

時空特異点と宇宙検閲仮説

中尾 憲一 (大阪市立大学大学院理学研究科 558-8585 大阪市住吉区杉本 3-3-138 e-mail: knakao@sci.osaka-cu.ac.jp)

一般相対性理論によれば、太陽の数十倍の質量を持つ星は、その進化の最終段階で超新星爆発を経験した後、自己重力によって、際限なく収縮する重力崩壊という現象を起こし、時空特異点と呼ばれる“領域”を形成する。ペンローズ (R. Penrose) によって提案された宇宙検閲仮説は、この時空特異点が観測不可能であるとする仮説だが、これまでの詳しい理論的研究で、反例と思われる解が次々に見つかってきた。その反例とは、原理的に観測可能な特異点、すなわち裸の特異点である。本稿では、この裸の特異点が形成される重力崩壊と、そのときに生成される重力波に関する最近の研究を紹介する。

1. はじめに

「我々の宇宙に、縁(へり)はあるのだろうか」。これは宇宙に興味のある方々ならば、まず頭に浮かぶ疑問ではなからうか。宇宙に縁があるとすると、例えば、「その先はどうなっているのか」等の新たな疑問が出てくるので、「宇宙には縁などない」とするのが、すっきりした一つの考えだろう。しかし歴史的には、皆が皆そう考えてきたわけではないようである(例えば、古代のインドの人々は、縁のある世界を想像していた)。こんなことを書いてみると、「物理学会誌に形而上学の解説を載せるとはけしからん」と思われる読者もいるかもしれない。しかしながら、これは時空構造の問題である。そして現在、時空は物理的実体と考えられているので、れっきとした物理学の話なのである。

1915年にアインシュタインが提唱した一般相対性理論は、時空構造を規定する古典的物理法則である。この理論は、太陽系における高精度の実験的な検証をパスしており、¹⁾強い重力場を伴う現象は、ほとんどの場合、この理論に基づき研究が進められている(本稿でも、この理論に基づいて話を進める)。そして、この一般相対性理論がどこまでも正しいとすると、「これ以上先に進めない」という意味での「縁」が宇宙には頻りに現れるということがペンローズ (R. Penrose) によって明らかにされた(これはペンローズの特異点定理と呼ばれている)。²⁾この「これ以上進めない宇宙の縁」というのは、時空特異点と呼ばれる時空の“境界”であり、本稿のテーマである。

それでは、この宇宙の縁である時空特異点は、“どのようなところに”あるのだろうか?*¹ 宇宙の始まりのビッグバンは、この時空特異点の例の一つである。また、巨大な質量の星は、核燃焼を終えて超新星爆発を経験した後、その自己重力によって限りなく収縮していくことになる。そして最終的に、質量密度、エネルギー密度、圧力、温度、時空の曲率(潮汐力に対応)といった物理量が発散する。

*¹ ここでは空間的だけでなく、時間的な意味での縁も含める。

その発散した領域も時空特異点である。

2. 宇宙検閲仮説

球対称重力崩壊による時空特異点形成の一例を図1に示す。この図の縦軸は、“時間”座標というわけではないことに注意して欲しい。縦軸方向が場所によっては必ずしも時間的でないことは、図に記した未来向きの光円錐から分かるだろう。また、横軸は面積半径 R ($4\pi R^2$ が球面の面積に等しい半径) である。この横軸方向も、必ずしも空間的な方向とは限らないことが、光円錐の向きから分かるだろう。青く色づけされたところが、物質の存在する所である。

ここで、いろいろな時刻に仮想的な光を、原点 $R=0$ から等方的に発射してみる。重力崩壊があまり進んでいない段階では、この光は球面波として“外向き”に伝播してい

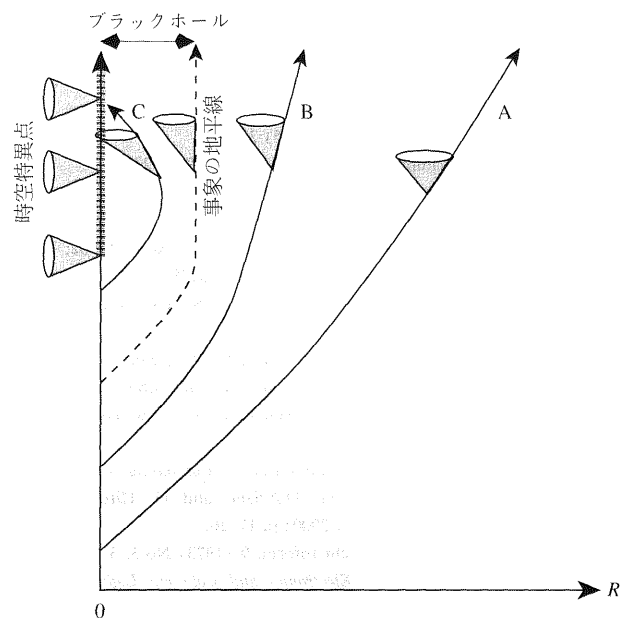


図1 球対称重力崩壊による時空特異点の形成。青く色付けされたところが、物質、放射の存在する時空領域である。横軸は面積半径 R 。また、円錐はその点における未来向きの光円錐である。 $R=0$ 上の太い一点破線は、時空特異点に対応する。この時空特異点は空間的であり、ここからの物理的情報は時空内のいかなる点にも伝わらない($R<0$ に時空はないことに注意)。したがって、この時空特異点は観測不可能である。

く(光波面 A)。しかしながら、ある程度重力崩壊が進むと、光波面の面積は増加しにくくなる(光波面 B)。そして、ある時刻に原点から発射された光波面は、最初はその面積が増加するが、最終的には一定になる。この波面は事象の地平線と呼ばれる。この事象の地平線とその内部をブラックホールと呼ぶ。さらに、重力崩壊が進むと、原点から出た光波面の面積は、最初は増加するが、途中で減少に転じ、再び $R=0$ に収縮する(光波面 C)。

特異点近傍の光円錐の向きに注意していただければ、図 1 の例では、時空特異点は空間的な線になっていることが分かる(このような場合、「時空特異点は空間的である」と言う)。これは、大変重要な性質である。ビッグバン特異点のような初期特異点を除けば、時空特異点が空間的な場合、時空内には、その時空特異点からの物理的な影響を受けうる領域が存在しない(物理的な影響というのは光円錐の内部にしか伝わらないこと、そして $R < 0$ には時空がないことに注意)。たとえブラックホールの中に入ったとしても、空間的な時空特異点(からの物理的信号)を観測することはできないのである。

上記の例のように、重力崩壊によって形成される時空特異点は、一般に観測不可能なのだろうか? この疑問に対してペンローズが非常に重要な予想を提案している。それは「宇宙検閲仮説」として知られており、一般相対性理論の理論的な研究において重要な役割を演じてきた。³⁾ 宇宙検閲仮説には、二つのバージョンがある。

C1) 物理的にもっともらしい初期条件から出発した、物理的にもっともらしい物質および放射の重力崩壊によって発生するすべての時空特異点は、ブラックホールの中に隠され、遠方の観測者はそれを見ることはできない。

C2) 物理的にもっともらしいすべての時空には、初期特異点(いわゆるビッグバン)以外に観測可能な特異点は存在しない。

C1 と C2 は同等ではない。C1 の主張は、ブラックホールの中に入った観測者が時空特異点を観測できる場合があることを否定していないが、C2 は、たとえブラックホールの中に入っても、時空特異点は観測できないと主張する。また C2 は、観測できない時空特異点だけが発生するということを主張しているのであって、ブラックホールのような時空構造が形成されると主張しているわけではない。したがって、C1 は満たしているが、C2 を満たしていない状況、あるいは逆に、C2 は満たしているが、ブラックホール時空が形成されないため、C1 を満たさないという例が考えられるのである。

図 1 は、C1 と C2 の両方を満たしている例になっている。例えば一様なダスト流体球^{*2}の重力崩壊を記述するオッペンハイマー・シュナイダー (Oppenheimer-Snyder: OS)

解は、⁴⁾ 図 1 のようになる。重力崩壊の基本的なイメージはこの解によって作られたと言っても過言ではないほど重要な解である。この OS 解が発見されてから非常に長い間、重力崩壊による特異点形成は、一般に図 1 のような時空構造になると考えられた。そして、それに基づき宇宙検閲仮説が提案されたわけである。

それではこの宇宙検閲仮説は正しいのであろうか? これまでに、宇宙検閲仮説を宇宙検閲定理として証明しようと多くの研究者が努力してきたが、満足のいく結果は得られていない。それどころか、逆に宇宙検閲仮説の反例と思われる解が次々に見つかってきたのである。

ここで、時空特異点の物理的な意味を考えてみよう。ペンローズの特異点定理は、その後一般化されペンローズ & ホーキング (S. W. Hawking) の特異点定理として、より完成度の高いものになった。⁵⁾ ところで、これらの定理において採用されている時空特異点の定義は非常に一般的であり、したがって、この定理は時空特異点の詳細な“物理的”性質には言及していない(例えば、エネルギー密度、圧力、時空の曲率等の物理量が発散するかどうか等は自明ではない)。しかしながら、これまでの研究から、巨大質量星の重力崩壊等で発生する時空特異点は、物理量の発散を伴うと考えて間違いはないであろう。この物理量の発散が意味するところは、これまでに我々が知り得た物理法則が破綻するということである。我々は、時空特異点での物理過程を記述する術を持っていないのである。しかし、**時空特異点**が形成されるまで**一般相対性理論は有効なのだろうか?**

質量 m のブラックホールの半径(重力半径) $2Gm/c^2$ とコンプトン波長 h/mc を比べたとき、太陽質量程度 ($m \sim 2 \times 10^{33}$ g) の場合は重力半径の方がコンプトン波長よりずっと長い。したがって、その程度の質量のブラックホールは古典論で十分良く記述できる。しかし、ブラックホールの質量が非常に小さければ、そのコンプトン波長と重力半径が等しい、あるいはコンプトン波長の方が長い、ということになる。コンプトン波長と重力半径が等しいときの質量をプランク質量と呼び、 m_{pl} と書く。すなわち、

$$\frac{h}{m_{pl}c} = \frac{2Gm_{pl}}{c^2} \rightarrow m_{pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{2G}} \sim 1.6 \times 10^{-5} \text{ g}. \quad (1)$$

また、プランク質量に対応するコンプトン波長 (= 重力半径) をプランク長と呼び l_{pl} と書く。そうすると、 $m < m_{pl}$ のブラックホールは、コンプトン波長が重力半径よりも長くなるので、量子論的不確定性によって事象の地平線は意味がなくなってしまう。このような状況では、時空の幾何学的な性質であるブラックホールを、量子論的に記述しなければならないのである。そのためには、古典論である一

^{*2} ダスト流体=圧力ゼロの流体。核燃焼を終え、冷え切った星を理想化したものと思えば良い。

一般相対性理論ではなく、いわゆる量子重力理論が必要である。この意味で、プランク・スケールというのは、一般相対性理論の適用限界についての一つの指標となる。例えば、エネルギー密度がプランク・スケール (m_{pl}/l_{pl}^3) より大きくなれば (このとき時空の曲率半径は l_{pl} より短くなる)、量子重力理論が必要になる。したがって、プランク・スケールを超えた物理量が存在する領域は、一般相対性理論が破綻するという意味で、実質的な時空特異点と見なすべきであろう。

このように考えれば、しばしば耳にする「裸の特異点が存在すると、その影響が及ぶ範囲で、どのような物理過程が実現するか、原理的に予言不可能になるので、問題である」という主張は意味がないことになる。そうではなく、一般相対性理論の枠内で、裸の特異点の形成が示された場合、それは「我々がまだ知らない物理法則 (量子重力理論) に支配されている領域が、原理的に観測可能になる」ということであろう。

3. 宇宙検閲仮説の“反例”

OS 解が発表されてから約40年後にアードレイ (D. M. Eardley) とスマー (L. Smarr) によって、OS 解より現実的な非一様ダスト流体球の重力崩壊によって形成される時空構造が調べられた。⁶⁾ この非一様ダスト流体球の重力崩壊を記述する解はトールマン・ボンディ (Tolman-Bondi: TB) 時空と呼ばれ、OS 解よりも早くに見発見されていた解である。しかし、それまでは、その複雑さゆえに光的測地線を解析的に求めることができず、時空の因果的構造の解析がほとんど進んでいなかった。そういった状況で、アードレイとスマーは、限界束縛状態^{*3}の重力崩壊における光的測地線を調べ、図2のような時空構造がありえることを示した。その後、クリストドロウ (D. Christodoulou)、ニューマン (R. P. A. C. Newman)、ジョシ (P. S. Joshi)、ドゥイヴェディ (I. H. Dwivedi) らによって、図2が球対称ダスト流体の重力崩壊で形成される最も一般的な時空構造であることが証明された。⁷⁻⁹⁾

図2において、時空特異点は空間的な部分 (上部) と光的な部分 (下部) からなっていることに注意していただきたい。光的な部分は時空内の点に物理的な影響を及ぼしうる構造になっていることが分かるだろう (光円錐の向きに注意)。このような原理的に見ることのできる時空特異点は、**裸の特異点 (Naked Singularity)** と呼ばれる。また、この裸の特異点から物理的な影響を受けることのできる領域の境界をコーシーの地平線と呼ぶ。

この TB 時空は、宇宙検閲仮説の反例になっているよう

^{*3} 運動エネルギーと重力のポテンシャルエネルギーの和がゼロの運動。すなわち、束縛運動と非束縛運動の境界に対応する解。

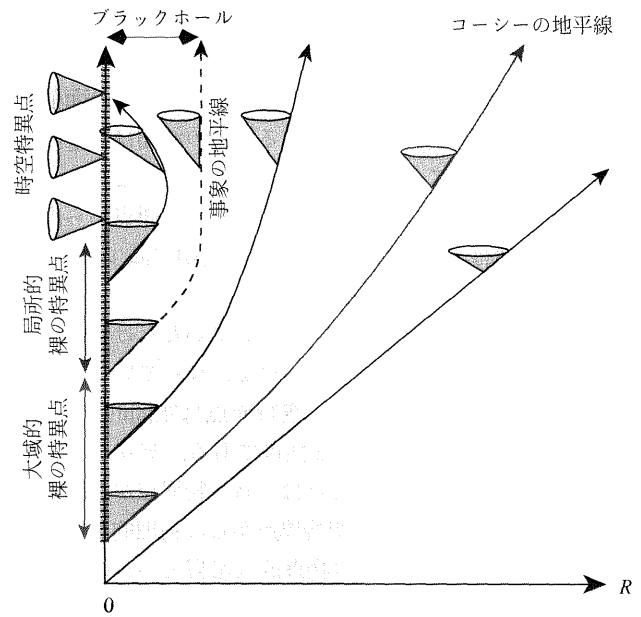


図2 球対称重力崩壊による裸の特異点形成。見方は図1と同じである。事象の地平線が発生する前に、時空特異点が形成されることに注意。無限遠方の観測者が見ることのできる特異点を大域的な裸の特異点と呼び、ブラックホールの中に入らなければ見ることのできないものを局所的な裸の特異点と呼ぶ。時空特異点上に描かれた光円錐は、裸の特異点が光的であることを意味している。

に思われる。しかしながら、この解が「物理的にもっともらしいか？」という悩ましい問題が残されている。ここで批判の対象になるのは、圧力ゼロの仮定と、球対称性の仮定である。

圧力が存在する場合の解析は、オリ (A. Ori) とピラン (T. Piran) による相対論的な球対称自己相似解に関する研究をはじめとする幾つかの準解析的研究^{10, 11)} そして原田による数値シミュレーションを用いた、かなり一般的な球対称重力崩壊に関する研究がある。¹²⁾ これらの解析結果から、圧力が存在する場合でも“状態方程式”によっては、TB 時空と同様、裸の特異点が形成されることが明らかになっている。

また、チョップツイック (M. W. Choptuik) によって発見された質量ゼロのスカラー場の球対称重力崩壊における臨界現象は、裸の特異点の一例と考えることができる。¹³⁾ この臨界現象では、初期条件を調節することによって、いくらでも小さな質量のブラックホールができる。すなわち、適切な初期条件から重力崩壊を起こせば、プランク質量 m_{pl} 以下のブラックホールを作ることができるわけである。その後、重力波や他の様々な物質に関しても、この臨界現象が見つかった。^{14, 15)} また、ニーメイヤー (J. C. Niemeyer) とジェダムツイック (K. Jedamzik) は数値シミュレーションを行い、初期宇宙での小質量ブラックホール形成において、この臨界現象が起こるかどうかを調べた。¹⁶⁾ 結果として、確率は非常に小さいが、我々の宇宙にプラン

ク・スケールの小質量ブラックホールが形成される可能性があることが示された。

非球対称時空の重力崩壊に関する草分け的な研究は、中村らによって行われた軸対称完全流体の重力崩壊に関する数値シミュレーションであろう。¹⁷⁾ 熱的なエネルギーが十分に小さい(冷たい)流体を糸巻型の細長い形状に分布させたものを初期条件として設定する。そうすると、細長い形状のまま重力崩壊が進んでいき、数値計算で調べた範囲では限界捕捉面が形成された形跡は見られないという結果が得られた。^{*4} この数値シミュレーションは、ブラックホールではなく裸の特異点が形成される可能性を示唆している。その後、中村、シャピロ(S. L. Shapiro)、チュコルスキー(S. A. Teukolsky)による軸対称初期データの解析、¹⁸⁾ シャピロとチュコルスキーによる無衝突粒子系の軸対称重力崩壊に関する数値シミュレーションも同様の結果を出している。¹⁹⁾

ただし、これらの結果から「我々の宇宙に裸の特異点が形成され、それを我々は観測できる」と結論づけることまでは、まだできない。さらなる注意深い研究が必要である。

4. 重力波放出

重力波とは、時空の曲率の揺らぎが光速で伝播する現象であり、一般相対性理論が予言する重要な物理現象の一つである。未だに直接観測はなされていないのだが、強い重力場を伴う領域の観測的研究は、今後この重力波に頼らざるを得ないであろう。何故ならば、強い重力場を伴う領域には、まず確実に高密度の物質、輻射が存在しており、そのような領域から、ほとんど散乱されずに我々のところまでやってくるのができるのは、重力波だけだからである。^{*5} 重力波検出計画は、現在、日本でTAMA300が既に稼働しており、²⁰⁾ アメリカのLIGO計画も近々3 kmクラスのレーザー干渉計が稼働する予定である。²¹⁾ またヨーロッパでは、VIRGO計画およびGEO計画が進行している。^{22, 23)} さらに、地球の公転軌道上に大型のレーザー干渉計を打ち上げるLISA計画も動き出した。²⁴⁾

ところで、先の章で紹介した糸巻型の軸対称重力崩壊によって裸の特異点形成が起きるのであれば、「それは強い重力波源になるであろう」という指摘が1993年に中村、柴田、そして著者によってなされた。²⁵⁾ 時空特異点近傍は時空の曲率が非常に大きい、事象の地平線に囲まれている

^{*4} 閉じた空間的2次元面を考える。その面から外向きに出した光波面も、内向きに出した光波面もその面積の時間的な増加率が負になるとき、その空間的2次元面は捕捉面と呼ばれる。また増加率がゼロのときを、限界捕捉面と呼ぶ。

^{*5} 一方、光やニュートリノは、中性子星のような核密度程度の物質に対して既に不透明であり、これらによって、中性子星の中心付近の質量がどのように運動しているのかを直接観測することは不可能である。

場合、その情報が重力波として、その外側に伝播することは不可能である。一方、裸の特異点は、事象の地平線に囲まれていないので、特異点付近の極めて強い重力場が無限遠方まで重力波として伝播しない理由が見当たらないというのが、その根拠である。そして「静止質量エネルギーを含めた系の全エネルギーが、重力波として放出され、最終的に時空特異点は蒸発してしまう」というかなり過激な予想が提案された。この問題についての相対論的な解析は簡単ではないので、とりあえずニュートン近似で考えてみよう。

ニュートン重力の場合、一様密度のダスト流体からなる回転楕円体は、重力ポテンシャルが調和型になることから、一様密度を保ち、かつ回転楕円体のまま重力崩壊をする。すなわち、一様なダスト流体が存在する領域を、

$$\frac{x^2+y^2}{a^2(t)} + \frac{z^2}{b^2(t)} \leq 1 \quad (2)$$

と書くことができる。また、静止質量密度 $\rho(t)$ は

$$\rho(t) = \frac{3M}{4\pi a(t)b^2(t)} \quad (3)$$

で与えられる。ここで M は系の全質量に対応する定数である。そして、運動方程式を積分することによって $a(t)$ および $b(t)$ を求めれば、四重極公式と呼ばれる公式によって、この重力崩壊の過程で生成される重力波のエネルギー E_{GW} が次のように計算できる。

$$\frac{dE_{GW}}{dt} = \frac{2GM^2}{375c^5} \left\{ \left(\frac{d^3(a^2)}{dt^3} \right)^2 - \left(\frac{d^3(b^2)}{dt^3} \right)^2 \right\} \quad (4)$$

この公式と、 $a(t)$ および $b(t)$ に対する方程式を使って、糸巻型特異点の極限 $a \rightarrow 0$ ($b = \text{有限}$)での E_{GW} を評価すると発散することが分かる。^{25) *6}

最終的に相対論の数値解析による研究が必要であるとはいえ、このニュートン近似による解析での E_{GW} の発散は、莫大な重力波が放出される可能性を示唆している。ところが、シャピロとチュコルスキーの数値シミュレーションによる研究では、裸の特異点が形成されるであろう場合ですら、重力波はほとんど放出されなかった。

裸の特異点近傍で生成される重力波についての詳細な解析を行うため、千葉によって円筒対称形状のダスト流体の重力崩壊に関する数値シミュレーションが行われている。その結論は、シャピロとチュコルスキーの結果と同様、「裸の特異点近傍から重力波はほとんど放出されない」というものであった。²⁶⁾ これらの相対論の数値シミュレーションと上のニュートン近似による解析結果の違いの理由は何なのだろうか？

一つの可能性は、これまでの相対論の数値シミュレーション

^{*6} バンケーキ型特異点 $b \rightarrow 0$ ($a = \text{有限}$)の場合、 E_{GW} は発散しない。

オンでは、コーシー問題としてアインシュタイン方程式を積分しているの、裸の特異点近傍から重力波が伝わる領域をカバーできていないということである。この問題の解決策として、時空の因果的構造を考慮した定式化である特性初期値問題形式（光的超曲面で時空を葉層化する形式）によって、数値シミュレーションを行うことが考えられる。

現在、相対論の数値シミュレーションで、特性初期値問題としてアインシュタイン方程式を積分し、裸の特異点近傍で生成される重力波の伝播を調べたという例はない。非球対称時空の場合、光的な超曲面は幾何光学で言うところの火面が一般的に発生するため微分不可能になる。²⁷⁾ 微分不可能な面を数値シミュレーションで取り扱うことは今のところ不可能で、何らかの技術革新が必要と思われる。

一方、球対称重力崩壊を背景時空とした線形近似による重力波の相対論的解析が、井口、原田、そして著者によって行われた。²⁸⁾ 線形近似ということで、適用限界は存在するが、非線形項による数値的な不安定性の心配がなく、高精度の数値計算が可能であること、さらに背景時空の対称性のおかげで、特性初期値問題として容易に数値積分できるという利点がある。

物理的な状況設定を図3に示した。大域的な裸の特異点が形成される場合のTB時空の中心に、線形重力波を打ち込む。そうすると、打ち込まれた重力波によって、原点近傍の球対称ダスト流体に非球対称の歪みが発生する。打ち

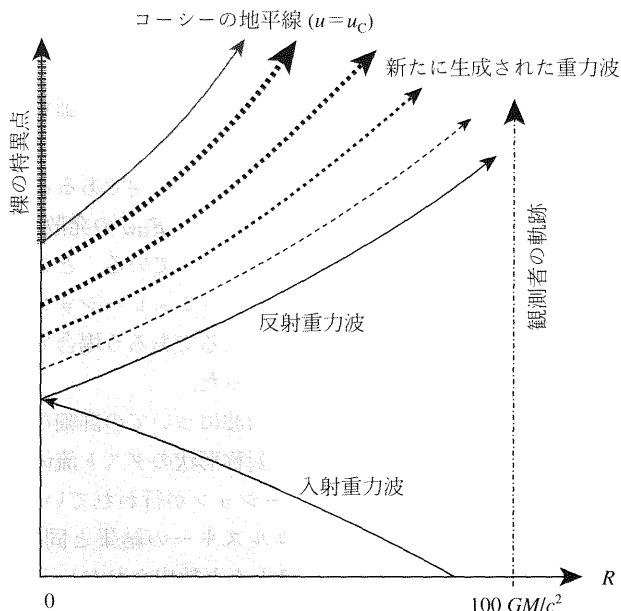


図3 トールマン・ボンディ時空における線形重力波の振舞。裸の特異点が形成される前に、線形重力波を中心 $R=0$ に打ち込む。その重力波は“反射”重力波として無限遠方に戻っていくが、入射重力波によって非球対称に歪められたダスト流体が重力波を放出しながら、重力崩壊する。この新たに生成される重力波は黒い破線で表されている。コーシーの地平線に近づくにつれて、重力波の運ぶ時空の曲率は大きくなり、最終的に発散する。図から分かるように、計算領域はコーシーの地平線の過去なので、裸の特異点における境界条件は必要ない。

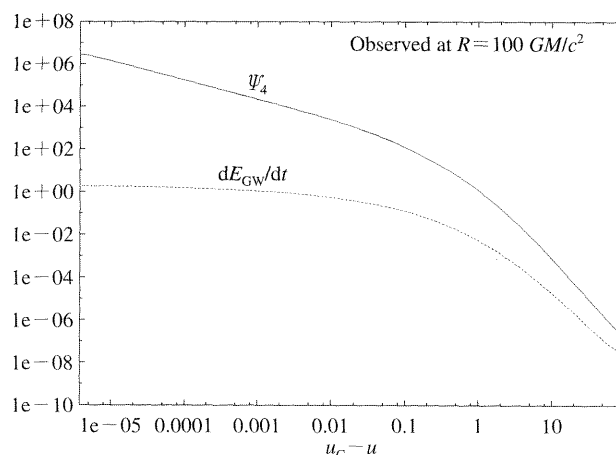


図4 $R=100 \text{ GM}/c^2$ で観測される線形重力波を遅延時間 u の関数としてプロットしたものである（右から左へ時間発展することに注意）。コーシーの地平線は $u=uc$ である（図3も参照していただきたい）。ここで M は系の全質量である。 Ψ_4 は重力波の運ぶ時空の曲率であり、 $u \rightarrow uc$ の極限で発散することが、この図から分かる。一方、重力波によるエネルギー放出率 dE_{GW}/dt は、 $u \rightarrow uc$ の極限で有限の値に収束する。

込まれた重力波は再び無限遠方に伝播していくが、ダスト流体の歪みはそのまま残り、これが重力波を生成しながら重力崩壊していくことになる、というのが線形解析の結果である。この中心付近で生成された線形重力波は、コーシーの地平線に近づく極限で以下のように振舞う（図4参照）。

R1) 計量テンソルの振幅は有限。

R2) 重力波のエネルギー放出率は有限。

R3) 重力波の運ぶ時空の曲率は発散。

したがって、線形近似の範囲内では、裸の特異点近傍で生成される重力波の爆発的なエネルギー放射はないということになる。しかし、ゼロではなく有限なので、非線形効果が存在する場合にどうなるかは自明ではない。この点に関してはさらなる研究が必要である。一方 **R3** は、コーシーの地平線が不安定であることを意味しており、シャピロとチュコルスキーや、千葉の数値シミュレーションでも、特性初期値問題としてアインシュタイン方程式を積分すると、衝撃波的な重力波が見られる可能性を示唆している。

ここで注意しておくが、以上の計算は裸の特異点からではなく、裸の特異点が形成される直前の、時空の曲率が非常に大きくなった領域からくる物理的情報を計算しているということである。したがって、計算領域は裸の特異点からの情報が伝播しない領域であり、裸の特異点がどのように見えるのか、という解析をしているわけではない。裸の特異点が形成されるような重力崩壊が起こったときに、裸の特異点形成の前触れとして、どのような重力波が観測されるのかを解析しているわけである。裸の特異点自身から、どのような情報がくるかというのは、量子重力理論を駆使しなければならない物理学の新しい領域の問題であり、重要な研究テーマである。しかしながら、どのようなタイプ

の裸の特異点が、どのようにしてできるのかは古典重力理論の非自明な問題として残されている。

5. おわりに

この解説では、裸の特異点の問題と宇宙検閲仮説、そして、裸の特異点形成に伴う重力波についての研究を主に紹介した。裸の特異点形成に伴う興味深い他の現象として、準古典的な取扱いによる量子論的粒子生成が挙げられる。ここでは紙面の都合上、詳しく解説できないが、これは裸の特異点付近で時空の曲率が急激に成長するために、その時空上で量子場を考えると、爆発的な量子論的粒子生成が起きるというものである。²⁹⁾

ところで、これまではプランク・スケールまで一般相対性理論が有効であると仮定して話を進めてきた。しかしながら我々は、このことを実験的あるいは観測的に確かめたわけではない。現在、多くの素粒子物理学者が取り組んでいる超弦理論は、量子重力理論の有望な候補である。そして、この超弦理論に触発されて考案されたブレーンワールドモデルが近年話題になっている。³⁰⁻³³⁾ このモデルが正しいとすると、プランク長よりもずっと長いミリメートル程度という巨視的なスケールで、時空が有効的に5次元であるという効果が見え始める、という可能性が指摘されている。これは、重力の量子論的な効果がほとんど無視できる古典的な状況で、重力理論が一般相対性理論からずれるという可能性を示唆しているのである。もし巨視的なスケールで一般相対論が破綻し、高次元時空の効果が重要になるのならば、重力崩壊による時空特異点の形成、およびその性質に、大きな変更をもたらす可能性がある。この問題は宇宙検閲仮説と関係して、今後の重要な研究テーマの一つになると思われる。

参考文献

- 1) C. M. Will: *Theory and Experiment in Gravitational Physics*, rev. ed. (Cambridge Univ. Press, 1993).
- 2) R. Penrose: *Phys. Rev. Lett.* **14** (1965) 57.
- 3) R. Penrose: *Riv. Nuovo Cim.* **1** (1969) 252.
- 4) C. W. Misner, K. S. Thorne and J. A. Wheeler: *Gravitation* (Freeman, San Francisco, 1973) p. 851.
- 5) S. W. Hawking and R. Penrose: *Proc. R. Soc. London A* **314** (1970) 529.
- 6) D. M. Eardley and L. Smarr: *Phys. Rev. D* **19** (1979) 2239.
- 7) D. Christodoulou: *Commun. Math. Phys.* **93** (1984) 171.
- 8) R. P. A. C. Newman: *Class. Quantum Grav.* **3** (1986) 527.
- 9) P. S. Joshi and I. H. Dwivedi: *Phys. Rev. D* **45** (1993) 5357.
- 10) A. Ori and T. Piran: *Phys. Rev. D* **42** (1990) 1068.
- 11) T. Harada, H. Iguchi and K. Nakao: *Phys. Rev. D* **58** (1998) 104015.
- 12) T. Harada: *Phys. Rev. D* **58** (1998) 104015.
- 13) M. W. Choptuik: *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 9.

- 14) C. Gundlach: *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1998) 1.
- 15) D. W. Neilsen and M. W. Choptuik: *Class. Quantum Grav.* **17** (2000) 761.
- 16) J. C. Niemeyer and K. Jedamzik: *Phys. Rev. D* **59** (1999) 4013.
- 17) T. Nakamura, K. Maeda, S. Miyama and M. Sasaki: *Proc. 2nd Marcel Grossmann Meeting on General Relativity*, ed. R. Ruffini (North-Holland, Amsterdam, 1982) p. 675.
- 18) T. Nakamura, S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky: *Phys. Rev. D* **38** (1988) 2972.
- 19) S. L. Shapiro and S. A. Teukolsky: *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 994.
- 20) H. Tagoshi, *et al.*: *Phys. Rev. D* **63** (2001) 062001.
- 21) A. Abramovici, *et al.*: *Science* **256** (1992) 325.
- 22) C. Bradaschia, *et al.*: *Nucl. Instrum. & Methods A* **289** (1990) 518.
- 23) J. Hough: *Proc. 6th Marcel Grossman Meeting*, ed. H. Sato and T. Nakamura (World Scientific, Singapore, 1992) p. 192.
- 24) LISA Science Team: *Laser Interferometer Space Antenna for the detection and observation of gravitational waves: Pre-Phase A Report*, Dec. 1995.
- 25) T. Nakamura, M. Shibata and K. Nakao: *Prog. Theor. Phys.* **89** (1993) 821.
- 26) T. Chiba: *Prog. Theor. Phys.* **95** (1996) 321.
- 27) ランダウ & リフシッツ著、恒藤敏彦・広重 徹訳:『場の古典論、原書第6版』(東京図書、1978) p. 151.
- 28) H. Iguchi, T. Harada and K. Nakao: *Prog. Theor. Phys.* **103** (2000) 53.
- 29) T. Harada, H. Iguchi and K. Nakao: *Phys. Rev. D* **62** (2000) 084037.
- 30) N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali: *Phys. Lett. B* **429** (1998) 263.
- 31) I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali: *Phys. Lett. B* **436** (1998) 257.
- 32) L. Randall and R. Sundrum: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3370.
- 33) L. Randall and R. Sundrum: *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4690.



著者紹介

中尾憲一氏: 専門は相対論的宇宙物理学および重力理論。強い重力場を伴う物理的過程に興味を持っている。趣味は魚釣り。

(2001年8月3日原稿受付)

Spacetime Singularities and Cosmic Censorship

Ken-ichi Nakao

abstract: General relativity predicts that a massive star will experience the supernova explosion and then gravitationally collapse into spacetime singularities at the final stage of its evolution. Cosmic censorship conjecture proposed by R. Penrose states that such spacetime singularities are not observable. However, many detailed studies revealed that there are candidates of the counter example to this conjecture. The counter example is called the naked singularity. In this article, I would like to briefly review the gravitational collapse which forms or might form naked singularities and then introduce recent studies about gravitational waves generated in the course of the naked singularity formation.