核子のストレンジクォーク成分

武田　光平　（ KEK ）

「 J-PARC で展開されるハドロン原子核物理」研究会＠ KEK　6 月 10 日

1 はじめに

- 核子：物質の基本的構成要素　→　内部構造を理解したい
  - クォーク、グルーオンの相互作用
  - 量子数はアップ、ダウンクォークが担う
  - ストレンジ＝隠れたフレーバー
  - ストレンジクォーク質量 $m_s \sim O$ (強い相互作用のスケール)
  - 核子構造に大きな寄与？

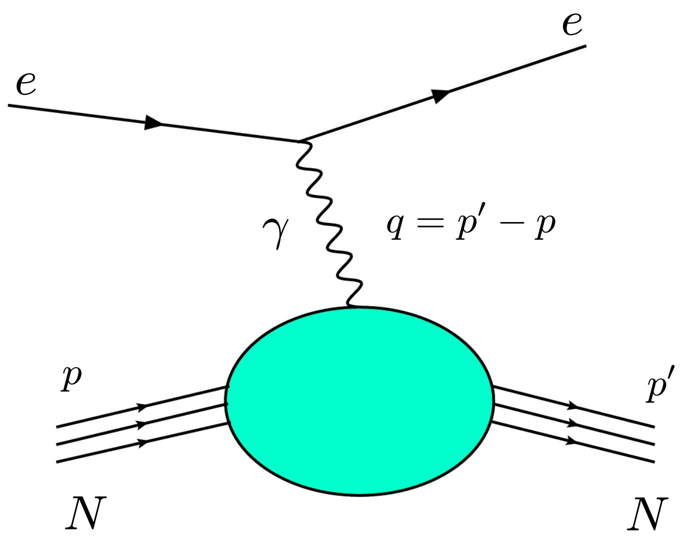
$$\langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N\rangle\,,\ \langle N|\bar{s}s|N\rangle$$

– 格子 QCD の結果を紹介

2 ベクター $\langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N\rangle$

- 内部構造 - 電磁気的な分布

電子ー核子弾性散乱



$$\langle N|\bar{\psi}\gamma_\mu\psi|N\rangle = \bar{\chi}\left[\gamma_\mu F_1 + \frac{\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_N}F_2\right]\chi$$

$$\Rightarrow \begin{cases} G_E = F_1 + \tau F_2 & \tau \equiv -q^2/4M_N^2 \\ G_M = F_1 + F_2 \end{cases}$$

$G_{E,M}$：電磁気的形状因子

→ 荷電半径 $<r^2>$、

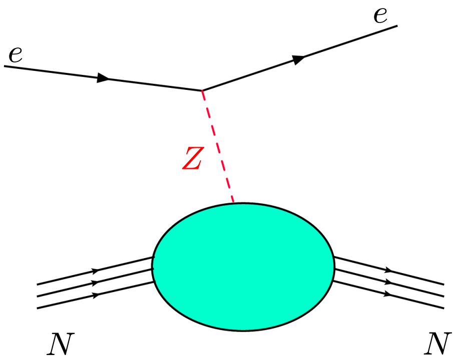
磁気モーメント μ

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}\left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1+\tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2\frac{\theta}{2}\right]$$

- クォークフレーバーの分解

$$G_{E,M}^{N} \quad \sim \langle N|(\frac{2}{3}\bar{u}\gamma_\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma_\mu d - \frac{1}{3}\bar{s}\gamma_\mu s)|N\rangle$$

  - 陽子＆中性子標的



$$G_{E,M}^{p} = \frac{2}{3}\boxed{G_{E,M}^{u,p}} - \frac{1}{3}\boxed{G_{E,M}^{d,p}} - \frac{1}{3}\boxed{G_{E,M}^{s,p}}$$

$$G_{E,M}^{n} = \frac{2}{3}\boxed{G_{E,M}^{u,n}} - \frac{1}{3}\boxed{G_{E,M}^{d,n}} - \frac{1}{3}\boxed{G_{E,M}^{s,n}}$$

Charge symmetry

  - 中性カレントによる散乱

$$G_{E,M}^{Z,p} = (1 - \frac{8}{3}\sin^2\theta_W)\boxed{G_{E,M}^{u}} + (-1 + \frac{4}{3}\sin^2\theta_W)\boxed{G_{E,M}^{d}} + (-1 + \frac{4}{3}\sin^2\theta_W)\boxed{G_{E,M}^{s}}$$

- クォークフレーバーの分解

$$\begin{aligned} G^{u}_{E,M} &= (3-4\sin^2\theta_W)G^{p}_{E,M} - G^{Z,p}_{E,M} \\ G^{d}_{E,M} &= (2-4\sin^2\theta_W)G^{p}_{E,M} + G^{n}_{E,M} - G^{Z,p}_{E,M} \\ G^{s}_{E,M} &= (1-4\sin^2\theta_W)G^{p}_{E,M} - G^{n}_{E,M} - G^{Z,p}_{E,M} \end{aligned}$$

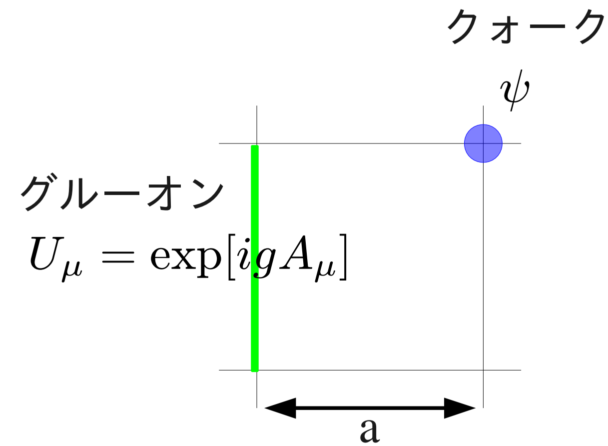
- 実際の測定は電磁、中性カレントの干渉 $\sigma = |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2$
- Parity-violating asymmetry の測定 [SAMPLE, PVA4, HAPPEX,G0]

$$\mathrm{A}^{\mathrm{PV}} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L}$$

$$\text{World Data}: \quad G^s_E = 0.002(18)\,,\, G^s_M = -0.01(25) \quad \text{at } Q^2 = 0.1\mathrm{GeV}^2$$

[R.D. Young et al. (2007)]

2.1 格子 QCD

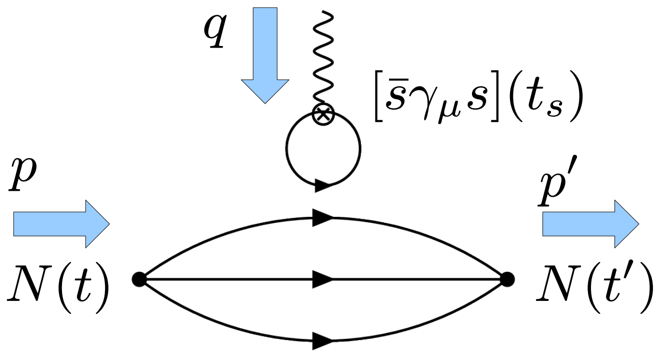


- 離散化された時空上で QCD を定義
  - 格子間隔 a の導入
    - 運動量のカットオフ 1/a
    - 摂動論によらない正則化
  - ゲージ不変な定式化

  - モンテカルロ法による物理量の数値計算

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{1}{Z} \int dU d\psi d\bar{\psi}\, \mathcal{O}(U, \psi, \bar{\psi})\, e^{-S_{\mathrm{QCD}}} \to \frac{1}{N} \sum_{i}^{N} \mathcal{O}(U_\mu^{(i)}, \psi^{(i)}, \bar{\psi}^{(i)})$$

- 格子 QCD : ストレンジ成分を直接計算可能
  - 核子 3 点関数 $\langle N(t)\,[\bar{s}\gamma_\mu s](t_s)\bar{N}(t')\rangle$



$$\frac{\langle N(t)\,[\bar{s}\gamma_\mu s](t_s)\bar{N}(t')\rangle}{\langle N(t)\bar{N}(t')\rangle} \xrightarrow[t \ll t_s \ll t']{} \langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N\rangle$$

$$\langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N\rangle = \bar{\chi}\Big[\gamma_\mu F_1 + \frac{\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_N}F_2\Big]\chi$$

$$\Rightarrow \begin{cases} G_E^s = F_1 + \tau F_2 & \tau = -q^2/4M_N^2 \\ G_M^s = F_1 + F_2 & \end{cases}$$

$G_E^s = 0.0022(19)\,,\; G_M^s = -0.015(23)$ at $Q^2 = 0.1\mathrm{GeV}^2$ [T. Doi et al. (2009)]

cf. Experiment

$G_E^s = 0.002(18)\,,\; G_M^s = -0.01(25)$

- 実験値の 10 分の 1 の誤差
- ストレンジ成分 ～ ゼロ

3 スカラー $\langle N|\bar{s}s|N\rangle$

- 核子質量の分解 $$\mathcal{H} = \sum_i m_i \bar{q}_i q_i + \frac{\beta(g)}{2g} G^a_{\mu\nu} G^{a\mu\nu}$$

$$\Rightarrow \quad m_u \langle N|\bar{u}u|N\rangle \,,\, m_d \langle N|\bar{d}d|N\rangle \,,\, m_s \langle N|\bar{s}s|N\rangle$$

- 電子 - 核子散乱からは決定できない
- メソン - 核子散乱→核子シグマ項

$$\sigma_{\pi N}(t) = m_{ud} \langle N(p')|\bar{u}u + \bar{d}d|N(p)\rangle$$

$$\sigma_{KN}(t) = \frac{m_{ud} + m_s}{2} \langle N(p')|\bar{u}u + \bar{s}s|N(p)\rangle$$

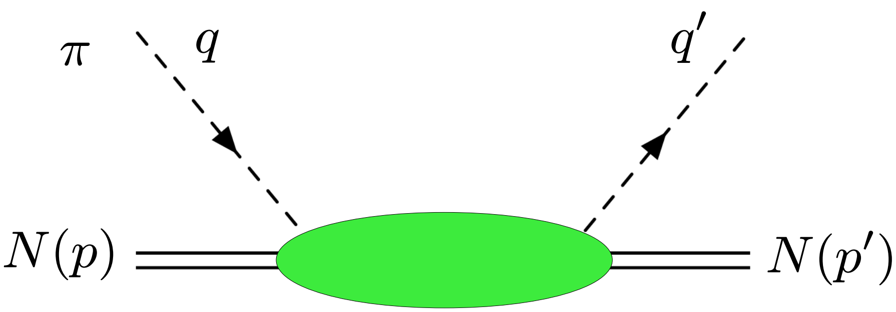
$$t = (p' - p)^2$$

$$m_{ud} = m_u = m_d$$

  - ただし

$$\langle N(p)|N(p')\rangle = (2\pi)^3 \delta^3(p - p')$$

- メソン - 核子弾性散乱　$\pi(q) + N(p) \to \pi(q') + N(p')$



散乱振幅 : $A(\nu, t)$

$$s = (q+p)^2$$
$$t = (q'-q)^2$$
$$u = (p'-q)^2$$
$$\nu = s - u$$

$$\boxed{f_\pi^2 A(\nu, t) = \sigma_{\pi N}(t) + \Delta_R}$$

- 非物理的領域 $(\nu = 0\,,\, t = 2M_\pi^2)$ で $\Delta_R \sim \mathcal{O}(\frac{M_\pi^4}{M_N^4})$　　K についても同様
- 実験値を外挿→さらに $t = 0$ へ解析接続 $\Rightarrow \sigma_{\pi N}(0)$

$$\sigma_{\pi N}(2M_\pi^2) - \sigma_{\pi N}(0) \sim 15\text{MeV} \quad [\text{ Gasser, Leutwyler, Sainio (1991) }]$$

- πN 散乱 (TRIUMF)

$$\sigma_{\pi N}(0) = m_{ud}\langle N|\bar{u}u + \bar{d}d|N\rangle = 64(8)\,\mathrm{MeV}$$ [Pavan et al. (2001)]

- KN 散乱からストレンジ成分を決めるのは困難

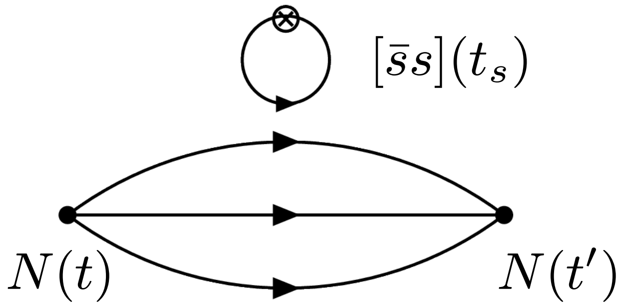
$$\sigma_{KN}(0) = \frac{m_{ud}+m_s}{2}\langle N|\bar{u}u + \bar{s}s|N\rangle \;\; < 600\,\mathrm{MeV}$$

- $SU(3)$ 対称性の破れ

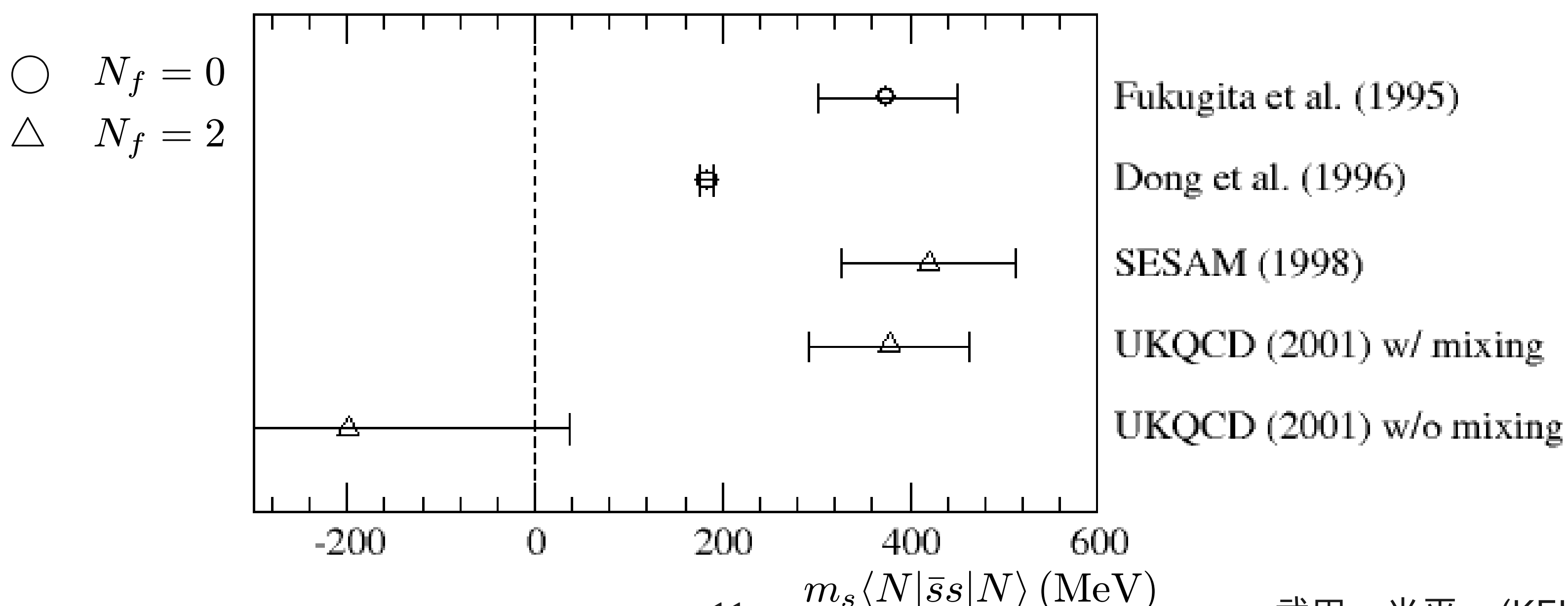
$$m_{ud}\langle N|\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s|N\rangle = \frac{3m_{ud}}{m_s - m_{ud}}(M_\Xi - M_\Lambda)$$
$$\simeq 24\,\mathrm{MeV}$$

$$\Rightarrow \quad m_s\langle N|\bar{s}s|N\rangle \sim 500\,\mathrm{MeV}$$

– 核子質量の 60% がストレンジクォークの寄与 !?



- 格子 QCD
  - 直接計算 $$\frac{\langle N(t)\,[\bar{s}s](t_s)\bar{N}(t')\rangle}{\langle N(t)\bar{N}(t')\rangle} \to \langle N|\bar{s}s|N\rangle$$
  - 従来の結果は大きなストレンジ成分を示唆



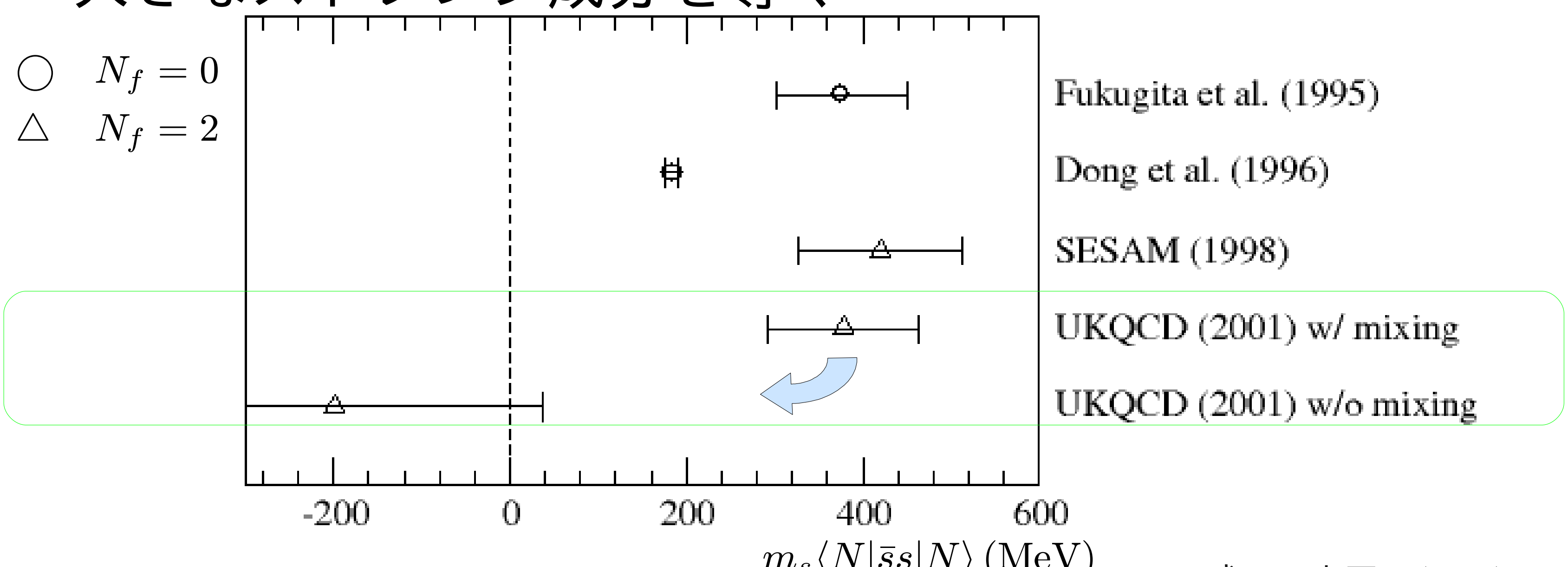
- 従来の結果：ウィルソンフェルミオンを用いていた

$$D_W = \frac{1}{2}\left[\gamma_\mu(\nabla_\mu + \nabla^*_\mu) - a\nabla_\mu\nabla^*_\mu\right]$$

  - カイラル対称性をあらわに破っている

    → 演算子の混合　$(\bar{s}s)^{phys} = Z(\bar{s}s) + Z'(\bar{u}u + \bar{d}d)$

  - 大きなストレンジ成分を導く



4 カイラル対称性の実現

- オーバーラップフェルミオン　[Neuberger, 1998]

$$D = \left(m_0 + \frac{m_q}{2}\right) + \left(m_0 - \frac{m_q}{2}\right)\gamma_5 \mathrm{sgn}[H_W] \qquad H_W = \gamma_5 D_W$$

  - 格子上のカイラル対称性を実現

$$D\gamma_5 + \gamma_5 D = aD\gamma_5 D$$

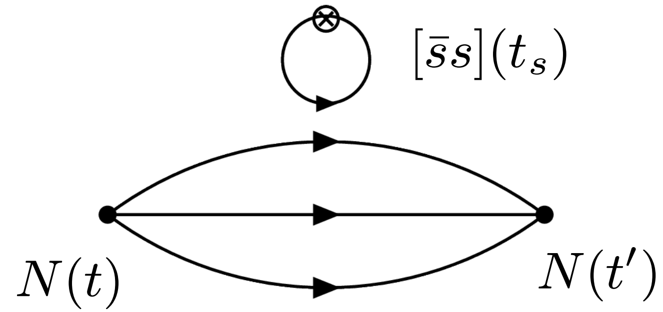
; Ginsparg-Wilson 関係式

  - 演算子の混合を禁止
  - ただし計算コスト大

- JLQCD Collaboration @ KEK etc.

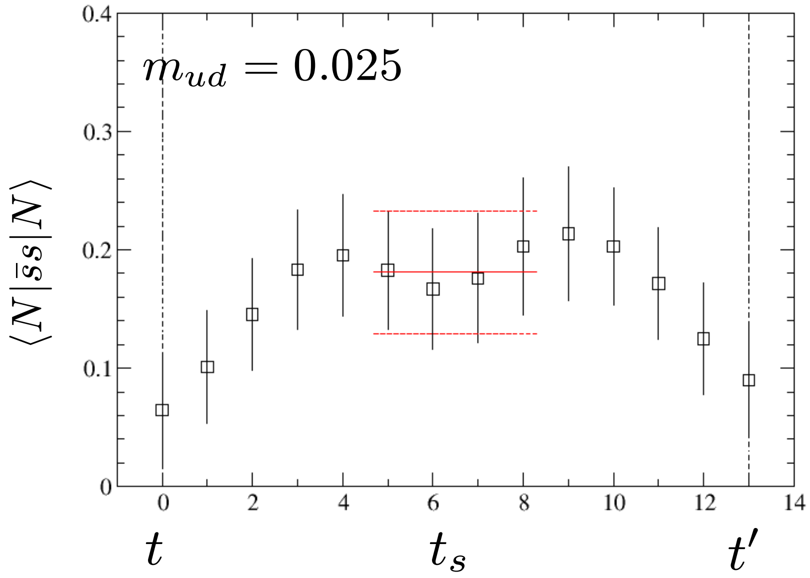
  オーバーラップフェルミオンの大規模シミュレーション

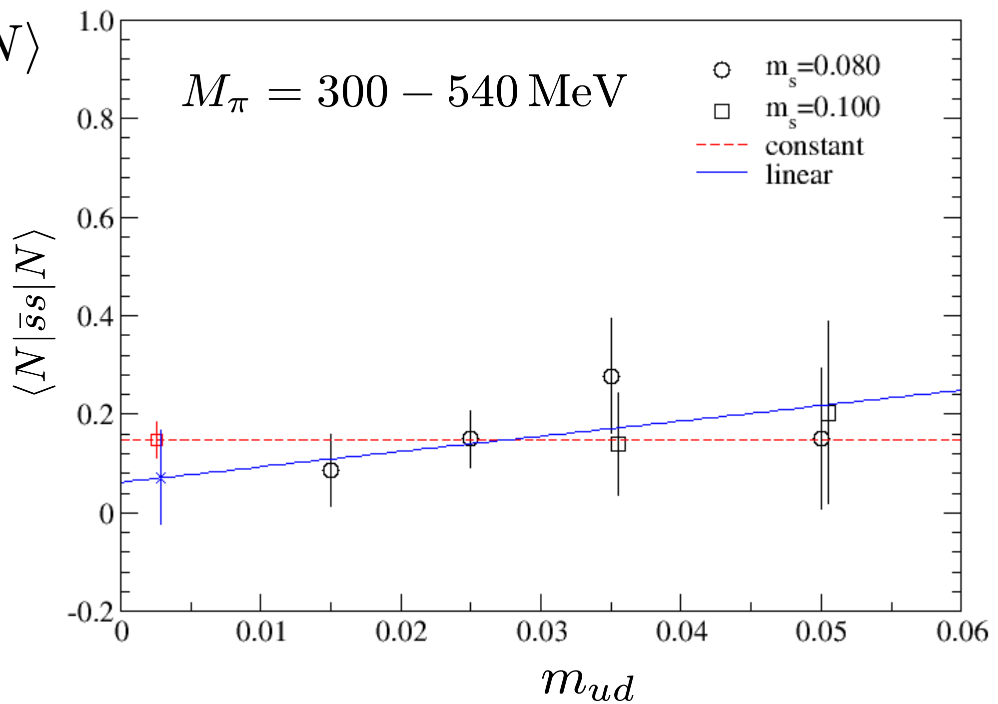
5 数値計算の結果



- 3 点関数を計算

$$\frac{\langle N(t)\,[\bar{s}s](t_s)\bar{N}(t')\rangle}{\langle N(t)\bar{N}(t')\rangle} \xrightarrow[t \ll t_s \ll t']{} \langle N|\bar{s}s|N\rangle$$



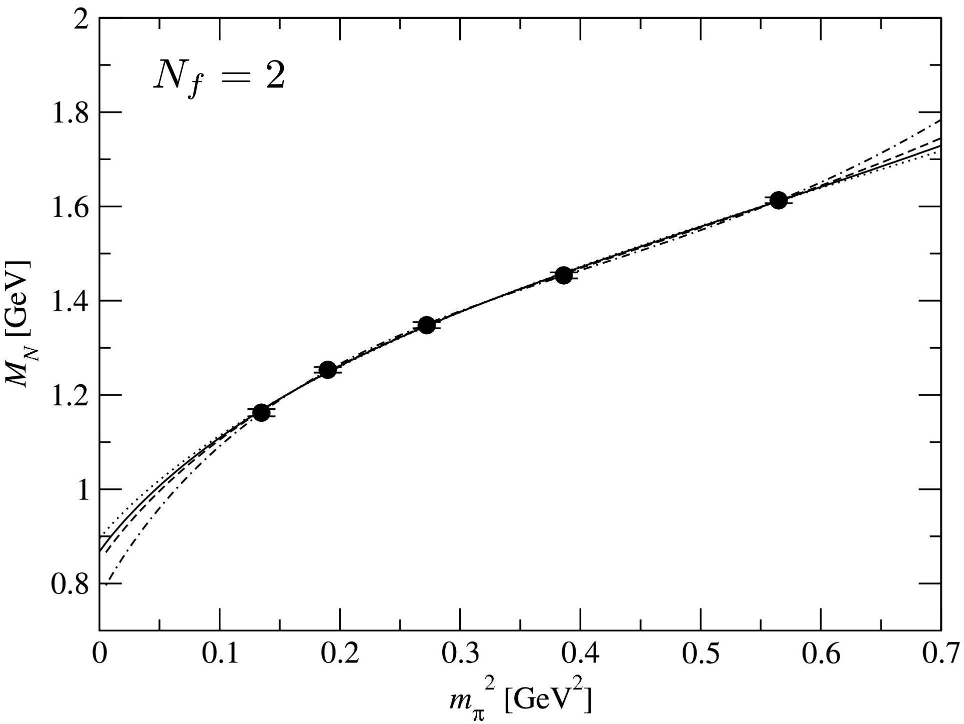


$$m_s\langle N|\bar{s}s|N\rangle = 10(14)(23)\,\mathrm{MeV}$$

武田　光平　(KEK)

- 格子 QCD +バリオンカイラル摂動論
  - Feynman-Hellmann の定理

$$\frac{\partial M_N}{\partial m_q} = \langle N|\bar{q}q|N\rangle$$



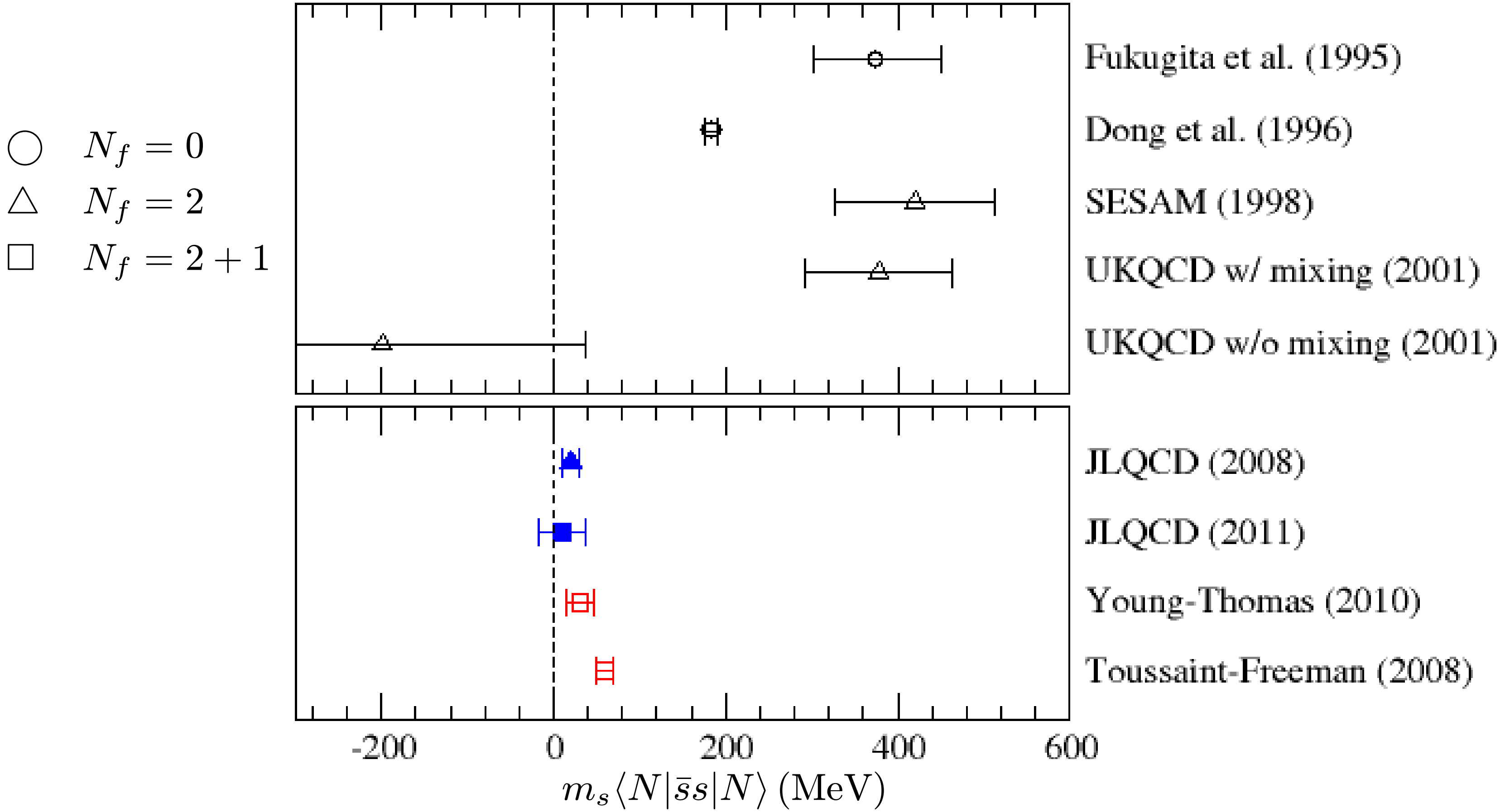
- バリオンカイラル摂動論を用いてデータをフィット

$$m_{ud}\langle N|\bar{u}u + \bar{d}d|N\rangle = 53(2)(^{+21}_{-7})\,\mathrm{MeV}$$

$$m_s\langle N|\bar{s}s|N\rangle = 20(10)(2)\,\mathrm{MeV}$$

5.2 比較

- 小さな値を確認、計算精度も向上



まとめ

- 核子のストレンジ成分について格子 QCD の結果を紹介
  - ベクター $\langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N\rangle$

$$\text{Lattice QCD}: \quad G_E^s = 0.0022(19)\,,\, G_M^s = -0.015(23) \quad \text{at } Q^2 = 0.1\text{GeV}^2$$

[T. Doi et al. ,2009]

$$\text{Experiment}: \quad G_E^s = 0.002(18)\,, \quad G_M^s = -0.01(25) \quad \text{at } Q^2 = 0.1\text{GeV}^2$$

[R.D. Young et al. ,2007]

  - 実験の解析結果と一致
  - 格子 QCD で誤差が 10 分の 1

まとめ

- スカラー　$\langle N|\bar{s}s|N\rangle$

$$m_s\langle N|\bar{s}s|N\rangle = \begin{cases} 20(10)(2) & \\ 10(14)(23) & \\ 59(6)(8) & \mathrm{MeV} \\ 31(15)(4)(2) & \end{cases}$$

[JLQCD, 2008]
[JLQCD, 2011]
[Toussaint-Freeman, 2009]
[Young-Thomas, 2010]

  - ストレンジ成分は当初の予想より小さい

$$m_s\langle N|\bar{s}s|N\rangle \lesssim 60\,\mathrm{MeV} \ll 500\,\mathrm{MeV}$$

武田　光平　(KEK)