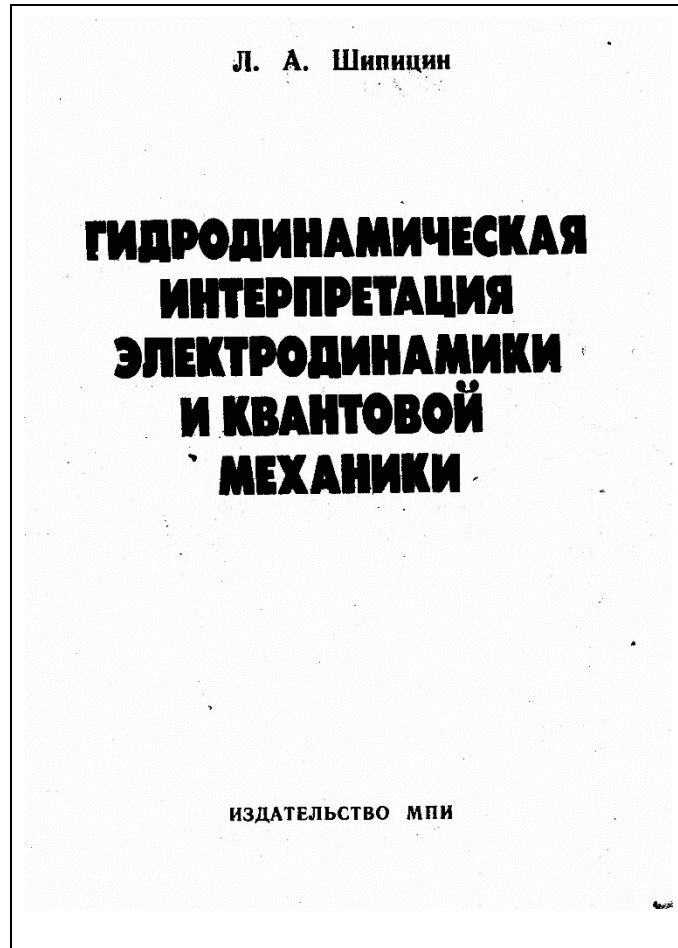


L. A. シピツィン

電気力学と量子力学の流体力学的解釈

MPI 出版所



UDC 530.145 + 538.3

Sh 63

自費出版物

L.A.シピツィン『電気力学と量子力学の流体力学的解釈』, モスクワ, MPI 出版所, 1990, 全 49 頁.

本研究では, エーテル真空と電磁現象の流体力学モデルが提唱されている。量子力学が, 物体表面からのカルマン渦の剥離条件下における乱流媒質中における物体の運動と対比されている。実験の設定が検討されている。

本書は現代物理学に関心を持つ読者を対象としている。

ISBN 5-7043-0095-2

© Shipitsin L.A., 1990

日本語版について

本訳書は“Шипицин Л.А. Гидродинамическая интерпретация электродинамики и квантовой механики. М.: Изд-во МПИ, 1990”のロシア語原文からの全訳である。

著者: レオニート・アナニエヴィッチ・シピツィン (Леонид Ананьевич Шипицин, Leonid Ananyevich Shipitsin)

著者の経歴: 巻末の「訳注 1」を参照のこと。

訳者: 吉田 正友 (サイト:「物理の旅の道すがら」<http://naturalscience.world.coocan.jp>)

日本語版公開: 2020 年 3 月

* 訳文中の角括弧 [] 内は訳注である (文献番号を除く)。

* 訳文中の「物質*」については巻末の「訳注 2」を参照のこと。

目 次

まえがき	4
第 1 章 世界媒質	7
1.1. マクスウェル方程式の解釈	7
1.2. 素電荷	10
1.3. 亜光速過程と特殊相対性理論	15
1.4. 世界媒質の主要特性	19
第 2 章 微小粒子の運動方程式	21
2.1. 統計流体力学と量子力学	21
2.2. ド・ブロイ波かカルマン渦か？	26
第 3 章 微小粒子の構造	30
3.1. 光子	30
3.2. レプトン	31
3.3. バリオン	34
3.4. 重力相互作用	35
あとがき	38
文 献	39
[邦訳版付録] M.ヤンマー『量子力学の哲学』における流体力学的解釈	41
[訳注 1] 著者紹介と本書への言及	45
[訳注 2] 訳文中の「物質*」について	46

まえがき

L.N.グミリョフ [Lev Nikolayevich Gumilyov] はその著書『民族生成論と地球の生物圏 [Ethnogenesis and the Biosphere of Earth]』(1989 年)において、自然に対する一部の人間集団の略奪的態度を検討するため、「キメラ民族[chimeric ethnos]」という概念を提唱した。

グミリョフの理論は、それに僅かな変形を加えれば、過去数十年間における物理学的理解の発展に関する分析に適用することが可能であることが判明する。以下に示すのは、その分析結果である。

普通、キメラと呼ばれるのは、相異なる種類の生き物に属する器官から構成されている、人工的な生き物である。この呼び名はギリシア神話から借用された。ケンタウルス(人間の頭および上半身と、馬のそれ以外の部分を持った動物)、スフィンクス(半分ライオンで半分人間)、ハルピュイア(女性の顔を持った鳥)、サイボーグ(マシンインテリジェンスを持った人間)、ペガサス(翼を持った馬)、等々がそれに当てはまる。

キメラ理論もまた、それと同じように、様々な理論や構想から借用した諸理解の組み合わせとして定義することができる。この定義は、この先においてキメラの特徴を持つ理論の具体例(量子力学と特殊相対性理論)について検討する過程で精緻化されていく。

物理学におけるキメラ理論は次のようにして出現した。物理学における経験の、原住民たち——19世紀末の主導的物理学者たち(H.ローレンツ, J.J.トムソンら)——による本質的内在性を持つ独創的な反映の上に、精神的移住者たち——20世紀初頭における成功を熱望する若い新世代の物理学者たち(A.アインシュタイン, N.ボーア, W.ハイゼンベルク, P.ディラック, E.シュレーディンガー, W.パウリら)——の、やはり本質的内在性を持つ独創的な世界観が重なり合ったとき、相互不理解の契機が生じ、その相互不理解がその複雑な状況に入り込んだ他の人々の運命に痛ましい影響を与えた。そのとき、(理論の創出という面において)特に乱暴に振る舞ったのは、移住者たち、すなわち、必要とされる数学的道具立てを取り扱う能力を往々にして持っていないにもかかわらず、彼らにとって新たな知識領域に入って来た人々であった(例えば、M.ボルンの証言によれば、W.ハイゼンベルクは量子力学に関する自らの学説を練り上げ始めた頃、行列の計算方法を知らなかった)。物理学において生じた状況(その状況の評価についてはこの先において述べる)からの脱出路を探す中で、移住者たちは、直観的な解決法の代わりに人為的な解決法を提唱し、諸理論の間の不一致を、観測される自然現象の原理的な不完全性あるいは認識不可能性として説明した。例えば A.アインシュタインは運動する媒質中における光の伝播という複雑な現象を分析する代わりに、その特殊相対性理論において、物質*的世界媒質は存在せず、任意の慣性系における光速は不変であるという原理を公準として設定した。彼は古典物理学において良く知られているすべての慣性系における諸現象の等価性の公準を光速不変の公準と結合した。その結果、「空虚な空間」中における光速を超える速度での任意の物体の運動を禁止するキメラ理論が形成された。

一方、W.ハイゼンベルクは普遍的な不確定性原理を導入し、微小粒子、厳密に言えば任意の質量を持つ物体には運動軌道は存在しないことを公準として設定した。微小粒子は、その粒子性と波動性を両立させるため、スフィンクスやケンタウルスに類似したものになった。すなわち、微小粒子は、他ならぬ自然に対してキメラの性質を与えたのである。しかし、自然は無矛盾であり、微小粒子はキメラではない。一方では粒子の運動に関する古典的理解を否定しつつ、他方では古典力学から借用した運動量

とエネルギーの関係を利用しているまさに量子力学こそは、自分自身の矛盾を自然現象に転嫁するキメラ理論の典型的な例である。

その後、そのような有害な理解が多数の物理学者たちにとっての信仰のシンボルとなった。彼らは逆立ちした世界観を持ったセクト、学派、学閥を形成し、科学技術関係の社会的組織体のあらゆる毛穴に浸透していった。

制約的な有害な構想が理論において発生するのは、いつ、いかなる場合においてであろうか？ それは、先行理論の「罹病」期間、すなわち理論が弾力性と抵抗力を失っている期間である。19世紀末から20世紀初頭にかけてスペクトルの法則性、光の放射と伝播に関する多数の新たな実験データが現われ、それらのデータは既存理論の枠内には収まらないように思われた。理論物理学の危機が発生した（これまで、その危機の分析をテーマとする研究が多数行われている。換言すれば、物理学の「罹病」の事実は十分良く知られており、裏づけられている）。そして罹病した瞬間、移住者たちが理論に侵入し、際限のないヴァンドリズムが発揮され始め、古い物理学的理解は情け容赦なく破壊された。集団的心理障害が発生し、それが移住者たちを満足させない諸理論を「作り直せ」という要求の形で現れた。物理学的理解の基礎が浸食され始めた。心理的に動揺し、強く自己反省する大量の物理学者たちが現われた。彼らにとっては「神聖なるものは何も存在しない」。彼らはあらゆる個別的な価値と法則を先入観とみなす傾向を持っている。彼らの理解は自然な基礎を奪われており、空虚に立脚している。このことが必然的にあらゆる真理の公理化への希求という形で発現しており、さらにこのことが「禁止」タイプの誤った推論からなる、多かれ少なかれ手の込んだデマゴギーという形で発現している。あらゆる実験結果の数学的根拠づけの技法が原理となった。

それぞれのキメラ理論は独自のイデオロギーを作り出した。それらの知的構造はきわめて多様であり、洗練されており、魅力的である。しかし、推論の単純化と自然現象の記述を希求し、その際、我々が持つ抽象的推論の構築能力には依存しない基礎的な法則性を探求する代わりに、その構築能力を利用していることがすべてのキメラ理論を互いに似通ったものにしていく。

生命力を持つ将来性のある理論とキメラ理論とをいかにして見分けるか？ それらの違いは捉え難いが、歴史的に突きとめることができる。生命力を持つ理論は実際に生きている、すなわち、その発展の全段階を合法的に通過していくのに対し、キメラ理論は発展しない。キメラ理論はただ単に存在しているか、それとも崩壊するかのいずれかしかない。特殊相対性理論の崇拝者たちは、A.アインシュタインは完璧な理論を創出したのであり、その理論は1905年からいかなる本質的な追加も変更もなしに存在していると、感嘆の念を込めて主張している。これこそがキメラ理論の特徴である。さらに、特殊相対性理論は発展も深化もしないだけでなく、その子孫、すなわち他の理論との交雑種は、例えばロバとウマの交雑種と同様、不妊であることが判明している。実際、特殊相対性理論と量子力学の交雑種——場の量子論——が無限に大きい無意味な表式から自由になることができず、一部の物理学者たちに「数学のレース編み」を連想させているのは偶然ではない。もう一つのキメラ理論——量子力学——も発展せず、深化せず、「子孫」を与えない。量子力学の公理体系は、その体系を丸ごとそっくり変更するか、それとも何も変更しないかのいずれかしかないように構築されている。

特殊相対性理論と量子力学——これらは異常な目的指向性を持った2つの吸血鬼構想である。それらが現われ、支配する所においては、それらに対して有効に抵抗する能力を持たない異論や生命力を持った新理論の萌芽のあらゆる出現を圧殺する心理的傾向と組織体制が現われる。物理学における形式的法則の意義を否定することはでき

ない。ニュートンは万有引力の法則を、その本質を説明することなく定式化した。マクスウェルは電磁気に関する形式的法則を、生じている現象のメカニズムを解明することなく導き出した。量子力学はミクロレベルの広範な現象を、それらの現象に潜む含意に言及することなく、形式的には正確に記述している。しかし、形式的理論とキメラ理論は、観測されている物理現象の因果論的、合理的な説明への希求を圧殺することはできなかった。理論物理学の発展の道筋全体をもう一度進みなおし、現象の形式的記述と因果論的説明の間の失われた均衡を回復するためには、マクスウェル以前の時代に、「過去に戻る」必要がある。

主な物理現象の因果論的、合理的な説明のために連続媒質の力学の道具立てを利用することは何世紀にもわたる歴史を持っており、最も偉大な科学者たち (J.マクスウェル, M.ファラデー, J.J.トムソン, さらに N.P.カステリン [Nikolai Petrovich Kasterin], コーシー [Augustin Louis Cauchy], ストークス, マカロック [MacCulloch?] その他多数) の名前と結びついている。自然現象の力学的解釈の必要性は、それ以前から大部分の主導的科学家たちによって認められていた。

ニュートン:「それ以外の自然現象も力学の原理から導き出すことが望ましい」。

ホイヘンス:「少なくとも真の哲学においては、あらゆる自然現象の源は力学的因果関係の中で検討されている。私の意見によれば、そうする必要がある。さもないと、物理学においていつか何かを理解するというあらゆる望みを断念しなければならなくなる」。

ヘルムホルツ:「自然界における何らかの過程を理解するとは、その過程を力学の言葉に翻訳することを意味している」。

W.トムソン:「我々はしかるべき力学モデルを構築することが可能であるか否かを確定するという、この物理学の問題を我々は理解しているのであろうか? (略) 電磁理論は一步後退である、すなわちフレネルとその後継者たちの時代より前における科学の状態への後戻りであると私には思われる」。

連続媒質の力学の方程式は現象のスケールを決定する普遍的世界定数を含んでおらず、それゆえ、微小粒子から銀河に至るまでの任意のレベルにおける過程の説明と記述に対する制限を含んでいない。その際には、連続媒質の運動に関する最も柔軟な理論として、液体と気体の力学の方程式を利用することがより望ましい。本研究においては、まさにその流体力学的見地に立った首尾一貫した検討が行われる。

第1章 世界媒質

1.1. マクスウェル方程式の解釈

マクスウェルによって電気力学方程式が発見された時から既に 100 年が経過した。しかし、それらの方程式はきわめて幅広く適用されているにもかかわらず、マクスウェルの理論の根本的概念は変更されずに残っている。すなわち、この理論はより深いレベルへ発展しなかったのである。この理論の次の一連の原理的欠点が明らかになった。

- ・電荷に最小値が存在する理由、また電荷に正と負の 2 つの符号が存在する理由はまったく説明されておらず、電磁理論から導き出されない。逆に、電磁理論は任意の値の電荷 ($0 \leq e < \infty$) の存在を許容している。

- ・電子の固有エネルギー等々をめぐる、無限の表式をもたらす困難が克服されず、「カーペットの下に掃き入れられている」(ファインマンの表現による)。

- ・放射と物質の相互作用、電磁波の放出と吸収を記述する際、古典電磁理論は完全に不正確な帰結をもたらし、このことが量子力学的理解を導入する必要性を生じさせている。

- ・光速度定数が人為的なやり方で電磁理論に導入されている。電磁波の伝播速度および自然界における最大速度としての光速度定数の物理的意味、それらの 2 つの値が一致している理由、光速度が他ならぬその大きさであること理由は、この理論によって説明されていない。

- ・電磁気量の分数次元は当惑を引き起こす。すなわち、アツュコフスキー [Vladimir Akimovich Atsukovsky] [1] ^{〔訳注〕} が指摘しているように、一連の応用的課題、例えば、球形電極を持つヘルツ双極子を用いて場を励起したときの半導電性媒質中における電流密度に関する課題をマクスウェル方程式を用いて解決することはできない。また、交流電流が流れている無限大のコンデンサー中における磁場の決定に関する課題を解決しようとする、マクスウェル方程式によって説明することのできないパラドシカルな状況——電場強度は経時的に変化するが、磁場は存在しない——が生まれる。

ニコラエフ [Gennady Vasilyevich Nikolaev] [2] は、単独の運動電荷の磁場に関するマクスウェル方程式の解は、転移電流あるいは変位電流を通るように方程式を書いた場合の解と等価ではないことを指摘している。運動電荷の近傍には縦方向または軸方向の磁場が存在することが示されている。このことは荷電粒子の相互作用に関する法則を精緻化し、力学の第 3 法則に対する背反を解消することを可能とする。

一連の欠点のリストから、電気力学方程式は再構築、精緻化および解釈を必要としていることが分かる。

電磁理論は修正あるいは補足されることができたはずである。しかし、特殊相対性理論は電磁理論の欠点をさらに悪化させた。このことにより、物理学の発展の「大道」から遠ざかっていく方向へのさらなる一步が踏み出されてしまったことは疑いない。

上述した諸点を考慮すると、流体力学の方程式と電気力学の方程式の間の一致を見出すことが求められる。

設定されたこの課題の具体的な解決は、主に J.J. トムソンによって行われたことが文

〔訳注〕 V.A. アツュコフスキーの相対性理論批判とエーテル動力学に関する一連の著作がサイト「物理の旅の道すがら」 <http://naturalscience.world.coocan.jp> に掲載されている。

献 [3] に述べられている。そこには、マクスウェル方程式のうち 2 つはベクトル線の保存の条件に関する式であり、他の 2 つはベクトル線の流れとベクトル線の湧き出し（それが存在する場合）の間の関係の条件に関する式であることが示されている。J.J. トムソンの理論およびその応用（速度の変化に伴う質量の変化、磁場中の電荷に作用する力に関する表式の導出、放射エネルギーの強度に関するラーモアの公式の導出）については、[3] においてより詳しく述べられている。

エネルギー論の観点から判断すると、何よりもまず、次の 2 つのバリエーションについて検討するべきである。第 I のバリエーション： E^2 は媒質の並進運動エネルギーに対応しており、 H^2 は媒質の回転運動エネルギーに対応している；第 II のバリエーション：それとは逆の対応（ここで E は電場強度； H は磁場強度）。

この 2 つのバリエーションについて検討しよう。

I. この場合は $\vec{E} \sim \partial \vec{v} / \partial t$ または $\vec{E} \sim \vec{v}$, $\vec{H} \sim \text{rot } \vec{v}$ である（ここで $\vec{v}$ は媒質の並進速度）。

換言すれば、電磁場のベクトルポテンシャルは媒質の速度に対応しており ($\vec{A} = -\sqrt{4\pi\rho^{1/2}}\Lambda\vec{v}$ 。ここで Λ は長さの次元を持つある量)、スカラーポテンシャル φ は媒質の速度ポテンシャル φ_s ($\varphi = -\sqrt{4\pi\rho^{1/2}}\varphi_s$) に対応している。ここで検討されているバリエーションの場合、素電荷とは、粒子が脈動または振動する性質である。このことは既に以前から再三提唱されている（スタニョコヴィッチ [Kirill Petrovich Stanyukovich] その他）。

その場合、ローレンツ力は基本的に慣性力およびジュコーフスキー力^[訳注]に帰着することになる。ただし、物体の体積およびその付加質量は動力的起源を持っているという違いがある（下記参照）。

II. $E \sim \text{rot } \vec{v}$ とする。電磁場の力線とは媒質の渦線であるという仮説が再三提唱されている (M.ファラデー, J.J. トムソン, N.カステリンその他)。この場合における電荷は、電荷の表面上にくっついている渦糸の始点（または終点）である。そのとき、電荷は、安定性の条件により、その渦線を電磁場の力線に沿った方向に向ける。ここで注目すべき点は、電荷が 180° 方向転換したとき、電荷の自分自身の力線の回転方向は変化せず、電荷と外部場の相互作用は元のまま残るということである。あり得る回転方向は 2 つしかないので、電荷の符号は 2 つしか存在しない。運動物体によって生み出されて進んで行く「テイラー柱」、すなわち回転する媒質の柱が、電荷上で終わる電場力線の物理モデルとなる可能性がある。

1.1.1. 新たな帰結と実験

流体力学方程式はマクスウェル方程式の解釈を目的として再三利用されてきた。しかし、説得力のある結果は得られなかった。流体力学的アプローチの有効性は、それによって既知の現象が解釈されるだけでなく、さらに、電気力学方程式からは導き出されず、しかし流体力学的立場からは説明可能な新たな電気力学的現象が予言され、検出された場合にのみ立証されることができる。以下においてはそのような現象が検討される。

その複合的実験作業の設定の基礎をなしているのは、流体力学には層流、遷移流お

[訳注] 「ジュコーフスキー力」は「ジュコーフスキーの定理」において規定されている流体中の物体に発生する揚力。

よび乱流の3つの基本的な流れモードが存在し、それらはレイノルズ数 $Re = vL/\mu$ (ここで v, L は現象の特性速度とスケール; μ は媒質の動粘性率) の変化に伴って相互に入れ代わるという事実である。

1つの現象, すなわちテイラー効果 [4] (回転する2つの同軸円筒の間における液体の運動 (クエット運動)) のみを検討しよう。

2つの円筒が同一方向に回転している場合, または外側円筒が静止し, 内側円筒が回転している場合には, 20~30個の渦環からなる系が形成され, それらの渦環は右回りのものと左回りのものが交互に配置され, 内側円筒につなが合わされた状態で2つの円筒間の空間全体を満たしていることが判明する。

2つの円筒が相異なる方向に回転している場合には, 2列の渦環が形成され, それらの渦環は右回りのものと左回りのものが交互に配置されており, そのとき, より大きな強度を持つ渦は内側円筒に接し, より小さい強度を持つ渦は外側円筒に接している。

我々が研究したレイノルズ数の範囲は $10^2 \sim 10^3$ であるが, その範囲はもっと広くすることが可能である。レイノルズ数は $Re = vh/\mu$ である。ここで v は外側円筒の周速度; h は2つの円筒間の隙間の大きさである。

円筒間の流れは, Re の数値がより小さいときは層流となり, Re の数値がより小さいときは乱流となり, その際, 目立った周期性は認められない。

正確に再現することが可能で, しかもモードの交代によって明確に区別されるこれらの流れ, すなわちテイラー効果を利用することにより, 電磁場の本性に関する一連の仮説を検証することを可能とするいくつかの実験を提案することができる。

もし場の磁気エネルギーに対して媒質の回転エネルギーが対応しているとすれば, すなわち $\vec{H} \sim \text{rot } \vec{v}$ であるとすれば, テイラー効果の磁気類似物を探求するためには, 2つの同軸ソレノイドの内部における磁場に関する研究を行う必要がある。磁場の不安定領域の検出が, 2つのソレノイドに沿った電磁放射の形で実現されるはずである。

もし場の磁気エネルギーに対して媒質の並進エネルギーが対応しているとすれば, すなわち $\vec{E} \sim \vec{v}$ であるとすれば, 相異なる力を持つ同方向または反対方向の電流が円筒軸に対して平行に流れている, 2つの同軸円筒の内部における磁場が研究されなければならない。この場合もやはり磁場の不安定領域の検出が, 軸方向における電磁放射の形で実現されるはずである。

もし場の電気エネルギーに対して媒質の回転エネルギーが対応しているとすれば, すなわち $\vec{E} \sim \text{rot } \vec{v}$ であるとすれば (換言すれば, 電磁場の力線とは媒質の渦線であるとすれば, ——これはファラデー, トムソン, カステリンその他によって再三述べられていたことである), テイラーの電磁効果を探求するためには, 2つのコンデンサーを含んでいる系が検討されなければならない。不安定領域の出現が, 電磁放射の形で実現されるはずである。

不安定領域の場合のレイノルズ数は, 次元についての検討にもとづき, 次のようにして決定される。

$$Re = \frac{EL}{\rho^{1/2}\mu} \sim 10^2, \quad Re = \frac{HL}{\rho^{1/2}\mu} \sim 10^2 \quad (1.1)$$

$\mu \sim \Lambda c$ のときは $\rho^{1/2}\mu \sim \sqrt{\hbar c}/\Lambda$ となる。 $\Lambda \sim 10^{-16} \text{ cm}$, $L \sim 1 \text{ cm}$ のときは $E \sim 10^{12} \text{ V/cm}$,

$H \sim 10^{10}$ Oeとなる。テイラー効果の電磁気類似物の検出は、基本的長さの値の精緻化を可能にする。

ここに提案されている複合的実験的研究は唯一のものではない。例えば、T.A.レベデフ [Timofey Alekseevich Lebedev] (未発表) は次のような実験を設定することを提案している。

媒質流の運動方向と反対方向の光伝播速度と、それと同一方向の光伝播速度の間の差を決定するためには、その中で十分強力な磁場が発生しているソレノイドを通して光を通過させる必要がある。磁場と等価である媒質速度が光速度と同等である場合には、スクリーンの照度が、照度が消失するに至るまで変化することが予想される。この実験では、ソレノイド中における光速度の大きさを測定する必要がある。

フィゾーの実験と類似した実験も設定することができる。すなわち、2 つに分割された光ビームの一方をソレノイド中において磁場と同一方向に通過させ、他方の光ビームを別のソレノイド中において磁場と反対方向に通過させ、干渉計を用いて干渉縞のシフト量を記録する実験である。

さらに、水銀中において電流の力のベクトルの方向に沿って金属物体が運動するときの縦方向磁場の測定に関するグラノ [Grano] 効果とニコラエフの実験について詳細に検討すること、また、磁場の運動量を決定し、テイラー効果のあり得る記録を行うために、磁場中に置かれたコンデンサー中における誘電体の回転に関する研究を行う必要がある。

1.2. 素電荷

物理学の主要概念の一つである素電荷の概念に関する研究状況を評価するため、その一連の定義について検討しよう。

マクスウェル：「電荷とは場の結節点である」。

ローレンツ：「電気とは特殊な実体 [substance] である。電場中には、帯電物体に作用する力を発生させる特殊な状態が存在する。我々は、その状態の本性について、これより確定的な何らかの判断を述べないことにしよう」。

ディラック：「もしかしたら、電子とは何か？という問いを発したいと思っている人がいるかもしれない。その問いに答えようとして、我々が、それは少量の電気を担っている粒子であると言ったとしよう。そのような答えは、電気とは何か？という新たな問いをただちに生じさせる。その問いに対して与えることのできる唯一の答えは、電気とは、電子によって担われているところのものであるということに帰着する」。

アインシュタイン：「我々は電気が素粒子からなっていることを知っているが、それを理論的に認識することはできない」。

エディントン：「電磁場中に置かれた荷電粒子はなぜ運動するのか？説明は明瞭だ、つまり、電気力が存在し、言わば荷電粒子を待ち受けており、その力の本性がちょうど物体を運動させるようなものだからだと、我々は答えることができるかもしれない。しかし、実は、この答えは言葉の遊びだ」。

ランダウ：「電磁場との相互作用という面における荷電粒子の性質は、たった一つのパラメーター、すなわち荷電粒子の電荷 e によって決定され、その電荷は正と負の両方の値（またはゼロ）になることができるということが判明する」。

レヴィッチ [Veniamin Grigorievich Levich]：「このタイプの粒子の電荷は、その粒子の基礎的・一次的な特性の一つである」。

タム [Igor Yevgenyevich Tamm]：「あらゆる物体の原子は荷電粒子によって構築されてい

る」。

パホモフ [Boris Yakovlevich Pakhomov] [5]:「素電荷は微小粒子の整数の大域的特性である。(略) 電荷の部分について語ることは意味を持たない」。

ミリカン:「電気とは何か? という基礎的な、しばしば寄せられる質問に対する実験家の答えをお聞きくださるよう、皆様にお願いします。その答えは素朴な答えではありますが、しかし単純で明確です。実験家は、何よりもまず、電気の究極的本質について自分は何も知らないと断言します」。

ワイスコフ [Victor Frederick Weisskopf] [6]:「残念ながら、チャージのこの量子 (電荷) の発見から 100 年経った今日に至るまで、その起源はいまだに自然の主な謎であり続けていると我々は認めざるを得ない」。

オクン [またはオクニ。Lev Borisovich Okun]:「(略) スピンや電荷といった基礎概念の内的本質はいまだに解明されていない」。

このように、電荷の本性の理解は存在しないことがあからさまに認められているか (アインシュタイン, エディントン, オクン, ミリカン, ワイスコフ), 電荷の概念は定義されないか (タム, また電気に関する教科書の大部分), 電荷の概念は電磁場の概念を通じて定義され, 循環論法に陥っているか (マクスウェル, ランダウ, ディラック), あるいはただ単に, 電荷とは物体の特殊な一次的性質であると指摘されているにすぎない。

素電荷の概念は微小粒子の識別のために実際に利用されている。しかし, その内的本質, 起源, 諸部分への分割可能性は解明されておらず, 現在では事実上議論されていない。

1.2.1. 流体力学におけるチャージの概念

何らかの媒質 (液体または気体) の中に置かれているある物体と別の物体との相互作用は, ただ単に, 2 番目の物体が, それが媒質中に置かれる以前に存在していた媒質中における速度と圧力の分布を変化させるという事態によって「ひとりでに」生じる。その変化が 1 番目の物体に到達し, その結果, その物体の周りの媒質の流れの条件が変化し, 速度と圧力の分布が再び全体として変化する。流れの何らかの全体的描像が確立するまでの間, その分布が 2 番目の物体の運動等々に対して影響を及ぼす。各物体に対する媒質の作用力を総計すれば, それらの物体間における相互作用力の発生を確かめることができる。例えば, 媒質中で脈動する 2 つの球の間においては, かつて引力モデルの構築のための基礎としての役割を果たしていたビヤークネス [Vilhelm Friman Koren Bjerknes] の相互作用力が発生する, また, 2 つの運動物体の場合にはケーニヒ [Johann Samuel König] の力が発生する, 等々。

媒質の特性 (例えば密度) を, 2 つの物体の相互作用力に関する表式の中の粒子を特徴づける何らかのパラメーターの中に「押し込める」と, 媒質の存在を忘れて, 相互作用力のみを操作することができるようになる。しかし, 「あらゆる理想化は自らに復讐する」ことが知られている。媒質に関する検討を除外して, 「チャージ」の本質を理解することはできない。

設定された目的に従い, 流体力学におけるチャージに関する一般化された概念を見出す必要がある。そのような可能性は存在する。

湧き出しと吸い込みの系または閉じた渦糸の系が運動する場合には, 何が生じるか? ある条件下においては閉じた表面が生じることが判明する。その表面の特性寸法は幾何学的要因ではなく, 動力学的要因, すなわち湧き出しの強度および湧き出しまたは流れの運動速度 v_∞ によって決定される。換言すると, 湧き出しと吸い込みの系

または渦系の動力的次元が出現する。

湧き出しと吸い込みの系のポテンシャルと一様流のポテンシャルを足し合わせると、電流の関数に関する条件 $\psi = 0$ より、閉じた表面（それが存在する場合）が見出される。その表面は、仮に固体壁に置き換えることができる。

このようにして形成された物体はランキンの卵形と呼ばれる。そのような物体のいくつかの例 [7] について検討しよう。

強度 P の双極子の周りの流れの描像は、半径 $R = \sqrt[3]{P/2\pi v_\infty}$ （ここで v_∞ は媒質の流速）の球の周りの流れの描像と等価である。量 R は双極子の純粋に動力的な特性である。

渦環の軸に沿った方向の一様な並進流の中にある渦環は、平面上の断面内においては2つの渦となっている。それらの渦の強度は大きさが等しく、符号が逆になっている。その渦対の周りの流れの描像を見出す必要がある。

周知のように、この場合の複素速度ポテンシャルは次の形で書かれる。

$$w = v_\infty z - \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln(z - ia) + \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln(z + ia) \equiv \varphi + i\psi \quad (1.2)$$

ここで Γ は渦の循環； $\pm ia$ は2つの渦の座標である。

(1.2)において虚部を分離すると、それによって電流の関数 ψ が見出される。 $\psi = 0$ とおくと、渦管の周りの流れの表面の、縦断面における形状が見出される。

$$\psi = v_\infty y + \frac{\Gamma}{2\pi} \ln \sqrt{\frac{(x^2 + y^2 - a^2)^2 + 2a^2}{x^2 + (y + a)^2}} = 0 \quad (1.3)$$

(1.3)において $x = 0$ とおくと、方程式

$$v_\infty y + \frac{\Gamma}{2\pi} \ln \frac{y - a}{y + a} = 0 \quad (1.4)$$

より、この物体の横断面の半径が見出される。

超越方程式(1.4)は正確に解くことができない。近似的に、渦環の周りの流れの横断面の半径に関して次式が見出された。

$$R = \frac{0.6\Gamma}{v_\infty} + a \quad (1.5)$$

湧き出しと吸込みまたは渦線を様々に組み合わせることにより、渦環の周りの流れの多様な表面を得ることができる。

上に挙げた例から分かるように、物体の動的寸法、有効寸法あるいは断面は、湧き出しの強度と配置（移動境界）によって、また物体の運動速度（または物体の周りの流れの速度）によって決定される。

物体の移動境界は、物体の周りを通れるときに形成される2次流の構造を変化させ、境界の運動の性格と物体の幾何学的特性に応じて、抵抗力、引力およびゼロの抵抗力を得ることが可能である [8]。

移動境界を持つ物体は一連の意外な性質を持っている。例えば、双極子の場合、付加質量は

$$m = \frac{2\pi\rho R^3}{3} = \frac{\rho P}{3v_\infty}$$

であるが、運動エネルギー

$$T = \frac{mv_{\infty}^2}{2} = \rho \frac{Pv_{\infty}}{6}$$

は並進運動速度に対して線形に依存している。

双極子が媒質中を無秩序に運動している場合には、その付加運動エネルギーの平均値はゼロになる。

$$\bar{T} = \frac{\overline{mv_{\infty}^2}}{2} = \rho \frac{P\overline{v_{\infty}}}{6} = 0$$

ただし、移動境界を持つ物体の非定常流中における運動はまだ研究されておらず、それゆえ、得られた表式は精緻化を必要としていることに注意すべきである。

1.2.2. 移動境界を持つ物体の性質としてのチャージ

以上に挙げた例から、移動境界を持つ物体は媒質中を運動するときに固有の動的体積を持ち、その体積は物体の幾何学的体積を著しく超える可能性があることが分かる。そのような場合には、物体の（動力的起源の）付加質量は物体の固有質量を著しく超える可能性がある。

移動境界を持つ物体の媒質中における運動はどのような方程式によって書かれるか？ 厳密に言えば、物体の表面およびその他の表面上における一定の境界条件を与え、次に物体の動的境界がどのように移動するかを検討した上で、ナビエ-ストークス方程式を利用すべきである。換言すれば、場の方程式（この場合は流体力学方程式）から物体の方程式を導き出すのである。しかし、この方法は数学的な面できわめて複雑であることが判明する。それより単純なのは、現象をある程度まで大雑把に捉える方法である。すなわち、湧き出しの強度あるいは循環、ならびに湧き出しと吸い込み（単極子、双極子、四極子、等々）、および当該体積の内部に存在する閉じた渦線によって決定される動的体積といった積分特性によって物体の移動境界を特徴づけることにより、媒質中における物体の運動を検討するという方法である。その場合、物体の性質、すなわち移動境界を持っているという性質が物体のチャージと名づけられるべきである。しかし、初期時点に与えられた物体表面の境界条件の下でナビエ-ストークス方程式の正確な解を得るのと同様、電磁場方程式からチャージの運動方程式を得るという課題もやはり困難である。

物体または媒質流の速度が経時的に（例えば周期的に）変化する場合には、それに対応して物体の有効体積も変化する。その場合、電荷の場合の次元を考慮することにより、次式が得られる。

$$e = \text{const } \rho^{1/2} \dot{V} \quad (1.6)$$

ここで有効体積の記号の上の点は、時間についての微分を意味している。定数constの大きさはconst $\simeq 1$ である。

周知のように、脈動する物体同士の間には、それらの間の距離の2乗に逆比例する相互作用力（ビヤークネス力）が発生する。

条件(1.6)は唯一あり得るものではない。電荷に2つの符号があることを考慮すると、電荷はチャージを形成している諸要素の循環と関係を持っている公算がより大きい。

次元を考慮することにより、次式が得られる。

$$e = \text{const } \rho^{1/2} \Gamma L \quad (1.7)$$

ここで Γ はチャージを形成している諸要素に関する素循環（循環の2つの符号）； L は

ある長さ（おそらく、チャージの要素の特性長さ）である。その循環の量子化条件

$$\oint v dl = \Gamma n \quad (1.8)$$

（ここで n は整数）は電荷の量子化規則と一致している。

条件(1.6)または(1.7)は、もし粒子の動的寸法が固定されていれば、電気素量の値に上限が存在している理由、またはもし粒子のチャージが固定されていれば、粒子の寸法に下限が存在している理由を理解することを可能にする。

実際、不連続面を導入しない限り、圧縮性媒質中において、湧き出しまたは渦は次のある寸法より小さい寸法を持つことができない。

$$r_{\min}^2 \geq \dot{V}/4\pi v_{\text{cr}} \quad (1.9)$$

$$r_{\min} \geq \Gamma/2\pi v_{\text{cr}} \quad (1.10)$$

ここで $r_{\min}$ は物体の寸法の最小可能値； v_{cr} は媒質の臨界速度である。

近似的に v_{cr} を c （ c は光速）に置き換えると、次式が見出される。

$$r_{\min}^2 \geq |e|/\rho^{1/2}c \quad (1.11)$$

条件(1.11)からは、点電荷は（そもそも、もしそのような粒子が存在するとすれば）中性でしかあり得ないということも導き出される。

媒質の並進運動は媒質の回転運動（渦巻、漏斗状渦）を誘起し、回転運動は回転軸に沿った並進運動を誘起する可能性があることに注目する必要がある。いずれにせよ、らせん運動が発生する。

らせん運動に対しては、渦なし運動に対するのと同様に、ベルヌーイ方程式が当てはまる。それゆえ、不変量 $c^2 - v^2 = \text{const}$, $c^2 = dp/d\rho$ が存在する。この不変量を特殊相対性理論におけるインターバルの不変量と対比することは難しくない。このことにより、ヴォフチェンコ [9] は、ある特異な予想の下で電気力学方程式と流体力学方程式のアナロジーを見出すことができた。

らせん運動を考慮することは、電場と磁場を媒質の同一の運動の2つの顔として見ることが可能にし、電荷の2つの定義（振動を通じた定義と回転を通じた定義）を等価にするとともに、おそらく、テイラー効果の電気力学的類似物の変数の数を縮小するものと思われる。

概して言えば、電磁現象に関する研究は完成には程遠い状態にあると指摘せざるを得ない。自然、電場と磁場および素電荷の本性に関する我々の理解を深化させるような実験を行う必要がある。これまでに述べたことから分かるように、流体力学的モデルの利用は、そのような実験構想の立案を可能にする。

国際単位系（SI）には、基本力学単位 M, L, T の他に、電流の力という独立した単位が導入されており、その結果、2つの次元定数、すなわち真空の誘電率と透磁率（ ϵ_0, μ_0 ）が電気力学方程式において利用されるようになった。真空あるいはエーテルに関する理解が再び深い意味を帯びつつある現在、 ϵ_0 と μ_0 という量を電気に関する学説における異質な概念とみなすことはできない。しかし、電流の力という単位の定義が持つ恣意的な性格を考慮すると、 ϵ_0 と μ_0 の数値もまた恣意的なもののように思われる（関係式 $\epsilon_0\mu_0 = c^{-2}$ を除く）。他方、ガウス単位系は物理量の分数次元をもたらししている。このことの意味を理解し、これを最良の解決法と認めることは難しい。

このこととの関係から、国際単位系とガウス単位系の欠点を取り除かれている単位系を導入することが適切である。設定されたこの目標は、ガウス単位系におけるのと同様に3つの基本力学単位 M, L, T と、さらに国際単位系におけるのと同様に真空の誘

電率のタイプの、ただし密度とは逆の L^3/M という次元定数1つを導入することによって達成される。この単位系においては、電気量と磁気量は明確な物理的意味を獲得する。

国際単位系におけるのと同様にクーロンの法則を書くと、 $[q] = L^3/T^{-1}$ という電荷の次元が得られる。このことから、チャージは、チャージの担体の変化の速度、おそらく周期的変化によって決定されるという結論が導き出される。関係式 $\vec{F} = q\vec{E}$ によって定義される電場強度は次元 $[E] = ML^{-2}T^{-1}$ を持っている。すなわち、電場強度とはエーテルの運動の運動量 $(\rho\vec{v})$ なのである。

ϵ_0 という量は、その定義によれば真空またはエーテルの特性であり、それゆえ、その次元によれば、エーテルの密度の逆の量以外の何ものでもあり得ない。

量 ϵ_0 は実験から見出されなければならない。その数値を大きさのオーダーにもとづいて評価しよう。2つの同符号の電荷の相互作用に関するクーロンの法則をガウス単位系および提案されている単位系で書き、それらの力を等式で表すと $q' = \sqrt{\epsilon_0}q$ となる。

q' と q の大きさを互いに独立した方法で評価すると、 ϵ_0 の大きさを見出すことができる。ガウス単位系において、 q は素電荷と等しいとしよう。提案されている単位系において、 $q' \sim \dot{V} \sim V\omega$ としよう。ここで V と ω は電子の場合における体積の特性値と周期的変化の周波数の特性値である。すなわち、 $V \sim 10^{-39} \text{ cm}^3$ 、 $\omega \sim 10^{24} \text{ s}^{-1}$ である。すると $\sqrt{\epsilon_0} = 10^{-6} \text{ cm}^{3/2} \text{ g}^{-1/2}$ となり、エーテルの密度 $\rho = \epsilon_0^{-1} \sim 10^{12} \text{ g/cm}^3$ が見出される。

関係式 $\epsilon_0\mu_0 = c^{-2}$ から μ_0 の次元と数値が見出され、次に2つの電流の相互作用の定義から磁場強度の次元 $[H] = L^2T^{-2}$ が見出される。しかし、磁場強度とエーテル速度の2乗を対比することは不首尾に終わるであろうということが直観的に見えてくる。それゆえ、磁気現象の単位系と記述形式をさらに改善する必要がある。

1.3. 亜光速過程と特殊相対性理論

ローレンツ変換に立脚している特殊相対性理論とローレンツ理論の数学的基礎は同一であることが知られているが、何人かの科学者(M.ラウエ, L.ヤーノシ[Lajos Jánossy]その他)の意見によれば、これらの理論のうちの一方を良しとして選ぶことは、一般的な哲学的判断あるいは美的判断にもとづかなければ行うことができない。

現在では、そのような結論には根拠がないと認めるべきである。なぜなら、[特殊相対性理論においては]理論の検討の際に一連の物理現象が完全に見落とされているのに対し、ローレンツ理論の適用を選ぶべきことを裏づける動かしがたい論拠が存在することを示すことができるからである[10]。

1.3.1. 真空中の光速度の大きさ

特殊相対性理論においては真空中の光速度不変の原理が公準として採用されているが、それは既知の実験データと矛盾している。

真空中の光速度はいかなる要因にも依存しない普遍定数ではなく、電磁波の周波数の増加に伴って単調に減少していることが判明している[11]。

これに関する実験データを表1.1に示す。

表 1.1. 振動周波数に対する光速度の依存性

電磁波の周波数, 1/s	10^{10} (電波)	10^{15} (可視光線)	10^{19} (γ 線)	10^{22} $E_\gamma = 170 \text{ MeV}$
光速度, km/s	299792 ± 3	299773 ± 1	298300	297400

表 1.1 から分かるように、もし真空中の光速度の分散が存在するとすれば、何らかの媒質としての電磁的真空の性質を特徴づける限界周波数と何らかの最小長さ Λ が存在するはずである。

10 GeV のエネルギーを持つ γ 量子の場合には、 $c = 2.977 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}$ という値が挙げられている [12]。この値は一般に採用されている $c = 2.9973 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}$ という値とは異なっており、 $\Lambda = 10^{-17} \text{ cm}$ という値と合致している。

1.3.2. 関係式 $E = mc^2$

微小粒子同士の相互作用、そしてそれらの内部構造の変化は、それらの微小粒子の有効動的体積のそれに対応する変化をもたらす。そのとき、周囲媒質の圧力に対抗するエネルギーあるいは仕事 $\Delta E = p\Delta V$ が消費（放出）される。ここで ΔE はエネルギー消費量； p は周囲媒質の圧力； ΔV は動的体積の変化である。

粒子の付加質量（世界媒質の慣性力の反作用） m_1 が粒子の固有質量 m_0 と同程度、またはそれを超えている場合、すなわち $m = m_0 + m_1 \sim m_1$ の場合には、世界媒質は、その中に浸っている粒子の運動の性格に対して著しい影響を及ぼす可能性があることが既に指摘されている。付加質量は、物体の少数の種類（球、楕円体、円柱、円板およびトーラス）についてしか計算されておらず、次式によって近似的に決定されている。

$$m_1 = \rho \frac{V}{2} \quad (1.12)$$

ここで V は粒子の有効体積； ρ は世界媒質の密度である。

圧力の大きさは媒質の状態方程式から決定されるが、現在、その方程式は知られていない。気体運動論に従い、 $p \approx \rho \overline{v^2}$ と仮定しよう。ここで $\overline{v^2}$ は媒質の要素の運動速度の 2 乗平均である。この先 [第 1.4.3 節] で述べることから導き出されるように、 $\overline{v^2}$ は媒質の無秩序な乱流運動の強度の尺度である。すると、エネルギーの変化は

$$\Delta E \approx \rho \overline{v^2} \Delta V \approx \overline{v^2} \Delta m$$

となる。

ローレンツは、乱流渦運動の状態にある媒質はある種の「準固定的」性質を持っており、特に、そのような媒質中においては、横波は速度 $c = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{\overline{v^2}}$ で伝播する可能性があることを示した。

ローレンツに従って光速度を $c \sim \sqrt{\overline{v^2}}$ とおけば、 $\Delta E \approx \overline{v^2} \Delta m \approx \Delta mc^2$ が見出される。この関係式は 1 の位の数値因子までの精度で特殊相対性理論の基本関係式と等価である。

それだけでなく、光速度を世界媒質の乱流運動の強度の尺度として解釈する物理的解釈が提唱されている。

1.3.3. 圧縮性媒質中の渦環

媒質の圧縮率を考慮に入れた渦環の運動速度，エネルギーおよび運動量に関する表式が [13] に示されている。

そこで得られている結果と特殊相対性理論の結論を比較のため表 1.2 に示す。

表 1.2. 特殊相対性理論との対比における渦環のパラメーター

量の名称	非圧縮性媒質	圧縮性媒質	特殊相対性理論
速度	$v_0 = \frac{\Gamma}{4\pi R} \left(\eta - \frac{1}{4} \right)$	$v = \frac{v_0}{\sqrt{1 + \frac{v_0^2}{c^2}}} \leq c$	$v \leq c$
エネルギー	$E_0 = \frac{1}{2} \rho \Gamma^2 R \left(\eta - \frac{7}{4} \right)$	$E = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$	$E = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$
運動量	$\vec{p}_0 = \pi \rho \Gamma R^2 \cdot \frac{\vec{v}_0}{v_0}$	$\vec{p} = \vec{p}_0 + \frac{E \vec{v}}{c^2}$	$\vec{p} = \frac{E \vec{v}}{c^2}$

記号： Γ は渦環を形成している渦糸の速度の循環； R は渦環の半径； $\eta = \ln(8R/a)$ ； a は渦糸の半径；その他の記号の意味は既に表示した。

表 1.2 から分かるように，特殊相対性理論の結論と圧縮性流体中における渦環の運動特性の間には，ほぼ完全な相等性が存在する。渦環（または複数の渦環の総体）が，有限次元の渦運動の数少ない安定的形態のうちのひとつ（もし唯一の安定的形態ではないとすれば）であることを考慮すると，この結論の意義はさらに高まる。

1.3.4. 粒子の運動に対するその付加質量の依存性

流体力学にはこの依存性に関する厳密な表式は存在しない。それゆえ，ここではこの効果の概略的な評価のみが提示される。

圧縮性流体中における球の類似物は楕円体である。楕円体の横断面積は運動速度が増大するにつれて限りなく増大し，付加質量も限りなく増大する。付加質量の増大を特殊相対性理論の結果と対比しよう。

回転楕円体の周りの非圧縮性媒質の流れに関する課題は数値的に解かれている [7]。 x 軸に沿って運動するときの付加質量は次のように表される。

$$m_1 = \frac{4\pi}{3} \rho a b^2 \mu_x$$

ここで a, b は楕円体の縦方向と横方向の半軸の寸法である。

$a = b$ のときは，球の場合と同様に $\mu_x = \frac{1}{2}$ ， $m_1 = \rho V/2$ となる。[7] による μ_x の計算結果と特殊相対性理論の結果の対比を表 1.3 に示す。

表 1.3 から分かるように，比較されている 2 つの量の間の違いは 20%を超えておらず，それらの一致は，検討されているマッハ数 $M = v/c$ の区間全体において，それと同様の精度で妥当している。すなわち， $\mu_x \simeq 1/2\sqrt{1 - M^2}$ である。

表 1.3. 楕円体の周りの流れと特殊相対性理論の結果

$M = v/c$	$1/\sqrt{1-M^2}$	$2\mu_x$
0	1	1
0.6	1.25	1.34
0.7	1.41	1.50
0.84	1.82	2
0.95	3.33	4
0.98	5.0	6.2
0.995	10.0	12

座標変換に従って $b = a/\sqrt{1-M^2}$ となることを考慮すると、次式が見出される。

$$m_1 = \frac{2\pi\rho a^3}{3} \cdot \frac{1}{\sqrt{(1-M^2)^3}} = \frac{m}{\sqrt{(1-M^2)^3}}$$

しかし、これと正確に同じ関係式が特殊相対性理論に存在している。

もし粒子の運動量が $\vec{p} = m\vec{v}/\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ であるとすれば、粒子の運動速度に沿った方向の力が作用するときには次式が得られる。

$$\vec{F} = \frac{m}{\sqrt{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^3}} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt}$$

しかし、臨界値 M_{cr} (球の場合は $M_{cr} \simeq 0.7$) を超えるマッハ数のとき、物体の表面上における衝撃波の形成の開始との関係で質量増大法則が変化しなければならないことは明白である。微小粒子の速度に対するその質量の依存性を実験的に研究すれば、おそらく、特殊相対性理論の予言からのその依存性の逸脱を検出し、次に M_{cr} の大きさを決定することにより、粒子の形状をある程度より正確に捉えることが可能になると思われる。[3] によれば、 $M > 0.7$ のとき、質量変化の法則は特殊相対性理論と一致しない。微小粒子速度の光速への接近に伴うその質量の増大が無限ではあり得ないことも明白である。

1.3.5. 運動する物体の有効寸法

特殊相対性理論によれば、運動する物体の寸法の変化は運動論的な見かけの効果である。それとは逆に、ローレンツとフィッツジェラルドはその変化を、静止したあるいはほとんど静止したエーテルに対して生じる現実の効果とみなしていた。

流体力学においては、物体の運動速度に依存する物体の相互作用力、例えば上記において言及したケーニヒ力が知られている。概して言えば、この力は物体の外形寸法の変化をもたらすが、しかし、おそらくこの力を利用することは問題を解決しない。それよりはるかに一般的なのは、移動境界を持つ運動物体（ランキンの卵形）の有効寸法を検討する方法である。そのような物体の概念は素電荷の本性の分析の際に既に利用されており、それゆえ、余計な仮説に頼らないようにするためには、この場合にもその概念を利用することが自然なやり方である。

ランキンの卵形の有効寸法はその並進運動の速度に依存している（その例について

は第1.2.1節参照)。このことにより、ローレンツとフィッツジェラルドの仮説の理念に沿った形で物体の現実の収縮を説明するための、原理的基礎が創出される。さらに、ケリー [Kelly] によれば [10]、ローレンツ-ラーモアによる時間の相対論的「伸び縮み」

$t = t_0/\sqrt{1-M^2}$ は、物体の等方圧縮 $R = R_0/\sqrt{1-M^2}$ および物体の横方向寸法の収縮と等価であることも指摘しよう。

1.4. 世界媒質の主要特性

エーテルあるいは物理的真空に対する見方の発展の歴史は、例えば [1] において述べられているので、ここでは検討しない。

ただし、現在では、その中に実在粒子が存在していない物理的真空は、本質的には巨視的物理学の物質*的媒質といかなる点においても異なっておらず、物質*的媒質の特殊な変種をなしていることが認められているという点のみを指摘しておこう。真空中においては、いくつかの物理量の平均値はゼロであるが、しかし、それらの物理量自体はそれらの平均値の近傍でゆらいでいる。

そのような描像は、多くの点で「流体の乱流を思わせる」[14]。

世界媒質あるいは真空の主要特性について検討しよう。

1.4.1. 密度

現在、真空の密度の一般に受け入れられている大きさは存在しない。様々な研究者によって思弁的に得られた密度値は互いに何十桁も異なっている。

ホイーラー [John Archibald Wheeler] [15] は、真空の有効密度は $\rho \sim 10^{95} \text{ g/cm}^3$ であると考えている。この密度は次の推論から決定される。特性長さは主要普遍定数、すな

わちプランク定数 $\hbar$ 、重力定数 G および光速 c から組み立てられ、表式 $L = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^2}} = 1.6 \cdot$

10^{-33} cm によって定義される。すると、エネルギーの有効密度、すなわち媒質の真密度は $\rho \sim \hbar/cL^4 \sim 10^{95} \text{ g/cm}^3$ となる。これが密度値の上限である。

媒質の密度値の下限は、宇宙の観測されている平均物質密度 $\rho \sim 10^{-30} \text{ g/cm}^3$ に近い。密度の上限値と下限値の間の差は 10^{125} 倍である。

電磁的真空（話を明確にするために電磁的とする）の場合において、何らかの具体的な特性長さ（または普遍長さ、あるいは基本長さ） Λ が存在すると仮定すると、電磁的真空のエネルギー密度を評価し、次にこの媒質の密度も評価することができる。ファインマン [16] によれば、次式が得られる。

$$\rho = E^2/c^2 = \hbar/8\pi^2 c \Lambda^4$$

$\Lambda = 5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}$ のとき、 $\rho = 10^{14} \text{ g/cm}^3$ となる。オクン [17] ($10^{13} \sim 10^{17} \text{ g/cm}^3$) とゼリドヴィッチ [Yakov Borisovich Zel'dovich] [18] ($2 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$) もそれに近いオーダーの真空密度の大きさを与えている。

ゼリドヴィッチは、真空のエネルギー密度が宇宙の物質密度の 10^{43} 倍であることは重力理論にとって説明不可能な事実であると指摘している。ホイーラーは、個別ゆらぎの間で何らかのエネルギー補償が生じており、その結果、観測されている物質密度の大きさが得られていると推測している。

$10^{14} \sim 10^{16} \text{ g/cm}^3$ という高い真空密度値は、媒質が微小粒子の運動に著しい影響を与えているという条件から得ることができる。なぜなら、その場合には全質量が $m \sim \rho V$

(ここで ρ は媒質の密度； V は動的体積)となるからである。陽子の場合、 $V \sim 10^{39} \text{ cm}^3$, $m \sim 10^{-24} \text{ g}$ とおけば、 $\rho \sim 10^{15} \text{ g/cm}^3$ を見出す。この評価は別の種類の微小粒子の場合にも著しく変わらないことは明らかである。

しかし、密度 $10^{13} \sim 10^{17} \text{ g/cm}^3$ の真空の場合には、電場強度と磁場強度の値にもとづいて評価されるその速度は、上に挙げた動力的解釈によれば、取るに足らないほど小さいものとなる。このことは、ほとんど静止したエーテルに関するローレンツの仮説を「蘇らせる」。そして、素電荷の大きさを評価する際は、そのような媒質密度値が必要となる。こうして、密度パラメーターの点で整合性のある電磁現象の描像が得られる。

1.4.2. 媒質の動粘性

ド・ブロイ波とカルマン波の同一性に関する仮説(第2章参照)を基礎として採用した場合には、媒質の動粘性の大きさに関して選択の余地は残らない。実際、カルマン過程の場合におけるレイノルズ数が与えられており、微小粒子の速度が知られており、有効寸法が近似的に決定されているのだから、 μ の大きさは十分正確に決定される。下記に示されているバリエーションの場合には、 $d = Sth/mv$ のとき、 $Re = vd/\mu = Sth/m\mu$ が見出される。電子の場合、 $Re = 10^6$ のとき、 $\mu = 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$ である。

1.4.3. 媒質の乱流運動の強度

既に述べたように、関係式 $E = mc^2$ の解釈から、光速度の2乗は世界媒質の乱流運動の強度の尺度とみなすべきである、すなわち $\overline{v^2} = c^2$ であるとみなすべきであるという結論が導き出される。

1.4.4. 渦「雑音」とシュテファン-ボルツマンの法則

オブホフ [Alexander Mikhailovich Obukhov] [19] は、単位質量の乱流媒質によって放射されるエネルギー強度 $W \sim (\overline{v^2})^4 / c^5 \Lambda$ (ここで c は例えば音速； Λ は乱流のスケール) は、気体の運動論とのアナロジーに従い、渦運動の平均運動エネルギーを「乱流の有効温度」とみなして $kT_{\text{eff}} \approx \rho \Lambda^3 \overline{v^2}$ とすれば、有名なシュテファン-ボルツマンの法則の類似物として検討することができることを発見した。すると、 $W \sim (\overline{v^2})^4 \sim T_{\text{eff}}^4$ となる。

等方性乱流運動のエネルギースペクトルは、電磁場のエネルギー密度の場合にプランクの公式に従って得られる形状に類似した釣鐘形の形状を持っている。

1.4.5. 世界媒質の主要特性

第1章の内容をまとめると、次の中間的結論を下すことができる。

世界媒質は存在しており、無秩序な渦乱流運動の状態において見出される。その運動は一様、等方的、定常的で無限である。

世界媒質の主要パラメーター：

- ・ 乱流運動の強度： $\overline{v^2} \approx c^2 \approx 10^{21} \text{ cm}^2/\text{s}^2$
- ・ 密度： $\rho \approx 10^{13} \sim 10^{17} \text{ g/cm}^3$
- ・ 動粘性率： $\mu = 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$

第2章 微小粒子の運動方程式

2.1. 統計流体力学と量子力学

微視的対象,例えば量子振動子の内部自由度を特徴づけるいくつかの力学的諸量(エネルギー,運動量,等々)の跳び跳びの非連続的变化は,再三議論の対象となっている。例えば,バザロフ [Ivan Pavlovich Bazarov] [20] は次のように主張している。「量子力学の特異性全体は,まさにそこでは物質*の自己運動があからさまな形で考慮されていることによって決定づけられている」。しかし,その考慮は正しく行われているのだろうか?

その具体例として,振動子について検討しよう。

定常振動は2つのタイプの系,すなわち保存系と自励振動系においてのみ存在することができる。

保存系は振動状態の連続体によって特徴づけられ,それらのうちのそれぞれの具体的状態の振幅は初期条件によって決定される。

それとは逆に,自励振動の振幅は離散スペクトルを形成し,初期条件には依存せず,系自体の諸性質によって広い範囲内で決定される。外力は離散的諸状態の相互配置を変化させることしかできず,それらの状態の発生または消滅の要因としての役割は果たさない。換言すれば,自励振動系は自己運動を持つ系の典型例である。微視的対象に関する検討をそれらの離散的エネルギー準位について行う際は,自励振動系をプロトタイプとして選択することが哲学のおよび物理学的観点から見て望ましい(それが真っ直ぐな道である)。微小粒子の自己運動の自励的性格に関する提案は,既に1962年に筆者によって述べられ,その後,ロジモフ [Boris Nikolaevich Rodimov] [21] ^[訳注] によって独立に定式化された。

今から60年前,量子力学の創始者たちは,それとは別の,人為的な,回り道の,キメラ的な道を進み始めた。保存系,例えば調和振動子が検討された。そして調和振動子の力学特性は,調和振動子のエネルギー状態の連続体から離散準位が分離されるように決定された演算子によって取って代わられた。観測される実験データとの一致が達成されたが,それには大きな犠牲が伴っていた。特に,微小粒子は保存系として,その周囲の媒質(真空)から切り離された形で検討され始め,それにより,微小粒子のさらなる分析のための道は断たれた。

微視的対象は保存系ではなく,自励振動系であるという仮説が正しいことが判明したと仮定しよう。すると,量子力学の数学的道具立てを何か別のものに取り替える問題が生じてくる。現在,そのような数学的道具立ては存在するのであるか? 実は,それは現に存在しているのである。

Fényes [Imre Fényes. 読み方未詳。ハンガリー人] [22] は,微小粒子の運動の量子力学はマルコフランダム過程の個別の場合であることを示した。量子力学におけるフォッカー方程式の適用可能性が示され,不確定性関係の解釈が与えられ,粒子の運動量と座標の間における交換関係の不在(置換規則と演算子法),等々が説明された。

特に,マルコフランダム過程として検討されるブラウン粒子の運動の場合について,次の形の不確定性関係がフルート [R. Fürth] によって得られた。

^[訳注] B.N.ロジモフの理論については,サイト「物理の旅の道すがら」に掲載されている V.A.アツェコフスキー『エーテル動力学的自然科学の始動 第1巻 現代理論物理学の方法論的危機』(2009年)の第5.2節「B.N.ロジモフの自励振動量子力学」を参照されたい。

$$\Delta v \Delta x \geq D \quad (2.1)$$

ここで D は粒子の拡散係数である。

Fényes は、プランク定数は次の関係式によって係数 D と結びついていることを示した。

$$\hbar = 2mD \quad (2.2)$$

Fényes の研究に近い、あるいはそれに類似したさらに多数の研究が存在している。それらの研究はナムスライ [Kh. Namsrai] ^[訳注*] の総説論文 [23] において紹介されている。ランダムプロセス理論——確率力学——と量子力学の間の緊密な結びつきを究明することができた。このことにより、量子力学の数学的道具立ての代替とするのに適した数学的道具立てが見出された。この道具立ては唯一のものではない。なぜなら、ランダム力の作用は、遷移確率に関するフォッカー方程式だけでなく、ランジュバンの方法によって研究することが可能であるからである。この方法においては、ランダム量自体に関する微分方程式が検討される。しかし、量子力学の確率論的解釈の提唱者たちは具体的な物理学的内容を提示しなかった。そして、彼らが量子力学の理解に異議を唱え得るような実験をまったく見出すことができなかったのは偶然ではない。

シュレーディンガー方程式の流体力学的解釈について検討しよう。そのような類の解釈を最初に試みたのはマーデルング [Erwin Madelung] [24] ^[訳注**] であった。波動関数を $\psi = \alpha \exp(-im\rho/\pi)$ と書くことにより、彼は次の2つの方程式を得た。

$$\frac{\partial \alpha^2}{\partial t} + \operatorname{div}(\nabla \varphi \alpha^2) = 0$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\nabla \varphi)^2 + \frac{U}{m} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 0$$

1 番目の方程式はある量 α^2 の連続性に関する標準方程式である。

2 番目の方程式はベルヌーイ方程式

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{U}{\rho} + \frac{P}{\rho} = f(t)$$

(ここで φ は流れの速度ポテンシャル) を思わせる。

マーデルングの意見によれば、 $-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha}$ という量は、連続体の内力の力の方程式とし

ての $\int \frac{dp}{\rho}$ と対比され、量 α^2 は連続体の密度とみなされる。

この解釈の欠点は、Fényes の解釈の場合と同様、本質的に、連続体を媒質とみなした場合における連続体の諸性質、内力の本性、等々の決定において具体性が欠如していることである。

Fényes とマーデルングの研究に含まれるポジティブな要素を考慮し、それを利用したシュレーディンガー方程式の真の物理学的解釈を下記に示す。

普通の流体力学方程式によって記述される何らかの媒質中において粒子が運動して

[訳注*] Kh.ナムスライの研究業績についてはモンゴル科学アカデミーのサイト(英語)を参照されたい。

https://www.researchgate.net/scientific-contributions/76330275_Kh_Namsrai

[訳注**] 文献[24]の論文の英訳"E. Madelung, Quantum Theory in Hydrodynamic Form"を http://www.neo-classical-physics.info/uploads/3/4/3/6/34363841/madelung - hydrodynamical_interp..pdf で入手することができる。

いる様子を思い浮かべよう。運動の結果、粒子と一緒に運動する諸速度の何らかの分布が粒子の周りにおいて形成される。その分布、あるいは粒子の周りの「雲」は一定の運動エネルギーを持っており、粒子の付加質量を創出する。その付加質量が粒子の固有質量と同等か、またはそれを著しく超えている場合には、その媒質は、主要な影響ではないとしても、本質的な影響を粒子の運動の性格に及ぼす。他ならぬその可能性が現実化していると仮定しよう。

媒質が何らかの原因によって乱流運動状態に入ったとしよう。すると、粒子の周りの「雲」の中における媒質の速度分布はランダムとなり、粒子の付加質量もランダムに変化し、粒子の周りの初速度の「雲」全体が乱流拡散の法則に従って乱流媒質中で拡散し、その後方で粒子を引きずる。すなわち、ド・ブロイによれば、「波が粒子を先導する」。

こうして、媒質中の粒子は無限個の自由度を獲得する。それらの自由度の特性はランダムに変化する。それゆえ、その特性の記述はきわめて複雑になる。それだけでなく、粒子と媒質に外力が作用すると、媒質と粒子の運動の何らかの平均化された、滑らかな過程がさらに付け加わる。

媒質と粒子の運動の単純化された記述を見出し、それをシュレーディンガーの運動と対比する必要がある。

媒質は非圧縮性である、すなわち $\rho = \text{const}$, $\nabla \vec{v} = \Delta \varphi = 0$ であると仮定しよう。

U を媒質の単位質量当たりのポテンシャルエネルギーとする。外部流が存在しない場合でも、媒質の乱流運動の結果として、粒子の周りの速度分布の雲の拡散流が存在する。速度分布が統計的に一様な場合には、外力が作用するとき、拡散圧力は媒質のポテンシャルエネルギーと等しい。すなわち、拡散圧力は方程式 $\rho(\nabla \varphi')^2/2 = U$ によって定義される。ここで φ' は媒質のランダム運動のポテンシャル速度； $\nabla \varphi'$ は媒質のランダム速度である。

これは定常方程式である。平衡が攪乱された場合、すなわち圧力遷移 ∇p が発生した場合には、流速が変化し、したがって方程式 $\partial \varphi' / \partial t = -p/\rho$ によって定義される流れのポテンシャルも変化する。それゆえ、非定常流の場合には次式が得られる。

$$\rho \frac{\partial \varphi'}{\partial t} + \rho \frac{(\nabla \varphi')^2}{2} - U = 0$$

この方程式において Fényes の結果を記号を若干変えた上で利用することにより、確率密度 w に移行しよう。

拡散速度は $\nabla \varphi' = -D \nabla w / w$ (ここで D は拡散係数) であるから、 $w = \alpha^2 \exp(-\varphi' / D)$, $\partial \varphi' / \partial t = -(D/w) \partial w / \partial t$ が得られる。

媒質の非圧縮性の条件 $\nabla \varphi' = 0$ より、 $\nabla w / w = (\nabla w / w)^2$ が導き出される。それゆえ、前式の代わりに次式が得られる。

$$\rho D \frac{\partial w}{\partial t} + \rho D^2 \Delta w - U w = 0$$

全体として見ると、Fényes あるいはマーデルングによって得られた方程式に類似した方程式が得られている。完全な一致を得るためには、この方程式に粒子の体積を掛け、その体積の質量として ρV を取らなければならない。

得られた方程式の他に、さらに確率密度に関する標準方程式 $(\partial w / \partial t) + \text{div}(\nabla \varphi w) = 0$ も存在する。

Fényes によれば、 $D = \hbar/2m$, $\psi = \alpha \exp[(-i\varphi - \varphi')/2D]$, $w = \psi \psi^*$ のとき、それらの方程式からシュレーディンガーの非定常方程式が導き出される。

Fényes によれば、速度ポテンシャルと拡散係数を通じた波動関数 ψ の定義は、巧妙な手品のようなもの、つまり現実的な物理的基礎を持たない恣意的な操作という印象を生じさせる。それゆえ、その対比についての流体力学的解釈を示そう。

ド・ブロイ波長に関する表式 $l = h/mv$ と粒子のエネルギーに関する 2 つの表式を比較しよう。それらの 2 つの表式は互いに対して同一であるとみなそう。すなわち、 $h\nu = mv^2/2$ とする。ここで ν は運動粒子に関するある種の（今は未確定の）周期的過程； v は運動粒子の速度である。

l の値を上等の式に代入すると、次式が見出される。

$$v = \frac{mv^2}{2h} = 0.5v/l$$

得られた関係式は、運動物体の表面からのカルマン渦の渦放出周波数の関係式と、1 階の定数係数までの精度で一致している [25]。カルマン渦についてはこの先においてより詳しく検討される。

粒子の特性寸法に対する乱流拡散係数 $D = h/2m = vl/4\pi$ の依存性も理解可能となる。その依存性は、2 次元平行流の場合の乱流拡散係数の壁までの距離 $d \sim z$ に対する依存性と類似している。それと同じ現象が管内流れの場合にも観測される。

波動関数の定義における係数 $\exp(-i\varphi/D)$ の出現は、カルマン渦の作用下における周期運動の記述として解釈することができる。この場合、虚数の出現は、負の乱流粘性率の一種の考慮の現われである可能性も排除されない [26]。そうであるとする、原子中におけるボーアの定常状態は、エネルギーを失わせる、クーロン力の作用下での粒子の平均運動（放射、粘性）に対する、媒質の乱流運動の運動エネルギーによるエネルギー補給の結果とみなすことができる。

こうして、微小粒子のブラウン運動は、媒質の圧力と速度の乱流脈動（換言すれば「真空ゆらぎ」）の影響下における微小粒子の乱流拡散と同一視される。拡散係数 D は、媒質中における粒子の乱流拡散係数と同一視される。

この場合における粒子軌道はランダム関数であり、その関数をグラフで表したり、一般的な形で表したりすることは不可能である。しかし、粒子軌道の任意の現実化は非ランダム関数、すなわち古典的意味での軌道である。これは、微小粒子には軌道がまったく存在しないという量子力学の理解と矛盾している。

このように、確率力学の数学的道具立ての利用は、古典物理学の理解と量子物理学の理解をある程度まで統合する。

ハイゼンベルクの不確定性原理の物理的内容も完全に透明になる。そのような場合におけるプランク定数の値は、粒子の座標と速度の間の相関関係を定義し、媒質の性質（エネルギー含有渦の密度とスケール、速度ゆらぎの強度）に依存する。

近年、場の量子論も統計流体力学に驚くほど近似し、類似していることが見出された [19]。

2.1.1. 自励振動系に対するランダム作用

ランダム力 $f(t)$ が作用している調和振動子について、ランジュバンのアプローチ [27] を用いて検討しよう。次に、得られた結果を自励振動系に対して一般化しよう。ランダム力 $f(t)$ の作用下における（具体的には、媒質の乱流ゆらぎに起因する）自励振動系の運動の記述の描像へのプランク定数の導入方法を見出すことが、ここでの最終目的とみなされる。

ブラウン粒子が無限媒質中を運動しており、その粒子に対して系統的抵抗力 $\gamma\dot{x}$ とラ

ランダム力 $f(t)$ が作用しているとしよう。それゆえ、ランジュバンによって検討された運動方程式は次のようになる。

$$m\ddot{x} + \gamma\dot{x} = f(t) = f_0\delta(t - t')$$

ここで $f_0 = \text{const}$ はランダム撃力の強度の尺度である。

$t \rightarrow \infty$ のとき、粒子の運動速度の2乗平均 $\overline{v^2}$ は熱力学的平衡値と一致しており、エネルギー一様分布の定理に従って次式と等しいと仮定しよう。

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{kT}{2} = \frac{f_0}{4\gamma} \quad (2.3)$$

ここで T は媒質の温度であり、以下においては乱流の有効温度として理解される（第1.4.4節参照）。

ランジュバンのブラウン粒子の場合、変位の2乗平均は次式によって定義される。

$$\overline{x^2} = Dt = \frac{kTt}{\gamma} \quad (2.4)$$

すなわち、拡散係数は

$$D = kT/\gamma \quad (2.5)$$

であり、ランダム撃力の強度によって決定される。

研究の最終目的を考慮に入れて、方程式(2.2)と(2.5)を対比しよう。

$$D = \frac{\hbar}{2m} = \frac{kT}{\gamma}$$

すると、プランク定数に関して次式が見出される。

$$\hbar = 2kTm/\gamma = f_0/\gamma \quad (2.6)$$

$\hbar$ に関して得られた表式がただちに矛盾をもたらしていることに注目したい。振動子のエネルギーに関しては次式が見出される。

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{kT}{2} = \frac{\hbar\gamma}{4m} \neq \frac{\hbar\omega_0}{2} \quad (2.7)$$

量子振動子のエネルギーに関する表式において、振動周波数をではなく、系の散逸特性を定義する、周波数の次元を持った量 (γ/m) が現われるという結果が得られている。おそらく、量子力学の解釈を見直すべきであることの根拠としては、おそらく、この矛盾のみで既に十分であろう。

方程式(2.3), (2.6)を用いると、プランク定数を、粒子に対する媒質のランダム作用の強度およびランダム作用の相互作用力と結びつけることができる。

媒質の自然乱流の結果として粒子に作用するランダム撃力の考慮は、振動力学およびそれに導入されている振動力の概念を用いても行うことができる。振動場には力 $F \sim m\omega^2 A$ （ここで A は振動の振幅； ω は振動の周波数）が出現するので、安定化した運動に関して $m\omega^2 A \sim \gamma x$ （ここで γx は抵抗力）が得られ、それゆえ、運動速度は次のようになる。

$$\dot{x} \sim \frac{m\omega^2 A}{\gamma} \cdot \frac{A}{A} \sim \frac{kT}{\gamma} \cdot \frac{1}{A} \sim \frac{\hbar}{mA}$$

最終的に、ド・ブロイ波長に関する関係式が得られた。このことは振動力の導入の

正しさを示している。

自励振動系の場合には、散逸特性は非線形であり、ランダム力はもはや方程式(2.3)によっては表されない。なぜなら、ランダム力は系全体の状態関数となり、系のすべてのパラメータに依存するからである。それだけでなく、定常自励振動の振幅と周波数は系自体の性質によって決定されるので、ランダム場中におけるエネルギー一様分布の法則も適用不可能となる。したがって、例えばトムソン発振器^{〔訳注*〕}の場合と同様、それぞれの具体的場合ごとに個別に解を求める必要がある [27]。

本質的な重要性を持っているのは、振動子のエネルギー準位スペクトルが、一方では振動子の散逸関数によって、他方ではランダム力の撃力の強度によって決定されており、その強度はプランク定数に比例しているという点である。そのような課題の図式解法を検討すると、プランク定数はエネルギー準位スペクトルを決定しており、したがって設定された目的はこれによって達成されたと我々は確信する。

2.2. ド・ブロイ波かカルマン渦か？

電子、中性子、水素の原子および分子、ヘリウム原子の回折が存在することが実験的に立証されている [28]。 $4m_H$ （ここで m_H は水素の質量）を超える質量を持つ粒子の場合には、それとは異なるタイプの散乱、すなわち散漫散乱、花卉散乱^{〔訳注**〕}、虹散乱が観測される。

このように、粒子の波動性を定義しているド・ブロイの公式 $\lambda = h/mv$ の妥当性の確実な立証は、微小粒子の質量変化の狭い範囲内においてしかなされていない。一方、量子力学によれば、波動性は任意の質量の粒子に存在しているとされる。

このことにより、理論的理解と実験の間に歴然たる矛盾が生じている。

この矛盾を解決するため、ド・ブロイ波の流体力学的解釈について検討しよう。

媒質中を運動する物体に関係する周期的過程が存在しており、しかもそれは唯一、自発的かつ普遍的であることが判明している。それは、液体流または気体流がその周りを流れている粒子の表面における渦の周期的な形成と剥離の過程であり、その渦はカルマン渦と呼ばれている [25]。

渦剥離の周波数は次の単純な関係式によって決定される。

$$\nu = Stv/d$$

ここで ν は粒子の相対速度； d は粒子の特性寸法； St はストローハル数（実験データより $St \approx 0.18$ ）である。この関係式は、 10^2 から 10^6 まで（またはロシュコ [Anatol Roshko] [29] ^{〔訳注***〕} のデータによれば 10^7 まで可能）の幅広い区間のレイノルズ数 $Re = vd/\mu$ （ここで μ は媒質の動粘性率）において妥当する。

渦剥離の結果発生するカルマン力の作用の下で、粒子は正弦曲線またはらせん曲線に沿って運動する。それに相当する波長、あるいはらせんのピッチは表式 $\lambda = v/\nu = d/St$ によって決定される。この波長はド・ブロイ波長 $\lambda = h/mv$ と同一であると予想し（この予想は 1964 年に筆者によってなされた [30]）、この仮説からの帰結について

〔訳注*〕 ロシア語文献の説明によれば、「トムソン発振器 [Thomson generator] とは、高 Q 値の発振回路、エネルギー源ならびにエネルギー源から振動系に入るエネルギーを調節するための機構からなる自励振動系である」。

〔訳注**〕 「花卉散乱」はロシア語の用語を直訳したものであり、日本語の正式な用語は不明である。

〔訳注***〕 Anatol Roshko のこの論文「Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number」は <https://authors.library.caltech.edu/10105/1/ROSjfm61.pdf> で入手することができる。

検討しよう。

大きい周波数で変化する周期的力 f の作用の下で小さい振動を行うと同時に、場 U の作用の下で滑らかな運動を行う粒子の運動方程式が知られている [31]。得られた方程式は滑らかな運動と振動運動を記述する次の 2 つの方程式に分解される。

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= -\partial U/\partial x \\ m\ddot{\xi} + \xi(\partial^2 U/\partial x^2) &= f \end{aligned} \quad (2.8)$$

ここで x は滑らかな運動の座標； ξ は小さい振動； m は粒子の質量である。

1 番目の方程式から滑らかな運動 $x(t)$ （ここで t は時間）の軌道を決定し、 $x(t)$ を 2 番目の方程式を代入すると、その方程式の定常周期解 $\xi(t)$ が見出される。その解は、滑らかな運動 $x(t)$ のパラメーターが特定の値のときにのみ存在する。

このように、2 番目の方程式は滑らかな運動の離散解を決定する、すなわち、その運動の量子化をもたらす。このことにより、運動の量子化は演算子の固有値の決定問題としてではなく、非線形共鳴問題として検討される。この場合、シュレーディンガー方程式は上に挙げた 2 つの方程式に取って代わられる。これらの方程式は乱流媒質の運動方程式と一緒に検討されなければならない。このような場合における問題の特異性は、場 U と周期的力 f が与えられることによって決定される。

例。 $U = kx^2/2$ とカルマン力 f の作用を受けている調和振動子。

$$f = B \cos(m\dot{x}^2 t/\hbar), \quad \text{ここで } B = \text{const}$$

ここでは、 $\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{v}{\nu} = \frac{d}{St}$ 、すなわち d は $d = Sth/mv$ であり、粒子の運動速度に依存していることが考慮されている。このことは移動境界を持つ物体（ランキンの卵形）に特徴的なことである。 d を渦の離散周波数の関係式に代入すると、 $\nu = mv^2/\hbar$ が見出される。

滑らかな運動に関する方程式からは $x = A \cos \omega t$ （ここで $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ ）が見出される。小さい調和振動 $\xi = \xi_0 \sin \omega t$ の場合には、定常解はファン・デル・ポールの方法 [32] に従い、方程式

$$\int_0^{2\pi} \sin \tau \cdot \cos(a\tau \sin^2 \tau) d\tau = 0 \quad (2.9)$$

（ここで $\tau = \omega t$ ）から見出される。この方程式の数値解はパラメーター a の次の値をもたらす： $a = 1.3; 3.1; 5.2; 7.0; 9.0 \dots$ 。量 $a = \frac{mA^2\omega}{\hbar}$ は滑らかな振動の全エネルギーに

比例している。このとき、この方程式の根は近似的に $a_n \simeq 2n + 1 = 2\left(n + \frac{1}{2}\right)$ 、 $n = 0, 1, 2, 3 \dots$ である。すなわち、滑らかな振動の全振動エネルギーは量子化されており、量子振動子のエネルギー準位スペクトルとの一致が見られる。

ド・ブロイ波長とカルマン波長の対比から、 $d = Sth/mv$ と $Re = Sth/m\mu$ が導き出される。ここから、レイノルズ数は微小粒子の質量に依存していることが分かる。カルマン渦の剥離過程が実現され得るのは 10^2 から 10^5 までのレイノルズ数の区間内であるので、採用されている仮説の結果、波動性を持っている微小粒子の質量は 10^4 倍しか変化することができない。もしこの区間内における質量の最小値が電子と一致しているとすれば、その最大値は核子の質量の 4~5 倍となる。ロシュコの結果を考慮した場

合には、その区間は $150\sim 200\ m_H$ まで引き伸ばされる。

この主張は、回折に関する直接的研究だけでなく、あり得る一連の実験的帰結をもたらす。特に、 A_2 タイプの重い2原子分子あるいはそのような分子自体の振動スペクトルと回転スペクトルは存在しないはずである。[33]によれば、核質量が207の鉛の分子 Pb_2 と209のビスマスの分子 Bi_2 の場合には、振動エネルギー準位が存在する。それより重い原子核を持つ分子のスペクトルに関するデータは検出されていない。いかなる場合においても、 $150\sim 200\ m_H$ を超える質量に関して、それらのスペクトルは存在しないことが予想される。これは、量子力学の理解からは導き出されない、実験的検証にかけることが可能な新たな帰結である。それだけでなく、水銀原子（その原子量は196~204の範囲内で変化する）は Hg_2 分子を形成しないことが知られている。ウラン分子 U_2 、レニウム分子 Re_2 もおそらく存在しない。

[30]によれば、微小粒子（電子、陽子、原子核、原子）は特定の幾何寸法を持ち、ある世界媒質中を運動している。微小粒子の運動速度のある区間において渦形成過程が生じ、その過程が微小粒子における「波動」性の出現をもたらす。そのとき、ロシュコの結果を考慮しない限り、当該のレイノルズ数の比から導き出されるように、

$$\frac{v_{\max}}{v_{\min}} \sim 10^4 \text{ となる [12].}$$

我々の予想から導き出される帰結の一つとして、金属中における超伝導の発生原因に関する問題について検討しよう。

ここでは、出発点となるモデルとして自由電子モデルを適用しよう。予想に従い、運動速度が $v < v_{\min}$ のとき、電子はそのすべての波動性を喪失するものとする。すると、 $\varepsilon < mv_{\min}^2/2$ のエネルギーを持つエネルギー準位にある電子に対してパウリの原理は妥当しくなくなり、それらの電子の運動は古典統計物理学の法則によって決定されるようになる。特に、金属の温度が $T \neq 0$ の場合には、そのような電子は平均して $\frac{3kT}{2}$

のエネルギーを得る。エネルギーの大きさが $\frac{3kT}{2} > \frac{mv_{\min}^2}{2}$ の場合には、電子の速度は $v > v_{\min}$ の値まで増大し、それらは再び量子力学の法則と禁止原理に従わなければならない。こうして、金属中の電子のエネルギー状態の下限 $\varepsilon_0 = \frac{mv_{\min}^2}{2} = \frac{3kT_0}{2}$ が自動的に定まる。おそらく、普通の外側フェルミ面に類似した、定常エネルギーを持つ外側表面が形成される。

金属の温度が $T > T_0$ の場合には、金属の性質の普通の量子的解釈からのいかなる顕著な逸脱も生じない。なぜなら、熱力学は電子が $\varepsilon < \varepsilon_0$ のエネルギー値を取ることを許さないからである。

$T < T_0$ の場合には、次の可能性が生じる。可能な電氣的状態のうち最も低い状態にある2つの電子は、エネルギーの一部を失い、それによってすべての量子的性質そのものを喪失する。 $T < T_0$ であるから、そのような過程は不可逆的である。それらに続く次の2つの電子は空位になったエネルギー準位に落ち込み、やはり量子的性質を喪失する。結局、 $T < T_0$ のとき、すべての自由電子は、物が破れた外被を「捨てる」と同様に、フェルミ分布を「捨てる」ことになる。おそらく、こうして生じる電子の状態は超伝導状態と呼ぶことができる。なぜなら、電子は既に波動性を喪失しており、その結果、それらの電子とフォノンの相互作用は存在していないからである。

T_0 の値は独立的な方法によって決定することができる。水素原子の吸収スペクトル中には $n > 700$ のスペクトル線が存在しないことが知られている。このこととの関連から、水素原子の電子の電離エネルギーの実験値が計算値より数百電子ボルトも小さ

いという事実は、おそらく偶然ではないと思われる。 $n > 700$ のとき、その電子が量子的性質を喪失するとすれば、限界速度値は $v_{\min} = \alpha c/n = 3 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ ($\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$)である。

すると、 T_0 の値は $T_0 \approx 0.3\text{K}$ となる。この値は現実に観測される値 $T_0 \approx 1\text{K}$ に近い。2つの値の間の僅かな差は、おそらく、原子中および結晶格子中における電子の相異なる運動条件と関係している。

ただし、波動性を喪失するのは電子ではなく、結晶格子のイオンであると予想すれば、すなわち、ある臨界値より前の平衡位置の近傍において結晶格子のイオンの運動の平均振動速度が減少すると、イオンは波動性を喪失すると予想すれば、等方効果をより容易に説明することができる。そのとき、電子の運動は層流状・渦なし流状になる。このことは、超伝導体の層からの磁場の締め出しを意味する。すなわち、マイスナー効果はこれによって説明される。ジョセフソン効果は、原理的にはディフューザー中における還流と対比することができる。

世界媒質の粘性率はゼロではないので、超伝導体は電流に対して有限な抵抗率を持っていることを強調しなければならない。ある評価によれば、その抵抗率は、銀あるいは銅のような金属の普通の抵抗値の 10^{-10} 倍である。

さらに、ヘリウムの超流動性の発生は、十分に低い温度（平均運動速度）値のとき、ヘリウムが波動性を喪失することに起因していると予想することができる。より正確に言えば、液体量子ヘリウムの場合、すなわち温度 $T < 2.2\text{K}$ のとき、回折現象は存在しないことが既に明らかになっている。 1K に相当する原子運動速度のとき、またターゲットがそれと同じ温度のときの原子の回折に関する研究を行うことを提案したい。超流動転移温度と超伝導転移温度（高温超伝導を除く）の値が互いに近く、かつ残存放射 [=宇宙背景放射] 温度 $T \approx 3\text{K}$ に近いのはなぜか？という疑問が生じてくる。世界放射あるいは真空の温度がそれらの値に近く、真空自体が超流動状態にある可能性がある。

微小粒子による波動性の喪失の実験的検証は、様々な方向性に従って行うことができる。 A_2 タイプの重い2原子分子の直接的な回折実験、探求および研究の他に、次のようなテーマに関する研究も行うべきである： 低温時における金属表面からの伝導電子の鏡面反射過程（例えばビスマスの場合）； 恒星のスペクトル系列の境界上におけるバルマージャンプ； ミューオンが波動性を喪失する可能性がある場合において、原子核の電荷が $z < 10$ のときの μ 中間子原子中における転移の分光分析； 超伝導状態にある金属を放射線源において用いたときの無線通信の極小周波数の探求、等々。

第3章 微小粒子の構造

3.1. 光子

光子は発生論的に電子，また電子が放射するものとの関係を持っている。それゆえ，原子過程においてカルマン波とカルマン渦に関する理解が既に用いられている場合には，光子の構造に関する理解はある程度まで予め決定されたものとなる。

J.J.トムソンと N.P.カステリンによれば [3]，光子とは，光速度で運動する，閉じて環になっているファラデー管である。環の半径を R とすると，それに相当する波長は，その定義により $\lambda = 2\pi R$ となる。

抽象的なファラデー環に関して得られた結果は，流体力学的理解に移行すれば一目瞭然となる。J.J.トムソンと N.P.カステリンによれば，光子とは，普通の波の連なりによって囲まれた渦環である。すなわち，ファラデー管は渦管と同一視される。我々は渦環に関して，その運動速度，運動エネルギーおよび運動量について，1 の位の数値因子までの精度を持った次の表式を持っている： $v \simeq \Gamma/R$, $T \simeq \rho\Gamma^2/R$, $p \simeq \rho\Gamma R^2 \simeq T/v$ 。ここで $\Gamma = 2\pi\kappa$ ； $\kappa = \omega a^2/2$ は渦環の強度； ω, a は渦環の角速度とその断面の半径； R は渦環の半径である。

渦環としての光子という仮説の枠内において， v の大きさは光速度と等しいとみなされる。すると，それに続く 2 つの方程式から，渦環の運動量とエネルギーの相互関係が光子のものとして導き出される。しかし，大きな距離だけ離れた所にある渦環は，強度 $p_0 = \kappa R^2/4$ の双極子と等価である。そして媒質中を運動する双極子は（ランキン

の卵形として）有効半径 $R_{\text{eff}} = \sqrt[3]{\frac{p_0}{2\pi v}}$ の球と等価である。

すると，質量が $m = 2\pi\rho R_{\text{eff}}^3/3$ であるそのような球の付加質量は次のようになる。

$$m = \rho p_0/3v = \rho\kappa R^2/12v = \rho\Gamma R^2/24\pi v \simeq p/v$$

得られた表式は渦環の運動量に対するその速度の比である。すなわち，質量に関して，光子の質量に関するものとしての表式が得られた。ここに見られるように，その質量は純粋に動力学的な起源を持っている。

しかし，単独の渦環，あるいはヒルの球形渦，あるいはヤルミツキー [A.G. Yarmitsky] の渦を光子の「似姿」として検討してみると，光子の基礎的性質のうちのいくつかを説明することができない。例えば，渦環の平面はその並進運動の速度ベクトルに対して垂直であるという事情により，偏極という性質は説明困難になる。ただし，ヤルミツキーの渦の場合は，その説明の可能性があるように思われる。全体的には，このアナロジーの論理展開において論理の飛躍を行わない限り，上記において検討したモデルより複雑な光子モデルを提案しなければならない。

電子は媒質中にカルマン渦列を生み出す。原子のあるエネルギー状態が別の状態に転移すると，電子の並進運動速度と有効寸法は変化する。それゆえ，そのような転移の結果，原子内のカルマン渦列の一部が再構築され，その源である電子から剥離する可能性がある。

放射条件 $h\nu = E_n - E_m$ は，カルマン波の定義から導き出される帰結である。なぜなら，その定義からは $h\nu = mv^2$ が導き出されるからである。先頭を進む渦状形成物と渦列は，そのエネルギー差に等しいエネルギーを獲得する。すなわち，軌道上における電子の公転周期に対応しているのは，特定波長ではない。

先頭渦の強度を Γ 、その寸法を R とすると、 $\Gamma \sim R$ のとき、電磁波において観測されるのと同様に、任意の波に関して $v \sim \Gamma/R = \text{const}$ である。渦列の渦が同一平面内に配置されている場合には、渦のその特定の配向は、偏極面（直線偏極）とみなすことが完全に可能である。渦列が回転している場合には（らせん渦）、それに対応して、光子の円偏極（左円偏極または右円偏極）が観測される。

このように、渦状形成物と渦列は固有エネルギー、運動量、角運動量、偏極、すなわち「針状」放射 [«needle-like» radiation] の性質を持っている。

渦列あるいはらせん渦は、媒質中を運動するとき、何らかの幾何学的障害物（例えば回折格子）が存在する場合には、2次速度場を励起する。その2次速度場は渦列と完全に合致する周期的性質を持っている。その複雑な速度場中において、先頭渦と渦列は、乱流「バックグラウンド」の揺動作用を受けながら、媒質の擾乱状態として運動する。全体的には、渦列の周期的性質は回折的描像の形成のための前提を創出し、他方、乱流「バックグラウンド」は渦列——光子——がその回折的描像のあれこれの地点に入り込むというランダムな性格をもたらす。光子の波動性はこれによっても説明される。媒質に言及することなく検討を行った場合には、「光子はそれ自体との間で干渉する」という、理解し難い、しかし完全に明確な表現が得られる。

電波の場合には、その個別の渦は、寸法が著しく大きく（ $\sim \lambda$ ）、したがってまたエネルギーが小さいため、不明確な形で現れる。それゆえ、それらの渦列は、事実上、普通の理解における横方向の周期的波動過程として検討することが可能である。しかし、波長が小さくなるにつれて、ますます小さくなる体積中へのエネルギーの集中が生じ、その結果、渦列はますます大きな粒子性を帯びるようになる。硬質 γ 量子 [hard γ -quantum] に対しては個別の渦環が対応している可能性がある。

3.2. レプトン

3.2.1. 電子

$d = St\hbar/mv$ であるから、電子の有効動的半径（電子の特性寸法）の最小値は次のようになる。

$$L = \frac{St}{2} \cdot \frac{\hbar}{mc} \simeq 2 \cdot 10^{-11} \text{ cm} \quad (3.1)$$

量子電気力学の理解からは、電子の周りにはおよそ 10^{-11} cm の特性寸法を持つ真空偏極領域が存在することが導き出される。ただし、電子自体は 10^{-15} cm 以上離れた所では点とみなされる。このように、 L の大きさは電子の周りの真空偏極領域と一致している。

基本的に媒質の付加質量として解釈される電子の質量は $m = \rho V/2$ （ここで V は電子の動的体積）となる。

電子は半径 L の球の形状を持っていると仮定すると、媒質の質量が採用されている値 10^{16} g/cm^3 であるとき [第 1.4.1 節参照]、電子の質量の計算値は $m = 10^{-16} \text{ g}$ となる。すなわち、その値は実験値より 11 桁大きい。生じた矛盾の解決策は、電子は「透かし彫り」構造を持っていると仮定することである。研究する上で最も単純でかつ最も有望な構造はトーラスである。微小粒子のトーラス構造は、以前にも再三公準として提案されたことがあるが、しかし、提案されたモデルの大部分は公表されなかった。それゆえ、ここではジディック [34] のモデルのみを挙げておく。電子は対称的に配置されたトロイドの集団、特に最小 2 つのトロイドから構成されている可能性も排除さ

れない。

電荷モデルの検討から、そのトロイドの境界は移動境界でなければならないことが分かる。

トーラスの運動には2つの基本的バリエーションがあり得る。すなわち、第1に、トーラスは、その平面に対して垂直にその中心を通る軸の周りを、統一体として回転しているというバリエーション、第2に、トロイダル環自体が渦環のように回転しているというバリエーションである。アツェコフスキー [1] によれば、これら2つのタイプの回転の一方の組み合わせが正電荷に対応し、他方の組み合わせが負電荷に対応している。

しかし、そのようなモデルにおいては、回転を止めると、電子は外形寸法 $L \sim 10^{-11}$ cm のトーラスとなる。軸回転により、その寸法は h/mv のオーダーの値までダイナミックに増大する可能性がある。

しかし、それとは別のより有望な可能性が存在する。すなわち、外形寸法 $L \sim 10^{-11}$ cm のトロイドは静的形成物ではなく、動的形成物であるという可能性である。その動的形成物は、暗闇の中で火の着いたたいまつが回転すると火の円が形成されるのと同様に、トロイドの古典的半径 $R_0 = e^2/mc^2 \simeq 3 \cdot 10^{-13}$ cm と等しい特性寸法を持つ小物体の円周に沿って回転する結果として形成される。そのような回転はいかにして生じるのか？ ここではまさに、運動物体を周波数 $\nu \sim 0.2 \frac{v}{R}$ で揺り動かすカルマン渦という概念が用いられる。渦が剥離する結果、電子は全体としてらせんに沿って運動するようになる。そのとき、らせんの最小半径は $L \sim 10^{-11}$ cm である。

すると、電子にスピン $S \sim mvL \sim h$ とその磁気モーメントが存在する理由の無理のない説明が得られる。さらに、 $vL \sim h/m \simeq D$ 、すなわち Fényes による乱流拡散係数が得られる。自己整合的な結果が得られた。

したがって、電子の第1準位の運動は特性半径 $L \sim h/mv$ を持つらせん運動（シュレーディンガーによれば「震え運動 [Zitterbewegung]」）である。

$\lambda \gg R_0$ の場合、電子上における γ 量子の散乱断面積は $\sigma_0 = 8\pi R_0^2/3$ であり、光子がエネルギー mc^2 に達すると減少し始める（例えば、 $E_\gamma = 10^3 mc^2$ の場合は $\sigma_{e\gamma} = 10^{-3} \sigma_0$ となる）。 $\lambda \gg R_0$ のとき、光子は電子を何か統一体のようなものとして「感受」し、 $\lambda \leq R_0$ のとき、電子の構造が影響を及ぼし始めると仮定しよう。最も単純な場合において、電子を再びトロイドとみなそう。 $\lambda \gg R_0$ の光子はそのトロイド上において、球上におけるように散乱するが、 $\lambda \ll R_0$ の光子はトロイドを貫いて通過し、その結果、散乱断面積は減少する。

トロイドの特性寸法を見出そう。予め仮定したように、トロイドの半径は $R_0 \simeq e^2/mc^2$ である。電子の質量値を用いてトロイド環の断面半径を見出そう。トロイドの体積は $V = 2\pi^2 R_0 a^2$ （ここで a はトーラス環の断面半径）である。関係式 $m = \rho V/2$ に $R_0 = 10^{-13}$ cm, $\rho = 10^{16}$ g/cm³, $m = 10^{-27}$ g の値を代入すると、 $a = 10^{-16}$ cm が見出される。

このように、電子は量子寸法 $L \sim 10^{-11}$ cm、電磁寸法 $R \simeq 10^{-13}$ cm および弱い相互作用に対応する寸法 $a \simeq 10^{-16}$ cm という、3つの特性動的寸法を持っている。

得られた結果は、電子における量子的性質、電荷および弱い「チャージ」の存在に関する既知のデータと一致している。

特性寸法 $R_0 \simeq 10^{-13}$ cm を持っている電磁トロイドは、(電荷が存在するためには) 2つのタイプの回転を行う静的な形成物ではなく、特性寸法 $\sim 10^{-16}$ cm を持つ小物体の円周に沿って回転する結果として発生する動的な「たが」である。その小物体はニュートリノと同一視することができる可能性がある。換言すれば、ニュートリノとは特

微的な2種類のらせん運動を失った電子である可能性がある。

(1.7)より, $e \sim \rho^{1/2} \Gamma R_0$, $\Gamma \sim v R_0$ (ここで Γ は回転速度の循環) が導き出される。
 $e \sim 10^{-10}$ CGSE, $R_0 \sim 10^{-13}$ cm, $\rho \sim 10^{16}$ g/cm³とおくと, $v \sim 10^8$ cm/s $\sim 10^{-2} c$ が見出される。

$hc \sim \rho \Lambda^4 c^2 \sim 10^{-17}$ gcm³/s²であるから, $\Lambda \simeq R_0/5$ であり, 微細構造定数 $\alpha = e^2/\hbar c$ に關して $v^2 R_0^2/c^2 \Lambda^2 = 10^{-2} \dots 10^{-3}$ という表式が見出される。

別の面から見ると, 電子の回転速度は磁気回転異常に関するデータを用いて評価することができる。電子の自転 (10^{-13} cmのレベルの回転) は, スピン (10^{-11} cmのレベルの回転) に対して $mv R_0 = mve^2/mc^2 = \alpha \hbar v/c$ という寄与を与える。電子の磁気モーメントは $\mu = \mu_0(1 + \alpha/2\pi)$ であるから, $2v/c \sim 1/2\pi$, すなわち $v \sim 10^{-1} c$ となる。これは上記において得られた評価に近い。

3.2.2. ミューオン

上記において指摘したように, $m_e c^2$ (ここで m_e は電子の質量) を超えるエネルギーを持つ光子は, 何の妨げもなくトロイドを貫いて「駆け抜ける」。光子のエネルギーがさらに増大したときには, 何が生じるのであろうか? プチロフ [35] によれば, 光子の波長が電子の半径と同等の値であるときには, 光子の共鳴捕獲が生じる。第1共鳴 $\lambda/2 = 2R_0$ の場合には, そのとき, 「捕獲された」光子の質量は $m = h/\lambda c = \hbar m_e c^2/4e^2 \simeq 215m_e$ である。プチロフはそのような複雑な形成物をミューオンと同一視している。ミューオンの質量 ($207m_e$) は計算によって得られた光子の質量の値とごくわずかしかならない。光子によって「負荷をかけられた」電子, すなわちミューオンは特性寸法 $L \simeq \hbar/m_\mu v \sim 10^{-12}$ cm, $v \sim c$ を持つらせんに沿って運動する。

もし電子内部の場所が光子によって占められているとすれば, ミューオン上における光子の散乱断面積の依存性 $\sigma_{\mu\gamma}$ は, 依存性の性格の点で散乱断面積 $\sigma_{e\gamma}$ とは異なったものになるはずである。この方向性における実験結果は検出されていない。

おそらく, 光子と電子の結合は安定的ではなく, このことがミューオンの不安定性をもたらしているものと思われる。

3.2.3. ニュートリノ

この粒子は弱い相互作用という性質しか持っておらず, 電子-陽電子対を形成しない。ニュートリノに関する詳細なデータは存在しないため, ニュートリノの特性寸法を $R \sim 10^{-16}$ cmと仮定すれば, $\rho = 10^{16}$ g/cm³のとき, その質量 $m_\nu \simeq \rho R^3$ は 10^{-32} g ($10^{-5} m_e$) となる。これは実験的に見出された電子ニュートリノの質量値 $m_\nu = 4 \cdot 10^{-32}$ g [36] と数倍しか違わない。

3.2.4. 弱い相互作用

ミューオン, π 中間子, ハドロンの崩壊, 原子核の β 崩壊に関する研究は, 作用半径 $R \sim 10^{-16}$ cm, 相互作用定数 $G_F = 1.4 \cdot 10^{-49}$ erg $\cdot$ cm³を持つ弱い相互作用が存在するという結論をもたらした。数値的には $G_F \simeq e^2 L^2$, $L \sim 10^{-15}$ cmであり, このことが電磁相互作用と弱い相互作用を統一する根拠となった。しかし, 現在発展しつつあるクォークモデルにもとづく素粒子理論はまったく不十分である。なぜなら, 一般的観点から見ても, それはキメラ理論の産物であるばかりでなく, 個人的観点から見ても, ますます増加する「基本」対称性, 観測不可能な新粒子, 恣意的なパラメーター等々の検討と関連した, 事実上限りのない恣意がそこには存在しているからである。この状況に

は、7つの惑星の回転を記述するために約40個の思弁上の回転（周転円とエカント）を導入しなければならなくなったプトレマイオスの時代と多少似ているところがある。

しかし、量子モデルを否定するのであれば、それとは異なるモデルを裏づける実証的論拠を提示する必要がある。現在可能なのは、容認し得る弱い相互作用理論の探求における全体的な輪郭あるいは方向性について語ることのみである。

何よりもまず、流体力学の枠内においては、振動粒子の間における一連の近距離力一式を見出すことは困難を生じさせない [37]。それらの例を第3.4節に示す。それと並行して、相互作用力の所要の距離依存性を選び出すためには、近距離力とのアナロジーの枠内において、原子と分子の物理学における既知の力、すなわちファンデルワールス力を考慮すべきである。

それらの力の相互作用ポテンシャルは、特に双極子相互作用の場合は次式によって定義される。

$$U = -\frac{2}{3} \frac{p_0^4}{kTR^6}$$

ここで p_0 は双極子モーメント ($p_0 = el$) ; k はボルツマン定数 ; T は温度 ; R は双極子間の距離である。

ファンデルワールス方程式

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

に含まれる定数 a の大きさのオーダーは $10^{12} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3$ である。 a をアボガドロ数の2乗で割り、粒子1個あたりに換算すると、粒子の体積 V_0 中における相互作用エネルギー U_0 に関して $U_0 V_0 \sim 10^{-36} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3$ という量が見出される。量 $U_0 V_0$ は次元の点で弱い相互作用の定数と一致しており、アナロジーに従えば、原子または分子の弱い相互作用の定数を定義している。相互作用する2つの粒子に関して、遠心力をファンデルワールスタイプの力と同一視し、トルクを $mvR \sim h$ とおくと、次の特性寿命あるいは崩壊頻度が見出される。

$$\frac{mv^2}{R} \sim \frac{e^4 L^4}{kTR^7}, \quad v = \omega R \quad (3.2)$$

$$\omega \sim \frac{e^4 L^4}{R^6 h k T} \quad (3.3)$$

$G \sim e^2 L^2$ であるから、 $\omega \sim G^2 R^{-6}$ となる。この表式は、弱い相互作用の場合の崩壊確率に関する表式 $w \sim G_F^2 \Delta^5$ （ここで Δ は崩壊時に放出されるエネルギー）と一致している。

換言すれば、ニュートリノのチャージを何か電気双極子に似たものとみなすための前提が創出されている。

3.3. バリオン

レプトンの場合と同様、現在可能なのは、バリオンの構造に対する流体力学的アプローチの輪郭を描くことのみである。

微細構造定数 $\alpha = e^2/hc$ は小さいので、例えば電子の量子的性質と電磁的性質を区分し、個別に検討することができる。

しかし、バリオンの強い相互作用の場合には、相互作用定数は $g^2 \sim hc$ であるから、

そのような区分は必ずしも完全に根拠があるわけではなくなる。そして微小粒子の波動性はカルマン渦形成と対比可能なものであったのだから、強い相互作用とカルマン過程の間の相互関係を解明する必要性が生じてくる。実は、そのような相互関係が存在する可能性があるのである。

核子は世界媒質中を運動するとき、カルマン渦列を生み出すと仮定しよう。共通のカルマン渦列が現実化した場合に生じる、2つの核子の相互作用について検討し、そのような相互作用はその多くの特徴において強い相互作用と合致していることを示そう。

何よりもまず、ベルヌーイ方程式を用いれば、2つの粒子の間のカルマン渦列は引力を創出することを示すのは難しいことではない。渦列の外部の媒質の圧力は指数関数的に減衰するので [25]、その引力は近距離力である。渦列は有限個の渦しか含んでいないので、核子間の相互作用力は飽和度の点で互いに相異なっている。相異なる循環を持つ複数の渦の離脱条件が変化することによって渦列は非対称的となり、それによって核子のスピン配向に対する相互作用力の依存性が発生する。

相互作用の交換的性格は、共通のカルマン渦列は暫定的に2つの核子のいずれか一方の属性とみなすことが可能であるということから導き出される。一方の核子が急激に加速または減速すると、渦列の一部が剥離または生成する可能性があり、このことが反対方向の循環を持つ渦（クォーク？）の対から構成されている中間子の形成として解釈される。

荷電独立性は、トーラスの電子構造のスケール（ $\sim 30 \cdot 10^{-14}$ cm）と核子および渦列のスケール（ $(2 \sim 10) \cdot 10^{-14}$ cm）との間の違いから生まれた結果とみなされる。

3.4. 重力相互作用

ある物体の原子と別の物体の原子の間の相互作用の素近距離力を合計すると、それら2つの物体の間の遠距離相互作用を得ることができることが知られている [38]。例えば、エネルギー $U = -c_1/x^6$ （ここで U は相互作用のポテンシャルエネルギー； $c_1 = \text{const}$ ； x は原子間距離）の場合、2つの球の間、または1つの球と厚さが無限大の板の間の相互作用エネルギー E は、それらの間の距離 l の1乗に逆比例しており、それゆえ、相互作用力（ $\sim \partial E / \partial l$ ）は遠距離力である。

[39] によれば、粒子の素相互作用エネルギー $U(x)$ と2つの物体の相互作用エネルギー $E(l)$ の間には次の関係がある。

$$U(x) = -\frac{1}{n_1 n_2 2\pi S x} \cdot \frac{\partial^3 E}{\partial l^3} \Big|_{x=l} \quad (3.4)$$

ここで n_1, n_2 は物体1と2の中の原子濃度； S は接触面積である。

素相互作用力 $f_0 = A/r^7$ に関する法則はファンデルワールス相互作用力と正確に一致しており、アダムソン [Arthur W. Adamson] [38] によって示されている結果をもたらす。その結果によれば、2つの球（あるいは2つの粒子群）の場合、 $R \gg a, b$ のとき、相互作用力は

$$F \sim \frac{H a b}{R^3} \quad (3.5)$$

となる。ここで H はハマカ一定数； R は2つの球の中心間距離； a, b は2つの球の半径である。

方程式 $f_0 = A/r^7$ で記述される相互作用は、流体力学においては容易に解釈される。ラム [Horace Lamb] [37] によれば、半径 a の球内の粒子が静止しており、半径 b の球内の粒子が速度 v で運動している場合には、それらの間では大きさが

$$f_0 \simeq \frac{\rho V_1^2 V_2 v^2}{4r^7} \quad (3.6)$$

の引力が作用する。

素粒子の強い相互作用と弱い相互作用はいずれも近距離作用であり、そのそれぞれには有効作用半径があることが知られている。問題の設定手順においては、それらの力による物体間における 2 種類の遠距離相互作用の生成という問題を定式化することができる。もしかしたら、それらのうちの一方が重力相互作用であり、他方は今はまだ検出されていない相互作用（第 5 の力？）なのかもしれない。

換言すれば、強い相互作用、弱い相互作用および重力相互作用の統一という課題ではないとしても、少なくとも、それらの間の相互関係の究明という課題が設定される。

方程式(3.6)によって定義される 2 つの球の相互作用力はニュートンの引力とは一致しない。それゆえ、素相互作用力の依存性 $f \sim r^{-7}$ はあまりにも強すぎるとみなすべきである。最適であるのは

$$f_0 = \frac{A}{r^6} \quad (3.7)$$

という依存性である。

[38] に示されている計算と同様の計算を繰り返すと、粒子群と単一粒子の相互作用に関して次の力が見出される。

$$F = \frac{2\pi A}{V_1} \cdot \int_0^a \rho^2 d\rho \int_0^\pi \frac{\sin \theta d\theta}{(R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos \theta)^3} = \frac{2\pi Aa}{V_1 R^4} \quad (3.8)$$

次に、粒子群-粒子群タイプの相互作用に関して次の力が見出される。

$$\Sigma F = \frac{2\pi Aa}{V_1 V_2} \int \frac{dV}{R^4} \frac{4\pi^2 Aa}{V_1 V_2} \cdot \int_0^b \rho^2 d\rho \cdot \int_0^\pi \frac{\sin \theta d\theta}{R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos \theta} = \frac{4\pi^2 Aab}{V_1 V_2 R^2} \quad (3.9)$$

この力は物体間の距離に対する依存性という点でニュートンの引力と一致している。

定数 A の物理的意味は既知の流体力学的力との対比 [37] からは決定されない。

次元と対称性から判断すると、定数 A は次のようになる。

$$A \simeq \rho_0 l_1^4 l_2^4 v^2 \quad (3.10)$$

ここで l_1, l_2 は粒子の特性寸法； v はそれらの粒子の相対運動速度または媒質の乱流運動の強度の尺度である。

すると、 $V_1 \sim l_1^3, V_2 \sim l_2^3$ であるから、

$$F \sim \rho_0 v^2 l_1 l_2 ab / R^2 \quad (3.11)$$

となる。

上に示した流体力学的解釈においては、引力は素効果ではなく、協同的・総合的な効果である。物質*のある一定の分割レベルより下のレベルにおいては、引力はまったく存在しない。個別の素粒子（核子、電子その他）に関して、それらの間にニュートンの引力が存在していることは実験的に立証されていない。

方程式(3.11)において物体の質量および引力定数の意味の決定に移行するためには、

スタニュコヴィッチ [40] が挙げている経験的法則として, $l \sim a/\sqrt[3]{N}$ (ここで N は粒子の数), $a^2/m = \text{const}$ のようなタイプの追加的な仮定が必要とされる。

あとがき

本研究において示されている微視的世界の主要な現象あるいは過程に関する流体力学的解釈は、外部からの仮説の導入を必要としない、それ自体で閉じた自己整合的な解釈である。この解釈からは、電磁理論と量子力学の欠点を取り除かれている。しかも、この解釈は、取り除かれた欠点の代わりに自分自身の欠点を生み出してはいない。この解釈は、既存理論が持つ主なポジティブな側面を反映していると同時に、単純さと深さという点でそれらをはるかに凌駕している。それだけでなく、この解釈の枠内において、既存の理論的理解からは決して導き出されることのない、一連の実験的帰結が提唱されている。

提唱されている流体力学的解釈のキーコンセプトは次のとおりである。

統計（確率）流体力学： この理論を用いて記述される世界媒質の運動方程式は、その構造という点で場の量子論にきわめて近似している。

粒子の運動方程式： 世界媒質の乱流ランダム運動の結果によるマルコフランダム過程が、微小粒子の運動が持ついくつかの量子力学的特徴を説明するための基礎をなしている。

レイノルズ数の一定区間内におけるカルマン渦列とカルマン波： これらが、微小粒子の運動が持つそれ以外の量子力学的特徴に関する説明をさらに完全なものにするための基礎をなしている。

ランキンの卵形の移動境界： これが、電荷、また粒子の運動速度に対する粒子の有効寸法の依存性を解釈し、特殊相対性理論の結果と対比し、超高密度媒質中における物体の運動に対する抵抗に関する問題を原理的に解決するための基礎をなしている。

文 献

1. **Atsukovsky V.A.** 『エーテル動力学概論』, モスクワ, 全連邦科学技術情報研究所, 1980 (No.2760-80).
2. **Nikolaev G.V., Okulov B.V.** 『電気力学』, モスクワ, 全連邦科学技術情報研究所, 1978 (No.4399-77).
3. **Timiryazev A.K.** 『理論物理学序論』, モスクワ, 国営技術理論文献出版所, 1933, 全 440 頁.
4. **Taylor G.I.** // Phil. Trans. R. S. L. A.—1923. —v.223.—P.289. [論文名: "Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders"]
5. 『素粒子物理学の哲学的問題: 論集』, モスクワ, 国営物理数学文献出版所, 1963, 全 381 頁.
6. **Weisskopf V.** 『20 世紀の物理学』, 『物理科学の成果』, 1970, 第 101 巻, 第 4 冊, 557 頁.
7. **Kochin N.E. et al.** 『理論流体力学』, 第 1 部, モスクワ, 国営物理数学文献出版所, 1963, 全 583 頁.
8. **Golubev V.V.** 「羽ばたき翼の牽引力」, 『ソ連科学アカデミー紀要 工学部門』, 1946.
9. **Vovchenko A.P.** 「特殊相対性理論の公準に対するある流体力学的アナロジーについて」, 『ウクライナ物理学雑誌』, 1971, 第 16 巻, 第 2 号, 220 頁.
10. **Kropotkin P.N.** 『場と物質*: 論集』, モスクワ, モスクワ国立大学出版部, 1971, 全 164 頁.
11. **Vafiadi V.G., Popov Yu.V.** 『光速度とその意味』, ミンスク, ベラルーシ国立大学出版部, 1970, 全 134 頁.
12. **Alväger T. et al.** // Phys. Lett. —1964. —v.12. —P.260.
13. **Slyusarev V.A., Stremekhnny M.A.** 『凝縮状態の物理学: 論集』, ハリコフ, 1971, 第 15 冊, 97 頁.
14. **Kirzhnits D.A., Linde A.D.** 「微視的世界と宇宙における相転移」, 『自然』, 1979, 第 11 号, 20 頁.
15. **Wheeler J.** 『アインシュタインの予見』, モスクワ, Mir, 1970, 全 112 頁.
16. **Feynman R., Hibbs A.** 『量子力学と経路積分』, モスクワ, 外国語文献出版所, 1968, 267 頁.
17. **Okun L.B.** 『レプトンとクォーク』, モスクワ, Nauka, 1981.
18. **Zel'dovich Ya.B.** 「真空理論と宇宙論」, 『物理科学の成果』, 1981, 第 133 巻, 第 3 冊, 471 頁.
19. **Monin A.S., Yaglom A.M.** 『統計流体力学』, 第 2 部, モスクワ, Nauka, 1967, 全 720 頁.
20. **Bazarov I.P.** 「量子力学の統計的法則性の本性について」, 『哲学の諸問題』, 1958, 第 11 巻, 127 頁.
21. **Rodimov B.N.** 『自励振動量子力学』, トムスク, 1976, 全 408 頁.
22. **Fényes I.** 『量子力学における因果性の諸問題: 論集』, モスクワ, 外国語文献出版所, 1957, 全 335 頁.
23. **Namsrai Kh.** 「確率力学」, 『素粒子と原子核の物理学』, 1981, 第 12 巻, 第 5 冊, 111 頁.
24. **Madelung E.** // Zeits. f. Phys. —1926. —V.40. —S.327.
25. **Birkhoff G., Zarantonello E.** 『流れ, ウェークとキャビティ』, モスクワ, Mir, 1964, 全 466 頁.
26. **Starr V.P.** 『負粘性現象の物理学』, モスクワ, Mir, 1971, 全 260 頁.
27. **Rytov S.M.** 『統計電波物理学概論』, モスクワ, Nauka, 1966, 全 404 頁.
28. **Goodman F.O., Wachman H.Y.** 『表面による気体散乱の動力学』, モスクワ, Mir, 1980, 全 423 頁.
29. **Roshko A.** // J. Fluid. Mex. —1961. —V.10. —P.345.

40 文 献

30. Shipitsin L.A. 『ド・ブロイ波かカルマン波か?』, モスクワ, 海洋流体物理学研究所, 1967, 3 頁.
31. Landau L.D., Lifshitz E.M. 『力学』, モスクワ, 国営物理数学文献出版所, 1958, 全 206 頁.
32. Teodorichik K.F. 『自励振動系』, モスクワ・レニングラード, 国営技術出版所, 1948, 全 224 頁.
33. Gaydon A.G. 『2 原子分子の解離エネルギーとスペクトル』, モスクワ, 外国語文献出版所, 1949, 全 303 頁.
34. Didyk Yu.K. 「素粒子電磁理論の諸問題に寄せて」, 『高等教育機関紀要・物理学』, 1965, 第 6 号, 9 頁.
35. Putilov K.A. 『場と物質: 論集』, モスクワ, 海洋流体物理学研究所出版部, 1971, 全 164 頁.
36. Kozik V.S. et al. 「ニュートリノの質量の評価について」, 『核物理学』, 1980, 第 32 巻, 301 頁.
37. Lamb H. 『流体力学』, モスクワ・レニングラード, 国営技術出版所, 1947, 全 928 頁.
38. Adamson A.W. 『表面の物理化学』, モスクワ, Mir, 1979, 全 568 頁. [Arthur W. Adamson, Physical Chemistry of Surfaces]
39. Barash Yu.S., Ginzburg V.L. 「物質中の電磁的ゆらぎと物体間の分子力」, 『物理科学の成果』, 1976, 第 116 巻, 5 頁.
40. Stanyukovich K.P., Mel'nikov V.N. 『宇宙および地球上における燃焼と爆発』, モスクワ, Nauka, 1980, 20 頁.

[邦訳版付録] M. ヤンマー『量子力学の哲学』における流体力学的解釈

電気力学と量子力学の流体力学的解釈の問題に関する容易に入手可能な邦語文献はあまり多くないようである。この問題に関する参考資料として M.ヤンマーの著書の一節をご紹介します。

マックス・ヤンマー/井上健訳『量子力学の哲学（上）』，紀伊國屋書店，1983.

(Max Jammer, The Philosophy of Quantum Mechanics: The Interpretations of Quantum Mechanics in historical perspective. John Wiley and Sons, 1974. 著者名，書名で検索すればネットでこの原著書の PDF 版を入手することができる。)

同書「第 2 章 初期の半古典的解釈 2.3 流体力学的解釈」(45~49 頁)の全文を引用する。

2.3 流体力学的解釈

量子力学を解釈しようとする Schrödinger の試みは主として波動現象への類推にその支えを求めたのに対して，他方波動方程式との意味内容の流体力学的流れとの相似性は古典連続体物理学を用いて量子的過程を説明しようとする初期のもう一つの試みに対する基礎を形づくるものであった．流体力学的解釈の最も初期のものは Erwin Madelung によって提案された．彼は(1905 年に Göttingen で Ph.D.を取得し) 1921 年以降 Frankfurt-am-Main の理論物理学の教授であったが，まだ Göttingen にいたときに Born と共に研究したイオン結晶の理論 (Madelung 定数) や物理学者のための数学についての教科書でも広く知られている．²³

Madelung²⁴ は Schrödinger 方程式 [(1)の共役式]

$$\Delta\psi - \frac{8\pi^2m}{h^2}V\psi - \frac{4\pi im}{h}\frac{\partial\psi}{\partial t} = 0 \quad (17)$$

から出発し，さらに α および β を実数として

$$\psi = \alpha e^{i\beta} \quad (18)$$

とおいた上で，(17)の純虚数の部分に対して次式を得た．

$$\operatorname{div}(\alpha^2 \operatorname{grad} \varphi) + \frac{\partial \alpha^2}{\partial t} = 0 \quad (19)$$

ただし，

$$\varphi = -\frac{h}{2\pi m} \beta \quad (20)$$

方程式(19)は

$$\operatorname{div}(\sigma u) + \frac{\partial \sigma}{\partial t} = 0 \quad (21)$$

という流体力学の連続方程式の構造をもっている．このアナロジーに基づいて，

Madelung は α^2 をある流体力学的な流れの過程の密度 σ と、また φ をその速度ポテンシャル（速度 $u = \text{grad } \varphi$ ）と解釈した。ただし、この過程は(17)の実部によって表される付加条件に従っており、この条件は φ を使って次のようになる。

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\text{grad } \varphi)^2 + \frac{V}{m} - \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \frac{h}{8\pi^2 m^2} = 0 \quad (22)$$

ところで Euler の流体力学の運動方程式は、 F を単位質量当りの力、 p を圧力とすれば

$$F - \frac{1}{\sigma} \text{grad } p = \frac{1}{2} \text{grad } u^2 + \text{curl } u \times u + \frac{\partial u}{\partial t} \quad (23)$$

となる。ただし、 U を単位質量当りのポテンシャルとすれば

$$F = -\text{grad } U \quad (24)$$

である。渦なしの運動（すなわち速度ポテンシャルが存在する場合）に対しては、(23) は次のより簡単な形に書き直すことができる。

$$\text{grad} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\text{grad } \varphi)^2 + U + \frac{p}{\sigma} \right] = 0 \quad (25)$$

ただし、

$$\nabla P = \frac{1}{\sigma} \nabla p$$

したがって、(22)の負の項を連続体の内力の力関数（force-function） $\int dp/\sigma$ と同定することにすれば、Schrödinger 方程式によって記述される運動は、保存力の作用の下にある流体力学的な渦なしの流れと同じ形になっている。

時間を含まない Schrödinger 方程式

$$\nabla \psi_0 + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \psi_0 = 0 \quad (26)$$

およびその解

$$\psi = \psi_0 \exp \frac{2\pi i E t}{h} \quad (27)$$

の場合には、明らかに

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = 0 \quad \text{および} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -E/m \quad (28)$$

である。したがって、(22)は次のような意味合いをもつことになる。²⁵

$$E = \frac{m}{2} (\text{grad } \varphi)^2 + V - \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \frac{h^2}{8\pi^2 m} \quad (29)$$

つまり、(27)の固有関数はその時間因子にもかかわらず一つの定常的な流れのパターン（ $\partial u / \partial t = 0$ ）を表しており、さらに $\int \sigma d\tau = 1$ という規格化に応じて $\sigma = \alpha^2 = \rho/m$ とすれば全エネルギー

$$E = \int d\tau \left(\frac{\rho}{2} u^2 + \sigma V - \sqrt{\sigma} \Delta \sigma \frac{h^2}{8\pi^2 m} \right) \quad (30)$$

は結局、連続的な媒質の古典力学のときと全く同様に運動エネルギー密度とポテンシャルエネルギー密度の空間積分であるということになる。

逆に言えば、Schrödinger の方程式は 2 つの流体力学的方程式(19)と(20)から導出可能であるわけで、したがってこれらの方程式は端的に直観的な形で全波動力学を含むと Madelung は主張した。彼は次のように言明した：“かくして、量子をめぐる目下の問題は荷電密度に比例する質量密度をもって連続的に分布された電気の流体力学にその解決を見出すことになったかのようなものである。”しかし彼が自ら認めたように、難点のすべてが除かれたことには未だなっていなかった。つまり、たとえば荷電要素間の作用を表す(30)の最後の項は当然局所的な密度とその微分に依存するだけでなく、全荷電分布にも依存するはずである。そればかりでなく、彼も認めざるをえなかったように、たとえ基底状態での放出の欠落には自然な説明が見出されとしても、輻射の吸収の過程に対してその種の説明を与えることはできないのである。

Madelung は触れなかったが、やや概念的な性格のもう一つの難点がある。これは原子物理学を保存力の下で運動している粘性を示さない渦なしの流体の流体力学的理論に還元しようとするどんな試みについてもいえることであるが、この種の理論は連続的な流体という理想化された観念に基づいており、それは分子という離散的なものの集まりである現実の流体に対しては厳密には適用不可能なものである。別の言い方をすれば、原子の振舞いを説明するために、わざわざ原子性を無視している理論が用いられている！

Madelung の論文の発表後間もなく、Leningrad の Polytechnical Institute の A. Isakson²⁶ はいかなる付加的仮定の下で古典力学の Hamilton-Jacobi の方程式が Schrödinger 方程式を導くことになるかを調べ、相対論的運動に対する取扱いを一般化した上で、流体力学的解釈を示唆するようなある種の表式に到達した。しかしながら、彼はその結論を Madelung の結論と比較することはあえてせず、話を関係した数学的側面だけに限った。

Schrödinger の波動力学はある圧縮性の粘性流体の流体力学的理論として解釈されるべきであるとの提案が、1927 年 Arthur Korn²⁷ によってなされた。彼は Breslau の Technische Hochschule を卒業し、1941 年以降は Berlin の Technische Hochschule の教授となり、無線通信や映像伝送の発展に重要な貢献を示していた。また、Korn は 1892 年に重力、さらに電気の流体力学的理論を発表しており、後者はその後、光学および分光学へ拡張された。彼の論文にはどこにも Madelung の名は挙げられていないが、Korn は Madelung と同様に速度ポテンシャル φ の存在を要請した上で、それを使ってエネルギー方程式として

$$\frac{m}{2}(\text{grad } \varphi)^2 = E - U \quad (31)$$

という形を仮定した。Schrödinger に従って彼は ψ を

$$\varphi = \frac{h}{2\pi m} \log \psi \quad (32)$$

という関係で定義し、その結果次式が得られた。

$$\Delta \varphi = \frac{h}{2\pi m} \frac{\Delta \psi}{\psi} - \frac{4\pi}{h} (E - U) \quad (33)$$

Korn が続けていうには、ここでもしも $h\Delta\varphi$ が $4\pi(E - U)$ に比較して無視できるものとするれば、結局

$$\Delta\psi = \frac{8\pi^2 m(E - U)}{h^2} \psi \quad (34)$$

が導かれる． もう一つのやり方として，

$$\psi = \text{Const.} \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{\varphi}{\lambda} \right) \right] \quad (35)$$

と置いてみると，先と同じ仮定の下で

$$\Delta\psi = \frac{2(E - U)}{m} \frac{\tau^2}{\lambda^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (36)$$

が得られた．

(34)と(36)は Korn によれば Schrödinger の偏微分方程式を表しており，したがって量子力学的固有値問題の計算には十分なものである．ただし，その際 Korn は次の困難を指摘した： 古典力学の微分方程式(31)は

$$\Delta\varphi = 0 \quad (37)$$

という仮定と両立せず，したがって(31)は真の方程式の 1 つの近似と見なされるべきである．つまり，それは ϵ を小さな量として

$$\frac{m}{2} (\text{grad } \varphi)^2 = E - U + \epsilon \Delta\varphi \quad (38)$$

となっているはずのものである． Korn はさらに続けて，古典力学は $\epsilon = 0$ の場合に対応しているのに対して， $\epsilon \neq 0$ （ただし小）の場合が量子力学の結果に導くとした．

その後 Korn は，小さな定数で規定される内部摩擦をもつ圧縮性流体についての彼の流体力学的理論がどのように(38)の最後の項の存在を古典論の範囲内で説明するかを示した．しかし，Korn の理論は，電磁現象の説明にはこの流体 [Zwischenmedium] は非圧縮性と想定されている一方，彼の提案した量子現象の説明からは圧縮性が要求されるという矛盾を免れてはいない．

[註]

(23) E. Madelung, *Die Mathematischen Hilfsmittel des Physikers* (Springer, Leipzig, 1922, 1925, 1935; Dover, New York, 1943).

(24) E. Madelung, "Quantentheorie in hydrodynamischer Form," *Zeitschrift für Physik* **40**, 322-326 (1926).

(25) (29)式の最後の（負の）項は，Louis de Broglie の嚮導波理論および David Bohm の隠れた変数の理論において重要な役割を演じることになったもので，後に“量子ポテンシャル”と呼ばれた．

(26) A. Isakson, "Zum Aufbau der Schrödinger Gleichung," *Zeitschrift für Physik* **44**, 893-899 (1927).

(27) A. Korn, "Schrödingers Wellenmechanik und meine mechanischen Theorien," *Zeitschrift für Physik* **44**, 745-753 (1927).

[訳注 1] 著者紹介と本書への言及

1. 著者紹介

レオニート・アナニエヴィッチ・シピツィン（Леонид Ананьевич Шипицин, Leonid Ananyevich Shipitsin）（なお、シピツィンの著書を引用している文献において姓の Шипицин が誤って Шипицын (Shipitsyn) という別の綴り（発音は同じ）で表記されている例がある。）

主著書

- (1) Волны де Бройля или волны Кармана? М.: МГИ, 1984. 『ド・ブロイ波かカルマン波か?』, モスクワ, 海洋流体物理学研究所, 1984.
- (2) Гидродинамическая интерпретация электродинамики и квантовой механики. М.: Изд-во МПИ, 1990. 『電気力学と量子力学の流体力学的解釈』, モスクワ, МПИ 出版所, 1990.
- (3) Физика микроявлений и гидродинамика. - Раменское : ПОЛИ-ГРАФ, 2002. 『ミクロ現象の物理学と流体力学』, ラメンスコエ, POLI-GRAF, 2002.

経歴

残念ながら、インターネット上で L.A.シピツィンの経歴に関する確実な情報を得ることはできなかった。ただし、上記の著書(1)の出版所名から判断すると、著者はソ連（ロシア）科学アカデミー海洋流体物理学研究所の研究員であったものと推測される。

2. 本書への言及

L.A.シピツィンは本書において、ロシアにおける有力なエーテル理論研究者の一人である V.A.アツュコフスキーに 2 回言及している（本書 7 頁と 32 頁）。そのアツュコフスキーの側はその著書において本書に言及し、シピツィンの研究を次のように高く評価している。

「すべての物体は光子と同じ波動性を持っているという仮説をド・ブロイが 1924 年に提唱したとき、彼は、物体が波動性を「持っている」ことのいかなる具体的な物理学的理由も念頭に置いていなかった。彼はただ単に、量子法則の普遍性を予想しただけである。これはそれ自体が公準である。そのことを説明する自然界におけるメカニズムについても、そのような予想の理由の内的本質についても、ド・ブロイはまったく何も提唱しなかった。

それに対し、L.A.シピツィンは現象のメカニズムと本質を明らかにした。このことが、現象がその範囲内において生じなければならない制限を即座に決定した。シピツィンは現象のメカニズムを解明したことにより、そのメカニズムの構成要素に関する問題、特に、自然界には原子内および原子間の媒質が存在する必要があるという問題も設定することができた。これは、ド・ブロイの提案からは決して導き出されないことであった。そして、自然界におけるそのような媒質の存在という事実から導き出される帰結は、その問題のみの設定の範囲を遠く越え出る帰結なのである。」

（V.A.アツュコフスキー『エーテル動力学的自然科学の始動 第 1 巻 現代理論物理学の方法論的危機』（2009）（<http://naturalscience.world.coocan.jp> に掲載）、63~64 頁。）

[訳注 2] 訳文中の「物質*」について

他の欧米諸語と同様、ロシア語には「物質」を意味する複数の単語がある。物理学で主に使われている用語は「**материя** [materia]」と「**вещество** [veshchestvo]」である。本来、この 2 つの単語の日常的用法における概念は大きく重なっており、両者の違いを文脈から切り離して定義することは事実上不可能である。しかし、ロシアの物理学界ではこれらの用語の使い分けについてある程度の合意が成立しているように思われる（当然のことながら、両者の概念の具体的な内容は論者の立場によって異なる）。

したがって、ロシア語文献からの訳文の理解に混乱を生じさせないためには、両者を訳し分けなければならない。しかし、訳者の知る限り、これらの用語に対応する日本語の物理学用語は「物質」の 1 語しか存在しないため、異なる用語によって訳し分けることはできない。そこで訳者は、多少煩わしさを感じさせるかもしれないが、「материя」は「物質*」、「вещество」は単に「物質」と表記することで両者の違いが分かるようにしている。

かなり大まかな括り方をすると、「**материя** (物質*)」は「**вещество** (物質)」の上位概念であり、「**материя** は **вещество** および場などからなる」と言うことができる。おそらく、日常的な語感では、日本語の「物質」から思い浮かぶのは「**вещество**」のほうであろう。

ロシア語版 Wikipedia の記事「Материя」は次のように説明している（一部のみ抜粋）。

「**материя** —— 客観的現実、空間の内容物、科学および哲学の主要カテゴリーの一つ、物理学の研究対象。

物理学は、空間と時間（時空）の中に存在する何ものかとしての **материя**（ニュートンに始まる理解——空間は事物の入れ物、時間は事象の入れ物）、または空間と時間の性質をそれ自体が与える何ものかとしての **материя**（ライプニッツに始まり、後にアインシュタインの一般相対性理論において表現された理解）を記述する。時間の中で様々な形態の **материя** とともに生じる変化が物理的現象をなす。物理学の主な課題は、あれこれの種類の **материя** およびその相互作用の性質を記述することにある。

主な種類の **материя**

現時点では 3 つの形態の **материя** が存在する。

・ **вещество** —— ハドロン物質、バリオン物質／古典的理解における物質、反物質／中性子物質／その他の種類の物質／クォークグルーオンプラズマ／仮説上のプレクォーク超高密度物質*形成物

вещество とは異なり、場の内部に空虚はなく、場は絶対的な稠密性を持っている。

・ 場（古典的意味での） —— 電磁場、重力場／量子場

・ 物理的本性が不明な物質*的对象物 —— 暗黒物質*、暗黒エネルギー」