

# B4 セミナー

Toshiya Tanaka

2022 年 7 月 29 日

## 1 Introduction

- この文書では教科書の誤植や説明不足だと感じたことをまとめています。
- 公式の誤植リストは[ここ](#)にあります<sup>i.</sup>。ここにあるものも書きますが、公式文書を読むことをおすすめします。
- 「[セミナーの準備の仕方について \(河東泰之\)](#)」はゼミ準備の心構えとして有名な文書なので一読するとよいでしょう。特に

黙って「何々である」とか，“It is easy to see...”, “We may assume that...”, “It is enough to show...”などと書いてあるのはすべて、なぜなのか徹底的に考えなくてはなりません。「本に書いてあるから」とか「先生がそう言うから」などの理由で、なんとなく分かったような気になるのは絶対にアウトです。そういうところは「なぜですか」と聞かれるに決まっているんですから、どうきかれてもすぐに答えられるように準備をしておく必要があります。

ということは意識すべきです。

- この文書についても同じで、「この文書に書いてあるから」というのは根拠にはなりません。<sup>ii.</sup>
- ゼミの準備の仕方として、もう少し易しめに書かれているものとして、「[輪講の準備の仕方 \(渡辺宙志\)](#)」も参考になります。特に、12 ページの  
先生からの質問は詰問ではない  
ということは心に留めておくとうよいと思います。
- Part I は自分で導くべき式と事実を書いてある式とがあり、わからないことは積極的に人に聞くと良いと思います。

## 2 Symmetries of Space-Time

### 2.1 Relativistic particle kinematics

### 2.2 Natural units

- SI と自然単位系の変換を実際に計算すること。
- Eq. (2.30) は冪が間違い。正しくは  $10^{-23}$ 。

### 2.3 A little theory of discrete groups

- 物理でよくいう「群論」は群の表現論である。群の演算を線形空間の行列で表現するときに、量子力学ではこの線形空間が状態空間 (Hilbert 空間) で行列が物理量である。
- 対称群  $\Pi_3$  の元が数学でよくある置換でないことに注意。  $\Pi_3$  は元自身ではなく文字の場所にラベルをつけている。

---

<sup>i.</sup> 数式が tex 記法でベタ打ちなのでつらい。MathJax 使ってほしかった。

<sup>ii.</sup> 誤植を訂正しているはずが、さらに誤植だったということは大いにあります。

## 2.4 A little theory of continuous groups

- 対称性と保存則の関係は [坂本 14, Chap.10, Sec.4] に詳しい.
- Lie 群は単位元近傍の微小変換を調べれば大体わかる. Lie 群の単位元近傍は線形空間になっていて, 行列の交換子で閉じる. この構造を Lie 環という. 物理で重要な例は  $\mathfrak{su}(2)$  という Lie 環で, 量子力学でよくやる各運動量演算子  $[J_j, J_k] = i\epsilon_{jkl}J_l$  がそれである. 表現の次元は spin の大きさに勘定することがある. 角運動量の大きさ  $j$  に対し, 行列のサイズは  $2j+1$  になるので,  $2j+1$  次元表現を spin  $j$  表現と言ったりする. 例えば, 1 次元表現は spin 0 表現で, 2 次元表現は spin 1/2 表現で  $J_i$  は Pauli 行列たちである. このあたりの話は [Geo10, Chap.3], [猪木 94] あたりが詳しい. 数学の本だと, 線形代数と接続がよいものとして [池田 22] がある.
- Eq. (2.55) は BCH formula から示せると言われる. 確かに左辺を計算して, BCH formula から Lie bracket の入れ子の和の指数関数でかけることがいえ, Lie bracket で閉じているものが Lie 環なので左辺は群の元なのだが, それが  $\gamma$  と同じということ言えないと思う.<sup>iii</sup>.

## 2.5 Discrete space-time symmetries

- Eq. (2.71) の  $P$  がかかって  $+$  を吐くか  $-$  を吐くかは粒子や場の性質である.  $-$  を吐くほうを擬スカラー/ベクトルなどという.

## 3 Relativistic Wave Equations

### 3.1 The Klein–Gordon equation

### 3.2 Fields and particles

### 3.3 Maxwell's equations

### 3.4 The Dirac equations

- Dirac 表現

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1_2 & 0 \\ 0 & -1_2 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \gamma^i \\ -\gamma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

と Chiral 表現

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1_2 \\ 1_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \gamma^i \\ -\gamma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

の間のユニタリ変換は

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

ととり,  $U^\dagger \gamma^\mu U$  で Dirac 表現に移る. 他の流儀で chiral 表現を

$$\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

ととる本もある [坂本 14] がこの場合は Unitary 行列を

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

ととればよい. こちらのほうが最初に思いつく対角化だと思う.

<sup>iii</sup>. それは定義でしよと言われてその時はそうかもしれないと思ってしまったが, やはり違うとおもう. 勇気があればバトってください.

### 3.5 Relativistic normalization of states

- 公式 (3.82)  $\delta(g(x)) = \delta(x)/|dg/dx|$  について.  $\delta$  関数は

$$\int dx \delta(x) = 1, \quad (3.6)$$

$$\int dx f(x) \delta(x - a) = f(a) \quad (3.7)$$

を満たすにか<sup>iv.</sup>とすることが大事. 積分すれば  $\delta$  の引数がゼロになるところの関数の値だけを返す. 今,  $y = g(x)$  とおくと,  $dy = g'(x) dx$  の関係で変数変換して,

$$1 = \int dy \delta(x) = \int dx g'(x) \delta(g(x)) \quad (3.8)$$

となる. 公式はこの被積分関数を比較した場合を言っている.<sup>v.</sup>

- 上の注で述べたとおり, 単調関数なら問題にならないのだが, そうでない場合を示すことも求められる. 今,  $g(x)$  の零点を  $\alpha_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) とする. これに対して,  $g$  が微分可能ならば各  $i$  にたいして区間  $[\alpha_i - \varepsilon_i, \alpha_i + \varepsilon_i]$  に他の零点を含まないように  $\varepsilon_i$  を選ぶ. 任意の (性質のよい) 関数  $f$  をとり, 積分

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx f(x) \delta(x) \quad (3.9)$$

において,  $x' = g(x)$  の変数変換を考える. このとき,  $\varepsilon_i$  を区間  $[\alpha_i - \varepsilon, \alpha_i + \varepsilon]$  で微分係数  $dg/dx$  の符号が変わらないようにとると, 積分区間は

$x$	$a \rightarrow b$
$x' (dg(\alpha_i)/dx > 0)$	$\alpha_i - \varepsilon_i \rightarrow \alpha_i + \varepsilon_i$
$x' (dg(\alpha_i)/dx < 0)$	$\alpha_i + \varepsilon_i \rightarrow \alpha_i - \varepsilon_i$

となる. 微分係数が負の場合は積分区間を入れ替えたときのマイナスがつく. まとめると, 微分係数の絶対値をとって,

$$\delta(x) = \sum_i \left| \frac{dg(\alpha_i)}{dx} \right| \delta(g(x)) \quad (3.10)$$

となり, 求める式を得る.

- この小節ではベクトルの添字とスピノルの添字を区別しなければならない.<sup>vi.</sup> Gamma 行列  $\gamma^\mu$  は  $4 \times 4$  行列で 4 つある. このとき,  $\mu$  はベクトルの添字である. スピノル添字は  $a, b, \dots$  や  $\alpha, \beta, \dots$  あたりの文字をよく使う. 通常の行列  $A$  を添字を explicit に  $A = (a_{ab})$  と書くことに倣うと  $\gamma^\mu = ((\gamma^\mu)_b^a)$  とかける. 上付き下付きはあまり気にしなくて良いが, 意味はある [九後 89, Chap.1], [坂本 14].
- Dirac 方程式  $(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0$  は四成分スピノルの方程式であることに注意せよ. とくに  $m$  の後ろには  $4 \times 4$  単位行列が省略されている. また, スピノル添字を explicit にかけるか? <sup>vii.</sup>

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)_\beta^\alpha \psi(x)^\beta = 0^\alpha \quad (3.11)$$

である.

iv. 超関数

v.  $g'(x)$  がゼロになる場合はどうか? また,  $g(x)$  がゼロになる点が複数存在した場合どうなるか. 今考えている場合では単調関数なので, 問題にならない.

vi. ベクトル添字には  $\mu, \nu, \dots$  あたりのギリシア文字, スピノル添字には  $\alpha, \beta, \dots$  あたりのギリシア文字や  $a, b, \dots$  あたりのアルファベットを思い出すと.

vii. 正方行列  $A = (a_{\alpha\beta})$ ,  $B = (b_{\alpha\beta})$  の積  $AB$  を添字を用いて表すと  $(AB)_{\alpha\gamma} = A_{\alpha\beta} B_{\beta\gamma}$  とかけることを思い出すと

### 3.6 Spin and statistics

## 4 The Hydrogen Atom and Positronium

### 4.1 The ideal hydrogen atom

- ゼミでは水素原子の Schödinger 方程式を解けることが求められる。エネルギー固有値が離散的で整数でラベル付けられるのはなぜか、など。細かいところは [猪木 94] など、標準的な量子力学の教科書を参照のこと。
- Bohr 半径  $a_0$  は水素原子の基底状態の電子がどれくらいの範囲に広がっているかを特徴づける量といえる。この良い指標として、位置の分散

$$\langle r^2 \rangle := \int_0^\infty dr \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\phi r^2 \sin \theta R^*(r) r^2 R(r) \quad (4.1)$$

を考える。  $R(r)$  は動径波動関数で Laguerre 微分方程式の解である。基底状態ではこれは  $R(r) = C e^{-r/a_0}$  である。ここで  $C$  は規格化定数。規格化も考えておくこと<sup>viii.</sup>。Eq. (4.1) の値は  $3a_0^2$  となり、その平方根は大体  $a_0$  である。もう一つ、よくされる議論として位置の期待値でなく存在確率そのものを考える。球座標で積分すると Jacobian のなかの  $r^2$  が出てきて、これを含めて<sup>ix.</sup>存在確率  $p(r)$  を考えると、

$$p(r) \propto \int_0^\infty dr r^2 R^*(r) R(r) \quad (4.2)$$

となる。波動関数および絶対値の二乗は原点で極大だが、これを見ると  $r = a_0$  で極大であることがわかる。

- 上の 1 つ目の議論は  $v/c \sim \alpha$  の導出でも使える。量子力学では速度というより、 $p/m$  を考えるべきで、 $\sqrt{\langle p^2 \rangle}$  を計算すると  $\sqrt{3}\alpha$  となって、 $\alpha \sim 1/137$  なので、非相対論極限でよさそう、ということ。

### 4.2 Fine structure and hyperfine structure

- CEPP (4.12) は Biot–Savart の法則を使えばよい。電子の静止系からみると、陽子は  $-\vec{v}$  で運動している。これを電流だと思って、また、線素  $d\vec{l} = -\vec{v} dt$  と時間  $t$  でパラメトライズすると

$$\vec{B} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{(-e)(-\vec{v}) dt \times \vec{r}'}{(r')^3} \vec{r}' \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (4.3)$$

$$= -\vec{v} \times \frac{-e}{4\pi r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad (4.4)$$

$$= -\vec{v} \times \vec{E} \quad (4.5)$$

となる。

- Exercise (4.3) では一般の方向への Lorentz 変換が必要になる。これは速度  $\vec{\beta}$  に平行な方向と直行する方向に位置ベクトルを分解して、平行な成分に関して Lorentz 変換を考えればよい。分解は Gram–Schmidt の要領で

$$\vec{x} = \vec{x}_\parallel + \vec{x}_\perp, \quad (4.6)$$

$$\vec{x}_\parallel = \frac{\vec{\beta} \cdot \vec{x}}{|\vec{\beta}|^2} \vec{\beta} \quad (4.7)$$

$$\vec{x}_\perp = \vec{x} - \vec{x}_\parallel \quad (4.8)$$

として、Lorentz 変換は

$$t' = \gamma(t + \vec{\beta} \cdot \vec{x}) \quad (4.9)$$

$$\vec{x}' = \vec{x}_\perp + \gamma(\vec{x}_\parallel + \beta t) \quad (4.10)$$

となる。

結果は演習問題 (4.3) のようになる。

<sup>viii.</sup> 確か、 $\pi a_0^2$  だった気がする。

<sup>ix.</sup> 距離  $r$  の一点ではなく、半径  $r$  の球殻上の

### 4.3 Positronium

ポジトロニウムは京都大学の課題演習の題材にあるようで、[課題演習 A1・A2](#) や [課題研究 P1・P2](#) にある資料が参考になる。

- 換算質量  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  はどこから出てくるか。古典論ではなく、量子論で Schrödinger 方程式から導けることを見よ。重心  $\vec{R} := (m_1 \vec{r}_2 + m_2 \vec{r}_1) / (m_1 + m_2)$ , 相対  $\vec{r} := \vec{r}_1 - \vec{r}_2$  と定め、元の Hamiltonian  $H = -\Delta_1 / (2m_1) - \Delta_2 / (2m_2) + V(|\vec{r}|)$  を  $\vec{r}$  と  $\vec{R}$  の微分で書き直せばよい。
- 反粒子が粒子に対して反対のパリティをもつ理由は Dirac 方程式からわかる。今、パリティのもとで、Dirac 方程式が不変であると思う。つまり、

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(t, \vec{x}) = 0 \quad (4.11)$$

をパリティ変換したものをプライムをつけて表すと

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi'(t, \vec{x}) \quad (4.12)$$

も満たして欲しい。

Eq. (4.11) を直接 parity 変換すると

$$(i\gamma^0 \partial_0 - \gamma^i \partial_i - m)\psi(t, -\vec{x}) \quad (4.13)$$

であるが、これが Dirac であるには  $\gamma^0$  と交換して  $\gamma^i$  と反可換であるものをかければ戻すが、それは  $\gamma^0$  である。具体的に行列を書くと

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

なので、Dirac 方程式の上の二成分が通常の粒子、下の二成分が反粒子だったことを思い出せば、パリティは逆になることがわかる。

- photon の荷電共役に関しては場の理論が必要だが、Lagrangian に組み込まれる  $\vec{A}$  が反転しなければいけない。これが photon に関連していて、1photon 状態は  $a^\dagger |0\rangle$  であり、 $a^\dagger$  の方から  $-1$  が出る。2photon なら  $a^\dagger a^\dagger |0\rangle$  なので、荷電共役に関して  $(-1)^2 = +1$  と出る<sup>x.</sup>。
- ポジトロニウムの崩壊で E1 と M1 でパリティが違うのは、それぞれ電気、磁気双極子と磁場の couple が Hamiltonian に組み込まれることによる。電場が vector, 磁場が pseudo vector なので逆になることがわかる。
- CEPP (4.43), (4.44) は導出は求められないが、数値を代入して確かめることと解の意味を考えることは求められる。 $S = 0$  のパラポジトロニウムでは  $\alpha^5$  に比例するが、これは何故か<sup>xi.</sup>?

## 5 Charmonium

この章は実験の説明が多く含まれる。図を読み取ることと、Particle Data Group などをもて実験値の確認をすることが求められる。また、必要に応じて引用されている論文を読むと勉強になる。

### 5.1 The discovery of the hadrons

- Yukawa potential を Klein-Gordon 方程式の Green 関数として導出できるか。  $(\Delta - m^2)G(\vec{x}) = -\delta(\vec{x})$  で  $G(\vec{x})$  を求めよ。方針は Fourier 変換して、複素積分をする。

<sup>x.</sup> 状態から  $-1$  が出ると思ってしまうと、なぜ和でなく積なのかという疑問が湧く。場の理論を知らないといけない。

<sup>xi.</sup> 説明されたが、よくわからなかった。散乱断面積  $\sigma = (4\pi/v)(\alpha/m_e)^2$  で  $\alpha/m_e = e^2/(4\pi m)$  は古典半径で面積を表す。 $\alpha^3$  は波動関数の規格化  $1/\sqrt{\pi a^3}$ , ( $a := 2/(\mu\alpha)$ ) から出てきそうである。3 photon decay は photon が増える分  $\alpha$  が掛かりそうな気がする。らしい。

## 5.2 Charmonium

- 粒子の崩壊は  $e^{-\Gamma t}$  に比例して崩壊する。  $\Gamma$  は崩壊幅<sup>xii</sup>で、  $\tau := 1/\Gamma$  は崩壊の特徴的な時間で寿命と呼ばれる。崩壊幅が広いと寿命が短く、狭いと長寿命で安定という関係である。詳しい定義などは [Pes19, Chap.7] でやる。
- Annihilation rate が  $1/E_{\text{CM}^2}$  で減少するのは、場の理論の本を見れば書いてあるが導出は長そう [PS95, Chap1, Chap5]。ただし、次元解析はできて、散乱断面積  $[L^2] = [E^{-2}]$  なので。
- $\Upsilon$  の最も軽いものは  $9600[\text{MeV}]$  とあるが、  $9460[\text{MeV}]$  である。
- $\vec{j} = \vec{\psi}\vec{\gamma}\psi$  が spin 1 なのは 3 成分あるので 3 次元表現だからである。  $P = -1$  なのはベクトルだからで、  $C = -1$  は簡単には説明できそうにないが、場の理論の本を見ると  $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$  が  $C = -1$  であることが示されている [PS95, Chap.3]。
- CEPP Eq. (5.8) は  $\psi'$  の decay が  $\psi' \rightarrow \gamma + \chi$ ,  $\chi \rightarrow \gamma + J/\psi$  と二段階で起こることを示す。1 つ目の decay で  $\chi$  は  $\gamma$  と反跳し運動量を持つ。この  $\chi$  が decay することでエネルギー幅に広がりを持つため、  $\chi$  が decay した低エネルギー側の photon は広がる<sup>xiii</sup>。CEPP Fig. 5.6 でこれが言及されている。
- $J/\psi(1^{--})$  の幅が狭いことはオルソポジトロニウム ( $1^{--}$ ) の寿命が長いことから説明できる。charmonium でもポジトロニウムでも寿命に関して

$$\frac{(1^{--})}{(0^{--})} \sim 1000 \quad (5.1)$$

であることから比較できる。<sup>xiv</sup>

## 5.3 The light meson

- $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  の反応は宇宙物理でよく使うプロセス。出てきた photon を地上で捉え、そのスペクトラムを用いて、どのプロセスか、どのように pion があるのかを調べたりするそうである。
- strangeness の保存や  $(u, d, s)$  の  $\text{SU}(3)$  は [Geo10] などに詳しい。逆にこの本は、物理としてこれらを知っている人向けの本なので、覚えておくこの本を読むときに役立つ。
- meson というのは (ほとんど)  $q\bar{q}$  のペアなので<sup>xv</sup>、spin 1/2 の particle-antiparticle boundstate として、ポジトロニウム ( $e^+e^-$ ) の mass spectrum の構造を持つ。例えば、  $1^{--}$  状態の  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  が photon を出して  $0^{--}$  状態の  $\pi^0$  に decay するなど。
- strangeness は  $s$  に  $S = -1$ ,  $\bar{s}$  に  $S = +1$  を与える。
- Isospin は二成分、例えば  $(p, n)$  を  $p \sim |\uparrow\rangle (1, 0)$ ,  $n \sim |\downarrow\rangle \sim (0, 1)$  と思って、spin と同じように扱う。もともとは原子核の  $(p, n)$  についてのアイデアだったが、これを quark  $(u, s)$  にも応用できる。さらに strange も加えて、  $\text{SU}(3)$  対称性を考えることが有用である。
- $\text{SO}(3)$  と  $\text{SU}(2)$  が同型という記述があるが嘘。数学の本を見ると  $\text{SU}(2)/\mathbb{Z}_2 \cong \text{SO}(3)$  という同型があつて、もし  $\text{SU}(2) \cong \text{SO}(3)$  ならば推移律より  $\text{SU}(2) \cong \text{SU}(2)/\mathbb{Z}_2$  だが、この間の同型写像は構成できない。
- CG (Clebsh–Gordan) 係数に依る素粒子過程への制限は [Geo10, Chap.4] が参考になる。量子力学の基本的な教科書にも記述はあると思う。CG 係数は  $|J, M\rangle$  という状態を持った粒子が  $|j_1, m_1\rangle$  と  $|j_2, m_2\rangle$  という状態の 2 粒子に decay するとき、decay の仕方により

$$|J, M\rangle = \sum (\langle j_1, m_1 | \otimes \langle j_2, m_2 |) |J, M\rangle |j_1, m_1\rangle \otimes |j_2, m_2\rangle \quad (5.2)$$

となるが、その一つに対する確率振幅を表す  $(\langle j_1, m_1 | \otimes \langle j_2, m_2 |) |J, M\rangle$  のことである。

- G-parity の定義  $G = Ce^{i\pi I_2}$  の  $I_2$  は  $2 \times 2$  単位行列ではなく Isospin の第二成分の意味である。スピンの言えば  $J_2$  のことである。今、pion を考えているので、Isospin 1 表現で Isospin の (群としての) 作用は通常の空間回転と同じで

$$G = CR_2(\pi) = C \text{diag}(-1, 1, -1) \quad (5.3)$$

<sup>xii</sup>. “width” とだけ書いてあるが、エネルギーの幅である。

<sup>xiii</sup>. 静止系で  $E + \delta$  程度広がっているとす。速度を持った系での decay を静止系からみて  $(E + \delta)/\sqrt{1 - \beta^2}$  と広がると思う。引用元 [T+78] をみるとこれを “Doppler 効果” と書いてあり、解説記事 [吉沢 79] も見つけた。

<sup>xiv</sup>. 幅で計算するか、寿命で計算するかに注意しないと、幅と寿命は逆数の関係なので逆になる。

<sup>xv</sup>.  $q$  は quark.

と  $y$  軸周りの  $\pi$  回転となる。

- CEPP Eq. (5.28) からどのように CEPP Eq. (5.29) が導かれるかだが、通常 pion に行ったときは  $SU(2)$  の随伴表現の 3 成分の固有状態をいうようで<sup>xvi.</sup>[BM15], 表現のとり方は CEPP Eq. (1.59) のとおりである。今、Isospin 第三成分は

$$I_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

と取っていて、pion は

$$|\pi^\pm\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |\pi^0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

と表現されている。これがわかれば目標の式変形は明らか。

- $q\bar{q}$  タイプの meson のエネルギーの限界値は  $1300[\text{MeV}]$  である。

## 5.4 The heavy meson

- 何を比較して<sup>xvii.</sup>重い、軽いと言っているのか。PDG でクォークについての欄があるので、調べる。

## 5.5 The baryon

- $N = 10^{28}$  個の粒子があって、それが一年で一つも decay しないとき崩壊率を  $N$  年で下から評価できる。 $N$  個あって、一年後に  $N - 1$  個になると思うと  $Ne^{-1/\tau} \sim N(1 - 1/\tau) = N - 1$  となることから、 $N \sim \tau$ 。一つも decay は観測されない<sup>xviii.</sup>ので、これより寿命は長いと考えられる。<sup>xix.</sup>
- CEPP Eq. (5.39)  $n \rightarrow pe^+\nu$  は typo で<sup>xx.</sup>右辺は  $pe^-\bar{\nu}_e$  が正しい。
- 3 添字で各添字が  $i = 1, \dots, d$  を走る完全対称テンソルの独立な数の勘定<sup>xxi.</sup>は  $d(d+1)(d+2)/3!$  によりできる。導出は次のようにする。まず、3 添字全てが同じ場合は  $\#(T_{aaa}) = d$  個あり、 $a \neq b$  として、ふたつ同じ場合は  $\#(T_{aab}) = d(d-1)$  あり、全ての添字が違う  $a \neq b \neq c$  の場合は  $\#(T_{abc}) = d(d-1)(d-2)/3!$  あるので、足して  $d(d+1)(d+2)/3!$ 。<sup>xxii.</sup>
- CEPP Eq. (5.54) の右辺 4 項目と 6 項目が同じで typo。どちらかを  $|u \downarrow d \uparrow u \uparrow\rangle$  とすればよい。
- fundamental representation とは一番小さい非自明既約表現のことで、 $SU(2)$  だと spin  $1/2$  表現に相当するものと思えば良い。[Geo10] を参照。

# 6 Detectors of Elementary Particles

この節はとても早く進んだので、多めに予習しておいたほうがよい。

## 6.1 Energy loss by ipnization

- “pancake” は速度方向に Lorentz 収縮することのスラングのようである。[Pes22] の和訳参照。
- CEPP Eq. (6.3) の積分範囲は  $-\infty \rightarrow \infty$  で  $\gamma vt = b \tan \theta$  と置換すればできる。
- CEPP Eq. (6.5) は微小角度と思い、弾性散乱を考えると、 $\vec{p}$  と  $\vec{p}'$ ,  $\Delta\vec{p}$  が作る二等辺三角形を考えると、 $\Delta p = 2p \sin \theta/2 \simeq p\theta$  となり、求めた  $\Delta p$  を使えばこれが求まる。

<sup>xvi.</sup> 最初、3 成分を対角化する表現だと思って混乱した。

<sup>xvii.</sup> クォークの重さを直接比べよ、と言われたが、この節のタイトルからして meson で比べるべきでは? と思ったが、

<sup>xviii.</sup> カミオカンデなどで、この観測をしようと思っているそうである。

<sup>xix.</sup> Wikipedia を参考にした。

<sup>xx.</sup> 電荷が合わない。

<sup>xxi.</sup> CEPP Eq. (5.46), (5.47), (5.50)。

<sup>xxii.</sup> Yan Gobeil さんの pdf を参考にした。



- CEPP Eq. (6.8) は自然単位系に戻しているが、CEPP Eq. (6.9) は  $\hbar$  が残った形である。この後、CEPP Eq. (6.11) でも  $\hbar$  が残った形だが、SI でやっても  $\hbar$  は相殺して消えるはずである。不思議なことが起こっている。
- [Bet30] の論文はドイツ語だし、大学が契約していなくて読めなかった。

## 6.2 Electromagnetic showers

- CEPP Eq. (6.15) は次のように導く。  $x$  まで散乱せず進む確率が  $P(x)$ 。  $x + \Delta x$  までに散乱しない確率は  $1 - \Delta x/\lambda$  なので、  $P(x + \Delta x) = P(x)(1 - \Delta x/\lambda)$ 。  $\Delta \rightarrow 0$  の極限をとり整理すると、  $dP(x)/dx = -P(x)/\lambda$  となる。
- $x\langle E(x) \rangle$  の前の  $x$  はエネルギー比  $z$  の typo である。
- $e^\pm \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$  を繰り返すことで電磁シャワーになる。

## 6.3 Energy loss through macroscopic properties of the medium

- Cherenkov 放射で同じ運動量の pion と kaon を見分けられるのは質量が違うので、同じ運動量だと速度  $\beta$  が異なり、  $\cos \theta_C = 1/(n\beta)$  が異なるからだとおもう。

## 6.4 Detector systems for collider physics

- CEPP Eq. (6.37)  $\Delta(1/p) = \Delta p/p^2$  はそんなものという理解でも良いが、ちゃんとやろうと思うと誤差伝播と思うと良いと思う。
- Neutrino はほとんど相互作用せず、検出できないが、運動量保存の差分から予測ができる。差分を使うことは、たとえば DM が出てくるとして、DM の質量はこの差分として現れることなどに用いている。

## References

- [Bet30] H. Bethe, *Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter*, *Annalen Phys.* **5** (1930) 325–400.
- [BM15] B. H. Bransden and R. G. Moorhouse, *The pion-nucleon system*, Princeton University Press, 2015. <https://doi.org/10.1515/9781400867448>.
- [Pes19] M. E. Peskin, *Concepts of Elementary Particle Physics*, Oxford Master Series in Physics, Oxford University Press, 9 2019.
- [PS95] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to quantum field theory*, Addison-Wesley, Reading, USA, 1995.
- [T<sup>+</sup>78] W. M. Tanenbaum et al., *Radiative Decays of the psi-prime (3684) Into High Mass States*, *Phys. Rev. D* **17** (1978) 1731.
- [W<sup>+</sup>] **Particle Data Group** Collaboration, R. Workman et al., *Review of Particle Physics*. to be published (2022).
- [Geo10] Howard Georgi, 九後汰一郎. 物理学におけるリー代数：アイソスピンから統一理論へ。物理学叢書 / 小谷正雄 [ほか] 編, No. 107. 吉岡書店, 2010.
- [Pes22] Michael E. Peskin, 丸信人. ペスキンの素粒子物理学. 森北出版, 2022.
- [吉沢 79] 吉沢康和. 陽電子消滅ガンマ線のドップラー効果. 日本結晶学会誌, Vol. 21, No. 6, pp. 342–349, 1979.
- [九後 89] 九後汰一郎. ゲージ場の量子論. 新物理学シリーズ / 山内恭彦監修, No. 23-24. 培風館, 1989.
- [坂本 14] 坂本眞人. 場の量子論：不変性と自由場を中心にして. 量子力学選書 / 坂井典佑, 筒井泉監修. 裳華房, 2014.
- [池田 22] 池田岳. テンソル代数と表現論：線形代数統論 = Tensor algebra representation theory : a second course in linear algebra. 東京大学出版会, 2022.
- [猪木 94] 猪木慶治, 川合光. 量子力学. 講談社, 1994.