

SGC ライブラリ-91

CP 対称性の破れ

小林・益川模型から深める素粒子物理

林 青司 著

サイエンス社

まえがき

本書の主目的は、素粒子の相互作用における CP 対称性の破れと、これを標準模型の枠内で 3 世代のクォーク、レプトンの導入により見事に説明した小林・益川模型について解説することである。また、標準模型とその立脚する理論体系であるヤン・ミルズ理論についても、必要となる重要な概念や基本事項の解説を行っている。更に、宇宙に我々を含め物質が存在できるのも CP 対称性の破れのおかげであり、現在の素粒子理論で宇宙の物質の起源がどのように理解可能か、についても簡単な解説を行う。

想定している主な読者としては、大学院の修士課程（博士前期課程）で多少でも素粒子物理学、場の量子論について学んだことのある大学院生であるが、各章において理解に必要な基礎的知識は可能な範囲で与えられているので、学部高学年で量子力学や相対性理論を一通り学び、こうした話題に興味のある学部生にも理解して頂けるのではと期待している。既に研究に従事されている研究者も含め、本書が何らかの理解の一助となれば大変幸いである。

2008 年度のノーベル物理学賞を受賞された、小林誠・益川敏英両教授と南部陽一郎教授の業績はいずれも「対称性の破れ」に関するものである。小林・益川両教授の対象業績は CP 対称性の破れに関する研究であり、また南部教授の業績は自発的対称性の破れに関するものである。これらの業績は離散的対称性と連続的対称性という、少し性質の違う対称性の破れを扱ったものであるが、いずれも標準模型の完成において決定的に重要な役割を果たしたという意味で共通している。標準模型は素粒子の性質と相互作用に関する正に標準的な確立された理論であり、素粒子の重力を除く 3 つの相互作用、特に電磁相互作用と弱い相互作用を統一的に記述する非可換ゲージ理論（ヤン・ミルズ理論）である。ゲージ理論のひな形は電磁相互作用の理論である量子電気力学 (QED) であるが、ゲージ理論の大きな特徴の一つは QED に見られるように“繰り込み”可能性であり、色々な物理量に関して明確な予言ができることである。しかしながら、そのままでは弱い相互作用に関わるゲージボソンが光子同様に質量を持てないことになり現実と合わない。この問題を解決したのが、南部教授により提唱された自発的対称性の破れの機構であり、これは繰り込み可能性というゲージ理論の美点を保持しながら上手にゲージ対称性を破る手法を提供するもので、標準模型の成立に本質的に重要な寄与をした。また、小林・益川模型も繰り込み可能なゲージ理論でいかに CP 対称性を破るかという問題を追求して誕生したものであり、その予言どおり 3 世代のクォーク、レプトンの存在が実証され、また本書でも議論するように小林・益川模型の予言する CP 非対称性が日本の KEK やアメリカの SLAC といった研究所での B 工場実験で予言どおりに確認されて、標準模型は最終的な確立に至った。

本書はこうした歴史的進展にある程度沿いながら、ゲージ理論（ヤン・ミルズ理論）としての標準模型の構造、性質を議論した上で、小林・益川模型における CP 対称性の破れの機構を解説すると

いう手順をとっている。特に小林・益川模型における CP 対称性の破れは、クォークの質量差によって生じるフレーバー対称性の破れや、フレーバー間（世代間）の混合に伴って生じるため、ニュートリノ振動における CP 対称性の破れを含め、フレーバーの物理に関する話題にも力点を置いた。

上述のように、小林・益川模型は非常な成功を収めた理論であり、その学習は確立した理論をきちんと学ぶという意味では重要であるが、逆に言えば、調べ尽くされてそれ以上の発展性は望めない話題のようにも一見思える。しかしながら、素粒子理論では非常に基本的でありながら未解決の問題がまだまだ存在するのである。そもそもクォークやレプトンの質量に関しては、実験的にその値は決まっているものの、それらを標準模型の枠内で予言することはできないのである。フレーバー混合に関しても同様であるが、これらはいずれも自発的対称性の破れを具現化する、現在 CERN の LHC 実験で探索されているヒッグス粒子の湯川結合と呼ばれる相互作用に端を発した問題である。即ち、標準模型においてヒッグスは必要不可欠と思われる一方で、その性質に関しては未だに謎めいていると言うべきである。こうした観点から、現在の素粒子理論の最も重要と言っても過言ではない課題は標準模型を超える理論の構築である。湯川結合に起因するフレーバー対称性の破れとフレーバー混合に伴って生じる小林・益川模型の CP 対称性の破れについても、やはりその起源は未だに完全には解明されていないように思われる。CP 対称性の破れの起源を深く理解することは、宇宙における我々の存在を考える上でも重要ではあるが、素粒子物理学全体の今後の発展にとっても非常に重要な意味を持つものであることを強調したいと思う。

本書では、各章にいくつかの例題を載せた。例題のすぐ後にその解答例を記載したのは良い案かどうか定かではないが、単なる練習問題というよりは、その部分での理解に重要と思われる基本的事項を例題の形で明記したという意味合いもあるので、まず自力で解いた上で解答例も確認し理解を確かなものにしながら読み進めて頂ければと思う。素粒子論、場の量子論、ヤン・ミルズ理論を一通り学習済みの場合には、5 章、あるいは 6 章から始めれば、本書の主題に直接入っていくことが可能である。付録においては CP 対称性の破れの起源に関する標準模型を超える理論のアイデアの一端について紹介する。なお、誤植等の訂正に関しては以下の個人ホームページ上に随時掲載予定であるので参照して頂きたい (<http://www2.kobe-u.ac.jp/~lim/chosho.html>)。

本書の特に 5 章から 7 章の内容は神戸大学理学研究科で行った大学院での講義、他大学で行った集中講義の内容等を基に大幅に加筆したものである。8 章、9 章の内容に関しては、稲見武夫氏、三田一郎氏、両角卓也氏との共同研究、議論から得た知見が大いに貢献している。特に稲見氏との共著論文で得られた結果は 8 章で頻繁に用いさせて頂いた。ここに改めて御礼申し上げます。

また、神戸大学の大学院生の倉橋信明君、田邊和也君には草稿に関して色々と参考になる意見を頂き感謝いたします。最後に、本書の執筆をご提案頂き、常に遅れ気味の執筆状況にも関わらず辛抱強くお付き合い下さり、また貴重なご助言を下さった編集部の方勢耕介氏にこの場を借りて深く感謝いたします。

2012 年 4 月

林 青司

目 次

第 1 章	対称性と物理学	1
1.1	身の周りにおける対称性	1
1.2	連続的対称性と離散的対称性	4
1.3	古典物理学における対称性	5
第 2 章	素粒子の弱い相互作用における離散的対称性の破れ	10
2.1	素粒子と、その間に働く 4 つの相互作用	10
2.2	弱い相互作用における P 対称性の破れ	12
2.3	弱い相互作用における C 対称性の破れ	17
2.4	K 中間子のシステムにおける CP 対称性の破れの発見	25
第 3 章	場の理論における離散的対称性	30
3.1	ヘリシティー, カイラリティーとワイル・フェルミオン	31
3.2	場の P 変換	33
3.3	場の C 変換	40
3.4	場の CP 変換	41
3.5	場の T 変換	43
3.6	CPT 定理	45
第 4 章	ヤン・ミルズ理論	48
4.1	ひな形としての QED	48
4.2	共変微分, ゲージ場の幾何学的意味づけ	51
4.3	$SU(n)$ ヤン・ミルズ理論	56
第 5 章	素粒子の標準模型	62
5.1	$SU(2)_L$ の必要性	62
5.2	$U(1)_Y$ の必要性	67
5.3	ヒッグスの必要性	71
5.4	自発的対称性の破れと南部・ゴールドストーンボソン	74
5.4.1	$SO(2)$ 模型	74
5.4.2	標準模型の場合	76
5.5	南部・ゴールドストーンボソンの非線形実現とゴールドストーンの定理	77

5.6	ヒッグス機構	79
5.6.1	$U(1)$ モデル	79
5.6.2	標準模型におけるヒッグス機構	83
第 6 章	フレーバー混合と FCNC 過程	89
6.1	ワインバーグ・サラム模型と大きすぎる FCNC	89
6.2	チャームクォークの導入 (GIM 機構)	92
第 7 章	小林・益川の 3 世代模型と CP 対称性の破れ	95
7.1	n 世代の場合の湯川結合と荷電カレントにおけるフレーバー混合	95
7.2	2 世代模型では CP 対称性が破れないということ	100
7.3	小林・益川模型	105
第 8 章	小林・益川模型における FCNC 過程と重いフェルミオンの non-decoupling 効果	117
8.1	中性 K 中間子系における FCNC	117
8.2	重いフェルミオンの non-decoupling 効果	128
8.2.1	decouple する場合	129
8.2.2	non-decoupling の場合	131
第 9 章	小林・益川模型の予言と CP 対称性の破れの検証	134
9.1	中性中間子系の質量行列	135
9.2	中性 K 中間子系における CP 対称性の破れ	136
9.2.1	間接的 CP の破れ	137
9.2.2	直接的 CP の破れを考慮した解析	139
9.3	中性 B 中間子系における CP 対称性の破れ	143
9.3.1	中性 B 中間子系の時間発展	145
9.3.2	中性 B 中間子系における, 純粋な間接的 CP の破れ	148
9.3.3	間接的および直接的 CP の破れの干渉効果による大きな CP 非対称性	149
第 10 章	消えた反物質の謎	154
10.1	サハロフの 3 条件	156
10.2	簡単な設定による解析	157
10.3	典型的なシナリオとしての大統一理論	159
10.4	スファレロンによるバリオン数の破れ	166
10.5	スファレロンを用いたバリオン数生成のシナリオ	170
10.5.1	標準模型によるバリオン数生成のシナリオ	170
10.5.2	レプトン数生成のシナリオ	171

第 11 章 レプトン・セクターにおける CP 対称性の破れ	175
付録 A 自発的な CP 対称性の破れ	182
付録 B 余剰次元による CP 対称性の破れ	187
参考文献	195
索 引	197

第 1 章

対称性と物理学

1.1 身の周りにおける対称性

2008 年度のノーベル物理学賞を授与された南部陽一郎教授の「自発的対称性の破れ」に関する研究、および小林誠、益川敏英両教授の「CP 対称性の破れ」に関する研究は、いずれも“対称性の破れ”をキーワードとする業績である。この教科書の目的は物理学、特に素粒子物理学における対称性の破れ、具体的には CP 対称性の破れと、それに関連する話題に関して解説することである。

では、そもそも対称性とは何であろうか？ 対称性は物理学に限らずとも我々の身の回りに多く存在する。我々が美しいと感じる図形は何らかの対称性を持っている場合が多い。例えば、図 1.1 のハート形や図 1.2 の円はそれぞれ線対称性、回転対称性を持っている。

この簡単な例から分かるように、対称性とは「ある種の変換（対称変換）の下での不変性」と言い換えることができる。実際、図 1.1 は線分 L に関する折り返しの下で、また図 1.2 は中心 O の周りの回転の下で不変である。したがって、対称性について考えるためにはまず変換を決める必要がある。上で述べた折り返しや回転の変換は平面上、つまり 2 次元空間におけるものである

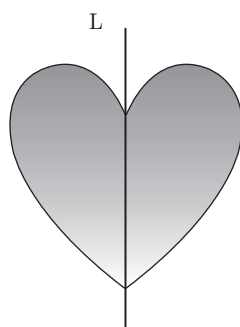


図 1.1 ハート形.

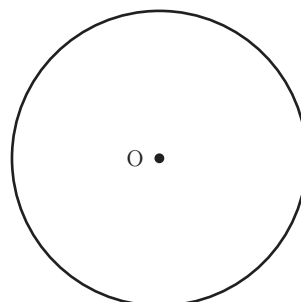


図 1.2 円形.

第 2 章

素粒子の弱い相互作用における 離散的対称性の破れ

2.1 素粒子と、その間に働く 4 つの相互作用

まず、この章以降では相対論と量子論の両方が重要となる素粒子の世界を記述するのに便利な“自然単位系” ($c = \hbar = 1$) を用いるので注意されたい。

素粒子物理学の目的は、宇宙に存在するすべての物質を構成する最も基本的な粒子である**素粒子**にはどのようなものがあり、それらの性質はどのようなものであるか、また素粒子の間にはどのような力が働いてどのような現象が起こるか、について解明することである。正確には粒子間に働く力は常に作用・反作用の法則に従い相互に作用するので「**相互作用 (interaction)**」と呼ばれる。

実際には「最も基本的」とは言っても、人智に限界がある限り、ある時代に素粒子だと思われていても、より高いエネルギー・運動量でよりミクロな世界を探るとより基本的な粒子が見つかり、今まで素粒子だと思っていた粒子はこうしたより基本的な粒子に分解される、ということが起こり得る。つまり素粒子は時代により変化し得るのである。実際、物の性質を示す最小単位である分子は原子の集まりで、原子も中心の原子核とその周りを回る電子の束縛状態であり、更に原子核は陽子と中性子からできているが、それまで素粒子だと思われていた陽子、中性子も 1964 年にゲルマン・ツバイク (Gell-Mann, Zweig) によってクォーク (**quark**) というスピンが $\frac{1}{2}$ のフェルミオンが導入されるに至って、 u, d という 2 種類のクォークが 3 個結合した束縛状態であるとの認識に徐々に変わって行った。これに対して原子核の周りを回る電子 e^- は今でも素粒子であると思われていて、電子型ニュートリノ ν_e とペアでレプトン (**lepton**. 軽粒子という意味) と総称されている。こうして現在ではすべての物質を構成する素粒子はクォークとレプトンであると思われているが、後の「**素粒子の標準模型**」において述べるように、素粒子には“世代”というものがあり、通常の原子を構成する、 u, d クォークや電子 (それと電子型ニュートリノ) は実は 3 世代あるクォーク・レプトンのうちで最も“軽い” (質量の小さい) 第 1 世代に

第 3 章

場の理論における離散的対称性

素粒子の世界では、反粒子について議論した際に述べたように粒子（反粒子）の生成や消滅が可能である。量子力学の範疇では、確率の保存則に見られるように、こうした生成・消滅は本来起こり得ないように思われる。それでは、どのような理論体系が生成・消滅を記述できるかと言うと、それは場の理論を量子化した「場の量子論」である。場とは電場 $\vec{E}(t, \vec{r})$ のように一般に時空座標 $x^\mu = (t, \vec{r})$ の関数のことを言う。電磁場はマクスウェル方程式から導かれる波動方程式に従い、したがって電磁波という空間を伝播する波動の性質を持つが、場は一般にこうした波動方程式に従う。この場を量子化した理論が「場の量子論」である。電磁場を量子化すると、電磁場のエネルギーが量子化され、振動数 ν の光（電磁波）のエネルギーは $h\nu$ の整数倍 $nh\nu$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) のみをとることになる。 $h\nu = \hbar\omega$ （ここでは $\hbar$ を 1 とせず記している）であるので、この結果は各振動数の電磁場が、ちょうど調和振動子の量子化と同じように量子化されることを言っている。これは電磁場の振動は、力学系としてはちょうど弦の振動と同等であるが、一方弦は連成振動子において振動子間の距離をゼロにする極限で得られることから自然な結果と言える。振動数 ν および波数ベクトル $\vec{k}$ の確定した電磁場の振動はちょうど連成振動子の固有振動に対応し、各固有振動は量子力学における調和振動子の量子化と全く同じようにして量子化される、ということである。こうした議論は電磁場のエネルギーが単に離散的になる（量子化）ことを言っているように思えるが、アインシュタインによれば量子化されたエネルギー準位 $n(h\nu)$ は $h\nu$ という単位のエネルギーを持った光の粒子、即ち光子 (photon) が n 個存在すると見るべきであり、 n の増減は光子の生成や消滅によるものと理解すべきである。こうして場を量子化することで素粒子の生成・消滅を自由に記述することのできる理論が提供されることになる。この量子化の過程で、調和振動子のエネルギーの「昇降」演算子 $a^\dagger$, a は、ある運動量（波数 $\vec{k}$ ）を持った光子の「生成・消滅」演算子 $a^\dagger(\vec{k})$, $a(\vec{k})$ と解釈されることになる。

第 4 章

ヤン・ミルズ理論

4.1 ひな形としての QED

素粒子の標準模型は、素粒子の 4 つの相互作用のうち、重力相互作用を除く 3 つの相互作用をゲージ理論の枠組みを用いて記述する理論である。その著しい特徴は、3 つの相互作用がいずれも（局所）ゲージ対称性の帰結として必然的に生じる（ゲージ原理）という点である。

このように、局所ゲージ対称性を持った理論であるゲージ理論においてゲージ対称性の帰結として相互作用（ゲージ相互作用と呼ばれる）が必然的に現れることを理解するために、まずは最も簡単でゲージ理論のひな形とも言える、電磁相互作用を記述する相対論的量子場の理論である量子電気力学 (QED) を考察しよう。

QED の理論に登場する素粒子は、電子 e^- と電磁相互作用を媒介するゲージボソンである光子 (photon) γ の 2 つである。歴史的には、マクスウェル理論には光子を記述する電磁場 (4 元電磁ポテンシャル A_μ) は当然最初から存在し、ゲージ対称性の存在は後で分かったことである。しかし、ここでは局所ゲージ対称性を指導原理とすることで逆に光子が必然的に導入され結果的に電磁相互作用が生じる、という立場から QED の理論を再考しよう。

まず、光子を導入せず電子のみでできた理論から出発する。光子が存在しないので電子はいっさい力を受けず“自由粒子”としてディラック方程式に従って運動する。電子の場であるディラック・スピノールを ψ とすると、変分原理 (Euler–Lagrange 方程式) によってディラック方程式を与えるラグランジアン (密度) は (3.19) に見られるように

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\psi}(i\not{\partial} - m)\psi \quad (4.1)$$

である。ここで m は電子の質量である。 $\bar{\psi}$ に関する変分をとるとディラック方程式

第 5 章

素粒子の標準模型

素粒子の標準模型はグラシヨウ・ワインバーグ・サラム (S.L.Glashow, S.Weinberg, A.Salam) によって、元々電磁相互作用と弱い相互作用を統一的に記述する“電弱統一理論”として、 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ というゲージ対称性を持った理論として構築され（添字の L, Y の意味は追々説明する）。提唱当時はクォークは u, d, s の 3 つのみが入っていたが、その後理論的にチャームクォークの必要性が指摘され、更に小林・益川によって弱い相互作用における CP 対称性の破れを説明するために 3 世代分のクォーク、レプトンが導入され今日の形に完成した。強い相互作用に関しては $SU(3)_c$ (c はカラーを表す) ゲージ対称性を持ったヤン・ミルズ理論である量子色力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) によって記述されるので、これも含めて標準模型は $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ というゲージ対称性を持つ理論であると言えるが、QCD は電弱統一理論とは独立した取り扱いが可能なので、当面は $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 電弱統一理論に焦点を当てて議論する。なお強い相互作用まで含めた「大統一理論」に関しては 10 章で言及される。

5.1 $SU(2)_L$ の必要性

まずゲージ対称性として何故 $SU(2)$ が必要とされるかを考えてみよう。電弱統一理論のゲージ対称性 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ のうち $U(1)$ は QED と同じで電磁相互作用に関係しそうであるので、おそらく、残りの $SU(2)$ が弱い相互作用を記述するであろうと予想される。実際には、こうした役割分担は完全ではないことが後で分かる。弱い相互作用の典型的な例はベータ崩壊である。図 3.2 に見られるように、この崩壊はクォークレベルでの“素過程”で考えると $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$ という素粒子反応であるが、場の演算子は粒子の消滅と反粒子の生成の両方の役割を果たすことから分かるように、この反応の右辺の反ニュートリノを左辺に持って行ってニュートリノに変えた素粒子反応も可能で

第 6 章

フレーバー混合と FCNC 過程

6.1 ワインバーグ・サラム模型と大きすぎる FCNC

前章の標準模型に関する議論ではクォーク、レプトンに関しては 1 世代分のみ導入した。グラシウのゲージ群に関するアイデアを受けてワインバーグとサラムが標準模型を提唱した際には、クォークとしては u, d, s の 3 つのみが導入された。当時知られていたクォークは原子核の構成要素の u, d と K 中間子のようなストレンジネスを持ったハドロンに含まれるストレンジクォーク s であったからである。実際、ゲルマン・ツバイクのクォーク模型はこれら 3 個が $SU(3)$ の基本表現となって様々なハドロンを構成するという理論であった。 u, d が第 1 世代のクォーク、 s が第 2 世代のクォークということになる。

すると、 s クォークには $SU(2)_L$ 2 重項を組むべきパートナーがいないことになり、 s_L は s_R 同様に 1 重項として導入された：

$$Q = \begin{pmatrix} u \\ d^0 \end{pmatrix}_L, \quad s_L^0; \quad (6.1)$$
$$u_R, \quad d_R, \quad s_R.$$

なおレプトンに関しては省略している。ここで d_L^0 はベータ崩壊のような荷電カレントによる弱い相互作用において u クォークのパートナーとなるクォークであり、 s_L^0 はこれと独立な（量子力学的には“直交した”）クォークの状態を表す。もしも、これらがそれぞれフレーバーと質量の確定した d, s クォークとそれぞれぴったりに一致して $d_L^0 = d_L, s_L^0 = s_L$ だとすると、 d, s クォークは世代の確定した状態になるので、素粒子の反応で世代が変わる（世代間の混合が起きる）ことはない。少し見方を変えると、 s クォークの導入により、ラグランジアンには s クォークの共変微分の項、および質量項 $m_s \bar{s}s$ が加わるが（ s_L が 1 重項なのでゲージ不変な質量項が可能である）、この場合ラグランジアンは明らかに次のような 2 つの独立な $U(1)$ 位相変換 ($U(1) \times U(1)$) の下で不変

第 7 章

小林・益川の3世代模型と CP 対称性の破れ

チャームクォークの導入で2世代模型が完成し FCNC の問題は解決したが、クォーク、レプトンの世代は更に拡張されることになった。それは正に、この本のテーマである **CP 対称性の破れ** に起因することである。即ち、3 章で少し述べたように、観測された中性 K 中間子系での **CP 対称性のわずかな破れ** を説明するために3世代のクォークの導入が必要であることが小林・益川により指摘されたのである。この3世代を持った**小林・益川模型**の出現によって標準模型の最終的な確立に至った。なお、小林・益川模型が提唱されたのはチャームクォークの存在が確認される以前の、いわば“1.5”世代しか存在が知られていないときであり、その先見性が分かる。

そこで、いよいよ標準模型の枠内で、いかにして CP 対称性の破れから3世代の必要性が導かれるかについて以下に説明することにする。

7.1 n 世代の場合の湯川結合と荷電カレントにおける フレーバー混合

まず、世代の数に関係なく議論できるように、一般に n (n : 自然数) 世代のクォーク、レプトンを持つ $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ゲージ理論の場合を考えよう。ここではクォークのセクターに着目し、 $SU(2)_L$ の2重項および1重項を

$$Q_i^0 = \begin{pmatrix} u_i^0 \\ d_i^0 \end{pmatrix}_L \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (7.1)$$
$$u_{iR}^0, \quad d_{iR}^0 \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

と書く。例えば、 u_{iL}^0, d_{iL}^0 は $W^\pm$ による弱い相互作用である荷電相互作用に参加するメンバーである。こうした理由で、 u_i^0, d_i^0 ($i = 1, 2, \dots, n$) を「**弱固有状態 (weak eigenstate)**」と呼ぶ。弱固有状態は質量、したがってフレーバーの確定した状態である u, c, d, s 等の「**質量固有状態**」とは区別される。2

第 8 章

小林・益川模型における FCNC 過程 と重いフェルミオンの non-decoupling 効果

6 章にて議論したように、中性 K 中間子系 ($K^0, \bar{K}^0$) におけるフレーバーの変わる中性カレント (Flavor Changing Neutral Current (FCNC)) 過程は、その解析からグラシヨウらによるチャーム (c) クォークの導入や小林・益川による 3 世代の導入がなされたことから分かるように、標準模型の確立にとって非常に重要な役割を演じた。FCNC 過程は tree レベルでは禁止され、また 6 章で議論した GIM 機構が働くためにその確率は一般に非常に小さく、“希少過程 (rare process)” と呼ばれる。

8.1 中性 K 中間子系における FCNC

パイ中間子同様、 K^0 とその反粒子 $\bar{K}^0$ は s, d クォークおよびそれらの反粒子がスピンが 0、固有パリティが -1 になるように束縛された擬スカラー粒子である： $K^0 \sim d\bar{s}$, $\bar{K}^0 \sim s\bar{d}$ 。 K^0 と $\bar{K}^0$ の場の間の相対的な位相は本来自由に選べるが、CP 対称性を議論する際に便利のように 1 つに固定することにする。ここでは $CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$ と決めることにしよう。既に述べたように、ストレンジネス S という加算的量子数を、 $s, \bar{s}$ クォークのみがそれぞれ $S = -1, S = 1$ を持つものとして定義することができる。したがって $K^0, \bar{K}^0$ はそれぞれ $S = 1, -1$ を持つことになる。 $K^0, \bar{K}^0$ の FCNC 過程ではフレーバーの変化に伴いストレンジネスが変化することになるが、その変化 (ΔS) の大きさによって以下のように分類することができる：

- (a) $|\Delta S| = 2$: $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$,
- (b) $|\Delta S| = 1$: $K_L \rightarrow \mu\bar{\mu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$.

(a) は 2 章、6 章にて少し議論した $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ 混合である。また、 $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ の崩壊においては、終状態のニュートリノは検出できないので 3 世代のニュートリノの寄与が足される。以下で (a), (b) のそれぞれについてもう少し詳しく

第 9 章

小林・益川模型の予言と CP 対称性の破れの検証

既に 7 章において、小林・益川模型においてどのような機構で CP 対称性が破れるか、また CP 対称性を破るための必要十分条件は何であるかについて議論した。ここでは、具体的に CP 対称性を破る物理量に関して小林・益川模型がどのような予言をするのか、特に、どのような物理量に関して特徴的な予言を行うか議論する。小林・益川理論は 3 世代の存在を予言したのみならず、CP 対称性の破れの機構を提唱している理論であるので、その検証を考えるという趣旨である。

7 章で説明したように、小林・益川理論において CP 対称性が破れるためには、CP 対称性を破る“CP 位相” δ の存在はもちろん必要であるが、同時にフレーバー（世代間）混合、およびそれにより引き起こされるフレーバーを変え中性カレント (FCNC) 過程の存在が必要欠くべからざるものである。前章で見たように、FCNC 過程には色々な過程があるが、CP 対称性の破れという観点で考えると、中性中間子の混合過程がとくに重要であることが分かる。具体的には、 s クォークの束縛状態である中性 K 中間子 K^0 , b クォークと d あるいは s クォークとの束縛状態である B 中間子 B_d ($B_d \sim d\bar{b}$), B_s ($B_s \sim s\bar{b}$), といった電氣的に中性の擬スカラー (pseudo-scalar) 粒子とそれぞれの反粒子との間の混合

$$K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0, \quad B_d \leftrightarrow \bar{B}_d, \quad B_s \leftrightarrow \bar{B}_s \quad (9.1)$$

である。これらは $|\Delta S| = 2$, あるいは $|\Delta B| = 2$ の FCNC 過程で、したがって図 8.1 や、これを $s \rightarrow b, d \rightarrow s$ のように変えて得られる箱形ダイアグラムのみが寄与する過程であるが、この箱形ダイアグラムにおいて頂点に付与される小林・益川行列要素に存在する CP 位相の効果によって CP 対称性の破れが生じる。歴史的にも、また最近の KEK 等での“B 工場 (B-factory)”実験においても、こうした混合における CP 対称性を破る物理量が非常に重要な役割を果たしてきている。

第 10 章

消えた反物質の謎

ここまで素粒子の世界での **CP 対称性の破れ** に関して議論をしてきた。実は、素粒子という最もミクロの世界での CP 対称性の破れが、宇宙という最もマクロの世界での物質の起源を説明する上で決定的に重要な役割を演じるのである。この章では、この話題に関して、基本的なアイデアの紹介を行いたい。なお、この章の内容に関する包括的な教科書としては、例えば文献 [11], [12] が挙げられる。本書もこれらを参考に行っている。

宇宙が誕生以来どのように時間発展し、また今後どのような運命をたどるかは、一般相対論に基づいて構築されたビッグバン (**Big-Bang**) 宇宙論と呼ばれる理論で記述される。ビッグバン宇宙論によると誕生したばかりの初期宇宙は非常に小さな領域にすべての物質とエネルギーが凝縮された非常に高温・高密度の世界であったと考えられている。また、電磁波のような質量ゼロの粒子による放射のエネルギーが質量を持つ物質のエネルギーに比べて支配的であったと考えられている。あるいは、最新のインフレーション宇宙論によれば、誕生時点での物質密度に関する初期条件がどうであれインフレーション（急激な宇宙の膨張）の結果、物質のエネルギー密度は急激に薄まると思われている。その後真空のエネルギーがゼロとなってインフレーションが終了した段階で、それまで蓄えられていた真空のエネルギーが解放されて宇宙の“再加熱”が起き、ビッグバンがスタートすると放射優勢の状態が実現すると思われている。

こうした放射優勢の状況では、2 個の光子の対消滅によって、例えば

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (10.1)$$

といったように、粒子と反粒子が常にペアで生成され（図 10.1 参照）、したがって、インフレーションの結果として物質密度が（あったとしてもほとんど）ゼロの状態ビッグバンを開始した宇宙においては物質と反物質は等量存在していたはずである。しかしながら、現在の宇宙には反物質が存在する兆候はいっさい見つかっていない。地球の大気中には例えば μ^+ といった反粒子が存在す

第 11 章

レプトン・セクターにおける CP 対称性の破れ

既に何度か繰り返し述べたように、小林・益川による CP 対称性の破れの機構はフレーバー混合とそれにより引き起こされる FCNC 過程を本質的に必要とするものである。FCNC 過程はクォークの世代に依存した質量の差からくるフレーバー対称性の破れによって生じる現象と言えるが、標準模型ではニュートリノに関しては左巻きの状態のみ導入されているためにディラック質量を持つことができない。厳密には、左巻きのニュートリノのみでマヨラナ質量項を形成する可能性は残るが、これも標準模型ではレプトン数 L が保存されるので、この質量項もあり得ないことになる（前の章で議論した量子異常によるレプトン数の破れは一つの可能性であるが、この量子異常は $B-L$ の保存則は破らないのでマヨラナ質量項を生成することはできない）。

ニュートリノ質量がゼロである限り、クォーク・セクターとは違い、レプトン・セクターにおいてはフレーバー混合やそれにより生じる CP 対称性の破れは起こり得ないことになる。しかしながら、かなり前から理論的にはニュートリノのみが質量を持たない必然性が無いことから、前章で述べたシーソー機構^[8]のようなニュートリノの質量が極端に小さいことを自然に説明できるシナリオが提唱されていた。また実験的にも、太陽中心部での核融合反応の際に生成される“太陽ニュートリノ”が理論的予想より少ない頻度でしか地球上では検出されないという“太陽ニュートリノ問題”が指摘されていて、これは以下で議論するニュートリノ振動によるものではないかと考えられてきた。また、最近の岐阜県の神岡鉱山でのカミオカンデ、スーパーカミオカンデ実験によって宇宙線が地球の大気につづかって生成される“大気ニュートリノ”についてもニュートリノ振動を示すデータが得られる、という大きな成果があった。更には、こうした太陽、大気ニュートリノの振動を地上で検証する、カムランド (KamLAND) 実験や KEK の実験施設から神岡に向けてニュートリノのビームを照射する K2K・T2K 実験においてもこうした振動を示すデータが得られている。こうしてニュートリノ振動はもはや揺るぎない事実であると思われる。

付録 A

自発的な CP 対称性の破れ

CP 対称性の破れを説明する小林・益川模型は、その予言どおり 3 世代の存在が確定し、また B 工場実験のデータがこの模型を明確に支持していること、LEP の加速器実験におけるゲージボソン Z の崩壊幅の測定や宇宙論の議論からも 3 世代模型が強く支持されていることもあり、非常な成功を収めた確立した理論である。しかしながら、標準模型の枠内では湯川結合は理論的に決定することのできないパラメーターであり、小林・益川模型の CP 位相 δ に関してもその値を予言することはできない。また、10 章で議論したように純粋な標準模型の枠内では現在の宇宙の物質の密度（バリオン数密度）を再現することができないと思われている。

根本的な問題点は、標準模型は非常に成功した理論ではあるが、ゲージ相互作用のセクターに比べ、湯川結合のみならずヒッグス相互作用のセクターが色々と理論的な問題を含んでいるように思われることである。CP 位相を含め、湯川結合等の理論的に決められないパラメーターが多く存在する、という問題に加え、ヒッグス質量（2 乗）への量子補正が、理論のカットオフ（標準模型の適用限界）を Λ として Λ^2 に比例する“2 次発散”を持つという問題もある。 $\Lambda \sim M_{GUT}$, M_{pl} (M_{pl} : プランク・スケール) とすると、量子補正を考慮した上でヒッグス質量を弱スケール M_W に保ち、したがって $M_W \ll M_{GUT}$ といった階層性を維持するためには、理論の（“裸の”）質量パラメーターを例えば $M_W^2/M_{GUT}^2 \sim 10^{-26}$ といった非常な精度で微調整する (fine-tuning) 必要がある。この問題は「階層性問題」と呼ばれる。

現在、超対称性理論や 3 次元以外の余次元 (extra-dimension) の空間を持つ高次元時空上の理論、等の“標準模型を超える理論”(beyond the standard model) が盛んに研究されている。その検証を行うことがヒッグスの発見と並んで現在 (2012 年) CERN で行われている LHC 実験の重要な目的になっているが、これらの理論は上記の階層性問題を解決することを主目的として提唱されたと言っても過言ではない。

付録 B

余剰次元による CP 対称性の破れ

付録 A で議論された自発的 CP 対称性の破れの機構は、もちろん通常の 4 次元時空において可能なものであるが、ここでは標準模型を超える理論として最近盛んに研究されている余剰次元を持った高次元理論をとり上げる。時空が拡張されることで、通常の 4 次元時空上の理論には無かった新しいタイプの CP 対称性の破れの機構が可能であることを簡単に解説する。

特に、超弦理論や、その低エネルギーでの点粒子極限の場の理論とも見なすことができる“ゲージ・ヒッグス統一理論 (Gauge-Higgs Unification)”を例にとって、高次元理論特有の余剰次元の“コンパクト化”の仕方による CP 対称性の破れの機構を解説する。ゲージ・ヒッグス統一理論 (GHU) とは 4 次元時空におけるゲージ相互作用とヒッグス相互作用を高次元ゲージ理論の枠内で統一することのできる理論である。

GHU は標準模型を超える理論の興味深い候補として近年研究されているが、そのシナリオは高次元ゲージ場の余剰次元方向の成分をヒッグス場と見なすというものである^{[24]~[26]}。例えば、一番簡単な 5 次元時空上の $U(1)$ ゲージ理論 (QED) の場合だと 5 次元のゲージ場 (5 元ベクトル)

$$A_M = (A_\mu, A_y) \quad (\mu = 0, 1, 2, 3) \quad (\text{B.1})$$

のうち A_μ は通常の 4 次元時空におけるゲージ場 (光子) であるが、余剰次元方向の成分 A_y は、4 次元ローレンツ変換の下では不変なので、4 次元時空の立場からはスカラー場であると思わせる。これは元々 5 次元時空の場合なので $A_y(x^\mu, y)$ のように余剰次元の座標 y にも依存する。ところで、余剰次元が存在したとしても今までその存在を指し示す実験データは無く、したがって余剰次元の空間は現在の実験精度では見ることはできないほど小さな空間に“コンパクト化”していると考えられている。例えば、上述の 5 次元 QED で余剰次元が小さな半径 R の円 (S^1) だとすると、 A_y は $A_y(x^\mu, y + 2\pi) = A_y(x^\mu, y)$ という周期境界条件を満たし、したがって次のように y に関するフーリエ級数

参考文献

- [1] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Progr. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [2] K. Fujikawa, B.W. Lee and A.I. Sanda, *Phys. Rev.* **D6**, 2923 (1972).
- [3] M.K. Gaillard and B.W. Lee, *Phys. Rev.* **D10**, 897 (1974).
- [4] T. Inami and C.S. Lim, *Progr. Theor. Phys.* **65**, 297 (1981); **65**, 1772 (1981)(Erratum).
- [5] T. Morii, C.S. Lim and S.N. Mukherjee, “The Physics of the Standard Model and Beyond”, World Scientific Publishing (2002).
- [6] T. Appelquist and J. Carazzone, *Phys. Rev.* **D11**, 2856 (1975).
- [7] M. Peskin and T. Takeuchi, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 964 (1990).
- [8] T. Yanagida, Proceedings of “Workshop on Unified Theory and Baryon Number in the Universe”, ed. by O. Sawada and A. Sugamoto, KEK, Japan (1979); M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, in “Supergravity”, ed. by P.van Nieuwenhuizen and D.Z. Freedman, North Holland, New York (1979).
- [9] I.I. Bigi and A.I. Sanda, “CP Violation”, Cambridge Univ. Press (2000).
- [10] Particle Data Group, Particle Data Group website: <http://pdg.lbl.gov>
- [11] E. Kolb and M.S. Turner, “The Early Universe”, Addison–Wesley (1990).
- [12] M. Fukugita and T. Yanagida, “Physics of Neutrinos and Applications to Astrophysics”, Springer (2003).
- [13] M. Yoshimura, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 281 (1978); D. Toussaint, S.B. Treiman, F. Wilczek and A. Zee, *Phys. Rev.* **D19**, 1036 (1979); S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 850 (1979); M. Yoshimura, *Phys. Lett.* **B88**, 294 (1979).
- [14] J.N. Fry, K.A. Olive and M.S. Turner, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2074 (1980); *Phys. Rev.* **D22**, 2977 (1980).
- [15] G. 't Hooft, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 8 (1976); *Phys. Rev.* **D14**, 3432 (1976).
- [16] N.H. Christ, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 8 (1976); *Phys. Rev.* **D21**, 1591 (1980).
- [17] F.R. Klinkhammer and N.S. Manton, *Phys. Rev.* **D30**, 2212 (1984); N.S. Manton, *Phys. Rev.* **D28**, 2019 (1983).
- [18] V.A. Kuzmin, V.A. Rubakov and M.E. Shaposhnikov, *Phys. Lett.* **B155**, 36 (1985).
- [19] M.E. Shaposhnikov, *Nucl. Phys.* **B287**, 757 (1987); **B299**, 797 (1988); この話題に関するレビューとしては, A.G. Cohen, D.B. Kaplan and A.E. Nelson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43**, 27 (1983).
- [20] M. Fukugita and T. Yanagida, *Phys. Lett.* **B174**, 45 (1986).
- [21] T.D. Lee, *Phys. Rev.* **D8**, 1226 (1973); *Phys. Rep.* **96** (1979).
- [22] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 657 (1976).

- [23] S.L. Glashow and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **D15**, 1958 (1977).
- [24] N.S. Manton, *Nucl. Phys.* **B158**, 141 (1979); D.B. Fairlie, *Phys. Lett.* **B82**, 97 (1979).
- [25] Y. Hosotani, *Phys. Lett.* **B126**, 309 (1983); *Phys. Lett.* **B129**, 193 (1983); *Annals Phys.* **190**, 233 (1989).
- [26] H. Hatanaka, T. Inami and C.S. Lim, *Mod. Phys. Lett.* **A13**, 2601 (1998); M. Kubo, C.S. Lim and H. Yamashita, *Mod. Phys. Lett.* **A17**, 2249 (2002).
- [27] C.S. Lim, *Phys. Lett.* **B256**, 233 (1991).
- [28] C.S. Lim, N. Maru and K. Nishiwaki, *Phys. Rev.* **D81**, 076006 (2010).
- [29] Y. Adachi, C.S. Lim and N. Maru, *Phys. Rev.* **D80**, 055025 (2009).

索引

欧字

charge asymmetry, 138, 148
FCNC, 15, 28, 90, 185
non-decoupling, 120, 131
parity, 2
QCD, 62
QED, 48
re-phasing, 102

ア

R_ξ ゲージ, 118
あからさまな CP 対称性の破れ, 183
appearance 実験, 179
1 重項, 64
一般相対論, 51
 ϵ , 140
 ϵ' , 140
インスタントン解, 168
ウィルソン係数, 121
ウォルフエンシュタインによるパラメーター化, 107
S, T, U パラメーター, 131
 $SU(n)$, 56
FCNC 過程における non-decoupling 効果, 132
大きな CP 非対称性, 144
オービフォールド, 193

カ

階層性問題, 182, 188
カイラリティー, 23, 31
可換群, 50
荷電カレント過程, 70
カビボ角, 90
カミオカンデ実験, 161

カラー, 58
カラビ・ヤウ多様体, 192
カルツァ・クラインモード, 82, 188
干渉効果, 143, 159
干渉効果による大きな CP 非対称性, 149
間接的 CP の破れ, 137
消えた反物質の謎, 155
稀少過程, 92
吸収項, 119, 135, 147
鏡像変換, 2
共変微分, 49, 57
局所ゲージ対称性, 11
局所的ゲージ変換, 49
曲率テンソル, 52
空孔, 19
クォーク模型, 14
グラシヨウ・ワインバーグの条件, 94, 186
繰り込み可能性, 72
繰り込み群方程式, 162
グルーオン, 58
群の次元, 56
ゲージ原理, 11, 48, 50
ゲージ場, 50
ゲージ場の幾何学的意味, 51
ゲージ・ヒッグス統一理論, 187
ゲージ変換, 22
ゲージボソン, 11, 50
 $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ 混合, 26, 92, 118, 137
 $K_L \rightarrow \mu\bar{\mu}$ 崩壊, 123
高次元理論, 187
構造定数, 59
ゴールドストーンの定理, 76
小林・益川行列, 99, 107
小林・益川の 3 世代模型, 105

小林・益川模型, 15, 105
小林・益川模型における CP 対称性の破れ, 134
コンパクト化, 81, 187

サ

サハロフの 3 条件, 156
散逸項, 147
GIM 機構, 94
シーソー機構, 24, 132, 172
C 対称性, 18
C 対称性の破れ, 17
CP 位相, 106, 134, 159, 180
CP 対称性の破れ, 26, 42
CPT 定理, 45
CP 非対称性, 159, 180
C 変換, 22
紫外発散, 72
時間反転, 6
時間平均した CP 非対称性, 152
自己相互作用, 50, 58
実効ラグランジアン, 121
質量固有状態, 95
自発的対称性の破れ, 72
自発的な CP 対称性の破れ, 183, 192
弱アイソスピン, 65
弱ゲージボソン, 66, 70
弱固有状態, 95
弱スケール, 85
弱ハイパーチャージ, 67
純粋な間接的 CP の破れ, 148
真空期待値, 72
随伴表現, 58
スーパーカミオカンデ実験, 70, 175
スカラー場のポテンシャル, 72
スカラーポテンシャル, 76
ストレンジネス, 14, 117
ストレンジネスが 1 変わる FCNC 過程, 123
ストレンジネスが 2 変わる FCNC 過程, 118
スピノール, 31
スファレロン, 170
生成子, 56
世代間混合, 90
接触相互作用, 38

接続係数, 52
漸近自由性, 12
素粒子の標準模型, 62

タ

大域的ゲージ変換, 49
大気ニュートリノ振動, 175
対称性の破れ, 3
大統一スケール, 162
大統一理論, 69, 159
太陽ニュートリノ問題, 175
 τ - θ パズル, 16
チャームクォーク質量の予言, 120
チャームクォークの導入, 92
中性カレント過程, 70
中性 K 中間子系における FCNC, 117
中性 K 中間子系における CP 対称性の破れ, 136
中性 B 中間子系における CP 対称性の破れ, 143
中性 B 中間子系の時間発展, 145
超弦理論, 188
直接的 CP の破れ, 139
対消滅, 20
強い 1 次相転移, 171
強い相互作用, 11
disappearance 実験, 179
T 対称性, 6
ディラック・スピノール, 48
ディラックの海, 19
ディラック・フェルミオン, 24
ディラック方程式, 48
decoupling 定理, 129
電弱相互作用の精密検証, 83, 131
電弱統一理論, 62
電弱ペンギン・ダイアグラム, 140
トーラス, 193

ナ

内部空間, 52, 190
中野・西島・ゲルマンの法則, 14, 67
南部・ゴールドストーンボソン, 76
2 重項 (doublet), 63
ニュートリノ振動, 24
ネーター・カレント, 78

ネーターの定理, 78
熱平衡からのずれ, 156

ハ

箱型ダイアグラム, 118
場の CP 変換, 41
場の C 変換, 40
場の強さテンソル, 51
場の T 変換, 43
場の P 変換, 33
場の量子論, 30
BaBar 実験, 144
バリオン数生成, 156
バリオン数を破る相互作用, 156, 159
パリティ対称性, 2
パリティ対称性の破れ, 16
反ユニタリー変換, 44
反粒子, 17
B 工場実験, 134, 144
非可換群, 56
非可換ゲージ対称性, 50
非可換ゲージ理論, 55
非線形実現, 78
非対称的衝突加速器, 153
左巻き, 23
ヒッグス機構, 79
ヒッグスの自己相互作用, 85
標準模型, 10
標準模型によるバリオン数生成, 170
標準模型を超える理論, 182
ファインマン図, 60
ファインマン則, 60
フェルミ結合定数, 38
物質効果, 181
物質場, 56
フレーバー混合, 91
フレーバー対称性, 93
フレーバーの変わる FCNC γ 頂点, 123
フレーバーの変わる FCNC Z 頂点, 123
フレーバーの変わる中性カレント, 15, 28
フレーバーの変わる中性カレント過程, 90, 117

平行移動と共変微分, 54
ベータ崩壊, 62
ヘリシティー, 23, 31
Belle 実験, 144
ペンギン・ダイアグラム, 125, 140
崩壊幅, 119
細谷機構, 188

マ

牧・中川・坂田 (MNS) 行列, 176
マヨラナ位相, 174
マヨラナ・フェルミオン, 24, 41
右巻き, 23

ヤ

ヤールスコッグ・パラメーター, 105, 106, 110, 180
ヤン・ミルズ理論, 50, 56
湯川結合, 73
湯川相互作用, 73
ユニタリーゲージ, 82
ユニタリー三角形, 105, 109, 143
陽子の崩壊, 159
余剰次元, 81, 187
4つの相互作用, 10
弱い相互作用, 11

ラ

リー群, 5, 50
離散対称性, 4
量子異常, 87, 167
量子色力学, 62
レプトン数生成, 172
レプトン・セクターでの CP 対称性の破れ, 178
連続群, 5, 50
連続対称性, 4

ワ

ワイル・フェルミオン, 23
ワインバーグ角, 69
ワインバーグ・サラム模型, 89

著者略歴

林 青司

りん せい じ

1981 年 東京大学大学院理学系研究科博士課程修了
理学博士（東京大学 1981 年）
1984 年 米国立ブルックヘブン国立研究所研究員
1987 年 高エネルギー物理学研究所（KEK）助手
（1990 年 ヨーロッパ原子核研究センター（CERN）研究員）
1992 年 神戸大学理学部助教授
1996 年 同教授
2007 年 神戸大学大学院理学系研究科物理学専攻教授
2013 年 東京女子大学現代教養学部教授（2021 年定年退職）
神戸大学名誉教授

専門 素粒子論

主要著書

“THE PHYSICS OF THE STANDARD MODEL AND BEYOND”（共著，World Scientific, 2002）

“素粒子物理学ハンドブック” 標準模型を超える統一理論（朝倉書店，2010）

“素粒子の標準模型を超えて”（丸善出版，2015）

“ニュートリノの物理学—素粒子像の変革に向けて”（サイエンス社，2021）

臨時別冊・数理科学 SGC ライブラリ-91

『CP 対称性の破れ 小林・益川模型から深める素粒子物理』（電子版）

著者 林 青司

2022 年 3 月 10 日 初版発行 ISBN 978-4-7819-9987-6

この電子書籍は 2012 年 6 月 25 日初版発行の同タイトルを底本としています。

数 理 科 学 編 集 部

発行人 森 平 敏 孝

TEL.(03)5474-8816

FAX.(03)5474-8817

ホームページ <https://www.saiensu.co.jp>

ご意見・ご要望は sk@saiensu.co.jp まで。

発行所 © 株式会社 **サイエンス社**

TEL.(03)5474-8500 (代表)

〒151-0051 東京都渋谷区千駄ヶ谷 1-3-25

本誌の内容を無断で複製複製・転載することは、著作者および出版者の権利を侵害することがありますので、その場合にはあらかじめサイエンス社著作権担当者まで許諾をお求めください。

組版 クォンタ