理論物理学での波の関数７

——ニュートン力学に近似できる質点の速さでの２重性の計算の導出——

A LIFE COM. バイオ研究室
富岡和人

１　まえがき

理論物理学の波の関数では，文献１でおよび文献２で正弦波を著者が独自に定義した．文献３で，正弦波で使用する時間について考察し，時間を著者が独自に定義した．さらに，心のモデルを言葉によるモデルで構築し始めた．文献４で宇宙が時空である空間を持つものから発展したことを考察した．主の徳，師の徳および親の徳についての考察をした．文献５では，相で解釈する理論物理学の正円の時間を著者が独自に定義した時間で考察した．さらに，理論物理学で弧度を計算する際の加減について考察した．前回——理論物理学の波の関数６のこと．——では，著者が文献３で独自に定義した時間について考察して２重性を導出した．その２重性の導出方法は，著者が独自に構築している波の理論で発見したものである．２重性では，質点には波を備えていることを導出できる．質点では，エネルギーおよび運動量を記述できる．波では，振動数および波長を記述できる．質点のエネルギーは，振動数を使用して量子化できた．質点の運動量は，波長を使用して記述できた．振動数および波長は，文献１で著者が独自に定義したものを使用している．アインシュタインの特殊相対性理論の質点が持つ全エネルギーを使用して質点が備える振動数を導出している．さらに，その振動数の波長を導出した．質点の持つ全エネルギーで，周期に関係を与えることができる．周期で時間を観測でき，質点の等速度運動で慣性座標系を定義できる．時間は，質点でエネルギーを説明することができる．エネルギーは，周期で量子化できる．このことは，特殊相対性理論で議論した．

ニュートン力学では，絶対時間および絶対空間を使用している．アインシュタインの特殊相対性理論では，時間および空間の位置との相対性を示し絶対時間および絶対空間を否定している．著者が独自に定義した時間でも絶対時間および絶対空間を否定することを文献６で仮定できた．このことで，ニュートン力学の慣性座標系は特殊相対性理論の慣性座標系とは異なる．ニュートン力学では，万有引力の法則を導出できる．特殊相対性理論では，電磁力を記述できる．特殊相対性理論で重力を扱うことができないことで，アインシュタインの一般相対性理論が発見されたものと著者は学んだ記憶がある．著者の波の理論および特殊相対性理論を使用して，第６回で２重性を導出した．この導出方法では，特殊相対性理論の慣性座標系を使用する．ニュートン力学および一般相対性理論では，加速度座標系を使用できる．特殊相対性理論の慣性座標系を応用して，ニュートン力学の計算技術を著者の構築している波の理論に導入する．このことで，２重性の計算にニュートン力学の計算技術を近似して計算できる．ニュートン力学の絶対時間および絶対空間を使用しないで済み，ガリレイ変換はローレンツ変換の近似で記述できる．そのような近似の計算では，一般相対性理論を応用した加速度座標系で重力を説明できることになる．第７回である本書では，ニュートン力学に近似できる特殊相対性理論の慣性座標系上での２重性の議論を考えた．著者の経験でも使用する力には，電磁気力および重力を特に挙げることができる．電磁気力は,ローレンツ力で説明できる．電磁気力で説明できる電磁場はマクスウェルの方程式系で説明できる．重力は万有引力の法則で説明するものが一般的である．一般相対性理論は万有引力法則よりも厳密な重力理論として扱われるが，２０１６年現在までは工学で使用する経験は著者には殆どない．万有引力法則を使用する際に，加速度座標系を仮定して一般相対性理論の重力の加速度を使用することは可能である．このような計算技術は，日本の大学の教育課程での基礎物理学で扱うことが出来るものと２０１６年現在の著者は考えている．

２章では，著者が独自に定義した時間を使用してひとつの粒子について考察している．その粒子は，他の粒子で構成されていることを仮定して質点系の議論をしている．質点系の議論で２重性を導入して，波の重ね合わせについて考察している．

特殊相対性理論の慣性座標系での加速度座標系との関係も考察している．

２章１節では，ニュートン力学の運動エネルギーに近似できる速さでの２重性の運動量および波長の関係について考察した．その考察では，著者が独自に定義した静止質量を使用している．アインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系でニュートン力学に近似できる速さでは慣性質量を定数に近似できる．ニュートン力学で記述できる質点の運動に特殊相対性理論で近似して２重性の運動量を導出できることを示す．慣性質量については，特殊相対性理論の慣性質量および静止質量とニュートン力学での定数の慣性質量との関係を考察している．この結果で，質点の速さおよび波の速さとの関係も近似で記述できることを示した．

２章２節では，質点系のエネルギーの保存則で特殊相対性理論の質点の持つ全エネルギーを考察している．この考察では，質点系の内部エネルギーおよび質点が持つ静止エネルギーの関係を説明している．その全エネルギーをニュートン力学に近似できる質点の等速度の速さでの質点系のエネルギーの保存則に書き換えている．さらに，その質点系のエネルギーの記述とボーアの水素原子モデルの記述との相違を示している．

２章３節では，質点系のエネルギーの保存則および質点が持つ全エネルギーを内部エネルギーおよび静止エネルギーで考察している．内部エネルギーでは，質点系を構成している各質点の持つ全エネルギーの議論をしている．質点系に作用する外力のなす仕事量で，質点の持つ全エネルギーについての考察をしている．慣性座標系および加速度座標系との相違を議論して速度の相対性および加速度の相対性についても考察している．

３章では，質点系のエネルギーの保存則で質点の運動と我々の心との関係を考察している．質点系は時空にある．一方，心は時空にはないことを文献３で著者がすでに発表している．心が無始無終で存在している．時空には生滅を仮定する．心が先に存在して時空を生じさせる，ことを考察している．国土の世間および心との関係を相，性および体で議論している．国土が物理学の原子および原子を構成している粒子で成り立つ物理学の説明で，情を持たないものとして議論している．我々の心は情を持つものとして議論している．有情および無情についての心の議論である．国土の議論では，国土を支配する主についての考察をしている．

文献７では，著者の定義を使用したアインシュタインの特殊相対性理論のファイルである．著者が独自に静止質量を定義した．その静止質量の定義を使用して，質点の持つ全エネルギーを導出している．

文献８では，特殊相対性理論での速度の変換を導出している．速度を定義した．この速度の定義は，アインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系で与えている．この意味では，絶対時間および絶対空間を使用しない速度の定義である．さらに，速度の微分も定義している．速度の微分は，微分方程式を記述するのに関係する．

文献９は，著者が使用した定数を表示しているＣＯＤＡＴＡのファイルである．文献１０は，ＳＩのファイルである．本書の第７回の真空中の光の速さの値は，ＳＩの定義で使用したものである．

文献１１から文献１６は，電位および電圧について説明したものである．文献１１で，保存力およびポテンシャルエネルギーの定義について説明している．著者が学生時代には，日本の大学のテキストでのポテンシャルエネルギーの説明はすべて保存力のなす仕事量で記述するような状況であったことを記憶している．正確には，質点系でポテンシャルエネルギーは定義すべきであるものと著者は考えている．日本の教育ではなぜポテンシャルエネルギーを質点で説明するものか不思議である．電磁波を予言したマクスウェル先生の説明でも質点系が採用されていることを著者の記憶にある．この意味では，１８００年代の後半ですでに質点系でポテンシャルエネルギーを定義することができていたことになる．１９００年代から２０００年代になっても説明できない日本の指導はどのような事情であるものか２０１６年現在の著者には不思議である．エネルギーの計算にはニュートンの運動方程式を使用する．著者が学生時代の専門書には，ニュートンの運動方程式が質点に作用する力を記述するものと指導していたものがある．正確には，質点に作用する合力をニュートンの運動方程式に記述するものと著者は認識している．このことも文献１１では説明している．質点で運動エネルギーおよびポテンシャルエネルギ

ーを指導して，力学的エネルギーの保存則を教えていた著者の学生時代での物理学書の記憶がある．正確には，力学的エネルギーの保存則は質点系で指導するものであると著者は認識する．さらに，質点系のエネルギーの保存則についてはほとんど説明がない物理学書を記憶している．実際には，質点系のエネルギーの保存則を使用する機会は多いものである．文献１１では，質点系のエネルギーの保存則を説明している．文献１２では，ボーアの原子モデルを説明している．ボーアの原子モデルは，２章２節および２章３節に関係する．クーロンの法則も説明している．文献１３では，著者が独自に電位を定義した．その電位の定義では，ポテンシャルエネルギーを使用した．著者の学生時代からの経験では，電位を質点のなす仕事量で説明しているもの許(ばか)りのようである．仕事量はポテンシャルエネルギーとは別である．仕事量は，質点で計算できる．ポテンシャルエネルギーは質点系でなくては説明できない．電位は質点系で説明できるものである．このことでは，ポテンシャルエネルギーで電位を定義すべきであるものと著者は考えた．文献１４では，著者の独自に定義した電位を使用して電位差を定義した．文献１５では，電圧について説明している．起電力，電流，電気抵抗およびインダクタンスを著者が定義した．起電力の定義は，著者は学生の頃から日本の教育で教えてもらった記憶がない．回路で起電力とは表示がある．その定義は読んだ覚えがない．著者が自ら起電力の定義を与えた．電流の定義では，著者が独自に正味の電気量の微分を定義した．この正味の電気量の微分は，著者の専攻の論文である文献２３で与えた血流量の定義に応用するために与えたものである．文献１６では，電磁気学での慣性座標系上で速度および加速度を定義している．このような慣性座標系上での定義では，絶対時間および絶対空間を使用しないで済む．

文献１７では，２重性の導出について説明している．ニュートン力学での計算を使用している個所がある．２章１節以降で議論することに関係する．

文献１８はアインシュタインの特殊相対性理論の論文の英訳である主張の本である．文献１９では，著者が特殊相対性理論を学んだ本である．文献２０では，著者が基礎物理学を学んだ本である．文献２１は，著者が微分積分学を学んだ本である．

文献２２は，著者の専攻の研究である心臓血管の回路モデルの論文である．心臓血管系の回路モデルの基礎理論を与えた論文である．著者が学生の頃に読んだ心臓血管系の回路モデルの理論では，分母が零になるものが有った記憶がある．そのような道理に合わない計算が論文および本に指導されていた．著者が独自に構築した心臓血管系の回路モデルの理論では，日本の一般的な環境では分母が零にはならない．簡単な回路モデルであるが，以前のものよりも遥かに生理学とも一致するものである．

文献２３は，著者が独自に血流量の定義を与えたものである．心臓血管系の回路モデルでのインダクタンスを著者が独自に定義してもいる．著者が生理学書で読んだ血流量は，血管の直交断面積が平行移動するものであった．そのような一般の血流量に一致しない嘘のモデルを著者は生理学書で読んだ記憶がある．文献２３では，一般的な血流量の測定に耐えられるものと著者が考える血流量の定義である．

文献２４から文献２６は，著者が構築した心臓血管系の回路モデルの理論についての初心者向けの指導書である．文献２２および文献２３で発表したものについて説明している．

本書では‘誤り’がないことを保証はしない．本書の校正の作業は今後も行う予定である．本書の‘誤り’が見つかった際には不定期に改訂を行い発行する予定である．

目次

２　時空に保たれるエネルギーおよびニュートン力学で計算できる質点の速さでの２重性の計算の導出 1)，2)，3)，6)，7)，8)，9)

文献６――理論物理学での波の関数６のこと．――では，質点および波の２重性を導出した．その導出では，著者が定義した正弦波，波の速さ，波長および振動数を使用している．その波を記述する時間には慣性座標系（inertial coordinate-system）上の各位置に定義した時計の時間を使用した．その時間は，著者が「理論物理学での波の関数３」で独自に定義した時間を使用している．慣性座標系はアインシュタインの特殊相対性理論（the special theory of relativity）のものを使用した．

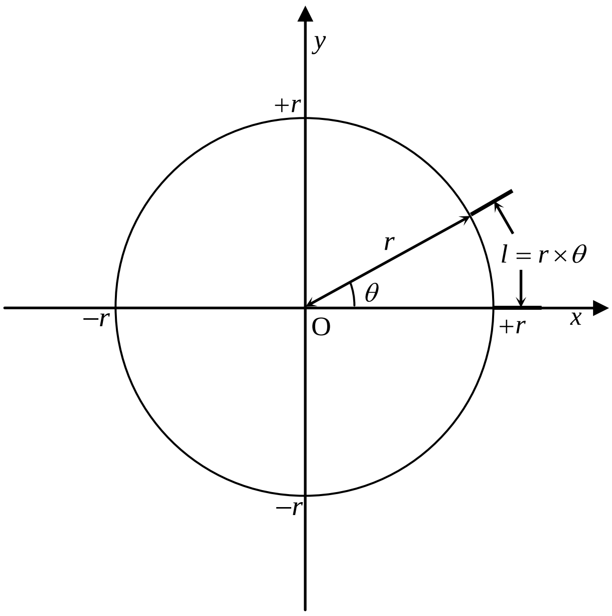

図 2.1　正円，半径，弧，弧度および座標系との関係

図 2.1 のような正円を仮定する．その正円で正弦波を文献１および文献２――理論物理学での波の関数１および２のこと．――で定義した．文献３で著者が独自に定義した時間では，図 2.1 のような正円で描く正弦波を記述する時点（2.1）を使用する．時間を定義することで，時点は定義できる．時間を時間軸上のひとつの点に分割することで時点を定義できる．

$t \cdots (2.1)$ 時点

時間は距離および速さと同時に（2.2）で定義できるものと仮定する．時間（2.2）の右辺の分母には，文献１で著者が独自に定義した波の速さ（2.3）を記述している．

$h_t = \dfrac{\mathrm{d}l(t)}{v_{\mathrm{wave}}(t)}, (v_{\mathrm{wave}}(t) \neq 0) \cdots (2.2)$ 時間

$v_{\mathrm{wave}}(t) \equiv \lim_{h_t \to 0} \dfrac{l(t+h_t) - l(t)}{h_t} \cdots (2.3)$ 波の速さの定義

波の速さの右辺の極限値では，分子に図 2.1 のような正円の円周上の弧の長さ（2.4）を記述している．弧の長さ（2.4）の右辺には，図 2.1 のような正円の半径（2.5）および弧度（2.6）を記述している．一般に，弧度の回転する向きは逆時計回り（counter-clockwise rotation）を正の向きとする．

$l(t) = r \cdot \theta(t) \geq 0 \cdots (2.4)$ 正円の円周上の弧の長さ

$r = \mathrm{const.} > 0 \cdots (2.5)$ 正円の半径

$\theta(t) \geq 0 \cdots (2.6)$ 正円の弧度

図 2.1 のような正円の円周上の点が回転して移動する距離を（2.4）で記述できる．円周上の点の移動距離の微分は（2.7）で定義できる．移動距離の微分（2.7）では，独立変数は時間（2.8）である．時点（2.1）は，定数である．このことは，波の速さ（2.3）でも同様である．

$\mathrm{d}l(t)(h_t) = v_{\mathrm{wave}}(t) \cdot \mathrm{d}t(h_t) \cdots (2.7)$ 円周上の点の移動距離の微分

$h_t \cdots (2.8)$

時点の微分は（2.9）で記述できる．時点の微分（2.9）を（2.7）の右辺に代入すると円周上の点の移動距離の微分は，(2.10) で記述できる．

$\mathrm{d}t(h_t) = 1 \cdot h_t \cdots (2.9)$ 時点の微分

$\mathrm{d}l(t)(h_t) = v_{\mathrm{wave}}(t) \cdot h_t \cdots (2.10)$

円周上の点の移動距離の微分（2.10）を書き直すことで，時間（2.2）を記述できる．著者が文献３で独自に定義した時間には，図 2.1 のような正円の円周上の点および正弦波を使用する．そのように定義した時間（2.2）の計算では，質点は使用し

ないで波を使用しているが２重性で質点を波に関係づけることになる．

距離の微分 (2.10) の線形性では，図 2.1.のような正円の円周上の距離が慣性座標系上の距離に等しい場合を仮定できる．正弦波の速さが定数であることで，距離の微分（2.10）で線形性を示す．正弦波の円周上の各位置で時間（2.2）を観測できることでは，この線形性で慣性座標系上の各位置に定義した時計が同期を取っていることを説明できる．この線形性は，正弦波を描く時間（2.2）を意味する．時間（2.2）には，慣性座標系上の位置を記述していない．正弦波は，フーリエ級数を記述するのに使用する．そのフーリエ級数で，波を記述できる．そのような波は，２重性で質点のエネルギーの振動数を説明できる．質点が存在する位置で時間（2.2）を記述できる時計を理論物理学で仮定できるものと扱う．慣性座標系上の各位置の質点の運動を記述する時間の進みが等しい．このことで，質点系のエネルギーを記述することで慣性座標系上の物質を説明できる．この物質の説明では，エネルギーを仮定している．物質が観測できることで，慣性座標系の存在を仮定できる．慣性座標系上に定義する時計の時間は，エネルギーを仮定して説明できる．

時間 (2.2) は波で計算している．図 2.1 のような正円で描くことができる波は，(2.10) のような線形性では正弦波である．

$$h_t = \frac{\mathrm{d}l(t)}{v_{\mathrm{wave}}(t)}, \left(v_{\mathrm{wave}}(t) \neq 0\right) \cdots \cdot (2.2)\text{時間}$$

図 2.1 で描くことができる正弦波の波長は，(2.11) で定義している．波長（2.11）の右辺には，正円の半径（2.5）を記述している．

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} \equiv 2 \cdot \pi \cdot r \cdots (2.11)\text{正弦波の波長の定義}$$

$$r = \mathrm{const.} > 0 \cdots (2.5)\text{正円の半径}$$

図 2.1 のような正円の円周上に在る点が等速で絶え間なく回転する際には，その点は円周を１回転する時間は（2.12）で記述できる．波長（2.11）は，円周の長さである．点が等速で回転することで，点が円周の長さを移動する．点が円周を１回転することで，y 軸の値は正弦波を描く．その正弦波が円周の長さだけ伝搬する時間で周期（2.12）を計算できる．

$$T \equiv \frac{\lambda_{S\_\mathrm{wave}}}{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}, \left(v_{S\_\mathrm{wave}}(t) \neq 0\right) \cdots (2.12)\text{正弦波の周期の定義}$$

円周上の点が円周を波の速さで回転できる回数は，振動数（2.13）で記述する．この場合では，y 軸上の値が上下に振動することは明らかである．

$$\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \equiv \frac{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}{\lambda_{S\_v\mathrm{wave}}}, \left(\lambda_{S\_v\mathrm{wave}} \neq 0\right) \cdots (2.13)\text{正弦波の振動数の定義}$$

時間を観測する際に，物質の等速度運動を観測でき慣性座標系を仮定できる．物質の等速度運動では，各位置に定義した時計で物質の位置情報および時間を観測できる．時間を観測する際の正弦波[1),2)]は，慣性座標系上の時間軸を仮定する．この仮定で，各位置に定義した時計が同期を取っていることから直線の時間軸で各波を観測できる．各波が，それぞれ異なる振動数を持つことを仮定できる．各位置の時計で周期を観測できることでは，ひとつの物質を構成する他の物質の運動を記述する時間を観測できる波を仮定できる．それらの波はひとつの物質の運動で生じること，を仮定する．物質の加速度運動は，その物質の等速度[8),16)]で加速度を記述して説明できる．このことで，そのひとつの物質の持つ全エネルギーはそれを構成している他の物質の持つ全エネルギーの総和であるものと仮定できる[6)]．その総和は，構成している物質の各量子エネルギーの総和でも仮定できる．各量子エネルギーの総和は，各量子エネルギーの振動数——質点が備える振動数とも著者は呼ぶことがある．——の総和およびプランク定数で考える．そのように説明しているひとつの物質の等速度運動には，その物質の等速度運動の速さの近傍で無数の波が生じていることを仮定できる．それらの波が重なり合うことを仮定できる．重なり合う波でひとつの波を描くことも仮定できる．このような考察では，波の群れを仮定している．そのような波の群れの速さには群速度[6)]を定義することがある．群速度は（2.14）で記述できる．群速度（2.14）には，波数（2.15）を独立変

数とした振動数（2.13）を記述している．波数（2.15）の右辺には波長（2.11）を記述している．群速度は，質点の等速度の速さに等しいことを[6]（2.16）で記述している．

$$v_{\text{group velocity}} = \frac{\mathrm{d}\nu_{S\_v_{\text{wave}}}}{\mathrm{d}\kappa_{S\_\text{wave}}} \cdots (2.14)$$ 群速度

$$\kappa_{S\_\text{wave}} = \frac{1}{\lambda_{S\_\text{wave}}}, (\lambda_{S\_\text{wave}} \neq 0) \cdots (2.15)$$ 波数

$$v_{\text{groupvelocity}} = v_{S\_\text{masspoint}} \cdots (2.16)$$ 質点の等速度の速さ

慣性座標系上で等速度運動する質点を仮定する．その質点の等速度の速さを（2.17）で記述する．その質点の慣性質量は（2.18）で記述する．特殊相対性理論では，質点の持つ全エネルギーは（2.19）で記述できる．質点が持つ全エネルギー（2.19）の右辺には慣性質量（2.18）を記述している．

$$v_{S\_\text{masspoint}} \cdots (2.17)$$ 質点の等速度の速さ

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdots (2.18)$$ 慣性座標系上の質点の慣性質量

$$E_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) = m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot c^2 \cdots (2.19)$$ 質点の持つ全エネルギー

文献６で著者が独自に考えた２重性の導出では，質点が備える振動数を（2.20）で記述できた．質点が備える振動数（2.20）の右辺に，プランク定数（2.21）を記述している．プランク定数（2.21）は，文献９でのＣＯＤＡＴＡの値を使用している．

$$\nu_{S\_v_{\text{wave}}} = \frac{m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot c^2}{h} \cdots (2.20)$$ 質点で説明する波の振動数の決定

$$h = 6.62606896 \times 10^{-34}\ \mathrm{J\,s} \cdots (2.21)$$ プランク定数

真空中の光子を使用して，質点の持つ全エネルギーに等しい値を計算できることを仮定できる．時間を観測する際には，真空中の光子を使用して計算できる．その光子の慣性座標系上での等速度運動を使用して，質点が生滅する際のエネルギーの分布を加速度運動する座標系で扱うことができる．真空中の光子の備える振動数の変化は，エネルギーの変化を説明できる．エネルギーの変化は，質点に作用する力に関係を与えることができる．質点に力が作用することでは，加速度運動を説明できる．加速度運動では，等速度運動している時空を仮定して真空中の光子で時間およびエネルギーの変化を説明できる．このことでは，物質を構成している粒子の運動に，時空に保たれるエネルギーおよび時間で記述できる運動を仮定できる．真空中の光子および質点との関係は，時空に保たれるエネルギーおよび時間の関係に仮定できる．特殊相対性理論では，時間および質点の持つ全エネルギーの関係を時間軸の成分に仮定できる[7]．時間軸の成分に時計の光子を仮定できる．このことを使用して，文献６とは別の方法で質点が備える振動数（2.20）を導出できる．

慣性座標系上で等速度運動している質点の運動量は（2.22）で記述できる．質点が備える振動数（2.20）の波の波長は，その質点の運動量（2.22）に（2.23）の関係を持つことを文献６で説明した．運動量（2.23）の右辺にもプランク定数（2.21）を記述している．運動量（2.23）の右辺の波長は，質点が備える振動数（2.20）を導出する際に使用した真空中の光子の備える波長（2.24）を使用することで記述できる．その光子の備える波長（2.24）を使用すると，その質点が備える波長は（2.25）で記述できる．波長（2.25）を導出する際に，その質点の等速度の速さおよび質点が備える振動数の波の速さとの関係は（2.26）を文献６で仮定した．

$$p_{S\_v_{\text{wave}}}(t) = m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot v_{S\_\text{masspoint}}(t) \cdots (2.22)$$ 質点の運動量

$$p_{S\_v_{\text{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S\_\text{wave}}}, (\lambda_{S\_\text{wave}} \neq 0) \cdots (2.23)$$ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係

$$\lambda_{S\_c} \cdots (2.24)$$ 真空中の光子の備える波長

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \frac{\lambda_{S\_c}}{\sqrt{1 - \frac{\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.25)$$ 質点が備える波長

$$\frac{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}{c} \cdot \frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c} = 1, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.26)$$

2.1 運動エネルギーを零に近似した場合での慣性質量を全エネルギーに変換できる２重性[6), 7), 10)]

質点が備える振動数（2.20）および波長（2.25）は，文献６で特殊相対性理論を使用して導出した．特殊相対性理論のローレンツ変換は，ガリレイ変換に近似できる．ガリレイ変換はニュートン力学で与えている．ニュートン力学では，絶対時間および絶対空間を仮定している．絶対時間および絶対空間は特殊相対性理論で否定できる．著者が定義した時間の定義でも，絶対時間および絶対空間を否定することを仮定できた[6)]．

$$\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}} = \frac{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdot c^2}{h} \cdots (2.20)$$ 質点で説明する波の振動数の決定

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \frac{\lambda_{S\_c}}{\sqrt{1 - \frac{\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.25)$$ 質点が備える波長

絶対時間および絶対空間を否定する時空で，ニュートン力学で扱うガリレイ変換に近似して質点の慣性質量（2.18）が定数であることを仮定できる場合が有る．慣性質量（2.18）を定数の慣性質量に近似して，運動量（2.23）は記述できることを２章１節で導出する．波長（2.25）では，慣性質量（2.18）を使用している．慣性質量（2.18）は質点の等速度の速さ（2.17）を独立変数とする関数である．慣性質量（2.18）を定数の慣性質量に近似しても，運動量（2.23）は慣性質量（2.18）を使用して（2.22）で記述する．定数の慣性質量で記述する運動量は，運動量（2.22）に近似できる．

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdots (2.18)$ 慣性座標系上の質点の慣性質量

$$p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S\_\mathrm{wave}}}, \left(\lambda_{S\_\mathrm{wave}} \neq 0\right) \cdots (2.23)$$ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係

$v_{S\_\mathrm{masspoint}} \cdots (2.17)$ 質点の等速度の速さ

$p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t) = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdot v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t) \cdots (2.22)$ 質点の運動量

慣性座標系上で質点が静止していることを仮定する．その質点の等速度の速さ（2.17）は（2.1.1）で記述できる．質点の等速度の速さ（2.1.1）を慣性質量（2.18）に代入すると静止質量（2.1.2）を記述できる．

$v_{S\_\mathrm{masspoint}} = 0 \cdots (2.1.1)$ 質点の静止

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(0) = m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdots (2.1.2)$ 静止質量

静止質量（2.1.2）を慣性質量（2.18）から引くことで，慣性質量の変化量（2.1.3）を記述できる．質点が慣性座標系上を移動することで生じる慣性質量は，慣性質量の変化量（2.1.3）である．

$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) - m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdots (2.1.3)$ 静止質量を慣性質量から引いた慣性質量

慣性質量の変化量（2.1.3）は，質点が運動エネルギーを持っていることで生じる慣性質量である．（2.1.3）を書き直して慣性質量（2.1.4）を記述できる．（2.1.4）での慣性質量（2.18）は，静止質量に運動エネルギーで記述できる慣性質量（2.1.3）を加えたものである．運動エネルギーで記述できる慣性質量（2.1.3）が零に近似できることでは，慣性質量（2.18）は静止質量（2.1.2）に近似する．このような場合では，慣性質量を静止質量に非常に近い定数の値であるものと仮定してニュートンの運動方程式を記述した近似の計算が可能である．そのような加速度座標系上でのニュートンの運動方程式の応用

を仮定してニュートン力学を使用することができる．このようなニュートンの運動方程式の応用でも，２重性を導出できる．運動エネルギーで記述できる慣性質量（2.1.3）が零に近似できることを仮定した議論で，ニュートン力学に特殊相対性理論の記述を近似させる．このように近似している計算は，特殊相対性理論の慣性座標系上で加速度座標系を仮定した場合でのニュートンの運動方程式の応用である．

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)=m_{0S\_\mathrm{masspoint}}+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdots(2.1.4)$ 静止質量および運動エネルギーで記述する慣性質量

特殊相対性理論では，質点が持つ全エネルギー (2.19) を導出できた．文献７で，著者が独自に定義した静止質量 (2.1.5) を使用して（2.19）を導出している．静止質量の定義（2.1.5）の右辺には慣性質量（2.18）を記述している．

$E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)=m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2\cdots(2.19)$ 質点の持つ全エネルギー

$m_0\equiv m(v)\cdot\sqrt{1-\dfrac{v^2}{c^2}},(0\le v\le c)\cdots(2.1.5)$ 著者が独自に定義した静止質量

慣性質量（2.1.4）の両辺に真空中の光の速さ（2.1.6）の２乗を掛けることで質点が持つ全エネルギー（2.1.7）を記述できる．質点が持つ全エネルギー (2.1.7) の右辺の第２項には，運動エネルギー (2.1.8) を記述している．このことでは，(2.1.9) を記述できる．真空中の光の速さ（2.1.6）は，文献１０でのＳＩの値を使用している．

$c=299\,792\,458\,\dfrac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\cdots(2.1.6)$ SI でメートルの定義を与える際に，真空中の光の速さ（2.1.6）の値に定義した．

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2=m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2\cdots(2.1.7)$ 質点が持つ全エネルギー

$K=\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2\cdots(2.1.8)$ 慣性質量（2.1.3）で記述する運動エネルギー

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2=\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2+K\cdots(2.1.9)$ 静止質量および運動エネルギーで記述する質点が持つ全エネルギー

次に，運動量（2.23）が近似値（2.1.10）を仮定して導出できることを示す．(2.1.10）を仮定している場合では，質点の等速度の速さ（2.17）での慣性質量（2.18）は変数である．(2.1.10）の場合での慣性質量（2.18）は，ほぼ定数であるものと仮定できることを含む．

$p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)=\dfrac{h}{\lambda_{S\_\mathrm{wave}}},\left(\lambda_{S\_\mathrm{wave}}\neq 0\right)\cdots(2.23)$ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係

$\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\approx 0\cdots(2.1.10)$ 近似値でゼロ

$v_{S\_\mathrm{masspoint}}\cdots(2.17)$ 質点の等速度の速さ

正弦波の振動数の定義である (2.13) の右辺の波の速さは，(2.1.11) で記述できる．ここでは，質点が備える振動数 (2.20) に振動数（2.13）は等しいものと仮定する．質点が備える振動数（2.20）の波の速さには（2.26）を仮定している．仮定（2.26）は，特殊相対性理論で運動量（2.23）を導出する際に波長（2.25）を仮定することで与えることになる．

$\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\equiv\dfrac{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}{\lambda_{S\_\mathrm{vwave}}},\left(\lambda_{S\_\mathrm{vwave}}\neq 0\right)\cdots(2.13)$ 正弦波の振動数の定義

$v_{S\_\mathrm{wave}}(t)=\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot\lambda_{S\_\mathrm{wave}},\left(\lambda_{S\_\mathrm{vwave}}\neq 0\right)\cdots(2.1.11)$ 質点が備える振動数の波の速さ

$\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}} = \dfrac{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2}{h} \cdots (2.20)$ 質点で説明する波の振動数の決定

$\dfrac{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}{c}\cdot\dfrac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c} = 1, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.26)$

$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \dfrac{\lambda_{S\_c}}{\sqrt{1-\dfrac{\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.25)$ 質点が備える波長

質点が備える振動数（2.20）を導出する際に，真空中の光子を仮定して質点が持つ全エネルギー（2.19）に等しいことを仮定した．その真空中の光子の備える波長を（2.24）で記述する．真空中の光子の備える振動数は光子の量子エネルギー（2.1.12）を記述できる．このことで，質点の持つ量子エネルギーを（2.1.12）で記述できることを仮定した．この振動数（2.20）を使用して，真空中の光の速さを（2.1.13）で記述できる．真空中の光の速さ（2.1.13）は，その右辺の真空中の光が備える波長（2.24）に（2.1.14）のように記述できる．

$E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2 \cdots (2.19)$ 質点の持つ全エネルギー

$\lambda_{S\_c} \cdots (2.24)$ 真空中の光子の備える波長

$E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) = h\cdot \nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.1.12)$ 波を示す質点の量子エネルギー

$c = \nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot\lambda_{S\_c} \cdots (2.1.13)$ 真空中の光の速さ

$\lambda_{S\_c} = \dfrac{c}{\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}}}, \left(\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \neq 0\right) \cdots (2.1.14)$ 真空中の光の備える波長

質点が備える波長（2.25）の右辺に（2.1.14）の右辺を代入すると（2.1.15）になる．波長（2.1.15）の右辺を整理して（2.1.16）を記述できる．（2.1.16）の右辺では，（2.1.15）の質点の備える振動数に（2.20）を代入している．

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \dfrac{\dfrac{c}{\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}}}}{\sqrt{1-\dfrac{\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.1.15)$$

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \dfrac{c\cdot h}{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2\sqrt{1-\dfrac{\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.1.16)$$

波長（2.1.16）の右辺に記述した真空中の光の速さ（2.1.6）を整理すると（2.1.17）になる．波長（2.1.17）の右辺に記述した慣性質量（2.18）で整理すると，（2.1.17）は（2.1.18）になる．

$c = 299\,792\,458\,\dfrac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} \cdots (2.1.6)$ SI でメートルの定義を与える際に，真空中の光の速さ（2.1.6）の値に定義した．

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \dfrac{h}{c\cdot m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot\sqrt{1-\dfrac{\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.1.17)$$

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdots (2.18)$ 慣性座標系上の質点の慣性質量

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \dfrac{h}{c\cdot\sqrt{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2-\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.1.18)$$

波長（2.1.18）の右辺を真空中の光の速さ（2.1.6）で整理すると（2.1.19）になる．波長（2.1.18）および（2.1.19）の右辺の慣性質量について考察することになる．

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \frac{h}{\sqrt{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2 \cdot c^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \cdot c^2}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.1.19)$$

波長（2.1.18）の右辺の根には，慣性質量（2.1.4）を記述している．波長（2.1.18）の右辺の根の慣性質量（2.18）に慣性質量（2.1.4）を代入することで（2.1.20）を記述できる．

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \frac{h}{c \cdot \sqrt{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.1.18)$$

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) = m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.1.4)$ 静止質量および運動エネルギーで記述する慣性質量

$$\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 = \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.1.20)$$

（2.1.20）の右辺の第１項を展開することで，（2.1.21）を記述できる．（2.1.21）の右辺を整理すると（2.1.22）になる．

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 = \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 + 2 \cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} + \left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoin}}\right)^2 \cdots (2.1.21)$$

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 = 2 \cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} + \left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 \cdots (2.1.22)$$

（2.1.10）を仮定する．（2.1.10）を（2.1.22）の右辺に代入すると（2.1.23）を記述できる．（2.1.23）は近似の式である．

$\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 \approx 0 \cdots (2.1.10)$ 近似値でゼロ

$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \approx 2 \cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.1.23)$ 近似値

ニュートン力学に近似をして，(2.25) から導出した波長 (2.1.19) を導出できる場合で考察する．この考察では，(2.1.19) の右辺に記述している慣性質量について計算する．

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}} = \frac{h}{\sqrt{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2 \cdot c^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \cdot c^2}}, \left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \neq 0\right) \cdots (2.1.19)$$

真空中の光の速さ（2.1.6）で整理すると，運動エネルギー（2.1.8）は（2.1.24）で記述できる．（2.1.24）の右辺には（2.1.3）の右辺が記述してある．慣性質量（2.1.3）は，運動エネルギー（2.1.8）を記述できる．

$K = \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdot c^2 \cdots (2.1.8)$ 慣性質量（2.1.3）で記述する運動エネルギー

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdot c^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdot c^2 = \left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right) \cdot c^2 \cdots (2.1.24)$$

$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_masspo\,\mathrm{int}}\right) - m_{0S\_masspo\,\mathrm{int}} \cdots (2.1.3)$ 静止質量を慣性質量から引いた慣性質量

運動エネルギー（2.1.8）の右辺に慣性質量（2.1.3）を代入すると（2.1.25）になる．運動エネルギー（2.1.25）は（2.1.26）に展開できる．

$$K = \left\{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right\} \cdot c^2 \cdots (2.1.25)$$

$K = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2 - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2 \cdots (2.1.26)$ 質点が持つ全エネルギーで記述する運動エネルギー

慣性質量（2.18）を運動エネルギー（2.1.25）の両辺に掛けることで（2.1.27）を記述できる．（2.1.27）の左辺の慣性質量に（2.1.4）の右辺を代入することで（2.1.28）を記述できる．

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdots(2.18)$ 慣性座標系上の質点の慣性質量

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot \left\{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right\}\cdot c^2 = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot K \cdots (2.1.27)$$

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) = m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.1.4)$ 静止質量および運動エネルギーで記述する慣性質量

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot \left\{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right\} = \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)\cdot \left\{\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right) - m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right\}\cdots(2.1.28)$$

（2.1.28）の右辺を整理すると（2.1.29）の左辺を記述できる．（2.1.29）の左辺を展開すると（2.1.29）の右辺になる．

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} = m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.1.29)$$

（2.1.28）に（2.1.29）の右辺を代入すると（2.1.30）になる．仮定（2.1.10）を使用すると，（2.1.29）は近似式（2.1.31）になる．

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot \left\{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right\} = m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.1.30)$$

$\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 \approx 0 \cdots (2.1.10)$ 近似値でゼロ

$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.1.31)$ 近似値

真空中の光の速さ (2.1.6) を (2.1.31) の両辺に掛けることで (2.1.32) を記述できる．仮定 (2.1.10) を使用すると，(2.1.30) は近似式（2.1.33）になる．

$c = 299\,792\,458\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} \cdots (2.1.6)$ SI でメートルの定義を与える際に，真空中の光の速さ（2.1.6）の値に定義した．

$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2 \approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2 \cdots (2.1.32)$ 近似値

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot \left\{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right\} \approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.1.33)$$

（2.1.27）の右辺には，運動エネルギー（2.1.8）を記述している．（2.1.27）の左辺に（2.1.33）の左辺が記述されている．（2.1.27）の左辺に（2.1.33）の右辺を代入すると（2.1.34）を記述できる．（2.1.34）は近似式である．

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot \left\{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) - \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right\}\cdot c^2 = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot K \cdots (2.1.27)$$

$K = \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2 \cdots (2.1.8)$ 慣性質量（2.1.3）で記述する運動エネルギー

$$m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot \left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2\right) \approx m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot K \cdots (2.1.34)$$

慣性座標系上の質点の運動エネルギーに（2.1.10）を仮定している．慣性質量（2.18）および静止質量（2.1.2）には不等式（2.1.35）が成立する．

$\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 \approx 0 \cdots (2.1.10)$ 近似値でゼロ

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdots(2.18)$ 慣性座標系上の質点の慣性質量

$m_{S\_v_{\text{wave}}}(0) = m_{0S\_\text{masspoint}} \cdots (2.1.2)$ 静止質量

$m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \geq m_{0S\_\text{masspoint}} \cdots (2.1.35)$

不等式 (2.1.35) を使用すると，不等式 (2.1.36) を記述できる．仮定 (2.1.10) を使用する場合で，(2.1.37) および (2.1.38) が成立することを仮定する．

$$\frac{m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}})}{2} \cdot (v_{S\_\text{masspoint}})^2 \geq \frac{m_{0S\_\text{masspoint}}}{2} \cdot (v_{S\_\text{masspoint}})^2 \cdots (2.1.36)$$

$\Delta m_{S\_v_{\text{wave}}} < m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdots (2.1.37)$

$c \gg v_{S\_\text{masspoint}} \cdots (2.1.38)$

運動エネルギー（2.1.26）に不等式（2.1.39）が成立することを確認する．不等式（2.1.39）を（2.1.40）に書き直す．

$K = m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot c^2 - (m_{0S\_\text{masspoint}}) \cdot c^2 \cdots (2.1.26)$ 質点が持つ全エネルギーで記述する運動エネルギー

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot c^2 - (m_{0S\_\text{masspoint}}) \cdot c^2 \geq \frac{m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}})}{2} \cdot (v_{S\_\text{masspoint}})^2 \cdots (2.1.39)$$

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot c^2 - \frac{m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}})}{2} \cdot (v_{S\_\text{masspoint}})^2 \geq (m_{0S\_\text{masspoint}}) \cdot c^2 \cdots (2.1.40)$$

不等式（2.1.40）の左辺を慣性質量（2.18）で整理すると，不等式（2.1.41）を記述できる．不等式（2.1.41）の両辺を真空中の光の速さ（2.1.6）で整理すると，（2.1.42）を記述できる．

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot \left\{ c^2 - \frac{(v_{S\_\text{masspoint}})^2}{2} \right\} \geq (m_{0S\_\text{masspoint}}) \cdot c^2 \cdots (2.1.41)$$

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{\text{S\_masspoint}}) \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c} \right)^2 \right\} \geq (m_{0S\_\text{masspoint}}) \cdots (2.1.42)$$

著者が独自に定義した静止質量（2.1.5）で静止質量（2.1.43）を記述できる．静止質量（2.1.43）を不等式（2.1.42）の右辺に代入すると，不等式（2.1.44）を記述できる．

$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (2.1.5)$ 著者が独自に定義した静止質量

$m_{0S\_\text{masspoint}} = m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c} \right)^2} \cdots (2.1.43)$ 静止質量

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot \left\{ 1 - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c} \right)^2 \right\} \geq m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c} \right)^2} \cdots (2.1.44)$$

慣性質量（2.18）で不等式（2.1.44）の両辺を整理すると，（2.1.45）を記述できる．不等式（2.1.45）の両辺を２乗すると，（2.1.46）になる．

$$\left\{ 1 - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c} \right)^2 \right\} \geq \sqrt{1 - \left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c} \right)^2} \cdots (2.1.45)$$

$$\left\{1-\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c}\right)^2\right\}^2 \geq 1-\left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c}\right)^2 \cdots (2.1.46)$$

不等式 (2.1.46) の左辺を展開すると不等式 (2.1.47) を記述できる．不等式 (2.1.47) の両辺を整理すると，不等式 (2.1.48) を記述できる．不等式（2.1.48）から不等式（2.1.49）を導出できる．

$$1-\left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c}\right)^2+\frac{1}{4}\cdot\left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c}\right)^4 \geq 1-\left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c}\right)^2 \cdots (2.1.47)$$

$$\frac{1}{4}\cdot\left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c}\right)^4 \geq 0 \cdots (2.1.48)$$

$$v_{S\_\text{masspoint}} \geq 0 \cdots (2.1.49)$$

不等式（2.1.39）が成立する条件は，（2.1.49）である．このことで，<u>不等式（2.1.39）は一般に成立する．</u>

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\cdot c^2-\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\right)\cdot c^2 \geq \frac{m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)}{2}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.1.39)$$

運動エネルギー（2.1.26）を使用すると，不等式（2.1.39）は不等式（2.1.50）を記述できる．仮定（2.1.10）で，運動エネルギーの近似式（2.1.51）が成立するものとする．

$$K = m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\cdot c^2-\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\right)\cdot c^2 \cdots (2.1.26)$$ 質点が持つ全エネルギーで記述する運動エネルギー

$$K \geq \frac{m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)}{2}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.1.50)$$

$$\left(\Delta m_{S\_v_{\text{wave}}}\right)^2 \approx 0 \cdots (2.1.10)$$ 近似値でゼロ

$$K \approx \frac{m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)}{2}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.1.51)$$ 運動エネルギーの近似値

運動エネルギー（2.1.26）を使用すると，不等式（2.1.38）は不等式（2.1.51）を記述できる．不等式（2.1.51）の両変に慣性質量（2.18）を掛けると，（2.1.52）を記述できる．（2.1.52）の左辺には，近似式（2.1.34）の右辺を記述している．（2.1.34）では，（2.1.38）が成立する．

$$c \gg v_{S\_\text{masspoint}} \cdots (2.1.38)$$

$$K \approx \frac{m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)}{2}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.1.51)$$ 運動エネルギーの近似値

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\cdot K \geq \frac{\left(m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\right)^2}{2}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.1.52)$$

$$m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot\left(\Delta m_{S\_v_{\text{wave}}}\cdot c^2\right) \approx m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\cdot K \cdots (2.1.34)$$

運動エネルギー (2.1.26) の両辺に慣性質量 (2.18) を掛けると，(2.1.53) を記述できる．(2.1.53) の右辺に慣性質量 (2.1.4) を使用して，（2.1.30）を記述できる．

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\cdot K = m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\cdot\left(m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\cdot c^2-m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right) \cdots (2.1.53)$$

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)=m_{0S\_\mathrm{masspoint}}+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdots(2.1.4)$ 静止質量および運動エネルギーで記述する慣性質量

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot\left\{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)-\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right\}=m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdots(2.1.30)$

（2.1.53）に（2.1.30）および真空中の光の速さ（2.1.6）を使用すると，（2.1.54）を記述できる．不等式（2.1.52）の左辺に（2.1.54）の右辺を代入すると，（2.1.55）を記述できる．近似値（2.1.10）を使用すると，（2.1.54）で近似式（2.1.34）を導出できる．

$c=299\,792\,458\,\dfrac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\cdots(2.1.6)$ SI でメートルの定義を与える際に，真空中の光の速さ（2.1.6）の値に定義した．

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot K=m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2\cdots(2.1.54)$$

$$m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2\geq\frac{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}{2}\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.1.55)$$

$\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\approx 0\cdots(2.1.10)$ 近似値でゼロ

$$m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2\right)\approx m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot K\cdots(2.1.34)$$

不等式（2.1.55）を不等式（2.1.56）に書き直せる．不等式（2.1.56）の両辺に（2.1.57）を加えると，不等式（2.1.58）を記述できる．

$$2\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2+2\cdot\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.1.56)$$

$$-\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2\cdots(2.1.57)$$

$$2\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2+2\cdot\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2-\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2-\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2\cdots(2.1.58)$$

不等式（2.1.58）の左辺を整理すると，不等式（2.1.59）になる．（2.1.22）の左辺を不等式（2.1.59）の左辺に代入すると，不等式（2.1.60）を記述できる．

$$2\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2+\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2-\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2\cdots(2.1.59)$$

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2-\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2=2\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}+\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdots(2.1.22)$$

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2-\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdot c^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2-\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2\cdots(2.1.60)$$

不等式（2.1.60）の右辺は，不等式（2.1.61）を満足する．不等式（2.1.60）および不等式（2.1.61）を考慮して，不等式（2.1.62）を仮定する．

$$\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2-\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2\cdots(2.1.61)$$

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2\cdot c^2-\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdot c^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.1.62)$$

慣性質量（2.1.4）を使用して，（2.1.62）を不等式（2.1.63）に記述する．不等式（2.1.63）を著者が独自に定義した静止

質量（2.1.5）を使用して整理することで，不等式（2.1.63）が成立するものか確認する．

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)=m_{0S\_\mathrm{masspoint}}+\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdots(2.1.4)$$ 静止質量および運動エネルギーで記述する慣性質量

$$\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot c^2-\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdot c^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.1.63)$$

$$m_0\equiv m(v)\cdot\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}},(0\leq v\leq c)\cdots(2.1.5)$$ 著者が独自に定義した静止質量

静止質量（2.1.43）を不等式（2.1.63）の左辺に代入すると，（2.1.64）になる．不等式（2.1.64）の左辺の第２項を整理して，（2.1.65）を記述する．

$$m_{0S\_\mathrm{masspoint}}=m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot\sqrt{1-\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}}{c}\right)^2}\cdots(2.1.43)$$ 静止質量

$$\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot c^2-\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot\sqrt{1-\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\right)^2}\right)^2\cdot c^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.1.64)$$

$$\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot c^2-\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left\{1-\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\right)^2\right\}\cdot c^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.1.65)$$

慣性質量（2.18）で不等式（2.1.65）の両辺を整理して，不等式（2.1.66）を記述する．真空中の光の速さ（2.1.6）を使用して不等式（2.1.66）の両辺を整理すると，不等式（2.1.67）を記述できる．

$$c^2-\left\{1-\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\right)^2\right\}\cdot c^2\geq\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.1.66)$$

$$c=299\,792\,458\,\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\cdots(2.1.6)$$ SI でメートルの定義を与える際に，真空中の光の速さ（2.1.6）の値に定義した．

$$1-\left\{1-\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\right)^2\right\}\geq\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\right)^2\cdots(2.1.67)$$

不等式（2.1.67）の左辺は，不等式（2.1.68）のように記述できる．不等式（2.1.68）の左辺を整理すると，等式（2.1.69）になる．

$$1-1+\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\right)^2\geq\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\right)^2\cdots(2.1.68)$$

$$\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\right)^2=\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\right)^2\cdots(2.1.69)$$

（2.1.69）を使用すると，（2.1.63）は（2.1.70）に等しくなる．（2.1.70）の右辺には運動量（2.22）が記述されている．

$$\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot c^2-\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdot c^2\geq\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.1.63)$$

$$\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot c^2-\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdot c^2=\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.1.70)$$

$p_{S\_v_{\rm wave}}(t)=m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})\cdot v_{S\_\rm masspoint}(t)\cdots(2.22)$ 質点の運動量

（2.1.70）の両辺の平方根を記述すると，（2.1.71）になる．質点が備えている波長（2.1.19）の右辺に（2.1.71）の右辺を代入すると，質点が備えている波長（2.1.72）を記述できる．

$$\sqrt{\left(m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})\right)^2\cdot c^2-\left(m_{0S\_\rm masspoint}\right)^2\cdot c^2}=m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})\cdot v_{S\_\rm masspoint}\cdots(2.1.71)$$

$$\lambda_{S\_\rm wave}=\frac{h}{\sqrt{\left(m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})\right)^2\cdot c^2-\left(m_{0S\_\rm masspoint}\right)^2\cdot c^2}},(v_{S\_\rm masspoint}\neq 0)\cdots(2.1.19)$$

$$\lambda_{S\_\rm wave}=\frac{h}{m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})\cdot v_{S\_\rm masspoint}},(v_{S\_\rm masspoint}\neq 0)\cdots(2.1.72)$$

質点の運動量（2.6）の左辺を質点が備えている波長（2.1.72）の右辺に代入すると，質点が備えている波長（2.1.73）を記述できる．（2.1.73）を書き替えると，質点の運動量（2.23）を導出できる．

$p_{S\_v_{\rm wave}}(t)=m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})\cdot v_{S\_\rm masspoint}(t)\cdots(2.6)$ 質点の運動量

$$\lambda_{S\_\rm wave}=\frac{h}{p_{S\_v_{\rm wave}}(t)},(v_{S\_\rm masspoint}\neq 0)\cdots(2.1.73)$$

$p_{S\_v_{\rm wave}}(t)=\dfrac{h}{\lambda_{S\_\rm wave}},(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0)\cdots(2.23)$ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係

運動量（2.23）はニュートン力学で記述できる質点の運動に特殊相対性理論で近似して導出できることになる．２章１節の計算では，（2.1.10）を仮定して考察している．

$\left(\Delta m_{S\_v_{\rm wave}}\right)^2\approx 0\cdots(2.1.10)$ 近似値でゼロ

運動エネルギーに近似値（2.1.51）を仮定して，ニュートン力学の運動エネルギーに不等式（2.1.36）を使用できる．不等式（2.1.36）では，特殊相対性理論で説明をしている．近似式（2.1.10）で，近似式（2.1.34）を仮定できる．このことでは，ニュートン力学での慣性質量を考慮して，運動量（2.1.74）を記述する．ニュートン力学で記述できる運動量（2.1.74）は特殊相対性理論で導出した運動量（2.23）に近似の関係式（2.1.75）を満足することを仮定できる．この計算では，運動量（2.23）で使用した光速の不変の原理を運動量の近似式（2.1.75）でも使用している．

$K\approx\dfrac{m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})}{2}\cdot\left(v_{S\_\rm masspoint}\right)^2\cdots(2.1.51)$ 運動エネルギーの近似値

$$\frac{m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})}{2}\cdot\left(v_{S\_\rm masspoint}\right)^2\geq\frac{m_{0S\_\rm masspoint}}{2}\cdot\left(v_{S\_\rm masspoint}\right)^2\cdots(2.1.36)$$

$$m_{0S\_\rm masspoint}\cdot\left(\Delta m_{S\_v_{\rm wave}}\cdot c^2\right)\approx m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})\cdot K\cdots(2.1.34)$$

$p_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}(t)\cdots(2.1.74)$ ニュートン力学で記述できる運動量

$p_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}(t)\approx\dfrac{h}{\lambda_{S\_\rm wave}},(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0)\cdots(2.1.75)$ ニュートン力学で記述できる運動量（2.1.74）および運動量（2.23）との関係

光速の不変の原理：すべての慣性座標系で真空中の光の速さはその光源の運動の状態で決定しないで定数であり，真空中の光の速度は等速度である．

運動量（2.6）は特殊相対性理論で記述している．運動量（2.1.76）はニュートン力学で使用する慣性質量で記述している．

$p_{S\_v_{\rm wave}}(t)=m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})\cdot v_{S\_\rm masspoint}(t)\cdots(2.6)$ 質点の運動量

$p_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}(t)=m_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}\cdot v_{S\_\rm masspoint}(t),(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0, m_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}={\rm const.})\cdots(2.1.76)$ ニュートン力学で記述できる運動量

（2.1.75）では，（2.1.77）が成立することを仮定している．近似式（2.1.77）の左辺に運動量（2.1.76）の右辺を代入し，近似式（2.1.77）の右辺に運動量（2.6）の右辺を代入すると近似式（2.1.78）を記述できる．

$p_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}(t)\approx p_{S\_v_{\rm wave}}(t),(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0)\cdots(2.1.77)$

$m_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}\cdot v_{S\_\rm masspoint}(t)\approx m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})\cdot v_{S\_\rm masspoint}(t),(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0)\cdots(2.1.78)$

近似式（2.1.78）の両辺には質点の等速度の速さ（2.17）を記述している．このことで，運動量の近似式（2.1.78）は慣性質量の近似式（2.1.79）を記述できる．慣性質量の近似式（2.1.79）は，（2.1.80）を満足するものと仮定できる．（2.1.79）および（2.1.80）では，近似式（2.1.10）を満足する．

$v_{S\_\rm masspoint}\cdots(2.17)$ 質点の等速度の速さ

$m_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}\approx m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint}),(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0)\cdots(2.1.79)$

$\frac{m_{S\_v_{\rm wave}}(v_{S\_\rm masspoint})}{m_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}}\approx 1,(m_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}\neq 0)\cdots(2.1.80)$

$(\Delta m_{S\_v_{\rm wave}})^2\approx 0\cdots(2.1.10)$ 近似値でゼロ

特殊相対性理論を使用して運動量（2.23）を導出する際に，仮定（2.26）を与えた．近似式（2.1.75）が成立する場合で，仮定（2.26）を考察する．

$p_{S\_v_{\rm wave}}(t)=\frac{h}{\lambda_{S\_\rm wave}},(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0)\cdots(2.23)$ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係

$\frac{v_{S\_\rm wave}(t)}{c}\cdot\frac{v_{S\_\rm masspoint}(t)}{c}=1,(v_{S\_\rm masspoint}\neq 0)\cdots(2.26)$

$p_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}(t)\approx\frac{h}{\lambda_{S\_\rm wave}},(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0)\cdots(2.1.75)$ ニュートン力学で記述できる運動量（2.1.74）および運動量（2.23）との関係

ニュートン力学で記述できる運動量の近似式（2.1.75）の左辺に運動量（2.1.76）を代入すると，運動量の近似式（2.1.81）を記述できる．運動量の近似式（2.1.81）を質点が備える波長の近似式（2.1.82）に書き直す．

$m_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}\cdot v_{S\_\rm masspoint}(t)\approx\frac{h}{\lambda_{S\_\rm wave}},(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0)\cdots(2.1.81)$

$\lambda_{S\_\rm wave}\approx\frac{h}{m_{{\rm Newton}\_S\_v_{\rm wave}}\cdot v_{S\_\rm masspoint}(t)},(\lambda_{S\_\rm wave}\neq 0)\cdots(2.1.82)$

質点が備える振動数の波の速さ（2.1.11）の右辺に振動数（2.20）および波長（2.1.82）を代入する．ニュートン力学で記述できる運動量（2.1.76）では，質点が備える振動数の波の速さの近似式（2.1.83）を記述できる．

$v_{S\_\rm wave}(t)=v_{S\_v_{\rm wave}}\cdot\lambda_{S\_\rm wave},(\lambda_{S\_\rm vwave}\neq 0)\cdots(2.1.11)$ 質点が備える振動数の波の速さ

$$\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}}=\frac{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2}{h}\cdots(2.20)$$ 質点で説明する波の振動数の決定

$$v_{S\_\mathrm{wave}}(t)\approx\frac{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2}{h}\cdot\frac{h}{m_{\mathrm{Newton}\underline{S}\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}\cdots(2.1.83)$$

質点が備える振動数の波の速さの近似式 (2.1.83) の右辺を整理すると, (2.1.84) を記述できる. 慣性質量の近似式 (2.1.80) を使用すると, 近似式（2.1.84）は質点が備える振動数の波の速さの近似式（2.1.85）を記述できる.

$$v_{S\_\mathrm{wave}}(t)\approx\frac{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)}{m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}}}\cdot\frac{c^2}{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}\cdots(2.1.84)$$

$$\frac{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)}{m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}}}\approx 1,\left(m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}}\neq 0\right)\cdots(2.1.80)$$

$$v_{S\_\mathrm{wave}}(t)\approx\frac{c^2}{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}\cdots(2.1.85)$$

質点が備える振動数の波の速さの近似式（2.1.85）は, 近似式（2.1.86）に書き直すことができる. 近似式（2.1.86）は仮定（2.26）に近似している.

$$\frac{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}{c}\cdot\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\approx 1,\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\neq 0\right)\cdots(2.1.86)$$

$$\frac{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}{c}\cdot\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}=1,\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\neq 0\right)\cdots(2.26)$$

2.2 質点の持つ全エネルギーの静止エネルギーおよび質点系の持つ内部エネルギー[7),11),12),16)]

特殊相対性理論で導入できた慣性質量は（2.18）で記述できる．慣性質量（2.18）は変数であることで，ニュートン力学での定数である質量とは異なる．その慣性質量（2.18）で質点が持つ全エネルギー（2.19）を記述できる．エネルギーは量子化できることを前期量子で報告されている．量子化された量子エネルギーは（2.1.12）で記述できる．

$m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}})\cdots(2.18)$ 慣性座標系上の質点の慣性質量

$E_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) = m_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}})\cdot c^2\cdots(2.19)$ 質点の持つ全エネルギー

$E_{S\_v_{\text{wave}}}(v_{S\_\text{masspoint}}) = h\cdot \nu_{S\_v_{\text{wave}}}\cdots(2.1.12)$ 波を示す質点の量子エネルギー

質点が持つ全エネルギー（2.19）の右辺には真空中の光の速さが記述されている．慣性座標系上の各位置に定義する時計に真空中の光を使用して時間を観測することを仮定して，質点が持つ全エネルギー（2.19）は導出できる．一方，量子エネルギー（2.1.12）の右辺はプランク定数（2.21）を使用して記述している．量子エネルギー（2.1.12）は振動数で値を決定する．その離散値である量子エネルギーは，単位時間に進む波の波長分で説明できる波の数である振動数（2.13）との比でプランク定数を与える．このような記述では，（2.19）で質点を示し（2.1.12）で波を示している．この意味では，２重性を示している．

$c = 299\,792\,458\,\dfrac{\text{m}}{\text{s}}\cdots(2.1.6)$ SI でメートルの定義を与える際に，真空中の光の速さ（2.1.6）の値に定義した．

$h = 6.62606896\times 10^{-34}\ \text{J s}\cdots(2.21)$ プランク定数

$\nu_{S\_v_{\text{wave}}} \equiv \dfrac{v_{S\_\text{wave}}(t)}{\lambda_{S\_v\text{wave}}}, (\lambda_{S\_v\text{wave}} \neq 0)\cdots(2.13)$ 正弦波の振動数の定義

このような２重性のエネルギーは，質点で定義している．質点系では，質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）が経験則として報告されている．質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の左辺の第１項（2.2.2）は質点系のポテンシャルエネルギーの変化量である．質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の左辺の第２項（2.2.3）は質点系の運動エネルギーの変化量である．質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の左辺の第３項は質点系の内部エネルギー（2.2.4）の変化量である．質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の右辺（2.2.5）は質点系に作用する外力のなす仕事量である．

$\Delta U_{\text{system}} + \Delta K_{\text{system}} + \Delta E_{\text{internal}} = W_{\text{external}}\cdots(2.2.1)$ 質点系のエネルギー保存則

$\Delta U_{\text{system}}\cdots(2.2.2)$ 質点系のポテンシャルエネルギーの変化量

$\Delta K_{\text{system}}\cdots(2.2.3)$ 質点系の運動エネルギーの変化量

$E_{\text{internal}}\cdots(2.2.4)$ 質点系の内部エネルギー

$W_{\text{external}}\cdots(2.2.5)$ 質点系の外力のなす仕事量

質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）では，静止エネルギーは表示されていない．質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）および静止エネルギーについての関係は文献１１で説明している．２章２節では，原子モデルを仮定した質点系のエネルギーの記述を考察する．そのような原子モデルの簡単な例では，ボーアの水素原子モデル図 2.2.1 のようなものがある．ボーアの原子モデルについては文献１２で説明している．図 2.2.1 のような水素原子モデルでは，原子核は静止していることを仮定している．その原子核を中心に仮定して，電子は等速円運動をしている．その計算では，クーロン力を仮定してポテンシャルエネルギーを記述した力学的エネルギーの保存を仮定する．その力学的エネルギーは，ひとつの原子核およびひとつの電子で構成する質点系の全エネルギーであるものと仮定する．その質点系の全エネルギーは，電子の等速円運動の軌道が異なることで離散的になり量子化できることを仮定する．その量子エネルギーは（2.1.12）で記述できることを仮定する．クーロン力は，「電位の簡単な入門 2007 第２回」で説明している．力学的エネルギーの保存および力学的エネ

ルギーは,「電位の簡単な入門 2007 第１回」で説明した.

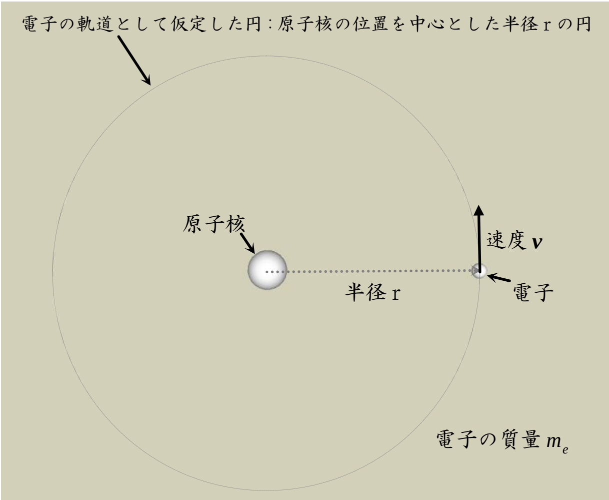

図 2.2.1　ボーアの水素原子モデルの説明

質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）では，静止質量は導出していない．特殊相対性理論でアインシュタインに修正されたニュートンの運動方程式に静止質量を記述する．その静止質量には,「特殊相対性理論のエネルギーの変換と相対論的質量の変換」で著者が独自に定義を与えた．その定義では，静止質量（2.1.42）を記述できる．特殊相対性理論では，速度の相対性を論じており或る慣性座標系上に静止している質点は，他の慣性座標系上では等速度運動している．静止質量（2.1.42）は，そのような質量の変換の式として解釈できる．アインシュタインに修正されたニュートンの運動方程式は,「電位の簡単な入門 2007Option」および「特殊相対性理論のエネルギーの変換と相対論的質量の変換」で説明した.

$$m_{0S\_\mathrm{masspoint}} = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot\sqrt{1-\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}}{c}\right)^2}\cdots(2.1.42)\text{静止質量}$$

静止質量（2.1.42）の左辺は，慣性座標系上で静止している質点の慣性質量である．静止している質点の等速度の速さは（2.1.1）で記述できる．（2.1.1）を静止質量（2.1.42）の右辺に代入すると,（2.1.2）になる.

$$v_{S\_\mathrm{masspoint}} = 0\cdots(2.1.1)\text{質点の静止}$$

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(0) = m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdots(2.1.2)\text{静止質量}$$

静止質量（2.1.2）を使用して，静止エネルギー（2.2.6）を記述できる．静止エネルギー（2.2.6）は質点が持つ全エネルギー（2.19）を（2.1.9）で記述できる.

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(0)\cdot c^2 = m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2\cdots(2.2.6)\text{静止エネルギー}$$

$$E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2\cdots(2.19)\text{質点の持つ全エネルギー}$$

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2 = \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2 + K\cdots(2.1.9)\text{静止質量および運動エネルギーで記述する質点が持つ全エネルギー}$$

質点が持つ全エネルギー（2.1.9）の右辺の第２項に運動エネルギー（2.1.8）を記述している．静止質量（2.1.2）および運動エネルギー（2.1.8）を記述している慣性質量を使用して，慣性質量（2.18）を（2.1.4）で記述できる.

$$K = \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2\cdots(2.1.8)\text{慣性質量（2.1.3）で記述する運動エネルギー}$$

$m_{S_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S_\mathrm{masspoint}}\right)\cdots(2.18)$慣性座標系上の質点の慣性質量

$m_{S_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S_\mathrm{masspoint}}\right)=m_{0S_\mathrm{masspoint}}+\Delta m_{S_v_{\mathrm{wave}}}\cdots(2.1.4)$静止質量および運動エネルギーで記述する慣性質量

質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の左辺には運動エネルギーを記述している．質点として扱える粒子を質点系として扱うことで（2.2.1）で記述できることを仮定する．質点系に外力が作用することで，その質点系のポテンシャルエネルギー，運動エネルギーおよび内部エネルギーが変化することを（2.2.1）に仮定できる．その質点系のポテンシャルエネルギーが変化することでは，その質点系を構成している各質点の相対的配置が変化していることを仮定できる――文献１１にポテンシャルエネルギーの定義を与えている．――．そのような相対的配置が変化することでは，静止質量が変化することを仮定できる．

$\Delta U_{\mathrm{system}}+\Delta K_{\mathrm{system}}+\Delta E_{\mathrm{internal}}=W_{\mathrm{external}}\cdots(2.2.1)$質点系のエネルギー保存則

質点の慣性質量の変化量を（2.2.7）で記述する．慣性質量の変化量（2.2.7）の右辺の第１項は，最終の状態での質点の等速度の速さ（2.2.8）の場合での慣性質量である．慣性質量の変化量（2.2.7）の右辺の第２項は，最初の状態での質点の等速度の速さ（2.2.9）の場合での慣性質量である．

$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)=m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint\_f}}\right)-m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint\_s}}\right)\cdots(2.2.7)$

$v_{S\_\mathrm{masspoint\_f}}\cdots(2.2.8)$

$v_{S\_\mathrm{masspoint\_s}}\cdots(2.2.9)$

慣性質量の変化量（2.2.7）の右辺は，（2.2.10）の右辺のように書き直すことができる．慣性質量の変化量（2.2.10）を使用して，質点が持つ全エネルギーの変化量を（2.2.11）で記述できる．

$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)=\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}+\Delta\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)\cdots(2.2.10)$

$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2=\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+\Delta\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)\cdot c^2\cdots(2.2.11)$

質点が持つ全エネルギーの変化量（2.2.11）の右辺の第２項に運動エネルギー（2.1.8）を記述している．運動エネルギー（2.1.8）の左辺を使用すると，質点が持つ全エネルギーの変化量（2.2.11）の右辺は（2.2.12）の右辺のように記述できる．

$K=\Delta m_{S_v_{\mathrm{wave}}}\cdot c^2\cdots(2.1.8)$慣性質量（2.1.3）で記述する運動エネルギー

$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2=\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+\Delta K\cdots(2.2.12)$

ひとつの粒子を質点系として扱うことを仮定している．その質点系の持つ全エネルギーは，その質点系として扱っている粒子の持つ全エネルギー（2.19）である．その質点系に外部から力を作用させることで，その質点系の持つ全エネルギーが変化することを（2.2.13）で仮定する．質点系の持つ全エネルギーの変化量（2.2.13）の右辺には，その質点系に作用している力を使用して仕事量を記述している．質点系の持つ全エネルギーの変化量（2.2.13）の左辺には，（2.2.12）の左辺を記述している．質点系の持つ全エネルギーの変化量（2.2.13）の左辺に質点系の持つ全エネルギーの変化量（2.2.12）の右辺を代入することで，（2.2.14）を記述できる．

$E_{S_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S_\mathrm{masspoint}}\right)=m_{S_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2\cdots(2.19)$質点の持つ全エネルギー

$\Delta m_{S_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2=W_{\mathrm{external}}\cdots(2.2.13)$全エネルギーの変化量

$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+\Delta K=W_{\mathrm{external}}\cdots(2.2.14)$

質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の左辺に記述した全エネルギーの変化量を質点系の持つ全エネルギーの変化量（2.2.14）の右辺に代入すると，（2.2.15）になる．（2.2.15）の左辺には，静止エネルギーおよび運動エネルギーの変化量を記述している．

$\Delta U_{\mathrm{system}}+\Delta K_{\mathrm{system}}+\Delta E_{\mathrm{internal}}=W_{\mathrm{external}}\cdots(2.2.1)$質点系のエネルギー保存則

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+\Delta K=\Delta U_{\mathrm{system}}+\Delta K_{\mathrm{system}}+\Delta E_{\mathrm{internal}}\cdots(2.2.15)$$

その質点系として扱った粒子のエネルギーの変化量は，その質点系のエネルギーの変化量であるので（2.2.16）を記述できる．（2.2.15）の左辺に記述した粒子のエネルギーの変化量に，（2.2.16）の右辺に記述した質点系のエネルギーの変化量を代入することで（2.2.17）を記述できる．（2.2.17）を整理すると，静止エネルギーの変化量（2.2.18）を記述できる．

$\Delta K=\Delta K_{\mathrm{system}}\cdots(2.2.16)$粒子および質点系の運動エネルギーの変化量

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+\Delta K_{\mathrm{system}}=\Delta U_{\mathrm{system}}+\Delta K_{\mathrm{system}}+\Delta E_{\mathrm{internal}}\cdots(2.2.17)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2=\Delta U_{\mathrm{system}}+\Delta E_{\mathrm{internal}}\cdots(2.2.18)$$

静止エネルギーの変化量（2.2.18）の右辺には，質点系のポテンシャルエネルギーの変化量および内部エネルギーの変化量を記述している．質点系を構成している質点の相対的配置が変化することで，静止エネルギーの変化量（2.2.18）は変化することを仮定できる．この質点の相対的配置の変化が生じていなくても，静止エネルギーは変化することを（2.2.18）の右辺で説明している．質点系のポテンシャルエネルギーの変化量（2.2.2）を記述する各質点として扱う各粒子を仮定している．それらの各粒子を構成する各質点で記述する内部エネルギーの変化での静止エネルギーの変化は，（2.2.18）で仮定できる．

$\Delta U_{\mathrm{system}}\cdots(2.2.2)$質点系のポテンシャルエネルギーの変化量

静止エネルギーの変化量（2.2.18）を質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の左辺に代入すると，（2.2.19）になる．質点系の全エネルギーの変化量（2.2.13）の左辺を（2.2.19）の右辺に代入すると，（2.2.20）になる．

$$\Delta K_{\mathrm{system}}+\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2=W_{\mathrm{external}}\cdots(2.2.19)$$

$\Delta m_{S_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2=W_{\mathrm{external}}\cdots(2.2.13)$全エネルギーの変化量

$$\Delta K_{\mathrm{system}}+\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2=\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2\cdots(2.2.20)$$

慣性質量の変化量（2.2.10）の左辺に記述した静止質量の変化量が零（2.2.21）である場合を仮定する．静止質量の変化量が零（2.2.21）であることを，慣性質量の変化量（2.2.10）の左辺に代入することで（2.2.22）を記述できる．（2.2.22）は運動エネルギーの変化量（2.2.23）を記述している．

$$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)=\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}+\Delta\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)\cdots(2.2.10)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}=0\cdots(2.2.21)$$

$$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)=\Delta\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)\cdots(2.2.22)$$

$$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2=\Delta K\cdots(2.2.23)$$

運動エネルギーの変化量（2.2.16）および質点系のエネルギーの保存則（2.2.19）に静止質量の変化量が零（2.2.21）であ

ることを使用すると（2.2.24）を記述できる．(2.2.24）の左辺は，質点の運動エネルギーの変化量である．(2.2.24）の右辺の仕事量は，質点系として扱った粒子に作用した外力の仕事量である．静止質量が変化していないで定数であることを（2.2.21）で仮定している．この場合では，(2.2.24) は質点で計算できる仕事量-エネルギー原理であるものと説明できる．仕事量-エネルギー原理は，「電位の簡単な入門 2007 第１回」で説明した．

$$\Delta K = W_{\text{external}} \cdots (2.2.24)$$

静止質量の変化量が零（2.2.21）であることを静止エネルギーの変化量（2.2.18）の左辺に代入すると（2.2.25）を記述できる．静止エネルギーの変化量（2.2.25）は（2.2.26）に書き直すことができる．(2.2.26）の左辺は，質点系のポテンシャルエネルギーの変化量である．(2.2.26）の右辺は，質点系の内部エネルギーの変化量に負号を付けている．(2.2.26）では，質点系のポテンシャルエネルギーの変化量は質点系の内部エネルギーの変化量とは異符号である．質点系のポテンシャルエネルギーが増加すれば，質点系の内部エネルギーは減少する．質点系のポテンシャルエネルギーが減少すれば，質点系の内部エネルギーは増加する．質点系のポテンシャルエネルギーの変化量が零である場合では，質点系の内部エネルギーの変化量は零である．

$$\Delta m_{0S\_\text{masspoint}} \cdot c^2 = \Delta U_{\text{system}} + \Delta E_{\text{internal}} \cdots (2.2.18)$$

$$0 = \Delta U_{\text{system}} + \Delta E_{\text{internal}} \cdots (2.2.25)$$

$$\Delta U_{\text{system}} = -\Delta E_{\text{internal}} \cdots (2.2.26)$$

質点の持つ全エネルギー（2.1.9）では，静止エネルギー（2.2.6）を（2.1.5）で定義できた．静止エネルギー（2.2.6）を記述するのに静止質量（2.1.42）を使用する．

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right) \cdot c^2 = \left(m_{0S\_\text{masspoint}}\right) \cdot c^2 + K \cdots (2.1.9)$$ 静止質量および運動エネルギーで記述する質点が持つ全エネルギー

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}(0) \cdot c^2 = m_{0S\_\text{masspoint}} \cdot c^2 \cdots (2.2.6)$$ 静止エネルギー

$$m_{0S\_\text{masspoint}} = m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{v_{S\_\text{masspoint}}}{c}\right)^2} \cdots (2.1.42)$$ 静止質量

著者が体系を与える特殊相対性理論では，静止質量は（2.1.5）で定義した．静止質量の定義（2.1.5）は，疑リーマン計量が不変量であることから導出できる（2.1.5）——文献７で導出している．——の右辺を静止質量であるものとした．このような静止質量の解釈は，アインシュタインの特殊相対性理論で導出できた．

$$m_0 \equiv m(v) \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}, (0 \le v \le c) \cdots (2.1.5)$$ 著者が独自に定義した静止質量

ニュートン力学での定数である質量とは異なることを，静止質量（2.1.5）に指摘できる．静止質量（2.1.5）の右辺には，慣性質量が変数（2.18）であることを仮定している．静止質量は質点が慣性座標系上で静止している（2.1.1）の場合の定数である慣性質量（2.1.2）の値であるものと解釈できる．この慣性質量（2.18）の仮定は，理論物理学の全体で慣性質量として定義するものではない．アインシュタインの特殊相対性理論で変数である慣性質量を仮定できることになる．ニュートン力学，アインシュタインの特殊相対性理論および一般相対性理論は，慣性質量を定義するには十分な理論ではない．慣性質量の定義は，他の理論物理学に存在するものと考えることになる．

$$m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right) \cdots (2.18)$$ 慣性座標系上の質点の慣性質量

$$v_{S\_\text{masspoint}} = 0 \cdots (2.1.1)$$ 質点の静止

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(0)=m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdots(2.1.2)$ 静止質量

アインシュタインの特殊相対性理論の静止質量は，ニュートン力学の定数である慣性質量とは異なる――文献７で説明した．――．静止質量も定数である．その静止質量（2.1.5）は質点が持つ全エネルギーおよび運動量で記述できる．このことは，ニュートン力学での慣性質量とは異なる部分である．静止質量（2.1.42）は，（2.2.27）で記述できる――理論物理学での波の関数６で導出している――．静止質量（2.2.27）は両辺を２乗することで（2.2.28）になる．（2.2.28）の両辺に真空中の光の速さの４乗を掛けることで（2.2.29）を記述できる．

$$m_{0S\_\mathrm{masspoint}}=m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot\sqrt{1-\left(\frac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}}{c}\right)^2}\cdots(2.1.42)\text{ 静止質量}$$

$$m_{0S\_\mathrm{masspoint}}=\sqrt{\frac{\left(E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}{c^4}-\frac{\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\right)^2}{c^2}}\cdots(2.2.27)\text{ 全エネルギーおよび運動量で静止質量を記述した関係式}$$

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2=\frac{\left(E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}{c^4}-\frac{\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\right)^2}{c^2}\cdots(2.2.28)$$

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdot c^4=\left(E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2-\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\right)^2\cdot c^2\cdots(2.2.29)$$

（2.2.29）の右辺の第２項を（2.2.30）の右辺の第２項のように整理する．（2.2.30）の両辺の平方根を記述して，０以上の値となる<u>静止エネルギー（2.2.31）を記述</u>できる．

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdot c^4=\left(E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2-\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\cdot c\right)^2\cdots(2.2.30)$$

$$m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2=\sqrt{\left(E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2-\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\cdot c\right)^2}\cdots(2.2.31)$$

　静止エネルギー（2.2.31）を（2.2.32）に書き直す．静止エネルギーの両辺を２乗することで，（2.2.33）を記述できる．

$$\sqrt{\left(E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2-\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\cdot c\right)^2}=m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2\cdots(2.2.32)$$

$$\left(E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2-\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\cdot c\right)^2=\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2\right)^2\cdots(2.2.33)$$

静止エネルギー（2.2.32）を記述している質点の持つ全エネルギー（2.1.9）を（2.2.33）へ代入することで，（2.2.34）を記述できる．（2.2.34）の左辺の第１項を展開することで（2.2.35）を記述できる．

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2=\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2+K\cdots(2.1.9)\text{ 静止質量および運動エネルギーで記述する質点が持つ全エネルギー}$$

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+K\right)^2-\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\cdot c\right)^2=\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2\right)^2\cdots(2.2.34)$$

$$\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2\right)^2+2\cdot\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2\right)\cdot K+K^2-\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\cdot c\right)^2=\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2\right)^2\cdots(2.2.35)$$

（2.2.35）を整理することで（2.2.36）を記述できる．（2.2.36）を運動エネルギー（2.1.8）についての２次方程式として書き直すことで（2.2.37）を記述できる．

$$2\cdot\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2\right)\cdot K+K^2-\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\cdot c\right)^2=0\cdots(2.2.36)$$

$K=\Delta m_{S_v_{\text{wave}}}\cdot c^2\cdots(2.1.8)$慣性質量（2.1.3）で記述する運動エネルギー

$$K^2+2\cdot\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)\cdot K-\left(p_{S\_v_{\text{wave}}}(t)\cdot c\right)^2=0\cdots(2.2.37)$$

運動エネルギー（2.1.8）についての２次方程式を（2.2.38）のように書き直すことができる．（2.2.38）の左辺の第２項および第３項を右辺に移項することで（2.2.39）を記述できる．

$$\left\{K+\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)\right\}^2-\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)^2-\left(p_{S\_v_{\text{wave}}}(t)\cdot c\right)^2=0\cdots(2.2.38)$$

$$\left\{K+\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)\right\}^2=\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)^2+\left(p_{S\_v_{\text{wave}}}(t)\cdot c\right)^2\cdots(2.2.39)$$

（2.2.39）の両辺の平方根を記述することで，（2.2.40）を記述できる．運動エネルギー（2.1.8）は０以上である（2.2.41）を満足するので，運動エネルギー（2.2.42）を記述できる．

$$K+\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)=\pm\sqrt{\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)^2+\left(p_{S\_v_{\text{wave}}}(t)\cdot c\right)^2}\cdots(2.2.40)$$

$$K\geq 0\cdots(2.2.41)$$

$$K=-\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)+\sqrt{\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)^2+\left(p_{S\_v_{\text{wave}}}(t)\cdot c\right)^2}\cdots(2.2.42)$$

質点の持つ静止エネルギー（2.2.6）を使用して，運動エネルギー（2.2.42）を（2.2.43）のように書き直す．運動エネルギー（2.2.43）の右辺の第２項を（2.2.44）の右辺の第２項のように指数で記述する．

$m_{S_v_{\text{wave}}}(0)\cdot c^2=m_{0S_\text{masspoint}}\cdot c^2\cdots(2.2.6)$静止エネルギー

$$K=-\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)+\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)\cdot\sqrt{1+\frac{\left(p_{S\_v_{\text{wave}}}(t)\cdot c\right)^2}{\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)^2}}\cdots(2.2.43)$$

$$K=-\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)+\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)\cdot\left\{1+\frac{\left(p_{S\_v_{\text{wave}}}(t)\cdot c\right)^2}{\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)^2}\right\}^{\frac{1}{2}}\cdots(2.2.44)$$

運動エネルギー（2.2.44）の右辺の第２項の中括弧内を真空中の光の速さの２乗で整理すると，（2.2.45）を記述できる．運動エネルギー（2.2.45）の右辺の第２項を<u>（2.2.46）のように近似式で記述できることを仮定</u>する．

$$K=-\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)+\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)\cdot\left\{1+\frac{\left(p_{S\_v_{\text{wave}}}(t)\right)^2}{\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c\right)^2}\right\}^{\frac{1}{2}}\cdots(2.2.45)$$

$$K\approx-\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)+\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2\right)\cdot\left\{1+\frac{1}{2}\cdot\frac{\left(p_{S\_v_{\text{wave}}}(t)\right)^2}{\left(m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c\right)^2}\right\}\cdots(2.2.46)$$

（2.2.46）の右辺の第２項を静止エネルギー（2.2.6）で展開して運動エネルギー（2.2.47）を記述する．（2.2.47）の右辺を静止エネルギー（2.2.6）で整理すると運動エネルギー（2.2.48）を記述できる．

$$K \approx -\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2\right)+\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2\right)+\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2\right)\cdot \frac{1}{2}\cdot \frac{\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\right)^2}{\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c\right)^2}\cdots(2.2.47)$$

$$K \approx \frac{1}{2}\cdot \frac{\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\right)^2}{m_{0S\_\mathrm{masspoint}}}\cdots(2.2.48)$$

質点の運動量（2.6）を運動エネルギーの近似式（2.2.48）に代入することで（2.2.49）を記述できる．

$p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)=m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)\cdots(2.6)$ 質点の運動量

$$K \approx \frac{1}{2}\cdot \frac{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2}{m_{0S\_\mathrm{masspoint}}}\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2\cdots(2.2.49)$$

運動エネルギーの近似式（2.2.49）の右辺には，慣性質量（2.18）および静止質量（2.1.2）を記述している．運動エネルギーの近似式（2.2.49）の右辺は，静止質量（2.1.2）で整理すると（2.2.50）で記述できる．運動エネルギーの近似式（2.2.49）の右辺は，慣性質量（2.18）で整理すると（2.2.51）で記述できる．

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdots(2.18)$ 慣性座標系上の質点の慣性質量

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(0)=m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdots(2.1.2)$ 静止質量

$$K \approx \frac{1}{2}\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2,\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdots(2.2.50)$$

$$K \approx \frac{1}{2}\cdot m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_masspoint}\right)\cdot\left(v_{S\_masspoint}\right)^2,\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_masspoint}\right)\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdots(2.2.51)$$

質点が持つ全エネルギー（2.1.9）の右辺の第２項の運動エネルギーに運動エネルギーの近似式（2.2.50）を使用すると，質点が持つ全エネルギーの近似式（2.2.52）を記述できる．質点が持つ全エネルギー（2.1.9）の右辺の第２項の運動エネルギーに運動エネルギーの近似式（2.2.51）を使用すると，質点が持つ全エネルギーの近似式（2.2.53）を記述できる．

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2=\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2+K\cdots(2.1.9)$ 静止質量および運動エネルギーで記述する質点が持つ全エネルギー

$$E\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+\frac{1}{2}\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2,\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdots(2.2.52)$$

$$E\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+\frac{1}{2}\cdot m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_masspoint}\right)\cdot\left(v_{S\_masspoint}\right)^2,\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_masspoint}\right)\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdots(2.2.53)$$

質点が持つ全エネルギーの近似式の値は（2.2.52）および（2.2.53）で異なることを慣性質量で仮定できる．ここでの議論では，（2.2.46）の近似の記述を仮定している．この仮定では，慣性質量の変化量（2.1.3）に（2.2.54）が成立することが有る．仮定（2.2.54）では，慣性質量の最小値に静止質量を（2.1.34）のように仮定できる．

$$K \approx -\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2\right)+\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2\right)\cdot\left\{1+\frac{1}{2}\cdot \frac{\left(p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)\right)^2}{\left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c\right)^2}\right\}\cdots(2.2.46)$$

$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}=m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)-m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdots(2.1.3)$ 静止質量を慣性質量から引いた慣性質量

$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\approx 0,\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdots(2.2.54)$

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\geq m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdots(2.1.34)$

仮定（2.1.34）では，ニュートン力学での運動エネルギーに相似の記述で不等式（2.1.35）が成立する．ニュートン力学での慣性質量を使用すると，特殊相対性論での慣性座標系上では不等式（2.2.55）を仮定できる．ニュートン力学の慣性質量は定数であるので，慣性座標系上で質点が等速度運動をしていても静止していても値は変化しない．こ

のことでは，特殊相対性理論の慣性座標系上で慣性質量が定数であるものと仮定することでニュートン力学での慣性質量との比較が可能な箇所を指摘できる．仮定（2.2.55）を使用することで，ニュートン力学での運動エネルギーの記述を使用して（2.2.56）を仮定できる．

$$\frac{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)}{2}\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \geq \frac{m_{0S\_\mathrm{masspoint}}}{2}\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.1.35)$$

$$m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}} \geq m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdots (2.2.55)$$

$$\frac{m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}}}{2}\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \geq \frac{m_{0S\_\mathrm{masspoint}}}{2}\cdot\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.2.56)$$

慣性質量の変化量（2.2.54）では，（2.1.10）を満足する．慣性質量の変化量（2.1.3）を仮定（2.1.10）の左辺に代入すると，（2.2.57）を記述できる．

$$\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 \approx 0 \cdots (2.1.10)\text{近似値でゼロ}$$

$$\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 = \left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) - m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.2.57)$$

（2.2.57）の右辺を展開すると，（2.2.58）を記述できる．（2.2.58）の右辺を（2.2.10）の左辺に代入すると，（2.2.59）を記述できる．

$$\left(\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 = \left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2 - 2\cdot m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \cdots (2.2.58)$$

$$\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2 - 2\cdot m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}} + \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \approx 0 \cdots (2.2.59)$$

（2.2.59）の左辺の第２項を右辺に移項すると，（2.2.60）を記述できる．（2.2.60）は（2.2.61）に書き直すことができる．（2.1.10）を満足する慣性質量は，（2.2.61）の関係を満足する慣性質量（2.18）および静止質量（2.1.2）である．

$$\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2 + \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2 \approx 2\cdot m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdots (2.2.60)$$

$$\frac{\left(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\right)^2 + \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}{2} \approx m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdots (2.2.61)$$

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdots (2.18)\text{慣性座標系上の質点の慣性質量}$$

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(0) = m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdots (2.1.2)\text{静止質量}$$

慣性質量（2.18）およびニュートン力学での慣性質量として扱う（2.2.62）には（2.1.80）を仮定している．（2.1.80）および（2.2.61）を使用すると，静止質量（2.1.2）および（2.2.62）は（2.2.63）を満足することを仮定できる．

$$m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.2.62)$$

$$\frac{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)}{m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}}} \approx 1, \left(m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}} \neq 0\right) \cdots (2.1.80)$$

$$\frac{\left(m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}}\right)^2 + \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right)^2}{2} \approx m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdots (2.2.63)$$

特殊相対性理論の慣性座標系上で導出した質点が備える振動数の波長で記述できる運動量は（2.23）で記述した．その運動量（2.23）およびニュートン力学での慣性質量として扱う（2.2.62）の運動量とは近似式（2.1.81）の関係になる．この場合では，（2.2.63）を仮定していることで説明できる．

$p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)=\dfrac{h}{\lambda_{S\_\mathrm{wave}}},(\lambda_{S\_\mathrm{wave}}\neq 0)\cdots(2.23)$ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係

$m_{\mathrm{Newton}\_S\_v_{\mathrm{wave}}}\cdot v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)\approx\dfrac{h}{\lambda_{S\_\mathrm{wave}}},(\lambda_{S\_\mathrm{wave}}\neq 0)\cdots(2.1.81)$

運動量（2.23）を導出する際に，（2.26）を仮定している――文献６で仮定した．――．近似式（2.1.81）が成立することで，質点が備える振動数の波の速さが(2.1.85)になることを２章１節で導出できた．(2.1.85)を近似式(2.1.86)に書き直すことができた．光速の不変の原理を公理とすることで，（2.26）および（2.1.86）を仮定できる．

$\dfrac{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}{c}\cdot\dfrac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}=1,(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\neq 0)\cdots(2.26)$

$v_{S\_\mathrm{wave}}(t)\approx\dfrac{c^2}{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}\cdots(2.1.85)$

$\dfrac{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}{c}\cdot\dfrac{v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)}{c}\approx 1,(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\neq 0)\cdots(2.1.86)$

特殊相対性理論の慣性座標系上では，質点の速度の速さは（2.2.64）のように真空中の光の速さを越えることはできない――文献６で導出している．――．（2.1.85）では，その質点の２重性での波の速さは真空中の光の速さを越えることが仮定できる．その波の速さは，運動量（2.23）を導出する際に（2.26）を仮定して記述できた．（2.2.63）の慣性質量および（2.1.86）を記述できる質点の等速度の速さを使用して，質点が持つ全エネルギーの近似式（2.2.52）を記述できる．このような仮定（2.2.63）および仮定（2.2.52）では，ニュートン力学の記述で特殊相対性理論の慣性座標系上の力学的エネルギーの保存則を仮定できる．

$v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)\leq c\cdots(2.2.64)$

$E(v_{S\_\mathrm{masspoint}})\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2+\dfrac{1}{2}\cdot m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot(v_{S\_\mathrm{masspoint}})^2,(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(v_{S\_masspoint})\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}})\cdots(2.2.52)$

このように力学的エネルギーの保存則を仮定することでは，質点系を（2.2.52）に仮定することになる．（2.2.52）では，質点として扱った粒子を仮定している．ひとつの粒子を構成している各粒子を仮定できる．その構成している各粒子で，質点系を仮定できる．その質点系は，ひとつの粒子を構成している．（2.2.52）の右辺の第２項は，その質点系になるひとつの粒子の運動エネルギーである．（2.2.52）の右辺の第１項は，静止エネルギーである．静止エネルギーの変化量（2.2.18）は，質点系のポテンシャルエネルギーの変化量（2.2.2）および内部エネルギーの変化量（2.2.65）で記述できる．（2.2.52）の右辺に記述した質点の運動エネルギーの変化量は，そのひとつの粒子を質点系とした質点系の運動エネルギーの変化量に等しいことを（2.2.16）で仮定した．（2.2.52）の粒子が静止している場合では，（2.2.52）は（2.2.66）で記述できる．静止している粒子の静止エネルギー（2.2.66）の変化量は質点系として扱うことで（2.2.18）で記述できる．

$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2=\Delta U_{\mathrm{system}}+\Delta E_{\mathrm{internal}}\cdots(2.2.18)$

$\Delta U_{\mathrm{system}}\cdots(2.2.2)$ 質点系のポテンシャルエネルギーの変化量

$\Delta E_{\mathrm{internal}}\cdots(2.2.65)$ 質点系の内部エネルギーの変化量

$\Delta K=\Delta K_{\mathrm{system}}\cdots(2.2.16)$ 粒子および質点系の運動量の変化量

$E(0)\approx m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2,(m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(0)=m_{0S\_\mathrm{masspoint}})\cdots(2.2.66)$

ひとつの粒子としての質点の持つ静止エネルギーには，静止質量（2.1.2）および真空中の光の速さで（2.1.6）を記述している．そのひとつの粒子を質点系として扱うことで，その静止エネルギーの変化量（2.2.18）はポテンシャルエネルギーの変化量（2.2.2）を使用して記述している．

$m_{S\_v_{\text{wave}}}(0)=m_{0S\_\text{masspoint}}\cdots(2.1.2)$ 静止質量

静止エネルギーの変化量（2.2.18）を使用して，静止エネルギー（2.2.67）を仮定できる．静止エネルギー（2.2.67）を質点が持つ全エネルギーの近似式（2.2.52）に代入すると，（2.2.68）を記述できる．

$$m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2=U_{\text{system}}+E_{\text{internal}}\cdots(2.2.67)$$

$$E\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2+\frac{1}{2}\cdot m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2,\left(m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\text{masspoint}}\right)\cdots(2.2.52)$$

$$E\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx U_{\text{system}}+E_{\text{internal}}+\frac{1}{2}\cdot m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2,\left(m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\text{masspoint}}\right)\cdots(2.2.68)$$

内部エネルギーの変化量（2.2.69）を仮定する．質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）を使用して質点系の全エネルギーの変化量（2.2.70）を記述できる．内部エネルギーの変化量が零（2.2.69）を質点系の全エネルギーの変化量（2.2.70）に代入することで，（2.2.71）を記述できる．

$\Delta E_{\text{internal}}=0\cdots(2.2.69)$

$\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}}+\Delta E_{\text{internal}}=W_{\text{external}}\cdots(2.2.1)$ 質点系のエネルギー保存則

$\Delta E\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}}+\Delta E_{\text{internal}},\left(m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\text{masspoint}}\right)\cdots(2.2.70)$

$\Delta E\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}},\left(m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\text{masspoint}}\right)\cdots(2.2.71)$

一般にはニュートン力学で仮定すると，質点系の全エネルギーの変化量（2.2.71）を（2.2.72）で記述できる．質点系の全エネルギーの変化量（2.2.72）の右辺では，最初の状態のポテンシャルエネルギーおよび運動エネルギーを零に仮定している．この仮定では，最初の状態の質点系の全エネルギーは内部エネルギー（2.2.4）のみである．質点系の全エネルギーの変化量（2.2.72）は（2.2.73）に書き直すことができる．

$$\Delta E\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx\left(U_{\text{system}}-0\right)+\left\{\frac{1}{2}\cdot m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2-0\right\},\left(m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\text{masspoint}}\right)\cdots(2.2.72)$$

$E_{\text{internal}}\cdots(2.2.4)$ 質点系の内部エネルギー

$$\Delta E\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx U_{\text{system}}+\frac{1}{2}\cdot m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2,\left(m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\text{masspoint}}\right)\cdots(2.2.73)$$

内部エネルギーが零（2.2.74）であるものと仮定すると，質点系の全エネルギーの変化量（2.2.73）は質点系の全エネルギー（2.2.75）で記述できる．

$E_{\text{internal}}=0\cdots(2.2.74)$

$$E\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx U_{\text{system}}+\frac{1}{2}\cdot m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)^2,\left(m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\approx m_{0S\_\text{masspoint}}\right)\cdots(2.2.75)$$

2.3　質点系のエネルギーの保存則で説明する質点の持つ全エネルギーの静止エネルギー[1),3),6),7),10),11),16)]

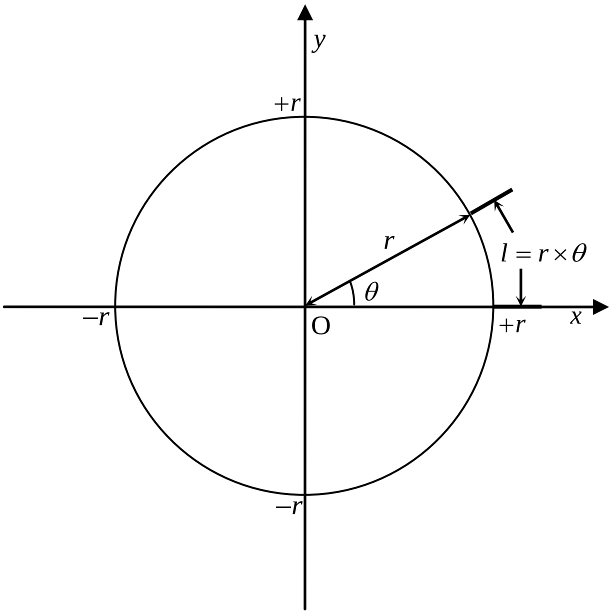

図 2.1　正円，半径，弧，弧度および座標系との関係

文献３で著者が独自に定義した時間は，図 2.1 のような正円を使用した．この時間を使用した慣性座標系の時空は，アインシュタインの特殊相対性理論で使用できる．特殊相対性理論の慣性座標系上で，質点系を使用することは可能である．この慣性座標系上では，電磁気力[16)]を扱うことはできても重力を扱うことはできない．重力を扱う座標系には，加速度座標系を使用できる．このことは，アインシュタインの一般相対性理論で指導を受ける．そのような加速度座標系には，慣性座標系の等速度運動で計算できる加速度運動する座標系を使用できる．質点系に作用する外力を仮定する際には，そのように慣性座標系上で仮定できる力を選択することになる．

文献６で，著者が独自に考えた２重性――振動数（2.20）および運動量（2.23）を導出した．――を導出する方法を説明した．その２重性の導出方法では，真空中の光子を使用した．慣性質量で記述する真空中の光子の持つ全エネルギーを振動数で量子化できることを仮定している．そのような光子の慣性質量に等しい質点の慣性質量を仮定した．その慣性質量は，特殊相対性理論でエネルギーに記述できる．その質点の持つエネルギーも量子化できることを仮定した．このようなエネルギーの量子化では，電磁気力で説明できる慣性座標系上で記述できる．

$$\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}} = \frac{m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2}{h} \cdots (2.20)$$ 質点で説明する波の振動数の決定

$$p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t) = \frac{h}{\lambda_{S\_\mathrm{wave}}}, \left(\lambda_{S\_\mathrm{wave}} \neq 0\right) \cdots (2.23)$$ 運動量および質点が備える振動数の波長との関係

慣性座標系上での速度の相対性で質点の持つ全エネルギーを（2.1.12）のように量子化できることを仮定した．量子化したエネルギーは，振動数（2.20）で記述している．エネルギーは質点の性質として扱うことができる．エネルギーには，質点系でポテンシャルエネルギーおよび質点で運動エネルギーを定義している．文献１１では，内部エネルギーも質点系で定義した．静止エネルギー（2.2.6）は特殊相対性理論で質点が持つものとして導出している．静止エネルギー（2.2.6）は静止質量を使用して記述できる．静止質量（2.1.5）は質点が持つものである――文献７に導出を示した．――．

$$E_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) = h\cdot\nu_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdots (2.1.12)$$ 波を示す質点の量子エネルギー

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(0)\cdot c^2 = m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2 \cdots (2.2.6)$$ 静止エネルギー

$$m_0 \equiv m(v)\cdot\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}, (0 \leq v \leq c) \cdots (2.1.5)$$ 著者が独自に定義した静止質量

運動量（2.23）は，右辺に波長を記述している．運動量（2.23）を書き直すことで，波長（2.1.73）を記述できる．振動数（2.13）および波長（2.11）――（2.5）は図 2.1 のような正円の半径である．――には，正弦波を使用して文献１で著者が独自に定義したものがある．その際には，図 2.1 のような正円を使用した．

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}}=\frac{h}{p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)},\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\neq 0\right)\cdots(2.1.73)$$

$$v_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\equiv\frac{v_{S\_\mathrm{wave}}(t)}{\lambda_{S\_v\mathrm{wave}}},\left(\lambda_{S\_v\mathrm{wave}}\neq 0\right)\cdots(2.13)\text{ 正弦波の振動数の定義}$$

$$\lambda_{S\_\mathrm{wave}}\equiv 2\cdot\pi\cdot r\cdots(2.11)\text{ 正弦波の波長の定義}$$

$$r=\mathrm{const.}>0\cdots(2.5)\text{ 正円の半径}$$

波を記述する際には，波長および振動数を使用することは周知である．波長および振動数を結び付ける量で，波の速さがある．波の速さ（2.3）は文献 1 で著者が独自に定義した．質点の運動量（2.6）の右辺の質点の速度とは異なるものとして，波の速さを定義している．次に，簡単に使用する慣性座標系について説明する．

$$v_{\mathrm{wave}}(t)\equiv\lim_{h_t\to 0}\frac{l(t+h_t)-l(t)}{h_t}\cdots(2.3)\text{ 波の速さの定義}$$

$$p_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(t)=m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot v_{S\_\mathrm{masspoint}}(t)\cdots(2.6)\text{ 質点の運動量}$$

———慣性座標系についての簡単な説明——

本書では図 2.3.1 の２つの慣性座標系を仮定する．図 2.3.1 の慣性座標系 S には等速度（2.3.1）を仮定している．等速度（2.3.1）は，図 2.3.1 の慣性座標系 S_1 の x_1 成分および t_1 成分で記述した慣性座標系 S の等速度である．図 2.3.1 の慣性座標系 S_1 には等速度（2.3.2）を仮定している．等速度（2.3.2）は，図 2.3.1 の慣性座標系 S の x 成分および t 成分で記述した慣性座標系 S_1 の等速度である．

$$\mathbf{u}_{S\_S1}=-u\mathbf{i}_1,(u=\mathrm{const.})\cdots(2.3.1)\text{慣性座標系 }S_1\text{ の }x_1\text{ 成分および }t_1\text{ 成分で記述した慣性座標系 S の等速度}$$

$$\mathbf{u}_{S1\_S}=u\mathbf{i},(u=\mathrm{const.})\cdots(2.3.2)\text{慣性座標系 S の x 成分および t 成分で記述した慣性座標系 }S_1\text{ の等速度}$$

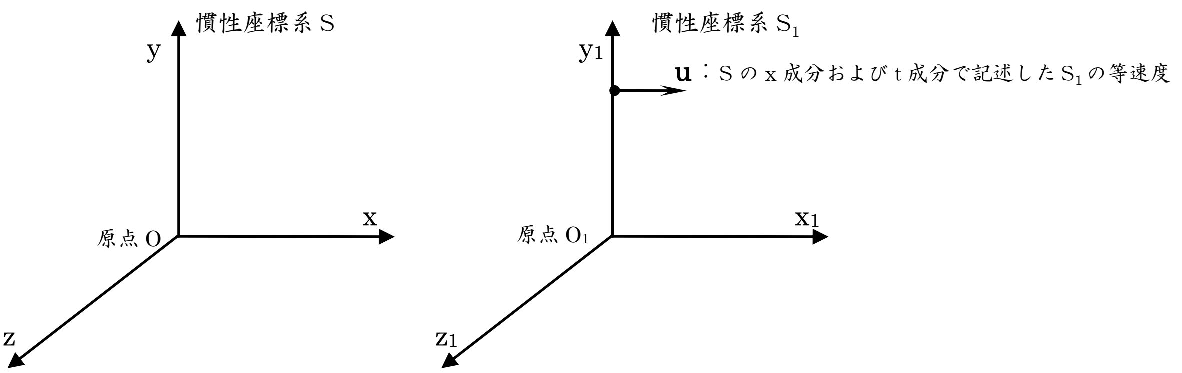

図 2.3.1　慣性座標系

図 2.3.1 の慣性座標系 S の x 軸および慣性座標系 S_1 の x_1 軸は同じ直線上に在るものと仮定する．慣性座標系 S の原点 O および慣性座標系 S_1 の原点 O_1 が一致しているときは（2.3.3）および（2.3.4）が成立することを仮定している．（2.3.3）および（2.3.4）は 4 次元時空を仮定している．ただし，（2.3.3）および（2.3.4）の左辺の記号は，それぞれ慣性座標系 S および S_1 の各軸の変数とする．

$$(x,y,z,t)=(0,0,0,0)\cdots(2.3.3)\text{慣性座標系 S の空間および時点の成分で与えた座標}$$

$$(x_1,y_1,z_1,t_1)=(0,0,0,0)\cdots(2.3.4)\text{慣性座標系 }S_1\text{ の空間および時点の成分で与えた座標}$$

慣性座標系 S および慣性座標系 S_1 では（2.3.5）が常に成立するものと仮定する．（2.3.5）の（2.3.6）は真空中の光の速

さである．文献１０では，真空中の光の速さの値は（2.1.6）になる．

$c^2 \cdot t^2 - x^2 + y^2 + z^2 = c^2 \cdot {t_1}^2 - {x_1}^2 + {y_1}^2 + {z_1}^2 \cdots (2.3.5)$

$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \times \varepsilon_0}}, (c \neq 0, c > 0) \cdots (2.3.6)$

$c = 299\,792\,458 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}} \cdots (2.1.6)$ SI でメートルの定義を与える際に，真空中の光の速さ（2.1.6）の値に定義した．

———内部エネルギーについての簡単な説明——

慣性質量（2.18）を持つひとつの粒子は質点系として扱えることを２章２節で考察した．その慣性質量（2.18）の粒子の持つ全エネルギーは，（2.1.9）で記述できた．その全エネルギー（2.1.9）の右辺には，静止エネルギー（2.2.6）および運動エネルギー（2.1.8）を記述している．その慣性質量（2.18）の質点系のエネルギー（2.1.9）では，静止エネルギー（2.2.6）および運動エネルギー（2.1.8）での記述を仮定できる．

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdots (2.18)$

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdot c^2 = \left(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdot c^2 + K \cdots (2.1.9)$ 静止質量および運動エネルギーで記述する質点が持つ全エネルギー

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(0) \cdot c^2 = m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 \cdots (2.2.6)$ 静止エネルギー

$K = \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}} \cdot c^2 \cdots (2.1.8)$ 慣性質量（2.1.3）で記述する運動エネルギー

質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の右辺は，質点系に作用する外力のなす仕事量である．ここで質点系として扱う粒子に外部から力が作用することで，全エネルギー（2.1.9）の変化量（2.2.13）を仮定できた．全エネルギーの変化量（2.2.13）は，全エネルギー（2.1.9）を使用して（2.2.20）で記述できた．質点系のエネルギー保存則（2.2.1）の右辺を全エネルギーの変化量（2.2.13）の左辺で記述できる．この左辺を質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の右辺に代入すると，全エネルギーの変化量（2.2.20）を使用して（2.2.17）を記述できた．

$\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.2.1)$ 質点系のエネルギー保存則

$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdot c^2 = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.2.13)$ 全エネルギーの変化量

$\Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdot c^2 \cdots (2.2.20)$

$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{system}} = \Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} \cdots (2.2.17)$

（2.2.17）の両辺の運動エネルギーは，慣性質量（2.18）の粒子の運動エネルギー（2.1.8）である．その慣性質量（2.18）の粒子を構成している各粒子の静止エネルギーおよび運動エネルギーは，質点系の内部エネルギー（2.2.4）で記述するものと仮定できる．

$E_{\mathrm{internal}} \cdots (2.2.4)$ 質点系の内部エネルギー

質点系の内部エネルギーの変化量は（2.3.7）で——文献１１で（2.3.7）を定義した．——定義した．質点系の内部エネルギーの変化量（2.3.7）の右辺では，運動エネルギーの変化量およびポテンシャルエネルギーの変化量を記述している．そ

の運動エネルギーの変化量は，その質点系として扱う慣性質量（2.18）の粒子のものである．ポテンシャルエネルギーの変化量は，その質点系に蓄えられているものである．その質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーの変化量は，その質点系を構成している各質点で記述するものである．

$\Delta E_{\mathrm{internal}} \equiv W_{\mathrm{external}} - (\Delta U + \Delta K) \cdots (2.3.7)$ 質点系の内部エネルギーの変化量

質点系の全エネルギー（2.2.17）を記述できる各質点の運動エネルギーの変化量は，（2.2.17）の右辺の内部エネルギーの変化量（2.3.7）を記述するものと仮定できる．質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーは，その粒子の静止エネルギー（2.3.8）を記述する．静止エネルギー（2.3.8）は，質点の持つ全エネルギー（2.1.9）を書き直すことで導出できる．静止エネルギー（2.3.8）ように粒子が静止している状態では，慣性質量（2.18）の質点が持つ運動エネルギーを零とする．

$$(m_{0S\_\mathrm{masspoint}}) \cdot c^2 = m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(v_{S\_\mathrm{masspoint}}) \cdot c^2 - K \cdots (2.3.8)$$

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(v_{S\_\mathrm{masspoint}}) \cdot c^2 = (m_{0S\_\mathrm{masspoint}}) \cdot c^2 + K \cdots (2.1.9)$$

慣性質量（2.18）の粒子の静止エネルギーは，その運動エネルギーが零で保たれている．この意味では，その粒子は慣性座標系上を移動できない．慣性座標系上に静止している粒子は，他の慣性座標系上で等速度運動している．このことは，各慣性座標系の速度の相対性で説明できる．そのように慣性座標系上で静止している粒子――その粒子の移動距離は零である．――の仕事量は，零である．その粒子に力が作用している場合では，その粒子が加速度運動していることを仮定できる――粒子が静止している加速度座標系で，仕事量が零の場合でも説明できる．――．加速度運動を考察するために，慣性座標系が x 軸方向のみに等速直線運動している場合で議論する．その x 軸方向に粒子が加速度運動している場合では，空間の座標軸――粒子の加速度運動を観察している慣性座標系の x 軸である．――上の各点での粒子の速度が異なる．そのような各点での速度の観測は，その粒子が静止している慣性座標系の等速度である場合も可能である．その慣性座標系を空間の座標軸――粒子の加速度運動を観察している慣性座標系の軸である．――上の点で連続に繋げることを考える．このように慣性座標系を粒子が存在していた位置で繋げて，その粒子が静止している加速度座標系を仮定する．その加速度座標系の各時点での空間の軸の各点には，その粒子が各時点で静止していた慣性座標系が対応する．このことで，その粒子の加速度を計算できる．その粒子の加速度は，その粒子が静止している加速度座標系の加速度である．加速度座標系で，粒子が加速度運動していても静止質量は変化しないことを説明できる．上述では，加速度を慣性座標系上で観測した．加速度の観測は，加速度座標系上でも可能である．加速度座標系上での加速度の観測は，加速度座標系の加速度が観察している粒子に力を作用させる場合を仮定できる．観察している粒子に力を作用させることで，その粒子の運動を変更することが可能である．慣性座標系上での観察では，そのように粒子に加速度座標系からの力を作用させることはない．さらに，慣性座標系上での観察とは異なることがある．そのような粒子の速度の観察で，加速度座標系の加速度で生じる速度が観測している速度に記述できる．このような加速度座標系の加速度の影響は加速度の相対性を意味している．

質点が持つ全エネルギーの変化量（2.2.20）を書き直すことで，静止エネルギーの変化量（2.3.9）を導出できる．静止エネルギーの変化量（2.3.9）は，静止エネルギー（2.3.8）の両辺に変化量の記号Δを付けることで同様の意味になる．

$$\Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}(v_{S\_\mathrm{masspoint}}) \cdot c^2 \cdots (2.2.20)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = \Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2 - \Delta K_{\mathrm{system}} \cdots (2.3.9)$$

静止質量の変化量が零の場合は，(2.2.21) ですでに説明している．静止質量の変化量が零である (2.2.21) を (2.3.9) の右辺に代入することで，(2.2.23) を導出できる．

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} = 0 \cdots (2.2.21)$$

$$\Delta m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2 = \Delta K \cdots (2.2.23)$$

静止エネルギーの変化量 (2.3.9) の右辺でも，全エネルギーの変化量 (2.2.13) から慣性質量 (2.18) の質点の運動エネルギーの変化量を引いている．(2.3.9) および (2.2.13) を使用して，静止エネルギー (2.3.10) を記述できる．

$\Delta m_{S_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S_\mathrm{masspoint}}\right)\cdot c^2 = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.2.13)$全エネルギーの変化量

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdots (2.18)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = W_{\mathrm{external}} - \Delta K \cdots (2.3.10)$$

(2.3.9) および (2.3.10) では，質点系のエネルギーの保存則 (2.2.1) の左辺から運動エネルギーの変化量を引いている．(2.2.1) の左辺では，ポテンシャルエネルギーの変化量 (2.2.2) および内部エネルギーの変化量 (2.2.65) が (2.3.11) のように残っていることになる．

$\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.2.1)$質点系のエネルギー保存則

$\Delta U_{\mathrm{system}} \cdots (2.2.2)$質点系のポテンシャルエネルギーの変化量

$\Delta E_{\mathrm{internal}} \cdots (2.2.65)$質点系の内部エネルギーの変化量

$$\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} = W_{\mathrm{external}} - \Delta K \cdots (2.3.11)$$

(2.2.17) の両辺を整理すると，静止エネルギーの変化量 (2.2.18) を記述できた．静止エネルギーの変化量 (2.2.18) の右辺には，その質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーの変化量 (2.2.2) および内部エネルギーの変化量 (2.2.65) を記述している．

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{system}} = \Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} \cdots (2.2.17)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = \Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} \cdots (2.2.18)$$

静止エネルギーの変化量 (2.2.18) の右辺のポテンシャルエネルギーの変化量 (2.2.2) は，慣性質量 (2.18) の質点系を構成する各質点で記述する．静止エネルギーの変化量 (2.2.18) の右辺の内部エネルギーの変化量 (2.2.65) には，慣性質量 (2.18) の質点系を構成する各質点の静止エネルギーを仮定する．内部エネルギーの変化量 (2.2.65) には，慣性質量 (2.18) の質点系を構成する各質点の運動エネルギーを記述することを説明した．質点系に外力が作用することで生じる質点系のエネルギーの変化量は，(2.2.14) で記述できた．その質点系のエネルギーの変化量 (2.2.14) の左辺には，静止エネルギーの変化量および運動エネルギーの変化量を記述している．

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 + \Delta K = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.2.14)$$

質点系を構成している各質点をそれぞれ粒子として仮定できる．それぞれの粒子は，質点系として仮定できる．それらの質点系に外力が作用することで，質点系の全エネルギーの変化量 (2.2.14) を説明できる．それらの質点系の変化量 (2.2.14)

には，静止エネルギーの変化量および運動エネルギーの変化量を仮定する．これらのエネルギーの変化量で（2.2.1）の質点系を構成する各粒子のエネルギーの変化量（2.3.12）を説明するのに，慣性座標系を使用できる．慣性座標系で，慣性質量（2.18）の粒子が持つ全エネルギーの変化量（2.2.1）に内部エネルギーの変化量を記述した．その内部エネルギーの変化量に，エネルギーの変化量（2.3.12）を仮定する．

$\Delta U_{\mathrm{system}}+\Delta K_{\mathrm{system}}+\Delta E_{\mathrm{internal}}=W_{\mathrm{external}}\cdots(2.2.1)$ 質点系のエネルギー保存則

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\_internal}\_i}\cdot c^2+\Delta K_{\mathrm{internal}\_i}=W_{\mathrm{external\_internal}\_i}\cdots(2.3.12)$$

質点系のエネルギー保存則（2.2.1）の質点系を構成するｎ個の各粒子のエネルギーの変化量（2.3.12）の総和は（2.3.13）で仮定できる．（2.3.13）の右辺では，ｎ個の各粒子に作用する外力のなす仕事量の総和である．（2.3.13）の左辺では，ｎ個の各粒子の持つ全エネルギー量の総和である．

$$\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\_internal}\_i}\cdot c^2+\Delta K_{\mathrm{internal}\_i}\right)=\sum_{i=1}^{n}W_{\mathrm{external\_internal}\_i}\cdots(2.3.13)$$

ｎ個の各粒子の持つ全エネルギーの変化量は，質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）の左辺の第３項に記述した内部エネルギーの変化量である．その内部エネルギーの変化量が，ｎ個の各粒子に作用する外力のなす仕事量の総和に等しいことを（2.3.14）で仮定した．

$$\Delta E_{\mathrm{internal}}=\sum_{i=1}^{n}W_{\mathrm{external\_internal}\_i}\cdots(2.3.14)$$

（2.3.14）の右辺に記述した仕事量の総和は，慣性質量（2.18）の粒子に作用する外力のなす仕事量に含まれるものと仮定している．質点系の内部エネルギーの変化量（2.3.7）では，右辺の第２項の括弧内には慣性質量（2.18）の粒子の持つ運動エネルギーを記述している．慣性質量（2.18）を持つ粒子の質点系を構成する各質点間に蓄えているポテンシャルエネルギーを（2.3.7）の右辺の第２項の括弧内に記述している．

$\Delta E_{\mathrm{internal}}\equiv W_{\mathrm{external}}-(\Delta U+\Delta K)\cdots(2.3.7)$ 質点系の内部エネルギーの変化量

その質点系のポテンシャルエネルギーおよび運動エネルギーを，その慣性質量（2.18）の粒子に作用している外力のなす仕事量から引いた（2.3.7）である．そのような残りの仕事量を仮定することができる．その残った仕事量を内部エネルギーの変化量として（2.3.7）で仮定している．その慣性質量（2.18）の粒子を構成しているｎ個の粒子の静止エネルギーの変化量は，その慣性質量（2.18）の粒子を構成するｎ個の粒子で記述するポテンシャルエネルギーとは異なる．その慣性質量（2.18）の粒子を構成するｎ個の粒子の各運動エネルギーは，その慣性質量（2.18）の粒子が持つ運動エネルギーとは異なる．

（2.3.14）の右辺に（2.3.13）の左辺を代入すると，（2.3.15）になる．静止エネルギーの変化量（2.2.18）の右辺に記述した内部エネルギーの変化量に（2.3.14）の右辺の仕事量を代入することで，（2.3.16）を記述できる．

$$\Delta E_{\mathrm{internal}}=\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\_internal}\_i}\cdot c^2+\Delta K_{\mathrm{internal}\_i}\right)\cdots(2.3.15)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2=\Delta U_{\mathrm{system}}+\Delta E_{\mathrm{internal}}\cdots(2.2.18)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2=\Delta U_{\mathrm{system}}+\sum_{i=1}^{n}W_{\mathrm{external\_internal}\_i}\cdots(2.3.16)$$

静止エネルギーの変化量 (2.3.16) の右辺の第２項に，内部エネルギーの変化量 (2.3.15) の右辺を代入することで (2.3.17) を記述できる．（2.3.17）の右辺には，静止質量の変化量を記述している．（2.3.17）の左辺には，慣性質量（2.18）の粒子

の静止質量の変化量を記述している．慣性質量（2.18）の粒子である質点系を構成している各粒子の静止質量の変化量は，慣性質量（2.18）の粒子の静止質量の変化量を記述している．

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2 = \Delta U_{\mathrm{system}} + \sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspointinternal}\_i}\cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{internal}\_i}\right)\cdots(2.3.17)$$

静止エネルギーの変化量（2.3.17）の右辺に記述したｎ個の各粒子の持つ静止エネルギーの変化量の総和が零であることを（2.3.18）で仮定する．（2.3.18）を静止エネルギーの変化量（2.3.17）の右辺に代入することで，静止エネルギーの変化量（2.3.19）を記述できる．

$$\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspointinternal}\_i}\cdot c^2\right) = 0\cdots(2.3.18)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2 = \Delta U_{\mathrm{system}} + \sum_{i=1}^{n}\left(\Delta K_{\mathrm{internal}\_i}\right)\cdots(2.3.19)$$

静止エネルギーの変化量（2.3.19）の右辺は，慣性質量（2.18）の粒子のポテンシャルエネルギーおよびｎ個の粒子の持つ運動エネルギーで記述している．慣性質量（2.18）の粒子に外力が作用して，その粒子が持つ静止エネルギーの変化量はｎ個の粒子――その粒子を構成しているｎ個の粒子である．――で（2.3.19）のように記述できる．慣性質量（2.18）の粒子の静止エネルギーの変化量(2.3.19)が変化しても，その粒子を構成している各粒子の静止質量の変化量の総和は(2.3.18)のように零であることを仮定できる．

――静止エネルギーの変化量についての考察――

質点系の内部エネルギーの変化量は，(2.3.7）で定義した．内部エネルギーの変化量を（2.3.20）で零に仮定する．ひとつの粒子の静止エネルギーの変化量は，（2.2.18）で記述できた．その粒子の静止エネルギーの変化量（2.2.18）に内部エネルギーの変化量（2.3.20）を代入すると（2.3.21）を記述できる．

$\Delta E_{\mathrm{internal}} \equiv W_{\mathrm{external}} - (\Delta U + \Delta K)\cdots(2.3.7)$ 質点系の内部エネルギーの変化量

$\Delta E_{\mathrm{internal}} = 0\cdots(2.3.20)$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2 = \Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}}\cdots(2.2.18)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}}\cdot c^2 = \Delta U_{\mathrm{system}}\cdots(2.3.21)$$

内部エネルギーの変化量(2.3.20)を内部エネルギーの変化量(2.3.7)の左辺に代入すると，(2.3.22)を記述できる．(2.3.22)は，質点系に作用する外力のなす仕事量（2.3.23）に書き直すことができる．質点系に作用する外力のなす仕事量（2.3.23）の右辺は，質点系の力学的エネルギーの変化量（2.3.24）である．

$0 = W_{\mathrm{external}} - (\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}})\cdots(2.3.22)$

$W_{\mathrm{external}} = \Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}}\cdots(2.3.23)$

$\Delta E_{\mathrm{mechanical}} \equiv \Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}}\cdots(2.3.24)$ 質点系の力学的エネルギーの変化量

質点系の内部エネルギーの変化量（2.3.7）は，質点系に作用する外力のなす仕事量から質点系の力学的エネルギーの変化量（2.3.24）を引いたものである．質点系の内部エネルギーの変化量（2.3.7）の右辺に，質点系の力学的エネルギーの変化量（2.3.24）を代入すると，(2.3.25）になる．質点系の力学的エネルギーの変化量（2.3.24）の右辺のポテンシャルエネルギーは，質点系を構成している各質点間に蓄えられるものである．運動エネルギーは，質点系として扱われている慣性質量（2.18）の粒子が持つものである．この意味でのポテンシャルエネルギーおよび運動エネルギーは，質点系を構成している各質点が持つものではない．一方，質点系を構成している各質点が持つエネルギーは内部エネルギーに含まれて

いる．その各質点が持つ運動エネルギーは内部エネルギーになる．

$\Delta E_{\mathrm{internal}} = W_{\mathrm{external}} - \Delta E_{\mathrm{mechanical}} \cdots (2.3.25)$

$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}}\right) \cdots (2.18)$

質点系の内部エネルギーの変化量（2.3.25）は，その右辺の第１項の外力のなす仕事量での変化を仮定できる．質点系を構成している各質点が運動することで，その運動を説明する慣性座標系を仮定する．各質点が静止する慣性座標系を質点ごとに仮定する．各質点が加速度運動する際には，慣性座標系を各質点が静止するように選択していく．このような慣性座標系の選択では，質点の等速度が変化している．加速度運動している質点が持つ全エネルギーが変化する際には，その質点に力が作用することを仮定できる．その力のなす仕事量で（2.3.12）の左辺に記述している全エネルギーの変化量を仮定できる．

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{internal}\_i} = W_{\mathrm{external\_internal}\_i} \cdots (2.3.12)$$

その各質点で構成している質点系――慣性質量（2.18）の粒子として仮定できる．――に作用する外力のなす仕事量が零（2.3.26）である場合で，そのような各質点に作用する力の合力が零になることを仮定する．質点系を構成している各質点のエネルギーの変化を仮定でき，その質点系に作用する外力のなす仕事量が零（2.3.26）である．各質点には加速度運動でエネルギーの変化を仮定でき，各質点に力が作用することも仮定できる．

$W_{\mathrm{external}} = 0 \cdots (2.3.26)$

質点系に作用する外力のなす仕事量が零（2.3.26）であるので，その質点系のエネルギーは保存されることを（2.2.1）で説明できる．その質点系を構成している各質点間では，エネルギーの保存則を満足するように力が互いに作用することを仮定できる．

$\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.2.1)$ 質点系のエネルギー保存則

それらの質点に力が作用することを仮定する．それらの力のなす仕事量を計算できる．各仕事量の総和は（2.2.1）の質点系の内部エネルギーの変化量に等しいことを（2.3.14）に仮定した．（2.2.1）の内部エネルギーの変化量に（2.3.14）の右辺を代入すると（2.3.27）になる．

$$\Delta E_{\mathrm{internal}} = \sum_{i=1}^{n} W_{\mathrm{external\_internal}\_i} \cdots (2.3.14)$$

$$\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} + \sum_{i=1}^{n} W_{\mathrm{external\_internal}\_i} = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.3.27)$$

（2.3.27）の右辺に記述した外力のなす仕事量に（2.3.26）を代入すると，（2.3.28）になる．（2.3.28）の左辺の第３項に記述した仕事量の総和を右辺に移項することで，（2.3.29）を記述できる．（2.3.29）の左辺は，エネルギーの変化量である．（2.3.29）の右辺は，仕事量および負号である．（2.3.29）では，慣性質量（2.18）の粒子に作用している外力は零であることを（2.3.26）で仮定した．

$$\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} + \sum_{i=1}^{n} W_{\mathrm{external\_internal}\_i} = 0 \cdots (2.3.28)$$

$$\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} = -\sum_{i=1}^{n} W_{\mathrm{external\_internal}\_i} \cdots (2.3.29)$$

粒子の全エネルギーの変化量は（2.2.20）で記述できた．慣性質量（2.18）の粒子を質点系として仮定している．その質点系を構成している各質点の全エネルギーの変化量は（2.3.30）で仮定できる．

$$\Delta K_{\text{system}} + \Delta m_{0S\_\text{masspoint}} \cdot c^2 = \Delta m_{S\_v_{\text{wave}}}\left(v_{S\_\text{masspoint}}\right)\cdot c^2 \cdots (2.2.20)$$

$$\Delta m_{0S\_\text{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\text{internal}\_i} = \Delta m_{S\_v_{\text{wave}}\_\text{internal}\_i}\left(v_{S\_\text{masspoint\_internal}\_i}\right)\cdot c^2 \cdots (2.3.30)$$ 各質点の全エネルギーの変化量

（2.3.12）の右辺は，各質点に作用している力のなす仕事量である．（2.3.12）の左辺は，各質点の持つ全エネルギーの変化量である．（2.3.12）の左辺は，（2.3.30）の左辺に等しい．（2.3.12）の左辺に（2.3.30）の右辺に記述した各質点の持つ全エネルギーの変化量を代入すると，（2.3.31）になる．

$$\Delta m_{0S\_\text{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\text{internal}\_i} = W_{\text{external\_internal}\_i} \cdots (2.3.12)$$

$$\Delta m_{S\_v_{\text{wave}}\_\text{internal}\_i}\left(v_{S\_\text{masspoint\_internal}\_i}\right)\cdot c^2 = W_{\text{external\_internal}\_i} \cdots (2.3.31)$$

（2.3.12）で説明できるｎ個の各質点に作用する力のなす仕事量の総和を（2.3.13）で記述した．（2.3.13）の右辺の各仕事量に（2.3.31）の左辺を代入すると，（2.3.32）になる．

$$\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\text{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\text{internal}\_i}\right) = \sum_{i=1}^{n} W_{\text{external\_internal}\_i} \cdots (2.3.13)$$

$$\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\text{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\text{internal}\_i}\right) = \sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{S\_v_{\text{wave}}\_\text{internal}\_i}\left(v_{S\_\text{masspoint\_internal}\_i}\right)\cdot c^2\right) \cdots (2.3.32)$$

（2.3.29）の右辺に記述した各質点に作用した力のなす仕事量の総和は，（2.3.13）の右辺に記述した．（2.3.13）の右辺は，（2.3.32）の右辺に書き直すことができる．（2.3.29）の右辺に（2.3.32）の右辺を代入すると，（2.3.33）になる．力学的エネルギーの変化量（2.3.33）の右辺に（2.3.32）の左辺を代入すると，（2.3.34）になる．

$$\Delta U_{\text{system}} + \Delta K_{\text{system}} = -\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{S\_v_{\text{wave}}\_\text{internal}\_i}\left(v_{S\_\text{masspoint\_internal}\_i}\right)\cdot c^2\right) \cdots (2.3.33)$$

$$\Delta U_{\text{system}} + \Delta K_{\text{system}} = -\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\text{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\text{internal}\_i}\right) \cdots (2.3.34)$$

質点系の内部エネルギーの変化量 (2.3.7) に外力のなす仕事量 (2.3.26) を代入すると, 内部エネルギーの変化量 (2.3.35) になる．内部エネルギーの変化量（2.3.35）の右辺には，力学的エネルギーの変化量（2.3.24）が記述されている．(2.3.24) の左辺を（2.3.35）の右辺に代入すると，内部エネルギーの変化量（2.3.36）になる．

$\Delta E_{\text{internal}} \equiv W_{\text{external}} - (\Delta U + \Delta K) \cdots (2.3.7)$ 質点系の内部エネルギーの変化量

$W_{\text{external}} = 0 \cdots (2.3.26)$

$\Delta E_{\text{internal}} = -(\Delta U + \Delta K) \cdots (2.3.35)$

$\Delta E_{\text{mechanical}} \equiv \Delta U_{\text{system}} + \Delta K_{\text{system}} \cdots (2.3.24)$ 質点系の力学的エネルギーの変化量

$\Delta E_{\text{internal}} = -\Delta E_{\text{mechanical}} \cdots (2.3.36)$ 内部エネルギーの変化量

内部エネルギーの変化量（2.3.15）を内部エネルギーの変化量（2.3.36）の左辺に代入すると，（2.3.34）に書き直すことができる．（2.3.34）の左辺には，（2.3.24）の右辺を記述している．

$$\Delta E_{\text{internal}} = \sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\text{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\text{internal}\_i}\right) \cdots (2.3.15)$$

$$\Delta U_{\text{system}} + \Delta K_{\text{system}} = -\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\text{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\text{internal}\_i}\right) \cdots (2.3.34)$$

静止エネルギーの変化量(2.2.18)は力学的エネルギーの変化量(2.3.34)で記述できる．力学的エネルギーの変化量(2.3.34)は，(2.3.37)に書き直すことができる．慣性質量(2.18)の静止エネルギーの変化量(2.3.37)は，質点系のポテンシャルエネルギーの変化量および質点系の各質点の持つ全エネルギーの変化量の総和で記述する．その静止エネルギーの変化量(2.3.37)は，その質点系の運動エネルギーの変化量に負号を付けたものである．慣性質量(2.18)の静止エネルギー(2.3.37)が増加すれば，その質点系の運動エネルギーは減少している．慣性質量(2.18)の静止エネルギー(2.3.37)が減少すれば，その質点系の運動エネルギーは増加している．ここでは，質点系に作用する外力のなす仕事量(2.3.26)は零である．

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = \Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} \cdots (2.2.18)$$

$$\Delta U_{\mathrm{system}} + \sum_{i=1}^{n} \left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{internal}\_i} \right) = -\Delta K_{\mathrm{system}} \cdots (2.3.37)$$

$$m_{S\_v_{\mathrm{wave}}}\left(v_{S\_\mathrm{masspoint}} \right) \cdots (2.18)$$

質点系を構成している各質点の静止エネルギーの変化量および運動エネルギーの変化量が，慣性質量(2.18)の粒子の静止質量を変化させることを(2.3.17)で説明できる．質点系のポテンシャルエネルギーの変化量が，慣性質量(2.18)の粒子の静止質量を変化させることを(2.3.17)で説明できる．

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = \Delta U_{\mathrm{system}} + \sum_{i=1}^{n} \left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{internal}\_i} \right) \cdots (2.3.17)$$

質点系に作用する外力のなす仕事量を(2.3.26)で零に仮定する．内部エネルギーの変化量を零(2.3.20)に仮定し，質点系のエネルギーの保存則(2.2.1)に(2.3.20)を代入すると(2.3.23)になる．

$$W_{\mathrm{external}} = 0 \cdots (2.3.26)$$

$$\Delta E_{\mathrm{internal}} = 0 \cdots (2.3.20)$$

$$\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.2.1)$$ 系のエネルギー保存則

$$W_{\mathrm{external}} = \Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} \cdots (2.3.23)$$

内部エネルギーの変化量は(2.3.14)で記述できた．内部エネルギーの変化量(2.3.20)を(2.3.14)の左辺に代入すると(2.3.38)になる．

$$\Delta E_{\mathrm{internal}} = \sum_{i=1}^{n} W_{\mathrm{external\_internal}\_i} \cdots (2.3.14)$$

$$\sum_{i=1}^{n} W_{\mathrm{external\_internal}\_i} = 0 \cdots (2.3.38)$$

内部エネルギーの変化量(2.3.38)の左辺は，(2.3.13)で記述できた．内部エネルギーの変化量(2.3.13)の右辺に(2.3.38)の右辺を代入すると(2.3.39)になる．

$$\sum_{i=1}^{n} \left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{internal}\_i} \right) = \sum_{i=1}^{n} W_{\mathrm{external\_internal}\_i} \cdots (2.3.13)$$

$$\sum_{i=1}^{n} \left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\_internal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{internal}\_i} \right) = 0 \cdots (2.3.39)$$

外力のなす仕事量(2.3.26)を仮定すると，力学的エネルギーの変化量は(2.3.33)で記述できた．内部エネルギーの変化量(2.3.32)の左辺に(2.3.39)の右辺を代入すると，内部エネルギーの変化量(2.3.40)になる．

$$\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}}=-\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{S\_v_{\text{wave}}\_\text{internal}\_i}\left(v_{S\_\text{masspoint}\_\text{internal}\_i}\right)\cdot c^2\right)\cdots(2.3.33)$$

$$\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{0S\_\text{masspoint}\_\text{internal}\_i}\cdot c^2+\Delta K_{\text{internal}\_i}\right)=\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{S\_v_{\text{wave}}\_\text{internal}\_i}\left(v_{S\_\text{masspoint}\_\text{internal}\_i}\right)\cdot c^2\right)\cdots(2.3.32)$$

$$\sum_{i=1}^{n}\left(\Delta m_{S\_v_{\text{wave}}\_\text{internal}\_i}\left(v_{S\_\text{masspoint}\_\text{internal}\_i}\right)\cdot c^2\right)=0\cdots(2.3.40)$$

質点系に作用する外力のなす仕事量（2.3.26）を（2.3.23）の左辺に代入すると，（2.3.41）を記述できる．（2.3.41）は質点系に蓄えられているポテンシャルエネルギーの変化量（2.3.42）に書き直すことができる．力学的エネルギーの変化量（2.3.24）が零である（2.3.41）は，質点系に作用する外力のなす仕事量が零である（2.3.26）および内部エネルギーの変化量が零である（2.3.20）が成立することを仮定する．

$$W_{\text{external}}=0\cdots(2.3.26)$$
$$W_{\text{external}}=\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}}\cdots(2.3.23)$$
$$\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}}=0\cdots(2.3.41)$$
$$\Delta U_{\text{system}}=-\Delta K_{\text{system}}\cdots(2.3.42)$$
$$\Delta E_{\text{mechanical}}\equiv\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}}\cdots(2.3.24)$$ 質点系の力学的エネルギーの変化量
$$\Delta E_{\text{internal}}=0\cdots(2.3.20)$$

慣性質量（2.18）の質点の持つ静止エネルギーの変化量は，（2.2.18）で記述できた．内部エネルギー（2.3.20）を静止エネルギーの変化量（2.2.18）の右辺に代入すると（2.3.21）になる．静止エネルギーの変化量（2.3.21）の右辺にポテンシャルエネルギーの変化量（2.3.42）の右辺を代入すると，静止エネルギーの変化量（2.3.43）を記述できる．

$$\Delta m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2=\Delta U_{\text{system}}+\Delta E_{\text{internal}}\cdots(2.2.18)$$

$$\Delta m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2=\Delta U_{\text{system}}\cdots(2.3.21)$$

$$\Delta m_{0S\_\text{masspoint}}\cdot c^2=-\Delta K_{\text{system}}\cdots(2.3.43)$$

質点系の力学的エネルギーの変化量 (2.3.16) に (2.3.44) を仮定する．質点系の力学的エネルギーの変化量が零 (2.3.44) であるので，質点系の力学的エネルギーの変化量（2.3.41）を記述できる．質点系の力学的エネルギーの変化量（2.3.41）をポテンシャルエネルギーの変化量（2.3.42）に書き直す．

$$\Delta E_{\text{mechanical}}\equiv\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}}\cdots(2.3.16)$$ 質点系の力学的エネルギーの変化量
$$\Delta E_{\text{mechanical}}=0\cdots(2.3.44)$$
$$\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}}=0\cdots(2.3.41)$$
$$\Delta U_{\text{system}}=-\Delta K_{\text{system}}\cdots(2.3.42)$$

質点系の力学的エネルギーの変化量（2.3.41）を質点系のエネルギー保存則（2.2.1）の左辺に代入すると，（2.3.45）を記述できる．ポテンシャルエネルギーの変化量（2.3.42）を，慣性質量（2.18）の質点の持つ静止質量の変化量（2.2.18）の右辺の第１項に代入すると（2.3.46）になる．内部エネルギーの変化量（2.3.45）を，慣性質量（2.18）の質点の持つ静止質量の変化量（2.3.46）の右辺の第２項に代入すると（2.3.47）になる．

$$\Delta U_{\text{system}}+\Delta K_{\text{system}}+\Delta E_{\text{internal}}=W_{\text{external}}\cdots(2.2.1)$$ 系のエネルギー保存則
$$\Delta E_{\text{internal}}=W_{\text{external}}\cdots(2.3.45)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = \Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} \cdots (2.2.18)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = -\Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} \cdots (2.3.46)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = -\Delta K_{\mathrm{system}} + W_{\mathrm{external}} \cdots (2.3.47)$$

運動エネルギーの変化量を零（2.3.48）であるものと仮定すると，（2.3.42）からポテンシャルエネルギーの変化量が零（2.3.49）になる．運動エネルギーの変化量を零（2.3.48）であるので，慣性質量（2.18）の質点の持つ静止エネルギーの変化量（2.3.47）は（2.3.50）になる．

$$\Delta K_{\mathrm{system}} = 0 \cdots (2.3.48)$$

$$\Delta U_{\mathrm{system}} = 0 \cdots (2.3.49)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.3.50)$$

内部エネルギーの変化量（2.3.15）であった．内部エネルギーの変化量（2.3.50）の右辺に（2.3.45）を使用して内部エネルギーの変化量（2.3.15）を代入すると，静止エネルギーの変化量（2.3.51）になる．

$$\Delta E_{\mathrm{internal}} = \sum_{i=1}^{n} \left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\underline{i}nternal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{internal}\_i} \right) \cdots (2.3.15)$$

$$\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint}} \cdot c^2 = \sum_{i=1}^{n} \left(\Delta m_{0S\_\mathrm{masspoint\underline{i}nternal}\_i} \cdot c^2 + \Delta K_{\mathrm{internal}\_i} \right) \cdots (2.3.51)$$

3　質点の運動および無始無終で存在する心[3),4),5)]

質点系のエネルギーの保存則（2.2.1）では，エネルギーの分布が質点系に外部から作用する力で変化することを説明している．その力が作用することで，その質点系が移動する距離を仮定する．その距離を使用して，その力のなす仕事量を計算する．

$\Delta U_{\mathrm{system}} + \Delta K_{\mathrm{system}} + \Delta E_{\mathrm{internal}} = W_{\mathrm{external}} \cdots (2.2.1)$系のエネルギー保存則

そのような質点系の移動では，時空を仮定している．質点系の外部から質点系に作用する力が有る．力が作用する質点は，物理学の法則で説明できる．このように，力が作用する質点を決定することを仮定している．質点系を構成している各質点に力が作用することを仮定して，質点系内のエネルギーの分布が変化することを説明できる．質点系内のエネルギーの分布が変化することで，質点系外のエネルギーの分布が変化することを仮定できる．ひとつの質点系のエネルギーの増減には，その質点系の外部のエネルギーの増減を仮定している．この仮定は，系のエネルギーの保存則（2.2.1）で説明する．

我々が存在する宇宙でエネルギーの分布が決定することは，我々の運動が決定することを説明できる．国土は，物質で構成していることを物理学で説明する．その国土でのエネルギーの分布は，宇宙でのエネルギーの分布に生じている．そのようにエネルギーの分布が決定して，国土を構成している物質の運動が決定することを物理学で仮定している．物質の運動が決定することには，生物の体を構成している物質の運動が決定することを仮定できる．生物の体を構成している物質には，人の脳神経系および心臓血管系を含む．このような臓器の活動は，我々の心に影響を与える．

我々の心が時空の体に存在することを仮定している——文献３で考察している——．心が時空に存在しないことでは，物理学の物理量で直接には説明できないことを仮定できる．物理学のエネルギー量で我々の心が存在することを説明できない

ことでは，我々の心の生滅が説明できないことを考えることができる．心の生滅が仮定できないことでは，我々の心は無始無終で存在することを仮定できる．我々の心が存在することは，我々自身が認めることを前提にできる．

我々の心が肉体よりも先に存在することを仮定できる．この意味では，我々が生まれる前に肉体を得ることを決定するように心が働くものと仮定している．肉体は，物質で構成していることを物理学で説明する．物質の運動は，エネルギーの分布で決定することを上述で説明した．そのエネルギーの分布には，相を仮定できる．その相には，心の性に応じたものが体となるものから生じることを仮定できる．この意味では，相には生滅を仮定できる．心の性には，変化が生じることは我々の経験で認められる．心は無始無終で存在していても，心の性および相に生滅を仮定できる．心も含むすべてを統合する存在を仮定することで，体はひとつであるものと仮定できる．このような体は，我々が得ている肉体とは異なることは明らかである．このことからも，体は我々の心の状態で我々が得ているものと扱うことでは，その体には生滅を仮定できる．相・性・体は生滅を仮定できることもあるが，我々の心は無始無終で存在することを仮定できる．

国土の相には，我々の心が肉体を動かすことで生滅することを経験で認められる．心の体が性に応じることでは，生まれる前に我々の心に性を仮定できる．我々の心の性に応じて体から相が生じると，国土の相には生まれる前の我々の心の性からの力の作用で影響が生じることを仮定できる．この意味では，肉体を構成している物質の運動は，我々が生まれる前の心の性から作用する力の影響下にあることを仮定できる．そのように我々が生まれる前に肉体の運動が決定している場合では，我々が生まれる前に国土の物質の運動も決定していることをエネルギーの保存則から説明できる．

心が無始無終で存在することで国土が後に生じている道理，を出（いだ）すことができる．心が無始無終で存在する．このことで，国土が滅する未来の道理，を出すことができる．心が生滅する国土を保つことを仮定できる．心はすべてを統合する法で支配されている，ことを仮定している．そのすべてを統合する法には，国土を支配する法を含む．国土を支配する法には，物理学を含むものと考える．国土の中に我々の肉体および他の生物も存在する．それらの体が国土に在る物質の運動で存在する物体，とする物理学の解釈を与える．国土の世間および心の相・性・体は生滅していても，心は無始無終で存在することですべてを統合する法に支配されていることを仮定できる．この仮定では，国土の物体の運動は心に影響を及ぼすこともあり逆に心が国土の物体の運動に影響を及ぼすことを考えることができる——国土および無始無終の心との相互関係である．——．

すべてを統合する法に支配される無始無終の心および国土である．このことで，すべてを統合する法も無始無終で存在する，ことを仮定できる．すべてを統合する法に含まれるものは，すべてを統合する法を体とする．その体から生じる相が我々の観測で心および国土として認識できることを仮定できる．この相は，生じるものの性で決定することを仮定する．クーロンの法則および万有引力の法則などの力の法則には，それらの力の性を発見していることを認めることができる．

国土には，その国土を支配している主を仮定できる．その主の性は，その主が支配している国土の性を考える情報となる．国土には民（たみ）が住している．その国土に住している民の性も，国土の性に関係していることを国土が無始無終の心と相互関係を保つことで説明できる．国土および国土の中に存在するすべてのものが，すべてを統合する法から生じている．すべてを統合する法が，本（ほん）であるものと仮定できる．すべてのものが究竟してひとつになることは，すべてを統合する法から生じることで仮定している．国土の中にあるものすべてが，国土と一体であるものと考えることができる．国土には，主を仮定している．その主と国土を一体であるものと扱うことで，その主と国土の中にあるものすべてが一体であるものと説明できる．その主が支配することができるものかは，その主が一体となっている法（ほう）に依るものと仮定できる．各法に相・性・体を考えることは，各法の性および体で相を決定することになる．各法が究竟して妙なる法に一体となり支配されていることで，妙なる智慧で説明できる体を仮定する．その体は，首（はじめ）の妙なる智慧が有ることで存在するものと扱われている．この意味でのすべてを支配する主の命（いのち）である首の妙なる智慧が無始無終で稽留（けいりゅう）する体を不動とする，ことを仮定できる．すべてを支配する主の命（みこと）で体から相が生じるものと考えることができる．そのような主の通才が体に報知し相が生じる．

体が変化せずにひとつであることで不動のひとつの体に決定できる．そのような不動の体から生じる相に心を仮定してみる．このような仮定では，心および心の体はそれぞれ異なるものと区別をしている．生じた相はひとつの法として説明することで，相，性および体を持つものと仮定する．その相にも同様に心を仮定してみる．このような考え方では，心をいくつも考えることができる．その心の体もいくつも考えることができる．心に距離を仮定できないことで，不動の義を考えることができる．その心の体が究竟することで首（はじめ）の妙なる智慧の不動の体になることを仮定する．心の性が首の妙なる智慧で支配され変化することは，無始無終で存在する心の性が仮定できても性は変化することを説明する．情を持つ我々のような心に国土の世間が備わることを仮定している．このことでは，我々の情が国土の世間との相互関係を保つことを説明できる．体が国土に存在することでは，心の不動の体は国土のすべての処に遍満することを仮定できる．心の体は物体とは区別する，ことを説明できる．心の体および物体は区別でき，一体であるものとも仮定できる．心は時空が無い所に存在することで時空の各位置に遍満できる場合では，心で複数の時空の現象を知ることを仮定できる．時空の各位置に遍満することは，すべての時点で各位置に遍満できる場合も仮定できる．この仮定では，未来で決定していない現象には予言をできることを考える．

正弦波を描く正円──図 2.1 のようなものである．──で時間を定義することで，物理学の各座標系の空間とは分離させて時間を計算できる．正円を描く直交座標系をひとつにすることで，直交座標系の原点を複数の正円の中心にして描き時間を計算できる．その正円の円周上を絶え間なく回転する点は，そのひとつの直交座標系上で観察できる．この観察では，物理学で説明する空間の各位置の時計で計算する時点の進む速さを観ることができる．時空を議論する際には，物理学の理論に依るものとする．これらの正円は，時空に存在する時点の計算を観ていることから国土の世間の相を説明している．

心が時空の無い所に存在することで，物理学で説明する空間の各位置に心が遍満して存在することを仮定した．そのような心では，そのような正円で説明できるすべての時点を知る智力を仮定できる．各位置に生じている事を知る我々の性は，その事の相，性および体を心の智力で観ることができる．心の智力は，智慧を用いた力である．その智慧は，我々の性に留（と）める──記憶できる．──ことができる．心の性に智慧が留（とど）まることは，心の用（ゆう）である．物理学で説明している原子および原子を構成している粒子に，我々が持つような情を仮定していない．我々の心には，情が有るものと扱う．この情のある心の部分には，国土の世間で物理学の物質で説明されるものが除かれる．このことでは，心には我々の持つ情を認める処および情を認めない処が道理として発見できる．心に国土の世間を仮定している．物理学の原子が無始無終で存在することができないことから物理学の現象が生じる前に心の国土の世間が存在することを仮定できる．国土の世間を心に観る．この物理学の時空の世界に我々が生じる前に，国土の世間の相を仮定できる．そのような国土の世間の相は我々が存在している物理学の時空であるものとは保証が無い．

4　あとがき

慣性座標系は，ニュートン力学，電磁気学および特殊相対性理論で使用する．これらの理論では，ニュートン力学の慣性座標系はマクスウェルが電磁波を予言した電磁気学およびアインシュタインの特殊相対性理論の慣性座標系とは異なる．ニュートン力学の慣性座標系は，絶対時間および絶対空間で導かれたものである．そのような慣性座標系は，電磁気学および特殊相対性理論の慣性座標系とは異なる．電磁気学および特殊相対性理論の慣性座標系では，絶対時間および絶対空間を用いないで計算できる．

「理論物理学での波の関数６」で２重性を著者の独自の方法で導出した．その２重性は，特殊相対性理論の慣性座標系で導出している．異なる慣性座標系の理論であるので，そのままではニュートン力学では使用できない．ニュートン力学では，ニュートンの運動方程式を使用して万有引力の法則を導出できる．万有引力の法則は重力理論である．物理学の基礎的な計算技術で，重力および電磁気力は重要である．電磁気力では，マクスウェルの方程式系を基礎的な指導原理としている．重力理論では，一般相対性理論が万有引力の法則よりも厳密なものになる．日本の大学の教育課程では，２０１６年現在では一般相対性理論よりも万有引力の法則を学ぶ機会が多いものと著者の経験から考えている．このことでは，特殊相対性理論を基礎としたニュートン力学を応用できる基礎理論を考える根拠のひとつであるものと著者は扱っている．ニュートン力学は直接には特殊相対性理論の慣性座標系では計算できなくても近似で扱うことが可能な場合がある．このことは，ニュートン力学と大きく計算結果が異なる電磁力の計算では，ニュートン力学は不要である傾向が強い．特殊相対性理論が近似できるニュートン力学の計算結果の部分でニュートンの運動方程式を応用することから利益を得るものと，著者は考えた．そのような基礎的な理論を構築する際に，重力理論の部分でアインシュタインの一般相対性理論を応用することにした．その応用では，加速度座標系を使用する．加速度は等速度を使用して定義できる．加速度座標系は，慣性座標系を使用して仮定できた．その加速度座標系では，ニュートンの運動方程式に近似できるアインシュタインの修正したニュートンの運動方程式を使用する．この際に，一般相対性理論の重力理論を近似で使用することが可能であるものと著者は考えて本書である「理論物理学での波の関数７」で基礎的な理論を与えた．このことでは，絶対時間および絶対空間を使用しないで済むことになった．

ニュートン力学では，ガリレイ変換を使用する．アインシュタインの特殊相対性理論では，ローレンツ変換を使用する．ガリレイ変換は，ローレンツ変換の近似として記述できる．絶対時間および絶対空間を使用しないでガリレイ変換を使用できることになる．慣性座標系での計算に変換の式が使用できる理論で，一般相対性理論の重力の加速度を導入できることになる．そのような重力の加速度を導入することでは，加速度座標系を導入することになる．特殊相対性理論で速度の相対性を指導されて，一般相対性理論で加速度の相対性を指導されることになる．このような計算は，２０１６年までの一般的な大学のテキストの基礎物理学では与えられていないものと著者の経験から考えている箇所である．

時空では，さらに時間の定義には「理論物理学での波の関数３」で著者が独自に定義したものを使用している．時間を定義する際に使用する波の速さは，「理論物理学での波の関数１」で著者が独自に定義したものである．その時間を定義する際に使用する正円の弧の長さを慣性座標系と結びつけることは，「理論物理学での波の関数３」での著者の説明である．

図 2.1 の正円の弧の長さ，速度および加速度の微分では，文献２１で著者が学んだものを使用している．そのような微分の箇所は，代わりになるものであれば他のものでも可能である．

心は無始無終で存在している，ことを仮定した．このことは，「理論物理学での波の関数３」での著者がすでに発表している．そのような無始無終である心は時空には無い，ことを仮定している．この意味では，心は物理学の量で説明できていない．時空および心を扱う理論を仮定する研究で３章の考察は与えている．このような研究では，神通力を扱う研究でもある．心および神通力は，仏および神の教えの選択にも関係しているものと２０１６年現在の著者は考える．科学の発展で，仏および神の教えを迷信とする類の考えが日本国内では広まる傾向を著者が子供の頃から感じることがある．仏法では，我々の

心は無始無終で存在するものとして説いていることを著者には記憶がある．我々には，体があり性を示す心があり，体および性に相を示している．環境を観察しても，相を示している．その相を示しているものには，体および性を示すものを発見できることがある．仏法では，相，性および体を諸法に説くことが有る．無始無終で存在する心に，相・性・体を仮定できることでは仏法の教えに一致している．情のあるものおよび情の無いものを区別できる．有情および無情を仮定できることでも仏法に同じである．草木，石および我々の髪の毛などは無情のものである．著者の考察では，仏法に一致する箇所を指摘できる．２０１６年現在までは，まだ地獄界，餓鬼界，畜生界，修羅界，人界，天界，声聞界，縁覚界，菩薩界および仏界をそれぞれ理論上に発見するものではない．我々が人であることで，我々が存在する地球のある世界に人界に相当することを著者は考えることがある．宗教は，数千年も前から主の威力および戦争に用いられていることを学ぶことがある．未来にも，そのような過去に用いられたように宗教を考えることも可能であるものと２０１６年現在の著者は考える．未来には，数千年以上の時間に教えの予言を観測した記録を我々は得ているところが数千年前とは異なる．さらに，物理学の観測での記録が有る．観測までは出来ていなくても，理論物理学上の一致を考える個所もある．物理学および工学での応用で神通力が扱え死後の我々の存在が保証されることでは，宗教が現在よりも客観性のある認識で信じられることも期待できるものと２０１６年現在の著者は考える．我々が人の道を選択する智慧を得るのに関係が有るものと過去からの経験で言えることに，主の徳，師の徳および親の徳を挙げることもできる．これらは，宗教との関係を持つものである．

次回では，質点系のエネルギーの保存則について考察を続けるつもりである．このことは，ニュートン力学でのエネルギーの保存則および特殊相対性理論での全エネルギーとの関係の考察の続きである．

参考文献

１）富岡和人，“理論物理学での波の関数１” pp.6−18.
２）富岡和人，“理論物理学での波の関数２” pp.8−12.
３）富岡和人，“理論物理学での波の関数３”，pp.9−13.
４）富岡和人，“理論物理学での波の関数４”
５）富岡和人，“理論物理学での波の関数５”
６）富岡和人，“理論物理学での波の関数６”，pp.17−19，pp.26−29，pp.30−33.
７）富岡和人，“特殊相対性理論のエネルギーの変換と相対論的質量の変換”，pp.62−90.
８）富岡和人，“特殊相対性理論の速度の変換”，pp.32−35.
９）Peter J. Mohr，Barry N. Taylor，and David B. Newell，National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 20899−8420, USA (Dated: December 28, 2007)：CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants: ２００６，(http://physics) .nist.gov/cuu/Constants/codata.pdf
１０）Bureau international des poids et mesures：The International System of Units(SI) 8th edition 2006，(http://www) .bipm.org/utils/common/pdf/si_brochure_8.pdf
１１）富岡和人，“電位の簡単な入門 2007 第１回”，pp.9−14，pp.19−33.
１２）富岡和人，“電位の簡単な入門 2007 第２回”，pp.19−32.
１３）富岡和人，“電位の簡単な入門 2007 第３回”
１４）富岡和人，“電位の簡単な入門 2007 第４回”
１５）富岡和人，“電位の簡単な入門 2007 第５回”
１６）富岡和人，“電位の簡単な入門 2007Option”，p.4，p.5.
１７）THEORETICAL PHYSICS，Georg Joos With the Collaboratiopn of Ira M.Freeman，1958：Third Edition，Dover

Publications，Inc. ，New York，pp.693-695.
１８）H.A.LORENTZ，A.EINSTEIN，H.MINKOWSKI AND H.WEYL，1923 TRANSLATION：THE PRINCIPLE OF RELATIVITY，DOVER PUBLICATIONS，INC. ，pp.37-71.
１９）ROBERT RESNICK，1968： INTRODUCTION TO SPECIAL RELATIVITY，John Wiley & Sons，Inc.
２０）ROBERT RESNICK，DAVID HALLIDAY，KENNETH S. KRANE，1992：PHYSICS 4th Edition Volume1，John Wiley & Sons，Inc，.
２１）Vladimir A.Zorich，Roger Cooke(Translator)，2004：Mathematical Analysis Ⅰ，Spronger.
２２）富岡和人，“AL_COM.CVSyst.1 on Dec. 27, 2006”，循環系に関する研究報告，(2006-12-27)
２３）富岡和人，“AL_COM.CVSyst.2_on_Dec. 25, 2008”，循環系に関する研究報告，(2008-12-25)
２４）富岡和人，“循環系の回路モデルの簡単な初級講座 2007 第一回”
２５）富岡和人，“循環系の回路モデルの簡単な初級講座 2007 第二回”
２６）富岡和人，“循環系の回路モデルの簡単な初級講座 2007 第三回”

理論物理学での波の関数７　富岡和人（とみおかかずひと）著

作成日：2016 年 12 月 28 日
発行日：2016 年 12 月 28 日

ホームページ
http://www.alifecom.info/
http://book.geocities.jp/alifecominfo/
http://alifecominfo.aikotoba.jp/

特殊相対性理論のページ
http://www.alifecom.info/relativity.htm

http://book.geocities.jp/alifecominfo/relativity.htm
http://alifecominfo.aikotoba.jp/relativity.htm

波のページ

http://www.alifecom.info/theoryofwaves.htm
http://book.geocities.jp/alifecominfo/theoryofwaves.htm
http://alifecominfo.aikotoba.jp/theoryofwaves.htm