

位相的場の理論 ノート

高間俊至

2023 年 10 月 22 日

目次

第 1 章	粒子の統計性	3
1.1	1 粒子の経路積分	3
1.2	2 つの同種粒子	5
1.2.1	粒子の配位	5
1.2.2	配位空間上の経路	6
1.2.3	経路積分による量子化	7
1.3	同種粒子多体系	8
1.3.1	$D = 2$ の場合：組み紐群	9
1.3.2	$D = 3$ の場合：対称群	9
1.3.3	経路積分の構成	10
1.3.4	1 次元表現（可換な例）	10
1.3.5	より高次元の表現（非可換な場合）	10
第 2 章	Chern-Simons 理論の導入	12
2.1	Charge-Flux composite	12
2.1.1	Aharonov-Bohm 効果	12
2.1.2	Charge-Flux composite としてのエニオン	13
2.1.3	トーラス上のエニオンの真空	13
2.2	可換 Chern-Simons 理論	14
2.2.1	ゲージ不変性	14
2.2.2	運動方程式	15
2.2.3	プロパゲーター	15
2.2.4	真空中の可換 Chern-Simons 理論	16
2.2.5	正準量子化	16
2.3	非可換 Chern-Simons 理論	16
2.3.1	ゲージ不変性	17
2.3.2	Chern-Simons 作用	17
2.3.3	Wilson loop と結び目不変量	18
付録 A	結び目理論入門	19
付録 B	ベクトル場の話	20

第 1 章

粒子の統計性

この章は [1, Chapter3, 4] に相当する。この章では同種の多粒子系の経路積分による量子化を考察し、粒子の統計性と配位空間のホモトピー論の関係性を調べる。特に、プロパゲーターの合成則を充たす経路積分の測度と配位空間の基本群のユニタリ表現の対応を考察し、 $2+1$ 次元の同種 N 粒子系においてエニオンの統計性が生じ得ることを確かめる。なお、本章ではまだ場の量子化は行わない。

1.1 1 粒子の経路積分

\mathcal{R}^D 内を運動する非相対論的 1 粒子の軌跡 $\mathbf{x}(t)$ を与える。時刻 t_i に \mathbf{x}_i を出発し、時刻 t_f に \mathbf{x}_f に到達しているとする。

この系を量子力学的に捉えてみる。時刻 t_i に状態 $|\mathbf{x}_i\rangle$ にあった系が時刻 t_f に状態 $|\mathbf{x}_f\rangle$ にある遷移振幅はプロパゲーター (propagator) と呼ばれるが、それは系の時間発展を表すユニタリ演算子 $\hat{U}(t_f, t_i)$ を用いて

$$\langle \mathbf{x}_f | \hat{U}(t_f, t_i) | \mathbf{x}_i \rangle \quad (1.1.1)$$

と書かれる^{*1}。プロパゲーターが計算されると、系の波動関数 $\psi(\mathbf{x}, t) := \langle \mathbf{x} | \psi(t) \rangle$ の時間発展が次のようにしてわかる：

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{x}_f, t_f) &= \langle \mathbf{x}_f | \psi(t_f) \rangle \\ &= \langle \mathbf{x}_f | \hat{U}(t_f, t_i) | \psi(t_i) \rangle \\ &= \int_{\mathbb{R}^D} d^D \mathbf{x}_i \langle \mathbf{x}_f | \hat{U}(t_f, t_i) | \mathbf{x}_i \rangle \langle \mathbf{x}_i | \psi(t_i) \rangle \\ &= \int_{\mathbb{R}^D} d^D \mathbf{x}_i \langle \mathbf{x}_f | \hat{U}(t_f, t_i) | \mathbf{x}_i \rangle \psi(\mathbf{x}_i, t_i) \end{aligned}$$

従って、初期条件が与えられてかつ任意の時刻を繋ぐプロパゲーターが計算できれば系の時間発展が全てわかったことになる。そして Feynman の経路積分 (path integral) による量子化とは、今考えている系の古典的作用

$$S[\mathbf{x}(t)] = \int_{t_i}^{t_f} dt L[\mathbf{x}(t), \dot{\mathbf{x}}(t), t]$$

^{*1} 状態ケット $|\mathbf{x}\rangle$ は Schrödinger 表示である。

と、量子的なプロパゲーター (1.1.1) との間に

$$\langle \mathbf{x}_f | \hat{U}(t_f, t_i) | \mathbf{x}_i \rangle = \mathcal{N} \sum_{\mathbf{x}(t) \text{ s.t. } \mathbf{x}(t_i)=\mathbf{x}_i, \mathbf{x}(t_f)=\mathbf{x}_f} e^{iS[\mathbf{x}(t)]/\hbar} \quad (1.1.2)$$

の関係があることを主張するものである。

いま考えている系のハミルトニアンが

$$\hat{H}(\hat{\mathbf{p}}, \hat{\mathbf{x}}) = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + V(\hat{\mathbf{x}})$$

と書かれる場合に (1.1.2) が成り立っていることを確認する。Schrödinger 方程式より時間発展演算子は

$$\hat{U}(t_f, t_i) = e^{-i\hat{H}(t_f-t_i)/\hbar}$$

である。十分大きな n に対して $\varepsilon := (t_f - t_i)/n$ とおくとことで時間間隔 $[t_i, t_f]$ を

$$[t_i, t_f] = [t_i, t_i + \varepsilon] \cup [t_i + \varepsilon, t_i + 2\varepsilon] \cup \cdots \cup [t_i + (n-1)\varepsilon, t_f]$$

のように分割し、 $t_k := t_i + k\varepsilon$ ($k = 0, 1, \dots, n$) とおく*2。このとき ε は微小なので、 $\forall \mathbf{x}_k \in \mathbb{R}^D$ に対して

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{x}_{k+1} | \hat{U}(t_{k+1}, t_k) | \mathbf{x}_k \rangle &= \langle \mathbf{x}_{k+1} | e^{-i\hat{H}\varepsilon/\hbar} | \mathbf{x}_k \rangle \\ &\approx \langle \mathbf{x}_{k+1} | \mathbf{x}_k \rangle - \frac{i\varepsilon}{\hbar} \langle \mathbf{x}_{k+1} | \hat{H} | \mathbf{x}_k \rangle \\ &= \delta^D(\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k) - \frac{i\varepsilon}{\hbar} \left(\langle \mathbf{x}_{k+1} | \frac{\hat{\mathbf{p}}}{2m} | \mathbf{x}_k \rangle + V(\mathbf{x}_k) \delta^D(\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k) \right) \\ &= \int \frac{d^D \mathbf{p}}{(2\pi)^D} e^{i\mathbf{p} \cdot (\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k)/\hbar} \left(1 - \frac{i\varepsilon}{\hbar} H(\mathbf{p}, \mathbf{x}_k) \right) \\ &\approx \int \frac{d^D \mathbf{p}}{(2\pi)^D} e^{i\mathbf{p} \cdot (\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k)/\hbar} e^{-i\varepsilon H(\mathbf{p}, \mathbf{x}_k)/\hbar} \end{aligned}$$

が成り立つ。ここに、4 行目以降に登場する $H(\mathbf{p}, \mathbf{x}_k)$ は演算子ではなく c 数である。従って*3、

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{x}_f | \hat{U}(t_f, t_i) | \mathbf{x}_i \rangle &= \langle \mathbf{x}_f | e^{-i\hat{H}n\varepsilon/\hbar} | \mathbf{x}_i \rangle \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int \left(\prod_{k=1}^{n-1} d^D \mathbf{x}_k \right) \prod_{k=1}^{n-1} \langle \mathbf{x}_{k+1} | e^{-i\hat{H}\varepsilon/\hbar} | \mathbf{x}_k \rangle \\ &= \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \text{i.e. } \varepsilon \rightarrow 0}} \int \left(\prod_{k=1}^{n-1} \frac{d^D \mathbf{x}_k d^D \mathbf{p}_k}{(2\pi)^D} \right) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \varepsilon \sum_{k=1}^{n-1} \left(\mathbf{p}_k \cdot \frac{\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k}{\varepsilon} - H(\mathbf{p}_k, \mathbf{x}_k) \right) \right\} \quad (1.1.3) \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int \left(\prod_{k=1}^{n-1} \frac{d^D \mathbf{x}_k d^D \mathbf{p}_k}{(2\pi)^D} \right) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} dt (\mathbf{p} \cdot \dot{\mathbf{x}} - H(\mathbf{p}, \mathbf{x})) \right\} \\ &=: \int [d^D \mathbf{x} d^D \mathbf{p}] \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} dt (\mathbf{p} \cdot \dot{\mathbf{x}} - H(\mathbf{p}, \mathbf{x})) \right\} \end{aligned}$$

*2 定義から $t_i = t_0, t_f = t_n$ である。

*3 実は、(1.1.3) から次の行への移行は、厳密には単に記号的なものだと考えるべきである。というのも、 \mathbf{x}_k ($k = 1, \dots, n-1$) はそれぞれ独立に \mathbb{R}^D を動くので、 $(\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k)/\varepsilon$ は発散しても良いのである。つまり、次の行の $\dot{\mathbf{x}} := \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} (\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k)/\varepsilon$ は単に記号としてこう書いているだけに過ぎない。この件に関しては [2, 第 1 章, p.23] に言及がある。旧版には書いていないので注意。

ただし $\int [d^D \mathbf{x} d^D \mathbf{p}] := \lim_{n \rightarrow \infty} \int \left(\prod_{k=1}^{n-1} \frac{d^D \mathbf{x}_k d^D \mathbf{p}_k}{(2\pi)^D} \right)$ は経路積分の測度である。ハミルトニアン \mathcal{H} の \mathbf{p} 依存性は運動項のみなので、(1.1.3) において \mathbf{p}_k 積分を先に実行することができる：

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{x}_f | \hat{U}(t_f, t_i) | \mathbf{x}_i \rangle &= \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \text{i.e. } \varepsilon \rightarrow 0}} \int \left(\prod_{k=1}^{n-1} \frac{d^D \mathbf{x}_k d^D \mathbf{p}_k}{(2\pi)^D} \right) \\ &\quad \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \varepsilon \sum_{k=1}^{n-1} \left(-\frac{1}{2m} \left(\mathbf{p}_k - m \frac{\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k}{\varepsilon} \right)^2 + \frac{m}{2} \left(\frac{\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k}{\varepsilon} \right)^2 - V(\mathbf{x}_k) \right) \right\} \\ &= \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \text{i.e. } \varepsilon \rightarrow 0}} \int \left(\prod_{k=1}^{n-1} \left(\frac{m\hbar}{2\pi i \varepsilon} \right)^{D/2} d^D \mathbf{x}_k \right) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \varepsilon \sum_{k=1}^{n-1} \left(\frac{m}{2} \left(\frac{\mathbf{x}_{k+1} - \mathbf{x}_k}{\varepsilon} \right)^2 - V(\mathbf{x}_k) \right) \right\} \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \int \left(\prod_{k=1}^{n-1} \left(\frac{m\hbar}{2\pi i \varepsilon} \right)^{D/2} d^D \mathbf{x}_k \right) \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} dt \left(\frac{m}{2} \dot{\mathbf{x}}^2 - V(\mathbf{x}) \right) \right\} \\ &=: \int [d^D \mathbf{x}] \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_i}^{t_f} L[\mathbf{x}(t), \dot{\mathbf{x}}(t)] dt \right\} \end{aligned}$$

これがまさに求めたい形 (1.1.2) である。

1.2 2つの同種粒子

次に、 $D(\geq 2)$ 次元 Euclid 空間^{*4} \mathbb{R}^D 内に2つの同種粒子が存在する量子系 \mathcal{H} を考える。簡単のためこの節では粒子の内部自由度はないとする。

1.2.1 粒子の配位

この系における粒子の配位 (configuration) を記述する方法を考察しよう。いま、*coincidences* と呼ばれる集合を $\Delta := \{(\mathbf{x}, \mathbf{x}) \mid \mathbf{x} \in \mathbb{R}^D\}$ で定義する。内部自由度がないという仮定により、勝手な1つの $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \in (\mathbb{R}^D)^2 \setminus \Delta$ に対応する \mathcal{H} の元が一意に定まる。それを $|\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2\rangle \in \mathcal{H}$ と書こう^{*5}。ここで、いわゆる粒子の不可弁別性により2つのケット $|\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2\rangle, |\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_1\rangle$ が同じ物理状態^{*6}を表していることに注意する。このため、集合 $(\mathbb{R}^D)^2 \setminus \Delta$ の上の同値関係 \sim を

$$\sim \stackrel{\text{def}}{\iff} (\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \sim (\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_1)$$

と定義し、**配位空間** (configuration space) \mathcal{C} としては^{*7}商集合 $((\mathbb{R}^D)^2 \setminus \Delta) / \sim$ を選ぶのが良い^{*8}。

^{*4} つまり、空間の Riemann 計量の成分は δ_{ij} であるとする。

^{*5} 写像 $|\cdot\rangle : (\mathbb{R}^D)^2 \rightarrow \mathcal{H}$ は全単射ではある。

^{*6} すなわち、Hilbert 空間の元としては $U(1)$ 位相がかかるという違いしかない。

^{*7} 写像 $\mathcal{C} \rightarrow \mathcal{H}, [(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)] \mapsto |\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2\rangle$ は代表元の取り方に依存するので well-defined でないが、この写像は \mathcal{C} から Hilbert 空間 \mathcal{H} の射線 (ray) 全体が成す集合への写像だと思うことで well-defined な全単射になる。 \mathcal{C} のことを配位空間と呼ぶのはこのためだと思われる。

^{*8} というよりも実は、位相幾何学においては位相空間 \mathcal{C} のことを \mathbb{R}^D の2次の **(unordered) configuration space** と呼ぶ ([https://en.wikipedia.org/wiki/Configuration_space_\(mathematics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Configuration_space_(mathematics)))。 \mathbb{R}^D を一般の位相空間に置き換えても良い。

以降では、同値類^a $[(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)] \in \mathcal{C}$ の代表元として

$$y_1^1 < y_2^1$$

$$\text{または } y_1^1 = y_2^1, y_1^2 < y_2^2$$

$$\text{または } \dots$$

$$\text{または } y_1^1 = y_2^1, \dots, y_1^{D-1} = y_2^{D-1}, y_1^D < y_2^D$$

を充たす $(\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2) \in [(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)]$ を使う.

^a $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \in (\mathbb{R}^D)^2 \setminus \Delta$ の \sim による同値類を $[(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)]$ と書く.

1.2.2 配位空間上の経路

この系を経路積分によって量子化する際、積分すべき経路とは配位空間 \mathcal{C} 上の連続曲線、すなわち連続写像 $l: [t_i, t_f] \rightarrow \mathcal{C}$ のことである. 始点 $l(t_i) = [(\mathbf{x}_{1i}, \mathbf{x}_{2i})] =: \mathbf{x}_i$ および終点 $l(t_f) = [(\mathbf{x}_{1f}, \mathbf{x}_{2f})] =: \mathbf{x}_f$ を固定した経路全体がなすホモトピー集合を $\Pi\mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f)$ と書こう. $\forall \mathbf{x}_i, \mathbf{x}_m, \mathbf{x}_f \in \mathcal{C}$ に対して, \mathbf{x}_i と \mathbf{x}_m を繋ぐ経路 l_0 と \mathbf{x}_m と \mathbf{x}_f を繋ぐ経路 l_1 の積と呼ばれる \mathbf{x}_i と \mathbf{x}_f を繋ぐ経路 $l_1 \cdot l_0$ を

$$(l_1 \cdot l_0)(t) := \begin{cases} l_0(2t - t_i), & t \in [t_i, \frac{t_i+t_f}{2}] \\ l_1(2t - t_f), & t \in [\frac{t_i+t_f}{2}, t_f] \end{cases}$$

と定義し, \mathbf{x}_f から \mathbf{x}_i へむかう逆の経路を

$$(l^{-1})(t) := l(t_i + t_f - t)$$

と定義する. このとき, ホモトピー類の well-defined な積が

$$\begin{aligned} *: \Pi\mathcal{C}(\mathbf{x}_m, \mathbf{x}_f) \times \Pi\mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_m) &\longrightarrow \Pi\mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f), \\ ([l_1], [l_0]) &\longmapsto [l_1 \cdot l_0] \end{aligned}$$

と定義され, 以下の性質を充たす.

補題 1.1:

$\forall \mathbf{x}_i, \mathbf{x}_m, \mathbf{x}_n, \mathbf{x}_f \in \mathcal{C}$ に対して以下が成り立つ:

(1) $\forall [l_0] \in \Pi\mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_m), \forall [l_1] \in \Pi\mathcal{C}(\mathbf{x}_m, \mathbf{x}_n), \forall [l_2] \in \Pi\mathcal{C}(\mathbf{x}_n, \mathbf{x}_f)$ に対して

$$([l_2] * [l_1]) * [l_0] = [l_2] * ([l_1] * [l_0])$$

(2) 定数写像 $[t_i, t_f] \rightarrow \mathcal{C}, t \mapsto \mathbf{x}$ のホモトピー類を $\mathbb{1}_{\mathbf{x}}$ と書くとき, $\forall [l] \in \Pi\mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f)$ に対して

$$[l] * \mathbb{1}_{\mathbf{x}_i} = \mathbb{1}_{\mathbf{x}_f} * [l]$$

(3) $\forall [l] \in \Pi\mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f)$ に対して

$$[l^{-1}] * [l] = \mathbb{1}_{\mathbf{x}_i}, \quad [l] * [l^{-1}] = \mathbb{1}_{\mathbf{x}_f}$$

つまり、始点と終点がつながっていさえすれば、集合 $\Pi C := \bigcup_{\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f \in C} \Pi C(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f)$ は積 $*$ に関して群のよう
に振る舞う^{*9}。特に $\mathbf{x}_i = \mathbf{x}_f = \mathbf{x}$ のとき $\Pi C(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f)$ は**基本群** (fundamental group) または 1 次**のホモト
ピー群**と呼ばれ、 $\pi_1(C, \mathbf{x})$ と書かれる。

補題 1.2:

基本群は群である。

証明 始点と終点が一致しているので、 $\forall [l_0], [l_1] \in \pi_1(C, \mathbf{x})$ に対して積 $[l_0] * [l_1]$ が定義されている。 ■

今考えている系に関して言えば、群 $\pi_1(C, \mathbf{x})$ の位数は $\forall \mathbf{x} \in C$ に対して常に 2 であり、 \mathbb{Z}_2 と同型である。

1.2.3 経路積分による量子化

配位空間 C 上の始点と終点をそれぞれ $[(\mathbf{x}_{1i}, \mathbf{x}_{2i})] =: \mathbf{x}_i$, $[(\mathbf{x}_{1f}, \mathbf{x}_{2f})] =: \mathbf{x}_f$ に固定する。時刻 t_i から t_f
までの系の時間発展演算子を $\hat{U}(t_f, t_i)$ と書くと、プロパゲーターは素朴に

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{x}_{1f}, \mathbf{x}_{2f} | \hat{U}(t_f, t_i) | \mathbf{x}_{1i}, \mathbf{x}_{2i} \rangle &= \mathcal{N} \sum_{l \in \{ \text{ct. maps } [t_i, t_f] \rightarrow C \}} e^{iS[l]/\hbar} \\ &= \mathcal{N} \left(\sum_{l \text{ s.t. } [l]=+1} + \sum_{l \text{ s.t. } [l]=-1} \right) e^{iS[l]/\hbar} \end{aligned} \quad (1.2.1)$$

と計算される。これは以下の 2 つの性質を充たさねばならない：

- $\hat{U}(t_f, t_i)$ はユニタリ演算子
- 時刻 $\forall t_m \in [t_i, t_f]$ に対して、

$$\langle \mathbf{x}_{1f}, \mathbf{x}_{2f} | \hat{U}(t_f, t_i) | \mathbf{x}_{1i}, \mathbf{x}_{2i} \rangle = \int d\mathbf{x}_{1m} d\mathbf{x}_{2m} \langle \mathbf{x}_{1f}, \mathbf{x}_{2f} | \hat{U}(t_f, t_m) | \mathbf{x}_{1m}, \mathbf{x}_{2m} \rangle \langle \mathbf{x}_{1m}, \mathbf{x}_{2m} | \hat{U}(t_m, t_i) | \mathbf{x}_{1i}, \mathbf{x}_{2i} \rangle \quad (1.2.2)$$

逆に (1), (2) を充たすような (1.2.1) の最右辺には他の可能性もある。それは例えば

$$\begin{aligned} &\langle \mathbf{x}_{1f}, \mathbf{x}_{2f} | \hat{U}(t_f, t_i) | \mathbf{x}_{1i}, \mathbf{x}_{2i} \rangle \\ &= \mathcal{N} \left(\sum_{l \text{ s.t. } [l]=+1} - \sum_{l \text{ s.t. } [l]=-1} \right) e^{iS[l]/\hbar} \end{aligned} \quad (1.2.3)$$

^{*9} ΠC は位相空間 C の**基本垂群** (fundamental groupoid) と呼ばれる。

である。というのも、このとき ΠC の積の性質（補題 1.1）および \mathbb{Z}_2 との類似から

$$\begin{aligned}
& \int d\mathbf{x}_{1m} d\mathbf{x}_{2m} \langle \mathbf{x}_{1f}, \mathbf{x}_{2f} | \hat{U}(t_f, t_m) | \mathbf{x}_{1m}, \mathbf{x}_{2m} \rangle \langle \mathbf{x}_{1m}, \mathbf{x}_{2m} | \hat{U}(t_m, t_i) | \mathbf{x}_{1i}, \mathbf{x}_{2i} \rangle \\
& \propto \int d\mathbf{x}_{1m} d\mathbf{x}_{2m} \left(\sum_{l_{m \rightarrow f} \text{ s.t. } [l_{m \rightarrow f}] = +1} - \sum_{l_{m \rightarrow f} \text{ s.t. } [l_{m \rightarrow f}] = -1} \right) e^{iS[l_{m \rightarrow f}]/\hbar} \left(\sum_{l_{i \rightarrow m} \text{ s.t. } [l_{i \rightarrow m}] = +1} - \sum_{l_{i \rightarrow m} \text{ s.t. } [l_{i \rightarrow m}] = -1} \right) e^{iS[l_{i \rightarrow m}]/\hbar} \\
& = \int d\mathbf{x}_{1m} d\mathbf{x}_{2m} \left(\sum_{[l_{m \rightarrow f}] = +1} \sum_{[l_{i \rightarrow m}] = -1} e^{i(S[l_{m \rightarrow f}] + S[l_{i \rightarrow m}])/\hbar} + \sum_{[l_{m \rightarrow f}] = -1} \sum_{[l_{i \rightarrow m}] = -1} e^{i(S[l_{m \rightarrow f}] + S[l_{i \rightarrow m}])/\hbar} \right) \\
& \quad - \int d\mathbf{x}_{1m} d\mathbf{x}_{2m} \left(\sum_{[l_{m \rightarrow f}] = +1} \sum_{[l_{i \rightarrow m}] = -1} e^{i(S[l_{m \rightarrow f}] + S[l_{i \rightarrow m}])/\hbar} + \sum_{[l_{m \rightarrow f}] = -1} \sum_{[l_{i \rightarrow m}] = +1} e^{i(S[l_{m \rightarrow f}] + S[l_{i \rightarrow m}])/\hbar} \right) \\
& = \int d\mathbf{x}_{1m} d\mathbf{x}_{2m} \sum_{[l_{m \rightarrow f} \cdot l_{i \rightarrow m}] = +1} e^{iS[l_{m \rightarrow f} \cdot l_{i \rightarrow m}]/\hbar} - \int d\mathbf{x}_{1m} d\mathbf{x}_{2m} \sum_{[l_{m \rightarrow f} \cdot l_{i \rightarrow m}] = -1} e^{iS[l_{m \rightarrow f} \cdot l_{i \rightarrow m}]/\hbar} \\
& = \left(\sum_{l_{i \rightarrow f} \text{ s.t. } [l_{i \rightarrow f}] = +1} - \sum_{l_{i \rightarrow f} \text{ s.t. } [l_{i \rightarrow f}] = -1} \right) e^{iS[l_{i \rightarrow f}]/\hbar}
\end{aligned}$$

が成り立ち (2) が充たされるのである。ただし、2 つめの等号で $S[l_{m \rightarrow f}] + S[l_{i \rightarrow m}] = S[l_{m \rightarrow f} \cdot l_{i \rightarrow m}]$ を使った。(1.2.3) はフェルミオンの経路積分を表す。

1.3 同種粒子多体系

次に $D(\geq 2)$ 次元 Euclid 空間 \mathbb{R}^D 内に N 個の同種粒子が存在する量子系 \mathcal{H} を考える。簡単のためこの節でも粒子の内部自由度はないとし、粒子の生成・消滅は考えない。

経路積分による量子化では、2 粒子の場合と同様の議論ができる。まず配位空間 \mathcal{C} は、集合 $(\mathbb{R}^D)^N \setminus \Delta$ の上の同値関係

$$\sim \stackrel{\text{def}}{\iff} (\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N) \sim (\mathbf{x}_{\sigma(1)}, \mathbf{x}_{\sigma(2)}, \dots, \mathbf{x}_{\sigma(N)}), \quad \forall \sigma \in \mathfrak{S}_N$$

による^{*10}商集合 $((\mathbb{R}^D)^N \setminus \Delta) / \sim$ として定義される。積分すべき経路のホモトピー類は基本垂群 ΠC をなす。また、経路の世界線^{*11}を考えることでこれは $D+1$ 次元空間を動く、互いに交わらない N 本の曲線とみなすこともできる。適当な基点 $\mathbf{x} \in (\mathbb{R}^D)^N \setminus \Delta$ を取ってきて基本群 $\pi_1(\mathcal{C}, \mathbf{x})$ を考えれば良い。

1.3.1 $D = 2$ の場合：組み紐群

^{*10} \mathfrak{S}_N は N 次の対称群。従って一つの同値類は $N!$ 個の $(\mathbb{R}^D)^N \setminus \Delta$ の元からなる。 \mathfrak{S}_N の作用による軌道空間と見ても良い。

^{*11} つまり、 $D+1$ 次元の粒子の軌跡。

空間次元が $D = 2$ の場合, $\pi_1(\mathcal{C}, \mathbf{x})$ は (Artin の) **組み紐群** (braid group) B_N と呼ばれる.

定義 1.1: 組み紐群 (代数的)

語 (word) $\{\sigma_1, \dots, \sigma_{N-1}\}$ で生成され, 関係式

$$\begin{aligned} \sigma_i \sigma_{i+1} \sigma_i &= \sigma_{i+1} \sigma_i \sigma_{i+1} & 1 \leq i \leq N-2 \\ \sigma_i \sigma_j &= \sigma_j \sigma_i & |i-j| > 1, 1 \leq i, j \leq N-1 \end{aligned}$$

を満たす群を **Artin の組み紐群** (Artin braid group), もしくは単に**組み紐群** (braid group) と呼ぶ.

B_N の代数的な定義 1.1 と, 位相幾何学的な定義 $\pi_1(\mathcal{C}, \mathbf{x})$ が同型であることは, 例えば [3] に証明がある. 生成元 σ_i を図として表示するとわかりやすい. この場合, B_N の積とは単に組み紐を下から上へ^{*12}繋げることに他ならない.

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \text{diagram} & \sigma_2 &= \text{diagram} & \sigma_3 &= \text{diagram} \\ \sigma_1^{-1} &= \text{diagram} & \sigma_2^{-1} &= \text{diagram} & \sigma_3^{-1} &= \text{diagram} \end{aligned}$$

図 1.1: B_4 の生成元の表示. [1, p.29, Fig. 3.4] より引用.

組み紐不変量として特に重要なのが**巻き付き数** (winding number) である:

$$W := (\# \text{ of overcrossings}) - (\# \text{ of undercrossings})$$

1.3.2 $D = 3$ の場合: 対称群

空間次元が $D = 3$ の場合, $\pi_1(\mathcal{C}, \mathbf{x})$ の様子は $D = 2$ の場合と大きく異なる.

命題 1.1:

S^1 の \mathbb{R}^3 への任意の 2 つの埋め込みは, それらを \mathbb{R}^4 への埋め込みと見做すことで同位になる.

命題 1.1 により, $D = 3$ のとき $\pi_1(\mathcal{C}, \mathbf{x}) = \mathfrak{S}_N$ であることが分かる.

^{*12} 文献によって上下がまちまちである.

1.3.3 経路積分の構成

$N = 2$ の場合と同様に考える．経路積分の終点と始点を $\{\mathbf{x}\}_i, \{\mathbf{x}\}_f \in \mathcal{C}$ に固定する．まず簡単のため $\{\mathbf{x}\}_i = \{\mathbf{x}\}_f =: \{\mathbf{x}\}$ とすると,

$$\langle \{\mathbf{x}\}_f | \hat{U}(t_f, t_i) | \{\mathbf{x}\}_i \rangle = \mathcal{N} \sum_{[l] \in \pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\})} \rho([l]) \sum_{m \in [l]} e^{iS[m]/\hbar}$$

とすれば条件 (1.2.2) が充たされる．ただしユニタリ性の条件を充たすため, 群準同型 $\rho: \pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\}) \rightarrow \text{GL}(V)$ は基本群 $\pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\})$ の ユニタリ表現 にとる．

1.3.4 1次元表現 (可換な例)

まず ρ が $\pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\})$ の 1次元ユニタリ表現である場合を考える．つまり, 群準同型 $\rho: \pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\}) \rightarrow \text{U}(1)$ としてあり得るものを全て列挙することを試みる．

【例 1.3.1】2 + 1 次元の場合

$\pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\}) = B_N$ である． $N - 1$ 個の $\text{U}(1)$ の元の組 $\{g_1, \dots, g_{N-1}\}$ であって定義 1.1 の関係式を充たすものを見つければ良い． $\text{U}(1)$ は可換群なので 2 つ目の関係式は常に成り立つ．1 つ目の関係式が成り立つ必要十分条件は $g_1 = g_2 = \dots = g_{N-1} = e^{i\theta}$ ($\theta \in \mathbb{R}$ は任意) である． $1 \leq \forall i \leq N - 1$ に対して $W(\sigma_i) = 1$ であることから,

$$\rho_\theta(g) := e^{i\theta W(g)} \quad (\forall \theta \in \mathbb{R})$$

によって全ての表現が尽くされた．

- $\theta = 0$ のとき $\rho_\theta: g \mapsto 1$ であり, **ボゾン**
- $\theta = \pi$ のとき $\rho_\theta: g \mapsto (-1)^{W(g)}$ であり, **フェルミオン**
- 他の $\theta \in \mathbb{R}$ に対応する ρ_θ による統計性は**エニオン** (anyons), もしくは**分数統計** (fractional statistics) と呼ばれる．特に $\text{U}(1)$ が可換群なので**可換エニオン** (abelian anyons) という．

【例 1.3.2】3 + 1 次元の場合

$\pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\}) = \mathfrak{S}_N$ である．定義 1.1 の関係式に $\sigma_i^2 = 1$ を追加したものが \mathfrak{S}_N の Coxeter presentation となる．つまり, 【例 1.3.1】において $\theta = 0, \pi$ の場合のみがあり得る．これはボゾンとフェルミオンであり, $N = 2$ の場合に考察した例の一般化になっている．

1.3.5 より高次元の表現 (非可換な場合)

粒子の内部自由度を考慮しよう．具体的には, $D(\geq 2)$ 次元 Euclid 空間 \mathbb{R}^D 内に N 個の同種粒子が存在する量子系 \mathcal{H} において内部自由度を指定する添字集合 \mathcal{I} が存在して, 写像

$$|\cdot\rangle: ((\mathbb{R}^D)^N \setminus \Delta) \times \mathcal{I} \longrightarrow \mathcal{H}, ((\mathbf{x}), i) \longmapsto |\{\mathbf{x}\}; i\rangle$$

が全単射となるような状況を考える^{*13}。このとき $\forall \{\mathbf{x}\}_i, \{\mathbf{x}\}_f \in \mathcal{C}, \forall i, j \in \mathcal{I}$ に対するプロパゲーター

$$\langle \{\mathbf{x}\}_f; i | \hat{U}(t_f, t_i) | \{\mathbf{x}\}_i; j \rangle = \mathcal{N} \sum_{[l] \in \pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\})} [\rho([l])]_{ij} \sum_{m \in [l]} e^{iS[m]/\hbar}$$

を計算する必要がある。ここに、 $\#\mathcal{I} = M < \infty$ のとき群準同型

$$\rho: \pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\}) \longrightarrow \mathrm{U}(M) \subset \mathrm{GL}(\mathbb{C}, M)$$

は $\pi_1(\mathcal{C}, \{\mathbf{x}\})$ の M 次元ユニタリ表現であり、 $[\rho([l])]_{ij}$ というのは $M \times M$ ユニタリ行列 $\rho([l])$ の第 (i, j) 成分という意味である。一方 $\#\mathcal{I} = \infty$ のとき ρ は無限次元表現となる。

【例 1.3.3】2 + 1 次元の場合

特に空間次元が $D = 2$ のとき、 ρ は B_N の M 次元ユニタリ表現である。このような統計性を持つ粒子のことを**非可換エニオン** (nonabelian anyon) と呼ぶ^a。

^a $\mathrm{U}(M)$ が非可換群なので

【例 1.3.4】3 + 1 次元の場合

特に空間次元が $D = 3$ のとき、 ρ は \mathfrak{S}_N の M 次元ユニタリ表現である。このような統計性を持つ粒子のことを **parastatistics** と呼ぶが、実は暗に存在する付加的な制約のせいでボゾンかフェルミオン、もしくはいくつか内部自由度が追加されるかしか許されることが示されている [4, Appendix B]。このことについては後述する。しかし、粒子の描像を捨てて弦を考えるなどすると「面白い」例が得られるかもしれない。

^{*13} ややこしいが、定義域を同値関係で割る前なので (\mathbf{x}) と表記した。

第 2 章

Chern-Simons 理論の導入

この章は [1, Chapter4, 5] に相当する.

2.1 Charge-Flux composite

2.1.1 Aharonov-Bohm 効果

空間を表す多様体を Σ と書く. 電荷 q を持つ 1 つの粒子からなる系を考えよう. この系に静磁場をかけたとき, 粒子の古典的作用は自由粒子の項 S_0 と, 粒子と場の結合を表す項とに分かれる:

$$S[l] = S_0[l] + q \int_{t_i}^{t_f} dt \dot{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{A} = S_0[l] + q \int_l d\mathbf{x} \cdot \mathbf{A}$$

ただし $l: [t_i, t_f] \rightarrow \Sigma$ は粒子の軌跡を表す.

ここで, いつもの 2 重スリットを導入する. 粒子が $\mathbf{x}_i = \mathbf{x}(t_i)$ から出発して $\mathbf{x}_f = \mathbf{x}(t_f)$ に到達するとき, これらの 2 点を結ぶ経路全体の集合 $\mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_t)$ のホモトピー類は, スリット 1, 2 を通る経路それぞれでちょうど 2 つある. i.e. プロパゲーターは経路積分によって

$$\sum_{l \in \mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_t) \text{ s.t. slit 1}} e^{iS_0[l]/\hbar + i(q/\hbar) \int_l d\mathbf{x} \cdot \mathbf{A}} + \sum_{l \in \mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_t) \text{ s.t. slit 2}} e^{iS_0[l]/\hbar + i(q/\hbar) \int_l d\mathbf{x} \cdot \mathbf{A}}$$

と計算される. 第 1 項と第 2 項の位相差は, 片方の経路の逆をもう片方に足すことでできる閉曲線 ∂S について

$$\exp \left[\frac{iq}{\hbar} \oint_{\partial S} d\mathbf{x} \cdot \mathbf{A} \right] = \exp \left[\frac{iq}{\hbar} \int_S d\mathbf{S} \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) \right] = \exp \left[\frac{iq}{\hbar} \Phi_S \right]$$

となる^{*1}.

- (1) 磁束が $\Phi_0 = 2\pi\hbar/q$ の整数倍の時は, 位相シフトがない場合と物理的に区別がつかない.
- (2) 実は, 静止した電荷の周りに磁束を動かしても全く同じ位相シフトが引き起こされる [5].

^{*1} 粒子が侵入できない領域にのみ磁場がかかっているとする. なお, 粒子の配位空間が単連結でないことが本質的に重要である. このとき, 領域 S をホモトピーで 1 点に収縮することで, 無限に細い管状の磁束 (flux tube) の概念に到達する.

2.1.2 Charge-Flux composite としてのエニオン

荷電粒子と無限に細い磁束管 (flux tube) が互いに束縛し合って近接しているものを考える。この対を 2 次元系における、 (q, Φ) なるチャージを持つ 1 つの粒子と見做してみよう。

さて、粒子 $i (= 1, 2)$ がチャージ (q, Φ) を持つとしよう。この 2 つの同種粒子の配位空間の基本群は前章の議論から \mathbb{Z}_2 であり、

- (1) 粒子 1 を 2 の周りに 1 周させる操作
- (2) 粒子の交換を 2 回行う操作

の 2 つが同じホモトピー類に属することがわかる。故に、これら 2 つの操作で得られる位相シフトは等しい。操作 (1) による位相シフトは AB 効果によるもので、 $e^{2iq\Phi/\hbar}$ である*2。故に、この粒子が 1 回交換することによって得られる位相シフトは $e^{iq\Phi/\hbar}$ であるが、これは $\theta = q\Phi/\hbar$ なる可換エニオンの統計性である。

次に、エニオンのフュージョン (fusion) を経験的に導入する。これは、エニオン $(q_1, \Phi_1), (q_2, \Phi_2)$ が「融合」してエニオン $(q_1 + q_2, \Phi_1 + \Phi_2)$ になる、と言うものであり、今回の場合だと電荷、磁束の保存則に由来すると考えることができる。エニオン (q, Φ) と $(-q, -\Phi)$ がフュージョンすると $I := (0, 0)$ になるだろう。この I をエニオンの真空とみなし*3、 $(-q, -\Phi)$ のことを (q, Φ) の反エニオン (anti-anyon) と見做す。反エニオンをエニオンの周りに一周させたときの位相シフトが $e^{-2i\theta}$ になることには注意すべきである。

2.1.3 トーラス上のエニオンの真空

トーラス $T^1 := S^1 \times S^1$ の上のエニオン系の基底状態 (真空) を考える。

トーラスには非自明なサイクルがちょうど 2 つあるので、それらを C_1, C_2 とおく。そして系の時間発展演算子のうち、次のようなものを考える：

\hat{T}_1 ある時刻に C_1 の 1 点において粒子-反粒子対を生成し、それらを C_1 上お互いに反対向きに動かし、有限時間経過後に C_1 の対蹠点で対消滅させる。

\hat{T}_2 ある時刻に C_2 の 1 点において粒子-反粒子対を生成し、それらを C_2 上お互いに反対向きに動かし、有限時間経過後に C_2 の対蹠点で対消滅させる。

\hat{T}_1, \hat{T}_2 は非可換であり、基底状態への作用を考える限り、フュージョンダイアグラムと braiding の等式から

$$\hat{T}_2 \hat{T}_1 = e^{-i2\theta} \hat{T}_1 \hat{T}_2 \quad (2.1.1)$$

が成り立つことが分かる。然るに、基底状態が張る部分空間に制限すると $[T_1, H] = [T_2, H] = 0$ なので*4、基底状態が縮退していることがわかる。

さて、 T_i はユニタリなので、 $T_1 |\alpha\rangle = e^{i\alpha} |\alpha\rangle$ とおける。この時 (2.1.1) より

$$T_1(T_2 |\alpha\rangle) = e^{i(\alpha+2\theta)} T_2 |\alpha\rangle$$

*2 2 がつくのは、粒子 1 の q が粒子 2 の Φ の周りを 1 周する AB 効果だけでなく、粒子 1 の Φ が粒子 2 の q の周りを 1 周する AB 効果の寄与があるからである。一般に、粒子 i のチャージが (q_i, Φ_i) ならば $e^{i(q_1\Phi_2 + q_2\Phi_1)/\hbar}$ の位相シフトが起こる。

*3 しかし、 I のことは粒子として捉える。

*4 基底状態 $|0\rangle$ と $\hat{T}_1 |0\rangle$ は同じエネルギーである。

である。つまり、 $|\alpha\rangle$ が基底状態ならば $|\alpha + 2\theta\rangle = T_2 |\alpha\rangle$ もまた基底状態である。この操作を続けて、基底状態 $|\alpha + 2n\theta\rangle = (T_2)^n |\alpha\rangle$ ($n \in \mathbb{Z}_{\geq 0}$) を得る。特に $\theta = \pi p/m$ (p, m は互いに素) である場合を考えると、基底状態は m 重縮退を示している。

2.2 可換 Chern-Simons 理論

ゲージ場^{*5} $a_\alpha = (a_0, a_1, a_2)$ が印加された N 粒子 2 次元系であって、ラグランジアンが

$$L = L_0 + \int_{\Sigma} d^2x \left(\frac{\mu}{2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} a_\alpha \partial_\beta a_\gamma - j^\alpha a_\alpha \right) =: L_0 + \int_{\Sigma} d^2x \mathcal{L} \quad (2.2.1)$$

と書かれるものを考える。ただし、 L_0 は場と粒子の結合を無視したときの粒子のラグランジアンであり、空間を表す多様体を Σ で書いた。粒子 n はチャージ q_n を持つものとし、 $j^\alpha = (j^0, \mathbf{j})$ は

$$j^0(\mathbf{x}) := \sum_{n=1}^N q_n \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_n),$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{x}) := \sum_{n=1}^N q_n \dot{\mathbf{x}}_n \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_n)$$

と定義される粒子のカレントである。ラグランジアン密度 \mathcal{L} の第 1 項は場自身を記述し、第 2 項は場と粒子の結合を記述する。

2.2.1 ゲージ不変性

ラグランジアン (2.2.1) のゲージ不変性は次のようにしてわかる：ゲージ変換

$$a_\alpha \longrightarrow a_\alpha + \partial_\alpha \chi$$

による \mathcal{L} の変化は

$$\frac{\mu}{2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \partial_\alpha \chi \partial_\beta a_\gamma + \frac{\mu}{2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} a_\alpha \partial_\beta \partial_\gamma \chi + \cancel{\frac{\mu}{2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \partial_\alpha \chi \partial_\beta \partial_\gamma \chi} - j^\alpha \partial_\alpha \chi$$

であるから、空間積分を実行すると

$$\begin{aligned} & \int_{\Sigma} d^2x \frac{\mu}{2} \partial_\alpha (\epsilon^{\alpha\beta\gamma} \chi \partial_\beta a_\gamma) - \int_{\Sigma} d^2x \frac{\mu}{2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \chi \partial_\alpha \partial_\beta a_\gamma - \int_{\Sigma} d^2x \partial_\alpha (j^\alpha \chi) + \int_{\Sigma} d^2x \cancel{\partial_\alpha j^\alpha} \chi \\ &= \int_{\partial\Sigma} dS_\alpha \left(\frac{\mu}{2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \chi \partial_\beta a_\gamma - j^\alpha \chi \right) \end{aligned}$$

となる。ただしチャージの保存則 $\partial_\alpha j^\alpha = 0$ を使った。このことから、もし空間を表す多様体 Σ の境界が $\partial\Sigma = \emptyset$ ならば^{*6} ラグランジアンはゲージ不変である。

^{*5} 一般相対論に倣い、時空を表す多様体 \mathcal{M} の座標のうち時間成分を x^0 、空間成分を x^1, x^2 とする。

^{*6} このような多様体の中で重要なのが閉多様体 (closed manifold) である。

2.2.2 運動方程式

ラグランジアン密度 \mathcal{L} から導かれる Euler-Lagrange 方程式は

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial a_\alpha} = \partial_\beta \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\beta a_\alpha} \right)$$

である.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial a_\alpha} &= \frac{\mu}{2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \partial_\beta a_\gamma - j^\alpha, \\ \partial_\beta \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \partial_\beta a_\alpha} \right) &= \partial_\beta \left(\frac{\mu}{2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} a_\alpha \right) = -\frac{\mu}{2} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \partial_\beta a_\gamma \end{aligned}$$

なのでこれは

$$j^\alpha = \mu \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \partial_\beta a_\gamma$$

となる. 特に第 0 成分は, 「磁場」 $\mathbf{b} := \nabla \times \mathbf{a}$ を導入することで

$$\sum_{n=1}^N \frac{q_n}{\mu} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_n) = b^0$$

となる. つまり, 位置 \mathbf{x}_n に強さ q_n/μ の磁束管が点在している, という描像になり, charge-flux composite を説明できている.

2.2.3 プロパゲーター

簡単のため, 全ての粒子のチャージが等しく q であるとする. N 粒子の配位空間 \mathcal{C} における初期配位と終了時の配位をそれぞれ $\{\mathbf{x}_i\}, \{\mathbf{x}_f\}$ とし, それらを繋ぐ経路全体の集合を $\mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f)$ と書くと, プロパゲーターは経路積分によって

$$\sum_{l \in \mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f)} e^{iS_0[l]/\hbar} \int_{\mathcal{M}} \mathcal{D}a_\mu(x) e^{iS_{CS}[a_\mu(x)]/\hbar} e^{i(q/\hbar) \int_l dx^\alpha a_\alpha(x)}$$

と計算される. ここに $\mathcal{D}a_\mu(x)$ は汎関数積分の測度を表す. 詳細は後述するが, 場に関する汎関数積分を先に実行してしまうと, 実は

$$\sum_{l \in \mathcal{C}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_f)} e^{iS_0[l]/\hbar + i\theta W(l)}$$

の形になることが知られている. ここに $W(l)$ は, 経路 l の巻きつき数である. 経路に依存する位相因子 $e^{i\theta W(l)}$ 前章で議論した $\pi_1 \mathcal{C}$ の 1 次元ユニタリ表現そのものであり, エニオンの統計性が発現する機構が Chern-Simons 項により説明できることを示唆している.

2.2.4 真空中の可換 Chern-Simons 理論

粒子が存在しないとき、経路積分は

$$Z(\mathcal{M}) := \int_{\mathcal{M}} \mathcal{D}a_{\mu}(x) e^{iS_{\text{CS}}[a_{\mu}(x)]/\hbar}$$

の形をする。\$Z(\mathcal{M})\$ は \$\mathcal{M}\$ についてホモトピー不変であり、**分配関数** (partition function) と呼ばれる。\$Z(\mathcal{M})\$ が TQFT において重要な役割を果たすことを後の章で見る。

2.2.5 正準量子化

\$a_0 = 0\$ なるゲージをとると、ラグランジアン密度における Chern-Simons 項は \$-a_1\partial_0a_2 + a_2\partial_0a_1\$ の形になる。これは \$a_1\$ (resp. \$a_2\$) が \$a_2\$ (resp. \$a_1\$) の共役運動量であることを意味するので、正準量子化を行うならば

$$[a_1(\mathbf{x}), a_2(\mathbf{y})] = \frac{i\hbar}{\mu} \delta^2(\mathbf{x} - \mathbf{y})$$

を要請する^{*7}。

さて、このときトーラス \$T^2\$ 上の 2 つのサイクル \$C_1, C_2\$ に対して Wilson ループ

$$W_j = \exp \left(\frac{iq}{\hbar} \oint_{C_j} d\mathbf{x} \cdot \mathbf{a} \right)$$

を考える。\$[A, B]\$ が c 数である場合の BCH 公式から

$$W_1 W_2 = e^{iq^2/(\mu\hbar)} W_2 W_1$$

を得る。これは (2.1.1) を説明している。つまり、演算子 \$T_1, T_2\$ とは Wilson loop のことだったのである^{*8}。

2.3 非可換 Chern-Simons 理論

この節では自然単位系を使う。前節を一般化して、ゲージ場 \$a_{\mu}(x)\$ がある Lie 代数 \$\mathfrak{g}\$ に値をとるものとしよう。つまり、Lie 代数 \$\mathfrak{g}\$ の基底を \$\sigma_a/(2i)\$ とすると^{*9}

$$a_{\mu}(x) = a_{\mu}^a(x) \frac{\sigma_a}{2i}$$

と書かれるような状況を考える^{*10}。\$\sigma_a \in \mathfrak{g}\$ が一般に非可換であることから、このような理論は非可換 Chern-Simons 理論と呼ばれる。

時空多様体 \$\mathcal{M}\$ 上の閉曲線 \$l\$ に沿った **Wilson loop** は、**経路順序積** (path ordering) \$\mathcal{P}\$ を用いて

$$W_l := \text{Tr} \left[\mathcal{P} \exp \left(\oint_l dx^{\mu} a_{\mu}(x) \right) \right]$$

と定義される。Aharonov-Bohm 位相の一般化という気持ちであるが、経路 \$l\$ の異なる 2 点 \$x, y\$ を取ってきたときに \$a_{\mu}(x)\$ と \$a_{\mu}(x')\$ が一般に非可換であることが話をややこしくする。

^{*7} しかし、トーラス上の座標をどのように取るかと言うことは問題である。

^{*8} 疑問：座標の時間成分はどこへ行ったのか？

^{*9} 因子 \$1/(2i)\$ は物理学における慣習である。ややこしいことに、文献によってこの因子が異なる場合がある。

^{*10} ゲージ接続が Lie 代数に値をとる 1-形式である、ということ。

2.3.1 ゲージ不変性

非可換 Chern-Simons 理論におけるゲージ変換は、 $U: \mathcal{M} \rightarrow G$ を用いて

$$a_\mu(x) \longrightarrow U^{-1}(x)(a_\mu(x) + \partial_\mu)U(x) \quad (2.3.1)$$

の形をする。このゲージ変換が Wilson loop を不変に保つことを、無限小の場合に確認しておこう。

\mathcal{M} の任意の 2 点 $x, y \in \mathcal{M}$ を結ぶ曲線^{*11} $C: [0, 1] \rightarrow \mathcal{M}$ をとり、**Wilson line** を

$$\tilde{W}_C(x, y) := \mathcal{P} \exp \left(\int_C dx^\mu a_\mu(x) \right)$$

で定義する。無限小だけ離れた 2 点 $x, x + dx$ を取ってくると

$$\tilde{W}_C(x, x + dx) = 1 + a_\mu(x) dx^\mu$$

と書けるので、

$$\begin{aligned} \tilde{W}_C(x, x + dx) &\longrightarrow U^{-1}(x) \tilde{W}_C(x, x + dx) U(x + dx) \\ &= U(x)^{-1} [1 + a_\mu(x) dx^\mu] [U(x) + \partial_\mu U(x) dx^\mu] \\ &= 1 + U^{-1}(x) [a_\mu + \partial_\mu] U(x) dx^\mu \end{aligned}$$

である^{*12}。

2.3.2 Chern-Simons 作用

いささか天下りのだが、**Chern-Simons action** を

$$S_{\text{CS}}[a_\mu] := \frac{k}{4\pi} \int_{\mathcal{M}} d^3x \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \text{Tr} \left[a_\alpha \partial_\beta a_\gamma + \frac{2}{3} a_\alpha a_\beta a_\gamma \right]$$

により定義する。第 2 項は可換な場合には必ず零になるので前節では登場しなかった。 S_{CS} が時空 \mathcal{M} の計量によらない^{*13}ことは、ゲージ場を 1-形式 a として書き表したときに

$$S_{\text{CS}}[a] = \frac{k}{4\pi} \int_{\mathcal{M}} \text{Tr} \left(a \wedge da + \frac{2}{3} a \wedge a \wedge a \right)$$

と書けることからわかる^{*14}。

S_{CS} にゲージ変換 (2.3.1) を施した結果は

$$\begin{aligned} S_{\text{CS}}[a_\mu] &\longrightarrow S_{\text{CS}}[a_\mu] + 2\pi\nu k, \\ \text{w/ } \nu &:= \frac{1}{24\pi^2} \int_{\mathcal{M}} d^3x \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \text{Tr} [(U^{-1} \partial_\alpha U)(U^{-1} \partial_\beta U)(U^{-1} \partial_\gamma U)] \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

^{*11} 閉曲線でなくとも良い。閉曲線ならば Wilson loop と呼ばれる。

^{*12} 無限小の場合はゲージ不変であるように見えるが、一般に Wilson line 自身はゲージ不変ではない。

^{*13} 計量不変 (metric invariant) であると言う。

^{*14} ... と言うのは微妙に的を外している。より正確には $2+1$ 次元多様体 \mathcal{M} を教会に持つような 4 次元多様体 \mathcal{N} を用意し、 \mathcal{N} の作用 $S[a] := k/(4\pi) \int_{\mathcal{N}} \text{Tr}(F \wedge F)$ を部分積分することで S_{CS} の別の定義が与えられる。

となる。 ν は写像 $U: \mathcal{M} \rightarrow G$ の **巻きつき数** (winding number), もしくは **Pontryagin index** と呼ばれ, 常に整数値をとる. この極めて非自明な結果についても後述する. (2.3.2) から, S_{CS} は厳密にはゲージ不変ではない. 然るに, もし $k \in \mathbb{Z}$ ならば (このとき k の値は **level** と呼ばれる), 分配関数 $Z(\mathcal{M})$ がゲージ不変な形になってくれるので問題ない, と考える. $2+1$ 次元においては, 1 つのゲージ場からなる作用であって

- トポロジカル不変性 (i.e. 計量不変性)
- 上述の意味のゲージ不変性

の 2 つを充たすものは他にない.

2.3.3 Wilson loop と結び目不変量

Wilson loop の真空期待値が結び目不変量になることが知られている.

付録 A

結び目理論入門

定義 A.1: 結び目・絡み目

- **結び目** (knot) とは, 空間対 (S^3, S^1) であって S^1 が S^3 の滑らかな部分多様体になっているもののこと.
- n 成分**絡み目** (link) とは, 空間対 $(S^3, \underbrace{S^1 \amalg \cdots \amalg S^1}_n)$ であって $S^1 \amalg \cdots \amalg S^1$ が S^3 の滑らかな部分多様体になっているもののこと. n のことを**成分数**と呼ぶ.

定義 A.2: 結び目の同値

結び目 K_1, K_2 を与える. 以下の 2 つの定義は同値である.

- S^3 の向きを保つ自己同相写像 φ が存在して $\varphi(K_1) = K_2$ を満たすとき, K_1 と K_2 は**同値**であるという.
- S^3 の自己同相写像の族 $\{h_t: S^3 \rightarrow S^3\}_{t \in [0, 1]}$ が存在するとき, K_1 と K_2 は**全同位同値** (ambient isotopic) であるという:
 - $H: S^3 \times [0, 1] \rightarrow S^3, (x, t) \mapsto h_t(x)$ は連続写像
 - $h_0 = \text{id}_{S^3}$
 - $h_1(K_1) = K_2$

付録 B

ベクトル場の話

C^∞ 多様体の 1 つの極大 C^∞ アトラスを C^∞ 構造 (smooth structure) と呼ぶことにする. 集合 M の上に C^∞ 構造を与えるには, 例えば次のようにすればよい:

補題 B.1: C^∞ 構造の構成

- 集合 M
- M の部分集合族 $\{U_\lambda\}_{\lambda \in \Lambda}$
- 写像の族 $\{\varphi_\lambda: U_\lambda \rightarrow \mathbb{R}^n\}_{\lambda \in \Lambda}$

の 3 つ組であって以下の条件を充たすものを与える:

(DS-1) $\forall \lambda \in \Lambda$ に対して $\varphi_\lambda(U_\lambda) \subset \mathbb{R}^n$ は \mathbb{R}^n の開集合であり, $\varphi_\lambda: U_\lambda \rightarrow \varphi_\lambda(U_\lambda)$ は全単射である.

(DS-2) $\forall \alpha, \beta \in \Lambda$ に対して $\varphi_\alpha(U_\alpha \cap U_\beta), \varphi_\beta(U_\alpha \cap U_\beta) \subset \mathbb{R}^n$ は \mathbb{R}^n の開集合である.

(DS-3) $\forall \alpha, \beta \in \Lambda$ に対して, $U_\alpha \cap U_\beta \neq \emptyset$ ならば $\varphi_\beta \circ \varphi_\alpha^{-1}: \varphi_\alpha(U_\alpha \cap U_\beta) \rightarrow \varphi_\beta(U_\alpha \cap U_\beta)$ は C^∞ 級である.

(DS-4) 添字集合 Λ の可算濃度の部分集合 $I \subset \Lambda$ が存在して $\{U_i\}_{i \in I}$ が M の被覆になる.

(DS-5) $p, q \in M$ が $p \neq q$ ならば, ある $\lambda \in \Lambda$ が存在して $p, q \in U_\lambda$ を充たすか, またはある $\alpha, \beta \in \Lambda$ が存在して $U_\alpha \cap U_\beta = \emptyset$ かつ $p \in U_\alpha, q \in U_\beta$ を充たす.

このとき, M の C^∞ 構造であって, $\forall \lambda \in \Lambda$ に対して $(U_\lambda, \varphi_\lambda)$ を C^∞ チャートとして持つものが一意的に存在する.

証明 [6, p.21, Lemma 1.35] を参照. ■

参考文献

- [1] S. Simon, Topological quantum: Lecture notes and proto-book, 2021, Available at <http://www-thphys.physics.ox.ac.uk/people/SteveSimon/topological2021/TopoBook-Sep28-2021.pdf>.
- [2] 中原幹夫 and 佐久間一浩, 理論物理学のための幾何学とトポロジー I 原著第 2 版 (日本評論社, 2018).
- [3] E. Fadell and J. Van Buskirk, Bull. Amer. Math. Soc **67**, 211 (1961).
- [4] H. Halvorson and M. Mueger, arXiv e-prints , math (2006), [[math-ph/0602036](#)].
- [5] Y. Aharonov and A. Casher, Phys. Rev. Lett. **53**, 319 (1984).
- [6] J. M. Lee, *Introduction to Smooth Manifolds* (Springer, 2012).