



隣のブラックホール【7】

ブラックホールの光学

福江 純 (大阪教育大学)

今回は、ブラックホールのまわりにおける光線の振る舞いについて紹介する。光線の曲がり、重力場での赤方偏移現象などについて、具体例をあげて説明しよう。

7-1 光線の彎曲

1) エレベータの思考実験

一般相対論の基本的な考え方である等価原理を認めれば、重力場の中で光が曲がることはただちに証明できる。重要なポイントは、

- (1) 光も自由落下する
 - (2) 空間が曲がっている
- の2つである。

まず前者の観点。

ふたたびエレベータを思い浮かべてみよう(図7・1)。まず、周囲に何もない宇宙空間を加速しているエレベータの中で、横の壁の穴から水平方向に光が入射してきたとする。光は、エレベータの外側の宇宙空間に対しては

(水平方向に) 真っ直ぐ進むだろう。これはあきらかだ。

では、エレベータの中で光を観測すると、どうみえるだろうか？ 光が水平方向に進む間に、加速によってエレベータは上方向に移動する。その結果、エレベータの中の観測者からみると、光はあたかも下向きに曲がったようにみえるだろう。このとき、もしエレベータが加速運動をしているのではなく、たんなる等速直線運動をしているならば、光の到来方向は水平から傾いてみえるが、光自体は真っ直ぐに進むようにみえるだろう。これは以前に出てきた光行差と同じである。しかし、エレベータが加速運動をしていると、単位時間当たりの移動距離がどんどん大きくなるので、光は軌跡は直線ではなく下向きに曲がった曲線になるのである。

ところで、等価原理の考えでは、天体のまわりの重力場と加速系とは、基本的に区別できない。この区別ができないということは、さまざまな現象もまったく同じにみえるということだ。すなわち、加速系で光が曲がってみえるのなら、重力場の中でも光は曲がってみえるはずなのである。

つぎに後者の観点。

ニュートン力学の成り立つユークリッド空間でも、重力場を考えないアインシュタインの特殊相対論でも、光速は不変で有限ではあるが、光が直進するという性質は変わらない。しかし、重力場を考える一般相対論では、

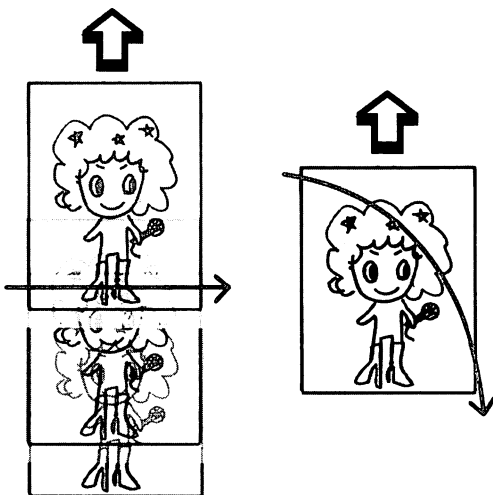


図7・1 エレベータの思考実験。光の道筋はどうみえる？

あらゆるモノの入れ物である空間自体が曲がっているのだから、光の道筋も曲がらざるを得ない。地球の表面のような曲がった空間では、そもそも“真っ直ぐ”な線を引くことは原理的に不可能なのだ。

光は2点間を最短時間で結ぶ経路を進むのだが（このことを「フェルマーの原理」と呼んでいる）、曲がった空間に沿って進むため、最短時間の経路であるはずの光の軌跡も曲がるのである（図7・2）。別な言い方をすれば、光の軌跡そのものが曲がった空間における“直線”なのである。光は、あくまでも自分はまっすぐに進んでいるつもりのはずなのだ。

“アインシュタインの一般相対論では重力場中で光は曲がる”とよく言うが、より正確に丁寧に言えば、(1) 光も重力場中で自由落下することと、(2) 空間の曲がりによって光の道のりが変化することの二つの理由で、光は曲がるのである。

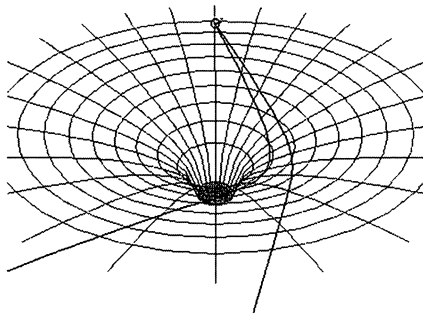


図7・2（上） 曲がった空間。

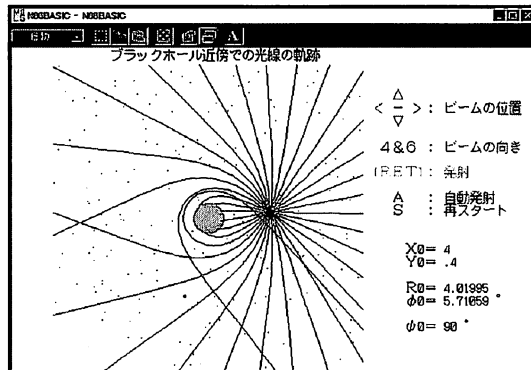
2) 光線の曲がりの計算例

シュバルツシルト・ブラックホール周辺における光線の軌跡の計算例を示しておこう（図7・3、図7・4）。

図7・3は、ブラックホールの近くから、いろいろな方向に発射した光線の軌跡を示したものである。ブラックホールのそばでは、光線が強く曲げられることがわかる。また中には、右下に進んだ2本の光線のように、ブラックホールのまわりをぐるりとまわって、同じ方向に向かうものも出てくる。このことは、逆に遠方からブラックホール周辺を眺めた場合に、同じ点の像がいくつも見えることを意味する。

図7・4は、ビームをブラックホールに近づけながら、光線を10°毎に自動発射させたものである。ビームから発射された光線の本数はどれも36本だが、ビームの位置がブラックホールに近づくにつれ、ブラックホールに吸い込まれる光線が増えるために、見かけの本数が減っているのがわかるだろう。またブラックホールと反対の方向に発射された光線はほとんど直線に近いこともわかる。

図7・3（右） ブラックホール近傍での光線の曲がりの計算例。



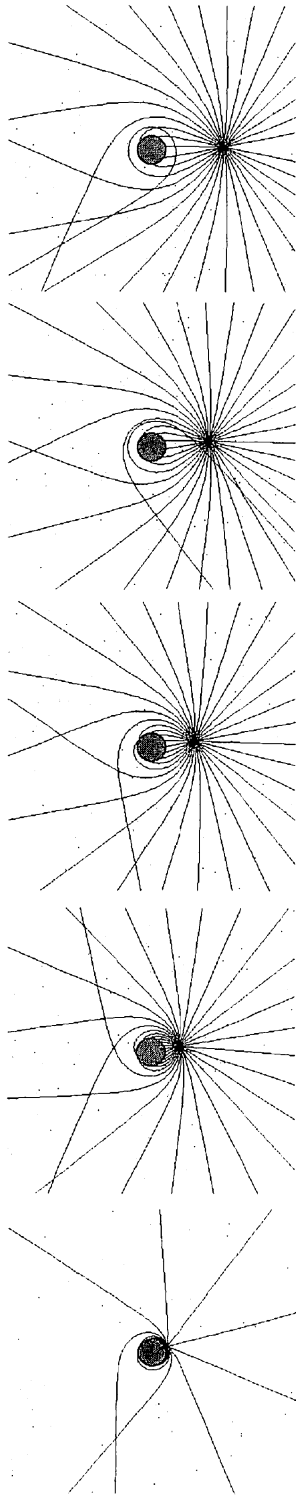


図7・4 ブラックホールに吸い込まれる光線群。

ブラックホール周辺における光の伝わり方として、光の波面と光円錐についても触れておこう(図7・5)。ブラックホールから遠く離れたところでは、光はあらゆる方向に光速で伝播するので、2章でも述べたように、3次元空間における光の波面は発射点を中心とする球面になる。また縦軸に時間を取ったミンコフスキーダイアグラムでは、光の波面は頂角 45° の対称な円錐—いわゆる光円錐—になる。しかし、ブラックホール近傍の曲がった空間では、光線も曲がるために、ある瞬間の光の波面は、発射点よりも中心よりになってしまうのだ。そして光円錐もブラックホールの方に向けて傾いた円錐になってしまう。さらに、シュバルツシルト半径ちょうどで光を発射すると、光はブラックホールから出て行けないので、光の波面も光円錐も、シュバルツシルト半径の境界に接した形になるのだ。

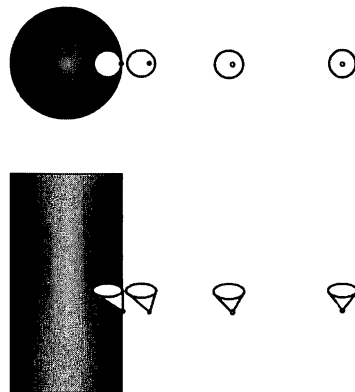


図7・5 光波面と光円錐。上は3次元空間での光の波面で、大きな黒い丸がブラックホール領域、黒い点が光源で、灰色の円は光の波面。下はミンコフスキー時空での光円錐で、黒い筒が過去から未来へ伸びるブラックホール領域、黒い点が光源で、灰色の円錐が時空内での光の波面。

3) 光線の曲がりの実証

いま述べたように、ブラックホール時空では光線は曲げられる。これは一般相対論の性質なので、どんな天体でも構わない。たとえば太陽の縁をかすめる光線は、一般相対論を使って計算すると、最初の方角から角度にして1.75秒角曲がることが予想された。実は、等価原理のみによって、アインシュタイン自身が1911年、太陽の縁をかすめる星の光が0.87秒角曲げられることを導いていた。ところがこれは一般相対論による正しい値1.75秒角の半分にしかならず、まだ十分ではない。というのは、そのときの計算には、空間が曲がっているという効果が入っていなかったからだ。両方の効果を入れた結果として、その後、1.75秒角という値が得られている。

ブラックホールに比べて太陽の重力は非常に弱いので、曲げられる角度(1.75秒角)もきわめて微小で測定が難しい。しかも太陽がきわめて明るいために、普段は太陽の方向の星を見ることはできない。しかし、皆既日食のときは、太陽の近くの星を写真に撮ることができる。そして皆既日食中に撮影した写真と、半年後(あるいは半年前)の夜に撮影した写真とを比較して、星の見かけの位置のずれを測定することができるのである。もし一般相対論の予想通りに光線が曲がるのなら、皆既日食の際に、星の位置がわずかだけずれて見えるはずだ。しかもそのずれ方は太陽か

ら離れる方向にずれているだろう(図7・6)。

第1次世界大戦直後の1919年5月29日、アフリカとブラジルで皆既日食が起こった。著名な天体物理学者アーサー・エディントン卿(A. Eddington)の率いるイギリス観測隊が、アフリカ西岸のプリンシペ島とブラジルのソブラル村へ出向き(エディントンはプリンシペ島へ行った)、太陽のまわりに見える星の位置が、まさに一般相対論の予想通りにずれていることを確かめたのだ。この日食観測によって、アインシュタインと相対論の名は一躍世界に知らしめられたのである。

1970年前後からは、電波干渉計を用いることにより、測定精度がいちじるしく高められた。電波干渉計は、数kmぐらいの距離で設置した複数の電波望遠鏡からなるシステムで、それぞれの電波望遠鏡の信号を干渉させることで、電波天体の位置をきわめて高い精度で求めることができる装置である。この手法で、天球上の電波源の位置を調べ、光線(いまの場合は電波)の曲がりを検出するのである。

たとえば遠方の点状電波源キューサー3C279は、赤方偏移が0.54で、赤経12時54分、赤緯マイナス5度31分に位置するが、毎年10月8日に太陽に掩蔽される。このキューサーから約10°離れたところに、別のキューサー3C273がある(赤方偏移0.16、赤経12時27分、赤緯プラス2度20分)。この3C279が太陽に

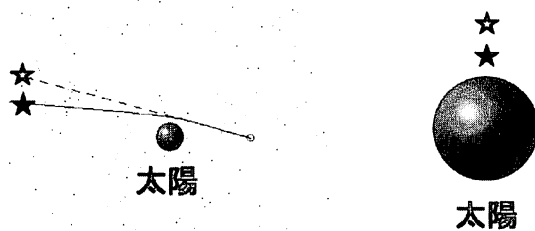


図7・6 太陽の縁をかすめる星からの光線。

背後に隠れる際には、3C279からの電波の経路が光線の場合と同じように曲げられて、3C279の電波位置が少しずれて見えるはずである。しかも太陽は強い電波を出していないので、掩蔽の様子が電波できっちり見て取れる。そこでそのときの3C279と3C273の相対角度の変化を精密に測定することにより、電波の曲がり方の度合を調べるのである。

この方法により、1969年、サイエルスタド (G. A. Seielstad) らは、太陽の縁での曲がり角として、1.77秒角 (誤差±0.20秒角) を得た。さらにその後、0111+02、0119+11、0116+08 という3つの電波源を用いた同じ原理の観測で、フォマロン (E. B. Fomalont) らは、1.775秒角という値を得ている (1975年)。太陽コロナや地球大気、観測器械などに起因するさまざまな誤差を注意深く取り除くことにより、現在では、実に1%以下の誤差で、太陽のそばの光線の曲がり角が実証されているのだ。

7-2 重力赤方偏移

1) 時間の遅れと重力赤方偏移

発した光と受けた光の波長が、いろいろな原因によって変わることを、赤方偏移と呼んだ。とくに、天体の質量の作る重力の井戸の

底で発せられた光を、天体から離れたところで受け取ると、もとの波長より赤い方へ波長が延びて観測されるが、この現象を「重力赤方偏移」という。重力赤方偏移は、重力場中の時間の進み方と密接に関連している。

天体のすぐそばで、100ヘルツの振動数をもった光を発射したとしよう (図7・7)。100ヘルツというのは“1秒間”に100回振動することを意味するが、ここで1秒間というのがくせものだ。すなわち一般相対論では、時間の進み方は、測っている場所あるいは観測者の状態によって違ってくるので、同じ1秒といっても、他の場所の1秒とは違う。天体の近くで1秒経ったときに、天体から離れた場所では、そこの時計で測って2秒も3秒も経っている場合がありうるのだ。一方、100回という振動の回数自体は、どこで数えても変わらない。したがって、天体の近くで100ヘルツだったとしても、天体から離れた場所で測って、たとえば2秒間に100回の振動なら結局50ヘルツ、3秒間に100回なら33.3ヘルツの光になってしまう。振動数が小さくなるわけだ。しかも光の速さはどこで測っても一定なので、振動数が小さくなるということは、波長が長くなる (赤方偏移) ということなのだ。これが重力赤方偏移の仕組みである。

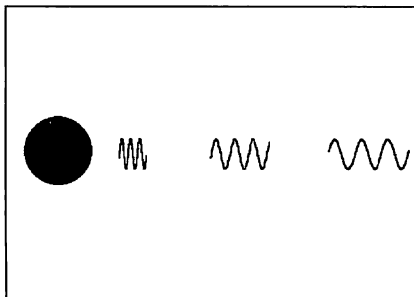


図7・7 (上) 光波の波長の変化。

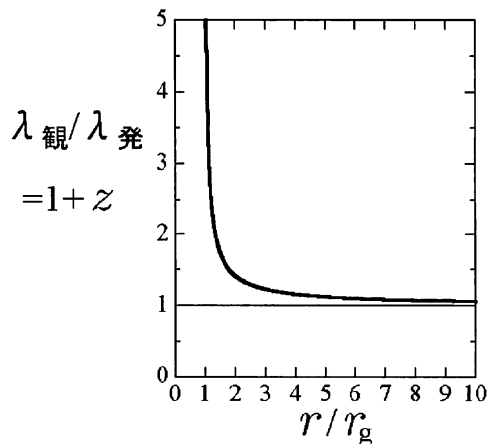


図7・8 (右) 重力赤方偏移による波長の変化。

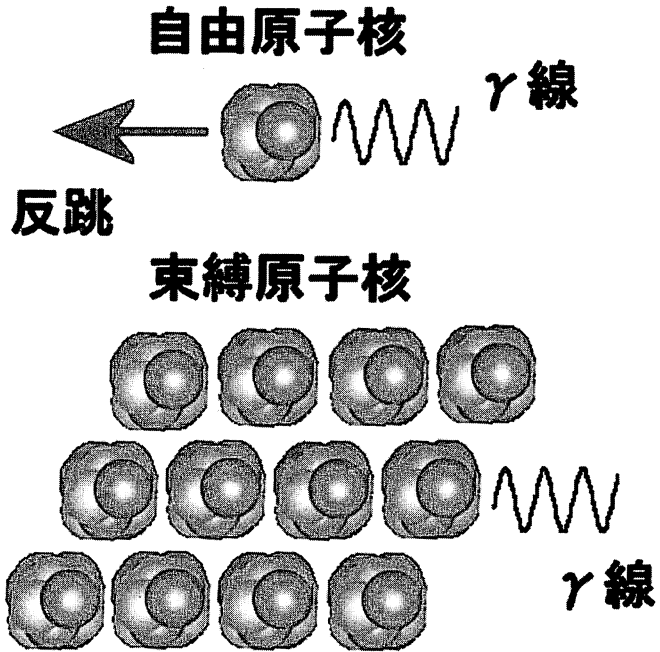


図7・9 メスバウアー効果。

重力赤方偏移の度合は、天体の質量が大きいほど、また天体の半径が小さいほど大きい。質量M、半径Rの天体を考えよう。このとき天体のシュバルツシルト半径を r_g とする（ブラックホール以外は、シュバルツシルト半径は天体の半径より小さい）。この天体の表面から $\lambda_{発}$ の波長の光が発射されたとき、天体から十分離れた場所で観測される波長 $\lambda_{観}$ を図7・8と表7・1に示す。図の横軸はシュバルツシルト半径を単位とした天体の半径、縦軸は $\lambda_{観}$ と $\lambda_{発}$ の比で、赤方偏移に1を加えたものになっている。

2) 重力赤方偏移の地上での実証

地球近傍での赤方偏移の度合は、10のマイナス10乗程度できわめて小さなものである。こんな小さい値が測定できるのだろうか？とても信じがたい気がするが、メスバウアー効果がそれを可能にした。

励起状態（高いエネルギー状態）にある原子核は、光（ガンマ線）を放出して、基底状態（最低のエネルギー状態）に遷移する（図7・9）。基底状態と励起状態のエネルギーの差

表7・1 天体の重力赤方偏移

天体	天体の半径Rと r_g の比率 r_g/R	$\lambda_{観}/\lambda_{発}$ ($= 1 + z$)	赤方偏移 z
地球	7億分の1	1.000000001	7×10^{-10}
太陽	20万分の1	1.00000214	2.14×10^{-6}
白色矮星	0.0003	1.00020	0.00020
中性子星	0.6	1.58	0.58

は、量子力学の制約から、とびとびの値しか取れない。そのため、放出されるガンマ線の波長も、そのエネルギーの差に対応して、特定の波長のものになる。逆に、基底状態にある原子核は、励起状態とのエネルギー差に対応した“特定”の波長のガンマ線を吸収することができ、励起状態に遷移する。これを「共鳴吸収」と呼ぶ。実際は放射や吸収には量子力学的な不確定性原理による自然幅があるので、共鳴吸収は特定波長だけではなく、特定波長をピークとしてそのごく近傍で起こる。

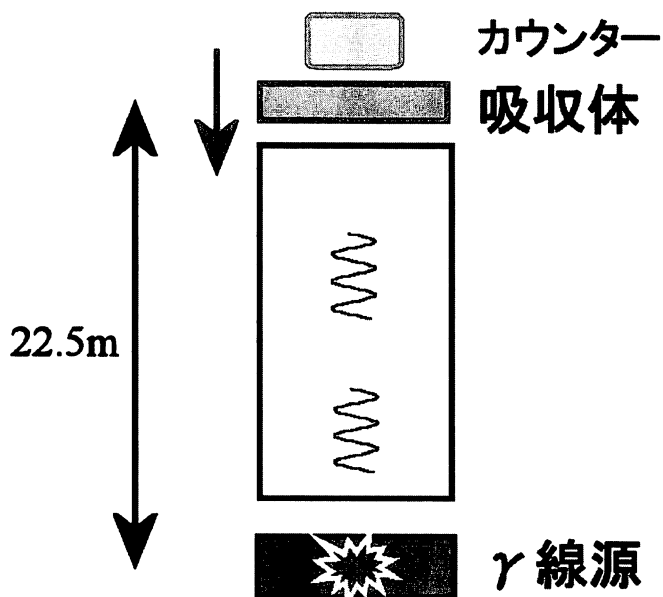
さてまず、1個の自由な原子核を考えてみよう（図7・9上）。最初、励起状態にあって、ガンマ線を放出して基底状態に移ったとする。もし原子核が単独で自由に動ける場合には、ガンマ線が飛び出した反作用を受ける。すなわち、放出されたガンマ線は、そのエネルギーに対応する運動量をもっているので、作用反作用の法則で、ガンマ線が飛び出したのと反対方向に原子核も弾かれるのだ（これを「反跳」と呼んでいる）。さらに運動すると

いうことは、それ相応の運動エネルギーをもつことになる。エネルギーは保存されなければならないので、その運動エネルギーは、励起状態から基底状態に遷移した際に放出されるエネルギーのおこぼれをもらわなければならない。結局、単独の原子核の場合、励起状態と基底状態のももとのエネルギー差より少し小さなエネルギーのガンマ線が放出されることになる。

ところで、励起状態と基底状態のエネルギー差と同じエネルギーを持ったガンマ線は、基底状態にある別の原子核に吸収されることができるのだが、上に述べたように、自由な原子核から放出されたガンマ線のエネルギーは、若干不足しているので、他の原子核で吸収できない。結局、自由に動ける原子核同士の間では、一般に共鳴吸収は起こらない。

しかし、原子核が結晶中に強く束縛されていると話は別だ（図7・9下）。結晶中では原子核は他の原子核とスクラムを組んでおり、

図7・10 ハーバードの実験。
塔の下にガンマ線放射源を、
塔の上にガンマ線吸収体を
置いて、吸収体を下向きに
動かし共鳴吸収の起こる速
度を探した。



ガンマ線を放出したときにも、結晶全体で反跳を受け止める。反作用としての運動量は同じだが、全体の質量が大きくなるために、速度はきわめて小さくなり、反跳の影響によるガンマ線のエネルギーの減少はほとんど無視できる。結局、結晶中の原子核同士の場合には、基底状態と励起状態のエネルギー差に対応するエネルギーのガンマ線をやり取りすることができるのである。この反跳のないガンマ線の放出吸収過程が、「メスバウアー効果」だ。

メスバウアー効果によって、1013分の1という驚くべき精度で、放出ガンマ線の振動数を決めることができるようになったのである。1958年にこの効果を発見したドイツの物理学者メスバウアー (R.L. Mossbauer) は、当時弱冠29歳だったが、この発見によって1961年度のノーベル物理学賞を受賞した。

このメスバウアー効果を用いて、1960年に、ハーバード大学のパウンド (R.V. Pound) とレプカ (G.A. Rebka) は、地上の重力赤方偏移を測ったのである。彼らのやりかたは、原理的には単純だ。すなわちまず、図7・10のように、ガンマ線放射源とガンマ線吸収体を鉛直方向に並べる。そのために、彼らはハーバード大学のジェファーソン物理学研究所内にあった高さ22.5mの塔を用いた。またガンマ線放射源としては、コバルトの放射性同位体 ^{57}Co を用いた。コバルト ^{57}Co は軌道電子捕獲によって自然崩壊し、鉄 ^{57}Fe に変わる。この鉄 ^{57}Fe は励起状態にあり、14.4keV (キロ電子ボルト) のガンマ線を放出して普通の鉄になる。

さて、もし重力場がなければ、メスバウアー効果によって、ガンマ線放射源から出てきた14.4keVのガンマ線は吸収体で共鳴吸収されて、吸収体の背後に置いたカウンターではガンマ線を検出できないだろう。しかし地上では重力場のために、10のマイナス15乗とはいえ、放射されたガンマ線が赤方偏移を受

ける。その結果、共鳴吸収は起こらなくなる。そこでガンマ線吸収体を放射源に近づくように下向きにゆっくり動かすのだ。そうするとドップラー効果のために青方偏移が起こって、それが重力場による赤方偏移をちょうど相殺する速度で、共鳴吸収が起こる。その速度を測定して、重力赤方偏移を求めたのである。

22.5mの高さで期待される赤方偏移の大きさは、 4.92×10^{-15} だったが、パウンドとレプカの得た実験値は、 $5.13 (\pm 0.51) \times 10^{-15}$ だった。すなわち理論値と測定値の比として、 1.05 ± 0.10 という値を得たことになる。さらに1965年に、パウンドとJ・L・スナイダーが精度を上げた実験をして、理論値と測定値の比として、 0.9990 ± 0.0076 という結果を得ている。

結局、メスバウアー効果を用いた重力赤方偏移の検証実験では、1%程度の精度で、一般相対論にもとづく計算値が測定値と一致し、理論が実証されている。