

Drag force and Jet quenching in AdS/QCD

仲野英司¹

Department of Physics and Center for Theoretical Sciences, National Taiwan University

クォーク・グルオン・プラズマ (QGP) における Drag force と Jet quenching parameter $\hat{q}$ を Dilaton 場によって変形したメトリックを用いて評価する。

1 High P_t ハドロン Jet の抑制と $\hat{q}$

RHIC (Au-Au 衝突: 核子当り 200GeV) において QCD の非閉じ込め相である QGP 火の玉を作る試みがなされている。検知されるハドロンからその証拠をつかむことが重要である。生成されるハドロンは集団運動的に振舞うものと、高エネルギー Jet として出てくるものがある。ここで議論している Jet は衝突の方向に垂直に出てくる。つまり、横運動量 P_t を持つ。大きな $P_t (\geq 5\text{GeV})$ の Jet は殆ど種類に依らず抑制されることが観測されている。それは、もし QGP 火の玉が生成されていれば、Jet の元であるパートンが QGP を通過する間に媒質効果によってエネルギーを失うからである。もう少し詳しく述べると、火の玉の境界付近でパートン対が生成されれば、一方は外に逃げるが、もう一方は QGP の中を通過する。外に逃げたパートンは高エネルギーの Jet (ハドロン) となるが、片割れは QGP の中に埋もれてしまう。これが Jet 抑制になる。パートン対生成は核子 - 核子衝突 (N-N 衝突) でも起きるが、QGP が出来るほど大きさが無いので、Jet 抑制はほぼ無いと言ってよい。Au-Au と N-N 衝突におけるハドロンの生成比は、Nuclear Modification Factor R_{AA} という量で与えられる [e.g., hep-ph/0407360]。つまり、 $R_{AA} \sim 1$ であれば QGP の媒質効果は殆どないといえる。High P_t Jet の抑制は 82 年に Bjorken によって提唱された。彼の議論は、パートンと媒質との弾性散乱によるエネルギーの損失であったが、後に Bremsstrahlung によるグルオン放出が重要であることが分かった。

さて、この媒質中でのエネルギー損失を特徴付ける量が Jet quenching parameter $\hat{q}$ である。以下、 $\hat{q}$ を見積もるための定式化をしたい。二つのステップがある。一つは深部非弾性散乱 (DIS) に関連したもので、もう一つはそれを RHIC に適用することである。

ステップ 1 : RHIC で起きている素過程はクォークとグルオンの散乱だが、それは DIS に用いられている式をいろいろと使うことができる。DIS は仮想光子 (γ^*) が Target (核子) のクォークカレントと相互作用して始まる。つまり、 γ^* がその Fock 空間であるクォーク・反クォーク対をとおして Target と散乱する: $|\gamma^*\rangle \sim \sum_{|x-y|} |\bar{q}(x)q(y)\rangle + \dots$ 。ここで $L = |x-y|$ は対の距離で γ^* の Virtuality である。つまり、大きさ L のクォーク対が Target (核子) と散乱する。また、Target を特徴付ける量が Saturation スケール Q_s である。 Q_s は Color glass condensate (CGC) と関係した量である。CGC は、高速にブーストされた核子を覗いたときに、それがあるエネルギースケール以上では、グルオンの塊のように見えるという現象である。これは核子の構造関数に対する発展方程式から、いわゆる Small x 領域ではグルオンがドミナントで発散しているように見える。しかし、この領域ではグルオンの非線形相互作用 (e.g., $gg \rightarrow g$) が重要になり、その結果ある横運動量以下でグルオンの分布が飽和する。この横運動量値が Q_s である。よって、 Q_s は Target 中のコヒーレントなグルオンのサイズ $\sim 1/Q_s$ を特徴づける。

次にアイコナル近似の元でこのクォーク対と Target の散乱の全散乱断面積を求めてやると、 $\sigma_{q\bar{q}} \sim 1 - \langle W^F(Q_s, L) \rangle$ となる [hep-ph/0106240]。ここで $W^F(Q_s, L)$ は Light-like Wilson Loop (fun-

¹e-mail address: enakano@ntu.edu.tw

damental rep.) であり、 Q_s と L でパラメータ化される： $\langle W^F(Q_s, L) \rangle = \exp(-Q_s^2 L^2/8) + \dots$ [hep-ph/0303204;0508232]。 $\langle \dots \rangle$ は Target 中での期待値を表す。

ステップ 2：次に Target 中においてクォークがどれくらいグルオンを放出するかを見積もる公式をみてみると、 $dN_{\text{gluon}}/dk \sim \int d\vec{q}_t \exp(-q_t^2/Q_s^2) q_t^2/k^2(k-p_t)^2$ である [hep-ph/9802440;0304151]。これから Target からクォークが受け取る典型的な横運動量の二乗 q_t^2 は大体 Q_s^2 であることが分かる： $\langle q_t^2 \rangle \simeq Q_s^2$ 。

こんどは、以上で考えたことをやや強引ではあるが、RHIC に当てはめてみる。つまり、Target を QGP 火の玉だと仮定する。そうするとクォーク（今はこれがグルオンであってもよい）が QGP に入って行きグルオンを放出する。そして今はある程度大きさをもった Target (QGP 媒質) を考えているので、クォーク（又はグルオン）も放出されたグルオンも出てくるまでに Target（正確には媒質中のコヒーレントな color sources）とコソコソと衝突して、横方向運動量の揺らぎ $\langle q_t^2 \rangle \neq 0$ を獲得する。ここで $\langle \dots \rangle$ は QGP 媒質での期待値である。この過程において、ブラウン運動との類推から、運動量の揺らぎはパートン（クォーク又はグルオン）が媒質を走った距離 R に比例する： $\langle q_t^2 \rangle = \hat{q}R$ 。この比例係数が $\hat{q}$ である。

ステップ 1 と 2 から、 $Q_s^2 = \hat{q}R = \hat{q}L_-/\sqrt{2}$ が得られる。 L_- は Light-cone 上の長さである。つまり、QGP 媒質中での Light-Like Wilson Loop の期待値を求めれば $\hat{q}$ が得られる。通常、媒質中のグルオン放出は Adjoint Wilson Loop で書かれるので、 $\langle W^A(Q_s, L) \rangle = \exp(-\hat{q}L_-L^2/4\sqrt{2}) + O(1/N^2)$ で定義される [hep-ph/0304151;06012168]。

2 AdS/QCD を用いた Wilson loop の評価

通常の Wilson loop の計算は AdS/CFT の得意とするところであるが、今は Light-like なものを計算する。AdS/CFT ではゲージ理論 ($\mathcal{N} = 4\text{SYM}$) が乗った D ブレーンを SUGRA の重力解 (ブラックブレーン) で置きかえる。有限温度ではブラックホールになる。Large-Nc ゲージ場理論の Wilson loop は、対応するメトリック (重力解) 上での基本弦の世界面を評価することで得られる。つまり、南部・後藤作用 S を古典解で評価すればよい。

$$\langle W(C) \rangle \sim e^{-S}. \quad (1)$$

ただし、CFT と QCD はスケール不変や超対称性の点でかなり違う。そこで、現象論的なメトリックを (或いは同じ効果を持つ Dilaton 場を) 導入して、 S を評価する [hep-ph/0608274]。

$$S = \frac{1}{2\pi\alpha'} \int d\tau d\sigma e^{\Phi/2} \sqrt{-\det \partial_a X^M \partial_b X^N G_{MN}}. \quad (2)$$

これはレッジ軌跡やメソンスペクトルを良く再現するものであるが、本当にゲージ理論サイドで QCD に対応しているわけではない [hep-ph/0501128;0602229;0604204]。後は AdS/CFT の処方に従って計算すればよく、以下に結果を示す (詳しくは hep-ph/0608274 を参照してほしい)。

$$\text{Experiment extract : } \bar{\hat{q}} = 5 - 10 \text{ GeV}^2/\text{fm}$$

$$\text{Our result : } \bar{\hat{q}} = 3.5 \text{ GeV}^2/\text{fm}$$

$$\text{AdS/CFT : } \bar{\hat{q}} = 3.9 \text{ GeV}^2/\text{fm}.$$

初期温度 $T_0 = 360 \text{ MeV}$ 、QGP の大きさ $L_-/\sqrt{2} = 2 \text{ fm}$ 、とした。ただし、実際の QGP は膨張しているので、上の結果は Bjorken Expansion モデルを用いた時間平均 $\bar{\hat{q}}$ である。数字は両方とも実験結果を下回るが (初期条件や結合定数などのパラメータにも依存する)、近い値である。それは、Dilaton 場の効果は赤外領域に出てくるが、これがブラックホールでカットされたため、CFT とあまり変わらないメトリックに見えるからである。

3 QGP 媒質における Drag force

以下では、Jet quenching と同じような QGP の媒質効果の特徴付ける Drag force を計算してみる。水の中に紐の付いた丸いおもりをいれて、それを引張って定速度に保つようにする時に感じる抵抗力が Drag force である。この現象はランジュバン方程式で記述できる。

$$\frac{dp_1}{dt} = -\mu p_1 + f_1. \quad (3)$$

いま、1 方向の運動を考えている。 f_1 は媒質からのブラウン運動に起因したランダム力である： $\langle f_i(t_1)f_j(t_2) \rangle = \kappa \hat{p}_i \hat{p}_j \delta(t_1 - t_2)$ 。ある初速度の粒子は経過時間 $t_0 = 1/\mu$ 後に Drag force によって止まってしまう。

この状況に対応する配位を AdS 空間でつくってみる。Gauge/String duality ではクォークは基本弦の先に居るが、それが QCD が存在する Boundary 上を走っているとする。もう片方は AdS₅ bulk (z 方向) に垂れてブラックホールに落ち込んでいるとする。このとき、Boundary のクォークが QGP を進む間に失う運動量が弦の世界面を通してブラックホールに流れ込み、戻ってこない [hep-th/0605182]。つまり、エネルギー損失である。この基本弦の配位を先ほどと同じように AdS/CFT の処方に従って、南部・後藤作用の古典解で置き換えると Drag force が得られる。経過時間 t_0 の結果だけを以下に示す (詳しくはまた hep-ph/0608274 を参照してほしい)。

$$t_0(v, T) = \frac{2m\alpha'}{\pi T^2 R^2} \exp\left(-\frac{c\sqrt{1-v^2}}{2\pi T^2}\right). \quad (4)$$

ここで、 m 、 v 、 T はそれぞれ、クォークの質量、速さ、媒質の温度である。定数 c は Dilaton 場 ($\Phi(z) = cz^2$) に由来していて、 $c \rightarrow 0$ が $\mathcal{N} = 4\text{SYM}(\text{CFT})$ に対応する。この AdS/QCD の計算結果でおもしろいのは、経過時間 t_0 が速度に依存していることである。これは CFT とは異なる。結果的に QGP は $\mathcal{N} = 4\text{SYM}(\text{CFT})$ プラズマよりも粘性があるということになる。

ここで、Jet quenching parameter と Drag force の関係について少しコメントする。Drag force は式 (3) 以下の説明から分かるように、粒子が媒質から受けるランダムな力を起因とする。また、 $\hat{q} \propto \langle q_t^2 \rangle$ はその同じランダム力によって蓄積される横方向運動量の揺らぎを熱平衡アンサンブル平均したものである。よって、遥動散逸定理で関係づく。これを元に、上記の Drag force を計算した手法を応用して、直接 $\langle q_t^2 \rangle$ を計算することもできる [hep-th/0612143]。

4 謝辞

この研究は、台湾大学の Wen Wen-Yu さんと寺口俊介さんとの共同研究、及び Nuclear theory group での厳しい指摘に基づいています。また、この研究会での講演を勧めてくださった板倉さんはじめ組織者の方々に感謝します。