

— Invited Review —

物理世界の彷徨
マヨラナ型ニュートリノ
— CP の破れと二重ベータ崩壊 —

土井 勝

Wandering around the world of physics
Majorana Type Neutrino
— CP Violation and Double Beta Decay —

Masaru Doi¹*Osaka University of Pharmaceutical Sciences, 4-20-1, Nasahara, Takatsuki-shi, Osaka 569-1094, Japan*

(Received January 14, 2014; Accepted February 14, 2014)

Atomism, reductionism and symmetry are fundamental concepts of particle physics. The development of physics is reviewed from “Physica” of the ancient Greeks to the well-established standard model of quarks and leptons in order to show how these concepts have been built up historically and reveal human views of nature in each stage of physics. The main theme of the latter half of this review is the neutrino. Works on the Majorana type neutrinos are reviewed, focusing on the CP violation of leptons and the nuclear double beta decay which is the most effective method to distinguish between Dirac and Majorana type neutrinos.

Key words — atomism; reductionism; Majorana neutrino; CP violation; double beta decay; left-right symmetry; neutrino mass

はじめに

進むべき道を定めて、かれこれ50年になる。身の程も知らず、物理学を専攻することを独りで決めた。幸いにも大阪薬科大学に職を得て、爾来40年、細々とではあるが、教育と研究に我が身をやつした。嗚呼、遙けくも来つものかな。看看臘月盡。任期を満了して、いよいよ退職の日を迎える。

夢と憧れを抱くのは、若者の特権である。たとえ傍目に無謀に見えようとも、それがなければ、人生に飛躍はあるまい。私が物理学の道に進んだのも、ある種の夢と憧れからである。理論物理学の持つ論理性と自然の美しさ、そして学究生活への憧れである。

美は只そこにあるのではない。探り当てるべきもの、純化して獲得すべきものである。乱雑に見えるものも、純化の極みを尽くすことで美しくなる。自然も亦然り。見た目の自然はいかにも雑然としている。しかし、奥底に美が潜んでいる。美しくないものは真理でない。雑然を純化して自然の秩序と美を探り当てる営み、それが物理学ではないかと思う。

宇宙は中国で生まれた言葉である。前漢の哲学書『淮南子』に、宇は空間的広がり、宙は時間的広がりである。そして、自然は、宇宙に存在する森羅万象とその現象をいう。

自然は千変万化し、複雑怪奇な様相を呈する。物理学は、混沌の中から規則性を見い出そうとする人類の知的営為であり、宇宙と自然が

¹大阪薬科大学 自然学グループ, e-mail: paideia@gly.oups.ac.jp

普遍的にしたがう根本原理すなわち秩序と美を追求する。宇宙と自然を前に物理学が問題とするのは、煎じ詰めれば、次の問いである。

- Q1: 自然は何からできているか？
- Q2: 自然はどのような法則にしたがって変化するか？
- Q3: 物質はどのような性質を示すか？ また、それはなぜか？

物理学のこうした目的は、物理学の萌芽の時代から現在の先端物理学に至るまで、脈々とその基底を貫いている。

自然は簡単にはその美を顕現しない。学徒としての私の過去を振り返ると、物理学への果てしない旅をしたかのような感慨を覚える。学ぶべきものは多く、それを身につけることすら大抵でなかった。況んや、自然が秘める未知なる秩序と美を探り当てる営みや、多くの人々に助けられ、導かれながら、見えない終着点を目指して、とぼとほ歩き続けたようなものだ。否、広大無辺な物理世界を、止め処なく彷徨ったという方が当を得ている。

私は素粒子論を終の研究分野とした。わずかでも何か誇れる成果があるとすれば、ニュートリノに関する研究であろうか。研究生活の一時期、私はニュートリノの理論研究に邁進した。物理学へのささやかな貢献でしかないであろうが、成果が評価され、定年退職を前に素粒子メダルを受賞できたのは、研究者冥利に尽きる。

ニュートリノは、138億年前のビッグバンによる宇宙開闢と同時に生まれ、ずっと宇宙空間を飛び交っている。ニュートリノは、1930年に初めて物理学に登場したが、当初から厚い神秘のベールを身に纏い、容易にはその正体を現さない。ニュートリノの謎の解明が、予期せぬ発見を生み、素粒子論の突破口を開いてきた。特に近年、ニュートリノに関する研究が精力的に行われ、幾つかの目覚ましい発見により、正体の解明が進みつつある。それでも今なお、ニュートリノは謎の多い粒子である。

素粒子論を貫いている基本思想は、原子論(アトミズム)と還元主義(リダクシオニズム)と

対称性(シンメトリー)の3つであろう。本稿の第11章までの部分で、物理学の発展の歴史の中で、紆余曲折しながらも、これらがどのように形成され発展してきたかを、時代背景や発見に関わった人物を交えて点描し、同時にまた、人類が獲得していった物理学的自然観について述べる。多少の数式は、要となる原理または法則を記したもので、自然の美と簡潔さを表現するために配しただけのものである。

第12章から第18章に、ニュートリノ物理学に関する私の仕事の一端を、厳密性を抜きにして、本質部分だけを書き残しておきたい。ニュートリノの質量と弱い相互作用の左右対称性は、自然の根幹に関わる未解決な問題で、標準理論を超える究極理論を構築する上で、重大な鍵となる。研究の中心テーマはマヨラナ型ニュートリノで、CP対称性の破れと二重ベータ崩壊について記載する。

第19章に、ニュートリノ物理学の現状をまとめ、第20章からは、私の個人的な思い出を記す。

1 古代の自然学

約16万年前、新人(ホモサピエンス)が誕生した。農耕牧畜による食糧生産革命が約1万年前、ユーラシア大陸の大河沿いに、メソポタミアを始めとする四大文明が開花したのが約5千年前である。哲学者ヤスパース(K. Jaspers)は、紀元前500年頃を中心とする600年間を、人類歴史の枢軸時代と呼んだ。四大文明による巨大都市国家が崩壊し、古代小国家が対立抗争していた時代のことである。人々は世界と人間存在の意味の問い直しを迫られ、現代にも影響を与え続ける精神思想が生まれた。

中国で孔子や老子を始めとする諸子百家が活躍し、インドではウパニシャッド(バラモン教の奥義書)が生まれ、釈迦が正覚し、ジャイナ教が成立した。ペルシャでゾロアスター(Zoroaster)が善と悪の闘争という挑戦的な世界像を説き、パレスチナではエリア(Elijah)から第二イザヤ(Isaiah)(キリストの予言者)に至る預言者が現れた。そしてギリシャでは、詩聖ホメロス(Homēros)やソクラテス(Sōkratēs)を始めとする

哲学者達が輩出した。こうした各地の思想は、互いに影響し合うことなく、独自に発生したのである。

ギリシャの自然学も、こうした潮流の中で興った。理性(logos)を通して感覚的なものの背後にあるもの、個々の事物を越えて存在する普遍的・客観的原理を捉えようとする態度が生まれ、変転きわまりない自然を成り立たせている根源(arkhē)についての思索があった。

自然が何からできているかについて、タレス(Thalēs)は、万物は水から生まれ水に還るとし、水は永遠で万有の構成要素であると考えた。また、エンペドクレス(Empedokulēs)は、万物は火と水と空気と土の4元素からなるとした。同様の思想は、古代インド(地水火風を基本とした)にも古代中国(火水木金土を基本とした)にもあった。



デモクリトス (BC287頃~BC212)

一方、レオキッポス(Leukippos)とその弟子デモクリトス(Demokuritōs)は原子論(アトミズム)を唱え、「感覚的な性質を持たず分割できない粒子(原子atomon)が、空虚な空間(真空mēon)で運動することによって、万物の感覚的な性質が生み出される」とした。万物が織りなす諸現象を根元的なものから理解しようとする原子論は、還元性と論理性において元素説を圧倒している。

デモクリトスの原子論は、真空の容認という点でも、徹底した唯物論という点でも、古代ギリシアで受け入れられ難く、プラトン(Platōn)からもアリストテレス(Aristotelēs)からも厳しく批判された。古代世界では、わずかに快樂主義者エピクロス(Epikouros)とその頌歌を書いたローマ詩人ルクレティウス(Lucretius)に受

け入れられたに過ぎない。

自然の変化の様相についての認識はどうであったか。万学の祖アリストテレスは、当時のあらゆる知識をいくつもの書物にまとめたが、その1つに『自然学(physiká)』があり、観念的で思弁的傾向が強いものの、物理学の萌芽とされる。彼は学問全体を、理論、実践、制作の3部門に分け、理論部門に形而上学と数学そして自然学を位置づけた。事物の運動と静止の原理を自然(フュシス)とみなし、自然学はこれらの原理と現象形態を研究するものであった。自然の変化について、“動いているものは、力のはたらかなければ、やがて止まる”とし、“重いものは軽いものより速く落ちる”とした。また、天動説の立場をとった。

シチリア島シラクサに生まれ、アレキサンドリアに学んだアルキメデス(Archimēdēs)は、この時代に一人傑出し、最初の数理科学者といわれる。ユークリッド(Eukleidēs)の『幾何学原論』を範に、物体の釣り合いを数学的に論じ、てこの原理や浮力の原理など、静力学で正しい発見を行っている。

紀元2世紀頃、プトレマイオス(K. Ptolemaios)は、天文学書『アルmagest(Almagestum)』を著し、天動説の立場から、円の原理と幾何学を用いて天体の運動を説明した。しかし、円が天体運動を支配する理由の説明はなく、天体運動に等速円運動しか認めないプラトン以来の伝統に従ったにすぎなかったし、複雑な星の動きを説明するために次々と数多くの周転円を導入せざるを得なかった(コペルニクスの時代には、80個もの周転円に達した)。

アリストテレスとプトレマイオスの体系は、ヨーロッパに伝えられたが、キリスト教の宗教的教理に組み込まれ、修正されることはなかった。ヨーロッパ中世は、農村を基盤に、キリスト教会が権威を持ち支配した封建社会である。文化的活動は教会の統制下にあり、学問は僧院と尼僧院で行われる神学が中心で、教理からの逸脱は異端とされた。かくして、約千年の間、科学の暗黒時代が続くこととなる。

幸いなことに、新興のアラビア帝国は、ギリシャ科学を継承し、代数学を発達させて、来たるべき科学革命への橋渡しの役割を演じた。

2 力学的自然観

14世紀から16世紀にかけ、イタリアに興り欧州各地に広がったルネサンスは、近代科学の夜明けともなった。全ヨーロッパを覆ったペストと不作、それに伴う人口減、階級対立と内乱などの全面的危機から回復し、新航路の発見(大航海時代)といった条件も加わり、時代は生産力の回復から繁栄の世紀へと展開しつつあった。都市は封建領主から自立して政治的共同体を形成し、教会支配からも独立して、人々は精神の自由と人間尊重の気風を獲得していった。ルネサンスは、自信に満ちた市民と大商人貴族をリーダーとして生まれ、都市貴族たちは、学者や芸術家を後見し、文芸運動を援助した。

コペルニクス(N. Copernicus)は『天球の回転について』を著し(1543年)、太陽中心説を唱えてプトレマイオス体系を覆し、世界観に革命をもたらした。地球中心から太陽中心への一大転回であり、後にカントが自身の認識上の転換をコペルニクスの転回と比喻した所以である。続いてブラーヘ(T. Brahe)は肉眼による天体観測を続け、天体の運動に関する膨大なデータを蓄えた。弟子ケプラー(J. Kepler)がこれを引き継ぎ、数学的に解析して、太陽系惑星の運動についての3法則を樹立した。

ピサに生まれたガリレイ(G. Galilei)は、望遠鏡による天体観測を自ら行って地動説を確信し、落体の実験(落下速度は、質量に無関係である)や慣性の法則(力を受けなければ、速度は変わらない)を発見して、アリストテレス以来のドグマを打ち砕いた。また、科学方法論に関する書『サジアトーレ(黄金計量者)』(1623年)において、自然の謎を解き明かすのに、思惟や直感に頼るのではなく、観察と実験を重んじる研究態度を打ち立てたのである。また、自然現象を数量的に取り扱うことの重要性を深く認識し、「自然という書物は数学の言葉で書かれている」と力強く主張した。晩年には、『天文対話』(1632年)において地動説的宇宙観を展開し、『新科学対話』(1638年)において物体の運動を体系的に論じた。ガリレイこそ、近代科学の父の名に相応しい。

デカルト(R. Descartes)は、数学のように、堅固な基盤の上に自然学を築くことを目指し、自然を要素に分解して捉える機械論的自然観で一貫した。デカルトの有名な言葉“cogito ergo sum”は、人間の理性を用いて真理を探求する姿勢を簡潔に表現するものである。近代哲学の父と呼ばれるデカルトの姿勢は、近代科学の特徴ともなった。

かくて機は熟した。ガリレイが死んだ年にニュートン(I. Newton)が生まれ、すべてが解決した。天使が支配する聖なる領域と考えられていた天空の運動と、人間世界の俗なる現象と考えられていた地上の運動を、同一の基盤から、数学を用いて説明して見せた。惑星の運動もリングが落ちるのも、同じ法則(万有引力、運動方程式)から説明できる。

ニュートンの運動学で核となるのは、わずか一行の運動方程式である。

$$m\mathbf{a} = \mathbf{F} \quad (1)$$

ニュートン力学によれば、物体に作用する力 \mathbf{F} と物体の質量 m から運動の加速度 $\mathbf{a} = \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2}$ が決まり、初期条件(ある瞬間の位置 \mathbf{r} と速度 \mathbf{v})が与えられれば、前後の運動は一義に定まる。これが力学的自然観における因果律である。力と質量が同じであっても、初期条件の違いによって運動の多様性が生まれる。

ニュートン力学の成功は人間理性の勝利と受け止められ、その著『プリンキピア』(1687年)は第二の聖書とまで呼ばれた。しかし、この時代は、未だ中世の呪縛が色濃く漂っていた。ケプラーは占星術者であったし、ガリレイは異端者として宗教裁判で断罪され(バチカンが誤りを認めたのは、やっと1992年である)、そしてニュートンは神学と錬金術に膨大な著作を残している。

15世紀頃から、自然現象を扱う学問に自然哲学(natural philosophy)という言葉が使われ、哲学との間に明確な区別はなかった。16世紀末からアリストテレスの『physiká』に書かれた内容に類するものとしてphysicsが使われ、19世紀に統一された²。

²日本では、幕末に「窮理学」、「格物理学」、「理学」などがあったが、明治初期にphysicsを「物理学」と訳し、定着した。

3 熱力学と統計力学

古代都市国家の成立と西欧ルネサンスは文芸に革命を引き起こしたが、18世紀にイギリスで興った産業革命の嵐も、社会の様相を一変させ、学術の発展に大きな影響をもたらすものであった。蒸気機関の発明は熱学の研究を促し、物質の変化を取り扱う必要性から、錬金術が化学へと発展した。また、電気と磁気についての探求が急速に進み、電磁気学として体系化された。

産業革命は大量生産と大量消費社会を生み出す元となり、地球温暖化の契機ともなった。産業革命後の社会は、今日から見れば、物質とエネルギーが価値を持つ時代と言えよう。

熱の正体について、古くから物質説(熱素説)と運動説があった。軍人であったランフォード(C. Rumford)は、砲身の穴あけ作業を視察したとき、摩擦により熱が無限に発生することを知り、熱は物質内部の粒子の運動によるものであると推論した(1798年)。熱学の次なる一步は、ジュール(J. P. Joule)による熱と仕事の等価性の発見である(1840年)。この2つの発見で、熱学が発展する基礎が固まった。

熱力学は2つの法則から成る。第一法則は、熱をエネルギー移動の一形態と捉え、エネルギーの保存則を述べたものである。これを発展する形で、エネルギー保存の法則という大法則が生まれた。エネルギーには様々な形態があり、形態間の相互変換が無生物界、生物界を問わず起こるが、すべてのエネルギーを加えれば、常に一定不変である。エネルギーは不生不滅で、無から生まれることも、無に帰することもない。

熱と仕事の等価性を発展させ、エネルギーが保存されることを最初に提唱したのはマイヤー(J. R. Mayer)だが(1842年)、これとは独立に、ヘルムホルツ(H. L. F. Helmholtz)が最終的に明確な形で定式化した(1847年)。両名とも医学の出身で、生理現象の考察からエネルギー保存則の着想を得ているのは興味深い。

第二法則は、熱を仕事に変える限界を述べたものである。カルノー(N. L. S. Carnot)は、熱機関の効率に関する研究から『火の動力について

の考察』を著し(1824年)、熱を仕事に変換するのに一定の限界があることを明らかにした。そして、最終的に、クラウジウス(R. J. E. Clausius)によるエントロピー概念の導入と、エントロピー増大則として定式化される(1865年)。

クラウジウスは、熱平衡状態にある熱力学系のエントロピー S を、外界の絶対温度 T と外界から熱力学系への熱の移動量 $d'Q$ を用いて、次式で定義した。

$$S = \int_{(\text{可逆})} \frac{d'Q}{T} \quad (2)$$

熱学の発展には曲折がある。ラムフォードが熱の運動論を提唱したとは言え、原子の存在は実証されておらず、直ちに受け入れられたわけではない。その一方で、エントロピーの本質は何かについて、ボルツマンは原子論を積極的に受け入れ、原子論から基礎づける試みを行った。

温度、圧力、体積などで指定される巨視的な熱力学的状態には、微視的に見れば熱力学系の構成要素が生み出す多数の力学的状態が関与している。ボルツマンは、エントロピー S と統計的重率 W (構成粒子の力学的状態の数)の間に、次の関係があることを示した(1877年)。

$$S = k \log W \quad (3)$$

統計的重率 W が大きい熱力学系は、多様性が高く、構成粒子が織りなす数多くの微視的状态が入り乱れている。エントロピーは、構成粒子の微視的状态の多様性(乱雑さ)を表すものであり、エントロピー増大の法則は、自然は多様性の高い乱雑な状態に向かって変化することを意味する。

熱力学で導入されたエントロピーを、構成粒子の運動と結びつけた点で、ボルツマンの関係式は画期的である。ボルツマンの関係式は、自然認識に新しい地平を拓き、原子論の立場から物質の性質を解明する上での基本となった。

エネルギー保存則を述べた熱力学第一法則も、エントロピー増大則を述べた熱力学第二法則も、永久機関を夢見て一生を棒に振った多くの無名の発明家の悲しみの上に築かれている。エネルギー保存則を最初に着想したマイ

ヤーは、優先権が認められず、失意の中に精神に異常を来した。諸学に通じた天才カルノーは、コレラで夭折し、わずかの原稿を除き遺稿はすべて焼却処分された。そして、ボルツマンは、未だ原子の存在が確認されていなかったために、反原子論者から激しい攻撃を受け、論争の果てに次第に憂鬱となり自ら命を絶った。熱力学建設の裏に、何と多くの悲劇が隠されていることか。

4 電磁気学と場の概念

電気と磁気に関する現象は、摩擦電気や磁石を通じて古代ギリシャ時代から知られていたが、学術研究として取り上げられるのは、ようやく18世紀になってからである。こうなった理由は、物体の運動と比べ、電磁気現象が人間の感覚に訴えにくい非日常の現象である故であろう。しかし、電磁気学の研究の歴史に、運動力学や熱力学の成立過程が辿ったほどの苦難や劇的な曲折は見られない。

デュフェイ(C. Du Fay)が電気に正負の2種があることを発見し(1733年)、これを皮切りに電気の研究がスタートした。磁気については、ボルタ(A. Volta)が電池を発明し(1800年)、これによって持続電流が得られ、電流の磁気作用についての探求が加速した。そして最後に、マクスウェル(C. Maxwell)が電気と磁気の統一理論を完成し、電磁気学が確立した(1864年)。

電磁現象の探求過程でブレークスルーとなったのは、相互作用の仕組みについての、ファラデー(M. Faraday)の近接作用論であろう。電荷 q が電荷 Q から力を受ける場合に、近接作用論では、 Q があることで空間はある種の緊張状態に変わり、 q は自身が存在する空間の点から、空間が緊張状態にあることが起因して力を受ける。緊張状態を生み出すのは Q であるが、 q が力を受けるのは、それが存在する空間の点からであるとする³。

一般に、空間の各点で値が定義される物理量を場という。電荷が作り出す空間の緊張状態を具現化するのが、物理的実在としての電場

であり、磁石や電流が作り出す空間の緊張状態が、磁場である。そして、場は瞬時に全空間に及ぶのではなく、波が伝わるのと同様、ある速さで空間に広がる。場の考え方こそは、20世紀の相対性理論による試練に耐えて生き残り、現代の素粒子論において最も重要な概念となっている。

電気と磁気は、当初、相互に無関係な現象と思われ、別々に発展した。ファラデーの電磁誘導の発見(1831年)とマクスウェルの変位電流の仮定(1864年)は、電気と磁気が不可分の関係にあることを明らかにした。

電磁気学の基礎方程式であるマクスウェル方程式は、電場 \mathbf{E} と磁場 \mathbf{H} の時間的および空間的变化の有り様を記述する。

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad \operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t} \quad (4)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{H} = 0, \quad \operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{1}{c}\left\{\mathbf{j} + 4\pi\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}\right\} \quad (5)$$

電場は電荷密度 ρ と磁場の時間変動 $\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}$ によって生まれ、磁場は電流密度 \mathbf{j} と電場の時間変動 $\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}$ によって生まれる。その故に、電荷も電流もない真空空間であっても、電場と磁場は一方の変化が他方の変化を生み出すことを交互に繰り返し、光速 c で電磁波として伝播する。

さらにマクスウェルは、古来、粒子か波動かで論争の絶えなかった光の本性について、光は波長が特定領域にある電磁波ではないかと推論し、光の反射・屈折に関する既知の法則を、自身の方程式から説明することに成功した。こうして光学は、電磁気学の一分野となった。

ベルリン科学アカデミーは、マクスウェルが存在を予言した電磁波を確認する実験を、懸賞募集した。果たして、ヘルツ(H.R. Hertz)がコイルを用いた実験で発生を確認するところとなり(1888年)、わずか数年後にマルコーニ(G. Marconi)が電磁波による無線通信に成功している(1895年)。電磁気学は百数十年の探求の末に完成し、ニュートン力学を凌ぐ豊かな果実を生み出し、現代人の生活を支えている。

電磁気学はファラデーとマクスウェルという異なる才能を持つ2人の巨人に負うところが

³遠隔作用論では、空間的に隔たった Q の影響が、直接 q まで瞬時にはるばる及ぶ、とみなす。空間の性質は電荷の存否によって何も変わらず、電荷同士が直接力を及ぼし合うとされる。

きい。製本屋の徒弟から身を起こしたファラデーは、実験に特異な才能を発揮し、数学的素養がないが故に、現象を描像で捉えた。一方のマクスウェルは、幼少から天才の誉れ高く、電磁気学以外でも気体分子運動論や土星の環の理論など、数学を駆使して数々の輝かしい業績を上げた。マクスウェルに言わせると、ファラデーは数学の才がなく実験に集中できたのは幸運だったという。学術の本質的飛躍のためには、特異な個性と才能が必要であることを物語るものであろう。

5 原子論の復活と還元主義

古代ギリシャの原子論は、長く途絶えていたが、ルネサンスのうねりとともに復活した。機械論者で反アリストテレス主義者のガッサンディ(P. Gassendi)は、『哲学集成』(1658年)の中で、エピクロスの原子論を熱っぽく紹介する。論敵デカルト(R. Descartes)は、遂に原子論を容認しなかったが、ガッサンディによって復活した古代原子論は、たちまちヨーロッパ知識人の心を捉える。個人主義が急速に発達し、人間社会を個の総和と捉えつつあった風潮と無関係ではないであろう。

もっともこの段階での原子論は、まだ形而上学的な意味合いにとどまる。元素概念を確立し、近代化学の成立に大きな足跡を残しながら、徴税請負人であったことを理由に、フランス革命で断頭台の露と消えたラボアジェ(A. L. Lavoisier)でさえ、原子の概念をまじめに取り扱ったとはいえない。

原子の存在が受け入れられたのは、ようやく19世紀になってからである。ドルトン(J. Dalton)は『化学哲学の新体系』を著し(1808年)、ラボアジェの定立した元素に実体としての原子を当てはめ、原子間の重量比を導入し、原子の結合と分離によって化学反応をとらえた。これが原子論を基盤にした今日の化学の出発点となり、後に原子は周期律表に表示されることになる(1869年)。

ベルヌイ(D. Bernoulli)が先駆となり(1738年)、マクスウェルが展開した気体分子運動論は、気

体を数多くの分子が空間を飛び交うものとみなし、気体分子が壁と衝突するときの反跳で圧力が生まれるとして、気体の状態方程式を見事に導出した(1860年)。また、ブラウン運動の観測は、熱運動する水分子が水に浮かぶ微粒子にランダムに衝突する結果と解釈され、原子論の傍証となった。

こうした累積の結果、原子の実在を疑う余地は最早なくなった⁴。以来、不可分な原子atomonの実体は変わったが、物質の多様性を根元的な粒子の組み合わせの違いに帰する思想は、今日まで脈々と受け継がれている。還元主義(リダクショニズム)とは、物質が構造を持つと考え、自然界の物質をより基本的なものに分解して捉える思想である。原子論と還元主義は、20世紀以降の物理学の基本思想となっている。

周期律表に整理された原子は、19世紀の終わりに、電子の発見や放射能の研究から、物質の最小単位ではなく、構造を有すると考えられるようになった。長岡半太郎博士は、原子が芯(原子核)を有し、そのまわりを電子が回るとする土星型模型を提唱した(1906年)。また、ラザフォード(E. Rutherford)は、惑星型模型を唱え、金の薄膜による α 粒子の散乱実験で確認して、原子構造を確立した(1911年)。原子の大きさは約 10^{-10}m 、芯の原子核の大きさは約 10^{-14}m の程度である。

1920年代に完成された量子力学は、原子の諸性質が、電子の量子力学的な運動として説明できることを明らかにした。1930年代に入ると、物理学は原子核の世界に踏み込んだ。ラザフォードの弟子チャドウィック(J. Chadwick)による中性子の発見(1932年)、コッククロフト(J. D. Cockcroft)とワトソン(E. T. S. Walton)による原子核の人工変換(1932年)、湯川秀樹博士の中間子論(1934年)により、原子核は陽子と中性子からなり、中間子を媒介とする強い力で結びついていると理解されるようになり、量子力学を基盤とする原子核構造論および反応論が発展した。

陽子、中性子、電子、中間子、光子(電磁波の粒子)などは、原子論にいう分割不可能な究極粒子と考えられ、素粒子と呼ばれた。しかし、

⁴今日では、電子顕微鏡で、結晶内に原子が並ぶ様子を写すことができる。

第2次世界大戦後に粒子加速器のエネルギーが上がるにつれて、新種の素粒子が次々に発見され、数百種類を数えるまでに至った。最早こうした粒子群は究極粒子とは考えられず、原子論と還元主義を敷衍して、素粒子は内部構造を持つと推察されるようになった。



ゲルマン (1929~)

ゲルマン(M. Gell-Mann)とツバイク(G. Zweig)は、独立に、強い相互作用をする素粒子(陽子, 中性子, 中間子など)はより基本的な粒子からなるとの考えを提唱した(1964年)。ゲルマンはこの基本粒子に、ジョイス(J. Jois)の小説『フィンネガンズ・ウェイク (Finnegans Wake)』にある鳥の鳴き声“Three quarks for Muster Mark”を採って、クォークの名を充てた(当時、基本粒子として3種が考えられていたため)。

クォークは、半端な電荷を持つことや、単離できないことなどを理由に、素粒子の諸性質を説明する上での便宜に過ぎないと考える研究者もあった。しかし、高エネルギー加速器による実験で最初の証拠が発見され(1968年)、最後に6番目のクォークが確認されて(1995年)、6個のクォークが物理的実在として存在することが確立された。

素粒子なる用語は、最初、物質の究極の粒子を表すものであった。しかし、素粒子の意味するところは、最近の100余年の間に大きく変遷してきた。巨視的な物質は、空間のスケールが小さくなるにつれて原子と分子から始まり、原子核、核子や中間子、クォークの順に、一層根元的な粒子が姿を現す。これを物質の階層構造という。物理学の発展を振り返ると、混沌と秩序の回復を繰り返してきた。こうなった理由は、自然の階層構造のためである。階層が違

えば、そこではたらいっている力学法則が異なり、その階層に特有の現象が現れる。空間的なスケールが大きい階層で成り立つ法則は、スケールのより小さい階層では成り立たず、新しい法則を発見する必要があったからである。

素粒子物理学は、最も根元的な立場から、物質の構成要素とその運動法則を探求する。物理現象が空間で起こり、時間とともに進行するために、素粒子論においては、時空そのものの性質まで追求する。

6 量子力学の建設

20世紀はどのような世紀であったか。歴史の検証を俟たねばならないが、恐らくは戦争の世紀、科学技術の世紀と記録されるであろう。世界規模の戦争が起こり、大量殺戮が行われた点で、従前と甚だしく異なっている。戦争の原因は、帝国主義、民族主義、階級闘争、支配欲、利己主義、宗教やイデオロギーの違いなど様々だが、国家や人類が争いから自由になるのは難しい。戦争は人間の悲しい性の投影である。

科学技術の面では、原子力を手にし、エレクトロニクスが発達して、生活が一変した。南北両極点とエベレストを征服し、飛行機と潜水艦で空と深海へ進出したばかりでなく、ロケットを開発して宇宙にまで行動範囲を拡大した。そして、産業革命以来の大量生産と大量消費が加速して、生活が豊かになる反面で、環境問題など地球規模の深刻な歪みが顕わになった世紀でもあった。

物理学に限って言えば、相対性理論と量子力学が建設された世紀として歴史に記録されることは、確実である。世紀の後半には、生物学が生命の神秘に踏み込み、神の領域とされていた生命現象に人為的な操作が加わるまでになった。

20世紀が明けた将にその年(1900年)、プランク(M. Planck)はエネルギー量子を発見し、これが革命の鎗矢となった。連続値をとると考えられてきた物理量は、一般に、プランク定数 h から定まる離散値をとることが明らかになったのである。

光電効果の研究から、アインシュタイン

(A. Einstein)は波動と考えられてきた光(電磁波)が粒子の性質を具備していることを明らかにした(1905年). 一方, ド・ブロイ(L. de Broglie)は, 粒子と考えられてきた電子は波動性を備えていると推論して, 原子の安定性を電子が定在波として存在するためであると説明した(1924年). かくして, 自然界のあらゆる実在は粒子と波動の2重性を備え, 粒子として振る舞うときのエネルギーと運動量(E, p)と, 波動として振る舞うときの振動数と波長(ν, λ)の間に, 次の関係が成り立つことが明らかになった.

$$E = h\nu, \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad (6)$$



プランク (1858~1947)

シュレーディンガー(E. Schrödinger)は, ド・ブロイの物質波の概念に従って, 物質の波動としての振る舞いを支配する基礎方程式を追求し, 次の波動方程式を発見した(1925年).

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V \right\} \psi \quad (7)$$

観測される物理量はすべて実数であるのに, 波動関数 $\psi(x, y, z, t)$ は複素数である. 複素数の波動関数が何を表すかについて, ボルン(M. Born)は確率解釈を与えた(1926年). それによれば, 絶対値の2乗 $|\psi(x, y, z, t)|^2$ (正の実数)は, 時刻 t に座標 (x, y, z) を含む単位体積に粒子を見出す確率を表す. 粒子を見つけようとしても, どこにあるかを断定できず, 場所ごとに見つかる確率があるだけである. 確率が大きいところでは濃く, 小さいところでは薄く描くと, 濃淡の雲ができる. 粒子の位置は, 古典物理学のように点ではなく, それが見出される確率の雲で表される.

量子力学の建設には, 解析力学に基礎を置く別なアプローチがあった. このアプローチで, ボーア(N. Bohr)は本質的な一步を踏み出し, 不完全ながら原子の安定性を説明するのに成功していた(1913年). ハイゼンベルク(W. Heisenberg)は, ボーアが提示した対応原理を手掛かりに謎解きに挑み, ついに行列力学を完成させた(1925年). 後にシュレーディンガー流の波動力学とハイゼンベルク流の行列力学は数学的に同等であることが証明され, 量子力学として統一された.

量子力学の一般的枠組みによれば, 物理量は一般化座標 q と一般化運動量 p から構成され, q と p の間に交換関係が成り立つ.

$$[q, p] = i\hbar \quad (8)$$

交換関係はハイゼンベルクが提示したもので, 物理量は古典物理学で考えられてきたような実数で表される量ではなく, 行列あるいは演算子で表現されることを意味するばかりでなく, 「 q と p は同時に確定値をとることはできず, 測定の不確実性の間に $\Delta q \cdot \Delta p \geq \hbar$ が成り立つ」とする不確定性原理の論拠となっている.

物理系の状態は, ヒルベルト空間の状態ベクトル $|\Psi\rangle$ で記述され, その時間的変化はハミルトニアン(エネルギー関数) H で決まる.

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = H |\Psi\rangle \quad (9)$$

そして, 物理系が特定の状態 $|\psi_a\rangle$ にある確率 P_a は, 次式によって与えられる.

$$P_a = |\langle \psi_a | \Psi \rangle|^2 \quad (10)$$

量子力学は原子の周期律表を再現したばかりでなく, 分子にも適用して成功し, 化学や生物学をも包含する自然科学の基礎理論となった. 巨視的物質の運動は, ニュートンが明らかにした運動法則に従っている. しかし, 分子より極微の世界では, 量子力学を以てしなければ物質の運動を記述できない. また, 物質の示す性質を説明することは物理学の大きな目的の一つ(最初に述べたQ3)であるが, 量子力学と統計力学がそのための手段となった.

量子力学の構築に当たっては, ド・ブローイ

とシュレーディンガーは独自の道を歩んだ。もう一方は、それまでにない研究体制が特徴的である。ボーアのもとに20歳代の俊英が集まり、それぞれの個性を発揮しながら新力学の構築に貢献し、わずか25年で完成にこぎ着けた。また、物理学は理論と実験の分業が行われるようになり、理論物理学の分野でも、複数の研究者が共同で1つのテーマを研究する新しいスタイルが普及した。

7 自然の対称性

宇宙の基底に対称性が横たわっている。物理法則が何らかの変換に対して形を変えないことを、物理法則の対称性という。対称性こそは、自然の基本原理の1つと言ってよいだろう。

対称性が理論物理学の中で明確な役割を演ずるようになったのは、アインシュタインが相対性原理を打ち出して以降である。アインシュタインは、物理法則はすべての慣性系で同じ形に表されることを要請し、物理法則はこの要請によって制限され、決定されると主張した(1905年)。物理法則の対称性は、相対性原理の一般化とみなすことができる。

特殊相対性理論は、光速度不変の原理が基礎になっている。光速度不変の原理は、4元座標 $x^\mu = (ct, x, y, z)$ を使って、 $x_\mu x^\mu = \text{inv.}$ と表される。電磁気学においても、マクスウェル方程式がローレンツ変換(慣性系の間の変換)に対して不変であることが正しく認識されたのは、相対性理論によってである。電磁場の変換性は相対論的不変性の結果であり、それによってマクスウェル方程式の形が、事実上決まっていたのである。

相対性理論によって、物理法則は新たな表現形式を持つことになった。マクスウェル方程式(4)と(5)は、ベクトルポテンシャル A^μ に対して電磁場テンソル $F^{\nu\mu} = \partial^\nu A^\mu - \partial^\mu A^\nu$ を定義し、電流密度 $j^\mu = (\rho, \mathbf{j})$ を使って、次の形に書き換えられる。

$$\partial_\nu F^{\nu\mu} = \frac{4\pi}{c} j^\mu \quad (11)$$

⁵古典物理学(ニュートン力学とマクスウェル電磁気学)では、これらの保存則は基本となる法則から導かれ、背後にある対称性によるものとは考えられていなかった。

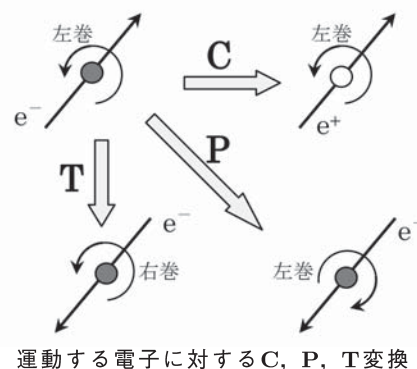
アインシュタインは、重力に関する一般相対性理論を構築した。等価原理と局所対称性の原理(時空座標の局所的变化のもとの自然法則の不変性)を要請して、重力および時空それ自身の力学法則が次の形に決められた。自然は何と簡潔で美しいことか。

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (12)$$

対称性は、量子力学および素粒子論において、さらに深い意味を持つようになった。対称性で扱われる変換には、連続的なものと離散的なものがあり、これらは一般に群(変換群)をなす。

連続変換に対する対称性があれば、必ず物理量の保存則が成り立つ。簡単な例をあげれば、違った時刻に違った場所で、勝手な向きで実験をおこなっても、同じ結果が得られるのは、時空の平行移動と空間回転に対して、物理法則が変わらないからである。時空の平行移動に対する対称性からエネルギーと運動量の保存則が、そして、空間回転に対する対称性から角運動量の保存則が導かれる⁵。

離散変換で重要なのは、(1) C (粒子反粒子反転)、(2) P (パリティ変換あるいは空間反転)、(3) T (時間反転)の3つである。



粒子反粒子反転Cは、粒子と反粒子を入れ換えるもので、電荷を持つ粒子ならば電荷の符号を反転させることである。空間反転Pは、物理現象を鏡に映し、さらに上下を入れ換える

変換のことである。時間反転Tは、時間の向きを逆にすることで、ムービーの映像を逆回転することに相当する。例として、運動する電子に対するC, P, T変換を図に示す。なお、左巻と右巻はスピンの向き(粒子の後方から見る回転方向)を意味する。

古典物理学では、C, P, T変換の一つ一つに対して対称性が成り立つことから、素粒子の世界でも、同様の対称性が成り立つものと考えられていた。K中間子の崩壊が発見されたことで、事情は一変する。K中間子は、2個または3個の π 中間子に崩壊するのだが、これらの崩壊過程を理論的に矛盾なく説明することができなかった。そこで、リー(T. D. Lee)とヤン(C. N. Yang)は、過去の実験データを詳しく調べ、「崩壊過程で、P対称性を示すデータはない」と結論し、素粒子の崩壊現象では、P対称性は破れているとの大胆な仮説を提唱した(1956年)。そして程なく、この説の正しさが実験で確認された。この実験は、同時に、素粒子世界におけるCの破れを意味するものでもあった。これによって、CとPは破れているが、CとPの変換を同時に行うCP対称性は成り立つと信じられるようになった。

事態はさらに展開する。中性K中間子が3個の π 中間子に崩壊する過程を詳しく調べると、約0.2%の割合で、2個の π 中間子に崩壊していたのである(1964年)。この事実は、わずかではあるが、CP対称性が破れていることを意味する。それでは、3つの変換C, P, Tを同時に行うCPT対称性はどうか。局所的な場の量子論においては、CPT定理によって、CPT対称性が成り立つことが保証される。

結局、現在の知見によると、自然界では、CもPも、そしてCPも、破れている。

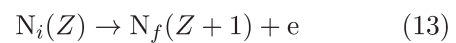
8 ニュートリノ仮説

ニュートリノの物理学への登場は、劇的で示唆に富み、その後の素粒子論の鎗矢となり、今に至るまで、素粒子論の重要テーマであり続けている。

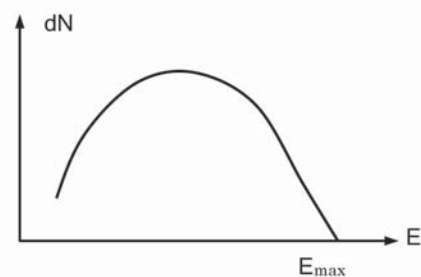
19世紀も終わる頃、ベクレル(A. Becquerel)やキュリー夫妻(P. Curie, M. Curie)により、あ

る種の物質から未知なる3種の放射線が出ることが発見され(1896~1898年)、 α 線、 β 線、 γ 線と名づけられた。その後の研究で、 α 線はHeの原子核、 β 線は電子、 γ 線は短波長の電磁波であることが明らかになった。

20世紀の初頭に原子核が発見されると、これらの放射線は原子核が源であることが明らかになった。原子核が β 線を放出する過程を β 崩壊という。最初、 β 崩壊は、原子番号Zの親核 $N_i(Z)$ が1個の電子(e)を出し、原子番号Z+1の娘核 $N_f(Z+1)$ に変わる過程と考えられた。



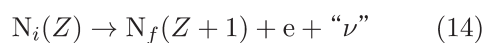
これが正しいならば、エネルギー保存則から考えて、電子のエネルギーは親核と娘核のエネルギー差に等しい一定値を持つはずである。ところが、電子のエネルギー分布を調べると、連続スペクトルを示し、個々の原子核に固有な上限値があることを、チャドウィックが発見した(1914年)。この事実は当時の物理学者を大いに悩ませ、原子核が関与する極微の世界の現象では、エネルギー保存則が成り立たないと考えた物理学者さえあった(量子力学の泰斗ボーアはその一人である)。矛盾はもう1つあり、粒子の回転状態を表す角運動量を調べると、保存するはずの角運動量が保存しない。



電子のエネルギースペクトル

エネルギー保存則は、人類が長い格闘の末に打ち立てた大法則である。パウリ(W. Pauli)は、エネルギー保存則を温存したまま、この難問を解決する策を着想した。パウリは、電氣的に中性で質量の極めて小さい未知なる粒子(中性微子" ν ")が、 β 崩壊の際に、電子と一緒に放

出されると考えた。



この反応では、電子と中性微子のエネルギーの合計は、親核と娘核のエネルギー差に等しく、中性微子がエネルギーの一部を持ち去るため、電子のエネルギーは連続スペクトルとなる。しかも、電子の最大エネルギーが親核と娘核のエネルギー差に等しいことから、中性微子の質量は極々小さくなければならない。さらに、 β 崩壊の前後で角運動量が保存されることから、中性微子のスピン⁶は $\frac{1}{2}$ であることが推論される。



パウリ (1900~1958)

ちょうどその時期、チュービンゲンで放射能に関する国際会議が開催されており、パウリは出席していた物理学者たちに書簡(1930年12月4日付け)を送り、自身の着想を伝えた。パウリは、未だ観測されたことのない素粒子を、理論的に予言した最初の人となった。パウリが仮定した中性微子は、今日、ニュートリノと呼ばれている⁷。

1931年に陽電子(e^- あるいは e^+)が、1932年に中性子が発見されると、 β 崩壊を理論化する環境が整った。今日の観点では、 β 崩壊の素過程は、中性子(n)が消滅し、陽子(p)と電子(e)それに反ニュートリノ($\bar{\nu}_e$)が生成される反応である



⁶角運動量は粒子の回転状態を表す。素粒子は点であるにもかかわらず、静止していても角運動量がある。スピンとは、静止している粒子の角運動量のこと、粒子の自転に喩えられる。スピンは、 $\sqrt{s(s+1)}\hbar$ の大きさを持ち、 s の値を粒子のスピンという。

⁷当時知られていた素粒子は、電子、陽子それに光子(光の粒子)のみで、中性子は未発見であった。パウリは、この中性微子をneutronと名付けた。1932年にチャドウィックにより中性子が発見されると、イタリア人フェルミはチャドウィックの中性子(大きく重い)をneutron、パウリの中性微子(小さく軽い)をneutrino(接尾語"-ino"は、イタリア語で「小さい」を意味する)と呼び、これが定着した。

素粒子世界の顕著な特徴の1つは、粒子間の相互作用によって、粒子が生まれたり消滅したりすることである。粒子の種類が変わるばかりでなく、粒子数も変化する。 β 崩壊は粒子の生成と消滅が起こる最初の例として物理学に登場した。電子とニュートリノは、親の原子核に存在していたのではなく、 β 崩壊によって生成される。

フェルミ(E. Fermi)は、ニュートリノ仮説を取り入れ、 β 崩壊の理論を打ち立てた(1934年)。粒子の生成と消滅を場の量子論(相対論的量子力学)で取り扱う方法を提示し、 β 崩壊の過程を計算した。フェルミの理論は、素粒子を記述する場の理論の妥当性を打ち立てた歴史的な論文である。

湯川秀樹博士が核力の起源は中間子であると予言したのは(1936年)、パウリのニュートリノ仮説の着想に触発され、フェルミの β 崩壊の理論に基礎を置いている。

9 標準理論

素粒子は、光速または光速に近い速度で運動する。このような現象を扱う素粒子物理学では、相対性理論の要請を満たすように理論が創られる。遠隔作用論は、作用が無限大の速度で伝わることを前提とするので、相対性原理と矛盾する。相対性理論では、近接作用論に基づく場を通じての作用しか許されない。

電荷の間にはたらく電磁気力は、量子論では、電荷同士が光子を交換することで生まれると解釈される。力は素粒子の生成、消滅そして転化にかかわる基本的な概念と捉えられ、相互作用と呼ばれる。

自然界には4種類の相互作用があり、強さの順に、(1)強い相互作用、(2)電磁相互作用、(3)弱い相互作用、(4)重力相互作用である。

強い相互作用の代表例は、核子の間にはたらく原子核という塊を作り出す核力である。弱い相互作用の代表は、 β 崩壊を引き起こす力である。4つの相互作用の強さを比較すれば、強い相互作用を1としたとき、電磁相互作用が 10^{-2} 、弱い相互作用は 10^{-5} 、重力相互作用は 10^{-39} の程度である。

人が日常生活の中で体験できる相互作用は、無限遠まで影響が及ぶ電磁気力と重力である。強い力と弱い力は、力の届く範囲がきわめて短く、強い力は 10^{-15} m程度、弱い相互作用は 10^{-18} m程度しかないために、原子核レベル以下の極微の世界でしか見られない。

自然の階層性		4種の相互作用			
粒子	大きさ [m]	相互作用	強さの比	到達距離 [m]	ゲージ粒子
原子	10^{-10}	強い力	1	10^{-15}	グルーオン
原子核	10^{-15}	電磁気力	10^{-2}	∞	光子
核子	10^{-15}	弱い力	10^{-5}	10^{-18}	W粒子, Z粒子
クォーク	$\leq 10^{-18}$	重力	10^{-39}	∞	重力子

階層性の空間スケールと相互作用の諸特性

相互作用を、何らかの基本原則から導き出すことができないか。相互作用の起源を時空の対称性と関係づけたのは、ワイル(H. Weyl)である(1918年)。ワイルは、物理系の変化は場所ごと時刻ごとに恣意的に起こるとし、時空の各点でゲージ(物差し)を変えても理論が変わらないことを要請して、相互作用を導くことを試みた。時空の各点で勝手に起こる変化に対し物理法則が変わらないことを、ゲージ対称性という。

電磁相互作用と電荷の保存則は、荷電粒子に伴う場の位相変化が、ゲージ対称性を持つ要請から導かれる。これを基礎にして量子電磁気学(QED)が建設され、朝永振一郎博士とシュウィンガー(J. Schwinger)のくりこみ理論を経て、完成された(1940年代末)。その後の場の量子論(相対論的量子力学)は、QEDを手本に、それを拡張する形で作られる。ゲージ理論はヤンとミルズ(R. L. Mills)により一般化され(1954年)、重力相互作用も一種のゲージ理論であることが内山龍雄博士によって示された(1956年)。

ゲージ理論によると、物質場の運動と相互作用に関する法則は、ある種の連続変換 G のもとで不変である。連続変換 G はリー群をなし、その生成子 T^a ($a = 1, 2, \dots$)はリー代数 $[T^b, T^c] = if^{abc}T^a$ を満たす。物質を構成する粒子に伴う場は群 G の表現の基底をなし、物質場

の列 Ψ に対するゲージ変換は、時空点 x の任意関数 $\Lambda^a(x)$ を用いて、次式で定義される。

$$\Psi' = e^{-iT^a \Lambda^a(x)} \Psi \quad (16)$$

ゲージ対称性から、物質場に対する共変微分 D_μ とゲージ場のテンソル $F_{\mu\nu}^a$ が定まり、これから自由場の運動方程式と相互作用が求まる。

$$D_\mu = \partial_\mu - igT^a A_\mu^a \quad (17)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (18)$$

QEDは $G = U(1)$ のゲージ理論で、光子が電磁相互作用を媒介する。この類推から、弱い相互作用についても、質量が非常に大きいゲージ粒子が媒介するとの考えが生まれた。しかし、ゲージ対称性から導かれるゲージ粒子は質量を持たないため、この考えには理論的な困難があった。

この隘路を打破したのが、南部陽一郎博士による対称性の自発的破れの素粒子物理学への導入である(1960年)。それによれば、本来はゲージ対称性は成り立っているのだが、エネルギーが最も低い基底状態で自発的に対称性が破れ、実際に起こる物理現象では非対称となる⁸。アンブレア(F. Englert)とヒッグス(P. Higgs)は独立に、この考えをゲージ理論に適用すれば、ゲージ粒子は0でない質量を持つことを明らか

⁸自発的(spontaneous)とは、幾通りも可能な選択肢の中から、任意に1つが選ばれることを言う。

にした(1964年). 物質場も, ヒッグス場 ϕ との次の湯川相互作用を通じて質量を持つ.

$$f\bar{\Psi}\phi\Psi \quad (19)$$

対称性の自発的破れの機構を適用することで, 素粒子物理学は相互作用に対する統一理論を手にする事となった. ワインバーグ(S. Weinberg)とサラム(A. Salam)は, 相次いで独立に, 電磁相互作用と弱い相互作用は, $SU(2) \times U(1)$ を変換群とするゲージ理論として統一できることを示した(1967, 1968年). 続いて, 強い相互作用に対しても, クォークのカラー自由度に対する相互作用が, $SU(3)$ を変換群とする量子色力学(QCD)で記述できることが確立された.

このようにして, 重力を除く3つの相互作用は, $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ のゲージ理論として統一された. 根元粒子は, 物質を構成するクォークとレプトン, それらの間の相互作用を媒介するゲージ粒子, そして質量を生み出すヒッグス粒子に分類される.

(i) クォーク 6種類のクォークが確認されており, スピンはすべて $\frac{1}{2}$ である. 半端な電荷 $+\frac{2}{3}e$ を持つ(u, c, t)と, $-\frac{1}{3}e$ を持つ(d, s, b)があり, 対を成して3世代を形成している.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (20)$$

各クォークには3つの内部状態があり, 便宜上, それを3原色の赤, 緑, 青で区別する. 強い相互作用をする粒子をハドロンと総称し, 陽子や中性子それに中間子など, 数百種類ある. ハドロンは広がりを持ち, 陽子や中性子は3つのクォークの, 中間子は2つのクォークの集まりである. 3色のクォークは, 無色になるようにハドロンの中に閉じこめられ, 単体で分離することはできない.

(ii) レプトン 強い相互作用をしない粒子をレプトンといい, $-e$ の電荷を持つ荷電粒子(電子e, ミュー粒子 μ , タウ粒子 τ)と, 電氣的に中性なニュートリノ(ν_e, ν_μ, ν_τ)があり, 荷電粒子とニュートリノを組とする3世代を形成している.

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (21)$$

レプトンもすべてスピンの $\frac{1}{2}$ である. 現在までのところ, レプトンに大きさがあるという証拠はない.

(iii) ゲージ粒子 ゲージ粒子が媒介する相互作用の到達距離は, $\frac{h}{Mc}$ (M はゲージ粒子の質量)の程度である. 弱い相互作用を媒介するゲージ粒子はW粒子とZ粒子で, それぞれ陽子の約80倍と約90倍の質量があり, スピンは1である. 強い相互作用を媒介するグルーオンは, 光子と同じように質量は0, スピンは1である. なお, ゲージ粒子のうちW粒子だけが $\pm e$ の電荷を持つ.

(iv) ヒッグス粒子 標準理論の中で, 最後まで未発見であったが, ジュネーブ郊外にあるLHC(Large Hadron Collider)による実験で, 遂に2012年7月にその証拠が発見され, その後, 確立された. ヒッグス粒子は電氣的に中性で, スピンは0, 質量は陽子の約130倍である.

10 粒子反粒子変換

シュレーディンガー方程式(7)は, 相対性原理を満たさない. ディラック(P. Dirac)は, 自由に運動する質量 m の電子波 $\psi(x)$ がしたがう相対論的な波動方程式を探求し, 次の方程式を発見した(1926年).

$$(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi(x) = 0 \quad (22)$$

エネルギー・運動量の関係 $p^\mu p_\mu = E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2$ を要請することで, ガンマ行列 γ_μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$)は次の代数を満たす.

$$\gamma_\mu \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_\mu = 2g_{\mu\nu} \quad (23)$$

ディラック方程式は相対性理論の要請を満たすばかりでなく, 電子のスピンの $\frac{1}{2}$ であることも内包している. 一方, ディラック方程式は, 正のエネルギー解と同時に, 負のエネルギー解を持つ. 負のエネルギーは物理的に許されないことから, 当初, この点がディラック方程式の難点とされた. ディラックは, この難点を回避するため「空孔理論」を立て, 真空は負の

エネルギーを持つ電子に満たされ、それが1つ欠けた状態は正のエネルギーと正電荷(+e)を持つ状態として観測されるはずであると主張して、これを陽電子と名付けた。果たして、実際に陽電子の存在が実験で確認されることとなり、ディラック方程式の正しさが確立された。

電子(eまたは e^-)と陽電子(\bar{e} または e^+)の対のように、質量やスピンなどの属性はまったく同じで、電荷の符号だけが異なる対の一方を粒子、他方を反粒子という。陽子(pまたは p^+)と反陽子(\bar{p} または p^-)も、粒子と反粒子の関係にある。

場の量子論では、素粒子はそのスピンの値に応じた場で記述される。ガンマ行列は複素数表現となることから、ディラック方程式の解 $\psi(x)$ も複素数の4成分場(スピノール)となる。複素数の自由度2は素粒子の2つの電荷状態に対応し、場 $\psi(x)$ が電子と陽電子を記述する所となっている。

C変換(粒子反粒子反転)は粒子と反粒子を入れ替える変換である。ディラック場 $\psi(x)$ をC変換したものは $\psi^c(x) = C\bar{\psi}^T(x)$ で表わされ(Cは $\gamma_\mu^T = -C^{-1}\gamma_\mu C$, $C^T = -C$ なる行列)、 $\psi^c(x)$ もディラック方程式($i\gamma_\mu\partial^\mu - m$) $\psi^c(x) = 0$ を満たす。

マヨラナ(E. Majorana)は、ガンマ行列の表現にディラック方程式に虚数が現れないものがあり、 $\psi(x)$ に実数解があることを発見した(1937年)。実数場は、自由度が複素数場の半分、粒子と反粒子の対がない素粒子を記述する⁹。すなわち、ディラック方程式によって記述されるスピン $\frac{1}{2}$ の素粒子に、2つの型が存在する。

第1の型は、複素数の場で記述され、粒子と反粒子の区別があるもので、ディラック型と呼ばれる：

$$\psi^c(x) \neq \psi(x) \quad (24)$$

第2の型は、実数の場で記述され、粒子と反粒子の区別がないもので、マヨラナ型と呼ばれる：

$$\psi^c(x) = \psi(x) \quad (25)$$

これまで発見されている電子、陽子、中性子、クォークなどのスピン $\frac{1}{2}$ 粒子は、すべてディラック型である。しかし、数学上の解はスピン $\frac{1}{2}$ 粒子に別の型があることを示唆している。自然に無駄はない。ならば、マヨラナ型の素粒子があって不思議はない。

11 ニュートリノの型

ニュートリノの生成には、反応物が電子を吸収しニュートリノを生み出す場合と、反応物が電子とニュートリノを一緒に生成する場合がある。前者のものを単にニュートリノ(ν_e)、後者のものを反ニュートリノ($\bar{\nu}_e$)と呼ぶ¹⁰。

$$A(Z) + e \rightarrow B(Z-1) + \nu_e \quad (26)$$

$$B'(Z-1) \rightarrow A'(Z) + e + \bar{\nu}_e \quad (27)$$

ニュートリノは、ディラック方程式(22)に従うスピン $\frac{1}{2}$ の中性粒子なので、ディラック型かマヨラナ型かが問題となる。ニュートリノがディラック型の場合には、 ν_e と $\bar{\nu}_e$ を粒子と反粒子の対とみなし($\nu_e \neq \bar{\nu}_e$)、マヨラナ型の場合には、 ν_e と $\bar{\nu}_e$ を同じ粒子とみなす($\nu_e = \bar{\nu}_e$)。

荷電レプトンの族(e, ν , τ)とニュートリノの族(ν_e, ν_ν, ν_τ)に $L = +1$ を、それらの反粒子($\bar{e}, \bar{\nu}, \bar{\tau}$)と($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\nu, \bar{\nu}_\tau$)に $L = -1$ を割り振り、この L をレプトン数と呼ぶ。これまでに観測された現象に関する限り、素粒子反応の前後でレプトン数の和が保存されている。

ニュートリノの型の違いは、反応の前後におけるレプトン数の和の違いとして現れる。ニュートリノがディラック型ならば、レプトン数の和が必ず保存する。マヨラナ型ならば、レプトン数の和が保存する反応の他に、保存しない反応がある。

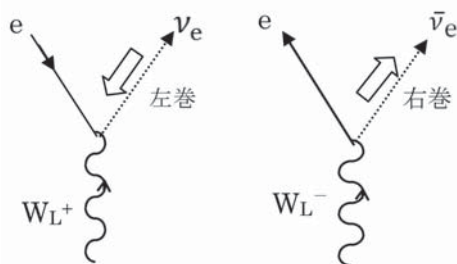
標準理論では、ニュートリノの質量はゼロ($m_\nu = 0$)、弱荷電流が関与する相互作用は左巻($V-A$)型と仮定され、次式が得られている。

$$\mathcal{L}_L = g_L \bar{e}\gamma_\rho(1-\gamma_5)\nu_e \cdot W_L^\rho + \text{H.C.} \quad (28)$$

⁹マヨラナは、論文の中で、電荷を持たない中性子がそれに該当するのではないかと推論している。後年、中性子に磁気能率が反対符号のものがあることが分かり、ディラック型であることが分かった。

¹⁰単にニュートリノという場合は、 ν_e と $\bar{\nu}_e$ に対する総称である。

この相互作用により、ゲージ粒子 W_L^+ が電子を吸収して ν_e を放出する(W_L^- が ν_e を吸収して電子を放出すること、 W_L^- が電子と一緒に $\bar{\nu}_e$ を放出する(W_L^+ が電子と一緒に $\bar{\nu}_e$ を吸収すること)も起こる。しかし、標準理論の枠組みに留まる限り、ニュートリノの型は問題にならない。その理由は、次のとおりである。



標準理論の左巻相互作用

粒子のスピンの運動方向成分をヘリシティ(h)といい、その値が負なら左巻、正なら右巻の回転を表す。図示したように、(28)を採用する限り、 ν_e では $h = -1$ 、 $\bar{\nu}_e$ では $h = +1$ に、必ずなる。 h の値は、ニュートリノがマヨラナ型の場合には、同一粒子($\nu_e = \bar{\nu}_e$)の異なる状態を表し、ディラック型の場合には、粒子(ν_e)か反粒子($\bar{\nu}_e$)を表す指標となる。すなわち、マヨラナ型の見方とディラック型の見方は、 $\nu_e(-) \leftrightarrow \nu_e(-)$ と $\nu_e(+) \leftrightarrow \bar{\nu}_e(+)$ で1対1に対応し、ニュートリノの型を云々すること自体に意味がない。

しかし、標準理論からわずかでもズレがあれば、事情が一変する。もしニュートリノの質量が0でなければ($m_\nu \neq 0$)、(28)の相互作用であっても、 ν_e と $\bar{\nu}_e$ に標準理論と反対向きのヘリシティ状態があり、その割合は $\frac{m_\nu}{E}$ (E はニュートリノのエネルギー)に比例する^E。また、わずかでも右巻($V+A$)相互作用

$$\mathcal{L}_R = g_R \bar{e} \gamma_\rho (1 + \gamma_5) \nu_e \cdot W_R^\rho + \text{H.C.} \quad (29)$$

があれば、 ν_e と $\bar{\nu}_e$ のヘリシティは標準理論の場合と反対向きとなり、その割合は結合定数 g_R に比例する。

以上をまとめれば、ニュートリノに0でない質量がある $m_\nu \neq 0$ の場合も、右巻相互作用がある($V+A \neq 0$)場合も、 ν_e と $\bar{\nu}_e$ はいずれもヘリシティが正負の状態をとり、マヨラナ型ニュー

トリノの状態(2通り： $\nu_e(\pm) = \bar{\nu}_e(\pm)$)とディラック型ニュートリノの状態(4通り： $\nu_e(\pm), \bar{\nu}_e(\pm)$)を1対1に対応づけることは、最早できない。すなわち、ニュートリノの型を問題とせざるを得ないのである。

12 ニュートリノ研究の動機

私が共同研究者とニュートリノ研究を始めたのは、1980年が明けた頃からである。当時は、これまで説明した発展の中で、理論面でも実験面でも、すでに確立したものもあれば、実験の検証を得られないままのものもあった。私の研究の背景と動機について記す。

β 崩壊でP対称性が破れていることが発見され、相互作用の型についても高精度の実験がくり返され、それらの発見を取り纏める形で、ファイマン(R. Feynman)とゲルマン(M. Gell-Mann)により、弱い相互作用に関する理論は美しく洗練された形に定式化された(1957年)。

弱い相互作用は左巻($V-A$)型で、レプトンの弱荷電流 $j_{L\rho}$ とハドロンの弱荷電流 $J_{L\rho}$ を用いて、次のラグランジアンで記述される。

$$\mathcal{L}_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_L^\rho(x) J_{L\rho}^\dagger(x) + \text{H.C.} \quad (30)$$

この相互作用では、素粒子の生成と消滅が時空の1点 x で起こる。 β 崩壊の素過程(15)に適用すれば、ハドロン(クォーク)の弱荷電流 $J_{L\rho}^\dagger(x)$ が中性子(d クォーク)の陽子(u クォーク)への転換を引き起こし、レプトンの弱荷電流 $j_{L\rho}(x)$ が電子と反ニュートリノの生成を引き起こす。なお、レプトン弱荷電流 $j_{L\rho}$ は、次式で与えられるものである。

$$j_{L\rho}(x) = (\bar{e}, \bar{\mu}, \bar{\tau}) \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (31)$$

標準理論は、この相互作用を念頭に作られ、 W 粒子がハドロン弱荷電流とレプトン弱荷電流を仲立ちするよう修正されたが、中性カレントやゲージ粒子も予言どおり実験で確認され(1983年)、電磁相互作用と弱い相互作用および強い相互作用を統一する理論として一応は

確立された。

しかし、確立当初から、標準理論は究極理論とは考えられていない。標準理論を超える次なる統一理論(Physics beyond the Standard Model)を構築する試みがスタートしている。

標準理論は下記のような問題を内包する。

1. ニュートリノの質量(m_ν)は、本当にゼロなのか($m_\nu = 0$)?
2. $m_\nu \neq 0$ ならば、ニュートリノはディラック型とマヨラナ型のいずれであるか?
3. $m_\nu \neq 0$ ならば、レプトンの混合行列とCP対称性を破る位相はどうなるか?
4. 左巻($V-A$)弱荷電流しか観測されないが、もともと左右対称性が存在し、右巻($V+A$)弱荷電流も存在するのではないか?
5. 以上の疑問に決着をつけるには、どのような実験を行えばよいか?

標準理論では、最初から、ニュートリノの質量はゼロと仮定され、(30)と(31)を再現するように、人為的に仕組まれている。しかし、それには、相応の必然性がなければならない。確かに観測されるニュートリノの質量はゼロまたは極めて小さく、相互作用は($V-A$)型が圧倒的ではある。ところが、自然がこうあらねばならない原理的理由は、これまで何も知られていない。観測されるニュートリノの質量は、何故にかくも極微なのか? 宇宙のあり方は、むしろ $m_\nu \neq 0$ であり、また($V+A$) $\neq 0$ であり、ニュートリノはマヨラナ型であるとするのが、自然である。このように考える根拠がある。

統一理論では、ニュートリノを含むレプトンとクォークは、同じに扱われる。ニュートリノ以外の根元粒子が質量を持つのに、ニュートリノだけ質量が厳密にゼロとは考えにくい。観測されるニュートリノの質量が極微であることを説明する理論として、柳田勉博士とゲルマン-ラモン(P. Ramond)-スランスキー(R. Slansky)が、独立に、シーソー機構と呼ばれる魅力的な理論を提案している(1979年)。自然界に左巻と右巻のマヨラナ型ニュートリノがあり、自発的対称性の破れによってヒッグス場が質量を生み出

すのだが、右巻ニュートリノの質量があまりにも重いことが影響して、左巻ニュートリノの質量が軽くなり、右巻ニュートリノは観測に掛からないというものである。

ニュートリノがマヨラナ型である可能性を信じるには、もう1つ理論的根拠がある。スピン $\frac{1}{2}$ 粒子はディラック方程式で記述されるが、その解の数学的構造を見ると、ディラック型の場合は質量が同じ2つのマヨラナ型の場の重ね合わせで表される。この意味でも、ディラック型に比べて、マヨラナ型の方がより原理的で根元的である。

先に列挙した諸問題1~4は、いずれも自然のあり方に関わる根元的な問いであり、それが解決は、来たるべき統一理論を構築する上での指導原理となるに相違ない。果たして、自然は一体どうなっているのだろうか?

以上が、私と共同研究者が弱い相互作用とりわけマヨラナ型ニュートリノの研究に取り組むことになった動機である。

13 CP対称性の破れ

見通しをよくするために、世代数を n とする。弱い相互作用(30)に現れるハドロンの弱荷電流 $J_{L\rho}$ は、 n 個の u 型左巻クォーク $\mathcal{U}_L = (u, c, t, \dots)_L$ と n 個の d 型左巻クォーク $\mathcal{D}_L = (d, s, b, \dots)_L$ の双一次形式で表される。物理的に安定なクォークは質量の固有状態 U_L と D_L であり、 $U_L = V_u U_L$ および $D_L = V_d D_L$ のユニタリー変換で結びついている。

$$J_{L\rho} = \overline{U}_L \gamma_\rho \mathcal{D}_L = \overline{U}_L \gamma_\rho U_{KM} D_L \quad (32)$$

$$U_{KM} = V_u^\dagger V_d \quad (33)$$

混合行列 U_{KM} は、 $n \times n$ のユニタリー行列で、荷電流 $J_{L\rho}$ でクォークの世代間に混合が起こる。

U_{KM} に現れる物理的に意味のある位相の数を調べる。複素ユニタリー行列 U_{KM} において、行列要素に現れる独立な位相の数は、

$$n^2 - \frac{1}{2}n(n-1) = \frac{1}{2}n(n+1) \quad (34)$$

となる(なぜなら、 U_{KM} は n^2 個の独立な実パラ

メーターを含むが、実直交行列は $\frac{1}{2}n(n-1)$ 個の実パラメーター(混合角)を含み、両者の差が独立な位相の数となる。

ところで、クォークはディラック型の場で記述されるため、位相の不定性がある。 U_{KM} の位相の中で、 $2n$ 個のクォーク場の再定義によって消去できる位相は $(2n-1)$ 個あり、これらは実際の現象に影響しないために物理的な意味を持たない。結局、 U_{KM} の中で、消去できずに残る独立な位相の数 N_{CP} は、(34)の数から $(2n-1)$ を差し引いたものになる。

$$N_{\text{CP}} = \frac{1}{2}(n-1)(n-2) \quad (35)$$

この位相のために、 U_{KM} は実行列にならない。クォークと反クォークでは、混合角は同じだが、位相は符号が逆である。そのために粒子と反粒子で振る舞いに違いが生じ、CPが破れる。

CPを破る位相が残るための条件は、 $n \geq 3$ である。標準理論の枠組みの中でCP対称性の破れを説明するためには、少なくとも3世代のクォークが必要であることを指摘したのが、小林誠博士と益川敏英博士の理論である(1976年)。両博士は、3世代の場合の混合行列 U_{KM} として次式を提案した(混合角を θ_j ($j=1, 2, 3$)とし、 $c_j = \cos \theta_j$, $s_j = \sin \theta_j$ と略記する)。

$$\begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \quad (36)$$

さて、レプトンに対して、同様の考察を行う。左巻弱荷電流 $j_{L\rho}$ は、 n 個の左巻ニュートリノ $\nu_L = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \dots)_L$ と n 個の荷電レプトン

$$e^{i\epsilon} \begin{pmatrix} c_1 e^{i\alpha} & -s_1 c_3 e^{i\beta} & -s_1 s_3 e^{i(\beta-\rho)} \\ s_1 c_2 e^{-i(\beta-\gamma)} & (c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta}) e^{-i(\alpha-\gamma)} & (c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta}) e^{-i(\alpha-\gamma+\rho)} \\ s_1 s_2 e^{-i(\beta-\gamma+\rho)} & (c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta}) e^{-i(\alpha-\gamma+\rho)} & (c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta}) e^{-i(\alpha-\gamma+2\rho)} \end{pmatrix} \quad (39)$$

なお、新たな位相 $\alpha, \beta, \gamma, \epsilon, \rho$ の中から任意に3個を荷電レプトン場に吸収し、 δ と合わせて3個の位相が残る。

マヨラナニュートリノに固有のCPを破る位

$\mathcal{E}_L = (e, \mu, \tau, \dots)_L$ の双一次形式である。ニュートリノと荷電レプトンの質量行列を対角化する。質量の固有状態を、荷電レプトンで E_L と表し、ニュートリノでは $N_L = (N_1, N_2, N_3, \dots)_L$ と表せば、クォークの場合と同様に、 $j_{L\rho}$ は次式で与えられる。

$$j_{L\rho} = \bar{\nu}_L \gamma_\rho e_L = \bar{N}_L \gamma_\rho U E_L \quad (37)$$

弱荷電流 $j_{L\rho}$ に世代間の混合を起こす $n \times n$ のユニタリー行列 U は、 $\frac{1}{2}n(n+1)$ 個の位相を含む。この中で何個の位相がレプトン場の再定義により消去できるかについて、ニュートリノがディラック型の場合とマヨラナ型の場合で違いが生じる。ディラック型の場合にはクォークのとときと変わらないが、マヨラナ型の場合には、それが本質的に実数場であるために、荷電レプトンしか位相を消去できず、 $\frac{1}{2}n(n+1) - n = \frac{1}{2}n(n-1)$ 個の位相が残る。

結局、レプトンの弱荷電流でCP対称性を破る位相の数 N_{cp} は、次のとおりである。

$$N_{\text{cp}} = \begin{cases} \frac{1}{2}(n-1)(n-2) & (\text{ディラック型}) \\ \frac{1}{2}n(n-1) & (\text{マヨラナ型}) \end{cases} \quad (38)$$

CP対称性の破れは、ニュートリノがディラック型の場合は $n=3$ から始まるのに対し、マヨラナ型の場合はすでに $n=2$ で破れる。また、世代数が $n=3$ のとき、CPの破れを表す位相はディラック型の場合は1つ、マヨラナ型の場合は3つである。

ニュートリノがディラック型の場合の混合行列は(36)と同型である。マヨラナ型の場合に、3世代の混合行列 U を求めた。その結果を次式に示す。

相は、ニュートリノが質量を持つことで起こるニュートリノ振動には、何の効果も及ばさない。その理由を以下に述べる。

記号 α, β は e, μ, τ のいずれかを表すものと

する. ニュートリノ ν_α の時間変動は, 次式で与えられる.

$$\begin{aligned} |\nu_\alpha(t)\rangle &= \sum_j U_{\alpha j} |N_j(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} e^{-iE_j t} |N_j\rangle \\ &= \sum_{j,\beta} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-iE_j t} |\nu_\beta\rangle \end{aligned} \quad (40)$$

始めに ν_α であったものが, 時間 t の後に ν_β となる確率 $P_{\alpha\beta}$ は次のように計算される.

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta} &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \\ &= \sum_{j,k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-iE_j t} e^{iE_k t} \end{aligned} \quad (41)$$

上の結果は, レプトン場による混合行列の位相吸収 $U_{\alpha j} \rightarrow e^{i(\varphi_\alpha - \phi_j)} U_{\alpha j}$ に対して, $P_{\alpha\beta}$ が変わらないことを示している (証明終わり).

ここでは, 最も単純な左巻相互作用を考察したが, 右巻相互作用が共存する場合にも, 同様に議論できる.

マヨラナ型ニュートリノに固有の CP を破る位相は, レプトン数が保存しない現象に影響が現れる. このことについては, 二重ベータ崩壊の項で, 別に論ずる.

14 ゲージ理論による基礎付け

標準理論における弱い相互作用は, (30) と (31) で与えられる. 標準理論を拡張し, ニュートリノが 0 でない質量を持ち, 左巻 ($V-A$) 弱荷電流と右巻 ($V+A$) 弱荷電流が共存する場合の相互作用を考察する.

左右対称性と相対論的不変性から, ハドロンの弱荷電流 $J_{L(R)}^\rho$ とレプトンの弱荷電流 $j_{L(R)}^\rho$ から構成される相互作用は, 最も一般的に, 次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_W &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ j_L^\rho (J_{L\rho}^\dagger + \kappa J_{R\rho}^\dagger) \\ &\quad + j_R^\rho (\eta J_{L\rho}^\dagger + \lambda J_{R\rho}^\dagger) \} + \text{H.C.} \end{aligned} \quad (42)$$

ゲージ理論により, この相互作用を基礎づける. 一般化のために, 世代数を n とする. 左巻ニュートリノ $\nu_L^T = (\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \dots)$ と右巻ニュートリノ $\nu_R^T = (\nu'_{eR}, \nu'_{\mu R}, \dots)$ が共存する場合を考へ, 荷電レプトンを $\mathcal{E}^T = (e, \mu, \dots)$ で表す.

ニュートリノが 0 でない質量を持つ場合に, ニュートリノの質量項は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m &= -\frac{1}{2} (\overline{\nu_L^c}, \overline{\nu_R^c}) M_\nu \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} \\ &\quad - \overline{\mathcal{E}_R} M_l \mathcal{E}_L + \text{H.C.} \end{aligned} \quad (43)$$

$2n \times 2n$ の質量行列 M_ν は, $n \times n$ のディラック型質量行列 m_D と $n \times n$ のマヨラナ型質量行列 M_R によって与えられる.

$$M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D^T \\ m_D & M_R \end{pmatrix} \quad (44)$$

左巻と右巻の弱荷電流が共存するゲージ理論として, ゲージ群が $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ を部分群として含む場合を考える. このとき, 弱い相互作用は, 次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_C &= \frac{g_L}{2\sqrt{2}} \overline{\mathcal{E}} \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \nu_L W_L^\rho \\ &\quad + \frac{g_R}{2\sqrt{2}} \overline{\mathcal{E}} \gamma_\rho (1 + \gamma_5) \nu_R' W_R^\rho + \text{H.C.} \end{aligned} \quad (45)$$

単体で安定に存在できる物理的なニュートリノ, 荷電レプトン, ゲージ場は, すべて質量の固有状態であるのに, 上に現れたニュートリノ ν_L, ν_R' , 荷電レプトン \mathcal{E} , ゲージ場 W_L, W_R は, 固有の質量を持たない. そこで, これらの粒子を質量の固有状態に変換する. ニュートリノについては, ν_L, ν_R^c に $2n \times 2n$ のユニタリー行列による変換を行うことで, 正の質量をもつ固有状態 N_j ($j = 1, 2, \dots, 2n$) が得られる.

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_\nu \\ V_\nu^* \end{pmatrix} N_L \quad (46)$$

なお, U_ν と V_ν は $n \times 2n$ 行列である. ユニタリー変換により, 質量行列 M は対角化され, 固有値が m_1, m_2, \dots, m_{2n} となる.

$$\begin{pmatrix} U_\nu \\ V_\nu^* \end{pmatrix}^T M_\nu \begin{pmatrix} U_\nu \\ V_\nu^* \end{pmatrix} = \text{diag}(m_1, m_2, \dots, m_{2n}) \quad (47)$$

荷電レプトンの質量行列 M_E は, $\mathcal{E}_L = U_E \mathcal{E}_L$ と $\mathcal{E}_R = V_E \mathcal{E}_R$ (E は質量の固有状態) のユニタリー変換で対角化される.

$$V_E^\dagger M_E U_E = \text{diag}(m_e, m_\mu, \dots) \quad (48)$$

対角化の後で、 \mathcal{L}_{cc} は次の形にまとめられる。

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{cc} = & \frac{g_L}{2\sqrt{2}} \sum_j \bar{e} \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) U_{ej} N_{jL} W_L^\alpha \\ & + \frac{g_R}{2\sqrt{2}} \sum_j \bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) V_{ej} N_{jR} W_R^\alpha \\ & + \text{H.C.} \end{aligned} \quad (49)$$

左巻及び右巻相互作用に現れるレプトン混合を表す $2n \times 2n$ 行列 U と V は、次式で定義されるものである。

$$U = U_E^\dagger U_\nu, \quad V = V_E^\dagger V_\nu \quad (50)$$

ゲージ粒子 W_L と W_R についても、直交変換で質量を対角化することで、質量 M_1, M_2 の固有状態 W_1 と W_2 が得られる。

$$\begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} \quad (51)$$

フェルミ相互作用(42)は、ゲージ粒子の質量が非常に重く、伝播する距離が原子核の広がり比べて無視できる場合に得られる。この極限で、結合定数 $G_F, \lambda, \kappa, \eta$ は $\lambda_c = \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^2$ を使って、次式で与えられる。

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{1}{8} \left(\frac{g_L \cos \zeta}{M_1} \right)^2 (1 + \lambda_c \tan^2 \zeta), \quad (52)$$

$$\lambda = \left(\frac{g_R}{g_L} \right)^2 \frac{\lambda_c + \tan^2 \zeta}{1 + \lambda_c \tan^2 \zeta}, \quad (53)$$

$$\kappa = \eta = - \left(\frac{g_R}{g_L} \right) \frac{(1 - \lambda_c) \tan \zeta}{1 + \lambda_c \tan^2 \zeta} \quad (54)$$

15 $\beta\beta$ 崩壊の理論 – $(\beta\beta)_{2\nu}$ モード

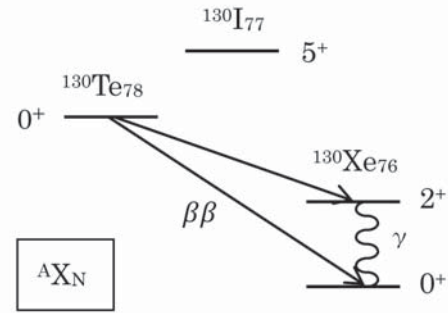
二重ベータ崩壊($\beta\beta$ 崩壊)とは、原子核の原子番号 Z の変化が2の現象で、通常の β 崩壊が同時に2つ起こる。 $\beta\beta$ 崩壊は、ニュートリノの型を判定するのに、最も適した現象である。

$\beta\beta$ 崩壊には2つの崩壊モードがある。第一のモードは、電子2つと反ニュートリノ2つが放出されるもので、 $(\beta\beta)_{2\nu}$ モードと呼ぶ。このモードでは、レプトン数が保存される($\Delta L = 0$)。

$$N_i(Z) \rightarrow N_f(Z+2) + e + e + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e \quad (55)$$

第二のモードは、ニュートリノは放出されず、電子が2つ放出されるだけのもので、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードと呼ぶ。このモードは、レプトン数が保存せず($\Delta L = 2$)、ニュートリノがマヨラナ型の場合にだけ起こる。

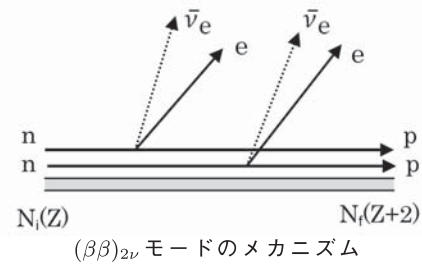
$$N_i(Z) \rightarrow N_f(Z+2) + e + e \quad (56)$$



$\beta\beta$ 崩壊を起こす原子核のエネルギー準位

通常の β 崩壊(14)は、弱い相互作用の1次の摂動で起こる。これに対し、 $\beta\beta$ 崩壊は、2次の摂動に起因するため、滅多に起こらない極めて稀な現象である。そのため、 $\beta\beta$ 崩壊の親核となる原子核は、1つの中性を陽子で置き換えた原子核のエネルギー準位が高く、 β 崩壊が禁止されるものに限られる。この条件を満たす親核は偶・偶核(陽子が偶数、中性子も偶数)で、原子番号が1つ大きい原子核は奇・奇核のためにエネルギーが高くなり、娘核の偶・偶核へ $\beta\beta$ 崩壊が可能になる。

$\beta\beta$ 崩壊を起こすことが期待される原子核は60種余り知られており、その基底状態の角運動量 J とパリティ P は、 $J^P = 0^+$ である。



この章で、まず $(\beta\beta)_{2\nu}$ モードを取り上げる。このモードは、ニュートリノの型に無関係に、(15)を素過程とする反応が同時に2つ起こるも

のである．その崩壊確率は，標準理論で求められ，フェルミ相互作用(30)の2次の摂動で計算できる．

電子とニュートリノの波動関数として，原子核の大きさを勘案すれば， s -波を採用すれば十分である．このとき，パリティ保存則と角運動量の合成則 $\Delta J = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0, 1, 2$ から，原子核の状態 J^P に対して， $0^+ \rightarrow 0^+, 2^+$ の遷移が可能である(なお，娘核の 1^+ はエネルギーが高いため， $0^+ \rightarrow 1^+$ 遷移は禁止される)．

詳細な計算により， $0^+ \rightarrow 0^+$ と $0^+ \rightarrow 2^+$ の崩壊確率に対して，次の結果を得た．

$$\Gamma^{(2\nu)}[0^+] = G_0^{(2\nu)}(T) \left| \frac{M_{GT}^{(2\nu)} - (g_V/g_A)^2 M_F^{(2\nu)}}{\mu} \right|^2 \quad (57)$$

$$\Gamma^{(2\nu)}[2^+] = G_2^{(2\nu)}(T) \left| \frac{M_T^{(2\nu)}}{\mu^3} \right|^2 \quad (58)$$

$G_0^{(2\nu)}(T)$ と $G_2^{(2\nu)}(T)$ は，生成される4粒子の位相積分から定まる量で，解放運動エネルギー $T = (M_i - M_f - 2m_e)$ を使って表される．なお，その具体形は，解析的計算で求められている．また， μ は，原子番号 $Z+1$ の中間状態の原子核 $|a\rangle$ (その J^P は 1^+ である)のエネルギーの平均値 $\langle E_a \rangle$ を使って，次式で定義されるものである．

$$\mu = \langle E_a \rangle - \frac{1}{2}(M_i + M_f) \quad (59)$$

核行列要素 $M_F^{(2\nu)}$ ， $M_{GT}^{(2\nu)}$ ， $M_T^{(2\nu)}$ は，それぞれフェルミ型，ガモフ・テラー型，テンソル型と呼ばれ，親核と娘核の構造から定まる量である．なお， m, n を核子につけた番号とし， τ_m^+, τ_n^+ を中性子を陽子に変える演算子， σ_m, σ_n をパウリのスピン行列として，これらの核行列要素は次式で定義されるものである．

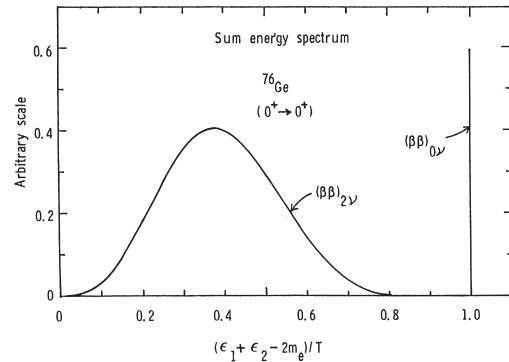
$$M_F^{(2\nu)} = \langle 0^+ | \sum_{m,n} \tau_m^+ \tau_n^+ | 0^+ \rangle \quad (60)$$

$$M_{GT}^{(2\nu)} = \langle 0^+ | \sum_{m,n} \tau_m^+ \tau_n^+ \sigma_m \cdot \sigma_n | 0^+ \rangle \quad (61)$$

$$M_T^{(2\nu)} = \langle 2^+ | \sum_{m,n} \tau_m^+ \tau_n^+ [\sigma_m \otimes \sigma_n]^{[2]} | 0^+ \rangle \quad (62)$$

電子のエネルギーの和 $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ が示すスペクトルについて，計算機を用いた計算結果を図に示す．ニュートリノがエネルギーの一部を

持ち去るため，和のスペクトルは幅を持つ連続スペクトルになる．



2電子のエネルギー和のスペクトル

放出される2電子の運動方向がなす角を θ とすると，角分布は次式で与えられる．

$$\frac{d\Gamma_{[0^+]}^{(2\nu)}}{d\cos\theta} \propto (1 - \cos\theta) \quad (63)$$

$$\frac{d\Gamma_{[2^+]}^{(2\nu)}}{d\cos\theta} \propto \left(1 + \frac{1}{3}\cos\theta\right) \quad (64)$$

2つの電子は， $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移では逆方向($\theta = \pi$)に， $0^+ \rightarrow 2^+$ 遷移では同方向($\theta = 0$)に放出されやすい．このようになる理由は，2電子はいずれも波動関数が s 波で，左巻相互作用ではヘリシティが主として負のため，角運動量の保存則から， $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移では終状態の角運動量を0にするためには逆方向に， $0^+ \rightarrow 2^+$ 遷移では終状態の角運動量を2にするためには同方向に，運動しなければならないからである．

16 $\beta\beta$ 崩壊の理論 - $(\beta\beta)_{0\nu}$ モード

次に， $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードを取り扱う． $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードは， $\bar{\nu}_e$ の放出と ν_e の再吸収によって起こる．これが可能なためには，(1) ニュートリノがマヨラナ型($\bar{\nu}_e = \nu_e$)であること，(2) $\bar{\nu}_e$ と ν_e のヘリシティ(h)が揃うこと，が必要である．

第2の条件について， $m_\nu = 0$ で左巻($V-A$)相互作用の場合(標準理論)には， $\bar{\nu}_e$ は $h = +1$ ， ν_e は $h = -1$ であるために， $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードは起こらない． $m_\nu \neq 0$ であれば， m_ν/ε_ν に比例し

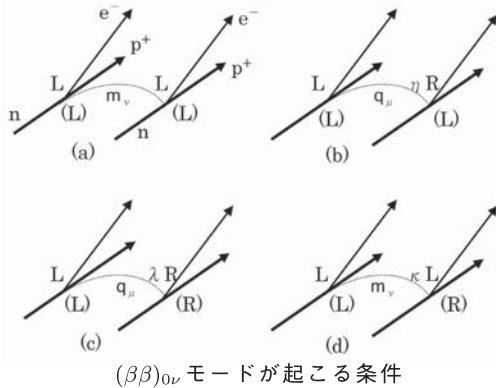
て、 $\bar{\nu}_e$ と ν_e はそれぞれ $h = -1$ と $h = +1$ の状態を含むために $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードが可能で、崩壊振幅は m_ν に比例する。一方、左巻($V - A$)と右巻($V + A$)の相互作用が共存する場合には、たとえ $m_\nu = 0$ であっても $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードが起こり、その崩壊振幅は右巻($V + A$)相互作用の混合度に比例する。

以上の内容を、数式を用いて詳しく検討することにしよう。記号 α, β は L (左巻) $= (1 - \gamma_5)$ あるいは R (右巻) $= (1 + \gamma_5)$ を表すものとする。 $(\beta\beta)_{0\nu}$ 崩壊が起こる条件は、相互作用(42)の2次の摂動で、放出されたニュートリノが再吸収されることである。そのためには、レプトン部分に対する次の行列要素が、0でないことが必要十分である。

$$\begin{aligned} & \langle e_1, e_2 | T \{ j_{\alpha\rho}(x) j_{\beta\sigma}(y) \} | 0 \rangle \\ & = \langle e_1, e_2 | T \{ \bar{e}(x) \gamma_\rho \alpha \nu_{e\alpha}(x) \overline{\nu_{e\beta}^c}(y) \beta \gamma_\sigma e^c(y) \} | 0 \rangle \end{aligned} \quad (65)$$

左巻と右巻のレプトンの混合行列を $U_{ej} = W_{ej}^L$ および $V_{ej} = W_{ej}^R$ で表すものとする。マヨラナ型ニュートリノの条件 $N_j^c = N_j$ を課すことで、 $\overline{\nu_{e\beta}^c} = \sum_j W_{ej}^\beta \overline{N_j} = \sum_j W_{ej}^\beta \overline{N_j}$ と変形できる。これより、ニュートリノの真空期待値に対して、次の結果を得る。

$$\langle 0 | T \{ \nu_\alpha(x) \overline{\nu_\beta^c}(y) \} | 0 \rangle = \sum_{j=1}^{2n} W_{ej}^\alpha W_{ej}^\beta S_F(x - y, m_j) \quad (66)$$



上の結果が示すように、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードに関与する2つの中性子(dクォーク)は、 $S_F(x - y, m_\nu)$ を通じてニュートリノの質量 m_ν と4元運動量 q_μ を交換し、陽子(uクォーク)に変化して電子を放出する。図に示したのは、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードが起こるために、 $j_{L(R)}^\rho$ と $J_{L(R)\rho}$ の可能な組み合わせを示したものである。図の(a), (b), (c)の場合の遷移振幅は、それぞれ微量 $m_\nu/\varepsilon_\nu, \eta, \lambda$ に比例する。しかし、最後の(d)の場合の遷移振幅は、 $\kappa m_\nu/\varepsilon_\nu$ に比例し、微量に関して2次となるため、これを考慮しなくて構わない。

以上の考察から、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードの崩壊振幅は、次の無次元量のいずれかに比例することが分かる(κ は、崩壊に関与しない)。

$$\langle \mu \rangle = \sum_j \frac{m_j}{m_e} U_{ej}^2 \quad (67)$$

$$\langle \eta \rangle = \eta \sum_j U_{ej} V_{ej} \quad (68)$$

$$\langle \lambda \rangle = \lambda \sum_j U_{ej} V_{ej} \quad (69)$$

放出される電子の波動関数に関しては、s波だけではなくp波まで考慮する必要がある。その理由は、中間状態に伝播するニュートリノが質量 m_ν と4元運動量 q_μ を運ぶが、原子核の $0^+ \rightarrow 0^+, 2^+$ 遷移においてはパリティが変わらないため、質量 m_ν と時間成分 q_0 の場合は両電子ともs-波だけ考慮すればよい。一方、空間成分 \mathbf{q} の場合は、その偶奇性がマイナスのため、電子の波動関数としてs-波とp-波の組み合わせが必要になる。これに伴って、近似の首尾一貫性から、p-波の運動量と同程度の大きさである核子の反跳効果も取り入れなければならない。これに伴って、原子核のスピンの変化について、角運動量の保存則から、 $\Delta J = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 0, 1$ 、または、 $\Delta J = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + 1 = 0, 1, 2$ となる。

以上のような事情から、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードの崩壊振幅の計算は、 $(\beta\beta)_{2\nu}$ モードの場合と比べ、はるかに複雑である。

計算結果を示す。 $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移に対する崩壊確率は、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Gamma^{(0\nu)}[0^+] & = |\langle \mu \rangle|^2 F_{\mu\mu}^{(0\nu)} + |\langle \eta \rangle|^2 F_{\eta\eta}^{(0\nu)} \\ & + |\langle \lambda \rangle|^2 F_{\lambda\lambda}^{(0\nu)} + \text{Re}[\langle \mu \rangle^* \langle \eta \rangle] F_{\mu\eta}^{(0\nu)} \\ & + \text{Re}[\langle \mu \rangle^* \langle \lambda \rangle] F_{\mu\lambda}^{(0\nu)} + \text{Re}[\langle \eta \rangle^* \langle \lambda \rangle] F_{\eta\lambda}^{(0\nu)} \end{aligned} \quad (70)$$

また、 $0^+ \rightarrow 2^+$ 遷移に対する崩壊確率は次のとおりである。

$$\Gamma^{(0\nu)}[2^+] = |\langle \eta \rangle|^2 H_{\eta\eta}^{(0\nu)} + |\langle \lambda \rangle|^2 H_{\lambda\lambda}^{(0\nu)} + \text{Re}[\langle \eta \rangle^* \langle \lambda \rangle] H_{\eta\lambda}^{(0\nu)} \quad (71)$$

上の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移に現れる $F_{\mu\mu}^{(0\nu)}, \dots, F_{\eta\lambda}^{(0\nu)}$ は 11 種類の核行列要素を、 $0^+ \rightarrow 2^+$ 遷移に現れる $H_{\eta\eta}^{(0\nu)}, H_{\lambda\lambda}^{(0\nu)}, H_{\eta\lambda}^{(0\nu)}$ は 5 種類の核行列要素を含み、同時に、放出電子の位相積分から定まる解放運動エネルギー T の関数を含む。

例として、最も簡単な $m_\nu \neq 0$ に起因する $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移を取り上げる。この遷移には、(70) より、次の $F_{\mu\mu}^{(0\nu)}$ のみが関与する。

$$F_{\mu\mu}^{(0\nu)} = G_0^{(0\nu)}(T) \left| M_{\text{GT}}^{(0\nu)} - (g_V/g_A)^2 M_{\text{F}}^{(0\nu)} \right|^2 \quad (72)$$

下に核行列要素 $M_{\text{F}}^{(0\nu)}, M_{\text{GT}}^{(0\nu)}$ の定義式を示す。

$$M_{\text{F}}^{(0\nu)} = \langle 0^+ | \sum_{m,n} \tau_m^+ \tau_n^+ h(r_{mn}) | 0^+ \rangle \quad (73)$$

$$M_{\text{GT}}^{(0\nu)} = \langle 0^+ | \sum_{m,n} \tau_m^+ \tau_n^+ \sigma_m \cdot \sigma_n h(r_{mn}) | 0^+ \rangle \quad (74)$$

$(\beta\beta)_{2\nu}$ モードの場合と異なり、核行列要素に、2つの核子の間でニュートリノを交換することによる力のポテンシャル $h(r_{mn})$ が現れる (r_{mn} は m 番と n 番の核子間距離である)。

$$h(r) = \frac{R}{\pi r} \int_0^\infty \frac{q \sin qr}{\varepsilon(\varepsilon + \mu)} dq \quad (75)$$

原子核の半径 R は、 $h(r)$ を無次元量にするために導入したものである。また、 $\varepsilon = \sqrt{q^2 + m_\nu^2}$ はニュートリノのエネルギー、 μ は(59)で定義したものである。

特に、 $m_\nu \rightarrow 0$ と $m_\nu \gg \mu$ の場合に、 $h(r)$ の解析解が得られる。

$$h(r) = \frac{R}{r} \begin{cases} \phi(\mu r) & (m_\nu \rightarrow 0) \\ e^{-m_\nu r} & (m_\nu \gg \mu) \end{cases} \quad (76)$$

ここで、 $\phi(x) = \frac{2}{\pi} \{ \sin x \text{ci}(x) - \cos x \text{si}(x) \}$ である (なお、 $\text{si}(x)$ と $\text{ci}(x)$ は三角関数積分である)。

$(\beta\beta)_{0\nu}$ モードは、ニュートリノの型および(67)~(69)で定義した $\langle \mu \rangle, \langle \eta \rangle, \langle \lambda \rangle$ についての情報を与えてくれる。これに関して、2つの注意がある。

第1の注意は、(67)~(69)における j に関する和に関するものである。交換力ポテンシャル $h(r)$ は、核子間で質量 m_ν のマヨラナ型ニュートリノを交換することで生じ、その力の到達距離は $\frac{\hbar}{m_\nu c}$ の程度である。質量が重い ($m_\nu \gg 10^2 \text{ MeV}$) 場合に、 $h(r)$ はニュートリノが核子間を伝播する前に減衰して核行列要素が小さくなり、実質上、崩壊に寄与しない。このことは、 $\langle \eta \rangle$ と $\langle \lambda \rangle$ における j の和は、軽いニュートリノについてのみ実行すべきことを意味する。

一方、 $\langle \mu \rangle$ における j の和については、慎重な検討が必要である。軽い質量の値 m_ν と、重い質量の場合の値 $m_\nu e^{-m_\nu r}$ を比較することで、考慮すべき質量の範囲が定まる。

第2の注意は、CPの破れを表す位相が、実験データの解釈に及ぼす影響についてである。定義式(67)~(69)が示すように、マヨラナ型ニュートリノに固有の位相が $\langle \mu \rangle, \langle \eta \rangle, \langle \lambda \rangle$ にそのまま残る。この点は、ニュートリノ振動の場合と著しく異なる。この事実は、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードの実験データを解釈する上で非常に重要である。例えば、 ν_e と ν_μ とだけが混合するような極端な場合を考える¹¹。この場合の混合行列は、CPを破る位相を β として、次の形を有する。

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta e^{i\beta} & 0 & 0 \\ -\sin \theta e^{-i\beta} & \cos \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E \end{pmatrix} \quad (77)$$

$$V = \begin{pmatrix} E & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta' & \sin \theta' e^{i\beta'} & 0 \\ 0 & -\sin \theta' e^{-i\beta'} & \cos \theta' & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (78)$$

この例では、 $\langle \eta \rangle = 0, \langle \lambda \rangle = 0$ であり、また $\langle m_\nu \rangle = \sum_j m_j U_{ej}^2$ に対しては、次式が得られる。

$$|\langle m_\nu \rangle|^2 = (m_1 \cos^2 \theta + m_2 \sin^2 \theta)^2 - m_1 m_2 \sin^2 2\theta \sin^2 \beta \quad (79)$$

¹¹ニュートリノ振動から得られた最新データによれば、この仮定は、定性的な議論をする限り、見当違いでない。

CPを破る位相 β が 0 から $\frac{\pi}{2}$ まで変化する間に、 $|(m_\nu)|^2$ は最大値 $(m_1 \cos^2 \theta + m_2 \sin^2 \theta)^2$ から最小値 $(m_1 \cos^2 \theta - m_2 \sin^2 \theta)^2$ まで変化し、加えて最小値は、 m_1, m_2, θ の値の如何によっては、 0 になる可能性がある。こうした事実は、仮にニュートリノがマヨラナ型であったとしても、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードへの崩壊確率が極めて小さくなる可能性を示唆する。現実はこのような極端でないが、いずれにせよ、CPを破る位相は、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ 崩壊の実験データの解釈に重大な影響を及ぼすものである。

17 $\beta\beta$ 崩壊のデータ解析(間接法)

$\beta\beta$ 崩壊に関する理論計算の結果を使って実験データを解析する。使用するデータとしては、当時のものをそのまま採用することとし、最近のデータについては、後の章で言及するに止める。

原子核の $\beta\beta$ 崩壊の半減期は、 $10^{19} \sim 10^{21}$ 年程度と見積もられている(地球の年齢が約45億年 $= 4.5 \times 10^9$ 年であるのに!!)。 $\beta\beta$ 崩壊に関する実験は、正しく超高精度が要求される精密実験である。 $\beta\beta$ 崩壊に関する実験には、(1)間接法(地球化学的実験)と(2)直接法(カウンター実験)がある。

間接法では、岩石に含まれる娘核(KrやXeなどの不活性元素)の同位体比を質量分析計で測定し、大気中の同位体比からのずれが $\beta\beta$ 崩壊に起因するものとして半減期を定める。間接法では、 $(\beta\beta)_{2\nu}$ と $(\beta\beta)_{0\nu}$ の両モード、および娘核の可能な準位 $J^+(J=0, 2, \dots)$ への遷移をすべて含む半減期を測定する。実験の精度を確保するために、ウランやトリウム等の放射性物質の含有量が少なく、形成されて10億年以上経過した古い岩石が、資料として望ましい。

一つの鉱物中に含まれる同位体の半減期比の測定は、鉱物の年代の不確実性や測定に伴う系統誤差などが打ち消し合うので、信頼度が高い。理論面でも、核行列要素の比は比較的精度よく求められるので、都合がよい。

実験データとして、 ^{128}Te と ^{130}Te の崩壊確率(半減期の逆数)の比 $\rho = \frac{\Gamma(^{128}\text{Te})}{\Gamma(^{130}\text{Te})}$ について、発

表順に下記の値が報告されている。

$$\rho \leq 3 \cdot 10^{-2} \quad (\text{Osaka}) \quad (80)$$

$$\rho = (6.29 \pm 0.20) \cdot 10^{-4} \quad (\text{Missouri}) \quad (81)$$

$$\rho = (1.03 \pm 1.13) \cdot 10^{-4} \quad (\text{Heidelberg}) \quad (82)$$

理論的な側面から、崩壊確率の比 ρ を考察する。実験で測定される崩壊確率は、 ^{128}Te と ^{130}Te のそれぞれについて、 $\Gamma = \Gamma^{(2\nu)} + \Gamma^{(0\nu)}$ であるから、 ρ は次の恒等式を満たす。

$$\rho = \frac{\Gamma^{(2\nu)}(^{128}\text{Te})}{\Gamma^{(2\nu)}(^{130}\text{Te})} \cdot \frac{1 + \Gamma^{(0\nu)}/\Gamma^{(2\nu)}(^{128}\text{Te})}{1 + \Gamma^{(0\nu)}/\Gamma^{(2\nu)}(^{130}\text{Te})} \quad (83)$$

解放エネルギー T は、 ^{130}Te の $T = 2.53 \text{ MeV}$ に対し、 ^{128}Te で $T = 0.87 \text{ MeV}$ と小さい。一方、遷移確率は、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モード(3体崩壊)では $\Gamma^{(0\nu)} \propto T^5$ 、 $(\beta\beta)_{2\nu}$ モード(5体崩壊)では $\Gamma^{(2\nu)} \propto T^{11}$ であるから、もしも $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードが起これば、 $\frac{\Gamma^{(0\nu)}}{\Gamma^{(2\nu)}}(^{128}\text{Te}) \gg \frac{\Gamma^{(0\nu)}}{\Gamma^{(2\nu)}}(^{130}\text{Te})$ となり、次の不等式が成り立つ。

$$\rho \geq \frac{\Gamma^{(2\nu)}(^{128}\text{Te})}{\Gamma^{(2\nu)}(^{130}\text{Te})} \quad (84)$$

等号は $\Gamma^{(0\nu)} = 0$ の場合、不等号は $\Gamma^{(0\nu)} \neq 0$ の場合である。すなわち、理論値 $\frac{\Gamma^{(2\nu)}(^{128}\text{Te})}{\Gamma^{(2\nu)}(^{130}\text{Te})}$ を実験値 ρ と比較することで、ニュートリノの型を判定できるわけである。

理論計算で、 $\Gamma^{(2\nu)}$ の位相積分の部分 $G^{(2\nu)}(T)$ は解析表現を得ており、 $\frac{G^{(2\nu)}(^{128}\text{Te})}{G^{(2\nu)}(^{130}\text{Te})} = 1.78 \times 10^{-4}$ となる。核行列要素については、原子核構造論に基づく計算が必要であるが、 ^{128}Te と ^{130}Te の比は、不定性が相殺してほぼ1と推測できる(実際、殻模型に基づく計算で、1.05~1.2が報告されている)。

Missouriグループのデータは、ニュートリノがマヨラナ型であることを強く示唆している。一方、Heidelbergグループのデータは、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードがないか、存在しても非常に少ないことを示している。慎重な立場をとることとし、Heidelbergグループのデータを採用し、精度 $+2\sigma$ の範囲内で、マヨラナ型ニュートリノの質量および右巻相互作用の強さについて、次の

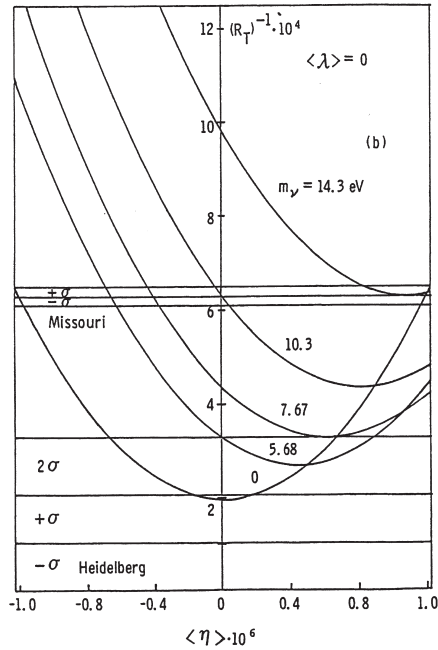
値を得た.

$$\langle \mu \rangle = 1.11 \times 10^{-7} \quad (\lambda = \eta = 0) \quad (85)$$

$$\langle \lambda \rangle = 2.90 \times 10^{-5} \quad (\mu = \eta = 0) \quad (86)$$

$$\langle \eta \rangle = 6.68 \times 10^{-7} \quad (\mu = \lambda = 0) \quad (87)$$

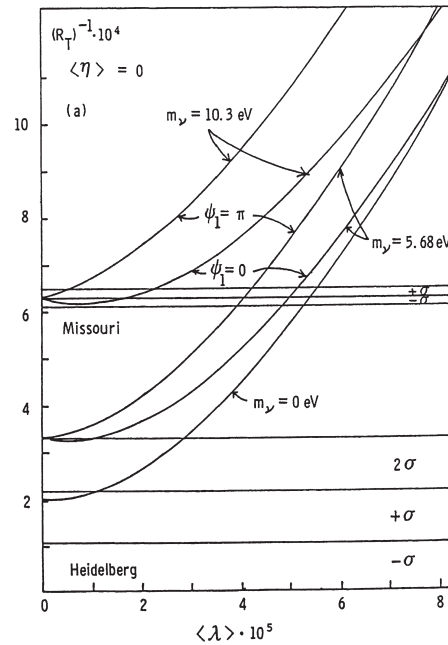
ニュートリノの質量に関して言えば, 上の結果は $\langle m_\nu \rangle = m_e \langle \mu \rangle = 5.66 \text{ eV}$ を意味する.



半減期の比に及ぼす $\langle \mu \rangle$, $\langle \eta \rangle$, $\langle \lambda \rangle$ の効果

上記の結果は, 3つのパラメーター $\langle \mu \rangle$, $\langle \eta \rangle$, $\langle \lambda \rangle$ の中で他の2つが0の場合の値であるから, 上限値である. 実際には, 実験データから定まる制限は, $\langle \mu \rangle$, $\langle \eta \rangle$, $\langle \lambda \rangle$ を軸とする3次元空間の曲面として与えられる.

半減期の比 ρ に, $\langle m_\nu \rangle$, $\langle \eta \rangle$, $\langle \lambda \rangle$ がどのように影響するかを計算した結果を, 下図に示す.



18 $\beta\beta$ 崩壊のデータ解析(直説法)

直説法のカウンター実験では, 霧箱, ストリーマ箱, Ge測定器などの検出器を用いて, 2つの放出電子のエネルギーや角相関を直接測定する.

電子の運動エネルギーの和は, $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードでは線スペクトルであるが, $(\beta\beta)_{2\nu}$ モードでは連続スペクトルとなる. 特に, $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードの $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移では, 電子の運動エネルギーの和が最大のところで観測される. また, 励起準位への $0^+ \rightarrow 2^+$ 遷移では, 引き続き放出される γ 線を検出することで, 精度よく測定できる利点がある.

直説法による $\beta\beta$ 崩壊の測定では, ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{130}Te および ^{150}Nd の半減期が報告されている. これらの中で, ^{76}Ge に関するデータが最も豊富である. その理由は, ^{76}Ge

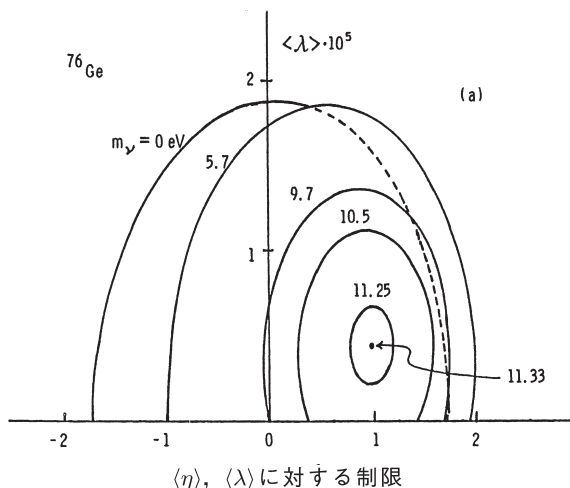
が $\beta\beta$ 崩壊を起こすと同時に, 崩壊によって放出された2つの電子の測定器としての役割を担うため, 測定誤差を低く抑えられる利点があるためである.

地質学的方法と違って, 直説法では $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードと $(\beta\beta)_{2\nu}$ モードを区別できる利点がある. しかし, 現在までのところ, $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードを検出したとの確たる報告はない. わずかに, ^{48}Ca について, $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードらしきシグナルが1例だけ報告されているに過ぎない. その他のデータは, すべて半減期の下限值である.

^{76}Ge の半減期の下限值として, 報告されている最大値 $T_{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+) > 1.2 \times 10^{23} \text{ yr}$ (Millanoグループ)を採用した場合に, $\langle m_\nu \rangle$, $\langle \eta \rangle$, $\langle \lambda \rangle$ に対する制限値を図に示す. なお, 核行列要素としては, フェルミ型 $M_F^{(0\nu)}$ とガモフ・テラー型 $M_{GT}^{(0\nu)}$ のみを取り入れている.

当時の実験データを使って, $\beta\beta$ 崩壊を解析

した結果を記した。解析から言えることは、ニュートリノの型については未だ確定実験はないものの、仮にマヨラナ型であると仮定すると、軽いニュートリノの質量は10 eV程度(電子の質量の10万分の1程度)、左右対称性の破れは $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 程度であることが結論される。



19 ニュートリノのその後

私がニュートリノ研究に従事していた1987年、岐阜県神岡鉱山の地下1 kmに建設されたカミオカンデが、大マゼラン星雲でおきた超新星(SN 1987A)の爆発で放射されたニュートリノを、世界で初めて検出した。そのニュースは、瞬く間に研究者の間を駆けめぐった。

超新星爆発は、星の寿命が尽きる際に起こる大爆発で、数十年乃至数百年に1回程度しか観測されない珍しい現象で、完成後間もないカミオカンデが捕らえた幸運が、話題ともなった¹²。これにより、ニュートリノ天文学という新しい研究分野が開かれ、リーダーの小柴昌俊博士はノーベル賞を受賞する。この出来事は、ニュートリノが一般の人々にも知られる契機となり、以来、日本はニュートリノの実験研究で世界をリードし、ニュートリノの謎の解明が進んだ。

ニュートリノに関する次の3つの大テーマは、

¹²カミオカンデ(Kamioka Neutrino Decay Experiment)の目的は、その名が示すように、大統一理論が予言する陽子崩壊 $p \rightarrow \bar{e} + \pi^0$ を検出することであった。 π^0 は直ちに2つの光子に崩壊し($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$)、光子はさらに電子を散乱する($\gamma + e \rightarrow \gamma + e$)。これらの陽電子や電子が発する微弱なチェレンコフ光を光電子増倍管で観測し、陽子崩壊を検出する。結局、陽子崩壊は発見されなかったが、代わりに、ニュートリノの実験研究のメッカとなった。

その後どうなったかについて述べる。

1. ニュートリノは0でない質量を持つか?
2. 混合角とCP対称性を破る位相の値はいくらか?
3. デイラック型かマヨラナ型のいずれか?

第1のテーマ:ニュートリノが0でない質量を持つか否かの判定は、実験に委ねなければならない。古典的な方法は、フェルミが β 崩壊の歴史的な論文で論じたもので、 β 線の運動量スペクトルの最大運動量近くの形状が、 m_ν の値に依存することを利用する。世界中で実験が競われたが、 $m_\nu = 0$ の場合と形状に明確な変化は認められず、この方法による現在の制限値は、下記のとおりである。

$$m_\nu < 2.2 \text{ eV} \quad (88)$$

ニュートリノ振動実験は、判定に最も有力な方法である。歴史的には、ニュートリノが0でない質量を持てば、量子力学の原理により、ニュートリノと反ニュートリノの間で相互転換($\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$)が起こることを、ポンテコルボ(B. Pontecorvo)が指摘し(1957年)、牧二郎博士、中川昌美博士、坂田昌一博士が世代間の転換($\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau \leftrightarrow \bar{\nu}_e$)に拡張したものである(1962年)。

実験の解析に当たっては、(37)にある混合行列 U を $U = U_{23}U_{13}U_{12}$ と表し、 i 番目と j 番目の世代間の混合角 θ_{ij} を定める。なお、 θ_{ij} を使って、 U_{ij} は次のように表され、 δ がCPを破る位相である。

$$U_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (89)$$

$$U_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \quad (90)$$

$$U_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \quad (91)$$

ニュートリノ振動実験からは、質量の絶対値を決めることはできない。ニュートリノ振動は、質量の2乗の差 Δm^2 、ニュートリノのエネルギー、飛行距離、飛行中の環境に依存する。これを利用して、 Δm^2 、混合行列に含まれる混合角とCPを破る位相を決定する。

ニュートリノが0でない質量を持つことが初めて明らかになったのは、スーパーカミオカンデが大気ニュートリノ¹³の振動現象を観測したときである(1998年)。この観測で ν_μ の ν_τ への振動が確認され、 θ_{23} の値が求められた。

スーパーカミオカンデとカナダの実験施設SNO(=Sudbury Neutrino Observatory)が太陽ニュートリノ¹⁴の観測データを総合解析して、 ν_e の ν_μ への振動から θ_{12} が求められた(2001年)。その後、人工的に発生させたニュートリノについても、振動現象が確認された¹⁵。

最後の混合角 θ_{13} は、東海村にある日本原子力研究開発機構のJ-PARCから発射された ν_μ をスーパーカミオカンデで受けるT2K(Tokai to Kamioka)実験により、初めて得られた(2011年)。中国を中心とする国際グループが、ダヤベイ原子力発電所から放射される $\bar{\nu}_e$ の振動を近距離で測定し、 θ_{13} が確定した(2012年)。

現在得られている混合角の値は、次のとおりである。

$$\theta_{12} \simeq 34^\circ, \quad \theta_{23} \simeq 45^\circ, \quad \theta_{13} \simeq 9^\circ \quad (92)$$

第2のテーマ：CPを破る位相 δ は、未決定で、次の課題として実験が計画されている。

第3のテーマ：ニュートリノの型の決定は、素粒子論の最も根本的な問題の1つであることから、色々な方法が検討されたが、矢張り、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードの検出実験が最も適している。

$\beta\beta$ 崩壊の実験が世界中で精力的に行われ、成果を競っている。ハイデルベルク・モスクワの実験グループが、 ^{76}Ge の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移の直接測定で、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードを検出したと報告し、

下記の半減期を示している(2001年)。

$$T_{(0\nu)}(^{76}\text{Ge}) > 1.9 \times 10^{25} \text{ yr} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

また、その後の実験により、下記の最新値を報告している。

$$T_{(0\nu)}(^{76}\text{Ge}) = 2.23_{-0.31}^{+0.44} \times 10^{25} \text{ yr} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (93)$$

東北大学のカムランド禅実験(KamLAND Zero Neutrino Double Beta Decay Experiment)は、 ^{136}Xe を溶かした13tの液体シンチレータを2011年10月から翌年6月まで観測し、 $T_{(0\nu)}(^{76}\text{Ge}) = 1.9 \times 10^{25} \text{ yr}$ (97% C.L.)を得た。これを ^{136}Xe に関する他の結果と組み合わせ、最終的に下記の結果となった。

$$T_{(0\nu)}(^{76}\text{Ge}) > 3.4 \times 10^{25} \text{ yr} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (94)$$

禅実験はハイデルベルク・モスクワの実験グループの結果に否定的で、 $(\beta\beta)_{0\nu}$ モードが存在するとしても、ハイデルベルク・モスクワグループの値より長寿命(発生頻度がより低い)と思われる。禅実験と並行して、大阪大学の ^{48}Ca を用いるキャンドルズ実験(CaF₂ in Liquid scintillator)が進んでいる。両実験は相補って $\beta\beta$ 崩壊に決定打を放つことが期待される。

私達の研究では、 $\beta\beta$ 崩壊の理論について、素粒子論研究者ができることはやり尽くし、 $\beta\beta$ 崩壊理論のスタンダードとしての評価を得たと自負している。本稿では述べなかったが、理論的な側面から言えば、近似の精度を可能な限り上げることが必要であり、クーロン効果(原子核の電荷が電子の波動関数に及ぼす影響)、原子核の中間状態の取扱い、ニュートリノの交換による力のポテンシャルの取扱い等の改善に、多大のエネルギーをつぎ込んだ。

原子核現象の宿命として、理論計算を実験データと比較するには、核行列要素の値が必要になる。一つ残念なのは、必要な核行列要素の理論式は提示したが、その値を得るには、原子核構造論の知識とコンピューターを用い

¹³宇宙線が大気中の原子と衝突して作られる π 中間子が μ 粒子と ν_μ に崩壊し($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$)、続いて μ 粒子が電子または陽電子と2つのニュートリノに変わる($\mu^- \rightarrow e + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$, $\mu^+ \rightarrow \bar{e} + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$)。

¹⁴太陽の核融合反応($4p \rightarrow ^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$)で生まれた ν_e が地球に飛来するものを太陽ニュートリノという。

¹⁵神岡鉱山にあるカムランドが、日本海側の原子力発電所から出る $\bar{\nu}_e$ の振動を観測した(2003年)。続いて、高エネルギー加速器研究機構(KEK)の加速器から出た ν_μ を、スーパーカミオカンデで受けるK2K(KEK to Kamioka)実験で、振動現象が確認された(2004年)。

た複雑な計算が必要なため、原子核理論の専門家に委ねなければならなかったことである。 $\beta\beta$ ベータ崩壊の研究は、素粒子理論、原子核理論、素粒子実験そして原子核実験にまたがる、実に大規模な研究領域なのである。

ニュートリノの型を決定することは、宇宙のあり方を探り、究極理論を構築する上での根本問題である。それ解決に、 $\beta\beta$ 崩壊は確かに有効な現象であるが、別の解決法を提案することもまた、重要で意義深い。K電子捕獲($e + N_i \rightarrow \bar{e} + N_f$ と $e + e + N_i \rightarrow N_f$)、ミュー粒子崩壊($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$)、そして電子陽電子転換($e^- + W^+ \rightarrow e^+ + W^-$)なども詳細に分析、研究した。実感することだが、ニュートリノは実に手強い。神様は意地悪で、ニュートリノが正体を現しにくいように創られている。

日本の素粒子研究は、湯川秀樹博士に始まり、輝かしい伝統と世界に冠たる実績がある。ニュートリノ研究に限っても、ニュートリノ振動、二重ベータ崩壊、質量理論(シーソー機構)、レプトジェネシス(宇宙の物質と反物質の不均衡を説明する)など、理論と実験の両面で大きな業績を上げてきた。引き続き世界に存在感を示し続け、私たちの物質観や宇宙観に大きな変革が起きることを期待したい。

20 一冊の書

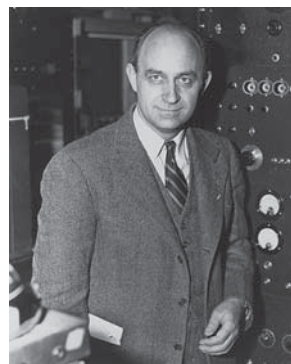
私が大学2年の頃、『フェルミの生涯 一家族の中の原子一』(1954年、法政大学出版局)を読んだ。イタリア生まれの物理学者フェルミ(Enrico Fermi)のローラ夫人が、フェルミの伝記とともに、夫の研究生活やそれを取り巻く当時の状況を記したものである。間近で見聞した記録であるから、信憑性が高い。私にとって、色々な意味で忘れられない因縁の書で、今も自宅の書架に納まっている。

フェルミ(1901~1954)は、 β 崩壊の理論を確立した人物として本稿に登場したが、物理学では特別な一人である。そのフェルミを紹介する。

フェルミは鉄道局員の子としてローマに生まれた。少年期に数学と物理学に興味を覚え、古本市で漁った本や父の同僚から借りた本で、ほとんど独学で知識を広げた。父のこの同僚

は、数学や物理に造詣があり、フェルミ少年の才能を見抜き、指導し、相談相手となった。この同僚がいなければ、フェルミの生涯も物理学の発展も、違ったものになったかもしれない。

息子の才能を信じられない両親は反対したが、この父の同僚の強い勧めでピサ高等師範学校の給費生を志願した。入試で書いた論文(フーリエ解析を使って音響理論を論じたもの)の水準の高さに驚いた教授が、真偽を確かめるために特別に面接し、フェルミに大科学者になるだろうと告げたという。



フェルミ (1901~1954)

統計力学のフェルミ統計(1926年)で名を上げ、翌年にローマ大学で理論物理学の教授に就いた。当時のイタリアは、昔日の栄光は見る影もなく、物理学の後進国であったが、独り原子核物理に取り組み、 β 崩壊の理論を発表する一方で、簡素な装置で中性子による原子核反応の実験を系統的に行うなど、「パニスペルナ通りの少年達」と呼ばれるローマ学派を形成していった。若干20歳台後半から30歳代後半のわずか10年ほどの間に、イタリアを世界の物理学のトップに引き上げ、ノーベル賞級の俊英を何人も育てた。

中性子照射に関する研究でノーベル賞を受賞した(1938年)。受賞のため出国し、夫人がユダヤ系であることもあって、ムッソリーニのファシズムを逃れてそのままアメリカに亡命した。シカゴ大学に建設した原子炉で人類最初の連鎖反応に成功し、マンハッタン計画(原子爆弾の開発)でも重要な役割を演じている。

フェルミは、物理学のあらゆる分野を自宅の庭の如く知り尽くし、ほとんど書物を所有せず、必要な事柄があれば直ちに計算で導き出せ

た。物理学の理論と実験の両面に傑出し、物理学のあらゆる領域で偉大な業績を残し、その名が冠せられた学術用語は最も多いのではないと言われる。

フェルミがさらに偉大なのは、教育にも秀でていたことである。指導した研究者から何人もノーベル賞受賞者が出たと言うだけではない。学部学生が対象の授業から研究者対象の講義まで、具体的で分かりやすい名講義で、その講義ノートの一つは、今も出版されている。100番元素Fm(フェルミウム)は彼に因んで名付けられ、フェルミは永遠に名を残す数少ない科学者の一人である。今日のように細分化した物理学において、フェルミのような万能の物理学者はもう出ない、とまで言われる。

私はこの書物で、すっかりフェルミのファンになってしまった。修業途上で駆け出しとも言えない身であったが、不遜にも、フェルミのような物理をやりたいと思った。フェルミの著書『原子核物理学』に掲載されていた彼の写真を切り抜き、額に入れ、机の上に置いて、少しでも近づきたいと励んだものである。当時の純朴な日々が懐かしい。

この書物には、後に名を成した高名な物理学者が何人も登場するのだが、その一人にマヨラナ(Ettore Majorana)がいる。マヨラナの名は、一部の専門家を除いてほとんど知られていないと思うが、私はマヨラナの名と数奇の生涯を、この書物によって学生時代から知っている。後年、私がマヨラナ型ニュートリノに関する研究に携わることになるうとは、当時は夢にだに思わなかった。

マヨラナ(1906~1938?)についても、記しておこう。フェルミがローマ大学の教授に就任した当時、イタリアには、新興の量子論で世界に通用する物理学者はフェルミ以外になく、また、物理を専攻する優秀な学生もいなかった。そこで、工科の優秀な学生に物理に転向するよう勧誘したところ、応じた数人の中にマヨラナがいた(1927年)。

マヨラナはシチリア島の名家の出である。寡黙なはにかみ屋で、人との交際を好まなかった。暗算の天才で、どんな複雑な計算も、直ちに答を出せた。マヨラナは、知力、知識の広さ

と深さにおいて他を抜きん出ており、ローマ大学で最も優秀で将来を嘱望され、物理ではフェルミと対等、純粋数学においてはフェルミを凌いでさえいた(同僚であったセグレ(後に反陽子の発見でノーベル賞を受賞している)が、回想で述べている)。



マヨラナ (1906~1938?)

不幸なことに、マヨラナには独創的で深遠な知性と、激しすぎる批評精神および深い悲観主義が同居していた。その故に、孤独な研究、孤独な生活へと向かっていった。他の研究者が議論して分かることでも、マヨラナは部屋で一人で考え解決できた。独自の方法で研究業績を上げたが、完璧主義者であったため、アイデアと計算結果を煙草の包み紙に走り書きし、フェルミに説明して発表を勧められても、論文にせず破棄してしまうことが多かった。ハイゼンベルクに先んじて原子核が陽子と中性子からなるとの構造論を着想したが、論文にしていない。

こんなマヨラナを悲劇が襲う。彼の親族に当たる赤ん坊が、揺籠の中で焼死する事件が起こったのである(1924年)。赤ん坊の叔父がメイドをそそのかして起こしたとの嫌疑をかけられ、親族の何人かが次々と8年間も警察に拘束された。無実を信じるマヨラナは、一族の恥辱をすすごうと奔走し、長い裁判の後、結局は、メイドが単独犯であることを自白して終結する。この事件で一族は疲弊し、マヨラナも超繊細な神経は傷つけられ、1933年以降、自宅の一室に引きこもって一歩も外に出ず、一人の召使いに掃除と食事の世話をさせる隠遁者になる。同僚が説得に出向くが、応ぜず、床屋を連れて行き髪を切らせることがせいぜいであった。

そして、もう一つの不幸が彼に追い打ちをかける。故郷のパレルモ大学で理論物理の教授の公募があり、前触れもなくマヨラナが応募したのだが、政界実力者による陰謀で、不本意にもマヨラナはナポリ大学に飛ばされる。

一旦はナポリに赴任し、2, 3度講義をしたが、大学に出られなくなった。突如、自殺をほめかす遺書を残し、1938年3月25日夜、パレルモ行き郵便船に乗り、パレルモに着く。そして26日夜、再びナポリ行きの船に乗ったようだが、そこからマヨラナの消息はぶつ切り途絶えた。一族が懸命に捜索し、ムッソリーニにまで捜査の嘆願書が届けられたが、何の手掛かりも得られず、ついに見つからないままである。

マヨラナは、32才で失踪するまでの数年の研究期間に、自然の本質に関わる業績をいくつか上げた。フェルミを凌ぐ天才だったとも言われる。因みに、マヨラナ型ニュートリノに関する論文は、1937年の出版で、所属はローマ大学となっている。

マヨラナの特異な人物像と数奇な運命は、その類い稀な才能の故に、人々の関心をそそる。失踪について、自殺説、誘拐説、亡命説などの憶測が入り乱れ、イタリアでは、数十冊の本が出版されたという。日本では、作家レオナルド・シャーシャの『マヨラナの失踪 — 消えた若き天才物理学者の謎 —』(1975年、淡交社)が、つい最近も物理学者ジョアオ・マガイジョの『マヨラナ — 消えた天才物理学者を追う』(2013年、NHK出版)が出版されている。

21 研究生生活を振り返って

私の学生時代について、数年前、本学の学報63号に書いたことがある。そこでも書いたが、私の学生時代は、大学院時代は特に、暗く苦しいものだった。

研究生生活を振り返るのに、私が素粒子論を専攻するようになった経緯から始めたい。

大学4年生で研究室配属となり、卒業研究をする。研究室を選択するに当たって、物性物理学方面と実験物理学に進むことは考えなかった。素粒子理論と原子核理論が残されたが、素粒子理論は希望者が多く、また素粒子

論を専攻することにある種の恐れも感じていた。私は原子核理論の研究室を希望し、私を含む5名の配属が決まった。卒業研究といっても、4年生が研究の真似事をできるわけがない。大学院で原子核理論を専攻するのに役立つとの教官の判断で、レベルを上げた量子力学の教科書「Intermediate Quantum Mechanics」(H. Bethe and R. Jakiew)を輪読した。

修士課程に進むとき、改めて専攻を決める段となり、定員枠の関係から、5名の中で、私ともう一人の2名が、配属研究室にそのまま残った(他の2名は物性実験に移り、残る1名は医学部に入学した)。私の研究生生活は、原子核理論専攻の大学院生としてスタートした。研究室の教授は、前任者がアメリカの大学に転出し、補充されないまま空席だった。

原子核理論では、量子力学を用いて、主として原子核の構造や反応を究明する。素粒子論が扱う反応は、粒子数がせいぜい数個である。物性論では実質的に無限個である。これに対し、原子核は数個から200個程度の陽子と中性子が強く結びついた塊である。原子核は、単体系でも、数体系でも、無限多体系でもない。ここに原子核理論の特徴と難しさがある。理論の定式化に独特の手法があり、定式化できても、具体的な結果を出すには、コンピューターの長大なプログラムと計算が必要になる。

修士課程1年生で原子核理論を勉強するうち、私は次第に迷い始めた。原子核理論は、私が想像していた世界と違うように思えだした。対象が複雑なだけに、私が夢見た物理学の美しさや原理的な側面が、私の曇った目には見えてこないのである。若気の浅はかと言うべきか、コンピューターを駆使しなければならないような物理学をしたくなかった。一緒に残ったもう一人は、何の疑問も抱かず、順調に進んでいるように感じられる。大学紛争のさなかで、何かしら殺伐とした空気が漂っていたことも拍車をかけた。

私は悩んだ。このまま続けたとして、満足な成果にたどり着けるのだろうか。一方で、素粒子論の基礎である場の量子論を勉強してみた。矢張り、こちらが原理的で美しい。そう感じざるを得なかった。

私は分野を、素粒子論に変えることにした。意を決して、指導してくださっている助教授の先生の住まいを訪問し、私の決心を伝えた。先生は、半ば予想しておられたか、さして驚かれなかった。慰留もされず、不快な表情をつゆも浮かべず、移動先に希望している研究室の教授に、受け入れてもらえるようお願いすると約束してくださった。

後日、先輩の大学院生から、当の先生は私が転向を申し出たことが大変なショックだと打ち明けられたと聞いた。先生にはその後お会いする度に、親しく声をかけていただき、励ましてくださった。私は今も、先生には感謝の念と同時に、大変申し訳ないことをしたと思う。お名前を記さないが、先生は数年前に鬼籍に入られた。

移動先の先生は、他大学から移動してこられたばかりの40代半ばで、快く受け入れてくださった。そして、第一期の大学院生となり、共同研究者ともなり、指導を受けた最初の博士号取得者ともなった。

素粒子論に転向はしたものの、私には、1年間で修士論文を仕上げなければならない上に、スタートが1年遅れた焦りと劣等感が残った。当時の素粒子論の流行は、強い相互作用をする素粒子の高エネルギー散乱現象で、世界の主流は散乱振幅の解析性に依拠するものであった。私がテーマとして指導されたのは、主流とは別な方法、すなわち高エネルギーで衝突粒子のド・ブロイ波長が短くなることに着目し、幾何光学的取扱(アイコナル近似)を開発することであった。手始めにポテンシャル散乱を取り上げ、前方散乱と大角度散乱に適用できる近似法を何とかまとめ、修士論文とした。

博士課程に進み、ひとまず息を継いだ。気分は晴れなかった。スタートで後れをとった劣等感を引きずっていたし、研究が思うに任せない焦りと、就職口が見つかるだろうかという脅迫観に苦しんだ。当時、学位を取得しても就職できない事態が常態化し、オーバードクター問題として取り沙汰されていたのである。

研究テーマは、素粒子の高エネルギー散乱を継続することとし、本格的に、アイコナル近似を相対論的場の量子論に拡張することを

試みた。ようやく博士課程の2年生で、弾性散乱を扱った1編の欧文論文を仕上げ、投稿して受理された。この頃、私にとって意外だったのは、順調に研究生活を続け、うらやましく見えた同期の大学院生が、次第に熱意を失い、一人そして一人と、何名かが大学を去っていったことである。人の心はわからないものだ。

私は、残る1年半の期間に、何としても博士課程3年で学位を取得しようと思った。時間は残されていない。テーマとしたのは、高エネルギーで陽子が衝突する際の弾性散乱と中間子の多重発生を、場の量子論を用いて計算し、同時に、両者の間に成り立つ関係を調べることである。このようなアプローチは世界でも少数派で、相変わらず解析性に依拠する方法が流行していた。学位取得のためには、他に数編の参考論文が必要で、それも同時に進行しなければならなかった。

私の人生で、あの一時期ほど熱中し、充実した生活を送ったことがない。毎日が進歩であった。休日もなく大学で研究した。わずか半月しか経っていないのに、3ヶ月も経過したかのような錯覚に陥ることすらあった。こんな私に、まわりも好意的で、陰に陽に助けてもらった。課程を終えたとき、物理の同期の大学院生20数名の中で、3年間で学位を取得できたのは、私と、私が転向したことで原子核理論に籍を移した彼の仁の、2人きりであった。ようやく私は、長い暗闇から抜け出して、自信を取り戻していった。

人間は、そうしようと思わなければ、そうはならないものだ。思っただけに努力すれば、なんとかなる。仮にならなくても、結果はそこそこ満足できる。当時の経験から、私は、そう考えている。そしてこれは、その後の私の生きる指針ともなった。

大学院修了後、就職浪人の身となった。浪人は1年間限りとし、大学に口が見つからなければ、公務員でも企業でも、とにかく就職する覚悟であった。幸いなことに、不思議な縁で、本学から物理と数学を担当する講師の口が私の指導教官にあり、わずか半年の浪人で常勤職に就かせてもらった。就職難の厳しい時代に、本当にありがたく、深く感謝している。

定職を得てからも、以前の研究を一人で継続した。そして数年後に一応の切りが付き、次の研究テーマを探さねばならなかった。私は、研究者として孤立しないよう、絶えず出身の大阪大学に出入りさせてもらっていたが、私の指導教官であった先生も、状況は同じであった。素粒子論が大きな転換期にあったのである。助手としてアメリカから着任された大学の1年先輩も、同様であった。そして、そこの大学院生も、研究テーマが必要だった。

その頃はちょうど、素粒子の標準理論を裏付ける実験結果が集積され、素粒子論の中心がゲージ理論に大きく移った時期である。標準理論を超える究極理論を構築することが、素粒子物理学の次の大きなテーマとなっていた。調べると、究極理論を構築する上で、ニュートリノが鍵を握っていること、しかも解明しなければならないことが数多く残っていること、ニュートリノがマヨラナ型とするのが自然であること等が、次第にわかってきた。

ニュートリノをテーマに共同研究することを決め、マヨラナ型ニュートリノを、あらゆる角度から徹底的に究明することにした。中心テーマとしたのは、原子核の二重ベータ崩壊($\beta\beta$ 崩壊)の定式化と、それを使った実験データの解析である。その理由は、すでに本稿で繰り返し述べたとおりであるが、ニュートリノの型は自然の有りように関わる重要問題であり、 $\beta\beta$ 崩壊はそれを確定するのに最も有効な現象であると判断したからである。 $\beta\beta$ 崩壊以外の現象についても、従来行われてきた標準理論による取扱いを再検討することとし、弱い相互作用とニュートリノに関する知識を急ぎ整理した。

最初に取り組んだのは、ニュートリノが0でない質量を持ち、マヨラナ型粒子である場合に、 $\beta\beta$ 崩壊確率をやや荒っぽい近似で計算し、結果を出したことである。また、クォーク世界のCPの破れを扱った小林・益川理論をレプトンに適用すると、ニュートリノがマヨラナ型の場合に変更が必要になることに気づき、CPを破る位相についても並行して考察した。これらを2つの短い論文にまとめ、ヨーロッパの雑誌に投稿し、掲載された。

これら2つの論文は、その後の研究の出発点であった。2012年に、ニュートリノに関する業績が評価され、素粒子メダルを受賞する栄に浴することになった。受賞対象となったCPの破れに関する論文は、このときのものである。比較的短時間に結果を得てまとめたもので、言ってみれば、アイデア勝負の仕事である。

研究が最も長期にわたり、また最もエネルギーを注いだのは、その後に行った $\beta\beta$ 崩壊の理論研究で、これでも大きな評価を受けたと自負している。受賞はこの裏付けがあつての事と考えている。

$\beta\beta$ 崩壊の理論研究では、私が大学4年生と修士課程1年生の2年間、原子核理論を勉強した経験が、思わぬところで役立つこととなった。というのは、素粒子論の言語(相対論的場の量子力学)と、原子核理論の言語(非相対論的量子力学)は、同じ量子論でも違うのである。高エネルギー現象を扱う素粒子論では、相対性原理を優先する扱いになっている。低エネルギー現象である原子核では、非相対論的に扱われ、核子の波動関数の概念が必須である。原子核の $\beta\beta$ 崩壊を扱うには、素粒子論と原子核理論の接続が必要で、他の共同研究者が戸惑っているところを、私には違和感なく達成することができた。その後の研究については、本稿ですでに述べた。

果たして、私の研究が、物理学への何ほどの貢献になることだろうか。自身を反省してしみじみ思うことは、目先の成果に囚われがちだが、役に立ちそうにないことを勉強しておくことが大切に思う。予期しないところで役に立つし、どれだけ幅広く勉強しておくかで、研究の幅と深さが違ってくるように思う。

人の一生も同様である。経験に無駄はない。無駄と見える経験をどれだけ積んだか、無駄と思える知識をどれだけ仕入れたか、それらの多寡が人格の幅と深さを決める。

一直線の人生など、ありはしない。どのように生き、どのように年老いるか。人間、若いときの姿より、老いの風貌が大事である。

長々と勝手を書いた。筆が滑ったやも知れぬ。諒とせられよ。

主たる著書

1. 土井 勝
物理学入門, 日科技連出版社(2005)
2. 土井 勝
薬学のための微分と積分, 日科技連出版社
(2006)
3. 土井 勝
エッセンシャル熱力学, 日科技連出版社(2008)
4. 土井 勝
薬学のための物理学入門, 日科技連出版社
(2011)

主たる学術論文

1. M. Doi and T. Kotani
Relativistic Eikonal Approximation and Vector
Meson Exchange Effect
Prog. Theor. Phys., **49** (1973) 242 – 255.
2. M. Doi
Elastic Scattering, Production Process and
Their Relations in High Energy Nucleon-
Nucleon Collisions
Prog. Theor. Phys., **51** (1974) 1437 – 1454.
3. M. Doi and T. Kotani
Large Angle and Forward Scatterings in the
Relativistic Eikonal Approximation
Prog. Theor. Phys., **51** (1974) 1865 – 1873.
4. M. Doi
Bremsstrahlung Emission of Pions from High
Energy Nucleons
Prog. Theor. Phys., **51** (1974) 2000 – 2002.
5. M. Doi
General Theory of Multiparticle Production in
the Eikonal Formalism
Nuovo Cimento, **31A** (1976) 163 – 181.
6. M. Doi
Unified Model for Elastic Scattering and Inclu-
sive Reactions
Prog. Theor. Phys., **56** (1976) 1872 – 1884.
7. M. Doi
Unitarized Multiperipheral Model and Regge
Cut Exchange
Prog. Theor. Phys., **57** (1977) 1059 – 1060.
8. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, K. Okuda and
E. Takasugi
CP Violation in Majorana Neutrinos
Physics Letters, **102B** (1981) 323 – 326.
9. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, K. Okuda and
E. Takasugi
Neutrino Masses and the Double β Decay
Physics Letters, **103B** (1981) 219 – 224.
10. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, K. Okuda and
E. Takasugi
Neutrino Masses, Right-handed Interaction and
the Double β Decay. I
- Formalism -
Prog. Theor. Phys., **66** (1981) 1739 – 1764.
11. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, K. Okuda and
E. Takasugi
Neutrino Masses, Right-handed Interaction and
the Double β Decay. II
- General Properties and Data Analysis -
Prog. Theor. Phys., **66** (1981) 1765 – 1788.
12. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, K. Okuda and
E. Takasugi
Majorana Neutrinos and μ -Decay
Prog. Theor. Phys., **67** (1982) 281 – 296.
13. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura and E. Takasugi
Double Beta Decay
Prog. Theor. Phys., **69** (1983) 602 – 635.
14. M. Doi, M. Kenmoku, T. Kotani, H. Nishiura
and E. Takasugi
Pseudo Dirac Neutrino
Prog. Theor. Phys., **70** (1983) 1331 – 1352.
15. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura and E. Takasugi
Energy Spectrum and the Angular Correlation
in the $\beta\beta$ Decay
Prog. Theor. Phys., **70** (1983) 1353 – 1374.
16. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura and E. Takasugi
Muon Decay and the Majorana Neutrino
Prog. Theor. Phys., **71** (1984) 1440 – 1442.
17. M. Doi, M. Kenmoku, T. Kotani, H. Nishiura
and E. Takasugi
Radiative Corrections to the Symmetry Mass
Relation of Majorana Neutrinos
Physical Review, **D30** (1984) 626 – 638.
18. M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi
The Double Beta Decay
Neutrino Mass and Low Energy Weak Inter-
actions
(World Scientific Pub.) (1985) 70 – 119.
19. M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi
Role of the Nucleon Recoil Term in the Neutri-
noless Double Beta Decay
Physics Letters, **158B** (1985) 164 – 169.
20. M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi
Double Beta Decay and Majorana Neutrino
Prog. Theor. Phys., **Supplement 83**
(1985) 1 – 175.
21. M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi
Neutrino Mass in superstring-inspired models
Physical Review, **D37** (1988) 1923 – 1934.

22. M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi
Neutrinoless double-beta decay with Majoron emission
Physical Review, **D37** (1988) 2575 – 2589.
23. M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi
Approximation for double-beta decay formulas
Physical Review, **C37** (1988) 2104 – 2120.
24. M. Doi
Inverse Muon Decay in the Gauge Theory
Prog. Theor. Phys., **84** (1990) 1036 – 1041.
25. M. Doi and T. Kotani
Neutrino Emitting Modes of Double Beta Decay
Prog. Theor. Phys., **87** (1992) 1207 – 1231.
26. M. Doi and T. Kotani
Neutrinoless Modes of Double Beta Decay
Prog. Theor. Phys., **89** (1993) 139 – 159.
27. M. Doi
Lepton Number Violating $e^-W^+ \rightarrow e^+W^-$ and $e^-e^- \rightarrow W^-W^-$ Processes in the Left-Right Gauge Model
Prog. Theor. Phys., **101** (1999) 639 – 663.
28. M. Doi, T. Kotani and H. Nishiura
New Parameterization in Muon Decay and the Type of Emitted Neutrino
Prog. Theor. Phys., **114** (2005) 845 – 871.
29. M. Doi, T. Kotani and H. Nishiura
New Parameterization in Muon Decay and the Type of Emitted Neutrino. II
Prog. Theor. Phys., **118** (2007) 1069–1086.
30. M. Doi, T. Kotani and H. Nishiura
New Parameterization in Muon Decay and the Type of Emitted Neutrino. II
Prog. Theor. Phys., **118** (2007) 1069–1086.

略歴



土井 勝 (どい まさる)
大阪薬科大学 教授
理学博士(大阪大学)

1947年 1月 兵庫県生まれ
1969年 3月 大阪大学理学部物理学科卒業
1971年 3月 同大学院理学研究科修士課程修了
1974年 3月 同大学院理学研究科博士課程修了
1974年 4月 日本学術振興会奨励研究員
1974年10月 大阪薬科大学講師
1981年 4月 同大学助教授
1989年 4月 同大学教授
2012年 3月 同大学定年退職
2012年 4月 同大学教授(嘱託)

所属学会

1971年 6月 日本物理学会会員
1974年12月 アメリカ物理学会会員
1975年 1月 イタリア物理学会会員

受賞歴

2012年10月 素粒子メダル