

# 相対論的量子力学

anko9801

2023 年 11 月 25 日

## 目次

0.1	電磁場中の荷電粒子	2
1	相対論的波動方程式	2
1.1	クライン・ゴルドン方程式	2
1.2	ディラック方程式	4
1.3	ディラック方程式の共変性	5
1.4	無限小変換	7
1.5	有限ローレンツ変換	8
1.6	非相対論的極限	9
1.7	双線型形式の変換性	10
1.8	2次元時空におけるディラック方程式	14
2	指数関数	16
3	スピノル球関数	18
4	水素原子における電子のエネルギー準位	22

## 0.1 電磁場中の荷電粒子

スカラーポテンシャル  $\phi$ , ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  の中での電荷  $q$  を持つ粒子の運動は次の置き換えで記述できる。

$$H \mapsto H - q\phi(\mathbf{r}, t) \quad (0.1)$$

$$\mathbf{p} \mapsto \mathbf{p} - q\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \quad (0.2)$$

一様な磁場  $\mathbf{B}$  の場合, ベクトルポテンシャルは  $\mathbf{A} = \frac{1}{2}\mathbf{B} \times \mathbf{r}$  (対称ゲージ) と置くことができるので

$$\frac{1}{2m}(\mathbf{p} - q\mathbf{A})^2 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - \frac{q}{2m}\mathbf{B} \cdot \mathbf{L} + \frac{q^2}{8m}(\mathbf{B}^2\mathbf{r}^2 - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{r})^2) \quad (0.3)$$

$\sigma_i\sigma_j = \delta_{ij} + i\epsilon_{ijk}\sigma_k$  となるので

$$H = \frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})^2}{2m} \quad (0.4)$$

$$= \frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} - q\mathbf{A})^2}{2m} \quad (0.5)$$

$$= \frac{1}{2m}(\mathbf{p} - q\mathbf{A})^2 - 2\frac{q\hbar}{2m}\mathbf{B} \cdot \mathbf{s} \quad \left(\mathbf{s} = \frac{\boldsymbol{\sigma}}{2}\right) \quad (0.6)$$

となる。ゼーマン相互作用

## 1 相対論的波動方程式

### 1.1 クライン・ゴールドン方程式

相対論的力学におけるエネルギーと運動量の関係に基づいてローレンツ変換のもとで共変となる相対論的波動方程式を構築する。

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(t, \mathbf{r}) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(t, \mathbf{r}) \quad (1.1)$$

相対論的力学における自由粒子のエネルギーと運動量の関係  $E = \pm\sqrt{(mc^2)^2 + (c\mathbf{p})^2}$  より

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(x) = \pm\sqrt{(mc^2)^2 + (c\hat{\mathbf{p}})^2}\psi(x) \quad (1.2)$$

となるが

1. 時間微分と空間微分について非対称であり, ローレンツ変換のもとでの共変性が見えない。

2. 実際に, 光速よりも速く情報が伝播しないという, 相対論的な因果律を破る。
3. 空間微分が平方根の中に入っているため連続の方程式を導くことができず, 波動関数の確率解釈ができない。

上記の波動方程式では, 時間に関して 1 階微分, 空間に関して 2 階微分が平方根の中に入っている。この非対称性を解消するため, 時間微分を両辺に作用させると

$$p^\mu = \left( \frac{E}{c}, \mathbf{p} \right) = \left( i\hbar \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}, -i\hbar \nabla \right) = i\hbar \partial^\mu \quad (1.3)$$

$$(mc^2)^2 = E^2 - (c\mathbf{p})^2 = c^2 p_\mu p^\mu = -(\hbar c)^2 \partial_\mu \partial^\mu \quad (1.4)$$

$$\left[ \partial_\mu \partial^\mu + \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \psi(x) = 0 \quad (1.5)$$

を得る。これをクライン・ゴールドン方程式と呼ぶ。

定義 (クライン・ゴールドン方程式).

$$\left[ \partial_\mu \partial^\mu + \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \psi(x) = 0 \quad (1.6)$$

クライン・ゴールドン方程式から

$$\psi^*(x) \left[ \partial_\mu \partial^\mu + \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \psi(x) = 0 \quad (1.7)$$

$$\psi(x) \left[ \partial_\mu \partial^\mu + \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \psi^*(x) = 0 \quad (1.8)$$

が得られるので両辺の差を取って

$$\psi^*(x) \partial_\mu \partial^\mu \psi(x) - \psi(x) \partial_\mu \partial^\mu \psi^*(x) = 0 \quad (1.9)$$

$$\partial_\mu [\psi^*(x) \partial^\mu \psi(x) - \psi(x) \partial^\mu \psi^*(x)] = 0 \quad (1.10)$$

$$\partial_\mu j^\mu(x) = 0 \quad (1.11)$$

連続の方程式が成り立つ。

$$j^\mu(x) := \psi^*(x) \partial^\mu \psi(x) - \psi(x) \partial^\mu \psi^*(x) \quad (1.12)$$

これより保存則が成り立つ。となる。ただし  $\rho(x) = j^0(x)/c$  は非負とは限らないため粒子の存在確率密度と解釈することはできない。

クライン・ゴールドン方程式では時間に関して 2 階微分を含むため、 $j^0(x)$  に時間微分が残り、確率解釈ができなかった。時間に関して 1 階微分のみを含む相対論的波動方程式を構築したい。また共変性を満足するためには空間に関して 1 階微分のみを含む必要がある。そこで

## 1.2 ディラック方程式

確率解釈できる相対論的波動方程式を構築する。

次の形となることを仮定する。ただし、 $\alpha^i, \beta$  は次を満たす無次元の未知係数である。これをディラック方程式という。

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x) = (c\alpha^i p_i + \beta mc^2) \psi(x) \quad (1.13)$$

これがクライン・ゴールドン方程式を満たすことから

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\right)^2 \psi(x) = (c\alpha^i p_i + \beta mc^2)^2 \psi(x) \quad (1.14)$$

$$= [c^2 \alpha^i p_i \alpha^j p_j + \beta^2 (mc^2)^2 + (\alpha^i \beta + \beta \alpha^i) p_i (mc)] \psi(x) \quad (1.15)$$

$$= [(c\mathbf{p})^2 + (mc^2)^2] \psi(x) \quad (1.16)$$

係数を比較することによって  $\alpha^i$  と  $\beta$  は次を満たすエルミート行列であることがわかる。

$$\{\alpha^i, \alpha^j\} = 2\delta^{ij}, \quad \beta^2 = 1, \quad \{\alpha^i, \beta\} = 0 \quad (1.17)$$

さらにガンマ行列  $\gamma^\mu := (\beta, \beta\alpha)$  を定義する。両辺に左から  $\beta/c$  を掛けてディラック方程式は次のようになる。

$$i\hbar \gamma^0 \partial_0 \psi(x) = (-i\hbar \gamma^i \partial_i + mc) \psi(x) \quad (1.18)$$

$$(i\hbar \gamma^\mu \partial_\mu - mc) \psi(x) = 0 \quad (1.19)$$

ガンマ行列の同値な条件は次のようになる。

$$(\gamma^0)^\dagger = \beta^\dagger = \beta = \gamma^0 \quad (1.20)$$

$$(\gamma^i)^\dagger = (\beta\alpha^i)^\dagger = \alpha^i \beta = -\beta\alpha^i = -\gamma^i \quad (1.21)$$

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \begin{cases} \beta\alpha^\mu \beta\alpha^\nu + \beta\alpha^\nu \beta\alpha^\mu = -\beta^2(\alpha^\mu \alpha^\nu + \alpha^\nu \alpha^\mu) = -2\delta^{\mu\nu} & (\mu > 0, \nu > 0) \\ \beta\beta\alpha^\nu + \beta\alpha^\nu \beta = \beta^2\alpha^\nu - \beta^2\alpha^\nu = 0 & (\mu = 0, \nu > 0) \\ 2\beta^2 = 2 & (\mu = \nu = 0) \end{cases} \quad (1.22)$$

$$= 2g^{\mu\nu} \quad (1.23)$$

より  $\gamma^0$  はエルミート行列で  $\gamma^i$  は反エルミート行列である。 $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \{\gamma^\nu, \gamma^\mu\}$  より  $\mu \leq \nu$  のときを示せばよい。

定義 (ディラック方程式).

$$(i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu - mc)\psi(x) = 0 \quad (1.24)$$

$$(\gamma^0)^\dagger = \gamma^0, \quad (\gamma^i)^\dagger = -\gamma^i, \quad \{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu} \quad (1.25)$$

式 (1.17) を満たす行列は例えばディラック表示がある。

$$\alpha^i = \sigma^i \otimes \sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \sigma^0 \otimes \sigma^3 = \begin{pmatrix} \sigma^0 & 0 \\ 0 & -\sigma^0 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

ただしパウリ行列  $\sigma$  は次のように定義される。

$$\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

パウリ行列は Hermite 行列  $\sigma_i^\dagger = \sigma_i$  かつユニタリ行列  $\sigma_i^\dagger \sigma_i = \sigma_i \sigma_i^\dagger = I$  で次の性質を満たす。

$$\sigma_i \sigma_j = \delta_{ij} I + i \sum_k \varepsilon_{ijk} \sigma_k \quad (1.28)$$

これより

$$(\alpha^i)^\dagger = \alpha^i, \quad \beta^\dagger = \beta, \quad \beta^2 = (\sigma^0 \otimes \sigma^3)^2 = 1 \quad (1.29)$$

$$\{\alpha^i, \alpha^j\} = \{\sigma^i \otimes \sigma^1, \sigma^j \otimes \sigma^1\} = (\sigma^i \sigma^j + \sigma^j \sigma^i) \otimes (\sigma^1)^2 = 2\delta^{ij} \quad (1.30)$$

$$\{\alpha^i, \beta\} = \{\sigma^i \otimes \sigma^1, \sigma^0 \otimes \sigma^3\} = (\sigma^i \sigma^0 - \sigma^0 \sigma^i) \otimes (\sigma^1 \sigma^3) = 0 \quad (1.31)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x) = \left( c\boldsymbol{\alpha} \cdot (\mathbf{p} - q\mathbf{A}(x)) + \beta mc^2 + q\phi(x) \right) \psi(x) \quad (1.32)$$

$$= \begin{pmatrix} +mc^2 + q\phi(x) & c\boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{p} - q\mathbf{A}(x)] \\ c\boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{p} - q\mathbf{A}(x)] & -mc^2 + q\phi(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_+(x) \\ \psi_-(x) \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

### 1.3 ディラック方程式の共変性

$$A_\mu(t, \mathbf{r}) = \left( \frac{\phi(t, \mathbf{r})}{c}, \mathbf{A}(t, \mathbf{r}) \right) \quad (1.34)$$

共変微分  $D_\mu$  を次のように定義する。

$$D_\mu := \partial_\mu - \frac{q}{i\hbar} A_\mu(x) = \left( \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{q}{i\hbar} \frac{\phi(t, \mathbf{r})}{c} + \frac{q}{i\hbar} \mathbf{A}(t, \mathbf{r}) \right) \quad (1.35)$$

$$(i\hbar\gamma^\mu D_\mu - mc)\psi(x) = 0 \quad (1.36)$$

まず次の式が成り立つことを確認する。

$$D_\mu D_\nu^\dagger = \left( \partial_\mu - \frac{q}{i\hbar} A_\mu(x) \right) \left( \partial_\nu + \frac{q}{i\hbar} A_\nu(x) \right) \quad (1.37)$$

$$= \partial_\mu \partial_\nu + \frac{q}{i\hbar} \partial_\mu A_\nu(x) - \frac{q}{i\hbar} A_\mu(x) \partial_\nu + \frac{q^2}{\hbar^2} A_\mu(x) A_\nu(x) \quad (1.38)$$

よって次のように示せる。

$$(\mathbf{D} \cdot \boldsymbol{\sigma})^2 = \sum_{i,j} (D_i \sigma^i) (D_j \sigma^j)^\dagger \quad (1.39)$$

$$= \sum_{i,j} \left( \delta^{ij} I + i \sum_k \varepsilon^{ijk} \sigma^k \right) D_i D_j^\dagger \quad (1.40)$$

$$= \sum_i D_i^2 + i \sum_{i,j,k} \varepsilon^{ijk} \sigma^k D_i D_j^\dagger \quad (1.41)$$

$$= \mathbf{D}^2 + i \sum_{i,j,k} \varepsilon^{ijk} \sigma^k \frac{q}{i\hbar} \partial_i A_j(x) \quad (1.42)$$

$$= \mathbf{D}^2 + \frac{q}{\hbar} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}(x)) \quad (1.43)$$

$$= \mathbf{D}^2 + \frac{q}{\hbar} \mathbf{B}(x) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (1.44)$$

慣性系  $x^\mu$  と共変微分  $D_\mu$  におけるローレンツ共変性は次のようになる。

$$x'^\mu = \Lambda^\mu_\nu x^\nu \quad (1.45)$$

$$D'_\mu = \Lambda_\mu^\nu D_\nu \quad (1.46)$$

波動関数  $\psi(x)$  のローレンツ共変性

$$\psi'(x') = S_\Lambda \psi(x) \quad (1.47)$$

このときディラック方程式は次のように変換でき、共変性を満たす。 $S_\Lambda^{-1} \gamma^\mu S_\Lambda = \Lambda^\mu_\nu \gamma^\nu$  を満

たすように定めた  $S_\Lambda$

$$(i\hbar\gamma^\mu D'_\mu - mc)\psi'(x') = (i\hbar\gamma^\mu \Lambda_\mu^\nu D_\mu - mc)S_\Lambda\psi(x) \quad (1.48)$$

$$= S_\Lambda(i\hbar S_\Lambda^{-1}\gamma^\mu S_\Lambda \Lambda_\mu^\nu D_\mu - mc)\psi(x) \quad (1.49)$$

$$= S_\Lambda(i\hbar\Lambda_\lambda^\mu \gamma^\lambda \Lambda_\mu^\nu D_\mu - mc)\psi(x) \quad (1.50)$$

$$= S_\Lambda(i\hbar\delta_\lambda^\nu \gamma^\lambda D_\mu - mc)\psi(x) \quad (1.51)$$

$$= S_\Lambda(i\hbar\gamma^\nu D_\mu - mc)\psi(x) = 0 \quad (1.52)$$

## 1.4 無限小変換

無限小変換を考える。

$$\Lambda_\nu^\mu = \delta_\nu^\mu + \omega_\nu^\mu \quad (1.53)$$

$$\omega_\nu^\mu = \begin{pmatrix} 0 & -\Delta\eta_x & -\Delta\eta_y & -\Delta\eta_z \\ -\Delta\eta_x & 0 & \Delta\theta_z & -\Delta\theta_y \\ -\Delta\eta_y & -\Delta\theta_z & 0 & \Delta\theta_x \\ -\Delta\eta_z & \Delta\theta_y & -\Delta\theta_x & 0 \end{pmatrix} \quad (1.54)$$

$$\Lambda_\nu^\mu \Lambda_\mu^\lambda = \delta_\nu^\lambda \quad (1.55)$$

$$\Lambda_\nu^\mu \Lambda_\mu^\lambda = (\delta_\nu^\mu + \omega_\nu^\mu)(\delta_\mu^\lambda + \omega_\mu^\lambda) = \delta_\nu^\lambda + \omega_\nu^\lambda + \omega_\nu^\lambda \quad (1.56)$$

$\omega_{\nu\lambda} = -\omega_{\lambda\nu}$  と反対称となる。そして  $S_\Lambda$  を次のように定義する。

$$S_\Lambda = 1 + \omega_{\mu\nu}\Gamma^{\mu\nu}, \quad S_\Lambda^{-1} = 1 - \omega_{\mu\nu}\Gamma^{\mu\nu} \quad (1.57)$$

対称と反対称だと 0 になるから  $\Gamma^{\mu\nu}$  は反対称としても構わないが今回は  $\Gamma^{\mu\nu} = c\gamma^\mu\gamma^\nu$  とする。

$$S_\Lambda^{-1}\gamma^\mu S_\Lambda = \Lambda_\nu^\mu\gamma^\nu \quad (1.58)$$

$$(1 - \omega_{\kappa\lambda}\Gamma^{\kappa\lambda})\gamma^\mu(1 + \omega_{\kappa\lambda}\Gamma^{\kappa\lambda}) = (\delta_\nu^\mu + \omega_\nu^\mu)\gamma^\nu \quad (1.59)$$

$$\gamma^\mu - \omega_{\kappa\lambda}\Gamma^{\kappa\lambda}\gamma^\mu + \omega_{\kappa\lambda}\gamma^\mu\Gamma^{\kappa\lambda} = \gamma^\mu + \omega_\nu^\mu\gamma^\nu \quad (1.60)$$

$$\omega_{\kappa\lambda}\gamma^\mu\Gamma^{\kappa\lambda} - \omega_{\kappa\lambda}\Gamma^{\kappa\lambda}\gamma^\mu = \omega_\nu^\mu\gamma^\nu \quad (1.61)$$

$$c\omega_{\kappa\lambda}\gamma^\mu\gamma^\kappa\gamma^\lambda - c\omega_{\kappa\lambda}\gamma^\kappa\gamma^\lambda\gamma^\mu = c\omega_{\kappa\lambda}\gamma^\mu\gamma^\kappa\gamma^\lambda - c\omega_{\kappa\lambda}(2g^{\mu\lambda}\gamma^\kappa - 2g^{\mu\kappa}\gamma^\lambda + \gamma^\mu\gamma^\kappa\gamma^\lambda) \quad (1.62)$$

$$= c(-2\omega_\kappa^\mu\gamma^\kappa + 2\omega_\lambda^\mu\gamma^\lambda) = 4c\omega_\nu^\mu\gamma^\nu = \omega_\nu^\mu\gamma^\nu \quad (1.63)$$

$$S_\Lambda = 1 + \frac{1}{4}\omega_{\mu\nu}\gamma^\mu\gamma^\nu \quad (1.64)$$

## 1.5 有限ローレンツ変換

$$N\omega_{\mu\nu} = Ng_{\mu\lambda}\omega^\lambda{}_\nu = \begin{pmatrix} 0 & -\eta_x & -\eta_y & -\eta_z \\ \eta_x & 0 & -\theta_z & \theta_y \\ \eta_y & \theta_z & 0 & -\theta_x \\ \eta_z & -\theta_y & \theta_x & 0 \end{pmatrix} \quad (1.65)$$

$$S_\Lambda = \lim_{N \rightarrow \infty} [1 + \frac{\omega_{\mu\nu}}{4} \gamma^\mu \gamma^\nu]^N = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[ \exp\left(\frac{\omega_{\mu\nu}}{4} \gamma^\mu \gamma^\nu\right) \right]^N = \exp\left(\frac{N\omega_{\mu\nu}}{4} \gamma^\mu \gamma^\nu\right) \quad (1.66)$$

$$= \exp\left(-\frac{\eta_x}{2} \gamma^0 \gamma^1 - \frac{\eta_y}{2} \gamma^0 \gamma^2 - \frac{\eta_z}{2} \gamma^0 \gamma^3 - \frac{\theta_x}{2} \gamma^2 \gamma^3 - \frac{\theta_y}{2} \gamma^3 \gamma^1 - \frac{\theta_z}{2} \gamma^1 \gamma^2\right) \quad (1.67)$$

$$= \exp\left(-\frac{\eta_x}{2} \alpha^1 - \frac{\eta_y}{2} \alpha^2 - \frac{\eta_z}{2} \alpha^3 + \frac{\theta_x}{2} \alpha^2 \alpha^3 + \frac{\theta_y}{2} \alpha^3 \alpha^1 + \frac{\theta_z}{2} \alpha^1 \alpha^2\right) \quad (1.68)$$

$$= \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\eta}}{2} \cdot \boldsymbol{\alpha} + i \frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \cdot \boldsymbol{\Sigma}\right) \quad (1.69)$$

$$= \left[ \cosh\left(-\frac{\boldsymbol{\eta}}{2} \cdot \boldsymbol{\alpha}\right) - \sinh\left(-\frac{\boldsymbol{\eta}}{2} \cdot \boldsymbol{\alpha}\right) \right] + \exp\left(i \frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \cdot \boldsymbol{\Sigma}\right) \quad (1.70)$$

$\Sigma^i$  を次のように定義する。 $\boldsymbol{\Sigma} = (\Sigma^1, \Sigma^2, \Sigma^3)$  と任意の  $\boldsymbol{v} = (v^1, v^2, v^3)$  に対して次が成り立つことを示せ。

$$\Sigma^i := -\frac{i}{2} \sum_{j,k=1}^3 \varepsilon^{ijk} \alpha^j \alpha^k = -i(\alpha^2 \alpha^3, \alpha^3 \alpha^1, \alpha^1 \alpha^2) \quad (1.71)$$

$$(\Sigma^i)^\dagger = -\frac{i}{2} \sum_{j,k} \varepsilon^{ijk} \gamma^k \gamma^j = \Sigma^i \quad (1.72)$$

$$\{\Sigma^i, \Sigma^j\} = 2\delta^{ij} \quad (1.73)$$

$i = j$  のとき、ある  $k, l$  が存在して

$$\{\Sigma^i, \Sigma^j\} = -\frac{1}{2} \left( \sum_{a,b} \varepsilon^{iab} \gamma^a \gamma^b \right)^2 \quad (1.74)$$

$$= -\frac{1}{2} (\gamma^k \gamma^l - \gamma^l \gamma^k)^2 \quad (1.75)$$

$$= -\frac{1}{2} (\gamma^k \gamma^l \gamma^k \gamma^l - \gamma^k \gamma^l \gamma^l \gamma^k - \gamma^l \gamma^k \gamma^k \gamma^l + \gamma^l \gamma^k \gamma^l \gamma^k) \quad (1.76)$$

$$= 2 \quad (1.77)$$



$i \neq j$  のとき  $a, b, c, d$  のいずれか 2 つ 1 組は同じであるから

$$\{\Sigma^i, \Sigma^j\} = -\frac{1}{4} \sum_{a,b} \sum_{c,d} (\varepsilon^{iab} \gamma^a \gamma^b \varepsilon^{jcd} \gamma^c \gamma^d + \varepsilon^{jcd} \gamma^c \gamma^d \varepsilon^{iab} \gamma^a \gamma^b) \quad (1.78)$$

$$= -\frac{1}{4} \sum_{a,b} \sum_{c,d} \varepsilon^{iab} \varepsilon^{jcd} (1 + (-1)^3) \gamma^a \gamma^b \gamma^c \gamma^d \quad (1.79)$$

$$= 0 \quad (1.80)$$

$$(\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\Sigma})^2 = (v^i \Sigma^i)(v^j \Sigma^j)^\dagger = v^i \Sigma^i \Sigma^j (v^j)^\dagger = \delta^{ij} v^i (v^j)^\dagger = \mathbf{v}^2 \quad (1.81)$$

## 1.6 非相対論的極限

ディラック表示のディラック方程式

非相対論的極限  $mc^2 \rightarrow \infty$  において、シュレーディンガー方程式に帰着する。荷電粒子に対するクライン・ゴールドン方程式

$$[\hbar^2 D^2 + (mc)^2] \psi(x) = 0 \quad (1.82)$$

$$\psi(x) = e^{-i(mc^2)t/\hbar} \varphi(x) \quad (1.83)$$

とおくと

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi(x) = \frac{mc^2}{i\hbar} e^{-i(mc^2)t/\hbar} \varphi(x) = \frac{mc^2}{i\hbar} \psi(x) \quad (1.84)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{q}{i\hbar} A_\mu(x) = \frac{1}{i\hbar} (p_\mu - qA_\mu(x)) = \frac{1}{i\hbar} \left( \frac{i\hbar}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{q}{c} \phi(x), \mathbf{p} - q\mathbf{A}(x) \right) \quad (1.85)$$

$$D^2 = D_\mu D^\mu = -\frac{1}{\hbar^2} \left[ \left( \frac{i\hbar}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{q}{c} \phi(x) \right)^2 - (\mathbf{p} - q\mathbf{A}(x))^2 \right] \quad (1.86)$$

$$[\hbar^2 D^2 + (mc)^2] \psi(x) = \left[ (\mathbf{p} - q\mathbf{A}(x))^2 - \left( \frac{i\hbar}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{q}{c} \phi(x) \right)^2 + (mc)^2 \right] \psi(x) \quad (1.87)$$

$$= \left[ (\mathbf{p} - q\mathbf{A}(x))^2 - \left( mc - \frac{q}{c} \phi(x) \right)^2 + (mc)^2 \right] \psi(x) \quad (1.88)$$

$$= \left[ (\mathbf{p} - q\mathbf{A}(x))^2 + 2mq\phi(x) - \left( \frac{q}{c} \phi(x) \right)^2 \right] \psi(x) \quad (1.89)$$

$$= 2m \left[ -\frac{q^2 \phi^2}{2mc^2} + \frac{(\mathbf{p} - q\mathbf{A}(x))^2}{2m} + q\phi(x) \right] \psi(x) \quad (1.90)$$

非相対論的極限  $mc^2 \rightarrow \infty$  のとき  $\phi(x)$  は時間に依存しないからシュレーディンガー方程式となる。

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x) = \left( \frac{(\mathbf{p} - q\mathbf{A}(x))^2}{2m} + q\phi \right) \psi(x) \quad (1.91)$$

## 1.7 双線型形式の変換性

ローレンツ変換  $S_\Lambda$  の中で本義ローレンツ変換  $S_L$  と空間反転  $S_P$

$$S_L = \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\eta}}{2} \cdot \boldsymbol{\alpha} + i\frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \cdot \boldsymbol{\Sigma}\right) \quad (1.92)$$

$$S_P = \gamma^0 \quad (1.93)$$

$$S_L^\dagger = \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\eta}}{2} \cdot \boldsymbol{\alpha} - i\frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \cdot \boldsymbol{\Sigma}\right) \quad (1.94)$$

$$\gamma^0 S_L^\dagger \gamma^0 = \exp\left(+\frac{\boldsymbol{\eta}}{2} \cdot \boldsymbol{\alpha} - i\frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \cdot \boldsymbol{\Sigma}\right) \quad (1.95)$$

$$S_L^{-1} = \exp\left(+\frac{\boldsymbol{\eta}}{2} \cdot \boldsymbol{\alpha} - i\frac{\boldsymbol{\theta}}{2} \cdot \boldsymbol{\Sigma}\right) \quad (1.96)$$

より  $S_L^\dagger S_L \neq 1$  となる。

$$\psi'^\dagger(x')\psi'(x') = \psi^\dagger(x)S_L^\dagger S_L \psi(x) \neq \psi^\dagger(x)\psi(x) \quad (1.97)$$

定義.

$$\bar{\psi}(x) := \psi^\dagger(x)\gamma^0 \quad (1.98)$$

$$\bar{\psi}'(x') = \psi'^\dagger(x')\gamma^0 = \psi^\dagger(x)S_L^\dagger \gamma^0 = \psi^\dagger(x)\gamma^0 S_L^{-1} = \bar{\psi}(x)S_L^{-1} \quad (1.99)$$

$$\bar{\psi}'(x')\psi'(x') = \psi^\dagger(x)S_L^{-1} S_L \psi(x) = \psi^\dagger(x)\psi(x) \quad (1.100)$$

カイラリティ  $\gamma^5$  を次のように定義する。

$$\gamma^5 := i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \quad (1.101)$$

$$(\gamma^5)^\dagger = -i(-\gamma^3)(-\gamma^2)(-\gamma^1)\gamma^0 = i\gamma^3\gamma^2\gamma^1\gamma^0 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \gamma^5 \quad (1.102)$$

$$(\gamma^5)^2 = -(\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3)(\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3)^\dagger = -(\gamma^0)^2(\gamma^1)^2(\gamma^2)^2(\gamma^3)^2 = 1 \quad (1.103)$$

$$\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = i(\gamma^\mu\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 + \gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^\mu) = i((-1)^\mu + (-1)^{3-\mu})\gamma^0 \dots (\gamma^\mu)^2 \dots \gamma^3 = 0 \quad (1.104)$$

$$\bar{\psi}'(x)\gamma^5\psi'(x) = \psi^\dagger(x)S_L^{-1}\gamma^5S_L\psi(x) = \psi^\dagger(x)\gamma^5\psi(x) \quad (1.105)$$

$$\bar{\psi}'(x)\gamma^5\psi'(x) = \psi^\dagger(x)S_P^{-1}\gamma^5S_P\psi(x) = -\psi^\dagger(x)\gamma^5\psi(x) \quad (1.106)$$

荷電粒子に対するディラック方程式

$$(i\hbar\gamma^\mu D_\mu - mc)\psi(x) = 0 \quad (1.107)$$

を用いて、軸性ベクトル  $j_A^\mu(x) := \bar{\psi}(x)\gamma^\mu\gamma^5\psi(x)$  の発散  $\partial_\mu j_A^\mu(x)$  を計算し、微分を含まない形で表せ。まず次の式が成り立つことを確認する。

$$\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5 = \gamma^0\gamma^0\gamma^5 + \gamma^0\gamma^i\gamma^5 \quad (1.108)$$

$$= \gamma^0\gamma^0\gamma^5 - \gamma^i\gamma^0\gamma^5 \quad (1.109)$$

$$= (\gamma^\mu)^\dagger\gamma^0\gamma^5 \quad (1.110)$$

よってディラック方程式より次のようになる。

$$\partial_\mu j_A^\mu(x) \quad (1.111)$$

$$= \partial_\mu(\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\gamma^5\psi(x)) \quad (1.112)$$

$$= \partial_\mu(\psi^\dagger(x)\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5\psi(x)) \quad (1.113)$$

$$= (\partial_\mu\psi(x))^\dagger\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5\psi(x) + \psi^\dagger(x)\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5\partial_\mu\psi(x) \quad (1.114)$$

$$= (\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x))^\dagger\gamma^0\gamma^5\psi(x) - \psi^\dagger(x)\gamma^0\gamma^5(\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x)) \quad (1.115)$$

$$= \left(\frac{1}{i\hbar}(\gamma^\mu qA_\mu(x) + mc)\psi(x)\right)^\dagger\gamma^0\gamma^5\psi(x) - \psi^\dagger(x)\gamma^0\gamma^5\left(\frac{1}{i\hbar}(\gamma^\mu qA_\mu(x) + mc)\psi(x)\right) \quad (1.116)$$

$$= -\frac{1}{i\hbar}\left(qA_\mu(x)(\psi^\dagger(x)(\gamma^\mu)^\dagger\gamma^0\gamma^5\psi + \psi^\dagger(x)\gamma^0\gamma^5\gamma^\mu\psi(x)) + 2mc\psi^\dagger(x)\gamma^0\gamma^5\psi(x)\right) \quad (1.117)$$

$$= -\frac{1}{i\hbar}\left(qA_\mu(x)(\psi^\dagger(x)\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5\psi - \psi^\dagger(x)\gamma^0\gamma^\mu\gamma^5\psi(x)) + 2mc\psi^\dagger(x)\gamma^0\gamma^5\psi(x)\right) \quad (1.118)$$

$$= -\frac{2mc}{i\hbar}\bar{\psi}(x)\gamma^5\psi(x) \quad (1.119)$$

### 問題 1.1.

中心力ポテンシャル  $V(r)$  を持つハミルトニアン  $\hat{H} = c\boldsymbol{\alpha} \cdot \hat{\mathbf{p}} + \beta mc^2 + V(r)$  を考える.  $\diamond$

(1)  $\hat{H}$  と軌道角運動量  $\hat{L} = \mathbf{r} \times \hat{\mathbf{p}}$  との交換関係を求めよ。

証明

$$[\hat{H}, \hat{L}^i] = [c\boldsymbol{\alpha} \cdot \hat{\mathbf{p}} + \beta mc^2 + V(r), \varepsilon^{ijk} r^j \hat{p}^k] \quad (1.120)$$

$$= \varepsilon^{ijk} \left( c[\alpha^\mu \hat{p}^\mu, r^j \hat{p}^k] + mc^2[\beta, r^j \hat{p}^k] + [V(r), r^j \hat{p}^k] \right) \quad (1.121)$$

$$= \varepsilon^{ijk} \left( c\alpha^\mu (p^\mu r^j p^k - r^j p^k p^\mu) + mc^2(\beta r^j p^k - r^j p^k \beta) + (V(r)r^j p^k - r^j p^k V(r)) \right) \quad (1.122)$$

$$= \varepsilon^{ijk} \left( c\alpha^\mu (-i\hbar \delta^{\mu j}) p^k + 0 + r^j (-i\hbar \partial^k V(r)) \right) \quad (1.123)$$

$$= -i\hbar c \varepsilon^{ijk} \alpha^j p^k - i\hbar \left( \mathbf{r} \times \frac{dV}{dr} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right)_i \quad (1.124)$$

$$= -i\hbar c \varepsilon^{ijk} \alpha^j p^k - i\hbar \frac{dV}{dr} \left( \mathbf{r} \times \frac{\mathbf{r}}{r} \right)_i \quad (1.125)$$

$$= -i\hbar c \varepsilon^{ijk} \alpha^j p^k \quad (1.126)$$

□

(2)  $\Sigma^i := -\frac{i}{2} \sum_{j,k} \varepsilon^{ijk} \alpha^j \alpha^k$  とするとき、 $\hat{H}$  とスピン角運動量  $\hat{\mathbf{S}} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\Sigma}$  との交換関係を求めよ。

証明

$$[\hat{H}, \hat{S}^i] = \left[ c\boldsymbol{\alpha} \cdot \hat{\mathbf{p}} + \beta mc^2 + V(r), -\frac{i\hbar}{4} \varepsilon^{ijk} \alpha^j \alpha^k \right] \quad (1.127)$$

$$= -\frac{i\hbar}{4} \varepsilon^{ijk} \left( c[\alpha^\mu, \alpha^j \alpha^k] p^\mu + mc^2[\beta, \alpha^j \alpha^k] + [V(r), \alpha^j \alpha^k] \right) \quad (1.128)$$

$$= -\frac{i\hbar}{4} \varepsilon^{ijk} \left( c(\alpha^\mu \alpha^j \alpha^k - \alpha^j \alpha^k \alpha^\mu) p^\mu + mc^2(\beta \alpha^j \alpha^k - \alpha^j \alpha^k \beta) + 0 \right) \quad (1.129)$$

$$= -\frac{i\hbar}{4} \varepsilon^{ijk} \left( c((- \alpha^j \alpha^\mu + 2\delta^{\mu j}) \alpha^k - \alpha^j (-\alpha^\mu \alpha^k + 2\delta^{k\mu})) p^\mu + 0 + 0 \right) \quad (1.130)$$

$$= -\frac{i\hbar c}{2} \varepsilon^{ijk} (\alpha^k p^j - \alpha^j p^k) \quad (1.131)$$

$$= i\hbar c \varepsilon^{ijk} \alpha^j p^k \quad (1.132)$$

□

(3) 全角運動量が保存量となることを示せ。

証明

全角運動量がハミルトニアンと交換するから保存量となる。

$$[\hat{H}, \hat{J}^i] = [\hat{H}, \hat{L}^i + \hat{S}^i] = 0 \quad (1.133)$$

□

問題 1.2.

$\sigma$  をパウリ行列として、任意のベクトル  $\mathbf{p}$  に対する 2 行 2 列の行列  $\sigma \cdot \mathbf{p}$  を考える。 ◇

(1)  $(\sigma \cdot \mathbf{p})^2$  を求めよ。

証明

$$(\sigma \cdot \mathbf{p})^2 = (\sigma^i p^i)(\sigma^j p^j)^\dagger \quad (1.134)$$

$$= p^i p^j (\delta^{ij} I + i\varepsilon^{ijk} \sigma^k) \quad (1.135)$$

$$= \mathbf{p}^2 \quad (1.136)$$

□

(2)  $Tr(\sigma \cdot \mathbf{p})$  を求めよ。

証明

$\mathbf{p} = (p^1, p^2, p^3)$  とすると

$$Tr(\sigma \cdot \mathbf{p}) = Tr \begin{pmatrix} p^3 & p^1 - ip^2 \\ p^1 + ip^2 & -p^3 \end{pmatrix} = 0 \quad (1.137)$$

□

(3)  $\sigma \cdot \mathbf{p}$  の固有値を求めよ。

証明

$\sigma \cdot \mathbf{p}$  の固有値を  $\lambda_1, \lambda_2$  とおくと

$$\lambda_1 + \lambda_2 = Tr(\sigma \cdot \mathbf{p}) = 0 \quad (1.138)$$

$$\lambda_1^2 = \lambda_2^2 = (\sigma \cdot \mathbf{p})^2 = \mathbf{p}^2 \quad (1.139)$$

よって固有値は  $\pm|\mathbf{p}|$  である。

□

(4)  $\mathbf{p} := |\mathbf{p}|(\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$  とするとき、固有ベクトルを求めよ。

証明

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{p} \mp |\boldsymbol{p}|I)\boldsymbol{v} = |\boldsymbol{p}| \begin{pmatrix} \cos \theta \mp 1 & \sin \theta \cos \phi - i \sin \theta \sin \phi \\ \sin \theta \cos \phi + i \sin \theta \sin \phi & -\cos \theta \mp 1 \end{pmatrix} \boldsymbol{v} \quad (1.140)$$

$$= |\boldsymbol{p}| \begin{pmatrix} \cos \theta \mp 1 & \sin \theta e^{-i\phi} \\ \sin \theta e^{i\phi} & -\cos \theta \mp 1 \end{pmatrix} \boldsymbol{v} \quad (1.141)$$

より固有値  $\pm|\boldsymbol{p}|$  に対する固有ベクトルはそれぞれ次のベクトルの定数倍である。

$$\boldsymbol{v} = \begin{pmatrix} \sin \theta e^{-i\phi} \\ -\cos \theta \pm 1 \end{pmatrix} \quad (1.142)$$

□

## 1.8 2次元時空におけるディラック方程式

ガンマ行列についても

$$\gamma^0 = \sigma_1, \quad \gamma^1 = i\sigma_2, \quad \gamma^5 = -\sigma_3 \quad (1.143)$$

2次元時空におけるディラック方程式は次のように考えられる。

$$(i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu - mc)\psi(x) = 0 \quad (1.144)$$

このときガンマ行列  $\gamma^0, \gamma^1$  は次を満たす。

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}, \quad (\gamma^0)^\dagger = \gamma^0, \quad (\gamma^1)^\dagger = -\gamma^1 \quad (1.145)$$

またカイラリティ  $\gamma^5$  は次を満たす。

$$(\gamma^5)^\dagger = \gamma^5, \quad (\gamma^5)^2 = 1, \quad \{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0 \quad (1.146)$$

カイラリティ  $\gamma^5$  がガンマ行列の複素数係数多項式で表されたとするとガンマ行列の性質より次のように書ける。

$$\gamma^5 = \sum_{e_0, e_1} a_{e_0, e_1} (\gamma^0)^{e_0} (\gamma^1)^{e_1} = \alpha_0 + \alpha_1 \gamma^0 + \alpha_2 \gamma^1 + \alpha_3 \gamma^0 \gamma^1 \quad (a_{e_0, e_1}, \alpha_i \in \mathbb{C}) \quad (1.147)$$

これを代入するとガンマ行列の直交性より

$$(\gamma^5)^\dagger = \gamma^5 \iff \alpha_0 \in \mathbb{R}, \alpha_1 \in \mathbb{R}, \alpha_2 \in i\mathbb{R}, \alpha_3 \in \mathbb{R} \quad (1.148)$$

$$\{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0 \implies \alpha_0 = \alpha_1 = \alpha_2 = 0 \quad (1.149)$$

$$(\gamma^5)^2 = 1 \implies \alpha_3 = \pm 1 \quad (1.150)$$

となる。よって  $\gamma^5 = \pm \gamma^0 \gamma^1$  となる。ここでは特に  $\gamma^5 = \gamma^0 \gamma^1$  とする。

**問題 1.3.**

$\gamma_{\pm} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2}$  とするとき  $(\gamma_+)^a, (\gamma_-)^b, (\gamma_+)^a (\gamma_-)^b, (\gamma_-)^b (\gamma_+)^a$  ( $a, b \in \mathbb{Z}_{>0}$ ) を  $\gamma_{\pm}$  を用いて表わせ。◇

**証明**

$$(\gamma_{\pm})^2 = \frac{1 \pm 2\gamma^5 + (\gamma^5)^2}{2^2} = \frac{1 \pm \gamma^5}{2} = \gamma_{\pm} \quad (1.151)$$

$$\gamma_+ \gamma_- = \gamma_- \gamma_+ = \frac{1 + \gamma^5 - \gamma^5 - (\gamma^5)^2}{2^2} = 0 \quad (1.152)$$

より帰納法から次が示せる。

$$(\gamma_+)^a = \gamma_+, \quad (\gamma_-)^b = \gamma_-, \quad (\gamma_+)^a (\gamma_-)^b = 0, \quad (\gamma_-)^b (\gamma_+)^a = 0 \quad (1.153)$$

□

**問題 1.4.**

$\psi_{\pm}(x) = \gamma_{\pm} \psi(x)$  は  $\gamma^5$  の固有関数である。それぞれの固有値を求めよ。◇

**証明**

カイラリティを作用させることで固有関数  $\psi_{\pm}(x)$  の固有値は  $\pm 1$  となる。

$$\gamma^5 \psi_{\pm}(x) = \gamma^5 \gamma_{\pm} \psi(x) = \frac{\gamma^5 \pm 1}{2} \psi(x) = \pm \gamma^5 \psi(x) \quad (1.154)$$

□

**問題 1.5.**

$\psi_{\pm}(x)$  が満たす連立微分方程式をディラック方程式から求めよ。◇

**証明**

$\{\gamma^{\mu}, \gamma^5\} = 0$  より  $\gamma^{\mu} \gamma_{\pm} = \gamma_{\mp} \gamma^{\mu}$  となる。よって

$$\begin{cases} \gamma_+ (i\hbar \gamma^{\mu} \partial_{\mu} - mc) \psi(x) = 0 \\ \gamma_- (i\hbar \gamma^{\mu} \partial_{\mu} - mc) \psi(x) = 0 \end{cases} \quad (1.155)$$

$$\iff \begin{cases} i\hbar \gamma^{\mu} \partial_{\mu} \psi_-(x) = mc \psi_+(x) \\ i\hbar \gamma^{\mu} \partial_{\mu} \psi_+(x) = mc \psi_-(x) \end{cases} \quad (1.156)$$

となる。□

問題 1.6.

$m = 0$  の場合に  $\psi_+(x) \propto e^{-iEt/\hbar + ipx/\hbar}$  が解となるとき、 $E, p$  が満たす関係式を求めよ。 ◇

証明

$m = 0$  のとき  $i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu\psi_+(x) = 0$  となる。  $\gamma^1 = \gamma^0(\gamma_+ - \gamma_-)$  より

$$i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu\psi_+(x) = i\hbar(\gamma^0c\partial_t + \gamma^1\partial_x)\psi_+(x) \quad (1.157)$$

$$= (\gamma^0Ec - \gamma^1p)\psi_+(x) \quad (1.158)$$

$$= \gamma^0(Ec - (\gamma_+ - \gamma_-)p)\psi_+(x) \quad (1.159)$$

$$= \gamma^0(Ec - p)\psi_+(x) = 0 \quad (1.160)$$

となる。よって  $Ec = p$  を満たす。 □

問題 1.7.

$m = 0$  の場合に  $\psi_-(x) \propto e^{-iEt/\hbar + ipx/\hbar}$  が解となるとき、 $E, p$  が満たす関係式を求めよ。 ◇

証明

$m = 0$  のとき  $i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu\psi_-(x) = 0$  となる。  $\gamma^1 = \gamma^0(\gamma_+ - \gamma_-)$  より

$$i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu\psi_-(x) = i\hbar(\gamma^0c\partial_t + \gamma^1\partial_x)\psi_-(x) \quad (1.161)$$

$$= (\gamma^0Ec - \gamma^1p)\psi_-(x) \quad (1.162)$$

$$= \gamma^0(Ec - (\gamma_+ - \gamma_-)p)\psi_-(x) \quad (1.163)$$

$$= \gamma^0(Ec + p)\psi_-(x) = 0 \quad (1.164)$$

となる。よって  $Ec = -p$  を満たす。 □

## 2 指数関数

問題 2.1.

次の式を示せ。

$$e^{i\hat{B}}\mathbf{A}e^{-i\hat{B}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \underbrace{[\hat{B}, \dots [\hat{B}, [\hat{B}, \mathbf{A}]] \dots]}_n \quad (2.1)$$

◇

証明



$e^{i\lambda\hat{B}}\mathbf{A}e^{-i\lambda\hat{B}}$  について考える。これを  $\lambda$  について展開すると

$$e^{i\lambda\hat{B}}\mathbf{A}e^{-i\lambda\hat{B}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} \left[ \frac{d^n}{d\lambda^n} e^{i\lambda\hat{B}}\mathbf{A}e^{i\lambda\hat{B}} \right]_{\lambda=0} \quad (2.2)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} \left[ \frac{d^{n-1}}{d\lambda^{n-1}} e^{i\lambda\hat{B}} i[\hat{B}, \mathbf{A}] e^{i\lambda\hat{B}} \right]_{\lambda=0} \quad (2.3)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} \left[ e^{i\lambda\hat{B}} i^n \underbrace{[\hat{B}, \dots [\hat{B}, [\hat{B}, \mathbf{A}]] \dots]}_n e^{i\lambda\hat{B}} \right]_{\lambda=0} \quad (2.4)$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(i\lambda)^n}{n!} \underbrace{[\hat{B}, \dots [\hat{B}, [\hat{B}, \mathbf{A}]] \dots]}_n \quad (2.5)$$

よって  $\lambda = 1$  を代入することで示せる。

$$e^{i\hat{B}}\mathbf{A}e^{-i\hat{B}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \underbrace{[\hat{B}, \dots [\hat{B}, [\hat{B}, \mathbf{A}]] \dots]}_n \quad (2.6)$$

□

### 問題 2.2.

$\partial$  を微分演算子とすると、 $(\partial e^{i\hat{B}})e^{-i\hat{B}} = -e^{i\hat{B}}(\partial e^{-i\hat{B}})$  を示せ。

◇

証明

$1 = e^{i\hat{B}}e^{-i\hat{B}}$  に微分演算子を作用させることで示せる。

$$0 = \partial 1 = \partial(e^{i\hat{B}}e^{-i\hat{B}}) = (\partial e^{i\hat{B}})e^{-i\hat{B}} + e^{i\hat{B}}(\partial e^{-i\hat{B}}) \quad (2.7)$$

$$(\partial e^{i\hat{B}})e^{-i\hat{B}} = -e^{i\hat{B}}(\partial e^{-i\hat{B}}) \quad (2.8)$$

□

### 問題 2.3.

次の式を示せ。

$$e^{i\hat{B}}(\partial e^{-i\hat{B}}) = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \underbrace{[\hat{B}, \dots [\hat{B}, [\hat{B}, \partial \hat{B}]] \dots]}_{n-1} \quad (2.9)$$

◇

証明

(1) において  $\mathbf{A} = \partial$  を代入して示せる。

$$e^{i\hat{B}}(\partial e^{-i\hat{B}}) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \underbrace{[\hat{B}, \dots [\hat{B}, [\hat{B}, \partial]] \dots]}_n \quad (2.10)$$

$$= \partial + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \underbrace{[\hat{B}, \dots [\hat{B}, [\hat{B}, \partial]] \dots]}_n \quad (2.11)$$

$$= - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \underbrace{[\hat{B}, \dots [\hat{B}, [\hat{B}, \partial \hat{B}]] \dots]}_{n-1} \quad (2.12)$$

$$(2.13)$$

□

### 3 スピノル球関数

#### 問題 3.1.

スピノル球関数を球面調和関数を用いて次のように定義する。

$$\mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2l+1}} \left( \begin{array}{c} \sqrt{l + \frac{1}{2} \pm m} Y_l^{m-1/2}(\theta, \phi) \\ \pm \sqrt{l + \frac{1}{2} \mp m} Y_l^{m+1/2}(\theta, \phi) \end{array} \right)_{j=l \pm 1/2} \quad (3.1)$$

軌道角運動量  $\hat{\mathbf{L}}$ , スピン角運動量  $\hat{\mathbf{S}}$ , 全角運動量  $\hat{\mathbf{J}}$  とする。

$\mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi)$  が持つパリティを求めよ。

◇

#### 証明

球面調和関数におけるパリティは  $(-1)^l$  となるからスピノル球関数のパリティは  $(-1)^l$  となる。

$$Y_l^m(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^l Y_l^m(\theta, \phi) \quad (3.2)$$

$$\mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^l \mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi) \quad (3.3)$$

□

#### 問題 3.2.

$\mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi)$  が持つ  $\hat{J}_z$  の固有値を求めよ。

◇

#### 証明

球面調和関数における固有値からスピノル球関数の  $\hat{J}_z$  の固有値は  $m\hbar$  となる。

$$\hat{J}_z Y_l^m(\theta, \phi) = m\hbar Y_l^m(\theta, \phi) \quad (3.4)$$

$$\hat{J}_z \mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi) = m\hbar \mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi) \quad (3.5)$$

□

### 問題 3.3.

$\mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi)$  が持つ  $\hat{L}^2$  の固有値を求めよ。

◇

#### 証明

球面調和関数における固有値からスピノル球関数の  $\hat{L}^2$  の固有値は  $\hbar^2 l(l+1)$  となる。

$$\hat{L}^2 Y_l^m(\theta, \phi) = \hbar^2 l(l+1) Y_l^m(\theta, \phi) \quad (3.6)$$

$$\hat{L}^2 \mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi) = \hbar^2 l(l+1) \mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi) \quad (3.7)$$

□

### 問題 3.4.

$\mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi)$  が持つ  $\hat{L} \cdot \hat{S}$  の固有値を求めよ。

◇

#### 証明

$\mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi)$  に  $\hat{L} \cdot \hat{S}$  を作用させると

$$\hat{L} \cdot \hat{S} \mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi) = \frac{1}{2} (\hat{J}^2 - \hat{L}^2 - \hat{S}^2) \mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi) \quad (3.8)$$

$$= \frac{\hbar^2}{2} \left( j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right) \mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi) \quad (3.9)$$

$$= \frac{\hbar^2}{2} \left( \left( l \pm \frac{1}{2} \right) \left( l \pm \frac{1}{2} + 1 \right) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right) \mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi) \quad (3.10)$$

$$= \frac{\hbar^2}{2} \left( \pm \left( l + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2} \right) \mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi) \quad (3.11)$$

$$(3.12)$$

より固有値は  $\frac{\hbar^2 l}{2}, -\frac{\hbar^2(l+1)}{2}$  となる。

□

### 問題 3.5.

$\mathcal{Y}_{j,m}^\pm(\theta, \phi)$  が持つ  $\hat{J}^2$  の固有値を求めよ。

◇

#### 証明

$\mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi)$  に  $\hat{\mathbf{J}}^2$  を作用させると

$$\hat{\mathbf{J}}^2 \mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi) = \hbar^2 j(j+1) \mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi) \quad (3.13)$$

$$= \hbar^2 \left( l \pm \frac{1}{2} \right) \left( \left( l \pm \frac{1}{2} \right) + 1 \right) \mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi) \quad (3.14)$$

$$= \hbar^2 \left( \left( l \pm \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{1}{4} \right) \mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi) \quad (3.15)$$

より固有値は  $l^2 - \frac{1}{4}, (l+1)^2 - \frac{1}{4}$  となる。  $\square$

### 問題 3.6.

パウリ行列  $\boldsymbol{\sigma}$  と位置ベクトル  $\mathbf{r} = r(\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$  に対して  $\boldsymbol{\sigma} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi)$  を計算し、スピノル球関数のみを用いて表せ。  $\diamond$

### 証明

まず演算子を計算すると

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} = \boldsymbol{\sigma} \cdot (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta e^{-i\phi} \\ \sin \theta e^{i\phi} & -\cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

となる。三角関数を球面調和関数に作用させたときの固有値は次のようになるから

$$\cos \theta Y_l^m(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(l+m+1)(l-m+1)}{(2l+1)(2l+3)}} Y_{l+1}^m(\theta, \phi) + \sqrt{\frac{(l+m)(l-m)}{(2l+1)(2l-1)}} Y_{l-1}^m(\theta, \phi) \quad (3.17)$$

$$\sin \theta e^{i\phi} Y_l^m(\theta, \phi) = -\sqrt{\frac{(l+m+1)(l+m+2)}{(2l+1)(2l+3)}} Y_{l+1}^{m+1}(\theta, \phi) + \sqrt{\frac{(l-m)(l-m-1)}{(2l+1)(2l-1)}} Y_{l-1}^{m+1}(\theta, \phi) \quad (3.18)$$

$$\sin \theta e^{-i\phi} Y_l^m(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(l-m+1)(l-m+2)}{(2l+1)(2l+3)}} Y_{l+1}^{m-1}(\theta, \phi) + \sqrt{\frac{(l+m)(l+m-1)}{(2l+1)(2l-1)}} Y_{l-1}^{m-1}(\theta, \phi) \quad (3.19)$$

次のように計算できる。

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2l+1}} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta e^{-i\phi} \\ \sin \theta e^{i\phi} & -\cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{l + \frac{1}{2} \pm m} Y_l^{m-1/2}(\theta, \phi) \\ \pm \sqrt{l + \frac{1}{2} \mp m} Y_l^{m+1/2}(\theta, \phi) \end{pmatrix}_{j=l \pm 1/2} \quad (3.20)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2l+1}} \left( \sqrt{l + \frac{1}{2} \pm m} \cos \theta Y_l^{m-1/2}(\theta, \phi) \pm \sqrt{l + \frac{1}{2} \mp m} \sin \theta e^{-i\phi} Y_l^{m+1/2}(\theta, \phi) \right. \quad (3.21)$$

$$\left. , \sqrt{l + \frac{1}{2} \pm m} \sin \theta e^{i\phi} Y_l^{m-1/2}(\theta, \phi) \mp \sqrt{l + \frac{1}{2} \mp m} \cos \theta Y_l^{m+1/2}(\theta, \phi) \right)_{j=l \pm 1/2} \quad (3.22)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2l+1}} \left( \sqrt{l + \frac{1}{2} \pm m} \sqrt{\frac{(l+m+\frac{1}{2})(l-m+\frac{3}{2})}{(2l+1)(2l+3)}} Y_{l+1}^{m-1/2}(\theta, \phi) \right. \quad (3.23)$$

$$+ \sqrt{l + \frac{1}{2} \pm m} \sqrt{\frac{(l+m-\frac{1}{2})(l-m+\frac{1}{2})}{(2l+1)(2l-1)}} Y_{l-1}^{m-1/2}(\theta, \phi) \quad (3.24)$$

$$\pm \sqrt{l + \frac{1}{2} \mp m} \sqrt{\frac{(l-m+\frac{1}{2})(l-m+\frac{3}{2})}{(2l+1)(2l+3)}} Y_{l+1}^{m-1/2}(\theta, \phi) \quad (3.25)$$

$$\pm \sqrt{l + \frac{1}{2} \mp m} \sqrt{\frac{(l+m+\frac{1}{2})(l+m-\frac{1}{2})}{(2l+1)(2l-1)}} Y_{l-1}^{m-1/2}(\theta, \phi) \quad (3.26)$$

$$, -\sqrt{l + \frac{1}{2} \pm m} \sqrt{\frac{(l+m+\frac{1}{2})(l+m+\frac{3}{2})}{(2l+1)(2l+3)}} Y_{l+1}^{m+1/2}(\theta, \phi) \quad (3.27)$$

$$+ \sqrt{l + \frac{1}{2} \pm m} \sqrt{\frac{(l-m+\frac{1}{2})(l-m-\frac{1}{2})}{(2l+1)(2l-1)}} Y_{l-1}^{m+1/2}(\theta, \phi) \quad (3.28)$$

$$\mp \sqrt{l + \frac{1}{2} \mp m} \sqrt{\frac{(l+m+\frac{3}{2})(l-m+\frac{1}{2})}{(2l+1)(2l+3)}} Y_{l+1}^{m+1/2}(\theta, \phi) \quad (3.29)$$

$$\mp \sqrt{l + \frac{1}{2} \mp m} \sqrt{\frac{(l+m+\frac{1}{2})(l-m-\frac{1}{2})}{(2l+1)(2l-1)}} Y_{l-1}^{m+1/2}(\theta, \phi) \Big)_{j=l \pm 1/2} \quad (3.30)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2l+1}} \left( (2l+1) \sqrt{\frac{l \mp m + \frac{1}{2} \pm 1}{(2l+1)(2l+1 \pm 2)}} Y_{l \pm 1}^{m-1/2}(\theta, \phi) \right. \quad (3.31)$$

$$\left. , \mp (2l+1) \sqrt{\frac{l \pm m + \frac{1}{2} \pm 1}{(2l+1)(2l+1 \pm 2)}} Y_{l \pm 1}^{m+1/2}(\theta, \phi) \right)_{j=l \pm 1/2} \quad (3.32)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2j+1 \pm 1}} \left( \sqrt{j + \frac{1}{2} \mp \left(m - \frac{1}{2}\right)} Y_{j \pm 1/2}^{m-1/2}(\theta, \phi) \right. \quad (3.33)$$

$$\left. , \mp \sqrt{j + \frac{1}{2} \pm \left(m + \frac{1}{2}\right)} Y_{j \pm 1/2}^{m+1/2}(\theta, \phi) \right) = \mathcal{Y}_{j,m}^{\mp}(\theta, \phi) \quad (3.34)$$

よって次の式となる。

$$\boldsymbol{\sigma} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \mathcal{Y}_{j,m}^{\pm}(\theta, \phi) = \mathcal{Y}_{j,m}^{\mp}(\theta, \phi) \quad (3.35)$$

□

## 4 水素原子における電子のエネルギー準位

### 問題 4.1.

中心力ポテンシャル  $V(r) = -\frac{\alpha\hbar c}{r}$  のもとでディラック方程式を解くことにより得られる水素原子中の電子のエネルギー準位を考える。

主量子数  $n$  が与えられたとき、全角運動量  $j$  が取り得る値を答えよ。 ◇

### 証明

$n$  と  $j$  に関して  $n = j + n' + 1/2$  という関係があるから  $j = 1/2, \dots, (2n-1)/2$  を取る。 □

### 問題 4.2.

主量子数  $n$ , 全角運動量  $j$  を持つ状態のエネルギー固有値の表式を書き下せ。また、そのエネルギー固有値の縮重度を答えよ。 ◇

### 証明

主量子数  $n$ , 全角運動量  $j$  を持つ状態のエネルギー固有値の表式は次のようになる。

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 + \frac{(Z\alpha)^2}{\left(n - (j + \frac{1}{2}) + \sqrt{(j + \frac{1}{2})^2 - (Z\alpha)^2}\right)^2}}} \quad (4.1)$$

また縮重度は  $j = l \pm 1/2$  より  $n' = 0$  において  $2j+1$ 、 $n' > 0$  において  $2(2j+1)$  となる。 □

### 問題 4.3.

主量子数  $n$  を持つ状態の総数を求めよ。 ◇

### 証明

$n = j + n' + 1/2$  と  $j = l \pm 1/2$  より状態の総数は  $2n^2$  となる。

$$2n + 2 \times \sum_{n'=1}^{n-1} 2(n - n') = 2n^2 \quad (4.2)$$

□

### 問題 4.4.

電子の静止エネルギーから測った束縛エネルギーの大きさが縮退を除いて 7 番目と 10 番目

に大きい準位の主量子数  $n$  と全角運動量  $j$  をそれぞれ答えよ。また、それらの準位の束縛エネルギーの大きさを有効数字 6 桁で求めよ。◇

証明

7 番目に大きい準位は  $n = 4, j = 1/2$  で 10 番目に大きい準位は  $n = 4, j = 7/2$  である。またそれぞれの束縛エネルギーは

$$\mathcal{E} \approx -\frac{\alpha^2 mc^2}{2n^2} - \left( \frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \frac{\alpha^4 mc^2}{2n^3} \quad (4.3)$$

$$\approx -\frac{13.60569}{n^2} - \left( \frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \frac{7.249022 \times 10^{-4}}{n^3} \quad (4.4)$$

$$\mathcal{E}_{4,1/2} \approx 0.850365 \quad (4.5)$$

$$\mathcal{E}_{4,7/2} \approx 0.850356 \quad (4.6)$$

となる。□

問題 4.5.

同じ主量子数  $n$  を持つ状態でも全角運動量  $j$  に依存してエネルギー準位が分裂する。この現象を表す名称を答えよ。◇

証明

微細構造 □