

量子論・古典論の統一はできるか
第 II 部 古典力学との連続性 [第 4 章]

松原邦彦

2023 年 3 月 15 日

目次

第 4 章	古典力学との連続性	55
4.1	SPL ノード流束密度ベクトル	55
4.2	熱的揺らぎの影響下にある源と SP-ライン流れの場	57
4.3	クーロンの法則の導出・古典的な電磁方程式への移行	59
4.4	点電荷における静電エネルギー無限大の消失	62
4.5	質量および力の SP-ライン構造	63
4.6	力の要素、質量、仕事およびエネルギー	66
4.7	ボーア・ゾンマーフェルトの量子条件	68
4.8	重力場と近接作用媒体	69
4.9	重力場と SP-ラインの場	70
4.10	等価原理の新しい解釈	73
4.11	まとめ	76
	参考文献	79

第 4 章

古典力学との連続性

この章の目的は SP-ラインが持つ時空的性質を通じて古典力学とミクロの世界の力学が連続的に接続され、両者は相互に移行可能な論理構造をもっていることを示すことである。第 2 章に述べた回転放射する SPL ノードの場合は素粒子のスピンが存在を説明し、また第 3 章ではシュレーディンガー方程式の成り立ちをも説明した。従来理論ではこれら量子力学的事象と古典力学とを理論上両立させることはできないとみなされていたが、この理論では古典力学は量子力学を成り立たせている同じ論理に立ちながら、近似的接近として古典力学がなりたつことを示すことができる。

1つの電子とその電荷自身がつくる電場との作用による自己ポテンシャルエネルギーは古典電磁気学によると発散する。このことから論理的に完結した物理学の理論としての電気力学は内部矛盾をもつと言われてきた [1]。しかしここに提起する理論によると電子の自己エネルギーは発散せず、有限の値にとどまる事が示される。そもそもこの理論は場の発散が 1 時点多方向放射の事象を容認することから発生しているとし、1 時点 1 方向放射の考え方を取り入れて発散を持たない理論を展開したものであるから、局所場の発散は起こりえない。従来の古典電磁気学の基本法則になっているクーロンの法則をこの SPL ノード流れに依って組み立てることにより、発散のない点電荷モデルの導入を可能にしている。

SPL ノードの場を第 I 部第 2 章に提案した光行差の理論と同第 4 章に取り扱った基本的な場の方程式、ノード流れの平衡式を当てはめると電磁場を導くことができる。またニュートンの運動第 2 法則はミクロの世界の法則と連続に接続していることを示すことができる。一方で、力にはそれ以上に分割できない要素が存在することも示される。

4.1 SPL ノード流束密度ベクトル

第 3 章で取り扱った回転放射する SPL ノード流れは主として運動量及びその方向に関係したものであった。一方、その源が荷電粒子ならば第 2 章 2.9 節の冒頭に掲げた命題 II-1, 命題 II-2 によって SP-ラインは電氣的引力または斥力と結びつけられ、SPL ノード流束の場は電場を構成する。その源となる粒子が速度を持つとき、SPL ノード流れは第 I 部に掲げる光行差の理論に基づいて電磁場を構成する。SPL ノード場の源の強さ、SPL ノード流速密度/ノード流速ベクトル等は、ノード数が整数しかとり得ないことを除き、それらは 1 時点多方向確定の原理に則る第 I 部 4.1 節の定義 VII~定義 IX とほぼ同じである。

定義 XIV [SPL ノードの源の強さ]: 単位時間に発生する SPL ノード個数 \hat{q} (nodes/unit_time) によって

$$\hat{q} = Nk_e \frac{c}{\Lambda_s} \quad (4.1)$$

と表す。ここに N は源になる素粒子の数であり、 k_e は一つの素粒子が持つ素過程の数（回転放射口の数）である。 Λ_s は分節ノードの長さを表し、源の放射回転角速度 ω_s によって (2.7) 式で決まる定数値をとる。

粒子が複合粒子でない限り k_e は 1 である。SPL ノードの源の強さはノード個数で数えると、上の定義により

$$\hat{q} = Nk_e \frac{c}{\Lambda_s} = Nk_e \frac{\omega_s}{2\pi} \quad [\text{nodes/unit_time}] \quad (4.2)$$

となる。第 I 部第 4 章では 1 時点多方向確定の時空を前提にしており、ノード流れの場の強さは第 I 部 4.1 節の (4.5)~(4.7) に示したように計測の単位系と相まって決定されている。第 I 部第 4 章の式 (4.6a) では電子 1 個の電荷の測定値を用いて CGS ガウス単位系の変換係数 α を導入した。ここで前提とする 1 時点 1 方向確定の時空における SPL ノードの場合にもこの点は同じで、計測の単位が変わるわけではない。これに倣うと α は

$$\alpha = e \frac{\Lambda_s}{k_e c} = \frac{2\pi e}{k_e \omega_s} \quad [\text{esu sec/nodes}] \quad (4.3)$$

となる。ここに

$$e = 4.803204673 \times 10^{-10} \quad [\text{esu}] \quad (4.4)$$

である。そうすると CGS ガウス単位系で測った電荷は

$$4\pi q = \alpha \hat{q} = Ne \quad (4.5)$$

である。

定義 XV [SPL ノード数流束密度/SPL ノード流束ベクトル]：単位面積を単位時間に通過する SPL ノード個数 \hat{D} [nodes/unit.area/unit.time] を SPL ノード数流束密度とする。 \hat{D} に SPL ノード流れ方向 Ω を掛けたベクトル $\hat{D}\Omega$ を SPL ノード流束ベクトルと呼ぶ。

SPL ノード数流束密度は上の定義によればノード流れの方向に対して垂直な面積を Δs としたときこの面積を通して Δt 秒間に Δn 個の SPL ノードが通過するとして

$$\hat{D} = \frac{\Delta n}{\Delta s \Delta t} \quad [\text{nodes/unit.area/unit.time}] \quad (4.6)$$

と規定される。 \hat{D} はノード数で数えた量であるからこれを従来理論の電気量を基礎にした流束密度に換算すると (4.3) の変換係数 α を使って

$$D = \alpha \hat{D} \quad (4.7)$$

となる。

定義 XVI [SPL ノード数体積密度]：単位体積当りの SPL ノード数 \hat{N} [nodes/unit.volume] を SPL ノード体積密度とする。

さて SPL ノード流れがたくさん集まれば、時空間的に連続性を持って分布する流束と見なすことができ、第 I 部 4.1 節で取り扱ったノード流束と同じになってノード流れ 4 元ベクトル

$$D\Omega^\mu = (D\Omega, D\Omega_t) \quad (4.8)$$

が構成される。このようにしてノード流れの場は表現上連続性を持った古典的電磁気学に対応した場に移行できるが、本質的には量子的なノードの集まりであり、いつでも $\hat{D} = D/\alpha$ でノード数の場に表現に戻ることができる。第 I 部 4.1 節におけるノードと SPL ノードとの違いは前者が分節線の先端部において間隔 Λ より短い分節が許され (定義 VI)、ノード数は一般に整数にならないのに対して後者は Λ_s より短いノードは許されず、ノード数は必ず整数個になる点にある。

4.2 熱的揺らぎの影響下にある源と SP-ライン流れの場

一般に常温においては自由な源は熱運動等でゆらいでいるから、1つの源からの SP-ラインが第 2 章図 2.4 や図 2.7 のように放射面が固定しているとは考えられず、規則正しく等間隔で飛来するとは考えられない。絶対零度より十分高い温度なら、熱運動によって放射の回転軸がランダムに揺らぐであろう。このことは第 3 章 3.5 節にも触れた。結果として第 3 章図 3.5 に示したように SP-ラインの伝搬前線は 3 次元分布する。源の中心位置も当然揺らぐが、計算モデルを複雑化させないため、熱平衡状態にあるとして、定位置は時間的に一定と考えよう。 r 点における SPL ノード流れ密度の計算には源からのノードの放射方向は熱揺らぎによって左右前後均等に分布するという仮定が必要である。しかしこの仮定はそれぞれの瞬間には得られない。巨視的に十分長い測定時間をとったときの統計的平均として成立するに過ぎない。しかし従来の古典的電磁気学が成立する段階で行われた計測方法では秒単位の計測時間を必要としていたと考えられ、そこではこの仮定が十分成立していたと考えられる。当面の目標は古典電磁気学の成立を説明することにあるからこの仮定の下に議論を進める。

源から距離 r の場所において計測される SPL ノード流れ密度 \hat{D} を求めるために次のような計算モデルを想定しよう。ある点 O にスプリンクラーの吐出口を置き、その噴出口の向きが全くランダムに 3 次元的に均等に变化するように仕掛けをしておく。点 O から距離 r だけ離れた点に飛来する水滴粒子を受ける面積 Δs の受け口を持つ水流測定器を置き、数秒毎に受ける水流量を求めよう。もしスプリンクラーの吐出流量がわかっているなら水流量は周辺に均等にバラまかれるとして計算することができる。この計測モデルを SPL ノードの流れに当てはめると、 Δt 秒間に源から発生する全ノード数を n_t とすれば、ノード放射の源の強さ \hat{q} が予め (4.2) で与えられているとして

$$n_t = \hat{q}\Delta t \quad (4.9)$$

である。熱的ゆらぎの下にある 1つの源からの SPL ノードの流れは当然 3 次元分布する。そこで定義式 (4.6) に従って SPL ノード流れ密度を計算しよう。図 4.1 に示すように原点 O に源の粒子があるとして、そこから r だけ離れた点に Δs を限りなく小さくした微小な計測面 ds を考える。計測面 ds を通して流れる SPL ノード数を計るのに観測時間 Δt を十分長くとれば SP ノードが多数通過し、3 次元空間において等方的な法則として観測にかかるであろう。計測面 ds が受ける SPL ノード数は微小な立体角 $d\zeta$ によって決まる。この面積に張る微小立体角 $d\zeta$ は Δt 秒間に

$$ds = r^2 d\zeta \quad (4.10)$$

の関係で結ばれている。源から Δt 時間に放射されるノード数は n_t であるから、それらが全方向、つまり 4π ステラジアンに均等に放射されるとすれば立体角 $d\zeta$ に含まれる SPL ノード数 Δn は

$$\Delta n = n_t \frac{d\zeta}{4\pi} = \frac{\hat{q}}{4\pi r^2} ds \Delta t \quad (4.11)$$

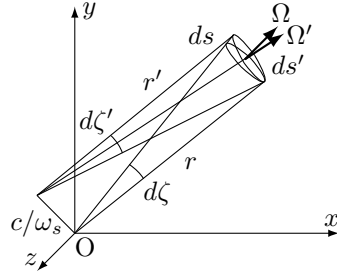


図 4.1 SP-ライン伝播前線に垂直な r と微小立体角との関係

である。

微小面積 ds は SPL ノードの飛来する方向 Ω に対して垂直である。この計測面を通過する SPL ノードベクトルの方向が ds の法線方向と同じであれば上記の表式で問題ないが、しかし ds 上の流れベクトルは第 2 章 2.7 節で取り扱ったように回転放射による光行差を含んだ方向 Ω' を向いている。図 4.1 に示すように SP-ラインの伝播方向 r でなく、回転放射に伴う光行差を含めた Ω' 方向となり、このままでは (4.6) が SPL ノードの流束密度に対応しない。光行差を持つ SPL ノードベクトルの方向を ds' とすると

$$ds' = r'^2 d\zeta' \quad (4.12)$$

が成り立つ。ここでダッシュの付いた微小立体角内に配分される SPL ノード数をダッシュの付かない場合の配分と同じになるように

$$d\zeta = d\zeta' \quad (4.13)$$

と採る。また r' は第 2 章 2.8 節に取り扱ったと同様に (2.82) に従うとして

$$r' = \sqrt{r^2 + c^2/\omega_s^2} \quad (4.14)$$

とし、計測面として ds' を採ると定義式 (4.6) と (4.7) に (4.11) を用いて

$$D = \frac{\alpha \Delta n}{ds' \Delta t} = \frac{\alpha \hat{q} d\zeta}{4\pi ds'} = \frac{q}{(r^2 + c^2/\omega_s^2)} \quad (4.15)$$

となる。図 4.1 にみられるように $ds \neq ds'$ であり、(4.13) の関係を用いれば、ベクトル Ω に垂直な計測面 ds とベクトル Ω' に垂直な計測面 ds' との間には

$$ds' = \frac{r'^2}{r^2} ds = \left\{ 1 + \left(\frac{c/\omega_s}{r} \right)^2 \right\} ds \quad (4.16)$$

の関係がある。 Ω が $+x$ 軸となす角度を θ とし、 Ω' が $+x$ 軸となす角度を θ' とすると、これはまた $r = r' \cos(\theta - \theta')$ の関係を用いて次のようにも書ける。

$$ds' = \frac{1}{\{\cos(\theta - \theta')\}^2} ds \quad (4.17)$$

D は上記の関係を使うと

$$D = \frac{\alpha \Delta n}{ds' \Delta t} = \frac{\alpha \Delta n}{ds \Delta t} \frac{r^2}{r'^2} \quad (4.18)$$

とも表せる。

4.3 クーロンの法則の導出・古典的な電磁方程式への移行

ファラデー・マックスウェルによって考えられた電気力線は、ある電場に単位電荷を置いたとき、その電荷が受ける力として定義されている。力を受ける点は場の源であって、そこに点電荷を考え、質点を置くことによっていわゆる古典的な電気力学が構成されている。電気引力と斥力がどのようにして存在するのだろうか。重力のようにその発生起源を時空のゆがみによって説明する一般相対性理論のような電気引力の理論は古典論においてもまた量子論においても成立していない。ここに掲げる理論では SP-ラインの源は 1 時点 1 空間確定の素過程であり、ただ 1 つのパラメータは回転放射の角速度である。2.8 節および 2.9 節において荷電粒子のスピンはこの回転放射が起源であるとする理論を提起しているが、そこでは負または正の電荷に対応した SP-ラインがあると想定し、同種の源の間には斥力が、異種の源の間には引力が働くことを想定している。第 2 章 2.9 節の命題 II-1 及び II-2 の設定は古典電磁気学と同じである。

古典力学的なクーロンの法則に乗る点電荷の描像を得るためには、SP-ラインがその源の周辺の 3 次元空間を埋め尽くすメカニズムを必要とする。そのメカニズムは既に 4.1 節に示したように熱的揺らぎの影響下にある源を考えることで与えられる。そうすると統計的に球対称分布するノード流れベクトルの場を得ることができる。多数個の源の集団を考える場合にはこのことはますます確からしくなる。

第 I 部 2.5 節で光行差によって構成される誘導場の理論を取り扱ったが、それによれば電場は光行差によって発生する誘導電場を伴っている。そこで取り扱っているのは移動電荷が示す光行差であるが、回転放射する源に伴う光行差であってもそれを特別視する理由は何もない。前節で SPL ノード流れ密度 D として (4.15) を得ており、この D から定義 XV によって SPL ノード流れベクトルが得られる。この時ベクトルの向きは光行差を含んだ Ω' である。そこで静的な場であっても回転放射の光行差を含む電場であるから、第 I 部 3.11 節で取り扱ったダイアディックプロダクトによる古典的な電磁場の中の電場に対応させることができよう。そのためには 2.8 節で取り扱った記号の書き換えをいったん元に戻してみるとわかりやすい。回転放射の場の光行差を含む単位ベクトルは

$$\Omega \rightarrow \Omega^0, \Omega' \rightarrow \Omega, \theta \rightarrow \theta_0, \theta' \rightarrow \theta, r \rightarrow r_0, r \rightarrow r'$$

と置き換えたものが光行差を含む古典的電磁場の表現になる。そうすると

$$D\Omega_t\Omega' = D\Omega'_t\Omega + D(\Omega_t\Omega' - \Omega'_t\Omega) \rightarrow \mathbf{E}^0 + \delta\mathbf{E} = \mathbf{E}' \quad (4.19)$$

と対応する。ここに上と同様に 2.8 節の設定に従い $\Omega_t = r/r'$, $\Omega'_t = r'/r'$ である。古典的電場との対応は $D\Omega'_t\Omega \rightarrow \mathbf{E}^0$, $D(\Omega_t\Omega' - \Omega'_t\Omega) \rightarrow \delta\mathbf{E}$ であった。 D は (4.15) で与えられるからこれを (4.19) 最左辺に用いると

$$\mathbf{E}' = D\Omega_t\Omega' = \frac{q}{(r^2 + c^2/\omega_s^2)}\Omega_t\Omega' \quad (4.20)$$

となる。

さてこの \mathbf{E}' は測定時間 Δt が限りなく小さい場合 ($\Delta t \rightarrow dt$) の値であって、1 本の SP-ラインが測定点の領域 ds を通過する間の SPL ノード流れに対応した電場の大きさと方向を示している。回転放射される SP-ラインは光行差を持ち、それに伴う誘導電場が加わってくるため、場の方向は \mathbf{r} でなく \mathbf{r}' 方向である。距離 r' の始点は源の存在する定点ではなく測定点の位置や時間によって移動し、2.8 節の図 2.9 に示すように場の源の位置 $r = 0$ の周りに回転するように存在する。式 (4.20) における方向 Ω' は図 4.2 に示したように距離 r 点における瞬時の場の方向である。

一方、電子の生み出す電場は、古典的な測定器によれば、計測面積 ds を通して流れる SPL ノード数がある有限の測定時間（巨視的時間）をかけて計測することによって定まると考えよう。計測時間 Δt はそのノード流れが空間的に連続であると見做すのに十分だけ長いものとする。このような測定では Ω' の平均は Ω に等しくなる。かかる測定を「巨視的測定」と呼ぼう。巨視的な測定時間から見れば、あたかも電子が半径 $r_s = c/\omega_s$ の殻をもっており、その殻の表面に電荷が分散しているかのように働く。しかし電子の殻模型と違って、電荷が決して殻の上に分布しているのではなく、そこから発するように見えるだけである。図 4.2 には点源から距離 r の点に測定点を固定したときの SPL ノード流れの方向の変化の様子を示した。古典的な測定器は通常巨視的な計測時間を要し、この瞬時値には応答できず、計測にかかる場の方向は計測時間における統計的平均値になるはずである。源の点粒子がランダムに揺らぐ方向に SPL ノードを放射していると仮定するから、 r' の始点は源の存在する点 $r = 0$ の周りのリング l 上に連なる。リング l の半径は c/ω_s である。ここで $\Delta\theta$ を Ω' と Ω の間の角度差 $|\theta - \theta'|$ とすると、 r が一定の球表面上でこの角度差は一定であり、十分に長い測定時間 Δt をとると、SPL ノード流れベクトルの分布 Ω' は測定面 ds 上で統計的に朝顔型に並ぶ。いま図 4.2 に示すように Ω'_1 に対してそのリング l の反対側に始点を持つ r'_2 と Ω'_2 が対

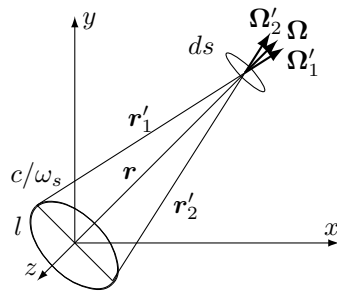


図 4.2 測定面 ds を通過する SPL ノード流れのベクトル r' の始点と Ω' の関係

で存在するとして、その平均をとれば $(1/2)(\Omega'_1 + \Omega'_2) = \Omega$ である。測定面 ds 上の朝顔形の方角ベクトルはこのような対のベクトルからなるとすれば

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \Omega'_n = \Omega \quad (4.21)$$

である。そこで測定面 ds に垂直な電場は (4.15) を引用して

$$\mathbf{E} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N D\Omega'_n = \frac{q}{r^2 + c^2/\omega^2} \Omega = \frac{q}{r'} \Omega \quad (4.22)$$

と表される。ここに $r'^2 = r^2 + c^2/\omega^2$ である。

第 2 章 2.9 節に掲げた命題 II-2 によって導入される性質を SP-ラインに付与することによって、クーロンの法則を導くことができる。その方法は従来の古典的電磁気学で採られているものと本質的には変わらない。二つの SP-ラインの源 q_1 と q_2 が距離 r だけ離れた場所に存在するとしよう。第 1 の源による古典的な電場を \mathbf{E}_1 とすれば (4.22) によって $\mathbf{E}_1 = q_1 \Omega / r'^2$ であるから、この SPL ノード流れの中に第 2 の SP-ライン源 q_2 をおくと命題 II-2 によって電気力 f が働いて

$$\mathbf{f} = q_2 \mathbf{E}_1 = \frac{q_1 q_2}{r'^2} \Omega \quad (4.23)$$

となる。

さてこの表現に依れば $|\Omega|$ ($= \Omega_t$) は r/r' であるから $r \approx 0$ の近辺で従来のクーロンの法則よりずれる。その様子は図 4.3 に示すとうりであり、 $r = 0$ における値はゼロであって従来理論のように無限大になる事はない。では r_s の位置に観測点を置くとどうなるかといえば、この位置は $r = c/\omega_s$ を意味し、(4.22) によって

$$E(r_s) = \frac{q}{2\sqrt{2}(c/\omega_s)^2}$$

となり、ここにピークを形成する。この時 r' の始点は別の場所に移っている。一方、条件 $r \gg c/\omega_s$ であるような距離では r と r' は実質上一致して従来の古典的電気力学の真空中のクーロンの法則に一致する電界が得られる。

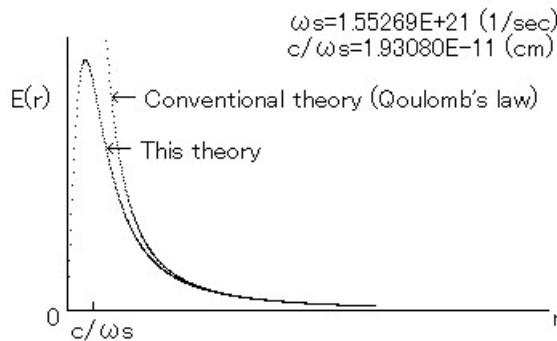


図 4.3 SPL の理論による点電荷の電界分布

この時境界値として現れる c/ω_s はどのくらいの数値であろうか。 ω_s は 2.3 節の (2.7) によって $2\pi c/\Lambda_s$ に等しく、 $c/\omega_s = \Lambda_s/2\pi$ である。電子を例にとるとその値は

$$c/\omega_s = 1.93080 \times 10^{-13}(m)$$

となる。2.6 節によればコンプトン波長 $\Lambda = 2\Lambda_s$ であるから、源の粒子のコンプトン波長の 4π 分の 1 に等しくなるような距離である。図には比較のため従来理論のクーロンの法則における電場の分布も示した。

ただ一つの素過程からなる源からの SPL ノード流れベクトルは、1 時刻 1 空間点放射の原則に従っており、同時に 3 次元放射をしない。3 次元空間に同時に分布する状態は、熱的な揺らぎによりあらゆる方向に放射が揺らぐ多数の粒子集団によって実現され、クーロンの法則はそのような荷電粒子群が生成する SP-ラインの集合の場に関わる法則であると解釈される。SPL ノード流れの理論では、古典的な電磁場の方程式は無数の SPL ノード流れとランダムな熱的揺らぎを前提とした巨視的測定系における統計的な表現であるとみなす。電荷 q の実態は熱的ゆらいでいる SP-ラインの源が多数集まった小さな塊である。巨視的に見ればこれを点電荷と考えてもよいし、ごく小さな球殻に分布する電荷と考えても差し支えない。ガウスの法則は SP-ライン飛来の統計的な分布を巨視的にみて集中定数的な量へ集約する手段と考える限り問題はないが、微視的な空間 $r \leq c/\omega_s$ では用をなさないと考えるのが妥当であろう。SP-ラインの場の理論から見ると、古典電気力学上のクーロンの法則はそうのように解釈される。

SPL ノード流れ密度及び SPL ノード流れベクトルの概念から古典な電磁方程式への移行の条件を考えてみよう。熱的に揺らいでいる無数の SP-ラインの源が放射する無数のノードの集まりとして D を考えると 3 次元的に拡がるクーロン場が実現できるとすると第 II 部 4.1 節の定義 XV による SPL ノード数流束密度

は第 I 部 4.1 節による定義 VIII のノード数流束密度と同等のものを見なすことができる。ここで第 I 部 4.1 節に定義する分節線は個々の SP-ラインとし、ノードは SP-ライン間隔 Λ で区切られたものとすればよい。熱的にランダムに揺らぐ多数の源が 1 個所に集まり、その位置から十分離れた位置で巨視的な時間をかけて観測を行うならば時空上で十分に連続的な量になり、時空上の偏微分方程式が成立する。このようにして SPL ノード流れ密度および SPL ノード流れベクトルは第 I 部 4.2 節「ノードの流れの平衡式」をそのまま満たし、同 4.4 節に導く電磁方程式に従うことになる。

式 (4.22) では SPL ノードの源としての電荷は観測者に対して静止していることを前提にして記号 \mathbf{E} を使った。しかし電磁場では動的な源を取り扱うから相対論的な表現方法をとらなければならない。そうすると 4.4 節に使用した電場を第 I 部で取り扱った電磁場に対応させるためには式 (4.22) において $\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E}^0, \Omega \rightarrow \Omega^0$ と置き換え

$$\mathbf{E}_0 = \frac{e}{r'^2} \Omega^0 \quad (4.24)$$

とすれば良い。そうすると

$$E_0 = \frac{e}{r'^2} \quad (4.25)$$

となり、 $\mathbf{E} = E_0 \Omega^0$ と表されるから既に第 I 部 2.3 節、2.4 節で取り扱った飛行粒子の光行差による磁場発生の理論があてはめられる。また D を (4.15) で置き換えれば第 I 部 2.5 節の誘導電場の発生の理論があてはめられる。熱的に揺らいでいる無数の源による SPL ノードの流れと巨視的測定を想定すれば、微視的世界からスタートして、きわめて自然に古典的な巨視的世界の電磁場へと連続的に移行することができる。両者の間には断続的な理論の飛躍が要求されることはない。

4.4 点電荷における静電エネルギー無限大の消失

古典電磁気学においては電荷 q が作る電場のエネルギー密度は CGS ガウス単位系で $W = E^2/8\pi$ と表される。電荷 q の静電エネルギー U はこれを全空間について積分して

$$U = \frac{1}{8\pi} \int_V E^2 dv \quad (4.26)$$

と与えられる。点電荷として電子 1 個の電荷 e を考えよう。全空間の積分を半径 r の球面積分値に置き換えて半径 r を 0 から ∞ までの積分に置き換えると

$$\int_V E(r)^2 dv = \int_0^\infty E(r)^2 4\pi r^2 dr = 4\pi \int_0^\infty \frac{e^2}{r'^4} \Omega_t^2 r^2 dr \quad (4.27)$$

となる。 $\Omega_t = r/r'$ であるから、従って

$$U = \frac{e^2}{2} \int_0^\infty \frac{r^4}{r'^6} dr = \frac{e^2}{2} \left[\frac{c^2 r}{4\omega_s^2 r'^4} - \frac{5r}{8r'^2} + \frac{3\omega_s}{8c} \tan^{-1} \frac{r\omega_s}{c} \right]_0^\infty = \frac{3\pi e^2 \omega_0}{32} \frac{\omega_0}{c}, \quad (4.28)$$

である [2]。この積分値は有限であり、電子の自己エネルギーは発散せず、従って電子に半径を持たせる必要がない。このようにしてこの理論が与える電子モデルは従来の古典電磁気学が背負っていた点電荷の発散の困難を一切解決してしまう。

$r_c = c/\omega_s$ とすると $U = (3\pi/16)e^2/2r_c$ であって、古典電磁気学で無限大を避ける便法として用いていた電子の古典理論的半径を r_c に採ったときの表式の約 0.589 倍に等しくなる。統計的性質をもつ電場を有限の時間をかけて計測すれば球殻に見えるかもしれないが、その物理的意味合いは全く異なり、球殻に見え

るその内部空間と外部空間は全く区別のない同質な相対論的 4 次元空間である。球殻に電荷が分布しているわけでもなく、ましてや質量がそこに集中して存在するわけでもない。至る所通常の空間であって因果律はみじんも損なわれていない。

1つの電子を考えると、たとえどんなに激しい熱的揺らぎをしているとしても、その近傍では決して SP-ラインは球表面上にも、また立体内にも連続分布をしておらず、その源は完全な点粒子である。それにも係わらずそれが発する場合は点発散を起こさない。このように巧妙にできた場のしくみはそもそも光行差による電場 δE の発生に起因する。このようにして SP-ラインの放射をもって説明されるすべての素粒子は無限大のエネルギーや無限大の質量から逃れられる。

4.5 質量および力の SP-ライン構造

古典力学では連続な時空間を前提とし、”すでに質量ありき”から始まる。古典論における運動方程式では観測者が静止する系における質量 m_0 に対して速度 \mathbf{v} で走る質量 $m = \gamma m_0$ の粒子について、運動量

$$\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v} \quad (4.29)$$

を考え、この粒子に働いている力を

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{f} \quad (4.30)$$

と表す。この式はむしろ力の定義と言ってもよい。この理論では素粒子の質量は事前に与えられる孤立したパラメータではなく、存在確定の信号 (SP-ライン) の回転放射の角速度によって決まる。その関係は 2.6 節で (2.52) のように置かれている。その式から $k_s = 1$ の 1 個の素粒子について次の関係が得られる。

$$m_0 = \frac{h}{4\pi c^2} \omega_s = \frac{h}{c^2} \nu \quad (4.31)$$

ただし $\nu = \nu_s/2$ である。2.6 節の最後に指摘したように、ここに掲げる理論では、ある源からの SPL ノードの飛来周波数 ν はその源の質量 m_0 に関する情報を完全に保有する。素過程である場の源に質量を予め背負わせて保持する特別な空間はない。質量 m_0 は SPL ノードの場の中に埋没しており、その値は SP-ラインの源の持つ特性値 ω_s あるいは空間に分布する SPL ノードの $\nu_s (= \omega_s/2\pi)$ の値に支配されている。2.5 節 (2.37) と 2.6 節 (2.58) から

$$\mathbf{p} \cdot \bar{\boldsymbol{\Omega}} = \frac{h}{c} \{ \delta\nu + \nu(\gamma - 1) \} \quad (4.32)$$

が成立する。ここに $\nu = \nu_s/2$ であり、 $\delta\nu$ は 2.5 節 (2.26) に示したように

$$\delta\nu = \gamma\nu \frac{\mathbf{v} \cdot \bar{\boldsymbol{\Omega}}}{c} - \nu(\gamma - 1) \quad (4.33)$$

である。これを代入すると

$$\mathbf{p} \cdot \bar{\boldsymbol{\Omega}} = \gamma \frac{h\nu}{c^2} (\mathbf{v} \cdot \bar{\boldsymbol{\Omega}}) \quad (4.34)$$

となり、

$$\mathbf{p} = \gamma \frac{h\nu}{c^2} \mathbf{v} \quad (4.35)$$

となる。ここに ν は周期的に飛来する SP-ラインについて 2.4 節 (2.10)、2.5 節 (2.24)、2.6 節 (2.52)、(2.53) と経過をたどって導入された周波数であり、対象とする SPL ノードの源である粒子の放射回転角速度を ω_s

としたときフェルミ粒子について $k_s = 1$ として

$$\nu = \frac{\nu_s}{2} = \frac{\omega_s}{4\pi} \quad (4.36)$$

であり、フェルミ粒子に固有の値である。

この粒子に外力 \mathbf{f} が働いて速度 v が変化しているとすれば、(4.30) は

$$\mathbf{f} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{h}{c^2} \frac{d(\gamma\nu\mathbf{v})}{dt} \quad (4.37)$$

となる。式 (4.34) の関係を用いると

$$\mathbf{f} \cdot \bar{\boldsymbol{\Omega}} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \bar{\boldsymbol{\Omega}} = \frac{h}{c} \frac{d(\delta\nu + \nu(\gamma - 1))}{dt} \quad (4.38)$$

と表せる。この式の最右辺の $\delta\nu + \nu(\gamma - 1)$ は 2.5 節の (2.26) に由来しており、これは SPL ノードの飛来周波数のドップラー効果によるずれ成分に相当する。力 \mathbf{f} はこのずれ成分の時間的変化に関係している。

微視的にみると SP-ラインは時間に対して離散的であるから連続的な時間関数の微分は成立しない。SPL ノード長さを Λ_s とすると時間間隔

$$\tau_s = \Lambda_s/c \quad (4.39)$$

で SPL ノード場に関する情報が途切れているので、時間微分は上に示した τ_s 秒間より小さく分割した時間について無意味となる。時間または空間に関する微分操作をマイクロな表現の場に施す場合、ちょうどコンピュータにおける数値計算で微分を離散的な差分で置き換えるような方法しか採ることができない。そこで図 3.2 の最上段に示したように SPL ノードのずれが伝播していくとき、ある固定点に観測者をおいて光速 c で飛来する SP-ラインのずれを観測するとしよう。 j を 3.3 節の式 (3.44) に掲げた値で、SPL ノードの周期的飛来間隔のドップラー変動のずれが蓄積して 1 周期分になるまでの回数とすれば、SPL ノードのずれが丁度 1 周期分に達するには

$$\Delta\tau_s = \frac{j\Lambda_s}{c} = \frac{\Lambda_s}{\gamma(\mathbf{v} \cdot \bar{\boldsymbol{\Omega}})} \quad (4.40)$$

だけ時間経過しないと観測点あるいは相互作用点に対して \mathbf{v} の変化が確定しない。つまり \mathbf{v} を確定するのに必要な最小の時間分解能は $\Delta\tau_s$ である。

この間隔をある複素周期関数の波長に対応させ、離散的周期信号を連続な周期関数で補間し、微分積分が成立する関数によって周期的な信号のふるまいを表現したものがシュレーディンガー方程式の世界であった。その場合には最小の空間分解能は 3.3 節の図 3.2 の最上段に示した縦線の間隔 $\Lambda (= 2\Lambda_s)$ で決まる。この理論と整合させるために Λ を採用することとしよう。そうすると SPL ノードのずれが丁度 1 周期分に達するには第 3 章 (3.46) で採用した値を用いて

$$\Delta\tau = \frac{j\Lambda}{c} = \frac{\Lambda}{\gamma(\mathbf{v} \cdot \bar{\boldsymbol{\Omega}})} = \frac{\hat{\lambda}}{c} \quad (4.41)$$

だけの時間経過が必要となる。2.5 節の $\delta\nu$ の定義 (2.24) より

$$\delta\hat{\nu} = \nu - \nu^0 = \delta\nu + \nu(\gamma - 1) \quad (4.42)$$

なる記号を使って時間間隔 $\Delta\tau$ 秒間に変化する波動の周波数変化部分を

$$\Delta\delta\hat{\nu} = \delta\hat{\nu}|_{t+\Delta\tau} - \delta\hat{\nu}|_t \quad (4.43)$$

と表せば

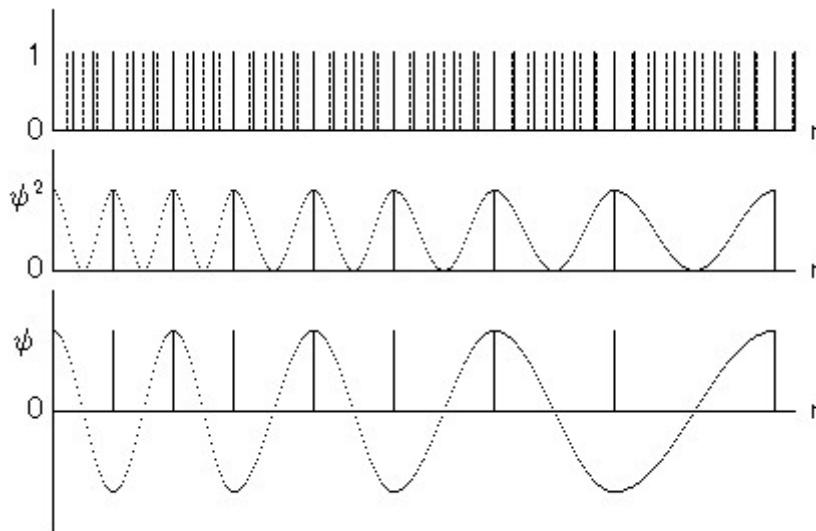
$$\frac{d(\delta\nu + \nu(\gamma - 1))}{dt} \rightarrow \frac{\Delta\delta\nu}{\Delta\tau} \quad (4.44)$$

となる。したがって (4.38) はミクロの世界では素粒子 1 個に働く力について次の様に置き換える必要がある。

$$\mathbf{f} \cdot \bar{\Omega} = \frac{h}{c} \frac{\Delta\delta\nu}{\Delta\tau} \quad (4.45)$$

となる。

ここで素粒子の加速時に変化する SP-ラインの空間的变化と波動関数の変化の具体的な描像を図 4.4 に示しておこう。図の横軸の r は走る素粒子の位置からその進行方向にとった距離で、同図の上段の実線は静止するかまたは一定速度で飛行する素粒子の SP-ラインの飛来間隔で等間隔に並ぶ。破線は加速時のそれである。SP-ラインは高速で伝播しているから r が離れるにしたがって過去の粒子の速度に比例した間隔で飛来し、 r が小さくなるにしたがって最近時間の速度に対応した間隔になり、速度が上がっているから飛来間隔は短くなっている。両者のずれは、3.3 節に掲げた解釈に依って波動関数の位相に対応する。中段はそのず



SP-Lines and Wave Function of Accelerated Particle.

図 4.4 素粒子の減速時の SP-ライン間隔の空間的变化と波動関数 f の変化

れ成分がクリアされる節を波動関数 f の自乗で表したもので、下段にその波動 f を示した。この波動の周波数は (4.42) 式の $\delta\nu$ であり、加速によって増大してゆき、それぞれの位置 r での波長が $\hat{\lambda}$ である。ある定点 r において $\hat{\lambda}$ が通過する時間間隔が (4.41) 式の $\Delta\tau (= \hat{\lambda}/c)$ であり、この間隔で変化する周波数成分が (4.43) の $\Delta\delta\nu$ である。

周波数の変化分 $\Delta\delta\nu$ は $\Delta\tau$ だけ時間が経過しないと定められない。その中間の状態では力そのものが発現しないと考えられる。 $\Delta\tau$ だけ時間経過すると $\Delta\delta\nu$ が塊となって力として発現する。そうするとこの理論の帰結は

“力は SP-ライン飛来頻度のずれ $\Delta\delta\nu$ が 1 周期分となる $\Delta\tau$ 当たりの変化を単位として発現する。”

ということである。この塊を「力の要素」と呼ぼう。この性質を示す (4.45) には波動的性質を表す $\Delta\hat{\nu}$ が

現れるが、この理論では波動関数は決して実在の事象ではない。事象の本質は SP-ラインの飛来頻度としての周波数の変化である。その変化とは観測者に対して静止する粒子の飛来周波数に対する変化である。その静止する粒子は飛来する粒子と相互作用する粒子のことで、そのような粒子が観測者の系に存在する時のみ意味を持つ。だから式 (4.45) の表現は”もし観測系に相互作用を起こす粒子が存在したら”という想定の時のみ成立する。そのような粒子が存在しないときには単に SP-ラインが静かに高速 c で伝播しているだけであって $\delta\hat{p}$ は存在しない。このことは量子論の観測問題にも影響を持つであろう。

この結論を導くまでに使用した前提を整理しておこう。

- 1 - 1 運動方程式における力 f (4.30) を定義する。
- 1 - 2 SP-ラインの離散的性質に基づき、連続的な時間微分から (4.44) の時間差分へ移行する。
- 1 - 3 SP-ラインの理論に基づく 1 個の素粒子の質量と SP-ライン飛来周波数との関係 (4.31) を適用する。
- 1 - 4 光速一定の条件のもとに時間微分から差分へ移行 (4.44) して力の要素 (4.45) に到達する。

4.6 力の要素、質量、仕事およびエネルギー

前節の考え方は古典力学を基礎に据え、これに SP-ラインの描像を加えて展開した理論である。しかし力の要素に関する理論ではこの過程の逆をたどる。つまり (4.45) が力の基本的な要素であるとして出発し、前節の 1 - 4 から 1 - 1 へ理論が展開される。

- 2 - 1 力の要素として (4.45) が成り立つことを前提とする。
- 2 - 2 SP-ラインの理論に基づく質量と SP-ライン飛来周波数との関係 (4.31) を適用する。
- 2 - 3 SP-ラインの離散的性質に基づく時間差分から連続的な時間微分へ移行する。
- 2 - 4 運動方程式における力 f と加速度との関係 (4.30) を得る。

これは前節と同じ事を逆に組み立てたにすぎないのであるが、理論の枠組みは大きく違ってくる。まず (4.45) では力の大きさは SP-ライン間隔のずれ成分変化にのみ依存し、いわゆる波の振幅というパラメータに依存しない。力の大きさを決定するのは h , c , ω_s であって前 2 つは物理定数であり、後 1 つは粒子に固有の値である。自然界の力の法則はこの式 (4.45) が基本法則になり、古典力学の力の法則はこれから派生したものと解釈することになる。この式はミクロの世界における力の要素の定義にふさわしい。SP-ライン間隔のずれ成分変化の割合が一定である限り、これが単位となって力が構成され、これ以上の大きい力を得るにはこのような要素を複数個集める意外にない。2.5 節の式 (2.36) を (4.42) に適用すれば (4.45) は

$$f \cdot \bar{\Omega} = \frac{h}{c^2} \frac{\Delta(\nu\gamma v)}{\Delta\tau} \cdot \bar{\Omega} \quad (4.46)$$

となる。

ステップ 2 - 2 では (4.31) を通じて質量 m_0 を導入する。このパラメータを用いれば、素粒子 1 個について働いている力を f_e とすれば

$$f_e = \frac{\Delta(\gamma m_0 v)}{\Delta\tau} \quad (4.47)$$

この解釈によれば、質量 m_0 は決して一点に集中して存在するものでなく、SP-ラインの属性として空間そのもの（厳密に言えば、SP-ラインの分布する空間）の中に存在するパラメータである。素粒子といわれる

粒子は初めに“質量ありき”で始まるのではなく、まず SP-ラインがあり、SP-ラインを通じて他の粒子と相互作用するとき、SP-ライン周波数ずれ成分の変化すなわち速度変化に依存した慣性力が生ずる。その係数が \hbar や属性パラメータ ω_s に関係しており、それらをまとめて m_0 とみなし、これを質量と捉える。したがってどこかに集中した質点としての質量を考えることはミクロの世界では意味がない。SP-ラインの分布密度はその素粒子の SPL ノードの放射回転角速度に依存しており、回転角速度が大きいほど周辺の SP-ラインの分布は高密度となり、質量は増大する。このように質量は SP-ラインの発生と不可分の関係を持って存在する。質量とは力の発生に関わる係数であって、この係数を表す代表点として SP-ラインの源があるだけである。SP-ラインという広がった対象が相互作用するからと言って、質量が空間に分布しているように考えることは間違いである。空間分布ということは分割できる質点を空間にバラ撒くことを意味する。そうすると再び質点を考えなければならなくなり、循環理論となる。質点の考えに移行するには SP-ラインを有する実体をどこか代表点で置き換える操作が必要になる。SP-ラインは源という特異点を持つゆえに、この源を代表点にとることは意味のあることである。

このミクロ的な SP-ラインの構造から古典力学的な連続時空での力の構造に移行するためには次のような条件が必要である。その条件とは源の熱的な揺らぎに加え、無数の源の集団的な振舞いと 4.3 節に述べたような $\delta\tau$ をはるかに超える「巨視的測定時間」による観測が行われることである。これを古典論的観測条件と呼ぶことができる。この時

$$\frac{\Delta(\gamma m_0 \mathbf{v})}{\Delta\tau} \rightarrow \frac{d(m\mathbf{v})}{dt} \quad (4.48)$$

のように差分から微分への移行が成立し、(4.45) は (4.37) へ移行する。この時点で運動量 \mathbf{p} はもはや 1 個の素粒子の運動量ではなく、 M は多数の素粒子の集まった質点と考え、いくつもの異種の素粒子が多数集まった物質を考えると

$$\mathbf{f} = \sum_i \frac{d(n_i m_i \mathbf{v})}{dt} = \frac{d(M\mathbf{v})}{dt} \quad (4.49)$$

となる。ここに i は素粒子の種類を識別する指標であり、 n_i は同種の素粒子の数である。上式は

$$\mathbf{f} = \frac{d\mathbf{p}}{dt} \quad (4.50)$$

となってニュートン力学に移行することができる。

式 (4.45) のように定義した力の要素に対して仕事を求めよう。まず古典力学における仕事の定義を書き下す。ただ 1 個の素粒子を考え、これに力 \mathbf{f}_e が働いているとしよう。微小な距離 $d\mathbf{s}$ を移動したときの仕事は

$$dW = \mathbf{f}_e \cdot d\mathbf{s} \quad (4.51)$$

である。SP-ラインの源を中心として第 2 章 2.4 節の (2.13) に示したような方向ベクトル $\bar{\Omega}$ を考え、この方向に移動しているとすれば

$$d\mathbf{s} = ds\bar{\Omega} \quad (4.52)$$

と置く。ここで ds の方向は粒子の移動の方向であり、一方 $\bar{\Omega}$ は信号伝播の方向を表すベクトルであるから粒子の移動方向への信号伝達を選ぶことで ds を規定していると解釈すればよい。

この理論の基本関係式とする (4.45) が適用されるならば、力の要素と呼ぶべき力の塊があり、(4.46) の変形を経て (4.41) により $\hat{\lambda} = c\Delta\tau$ とおいて

$$\Delta W = (\mathbf{f} \cdot \bar{\Omega})\Delta s = \frac{\hbar}{\hat{\lambda}} \frac{\Delta(\gamma \mathbf{v} \cdot \bar{\Omega})}{c} \Delta s \quad (4.53)$$

となる。ここで SP-ラインの性質によれば ds は無限小にとることはできず、その極限值は $\Delta s = \hat{\lambda}$ である。したがって仕事 W も無限小に分割することはできず最小分割量は

$$\Delta W = h\Delta\left(\gamma\nu\frac{\mathbf{v}\cdot\bar{\Omega}}{c}\right) \quad (4.54)$$

となる。このカッコ内の値は第 2 章 2.5 節 (2.36) によって $\delta\nu + \nu(\gamma - 1)$ であり、また (2.37) によって $c/\hat{\lambda}$ に等しい。さらに (4.42) によれば $\delta\hat{\nu}$ でもある。したがって

$$\Delta W = h\Delta\delta\hat{\nu} \quad (4.55)$$

である。ここに時刻 t の SPL ノードが時間 $\Delta\tau$ の間に変化する ΔW 及び $\Delta\delta\hat{\nu}$ は

$$\Delta W = W|_{t+\Delta\tau} - W|_t \quad (4.56)$$

$$\Delta\delta\hat{\nu} = \delta\hat{\nu}|_{t+\Delta\tau} - \delta\hat{\nu}|_t \quad (4.57)$$

である。この関係は暗に $W = h\delta\hat{\nu}$ が成立していることを意味する。

この関係式によれば、SP-ラインの源になされる仕事には最小単位があり、これ以上分割した仕事は実現できない。つまり ΔW は仕事の最小単位である。この仕事の最小構成要素である $\Delta\delta\hat{\nu}$ は粒子の形こそしていないが、力のかたまりであり、力の働きの単位を伝える意味で「メッセンジャー粒子」とも呼ぶべき存在である。 $\delta\hat{\nu}$ を波動関数の周波数成分と見做せば従来の量子論における関係に一致する。かくしてこの理論は古典力学と量子論との間の橋渡しの役割を果たすことになる。

4.7 ボーア・ゾンマーフェルトの量子条件

この理論によってボーア・ゾンマーフェルトの量子条件を書いてみると、そこには量子条件の新たな姿が浮かび上がってくる。まず 1 次元の周期系について取り扱ってみよう。

$$J = \oint pdq = nh \quad (4.58)$$

ここに p は一般化運動量、 q は一般化座標であり、積分は q の 1 周回分にわたる。SP-ラインの理論によれば 2.7 節に掲げた関係式により

$$p \rightarrow \delta\mathbf{p}\cdot\bar{\Omega}^0 = h/\delta\Lambda$$

である。 dq については我々の理論では無限小に採ることはできず、その極限值は $\delta\Lambda$ であり、これに伴って積分記号は和記号に置き換えられる。

$$dq \rightarrow \delta\Lambda$$

$$\int \rightarrow \sum$$

周期運動が $\delta\Lambda$ の n 倍毎に繰り返しているとする上式の式はいきなり

$$\oint \delta\mathbf{p}\cdot\bar{\Omega}^0 dq = \sum_1^n \frac{h}{\delta\Lambda} \delta\Lambda = nh \quad (4.59)$$

となる。

この理論はボーア・ゾンマーフェルトのように積分値が nh になることを条件として与えるものでなく、必然的に nh になることを導いており、理論がもつ必然性から発生した関係式となっている。この関係式の

意味をもう少し追求してみよう。ここで $\delta\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v}$ であって (4.59) は n 個の和で表されているから 1 個あたり

$$\gamma m_0 \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\Omega}^0 \delta\Lambda = h \quad (4.60)$$

が成立している。ここで $m_0 v$ は任意に与えることのできる数値であるから上記数値が常に定数 h になるということは γ および $\delta\Lambda$ が任意変化分を常に埋め合わせて定数にしていることになる。さて γ と $\delta\Lambda$ は (2.31) と (3.77) で表され、いずれも SP-ライン伝播のローレンツ変換に伴って現れる量であり、特に後者は SP-ラインの相対論的ドップラー変動分である。このことから量子条件を成立させている関係式の要素は相対性理論によって提供されていることになり、SP-ラインの仮説の下に理論的に導かれる関係式であって、量子条件は理論に導入されるべき特別の原理ではなくなる。

さて量子化条件が必然の結果だとすると、いわゆる量子力学でいう交換条件は一体どんな意味を持つのであろうか。今後の研究に待ちたい。

4.8 重力場と近接作用媒体

電子、陽子、中性子はいずれも粒子として振る舞う側面を持っている。ニュートン力学の体系では、まず質量を持った粒子が存在するとし、これを前提にして粒子像が組み立てられている。質量は粒子の象徴であり、従来理論では大きさを規定することなしに質点というものを考えてここに天下りの質量を与える。しかし多くの物理学者の努力にも関わらず、有限の大きさを持ち、一定の領域に質量が分布する素粒子モデルはいずれも失敗している。質量ははたしてすべて点として凝縮しているのであろうか。ここで発生する疑問は質量の局所性である。質点は局所に集中して質量が存在し、質点以外の空間に分布して存在する何らかの要素というものは全くないのであろうか。ロジャー・ペンローズは次のような問題を掲げて重力エネルギーの非局所性を主張している [3]。

遠く離れた距離に二つの質点があり、質量 m_1 の物体 O_1 と質量 m_2 の物体 O_2 があるとしよう。いま観測者を O_2 においたとしよう。両者は静止しているとし、このとき系の全質量は

$$M = m_1 + m_2 \quad (4.61)$$

である。ある種の引力により両者は次第に加速を受け互いに接近するとしよう。ある引力とは万有引力でもよいし電気引力または磁気力でもよい。いま O_2 を静止するようにみる観測系から眺めると、 O_1 の持つポテンシャルエネルギーは m_1 の運動エネルギーとなって m_2 に接近し、両者は合体する。両者がそのまま安定状態になったとすれば何らかの形でエネルギー放射が行われていなければならない。もし万有引力であれば惑星の衝突のようにいったん熱エネルギーになり、放射線放出という形で宇宙空間に放散される。電磁気力ならば直接に電磁放射が行われ、残りは熱になって結局は放射熱として放散される。衝突後には放射で遙か宇宙の彼方に飛び去ったエネルギーの部分が質量欠損として残る。

$$M = m_1 + m_2 - \delta m \quad (4.62)$$

では、この質量 δm はいかなる形で存在したのであろうか。物体 O_1 の質量が減じたのか、物体 O_2 の質量が減じたのか決定しようがない。そこでこの質量欠損分は両者の近傍の空間にあったものが失われたとしか考えようがない。電磁量子力学ならばこれを光子に背負わせて説明できるのであろうが、万有引力の場合はそのような説明が成立しない。これをもってペンローズは重力エネルギーが非局所的に存在するというが、そのエネルギーの正体は非常に曖昧なものになってしまう。

アインシュタインの一般相対性理論 [4] によれば、重力は時空間の歪みである。その理論によれば時空のゆがみがエネルギー運動量テンソルによって発生するが、実際には質量が主役になる。質量がなぜ周辺の時空の歪みを生じるかについて直接的な説明はされない。唯一の説明はニュートンの重力理論、ポアソンの方程式において質量の存在が重力場の源になっていることであり、これを基礎にして質量の存在が時空の歪みの原因であるとしている。数学的構造からは近接作用論になっているが、近接作用を行う何らかの媒体を導入しているわけではなく、むしろ時空の歪みが媒体の役割を担っているといっている。アインシュタイン自身は近接作用媒体を否定しているわけではない。当時の近接作用論には”エーテル仮説”しかなかったので、その考え方は否定している。しかし問題にしている領域の外側にある物体によって時空連続体の計量が規制されること、また物質が何も存在しない空間でも物理的に等方的でなくなることから近接作用媒体を否定することはできないとしている。もし将来何らかの近接作用媒体を導入するとしても、それは時空連続体の計量関係を決定するものであること、その作用媒体に固有の運動状態を付与するものでないことを要求している。ただこの新しい近接作用媒体が演ずべき役割についてまだ何もわかってはいないとして将来に託していることが文献 [8] に伺える。

ここに展開する理論においては SP-ラインは電磁場の担い手であり、それらを伝播する媒体である。中性の場合には負の SP-ラインと正の SP-ラインが同量混在することで電気力は打ち消されるが、SP-ラインそのものが無くなっている訳ではない。中性子は正負の対になった SP-ラインの放射を行っていると考えられる。何も無い時空にあっても、近傍に質量があれば、正負同数で中性となった無数の SP-ラインが飛び交っていることになる。大量の質量をもつ天体近傍では SPL ノードの流れ密度は非常に高くなっていると考えられる。時空の歪みを発生させる媒体としての役割を高濃度の SPL ノード流れ密度に求めるのが以下に述べる理論である。

4.9 重力場と SP-ラインの場

正負 2 種類の SP-ラインが均等に混在することで電氣的に中性となった質量密度 ρ の天体のまわりの SPL ノード流れ密度の分布を考えよう。4.1 節の定義 XV において、単位面積を単位時間に通過する SPL ノード個数を SPL ノード流束密度 \hat{D} [nodes/unit area/unit time] として表したのだった。質量はすべてフェルミ粒子に由来するものとし、系の原点を天体の中心に置き、天体内部に点 p_0 を考え、その座標を (x_0, y_0, z_0, t_0) とする。点 p_0 周辺に単位体積の領域をとると、そのなかに幾種類もの素粒子が存在する。 i 種の素粒子が n_i 個存在し、それぞれは $\omega_{s,i}$ の回転角速度で SPL ノードを放射しているとしよう。すると単位時間当たり発生する SPL ノード個数は、(4.2) により、 i 種の素粒子について

$$q_i = \frac{\omega_{s,i}}{2\pi} n_i \quad (4.63)$$

である。ここに k_e は 1 と仮定する。 $\omega_{s,i}$ は波動ではなく、SPL ノードの射出頻度に関係した数値であることに注意しよう。

次に p_0 点周辺の点 p_0 周辺における質量密度を考えると、 i 種の素粒子の質量を m_0 として

$$\rho = \sum_i m_{0,i} n_i \quad (4.64)$$

である。ここに加算は i 種の全てについて行う。 n_i は (4.63) から

$$n_i = \frac{2\pi}{\omega_{s,i}} q_i$$

である。素粒子の質量 m_0 と回転放射角速度 ω_s との間には (4.31) の関係があるから

$$\rho = \frac{h}{2c^2} \sum_i q_i = \frac{h}{2c^2} Q \quad (4.65)$$

と表される。 Q の値を求めるには各素粒子の数を数える必要なく、単位体積当たりの質量密度が分かっているならば (4.65) から

$$Q = \frac{2c^2}{h} \rho \quad (4.66)$$

と求められる。例えば地球表面の水の質量密度、 $1[g/cm^3]$ を想定するならば $Q = 2.7128 \times 10^{47} [n/cm^3 \cdot s]$ という莫大な数値となる。

4.2 節では正または負の SPL ノード流れが電気的な場を提供したが、正負が互いに電気的な場を打ち消して中性となった SPL-ノードの場は変換係数 α 無しに (4.6) に定義する \hat{D} で表される。巨視的な計測の時空間を考えると、熱平衡状態にある多数の SPL ノード放射の源は天体が抱える膨大な数の素粒子によって構成されるため、天体近傍の SPL ノード流束密度を構成する源としては 1 時点多方向放射の源と見做すことができる。いま任意の点 p の SPL ノード数流束密度を \hat{D} とすると第 I 部 4.2 節に取り扱ったノード流れの平衡式、第 I 部第 4 章 (4.19) と同様の 4 元ベクトルが成り立つ。

$$\frac{\partial \hat{D} \Omega^\mu \Omega^\nu}{\partial x^\nu} = S^\mu \quad (4.67)$$

$\mu = 0$ の場合

$$\frac{\partial \hat{D} \Omega_t}{\partial t} = 0 \quad (4.68)$$

であり、

$$S^0 = 4\pi Q \quad (4.69)$$

とすれば次のようなガウスの法則が成り立つ。

$$\nabla \cdot \hat{D} \Omega = 4\pi Q \quad (4.70)$$

すると $\hat{D} \Omega = -\nabla \phi$ としてポアソンの方程式

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^\alpha \partial x^\alpha} = -4\pi Q \quad (4.71)$$

が成立する。この方程式の一般解は SPL ノードの源の位置 p_0 と観測者の位置 p 点との間の距離を r とし、 V_0 を SPL ノードの源となる天体の体積として

$$\phi = \frac{2c^2}{h} \int \frac{\rho}{r} dV_0 \quad (4.72)$$

と書ける。この分布形状はニュートン力学における重力場と同じで、ただ定数分だけが異なる。

一つの天体の周りに発生する重力場を一般相対性理論のニュートン近似 [4] [6] によって導出する過程を辿って見よう。アインシュタインの重力場の法則として方程式 [4]

$$R_{jk} - \frac{1}{2} g_{jk} R = -\kappa T_{jk} \quad (4.73)$$

を考える。ここに R_{jk} はリッチテンソル。 R は曲率スカラー、 κ はニュートンの重力定数と関係する定数、 T_{jk} は物質のエネルギーテンソルである。重力場の基本テンソルを

$$g_{jk} = -\delta_{jk} + \gamma_{jk} \quad (4.74)$$

とおき、 γ_{jk} は1に比べて非常に小さく、その高次の項は省略できるとし、これを第1の近似とする。そうすると重力場の方程式 (4.73) は電気力学でよく知られた遅滞ポテンシャルの方法を適用して解ける形式になる。エネルギーテンソル T_{jk} は電磁場エネルギーや化学エネルギーを除外し、質量エネルギーのみから成り立つとする。質点は時間的に完全には静止していないが、光速に比べて動きがずっと遅いと想定し、

$$\frac{dx^1}{ds}, \quad \frac{dx^2}{ds}, \quad \frac{dx^3}{ds}$$

は dx^0/ds に比べてごく小さく0とみなせる量であるとし、これを第2の近似とする。以上2つの近似によって (4.73) から

$$\gamma_{11} = \gamma_{22} = \gamma_{33} = -\frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\rho}{r} dV_0 \quad (4.75)$$

$$\gamma_{44} = \frac{\kappa}{4\pi} \int \frac{\rho}{r} dV_0 \quad (4.76)$$

を得る。上記以外の γ_{jk} は全てゼロである。(4.73) の (4, 4) 成分は

$$\frac{\partial^2 \gamma_{44}}{\partial x^\alpha \partial x^\alpha} = \kappa \rho \quad (4.77)$$

となってこれを解いたものが (4.76) であり、ニュートンの重力の理論を含んでいる。 κ は定数であり、ニュートンの重力定数 G と

$$\kappa = \frac{8\pi G}{c^2} \quad (4.78)$$

の関係で結ばれる。ここまではアインシュタインの重力場の理論である。

さてここで (4.72) 式を見てみよう。 ϕ と γ_{44} は定数以外は同じ関数形をしており、どちらもポアソンの方程式の解である。両者の関係を $\gamma_{44} = \alpha\phi$ の形に書くと

$$\alpha = \frac{\gamma_{44}}{\phi} = \frac{\kappa h}{8\pi c^2} \quad (4.79)$$

従って (4.78) を引用すれば

$$\gamma_{44} = \frac{\kappa h}{8\pi c^2} \phi = \frac{hG}{c^4} \phi \quad (4.80)$$

と置けることに注意しよう。 κ と重力定数 G との間には $\kappa = 8\pi G/c^2$ の関係がある。ここに ϕ は SPL ノード流速密度の場を作るポテンシャルであり、一方 γ_{44} は時空間の基本テンソルである。同じ関数の形をしていることは両者が同じ数学構造をしているといえるが、物理的な意味合いが同じであるとは限らず、それ以上には γ_{ii} と ϕ の同等性を主張する根拠はないが、私はあえて SPL ノード流束密度が時空のゆがみの媒質として作用するとの見方を導入する。

上記の事実をヒントにして次の仮説を立てよう。

仮説 III SPL ノード流れ密度に応じて時空構造を決める基本テンソルが影響を受ける。

ここに SPL ノード流れとは正及び負の SPL ノードが混在する状態を指しており、正または負に偏っていても、中性であってもかまわない。この仮説に従えば γ_{44} は SPL ノード流束密度から決まる ϕ の影響を受け、(4.80) が成立する。

質量 M が座標原点の中心に集中してあるとしよう。この条件は天体からある程度離れた場所の重力場を表すには十分な近似である。座標の原点をそこに置いて、この時天体の中心から距離 r だけ離れた場所の重力場においては

$$\int \frac{\sigma}{r} dV_0 = \frac{M}{r} \quad (4.81)$$

としてよいから (4.72) によって

$$\phi = \frac{2c^2 M}{h r} \quad (4.82)$$

となり、

$$\gamma_{44} = \frac{2GM}{c^2 r} \quad (4.83)$$

となり、基本テンソルの (4,4) 成分は

$$g_{44}(r) = 1 - \frac{2GM}{c^2 r} \quad (4.84)$$

となる。

4.10 等価原理の新しい解釈

仮説 III によれば (4.45) に規定する力によって等価原理がどのように成立するかを説明することができると。重力場に一つの素粒子を置いて、それに働く重力とその重量（質量）との関係を SP-ラインの構造から求めてみよう。物体は素粒子を寄せ集めたものであるから、図 4.5 に示すように一つの素粒子を考え、その振る舞いを記述すれば十分である。天体として地球を考え、座標の原点を地球の中心に置く。 x 軸を重力場の方向に対して水平方に、 y 軸を垂直方向にとる。地上の空間に点 p_0 をとり、そこに一つの素粒子を置く。SP-ライン放射面が x, y 面に限定されている状態を考えよう。実際にはそのように 1 平面内に放射が限定される事はなく、熱運動によって放射面は揺らぐが、その時の取り扱いはすでに 3.5 節において検討した。その結果によればここに現れるパラメータ Λ_s や r は SP-ラインがその曲率と光行差が局所的に背負っているもので、3次元にばらまかれている SP-ラインの断片が存在する限り表出可能なパラメータである。地球の中心から点 p_0 に向かって位置ベクトル r_0 を置く。時間の進み方は点 p_0 を基準に考えると (4.83) により距離 r に反比例して遅くなるから SP-ラインの間隔は r が小さくなるに従って増加する。そして 4.5 節で検討した力の SP-ラインの飛来間隔が (図 4.4) と同じように距離 r に従って変化していく。

図 4.5 においては重力場が存在するとき p_0 点を出た SP-ラインの進行を太線で表し、重力場がなかったと仮定したときの SP-ラインの進行を細線で表している。無重力のときの SP-ラインの間隔を Λ_s とすれば、重力がある時の SP-ラインの間隔はそれに比べて少しずつ伸びてずれてゆく。無重力のとき SP-ラインが Λ_s だけ進むに要する時間を dt_s とすれば $cdt_s = \Lambda_s$ であるが、重力場では (4.83) により時間間隔 dt_s が影響をうけて

$$\Lambda_s(r) = cd\tau_s(r) = c\sqrt{g_{44}(r)}dt_s \quad (4.85)$$

となる。ここに $d\tau_s(r)$ は天体中心から距離 r の点の固有時間である。したがって p_0 点における $\Lambda_s(r_0)$ からのずれは

$$\Lambda_s(r_0) - \Lambda_s(r_i) = c\{\sqrt{g_{44}(r_0)} - \sqrt{g_{44}(r_i)}\}dt_s \quad (4.86)$$

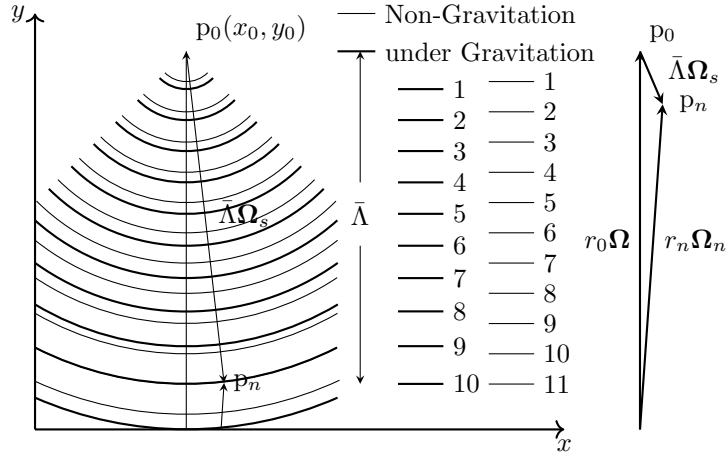


図 4.5 無重力場（点線）および重力場（実線）における SP-ラインの伝播

となる。ここに

$$r_i = r(\boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\Omega}_n) - i\Lambda_s(r_0)(\boldsymbol{\Omega}_s \cdot \boldsymbol{\Omega}_n), i = 1, \dots, n \quad (4.87)$$

となって一定ではない。そのずれは SPL ノードの伝播方向 $\boldsymbol{\Omega}_s$ に沿って進むごとに蓄積してゆき、図 4.5 の中部に示したように、どこかで Λ_s の一つ分に等しくなる。このずれを図 4.5 に示したような間隔 $\bar{\Lambda}$ 毎に繰り返してゆく。これを SP-ライン飛来間隔ずれ周期と呼ぼう。 n 回のノード放射を行う時間間隔を無重力の系の時間で測ったとき Δt とするとき、 p_0 点の固有時間は

$$\Delta\tau_0 = \sqrt{g_{44}(r_0)}\Delta t \quad (4.88)$$

である。ここに g_{44} は基本テンソルの (4,4) 成分 (4.84) である。一方、 p_n 点における固有時間は

$$\Delta\tau_n = \sqrt{g_{44}(r_n)}\Delta t \quad (4.89)$$

である。これに (4.88) を用いて Δt を消去すれば

$$\Delta\tau_n = \sqrt{\frac{g_{44}(r_n)}{g_{44}(r_0)}}\Delta\tau_0 \quad (4.90)$$

を得る。

4.6 節に取り扱った力の要素の考えによれば、式 (4.45) に示したところにより、時間幅 $\Delta\tau_0$ の間に SP-ライン飛来周波数が $\Delta\delta\nu$ だけ変化していれば力が発生する。ここでは相対速度ゼロなので $\delta\dot{\nu} \rightarrow \delta\nu$ として論ずる。いま求めようとする飛来周波数変化分は時間幅 $\Delta\tau_0$ の間の SP-ライン飛来周波数ずれの変化分であって

$$\Delta\delta\nu \equiv \delta\nu|_{p_n} - \delta\nu|_{p_0} = \nu_n - \nu_{00} - (\nu_0 - \nu_{00}) = \nu_n - \nu_0 \quad (4.91)$$

である。最初の等号の右辺の $\delta\nu|_{p_n}$ は p_n 点における SPL ノードの飛来周波数 ν_n と無重力の時の飛来周波数 ν_{00} との差であり、 $\delta\nu|_{p_0}$ は p_0 点における ν_0 と同じく ν_{00} との差である。 p_0 点は SPL ノードの源がある点であるからその点の ν_0 とは考えにくい。そこで $-\boldsymbol{\Omega}_s$ 方向に沿って点源に限りなく近接した点をとってその点でのノード飛来周波数を ν_0 と考える。

p_0 点において Ω_s 方向に毎秒 ν_0 個の SPL ノードが放射されているとすれば、 $\Delta\tau_0$ 秒間に $n = \nu_0 \Delta\tau_0$ 個の放射が行われる。一方、 r_n 点においてこの SPL ノード個数を受け取った時間間隔を固有時を使って $\Delta\tau_n$ とすると因果関係が保たれている限りそこでも $n = \nu_n \Delta\tau_n$ の関係を満たすと考えなければならない。いま (4.90) の平方根で表される比率を R と置いてこの関係を表すと

$$\nu_n = \frac{n}{\Delta\tau_n} = \frac{n}{R\Delta\tau_0} = \frac{\nu}{R} \quad (4.92)$$

となる。ここで重力場内のそれぞれの場所で無重力の場合からの変化分を考慮すると

$$\nu_0 = \nu_{00} + \delta\nu_0 \quad (4.93)$$

$$\nu_n = \nu_{00} + \delta\nu_n \quad (4.94)$$

である。この 2 式と (4.92) から $\delta\nu_n - \delta\nu_0$ を求めると

$$\delta\nu_n - \delta\nu_0 = \nu_n - \nu_0 = \left(\frac{1}{R} - 1\right)\nu_0 \quad (4.95)$$

となる。ここで (4.88) で行ったように $2GM/c^2 r_0$, $2GM/c^2 r_n$ の 2 次以上の項を省略すれば、十分な精度をもって $1/R$ の近似値を次のように求めることができる。詳細な計算は付録 A.4 に示した。

$$\frac{1}{R} = \sqrt{\frac{g_{44}(r_0)}{g_{44}(r_n)}} = \left\{ \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r_0}\right) / \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r_n}\right) \right\}^{1/2} \simeq 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2GM}{c^2 r_0} - \frac{2GM}{c^2 r_n} \right)$$

したがって

$$\Delta\delta\nu = \delta\nu_n - \delta\nu_0 = -\frac{GM}{c^2} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_n} \right) \nu_0 \quad (4.96)$$

を得る。

図 4.5 の左側に示したように p_0 点の素粒子が発する SP-ラインをそこから $\bar{\Lambda}$ だけ離れた点 p_n で観測するとしよう。 p_n 点は重力場を生成している地球の中心から r_n の位置にあると考え、方向を点 p_n に向かうようにとってベクトル \mathbf{r}_n で表す。地球中心から点 p_0 を望む方向を単位の大さきのベクトル Ω で表す。そうすると

$$\mathbf{r}_n = r_0 - \bar{\Lambda} \Omega_s \quad (4.97)$$

となり、その長さは

$$r_n = r(\Omega \cdot \Omega_n) - \bar{\Lambda}(\Omega_s \cdot \Omega_n) \quad (4.98)$$

である。ここに Ω_s は SPL ノードの伝播方向を示す単位ベクトルである。

4.5 節に展開した理論をここに応用する。 $\Delta\delta\nu$ を時間幅 $\Delta\tau$ と光速 c の積で割った量は (4.45) によって力を表わす。 $\Delta\tau$ は差分 $\Delta\delta\nu$ を規定する時間幅で $c\Delta\tau$ は (4.98) に現れる $\bar{\Lambda}$ に等しい。したがって

$$c\Delta\tau = \bar{\Lambda} = \frac{r(\Omega \cdot \Omega_n) - r_n}{(\Omega_s \cdot \Omega_n)} \quad (4.99)$$

である。(4.45) の右辺は

$$\frac{h\Delta\delta\nu}{c\Delta\tau} = -\frac{GM}{c^2} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_n} \right) \frac{h\nu}{r_0(\Omega \cdot \Omega_n) - r_n} (\Omega_s \cdot \Omega_n) \quad (4.100)$$

となる。ここに r_0 は $\bar{\Lambda}$ に比べてはるかに大きいから、上の式の分母における Ω と Ω_n との差ははるかに小さく、 $(\Omega \cdot \Omega_n)$ は 1 とみなして差し支えない。さらに

$$\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_n} = \Delta \left(\frac{1}{r} \right), \quad (4.101)$$

$$r_0 - r_n = \Delta r \quad (4.102)$$

と書くことが出来る。(4.45) で表される力の要素 \mathbf{f} は (4.100) を用いて

$$\mathbf{f} \cdot \Omega_s = \frac{h\Delta\delta\nu}{c\Delta\tau} = -GM \frac{h\nu}{c^2} \frac{\Delta(1/r)}{\Delta r} (\Omega \cdot \Omega_s) \quad (4.103)$$

となり、

$$\mathbf{f} = -GM \frac{h\nu}{c^2} \frac{\Delta(1/r)}{\Delta r} \Omega \quad (4.104)$$

と表される。4.6 節の理論によれば巨視的世界における物理法則は SP-ラインの離散的表現から連続的表現に移ることによって得られる。4.6 節の 2 - 1 から 2 - 4 は上式の Δ を微分記号に移行することを意味している。そこで上式右辺において

$$\frac{\Delta(1/r)}{\Delta r} \rightarrow \frac{d(r^{-1})}{dr} = -\frac{1}{r^2} \quad (4.105)$$

と記す。(4.31) の素粒子の質量の定義によれば、 $h\nu = mc^2$ である。この関係を用いれば (4.100) において差分から連続的な時間微分へ移行することによって

$$\mathbf{f} = -G \frac{mM}{r^2} \Omega \quad (4.106)$$

を得る。ここに Ω は地球の中心から点 p_0 を向く単位ベクトルだから \mathbf{f} は地球中心を向くベクトルである。上の式はまさにニュートンの万有引力の法則を表す。

ここで注意すべき点は $\Delta\delta\nu$ を求めるとき、その逆数関係にあるずれ周期 $\bar{\Lambda}$ を想定して $c\Delta\tau$ を決めていたが、結果的には $\bar{\Lambda}$ が Λ_s 以上であれば $\Delta\delta\nu/\Delta\tau$ は同じになることである。たとえ式 (4.87) において $n = 1$ であっても同じ結論を導く。ずれ周期 $\bar{\Lambda}$ は必須条件ではなく十分条件であって、 $\nu_n - \nu_0 \geq \Lambda_s$ であり、なおかつ (4.105) の微分への移行がスムーズに行われるに十分な小さな距離であれば結果は同じになる。

4.8 節の仮説 III によれば、時空間の歪みはまた天体の放射する高濃度かつ中性の SPL ノード流れによって起こるから、結局、重力は SP-ラインの流束と単一源の SP-ラインとの干渉の結果であるということができる。加速度による慣性力の発生の場合と同じように、SP-ラインの間隔の空間分布が不均一なら、これを均一にしようとして SP-ラインの分布が変わろうとする。つまりその不均一を解消する方向に源が移動を始めるように見える。等価原理では重力と加速度による慣性力はお互いに区別できないとし、その実験事実を原理に格上げたものであって、その理由は説明されない。ところがここに述べた理論によればその理由はまだあり、この 2 力の同等性は SPL ノードの伝播分布の形態が同じパターンになるからであると解釈することができる。これは等価原理の新しい解釈を与える。

4.11 まとめ

第 II 部の序章で最初に取り上げた課題は点粒子の自己エネルギーの発散をいかにして防ぐかであった。この問題に対処する繰り込みの手法は無限大の事象が発生しない物理機構を求めたものでなく、根本的な解決方法ではないことを述べた。これに対してここに展開する 1 時点 1 空間確定の理論では構成する場の源が

高々2つ程度の素過程からなり、場について点発散するべき容量を持たない。この理論を受け入れる事により、古典的な場の理論が持つ源の発散の困難を持たない源が定義できる。4.4節ではこの理論による電子モデルは点状粒子であるにも関わらずその自己エネルギーは有限であって、不合理な発散は起こらないことを示した。

光行差の理論は第I部において提起したものであるが、これをSP-ラインの光行差に当てはめると素粒子のスピンの及び磁気双極子の起源を明らかにする。従来の理論では点粒子である素粒子のスピンの1/2であることを説明するにはいくつもの困難があった。しかし2.8節で展開した理論では、1時点1方向確定によるSP-ラインの描像と定義IVによる光行差によって極めて自然にスピンの存在を説明する事ができる。また半整数のスピンの古典的な回転によって説明しようとする360度で1回転でなく720度で1回転であるような自転を要求する。これを可能にするような機構は3次元の空間では実現不可能であった。この理論が示すところによれば、半整数スピンの起源は ω_s と m_0 との関係(2.52)にあり、これはまた図2.5に示した波動関数の周波数とラインパルスの飛来頻度との関係に由来している。

スピン1/2の角運動量による磁気モーメントの大きさは従来理論では g 因子を用いているが、この理論によれば $g=2$ は自動的に満たされている。この機構に決定的な役割を果たしているのは図2.9に示したようにSP-ラインの放射角であり、これもSP-ラインの光行差が関係している。中性粒子のスピンは少し複雑であるが、やはりSP-ラインの光行差に依拠するとして説明できる。従来の理論の枠内では中性粒子のスピンの存在そのものが見当違いのものになっていたが、この理論においてはその起源を明確にSP-ラインの光行差とすることでその存在を説明することができる。

質量はスピンを構成する主要な要素である。電荷についてはある物質に付加されて存在するものとして捉えられているが、実際には質量と電荷は切り離して存在できない。スピンもまた磁気的性質を持つから電荷の存在と切り離して存在できないし、質量と切り離して存在できない。この理論においては質量と電荷およびスピンはその存在の起源が共通していることを示している。2.6節に示したところによると質量と回転放射の角速度は一見不思議な関係式によって結びついている。これを考察するにポアンカレ [9] の解釈、「質量とは計算に導入すると便利な係数」との見方に非常に近い解釈ができる。

2.5節では回転放射するSPLノード場のドップラー引きずり効果が波動を示し、これがいわゆるド・ブロイ-アインシュタインの関係式と同じ関係を導出できる。この結果によれば従来の量子論におけるド・ブロイ-アインシュタインの関係式の依ってきたべき時空構造を新たな観点から説明することができる。3.2節、3.3節においてこれらが波動関数を構成することを示した。この新たな場から量子力学におけるシュレーディンガー方程式を導くことができる。これは過去に見られない波動関数の解釈を与える。粒子間の相互作用はSP-ラインを通じて行われ、波動関数は観測者の居る系に相互作用の対象となる粒子があったと想定したときに、その粒子との作用の発現の許容の度合いを確率の形で与えるものである。

クーロンの法則をこの理論によって解釈すると、無数のSPLノード流れとランダムな熱的揺らぎを巨視的な測定系によって計測した結果が示す法則であるとみることが出来る。1つの電子を考えた場合には、たとえどんなに激しい熱的揺らぎをしているとしても、その近傍ではSP-ラインは球表面上にも、また立体内にも連続分布をしていない。この見方によると古典的な電磁場でさえ、統計的な表現の帰結であるとみなすことになる。かつてボルツマンが主張したように、無数の小部分が集まって巨視的なスケールで統計学が支配してマクロな世界の法則を形成している。源の等方性は局所的には失われるが、多数の素粒子の集団によって実現するか、観測時間を十分長くとることによって場の分布は統計的性格を帯び、等方性が観察される。

4.6節で明らかにしたところによれば、ニュートン力学で定義される仕事には最小単位があり、粒子性を

持つことを説明した。この一連の分析は古典力学と論理的な連続性をもって理論展開される。両者の橋渡しをしているのは、(4.31) と (4.32) であり、これは SP-ラインの存在と SPL ノードのドップラー引きずり事象に依拠する。しかもその依存形式は相対性理論にしたがう必要がある。1 時点 1 空間確定の原理を受け入れるならば論理は一貫しており、ここに量子論と相対論的古典論が融合する兆しが現れていると言えよう。

残る課題はまだ多数あるが、一つは場の量子論における発散の回避の問題である。この問題に取り組むには電磁場の量子の構造を SPL ノード流れによって記述することが必要であるが、その研究は今後の課題である。しかし 4.6 節で得た結論によれば力はそれ以上に分割できない要素から成り、仕事はコンプトン波長を限界とした最小単位から成る。また 3.3 節の波動関数の波数ベクトルの解釈によれば運動粒子のらコンプトン波長を限界としてそれより短い波長の波動は存在し得ない。粒子の持つエネルギーが有限である限り紫外発散は考えられない。

光子は SP-ラインの流れの一形態であると考えられるがその理論は何も構築されていない。回転放射の源としては構った築不可能である。SP-ラインの源が電荷をもつ場合に放射される SPL-ノードの流れの渦である可能性があるが、現時点では明らかではなく、多くの課題がある。また 1 時点 1 方向放射の源としてクオークを考えると興味ある諸問題が発生する。例えば陽子は 3 個のクオークから成り立つとすればそれらの 3 分の 1 または 3 分の 2 の電荷それぞれが単独では存在できないとすれば、SP-ラインの放射をどのように接続すればよいのであろうか、多くの謎が残る。

さらに大きな課題は重力を量子論と矛盾しないように説明することである。この問題について筆者は一つの試みをしている。課題は多く、理論として完成しているとは言えないが、4.8, 4.9, 4.10 節にその一端を掲げた。アインシュタインの一般相対性理論と異なる点は、時空間の歪みの原因を直接に質量・エネルギーとするのではなく、SP-ラインの時空分布を通じてその流束密度が時空の基本テンソルに影響を及ぼすとする点である。このとき量子現象に特有な定数 h が係数に入ってくる。式中に現れる質量 M も (4.65), (4.66) によって量子化されているとみなすことができる。ここにあらわれる質量 m は (4.31) の素粒子の質量の定義により与えられており、それは単位時間当たりの SPL ノード放射頻度 ν という源に固有のパラメータに基づいている。最終的表現では $h\nu = mc^2$ によって表式から消えてゆくが、重力場が SP-ラインという量子的構造を持ち、古典力学と論理的連続性を持った形で取り込まれている。SP-ラインは量子の世界を支配している物理的実態であるとみなしているのであるから、この理論においてはもはや重力場の理論と量子論は連続に繋がっている。

参考文献

- [1] ランダウ、リフシッツ著、「場の古典論」(原書第6版) 恒藤敏彦、広重 徹訳、p.101, 東京図書株式会社 (1997)
- [2] 森口繁一、宇田川、一松 信 著、「数学公式 I - 微分積分・平面曲線-」、p.79, 岩波全書 (1968)
- [3] ロジャー・ペンローズ著、「心は量子で語られるか」中村和幸 訳 p.131 講談社 (1998) Original: Roger Penrose, “The Large, the Small and the Human Mind” Cambridge University Press (Cambridge)
- [4] アインシュタイン著、「相対論の意味」矢野健太郎 訳 p.83-p.98 岩波書店 (1961) Original: Albert Einstein, “The Meaning of Relativity”, Fifth Edition, Princeton University Press, 1955(Princeton)
- [5] 同上 p.94
- [6] A. Einstein, Uber Gravitationswellen, S. B.Preuss. Akad. Wiss (1918), 湯川秀樹 監修 内山龍雄 訳 アインシュタイン選集2 [A8] 重力波について, 共立出版 (昭和 46 年) (東京) , p.106
- [7] 同上 [A12] エーテルと相対性理論, p.154-167
- [8] 同上 [A12] エーテルと相対性理論, p.189
- [9] ポアンカレ著、「科学と仮説」河野伊三郎訳 p.133 岩波書店 (1982) Original: Henri Poincar é, La Science et l’Hypothèse.
- [10] 松原邦彦著、「時空構造と存在の確定」, p.220 丸善プラネット (2006)