グラディエントフロー厳密くりこみ群

鈴木博（九州大学）

2022 年 1 月 12 日 @ 京大理学部（オンライン）

- Hidenori Sonoda and H.S., PTEP **2021**, 023B05 (2021) [arXiv:2012.03568]
- Yuki Miyakawa and H.S., PTEP **2021**, 083B04 (2021) [arXiv:2106.11142]
- Yuki Miyakawa, Hidenori Sonoda and H.S., arXiv:2111.15529, to appear in PTEP
- Hidenori Sonoda and H.S., in preparation

ウィルソンの厳密くりこみ群 (ERG)

- スケール変換のもとでの応答を教える：

$$\langle \phi(x_1)\cdots\phi(x_n)\rangle_{S_\tau} \sim e^{\tau n(D-2)/2} Z_\tau^{n/2} \langle \phi(e^\tau x_1)\cdots\phi(e^\tau x_n)\rangle_{S_{\tau=0}} \,.$$

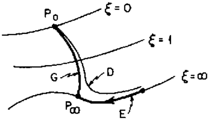

Fig. 12.6. Renormalization group trajectory

- （非摂動論的にも）場の量子論を構成する唯一の方法 “A theory of theories”
- $D = 4$ での非自明な固定点？
- 多フレーバー非可換ゲージ理論 (Banks–Zaks fixed point)；テクニカラーシナリオ？
- 漸近的安全（くりこみ可能）重力？
- これらの素粒子論で興味ある理論では、ゲージ対称性が基本的

ERG の具体形：スカラー場理論での Polchinski 方程式

- なめらかな運動量カットオフ、例えば

$$K(p/\Lambda) = e^{-p^2/\Lambda^2}$$

  を導入
- 運動量が Λ 以上のモードを integrate out して、Wilson 作用 $S_\Lambda[\phi]$ を得る：
- S_Λ を Λ で微分し、Λ を単位として全てを無次元化（Λ を 1 に置くことに対応）
- Polchinski 方程式（$\tau = -\ln\Lambda$）：

$$\frac{\partial}{\partial\tau} e^{S_\tau[\phi]} = \int_p \left[\left(2p^2 + \frac{D+2}{2} - \gamma_\tau + p\cdot\partial_p \right) \phi(p) \cdot \frac{\delta}{\delta\phi(p)} + (2p^2 + 1 - \gamma_\tau) \frac{\delta^2}{\delta\phi(p)\delta\phi(-p)} \right] e^{S_\tau[\phi]}.$$

  （ここでは $K(p)[1-K(p)] \to p^2$ と一般化し、異常次元 γ_τ も導入した）
- 非摂動論的なくりこみ群を定義

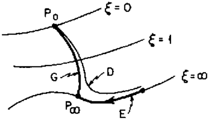

Fig. 12.6. Renormalization group trajector

ERG とゲージ対称性

- Polchinski 方程式はスカラー場理論ではうまく働く
- しかし、局所ゲージ変換

$$A^a_\mu(k) \to A^a_\mu(k) - k_\mu \chi^a(k) - i \int_q f^{abc} \chi^b(q) A^c_\mu(k-q).$$

$$\phi(p) \to \phi(p) - i \int_k \chi^a(k) T^a \phi(p-k),$$

  は異なった運動量のモードを混ぜるため、運動量カットオフは通常のゲージ対称性を壊してしまう
- 通常の ERG は通常のゲージ対称性を保てない
- ERG には変形されたゲージ対称性が存在する (Becchi, Ellwanger, Bonini–D'Attanasio–Marchesini, Reuter–Wetterich, Igarashi–Itoh–Sonoda) が、それは S_τ 自身に依存している
- 通常の ERG のゲージ不変な、特に非摂動論的な近似は極めて難しい（不可能？）
- 非自明固定点での臨界指数がゲージに依存、など
- 明白にゲージ不変な ERG は作れないか？

場の拡散による Wilson 作用の表示

- 一つ目の表示：

$$e^{S_\tau[\phi]} = \hat{s} \int [d\phi'] \prod_x \delta\left(\phi(x) - e^{\tau(D-2)/2} z_\tau \phi'(t; xe^\tau)\right) \hat{s}^{-1} e^{S_{\tau=0}[\phi']}.$$

ここで、$\hat{s}$ は “scrambler” (Sonoda, arXiv:1503.08578)

$$\hat{s} \equiv \exp\left[\frac{1}{2}\int d^D x \, \frac{\delta^2}{\delta\phi(x)\delta\phi(x)}\right],$$

で、$\phi'(t; x)$ は拡散方程式

$$\partial_t \phi'(t; x) = \partial^2 \phi'(t; x). \qquad \phi'(t=0; x) = \phi'(x), \qquad t \equiv e^{2\tau} - 1,$$

の解（ϕ' が初期値）。$\gamma_\tau = \partial_\tau \ln z_\tau$.

- 二つ目の表示：

$$e^{S_\tau[\phi]} = \int [d\phi'] \exp\left\{-\frac{1}{2}\int d^D x \left[\phi(x) - e^{\tau(D-2)/2} z_\tau \phi'(t; xe^\tau)\right]^2\right\} \hat{s}^{-1} e^{S_{\tau=0}[\phi']}.$$

- ERG と拡散方程式：Abe–Fukuma, Carosso–Hasenfratz–Neil, Matsumoto–Tanaka–Tsuchiya

これをゲージ共変な拡散方程式で置き換えたらどうなるか

- グラディエントフロー方程式 (Narayanan–Neuberger, Lüscher)：

$$\partial_t A^a_\mu(t;x) = D_\nu F^a_{\nu\mu}(t;x) = \partial^2 A^a_\mu(t;x) + \text{非線形項}, \qquad A^a_\mu(t=0;x) = A^a_\mu(x),$$

- フェルミオンの拡散方程式 (Lüscher)：

$$\partial_t \psi(t;x) = D_\mu D_\mu \psi(t;x), \qquad \psi(t=0;x) = \psi(x),$$
$$\partial_t \bar{\psi}(t;x) = \bar{\psi}(t;x) \overleftarrow{D}_\mu \overleftarrow{D}_\mu, \qquad \bar{\psi}(t=0;x) = \bar{\psi}(x),$$

- つまり

$$\begin{aligned} & e^{S_\tau[A,\psi,\bar{\psi}]} \\ & \equiv \hat{s} \int [dA' d\psi' d\bar{\psi}'] \prod_x \delta\left(A^a_\mu(x) - e^\tau g_\tau^{-1} A'^a_\mu(t;xe^\tau)\right) \\ & \qquad \times \delta\left(\psi(x) - e^{\tau(D-1)/2} z_{F_\tau} \psi'(t;xe^\tau)\right) \\ & \qquad\qquad \times \delta\left(\bar{\psi}(x) - e^{\tau(D-1)/2} z_{F_\tau} \bar{\psi}'(t;xe^\tau)\right) \hat{s}^{-1} e^{S_{\tau=0}[A',\psi',\bar{\psi}']} \end{aligned}$$

とする。ここで scrambler は

$$\hat{s} \equiv \exp\left[\int d^D x\, \frac{1}{2} \frac{\delta^2}{\delta A^a_\mu(x) \delta A^a_\mu(x)}\right] \exp\left[-i \int d^D x\, \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta\psi(x)} \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta\bar{\psi}(x)}\right].$$

グラディエントフロー厳密くりこみ群（GFERG と呼んでいます）

- 実際には、ゲージモードも拡散するように

$$
\begin{aligned}
\partial_t A_\mu^a(t;x) &= D_\nu F_{\nu\mu}^a(t;x) + \alpha_0 D_\mu \partial_\nu A_\nu^a(t;x),\\
\partial_t \psi(t;x) &= \left[D_\mu D_\mu - \alpha_0 \partial_\mu A_\mu(t;x)\right]\psi(t;x)\\
\partial_t \bar{\psi}(t;x) &= \bar{\psi}(t;x)\left[\overleftarrow{D}_\mu \overleftarrow{D}_\mu + \alpha_0 \partial_\mu A_\mu(t;x)\right].
\end{aligned}
$$

- τ 発展のもとで、明白なゲージ対称性が保存される：$S_{\tau=0}$ が

$$
\begin{aligned}
&A_\mu^a(x) \to A_\mu^a(x) + i\partial_\mu \chi^a(x) + ig_\tau f^{abc} A_\mu^b(x)\chi^c(x),\\
&\psi(x) \to \psi(x) - ig_\tau \chi^a(x) T^a \psi(x), \qquad \bar{\psi}(x) \to \bar{\psi}(x) + ig_\tau \chi^a(x)\bar{\psi}(x) T^a,
\end{aligned}
$$

の $\tau = 0$ のもとで不変ならば、S_τ も不変である。
- τ 発展のもとで、変形されたカイラル対称性が保存される：$S_{\tau=0}$ が

$$
\int d^D x \left\{ S_\tau \frac{\overleftarrow{\delta}}{\delta\psi(x)} \gamma_5 \psi(x) + \bar{\psi}(x)\gamma_5 \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta\bar{\psi}(x)} S_\tau - 2 S_\tau \frac{\overleftarrow{\delta}}{\delta\psi(x)} \gamma_5 \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta\bar{\psi}(x)} S_\tau \right.
$$
$$
\left. + 2\,\mathrm{tr}\left[\gamma_5 \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta\bar{\psi}(x')} S_\tau \frac{\overleftarrow{\delta}}{\delta\psi(x)}\right]\right\} = 0,
$$

の $\tau = 0$ を満たすなら、S_τ も満たす。これは Ginsparg–Wilson 関係式の一般化

グラディエントフロー厳密くりこみ群 (GFERG)

- 明白なゲージ対称性と変形されたカイラル対称性を保つ
- 良いことばかりのようだが...
- 運動量カットオフを使わないので、汎関数積分の有限性が自明ではない：

$$\int [dA_\mu d\psi d\bar{\psi}]\, e^{S_\tau[A_\mu,\psi,\bar{\psi}]} A_{\mu_1}(x_1)\cdots A_{\mu_n}(x_n)\psi(y_1)\cdots\psi(y_m)\bar{\psi}(z_1)\cdots\bar{\psi}(z_l) < \infty ?$$

- スカラー場理論では有限性が言える
- ゲージ理論でも、グラディエントフローされた場の相関関数の有限性 (Lüscher–Weisz) を用いて（少なくとも Gauss 固定点の周りでは）有限性が議論できるのではと思っているが、まだ詰めていない。今後の課題

GFERG での Polchinski 方程式

- 定義式の τ 微分から、$\partial_\tau \ln g_\tau = (4-D)/2 - \gamma_\tau$ と $\partial_\tau \ln z_{F_\tau} = \gamma_{F_\tau}$ として

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial\tau} e^{S_\tau} \\
&= \int d^D x \, \frac{\delta}{g_\tau \delta A_\mu^a} \\
&\quad \times \left[-2D_\nu F_{\nu\mu}^a - 2\alpha_0 D_\mu \partial_\nu A_\nu^a - \left(\frac{D-2}{2} + \gamma_\tau + x \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) A_\mu^a \right] \Bigg|_{A \to g_\tau (A + \delta/\delta A)} e^{S_\tau} \\
&\quad + \int d^D x \, \mathrm{Tr} \left(2D_\mu D_\mu - 2\alpha_0 \partial_\mu A_\mu + \frac{D-1}{2} + \gamma_{F_\tau} + x \cdot \frac{\partial}{\partial x} \right) \Bigg|_{A \to g_\tau (A + \delta/\delta A)} \\
&\qquad\qquad \times \left(\psi + i \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta \bar{\psi}} \right) e^{S_\tau} \frac{\overleftarrow{\delta}}{\delta \psi} \\
&\quad + \int d^D x \, \mathrm{Tr} \, \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta \bar{\psi}} e^{S_\tau} \left(\bar{\psi} + i \frac{\overleftarrow{\delta}}{\delta \psi} \right) \\
&\qquad\qquad \times \left(2 \overleftarrow{D}_\mu \overleftarrow{D}_\mu + 2\alpha_0 \partial_\mu A_\mu + \frac{D-1}{2} + \gamma_{F_\tau} + \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial x} \cdot x \right) \Bigg|_{A \to g_\tau (A + \overleftarrow{\delta}/\delta A)} .
\end{aligned}
$$

- 場の 4 階までの汎関数微分を含んでいる（通常の ERG は 2 階まで）

摂動論的解析

- Gauss 固定点の周りで g_τ に関する摂動展開ができる
- $D=4$ 非可換純ゲージ理論で $O(g_\tau^2)$ までの解析を行った結果、ゲージ場の波動関数異常次元として

$$\gamma_\tau = -\frac{\beta_\tau}{2g_\tau^2} = -\frac{1}{(4\pi)^2}\frac{7}{2}C_A g_\tau^2$$

を得た（$C_A > 0$ は adjoint 表現の Dynkin index）(Sonoda–H.S., unpublished)。これは、期待される値

$$\gamma_\tau = -\frac{\beta_\tau}{2g_\tau^2} = -\frac{1}{(4\pi)^2}\frac{11}{3}C_A g_\tau^2$$

とは異なっている。

- 初期値 $S_{\tau=0}$ にゲージ固定と Faddeev–Popov ゴーストが必要に思われる：

$$\left\langle A_\mu^a(x)A_\nu^b(y)\right\rangle_0 \sim \delta^{ab}\int_k e^{ik(x-y)}\frac{1}{k^2}\left[\left(\delta_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)e^{-2tk^2}+\xi\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}e^{-2\alpha_0 tk^2}\right].$$

ゲージ固定なし $\to \xi=\infty$

ゲージ固定を伴う GFERG：まずは量子電磁力学 (QED)

- ゲージ固定と Faddeev–Popov ゴーストを導入する
- 拡散方程式は BRST 変換

$$
\begin{aligned}
\delta A_\mu(t;x) &= \eta \partial_\mu c(t;x), \\
\delta c(t;x) &= 0, \\
\delta \bar{c}(t;x) &= \eta \frac{1}{\xi_\tau} \partial_\mu A_\mu(t;x), \\
\delta \psi(t;x) &= i e_\tau \eta c(t;x) \psi(t;x), \qquad \delta \bar{\psi}(t;x) = -i e_\tau \eta c(t;x) \bar{\psi}(t;x),
\end{aligned}
$$

と consistent になるように（変換が引き継がれるように）

$$
\begin{aligned}
\partial_t A_\mu(t;x) &= \partial^2 A_\mu(t;x), \\
\partial_t c(t;x) &= \partial^2 c(t;x), \\
\partial_t \bar{c}(t;x) &= \partial^2 \bar{c}(t;x), \\
\partial_t \psi(t;x) &= \left[\partial^2 - 2 i e_\tau A_\mu(t;x) \partial_\mu - e_\tau^2 A_\mu(t;x) A_\mu(t;x)\right] \psi(t;x), \\
\partial_t \bar{\psi}(t;x) &= \left[\partial^2 + 2 i e_\tau A_\mu(t;x) \partial_\mu - e_\tau^2 A_\mu(t;x) A_\mu(t;x)\right] \bar{\psi}(t;x),
\end{aligned}
$$

とする（これらは $\alpha_0 = 1$ に対応している）

ゲージ固定を伴う GFERG：量子電磁力学 (QED)

- あとの構成は先ほどと parallel
- ゴーストの scrambler は

$$\hat{s} \equiv \cdots \exp\left[-\int d^D x\, \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta c(x)} \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta \bar{c}(x)}\right]$$

とする

- 明白なゲージ対称性の代わりに、明白な BRST 対称性

$$\begin{aligned}\int d^D x \Bigg\{ &-\partial_\mu \left[c(x) + \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta \bar{c}(x)}\right] \frac{\delta}{\delta A_\mu(x)} e^{S_\tau} \\ &- \frac{1}{\xi_\tau}\partial_\mu \left[A_\mu(x) + \frac{\delta}{\delta A_\mu(x)}\right] \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta \bar{c}(x)} e^{S_\tau} \\ &+ ie_\tau \left[c(x) + \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta \bar{c}(x)}\right] \bar{\psi}(x) \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta \bar{\psi}(x)} e^{S_\tau} \\ &- ie_\tau \left[c(x) + \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta \bar{c}(x)}\right] e^{S_\tau} \frac{\overleftarrow{\delta}}{\delta \psi(x)} \psi(x) \Bigg\} = 0,\end{aligned}$$

Ward–Takahashi (WT) 恒等式を保つ

- ただし、$\partial_\tau \xi_\tau = 2\gamma_\tau \xi_\tau$

変形されたゲージ対称性

- QED ではゴーストセクターは完全に decouple しており、$E(k)$ を任意関数として一般解は

$$S_{\mathrm{ghost}\tau} = -\int_k \bar{c}(-k) \frac{k^2}{E(e^{-\tau}k)e^{-2k^2} + k^2} c(k).$$

- これを WT 恒等式に代入すると

$$\frac{\xi_\tau E(e^{-\tau}k)e^{-2k^2} + k^2}{\xi_\tau E(e^{-\tau}k)e^{-2k^2}} k_\mu \frac{\delta S_I}{\delta A_\mu(k)} = e_\tau \int_p \left[\bar{\psi}(-p-k) \frac{\overrightarrow{\delta}}{\delta\bar{\psi}(-p)} S - S \frac{\overleftarrow{\delta}}{\delta\psi(p+k)} \psi(p) \right],$$

ここで $S_{I_\tau} \equiv S_\tau - S_\tau^{(0)}$ は相互作用部分。これは、ゲージ固定項を除いた Wilson 作用

$$S_{\mathrm{inv}\tau} = S_\tau + \frac{1}{2} \int_k A_\mu(k) A_\nu(-k) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \frac{k^2}{\xi E(e^{-\tau}k)e^{-2k^2} + k^2} - S_{\mathrm{ghost}\tau}$$

が次の変形されたゲージ変換のもとで不変であると言っている：

$$\delta A_\mu(k) = -\frac{\xi E(e^{-\tau}k)e^{-2k^2} + k^2}{\xi E(e^{-\tau}k)e^{-2k^2}} k_\mu \chi(k),$$

$$\delta\psi(p) = -e_\tau \int_k \chi(k)\psi(p-k), \qquad \delta\bar{\psi}(-p) = e_\tau \int_k \chi(k)\bar{\psi}(-p-k).$$

$O(e_\tau^2)$ までの摂動的解析

- $\tau \to \infty$ で理論が落ち着く部分空間 $\mathcal{S}_\infty$ 上の Wilson 作用を摂動論で求めた

$$S_\tau = S_\tau^{(0)} + e_\tau S_\tau^{(1)} + e_\tau^2 S_\tau^{(2)} + \cdots .$$

- $O(e_\tau^0)$ 次は

$$S_\tau^{(0)} = -\frac{1}{2}\int_k A_\mu(k)A_\nu(-k)\left[\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)\frac{k^2}{e^{-2k^2}+k^2} + \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\frac{k^2}{\xi_\tau e^{-2k^2}+k^2}\right]$$
$$- \int_p \bar{\psi}(-p)\frac{\not{p}+im_\tau}{e^{-2p^2}+i\left(\not{p}+im_\tau\right)}\psi(p) + S_{\mathrm{ghost}\tau}.$$

- $O(e_\tau^1)$ 次は

$$S_\tau^{(1)} = \int_{p,k} \bar{\Psi}(-p-k)e^{(p+k)^2}\widetilde{V}_\mu(p,k)e^{p^2}\Psi(p)e^{k^2}\mathcal{A}_\mu(k),$$

ここで

$$\mathcal{A}_\mu(k) = e^{-2k^2}\left[\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)\frac{1}{e^{-2k^2}+k^2} + \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\frac{\xi_\tau}{\xi_\tau e^{-2k^2}+k^2}\right]A_\nu(k),$$

$$\Psi(p) = \frac{e^{-2p^2}}{e^{-2p^2}+i(\not{p}+im_\tau)}\psi(p), \qquad \bar{\Psi}(-p) = \bar{\psi}(-p)\frac{e^{-2p^2}}{e^{-2p^2}+i(\not{p}+im_\tau)},$$

$O(e_\tau^2)$ までの摂動的解析

- 頂点部分は

$$\widetilde{V}_\mu(p,k) = \gamma_\mu + 2(\not{p} + \not{k} + im)p_\mu F((p+k)^2 - p^2 - k^2) \\ + 2(\not{p} + im)(p+k)_\mu F(p^2 - (p+k)^2 - k^2),$$

で

$$F(x) \equiv \frac{e^x - 1}{x}.$$

- $O(e_\tau^2)$ の項は、あまりに複雑なので省略します
- この解析から 1 ループまでの異常次元

$$\gamma = -\frac{\beta}{2e^2} = \frac{1}{(4\pi)^2}\frac{4}{3}e^2,$$

$$\beta_m = \frac{6}{(4\pi)^2}e^2, \qquad (\partial_\tau m = (1+\beta_m)m)$$

$$\gamma_F = \frac{3}{(4\pi)^2}e^2,$$

を得た。前者二つは QED（電子一種）での正しい値、最後の電子の波動関数異常次元は、グラディエントフローさせたフェルミオン場のそれ (Lüscher) になっている

1PI 作用 Γ_τ の GFERG (Sonoda-H.S., in preparation)

- 通常 ERG の非摂動論的応用には、いわゆる 1PI 作用 Γ に対する ERG 方程式 (Nicoll–Chang, Wetterich, Morris, Bonini–D'Attanasio–Marchesini) を用いる
- GFERG でも対応するものが作れるか？
- 少なくとも可換ゲージ理論の場合には、とてもうまい Legendre 変換が定義できる

$$(S_\tau, A_\mu, \psi, \bar{\psi}) \leftrightarrow (\Gamma_\tau, \mathcal{A}_\mu, \Psi, \bar{\Psi}).$$

- 特に、ゲージ変換

$$\delta\mathcal{A}_\mu(x) = \partial_\mu\chi(x),$$
$$\delta\Psi(x) = ie_\tau\chi(x)\Psi(x),$$
$$\delta\bar{\Psi}(x) = -ie_\tau\chi(x)\bar{\Psi}(x).$$

  のもとでの不変性を（Γ のゲージ固定項を除いて）保つ
- カイラル変換

$$\delta\Psi(x) = \alpha\gamma_5\Psi(x), \qquad \delta\bar{\Psi}(x) = \alpha\bar{\Psi}(x)\gamma_5,$$

  のもとでの不変性を（アノマリーの効果を除いて）保つ
- これらの変換は素朴な形！ 非摂動論的 ansatz はこれらを原理に作ればよい
- GFERG 方程式が複雑なことが欠点

まとめ

- 厳密くりこみ群 (ERG) と場の拡散の関係に着目して、ゲージ対称性を保つ拡散方程式、グラディエントフローに基づくゲージ理論での ERG、GFERG を提案した
- これは明白なゲージ対称性と変形されたカイラル対称性を保つ
- $D = 4$ 非可換ゲージ理論での摂動論的解析から、（少なくとも摂動論では）ゲージ固定が必要に思われる
- 可換ゲージ理論 (QED) で明白な BRST 対称性を保つ GFERG を定式化した
- 1 ループレベルの異常次元が正しく再現される
- 対応する 1PI 作用に対する GFERG を構成した。ここでは、ゲージ対称性とカイラル対称性が通常のものと同じ形を取る
- この性質は、可換ゲージ理論での非自明な固定点の解析に有用なはず

今後の課題

- 1PI GFERG を用いた可換ゲージ理論での非自明固定点の解析。過去の研究（Aoki–Morikawa–Sumi–Terao–Tomoyose, Gies–Jaeckel, Igarashi–Itoh–Pawlowski, Gies–Ziebell など）との比較
- ゲージ固定、Faddeev–Popov ゴーストを含んだ非可換ゲージ理論への拡張。Nakanishi–Lautrup 場が消去できるか？
- 非可換ゲージ理論での 1 ループレベルでの摂動論的解析
- 汎関数積分の有限性の議論
- 非可換ゲージ理論での非摂動論的応用
- 重力理論？