

$$\ddot{a}/a = -4\pi G(\rho + 3p/c^2)/3 + \Lambda c^2/3 \quad (3)$$

ここで、 $\dot{\phantom{a}}$  は時間微分であり、 $\rho$  は密度、 $p$  は圧力、 $k$  は曲率、 $\Lambda$  は宇宙項である。図1は、 $a(t)$  の時間発展を、宇宙項がなく曲率が正、0、負の場合と、曲率が0で正の宇宙項がある場合について求めたものである。

宇宙が静的ではなく、膨張していることは、1929年になってハッブルによって観測的に証明された。これは現在ハッブルの法則として知られる、遠方の銀河までの距離と、その後退速度の比例関係を示したものである。スケール因子  $a(t)$  を用いて、距離は、 $l = a(t)r$  と表すことができる。ここで、 $r$  は膨張にはよらず一定の値を取る座標（共同座標）で計る距離である。すると後退速度は、 $v \equiv dl/dt = \dot{a}r = (\dot{a}/a)ar$  と表される。現在の時刻からあまり離れていなければ（距離が近ければ）、 $\dot{a}/a$  は定数となり、ハッブル定数  $H_0$  と呼ぶ。このとき、 $v = H_0 l$  となり、後退速度は距離に比例する。ハッブルの法則である。

ハッブルは、リーヴィットのセファイド変光星の方法に

よって距離を求めた。一方で、1910年代には、ヴェスト・スライファーによって銀河の分光観測が行なわれ、原子の出す固有の輝線が赤い方向にずれている（赤方偏移している）ことが見つかった。スライファーは赤方偏移を後退速度に結びつけ、例えばソンプレロ銀河が時速400 kmで遠ざかっていることには気づいていた。しかし、この当時まだ銀河（星雲）が銀河系の中にあるのか、それとも外にあるのかわからなかったことを思い出されたい。スライファーは彼の発見を宇宙の膨張に結びつけることはできなかったのである。結局、ハッブルが、スライファーの分光の結果と、セファイドによる距離を組み合わせ、後退速度が距離に比例していることを最初に見出した。<sup>2)</sup> 宇宙の空間は膨張していたのである！

### 3. ビッグバン

宇宙の空間が膨張していることがわかると、それを逆回しにすれば、宇宙の始まりに遡ることができるようになる。現在の宇宙にある物質すべてが、一点に集まった極端に密度の高い状態が、宇宙の始まりである、と考えたのがルメートルだ。宇宙全体が一つの原子ともいえる状態であったので、彼はそれを原初アトム、または宇宙卵と呼んでいた。

ジョージ・ガモフはルメートルの考えを一步進めて、単に密度が高いだけでなく、高温であった宇宙の始まりを考えた。このような宇宙を考えたもとの動機は、元素の起源である。高温であれば、陽子と中性子がバラバラに存在していたはずであり（オリジナルなガモフのアイデアは宇宙の始まりには中性子だけが存在するというもので、等量の陽子の存在に気づいたのは林忠四郎である<sup>3)</sup>）、それが融合していくことで、重水素、ヘリウムさらにはリチウムといった元素が生まれる、という考えである。高温な宇宙であれば、温度に対応した熱放射が存在するはずである。始まりには極めて高温であった宇宙だが、宇宙が膨張するとともに温度が下がっていき、ついには、現在は数Kという温度になり、対応する電波で満たされていることとなる。実際、ガモフの学生であったラルフ・アルファと共同研究者のロバート・ハーマンが5Kという現在の温度の予想を1948年の論文に示している。<sup>4)</sup>

ビッグバンに対抗するアイデアとして、当時の指導的天文学者、フレッド・ホイルが中心となって提案したのが定常宇宙論だ。宇宙に始まりのあるビッグバンとは異なり、こちらは始まりもなければ終わりもなく、ずっと膨張を続けている宇宙だ。始まり、という特異な点を考えなくてよい利点がある一方で、過去からずっと膨張を続けていると、なぜ現在の宇宙は空っぽではないのか、という疑問が生じる。それについては、絶えず粒子生成する場を導入することで回避できる。ホイルは、元素の合成については、星の中での核融合反応によって担われていると考えた。一時期は、定常宇宙論とビッグバン宇宙論の間では激しい論争が

繰り広げられ、皮肉なことに、1949年にBBCのラジオ番組でホイルが述べた「この理論は、すべて宇宙の物質が過去のある時期に起こった一回の大爆発（ビッグバン）で創られたという仮定に基づいている」という発言<sup>5)</sup>から、ビッグバンという言葉が誕生したとされている。実際にホイルが亡くなったときに、多くの偉大な研究業績を差し置いてビッグバンの名付け親として紹介されたのには、本人も草葉の陰から苦笑いしていたのではないだろうか。

ビッグバンと定常宇宙論の論争に片がついたのは、1965年の宇宙マイクロ波背景放射の発見によってである。アルノ・ペンジアスとロバート・ウイilsonによって、偶然発見された電波<sup>6)</sup>が、宇宙初期の熱放射の名残りであると見抜いたのは、ディッケ率いるプリンストン大学のグループである。<sup>7)</sup> 彼らは、周期的に膨張と収縮を繰り返す宇宙モデルを考えていて、そのような宇宙では熱放射が電波として見つかるはずである、と思いついたのである。ガモフの論文は知らなかったというのだが、実際のところはどうだったのだろうか。いずれにせよ、実験に取りかかろうとしている最中に、ペンジアスとウイilsonの発見がもたらされたのもまた歴史の皮肉だろう。

当初は7cmという波長で発見され、その後しばらくは、地上から観測できるレイリー・ジーンズ領域のみで観測されていた宇宙マイクロ波背景放射だが、ウィーン側のスペクトルまで高精度で測定し、2.725 Kのプランク分布であることを疑う余地なく示したのが、1989年に打ち上げられたCOBE衛星である。<sup>8)</sup> COBEは、プランク分布からのズレが化学ポテンシャルの形で入っているとしても、 $9 \times 10^{-5}$ 以下であることも明らかにした。<sup>9)</sup> プランク分布であることは、宇宙がかつて、高温の熱平衡状態にあったことを意味している。確かにビッグバンは存在していたのだ。

### 4. 一般相対論的宇宙論の限界

一般相対論的宇宙論は、宇宙が膨張するダイナミックな存在であることを予想し、そのことは、ハッブルによる宇宙膨張の発見で証明された。また、ビッグバンと呼ばれる高温高密度の状態から、その宇宙が始まったことも宇宙マイクロ波背景放射の発見から、確実なものとなった。しかし、1970年代までには、一般相対論的宇宙論のほころびもまた、見え始めてきた。そのことは、一般相対性理論が古典論であることと深く関係している。宇宙の始まりに近づけば、高温高密度であることから、量子的効果が無視できなくなるはずだからである。

#### 4.1 量子重力

一般相対性理論をそのまま宇宙の始まりまで適用すると何が起るのかを調べたのが、スティーブン・ホーキングとロジャー・ペンローズによる宇宙の始まりに関する特異点定理である。これは、重力崩壊、すなわちブラックホール形成についてペンローズが証明した特異点定理を、ホーキングが宇宙に応用したものである。何通りかのバージョ

ンがあるが、例えば、エネルギーが正であるなどのもっともらしい幾つかの仮定を与えると、少なくとも一つの測地線が不完全になる、言い換えると、空間の曲率がそこでは無限大になる、ということを実証したものである。<sup>10)</sup> 宇宙の始まりまで遡ると、空間の曲率が発散する特異点が出現するのだ。それ以上、過去に溯れないことから、宇宙には始まりがあることを示したといってもよいだろう。

宇宙に始まりがあることを証明した、ということで一躍有名になったホーキングは、ローマ法王庁からも、ピウス11世メダルを授与されている。聖書に記述されている、神が宇宙を創造した、ということとの折り合いがよいからであろう。一方で、数年前に、宇宙は物理学の法則によって作られたのか(ホーキング著『グランドデザイン(邦題:ホーキング宇宙と人間を語る)』)、神の創造物であるのか(ベネディクト16世)の論争が巻き起こったのは記憶に新しいかもしれない。

宇宙の始まりで特異点を避けることができないことは、古典論としての一般相対性理論がそこでは破綻しており、量子宇宙論や量子重力を考えなければならない、ということの意味するに他ならない。宇宙全体を波動関数として表す試みは、ホイーラー・ドウィット方程式として1960年代後半にはすでに提案されている。<sup>11)</sup> その波動方程式の初期条件として、1983年に無境界条件を与えたのが、ジム・ハートルとホーキングである。<sup>12)</sup> また、ほぼ同時期に、アレキサンダー・ヴィレンキンは、無からのトンネル効果によって宇宙が生まれ、そのまま、次に述べるインフレーションへとつながっていったというアイデアを出している。<sup>13)</sup>

なお、近年では、宇宙を波動関数を使って量子化する研究はほとんど進展をしておらず、重力を含む統一理論、とくに超紐理論の完成によって、宇宙の始まりが理解できるものと期待されている。

## 4.2 インフレーション

宇宙の初期特異点以外にも、ビッグバンによる宇宙の始まりには大きな問題があることが1970年代までには明らかになってきた。いわゆる地平線問題、平坦性問題、そしてモノポール問題である。これら3つの問題を解決するアイデアとして脚光を浴びたのがインフレーションだ。<sup>14-16)</sup>

地平線問題は、宇宙の膨張速度が光の速度よりも遅いことから生じる。このことから、宇宙では因果的に結びつける領域(光で連絡し合える領域=地平線)が時々刻々と拡大することになる。これまで一度も連絡したことがない場所が新たに見えてくるにもかかわらず、不思議なことにそれはこれまでの宇宙とそっくりであるというのが観測が示す事実である。例えば、宇宙マイクロ波背景放射の温度は、空のどこの方向でもほぼ同じ値である。一方、宇宙マイクロ波背景放射が最後に電子と散乱した時代、宇宙の晴れ上がりは、宇宙誕生後37万年であり、これ以降はそのまま直進して我々観測者まで到達している。37万年の時代を

因果的に結びつける領域は、天空上でおよそ2度よりも小さな角度の領域に過ぎないことが計算でわかる。つまり、2度よりも離れている2つの方向からくる背景放射は、その当時は決して互いに連絡することができなかつたはずなのに、観測してみるとぴったり同じ温度をしているのだ。

地平線問題は、しばしば一般向け講演で受ける、「ビッグバンの方向はどちらですか」、「ビッグバンはどこで起こったのですか」という質問とも深い関係がある。ビッグバンが宇宙の1点で起こったとすれば、宇宙マイクロ波背景放射はある一つの方向からやってくるはずだ。それどころか、たまたま我々の距離がビッグバンの点から138億年かかって到達できる場所であれば、光はまだ到達しないか、すでに通り過ぎるかして、観測することはできない。そのような偶然があるはずもない。宇宙マイクロ波背景放射が、空のありとあらゆる方向から到来し続けているという観測事実は、ビッグバンが宇宙の極めて広い領域で同時に、同じ温度で生じた、と考える以外に説明がつかない。

まさにこの同時多発的ビッグバンを実現するのが、インフレーションだ。インフレーションとは、ビッグバンに先立ち、宇宙の空間が加速膨張していた期間のことである。加速膨張とは、 $\dot{a}$ が正である膨張であり、典型的には $a \propto \exp(Ht)$ という指数関数膨張が当てはまる。ここで $H = \dot{a}/a$ はその時期のハッブル定数である。フリードマン方程式(3)の右辺において、正の宇宙項が卓越している場合に、指数関数膨張となり、 $H = \sqrt{\Lambda c^2/3}$ であることがすぐにわかる。宇宙項は、インフレーションを引き起こすのだ。

この場合には、宇宙の膨張速度は光の速度を超えて増加していくことになり、インフレーション以前に因果的に結びついていた領域を莫大に拡げることになる。もし、現在の宇宙の地平線を超えて拡げることができれば、現在までに新たに見えてくる宇宙というのは、実は、インフレーション以前に因果的に結びついていた領域だった、ということになる。同じ温度であったり、同じような銀河が存在していたとしても、何ら不思議はない。光の速度を超えて、空間を莫大に膨張させ、極めて広い空間領域で同時にビッグバンを起こさせる機構こそ、インフレーションなのだ。

このような莫大な膨張を引き起こしたのは、場の持つ真空のエネルギーだと考えられている。宇宙項、すなわち宇宙全体のエネルギーとして働く必要があるからだ。インフレーションを引き起こした場なので、正体不明なまま、インフラトンと名付けられている。空間を膨張させた後、やがてインフラトンのエネルギーは熱化し、粒子反粒子を大量に生み出す。これがビッグバンの始まりである。

ビッグバンの残りの2つの問題点の一つ、平坦性問題は、宇宙の空間が現在、なぜ平坦に近いのか、という疑問である。宇宙初期に空間曲率がわずかでもあれば、膨張とともに、すぐに曲率が卓越した宇宙になってしまう。このことは、フリードマン方程式(2)から明らかである。密度 $\rho$ は物質であれば、空間の体積に反比例して減少する。つまり

$\rho \propto 1/a^3$ である。光などの質量のない放射成分であれば、膨張で波長が伸びるために、エネルギー密度は物質よりもさらに  $1/a$  だけ余分に減少することとなる。この場合には  $\rho \propto 1/a^4$  である。一方、曲率は  $kc^2/a^2$  なので、膨張に伴って  $a$  が大きくなると、曲率項がすぐに物質や放射の密度に対して卓越するのだ。曲率が優勢な宇宙は、負曲率であれば空っぽの宇宙、正曲率であれば、すぐにつぶれてしまう。現在のような物質が多く存在している宇宙は生まれない。つまり、宇宙のはじめには、空間曲率が極めて 0 に近くなくてはならない。これが平坦性問題である。

インフレーションがあれば、平坦性問題は簡単に解決される。インフレーションは、莫大な膨張により、いったん空間の曲率を 0 に限りなく近づけるからである。その際に、物質や放射も消えてしまうのだが、その後、インフレーションを引き起こした真空のエネルギーが熱化する際に、物質や放射は再び生成される。一方、曲率は 0 に極めて近いままでビッグバンが始まる、というわけである。

モノポール問題は、理論的には存在が期待されるモノポール（単磁極）が、今の宇宙に存在していないという問題である。モノポールに限らず、初期宇宙は高温、すなわち高エネルギー状態にあり、LHC などの加速器でさえ作り出せない粒子などが多数存在していたと考えられる。その多くは寿命が短く、現在まで残らないが、モノポールなど一部はそのまま残っていると期待されるのだ。例えば、超紐理論や超重力理論では、モジュライやグラヴィティーノといった粒子（場）が長寿命で残ると考えられている。しかし、インフレーションがあれば、いったん宇宙が空っぽになるので、モノポールやモジュライなどを消し去ることができる。その後の、真空のエネルギーの熱化で上昇する温度が、モノポールなどを作るには不十分な程度でしかなければ、再び作られることなく、現在の宇宙では観測されない。

インフレーションは、3つの問題に対する答えを与えただけではなく、もう一つ、非常に重要な働きをする。揺らぎの生成である。フリードマンの宇宙は、一様等方であり、そこには構造は存在しえない。しかし、現実の宇宙には銀河や銀河団、大規模構造といった構造が存在している。そこで、一般相対論的宇宙論では、一様等方からのずれ、つまり揺らぎとして構造は取り扱われることとなる。

インフレーションを引き起こしたインフラトンの真空は、量子的に揺らいでいる。例えば、ある場所の真空のエネルギーは平均よりもわずかに大きく、そこでは膨張の速度が速い。そのため、より空っぽになる。平均よりも小さいエネルギーの場所では、これとは逆に膨張が遅く、物質が相対的に残ることになる。このように密度分布の揺らぎや空間曲率の揺らぎが生成されるのだ。量子的に作られることから、この揺らぎは、ほとんど固有のサイズを持たないと期待される。もう少し正確に言うと、インフレーションしている空間の地平線  $1/H$  が一定なので、次々に生成され引

き延ばされる揺らぎが互いに相似となり、固有のサイズを持たないのだ。全くスケールによらない揺らぎのことをスケールフリーと呼ぶ。

量子的に生まれた揺らぎは、インフレーション中に引き延ばされる。ある（短かすぎない）波長の揺らぎを考えると、その波長が引き延ばされて、いったん地平線の外側に大きく出される。やがて地平線が時間とともに大きくなっていくと、揺らぎは小さいサイズのものから順に地平線の中に入っていく。すると、自己重力の働きで揺らぎは成長を始め、やがて銀河や銀河団、大規模構造へと育っていく、という仕組みだ。

## 5. 暗黒が支配する宇宙

一般相対論的宇宙論にビッグバンとインフレーションを付け加えることで、我々の宇宙の発展をきちんと追えるようになり、宇宙マイクロ波背景放射や軽元素の存在量、宇宙の構造などといった観測と比較することが可能となった。一方で、観測によって、我々の宇宙は暗黒成分によって支配されていることもまた明らかになってきた。ダークマターとダークエネルギーである。

ダークマターの存在を明確な形で最初に報告したのは、フリッツ・ツヴィッキーだ。彼は、1930年代始めに、かみのけ座銀河団の銀河の固有運動をドップラー効果を用いて調べていたところ、見えている銀河の作り出す重力だけでは、運動を閉じ込めておけないこと、つまり銀河団がバラバラになってしまうことに気づいたのである。<sup>17)</sup> 銀河団の構造を保っておくためには、目に見えない質量が必要となる。彼はこれをドイツ語で、Dunkle Materie、つまりダークマターと名付けた。同じく1930年代には、ホラス・バブコックが、アンドロメダ銀河の渦巻きの回転速度を測定し、外縁部の速度が予想よりも大きいことを見出した。<sup>18)</sup> 外縁部に見えない質量が分布していなければ、このような運動は実現しない。このような渦巻銀河の回転は、ヴェラ・ルービンらによって1970年代に系統的な測定が行われた。その結果、ほとんどの銀河で、円盤外縁部での星の回転速度が、距離によらずほぼ一定になることがわかった。これは、見えない質量が外側まで広がっている証拠に他ならない。ダークマターによって構成されると考えられる銀河を取り巻く「かさ」のようなこの構造を、ハローと呼ぶ。

近年では、観測技術の向上に伴い、重力場を直接測定する方法が実用化されている。密度分布が高く重力の強い領域があれば、そこでは、空間が歪みレンズの働きをする。重力レンズ効果だ。銀河や銀河団の背景の銀河の像が、複数個になったりアーク状に歪んだりすることから逆算し、重力場を求めることが可能となったのである。なお、重力レンズ効果でダークマターを観測する可能性について最初に指摘したのは、ツヴィッキーである。最近では、大規模構造のような比較的広がった重力場が作る弱い重力レンズ効果も、背景の銀河の像の歪みの揃い方から求められるよ



うになってきた。もともと銀河には構造がある。例えば楕円体で近似したときに、その長軸方向は、近隣の銀河同士ではランダムになるはずだが、重力レンズ効果があれば、統計的に方向が揃う。このことから、重力レンズ効果だけを取り出すことが可能なのである。実際に、この方法で、大規模構造に付随したダークマターの3次元分布も得られるようになってきている。<sup>19)</sup>

現在では、ダークマターは、例えば渦巻銀河の場合で、目に見える物質の約5倍以上、銀河団では目に見える物質の大部分を占める高温のガスの10倍程度も存在していることがわかってきている。

さらに、ダークマターは、通常の物質ではないこともほぼ確実となっている。通常の物質、すなわち元素であれば、例えばガモフらのビッグバン元素合成によって生み出されたはずである。しかし、現在測定されているダークマターがすべて元素であるとする、元素合成の材料となる陽子と中性子が宇宙初期に多くなりすぎ、結果として観測に合わないくらい多くのヘリウムを生み出してしまう。ヘリウムや重水素の観測量を再現するためには、ダークマターは元素ではなく、また元素の5倍程の量なければならない。ダークマターの正体は未だ不明だが、元素ではないとなると、これまでにまだ見つかっていない新粒子である可能性が高くなる。ダークマター候補となる新粒子を見つけるべく、LHC加速器では、エネルギーを上げて間もなく実験が再開される。また、ダークマターが粒子であれば、微弱かもしれないが、原子核などと相互作用することが期待される。宇宙から降ってくるダークマターが原子核にエネルギーを与える現象を捉えるために、バックグラウンドの少ない地下での直接測定実験が世界各国で進められている。ダークマターの正体が明らかになる日は意外に近いかもしれない。

過去80年も謎のままの存在であるダークマターに対して、1990年代終盤になってにわかに注目を集めたのが、ダークエネルギーである。遠方のIa型超新星の明るさと赤方偏移を測定する観測によって、宇宙の膨張が加速していることが明らかにされたのだ。<sup>20,21)</sup> 水素の吸収線が見られないIa型超新星は、非常に明るく、また、その明るさがほぼ揃っていることが知られていた。1990年代になって、さらに、明るい超新星ほど、最大光度からの減光に時間がかかることがわかってきた。超新星の光度の時間進化から、その絶対的な明るさが決定できるようになったのである。すると観測される見かけの光度と比較することで、超新星までの距離が決定できる。この距離と、赤方偏移の間の関係は、宇宙の膨張の時間進化によって異なったものとなる。減速膨張している場合には、過去の膨張速度は現在よりも速い。加速膨張であれば、過去の膨張速度は現在よりも遅い。現在の膨張速度はハッブル定数で観測的に決まっている。現在から過去に膨張を追っていくと、減速膨張は加速膨張に比べて、過去の速度が速いために、一気に

縮んでいくことになる。一方、赤方偏移は宇宙の大きさを与える。例えば、赤方偏移1は、現在のちょうど半分のおよそ ( $a=0.5$ ) である。現在の半分の大きさになるのに、減速膨張は加速膨張に比べて、一気に縮むために、短い時間しか必要としない。そのため、距離が近いことになる。結局、赤方偏移がわかっているIa型超新星までの距離は、減速膨張が加速膨張より小さいことになるのだ。驚いたことに、観測結果は膨張の加速を支持するものであった。超新星は見かけ暗く、遠方であったのである。

先に述べたように、重力は膨張を減速させる働きのみをする。加速を説明するためには、アインシュタインの宇宙項のような斥力項が必要となるのだ。加速の程度から、現在の宇宙には、宇宙項に相当するエネルギー成分が、ダークマターを含む物質の2倍以上も存在していることが明らかになったのである。

ここで加速に必要な「物質」の持つ性質について見ておこう。フリードマン方程式(3)からは、加速、つまり  $\ddot{a} > 0$  となるには、物質であれば、 $\rho + 3p/c^2 < 0$  を満足しなければならないことがわかる。密度は負になり得ないので、加速するためには、圧力が負で  $p < -c^2\rho/3$  を満足する必要がある。フリードマン方程式(2)、(3)に出てくる宇宙項を無理矢理密度と圧力に書き換えてやると、そこでは、状態方程式では  $p = -c^2\rho$  が成り立つことがわかる。一般に状態方程式  $p = w c^2\rho$  において  $w = -1$  が宇宙項に相当するのである。一方、加速に必要な状態方程式は、 $w < -1/3$  である。そこで、この関係を満たす、加速を司る「もの」をダークエネルギーと呼ぶようになった。

## 6. 精密宇宙論、そして…

1990年代になり、宇宙論観測が急激に発展した結果、ダークマターやダークエネルギーの量、ハッブル定数などの宇宙の発展を記述するために必要なパラメーターが、精密に決定されるようになった。これらを宇宙論パラメーターと呼ぶ。とくに、宇宙マイクロ波背景放射の温度揺らぎを用いると、宇宙論パラメーターが決定できることが理論的に明らかとなった結果、WMAP衛星、そしてPLANCK衛星という米欧の衛星計画が相次いで立案された。前者は2001年に、後者は2009年に打ち上げられ、全天の詳細な温度揺らぎの分布を得ることに成功した。<sup>22)</sup>

温度揺らぎの生成はインフレーションにその起源を持ち、その後の膨張宇宙での発展は、理論的にはほぼ完全に解き明かされている。その結果、温度揺らぎの空間パターンの典型的な大きさとその平均値からの分散が、宇宙論パラメーターと密接に関連することがわかってきた。晴れ上がり前の宇宙では、マイクロ波背景放射として観測される光子は、電子や陽子と強く結びつき、プラズマ状態となっていた。プラズマに生じる波は、音波であり、温度揺らぎは37万年の時代の音波を見ていることとなる。音波の波長や振幅を決めるのは音速であり、この流体では、音速は陽子、つまり

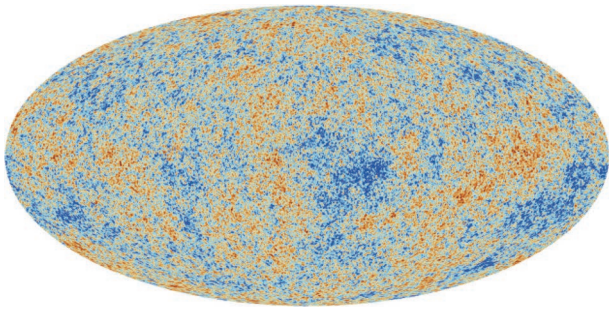


図2 PLANCK 衛星による全天の温度分布. ESA, PLANCK Collaboration 提供.

バリオンの量によって決定される。バリオンが少なければ音速が大きく、音波の波長は長くなるが、振幅は小さくなる。温度揺らぎの空間パターンはバリオンの量に左右されるのだ。物質の量についても、晴れ上がりときの宇宙年齢などを通じて、強い依存性がある。また、ダークマターが作る重力ポテンシャルが温度揺らぎに及ぼす重力の赤方偏移効果を通じて、温度揺らぎは物質の量の影響を受ける。

さらに、晴れ上がりの時期から宇宙年齢かけて光子が伝播し、マイクロ波背景放射として観測されることに注目する。途中の空間の曲率が正であれば、像が拡大され、負であれば縮小される。見かけの温度揺らぎのサイズと観測を比較すれば、宇宙の曲率を決定できるのだ。

曲率や物質の量がわかると、フリードマン方程式を解くことで、現在の宇宙の年齢も計算できるし、宇宙の運命も知ることができる。

WMAP 衛星や PLANCK 衛星の観測結果から明らかになった宇宙の姿は、ダークエネルギーが 70%、ダークマターが 25%、バリオンは 5% というものであった。空間の曲率は 0 に近く、宇宙年齢は PLANCK では 138 億年となっている。また、インフレーションの予想するスケールフリーに近い、スケールフリーよりもわずかに小さなスケールが卓越する揺らぎからスタートしたこともわかった。なお、スケールフリーとの違いは、インフレーションを引き起こすインフラトンのポテンシャルの形が完全に平らからわずかにズレていれば実現できる程度のものであり、インフレーションの存在を支持するものといえる。

今後は、すばる望遠鏡に新たに設置された超広視野カメラ HSC を用いた重力レンズの探査、<sup>25)</sup> 銀河探査専用 8 m 口径望遠鏡の建設などによって、大規模構造等の観測データが急激に増加していく。ここで特に注目されるのが、バリオン音響振動だ。晴れ上がり時期では、光子は陽子、電子と結びつき、音波として振動していた。光子に見えるのが温度揺らぎだが、陽子、つまりバリオンの分布にもこの音波モード、すなわち音響振動が存在しているはずであり、実際に、近年の銀河探査で発見されるに至った。<sup>26)</sup> 音響振動は、宇宙大規模構造の中に見つかり、そこまでの距離は、晴れ上がりまでよりはるかに近い。ちょうど、宇宙でダークエネルギーが物質密度に対して卓越する時期に対応

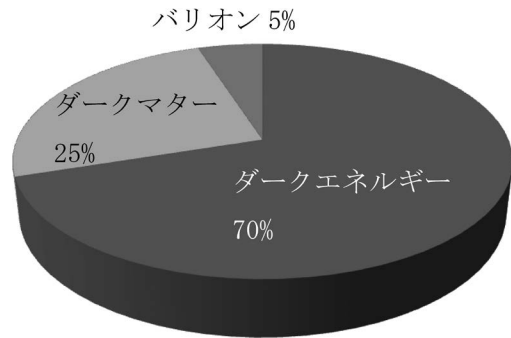


図3 宇宙の構成要素比。厳密な値は、WMAP と PLANCK、また温度揺らぎとそれ以外のどの観測を含めるかで変わる。例えば、WMAP 7年の温度揺らぎのみではダークエネルギー 72.7%、ダークマター 22.6%、バリオン 4.55%。<sup>23)</sup> Planck の温度揺らぎのみを用いた結果は、ダークエネルギー 68.6%、ダークマター 26.5%、バリオン 4.9%。<sup>24)</sup>

する。そこで、音響振動を測定すれば、ダークエネルギーの時間進化を詳細に決定できるのでは、と期待されている。そのためには、多数の銀河の分光観測が必要だ。例えば、すばる望遠鏡では、現在新たな分光器を開発中である。

宇宙マイクロ波背景放射についても、偏光観測が今後大きく注目される。偏光には方向性があるために、起源が密度揺らぎなどを生み出すスカラータイプの揺らぎなのか、それとも重力波を生み出すテンソルタイプの揺らぎなのかを区別できる。スカラータイプであれば、パリティが偶の偏光パターンしか作り出さないが、テンソルであれば、奇のパターンも生み出すからである。インフレーションでは一般にテンソルタイプの揺らぎもスカラータイプと同時に作り出すことが知られている。テンソルタイプの揺らぎを測定することができれば、インフレーションの存在を証明し、その機構に迫ることが可能となるのだ。2014年3月に、BICEP2 と呼ばれる南極点で行なわれている実験がテンソルタイプの揺らぎを発見した、というニュースが世界を駆け巡った。<sup>27)</sup> その後、この観測で得られた偏光が、本当に初期宇宙起源なのか疑義が唱えられている。銀河系に存在するダスト(宇宙塵)から生み出された2次的なものではないのかというのである。多波長での観測によって、ダスト成分をきちんと評価できる PLANCK 衛星の観測結果を待ちたい。

このように、精密宇宙論は急激に発展し、今後も宇宙論パラメーターをさらに詳細に制限していくだろう。しかし、ここで思い出されるのが、宇宙論研究のバイオニア、ジム・ピーブルスの言葉である。国立天文台で2003年に行なったセミナーで彼は、「Precision と Accurate はきちんと区別しなければならない。本当に目指すべきは、Precision Cosmology ではなく、Accurate Cosmology だ」と警鐘を鳴らしたのである。

例えば、これまでの精密宇宙論では、我々はダークエネルギーとダークマターによって支配された宇宙モデルというパラダイムに基づいて計算を行なっている。しかし、ダークエネルギーはまったくその正体が不明であり、また

ダークマターも「発見」後80年にもなるのに、未だ正体がわかっていない。本当に両者は存在するのだろうか。そこで、全く別な見方として、近距離では一般相対性理論と一致するが、宇宙論スケールでは一般相対性理論と異なる結果を与える、より「正しい」重力理論が存在するのではないか、という考えが近年注目を集めている。一般相対性理論の検証は、宇宙論スケールでは宇宙論の観測しか存在しない。それが例えば加速膨張といったおかしな振る舞いをした場合に、一般相対性理論に固執して、ダークエネルギーという「反重力」を入れることがこれまでの考えであった。しかし、その代わりに、一般相対性理論は銀河程度の距離を超えるとその適用限界に至り、そこを超えたスケールでは、新たな重力理論が成立していて、みかけの加速を与える、と考えてもよいのではないか、というわけである。同様に、ダークマターについても、銀河ハローの領域で回転曲線を説明するために、万有引力が距離の2乗に反比例することが銀河スケールでは修正されるべき、と考える研究者も少数ではあるが存在している。ニュートン重力が一般相対性理論に置き換えられたように、宇宙論スケールでは一般相対性理論もまた新たな重力理論に置き換えられるとすれば、これはもはやパラダイムシフトである。残念ながら、新たな重力理論に対する指導原理を我々はまだ知らないが、いくつかのトイ・モデルで一般相対性理論との違いを調べる研究が現在盛んに行なわれている。精密宇宙論から正確宇宙論への転換が、一般相対性理論を超えた新たなパラダイムに導いてくれるのかもしれない。

#### 参考文献

- 1) 例えばF. J. Ramey: *History of Science* **45** (2007) 65.
- 2) E. Hubble: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **15** (1929) 168. ただし、これに先立つ2年前、ルメートルが同様の内容をフランス語でベルギーの国内誌に発表している。 *Nature* **479** (2011) 150を参照のこと。
- 3) C. Hayashi: *Prog. Theor. Phys.* **5** (1950) 224.
- 4) R. A. Alpher and R. Herman: *Nature* **162** (1948) 774.
- 5) [http://www.joh.cam.ac.uk/library/special\\_collections/hoyle/exhibition/radio/](http://www.joh.cam.ac.uk/library/special_collections/hoyle/exhibition/radio/)

- 6) A. A. Penzias and R. W. Wilson: *Astrophys. J.* **142** (1965) 419.
- 7) R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll and D. T. Wilkinson: *Astrophys. J.* **142** (1965) 414.
- 8) D. J. Fixsen and J. C. Mather: *Astrophys. J.* **581** (2002) 817.
- 9) D. J. Fixsen, E. S. Cheng, J. M. Gales, J. C. Mather, R. A. Shafer, E. L. Wright: *Astrophys. J.* **473** (1996) 576.
- 10) S. W. Hawking, R. Penrose: *Proc. R. Soc. London. Ser. A* **314** (1970) 529.
- 11) B. S. Dewitt: *Phys. Rev.* **160** (1967) 1113.
- 12) J. B. Hartle and S. W. Hawking: *Phys. Rev. D* **28** (1983) 2960.
- 13) A. Vilenkin: *Phys. Rev. D* **30** (1984) 509.
- 14) A. Starobinsky: *Phys. Lett. B* **91** (1980) 99.
- 15) K. Sato: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **195** (1981) 467.
- 16) A. Guth: *Phys. Rev. D* **23** (1981) 347.
- 17) F. Zwicky: *Helv. Phys. Acta* **6** (1933) 110.
- 18) H. W. Babcock: *Lick Obs. Bull.* **498** (1939) 41.
- 19) R. Massey, *et al.*: *Nature* **445** (2007) 286.
- 20) S. Perlmutter, *et al.*: *Astrophys. J.* **517** (1999) 565.
- 21) A. Riess, *et al.*: *Astron. J.* **116** (1998) 1009.
- 22) 小特集「宇宙マイクロ波背景放射の新展開」: *日本物理学会誌* **69** (2014) 680.
- 23) E. Komatsu, *et al.*: *Astrophys. J. Suppl.* **192** (2011) 18.
- 24) Planck Collaborations: arXiv: 1303.5076.
- 25) 高田昌広: *日本物理学会誌* **69** (2014) 140; 宮崎 聡: *日本物理学会誌* **69** (2014) 149.
- 26) D. Eisenstein, *et al.*: *Astrophys. J.* **633** (2005) 560.
- 27) R. A. R. Abe, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 241101.

#### 著者紹介



杉山 直氏: 宇宙論、とくに宇宙マイクロ波背景放射と宇宙での構造の形成を中心に研究を進めている。一般向けの講演などにも力を入れている。

(2014年8月9日原稿受付)

#### General Relativistic Cosmology

Naoshi Sugiyama

abstract: Cosmology became a real science when Einstein introduced general theory of relativity. Here I overview developments of cosmology from a static universe model which Einstein himself proposed, to the expanding universe, big bang, inflation and the universe dominated by dark energy and dark matter.

# 一般相対論の実験的検証と重力理論の拡張

田中貴浩 (京都大学大学院理学研究科、基礎物理学研究所)

一般相対論の成立から100年という歳月が流れたが、これまでのところ一般相対論のほころびは全く見えてきていない。アインシュタインは一般相対論の検証として(1)水星の近日点移動、(2)太陽による光線の曲がり、(3)重力赤方偏移の3つを挙げた。これまでのところ、アインシュタインが提示した3つの検証実験を一般相対論は見事にパスしてきている。一般相対論は理論の簡潔さから、疑う余地がない理論という考えもあるかもしれないが、さらに、新しい検証実験も提案され厳しい実験的検証の努力が続けられている。近年の宇宙の加速膨張を説明するために、わずかに真空のエネルギーが必要とされる。この不自然さを重力理論の修正で克服する試みがなされている。これらの試みに対しても一般相対論の検証実験は強い制限を与えることになっている。

## 1. 弱い等価原理からアインシュタインの提案した3つの検証実験まで

一般相対論の検証の話に入る前に、まず、一般相対論を構築する上で主導原理となった等価原理に触れない訳にはいかない。最も一般的に知られている等価原理は「重力を受けた物体の落下運動は、それ以外の力がはたらかなければ物体の種類に依らない」というものである。「慣性質量」=「重力質量」と表現することもできるこの等価原理は、弱い等価原理(WEP)と呼ばれている。WEPの成立は重力が曲った時空によって記述されているということとほぼ等価である。曲った時空上の直進運動が見かけ上重力として現れるとすれば、異なる物質が同じ運動をするのは自然だ。したがって、WEPの検証は一般相対論の検証というよりも、むしろ曲った時空という概念の検証と考えるべきである。

弱い等価原理の実験的検証の先駆的研究は19世紀末から20世紀の初頭にかけてエトバスによっておこなわれた捻じれ秤を用いた実験である。二つの異なる材質のおもりをつるしたとき、おもりにかかる力は地球による重力だけではなく、地球の自転による遠心力がはたらく。重力は重力質量に比例するが、遠心力の方は慣性質量に比例する。遠心力の方向と重力の方向が異なるため、等価原理が破れているとこの捻じれ秤にはトルクがはたらく。装置を180度回転させるとトルクの向きが逆になることを利用して、

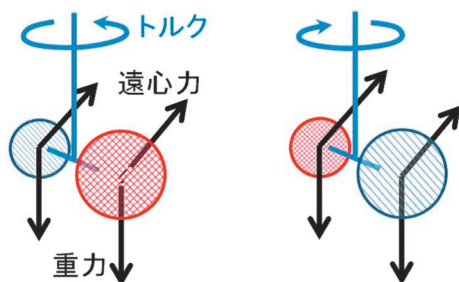


図1 エトバス実験の概念図。二つの異なる材質の物体を振じれ秤につるす。等価原理が破れていると二つの物体にはたらく遠心力の大きさの比が重力の大きさは異なるため、180度回転させると遠心力の大きさが異なり逆方向にトルクがはたらく。この図では遠心力を誇張して大きく書いている。

この差を測るとというのが実験の原理である(図1を参照)。現在では実験の精度は $2 \times 10^{-13}$ のレベルに到達している。また、将来計画としてはMICROSCOPEという衛星計画もあり、2016年の打ち上げが予定されている。この衛星は外乱によって衛星の外殻の運動が測地線からずれるのを燃料の噴射に依って補正するドラッグフリー衛星で、地球の上空およそ700 kmを極軌道をとって周回する。実験の基本的なアイデアは材質の異なる二つの加速度計を比較するというもので、 $10^{-15}$ レベルに到達することを目指している。

アインシュタインが一般相対論の3つの検証実験のひとつに挙げた重力赤方偏移は、WEPと同様に一般相対論に特化した現象ではなく、一般に曲った時空によって重力を表現する理論であれば、常に期待される効果である。重力に逆らって光子が抜けだそうとすると重力エネルギー分のエネルギーを失う。光子がエネルギーを失えば、赤方偏移したということになる。この重力赤方偏移を最初に観測した実験は1960年のパウンドとレブカによる実験である。この実験はビルのわずか22.5 mの高さの差での重力赤方偏移を測るというものである。そのためには非常に線幅の細いスペクトルを持った高い振動数の光子を放射吸収するプロセスが必要である。パウンドとレブカは鉄の安定同位体 $Fe^{57}$ の原子核の励起状態から基底状態への遷移によって放出される14.4 keVの $\gamma$ 線を同じく $Fe^{57}$ による共鳴吸収を用いて振動数のシフトを測るというものである。細いスペクトルを得るために、結晶中の原子がガンマ線を放射する際に、反跳が結晶全体にされるためにほとんど反跳を起ささないようにできるという、当時発見されてまもないメスbauer効果を用いた点がミソで、10%の精度で重力赤方偏移を検出することに成功した。

重力赤方偏移を測るには、重力ポテンシャルの差が大きいほど有利である。そこで、グラビティープローブAと言われる1976年の実験では、ロケットが用いられた。当時、 $10^{-15}$ の精度を達成していた水素の21 cm線レーザーを使った時計をロケットに搭載し、 $10^4$  kmの高さにまで打ち上げ、地上の時計との進み具合の差を観測した。人工衛星

を用いた方が実験は容易だが、コスト削減の為にロケットというよりも大陸間弾道弾を使わざるを得なかった。高速で動いているロケットの時計と地上の時計を比較すると、時々刻々のロケットの運動によるドップラー効果を差し引かなければならない。この為に、ロケットが持っている時計に合わせて信号を地上に送るだけではなく、地上から送信した信号をロケットで折り返して送り返す信号の二つを比較するという手法が用いられた。後者の信号には前者の信号に含まれるドップラー効果を2倍した時間差が現れる。したがって、前者の信号に現れた時間差の半分を後者の信号から引いてやれば、ドップラー効果を差し引くことができる。この実験で重力赤方偏移を $10^{-4}$ の精度で観測することに成功した。

残りの二つの検証実験は一般相対論の検証と呼ぶにふさわしい。まずは、重力による光の曲りについて議論しよう。しばしば、一般相対論では重力による光線の曲りがニュートン重力の場合の2倍になると言われる。曲った時空を記述するために非常に近い2点間の微小距離 $ds$ を $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ のように計量テンソルを用いて表す。計量テンソルの時間成分 $g_{00}$ の摂動が重力ポテンシャルに対応しているが、物体の運動速度が小さいという近似をすると計量の他の成分の摂動は高次の補正になる。一方で、光線を考える場合には運動がゆっくりであるという近似はあてはまらない。そのため、計量の空間成分 $g_{ij}$ の摂動も光線の軌跡を決定する上で影響を与える。この寄与のために重力ポテンシャルのみを考えた場合に比べると、ちょうど2倍の光線の曲り角を予言するのである。このような $g_{ij}$ の寄与の一般相対論からのずれは、後述のPPNフォーマリズムにおいては $\gamma-1$ というパラメータで表される。

この光線の曲り角の最初の観測はエディントンとクロメリンの率いるそれぞれの隊が、皆既日食の際に太陽近傍をかすめる背景の星の見える方向がずれる効果によって確認したという話は有名である。実際にはいくつかの星の相対的な距離がどれだけ変化したかを測定し、そこから太陽表面での曲り角を推定することになる。この時の観測結果は、それぞれ、(観測された曲り角)/(一般相対論による予言 $= 1.75$ 秒角) $= 0.9 \pm 0.18$ と $1.13 \pm 0.07$ であった。その後、クエーサーの発見によって、光線の曲り角の観測精度の飛躍的な向上がもたらされた。クエーサーは活動的な遠方の銀河中心核の中心ブラックホールへの質量降着にともなう放射現象であると考えられている。その起源は何であれ、観測的には星のように点状の天体として観測される。クエーサーは電波を出すので、その天球上の位置を電波干渉計の技術を用いて精度よく決定することができる。加えて、電波での観測は太陽が出ていても問題ないため、日食という稀なチャンスを待つ必要がない。さらに、天球上の位置決定精度が高いので、必ずしも太陽の近くをかすめるような天体でなくてもよい。むしろ、太陽の近くを通る光線では太陽コロナの影響による回折の効果が予測できず系

統誤差が大きくなってしまっているのである。1970年代にこのような観測が始まった当初の観測精度は1程度だったが、現在では光の曲り角の一般相対論からのずれは $10^{-4}$ 程度にまで制限されつつある。

最後になったが、水星の近日点移動に関しては、19世紀にはニュートン重力による計算と観測が合わないということが問題となっていた。多数の惑星などが存在する多体問題ではニュートン重力の範囲であっても近日点移動は起きるが、それらを全て差し引いた後に43秒角/100年という観測と計算の間にずれが残ったのである。一般相対論はこの不整合を何のパラメータも必要とせずに解決した。この一般相対論とニュートン重力の間の差は $g_{00}$ に関する摂動の高次の効果として現れる。PPNフォーマリズムでは一般相対論からのずれは $\beta-1$ と表され、現在では $10^{-4}$ 程度に制限されている。

## 2. 一般相対論の検証に対する古典的な理論的枠組み

これまで見てきたように、アインシュタイン自身が掲げた一般相対論の3つの検証実験を見事にパスした。それでは、他に検証すべき事象はないのだろうか？ そのことを考える上で少し理論的な枠組みを整理しておきたい。まずはシッフの仮説について言及すべきであろう。この仮説というのは「矛盾のない理論を考える限り、弱い等価原理(WEP)が成り立つならば、物理法則は局所ローレンツ不変性(LLI)を持ち、かつ、場所と時間に依らない(LPI)」というものである。このようにWEPに加えて、LLIとLPIが成り立つ理論のことをアインシュタインの等価原理が成り立つ理論と呼ぶ。この仮説の主張は、「仮に物体の持つ固有のエネルギーが物体の運動速度や位置・時刻に依存しているならば、そのような物体が測地線に沿って運動することはないだろう」ということである。なぜなら、もし、そのような物体が測地線に沿って運動するならば、物体の固有のエネルギーが運動速度や位置・時刻に依存する分だけエネルギーの保存則を破るに違いないが、そんな理論は矛盾のないまともな理論ではないはずだと考えるからである。このように考えると、WEPが証明されればLLIやLPIの検証は不要という話になる。

しかし、電磁気力がローレンツ不変性を破っていて、 $\delta \equiv (\text{物質の限界速度})^2 / (\text{光速})^2 - 1 \neq 0$ という仮定のもとでは、LLIの検証自身は非常に高精度の検証がなされているので触れておく必要がある。光速度が限界速度と異なるということは、光速度が観測者の運動に依存するという事である。光速が観測者のフレームに依存するかどうかを測る実験として有名なものは、光を二つの方向に分けて折り返した光を再び干渉させることで2方向に進んだ光の速度差を測るマイケルソンとモーレイの実験である。このような実験では $\delta$ に対する制限は $10^{-9}$ のレベルに達している。しかし、より強い制限を与えているのはヒューズとドレ

パーによる実験の流れを汲むものである。最初の実験は核磁気共鳴を用いて、 $^7\text{Li}$ 原子核の磁場中の超微細構造のエネルギー準位の分裂幅が等間隔になっているかどうかを調べた実験である。もし、LLIを破るような観測者のフレームに依存するような相互作用が存在するならば、運動しているフレームでは異方性を持った相互作用が現れるはずで、準位の分裂幅が等間隔にならないはずである。この種の実験精度は、1980年代にレーザー捕獲した冷却原子を使うことで共鳴線幅の広がりを抑制するという技術が開発され大幅に向上し、現在では $|\delta| < 10^{-21}$ に到達している。

さて、一般相対論に対抗する多様な修正重力理論の予言を実験や観測による制限と比較するにはどうすればよいだろうか。ニュートン重力からの補正を統一的に表す定式化として、パラメータ化されたポストニュートン (PPN) フォーマリズムというものがある。ここではLLIやLPIの破れはないものとして話を単純化して考える。一般に重力で束縛された系を考えると、無次元化したニュートンポテンシャル $\phi/c^2$ と $v$ (物体の速度) $^2/c^2$ は同程度の大きさである。この量を唯一の微小量として摂動展開するのがポストニュートン展開である。非相対論的な物体の運動を考える際には、計量の時間-空間成分 $g_{0i}$ 、空間-空間成分 $g_{ij}$ の運動への寄与は $g_{00}$ に比べて、それぞれ $v/c$ 、 $(v/c)^2$ で抑制されている。一方、非相対論的な物質によって作られる重力場を考えると $g_{0i}$ は他の成分に比べて $v/c$ で抑制されている。また、 $g_{ij}$ もクロネッカーデルタ $\delta_{ij}$ に比例する等方成分以外は $(v/c)^2$ で抑制されている。これは一般相対論に限らない比較的一般的な性質である。以上の考察から、一般相対論からの最初のずれとして、 $g_{ij}$ の等方成分に対する補正としての $\gamma-1$ 、 $g_{00}$ の $(v/c)^2$ の高次項に対する補正として $\beta-1$ という二つのパラメータが現れる。先述の重力による光線の曲りや、水星の近日点移動はこれらのパラメータを観測的に制限することになっている。様々な理論からこれらの量を計算した際に一般相対論の予言と大きくずれることは許されないのである。

### 3. 検証手段の広がり

アインシュタインの提案した3つの検証実験以外にも様々な一般相対論の検証の手段が提案され、実現されてきた。シャピロ時間遅れは光が曲った時空を伝わってくる際にかかる時間が、平坦な時空で考えた場合に比べて遅れるという現象である。光の伝播に関わる現象であるので、 $g_{ij}$ が一般相対論の予言と一致するかを確かめていることになり、 $\gamma-1$ に対する制限となる。時間遅れは、太陽中心から測って最も光線が近づいた際の距離を $d$ 、放射源の距離を $r_E$ 、観測者の距離を $r_R$ として、 $\delta t \sim 10^{-5}(1+\gamma)\log(d^2/4r_E r_R)$ (秒)と与えられる。この効果を最初に観測したのもシャピロ自身らで、1967年に水星に向けた電波の反射波を検出し20%の精度で一般相対論の予言との一致をみた。その後、2003年には、二つの通信バンドを持つカッシーニ

衛星が太陽から8.43 AUの距離で、地球までの光路が太陽表面からわずか1.6倍の太陽半径のところまで近づいた。二つの通信バンドを持つことは太陽コロナの影響で光の伝播速度が修正を受ける効果を差し引く上で重要である。この理想的な観測条件のもとで $\gamma-1 = (2.1 \pm 2.3) \times 10^{-5}$ という制限をつけることに成功し、光線の曲りよりも厳しい制限を与えている。

一般相対論の顕著な性質として、強い等価原理の成立が挙げられる。強い等価原理とは、重力による束縛エネルギーも他のエネルギーと同様に慣性質量として寄与するということを意味している。多くの修正重力理論で、 $\eta_N = (\text{重力の束縛エネルギーの重力質量への寄与}) / (\text{重力の束縛エネルギーの慣性質量への寄与}) - 1 \neq 0$ となる効果はノルドベット効果と呼ばれる。月と地球ではその重力による束縛エネルギーの割合が異なるので、この効果があると太陽からの引力に違いが現れる。そのせいで月の軌道が補正を受ける。1969年のアポロ11号を皮切りに、月に複数のレーザー反射鏡が設置された。これにより月までの距離が正確に測れるようになり、現在では $\eta_N = 4.4 \pm 4.5 \times 10^{-4}$ という制限が与えられている。 $\eta_N$ の値はポストニュートンパラメータ $\beta$ 、 $\gamma$ と $\eta_N = 4\beta - \gamma - 3$ という関係で結びついているので、 $\beta-1$ や $\gamma-1$ に対する制限とも解釈できる。

パラメータ化されたポストニュートン展開は非常に便利な理論の枠組みを与えるが、そのような枠組みでは捉えられないような重力理論の修正も考えられる。もしも新しい力を媒介する粒子が質量を持っていたならば、そのコンプトン波長程度の距離で力は指数関数的に減衰する。その場合には重力の異常は短距離にのみ現れ、長いスケールの重力現象には何の異常も現れない。短距離の重力の異常は第五の力とも呼ばれ、1980年代から精力的に探究された。いくつかの異常の報告がなされたが、そのような主張は追試に耐えることができず現在まで残っているものはない。現在では短いスケールの側は0.1 mm以下のスケールまで $O(1)$ 以上の万有引力の法則からのずれはないということが実験的に確かめられている。一方で、大きなスケールの方に目を向けると、太陽から遠く離れて飛行を続けたパイオニア衛星が正体不明の様な加速を観測し、何らかの重力の異常ではないかと騒がれていた。しかし、現在では衛星の排熱の放射の非等方性を考慮することによって矛盾なく説明が可能とされている。

連星パルサーの発見は質的に新しい重力理論の検証の場を提供した。パルサーは自転にともなってパルス状に電波を放出している中性子星であり、そのパルス間隔は非常に時計の役割を果たす。このようなパルサーが公転周期7.75時間という近接連星をなしている系、PSR1913+16がハルスとテラーによって発見されたのは1974年である。詳しいパルスの解析から連星のそれぞれの質量が見積もられた。一般相対論は潮汐力が波として伝わる重力波の存在を予言する。連星は重力波を放出することでエネルギーを

失い、その軌道半径が縮み軌道周期が短くなる。連星の質量がわかっているので軌道周期の変化率を予想することができる。予想された変化率 $\dot{P}$ は $10^{-17}$ と小さいものであったが、1978年にはこの変化も見事に検出された。現在では一般相対論による予言値と観測された $\dot{P}$ の間のずれは $\dot{P}/\dot{P}_{GR}-1=-0.003\pm 0.002$ にまで制限されており、現在のところ $2\sigma$ の誤差の範囲に入っていて、一般相対論の予言とは矛盾していないと考えられている。

また、現在までに一日以下の周期を持つ連星パルサーは70個以上発見されており、様々な一般相対論検証の場を与えている。中でも大きな話題を呼んだのは、2003年に発見された連星の両方がパルサーとして観測されるというJ0737-3039Aという系である。この連星の周期は約0.1日と短い。両方の星からのパルスが測定できる上に、たまたま非常に軌道面と視線方向が重なっていたためにシャピロ時間遅れを測るのにも都合がよい。これらの好条件が重なった結果、測定された相対論的な効果が無矛盾であるためには近星点移動やシャピロ時間遅れ等の観測量の間に6つの非自明な条件が要求されることになったが、それらは全て矛盾なく満たされることが確認されている。残念ながら、一方のパルスの向きが歳差運動の効果で変化し、現在は見えなくなっている。

#### 4. 修正重力理論と重力波の直接検出

近年、一般相対論を信じるならば宇宙を構成しているエネルギーの95%程度がダークエネルギーやダークマターと呼ばれる未知の形態のエネルギーで占められているとされている。そこで、ダークエネルギーやダークマターの代わりとして、様々な重力理論の修正が提案されている。このような修正重力理論は、既存の一般相対論の検証実験と矛盾してはならない。しかしながら、実際のところ、日々新しいアイデアが提案されているような状況であるので、ここでは、一般相対論の検証実験と矛盾しないかが十分に議論されていると著者が考えるモデルに話題を絞らせていただくことにする。

修正重力モデルのひとつのクラスとしてブランス-ディッケ理論やその拡張、 $F(R)$ -重力を含む、一成分のスカラー場 $\phi$ の自由度を加えるタイプのものがある。一般にはスカラー場のポテンシャル $V(\phi)$ に加えて、通常物質が感じる計量を $A^2(\phi)g_{\mu\nu}$ のようにスカラー場の関数倍だけ修正することが考えられる。関数の自由度があるので、宇宙の膨張の履歴を観測に合わせることは可能である。しかし、一般には新たに導入したスカラー場によって第五の力が現れるために観測と矛盾してしまう。物質との結合を非常に弱くして矛盾を回避するとダークエネルギーやダークマターの代わりにはならない。そこで、物質の濃いところではスカラー場の質量が重くなるように $V(\phi)$ や $A(\phi)$ を選ぶことで第五の力が出現しないようにするという別の可能性が考えられ、カメレオン機構と呼ばれている。このよう

な形で、今までのところ観測と矛盾しない理論が作れるものと考えられている。新たなベクトル場やテンソル場を加える観測と矛盾のない理論を作ることはより難しい。ベクトル場やテンソル場によって特別な方向が現れば、LLIを破るということになるが、LLIに対する実験的制限は非常に厳しいからだ。

一方で、超弦理論などの枠組みを考えると、高次元の時空が基礎になっており、時空が4次元であるように観測されるのは余剰次元がコンパクト化して見えないせいだと考えられている。このコンパクト化の長さスケール $L$ が比較的大きくても、ブレーンと呼ばれる4次元の膜状のオブジェクトに通常物質が閉じ込められていれば観測と矛盾しない。<sup>1)</sup> ブレーンもまた超弦理論における基本的な理論の構成要素として現れる。 $L$ 以下の短波長領域では重力は高次元的に振る舞うが、短距離における重力に対する実験的制限は厳しくない。例えば6次元の重力理論を考え、その基本的な重力のスケールをTeVスケールだとしても、余剰次元の広がり1mm程度であれば重力の力線が余剰次元方向に広がる効果で観測に合うように重力を弱くすることが可能である。また、曲った高次元時空を考えることで重力を4次元の膜に局在化させるモデルなども注目されている。この場合には補正が長距離でもべき的にしか減衰しない点の特徴である。

一方で、現在、地上の重力波干渉計KAGRAの建設、LIGO、Virgoの感度向上が進められており、修正重力に対しても新しい観測的制限をもたらすことが期待されている。これらの観測装置は100Hzあたりの周波数の重力波に高い感度を持ち、連星コンパクト星の合体からの重力波を検出できると期待される。ここでコンパクト星とは中性子星、ブラックホールのことを意味する。重力波の放出による連星の軌道進化を予測し、重力波波形のひな形を用意し、相関解析により重力波を検出するというのが基本戦略である。何周期も重力波振動を観測するが、その位相の進化が一周分もずれれば、信号とひな形との間の相関が大きく損なわれる。そのため、位相の進化を非常に精度よく測ることができる。

理論に対する制限という観点で、重力波観測が連星パルサーの電波観測とは違った制限を与える理由は、重力波観測がより相対論的な合体に近い連星を観測する点にある。したがって、計量を $(v/c)$ 展開した際に高い次数で現れる効果に対して重力波観測は有利である。逆に、連星パルサーの電波観測が有利になる例は、ブランス-ディッケ理論だ。星はスカラー電価を持っているため、(星のスカラー電価)/(星の質量)の比が異なる2つの星の連星からはスカラー場の双極子放射が起こる。重力波は四重極放射からはじまり、双極子放射に比べて $(v/c)^2$ で抑制されている。そのため、軌道が非相対論的である程、エネルギー損失率に対する双極子放射による補正が大きい。実際、(星の電価)/(星の質量)の比が異なる中性子星と白色矮星からなる連

星パルサーもあり、パラメータ  $\omega_{\text{BD}} \approx (\gamma - 1)^{-1}$  に対してカッシーニ衛星による制限  $\omega_{\text{BD}} > 40,000$  に迫る制限が、双極子放射からも得られている。一般的にこのような理論に対する重力波観測による制限は弱い。より拡張された理論を考えれば重力波観測から新たな制限が得られる可能性もある。  $\ln A(\varphi) = \alpha_0(\varphi - \varphi_0) + \beta_0(\varphi - \varphi_0)^2/2 + \dots$  のように展開した際に、  $\alpha_0^2 = 1/(2\omega_{\text{BD}} + 3)$  という関係にあり、  $\alpha_0$  の値は既に制限されている。しかし、  $\beta_0 < 0$  だと高密度物質内でスカラー場の有効ポテンシャルが不安定化して  $\varphi - \varphi_0$  が大きな値を持つ。この現象が単独の中性子星では起こらなくても、中性子星連星がお互いに近づいた際には起こる可能性がある。その場合、連星パルサーのパルス観測からは一般相対論からのずれは現れなくても、連星合体の重力波波形には信号が現れる。

( $v/c$ ) 展開の高次ではじめて計量に対する補正が現れる理論の代表格に重力子が質量を持つ可能性がしばしば挙げられてきた。質量  $m$  があると、振動数に依って伝播速度が異なる。その結果、連星合体の重力波波形が修正され、次世代の重力波干渉計でコンプトン波長に対して  $m^{-1} > 10^{13}$  km 程度の制限がつく。但し、ニュートンポテンシャルが湯川型になりコンプトン波長を超えると指数関数的に減衰することから、既に  $m^{-1} > 2.8 \times 10^{12}$  km という太陽系の観測からの制限がついている。しかしながら、理論が座標の選び方に依存しない(共変な)理論では重力子は質量を持つことができない。質量を持たせようとした場合、特別な座標によって理論を定義するため、LLIを破る。共変性を保ち、重力子に質量を与える方法として、二つの計量を考える双重力理論がある。双重力理論は運動項の符号が逆転した自由度(ゴースト)が現れ、量子力学的に不安定だと考えられていたが、近年、ゴーストが現れない双重力理論の存在が示され、にわかに注目されている。双重力理論では二つの計量に対応して2種類の重力子が現れる。共変性のおかげでひとつの重力子は質量を持たないが他方の重力子は質量を持つ。質量を持つ重力子が大きく励起されると観測と矛盾する。しかし、比較的弱い重力の場合にもこのモデルでは重力の非線形性が強くはたらか、質量を持った重力子の励起が抑制される機構がはたらか観測と矛盾しないのではないかと期待されている。このように矛盾のない理論を考えるとナイーブな質量を持った重力子の議論がまったく当てはまらない。代わりに、ニュートリノ振動に似た二つの重力子の間で重力波のエネルギーが一部交換されるという重力子振動が起こり、次世代の重力波干渉計で観測される可能性があることを著者らは指摘した。<sup>2)</sup>

その他にも重力の作用関数に高階微分項を含む理論が考えられる。共変性を保ち計量だけを使って作用関数を書いたときに、質量次元の低い最初の2項として宇宙項とアインシュタインヒルベルト作用が現れる。次に質量次元の低い項を取り入れるモデルのひとつとしてチャーンサイモン重力と呼ばれる理論も典型的な理論として考えることがで

きる。  $\epsilon^{\rho\sigma\zeta} R_{\mu\nu\rho\zeta} R^{\mu\nu}_{\zeta\sigma}$  という項は完全反対称テンソル  $\epsilon^{\rho\sigma\zeta}$  を含みパリティを破っている。ただし、このままでは全微分で運動方程式に寄与しない。この項にスカラー場を結合させた項を作用に加えるモデルをチャーンサイモン重力と呼ぶ。このモデルでは一般相対論からのずれが  $(v/c)^4$  の次数から現れる。また、回転のない星の重力場は一般相対論と同じであるため、太陽系の観測からは強く制限されない。したがって、将来の重力波観測でモデルパラメータに新たな制限をつけることが可能である。<sup>3)</sup>

実際のデータ解析では  $(v/c)$  のある次数ではじめて補正が現れるような理論に対して、ひとつひとつ可能な理論の候補を調べていくのではなく、その次数をパラメータとして一般相対論からのずれを検証するという戦略も考えられている。

## 5. 終わりに

重力は我々の世界を形作る上でとても重要な役割を果たしている。ご存知の通り、星が安定に存在するのも、その星の上に我々が引きつけられているのも重力のおかげである。しかしながら、我々が日常的に観測する重力はニュートンの万有引力の法則で十分というように考えられるかもしれない。これに対して、近年では一般相対論的な重力の補正が日常的にも重要だと胸を張れるようになったことは一般相対論を研究する者にとっては有難いことである。我々の生活に浸透したGPSは地球上どこにいても15mの精度で位置が特定できるそうである。これは時間の精度にして50n秒の精度である。ご存知の通り、GPSは衛星からの電波を受信して位置を特定するわけだが、この衛星に搭載されている時計は特殊相対論的な時間の遅れの効果で1日に7,000n秒も遅れるのである。それにもまして、一般相対論的な赤方偏移効果による補正は1日あたり46,000n秒にも達する。一般相対論を知らなければGPSが成立しないというわけである。

我々が身近に感じる現象ばかりではなく、広く宇宙に目を向けたとき、宇宙の多くの現象の理解に一般相対論は不可欠になっている。特に、宇宙の歴史をひもとく宇宙論において一般相対論を仮定したモデルは大きな成功をおさめてきた。ビッグバン宇宙論における宇宙膨張、軽元素合成からマイクロ波背景放射の予言と発見に至るシナリオの成功の裏には一般相対論の成立が仮定されている。

現時点では一般相対論にほころびは見えてきていない。理論が単純で美しいだけでなく、低エネルギーの有効理論として最も自然な理論である。しかし、宇宙の究極的な記述に対して何か次のヒントを見つけようと一般相対論の検証は続いている。この小説では沢山の大事なことを省略したが、ウィル氏による詳しい解説<sup>4-6)</sup>があるので、そちらも読んでいただければと思う。



## 参考文献

- 1) 数理学 2004 年 1 月号にブレンワルドの特集がある。
- 2) A. De Felice, T. Nakamura and T. Tanaka: Proc. Theor. Exp. Phys. **4** (2014) 043E01 [arXiv: 1304.3920 [gr-qc]].
- 3) K. Yagi, N. Yunes and T. Tanaka: Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 251105 [arXiv: 1208.5102 [gr-qc]].
- 4) C. M. Will: arXiv: 1403.7377 [gr-qc].
- 5) C. M. Will: Living Rev. Rel. **9** (2006) 3 [gr-qc/0510072].
- 6) C. M. Will: Was Einstein Right? 2nd ed. (Putting General Relativity to the Test, Basic Books ISBN 978-0465090860).

## 著者紹介



田中貴浩氏： 専門は相対論, 宇宙論, および, 重力波物理学の理論研究. 様々な重力理論の修正の可能性を理論と観測の両面から制限するという観点からの研究に興味がある.

(2014 年 6 月 20 日原稿受付)

## Experimental Proof of General Relativity and Modified Gravity Takahiro Tanaka

abstract: The Einstein's general relativity has been passing all experimental tests so far. Because of its simplicity, one may think it unnecessary to suspect its validity. However, the experimental bounds on deviations from general relativity are getting more and more tight thanks to efforts of many people. Recent cosmological observations of the accelerated expansion of the universe require the presence of tiny amount of vacuum energy. There are a lot of works related to the modified gravity aiming at resolving this unnaturalness of the cosmological constant. The tests of general relativity also give a tight constraint on such attempts.

## 日本物理学会誌 第 70 巻 第 3 号 (2015 年 3 月号) 予定目次

### 巻頭言

物理学史資料委員会の活動と資料の行く末……………高岩義信

### 現代物理のキーワード

共鳴過程を制御する：極低温量子気体を操る原子衝突

……………島村 勲

### 解説

重力崩壊型超新星の爆発メカニズム……………滝脇知也, 固武 慶  
ベーストの記憶効果と破壊の制御への応用

……………中原明生, 松尾洋介, 大信田丈志

### 最近の研究から

量子測定における誤差・擾乱の計測と不確定性関係

…………… 枝松圭一, 金田文寛, So-Young Baek, 小澤正直  
生体系のシミュレーションのサンプリング手法及び解析方法の  
開発……………光武亜代理

波長分解ポンプ・プローブ法によるコヒーレントフォノンの  
研究……………溝口幸司, 大島悟郎

JPSJの最近の注目論文から 11月の編集委員会より

……………安藤恒也

### ラ・トッカータ

ウズベキスタンからの便り……………中村勝弘

オーストリア科研費事情……………鈴木 謙

### 学会報告

2014 年秋季大会 招待・企画・講演の報告 ……領域委員会  
学界ニュース

2014 年度ノーベル化学賞：E. Betzig 氏, S. W. Hell 氏,

W. E. Moerner 氏—超解像蛍光顕微鏡に授賞 ……河田 聡  
第 9 回凝縮系科学賞：松石 聡氏, 水島 健氏 ……北岡良雄

2014 年度仁科記念賞：松田祐司氏 ……岩佐義宏  
小林 隆氏, 中家 剛氏 ……中村健蔵

### 追悼

北澤宏一先生を偲んで……………高木英典  
大河千弘博士を偲ぶ……………玉野輝男, 浅見 明, 西川正名

### 新著紹介

# アインシュタインからの宿題：重力波の検出

川村 静児 (東京大学宇宙線研究所)

重力波の存在は100年近く前に、一般相対性理論から予言されたが、未だ直接検出はされていない。重力波は中性子星連星の合体や初期宇宙などから放射されると考えられており、重力波が検出されれば、全く新しい天文学、いわゆる重力波天文学が創成されると期待されている。重力波の検出方法として現在最も期待されているのはレーザー干渉計を用いたものである。実際、日米欧などでKAGRAをはじめとする大型レーザー干渉計型重力波検出器が建設されており、数年後には初検出が実現するであろうと予想されている。さらに、感度をより一層高め、さまざまな新しいサイエンスを生み出すために、将来の検出器の計画も検討・推進されている。

## 1. はじめに

重力波の存在が一般相対性理論により予言されたのは、すでに100年近くも昔のことであるが、未だに直接検出には成功していない。これは、重力波と物質との相互作用が極めて弱いからである。実際、長い間、重力波を検出するのは現実問題としては不可能であろうと考えられてきた。しかし、近年のレーザーをはじめとする各種技術の著しい進歩により、重力波の直接検出がすぐそこまで近づいてきた。アインシュタインの残した宿題をやりとげる準備がようやく整ったのである。本稿では、重力波とその検出原理を説明したのち、実際の検出器の過去と現状、そして検討・推進中の将来計画についても述べる。

## 2. 重力波とは？

アインシュタイン方程式は計量 $g_{\mu\nu}$ についての非線型方程式であるが、ミンコフスキー空間( $\eta_{\mu\nu}$ )からのわずかなずれ、すなわち $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}$ を考えると $h_{\mu\nu}$ の線型方程式として扱え、その解として、波動解が存在する。これが重力波である。重力波は、進行方向に垂直な面内で空間を潮汐的に伸び縮みさせながら、光速で伝わっていく(図1参照)。重力波は加速度運動をする物質から放射されるが、運動量保存の法則のため、双極放射は存在せず、四重極放射が最低次の放射となる。したがって、非軸対称に回転

する系から発生する重力波の周波数は、回転周波数の2倍となる。人工的に発生可能な重力波はあまりにも小さいが、宇宙で起こる激しい天体現象からは観測可能な重力波が放射される。重力波は物質との相互作用が極めて小さく何でもすり抜けるため、直接検出は非常に難しい。しかし、逆に、この特徴こそが、何物にも邪魔されずに宇宙の観測ができるという最大の利点を生む。

重力波を放射する天体としては、中性子星やブラックホールの連星、超新星爆発、パルサーなどが考えられており、初期宇宙においても重力波が生成された可能性がある。また、これまでに想像すらできなかったような新しい天体現象からの重力波が観測される可能性もある。

中性子星連星は現在建設中の地上検出器のターゲットとして最も有望であろうと思われる天体である。中性子星連星はその公転運動により重力波を放出し、系のエネルギー・角運動量を失うため、徐々に軌道距離と公転周期が短くなり、最終的には合体すると考えられている(図2参照)。実際、ハルスとテラーは中性子星連星を初めて発見し<sup>1)</sup>(1993年ノーベル賞受賞)、彼らと共同研究者たちは、

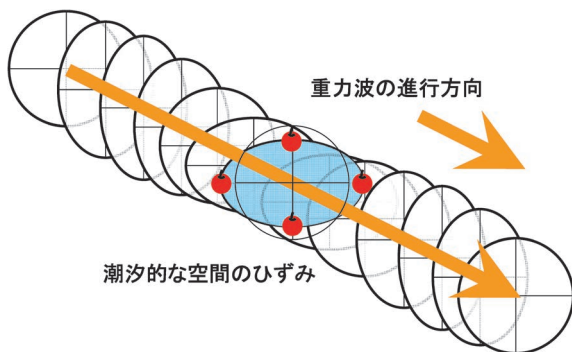


図1 重力波が伝わる様子。進行方向に垂直な面内で空間を潮汐的に伸び縮みさせながら、光速で伝わっていく。そこにリングが4つあると、それらの相対位置が潮汐的に振動する。

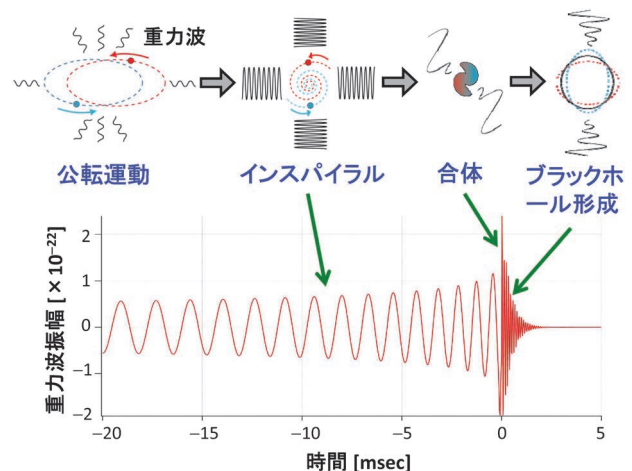


図2 中性子星連星の合体前後に放射される重力波。合体が近づくにつれ、徐々に強度を大きくしながら、周波数を低周波領域から1 kHz程度までスweepしていく。合体後に放射される重力波は、中性子星の状態方程式に依存する。

この連星の公転周期を長期間にわたって正確に測定し、公転周期の減少率が重力波放出によって説明できることを示した。<sup>2)</sup> これは、重力波の存在を間接的に証明したものである。なお、中性子星連星の合体直前に放射される重力波は、徐々に強度を大きくしながら、周波数を低周波領域から1 kHz程度までスイープしていくが、その振る舞いは一般相対性理論によってほぼ正確に予測できる。しかし、合体後どのように状態が移り変わっていくのかは、中性子星の状態方程式に依存する。したがって、逆に合体直後に放射される重力波の波形を正確に観測することにより、中性子星の状態方程式に対する重要な知見を得ることが可能となる。また、ショートガンマ線バーストの正体だと推測されているのが、中性子星連星の合体であり、重力波とガンマ線バーストとの同時観測により、この推論が検証されることも期待されている。さて、中性子星連星の合体の頻度は、これまでにどの程度の範囲を探し、どれだけの中性子星連星が見つかり、またそれらがどのようなタイムスケールで合体するかを評価することにより、推測されている。これまでに見つかった中性子星連星はわずか10個程度であるため、その推測に伴う誤差は大きいですが、大体1銀河あたり1万年に1回の割合で中性子星連星の合体が起こると予想されている。<sup>3)</sup>

ブラックホール連星の振る舞いも、合体までは中性子星連星とほぼ同様であるが、合体後の振る舞いは、一般相対性理論によって記述できる。ブラックホール連星の合体の頻度に関してはあまりよく分かっていないが、太陽質量の30倍程度のブラックホール連星の合体は、地球から50億光年の範囲で年間70~150回起きているという予測もある。<sup>4)</sup>

超新星爆発に関しては、未だ爆発のメカニズムすら完全には解明されておらず、どのような重力波が放出されるかもよく分かっていない。超新星爆発からの重力波は、爆発の球対称からのずれに応じて放射されるが、この球対称からのずれはそれほど大きくなく、したがって放出される重力波も比較的小さいのではないかと考えられている。

パルサーは回転する中性子星であるが、その回転が軸対称からずれているとそれに応じて重力波が放射される。パルサーが重力波を放射すると系のエネルギーが失われ、結果として回転のスピードが遅くなるはずである。したがって、電磁波によるパルサー周期の測定から求まる回転の減少率が、放射される重力波に対する上限値を与える。なお、パルサーから放射されるビームは指向性を持っているので、電磁波観測では地球から見えていない多くのパルサーがまだまだ存在していると考えられる。

初期宇宙も重要な重力波源である。例えば宇宙誕生後 $10^{-44}$ ~ $10^{-33}$ 秒に起こったと考えられているインフレーションの時期に、時空の量子的揺らぎにより重力波が発生すると考えられる。その重力波はインフレーションにより引き伸ばされ、波長が長くなり、現在も至るところに存在

しているはずである。もし、インフレーションからの重力波を直接検出することができれば、インフレーション理論の検証になるだけでなく、その詳しいメカニズムも解明される可能性がある。なお、最近BICEP2チームにより、インフレーションの時期に発生した重力波を検出したとの報告があった。<sup>5,6)</sup> インフレーション時に発生した重力波により生じた潮汐的な温度分布により、宇宙の晴れ上がりの瞬間に散乱された電磁波は、いわゆるBモードと呼ばれる特徴的な偏光を持つことが予想されるが、この偏光がBICEP2により観測された可能性があり、インフレーションからの重力波の間接的検出であるといえるかもしれない。しかし、この結果が正しいといえるためには、ダストによる前景放射との識別が重要となる。いずれにせよ、電磁波では宇宙の晴れ上がり前の宇宙の様子を直接観察することはできないため、重力波による直接検出の重要性はいくら強調してもしすぎることはない。

### 3. 重力波の検出

重力波の検出の原理はいたって簡単である。重力波によって引き起こされる物質の潮汐的な変位を電磁波などを使って測定するのである。重力波の検出方法としては、物質の共振を使って感度を高める方法や人工衛星の通信波を用いたドップラートラッキングなどがこれまでに行われてきた。また、パルサーからの電磁波を正確に計測することによって、巨大ブラックホールの合体に伴う非常に低周波の重力波を観測しようとする、いわゆるパルサータイミング<sup>7)</sup>も活発に行われている。さらに、最近では原子の干渉<sup>8)</sup>を用いた方式も検討されている。しかし何と云っても、現在重力波検出に最も近く、また、さまざまな天体現象をターゲットとした重力波検出が可能であると考えられているのが、マイクロソンのレーザー干渉計を用いた検出方法である。

マイクロソンのレーザー干渉計型重力波検出器の検出原理を簡単に説明しよう(図3参照)。レーザーから出た光はビームスプリッターで垂直な2方向に分けられる。それぞれの光は遠方の鏡で反射され、ビームスプリッターに戻ってきて干渉する。鏡やビームスプリッターは吊り下げられており、その振り子の共振周波数より十分高い周波数領域においては、水平方向に自由に動けるようになっている。重力波がやってくると、鏡が潮汐的に変位し、垂直2方向に光路差が生じて干渉光の明暗が変化するので、これを光検出器で検出してやれば重力波が検出できる。

ちなみによく聞かれる質問に、「重力波によって空間がひずむため、確かに鏡は動くが、それを測定する光の方も影響を受けるので、結局重力波の効果は測定できないのではないか?」というものがある。もちろん測定可能であるが、その理由は以下のように説明できる。まず、局所慣性系の座標で考えよう。一般相対性理論によると、この座標系においては、重力波の影響は、原点からの距離に比例し

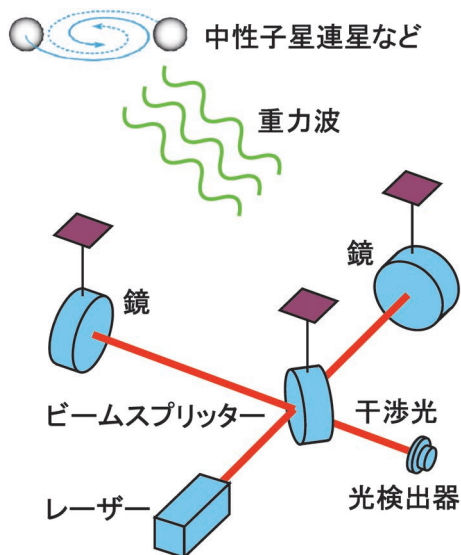


図3 マイケルソンレーザー干渉計による重力波検出の原理. 鏡やビームスプリッターは重力波に対して自由に応答できるように吊り下げられている. 重力波がやってくると, 2つの鏡の位置が差動的に変化し, 干渉光の明暗が変化する. それを光検出器で測定する.

た力(当該物質の質量にも比例)として扱える. 例えば原点をビームスプリッターの位置にとると, 原点からの距離に比例した力に応じて鏡が動き, それをレーザー光(局所慣性系なので速度は一定)で測定するので, 測定量は存在する. 同じことは, Transverse-Traceless (TT) ゲージという, 重力波がやってきても自由運動している初速度ゼロの物体の座標が変化しないような座標系で考えることもできる. TT座標においては, 重力波の影響は, 光の見かけの速度が潮汐的に変化(例えば縦方向に速くなり, 横方向に遅くなる)することである. したがって, 見かけの速度が変化した光で, 動かない鏡の位置を測るので, やはり測定にかかる. このように, 座標系の取り方により, 見かけ上メカニズムの記述は変わってくるが, 測定量としては同じ答えが導かれる. なお, 局所慣性系はその名の通り, 局所領域でのみ有効な座標系であり, 当該重力波の波長と比べて干渉計のアーム長が十分に短い場合にのみ成り立つ.

重力波検出器にマイケルソン干渉計を使う利点は, 何と云っても, アーム長を伸ばすことにより感度を高めることができる点にある. これは, たとえば局所慣性系座標で考えると, アーム長 $L$ が長いと鏡に働く力(原点からの距離に比例)が強くなり, それだけ鏡の変位 $\Delta L$ が大きくなり, 干渉光の明暗の変化が大きくなるためと説明できる. なお, 重力波の振幅 $h$ は実験では $\Delta L/L$ として得られる. 一方, ほとんどの雑音はアーム長に依存しないため, アーム長を長くすれば信号雑音比を上げる, すなわち感度を高めることができる. マイケルソン干渉計型重力波検出器は, 電磁波の望遠鏡とは違い, 指向性が非常に緩やかであり, ほとんどの方向からやってきた重力波をある程度は検出することができる. では, 重力波源の方向はどのように決めるのであろう? これには, なるべく離れた場所に3台の検出

器が必要である. 重力波は光の速度でやってくるので, それらの検出器の検出の時間差から重力波のやってくる方向が分かる. また, 複数台の検出器は, 局所的に起こる雑音を排除するためにも有用である. したがって, 重力波検出器は離れた場所に数台あることにより, 天文学的観測器としての性能をより一層発揮することが可能となる.

干渉計型重力波検出器の感度を上げるためには, いかに雑音を抑えるかが極めて重要となる. 干渉計の基本的な雑音としては, 地面振動雑音, 熱雑音, そして量子雑音がある. 地面振動は特に低周波領域で鏡を大きく揺らすため, 高度な防振システムが必要となる. 防振は, 基本的には鏡を振り子状に吊るすことにより行われる. これは, 振り子の共振周波数より高い周波数では, 吊り下げ点の水平方向の振動の鏡への伝わり方が周波数の2乗に反比例して落ちていくことを利用したものであり, 振り子を多段に吊るすことにより, より強力な防振効果が得られる. 熱雑音は, いわゆるブラウン運動であり, 鏡自体の熱振動や振り子としての熱雑音が存在する. 熱雑音を抑えるには, 鏡の材質や吊り下げシステムを工夫することにより機械的ロスをなるべく小さくする必要がある. また, 鏡を低温にすると熱雑音は抑えられる. 量子雑音には, ショットノイズと輻射圧雑音がある. 半古典的な説明をすると, ショットノイズは, (レーザー)光がフォトンの集まりであることに起因する検出時のフォトン数の統計的揺らぎに伴う雑音である. 輻射圧雑音は, 光が鏡によって反射される際に, フォトンが鏡をランダムに叩き, 鏡を揺らすことによって起こる雑音である. レーザー光のパワーを上げるとショットノイズの影響は減るが, 輻射圧雑音が増え, パワーを下げるとその逆の振る舞いをする. レーザーのパワーをいかに変えようとも, 不確定性原理で規定される「標準量子限界」と呼ばれる感度限界を破ることは, 古典的な方法では不可能であるが, スクイーミングなどの技術を使うと, それは可能となる. これら3つの基本的雑音の他にも, ありとあらゆるプラクティカルな雑音が存在し, 高感度を実現するためにはそれらをことごとく抑え込む必要がある.

さらに雑音に埋もれた重力波信号を効率的に見つけ出すためのデータ解析の手法の開発も非常に重要である. たとえば, 高密度連星の合体前に放射される重力波の波形は, 星の質量や合体の時刻などに依存するため, それらのパラメータを少しずつ変えて作った波形のテンプレートを多数用意し, 実際のデータとの相関を取る, いわゆるマッチドフィルターの解析手法などが有用である.

#### 4. 重力波検出の現状と将来

1990年代に入って, 日米欧でそれぞれ「大型」干渉計の建設が始まった. これらはいわゆる第1世代検出器であり, 高い確率での重力波検出を狙ったものではなく, 今後の装置改良による感度向上の足掛かりを作るものとしての意味合いの方が強かった. 干渉計のタイプとしては, ほとんど

のものがパワーリサイクルド・ファブリペロー・マイケルソン干渉計であった。これは腕共振器を使い、レーザー光を往復させてアーム長の実効的距離を伸ばすことにより感度を高め、さらに干渉計から返ってきた光を入射光と同相で再び干渉計に打ち返すことにより、光の実効的パワーを高め、ショットノイズの影響を下げるタイプのものであった。アメリカのLIGO計画においては、4 kmのアーム長を持つ検出器がワシントン州とルイジアナ州に建設され、また、ヨーロッパのVirgo (3 km)とGEO600 (600 m)は、それぞれイタリアのピサとドイツのハノーヴァーに建設された。日本でも東京三鷹の国立天文台にTAMA300 (300 m)が建設され、2000年に重力波検出器として世界最高感度を出すなどの成果を上げてきた。

これら第1世代検出器は、重力波の初検出にこそ至らなかったが、サイエンスとしていくつかの重要な成果を上げてきた。特にLIGOは、7,000万光年遠方で起こる中性子星連星の合体からの重力波を捉えることのできる感度を達成し、2年間以上の観測を行った。以下にLIGOが達成した3つの重要な成果を示す。まず、2007年に観測されたショートガンマ線バーストGRB070201は、アンドロメダ銀河を含む方向からやってきたことが、ガンマ線の観測により分かったのであるが、もし、これがアンドロメダ銀河内の中性子星連星の合体によって引き起こされたものであるなら、LIGOの検出器で重力波が検出されているはずであった。しかし、実際には観測されなかったことから、この仮説は棄却された。<sup>9)</sup> 次に、かにパルサーから放射される重力波に対する観測からは、回転減少率から課せられる重力波の上限値の4%以下しか、重力波が放射されていないことを突き止めた。<sup>10)</sup> さらに、初期宇宙からの背景重力波に関しては、100 Hzにおいて、これまでビッグバン元素合成や宇宙マイクロ背景輻射から得られる間接的な上限値を更新し、超弦理論モデルや初期宇宙進化モデルに新たな制限を付け加えた。<sup>11)</sup>

現在はこれらの感度をさらに高めた、いわゆる第2世代検出器が建設中である。干渉計のタイプとしては、パワーリサイクルド・ファブリペロー・マイケルソン干渉計の信号検出ポートにさらにもう一枚鏡を加え、干渉計の重力波に対する周波数応答を変化させ、量子雑音を最適化した干渉計を用いるのが主流である。鏡の防振システムなども、第1世代のものとは比べ物にならないほど高度なものになっている。第2世代検出器としては、アメリカのAdvanced LIGO、ヨーロッパのAdvanced Virgo、GEO-HFがあり、日本ではKAGRA<sup>12,13)</sup>が建設中である(図4参照)。

KAGRAは他の検出器と違い、地下への設置、低温鏡の使用という大きな特徴を持つ。まず地下に関しては地上よりも2ケタほど地面振動が小さく、低周波の揺れがさまざまなメカニズムにより観測周波数帯に雑音を引き起こすことを抑制する。また、鏡を低温に冷やすことにより、最も信頼できる物理法則に則って熱雑音を下げることが可能と

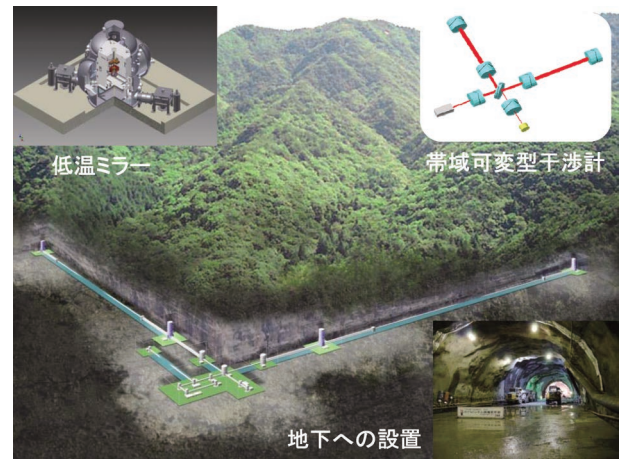


図4 KAGRAの完成予想図。KAGRAは、地面振動の小さい地下に設置され、熱雑音を抑えるため鏡を低温に冷やす。また、量子雑音を最適化するため常域可変型干渉計を用いる。(東京大学宇宙線研究所、高エネルギー加速器研究機構提供)

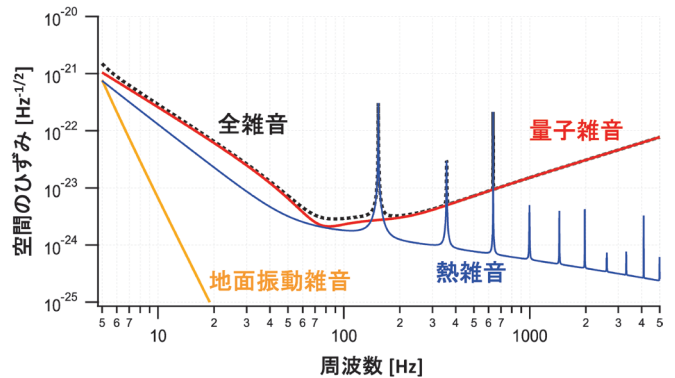


図5 KAGRAの目標感度。予想される地面振動雑音、熱雑音、量子雑音も同時に示されている。

なる。KAGRAは、現在トンネルの掘削が完了し、トンネル内の整備と並行して、検出器のインストールを行っているところである。このあと、まずは常温でシンプルな干渉計(iKAGRA)を建設し、これを動作させ、2015年末に1か月の観測を行い、その後、低温で最終形の干渉計(bKAGRA)へとアップグレードさせ、2017年中の動作を目指す。KAGRAが完成し目標感度(図5参照)が達成されると、7億光年遠方の中性子星連星の合体からの重力波を、年間10回程度検出できると期待されている。そして、ガンマ線バーストとの同時観測により、ショートガンマ線バーストのメカニズムの解明も可能である。また、ブラックホール連星の合体からの重力波の検出も十分に期待でき、特に、合体後のブラックホールの準固有振動<sup>14)</sup>からの重力波の観測から一般相対性理論の正否が判明するかもしれない。さらに、超新星爆発、パルサーなどからの重力波の検出も可能かもしれない。なお、すでに述べたように、重力波検出器が観測器としての性能をフルに発揮するためには、地球上の離れた場所に、検出器が数台あることが本質的であることから、LIGO、Virgo、GEO、KAGRAの間には取り決めに基づいて活発な研究協力が行われている。また、電磁

波や宇宙線の観測との連携も極めて重要である。たとえば、中性子星連星の合体がショートガンマ線バーストの正体であることを示すためには、ガンマ線との同時観測が、また超新星爆発に関してはニュートリノ検出器との同時観測が不可欠である。このようにさまざまな検出方法で天体観測を相補的に行ういわゆるマルチメッセンジャー観測により、天体現象のより深い理解が可能になる。

重力波は、初検出されればそれで終わりではなく、感度をより一層高めることにより、さらに面白いサイエンスの発見へとつながっていく。ヨーロッパではすでに第3世代検出器ET<sup>15)</sup>の準備が始まっており、アメリカでも個人レベルでの検討が行われている。第3世代検出器にとって重要な技術は、地下への設置と、低温鏡であり、その意味ではKAGRAは第3世代の技術を先取りしたもの、つまり第2.5世代検出器であるといえる。このような背景からETとKAGRAの間では活発な技術交流が行われている。さらに、感度を飛躍的に高める方法としては干渉計を宇宙に持っていき、アーム長を飛躍的に伸ばすことである。ヨーロッパのESAが中心となって行っているのはeLISA<sup>16)</sup>であり、これは100万km離れた3つの衛星の重力波による距離の変化を、光トランスポンダ方式を使って測定するものである。eLISAの主目的は中間質量～大質量ブラックホール連星からの重力波を測定し、銀河中心の巨大ブラックホール形成のメカニズムを解明することである。一方、日本ではスペース重力波アンテナDECIGO<sup>17)</sup>が計画されている。これは、1,000km程度離れた衛星間の距離の変化を、光共振器を用いて感度よく測定するもので、インフレーションからの重力波の直接検出や宇宙膨張加速度の直接計測によるダークエネルギーの特徴づけ、そしてダークマターの探索などを目的としている。

## 5. まとめ

アインシュタインの残した宿題、重力波検出への道のりは決してたやすいものではない。しかし、感度を2倍よくすれば、2倍遠くの天体まで観測可能となり、体積でいうと8倍、つまり頻度も8倍になる。したがって、一旦初検出がなされ、重力波天文学の創成がなされたあとは、感度の向上に伴い、加速度的に得られるサイエンスが豊富なものになっていき、重力波天文学が急速に発展していくことが期待できる。その意味で、重力波は、苦勞の末にやっと

宿題を提出する我々に、アインシュタインが「よく頑張りました！」とって手渡してくれる最高のご褒美であるともいえる。このご褒美を享受して、さまざまな彩に満ち満ちた宇宙の謎を収穫しほうだいとなる時代はすぐそこまで来ているのである！

## 参考文献

- 1) R. A. Hulse and J. H. Taylor: *Astrophys. J.* **195** (1975) L51.
- 2) J. H. Taylor and J. M. Weisberg: *Astrophys. J.* **253** (1982) 908.
- 3) D. R. Lorimer: *Living Rev. Relat.* **11** (2008) 8.
- 4) T. Kinugawa, *et al.*: *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **442** (2) (2014) 2963.
- 5) BICEP2 Collaboration: arXiv: 1403.3985v2.
- 6) BICEP2 Collaboration: arXiv: 1403.4302v2.
- 7) G. Hobbs, *et al.*: *Class. Quantum Grav.* **27** (2010) 084013.
- 8) S. Dimopoulos, *et al.*: *Phys. Rev. D* **78** (2008) 122002.
- 9) B. Abbott, *et al.*: *Astrophys. J.* **681** (2008) 1419.
- 10) B. Abbott, *et al.*: *Astrophys. J. Lett.* **683** (2008) 45.
- 11) B. Abbott, *et al.*: *Nature* **460** (2009) 990.
- 12) <http://gwcenter.icrr.u-tokyo.ac.jp/>
- 13) 川村静児: *日本物理学会誌* **66** (2011) 841.
- 14) E. W. Leaver: *Proc. R. Soc. London A* **402** (1985) 285.
- 15) M. Punturo, *et al.*: *Class. Quantum Grav.* **27** (2010) 084007.
- 16) Pau Amaro-Seoane, *et al.*: *Class. Quantum Grav.* **29** (2012) 124016.
- 17) S. Kawamura, *et al.*: *Class. Quantum Grav.* **28** (2011) 094011.

## 著者紹介



川村静児氏: 専門は重力波物理学。KAGRAのサブプロジェクトマネージャーでありコミッションングを担当。

(2014年6月10日原稿受付)

## Homework from Einstein: Detection of Gravitational Waves Seiji Kawamura

abstract: The existence of the gravitational wave was predicted in the general theory of relativity almost 100 years ago, but it has never been directly detected. Gravitational waves are considered to be emitted from the coalescence of a neutron star binary, the beginning of the Universe, etc. The detection of gravitational waves is expected to establish completely new astronomy, so-called gravitational wave astronomy. The most promising method for the detection of gravitational wave is a laser interferometer. Actually in Japan, the US, and Europe, large-scale laser interferometric gravitational wave detectors, such as KAGRA are being built with expectation of the first detection within several years. Furthermore, future detectors with higher sensitivities have been and are planned and studied to obtain various new science.

# 一般相対論と量子力学の統合に向けて

大栗博司 (カリフォルニア工科大学ウォルター・パーク理論物理学研究所, 東京大学カブリ数物連携宇宙研究機構)

一般相対論と量子力学の統合は、現代物理学の大きな課題のひとつである。この記事では、これを達成する究極の統一理論の最も有望な候補である超弦理論の現状、特にアインシュタインらの指摘した「量子もつれ」にかかわる最近の話題について解説する。

## 1. はじめに

一般相対論は、アルベルト・アインシュタインのおそらく最も著名な業績であろう。今回の特集は彼が1915年にベルリンのプロイセン科学アカデミーにおける連続講義で重力場の方程式(アインシュタイン方程式)を発表してから100周年を記念するものである。しかし、20世紀から現在にいたる物理学において一般相対論と並ぶもう一本の支柱であった量子力学の創設と発展においても、アインシュタインは重要な役割を果たしている。

そもそも、アインシュタインのノーベル賞受賞理由は1905年に発表された光電子効果の理論であり、これによりプランクが5年前に提唱していた光の粒、すなわち光子の概念が確立した。また、1909年には、光について、波と粒子の双対性の考え方を提唱している。

一般相対論発表の翌年の1916年には、原子のスペクトル線の説明として、光子の自然放出、誘導放出・吸収のプロセスを提案し、これらの強度の目安はアインシュタイン係数と呼ばれている。さらに翌年の1917年には、一般相対論の研究で蓄積した幾何の知識を活用して、ボーア-ゾンマーフェルト量子化条件を相空間の座標変換で不変な形に表現した。この論文では、今日「量子カオス」と呼ばれている現象が予期されている。また、1925年には、サティエンドラ・ボーズから送られてきた論文に触発され、ボーズ-アインシュタイン凝縮を予言した。

1920年代の半ばに現在の量子力学の枠組みが出来上がり、コペンハーゲン解釈が主流になってくると、アインシュタインはその批判の急先鋒となる。ソルベー会議などで繰り広げられたニールス・ボーアとの論争は、量子力学の理解を深めるのに役立った。アインシュタインは、後年オットー・ハーンに、「私は、量子の問題については、一般相対論についての100倍考えてきた」と語っている。

アインシュタインは、量子力学への疑問を明確に表現するために、1935年にボリス・ポドルスキー、ネーサン・ローゼンとともに、「量子力学の物理的实在の記述は完全か?」と題した論文を発表した。ここで指摘された「量子もつれ」の現象は、ジョン・スチュワート・ベルによる不等式を使った定式化により検証可能になり、1981年のアラン・アスペらによる2個の光子を使った実験によって確立した。

アインシュタインらが指摘した量子もつれの現象は、一般相対論と量子力学を統合する試みの急所を突くものである。一般相対論は、時空間の曲がり方によって重力を説明する理論であり、物理現象が時空間の局所的な性質を積み上げて理解できることを仮定している。これに対し、量子もつれの現象は、遠くに離れた2点の間にも関係を与える。最近の研究により、一般相対論に本質的な時空間の局所性と、量子力学の非局所的なもつれの間の関係が、この2つを統合する上での大きな問題として浮上してきた。この記事では、一般相対論と量子力学を統合する最も有望な理論とされる超弦理論の現状、特に量子もつれにかかわる最近の話題について解説する。

## 2. 量子重力の困難

一般相対論と量子力学を組み合わせた量子重力理論の完成は、20世紀からの宿題である。この問題の難しさは、いろいろなレベルで語ることができる。

正準形式で表現できる古典力学系があると、形式的には量子化の方法をあてはめることができる。古典力学のポアソン括弧に対応する作用素の交換関係を設定し、それを表現するヒルベルト空間を考えるというわけである。アインシュタインの重力理論にも正準形式が使える。しかし、量子化の手続を実行しようとする、紫外発散の問題に突き当たる。

電磁場のような「場」の自由度を使う量子論(場の量子論)の紫外発散は、くりこみの方法で処理される。重力を除く自然界の3つの力(強い力、電磁気力、弱い力)を記述する「素粒子の標準模型」もくりこみ可能な理論である。坂田昌一、梅沢博臣、亀淵迪の定理によると、くりこみ可能であるためには、相互作用の結合定数の質量次元がゼロまたは正でなければならない。しかし、アインシュタインの重力理論では、ニュートン定数で決まる重力の結合定数が負の質量次元を持つために、くりこみの処方が使えないのである。

これは、単なる技術的な問題ではなく、重力と他の力の本質的な違いを表している。

自然界は、距離のスケール(=エネルギーのスケール)によっていくつかの階層に分かれており、階層ごとにそれを記述する法則がある。より短いスケール(=より高いエ

エネルギー)の階層の法則がより基本的であり、長いスケールの法則はそれから数学的に導かれるものとされる。たとえば、陽子や中性子の性質やその間に働く核力は、クォークとその間に働く強い力から導かれる。ある理論が、それよりもより基本的な理論から導かれるときには、前者は後者の「有効理論」であるという。

このような階層構造の存在は、くりこみの処方と密接な関係がある。相対論的な場の量子論の有効理論は、十分に低いエネルギーではくりこみ可能な理論で近似できることが知られているからである。素粒子の標準模型にも適応範囲があり、より高エネルギーの現象、短距離の現象を理解するためには、より基本的な理論が必要になると考えられている。標準模型のくりこみ可能性は、より基本的な理論を知らなくても、この模型に特有なエネルギー領域では十分精度のよい近似計算ができることを保障している。

階層構造は、自然界を距離のスケールによって分けて、各々の階層を独立に考察できることを仮定している。ところが、一般相対論では時間や空間の構造、特に時空間の点の間の距離を決める「計量テンソル」と呼ばれる量が力学的自由度である。重力によって距離の測り方が変わってしまうので、階層構造の概念も曖昧になる。

素粒子物理学では、より短いスケールの現象を探索するために、より高いエネルギーの加速器を使う。現在行われている加速器実験では、重力の効果はほとんど問題にならない。しかし、エネルギーは質量と同様に重力の源になるので、思考実験として粒子衝突のエネルギーを際限なく上げていくと、あるところで、衝突エネルギーによる重力の効果が無視できなくなる。重力が強くなると、ブラックホールができてしまう。粒子のエネルギーを高くすると、波長が短くなって、解像度が高くなるはずであるが、ブラックホールに覆われて、衝突点の観測ができなくなってしまうのである。

粒子の波長とブラックホールの大きさがほぼ等しくなるとき、その長さをプランク長、そのときの衝突のエネルギーをプランク・エネルギーと呼ぶ。加速器のエネルギーをプランク・エネルギーよりも高くしても、解像度は改善しない。このような思考実験によって、プランク長よりも短い距離の現象は、原理的にも観測できないと考えられている。観測できないものは存在しないと考えるのが物理学の定石なので、一般相対論と量子力学を統合する理論では、プランク長で階層構造が打ち止めになると予想される。

くりこみの処方、現在考えている理論が有効理論であって、より深い階層のより基本的な理論から導き出されることを仮定している。量子重力の現象にくりこみが使えないのは、階層構造がそこで終わってしまうからだ。

物理学者は、過去何百年かにわたって、より基本的な自然法則を探究してきた。この探究は、より短い距離の現象を観測し、階層構造のより深いところを解明するという方向で進んできた。一般相対論と量子力学を統合する理論が

完成すれば、我々は階層構造のゴールにたどり着いたことになる。このような理論が「究極の統一理論」と呼ばれる理由はそこにある。

### 3. 超弦理論

これまで、階層構造を一步一步地道にさかのぼって、より基本的な法則を探究してきたのに、一足飛びに究極の理論に到達しようなどというのは、無謀であると思われるかもしれない。

今日このような理論の最も有望な候補とされる超弦理論も、そもそもは量子重力理論を目指していたわけではない。南部陽一郎らが、陽子や中性子、中間子などを含むバリオンと呼ばれる粒子の性質を理解するために提案したものであった。しかし、米谷民明やジョン・シュワルツ、ジョエル・シユルクらが1974年に、この理論が重力相互作用を含むことを発見し、思いがけなくも重力を量子化する方法が我々の手に入ったのである。

マクスウェルの電磁気学やアインシュタインの一般相対論は、我々の4次元の時空間における物理現象を記述するためのものであるが、数学的理論としては何次元でも考えることができる。ところが、超弦理論では、理論の数学的整合性から、時空間が10次元に決まってしまうという特徴がある。「我々の時空間が4次元であるのはなぜか」という疑問は、以前には科学的考察の対象にはなりえなかったが、超弦理論では、10次元から始めて、なぜ4次元方向だけが巨視的な時空間として現れるのかという問いを設定することができる。実際、超弦理論の方程式には、6次元方向は小さく丸まっており(コンパクト化されており)、4次元方向がミンコフスキー空間として広がっている解が存在する。

シュワルツらによるその後10年間の研究によって、1984年に、このような4次元解には、クォークやレプトン(電子やニュートリノ)のようなカイラル・フェルミオン、ゲージ対称性に基づく相互作用やその対称性を自発的に破るヒッグス機構など、素粒子の標準模型の基本要素がすべて自然に組み込まれていることがわかった。この「第1次超弦理論革命」と呼ばれる発展により、超弦理論は一躍、素粒子論の主流の研究課題となったのである。

しかし、1980年代には、超弦理論は散乱振幅の摂動展開によってしか定義されていなかった。摂動展開とは、相互作用の大きさの目安である結合定数が小さいと仮定して、物理量を結合定数のべきで漸近展開して計算する方法である。場の量子論の場合には、摂動展開はファインマン図形を使って計算される。しかし、物理現象の中には、このような摂動計算では捕らえられないものもたくさんある。たとえば、クォークの間の強い相互作用による閉じ込めの現象はその典型的な問題である。強い相互作用の場合には、格子ゲージ理論などの方法を使えば、このような非摂動効果も理解できる。しかし、超弦理論においては、80年代



にはこれに対応する手法が知られていなかった。この問題は当時、「超弦理論のラグランジアンは何か」という形でしばしば提起された。ラグランジアンがわかれば、超弦理論の非摂動的定義が得られると期待されたのである。

この状況は、1995年にはじまる「第2次超弦理論革命」によって著しく改善した。それまでは、超弦理論には5種類の異なるバージョンがあると考えられていたが、エドワード・ウィッテンがこれらの間にいわゆる「双対対応」があることを指摘した。それによると、ひとつのバージョンにおいて結合定数が大きい場合には、それと「双対対応」の関係にあるもうひとつのバージョンではしばしば結合定数が小さく、摂動展開による計算が可能になる。これにより、これまで全く闇に閉ざされていた超弦理論の強結合の領域を垣間見ることが可能になったのである。

#### 4. ホログラフィー原理

量子重力の効果は、重力が強くなったとき、すなわち時空間の曲がり方が大きくなったときに特に顕著に現れると考えられる。たとえば、天体の密度が高くなり、脱出速度が光の速さを超えたときに現れるブラックホールの内部の特異点や初期宇宙の時空間では、量子重力効果が重要になる。

ウィッテンの「双対対応」を定量的に理解するために、ジョセフ・ポルチンスキーが開発したDブレーンの方法は、ブラックホールの量子力学的性質の理解に大きく貢献した。ブラックホールはアインシュタイン方程式の解であり、一般相対論では時空間が極端に曲がった状態として理解される。これに対し、Dブレーンの方法では、時空間は平坦なままで、その代わりにブラックホールの場所にDブレーンと呼ばれる特別な領域があり、そこに局在したゲージ理論を考える。このゲージ理論には重力の自由度は直接は含まれていないが、このゲージ場の集団運動が、ブラックホールからの重力として発現するというのである。本来、強い重力の効果で生まれると考えられていたブラックホールが、重力と一見関係のない平坦な時空間に定義されたゲージ理論を使って理解できるという主張は、驚きをもって迎えられたが、その後の様々な理論計算によって検証された。

空間の曲がりとしての重力の効果と、Dブレーンに局在したゲージ理論から生まれる重力の効果との関係を深く考えたファン・マルダセナは、1997年にAdS/CFT対応を提案する。AdSとは「反ド・ジッター (Anti-De Sitter) 時空間」を略したもの。負の宇宙項を持つアインシュタイン方程式の真空解の中で最も対称性の高いもので、ブラックホールに近づく極限で現れる時空間でもある。一方、CFTとは「共形場の理論 (Conformal Field Theory)」の略で、Dブレーンに局在したゲージ理論のことである。AdS/CFT対応とは、AdS時空間の中におけるいかなる重力現象も、重力を含まないCFTによって記述できるという主張である。

しかも、このCFTは、Dブレーンに局在していたゲー

ジ理論のことなので、AdS時空間全体よりも低い次元に定義されている。重力を含まない、しかも次元の低い時空間に定義されたCFTを量子化すると、AdS時空間の重力現象が再現できる。重力どころか、次元すらCFTの量子効果から創発するというのである。

マルダセナの提案したAdS/CFT対応は、それ以前にヘラルト・トフーフトやレオナルド・サスキントらが主張していた「重力のホログラフィー原理」に、数学的に正確な表現を与えた。これは、時空間のある領域に定義された量子重力理論は、その領域を囲む境界の上に定義された重力を含まない量子理論と等価であるという主張である。AdS/CFT対応では、この「重力を含まない量子理論」とは何かが正確に指定されているので、量子重力の計算を具体的に実行することが可能になった。

#### 5. ブラックホールの情報問題

AdS/CFT対応で解決した問題として、スティーブン・ホーキングが1974年に指摘したブラックホールの情報問題がある。

アインシュタイン方程式のブラックホール解には、ブラックホールの内部と外部を分ける境界、「事象の地平線」が存在する。事象の地平線の外側から内側に移動することは可能であるが、内側から外側に戻るためには光の速さを超える必要がある。その意味で、事象の地平線は、脱出速度が光の速さになる場所であるということもできる。

ブラックホールが大きければ（正確には、その質量がプランク・エネルギーよりも十分に大きければ）、事象の地平線のあたりの時空間の曲がり方は弱い。そこで、たとえばロケットに乗ってブラックホールに自由落下していくとすると、事象の地平線を越えたときにも、特におかしなことは起きないと考えられる。もちろん、いったん事象の地平線の内側に入ると、外側に戻ることはできず、有限の時間でブラックホールの中心の特異点に到達してしまう。特異点では時空間の曲率が無限大に発散するので、ロケットに乗っている人も無限大の潮汐力を受け、無事ではいられない。

ホーキングは、この事象の地平線の性質を量子力学的に考えた。当時は、超弦理論も量子重力理論として確立していなかったが（1974年といえば、米谷とシュワルツ、シュルクが、超弦理論が重力を含むことを指摘した年でもあった）、ブラックホールが十分に大きく、事象の地平線あたりの時空間の曲率が弱ければ、一般相対論を半古典近似で量子化して計算することができる。ホーキングは、そのような近似計算に基づいて、光さえ逃げ出せないはずのブラックホールが、温度を持ち、輻射を放つことを発見した。しかも、輻射の温度はブラックホールが小さくなるほど高くなる。ブラックホールは輻射によってエネルギーを失い、ついには蒸発してしまうことになる（正確にいうと、蒸発する直前には事象の地平線あたりの曲率が強くなって、

ホーキングの近似が成り立たなくなるのであるが)。

量子力学系の時間発展は、ヒルベルト空間上のユニタリー変換として記述される。そのときに重要なのは、ユニタリー変換では情報が失われないということだ。ブラックホールも、その初期条件の情報を担っている。ホーキングは、ブラックホールが蒸発してしまったときに、その情報も消え去るとすると、量子力学の時間発展の規則と矛盾すると指摘した。

このブラックホールの情報問題は、AdS/CFT対応によって解決した。ブラックホールが蒸発していくプロセスも、対応するCFTでは、重力を含まない通常の量子論の時間発展として記述できるので、原理的に情報が失われないからである。これにより、ブラックホールからの輻射は厳密な熱輻射ではなく、ブラックホールの初期条件の情報を運び去ることができることがわかった。

## 6. 等価原理と量子もつれ

これでブラックホールの情報問題は解決されたと思われたが、2012年になって、ジョセフ・ポルチンスキーを中心とするグループが、新たな問題を指摘した。輻射された光や粒子がブラックホールの情報を担っているということは、輻射の状態とブラックホールの内部の状態とが、量子力学的に「強くもつれあっている」ことになる。まさしく、アインシュタインらが1935年に指摘した非局所的量子もつれだ。一方、ブラックホールに自由落下していった観測者が、事象の地平線を越えるときに異常を感じないとすると、事象の地平線の内側の状態とすぐ外側の状態の間にも、強い量子もつれがあるはずだ。すなわち、地平線の内側の状態は、(1) 遠くに飛び去った輻射と(2) 地平線のすぐ外側の状態の両方と、もつれあっていないといけない。しかしポルチンスキーらは、(1)と(2)の両方と地平線の内側の状態が、強い量子もつれを持つと、量子力学の基本原則と矛盾することを示した。

事象の地平線を越えるときに何事も起きないとすると、AdS/CFT対応によるブラックホールの情報問題の解決と矛盾することになる。一方、事象の地平線で特別なことが起きるとすると、一般相対論の基礎のひとつである「等価原理」と矛盾する。アインシュタインらが1935年に指摘した量子もつれの現象は、量子力学系の時間発展のユニタリー性と一般相対論の等価原理の間に新たな緊張関係を生み出している。この問題は、現在盛んに議論されており、まだ決着の見通しは立っていない。

また、最近の研究によって、量子もつれの現象は、ホログラフィー原理によって時空間が創発する仕組みとも深く関わっていることが明らかになってきた。そこでは、高柳匡と笠真生の提唱した量子もつれのホログラフィックな解釈が重要なヒントになっていると考えられている。アイン

シュタインは、一般相対論の構築だけでなく、量子力学への貢献においても、現代物理学の最先端の研究に大きな影響を与えているのである。

## 7. 展望

超弦理論はまだ完成途上の理論であるが、一般相対論と量子力学の統合について、ホログラフィー原理などの重要なヒントを与えてきた。第2節で述べたように、量子重力理論は「究極の統一理論」でもあり、物理学者が何世紀にもわたってさかのぼってきた自然界の階層構造の終着点である。一朝一夕に完成できるプロジェクトでないのは当然であろう。

超弦理論が検証される可能性としては、初期宇宙の観測が注目される。初期宇宙のインフレーションモデルは、宇宙の平坦さを説明し、宇宙マイクロ波背景輻射のゆらぎを予言するなど、有望な理論である。しかし、宇宙インフレーションを引き起こすインフラトンの変動幅が、プランク・スケールよりも大きくなるなど、量子重力の見地からは必ずしも自然とはいえない仮定が必要になる。これが超弦理論によって説明できるかどうかを見極めるのは重要な問題である。

2014年の3月には、カリフォルニア工科大学などが運用するBICEP2望遠鏡が、宇宙マイクロ波のBモード偏光の観測結果を発表した。これが、初期宇宙の量子重力効果を起源とする重力波によるものかどうかについては、まだ決着していないが、近い将来にこのような効果が直接観測される可能性は高い。超弦理論の予言力を高めるためにも、初期宇宙のように時間に強く依存した時空間の性質を解明する理論的技術の開発を進めることが重要になると思う。

### 著者紹介



大栗博司氏：カリフォルニア工科大学ウォルター・パーク理論物理学研究所長、フレッド・カブリ冠教授。東京大学カブリ数物連携宇宙研究機構主任研究員。専門は素粒子論。特に超弦理論と場の量子論の基礎的研究を行っている。

(2014年6月13日原稿受付)

## Toward Unification of General Relativity and Quantum Mechanics

Hiroshi Ooguri

abstract: Unification of general relativity and quantum mechanics has been one of the most outstanding questions in modern physics. In this article, we will review superstring theory, which is the most promising candidate for the ultimate theory to achieve this unification, with focus on recent topics on “quantum entanglement,” whose notion was introduced by Einstein, Podolsky, and Rosen.

# 数値相対論の展開

柴田 大 (京都大学基礎物理学研究所)

数値相対論は、ブラックホールの誕生や中性子星連星の合体のような一般相対論的かつ動的な強重力現象を理論的に解明するための唯一の研究手段である。過去10年間にこの分野で多くの研究成果が得られた。特に、中性子星やブラックホールからなる連星の合体過程や放射される重力波の特徴が深く理解されるようになった。本記事ではこれらの研究成果についてまとめ、そして今後の展望を述べる。

## 1. はじめに

数値相対論に関する解説記事を書くのはこれが初めてではなく、2006年5月号の物理学会誌に当時の現況報告をさせていただいた。<sup>1)</sup> 当時は、それ以前に存在した様々な理論的かつ技術的課題が解決に至り、科学的な計算がようやく本格的に可能になった時期で、記事にはそれまでの困難とそれが如何に解決されたかがまとめられている。その後、数値相対論は、分野としての収穫期に入った。つまり、それまでに構築されてきた基礎的な枠組みを興味ある問題に適用できるようになった。前回記事を書いてから約9年が経過したのだが、その間、数値相対論によるシミュレーションで多くの知見が得られた。特に、天文・宇宙観測と比較可能な現実的シミュレーションが行われるようになった。そこで本記事では、過去9年間に得られた知見と近い将来の展望をまとめることにしたい。その前にまず、数値相対論の概要とその歴史を簡単にまとめておこう。

数値相対論とは、一般相対論的(つまり強重力で)かつ動的な現象を、数値計算によって解明することを目的とする研究分野である。一般相対論の基本方程式はアインシュタイン方程式であるが、これを解くことが中心課題になる。アインシュタイン方程式は非線形連立偏微分方程式であるため、興味ある動的問題に対して解析解を求めることが困難である。そのため数値計算が理論研究に不可欠になり、数値相対論という分野が生まれた。

数値相対論は、一般相対論的と思われる天体および宇宙現象—具体的には、ブラックホール、中性子星、連星中性子星—が観測され始めた1960年代から70年代にかけて次第に研究されるようになり、70年代後半から本格的に研究成果が発表されるようになった。日本でも中村を中心とした京大グループが数値相対論の黎明期に活躍し、80年代初頭には、回転する大質量星の重力崩壊によるブラックホールの形成条件に関して画期的な研究成果が発表された。<sup>2,3)</sup>

90年代に入ると、数値相対論が世界中で本格的かつ大々的に研究されるようになった。最大の理由は、アメリカのLIGOをはじめとする大型重力波望遠鏡の建設に予算がつき、それに対応して重力波の波形を正確に予言するための

理論研究が要求され始めたことである。LIGOや日本のKAGRAのように地上に建設される重力波望遠鏡は、約10 Hzから数kHzの重力波に対して感度を持ち、その最も有望な重力波源は、中性子星やブラックホールからなる連星の合体である。そこで、合体現象を解き明かし、かつ正確な重力波の波形を導出することが、数値相対論の最重要課題になった。

さらに、多波長電磁波観測による高エネルギー天文学が発展したことも、研究の大きな動機になった。今でも完全に解明されていない高エネルギー現象としてガンマ線バーストをあげることができる。ガンマ線バーストは、数ミリ秒から数1,000秒程度の短い継続時間に典型的には $10^{51}$  ergにもおよぶ大量のエネルギーが放射される突発的な天体現象であるが、<sup>4)</sup> その中心エネルギー源に関して多くは判っていない。大量のエネルギーを短時間に放射するので、コンパクトな天体であるブラックホールやその周りに存在する大質量の降着円盤が絡む強重力現象ではないかと推測されている。しかし、それがどのように誕生し、またその後どのように大量のエネルギーが生成されるのかについては、詳しい理解が得られていない。中心エンジンは非常に高密度な環境下であり電磁波に対して不透明になるので、電磁波を用いた直接的観測は難しい。そこで、理論研究が重要な役割を担い得るのだが、その際に数値相対論が強力な研究手段になる。なぜならば、ガンマ線バーストの中心エンジンは、動的かつ一般相対論的な状況下で誕生したと推測されるからである。

数値相対論を発展させる動機は大いにあったのだが、90年代にはその発展速度は遅かった。その最大の理由は、アインシュタイン方程式を数値計算に適した形に定式化する手法やゲージ条件に関して、解答がなかなか得られなかったからである。特にブラックホール時空に対してシミュレーションができず、最大の難関になっていた。状況が変わり始めたのは99年からである。まずこの年に連星中性子星の合体に対するシミュレーションが可能になった。<sup>5)</sup> これは、アインシュタイン方程式を解くための有効な定式化や現実的問題に適したゲージ条件の1つが判ったからである。しかし、それでもなお、ブラックホール時空に対する

るシミュレーションを可能にするには時間がかかった。ブラックホール時空を長時間精度良く計算し続けるための強力な定式化と数値計算手法がついに判ったのは、2005年である。<sup>6,7)</sup> ことから迎りの事情に関しては、前回の記事に書いたので興味があればご参照いただきたい。<sup>1)</sup>

さて、2005年以降、ブラックホールの有無に関わらずシミュレーションが実行可能になった。この状況で、大きく分けて2つの方向に研究が進んだ。1つは、可能な限り高精度で連星ブラックホールのシミュレーションを行い、合体過程および放射される重力波の波形を正確に求める研究である。この研究では真空時空が対象になるので物質を扱う必要がなく、如何にアインシュタイン方程式を正確に解くか、という課題に集中できる。この方向の研究は高度に発展し、連星ブラックホールの合体については、すでに理論的に詳しい理解が得られている。これについては2節で紹介する。もう1つが、中性子星を含む連星の合体や大質量星の重力崩壊に関する研究である。これに対しては、物質場の物理的情報を正しく考慮した研究が必要になる。具体的には、(i) 中性子星に対して現実的な状態方程式を用意する、(ii) 高温の場合にはその効果も含んだ状態方程式を用いる、(iii) ニュートリノ輸送の効果を取り入れる、(iv) 中性子星は通常強い磁場を持つので磁気流体効果を取り入れる、などの作業が必要になる。これについてはわれわれ日本のグループが大きく貢献してきた。課題は当然まだあるものの、大きな進展があった。本記事では特に、連星中性子星の合体に対する最近の進展について3節で述べる。

## 2. 連星ブラックホールの合体

恒星サイズの連星ブラックホールはこれまでに観測されたことがないが、2つの大質量恒星からなる連星系が進化した結果か、あるいは一部の球状星団のような高密度星団における3体衝突過程を通じて形成されると推測されている。また、太陽質量の百万倍を超えるような超巨大ブラックホールの連星は、宇宙初期に銀河系同士の衝突によって形成され得ると推測されている。

近接連星ブラックホールは、重力波放射によってエネルギーと角運動量を失い、軌道半径を縮め、やがて合体し、新たに定常なブラックホールを誕生させると考えられている。恒星サイズのブラックホールの典型的質量が太陽の10倍程度だとすると、合体直前直後の連星ブラックホールは100~1,000 Hz程度の重力波を放射するので、LIGOやKAGRAの格好の重力波源になる。そこで重力波の波形を正確に予言し、来る観測に備えることが、重力波観測計画には重要になる。<sup>\*1</sup> 軌道半径が十分に大きく、各々のブラックホールの軌道速度が光速 $c$ に比べて十分に小さい場合には、ポストニュートン近似を用いてその軌道進化過

程や重力波の波形を解析的に精度良く求めることができる。<sup>9)</sup> しかし、軌道半径が十分に小さくなるとポストニュートン近似の精度が落ち、アインシュタイン方程式を近似なしに解く必要が生じ、数値相対論の出番になる。

連星ブラックホール合体に対するシミュレーションは、2005年に可能になって以来、欧米の多くのグループによって実行されてきた。その結果、合体後新たに定常ブラックホールが速やかに誕生するというシナリオが確立し、また典型的な重力波の波形パターンが理解されるようになった。最近5年間は特に、Caltech-Cornell-CITA (CCC) グループによって高精度化が推進されている。彼らは、マルチドメイン・スペクトル法と呼ばれる独自に発展させた手法を用いて、高精度「計算」を実行可能にした。

解くべき場が滑らかである場合、スペクトル法で数値計算を行うと、基底関数の数を増やすとともに誤差が指数関数的に減少することが知られている。<sup>10)</sup> 多くのグループは、アインシュタイン方程式を数値的に解く際に差分法を用いるのだが、その場合にはグリッド幅を小さくしても、差分精度の次数でしか誤差が減らないので、高精度化を推進するにはスペクトル法が断然優れている。ここで重要な点は、連星ブラックホール時空のような真空時空では、重力場の基本変数である計量が滑らかであるという事実である。したがって、スペクトル法を採用することに大きな利点がある。一方、物質が存在して衝撃波のような不連続面が存在すると、スペクトル法の精度が劣化することが知られており、その場合には真空のときほどのご利益はない。

さて、4次元時空のブラックホールには、有名な唯一性定理が存在する。そのため、電荷を持たないとすれば、ブラックホールは質量と自転ベクトル3成分の合計4つのパラメータしか持たない。連星ブラックホールであれば、合計8つになる。ただし、質量に対してスケール不変性が存在するので、実際には7つのパラメータが本質的な自由度になる。<sup>\*2</sup> この7つに対してできる限り多くの計算を実行して、合体過程と放射される重力波の特徴を系統的に調べ尽くすことが、この研究分野の課題である。特に大きな質量比の場合や、ブラックホールスピン<sup>\*3</sup>の大きさが上限値の1に近い場合、計算は容易ではない。しかし、CCCグループの精力的研究によって多くの知見が得られてきた。例えば、文献11, 12では、スピンの大きさが共に0.97または0.98で、スピンの向きが共に軌道面に垂直方向を向いた等質量の連星ブラックホール合体の結果が報告されている。これらの計算では、合体約26周前から計算を開始し、合体後新たに誕生するブラックホールが定常になるまで正確に計算がなされている。

<sup>\*1</sup> 重力波のデータ解析では、観測データに対して理論計算で予言された重力波波形(テンプレートと呼ばれる)との相関を取り、重力波の検出や重力波源の特定を行う。<sup>8)</sup>

<sup>\*2</sup> 真空のアインシュタイン方程式は4次元座標のスケール変換に対して不変であり、その結果、今の場合には合計質量に対してスケール変換不変性が生じる。

<sup>\*3</sup> ここでブラックホールスピンとは、自転角運動量、質量をそれぞれ $J, M$ とした場合に、 $cJ/GM^2$ で定義される無次元量である。なお $G$ は重力定数を表す。

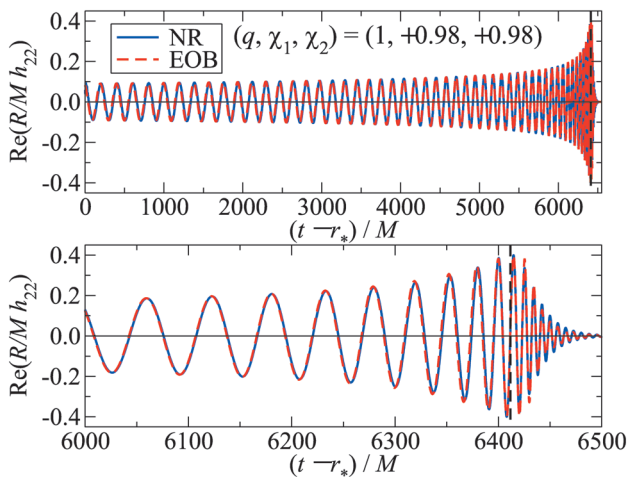


図1 スピンの大きさが共に0.98で、その向きが共に軌道面に垂直方向である場合の等質量の連星ブラックホール合体による重力波の波形。実線が数値相対論の結果を、点線がEOB法による結果を表す。縦に引かれた破線は、振幅最大時の時間を表す。上図が全シミュレーション結果を、下図が合体直前直後の結果を示している。横軸は遅延時間を、縦軸は軌道面に垂直方向から観測した場合の重力波の振幅を表す。 $M$ は2つのブラックホールの質量の和で、時間の単位は $GM/c^3$ である( $M$ が太陽質量の20倍ならば時間の単位は約0.0985ミリ秒)。 $R$ は、重力波源から観測者までの距離を表す。この図では約6,400 $GM/c^3$ までが公転軌道にある連星からの重力波を表し、それ以後が合体時の重力波を表す。合体後ブラックホールが誕生し定常状態に落ち着く過程で、減衰振動が特徴的な重力波が放射される(下図参照)。文献12から転載。

精度良い計算を行えば、高精度の重力波波形を得ることができる。そのような波形を多数、系統的に導出し、モデル化を行えば、それは重力波観測のデータ解析においてテンプレートとして利用できる。精度の良いテンプレートを構築することがこの分野の重要課題なのだが、そのような研究にもここ数年大きな進展があった。BuonannoとDamourが最初に提唱したEffective-one-body (EOB) 法と呼ばれる半解析的な手法は、ポストニュートン近似をベースにした現象論的2体問題モデル化法である。<sup>13)</sup> EOB法には、数値相対論で求めた波形との比較により決定しなければならないパラメータが複数存在するのだが、数値相対論の発展とともにそれらのパラメータが精度良く決められるようになり、テンプレート構築に展望が開けている。図1に文献12で発表された研究の一例を紹介する。この例では、スピンの大きさが0.98で共に軌道面に垂直方向を向いた等質量の連星ブラックホール合体による重力波の波形が示されている。連星が約26周公転運動し、その後合体し、最終的にスピンの大きさが0.95程度のブラックホールが誕生する場合の重力波である。実線が数値相対論で導出された重力波を表し、点線がEOB法による結果を表す。EOB法で、数値相対論の結果がよく再現できることが図1には示されている。

ブラックホールスピンの向きおよび軌道角運動量の向きが全く揃っていないと、連星は複雑な歳差運動を起こす。そのような場合、重力波の振幅は複雑なモジュレーションを起こすのだが、今後はこのような波形も精度良く再現することがテンプレート構築の課題である。

### 3. 連星中性子星の合体と観測的予言

連星中性子星も2つの大質量恒星からなる連星の進化の結果、誕生すると考えられている。連星ブラックホールの発見例は未だないが、連星中性子星はわれわれの銀河系内において、候補も含めれば10例ほど電波観測を通じて観測されている。そのうち6例は確実に連星中性子星だと考えられており、またコンパクトな軌道半径を持つ。<sup>14)</sup> そのためこれらは、宇宙年齢よりも十分に短い時間内に、重力波放射の結果、合体すると予想されている。

上で述べた6例は観測された電波パルスの詳細解析により、質量が正確に測られている。合計12個の中性子星は驚くほど質量が一樣で、すべて太陽の1.23倍から1.44倍の間にある。特に、太陽の1.30~1.35倍付近に質量を持つものが多いため、連星中性子星における中性子星の典型的な質量は、その程度だと考えられている。

連星中性子星も連星ブラックホールと同様に、重力波放射とともに軌道半径を縮め、やがて合体する。合計質量が仮に太陽の2.7倍とすれば、軌道半径が約700kmのときに放射される重力波の周波数が10Hzになり、それよりも小さな軌道半径では周波数が10Hz以上になるので、LIGOやKAGRAで観測可能になる。軌道半径が約700kmになって以後約15分が経過し、重力波の周波数が1kHz程度になるときに合体が始まる。この合体前15分間と合体後の重力波を正確に予言することが、重力波検出計画において理論研究者に求められている。

重力波源という側面のみならず、連星中性子星の合体は、継続時間の短いガンマ線バーストや、可視光線や赤外線を10日間ほど放射する突発的天体の源<sup>15)</sup>としても有力視されている。これらの現象を予言するためにも、数値相対論は重要である。この目的のためには、詳細な物理モデル化を行いながら数値相対論的シミュレーションを行う必要がある。例えば、ガンマ線バーストは、ブラックホール周りに高温・高密度の降着円盤が誕生し、そこから放射される大量のニュートリノの対消滅が起源で起こるとい説や、あるいはブラックホール周りの磁気流体過程によって起こるとい説が有望視されている。これらの仮説を確かめるには、ニュートリノ放射や磁気流体過程を考慮したシミュレーションが不可欠になる。中性子星が存在するので、当然、中性子星物質を正確に表す状態方程式も用いなければならない。

中性子星を調べる場合に常に問題になるのは、その状態方程式が正確に判っていないことである。最近発見された、質量が太陽の約2倍の中性子星<sup>16)</sup>を説明するには、状態方程式が高密度で高い圧力を持つことが必要であり、一定の制限が状態方程式に課される。しかし、中性子星の半径に対する情報が不足しているため、未だに制限は不十分である。つまり多数の状態方程式「候補」が存在するのだが、どれが正しいのか判らないので、連星中性子星の合体に対しては、もっともらしいものを系統的に多数用いてシミュ

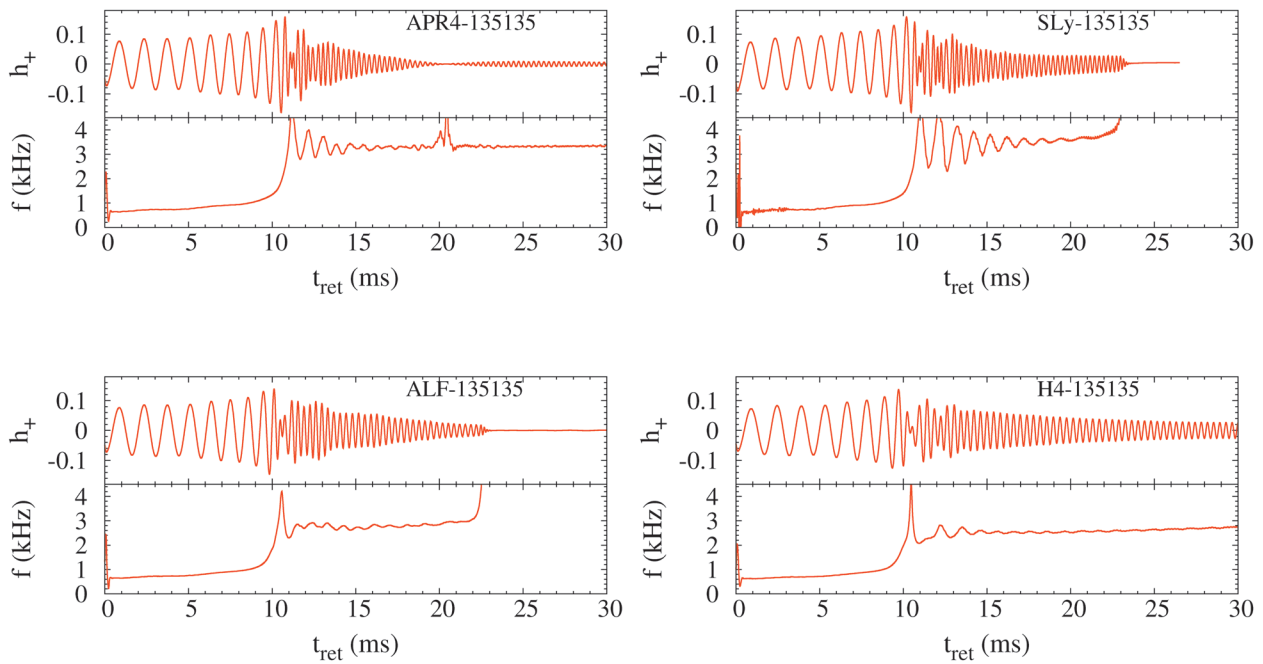


図2 全質量  $M$  が太陽の2.7倍の等質量の連星中性子星合体による重力波の波形と周波数の時間変化。横軸が遅延時間を、縦軸が軌道面に垂直方向から観測した重力波の振幅に観測者までの距離を掛けて  $GM/c^2$  で割った量 (上図) および周波数 (下図) を表す。全てのモデルで  $M=2.7$  太陽質量だが、状態方程式が異なる。状態方程式は図の右上に表示 (APR4, SLy, ALF, H4 が状態方程式を表す。各々の状態方程式に対して1.35太陽質量の中性子星の半径は約11.1 km, 11.4 km, 12.5 km, 13.6 kmである)。いずれのモデルでも約10 ms までが公転軌道にある連星から放射される重力波を表し、その後が合体後誕生する大質量中性子星による重力波を表す。大質量中性子星からの重力波はいずれも準周期的に放射されるが、その特徴的周波数が状態方程式に依存する。(連星ブラックホール合体の場合と全く異なることにも注目。) なお状態方程式がSLyとALFの場合には、合体後10 ms程度経過した後にブラックホールが誕生している。文献17より転載。

レーションを実行しなくてはならない。したがって多くのシミュレーションが必要になる。

連星中性子星の合体に対しては2つの方向に研究が進んだ。1つは、ニュートリノ放射や磁気流体過程はとりあえず無視して、現実的な状態方程式だけを考慮して合体前から合体直後に至るまでのシミュレーションを実行し、重力波の波形や合体直後に誕生する天体の状態方程式依存性の解明を目指す研究で、もう1つはガンマ線バーストなど合体後起こりうる現象に注目し、ニュートリノ放射や磁気流体過程を可能なかぎり現実的に考慮する研究である。

前者に関して、われわれのグループは過去数年間にわたりしつこく研究し理解を深めたので、ここで簡単に紹介したい。最近の研究で判った最も重要な知見の1つは、観測事実と無矛盾な現実的な状態方程式を仮定すると、典型的な質量(質量の総和が太陽の2.7倍程度)の連星中性子星が合体する場合、即座にブラックホールになることはなく、まず大質量の中性子星が新たに誕生することである。誕生する大質量中性子星は、その後、重力トルクや磁気流体的な角運動量輸送効果の結果、角運動量を外層に運ぶため回転による遠心力を弱め、最終的にブラックホールへ重力崩壊すると予想されるが、それでも自身の自転周期や振動周期(1ミリ秒程度)よりも十分に長時間(数10~数100ミリ秒程度)安定に存在できる。

この合体描像においては、重力波観測に関して2つの注目すべきフェーズが現れる。1つは合体直前のフェーズで、もう1つは合体後大質量中性子星が進化するフェーズであ

る。どちらのフェーズで放射される重力波の波形も中性子星の状態方程式に強く依存する。合体直前の連星からの重力波が状態方程式に依るのは、公転軌道運動が中性子星の半径に依存するからである。これは、近接連星では星がお互いからの潮汐相互作用により変形し、その結果歪んだ星が作り出す重力場が質点の場合と異なることによる。ここで半径の大きな星の方が歪み易く、潮汐効果による変更をより大きく受ける。したがって、この効果の度合いが重力波観測で決定できれば、中性子星の状態方程式に制限を課すことができる。

合体直後に誕生する大質量中性子星からの重力波の波形も状態方程式に強く依存する。これは、大質量中性子星がケプラー回転速度程度で自転し、それに付随して重力波が放射されることと、自転周期がその半径に強く依存することによる(よって、放射される重力波の周波数は、近似的に、半径の3/2乗に反比例する)。図2に、質量は全く同じだが、異なる状態方程式を持つ連星中性子星の合体後に誕生する大質量中性子星からの重力波の波形と振動数を示す。<sup>17)</sup> 連星ブラックホール合体の場合と異なり、基本的には準周期的な重力波が放射されるが、状態方程式によってその周波数が2~3.5 kHzの範囲で大きく異なる(中性子星の半径が大きい場合の方が低周波数になる)。このkHz帯重力波が検出され、その周波数が特定できれば、中性子星の状態方程式に強い制限を課すことができるであろう。

高エネルギー天体現象の説明を視野に入れたシミュレーションも発展した。特にニュートリノ輻射輸送を考慮した

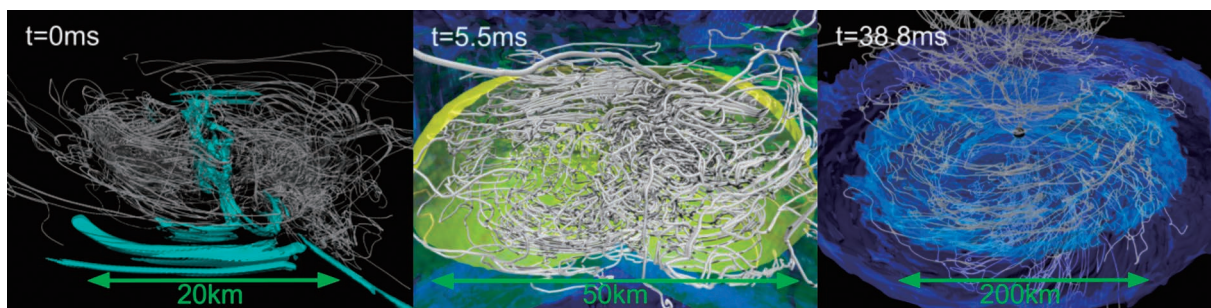


図3 連星中性子星の合体に対する高解像度磁気流体計算の結果。(左)連星中性子星合体時の磁場強度と磁力線。水色はケルビン・ヘルムホルツ不安定性により急激に磁場が増幅した(磁場強度 $10^{15.6}$ ガウス以上の)領域を、白線は磁力線を表す。(中央)合体後5.5ミリ秒の密度場の等値面と磁力線(白線)。黄色= $10^{14}$  g/cm<sup>3</sup>, 緑= $10^{12}$  g/cm<sup>3</sup>, 青= $10^{10}$  g/cm<sup>3</sup>を表す。合体後誕生した大質量中性子星の差動回転により、磁場が回転方向に捻られつつ、回転磁気流体不安定性により乱れた磁場が生まれる様子が示されている。(右)合体後38.8ミリ秒の密度場等値面と磁力線(白線)。青= $10^{10.5}$  g/cm<sup>3</sup>, 紺色= $10^{10}$  g/cm<sup>3</sup>を表す。中心部にはブラックホールが存在し、その周りに太陽質量の5%程度の質量の、強く磁化された降着円盤が存在する。文献22より転載。

数値相対論の発展に関しては、関口の寄与が大きい。彼のコード開発のおかげで、連星中性子星の合体のみならず、ブラックホール・中性子星連星の合体や大質量星の重力崩壊によるブラックホール形成などに対して、現実的問題設定の下での研究ができるようになった。<sup>18)</sup> これに関しては最近の物理学会誌において自身で紹介しているので、ここでは割愛する。<sup>19)</sup>

連星中性子星が合体すると、太陽質量の1%程度の物質が飛び散る可能性がある。この飛び散る物質(エジェクタ)は可視光線や赤外線を高光度で放射し得るので、光学望遠鏡で観測できる可能性があり、それが重力波の電磁波対応天体になるのではと最近注目を集めている。この現象に対する数値相対論研究も最近活発に行われているが、これに関しては久徳と仏坂によって解説記事が書かれたので、参照していただければと思う。<sup>15)</sup>

エジェクタは突発的電磁波光源という側面以外にも、 $r$ 過程重元素(例えば金、銀、プラチナ、ウラン)の起源としても注目を集めている。これらの重元素は中性子過剰な環境下で重元素の急速な中性子捕獲過程( $r$ 過程)を経て生成されたと考えられているが、そのような環境を作り出す起源天体は未だに謎である。これまでは超新星爆発が生成源だと思われてきたが、最新の理論計算はこの説に対してあまり肯定的ではない。<sup>20)</sup> 質量数が195付近の重い元素を作るのが難しいからである。連星中性子星の合体はこれに代わって注目を集めている。実際、中性子星の状態方程式がある種のクラスであれば、連星中性子星の合体によるエジェクタで $r$ 過程重元素を量的にも組成比的にも、うまく説明でき得るという研究結果が最近発表された。<sup>21)</sup> この研究でも、関口の開発した数値相対論的輻射流体コードが活躍している。なお、この方面の研究は物理過程をより精密化し、計算解像度を向上させながら発展中である。

磁気流体計算に関してもスーパーコンピュータの発展とともに、物理的な効果を取り入れたシミュレーションが可能になり始めた。磁気流体計算で鍵となるのは高解像度である。なぜならば、磁気流体では様々な不安定性や磁場増幅機構が存在するが、系のスケールに比べて特徴的な波長

がはるかに短いものが多く、十分な解像度を保証しないと物理的に正しいと言えるシミュレーションが実行できないからである。これに関しては現在稼働中の京コンピュータから恩恵を受けた。図3に木内が開発した多並列計算用コードで行った、一般相対論的磁気流体シミュレーションの結果を示す。<sup>22)</sup> この例では、これ以前のシミュレーションよりも約20倍の全メッシュ数を用いたシミュレーションが実行されている。その結果、これまでその役割が不明瞭であったケルビン・ヘルムホルツ不安定性や磁気回転不安定性の合体における定性的な役割が解明された。ただし、この計算でも解像度が十分なわけではなく、さらに高解像度の計算が必要であるが、現実的計算への一里塚となるような計算がついに可能になったことが重要である。

#### 4. まとめと展望

本記事で述べたように、数値相対論は過去10年の間に大きく発展した。今後は数値相対論によって予言された重力波の波形や電磁波の光度曲線が観測に利用され、重力波の検出、ガンマ線バーストの正体の解明、新たな天体の発見などに応用されることが期待される。これらが達成されたときに初めて、数値相対論が物理学の一分野として確立されたと言えるようになるだろう。そのために、さらに研究を推進し、定量的により詳しい研究を進める必要がある。

理論研究分野としての数値相対論には、まだまだ課題がある。課題の一番は、より精密な輻射輸送効果を組み込んだ流体計算を可能にすることである。高温・高密度物質内のエネルギー輸送過程として、ニュートリノの役割は非常に重要である。その放射、吸収の効果を近似的に取り扱うことは可能になったが、より正確に取り扱うには、実空間、運動量空間の両方の輻射分布を考慮するために、ボルツマン方程式を解かなくてはならない。これを実行するには、6次元位相空間に対する偏微分方程式を解く必要がある。そのため、精度良い数値計算には現状の計算機資源を遥かに超えた資源が必要になり、今のところだれも手をつけようとしていない。しかし、計算機の進歩は速く、近い将来6次元問題を解くことも可能になると予想される。それに

備えて、今後この方面に努力をつぎ込む必要がある。

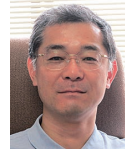
数値相対論を重力研究の様々な分野に応用することも課題である。例えば、AdS/CFT 対応の研究が大流行りであったが、これに数値相対論を応用するような発展も始まりつつある。<sup>23)</sup> 他にも高次元重力理論,<sup>24)</sup> 一般相対論以外の重力理論,<sup>25)</sup> 宇宙論<sup>26)</sup> などで数値相対論が用いられてもよい。こういう新たな分野に数値相対論を拡大させていくことは課題と同時に楽しみなことでもある。

### 参考文献

- 1) 柴田 大: 日本物理学会誌 **61** (2006) 332.
- 2) T. Nakamura: Prog. Theor. Phys. **65** (1981) 1876.
- 3) T. Nakamura, K. Oohara and Y. Kojima: Prog. Theor. Phys. Suppl. **90** (1987) 1.
- 4) 中村卓史, 山崎 了: 日本物理学会誌 **60** (2005) 271.
- 5) M. Shibata: Phys. Rev. D **60** (1999) 104052; M. Shibata and K. Uryu: *ibid.* **61** (2000) 064001.
- 6) F. Pretorius: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 121101.
- 7) M. Campanelli, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 111101; J. G. Baker, *et al.*: *ibid.* **96** (2006) 111102.
- 8) 例えば, 柴田 大: 日本物理学会誌 **53** (1998) 581.
- 9) L. Blanchet: Living Rev. Relat. **17** (2014) 2.
- 10) スペクトル法については, 例えば以下の文献に詳しい, 石岡圭一『スペクトル法に数値計算入門』(東京大学出版会, 2004).
- 11) G. Lovelace, M. Boyle, M. A. Scheel and B. Szilagy: Class. Quantum Grav. **29** (2012) 045003.
- 12) A. Taracchini, *et al.*: Phys. Rev. D **89** (2014) 061502.
- 13) A. Buonanno and T. Damour: Phys. Rev. D **59** (1999) 084006.
- 14) 例えば, D. R. Lorimer: Living Rev. Relat. **11** (2008) 8.
- 15) 久徳浩太郎, 仏坂健太: 日本物理学会誌 **69** (2014) 319.
- 16) P. Demorest, *et al.*: Nature **467** (2010) 1081; J. Antoniadis, *et al.*: Science **340** (2013) 1233232.
- 17) K. Hotokezaka, *et al.*: Phys. Rev. D **88** (2013) 044026.

- 18) Y. Sekiguchi, K. Kiuchi, K. Kyutoku and M. Shibata: Prog. Theor. Exp. Phys. **01** (2012) A304.
- 19) 木内建太, 関口雄一郎: 日本物理学会誌 **67** (2012) 560.
- 20) 例えば, S. Wanajo: Astrophys. J. **770** (2013) L22.
- 21) S. Wanajo, Y. Sekiguchi, *et al.*: Astrophys. J. **789** (2014) L39.
- 22) K. Kiuchi, K. Kyutoku, Y. Sekiguchi, M. Shibata and T. Wada: Phys. Rev. D **90** (2014) 041502(R).
- 23) H. Namtilan, F. Pretorius and S. G. Gubser: Phys. Rev. D **85** (2012) 084038.
- 24) 例えば, M. Shibata and H. Yoshino: Phys. Rev. D **81** (2010) 104035.
- 25) 例えば, M. Shibata, K. Taniguchi, H. Okawa and A. Buonanno: Phys. Rev. D **89** (2014) 084005.
- 26) 例えば, C. Yoo, H. Okawa and K. Nakao: Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 161102.

### 著者紹介



柴田 大氏: 専門は宇宙物理学理論。数値相対論を用いて, さまざまな強重力現象を研究している。

(2014年5月19日原稿受付)

### Development of Numerical Relativity

Masaru Shibata

abstract: Numerical relativity is the unique tool to theoretically clarify the nature of dynamical and general-relativistic phenomena such as black-hole formation and merger of neutron-star binaries. In the past decade, appreciable progress has been achieved in this field, and in particular, details of the merger process of binary neutron stars and binary black holes and associated emission process of gravitational waves have been clarified. In this article, we describe the latest progress in this field and touch briefly on the future perspective.

## 応用物理 第84巻 第2号 (2015年2月号) 予定目次

### 解説

電子線で励起する光ナノイメージング……川田善正, 居波 涉  
電子顕微鏡による層状遷移金属ダイカルコゲナイドの構造評価  
……末永和知, 林 永昌

### 最近の展望

磁気スキルミオンのトポロジカル物性と機能  
……十倉好紀, 永長直人  
ディスプレイ用途を超える液晶の利用の可能性……河村希典  
研究紹介

ホログラフィックスキヤナとホログラフィックプロジェク  
ション技術……下馬場朋祿  
透明で柔軟なオールカーボン電子デバイス……大野雄高  
窒化ニオブ薄膜を用いたマイクロ波カインティックインダク  
タンス検出器……齊藤 敦  
超電導磁気軸受によるフライホイール蓄電装置の開発  
……荒井有気

基礎講座: 分光測定のコツ……佐藤勝昭  
ココだけのハナシ: プロジェクト失敗にもかかわらず  
マネージャーに昇進……村上正紀  
ホットひととき: 電解質で有機半導体を光らせる: 電気化学  
発光セル……坂上 知  
Inside Out: スピード変化のシンガポール……江田剛輝  
応物系スタートアップ: 夢に命をかけて……住村和彦  
支部だより: 中国四国支部活動の特色と今後の発展……只友一行  
Student Chapter だより: 応用物理学会学生チャプターは,  
暗い部屋に集まってソソソ活動しているわけじゃない!  
……桶谷亮介  
連載: 科学を詠む②……松村由利子  
Science As Art: 氷晶, レーザーで咲く  
……河野達也, 細川陽一郎



安藤恒也 (JPSJ編集委員長)

## カーボンナノチューブ中にハルデン磁性体を作製

カーボンナノチューブは炭素原子のみからなるナノ炭素材料であり、その構造はグラファイト層(1層のものはグラフェンと呼ばれる)を丸めてつなぎ合わせたもので表され、基礎及び応用研究の両方で大変関心が持たれている。層の数が一枚だけのものを単層カーボンナノチューブ(SWCNT: Single-Wall Carbon Nanotube)と呼ぶ。SWCNTは小さな分子1個から数個程度の直径に対応するトンネル状の一次元空洞を持ち、この空洞内に分子や原子を入れると、興味深い様々な性質を持つワイヤー状の物質が作れる。例えば、金属、誘電体、磁性体、熱電変換材料などのナノワイヤーを作ることができ、応用上も重要な物質になると考えられている。本研究では、SWCNT内部に酸素分子を充填させ、その酸素分子の集合全体が一つの状態になって現れる新しい磁性体の作製に成功した。

酸素分子はスピン量子数( $S$ )が1の磁性を有する唯一の等核二原子分子である。細い直径のSWCNT内部では酸素分子が1列(一次的)に配列することが古典分子動力学の計算で予想され、また、図1に示す配列の場合、酸素分子間には反強磁性的な相互作用が働くことが理論予想されていた。

従って、 $S=1$ を持つ一次元反強磁性体が、SWCNT中の鎖状に配列した酸素分子でできることが予想された。 $S=1$ の一次元(ハイゼンベルグ)反強磁性体は別名ハルデン磁性体とも言われ、量子多体効果により非磁性のシングレット基底状態とトリプレットの励起状態の間にエネルギーギャップ(ハルデンギャップ)を持つことが1983年に米国のF. D. M. Haldaneによって理論的に予想され、80年代後半から90年代にかけて理論、実験共に精力的に研究がなされた。実験の分野では、主にニッケルイオン( $Ni^{2+}$ )が三次元結晶内で鎖状に強く結合した化合物において様々な

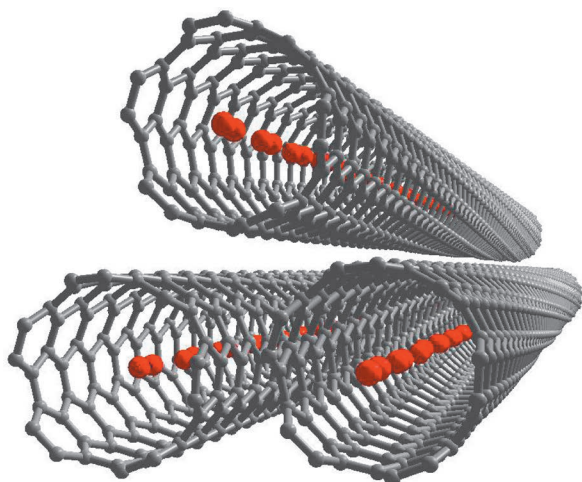


図1 単層カーボンナノチューブ中に酸素分子が配列した様子。

測定手法で研究がなされ、ハルデンギャップの存在の検証と非磁性の基底状態(ハルデン状態)がValence Bond Solid (VBS)状態に近いものであることがわかった。

本研究では、大阪大学の強磁場施設でSWCNT中に配列した酸素分子の帯磁率と磁化が測定され、数値計算結果と比較することによりハルデン磁性体ができていることを明らかにした。図2には磁場中の磁化過程の実験値(実線)と計算値(破線)を示しており、かなり良い一致が見られている。

この研究成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2014年11月号に掲載された。

配列したナノ空間にいろいろな分子や原子を内包させて、バルクでは現れない新しい機能を持った材料を作り出す研究が現在盛んに行われている。しかしながら、SWCNTのナノ空間に磁性分子を内包して一次元の磁性体(磁性ナノワイヤー)の作製に成功したのはこれが初めてである。この研究は、スピンにより情報を伝達・制御するスピントロニクス材料の開発に繋がるかも知れない。

## 原論文

Haldane State Formed by Oxygen Molecules Encapsulated in Single-Walled Carbon Nanotubes

M. Hagiwara, M. Ikeda, T. Kida, K. Matsuda, S. Tadera, H. Kyakuno, K. Yanagi, Y. Maniwa and K. Okunishi: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 113706.

〈情報提供: 萩原政幸(大阪大学大学院理学研究科附属

先端強磁場科学研究センター)

真庭 豊(首都大学東京大学院理工学研究科)〉

## News and Comments

Spin  $S=1$  Heisenberg Chain Designed by Oxygen Molecules  
T. Masuda: JPSJ News Comments **11** (2014) 16.

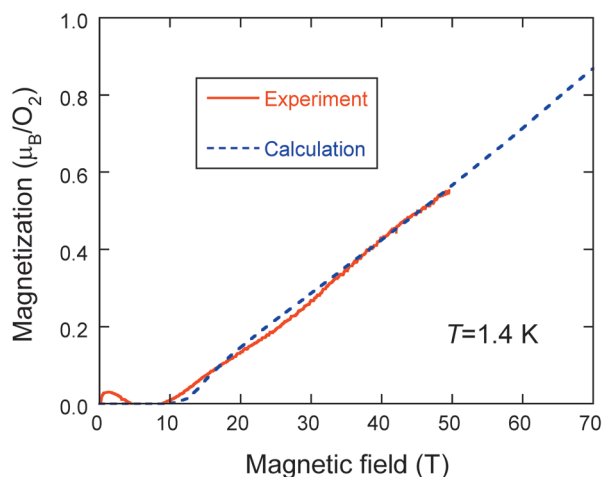


図2 単層カーボンナノチューブ中の酸素分子の強磁場磁化過程。

## SmPt<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>で見出された「無秩序磁気モーメントを含む磁気秩序状態」

希土類イオンを含む金属間化合物の多彩な振る舞いは、主に、伝導電子を媒介として4f電子が持つ磁気モーメントをそろえようとするRKKY相互作用と、その磁気モーメントを伝導電子スピンの遮蔽し非磁性一重項状態を形成しようとする近藤効果の拮抗により説明されてきた。前者が優勢であれば磁気秩序が現れ、後者が前者に打ち勝つと、f電子が伝導電子との混成を通じて遍歴性を獲得し、大きな準粒子有効質量を持って結晶中を動き回る「重い電子状態」が現れると理解されている。このようなf電子系の状態を温度と混成強度をパラメーターにしてグラフ化したドニアック相図は、この状況をうまく表現している。しかし、現実の物質は、結晶構造の多様性が示すように複雑であり、ドニアック相図で無視されている要素を取り込んで多彩な現象の理解を系統的に広げていくことは、f電子強相関電子系の物理において今後の重要な課題であろう。

最近、首都大学東京大学院理工学研究科の研究グループは、SmPt<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>の単結晶育成に成功し、その低温磁性を初めて明らかにした。その中で最も注目すべき点は、上述のドニアック相図に現れる2つの相の性質を合わせ持つ、ハイブリッド型の反強磁性秩序状態（転移温度はT<sub>N</sub>=5 K）の発見である。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2014年11月号に掲載された。

SmPt<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>は、体心正方晶型の結晶構造を持つ（図1（左）の内挿図）。常磁性状態において、磁場をc軸方向に印加した場合の磁化率χ<sub>c</sub>の温度依存はキュリーワイス則に良く従うが、a軸方向の磁化率χ<sub>a</sub>は温度依存をほとんど示さない。Smイオンが持つ磁気モーメントはc軸方向のみを向くことができる強いイジング性を持っていることがわかる。磁化率χ<sub>c</sub>が5 Kに小さなカusp構造を示すことから、これが反強磁性転移であることがわかる。しかし、反強磁性状態にある3 K以下で、再度、磁化率χ<sub>c</sub>がキュリーワイス則に従う温度依存を見せながら、温度降下と伴に上昇する振る舞いは異常である。イジング性を持つ従来型の反強磁性状態ならば、T=0でχ<sub>c</sub>=0となるように磁化率が減少するはずである。3 K以下のキュリー定数が常磁性状態の

70%であることから、同程度の割合のSm磁気モーメントが、反強磁性状態において十分に秩序化せず、揺らいだままになっているものと考えられる。さらに、低温における電子比熱係数は350 mJ/K<sup>2</sup>molに達しており、重い電子状態の形成を示唆している。この反強磁性状態に磁場を印加すると、メタ磁性を経て、磁場誘起相（図1（右）のII相：↑↓の単純な磁気構造を持つことが推測されている）へ移行するが、そこでは電子比熱係数が大きく減少する。

このような揺らぐ磁気モーメント（部分無秩序状態にある）を含む反強磁性状態がSmPt<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>に現れた原因として、Smイオン間に働く磁氣的相互作用の幾何学的フラストレーションの効果が考えられる。図1の内挿図が示すように、Smイオン間には複数の互いに拮抗する反強磁性的相関が働いている可能性が高い（類似した結晶構造を持つUPd<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>においても、フラストレーションに起因すると考えられる磁化率の低温上昇が観測されている）。

近藤効果とRKKY相互作用が拮抗する所に、さらに幾何学的フラストレーションが導入された三つ巴の系にはどのような強相関状態が発現するのかは、未解明の重要な問題である。実験的には、CePdAlやUNi<sub>4</sub>Bがその候補物質として研究されている。最近の求らの理論計算は、近藤効果により磁気モーメントが遮蔽され近藤一重項を形成したイオンと磁気秩序したイオンが、それぞれ互いに入れ子になる副格子を形成する可能性を示している。前者の「近藤副格子」においては、近藤効果により重い有効質量を獲得した準粒子の形成が期待できるだろう。SmPt<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>に現れた磁気秩序状態は、まさにこのような複合状態かもしれない。

### 原論文

Possible Existence of Partially Disordered Sm Ions in Magnetically Ordered State of Ising Magnet SmPt<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>: A Single Crystal Study

K. Fushiya, T. D. Matsuda, R. Higashinaka, K. Akiyama and Y. Aoki: J. Phys. Soc. Jpn. **83** (2014) 113708.

〈情報提供：伏屋健吾（首都大学東京大学院理工学研究科）  
松田達磨（首都大学東京大学院理工学研究科）  
青木勇二（首都大学東京大学院理工学研究科）〉

### News and Comments

Order Having Disorder in a New Samarium Compound

R. Shiina: JPSJ News Comments **11** (2014) 15.

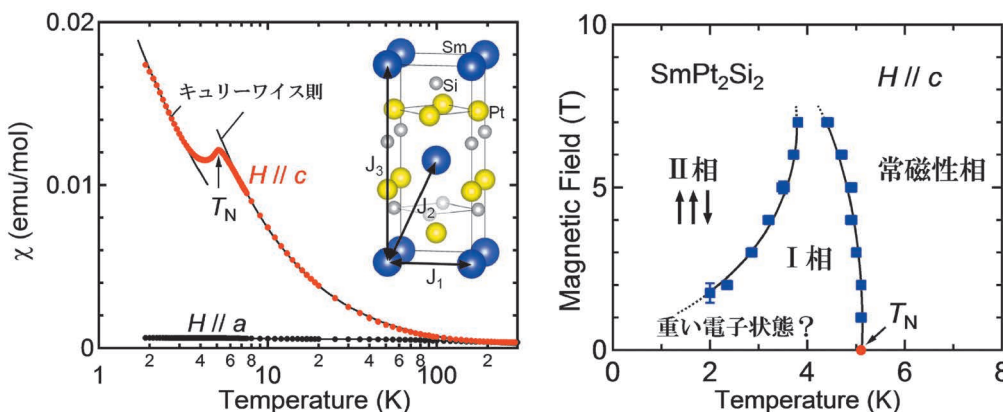


図1（左）SmPt<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>の磁化率の温度依存性。結晶構造を内挿図として示す。（右）c軸方向に磁場を印加した場合の磁場-温度相図。

## 2重遅延モデルを用いたクラリネットのレジスターホールの解析

管楽器は、共鳴管と呼気を吹き込み音波を励起するのに使われる歌口(マウスピース)からなる楽器である。歌口にバルブ機能を持つリードと呼ばれる一枚または二枚の葦片を取り付けた楽器を、リード木管楽器と言う。特に、一枚のリードを持つ楽器をシングルリード木管楽器と言い、円筒管体を持つクラリネット属と円錐管体を持つサクソフォン属に分類される。管体には音孔が取り付けられ、それを開くことで実行管体長を変化させ、演奏に必要な種々の音を作り出す。クラリネットに注目すると、通常の音孔(半径2.5~6.0 mm)の他に、それらよりも径の小さなレジスターホールと呼ばれる音孔(半径約1.5 mm)が存在し、それを開くと3倍音(1オクターブと5度高い音)を出すことができる。レジスターホールが機能する音域は極めて広く、1オクターブ以上の音域で3倍音を出すことが可能である。歴史的には、18世紀初頭にドイツ人のデンナーが、シャリュモールと呼ばれる民族楽器にレジスターホールを含む複数のキーを取り付けることで演奏音域の拡大に成功したのがクラリネットの始まりと言われている。したがって、クラリネットはレジスターホールを取り付けた円筒管シングルリード木管楽器と言える。

管楽器の力学的な研究の歴史は過去数世紀にわたるが、1970年代のSchumacherやMcIntyreらの一連の研究により、管楽器の振舞いが非線形遅延方程式でよく記述されることが示された。<sup>1,2)</sup>クラリネットの場合、音波を励起するリードの付いた歌口部分が非線形振動系であり、管体内の反射はそれに作用する遅延フィードバックを作り出す。音孔の閉じた管体では開口端反射による遅延だけであるが、音孔を開くことで新たな遅延が加わる。したがって、クラリネットは、多重遅延系と考えることができる。一般に、遅延方程式系は多重アトラクター系である。クラリネットでは、共鳴管の基音や倍音等がそれぞれアトラクターとなる。与えられた演奏条件(吹き方)でそれらのどれが発振するかは簡単な問題ではない。特に、非線形性が強くなる方向

に演奏条件を換えるとアトラクターが分岐し準周期やカオスアトラクターが現れる。実際、井戸川らの人工吹鳴実験が示すように、クラリネットを含む管楽器は、極めて複雑な多重アトラクター系である。<sup>3)</sup>

最近、九州工業大学大学院情報工学研究院の研究グループは、クラリネットの機能を単純化した二重遅延モデルを用いてレジスターホールの機能の解析を行い、二重遅延系に共通する力学的な性質からクラリネットのレジスターホールの機能が理解可能であることを示した。この成果は、日本物理学会が発行する英文誌Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)の2014年12月号に掲載された。

図1に、本研究で用いられた円筒管に音孔(レジスターホール)を付けたクラリネットのモデルを示す。このモデルでは、音の高さの変化を(実行)管体長を変化させることで実現している。定在波では開口端と音孔の位置に波の腹が来るので、図1(a)の上図に示すような音孔と管体長の比が1:3の場合には3倍音が発振する。しかし、比が1:2, 1:4の場合には、音孔が要求する境界条件(矛盾した境界条件)を厳密に満たす定在波は存在しない。ところが、図1(a)の中図、下図に示すような音孔の径が小さい場合には、波の腹が音孔の位置からずれるにもかかわらず、3倍音の発振が維持される。比が1:4から1:2になると実行管体長が半分になり、周波数は倍になるので、音孔は1オクターブの音域でレジスターホールとして機能することになる。これが、クラリネットのレジスターホールの機能の概要である。しかし、図1(b)に示すように、音孔の径が大きくなると、音孔がより厳密な境界条件を要求するので、比が1:3の場合には3倍音が発振するが、比が1:2または1:4になると開口端と音孔の2つの境界条件を近似的に満たす高次の奇数倍高調波が発振する。したがって、大きな径の音孔はレジスターホールとして機能しない。

図1(a)の上図に示すように、音孔と開口端はそれぞれ短い遅延 $t_1$ と長い遅延 $t_2$ を作り出すので、楽器の力学モデルは二重遅延系で記述できる。小さな径の音孔の場合、短い遅延の強度 $a_1$ は長い遅延の強度 $a_2$ と比べて小さいが、大

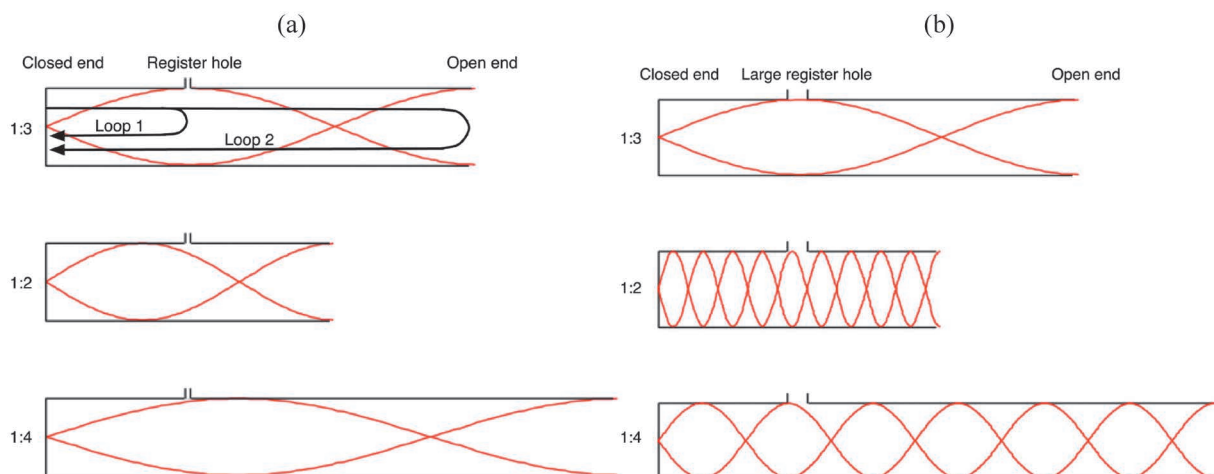


図1 音孔(レジスターホール)の付いた楽器のモデル。

きな径の音孔の場合は、強度比  $a_1/a_2$  が 1 に近くなる。本研究では、二重遅延系モデルの安定解析を行い、上で述べた直感的説明に、理論的な根拠を与えている。強度比  $a_1/a_2$  が 1 に近い場合には、矛盾した境界条件を与えると高次奇数倍高調波が発振する。これは、二重遅延を持つ光学共振器の場合でも見られる極めて一般的な現象である。<sup>4)</sup> 強度比  $a_1/a_2$  を小さくして行くと、ある特定の領域で、3 倍音が  $2 < t_2/t_1 < 4$  の範囲で発振する。このとき、モデルのパラメータを現実の楽器に近いものに設定するとレジスターホールの機能を再現する結果が得られる。したがって、本研究の成果はレジスターホールの機能の基本的な説明となると考えられる。実際のクラリネット等の楽器は、多数の音孔を持つので多重遅延系と考えられる。より現実的な多重遅延モデルでも同様な結果が得られるかが今後の課題と考えられる。

#### 参考文献

- 1) R. T. Schumacher: *Acustica* **48** (1981) 71.
- 2) M. E. McIntyre, R. T. Schumacher and J. Woodhouse: *J. Acoust. Soc. Am.* **74** (1983) 1325.
- 3) T. Idogawa, T. Kobata, K. Komuro and M. Iwaki: *J. Acoust. Soc. Am.* **98** (1993) 540.
- 4) K. Ikeda and M. Mizuno: *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 1340; M. Mizuno and K. Ikeda: *Physica D* **36** (1989) 327.

#### 原論文

Mode Selection Rules for Two-Delay Systems: Dynamical Explanation for the Function of the Register Hole on the Clarinet

K. Takahashi, K. Goya and S. Goya: *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** (2014) 124003.

〈情報提供：高橋公也（九州工業大学大学院情報工学研究院）〉

#### News and Comments

The Mechanism of the Register Key of the Clarinet

T. Mizuguchi: *JPSJ News Comments* **11** (2014) 17.

ここでは日本物理学会が発行している *Journal of the Physical Society of Japan (JPSJ)* の論文で 2014 年 9 月に掲載可となった中から 2014 年 10 月の編集委員会が選んだ "Papers of Editors' Choice" (JPSJ 注目論文) を紹介しています。なお、紹介文は物理学会のホームページの「JPSJ 注目論文」でも公開しています。論文は掲載から約 1 年間は無料公開しています。また、関連した話題についての解説やコメントが JPSJ ホームページの「News and Comments」覧に掲載される場合もありますので、合わせてご覧下さい。JPSJ 編集委員会では物理学のあらゆる分野の興味深い論文を「注目論文」としてこの欄で紹介したいと思っています。物理学会会員からの JPSJ への自信作の投稿を期待します。

### 物理教育 第 62 巻 第 4 号 (2014) 目次

#### 査読論文

#### 研究報告

レーザー光を用いた結晶面間隔の測定とその教材化…田中謙介  
パイプ 2 本で作る摩擦起電器…鈴木公夫  
常磁性磁化率を測定する簡便な実験教材の開発…伊丹芳徳、他  
部分設問群を用いた和訳版 FCI の定量的な妥当性評価  
……………谷口正明, 安田淳一郎

論説：マクスウェル方程式の解釈について……………菅野礼司

#### 研究短報

簡単な積算電力計の製作……………東 徹, 中嶋大貴  
気柱共鳴の実験の注意点……………本弓康之

#### 企画

#### 若手教師の声

表現の工夫, 四苦八苦……………福田宙也  
なぜ, 高校物理の授業で実験をしなかったか省察する  
……………佐藤革馬  
積極的な理工系生徒を育てるために……………八尋博士

#### 海外の動向

GIREP と GIREP-MPTL 2014 ……………大野栄三  
物理教育国際会議 2014 参加報告 ……………安田淳一郎, 種村雅子  
《近畿支部特集》

特集にあたって：物理学の理論構成……………中田博保  
物理学の理論構成—各分野の論理と相互関係について—  
……………菅野礼司, 南原律子

#### 大会報告

第 31 回物理教育研究大会 (東京) 報告……………鈴木 勝  
2014 年度 日本物理教育学会 評議員会報告 ……………岸澤眞一  
ワンポイント

風力発電……………編集委員会, A  
槍投げ……………編集委員会, A  
棒高跳び……………編集委員会, A  
100 メートル競走……………編集委員会, A  
磁場を身体で感じられるか……………村尾美明

## 2014年秋季大会 シンポジウムの報告

## 領域委員会

([A] 登壇者氏名 [B] 報告)

## 素粒子実験領域, 素粒子論領域「HL-LHC: ハドロンコライダーの将来と技術革新」 吉岡瑞樹 (九州大)

[A] はじめに (徳宿克夫: KEK), Higgs 物理で HL-LHC に期待すること (津村浩二: 京大理), HL-LHC での Higgs 研究 (江成裕二: 東大・素粒子センター), Magnet Challenge (中本健志: KEK・低温センター), Computing Challenge (中村智昭: KEK・計算センター), Tracking Challenge (田窪洋介: KEK 素核研), Triggering Challenge (堀井泰之: 名古屋大), Beyond SM at HL-LHC (松本重貴: 東大数物), HL-LHC 実験の展望 (花垣和則: 大阪大)

[B] LHC は 2012 年のヒッグス粒子の発見の大きな成果を得たが, 今後 2015 年からの 13 TeV ランを経て, 2022 年頃からは年間積算ルミノシティを 10 倍にする HL-LHC が始まり, 2030 年代前半までエネルギーフロンティアのマシンとしての役割を担う. 日本のグループも加速器と ATLAS 実験のアップグレードに積極的に貢献していく. 2020 年台の素粒子物理は, ILC による電子・陽電子での Higgs 精密測定開始とともに, HL-LHC での包括的な新粒子探索とハドロンコライダーの利点を生かした Higgs の精密測定がエネルギーフロンティアでの両輪として進むことになる. 一方, 高輝度の LHC での実験は大きな困難があり, その克服の試みは, ハドロンコライダーだけでなく大きな技術革新への可能性も秘めている. このような背景をもとに, HL-LHC の意義を, 物理的側面と技術的な側面の両面から検討するシンポジウムとして企画した. 測定器の技術革新はもとより, 通常物理の議論をするときに見過ごされがちな, 加速器の磁石技術, 膨大な計算機の資源の活用法などでも, LHC によって大きく進展した点と, HL-LHC のために必要なさらなる発展方向に関して, 現場からの第一人者からの報告を受け, 改めて高エネルギー物理学が多くの最先端科学の集結のもとで成り立っていることが認識できるシンポジウムであった. 一方で, 質量約 125 GeV のヒッグス粒子が見つかったことと他の新粒子の徴候がないことの意味が, 色々な理論の側面から示され, 今後の実験からの情報がさらに重要になっていることが確認された.

ヒッグス粒子の発見を中心とした, これまでの成果は, 標準理論を超える物理の構図を考えるに大きな影響を及ぼす. 超ひも理論からのヒント等も考慮しながら, Higgs 機構の原理解明に関して活発な意見交換ができた.

## 宇宙線・宇宙物理領域, 素粒子論領域「原始重力波シンポ」 山口昌英 (東工大理工)

[A] はじめに (山口昌英: 東工大理工), B モード偏光から探る初期宇宙と素粒子理論 (高橋史宜: 東大理), 地上の CMB 偏光観測実験による原始重力波探索の現状と今後の展望 (長谷川雅也: KEK 素核研), 衛星による CMB 観測を用いた初期宇宙論探索 (松村知岳: ISAS/JAXA), 原始重力波直接検出への期待 (横山順一: 東大理ビッグバン), レーザー干渉計による原始重力波観測 (安東正樹: 東大理)

[B] BICEP2 による宇宙背景放射の B モード偏光に基づいた原始重力波の発見という報告以来, インフレーション中に生成された原始重力波への関心が非常に高まっている. BICEP2 による結果はまだ確立されておらず, 現在, PLANCK チームと共同で再解析が行われているが, その結果の如何に関わらず, 原始重力波は今後も探索していくべき重要な対象であり, 本シンポジウムでは, その理論的, 観測的な側面を議論した. 高橋氏は, 原始重力波と宇宙背景放射の非等方性の関係を解説した後, BICEP2 の結果が示唆するラージフィールド・インフレーションモデルについて議論した. 長谷川氏は, CMB 偏光観測について検出器の性質や測定手法について解説を行った後, 地上実験に特有な性質について説明を行った. また, POLARBEAR-2 や Ground BIRD 等の地上実験の今後の展望についても議論を行った. 松村氏は, 衛星実験と観測実験の違いを概観した後, Lite BIRD 等の将来実験について, その特性やノイズ除去法を説明し, 今後の展望を議論した. 横山氏は, 原始重力波研究の歴史的発展を概観した後, 干渉計を用いて短波長の重力波を検出することで, インフレーション後の宇宙の再加熱温度, つまりビッグバンの起こった時期を特定できることを説明した. 安東氏は, 干渉計実験の検出の原理を述べた後, 衛星実験, 地上実験それぞれのメリット, デメリットについて説明を行った. その上で, 原始重力波観測には 0.1 Hz から 1 Hz 帯の観測が良いことを説明し, DECIGO 計画について解説を行った.

## 宇宙線・宇宙物理領域「最高エネルギー宇宙線観測の拡張」 市村雅一 (弘前大院理工)

[A] はじめに (市村雅一: 弘前大院理工), 最高エネルギー宇宙線の現在の理解と次世代計画で期待されるサイエンス (高見 一: KEK), TA 拡張計画 (佐川宏行: 東大宇宙線研), Pierre Auger 観測所の拡張計画 (藤井俊博: シカゴ大), The Euso projects and Roadmap for Ultra-High Energy

Cosmic Ray Observation from Space (Marco Casolino : 理研), 低周波アレーアンテナ LOFAR の進展 (國吉雅也 : マックスプランク研), ニュートリノで探る超高エネルギー宇宙線起源—IceCube 実験の最新成果と将来構想 (吉田 滋 : 千葉大院理)

[B] 最高エネルギー宇宙線の観測においては, その起源を探るため, 到来方向異方性や化学組成の測定をより高精度で行うべく各実験グループで観測装置の拡張が計画されている. 本シンポジウムでは, 次世代の最高エネルギー宇宙線観測装置によって目指すサイエンスを明確にした上で, 検出器の拡張や新しい観測方法について議論した. まず, 高見氏にこの分野の現時点での理解を概観していただいた. また, 今後は特に異方性の測定が重要であり装置拡張による観測統計量の確保が必要なこと, ニュートリノや $\gamma$ 線などと連携した Multi-messenger approach が不可欠であることなどをお話しいただいた. 次に TA 実験について佐川氏から, これまでの4倍の面積へ Surface detector を展開する TA $\times$ 4 計画や低エネルギーへの拡張計画 TALE について講演があった. 続いて Auger 実験の様々な拡張計画について藤井氏よりお話しいただいた. また, 宇宙空間から最高エネルギー宇宙線を観測しようとする EUSO 計画について, カソリーノ氏からその準備状況, 今後の予定についてご報告いただいた. 國吉氏からは LOFAR 実験についてご講演いただき, アンテナアレイを用いた電波天文のテクニックや電波による高エネルギー空気シャワーの検出などについて非常に興味深いお話をうかがうことができた. 最後に吉田氏から, 高エネルギーニュートリノから最高エネルギー宇宙線について豊富で信頼性の高い情報が得られることや, IceCube 実験の最新の結果, 今後の拡張計画, 期待される成果についてお話しいただいた. 本シンポジウムのスライドは WEB で公開している. <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/JPSCR/>

### 領域3, 領域1, 領域11「対称性で守られたトポジカル (SPT) 相と量子エンタングルメント」

田中秋広 (物材機構)

[A] はじめに (田中秋広 : 物材機構), 1次元系の SPT 相と量子相転移 (押川正毅 : 東大物性研), 光格子中量子気体における単一格子レベルでの測定及び制御 (福原 武 : マックス・プランク研量子光学), フラストレートしたスピン1/2鎖における SPT 相とトポジカル相転移 (小野田繁樹 : 理研), フラストレート・スピン1/2鎖物質における螺旋秩序状態 vs スピンギャップ状態 (安井幸夫 : 明大理工), ボソンの整数量子ホール状態 (古川俊輔 : 東大理), 冷却イッテルビウム原子における SU(N) ハバードモデルの実現 (田家慎太郎 : 京大理), 一次元 SU(N) 冷却原子系における SPT 相の性質と秩序変数 (戸塚圭介 : 京大基研)

[B] 近年大きな注目を集めるトポジカル絶縁体は, 時間反転対称性がある初めて安定性が保証される物質相である. 『対称性に保護されたトポジカル相 (SPT 相)』は,

この【系に課された対称性→トポジカル相の創出】という図式を, バンド電子系を超えた物質系へ広く一般化する概念である. その分類や数学的特徴付けは極めて興味深い, SPT 相を擁する物質の特定や検出についての研究はまだ少ない. そこで今回, 磁性体や冷却原子系を具体的な対象とした SPT 相の研究を第一線で進める研究者に現状の報告をお願いした. 反強磁性鎖のハルデイン相を SPT 相の雛形として捉えられるという押川氏の解説に続き, 福原氏はボゾン・ハバード模型における SPT 相を特徴付ける非局所秩序を実験的に検出する手法を紹介した. 小野田氏と安井氏からは各々フラストレート磁性体における SPT 相の理論的同定・実験的検証についての報告があった. 古川氏からは一次元以上で数少ない SPT 相の具体例を確立する可能性を, 田家氏 (実験) と戸塚氏 (理論) からは SU(N) 冷却原子系の SPT 相創出の可能性を示唆する報告があった. 当日は三百人を超える来場者を得て盛況であった.

### 領域4, 領域7「原子層科学の現状と未来: 物理, 化学, 工学への展開」

加藤岳生 (東大物性研)

[A] はじめに (加藤岳生 : 東大物性研), 原子層モアレ積層系の理論 (越野幹人 : 東北大), グラフェン/h-BN における量子輸送現象 (町田友樹 : 東大生産研), 遷移金属ジカルコゲナイド原子層の成長と評価 (北浦 良 : 名大理), 原子層分子のボトムアップ有機合成 (依光英樹 : 京大理), グラフェンの CVD 成長と最近の展開 (吾郷浩樹 : 九大総合理工), 工業利用に向けたグラフェンの CVD 合成研究開発の動向 (長谷川雅考 : 産総研)

[B] 単層グラフェンの剥離法の発見以来, 原子層物質について基礎物性から応用研究まで非常に多くの研究が行われてきた. 近年では, 単一層の物性だけでなく, 複数の種類の原子層を積層させ, 新たな物性の探索が活発に行われるようになってきている. 本シンポジウムは, 最近激しい競争が展開されている原子層物質の合成とその物性評価について, 化学や応用研究まで含めた俯瞰的な視野から研究状況をまとめ, 今後10年間で重要となるであろう問題を整理することを主な目的として企画された. シンポジウムでは, 最初の趣旨説明の後, 物理, 化学, 工学の視点からそれぞれ2名の講演者が講演を行った. 物理の立場からは, 越野氏, 町田氏が積層原子系の輸送特性の理論・実験について, 化学の視点からは, 北浦氏, 依光氏が CVD 合成と有機合成という対照的な合成手法について, 工学の立場からは吾郷氏, 長谷川氏がグラフェンの CVD 合成と大量合成について, それぞれ講演を行った. 各講演では, 原子層が作り出す多彩な物性について多くの素晴らしい研究成果が紹介され, 改めてこのテーマの重要性を認識すると同時に, この分野の発展について思いを馳せずにはいられなかった. 多くの聴衆がこの新しい研究分野に興味をもっていただいたものと期待している. シンポジウムの参加者はおよそ90人程度であり, 各講演後は活発な質疑応答が行われた.

## 領域5, 領域3, 領域8, 領域1「光で制御する量子多体系・スピン系のダイナミクス」 三沢和彦(東農工大院工)

[A] はじめに(三沢和彦:東農工大院工), 光格子中の冷却原子集団のダイナミクス:多体応答と量子制御(得能光行:College de France Ecole Polytechnique), 固体量子系においてTHz電場・磁場の引き起こす多体応答(廣理英基:京大), 磁気超格子のスピンダイナミクスにおけるトポロジカル量子現象(進藤龍一:北京大), 熱流・光によって駆動されるスピンダイナミクスとスピン流生成(内田健一:東北大金研), レーザーによる磁性体の制御とレーザー誘起トポロジカル液体相の理論(佐藤正寛:青学大), 電場によるスピンダイナミクスの制御(関 真一郎:理研), まとめ(岡 隆史:東大工)

[B] 物質科学に欠かせないプローブとして役に立ってきた光は, 近年, 光電場の時間波形を任意に操作する技術が確立するに至った. 光の持つ高い制御性のために, 物質中のマクロな多体量子状態を操る道具として, 物性物理学の広範な分野に活躍の場を広げている.

本シンポジウムでは多体ダイナミクスをキーワードとして, 磁性, 冷却原子系, 電子系など幅広い凝縮系物性研究をまとめることで, アイデアの共有および新しい発見へとつなげることを目的とした.

本シンポジウムでは, マルチフェロイック物質における光誘起ダイナミクス, 光による磁性の制御, 磁性結晶におけるトポロジカルなマグノンバンド構造を利用した萌芽的な光物性研究, 超高速量子現象である量子スピン系のレーザー誘起ダイナミクス, などをテーマとして, 20代, 30代の成長著しい若手研究者を講演者に揃えた.

当日は会場が満席になるほどの聴講者を集め, 新しい光制御技術の系統的な理解に向けて活発な議論ができた. 光物性, 量子エレクトロニクス, 磁性, 強相関系の4分野をまたぐ従来にない広範な領域にわたって横断的に研究を総括でき, 大変有意義なシンポジウムとなった.

## 領域6, 領域4, 領域8「Odd-frequency pairing—current status—」 柏谷 聡(産総研)

[A] Introduction and background(田仲由喜夫:名大), Odd-frequency pairing in F/S junction(横山毅人:東工大), Odd-frequency pairing in ferromagnet junctions (Jason Robinson: University Cambridge), Odd-frequency pairing in p-wave superfluidity(東谷誠二:広島大), Odd-frequency pairing in Kondo lattice(星野晋太郎:東大), Experimental situation in Kondo lattice and relevant materials,(松林和幸, 東大物性研), Odd-frequency pairing in bulk system(楠瀬博明:愛媛大), Properties of Odd-frequency pairing(浅野泰寛:北海道大)

[B] 9月7日午後2時より5時半までBA会場にて開催されました. 同時進行で行われる類似シンポジウムの影響もあって, 出席者はおよそ100人ほどでしたが, 非常に熱気のこもった高いレベルの議論が行われました. はじめに田

仲由喜夫氏が奇周波数電子対の歴史および現在の理解に関してプレビューを行い, 近接効果として存在する奇周波数電子対と, バルクに存在する奇周波電子対の違いについて説明しました. 主に前半の4つの講演は前者の物理に対応し, 後半の3つは後者の物理に関連する内容であり, 最後に浅野氏が両者の対比についての重要な問題点の指摘を行いました. このように議論の流れがクリアであるため, 聴衆は何が今までわかってきており, 今残されている問題はどこなのかを極めて明確に理解することができたと思います. すべての議論が英語にて行われましたが, 特に滞りも無く, 外国人の参加者(10名弱)にも非常にフォローしやすいシンポジウムになっていました. 本シンポジウムの開催にご協力いただいた領域6の世話人および講演者に深く感謝いたします.

## 領域6, 素粒子論領域, 領域1, 領域4, 領域11, 領域12「量子渦の物理の最前線—超伝導・超流動から原子気体BEC・ポラリトン・液晶・素粒子論まで—」

坪田 誠(阪市大院理)

[A] はじめに(趣旨説明)(坪田 誠:阪市大院理(理論)), 原子気体BECにおける量子渦の動力学(笠松健一:近畿大理工), 素粒子物理における量子渦と多成分BECの渦輪(衛藤 稔:山形大理), 励起子ポラリトン超流動体における量子渦(斎藤弘樹:電通大先進理工), 超流動ヘリウム中の振動物体が生成する量子乱流と量子渦の放出(矢野英雄:大阪市大院理(実験)), 微小超伝導体中の量子渦糸構造(加藤 勝:大阪府大院工), 多バンド超伝導体の量子渦(前田京剛:東大院総合), 液晶の「量子渦」と乱流(竹内一将:東大院理)

[B] 量子渦は量子凝縮系を特徴付ける位相欠陥である. 超流動ヘリウムや超伝導の分野では, 量子渦は約50年前に発見され, 現在に至るまで低温物理学の主要テーマとして活発な研究が行われてきた. 近年は, 原子気体ボース・アインシュタイン凝縮体や励起子ポラリトン超流動体でも量子渦は実現・観測された. 本シンポジウムでは, 伝統的な超流動ヘリウム・超伝導の分野から, 原子気体ボース凝縮体, 励起子ポラリトン超流動体, 素粒子論(場の理論), ネマティック液晶に至るまで, 幅広い分野の第一線で活躍しておられる7人の方々に講演を行っていただいた. これらの系を共通に紡ぐ量子渦の物理, あるいは各系に固有の量子渦の物理が議論された. 広い会場が満席になるほどの多くの聴衆が参加され, 終止, 熱気に包まれた講演と活発な質疑応答が行われた. 会場には若い大学院生の姿も多数見られ, 物理を担う次世代にも十分アピールできたと思われる.

## 領域7, 領域5, 領域9「イメージング技術で探る分子性固体と有機導体のマイクロ-ナノ物性」

池本夕佳 (JASRI), 田島裕之 (兵庫県立大学),  
木下豊彦 (JASRI)

[A] はじめに (池本夕佳: JASRI), 放射光赤外分光による強相関系分子性導体の電子状態マッピング (佐々木孝彦: 東北大金研), 有機分子性結晶からのテラヘルツ電磁波発生を利用した強誘電ドメインの可視化 (貴田徳明: 東大新領域), 電子型の強誘電性を示す有機伝導体の分極ドメインイメージング (山本 薫: 岡山理科大), バイアスを印加したグラフェン材料のPEEMオペラント測定 (吹留博一: 東北大通研), AFMポテンシオメトリによる有機FET中バンド端プロファイルの評価 (中村雅一: 奈良先端大), STMによる磁性を持つ有機分子薄膜のスピン計測 (米田忠弘: 東北大多元研), まとめ (田島裕之: 兵庫県立大)

[B] 本シンポジウムでは, マイクロからナノメートルの空間分解能を持つ種々のイメージング技術を利用して, 分子性固体・有機導体のミクロな物性を明らかにする研究についての議論が行われた. 最近これらの物質における不均質な物性が注目を集めており, また, 応用上重要な情報が得られるオペラント測定についてもこれらの測定技術の寄与は大きい.

まず, 佐々木氏が赤外放射光を利用した分子性導体のマッピング測定について講演を行った. 電子状態の変化に伴う分子振動の波数シフトを利用して, 金属絶縁体転移近傍の温度で電子相関に起因して発現する相分離に関する研究が紹介された. 貴田氏, 山本氏のご講演は強誘電性を示す有機分子性結晶について, 強誘電ドメインを可視化する内容であった. 山本氏の手法は, 強誘電性の発現で反転対称性が破れることによって生じる非線形光学応答を利用したドメイン観測である一方, 貴田氏の手法は, この物質から放射されるテラヘルツ電磁波を利用したドメイン観測で, 分極の方向やダイナミクスの観測も可能である点に特徴がある. 吹留氏からは, 高周波デバイス材料として注目されるグラフェンについて, 実際のデバイス動作環境に近い状態でPEEM測定と3D nano-ESCA測定を行った成果が紹介された. 中村氏の講演は, 有機FETデバイスに電流を流した状態で測定したAFMポテンシオメトリの研究成果であった. 米田氏からは, 有機性分子のスピンを原子スケールで観測することができる, STMを利用したスピン検出法について紹介された.

以上のように様々なイメージング技術を利用して, マイクロからナノメートルまで種々のスケールで空間不均質性をとらえる研究が紹介され, 会場から活発な質疑応答が行われた. 今後の技術の相補利用と新たな研究の展開に期待する.

## 領域8, 領域3, 領域5「コバルト酸化物のスピンクロスオーバー現象の新展開」

沖本洋一 (東工大院理工)

[A] はじめに (沖本洋一: 東工大院理工), スピンクロスオーバー現象の歴史と現状 (浅井吉蔵: 電通大先進理工), スピン状態転移のダイナミクス-赤外分光・X線散乱の立場から (藤岡 淳: 東大工), 放射光を用いたスピン状態の観測 (中尾裕則: KEK-PF), 光誘起相転移とテラヘルツ応答 (岩井伸一郎: 東北大院理),  $\text{BiCoO}_3$ の基底高スピン状態と巨大自発分極 (東 正樹: 東工大応セラ研), スピン状態制御と熱電効果 (寺崎一郎: 名大理)

[B] 本シンポジウムは, 3価のCoイオンを含むスピンクロスオーバー酸化物におけるこれまでの電子物性研究の歴史のレビュー, および最近の展開を主題とした. シンポジウム会場の収容人数は150人程度であり, 会議ではその9割以上が埋まり盛況であったとともに, 会場選定は適切であったといえる.

最初に浅井によって, 主として $\text{LaCoO}_3$ を中心に, そのスピンクロスオーバー現象の起源について前世紀からの研究の歴史, および最近の進展について分かりやすい説明があった. さらに $\text{LaCoO}_3$ を薄膜化した場合に現れる新物性について, 藤岡から赤外吸収の立場から, また中尾によって軟X線吸収分光の立場から説明があり,  $\text{LaCoO}_3$ 研究の新しい切り口が示された. シンポジウムの後半では, コバルト酸化物の示す新現象, 新機能についての講演が行われた. 岩井は, フェムト秒レーザー光源を駆使したテラヘルツ分光とコバルト系の光誘起相転移の研究について講演した. また東は, 巨大自発分極を示す $\text{BiCoO}_3$ の発見についての講演を行い, そのミクロな起源をスピンクロスオーバー現象の観点から議論した. 最後に寺崎から, コバルト酸化物系の示す大きなゼーベック係数についてレビューがなされ, 主に軌道縮退の観点から熱電特性の起源についての講演が行われた.

総ずるに, 主に我が国を中心として発展してきたコバルト酸化物の電子物性研究の歴史と進展について, 幅広く周知し, 詳細な議論を行うことができた. 本系と直接関連する領域8, 3は言うに及ばず, 放射光測定や光誘起相転移関連 (領域5) 研究者にとっても有益な情報を与えることができたと考える.

## 領域8「重い電子系化合物の新展開」

松田祐司 (京大院理)

[A] 趣旨説明 (松田祐司: 京大院理)  $\text{URu}_2\text{Si}_2$ の隠れた秩序とエキゾチック超伝導相 (芝内孝禎: 東大新領域),  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$ の超伝導: 最近の進展 (榊原俊郎: 東大物性研),  $\text{CeCoIn}_5$ およびその人工超格子における超伝導 (柳瀬陽一: 新潟大理),  $\text{PrTr}_2\text{Al}_{10}$ における軌道秩序と重い電子超伝導 (中辻 知: 東大物性研), ウラン化合物における強磁性超伝導と強磁性量子臨界点 (青木 大: 東北大金研), フラストレートした近藤格子の量子臨界現象 (常磐欣文: 京大低温セ), Yb系準結晶および近似結晶の非従来型量子臨界



現象(佐藤憲昭:名大院)

[B] シンポジウムでは、重い電子系化合物研究の中心的課題である量子臨界点と非従来型超伝導の問題を取り上げ、7人の講演者が最新の研究成果の発表を行った。重い電子系化合物では、近藤効果の強さを圧力等により大きく変化させることができるため、これまで量子相転移の格好の舞台として盛んに議論されてきた。シンポジウムでは、新しいタイプの量子臨界現象として、フラストレートした近藤格子におけるスピン液体相(常磐)、強磁性量子臨界点(青木)、準結晶における量子臨界点(佐藤)、非磁気的な軌道秩序の量子臨界点(中辻)についての発表が行われた。また重い電子系化合物は、従来とは異なる超伝導発現機構を持ち、非従来型超伝導研究の一翼を担っている。シンポジウムでは、最も古い重い電子系超伝導体であるCeCu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>のノードを持たないギャップ関数(榊原)、URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>の時間反転対称を破るワイル型の超伝導状態(芝内)、CeCoIn<sub>5</sub>/YbCoIn<sub>5</sub>人工超格子におけるトポロジカル超伝導状態(柳瀬)、強磁性スピン3重項超伝導体URhGeにおける超伝導リエンラント現象(青木)、軌道秩序下でおこる重い電子の超伝導(中辻)が議論された。これらに加えて、URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>における隠れた秩序の研究の最近の進展(芝内)も議論された。参加者は350人近く、立ち見席が出るほど盛況であった。

## 領域9「金属吸着半導体表面の物理」

小森文夫(東大物性研)

[A] はじめに—金属吸着半導体表面から何を学んだか—(長谷川修司:東大理), Low dimensional physics on metal/semiconductor systems (Han Woong Yeom: Pohang Univ. of Science and Technology), 表面ラシュバ効果(有賀哲也:京大理), STM/AFMイメージングを超えて(長谷川幸雄:東大物性研), 半導体表面超構造における超伝導(内橋 隆:物材研ナノ機能集積U), 金属吸着半導体表面の構造解析(虻川匡司:東北大多元研), 半導体表面のプラズモン現象と光学応答(長尾忠昭:物材研ナノシステム構築U), おわりに—金属吸着半導体表面を展望する—(小森文夫:東大物性研)

[B] 単原子層程度の金属原子が吸着した半導体結晶表面上にできる表面超構造は、原子配列構造や電子状態の解析から低次元物性まで多様な話題を長年にわたり提供してきた。そして、現在においても、これらの表面は新しい物理現象が発現する舞台を提供し続けている。本シンポジウムは、これらの系における新しいチャレンジを議論するために開催した。長谷川(修)氏の半導体表面研究のオーバービューの後、Yeom氏と有賀氏は、金属表面電子状態に現れる低次元電子系の物理について報告した。1次元系については電荷密度波と朝永ラッティンジャー液体に、2次元系についてはラシュバ効果が議論された。続く長谷川(幸)氏と内橋氏は、単結晶薄膜超伝導に関する最新の結果を報告した。局所構造が規定された薄膜を用いることで近接効

果や渦状態の議論が明確になっている。5番目の虻川氏は複雑な組成と表面構造を決めることの重要性を強調し、新しい手法を紹介した。6番目の長尾氏は、これらの系では低次元プラズモンが実現することを示し、今後のプラズモニクス研究への発展を紹介した。満室の会場(105名定員)で、物性物理のユニークな舞台としての半導体結晶表面のさらなる可能性が議論できた。

## 領域9, 領域3「表面スピンの基礎物性とスピントロニクス応用」

小嗣真人(SPring-8/JASRI)

[A] 趣旨説明(小嗣真人:SPring-8/JASRI), 単一原子スピンの安定化(宮町俊生:東大物性研小森研), 面吸着原子・分子における近藤効果(南谷英美:東大工), 走査トンネル分光イメージングによるトポロジカル絶縁体表面バンド分散測定(吉澤俊介:物材機構), 半導体表面・界面のスピン偏極した金属的電子状態(矢治光一郎:東大物性研LASOR), 単元素トポロジカル物質の表面電子状態(大坪嘉之:阪大), ラシュバ効果による界面磁気異方性の理論(家田淳一:原子力機構先端研), 半導体中のスピン軌道相互作用を用いた無磁場電子スピン共鳴(眞田治樹:NTT物性基礎研)

[B] 本シンポジウムでは近年急速な発展を見せている、表面界面スピンの最新情勢について議論を交わすため企画を立案した。特に「単原子スピン」や「スピン軌道相互作用」を中心に、表面界面のスピンをどのように理解し、どのように活用するか、基礎と応用の立場から議論し、また実験と理論の両面から意見交換することで、当該分野の研究者が取り組むべき、真のスピン現象を浮き彫りにすることを狙った。

本シンポジウムでは、若手を中心とする研究者が集まり、自由な雰囲気の中で、それぞれの最新成果を闊達に発表いただいた。単原子スピンの制御の話題から、分子性の集合スピンに対する近藤効果、STSを用いたバンド分散解析、Ge表面におけるラシュバ効果、トポロジカル絶縁体の量子的制御、ラシュバ効果を活用した垂直磁気異方性、表面弾性波によるスピン共鳴など、表面界面スピンの興味深い研究成果がエネルギーに発表され、領域9と領域3を跨いで、活発な意見交換が行われた。

会場は立ち見が出るほどの盛況ぶりで、200名を超える参加者が集まった。このように、若手で活発なシンポジウムを組めたのは、当該分野が発展していることの何よりの証左と思われる。表面界面磁性分野の更なる進展を期待したい。

## 領域10, 領域9「電池材料の局所境界構造と機能」

大野 裕(東北大金研)

[A] シンポジウム趣旨とTEMによる電極研究の進展(大野 裕:東北大金研), 電極機能の評価と設計(石元孝佳・古山通久:九大), 固体内イオン拡散の $\mu$ SR その場評

価(杉山 純:豊田中研), 全固体電池における電解質/電極界面の構造・電子状態(一杉太郎:東北大WPI), 電極の表面・界面構造と機能の評価(橋田晃宜:AIST), 電極の表面・界面構造と機能の第一原理(田中真悟:AIST)

[B] 近年, リチウムイオン電池の研究が盛んである. 電池性能を左右する電極/電解質界面は複雑な原子配列・モフォロジーを持ち, その構造特性がリチウムイオンの貯蔵・放出に強く影響するため, 高機能化にはその構造の形成・制御および充放電時のイオン移動過程など充放電機能の理解が不可欠である. 本シンポジウムは, マルチスケールでのその場評価法や第一原理計算による理論的アプローチなど, ユニークな構造・機能評価法による電池の局所境界構造と機能に関する最先端の話題が物理的観点で紹介され, 現状と問題が議論された. 構造制御された表面・界面の精密評価より, 幾つかの材料系では構造特性と電池機能の物理が解明されつつあるが, その体系化には複雑な実用材料に対応する大規模計算やリチウムイオンその場評価など解決すべき問題が多く残されている. 領域10全分科(格子欠陥・ナノ構造, X線・粒子線, 誘電体, フォノン), 領域9(表面・界面)および領域5(イオン伝導体)など関連する複数の領域・分科・セッションより100人以上の多種多様な研究者が本シンポジウムに参加し, 充実した議論が進められた. 領域を跨ぐ新しい研究分野としての展開が期待される.

## 領域12, 領域11 [N=1と $\infty$ の狭間の生命現象の物理]

富樫祐一(広大 RcMcD)

[A] 趣旨説明: N=1と $\infty$ の狭間の生命現象(富樫祐一:広大 RcMcD), 少数性の生物学において顕在化する分子個性(小松崎民樹:北大電子研), 1分子バイオモーターのラ

ンダム運動を方向性のある運動に変換する機構(矢島潤一郎:東大総合), シミュレーションが接続する分子・細胞・個体—Berg-Purcell 限界を出発点に—(高橋恒一:理研 QBiC), 細胞内情報処理反応の1分子計測(佐甲靖志:理研), 神経のスパインはなぜ小さいか? ゆらぎを利用したロバストでセンシティブな情報処理(黒田真也:東大理), 総合討論

[B] 細胞では多様な分子が相互作用しあっているが, 中には細胞当たり少数個の分子しかないものもある. 個(1分子実験)の寄せ集めでも無数(旧来の熱力学・生化学)でもない, この中途半端に小さな系の問題を, 分子に限らず細胞・個体といった各階層に現れる生命システムの特徴として問うた. 小松崎氏からは, 少数ゆえに際立つ分子「個性」の1分子時系列データからの解析が紹介された. 一方で, 矢島氏からは, 分子モーターの「チーム」が示す, 1分子とは時に方向すら異なる動きが報告された. 分子から細胞挙動へと階層を上がり, 高橋氏から, 受容体による濃度感知限界に関する研究について, 1分子粒度細胞シミュレータ開発とあわせて紹介があった. 佐甲氏は, ERK 経路関連分子の細胞内1分子観察で得られた分子状態などの知見に基づき, 分子から情報伝達・細胞行動へと繋がる展望を示した. 黒田氏は, 神経細胞の応答の頑健性と感度の両立における, スパインが小さく(少数分子)かつ数が多いことの効用を示した. 参加者は最大時約90名で, 遅い時間帯にも関わらず, 最後の総合討論に至るまで多岐にわたる議論が展開された. より生物色の強い他学会とは異なる角度からの質問が多くあり, 物理研究者がこの対象にアプローチする意義を示せたと考えている.

(2014年11月10日原稿受付)

上出洋介

## 国際誌エディターが教えるアクセプトされる論文の書きかた

丸善, 東京, 2014, vii+223p, 21×15 cm, 本体2,000円 [専門～学部向]

ISBN 978-4-621-08690-2

裕 隆 志 (名大太陽地球環境研)

著者の専門は地球科学で、物理学会誌の読者とは比較的研究分野に近いほうだろう。論文作成に共通のマナーを学ぶと同時に、異分野で文化の違いは問題にならないのか、読書前のひとつの楽しみにしてみた。

本書は「書きかた」という指南書的なタイトルをもつが、はじめの2章は論文執筆を中心とした研究のありかたについて述べられている。論文数の推移や、論文の評価方法等が豊富な統計データとともに示される。自分の業績リストにあげた論文はどう扱われるのだろう、と気になる人は読んでみるといい。統計は自然科学の広い範囲にわたって分野別に示されている。インパクトファクターや評価指数の求め方が詳しく示されている点も興味深い。指数の利用にあたっては研究分野による特性を忘れてはならないことが強調されていて、先の心配(楽しみと書いたが)を打ち砕いてくれた。

4-6章が「指南書」にあたるが、そ

の前の3章で論文投稿の基礎知識が述べられる。レフェリー、エディター、サブミット、アクセプト??? 初めての論文投稿時に戸惑う用語を丁寧に解説してくれる。「指南書」の内容とあわせて、本来これらは指導教員が教授すべきことかもしれない。とはいえ、すべての指導教員が英語も含めた系統的な論文作成指導をできるわけではない。若い研究者は本書で一般的なルールを学び、指導者は本書で自分の経験を補完しながら指導することで、著者の目的「アクセプトされる論文を書く」ことができるだろう。

エディターの視点で書かれた本書で興味深いのは、レフェリーの役割が多く述べられていることだろう。折しも、物理学会誌で最近「閲読のすすめ」が話題になっている。本書を「国際誌エディターが教えるレフェリーの心得」として読むことで、中堅研究者にも一層読み応えのある一冊になると思う。

著者が様々な論文スタイルを吟味す

るなかで、「共同論文」が議論される。個人の独創性を発揮するのが論文の重要な役割だとする著者にとって、多数の著者で執筆する論文に対する危機感が感じられる。物理学会誌読者の中には、このような研究に参加されている方が多いと思う。多人数著者の論文がどのような努力のもとで執筆されるのか、どのように個人個人の業績を評価するのか、どなたかが解説(反論?)していただくと面白いのではないかと勝手に期待する。

本書のタイトルを見て「自分には不要だ」と判断される方も多いと思う。しかし、1,2章の統計や、エディターとレフェリーの役割に関する記述は中堅研究者にこそ有用な情報であり、また、自分の体験と照らして楽しめる内容だと思う。本書を読むと、単に著者の経験だけをもとに記した書ではなく、「論文執筆」というテーマについて著者が周到に調査をしたことが読み取れる。

論文を書く側ではなく、指導する側での紹介が主になってしまった。著者の意図からはずれないかもしれないが、研究室に一冊置き、論文執筆と論文執筆「指導」に役立つ書と言えらる。

(2014年9月1日原稿受付)

秋葉康之

## クォーク・グルーオン・プラズマの物理；実験室で再現する宇宙の始まり

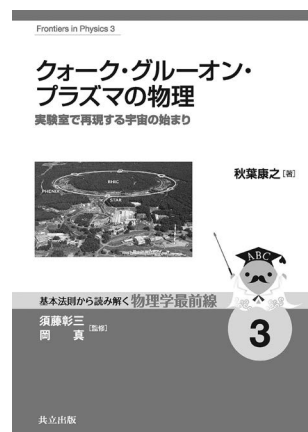
共立出版, 東京, 2014, vii+184p, 21×15 cm, 本体2,000円 (基本法則から読み解く物理学最前線3) [専門～学部向]

ISBN 978-4-320-03523-2

平野 哲文 (上智大理工)

「クォーク・グルーオン・プラズマ(以下QGP)」という用語はそろそろ市民権を得ただろうか? QGPは、初期宇宙を満たしていた原始物質、地球上で創られる最も熱い物質、と魅力的な言葉で紹介される一方、その物理を理解するためには多くのハードルが待ち構えている。私が学生の時以来、日本語で書かれた入門書は『クォーク・グルーオン・プラズマ』(神吉健著, 丸

善)しかなかった。初版から20年以上も経ち、RHICやLHCといった大型加速器の稼働によるQGPの発見、第一原理に基づく精密数値計算の発展など、QGPの物理をめぐる状況は探索の時代から、物性研究を展開する時代へと様変わりした。このような背景から、QGPの物理をちょっとかじってみようという他分野の研究者もおられるであろう。私自身教育をする立場になり、



学生から何か日本語の入門書は?と訊かれても(英語の良い本やレビューは数あれど)なかなか答えに窮していたところであった。

本書は2011年に仁科記念賞を受賞

した著者による日本語で書かれた待望の入門書である。国際共同実験で中心的な役割を果たしてきた著者だけあって、基本的な事項から最先端の実験成果までコンパクトに易しくまとめられている。

第1章ではQGP研究の目的や動機、著者なりのQGPの魅力が語られている。第2章から第4章では、クォークとグルーオンとそれらの性質、相対論的運動学、量子色力学が簡単にまとめられている。第5章から本格的なQGPの話題に移る。まず、クォークの閉じ込め、カイラル対称性という側面から、簡単な模型や様々な例を使って「QGPとは何か」が分かりやすく解説されている。最新の第一原理計算の結果もここで簡単に紹介されている。第6章ではQGP生成手段としての高エネルギー原子核衝突の物理が解説されている。合わせて紹介されている加速器や検出器の話は理論の研究者にも役に立

つ。第7章でQGP発見の柱となった現象「ジェットクエンチング」と「楕円フロー」、及び、「QGPの温度測定」の結果がよくまとまっている。第8章では、まさに執筆時点に発表されたであろう最新の実験結果を踏まえ、今後の展望が述べられている。

この本自体は学部生向けに物理の最前線を紹介するシリーズの1冊として出版された。私の研究室の大学院生にも一通り読んでもらったが、入門書として概ね好評であった。ただし、天り的に数式が導入される部分もある。学部生向けに場の理論を限られた紙面で解説するのは入門書の性格上無理であろう。この分野に参入し理論を深く理解しようとするならば、やはり、本格的な教科書やレビュー論文にあたる必要がある。

ともあれ本書は、QGP分野にこれから入っていく学生がまずはその物理の面白さと最新の現場の雰囲気を感じ

取る、また、興味を持った他分野の研究者がここ10年近くの動向を手短かに把握するという目的で読むのに良い入門書であると言える。

発展の早いこのQGP分野で10年後、20年後に本書を読み直したときにどのように感じるであろうか。今後も多くの進展があり、本書が良い意味で古臭くなるのも面白いと思う。そうなれば、著者には是非第2版の出版も期待したい。

(2014年9月5日原稿受付)

本欄では物理に関する新著を中心に、隠れた良書や学会員にとって有意義な本などを紹介していきます。紹介書籍の表紙画像につきましては、出版社の許可を得られたもののみ掲載しております。

## 掲示板

毎月1日締切(17:00必着)、翌月号掲載。但し1月号、2月号は前々月の20日締切。修正等をお願いする場合があります。締切日よりなるべくお早目にお申込み下さい。書式は<http://www.jps.or.jp/books/kejiban.html>にありますので、それに従ってお申込み下さい。webからのお申込みができない場合は、e-mail: [kejiban@jps.or.jp](mailto:kejiban@jps.or.jp)へお送り下さい。必ず Fax 03-3816-6208へも原稿をお送り下さい。Faxがありませんと、掲載できない場合がございます。HP掲載をご希望される場合は、上記URLの「2. ホームページ掲載」をご参照下さい。本欄の各項目の内容につきましては、本会は関与致しかねますのでご了解下さい。

## 人事公募

人事公募の標準書式(1件500字以内)

1. 公募人員(職名、人数) 2. 所属部門、講座、

研究室等 3. 専門分野、仕事の内容(1行17字で7行以内) 4. 着任時期(西暦年月日) 5. 任期 6. 応募資格 7. 提出書類(書類名の前に○印をつけ簡潔に、1行17字で6行以内) 8. 公募締切(西暦年月日、曜日) 9. ①書類送付先(郵便番号、住所、所属、担当者名) ②問合せ先(郵便番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等、必要と思われるもの。①と同じ場合は省略) 10. その他(1行17字で5行以内)

### ■東京大学大学院理学系研究科准教授

1. 准教授1名
2. 物理学専攻(基幹講座)
3. 宇宙物理学実験(独立した研究室を運営。宇宙物理学分野で独創的な実験・観測研究を展開し、当該分野の将来を牽引する方)
4. 決定後早期
5. なし
6. 博士の学位を有する女性
7. ○履歴書 ○研究業績リスト(原著、総説、学会発表別) ○主要論文別刷5編以内(コピー可) ○今迄の研究概要(A4, 3頁以内) ○着任後の研究構想(A4, 2頁以内) ○照会可能者の氏名、e-mail(国内2名、海外2名)

8. 2015年2月27日(金) 必着
9. 113-0033 東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 佐野雅己 電話03-5841-4242

### ■東京大学物性研究所助教

1. 助教1名
2. ナノスケール物性研究部門大谷研究室
3. 電子線描画装置やFIB等のナノ微細加工技術を用いて作製されたナノスケールの磁性体・半導体・超伝導体ヘテロ構造を用いてスピン軌道相互作用を媒介して生じる新奇なスピン流・電流変換過程や高周波スピンドYNAMIXの物性研究を行う。
4. 決定後早期
5. 5年、再任1回可(審査有)
6. 博士課程修了、又は同等以上の能力者
7. ○推薦の場合は推薦書を同封の上、推薦者から以下を直送 ○応募の場合は応募者が以下を送付し、意見書は作成者から書類提出先に直送 ○履歴書(略歴可) ○業績リスト(重要論文○印) ○主要論文別刷約3編(写可) ○研究業績概要(約2,000字) ○研究計画書(約2,000字)
8. 2015年3月31日(火)

9. ①277-8581 柏市柏の葉5-1-5 東京大学物性研究所総務係 電話04-7136-3207 [issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp](http://issp-somu.kj.u-tokyo.ac.jp)  
②大谷義近 電話04-7136-3488 [yotani.issp.u-tokyo.ac.jp](http://yotani.issp.u-tokyo.ac.jp)
10. 必ず<http://www.issp.u-tokyo.ac.jp/maincontents/jobs/index.html>の公募通知を確認。

#### ■早稲田大学先進理工学部物理学科教員

- 教授、准教授、又は専任講師2名
- 物理学科。物理学及び応用物理学専攻も兼任。当学科は講座制ではなく、独立して研究室運営。教育研究両面で応用物理学科と密に協力。
- 生物物理学。生体システム(1分子から細胞集団まで)の動態と作動原理の物理的理解に向け、新たな手法の開拓も含め、実験研究に意欲的に取り組む方。物理基礎科目の講義を担当でき、教育にも熱意を持った方。
- 2016年4月1日以降
- なし
- 博士号取得者。日本語での授業が可能な方(国籍不問)
- 履歴書(写真貼付) ○研究業績リスト(原著論文、プロシーディングス、著書、特許、外部資金獲得状況、その他) ○主要論文別刷5編以内 ○研究歴と研究概要(A4, 4頁以内) ○着任後の研究計画と教育への抱負(A4, 4頁以内) ○照会可能者2名の氏名、連絡先 ○以上の書類を紙媒体(印刷物各1部)と電子媒体(各書類のPDF入りCD)で提出
- 2015年4月24日(金) 必着
- 169-8555 東京都新宿区大久保3-4-1 早稲田大学先進理工学部物理学科 中里弘道 [bp2016.koubo.phys.waseda.ac.jp](mailto:bp2016.koubo.phys.waseda.ac.jp)
- 封筒に「公募書類在中」を朱書き簡易書留で送付。応募書類不返却。

### 学術的会合

#### 学術的会合の標準様式(1件500字以内)

掲載されている例を参考にして、次の項目中、必要なものを簡潔に作成して下さい:  
○会合名 ○主催 ○日時(西暦年月日、曜日) ○場所(会場名の後に括弧して郵便番号、住所、電話) ○内容(1行18字で12行以内) ○定員 ○参加費(物理学会員、学生の参加費) ○申込締切(講演、参加、抄録、原稿提出の別を明記) ○連絡先(郵便

番号、住所、所属、担当者名、電話、Fax、e-mail等) ○その他(1行18字で5行以内)

#### ■第52回化合物新磁性材料研究会「薄膜新材料の合成・分光・理論」

主催 日本磁気学会化合物新磁性材料専門研究会  
日時 2015年2月20日(金)  
場所 東京大学本郷キャンパス化学本館2階講義室(113-0033 東京都文京区本郷7-3-1 電話03-5841-4321)  
内容 最近、水素化物や酸化化物等で新しい薄膜材料が合成され、薄膜特有の新物性も報告されている。これらの物性の解明には、分光や理論の側面からの研究が必要不可欠である。薄膜材料の最新の話題についての紹介、薄膜合成・分光測定・理論計算の相互の議論の場を提供。  
定員 なし  
参加費 無料  
申込 当日受付  
連絡先 113-0033 東京都文京区本郷7-3-1 東京大学大学院理学系研究科化学専攻 近松 彰 電話/Fax 03-5841-4354 [chikamatsu.chem.s.u-tokyo.ac.jp](mailto:chikamatsu.chem.s.u-tokyo.ac.jp)

#### ■国際高等研究所30周年記念フォーラム 第3回東京フォーラム「持続可能社会の構築と科学」

主催 国際高等研究所  
共催 京都府、京都商工会議所、他  
後援 日本物理学会、文部科学省(予定)、日本学術振興会、科学技術振興機構、他  
日時 2015年2月21日(土)13時~17時  
場所 一橋大学一橋講堂(101-8439 東京都千代田区一ツ橋2-1-2 電話03-4212-3900)  
内容 基調講演: 詳細はHP参照。パネルディスカッション「科学と科学者のあり方—来るべき時代に向けて—」(コーディネータ) 尾関 章(科学ジャーナリスト)、(パネリスト) 蔵本由紀(国際高等研究所副所長)、田中 克(舞根森里海研究所長、京大名誉教授)、中村桂子(JT生命研究館館長)、永田和宏(京産大総合生命科学部)  
定員 500名  
参加費 無料  
申込 HPより  
連絡先 619-0225 木津川市木津川台9-3 国際高等研究所 電話0774-73-4000 Fax 0774-73-4005 <http://www.iias.or.jp>

#### ■第42回ニューセラミックスセミナー「次世代自動車を支えるセラミックス」

主催 ニューセラミックス懇話会、大阪府技術協会  
日時 2015年2月27日(金)  
場所 大阪産業創造館6階会議室E(541-0053 大阪府中央区本町1-4-5 電話06-6264-9800)  
内容 電動車両用リチウムイオンバッテリーの開発/自動車の軽量化とCFRP、炭素繊維への期待/デンソー第2世代ピエゾスタック/自動車用セラミックスの開発~パワー半導体モジュール用セラミックス基板~自動車ヒーター用非鉛PTCセラミックス~水素製造・燃料電池自動車・燃料電池商用発電とセラミックスのコラボレーション/自動車用次世代蓄電池  
定員 60名  
参加費 15,000円  
参加申込締切 定員になり次第  
連絡先 594-1157 和泉市あゆみ野2-7-1 大阪府立産業技術総合研究所内 ニューセラミックス懇話会事務局 電話0725-53-1919 Fax 0725-53-2332 [newceramicsf.dantai.tri-osaka.jp](http://newceramicsf.dantai.tri-osaka.jp) <http://tri-osaka.jp/dantai/ncf/>

#### ■日本顕微鏡学会第39回関東支部講演会

主催 日本顕微鏡学会関東支部  
協賛 日本物理学会  
日時 2015年2月28日(土)  
場所 工学院大学新宿キャンパス(163-8677 東京都新宿区西新宿1-24-2)  
内容 「革新の為の基礎技術—Basic for Innovation—」特別講演: 高野吉郎(東京医科歯科大) 歯の硬組織形成細胞のダイナミック・パターン形成の可視化と機能解析。田中 信夫、桑原真人(名大) スピン偏極パルスTEMの開発とその可能性。トピック講演: 原 徹(物材機構) マイクロカロリメータEDSによるSTEMでの組成分析の高精度化。久住 聡(新潟大) 連続切片三次元再構築法の細網組織への応用。森 茂生(大阪府大) 酸化物機能性材料における微細構造と機能性。石井 優(阪大) 蛍光生体イメージングで解く細胞動態ネットワークの世界  
参加費 3,000円、学生無料(懇親会費: 3,000円、学生無料)  
連絡先 305-0044 つくば市並木1-1 物質・材料研究機構 三留正則 電話029-860-4431 [MITOME.Masanori.nims.go.jp](mailto:MITOME.Masanori.nims.go.jp) <http://www.microscopy.or.jp/shibu/>

■ **なんでやねん！ 不思議と驚きを感じる  
1日～ほめるより認めよう～**

主催 キッズプラザ大阪  
日時 2015年3月15日(日)  
場所 キッズプラザ大阪(530-0025大阪市  
北区扇町2-1-7 電話06-6311-6603)  
内容 日常生活の中での科学を見る目を伸  
ばすイベント。1部・2部は子供と保護者、  
3部は小学校教員が対象。1部「自然と遊  
ぶ教室」10時～12時45分。2部「理科が  
得意になる秘訣」13時30分～15時。3部  
「達人先生から学ぶ極意」15時30分～17  
時。[講師]化学：有賀正裕(大阪教育大  
名誉教授)、物理：山田善春(高等学校  
教諭、探偵！ナイトスクープでおなじ  
み)、生物：盛口 満(沖縄大、愛称ゲッ  
チョコ先生)

定員 1部40名、2部90名、3部45名  
参加費 無料(入館料別途)  
申込 e-mail又は往復葉書で1部、2部、3部  
の別を明記し、①住所、②名前、③連絡先、  
④勤務先名を記入し、event2014 kidsplaza.  
or.jp又は530-0025大阪市北区扇町2-1-7  
キッズプラザ大阪「サイエンス デイ  
ズ」係迄。

参加申込締切 2015年2月28日(土) 必着  
連絡先 530-0025 大阪市北区扇町2-1-7  
キッズプラザ大阪 村井保夫 電話06-  
6311-6603 Fax 06-6311-6605 murai  
kidsplaza.or.jp

■ **第32回量子情報技術研究会(QIT32)**

主催 電子情報通信学会量子情報技術時  
限研究専門委員会  
日時 2015年5月25日(月)～26日(火)  
場所 大阪大学基礎工学研究科国際棟シ  
グマホール(560-8531豊中市待兼山町1-3  
大阪大学豊中キャンパス内)  
内容 量子情報、量子計算、量子暗号等広  
く量子情報技術に関わる理論的研究、実  
験的研究、計算機科学的研究、数学的研  
究、及び、その他関連分野(申込状況に  
より査読有)。

定員 200名  
参加費 事前振込：4,000円、学生会員1,000円、  
当日払い：5,000円、学生2,000円(懇親  
会費別途)

申込 <http://staff.aist.go.jp/s-kawabata/qit/>よ  
り  
口頭講演申込締切 2015年4月3日(金)  
ポスター講演申込締切 2015年4月17日(金)  
予稿原稿提出締切 2015年4月17日(金)  
参加申込締切 2015年4月24日(金)

掲示板

■ **第9回超高速表面ダイナミクス国際シ  
ンポジウム(USD9)**

主催 USD9組織委員会  
日時 2015年5月25日(月)～29日(金)  
場所 ラフォーレ琵琶湖(524-0101守山市  
今浜町十軒家2876 電話077-585-3811)  
内容 凝縮系の表面や界面の電子、フォ  
ノン、スピン、プラズモン、化学反応等  
のダイナミクスに関する研究発表を募集。  
超高速X線分光・電子線回折に関する特  
別セッションも設ける。  
参加費 40,000円、学生20,000円  
発表申込・予稿締切 2015年2月27日(金)  
参加登録締切 2015年4月10日(金)  
連絡先 560-0043豊中市待兼山町1-1 大  
阪大学大学院理学研究科 宗像利明 電  
話06-6850-6082 Fax 06-6850-5779  
usd9 chem.sci.osaka-u.ac.jp [http://www.  
ch.wani.osaka-u.ac.jp/lab/munakata/usd9/](http://www.ch.wani.osaka-u.ac.jp/lab/munakata/usd9/)

■ **第16回ナノチューブ科学と応用に関  
する国際会議(NT15)**

主催 第16回ナノチューブ科学と応用  
に関する国際会議組織委員会  
日時 2015年6月29日(月)～7月3日(金)  
場所 名古屋大学豊田講堂(464-8601名  
古屋市千種区不老町 電話052-781-5111)  
内容 21世紀の科学・技術と産業を支  
える物質・材料であるカーボンナノチュ  
ーブ(CNT)と関連するグラフェンや原子  
層物質の分野で最も歴史と伝統のある  
国際会議。研究・開発のさらなる発展は  
もとより、世界におけるCNT研究開発の  
最新情報をシェアする極めて重要なフ  
ォラム。

定員 600名  
参加費 50,000円～、学生会員30,000円～  
アブストラクト投稿受付締切 2015年3  
月31日(火)  
早期参加登録締切 2015年3月31日(火)  
連絡先 450-0002名古屋市中村区名  
駅2-38-2 オークビル8階 NT15事務局  
(株)インターグループ内 鈴木健吾  
電話052-581-3241 nt15 intergroup.co.jp  
<http://www.nt15.jp>

■ **1st INTERNATIONAL CONFERENCE  
ON APPLIED SURFACE SCIENCE**

主催 Elsevier  
日時 2015年7月27日(月)～30日(木)  
場所 Riverside Oriental Hotel, Shanghai,  
China (200120, 2727 Riverside Avenue  
Pudong, Shanghai, 電話+86-21-50370000)

内容 学術雑誌Applied Surface Science  
主催の初めての国際会議。現在、最も注  
目される化学的・物理のプロセスでの表  
面の役割や利用に関する最先端の研究が  
報告・議論される。触媒、電気化学、エ  
ネルギー、新規機能材料、ナノテクノ  
ロジー等の幅広い分野における産官学  
の研究者が一堂に集う。

参加費 \$975(早期登録:\$875)、アカデミ  
ック\$675(早期登録:\$575)、学生\$375  
要旨提出締切 2015年3月17日(火)  
早期登録締切 2015年5月26日(火)  
連絡先 大阪大学産業科学研究所 小林 光  
電話06-6879-8450 h.kobayashi sanken.  
osaka-u.ac.jp [http://icass2015.elseviermarket  
ing.com/](http://icass2015.elseviermarket<br/>ing.com/)

■ **第5回X線反射率測定の講習会**

主催 応用物理学会埋もれた界面のX線・  
中性子解析研究会  
日時 2015年8月27日(木)  
場所 物質・材料研究機構千現地区(305-  
0047つくば市千現1-2-1 電話029-859-  
2000)

内容 X線反射率は、薄膜・多層膜の深  
さ方向の内部構造、具体的には、各層の  
膜厚、密度、各界面のラフネス等を非破  
壊的に求める事ができる解析技術。X線  
反射率法の経験豊富な専門家を講師陣に  
迎え、基礎から丁寧に解説を行うと共に、  
シミュレーションやデータ解析の実習を  
少人数のグループにて、きめ細かく行な  
う。休憩時間には「X線反射率相談デ  
スク」を設け、日頃疑問に思っている事  
に、6名の専門家が答える。「X線反射率  
入門」(講談社、5,940円)を参考書として  
配布、午前・午後の全ての講義に完全  
対応したレジュメを用意する。

定員 30名  
参加費 19,000円(「X線反射率入門」を  
お持ちの方は14,000円)、何れも非課税  
連絡先 305-0047つくば市千現1-2-1  
物質・材料研究機構 桜井健次 電話029-  
859-2821 Fax 029-859-2801 SAKURAI.  
Kenji nims.go.jp [http://www.nims.go.jp/  
xray/ref/TutorialXRR2015.htm](http://www.nims.go.jp/<br/>xray/ref/TutorialXRR2015.htm)

■ **10th International Symposium on  
Atomic Level Characterizations for New  
Materials and Devices '15**

主催 日本学術振興会マイクロビームアナ  
リシス第141委員会  
日時 2015年10月25日(日)～30日(金)  
場所 くにびきメッセ(690-0826松江市学  
園南1-2-1 電話0852-24-1111)

内容 デバイスや材料の原子レベルキャラクタリゼーションに関する講演会。  
 アブストラクト投稿締切 2015年5月11日(月)  
 早期割引参加登録締切 2015年8月24日(月)  
 連絡先 ALC'15実行委員会事務局 永富隆清(旭化成株式会社) alc15 jsps141.surf.nuqe.nagoya-u.ac.jp http://jsps141.surf.nuqe.nagoya-u.ac.jp/alc15/

その他

助成公募の標準様式 (1件500字以内)

- 名称 ○対象 (1行18字で7行以内)
- 助成内容 ○応募方法 (1行18字で4行以内) ○応募締切 (西暦年月日, 曜日)
- 詳細問合せ先 (郵便番号, 住所, 所属, 担当者名, 電話, Fax, e-mail等)

その他 ○標題 ○内容 ○連絡先

■2015年度第10回「ロレアル—ユネスコ女性科学者 日本奨励賞」募集

対象 生命科学・物質科学の分野で博士後期課程に在籍又は博士後期課程に進学予定の40歳未満の女性。

助成内容 世界規模で展開するロレアルとユネスコが将来を担う日本の若手女性研

究者が国内の教育・研究機関において研究を継続できるよう奨励。生命科学・物質科学の分野から原則1年2件、計4件を選考し、奨学金100万円を贈呈。

応募締切 2015年2月28日(土) 消印有効書類送付先 163-1071 東京都新宿区西新宿3-7-1 新宿パークタワー 日本ロレアル株式会社コーポレート・コミュニケーション本部「ロレアル—ユネスコ女性科学者 日本奨励賞」事務局  
 問合せ先 fwis-japanfellowships jp.loreal.com

その他 応募方法: http://www.nihon-loreal.jp/corp/ から必要書類をダウンロードし郵送。選考: 1次審査(書類選考)、2次審査(ヒアリング)を経て2015年半ば迄に採否を決定し東京開催の授賞式にて発表。

■2015年度第10回「ロレアル—ユネスコ女性科学者 日本奨励賞—特別賞」募集

対象 科学の分野で実績のある個人又は次世代育成等において積極的な活動を推進している個人・企業・団体・学校。

助成内容 ロレアルとユネスコが科学の分野への夢と希望を多くの人々に与えると共に、科学分野を志す若い女性へのロールモデルとなる個人・企業・団体・学校を表彰。1件選考し賞状を贈呈。

応募締切 2015年2月28日(土) 消印有効書類送付先 163-1071 東京都新宿区西新宿

3-7-1 新宿パークタワー 日本ロレアル株式会社コーポレート・コミュニケーション本部「ロレアル—ユネスコ女性科学者 日本奨励賞—特別賞」事務局  
 問合せ先 fwis-japanfellowships jp.loreal.com

その他 応募方法: http://www.nihon-loreal.jp/corp/ から必要書類をダウンロードし郵送。選考: 活動の実績, 着想力, 独創性, 継続性等を審査の上, 2015年半ば迄に採否をe-mailにて通知。東京開催の授賞式にて発表。

■会員専用ページ: ユーザ名とパスワード  
 本会 web site (http://www.jps.or.jp/) の会員専用ページには、各種変更届、刊行委員会報告、過去の大会プログラム等の情報を掲載しています。アクセスするためのユーザ名とパスワード(今月と来月分)は次の通りです。(英数字は半角入力, 大文字小文字は区別されます。)  
 2月ユーザ名 : 15Feb  
 パスワード: John677  
 3月ユーザ名 : 15Mar  
 パスワード: Philipp831  
 ユーザー名とパスワードは巻頭言の前の広告ページにもあります。

行事予定

[詳しくは表中の右欄記載の会誌各巻号の揭示板欄(\*印は会告欄)をご参照下さい。]

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2015年			
2/13	走査型プローブ顕微鏡の最新活用術～今こそ使いどき、もうひとつのナノテク基盤技術～	川崎市(神奈川)	69-11
2/20	第52回化合物新磁性材料研究会「薄膜新材料の合成・分光・理論」	東京	70-2
2/21	国際高等研究所30周年記念フォーラム 第3回東京フォーラム「持続可能社会の構築と科学」	東京	70-2
2/21～23	第48回フラーレン・ナノチューブ・グラフェン総合シンポジウム	東京	69-12
2/21～23	Workshop on Hierarchy of Quantum Mechanics	岡崎市(愛知)	69-12
2/23～27	第26回コンピューテーション・マテリアルズ・デザイン(CMD)ワークショップ	茨木市(大阪)	70-1
2/27	第42回ニューセラミックスセミナー「次世代自動車を支えるセラミックス」	大阪市	70-2
2/28	日本顕微鏡学会第39回関東支部講演会	東京	70-2
3/11～13	MANA Int. Symp. 2015	つくば市(茨城)	69-12
3/15	なんでやねん! 不思議と驚きを感じる1日～ほめるより認めよう～	大阪市	70-2
3/21～24	日本物理学会第70回年次大会(早稲田大学)	東京	日本物理学会
3/23～29	スプリング・サイエンスキャンプ2015	日本各地	70-1
5/21～22	第32回希土類討論会	鹿児島市	69-12
5/25～26	第32回量子情報技術研究会(QIT32)	豊中市(大阪)	70-2

開催月日	名 称	開 催 地	会誌巻号または世話人
2015年			
5/25~29	第9回超高速表面ダイナミクス国際シンポジウム (USD9)	守山市 (滋賀)	70-2
6/5	平成27年度日本材料科学会学術講演大会	東京	70-1
6/29~7/3	第16回ナノチューブ科学と応用に関する国際会議 (NT15)	名古屋市	70-2
7/7~10	第10回近接場光学に関するアジア太平洋会議 (APNFO10)	函館市 (北海道)	69-11
7/27~30	1st INT. CONF. ON APPLIED SURFACE SCIENCE	上海 (中国)	70-2
8/27	第5回X線反射率測定 of 講習会	つくば市 (茨城)	70-2
9/16~19	日本物理学会2015年秋季大会 (関西大学) (物性)	吹田市 (大阪)	日本物理学会
9/25~28	日本物理学会2015年秋季大会 (大阪市立大学) (素核宇)	大阪市	日本物理学会
10/25~30	10th Int. Symp. on Atomic Level Characterizations for New Materials and Devices '15	松江市	70-2
2016年			
3/19~22	日本物理学会第71回年次大会 (東北学院大学)	仙台市	日本物理学会
9/13~16	日本物理学会2016年秋季大会 (金沢大学) (物性)	金沢市	日本物理学会
9/21~24	日本物理学会2016年秋季大会 (宮崎大学) (素核宇)	宮崎市	日本物理学会

### 第70期 (2014年3月31日~2015年3月31日) 理事・監事

会 長	兵頭俊夫	副会長 (会長予定者)	藤井保彦
庶務理事	石田憲二・小林富雄・櫻井博儀・柴田利明・須藤彰三・松川 宏・三沢和彦 森 初果		
会計理事	川村 光・柴田利明 (兼任)・松井哲男・松川 宏 (兼任)		
会誌編集委員長	宮下精二	JPSJ 編集委員長	安藤恒也
刊行委員長	大槻東巳	監 事	波田野彰・三宅康博
			PTEP 編集委員長 坂井典佑

#### 本誌の複写をご希望の方へ

日本物理学会は、本誌掲載著作物の複写に関する権利を (一社) 学術著作権協会 (以下、学著協) に委託しております。

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、学著協より許諾を受けて下さい。

※企業等法人で、(公社) 日本複製権センター (学著協が社内利用目的複写に関する権利を再委託している団体) と包括複写許諾契約を締結している場合を除く (社外頒布目的の複写については、学著協の許諾が必要です)。

※複写以外の許諾 (著作物の転載等) に関しては、学著協に委託しておりません。

直接、日本物理学会 (E-mail: pubpub\_jps.or.jp) へお問合せ下さい。

※日本国外における複写について、学著協が双務協定を締結している国・地域においてはその国・地域のRRO (海外複製権機構) に、締結していない国・地域においては学著協に許諾申請して下さい。

権利委託先 一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂9-6-41 乃木坂ビル 3F

Fax: 03-3475-5619 e-mail: info\_jaacc.jp



## 編集後記

最近の編集会議には、“禪問答”(正式にはフリーディスカッションで立ち上げたばかり)というユニークな時間があります。月に一回の編集会議では、既に発刊した学会誌の内容を反省したり、記事の提案を採用するか否かを議論したり、現在進行中の記事の進捗状況を報告したりとこなさなければならぬことが多く、かなり忙しいのですが、そんな状況下でもよりよい学会誌を目指して、新しい記事のアイデアを練ったり、分野横断的なテーマはないかと議論する時間が先ほどの禪問答の時間です。先月のお題は、発散でした。まずは宇宙論ででてくる発散から始まり、次に物性での発散へ…といった具合に進行していきました。物理の分野は細分化し、それぞれに深化しているわけですが、そこにうまく横串をさせれば、特集記事が組め、多くの人の興味をひけるのではないかと頭をひねっているわけです。この様子のある委員が禪問答のようだといったのが面白くて禪問答の時間と書いてみました。

僕はというと、原子核理論の代表として委員になっているわけですが、こういう分野横断的な視点を重要に考えていたもので、このような試みに魅力を感じています。この十年ちょっと、僕は原子核構造の研究

に加え、物性の先生方と共同研究する機会に恵まれました。そこで行った研究を今からみれば、そのお題は回転だったように思います。原子核は有限な孤立系なので形があり、変形した場合は量子力学的に回転しますので、回転はこの分野では当たり前です。ただ超伝導相関のある塊が高速に回転すると超伝導ペアが壊れるといった複雑なことがおきます。その回転と磁場の数学的な対応から、原子核の計算が分数量子ホール効果にも使えるということで物性のA先生と昔、研究をさせてもらいました。最近もフランスの物性のJ先生と回転するBECの分数量子ホール効果(Gaffnian状態)を研究しました。また、電子のスピン空間での回転ということで、物性のI先生と、原子核構造分野ではよく用いられる量子数射影の方法を格子電子系へ応用する研究をさせて頂いたこともありました。一見すると原子核とは無関係なことを研究しているようにみえてしまうかもしれませんが、本人の中ではつながっているつもりです。分野を越えた共同研究は、その分野での常識を知らず苦勞することも多いですが、意外性があり、面白く、かつ、実りあることが多いと感じてきました。

まだ編集委員になって半年すぎたばかりで、まずは自分の分野の記事を出すことが先決だと思いますが、できれば分野横断的

な視点からなにか出せたらいいなと思い、この禪問答にも積極的に参加し、学会誌をより多くの方に楽しんで頂けるものにしたと微力ながら考えています。

水崎高浩 <

### 編集委員

宮下 精二(委員長), 森川 雅博,  
井岡 邦仁, 石岡 邦江, 今村 卓史,  
岡田 邦宏, 沖本 洋一, 加藤 岳生,  
角野 秀一, 桑本 剛, 小島智恵子,  
関 和彦, 岸根順一郎, 高須 昌子,  
常定 芳基, 長谷川修司, 松尾 泰,  
松本 重貴, 水崎 高浩, 南 龍太郎,  
望月 維人, 野口 博司, 李 哲虎,  
目良 裕, 山本 隆夫, 渡邊 康,  
平野 哲文, 板橋 健太, 藤山 茂樹  
(支部委員)

奥西 巧一, 黒岩 芳弘, 小山 晋之,  
酒井 彰, 中村 光廣, 野村 清英,  
前田 史郎, 松井 広志, 水野 義之,  
山崎 祐司

### 新著紹介小委員会委員

平野 哲文(委員長), 大江純一郎,  
片山 郁文, 桂 法称, 加藤 進,  
小芦 雅斗, 合田 義弘, 郡 宏,  
長谷川秀一, 廣政 直彦, 間瀬 圭一,  
宮原ひろ子, 三輪 光嗣, 山本 貴博

日本物理学会誌 第70巻 第2号 (平成27年2月5日発行) 通巻786号

©日本物理学会 2015

Butsuri

発行者 〒113-0034 東京都文京区湯島 2-31-22 湯島アーバンビル 8F

白 勢 祐 次 郎

印刷所 〒169-0075 東京都新宿区高田馬場 3-8-8

株式会社 国 際 文 献 社

発行所 〒113-0034 東京都文京区湯島 2-31-22 湯島アーバンビル 8F

一般社団法人 日 本 物 理 学 会

電話 03-3816-6201 Fax 03-3816-6208

郵便振替 00120-4-167544 定価 1部2,400円 年額25,000円

本誌に掲載された寄稿等の著作権は一般社団法人日本物理学会が所有しています。