

QCD monopoleの観測可能性; ハドロン物理からQGPまで

Iwazaki
Int.J.Mod.Phys. (2017);
Phys. Rev. D (2017)

岩崎愛一 二松学舎大

QCD monopole

(1) glueball としての monopole

monopole-hadron interaction が、
ユニークに決まる。

monopole- $\bar{q}q$ mixing が決まる
(monopole の特定が容易)

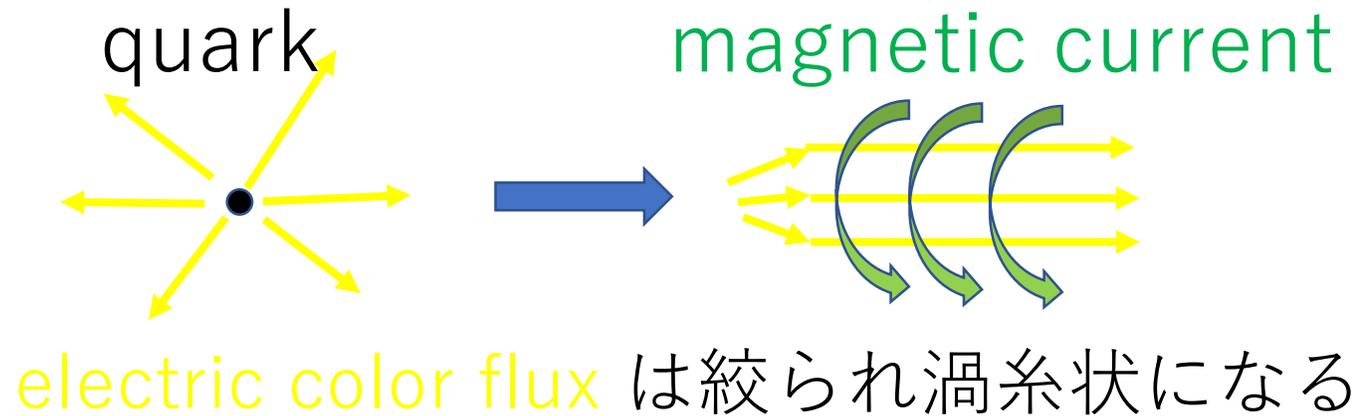
Iwazaki
Int.J.Mod.Phys. 2017

(2) QGP における chiral magnetic 効果

chiral magnetic 効果の有無が、観測する
ハドロンのエネルギー (p_t) に依存する
(QGP 中の monopole の存在の確認)

QCD monopoleの役割

クォークの閉じ込め (dual superconductor)



QCD monopoleは glueball; $f_0(1710)$?

他のハドロンとの相互作用は不明 ($\bar{q}q$ とのmixingがある)
quarkを入れたlattice gaugeの計算が必要(進んでいない)

QCD monopoleとquarkとの相互作用 (monopole-hadron 相互作用項)

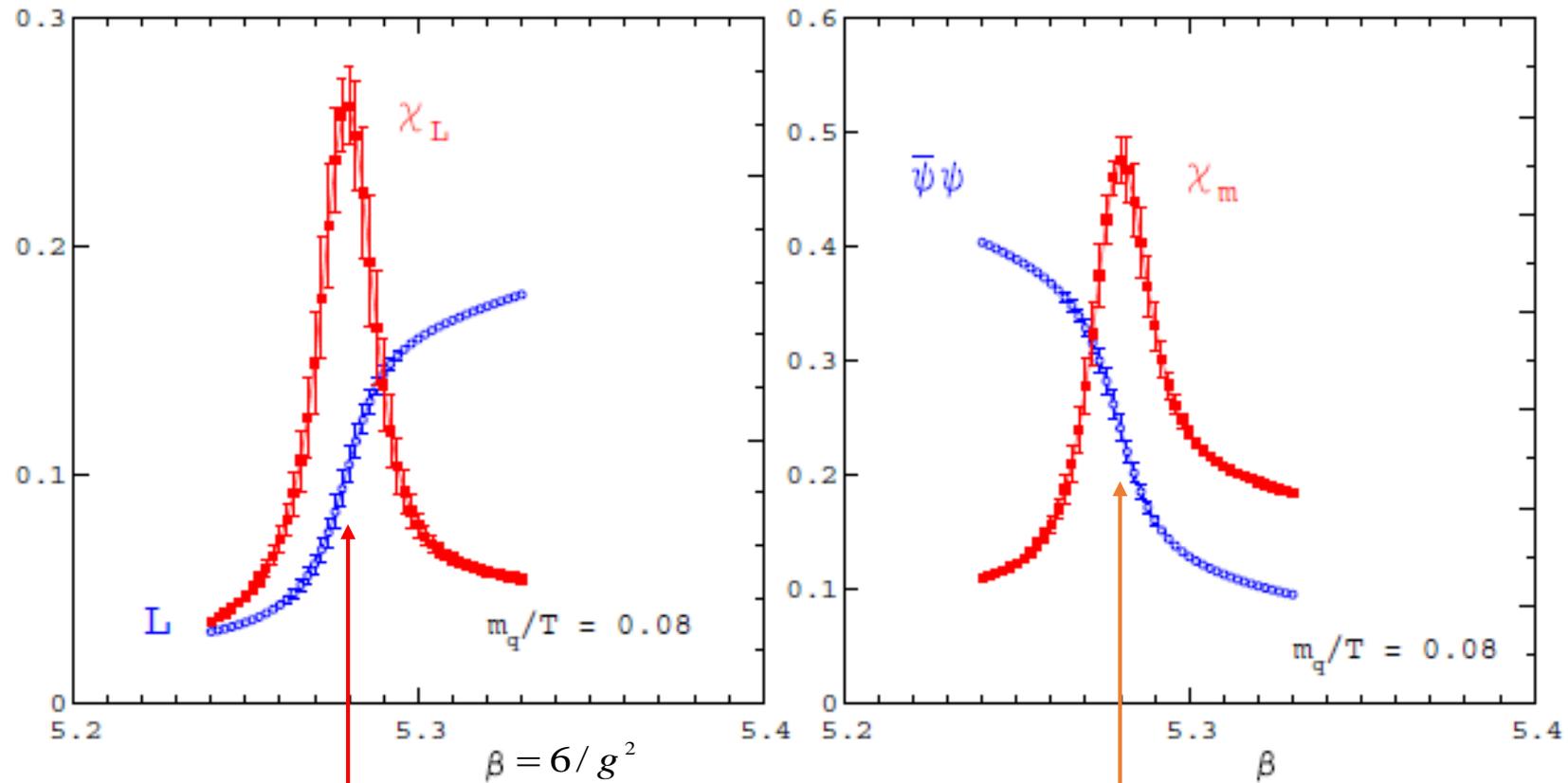
従来のアイデア (間接的な相互作用)

quarkがカラー電場を生成し、電場が monopoleと相互作用する。

ここで提案するアイデア

直接的な相互作用 $\bar{q}q|\phi|^2$: ϕ monopole場
→ chiral symmetry breaking(質量を生成)

coincidence of confinement and chiral symmetry



Polyakov loop

(order parameter for
the confinement)

2- flavour QCD,

$\langle \bar{q}q \rangle$

Karsch 2001

QCD monopoleとquarkの相互作用

monopole磁場中のquarkの運動

Doublet massless fermions coupled with the monopole in $SU(2)$ gauge theory

Abelian dominance 仮説 (低エネルギー有効理論)

- abelian gauge field, ● massless fermions and ● monopole (off diagonal gluons are massive and irrelevant)

QCD monopoleとquarkの相互作用

$$A_\mu^{a=3}, \quad q = \begin{pmatrix} q_+ \\ q_- \end{pmatrix}, \quad \text{massive components } A_\mu^{a=1,2}$$

Note the conserved angular momentum

monopole

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} - eg_m \frac{\vec{r}}{r}$$

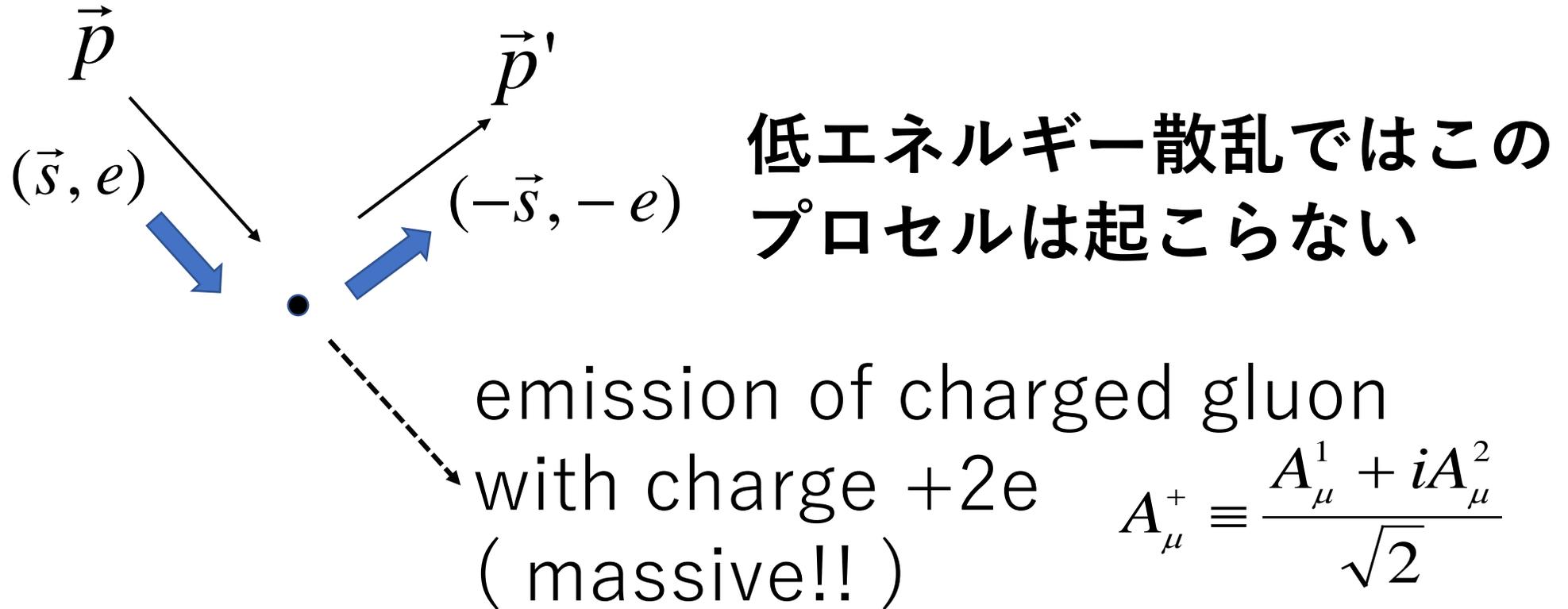
$(g_m = \frac{2\pi}{e})$

散乱の前後で

$$\Delta(\vec{r} \cdot \vec{J}) = \Delta(\vec{r} \cdot \vec{S}) - \Delta(eg_m)r = 0$$

(chirality flip) (charge flip)

電荷保存か？、カイラリティ保存か？



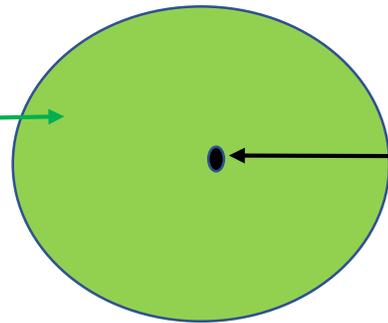
電荷保存し、カイラリティ非保存(anomaly)

Monopoleの周辺には、
局所的にカイラル凝縮が存在

chiral
condensate

$$\langle \bar{q}q \rangle \propto \frac{1}{r^3}$$

We expect that



monopole

$$\vec{B} = g_m \frac{\vec{r}}{r^3}$$

The condensation of the QCD monopoles
causes the chiral symmetry breaking.
(Monopole凝縮でカイラル対称性は破れる)

QCD monopole と quark の相互作用

Chirality changes when quarks interact with the monopole

(quark が monopole と衝突するとそのカイラリティが変化)

$$g\bar{q}q|\phi|^2 = g(\bar{q}_R q_L + \bar{q}_L q_R)|\phi|^2: \quad \phi \text{ monopole}$$

$$g\bar{q}q\langle\phi\rangle^2 = m_q\bar{q}q$$

Monopole condensation $\langle\phi\rangle\neq 0$ causes
chiral symmetry breaking

QCD monopole と hadron の相互作用

sigma 粒子は, $\bar{q}q$ であると仮定すると

$$(\sigma \propto \bar{q}q)$$

sigma と monopole の相互作用

$$g\bar{q}q|\phi|^2 \rightarrow h\sigma|\phi|^2$$

Flavor SU(2) invariant interaction with pions $\vec{\pi}$

$$h\sqrt{\sigma^2 + \vec{\pi}^2}|\phi|^2$$

linear sigma model に monopole を取り入れる

A phenomenological sigma model coupled with QCD monopoles (SU(3))

$$L_{\text{sigma}} = \frac{1}{2}(\partial\sigma)^2 + \frac{1}{2}(\partial\vec{\pi})^2 - \frac{1}{2}m^2(\sigma^2 + \vec{\pi}^2) - \lambda(\sigma^2 + \vec{\pi}^2)^2$$

符号に注意

$$L_{\text{dual}} = \sum_{i=1,2,3} \left(\frac{1}{2} |D_{\mu}^i \phi_i|^2 + \mu^2 |\phi_i|^2 - \lambda' |\phi_i|^4 \right) - \frac{1}{4} (B_{\mu\nu}^3)^2 - \frac{1}{4} (B_{\mu\nu}^8)^2$$

$$L_{\text{int}} = h \sqrt{\sigma^2 + \vec{\pi}^2} \sum_i |\phi_i|^2$$

QCD monopole sigma interaction

$\phi_{1,2,3}$ SU(3) monopoles

$B_{\mu}^{3,8}$ maximal Abelian gauge fields

$$D_{\mu}^i = \partial_{\mu} + ig_m \varepsilon_i^a B_{\mu}^a \quad \vec{\varepsilon}_1 = (1,0), \quad \vec{\varepsilon}_2 = (-1/2, -2/\sqrt{3}), \quad \vec{\varepsilon}_3 = (-1/2, 2/\sqrt{3})$$

Potential

Ground state

$$V = \frac{1}{2}m^2(\sigma^2 + \vec{\pi}^2) + \lambda(\sigma^2 + \vec{\pi}^2)^2 + \sum_{i=1,2,3}(-\mu^2|\phi_i|^2 + \lambda'|\phi_i|^4) - h\sqrt{\sigma^2 + \vec{\pi}^2} \sum_i |\phi_i|^2$$

$$|\phi_0|^2 = \frac{\mu^2 + h\sigma_0}{2\lambda'} \quad ; \quad \phi_i \equiv \phi_0$$

$$4\lambda\sigma_0^3 + m^2\sigma_0 = 3h|\phi_0|^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} m^2\sigma + 4\lambda\sigma^3 - h\sum_{i=1\sim 3}|\phi_i|^2 = 0 \\ (-\mu^2 + 2\lambda'|\phi_i|^2 - h\sigma)\phi_i = 0 \end{array} \right.$$

閉じ込めがchiral symmetryの破れを起こす

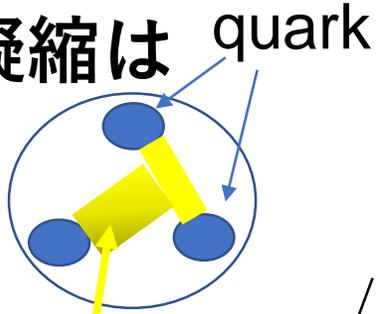
$$\langle \phi \rangle = \phi_0 \neq 0 \rightarrow \langle \sigma \rangle = \sigma_0 \neq 0$$

confinement \rightarrow chiral symmetry breaking

In nuclear matter カイラル対称性の部分的回復

核子の中では

monopole 凝縮は 少ない



Monopoles are expelled
by color electric fields in hadrons

$$\langle baryon | \phi | baryon \rangle = \phi_{baryon} < \langle vacuum | \phi | vacuum \rangle = \phi_0$$

color electric field

$$\langle nuclear\ matter | \phi | nuclear\ matter \rangle = \phi_0 - (\phi_0 - \phi_{baryon}) R^3 \rho$$

$$4\lambda\sigma^3 + m^2\sigma = 3h\phi$$

R ; radius of baryon
 ρ ; baryon density



$$\langle nuclear\ matter | \sigma | nuclear\ matter \rangle < \sigma_0 = \langle vacuum | \sigma | vacuum \rangle$$

どれだけ σ の凝縮が
少なくなるか

$$\delta\sigma = \frac{3h\delta\phi}{12\lambda\sigma_0^2 + m^2}, \quad \delta\phi = (\phi_0 - \phi_{baryon}) R^3 \rho$$

Particle states

color singlet

$J^{PC}, mass$

$$\sigma = \sigma_0 + \delta\sigma, \quad \phi_i = \phi_0 + \delta\phi_i, \quad B_\mu^a = \delta B_\mu^a$$

$$0^{++}, M_\sigma^2 \leftarrow \delta\sigma' = \frac{1}{\sqrt{x_-}} (\delta\phi_1 + \delta\phi_2 + \delta\phi_3 + \frac{0.5(M^2 - M_\sigma^2)}{h\phi_0} \delta\sigma),$$

$$0^{++}, M^2 \leftarrow \delta\phi_1' = \frac{1}{\sqrt{2}} (\delta\phi_1 - \delta\phi_2), \quad \delta\phi_2' = \frac{1}{\sqrt{6}} (\delta\phi_1 + \delta\phi_2 - 2\delta\phi_3)$$

$$0^{++}, M'^2 \leftarrow \delta\phi_3' = \frac{1}{\sqrt{x_+}} (\delta\phi_1 + \delta\phi_2 + \delta\phi_3 + \frac{0.5(M^2 - M'^2)}{h\phi_0} \delta\sigma)$$

$$1^{+-}, M_B^2 \leftarrow B_\mu^a = \delta B_\mu^a; \quad a = 3, 8 \quad x_+ \equiv \frac{3(M'^2 - M_\sigma^2)}{M^2 - M_\sigma^2}, \quad x_- \equiv \frac{3(M'^2 - M_\sigma^2)}{M'^2 - M^2}$$

$$M'^2 > M^2 > M_\sigma^2$$

$$M_B^2 = M^2$$

when Bogomol'ny limit, $\lambda' = \frac{3g_m^2}{16}$

$$M_{\sigma}^2 = 2 \left(\mu^2 + h\sigma_0 + 3\lambda\sigma_0^2 + \frac{m^2}{4} - \sqrt{\left(\mu^2 + h\sigma_0 + 3\lambda\sigma_0^2 - \frac{m^2}{4}\right)^2 + 3h^2\phi_0^2} \right)$$

$$M^2 = 4(\mu^2 + h\sigma_0),$$

$$M'^2 = 2 \left(\mu^2 + h\sigma_0 + 3\lambda\sigma_0^2 + \frac{m^2}{4} + \sqrt{\left(\mu^2 + h\sigma_0 + 3\lambda\sigma_0^2 - \frac{m^2}{4}\right)^2 + 3h^2\phi_0^2} \right)$$

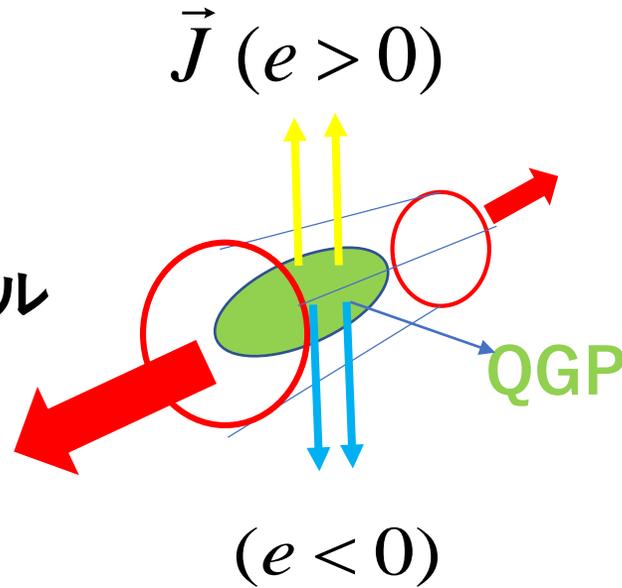
$$M_B^2 = \frac{3g_m^2\phi_0^2}{2}$$

QCD monopoleのchiral magnetic 効果への影響

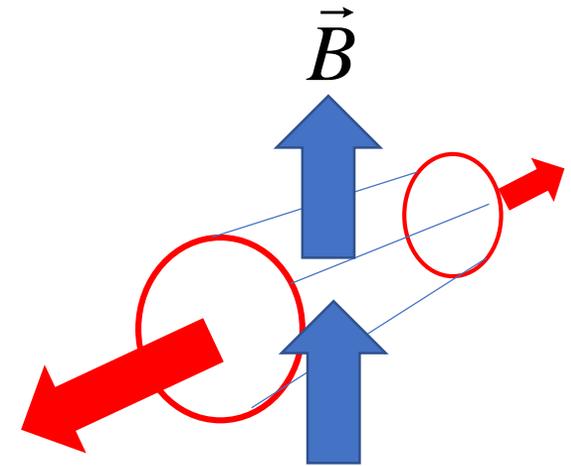
重イオン衝突におけるChiral magnetic 効果

電流 \vec{J} \propto $\mu_5 \vec{B}$ 磁場

μ_5 カイラル化学ポテンシャル
 ($n_R - n_L \neq 0$ for $\mu_5 \neq 0$)



観測可能な磁場

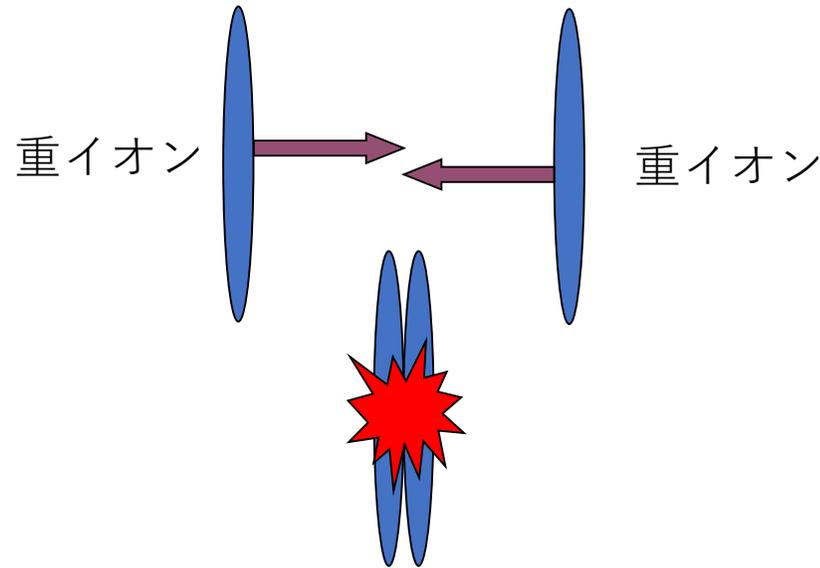


なぜ、 $n_R - n_L \neq 0$?

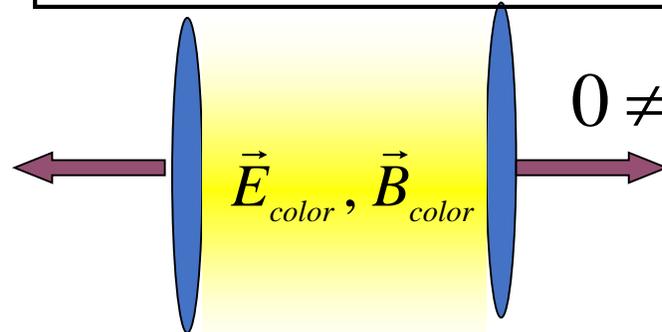
$n_R - n_L = \text{const.} \int \underbrace{\vec{E}_{color} \cdot \vec{B}_{color}}_{\text{glasma}} d^3x$

重イオン衝突直後のグラズマ

カラー電場・磁場の発生 $\vec{E}_{color}, \vec{B}_{color}$



color glass condensate

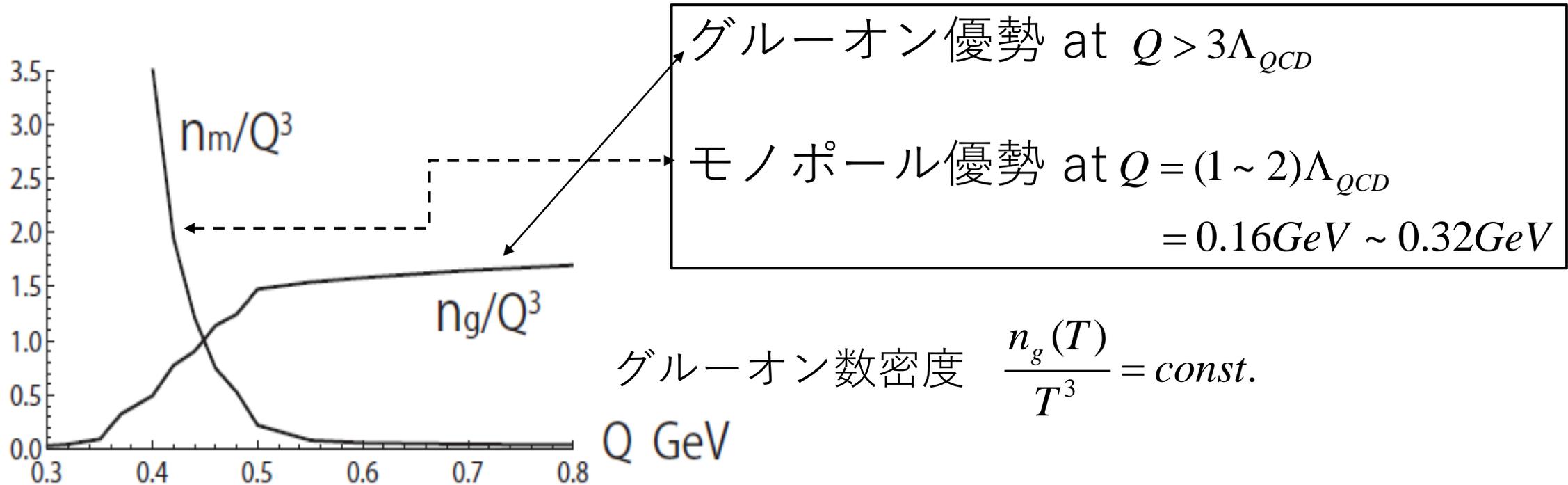


$$0 \neq n_R - n_L = const. \int \vec{E}_{color} \cdot \vec{B}_{color} d^3x$$

chiral anomalyで
chiralityの発生

カラー電場・磁場の崩壊で クォーク・グルーオン・モノポール生成

A. Iwazaki,
Phys.Rev. 2016



$$\varepsilon(Q) \equiv \frac{1}{2}(\vec{E}_{color}^2 + \vec{B}_{color}^2) = \frac{1}{8\pi\alpha_s} Q^4 = \text{グルーオン・モノポールのエネルギー密度}$$

熱化すると $\varepsilon \propto T^4$

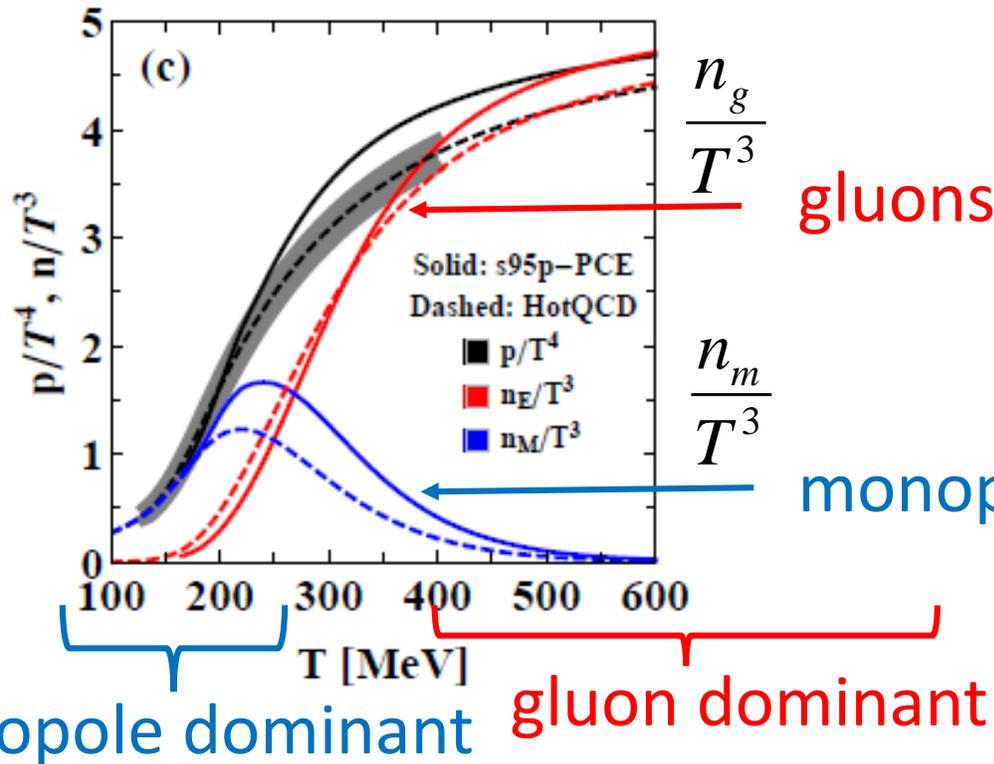


$Q \approx T$

Strongly coupled QGP 低温クォーク・グルーオンプラズマ (monopole dominant)

Xu, Liao and E, Shuryak (2006)

Xu, Liao and Gyulassy (2015)



gluons (dominant at $T > 400\text{MeV}$)

monopoles (dominant at $T < 250\text{MeV}$)

高温($T > 400\text{MeV}$)でsuppressed

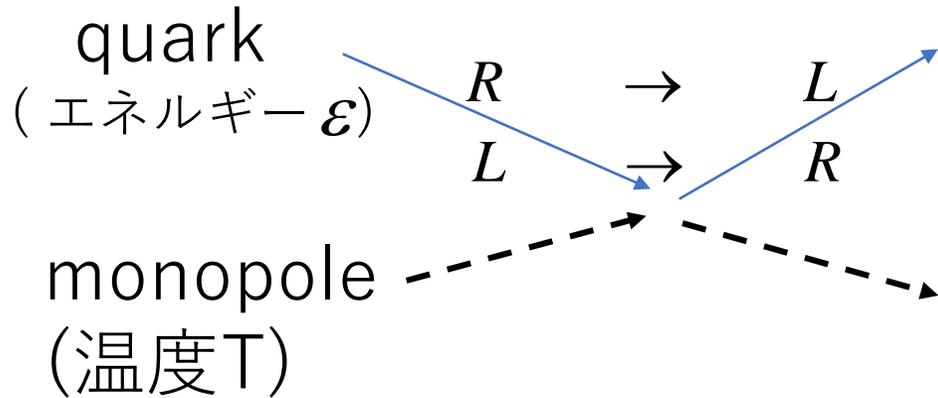
低温($T < 250\text{MeV}$)でenhanced

monopole dominant

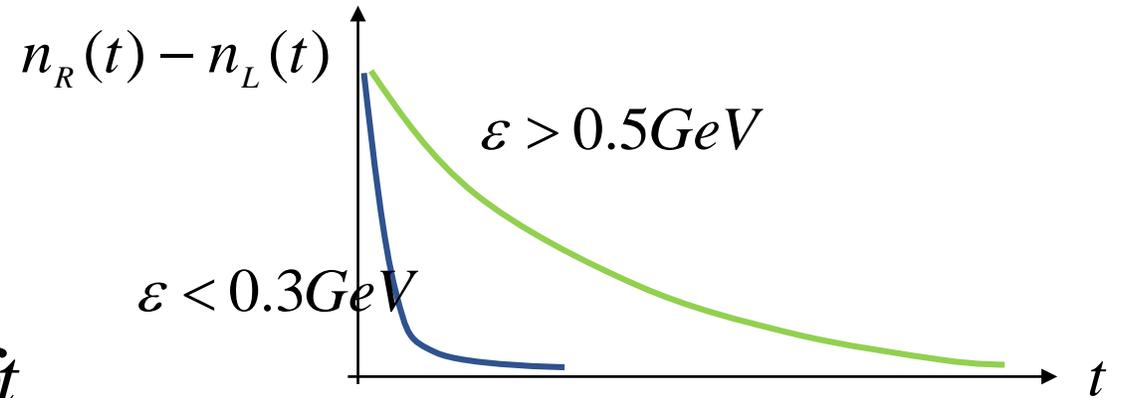
gluon dominant

Monopoleによるカイラリティの消滅

quark-monopole散乱で, $\mu_5 = 0 \iff n_R - n_L = 0$



cross section ($\sigma \approx 1/(\epsilon T) \approx 1/(p_t T)$ for $\epsilon > T$)



$$\delta n_R = A n_L \delta t, \quad \delta n_L = A n_R \delta t$$

$$\delta n_R - \delta n_L = -A(n_R - n_L) \delta t, \quad A \equiv \sigma n_m; n_m \text{ monopole 密度}$$

$$n_R - n_L = (n_R(t=0) - n_L(t=0)) \exp(-\sigma n_m t)$$

when
 $T = 200 MeV$

**pt > 500 MeV では、
カイラリティは残る**

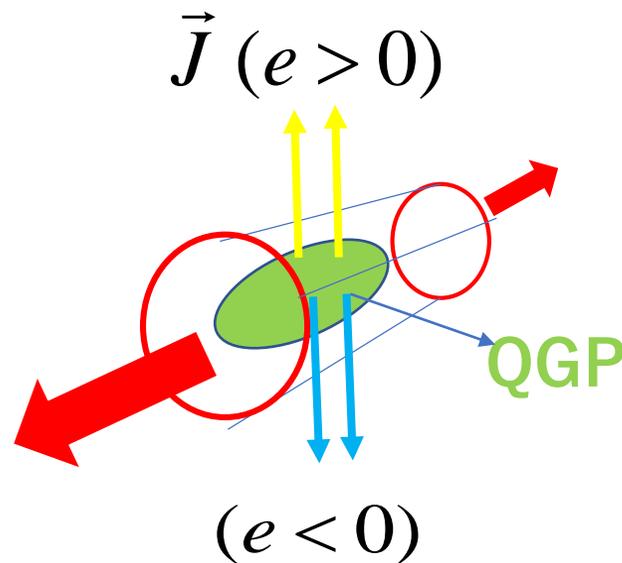
$$\sigma n_m \cong \frac{T^2}{\epsilon} = \frac{(200 MeV)^2}{500 MeV} \frac{500 MeV}{\epsilon} = (2.5 fm/c)^{-1} \frac{500 MeV}{\epsilon} \text{ for } \epsilon > 500 MeV$$

$$\sigma n_m \cong T = 200 MeV \sim (1 fm/c)^{-1} \text{ for } \epsilon \cong 200 MeV$$

QCD monopoleのchiral magnetic 効果への影響

エネルギーの高い($p_t > 500\text{MeV}$)粒子を見れば、chiral magnetic 効果は観測される

$$\vec{J} \propto \mu_5 \vec{B}$$



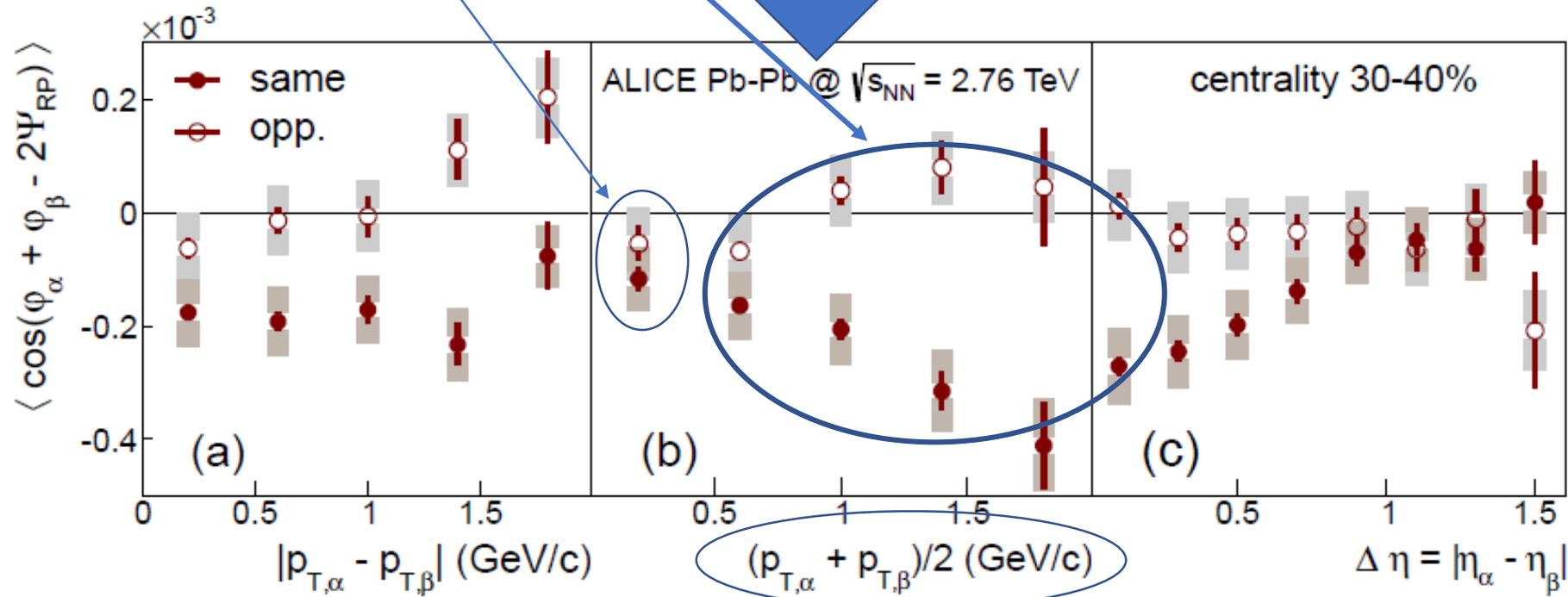
$$\sigma(p_t) n_m(T = 200\text{MeV}) \approx \frac{(200\text{MeV})^2}{p_t}$$

$< 32\text{MeV}$ for $p_t > 500\text{MeV}$

エネルギーの低い($p_t < 200\text{MeV}$)粒子を見れば、chiral magnetic 効果はない

large $p_t > 0.5 \text{ GeV}$ で chiral magnetic 効果？
 small $p_t < 0.5 \text{ GeV}$ で、chiral magnetic 効果消える

Abelev, et al. 2016



結論

monopoleとハドロンの相互作用が決まる
(閉じ込め \rightarrow カイラル対称性の破れ)

glueballとしてのmonopoleであろうハドロンが同定出来る

重イオン衝突で、large p_t のハドロンの観測で chiral magnetic 効果が観測。
一方、small p_t のハドロンでは、観測不可。