高エネルギーハドロンとゲージ／ストリング対応

松尾俊寛（筑波大）

arXiv:0804.4733 [hep-th] PLB670:150(2008)
arXiv:0807.0098 [hep-ph] Yoshitaka Hatta and TM

Thermal hadron spectrum（実験事実）

$$\frac{dN_i}{d^3p} \sim \exp\left(-\beta\sqrt{p^2+m_i^2}\right)$$

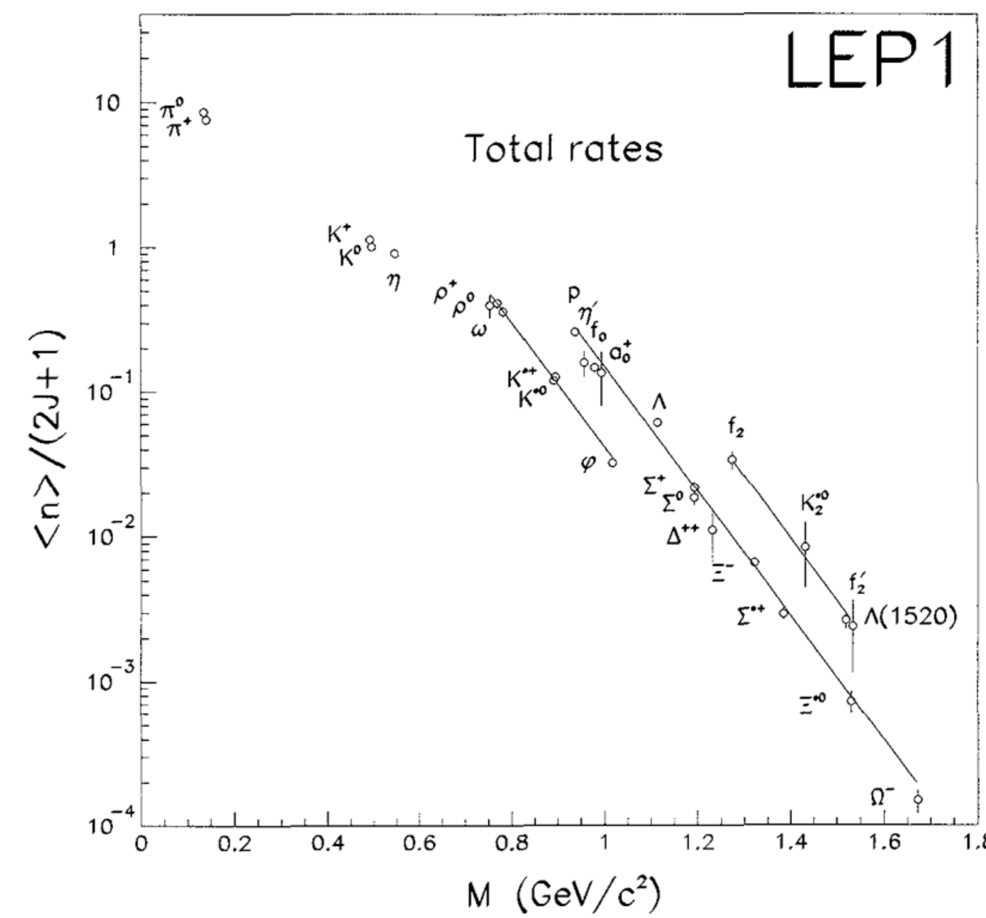
生成ハドロンスペクトラムはボルツマン因子でよく記述できる。

$$T \simeq 160 - 170 MeV$$

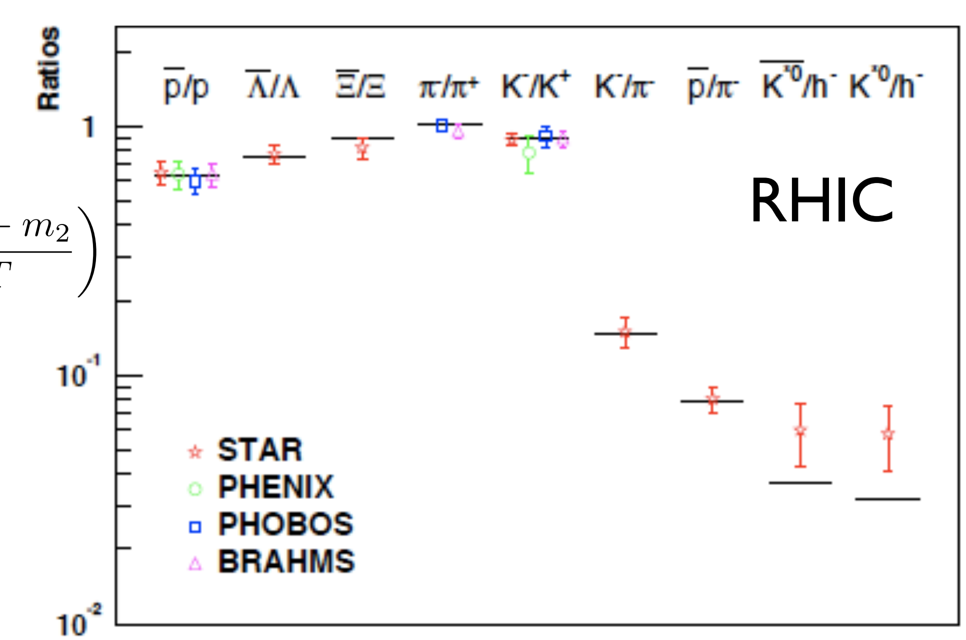
普遍的

e+e-, pp, ppbar, (heavy ion)^2

生成ハドロンの数が少ないときにもうまく説明している。
e+e-の場合のように熱化するチャンスがあり得なさそうな場合にもうまくいく。



$$\exp\left(-\frac{m_1-m_2}{T}\right)$$



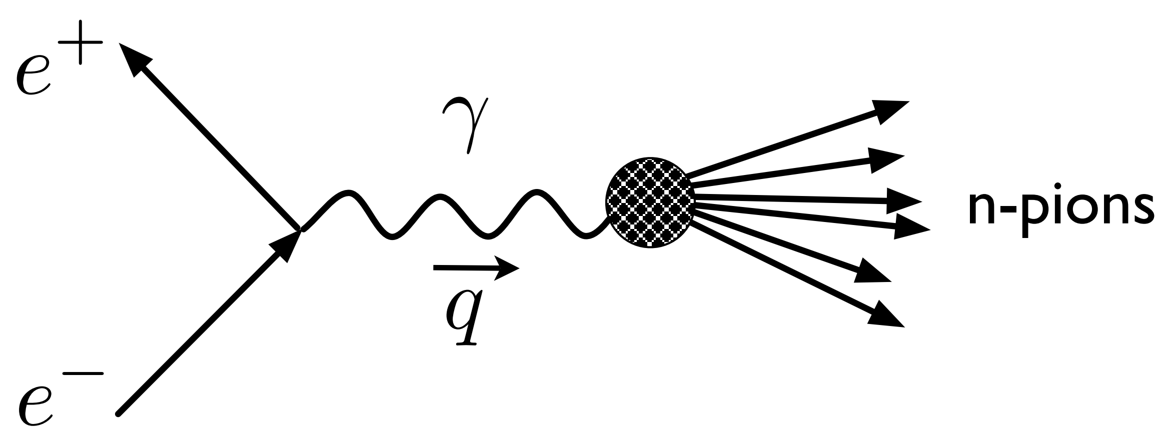
理論的にどういう機構でボルツマン因子が現れるのか、よくわかっていない。

ゲージ／ストリング対応のアイデアを用いてこの因子の出所をさぐる。

じつは

multiplicity $\dfrac{dN}{d^3p} = \dfrac{1}{\sigma_{tot}} \dfrac{d\sigma}{d^3p}$ を評価するには、“n-pion” production cross-section

の計算に現れる行列要素 $\langle p_1, \cdots, p_n | J^\mu(0) | 0 \rangle$ を評価すればよい。



こういうもののゲージ／ストリング対応における計算のひとつのやり方が

Polchinski-Strassler によって提唱されている。これをつかう。

[Polchinski-Strassler '01] ストリングからパートンをどうだすのか？

粒子（場の理論） $A(s,t) \propto s^c$ ハード

ストリング $A(s,t) \propto e^{-s}$ ソフト

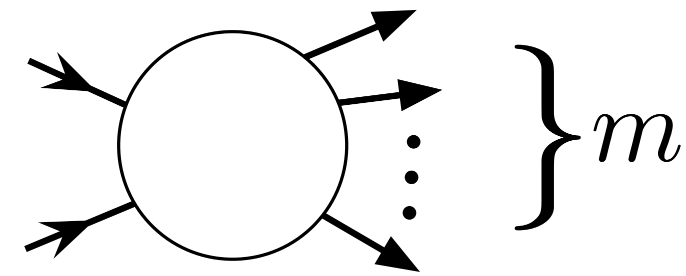
１０次元の散乱振幅から４次元の散乱振幅をえる処方

$$A(p) = \int dr d^5\Omega \sqrt{-g} A_{string}(\tilde{p}) \prod_i^{m+2} \psi_i(r,\Omega)$$

ストリング振幅の高エネルギー（小さいｒ）での
ソフトネスと、外線波動関数の UV（おおきいｒ）
でのダンピングのおかげで

$$\psi(r) \sim r^{-\Delta}$$

$$A_{string} \sim e^{-\tilde{p}^2}$$



$$\Rightarrow \quad A(p) \sim \frac{(gN)^{(\Delta-2)/4}}{N^m \Lambda^{m-2}} \left(\frac{\Lambda}{p}\right)^{\Delta-4}$$

Power !!

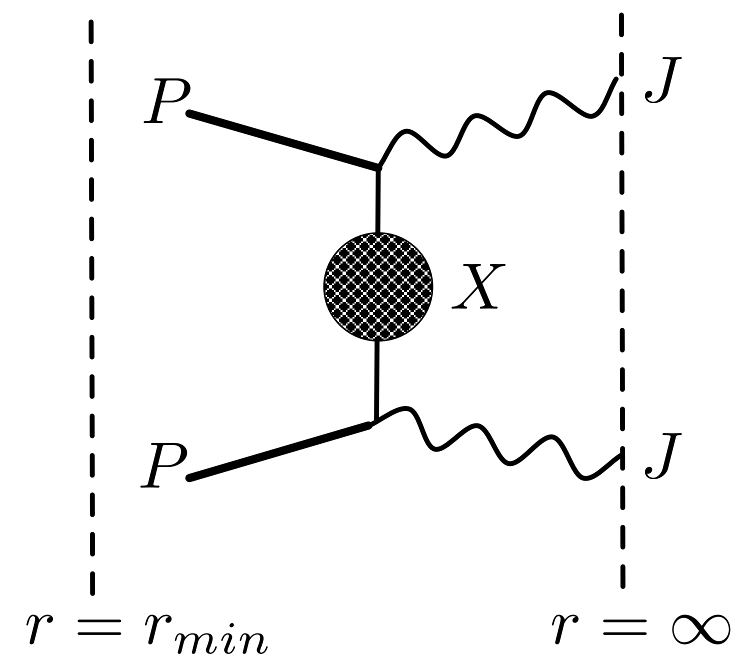
glueball = dilaton

Polchinski-Strassler はこの処方箋にそってストリング理論から DIS （深非弾性散乱）
を議論した。 [Polchinski-Strassler '02]

$$ImW^{\mu\nu} = \sum_X \langle P|J^\mu(0)|P,+q,X\rangle\langle P+q,X|J^\mu(0)|P\rangle\delta(\sum p)$$

$$n_\mu\langle P+q,X|J^\mu(0)|P,\mathcal{Q}\rangle(2\pi)^4\delta^4(P_X-P-q)$$

$$= i\mathcal{Q}\int d^{10}x\sqrt{-g}A^m(\Phi_i\partial_m\Phi_X^* - \Phi_X^*\partial_m\Phi_i)$$



今の場合　$\langle p_1, \cdots, p_n | J^\mu(0) | 0 \rangle$

外線波動関数

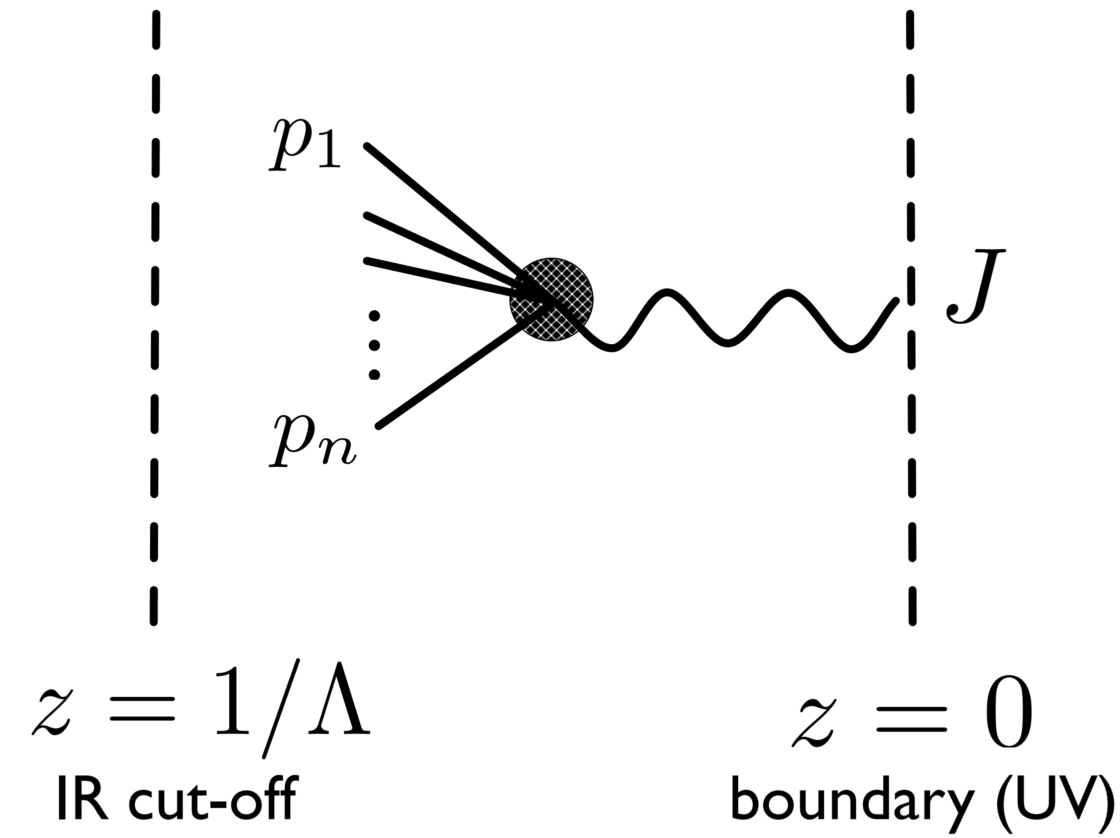
生成ハドロン = グルーボール = dilaton

波動関数は AdS 時空でのラプラス方程式の解。

$$\Phi_i(x,z) = e^{ip_i \cdot x} \frac{\pi i \Lambda z^2}{2\pi^{3/2} R^4} H_1^{(1)}(\Lambda z)$$

ゲージ場の方は、AdS 時空でのマックスウェル方程式の解。

$$A_\mu(x^\mu, z) = \epsilon_\mu e^{-iq\cdot x} \frac{\pi N_c q z}{8\pi^{5/2} R^3} H_1^{(1)}(qz)$$



$$\langle 0 | \epsilon \cdot j(0) | p_1 \cdots p_n \rangle \sim g_s^{n-1} \alpha'^{2n-2} N_c \int dz \frac{R^4}{z^2} \mathcal{Q} p \cdot \epsilon \left(\frac{\Lambda z^2}{R^4} H_1^{(1)}(\Lambda z) \right)^n q H_1^{(1)}(qz)$$

$$\exists \text{ 鞍点} \quad H_1^{(1)} \sim \frac{1}{\sqrt{qz}} e^{iqz} \qquad z_{saddle} \sim \frac{i\alpha}{\Lambda} \qquad \alpha \in C$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{|\langle 0 | \epsilon \cdot j | p_1 \cdots p_n \rangle|^2 \sim \frac{nq^2}{(N_c \Lambda)^{2n-4}} e^{-\frac{2Re[\alpha]q}{\Lambda}}}$$

thermal distribution !

summary

- e+e- 消滅における thermal hadron spectrum を説明する statistical model をゲージ／ストリング対応のアイデアを使って、導出した。
  - Boltzman factor の起源は波動関数の漸近形。

    熱化とか関係なさそう。

しかし、、

- Black hole　　Hawking radiation ⁇
- Hagedorn string ⁇　　$\exp\left(-E/T\right)$
- massless modes or highly massive modes ⁇

inclusive spectrum = fragmentation function $D_T(x, Q^2)$ に対する DGLAP 方程式

を使って、 thermal distribution（とコンシステントな結果）を得る議論もある。

$$\frac{dN}{d^3p} \propto D_T(x, Q^2)$$

"Jet fragmentation and gauge/string duality"
arXiv:0804.4733 [hep-th] PLB
Yoshitaka Hatta and TM