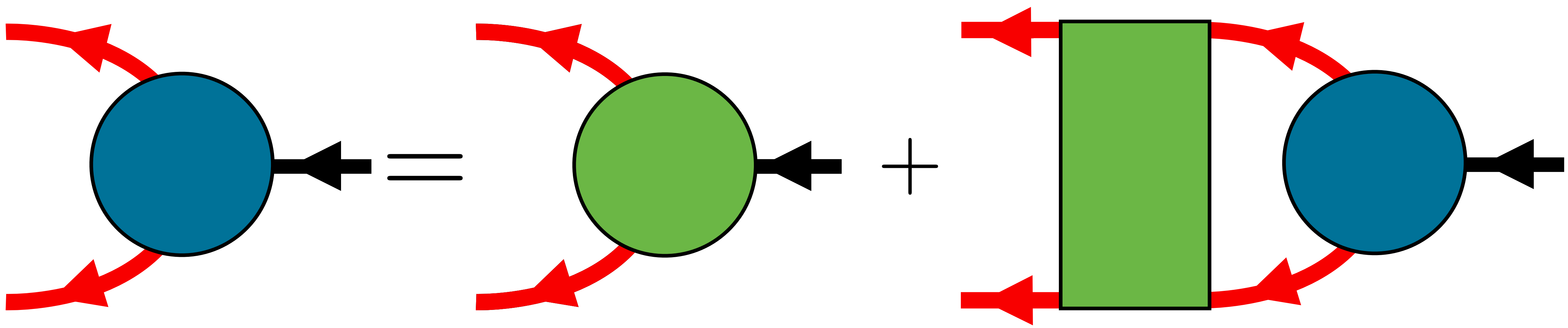
相対論的場の量子論に基づいた

輸送係数の計算



日高義将

理研仁科センター橋本数理物理学研究室

based on Yoshimasa Hidaka and Teiji Kunihiro, Phys. Rev. D 83, 076004 (2011).

流体力学

保存則:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0\,, \quad \partial_\mu J^\mu = 0$$

流体方程式は普遍的.

理論の詳細は,状態方程式: $P = P(\epsilon, n)$

輸送係数: $\eta, \zeta, \cdots$

久保公式

Kubo and Tomita('54), Nakano('56), Kubo('57)

輸送係数 ⟷ Green 関数

フレーバ拡散係数

$$D^{ab} = \frac{1}{6}\lim_{\omega\to 0}\frac{1}{\omega}\int d^4x e^{i\omega t}\langle[j_i^a(x), j_i^c(0)]\rangle\chi_{cb}^{-1}$$

カレント演算子: $j_\mu^a = \bar{\psi}(x)\gamma_\mu t^a\psi(x)$

感受率: $\chi_{ab} = \frac{\partial}{\partial\mu_b}\langle j_0^a\rangle$

Goal

輸送係数についての自己無撞着な方程式の導出,

具体例:Φ^4模型, NJL模型

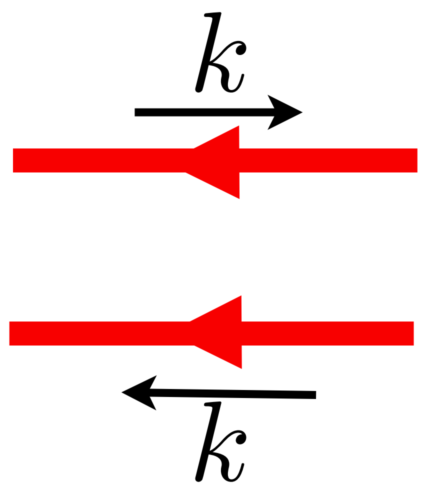
なぜダイアグラムか？

基礎理論からスタートできる.

Boltzmann方程式を超えられる.

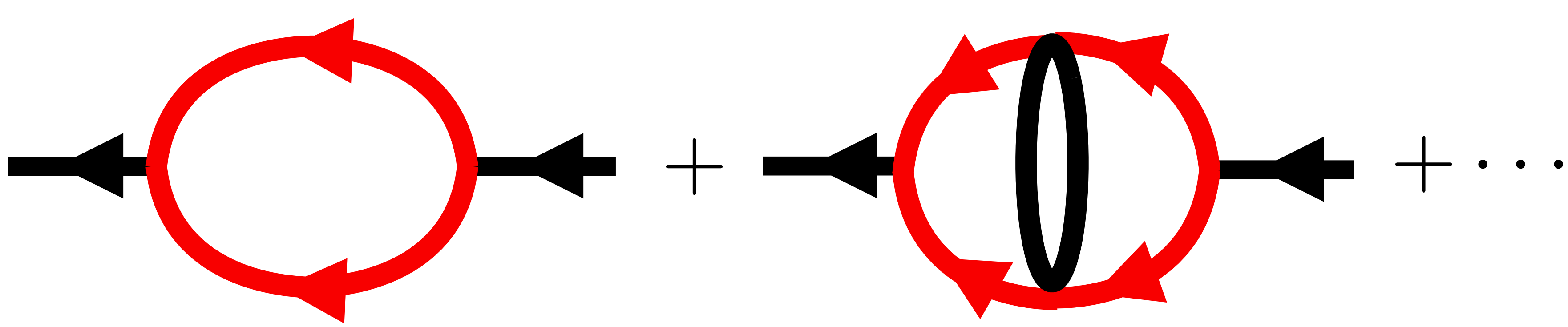
場の理論のテクニックが使える.

大きな寄与を与えるダイアグラム

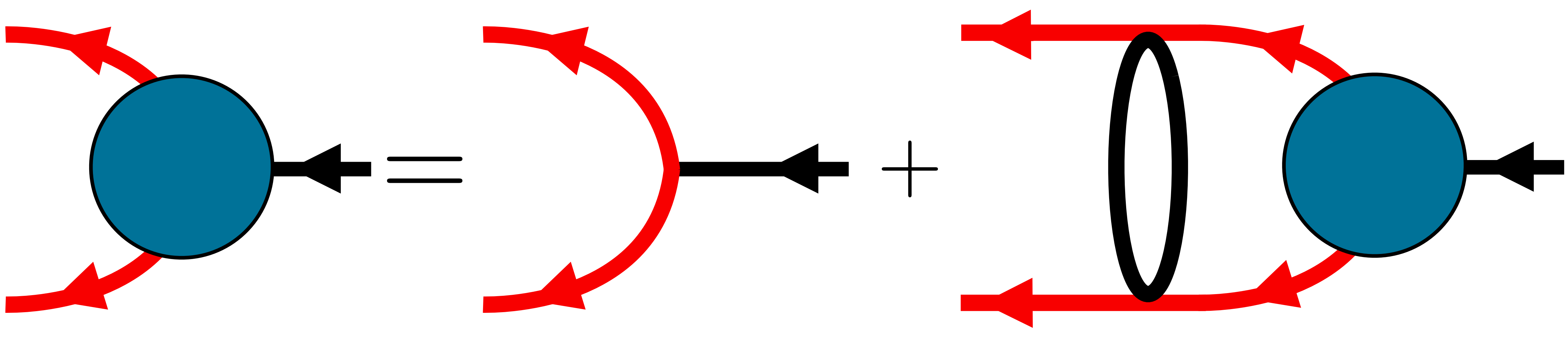


$$D_R(k)D_A(k) = \frac{\rho(k)}{-2\ \mathrm{Im}\ \mathit{\Pi}_R(k)} \xrightarrow{\text{弱結合極限}} \infty$$

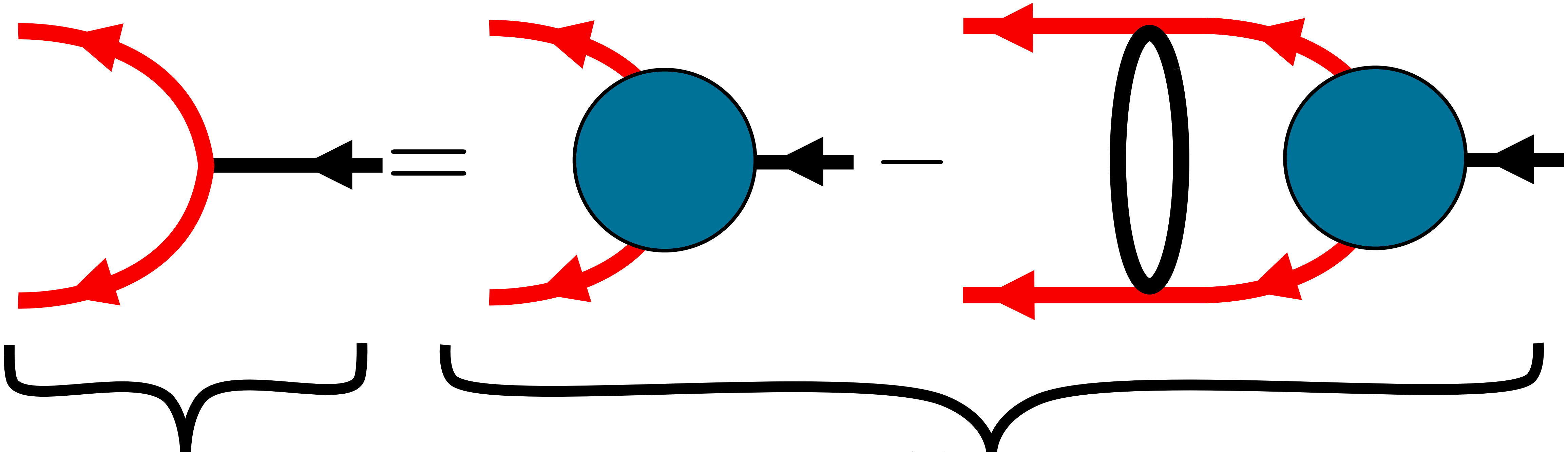
ピンチ特異性



再総和: 主要項



再総和: 主要項



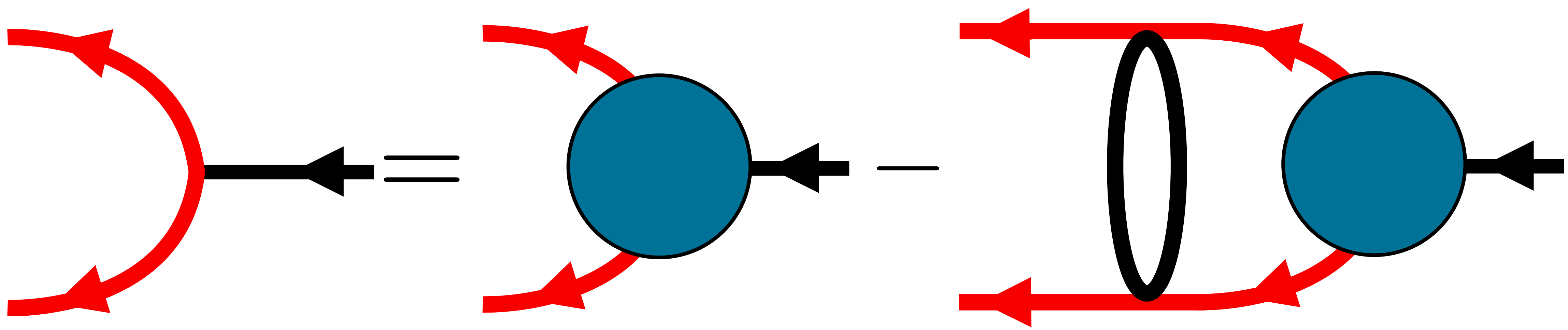
左辺 $2p^\mu \partial_\mu f$

衝突項 $C[f]$

+ 準粒子近似 = 線形Boltzmann方程式

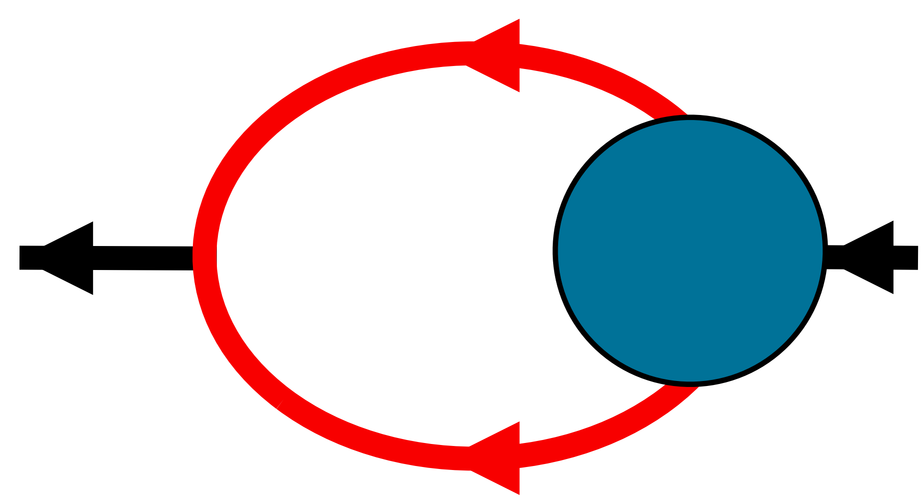
Jeon(1995)

再総和: 主要項



輸送係数

$$\langle [T_{xy}(x), T_{xy}(0)] \rangle =$$



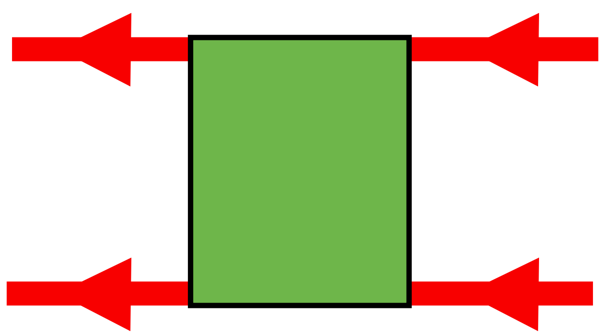
ボルツマン方程式を超えて

YH, Kunihiro

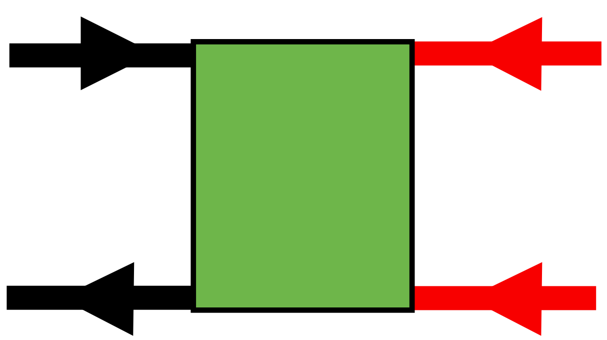
Eliashbergの方法

Eliashberg('62)

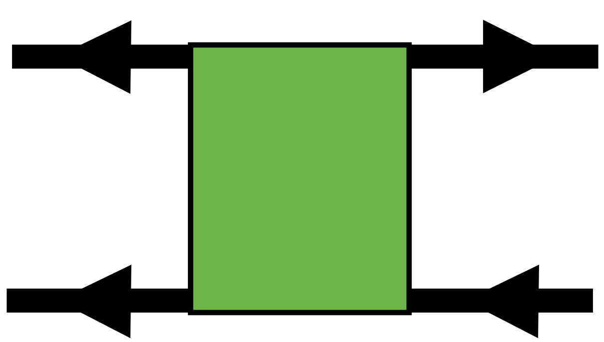
ダイアグラムをピンチ特異性を含むものとそうでないものに分離



両サイドがピンチ特異性につながる

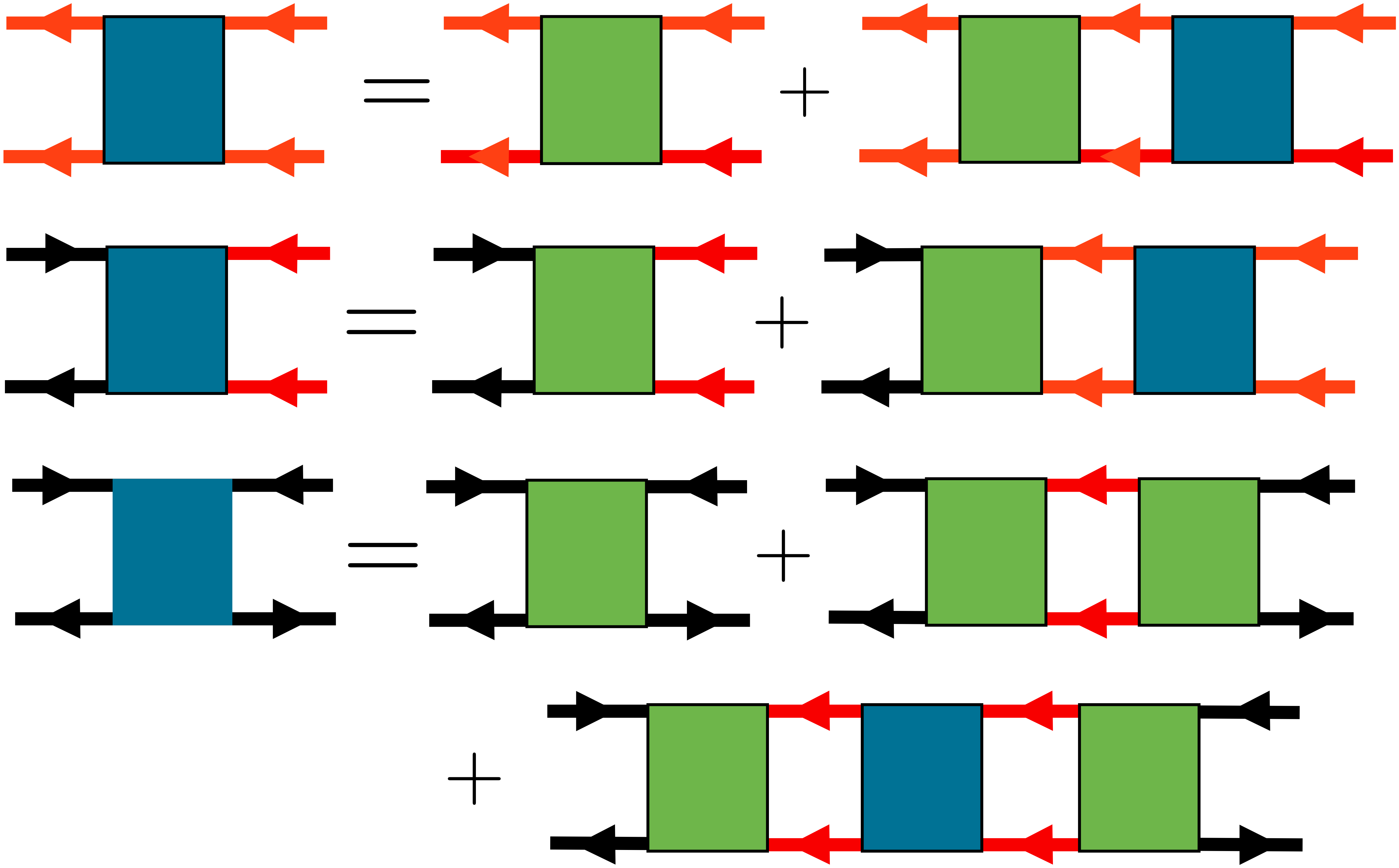


片方がピンチ特異性につながる



両サイドがピンチ特異性に繋がらない

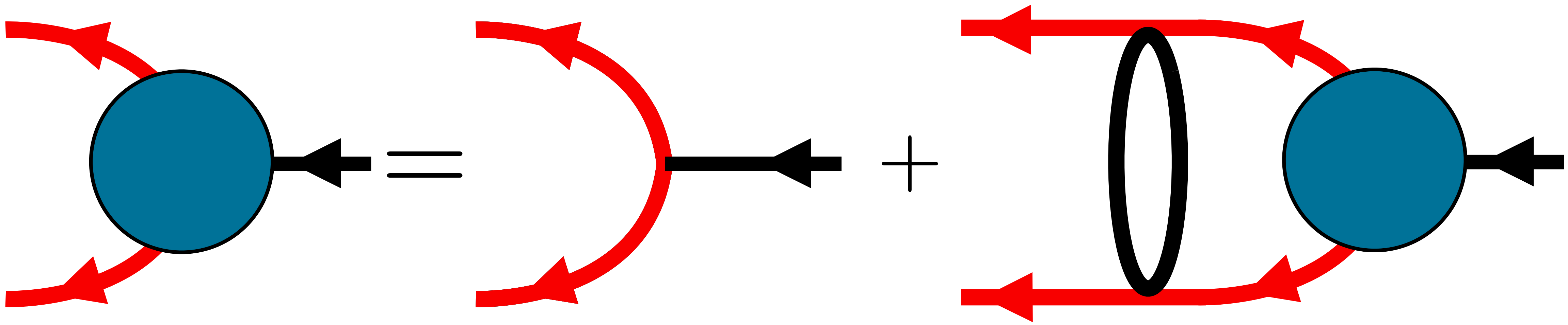
ピンチ特異性の足し上げ



ボルツマン方程式をこてこて

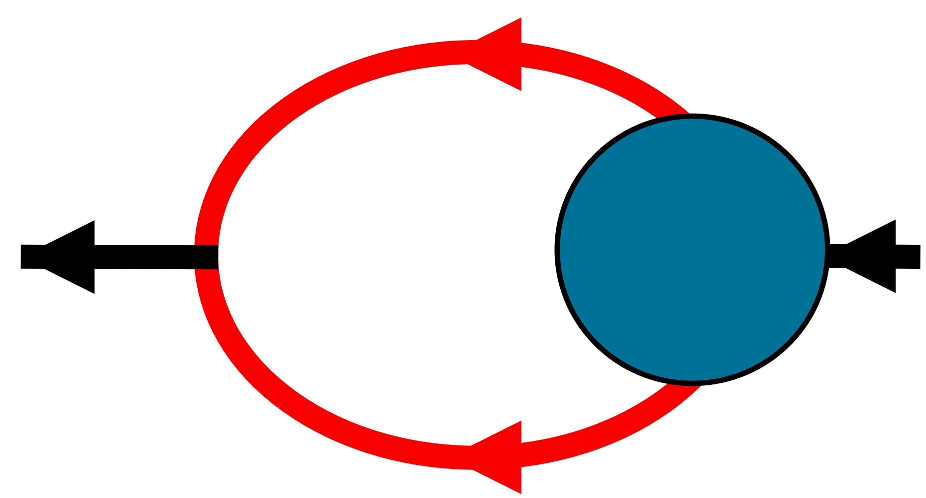
YH, Kunihiro

主要項



相関関数は

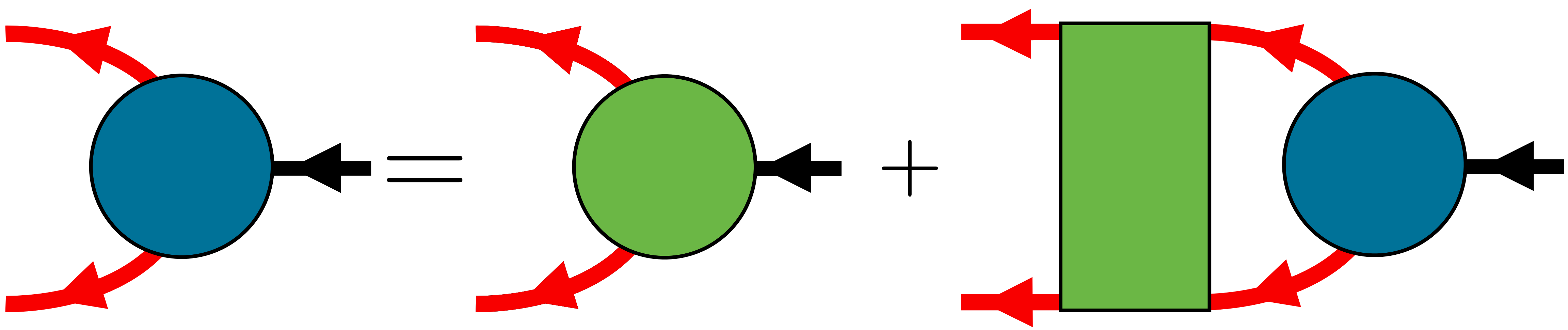
$$\langle[T_{xy}(x), T_{xy}(0)]\rangle =$$



ボルツマン方程式をこてて

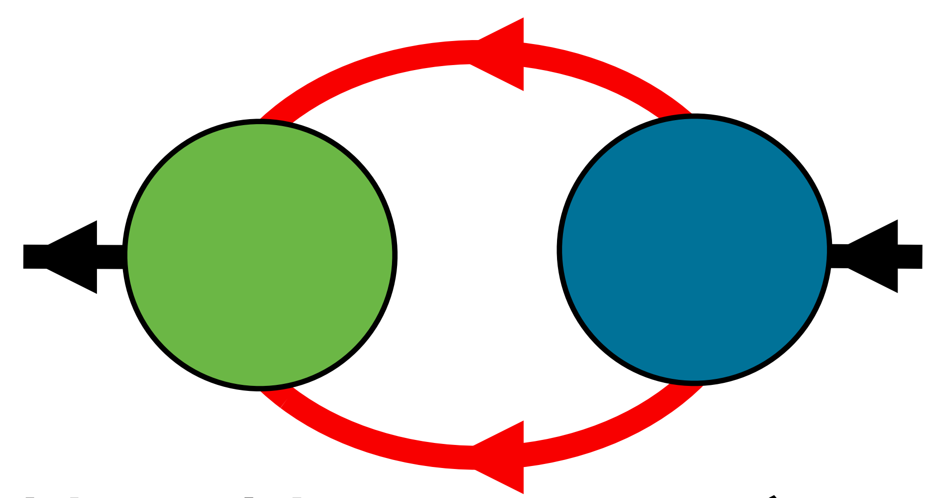
YH, Kunihiro

高次を含むと,



相関関数は

$$\langle [T_{xy}(x), T_{xy}(0)] \rangle =$$

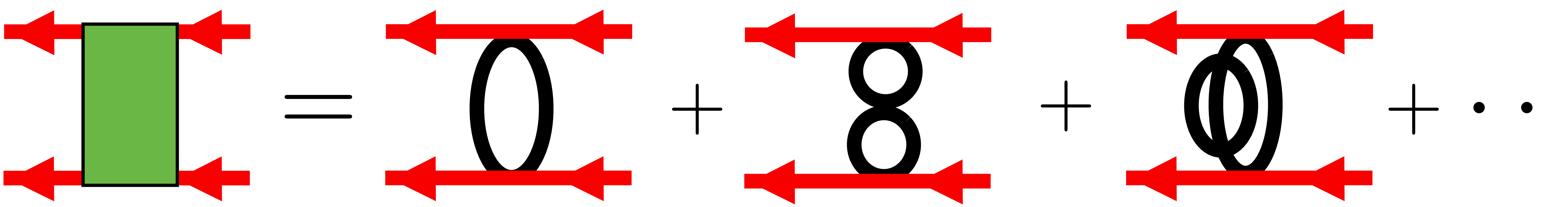


+ピンチ特異性のないダイアグラム

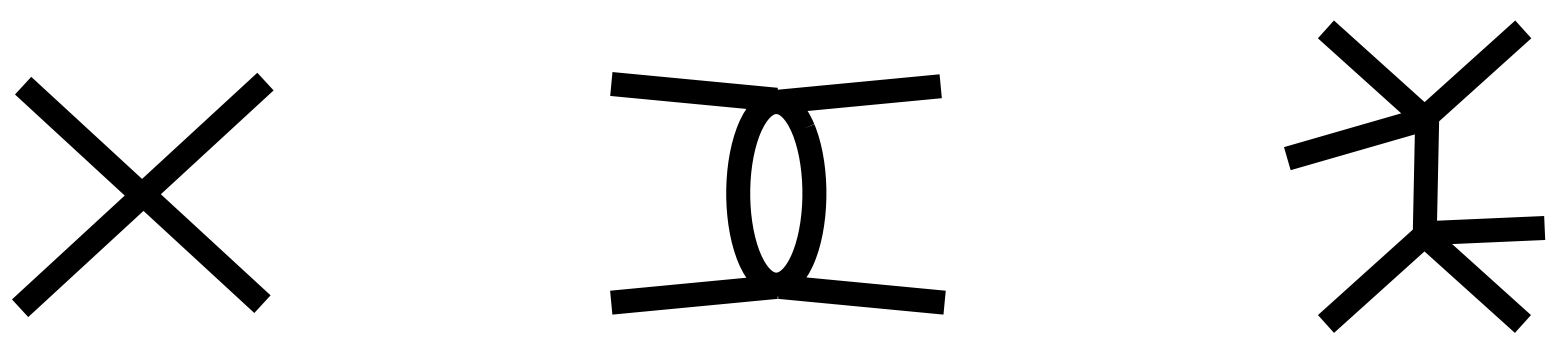
ボルツマン方程式をこてて

YH, Kunihiro

散乱振幅への補正



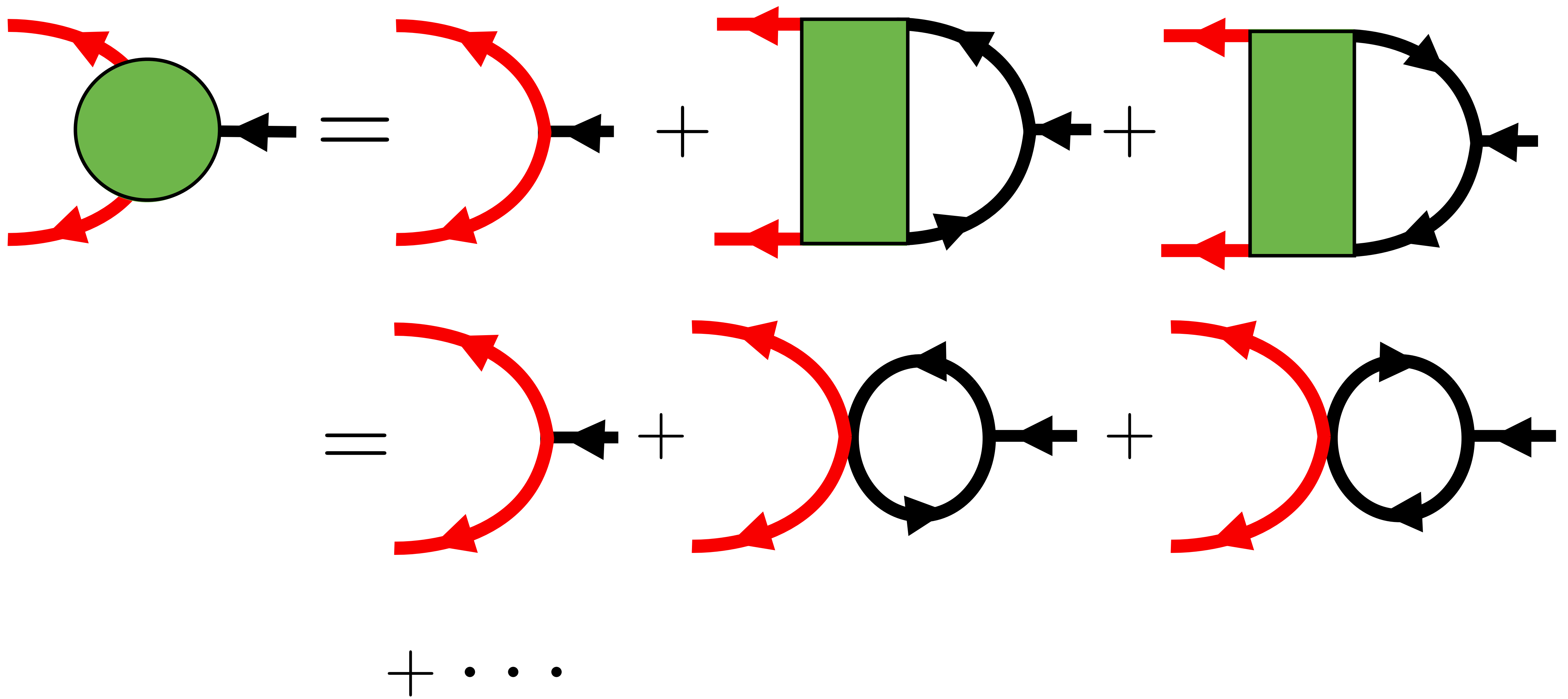
主要項　　ループ補正　　多体散乱



ボルツマン方程式をこてて

YH, Kunihiro

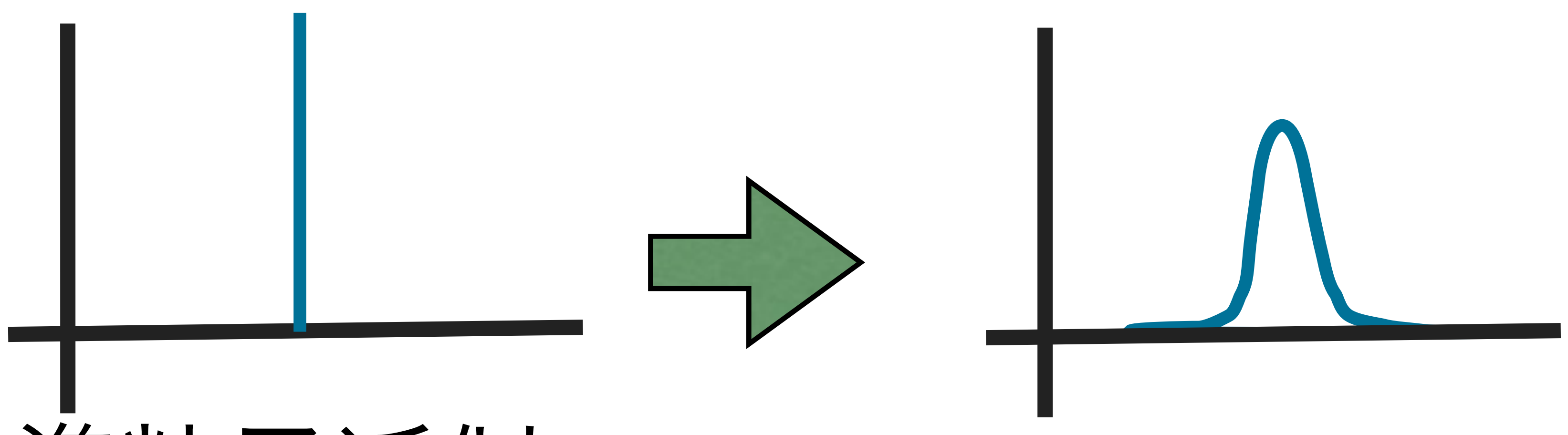
バーテックスの補正



ボルツマン方程式をこてて

YH, Kunihiro

スペクトル



準粒子近似

模型に適用

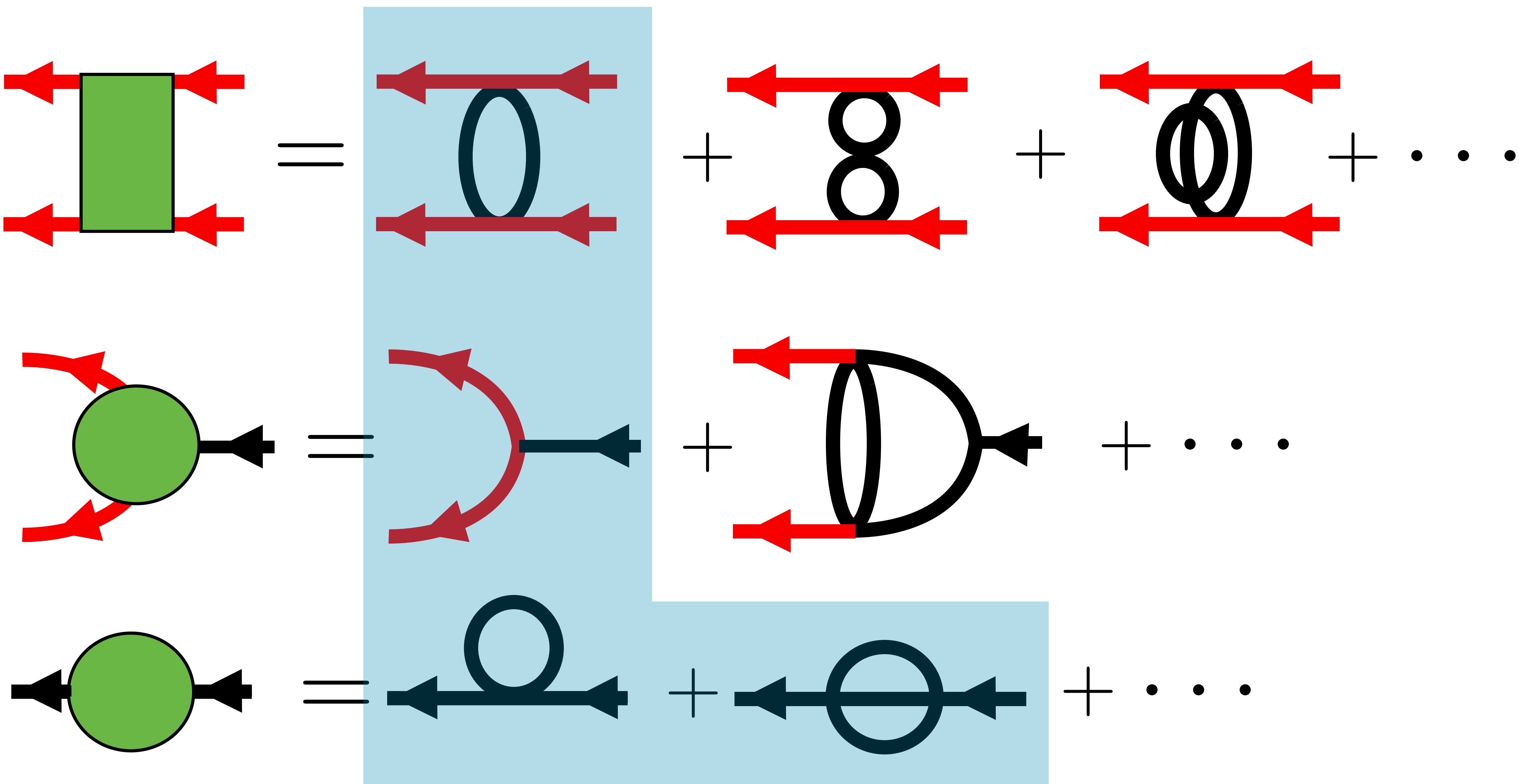
Φ^4模型

我々の方法がうまくいくかチェック

Nambu–Jona-Lasinio模型

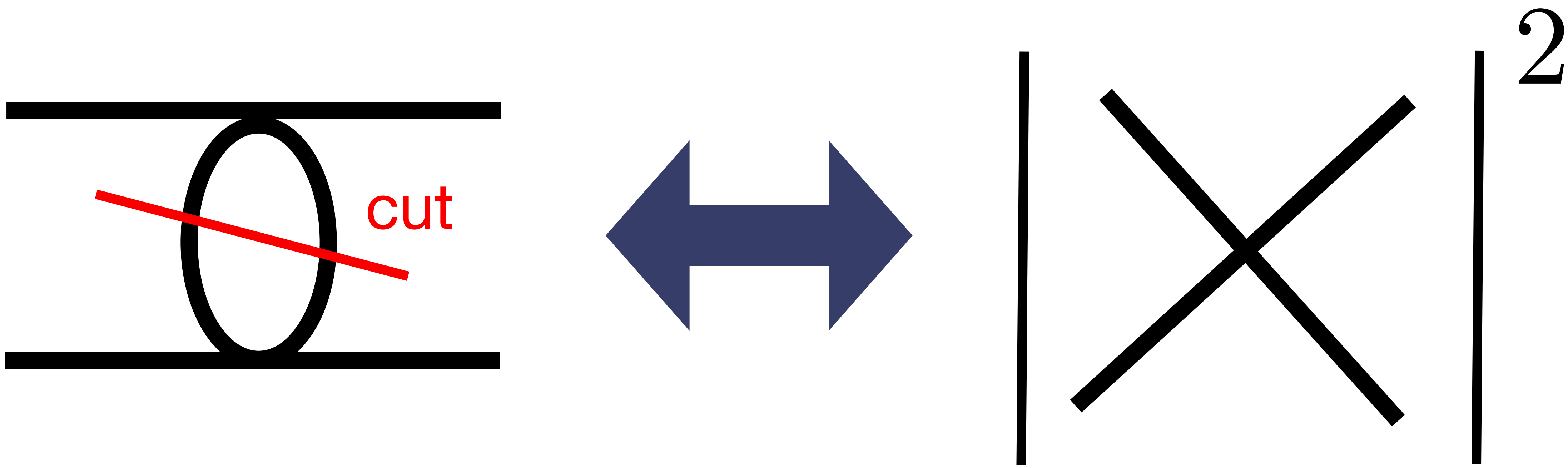
カイラル相転移を調べる.

Φ^4 模型

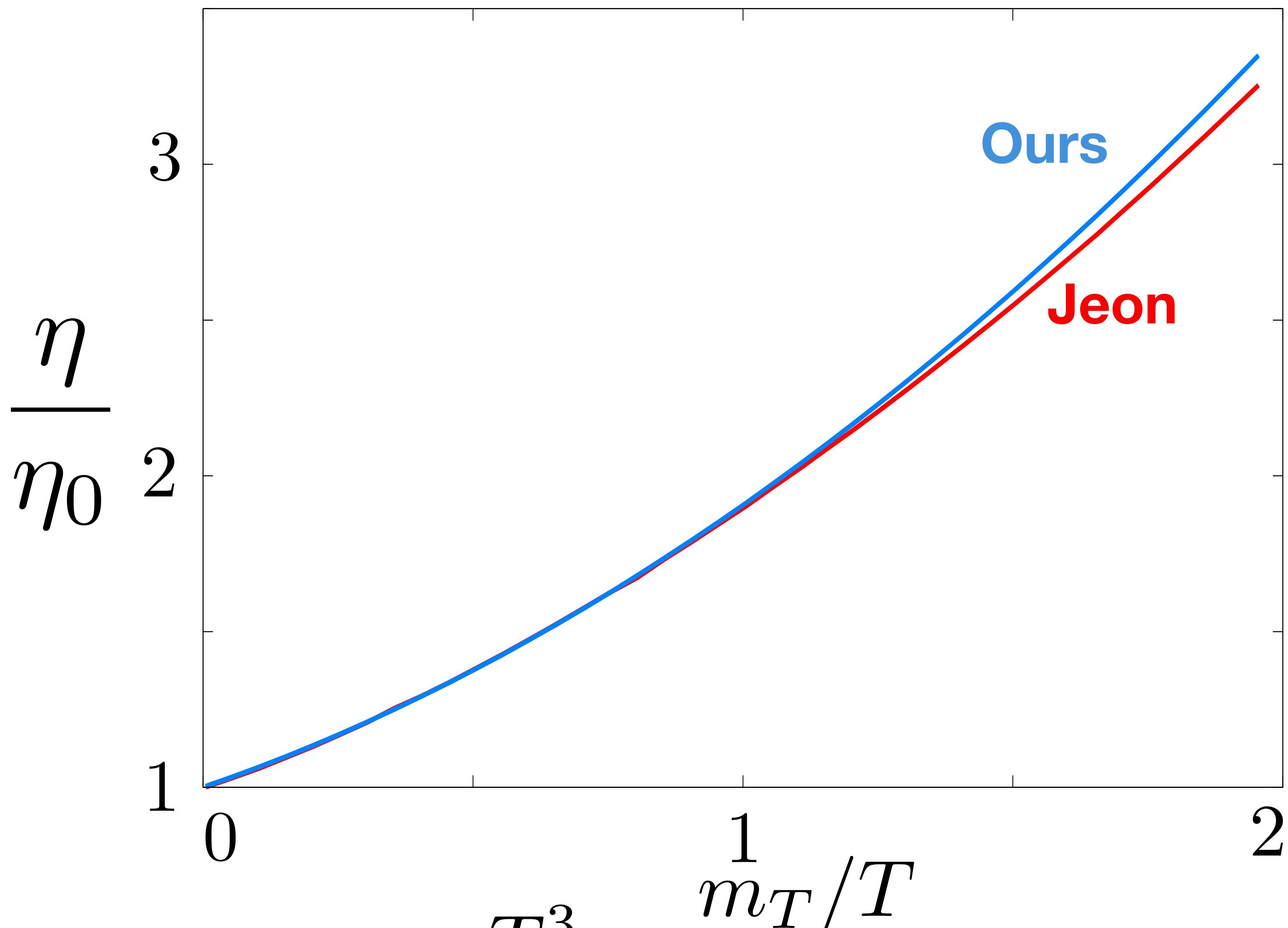


物理的な過程

４点関数　　　　２体の散乱



ずれ粘性 in Φ⁴ 模型



熱質量

$$m_T^2 = \lambda \frac{T^2}{24}$$

$$\eta_0 = 2860.\frac{T^3}{\lambda^2}$$ Jeon('95)

$$\eta_0 = 3034.\frac{T^3}{\lambda^2}$$ Moore('07)

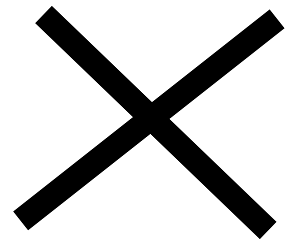
$$\eta_0 = 3030.\frac{T^3}{\lambda^2}$$ Ours

ずれ粘性 in Φ⁴ 模型

$$\frac{\eta}{\eta_0} = 1 + c_1\sqrt{\lambda} + c_2\lambda + c_3\lambda^2 + \cdots$$

$$\eta_0 = \frac{303.T^3}{\lambda^2}$$

2体散乱



Jeon('95)

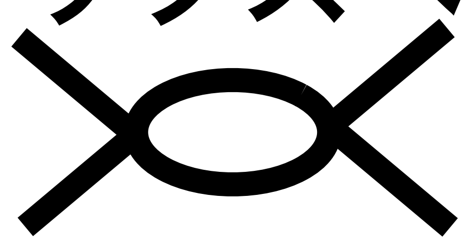
$$c_1 = 0.51$$

熱質量の補正

Moore('07)

$$c_2 = \ ?$$

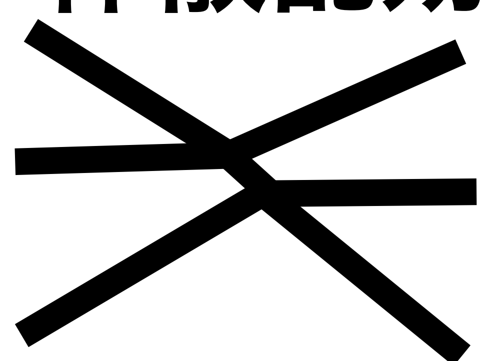
バーテックスへの補正



YH, Kunihiro('12)

$$c_3 = \ ?$$

多体散乱効果



Nambu–Jona-Lasinio 模型

ラグランジアン

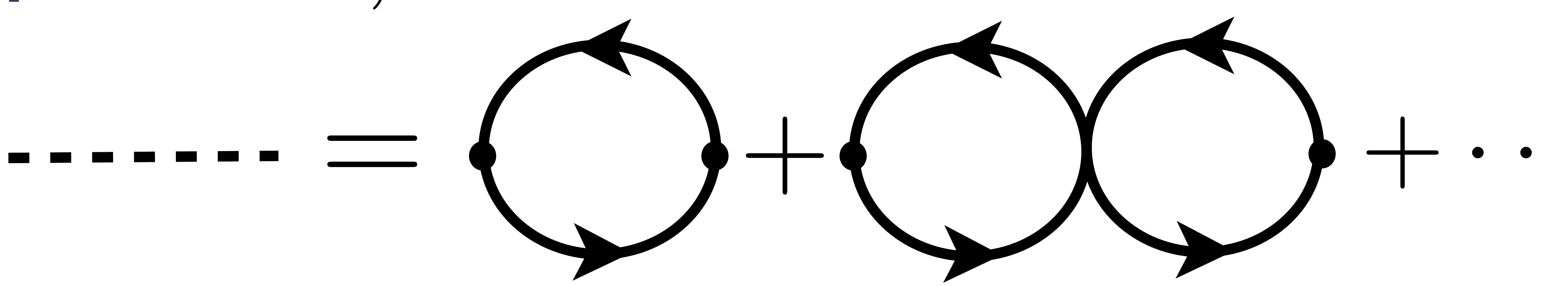
$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\partial\!\!\!/ - m_0)\psi + \frac{G}{2}\left[(\overline{\psi}\psi)^2 + (\overline{\psi}i\gamma_5\tau^a\psi)^2\right]$$

パラメータ

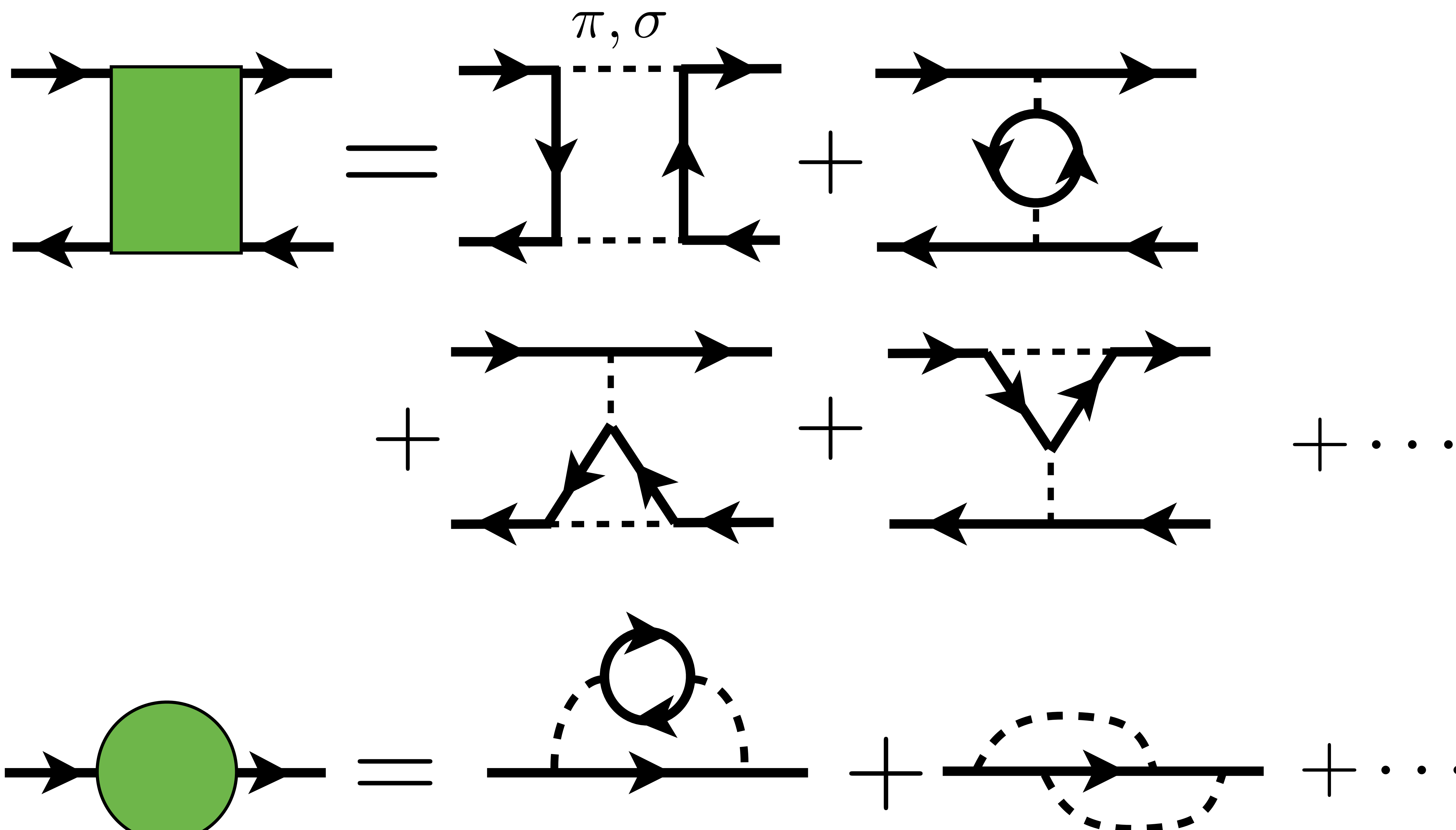
$N_f = 2$ $\qquad G = 10.02 \times 10^{-6}\mathrm{MeV}^{-2}$

$\Lambda = 650\mathrm{MeV}$ $\quad m_0 = 0$ chiral limit

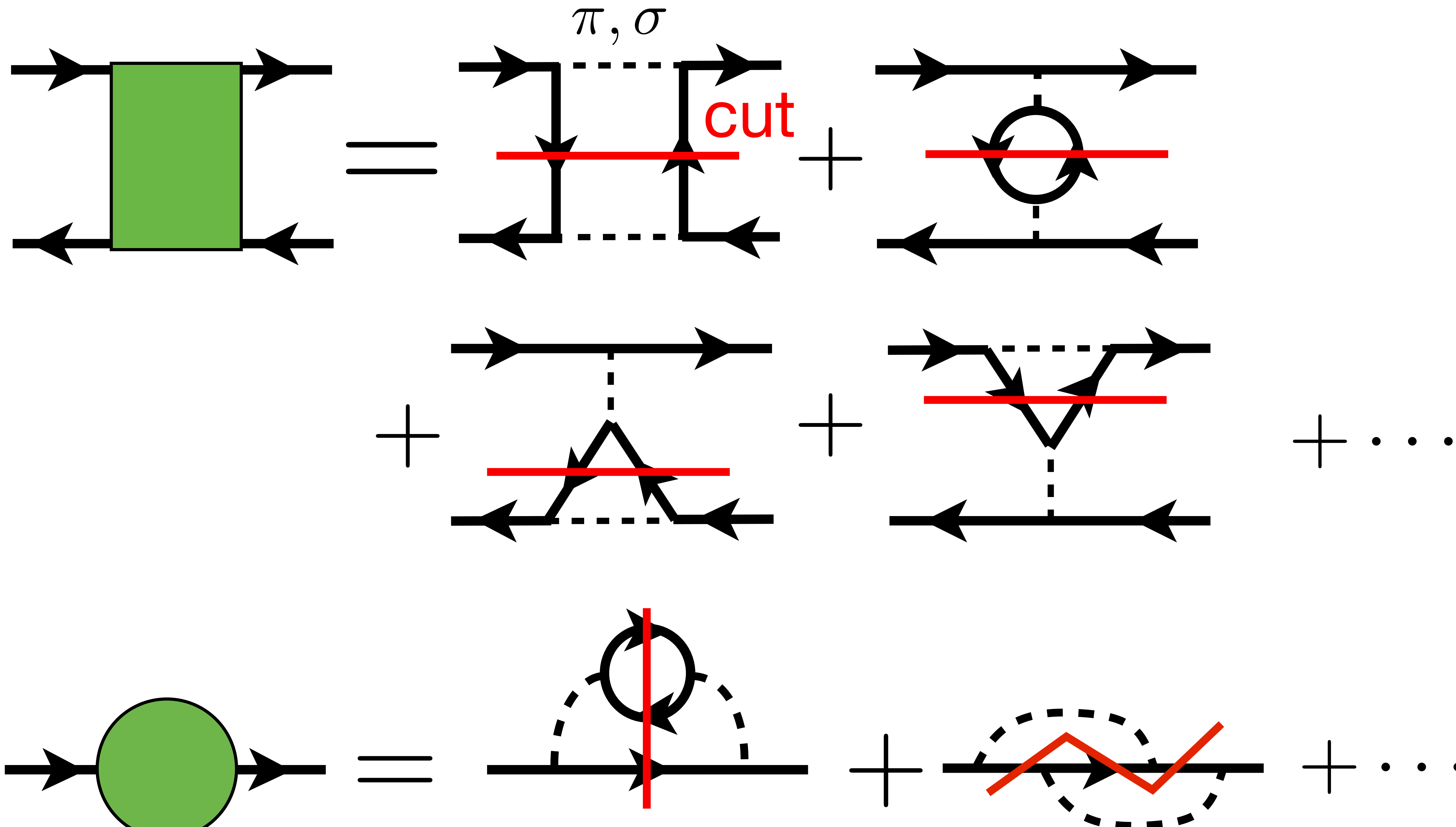
集団モード π, σ



衝突項に対応したダイアグラム



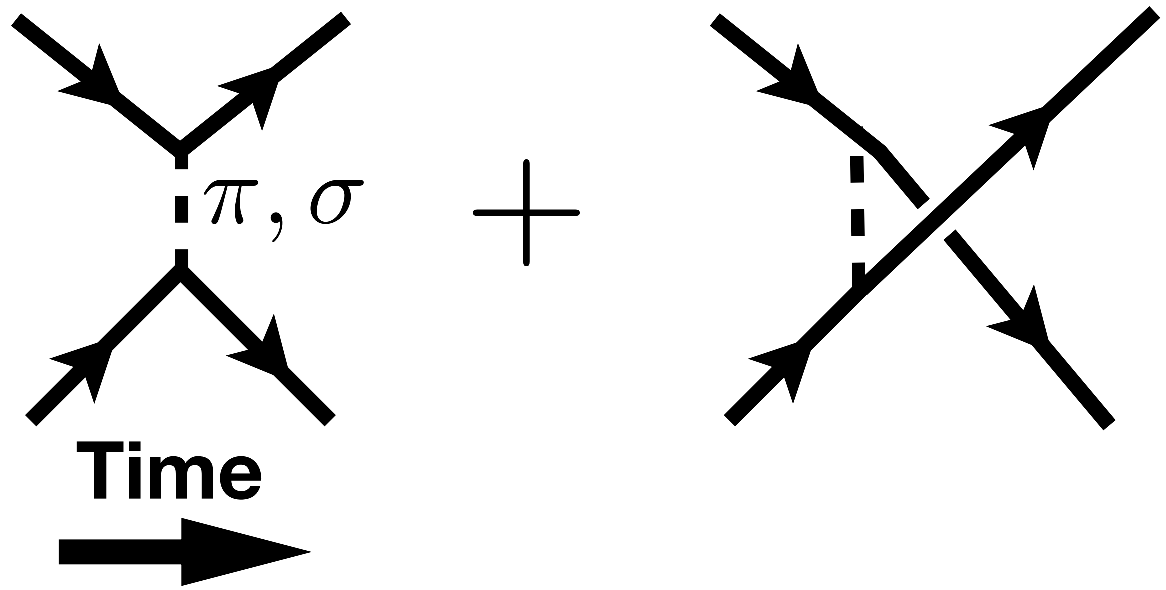
衝突項に対応したダイアグラム



物理的な過程

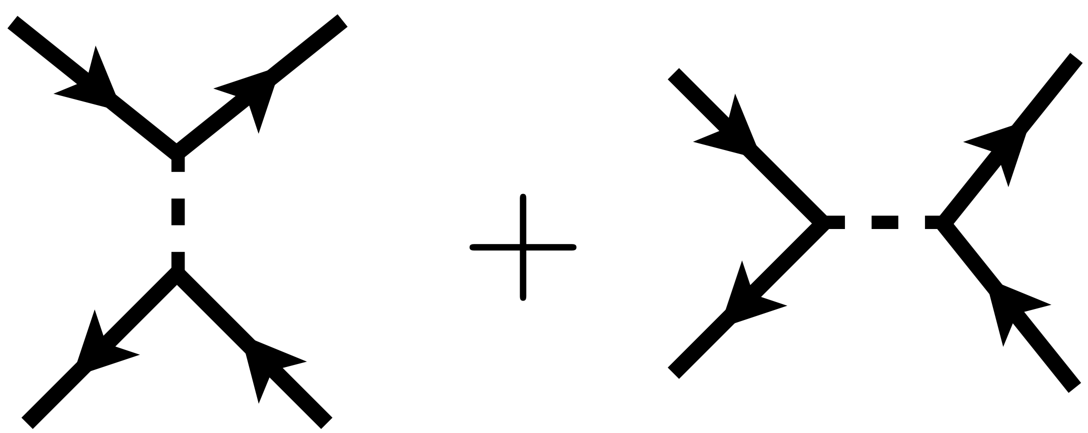
クォーク-クォーク散乱

$$i\mathcal{M}_{qq} =$$



クォーク-反クォーク散乱

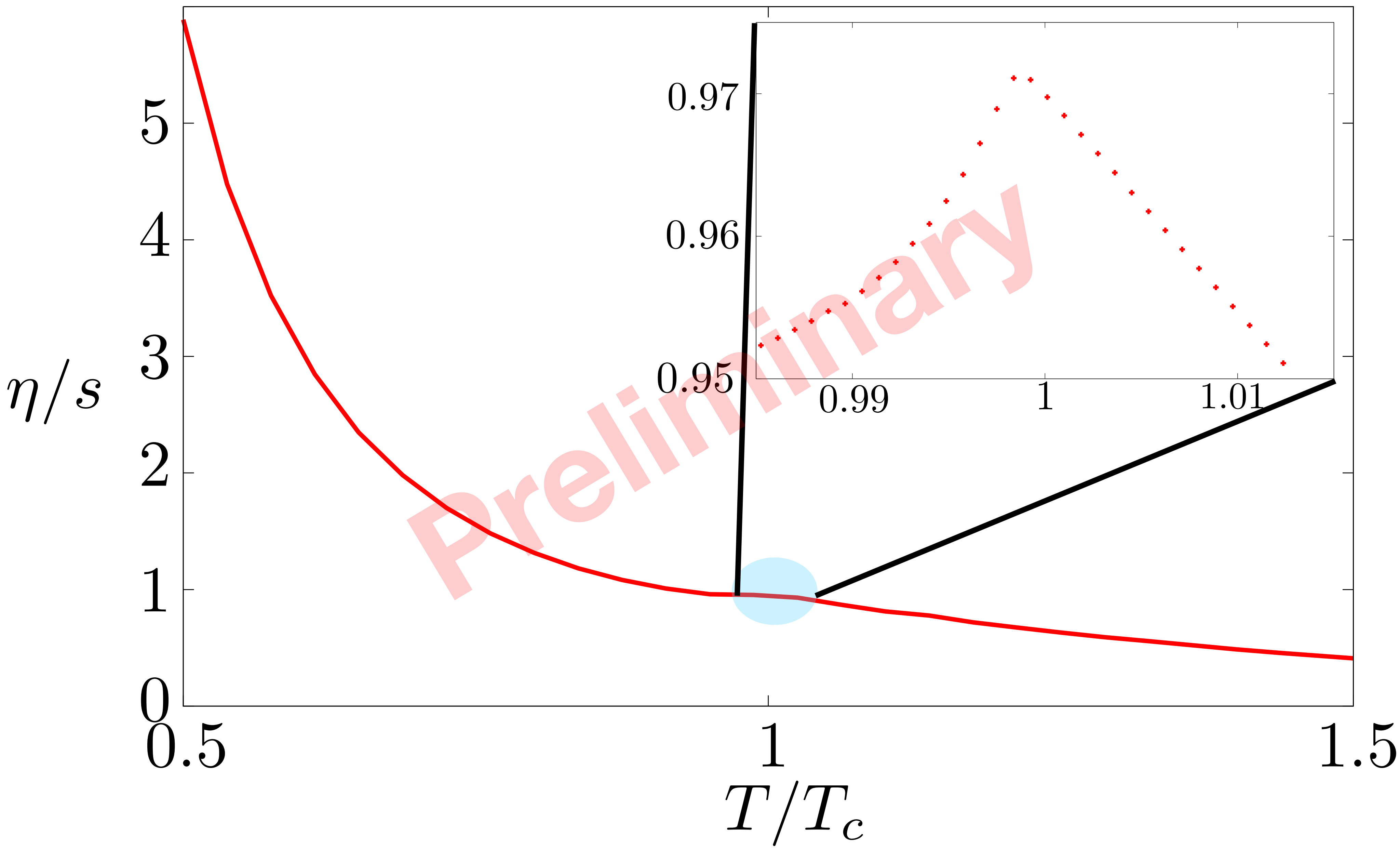
$$i\mathcal{M}_{\bar{q}q} =$$



$i\mathcal{M}_{\bar{q}\bar{q}}$ **反クォーク-反クォーク散乱**

ずれ粘性/エントロピー

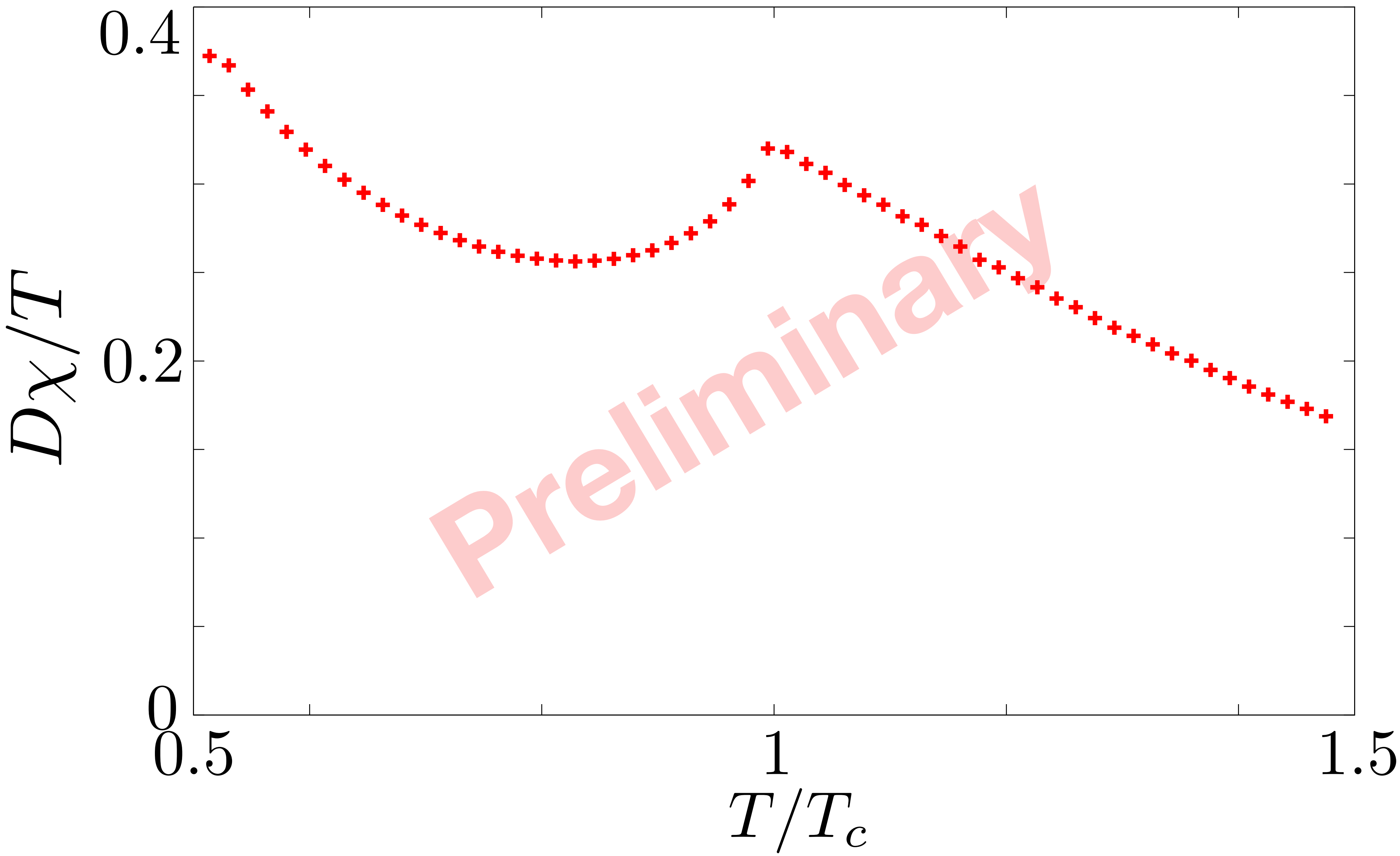
カイラル極限, μ=0



特異な振る舞いは見られない.

フレーバ拡散係数

カイラル極限, μ=0

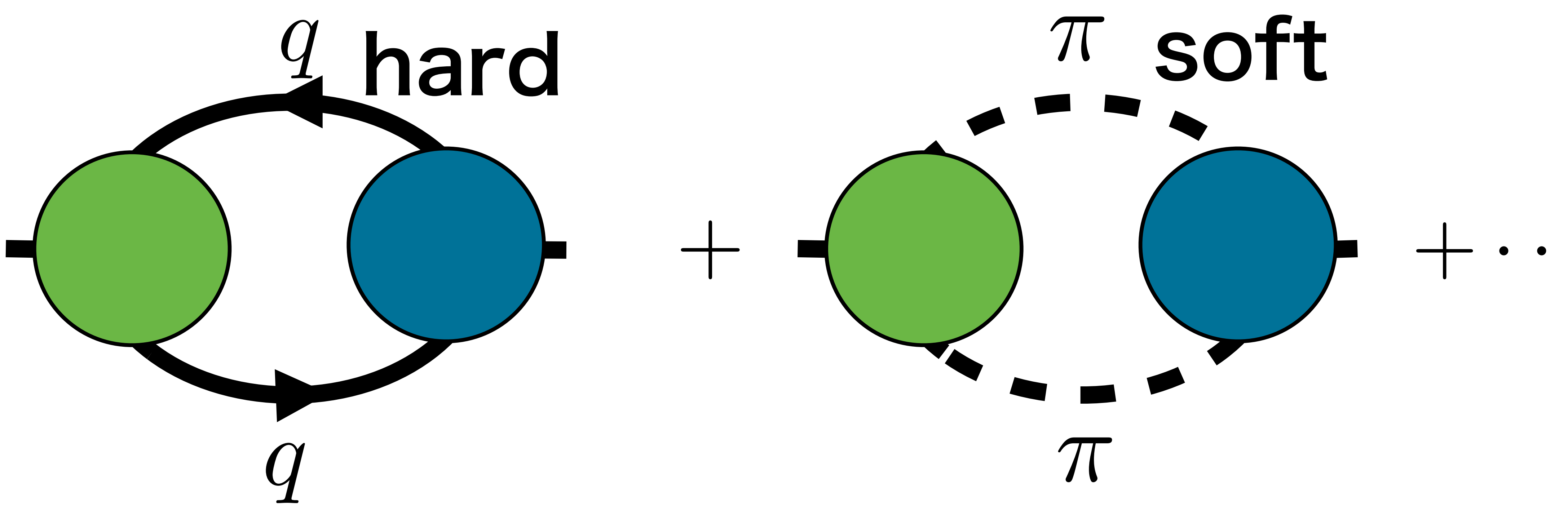


フレーバ拡散係数は発散する.

Ohnishi, Fukushima, Ohta(2004)

$$D \longrightarrow \infty \text{ as } T \to T_c$$

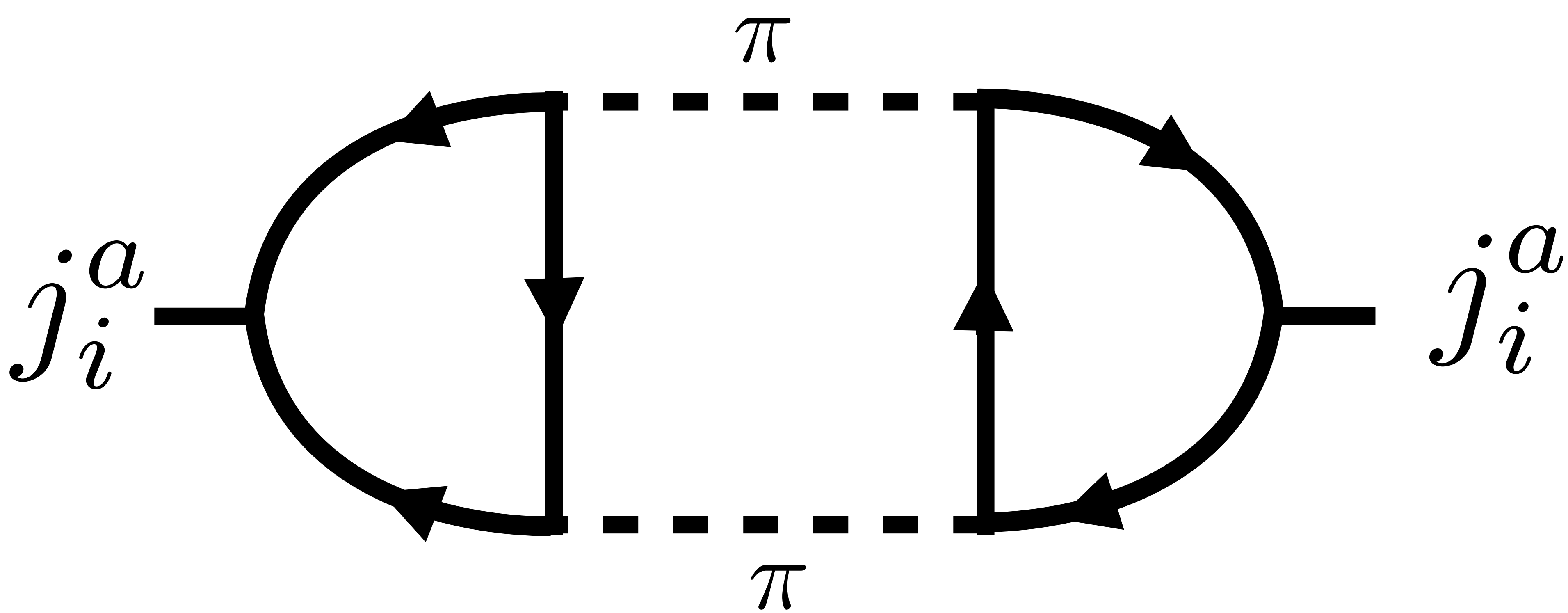
ミクロ v.s. マクロ



Quarks $\sim N_c^2$

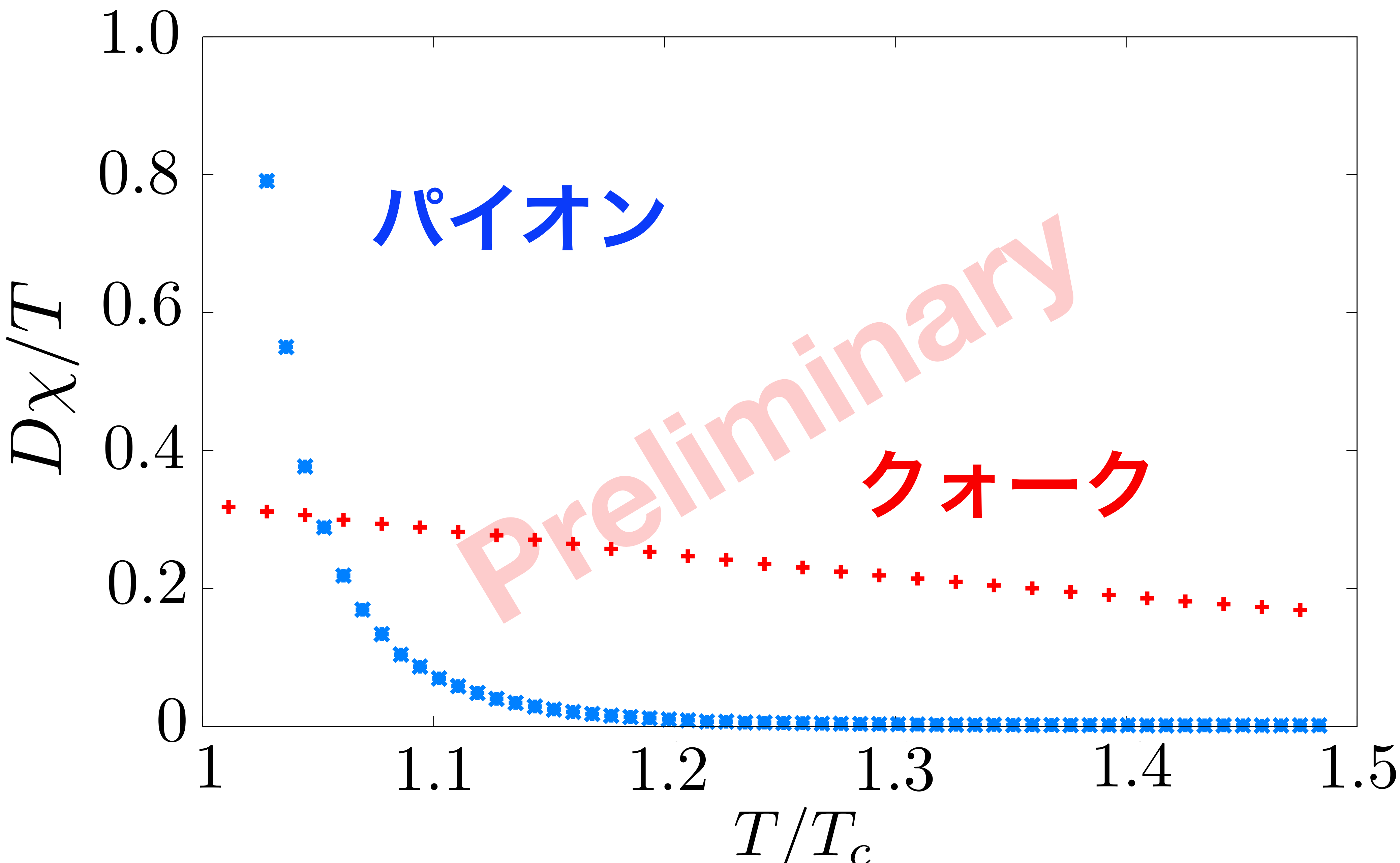
Pion $\sim N_c^0$

ソフトなパイオン



$p < T$のモード

フレーバ拡散係数

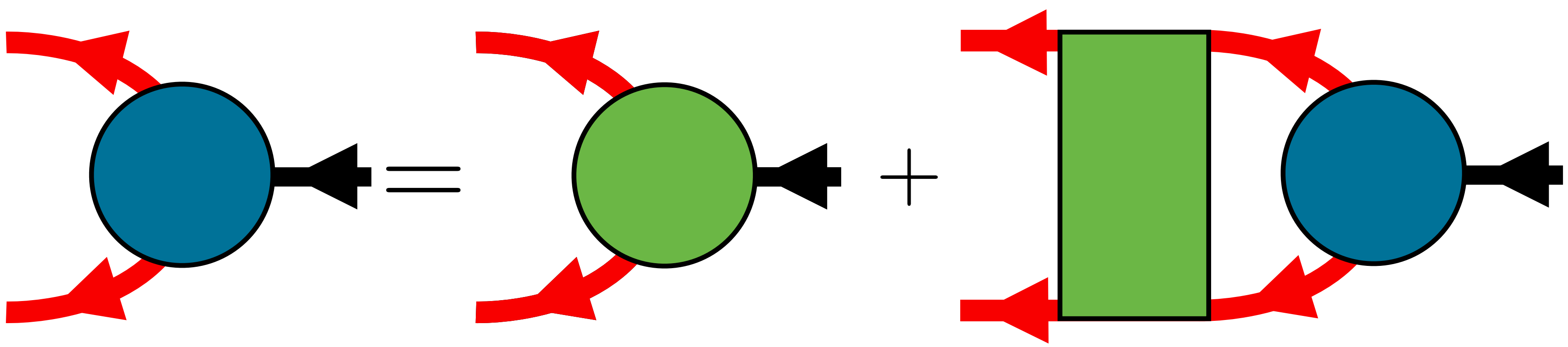


$T \to T_c$, $m_\pi \to 0$ and $\gamma_\pi \to 0$

$\Rightarrow D \to \infty$

まとめ

Eliashbergの方法をQFTに



線形化Boltzmann方程式

高次項: スペクトルの変化, バーテックス, 多体散乱効果

まとめ

Φ^4模型とNJL模型に適用

η_{micro} には変なこと無し.

$D_{total} = D_{micro} + D_{soft}$

D_{soft} が発散

ミクロ < マクロ

$$|T - T_c| < 1.1T_c$$