

Transverse Structure of Hadrons In Holographic QCD

東京大学大学院
理学系研究科物理学専攻
西尾亮一(D1)

共同研究者 数物連携宇宙研究機構 渡利泰山

基研研究会 2010 7/24

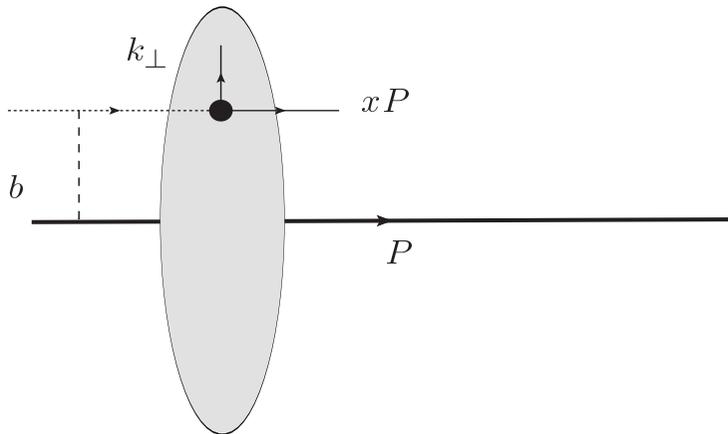
Impact Parameter Dependent Parton Distribution Function (IPDPDF)

ハドロン内部のパートンの分布を表す関数
(通常の) Parton Distribution Function (PDF) $f(x, q^2)$
ハドロン運動量 $(p^+/\sqrt{2}, p^+/\sqrt{2}, 0, 0)$ であるとき

パートンの運動量 $(xp^+/\sqrt{2}, xp^+/\sqrt{2}, k_\perp)$ $k_\perp^2 < q^2$ である分布

Impact Parameter Dependent Parton Distribution Function (IPDPDF) $f(x, b, q^2)$

さらにハドロン重心軸からのtransverse方向の距離**b**の分布を与える



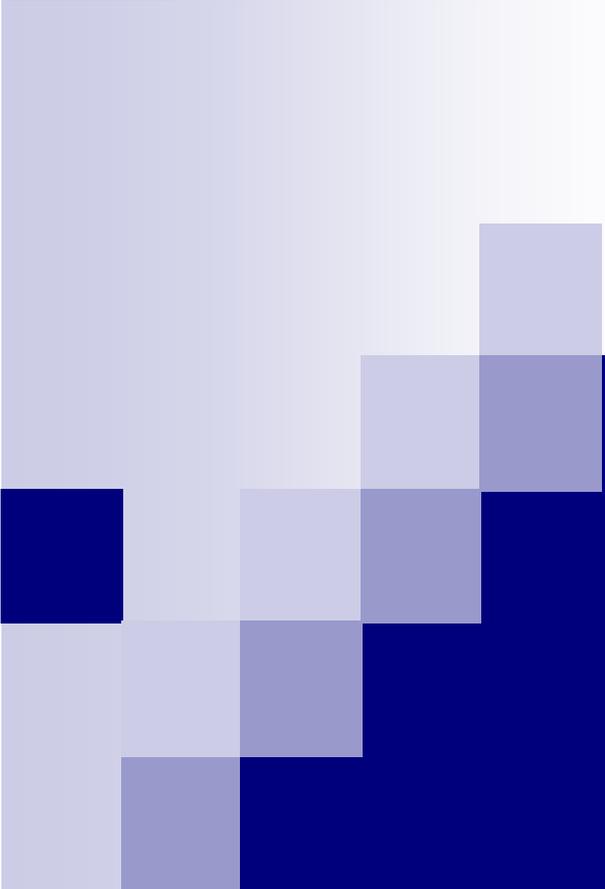


モチベーション

IPDPDF

ハドロンのtransverse方向の広がり・分布はどのようになっているのか？
高エネルギー散乱実験で決めるべき関数なのだが、現在データは少ない
non-perturbativeな方法で理論的に予言を立てたい

⇒ ゲージ／重力対応に基づくモデルで導出



Real QCDにおける IPDPDF

IPDPDFのモデル

Burkardt Arxiv:hep-ph/0207047

IPDPDFが満たすべき関係

$$f(x, b, q^2) \xrightarrow{x \rightarrow 1} \delta^2(b)g(q^2)$$

$x \rightarrow 1$ で、一つのパートンがlarge momentum fractionを持つので、そのパートンの座標が重心座標となる

small x におけるモデル $f(x, b, q^2) \sim f(x, q^2)e^{-b^2/a \ln x^{-1}}$

ガウシアン分布 パートンのランダムウォーク
small x で断面積の緩やかな増加
 a は未知パラメタ

IPDPDFを直接与える散乱現象

Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS)

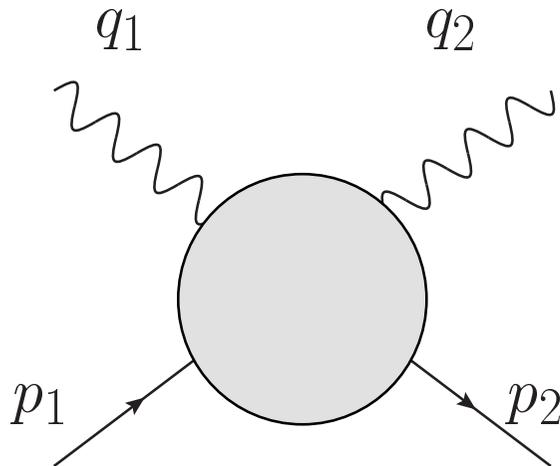
$$T^{\mu\nu} = i \int d^4z e^{iqz} \langle p_2 | T J^\mu(z/2) J^\nu(-z/2) | p_1 \rangle. \quad q_1^2 = q_2^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$$

$$T^{\mu\nu} = V_1 P[q_1]^{\mu\rho} P[q_2]^\nu_\rho + V_2 (p \cdot P[q_1])^\mu (p \cdot P[q_2])^\nu + V_3 (q_2 \cdot P[q_1])^\mu (q_1 \cdot P[q_2])^\nu \dots$$

$$P[q]^{\mu\nu} = \left[\eta^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right]$$

$$f(x, b, q^2) \sim \int \frac{d^2\Delta}{(2\pi)^2} e^{i\Delta \cdot b} \text{Im } V_i(x, t, q^2)$$

$$t = -\Delta^2 \sim \Lambda_{\text{QCD}}^2$$

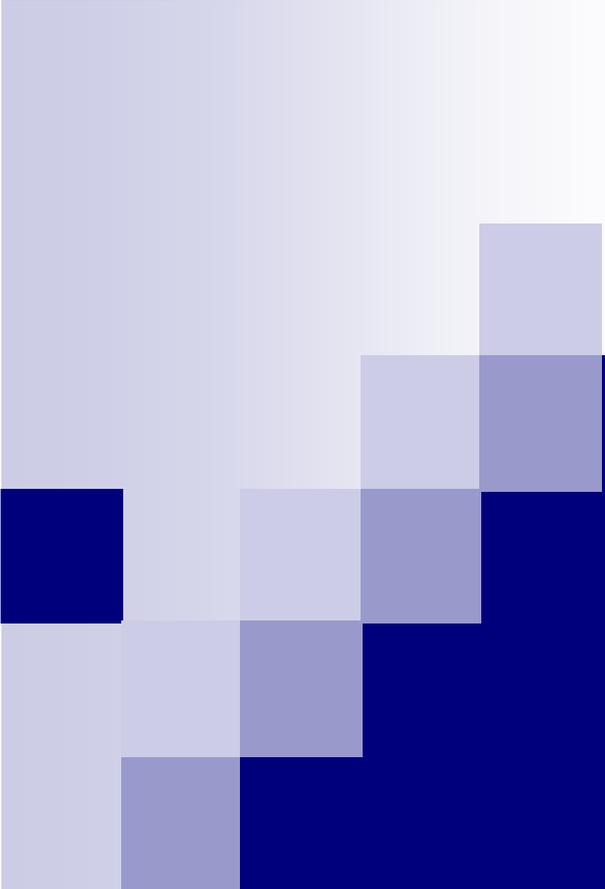


$$p^\mu = \frac{1}{2}(p_1^\mu + p_2^\mu)$$

$$q^\mu = \frac{1}{2}(q_1^\mu + q_2^\mu)$$

$$\Delta^\mu = p_2^\mu - p_1^\mu = q_1^\mu - q_2^\mu$$

$$x = \frac{-q^2}{2p \cdot q}$$



ゲージ／重力対応に
基づく導出

ゲージ／重力対応とAdS/QCDモデル

例 $AdS_5 \times S^5$ vs $\mathcal{N} = 4$ SYM $N_c \gg 1$

$$\sqrt{\lambda} = \sqrt{g_{\text{YM}}^2 N_c} = R^2 / \alpha' \gg 1$$
$$ds^2 = \frac{R^2}{z^2} (d^2x + d^2z) + R^2 d\Omega^2$$

5次元上のSUGRAの場とgauge理論の演算子に対応 (GKP-W)

ϕ	$Tr FF$	
$h_{\mu\nu}$	$T_{\mu\nu}$	
A_μ	J_μ	Rカレント

confining gauge theoryのAdS/QCDモデル: hard wall (Polchinski and Strassler 2002)

$0 < z < z_{\text{max}} = \Lambda^{-1}$ boundary condition at $z=z_{\text{max}}$

normalizableなSUGRAの場は
離散的にモード分解できる
各モードがハドロンに対応

$$\phi(x, z) = \sum_n a_n(x) \Phi_n(z)$$
$$e^{ipx} \Phi_n(z) \quad |p, n\rangle$$

セットアップ

Polchinski and Strassler (2002) (t=0)

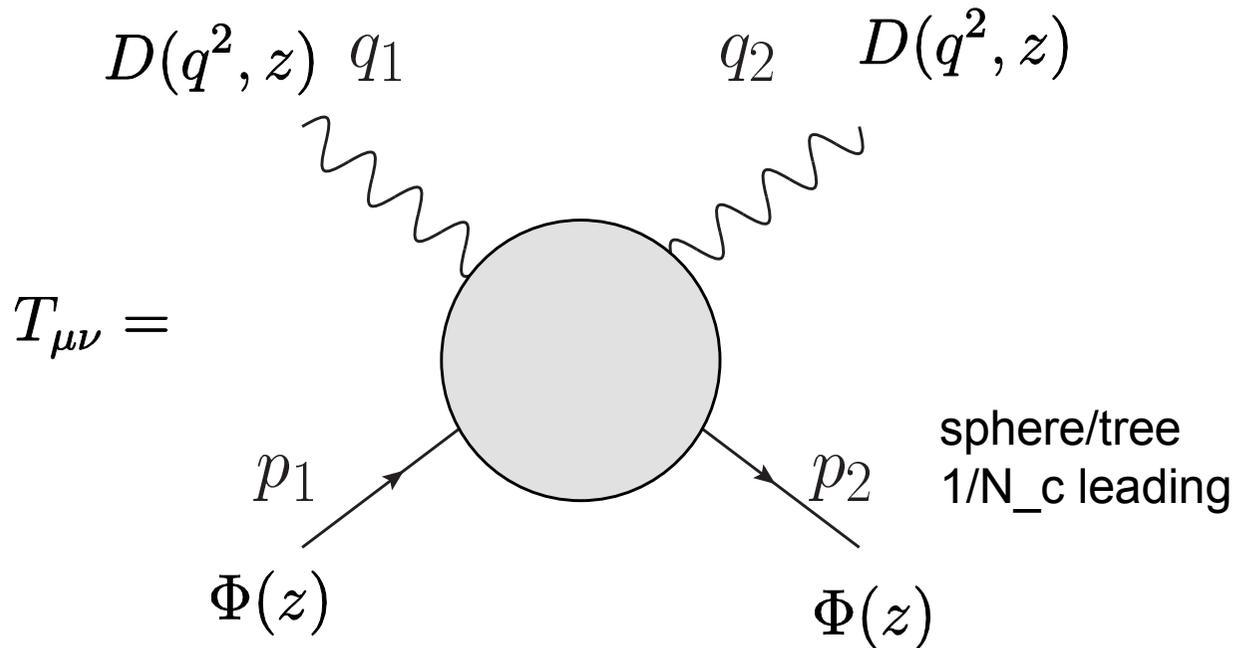
$$T^{\mu\nu} = i \int d^4z e^{iqz} \langle p_2 | T J^\mu(z/2) J^\nu(-z/2) | p_1 \rangle.$$

J_μ Rカレント

$$A_\mu(x, z) = \epsilon_\mu e^{iq_i x} D(q_i^2, z)$$

$|p_i\rangle$ スカラーグルーボール

$$\phi(x, z) = e^{ip_i x} \Phi_n(z)$$



弦の効果 $1/\sqrt{\lambda}$ 展開

SUGRAの範囲では、

$$\int \frac{d^2\Delta}{(2\pi)^2} e^{ib\Delta} \text{Im} V_i \propto \delta^2(b)$$

transverse structureはsmall xにおけるstring excited modeの効果によって現れる

BPST Pomeron Brower, Polchinski, Strassler, & Tan (2006)

large s (small x) のときのAdS_5 spacelにおけるstring amplitude

$$s = q^2/x$$

flat space string amplitude

$$\text{Im}A(s, t) \sim (\alpha' s)^{2+\frac{1}{2}\alpha' t} \quad \alpha' s \gg 1, \quad \alpha' t = \mathcal{O}(1)$$

AdS_5 string amplitude (1+3→2+4 scattering)

$$\ln [z^2 s / \sqrt{\lambda}] / \sqrt{\lambda} \gtrsim 1$$

$$\text{Im}A(s, t) \sim \int dz \sqrt{-g} \Phi_3(z) \Phi_4(z) \left(\alpha' \frac{z^2 s}{R^2} \right)^{2+\frac{1}{2}\alpha' \Delta_2} \Phi_1(z) \Phi_2(z)$$

$$\Delta_2 = e^{2A} \nabla_0^2 e^{-2A} \quad e^{2A} = \frac{R^2}{z^2} \quad \nabla_0^2 = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial z} \frac{z^2}{R^2} \sqrt{-g} \frac{\partial}{\partial z} + t e^{2A}$$

DVCSのPomeron t-channel exchangeのamplitude

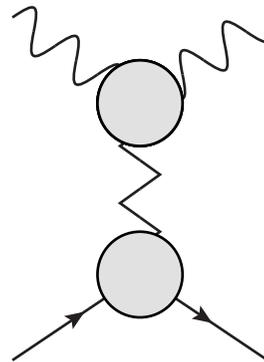
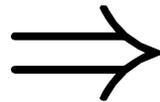
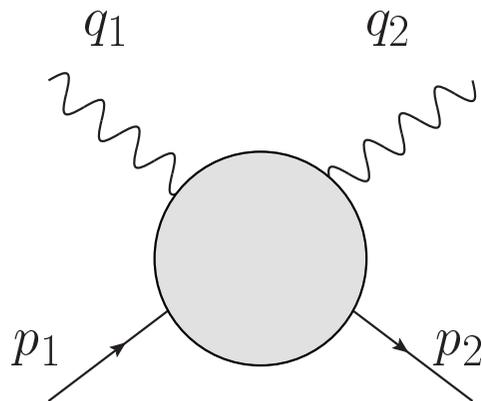
$$\text{Im}V_1 \sim \frac{1}{2\kappa^2} \int dz \sqrt{-g} (\Phi(z))^2 \int dz' \sqrt{-g'} \frac{z'^2}{R^2} (D(q^2, z'))^2 \text{Im}K(q^2/x, t; z, z')$$

$$\text{Im} K(q^2/x, t; z, z') = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \frac{z^2}{R^2} \frac{z'^2}{R^2} \int_0^\infty d\nu (zz'q^2/x)^2 \left[\frac{zz'q^2}{x\sqrt{\lambda}} \right]^{-\frac{\nu^2+4}{2\sqrt{\lambda}}} \times \Psi_{i\nu}^{(2)}(t, z) \Psi_{i\nu}^{(2)}(t, z')$$

Δ_2 の固有値分解 $(2 + \frac{1}{2}\alpha'\Delta_2)\Psi_{i\nu}^{(2)}(t, z) = (2 - \frac{\nu^2 + 4}{2\sqrt{\lambda}})\Psi_{i\nu}^{(2)}(t, z)$

hard wall with Dirichlet Boundary at $z=z_{\text{max}}$

$$\Psi_{i\nu}^{(2)}(t, z) = i \sqrt{\frac{\nu}{2R \sinh \pi\nu}} \left[\sqrt{\frac{I_{-i\nu}(\sqrt{-t}/\Lambda)}{I_{i\nu}(\sqrt{-t}/\Lambda)}} I_{i\nu}(\sqrt{-t}z) - \sqrt{\frac{I_{i\nu}(\sqrt{-t}/\Lambda)}{I_{-i\nu}(\sqrt{-t}/\Lambda)}} I_{-i\nu}(\sqrt{-t}z) \right]$$



ここでは

$$f(x, b, q^2) = \int \frac{d^2\Delta}{(2\pi)^2} e^{ib\Delta} \text{Im}V_1$$

と定義する

結果(解析的にわかること)

$$\frac{q^2}{\Lambda^2} \gg 1 \quad \ln \frac{q^2}{\Lambda^2} = \mathcal{O}(1)$$

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} \ln \left(\frac{x^{-1}}{\sqrt{\lambda}} \right) \ll 1$$

$$f(x, b, q^2) \propto \delta^2(b)$$

$$f(x, b, q^2) \rightarrow \delta^2(b)g(q^2)$$

$x \rightarrow 1$ と言える

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} \ln \left(\frac{x^{-1}}{\sqrt{\lambda}} \right) \gg 1 \quad 1 \ll b\Lambda \ll \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \ln \left(\frac{x^{-1}}{\sqrt{\lambda}} \right)$$

$$f(x, b, q^2) \sim \left(\frac{x^{-1}}{\sqrt{\lambda}} \right)^{2-2/\sqrt{\lambda}} e^{-bm_0}$$

$$m_0 \sim \Lambda$$

$$\text{spin } j = 2 - \frac{2}{\sqrt{\lambda}} \text{ の mass}$$

$$b\Lambda \gg \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \ln \left(\frac{x^{-1}}{\sqrt{\lambda}} \right)$$

$$f(x, b, q^2) \sim \left(\frac{x^{-1}}{\sqrt{\lambda}} \right)^{2-2/\sqrt{\lambda}} e^{-\frac{(b\Lambda)^2}{\frac{2}{\sqrt{\lambda}} \ln \frac{x^{-1}}{\sqrt{\lambda}}}}$$

IPDPDFのガウシアンモデルはラージbの漸近的には正しい。ラージbでないときには修正されるべき。



summary

Real QCDにおいて、IPDPDFはDVCSの散乱振幅から得られる。
AdS/QCDモデルを用いて、強結合・ラージ N_c ゲージ理論のDVCSの散乱振幅を
 $1/N_c$ 展開の最低次で計算し、IPDPDFを導出した

Transverse structureは、SUGRA極限では現れず、
stringの励起モードの交換の足し上げを行うことで初めて現れた

結果は既存の直感的モデルを漸近形として再現しつつ、パラメタも定めた
同時にそれからのずれも予言した

$1/N_c$ 展開のNLO

Gaussianではなくlinear exponentialで振舞う寄与の存在
“pion cloud model” in real QCD