アインシュタインは相対性理論構築過程のどこで誤ったか？

メタデータ	言語: 出版者: 沖縄科学防災環境学会 公開日: 2022-07-25 キーワード (Ja): キーワード (En): relativity, Galilean transformation, Lorentz transformation, Doppler effect, redshift 作成者: 仲座, 栄三 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24564/0002019429

アインシュタインは相対性理論構築過程のどこで誤ったか？

仲座栄三

正会員　琉球大学工学部工学科（〒903-0123 沖縄県西原町千原１番地）

E-mail: enakaza@tec.u-ryukyu.ac.jp

アインシュタインの相対性理論が否定され，新しい相対性理論が著者によってすでに提案されている．アインシュタインは，相対性理論を構築するに当たり，どこでいかような誤りを犯したのか？そのことが，アインシュタインの相対性理論の論文（内山龍雄による日本語訳）にそって説明されている．次いで，新しい相対性理論がその誤りを正す形に説明されている．アインシュタインの相対性理論の本質は時空の相対論であり，特殊相対性理論では，それはローレンツ変換をもって表される．新しい相対性理論によって，アインシュタインの時空の相対論が退けられて，逆に，アインシュタインによって物理学から葬りさられたニュートンの絶対的時空の概念が物理学に再び位置付けられる．ただし，その絶対的時空は，静止系で物理的に設定される時空であり，運動系の時空は，静止系からガリレイ変換によって付与される．したがって，ニュートンが当時想定した絶対静止の時空の概念とは異なる．新たな相対性理論におけるローレンツ変換は，相対速度を有する慣性系から放たれた光の伝播の位相がいかようなものとなって観測されるのかを表し，相対論的電磁気学の基礎理論を成す．新相対性理論において，ガリレイ変換とローレンツ変換とは共存する．

Key Words: *relativity, Galilean transformation, Lorentz transformation, Doppler effect, redshift.*

１．はじめに

著者は，光測量の原理に基づいて，一般相対性理論も含めて新しい相対性理論を提示している[1)~9)]．以下の議論においては特殊相対性理論について主に議論する．しかし，適宜一般相対性理論についても言及する．著者の新相対性理論によれば，アインシュタインの相対性理論による時空の相対論の概念は否定されて，逆に，静止系で物理的に定義される時空が絶対的時空として定義され，運動系の時空は静止系からガリレイ変換を通じて付与される．その結果，静止系と運動系との時空に対称性が成立し，両系の時空に相対性原理が満たされる．こうして構築されたそれぞれの慣性系に対しては，ニュートンの力学方程式及びマクスウェルの電磁力学理論が成立する．このことは，相対性原理によって保証される．しかしながら，ある一方の慣性系に繰り広げられるニュートンの力学が他方の慣性系から観測されるとき，その観測値もニュートンの力学方程式に従うかどうか，また，ある一方の慣性系に繰り広げられるマクスウェルの電磁気理論に従う物理現象が他方の慣性系から観測されるとき，その観測値もマクスウェルの電磁気理論に従うかどうかは，問われることになる．こうして，ある一方の慣性系で繰り広げられているニュートンの力学やマクスウェルの電磁力学が，その慣性系に対して相対運動を有する他の慣性系から観測されるときの力学法則及び電磁気学法則を定義するのが相対性理論であり，それらは相対論的力学及び相対論的電磁気学を成す．

本論は，アインシュタインの特殊相対性理論（内山龍雄訳）[10)]にそって，アインシュタインの説明を箇条書きの形に示した上で，セッション毎に著者の見解を述べて，相対性理論構築の際にアインシュタインはどこでいかような過ちを犯したのかなど，その問題点を明らかにする．その後に，著者の光測量の原理に基づく新相対性理論の構築過程との比較で，アインシュタインの誤りがいかように訂正されていくのかについて論ずる．

２．アインシュタインの説明の誤りの発見

1905 年にアンシュタインによって発表された特殊相対性理論はドイツ語によって発表されているが，その全容は，内山龍雄（アインシュタイン相対性理論，岩波文庫，1988）[10]によって日本語訳として紹介されている．以下においては，それに基づいて，アインシュタインの特殊相対性理論構築の過程に見られる特筆すべき箇所について箇条書きによって示し，それに見出されるアインシュタインの考え方の問題点について，著者の見解を示す．アインシュタインの相対性理論は，２部から構成されている．ここでは，主にその第一部に着目し，さらにその§1〜3 について議論することにする．

本文に出てくる（ ）内のページ番号は文献 10）における該当箇所の存在ページを表す．また，ローマ数字で示す式番号はアインシュタインの式に対して，著者が説明の都合上付したものである．一方，アラビア数字による式番号で示す式は，著者の導入による．

アインシュタインの論文の『まえがき』の部分 (pp.13 - 15) [10]

1） …たとえば，ある二つの現象が本質的には同じものと考えらえるにもかかわらず，その電気力学的説明には大きな違いの生ずるという場合がある．

2） …絶対静止という概念に対応するような現象はまったく存在しないという推論に到達する．…ニュートンの力学の方程式が成りたつ場合〔このような座標系は，現在では慣性系と呼ばれている〕，そのような座標系のどれから眺めても，電気力学の法則および光学の法則はまったく同じであるという推論である．

3） …そこでこの推論（その内容をこれから“相対性原理”と呼ぶことにする）をさらに一歩推し進め，物理学の前提としてとりあげよう．また，これと一見，矛盾しているように見える次の前提も導入しよう．すなわち，光は真空中を，光源の運動状態に無関係な，ひとつの定まった速さcをもって伝播するという主張である．

…静止している物体に対するマックスウェルの電気力学の理論を出発点とし，運動している物体に対する，簡単で矛盾のない電気力学に到達するためには，これら二つの前提だけで十分である．

4） …“絶対静止空間”というようなものは物理学には不要であり，また，… “絶対静止空間”に対する速度ベクトルがどのようなものかを考えることも無意味なことになる．

〔著者の見解〕

アインシュタインはここで，慣性系の定義及び「相対性原理」の導入について説明し，ニュートンが想定した絶対静止空間，そしてエーテルに満たされた絶対静止空間の存在を仮定することの不必要性を説明している．また，光の速さが光源の相対速度に無関係に一定値として現れることの実験事実について（すなわち，「光速度不変の原理」について）触れた上で，これらのことを相対性理論構築に当たっての前提条件として位置付けることについて述べている．

しかしながら，後に明らかにされるように，光の「速さ」は，光という物理現象に付随する一つの物理量であることを考えれば，物理学に「原理」として位置付けられるべきものではなく，それがそうなることの物理的本質を明らかにした上で，実験事実の一つとして理論構築に適宜取り組むべきものであったと判断される．

運動学の部

§1．同時刻の定義　(pp.16 - 20) [10]

5） …時間とは何を意味するか…

…時間が役割をになう場合には，そのような判断はすべて，いくつかの出来事が同時刻に起きたか否かに対する判断である….

6） …種々の場所に静かに置かれたそれぞれの時計が互いに合っている〔等しい時間を表している〕とは何を意味するのか，また“同時刻”，さらに“時間”とは何かといった問に対して，いまや，われわれは，これまで述べてきたような（思考上の）物理学的経験の助けをかりて，その定義を明確に与えたことになる．

7） …静止系に静止している時計を用いて時間を定義したということは，非常に重要なことである．このように定義された時間を，それが静止系に依存しているという理由から“静止系の時間”と呼ぶことにする．

〔著者の見解〕

当時の時代的背景を受けて，静止系に対して，「時間とは何か？」とか，「同時刻とは何か？」という問が投じられている．そして，静止系内の固定した２点間において，時計の示す時間が合っているか，同時の要件が満たされているかなどの議論が行われている．

しかしながら，静止系内の離れた２点に置かれた時計が，互いに正しい時刻を刻んでいるかどうかなどの議論は，これから構築される相対性理論とは無関係である．なぜならば，離れた２点間で時計の時間合わせが必要であったり，同時という現象が検討されたりしなければならないことは，この２台の時計の機械的な精度の問題と言えるからである．

このセッションで位置付けられなければないことは，アインシュタインが述べるような設定ではなく，基準（静

止系）となるある一つの慣性系内の観測者によって，時間及び長さをはじめ，様々な物理量に対する単位がその系内で物理的に設定されること，このように定義される物理量の単位はその慣性系内にあまねく適用されること，さらに相対性原理によって，このように定義される物理量の単位は，運動系に対してもそのまま適用されなければならないこと，などにあったと言える．このような考察によれば，相対速度を有して存在する２つの慣性系間の時間及び空間は，ガリレイ変換によって結ばれる．これによって，静止系及び運動系の時空間に対称性，すなわち相対性原理が成立する．

ガリレイ変換によって結ばれるそれぞれの慣性系において，光の速さは一様性及び等方性を有して観測され，その伝播現象はマクスウェルの電磁波の方程式によって規定され，さらにニュートンの力学の方程式も成り立っていなければならない．このようなことが成立しなければならないことを規定するのが，「相対性原理」となる．

相対性原理を満たすそれぞれの慣性系に対して，ある一方の慣性系に繰り広げられている物理現象が，その系に対して相対速度を有する他の慣性系から眺められたとき，それがいかような物理法則に従う現象となって観測されるものとなるかどうかは，相対性原理はなにも規定するものとはならない．これを規定するのが，「相対性理論」となる．しかし，観測される物理現象がそれぞれの系の立場を入れ代えても，まったく同じ物理現象となって観測されなければならないことは，「相対性原理」によって規定される．

§2．長さと時間の相対性　（pp.21 - 24）[10)]

8）　…さて，１本の剛体の棒が静かに置かれているとする．これを，同じく静止している物指を用いて測ったとき，その長さがlとする．次にこの棒が動いている場合を考えよう．…，速さvで，一様な並進運動をしているとする．そこでこれから，動いている棒の長さを問題としてとりあげよう．この長さについては，次のような二つの異なる操作によって，それぞれ異なる定義が考えられる：

a) 観測者と，上に述べた物指しが一体となって，長さを測ろうとしている問題の棒と一緒に動いているとする．この方法では，棒，観測者および物指の三者がすべて静止している場合とまったく同じように，物指を直接，棒の上にあてがうことによって，棒の長さを測ることができる．

b) 静止系に静座している観測者が，§１の定義に従って互いに同一の時間を示すように調整された（静止系のいろいろの場所に同定されている）多数の時計の助けをかりて，それらが示すあるひとつの定まった時刻tに，動いている棒の両端が，それぞれ静止系の中のどの点に合致するかを，まず見定める．このようにして見つかった２点の間の距離を，既に述べたような物指（ただしこの場合には静止系に静止している物指）を用いて測定した結果も，また同じように“棒の長さ”と呼ぶことのできるものである．

9）　相対性原理によれば，操作 a)によって求められた長さ（これを“棒の伴走系から見た，その長さ”と名づけよう）は静止している物指の長さlに等しいはずである．

一方，操作 b)によって求められた長さ（これを“静止系に対して動いている棒の長さ”と呼ぼう）がいくらになるか，われわれは二つの原理を用いてこれを求めてみよう．なおそれがlとは異なった値となることが分かるであろう．

従来，用いられている運動学では，上述の二つの操作によって決定される長さは，互いに完全に等しいということが，暗黙のうちに仮定されていた．換言すれば，動いている剛体の，ある瞬間tにおける形は，それが静止している場合の姿と幾何学的にまったく同一であるということが仮定されていた．

10）　ここでさらに，棒の両端〔先端がB，後端がA〕に，それぞれ１個の時計を取り付けたとしよう．これらの時計はいずれも〔静止系の或るひとつの瞬間において〕静止系に置かれた時計と合わせてあるとする．もっと厳密にいえば，A および B に取り付けた時計の示す時間は〔静止系からみると〕，常にそれらの目の前にある静止系に置かれた時計の示す“静止系の時間”に対応するように調整されているものとする．それゆえこれら二つの時計は静止系から見たとき互いにあっている．

ここでさらに，A，B それぞれの時計のそばに，これらの時計と一緒に走っている観測者が１人ずついるとする．いま，この２人の観測者が，§１に確立した，時計の合っているか否かを調べるための判定法を，これらの２個の時計に適用したとしよう．まず，時刻t_Aに，A から光線が発射され，時刻t_Bに，点 B で反射され，時刻t'_Aに，この光線は A に立ち戻ったとする．光速度不変の原理を用いれば，次の関係が成立する〔これは静止系からみた場合の関係式である〕：

$$t_B - t_A = \frac{\gamma_{AB}}{c-v} \qquad \text{(i)}$$

および

$$t'_A - t_B = \frac{\gamma_{AB}}{c+v} \qquad \text{(ii)}$$

ここでγ_{AB}は，走っている棒を静止系から眺めた場合の長さを意味する．上の関係式をみると，棒と一緒に走っている観測者から見るとき，A，B 二つの時計は合っていない．一方，静止系に静座している観測者から見れば，両方の時

計が同時刻を示していることは，既に述べたとおりである．

11）　そこで，同時刻という概念に，絶対的な意味を与えてはならないことがわかる．すなわち，ある座標系からみたとき，二つの事件が同時刻であるとしても，この座標系に対して動いている他の座標系から見れば，それらの事件を互いに同時刻に起きたものと見なすわけにはいかないということがわかる．

〔著者の見解〕

ここのセッションに，アインシュタインの相対性理論構築の誤りの根源を見る．

8)及び 9)の議論は，相対性理論構築とは無関係であることを，剛体棒の先端と後端の２点の同時発射問題など，簡単な思考実験によって示すことができる．これについては，松田 [11)]も同様な見解を示している．具体的な思考実験によれば，アインシュタインの説明による方法 a)及び b)による長さの測定結果はまったく同じ長さ l を示す．したがって，両者の方法による計測長さに違いが生じるとしたアインシュタインの判断は誤りである．

10)及び 11)の議論では，静止系と運動系とにおける時間について，それらが互いに合っているかどうか，同時の要件を満たすかどうか，が議論されている．しかし，相対性原理によれば，系間の対称性によって，そのような議論の設定は不必要なこととなる．

距離γ_{AB}については，「走っている棒を静止系から眺めた場合の長さを意味する」と定義されているが，この定義は曖昧である．後の議論で確認されるように，この長さγ_{AB}が確定したものとなっていなければ，ここの議論は不明確となる．

相対性原理によって，棒の立場からは「自身は終始静止したままにある」と主張されるので，「γ_{AB}は，それが静止系と共に静止して計測されたときの長さ l のままにあり，運動系の観測者に観測される長さでもある」と設定される必要がある．

さらに，アインシュタインはここで，「A，B それぞれの時計のそばに，これらの時計と一緒に走っている観測者が一人ずついるとする」と設定している．しかし，この運動系に対する（時計 A，B に対する）伴走者の設定の理解は，ここに与えられている説明だけでは難しい．

次に述べる§3 において，アインシュタインは，「いま$x-vt$をx'と書くことにすれば，k系（運動系）に静止している任意の点は，x',y,zという３個の数値の組によってその位置が規定される」と述べている．このことから，この伴走者は，静止系の観測者がガリレイ変換によって構築した「移動座標系」の観測者のことをさすと判断される．それゆえに，この新たに設定される移動座標系では，古典的力学からの推論によって，光の速さが式(i)おおび式(ii)に見るように，$c-v$あるいは$c+v$と設定されている．この結果，この伴走者には「同時の条件が成立していない」と説明されている．

10) では「棒の両端〔先端が B，後端が A〕に，それぞれ１個の時計を取り付けたとしよう．これらの時計はいずれも〔静止系の或るひとつの時間において〕静止系に置かれた時計と合わせてあるとする」と説明されている．このような時間設定は，時間について，ガリレイ変換に従うことを意味する．

アインシュタインによるこのような設定が決定的に誤っている点は，ガリレイ変換によって構築された（静止系の観測者が設定する）移動座標系から，光の速さを観測するとき，光の速さが座標系の移動方向に$c-v$あるいは$c+v$となって観測されると設定されている所にある．こうした設定は，古典的力学の発想に基づくものであり，そもそもアインシュタイン自身が設定した「光速度不変の原理」に背く．ここにおける問題点の本質は，この移動座標系の観測者に，光の伝播に伴う振動数のシフト（古典的ドップラー効果や振動数の二次シフト）の効果がまったく観測されていないというところにある．

例えば，古典的力学において，ガリレイ変換による音波の観測で知られているように，振動数シフト（古典的ドップラー効果）を考慮してはじめて音波の正しい理論構築が可能となる．音波の場合，その伝播に媒質を要することからガリレイ変換による移動座標系から観測される音波の波速は移動座標系の移動方向に$c-v$あるいは$c+v$となって観測される（ここに，cは音速を表す）．しかしながら，光など電磁波の伝播に関しては，振動数と波数に古典的ドップラー効果に加えて二次のシフトを観測することがすでに周知の物理学的実験事実となっている．したがって，「光の速度はガリレイ変換による移動座標系から眺めても，振動数シフトの効果によって，必然的に静止系と同じく等方的速さcとなって観測される」ことに，特段の注意が必要である．

以上の考察によれば，ガリレイ変換による移動座標系においても，光の速さは一定値cを示すことになり，アインシュタインの式(i)及び式(ii)の設定は，否定されることになる．

正しい説明としては，次のように与えられる．

静止系と互いに静止した関係となって，棒軸方向に長さγ_{AB}として計測された剛体棒が，静止系に対してその棒軸方向に一定速度vで運動しているとき，その長さを静止系の観測者が光を用いて計測すると，その運動方向及び逆方向に伝播する光による計測時間は，式(i)及び(ii)で与

えられる（このとき，光の速さは静止系における速さであり，等方的で一定値cで表される）．一方，棒の伴走者による計測値は，相対性原理によって，それが静止系で静止して計測された長さγ_{AB}と同じ長さのままにある．また，静止系から放たれた光の伝播が運動系で観測された場合であっても，光の振動数及び波数のシフト効果によって，光の速さは必然的に静止系と同じとなり，等方的に一定値cを示す．

§3．静止系から，これに対して一様な並進運動をしている座標系への座標および時間の変換理論（pp.25 - 26）[10]

12）…静止系を基準にとり，それに対して静止している物指を用いて，空間の各点の位置を測定し，得られた座標値をx, y, zとする．まったく同じように，運動系を基準として，それと一緒に運動している物指を用いて求められた，点の座標値をξ, η, ζとする．さらに静止系に静止している時計を用い，光の信号を使って，§1に与えられた方法に従い，時計が配置されている静止系のすべての点に対して“静止系の時間”tが規定されているとする．これとまったく同じように，運動系kにおいても，時計の配置されているすべての場所に対して，“運動系の時間”τが規定されているとする．τの決定には，運動系の時計の設置されているすべての点どうしの間に，§1に述べたように，光の信号をやりとりするという方法を用いることは勿論である．

13）ひとつの事件を静止系から眺めたとき，それの起きた場所と時刻を完全に規定する1組の数値をx, y, z, tとする．ひとつの組x, y, z, tには，同じ事件を運動系kから眺めた場合の〔それらの場所と時刻を示す〕数値の組ξ, η, ζ, τが対応する．これら二つの数値の組を結びつける関係式を発見するということが，ここの課題である．

14）いま$x - vt$をx'と書くことにすれば，k系に静止している任意の点は，x', y, zという3個の数値の組によってその位置が規定される．k系に静止している物については，これらは時間の経過に関係なく一定である．ところで，まずτをx', y, z及びtの関数として表してみよう．そのためには，§1に与えられた時計の合わせ方の規則にしたがって，同一の時刻を示すように調整された，k系（に固定されているすべて）の時計の示す時間そのものがτであるということを，数値を用いて書き表せばよい．

〔著者の見解〕

ここに，アインシュタインの決定的な誤りを見出せる．アインシュタインは，静止系の座標と時間に，x, y, z, tという数値の組を与えている．次に，静止系のx座標の正の方向に一定速度vで移動している移動座標系を考えている．この座標系については，x', y, z, tという数値の組を用いている．ここに，$x' = x - vt$である．したがって，この移動座標系の構築は，静止系からガリレイ変換を適用したものとなっている．次に，アインシュタインは運動系の時空に対してξ, η, ζ, τという数値の組を与えている．

アインシュタインの相対性理論によるローレンツ変換は，静止系の時空x, y, z, tと運動系の時空ξ, η, ζ, τとの関係を表す．これによれば，運動系の時空は静止系の時空に比較して短縮しており，静止系と運動系の時空に非対称性が派生する．こうした時空の非対称性がアインシュタインの相対性理論の本質を成し，時空の相対論と呼ばれている．しかしながら，相対性原理はいかなる慣性系間にも物理的相違を認めていないので，このようなアインシュタインの相対論的時空の定義は自身の相対性原理に直ちに背く．このため，アインシュタインの相対性理論からは，時間及び長さにまつわるパラドックスが派生されることになる．

正しくは，アインシュタインは，次のように設定すべきであった．

静止系の時空をx, y, z, tで表し，ガリレイ変換によって運動系の時空をx', y, z, tで表した上で，静止系から放たれる光の伝播の位相を運動系の観測者が観測するとき，それがいかように観測されるものとなるかを関係づける変換式として，ローレンツ変換が定義される．すなわち，ξ, η, ζ, τの数値の組は，静止系から放たれた光の伝播が運動系で観測されるときの位相を表すためにある．逆に，運動系から放たれた光の伝播の位相を静止系で観測する場合の光伝播の位相を表すにも，同様に，ξ, η, ζ, τの数値の組が用いられる．このとき，相対速度はvから$-v$に変わる．したがって，静止系と運動系の時空は互いに相対性原理を満たし，観測される光伝播の位相も互いに相対性原理を満たすことになる．

静止系の時空と相対性原理の関係を満たす運動系の時空の存在を確認した上で，両系間を互いにまたいで観測される電磁気現象の時間と位置関係を結ぶ変換式を求めることが，相対性理論の基礎理論を成し，そしてそれがローレンツ変換として与えられることになる．よって，一般相対性理論までも含めると，相対性理論とは，相対速度の存在，あるいは重力や加速度の存在の下における相対論的電磁気理論を意味することになる．このとき，特殊相対性理論における静止系の時空と運動系の時空とは，ガリレイ変換で結ばれ，それらは互いに相対性原理が要請する対称性を満たす．

このことについて，以下に具体的に確認することにする．

アインシュタインの説明 13) - 14)については，§2 に対

する考察を踏まえれば，以下のように解釈される必要がある．

相対性原理に則り，静止系の時空と，それにガリレイ変換を通じて構築される運動系の時空を，それぞれx, y, z, t及びx', y', z', t'と書く，このとき，ガリレイ変換にもとづいて，$x' = x - vt$であり，$y' = y$，$z' = z$，$t' = t$の関係にある．このように設定される静止系と運動系の時空の観測者に対して，静止系の原点位置に光源を持つ光の伝播の位相が静止系で計測されるときそれは時空x, y, z, tをもって表される．その光が運動系の時空x', y', z', t'で計測されるとき，その光の位相は，数値の組ξ, η, ζ, τをもって表される．

したがって，正しい解釈によれば，ある物理現象の経過時間が，静止系の時計の示す時間でt秒間の現象として観測されることは，相対性原理の要請によって，同時に運動系の時計の示す時間でも等しく$t'(=t)$秒間の時間経過となる．しかし，運動系の観測者には観測している物理現象の時間経過がτ秒間のこととして観測される．

時間について，t'（あるいは，t）とτとの関係が分かりづらいので，数式及び数値を用いて具体的に表せば，次のように説明される．

例えば，静止系の光源から発せられる光が，静止系の観測者に，時間t秒間で，$x = ct$というような伝播距離となって観測されているとき，相対性原理によって，運動系でもその間の時間経過は，$t(=t')$秒間のことであるので，運動系に観測されるその光の伝播距離も$x' = ct'(=ct)$となって観測されるはずである．しかしながら，静止系から放たれた光が実際に運動系の観観測者に観測されるとき，その光の伝播距離は，それらよりも短縮していて$\xi = c\,\tau$となって観測される，ということである．

例えば，静止系で放たれた光が，静止系の観測者に伝播時間$t = 10$ [s]（ここに，[　]内の文字は物理量の単位を表す）となって観測されるとき，その光が伝播した距離は$x = 10c$ [m]（ここに，cは光の速さ）となる．このとき，相対性原理の要請によって，運動系の時間経過も$t' = 10$ [s]となっていなければならない．さらにこの計測時間に対応して，光速度不変の立場からは，運動系でもその光が伝播した距離は$x' = 10c$ [m]となっていなければならない．しかし，そうではなく，運動系で計測されるその光の伝播距離が$\xi = 1c$ [m]となっていたならば，光速度不変の立場からは，運動系の観測者は，その光の伝播時間は$\tau = 1$ [s]であったと計測する．このとき，運動系の観測者は，静止系から届く光の伝播が示す経過時間及び伝播距離について，$t = 10$ [s]及び$x = 10c$ [m]から，$\tau = 1$ [s]及び$\xi = 1c$ [m]にそれぞれ「短縮して観測されている」と判断することになる．

すなわち，静止系の観測者の観測する光の伝播時間や伝播距離に対して，それらが運動系の観測者に観測されるとき，その光の伝播時間や伝播距離は静止系の観測するそれらよりも短縮して観測される．

したがって，ξ, η, ζ, τは従属変数を成し，独立変数としての運動系の時空x', y', z', t'（あるいは，静止系の時空x, y, z, t）の関数として表される．よって，静止系と運動系の時空は共に絶対的な時空となり，それらの時空から系間をまたいで観測される光伝播の位相の時空は相対的なものとなる．

以上の議論によって，アインシュタインの与えた相対論的時空は否定されて，物理的に設定される静止系の時空を基準として，ガリレイ変換が結ぶ絶対的な時空が運動系の時空として位置付けられる．

・・・

（pp.26 - 27）[10)]

15）　いまk系の原点から，k系の時刻τ_0に，k系のX軸〔むしろ三軸という方が適切であろう〕にそつて，その軸上に固定された１点に向かい光が発射されたとする．光がこの固定点に到達，同時に反射された時刻をτ_1，さらに反射光が，再びk系の原点に立ち戻った時刻をτ_2とする．なおk系の原点と，その三軸上にある，上に述べた固定点との間の距離をK系から見た数値をx'［=定数l'］とする．k系に固定された時計の示す時刻τはすべて，k系から見たとき同時刻となるように調整されているから

$$\frac{1}{2}(\tau_0 + \tau_2) = \tau_1 \qquad \text{(iii)}$$

が成立するはずである．

16）　静止系Kで，光速度不変の原理を用い，また独立変数x', y, z, tを用いてτを，$\tau(x', y, z, t)$の形に書くと，上の関係は次のようになる．

$$\frac{1}{2}\left\{\tau(0,0,0.t) + \tau\left(0,0,0,t + \frac{l'}{c-v} + \frac{l'}{c+v}\right)\right\} =$$

$$\tau\left(l', 0, 0.\ t + \frac{l'}{c-v}\right) \qquad \text{(iv)}$$

いまl'を無限少量とすれば，この関係式は

$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{c-v} + \frac{1}{c+v}\right)\frac{\partial\tau}{\partial t} = \frac{\partial\tau}{\partial x\prime} + \frac{1}{c-v}\frac{\partial\tau}{\partial t} \qquad \text{(v)}$$

という微分方程式となる．あるいは

$$\frac{\partial\tau}{\partial x\prime} + \frac{v}{c^2-v^2}\frac{\partial\tau}{\partial t} = 0 \qquad \text{(vi)}$$

と書きかえられる．

〔著者の見解〕

アインシュタインの式(iii)そのものの成立は，光の速度の一様性と等方性とを仮定すれば，時間及び空間の設定

と共に, 相対性原理によって, 静止系でも運動系においても共に成立していなければならない．しかしながら，式(iv)の設定については，以下に示すように，再考を必要とする．

アインシュタインは，静止系からガリレイ変換による移動座標系を構築し，この移動座標系から運動系に並走する状態で，運動系の運動方向と平行を成す方向に伝播する光の往復伝播を観測すると, その光の速さは, 運動系の観測者にはcであるが，移動座標系の観測者には$c-v$や$c+v$となって観測されると設定している．

すでに§2 に関して議論したように，ガリレイ変換が音波の伝播や質点の運動観測に適用されるとき，確かに古典的力学はその伝播や運動に移動座標系との相対的な速度を与える．しかしながら, 光の伝播に対しては, アインシュタインの光速度不変の原理によれば，静止系からガリレイ変換して得られる移動座標系においても，光の速度は不変でなければならない. したがって, 光速度不変の原理を導入するアインシュタインの展開において式(iv)の説明には矛盾がある. 正しくは, 次のように説明されなければならない．

静止系の観測者に対して一定速度vで移動している運動系内の距離l'（それが静止系で静止時の長さでもあり，運動系の観測者に測定される長さでもある）を, 静止系の観測者が光をもって計測すると，その運動方向に向かう光とその逆方向に向かう光とでは，計測時間が異なって，$l'/(c-v)$や$l'/(c+v)$となって観測される．静止系におけるこのような計測の間の時間経過は，相対性原理に則って, 運動系でもまったく同じ時間経過となる. しかしながら，静止系の観測者にこのような伝播時間となって観測されている光の伝播が，運動系の観測者に観測されるとき，それがいかような伝播時間となって計測されるものとなるかについてはここまでの議論では不明である.

このようなことを, 光の伝播の位相で見てみると, 次のように説明される．

まず，これまでの議論に従い静止系の時空をx, y, z, tで表す．また，運動系の時空をx', y', z', t'で表す．これら両系の時空はガリレイ変換で結ばれており，互いに時空の相対性原理を満たすことをここに再度確認しておく．

いま，静止系と運動系とは互いに座標軸の原点及び座標軸を重ねている．時間$t=0$に，運動系が一定速度vでx軸の正の方向に運動を開始し, 同時に, 静止系の原点位置の光源から光がその系のx軸の正の方向に放たれる．その伝播が静止系で計測されるとき，その光の伝播の位相は,次のように書ける．

$$kx-\sigma t=k(x-ct) \tag{1}$$

ここに，σは角振動数，kは波数を表す．

次に, 静止系における光の発射と同時に, 運動系の原点位置の光源からも光がx'軸の正の方向に放たれ，その光の伝播が運動系で計測されるとき, 光伝播の位相は, 次のよう書ける．

$$kx'-\sigma t'=k(x'-ct') \tag{2}$$

式(1)及び式(2)より，静止系と運動系とにおいて，光の伝播は対称性を成し，相対性原理が成立しているのを確認できる．

ここで問題となるのは，静止系の光源から放たれた光が, 運動系の観測者に観測されるときに, その光の伝播の位相が，いかように書けるかにある．

静止系の光源から放たれた光の伝播が，静止系で観測されて，その位相が式(1)で与えられ，運動系の観測者の経過時間も$t'=t$となるのであれば, その光の伝播が運動系で示す位相は，単純に考えれば，$x'=x-vt$なる関係に対して，運動系では式(2)で示すように計測されると判断される．

しかしながら, それがそうではなくて, 次のような位相となって計測されている．

$$k\xi-\sigma\tau=k(\xi-c\tau) \tag{3}$$

ここに，一般に，$\xi\neq x$，$\tau\neq t$の関係にある．

相対速度を有する光源から放たれた光の伝播には，古典的ドップラー効果及び二次の振動数シフトが現れること，さらに光の速度が静止系と同じ値となって観測されることなど, 周知の物理学的実験事実を考慮し, さらに, 式(1)と式(3)とは同じ光の伝播の位相を見ていることになるので，$\xi\neq x$，$\tau\neq t$となる関係に対して，次なる関係が存在しなければならない．

$$k\xi-\sigma\tau=k'x-\sigma't \tag{4}$$

あるいは,

$$k(\xi-c\tau)=k'(x-ct) \tag{5}$$

よって，次なる関係を得る．

$$k\xi=k'x \tag{6}$$

$$\sigma\tau=\sigma't \tag{7}$$

すなわち,

$$k'/k=\xi/x \tag{8}$$

$$\sigma'/\sigma=\tau/t \tag{9}$$

これより，次なる関係を得る．

$$\xi = (k'/k)x \tag{10}$$

$$\tau = (\sigma'/\sigma)t \tag{11}$$

式(11)及び式(10)から，逆に式をたどり，式(1)～式(3)までの過程において，いずれの伝播波に対しても，光の速さが一定値cとなって観測されているのを確認できる．すなわち，「光の伝播に波数及び振動数共に同じ量のシフトが観測されることは，必然的に波の伝播速度が一定となって観測させることになる」ことを確認できる．

さらに，式(4)及び式(5)の成立を，運動系の運動と逆方向に伝播する光の伝播に対しても考慮すると，次なる関係式が得られる．

$$k^2\{(\xi - c\tau)(\xi + c\tau)\} = k'^2\{(x - ct)(x + ct)\} \tag{12}$$

すなわち，

$$\xi^2 - (c\tau)^2 = (k'^2/k^2)\{x^2 - (ct^2)\} \tag{13}$$

一般には，次のように書ける．

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 - (c\tau)^2 = (k'^2/k^2)\begin{Bmatrix} x^2 + y^2 + z^2 \\ -(ct^2) \end{Bmatrix} \tag{14}$$

この関係式は，静止系及び運動系共に，それぞれの系内の原点に静置されている光源から放たれた光の伝播は，時間経過と共に，それぞれの系内で半径ct及びct'の波面となって広がるが，それらがそれぞれの光源に対して相対速度を有する系から観測されるとき，それらの波面は半径がk'/kだけ短縮した波面となって観測されることを示している．式(14)は，後に議論されるアインシュタインの式(xvii)及び式(xviii)に関連付けられる．

以上の議論を確認した上で，改めてアインシュタインによる説明を正すことにする．

まず，アインシュタインの式(iii)及び(iv)については，正しくは，次のように説明されなければならない．

静止系のx軸の正の方向に，一定速度vで運動している運動系内の運動方向の距離l'を静止系から光によって計測すると，計測に要した光の伝播時間は，静止系の観測者に対して，$l'/(c-v)$や$l'/(c+v)$となって観測される．このような経過時間は，相対性原理によって，運動系の観測者に対してもまったく同じ経過時間となる．ちなみに，これら異なる観測時間の平均値$\bar{t}$は，次のように与えられる．

$$\bar{t} = \frac{\{l'/(c-v) + l'/(c+v)\}}{2} = (l'/c)/(1 - v^2/c^2) \tag{15}$$

したがって，この平均計測時間に対応する光の伝播距離は，静止系に対して，次のように与えられる．

$$\bar{l} = c\bar{t} = l'/(1 - v^2/c^2) \tag{16}$$

一方，運動系の観測者に観測される静止系から届く光の伝播は，古典的ドップラー効果と二次の振動数シフトを生じて計測され，その影響は波数にも現れるため，その光の伝播速度は運動系でも必然的に静止系と同じ値cとなる．すなわち，光速度不変の原理を持ち込むことなく，静止系で放たれた光の伝播速度は運動系でも一定値cで与えられる．

次に，静止系で放たれた光が，振動数にドップラー効果や二次シフトを伴って運動系で計測されるとき，その振動数にもとづいて運動系の観測者に伝えられる静止系の時間情報は，次のように与えられる．

$$l'/(c-v)\{1/(1+v/c)\}\sqrt{(1-v^2/c^2)} = (l'/c)/\sqrt{(1-v^2/c^2)} \tag{17}$$

$$l'/(c+v)\{1/(1-v/c)\}\sqrt{(1-v^2/c^2)} = (l'/c)/\sqrt{(1-v^2/c^2)} \tag{18}$$

静止系の観測者に光の伝播方向によって，$l'/(c-v)$や$l'/(c+v)$となって（すなわち，異なる伝播時間となって）計測される光の伝播であっても，運動系の観測者にはそれらが，まったく同じ伝播時間となって計測される．また，運動系に計測される時間は，静止系の観測者の観測時間の平均値$\bar{t}$が$\sqrt{(1-v^2/c^2)}$だけ，短縮する形となっている．

よって，静止系で観測される光の平均伝播時間及び平均伝播距離に関して，その光の伝播が運動系で計測されるとき，次なる関係が与えられる．

$$\tau = \bar{t}\sqrt{(1-v^2/c^2)} \tag{19}$$

$$\xi = \bar{l}\sqrt{(1-v^2/c^2)} \tag{20}$$

これらの式には，「短縮」の関係が見られる．

式(17)及び(18)の両辺それぞれの平均を取ると，次式が与えられる．

$$\frac{1}{2}\{l'/(c-v) + l'/(c+v)\}\sqrt{(1-v^2/c^2)} = (l'/c)/\sqrt{(1-v^2/c^2)} \tag{21}$$

この関係式は左右の辺を入れかえれば，式(19)と同じ意味を持つが，アインシュタインの式(iv)の成立根拠を与える．

…

（pp.27 - 33） [10]

17）　今まで述べた議論と同じことをHおよびZ軸の方向

に適用すれば，τに関して次の方程式が導かれる〔H及びZはそれぞれη及びζの大文字である〕.

$$\frac{\partial\tau}{\partial y}=0 \quad \frac{\partial\tau}{\partial z}=0 \qquad \text{(vii)}$$

以上３個の微分方程式，およびτが，独立変数x',y,z,tの１次方程式であるということから，

$$\tau=a\left(t-\frac{v}{c^2-v^2}x'\right) \qquad \text{(viii)}$$

が導かれる．ここで，aは，いまのところ，vの１個の未知関数$a(v)$を表すとする．また，簡単のために，k系の原点に対して，$t=0$のとき$\tau=0$，となるものと仮定した．

18)　上の結果を利用すれば，光が（光速度不変の原理，ならびに相対性原理が要求するように）運動系から見ても，速さcで伝播するということを方程式の形に書き表すことにより，ξ,η,ζ,τをx,y,z,tを用いて表すことが容易にできる．この目的のために，$\tau=0$の瞬間に，ξの増加する方向に向けて光が，k系の原点から発射されたとしよう．この光に対しては

$$\xi=c\tau \qquad \text{(ix)}$$

が成立する．これに，上に求めたτの形を代入すると

$$\xi=ac\left(t-\frac{v}{c^2-v^2}x'\right) \qquad \text{(x)}$$

となる．

19)　一方，K系から見れば，k系の原点に対する光の先端の相対速度は$c-v$である．そこで

$$\frac{x'}{c-v}=t \qquad \text{(xi)}$$

この関係を用いて，ξの中のtをすべてx'を使って書き変えると

$$\xi=a\frac{c^2}{c^2-v^2}x' \qquad \text{(xii)}$$

上に述べたと同じような考えを，H及びZ軸の方向に進む光に適用することにより

$$\eta=c\tau=ac\left(t-\frac{v}{c^2-v^2}x'\right) \qquad \text{(xiii)}$$

ここで光の先端に対するK系から見た関係式

$$\frac{y}{\sqrt{c^2-v^2}}=t,\ x'=0 \qquad \text{(xiv)}$$

を使ってtを消去すると

$$\eta=a\frac{c}{\sqrt{c^2-v^2}}y \qquad \text{(xv)}$$

まったく同様に次の関係式も導かれる：

$$\zeta=a\frac{c}{\sqrt{c^2-v^2}}z \qquad \text{(xvi)}$$

20)　さて，静止系から眺めたとき，どんな光でも，既に仮定したように，それが速さcで伝播するならば，運動系（k系）からそれを眺めたときも，同じように速さcで伝播するということを証明しなければならない．なぜならば，光速度不変の原理が相対性原理と矛盾なく両立できるということを，未だ証明していないからである．

いま時刻$t=\tau=0$に，一致している両座標系の共通の原点から光の球面波が発射されたとする．K系から見れば，この波は速さcで，次第にひろがっていく．この球面波が，時刻tに，点(x,y,z)に到達したとすれば

$$x^2+y^2+z^2=c^2t^2 \qquad \text{(xvii)}$$

が成り立つ．

この関係式に，すでに求めた(ξ,η,ζ,τ)と(x,y,z,t)の間の変換公式を用いると，簡単な計算の後に

$$\xi^2+\eta^2+\zeta^2=c^2\tau^2 \qquad \text{(xviii)}$$

という関係が導かれる．

この式をみると，ここで考えた光の波は，k系からながめても，速さcで広がる球面波であることが分かる．これは，われわれの二つの基本原理が互いに矛盾なく両立し得ることを示すものである．

21)　…（いろいろ議論した後に，）

$$a(v)=\sqrt{1-v^2/c^2} \qquad \text{(xix)}$$

が与えられる．

22)　（τ及びξに対する式の中のx'を$x-vt$と書けば，）変換公式は

$$\tau=1/\sqrt{(1-v^2/c^2)}(t-vx/c^2) \qquad \text{(xx)}$$

$$\xi=1/\sqrt{(1-v^2/c^2)}\,(x-vt) \qquad \text{(xxi)}$$

$$\eta=y \qquad \text{(xxii)}$$

$$\zeta=z \qquad \text{(xxiii)}$$

である．

〔著者の見解〕

静止系から運動系に届く光が，運動系の運動方向と直交する方向に伝播する場合，その光は，運動系の観測者には二次の振動数シフトを生じて観測される．その影響は波数にも現れる．その結果，その光の伝播速さは静止系と同様にcとなる．すなわち，ここでも光の速度不変の原理の導入を特段必要としない．

また，先に行われた議論にもとづいて，運動系の時空はx',y',z',t'をもって表され，運動系で計測される静止系の光の伝播の位相は，ξ,η,ζ,τなる数値の組をもって表

されることに注意が必要である．したがって，「$\tau = 0$の瞬間に，ξの増加する方向に向けて光が，k系の原点から発射されたとしよう．」とする設定は，「$t = 0$の瞬間に，xの増加する方向に向けて光が，静止系（K系）の原点から発射されたとしよう．」と説明されなければならない．このような設定に対して，運動系の観測者に計測されるこの光の示す伝播距離が，式(viv)及び式(x)で与えられる．

最終的に得られる式(xx)～式(xxiii)が，ローレンツ変換を表すことになるが，アインシュタインの定義によれば，それは静止系の時空と運動系の時空との関係を表す．その結果として，アインシュタインは相対論的時空の定義を行っている．しかしながら，その定義はすでにこれまでの議論において論駁されている．

これまで議論されてきたように，最終的に得られた式(xx)～式(xxiii)は，静止系から放たれた光が静止系で計測されるときのその伝播の位相に対する計測値x, y, z, tと，その光が静止系に対して相対速度vを有する運動系の観測者に観測されるときの位相の計測値ξ, η, ζ, τとの関係を表す．すなわち，ローレンツ変換は，相対論的電磁気理論を成す．このとき，静止系の時空はx, y, z, tをもって表され，それとガリレイ変換によって結ばれる運動系の時空はx', y', z', t'をもって表される．この結果，新しい相対性理論では，ガリレイ変換が時空の相対性原理を満たし，ローレンツ変換が観測される電磁気現象の相対性原理を満たす．よって，それら２つの変換は共存する．したがって，新たな定義による相対性理論に，長さや時間に関するパラドックスの類が派生する余地は存在しない．また，理論構築過程において，光速度不変の原理を持ち込む必要もない．その代わりに，古典的ドップラー効果及び二次の振動数鵜シフトなど周知の物理学的実験事実の考慮を必要とする．

３．新たな相対性理論の導出[9)]

これまでの議論において，アインシュタインの相対性理論の誤りがどこでどのように発生し，それがどう間違っているのかについて議論された．また，正しくはどのように解釈されなければならないのかについても言及された．本章においては，光測量の原理に基づいて，すでに提案されている仲座の新相対性理論[1)~9)]について再度の展開を行い，上で述べられたアインシュタインの相対性理論との相違を明示する．本章では，静止系と運動系との時空がガリレイ変換で結ばれること，ローレンツ変換が光など電磁波の観測理論，すなわち相対論的電磁気理論の基礎を成すこと，こうしたことは一般相対性理論にもそのまま適用されること，そしてそれらが相対性理論の基礎として位置付けられることなどが示される．

3-1. 相対性原理にもとづく時空の新たな相対論（ガリレイ変換）

相対性原理は，慣性系どうしの間に一切の物理的相違をも認めていない．それに従えば，静止系の空間座標の単位及び時間の単位のいずれも，静止系と運動系とではまったく同じでなければならない．このような時空の同等性を満たす座標変換に，ガリレイ変換がある．

ガリレイ変換によれば，静止系の時空と運動系の時空とは，次のように結ばれる．

$$T = t \tag{22}$$

$$X = x - vt \tag{23}$$

$$Y = y \tag{24}$$

$$Z = z \tag{25}$$

ここに，T及び(X, Y, Z)は，運動系の時間及び空間座標を表す．静止系から眺めて運動系はX軸を静止系のx軸に重ね，x軸の正の方向に一定速度vで運動している．また，運動系のY軸及びZ軸は，それぞれ静止系のy軸及びz軸に互いに平行を成す．

前章までの議論においては，運動系の時空はx', y', z', t'の組によって表され，運動系から観測される静止系の放つ電磁波の伝播の位相に観測される空間及び時間がξ, η, ζ, τの組によって表されていた．本章では，著者によってこれまで発表された論文や書籍などにおける記述との整合性を取る目的から，これらは，それぞれX, Y, Z, T及びx', y', z', t'の組で表される．

以上によって，ガリレイ変換が時空に対して相対性原理を満たす相対性理論として新たに位置付けられる．その結果，これまで位置付けられてきたアインシュタインの時空の相対性理論は物理学から退けられる．

新相対性理論においては，静止系で物理的に定義される時空が基準となり，ガリレイ変換によってそれが運動系の時空に変換される．このように設定される時空の時間及び空間の単位をもって，各系内に繰り広げられる力学や電磁気現象を観察すると，それらはニュートンの運動法則やマクスウェルの電磁気理論をもって説明される．しかしながら，静止系から放たれた光など電磁波が運動系で観測されるとき，それがいかような物理法則に支配されるものとなっているのか，あるいは静止系で繰り広げられているニュートン力学を運動系から観測するとそれがいかような物理法則に支配されているものとなって観察されるのかについては定かでない．これらを明らか

にするのが以下に構築される新たな相対性理論である．

3-2. 新たな相対性理論の基礎を成す新たな相対論的電磁気基礎理論

これまでに議論してきたように，相対速度を有する光源から放たれた光など電磁波の伝播に，古典的ドップラー効果及び二次の振動数シフト（赤方偏移, redshift）が現れて観測されることは周知の実験事実となっている．その結果，光速度が不変となって観測されることは必然的なものとなる．したがって，アインシュタインが導入した「光速度不変の原理」は，ここでは不必要なものとなる．

まず，運動系として静止系に対して一定速度で運動している長さl_0の剛体棒を考える．剛体棒はその棒軸方向（運動系のX軸方向）を運動方向に向けており，その運動は静止系のx軸に沿い，x軸の正の方向にあるとする．また，棒軸に直交する方向に取られる運動系のY軸及びZ軸は，それぞれ静止系のy軸及びz軸に平行な方向にあると定義する．

静止系に対して運動系となる剛体棒が互いに静止した関係にある際に，静止系及び運動系の観測者が光測量によって（剛体棒と互いに静止した関係となって），その棒軸方向の長さを測定すると，共に長さl_0と計測される．したがって，光の速度をcとして，両系に対して

$$t_0 = l_0/c \tag{26}$$

なる関係が与えられる．ここに，t_0は光が長さの計測に要した伝播時間を表す．

次に，静止系に対して剛体棒（運動系）が一定速度vで運動している場合を考える．

相対性原理によれば，この場合であっても運動系の観測者は，自分の座す系が終始静止したままにあると設定できるので，運動系の観測者の測る剛体棒の長さと計測時間，そして光の速さの関係は，式(26)で与えられたままにある．一方，静止系にも運動系となっている剛体棒と同じ寸法の剛体棒が静置されているとき，静止系の観測者にとってその剛体棒は終始そこに静置したままにあるので，静止系の観測者にとって，その静置されている剛体棒の棒軸方向の長さ，それを計測する際の計測時間，そして光の速さとの関係は，当然ながら式(26)で与えられる．

以上に述べる考察から，運動系が静止系に対して一定速度で運動して観測されている場合であっても，相対性原理によって，静止系及び運動系のいずれにおいてもそれぞれ終始静止したままにあると設定できるため，それらは共に同じ時間と長さの単位を共有し，その条件はそれらが共に静止していた時に確認した状況から何らの変化も受けていないこが確認できる．したがって，静止系に対して運動系が一定速度で運動しているときであっても，相対性原理によって，運動系の空間座標は静止系と同じ長さの尺度で測られて目盛付けられており，経過時間も静止系の時計のテンポとまったく同じテンポで時を刻む正確な時計で測られることになる．すなわち，前節で定義したガリレイ変換によって時空の相対性原理は成立している．

次に，静止系に対して一定速度vで棒軸方向に運動している剛体棒の棒軸方向の長さを，静止系の観測者が光測量で計測する場合を考える．

まず，剛体棒の運動と同じ方向に向かう光伝播に対して，剛体棒は光の追跡から逃げているので，次なる計測時間が与えられる．

$$t_1 = l_0/(c-v) = (l_0/c)/(1-v/c) \tag{27}$$

これに対して，剛体棒の運動と逆の方向に向かう光伝播に対して，剛体棒は光の伝播に向かって進むことになるので，次なる計測時間が与えられる．

$$t_2 = l_0/(c+v) = (l_0/c)/(1+v/c) \tag{28}$$

ここに示すように，観測者に対して剛体棒が一定速度で運動している場合は，同じ長さの計測であっても，光の伝播方向と剛体棒の運動方向との組み合わせによって，測定時間が異なる．ここで，式(27)及び式(28)に示す計測時間の平均をとると，次のように与えられる．

$$\bar{t} = (l_0/c)/(1-v^2/c^2) \tag{29}$$

次に，このような静止系の観測者の行う光測量が，運動系の観測者に対していかような光の伝播となって観測されるものかを議論する．このことは，静止系で観測される光など電磁波の伝播形態が，その系に対して一定速度で運動している系からいかような伝播形態となって計測されることになるのかを議論することであり，「相対論的電磁気理論」を議論することとなる．

ここで，静止系から放たれた光の伝播が，運動系の観測者に対して振動数に古典的ドップラー効果と二次のシフトを生じて観測されることの事実を理論構築に導入する．

式(27)に対して，

$$t'_1 = (l_0/c)/(1-v/c) \times \{1/(1+v/c)\} \times \sqrt{(1-v^2/c^2)} \tag{30}$$

式(28)に対して，

$$t'_2 = (l_0/c)/(1+v/c) \times \{1/(1-v/c)\} \times \sqrt{(1-v^2/c^2)} \tag{31}$$

これらの式において，{ }の項は古典的ドップラー効果を

表し，ルート付きの項は振動数の二次シフトの効果を表す．また，ダッシュの付く時間や長さは，静止系から運動系に届く光の伝播が，その振動数を基に，運動系に伝える時間及び伝播距離を表す．

式(30)及び(31)より，次式が与えられる．

$$t'_1 = (l_0/c)/\sqrt{(1 - v^2/c^2)} \tag{32}$$

$$t'_2 = (l_0/c)/\sqrt{(1 - v^2/c^2)} \tag{33}$$

ここで，注目すべきは，式(27)及び式(28)に見るように，静止系の観測者からは，測定時間が光の伝播方向の違いによって異なり，「非同時」として計測される測量結果であったが，運動系の観測者による観測結果となる式(32)及び式(33)では，それらが共に同値を成し，「同時」として計測されているところにある．さらに，式(29)と式(32)及び式(33)とを比較すると，静止系の観測者の計測時間の平均時間が短縮した形で運動系の観測者に計測されている点にも注目すべきである．

ここで，静止系の計測値の平均時間と運動系の計測時間とが対応づけられることが判ったため，静止系の計測時間を「平均時間」に換算する方法を見出すことにする．

式(27)あるいは式(28)とそれらの平均時間を表す式(29)とを比較して，静止系の計測時間tと平均時間$\bar{t}$との関係を次のように与える．

$$\bar{t} = t - \Delta t \tag{34}$$

ここに，Δtは補正時を表す．

式(34)に式(27)及び式(29)を代入して，次なる関係を得る．

$$(l_0/c)/(1 - v^2/c^2) = (l_0/c)/(1 - v/c) - \Delta t \tag{35}$$

すなわち，

$$\Delta t = (l_0 v/c^2)/(1 - v^2/c^2) \tag{36}$$

よって，式(34)は次式のように与えられる．

$$\bar{t} = t - (l_0 v/c^2)/(1 - v^2/c^2) \tag{37}$$

すなわち，

$$\bar{t} = 1/(1 - v^2/c^2)\{t(1 - v^2/c^2) - (l_0 v/c^2)\} \tag{38}$$

さらに，式(32)及び (33)を考慮して，

$$t' = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\{t(1 - v^2/c^2) - (l_0 v/c^2)\} \tag{39}$$

を得る．ここに，t'_1及びt'_2は同値であることから，それらをt'で代表した．

式(39)のl_0の値に，ガリレイ変換の関係式(23)を適用すると，次式を得る．

$$t' = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\{t(1 - v^2/c^2) - (x - vt)\, v/c^2\} \tag{40}$$

よって，次なる関係を得る．

$$t' = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}(t - vx/c^2) \tag{41}$$

この式は，アインシュタインのローレンツ変換式(xx)と同じ式形を成すが，それらの物理的意味は互いにまったく異なる．

次に，式(39)に式(27)で与えられる計測時間を代入して，次式を得る．

$$t' = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\{(l_0/c)/(1 - v/c)(1 - v^2/c^2) - (l_0 v/c^2)\} \tag{42}$$

すなわち，

$$t' = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\,(l_0/c) \tag{43}$$

これまで再三に渡って議論されたことであるが，静止系から放たれた光が運動系で計測され，その伝播波の波数及び振動数に共にドップラー効果や二次のシフトが現れるとき，光の速さは運動系でも，静止系と同様にcとなって計測されることは必然的となる．したがって，式(43)より，次なる関係が得られる．

$$l' = ct' = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\, l_0 \tag{44}$$

あるいは，ガリレイ変換式(23)を適用して，次式を得る．

$$x' = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\,(x - vt) \tag{45}$$

ここで，l'及びx'は静止系から放たれた光が運動系内を伝播した距離を表す．また，t'が伝播時間を表す．

以上の議論で得られた式(41)及び(45)の式形は共に，アインシュタインのローレンツ変換式(xx)及び(xxi)の式形と一致する．しかし，それらが表す物理的意味はまったく異なることに注意を要する．

ここに式展開は示さないが，運動系のx'軸に直立させた高さl_0の剛体棒の高さを光測量する場合に対しては，容易に次なる関係を得る．

$$y' = y \tag{46}$$

$$z' = z \tag{47}$$

以上で行われた光測量結果は，以下のようにまとめられる．

静止系及び運動系が互いに静止しており，それぞれの系内の観測者の傍らに長さl_0の剛体棒が存在し，それがそれぞれの系内の観測者の光測量によって長さl_0と計測され，その計測時間は，l_0/cとなることが互いに確認さ

れている．その後，静止系に対して運動系がその系内の棒と共に，その棒軸方向に一定速度vで運動して見える．このとき，相対性原理によって，逆に運動系からは，静止系が棒と共に一定速度で運動して見える．したがって，相対性原理の下に，静止系及び運動系のいずれが実際に運動しているのかを決定することは不可能となる．すなわち，静止系及び運動系のいずれの系も互いに終始静止した系であると主張できるため，それらの系の時空は両者共に互いに対称的にまったく同じでなければならない．それゆえ，アインシュタインのローレンツ変換が示す時空の相対論は否定されなければならない．

静止系から，一定速度で運動して見える剛体棒の運動方向の長さを光測量によって測定すると，平均測定時間〔式(29)に対応する平均時間〕及び平均測定距離が，次のように与えられる．

$$\bar{t} = (l_0/c)/(1 - v^2/c^2) \tag{48}$$

$$\bar{l} = l_0/(1 - v^2/c^2) \tag{49}$$

一方，剛体棒と共に運動している運動系の観測者には，静止系から届くその光の伝播は，次のような伝播時間及び伝播距離となって観測される．

$$t' = (l_0/c)/\sqrt{(1 - v^2/c^2)} \tag{50}$$

$$l' = l_0/\sqrt{(1 - v^2/c^2)} \tag{51}$$

したがって，静止系による光測量の平均値は，運動系で棒と一体となってそれを眺めれば，実際の棒の長さl_0よりも長い距離を測定していることが明らかとなる．

式(48)〜式(51)より，次なる関係を得る．

$$t' = \bar{t}\sqrt{(1 - v^2/c^2)} \tag{52}$$

$$l' = \bar{l}\sqrt{(1 - v^2/c^2)} \tag{53}$$

これらの関係から，例えば，静止系に対して一定速度で運動している運動物体を，光など電磁波を用いて計測するとき，静止系による時間と長さの観測値は運動系ではそれらが短縮して観測されることになる．

したがって，静止系から運動系に届いた光測量の光を鏡で反射して，静止系に届けると，それは静止系で，次なる伝播時間t''及び伝播距離l''を示す．

$$t'' = l_0/c \tag{54}$$

$$l'' = l_0 \tag{55}$$

これらの関係から，静止系の観測者が光測量により，運動系内のdx'/dt'なる物理量を計測すると，その計測値は静止系では

$$dx'/dt' = \left(dx/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\right)/\left(dt\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\right) = (dx/dt)/(1 - v^2/c^2) \tag{56}$$

として与えられる．また，静止系から運動系に到達した光など電磁波の伝播距離がl_0を示す場合，静止系では，次のような距離 l を観測していなければならない．

$$l = l_0/\sqrt{(1 - v^2/c^2)} \tag{57}$$

以上の議論で得られた新たな定義による新ローレンツ変換，式(41)及び式 (45)，式(46)及び式(47)を，ここで改めて並べて示す．

$$t' = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\{t - vx/c^2\} \tag{58}$$

$$x' = 1/\sqrt{(1 - v^2/c^2)}\,(x - vt) \tag{59}$$

$$y' = y \tag{60}$$

$$z' = z \tag{61}$$

これらをアインシュタインのローレンツ変換式(xx)〜(xxiii)と比較して分かるように，これらの式の式形は，アインシュタインの相対性理論に見るローレンツ変換の式形とまったく同じである．しかしながら，アインシュタインのローレンツ変換が静止系と運動系の時空の関係を規定するのに対して，ここに導かれた新たなローレンツ変換は，静止系で行う光測量の計測時間及び計測距離とそれが運動系で計測される際の計測時間及び計測距離の関係を規定している．したがって，ここに定義される新ローレンツ変換が，「相対論的電磁気理論の基礎」として位置付けられる．このとき，静止系の時空と運動系の時空とは，ガリレイ変換式(22)〜(25)によって規定されている．よって，ここに定義される新ローレンツ変換と，先に定義した新ガリレイ変換とは，互いに新相対性理論の基礎理論を成し，互いに共存する．

新相対性理論から時間や長さに関するパラドックスなどが派生される余地はない．また，従来の特殊相対性理論の定義によるローレンツ変換は，無限に離れた系間にも直ちに及び，いわば「遠隔作用論」の一種に構築されているが，新相対性理論は電磁波の観測を系間で結ぶ理論となっているため，いわば「近接作用論」の一種として構築されている．

3-3. 新相対論的力学理論及び相対論的電磁気理論の基礎

以上の議論から，運動物体の力学計測に光など電磁波

を用いるとき，運動物体に対する運動方程式は，静止系の観測者に対して，次のように与えられる（運動方向成分のみを示す）．

$$d\left(mv/\sqrt{(1-v^2/c^2)}\right)/dt = f \tag{62}$$

ここに，mは質量，fは作用力を表す．

この運動方程式は，運動系で成立しているニュートンの運動方程式に新ローレンツ変換を施して得られる．したがって，相対論的運動方程式は，ニュートンの運動方程式を基盤として与えられる．このことから，ニュートンの運動方程式は$v^2/c^2 \ll 1$となる場合に対する近似式であるとする解釈は正しくない．それは，相対論的運動方程式の基盤として，静止系及び運動系においてそれぞれ厳然と成立する．その上で，相対論的運動方程式が，$v^2/c^2 \ll 1$の下で，ニュートンの運動方程式と同形に与えられる．

同様なことが電磁気に対するマクスウェル方程式にも言えて，静止系及び運動系のそれぞれの系において観測される光など電磁波の伝播に対しては，マクスウェル方程式がそれぞれ成立する．このことは，相対性原理が保証する．しかし，それぞれの系内の電磁波が，相対速度を有する観測者に観測されるとき，それらの現象は，マクスウェル方程式に新ローレンツ変換を施して得られる相対論的電磁気理論の方程式に規定される．相対速度が$v^2/c^2 \ll 1$の条件を満たすとき，その相対論的方程式は，静止系のマクスウェル方程式で近似される．

3-4. 新相対性理論は，光速度を越える相対速度の存在を否定しない

これまでの理論構築から明らかなように，新相対性理論は，光など電磁波を用いた場合の計測理論であり，式(27)の構築過程で示されるように，相対速度が光速度を越える場合，電磁波を用いた運動物体の力学計測は不可能となる．すなわち，相対速度が光速度を越えた場合，それは電磁波を用いた計測の限界を意味する．したがって，新相対性理論は，相対速度の大きさに何らの制限をも与えるものでない．

4. アインシュタインの相対性理論の論駁によって切り開かれる物理学的世界観

ここに議論されたことは特殊相対性理論に限った展開であったが，一般相対性理論にもその議論の内容は適用される．したがって，アインシュタインが一般相対性理論で構築した時空の相対論は否定される．その代わりに，加速度場や重力場における電磁波の振る舞いが相対論をもって定義される．これによって，LIGOなどが取り組んでいるブラックホールや重力波の実態解明に革命が開かれることが期待される．また，量子論に対する相対論的効果の物理的解釈が一変することになろう．これまでの相対性理論は，光の速度を越える相対速度の存在を否定し続けてきた．これが，高エネルギー粒子の解明にある種の制限を及ぼしてきたことは否めない．高エネルギー粒子の存在解明，電子や光などの持つ粒子性と波動性の二重性の解明などに本研究成果が活かされることが期待される．

新相対性理論では，光速度不変の原理が不要なものとなり，その代わりに，振動数及び波数の変化の事実が考慮されている．よって，光速度がいかなる慣性系においても不変となって現れることは必然的なものとなる．その結果，新たに定義された相対性理論は，真空における電磁波の伝播のみでなく，より一般的な空間における電磁波の伝播に対しても適用可能となり，その適用性は大きく広がることが期待される．

5. おわりに

本論はまず，アインシュタインの特殊相対性理論（内山龍雄訳）にそって，アインシュタインの説明を箇条書きの形に示した上で，セッション毎に著者の見解を述べて，相対性理論構築の際にアインシュタインはどこでいかような過ちを犯したのかなど，その問題点を明らかにした．その後に，著者の光測量の原理に基づく新相対性理論の構築過程を示した．こうした議論によって，アインシュタインの相対性理論，すなわちアインシュタインの時空の概念は，物理学より排除されなければならないことが議論された．

新相対性理論において，時空は，静止系の観測者によって物理的に設定されるものであり，それはすべての他の慣性系にもガリレイ変換を通じてそのまま適用される．したがって，新相対性理論における時空は，静止系の時空を基準とする絶対的な時空となる．しかし，それは，エーテルで満たされた絶対静止の時空の概念とは異なる．このように定義される時空に対して，相対論的電磁気理論が新たなローレンツ変換として導かれた．また，力学計測に光など電磁波を用いた場合の力学が相対論的力学として定義された．新相対性理論では，アインシュタインによって導入された光速度不変の原理が不必要なものとなっている点，光速度は相対速度に制限を加えるものとはならない点などが特徴と言える．したがって，新相対性理論は，光の速さを超える素粒子の存在を否定しない．

謝辞：本研究を実施するに当たり，「尾崎次郎基金」の支援を受けたことに対し，心からの感謝の念を捧げる．

引用文献

1) NAKAZA E.: Resolving our erroneous interpretation of the Galilean Transformation, Physics Essays, Vol. 28, N.4, pp.503-506, 2015.
2) 仲座栄三 : 新・相対性理論，ボーダーインク，180p.，2015.
3) 仲座栄三: あなたはアインシュタインの相対性理論を論駁し得るか？，沖縄科学防災環境学会論文集(Physics), Vol.2, No.1, pp.1-7, 2017.
4) 仲座栄三：ローレンツ変換の正しい物理的解釈 ：補遺バージョン，沖縄科学防災環境学会論文集(Physics), Vol.2, No.1, pp.22 -29, 2017.
5) 仲座栄三：相対論的時間と光の速さについて，沖縄科学防災環境学会論文集（Physics）, Vol.2, No.1, p.77-80, 2017.
6) 仲座栄三：アインシュタインの相対性理論の矛盾点の分析と仲座の新相対性理論の導出，沖縄科学防災環境学会論文集(Physics), Vol.4, No.1, pp.1 -14, 2019.
7) 仲座栄三：運動物体の光測量が導く相対論，日本物理学会 2018 年秋季大会概要集，Web 版 ISSN 2189-0803，DVD 版 ISSN 2189-079X, 2018.
8) 仲座栄三：ローレンツ変換はガリレイ変換を与えない，沖縄科学防災環境学会論文集 (Physics), Vol.3, No.1, pp.17 -22, 2018.
9) 仲座栄三：相対性原理による新たな相対性理論，沖縄科学防災環境学会論文集（Physics）, 5(1), pp.1-14, 2020.
10) 内山龍雄訳・解説：アインシュタイン相対性理論，岩波文庫，187p., 1988.
11) 松田卓也：特殊相対性理論のパラドックス・２台のロケットのパラドックスを巡って，別冊数理科学，サイエンス社，pp.45-52，2005.

(3 月 9 日受付)