素粒子特論

2016年度前期

河野能知
kono.takanori@ocha.ac.jp
理学部1号館208室

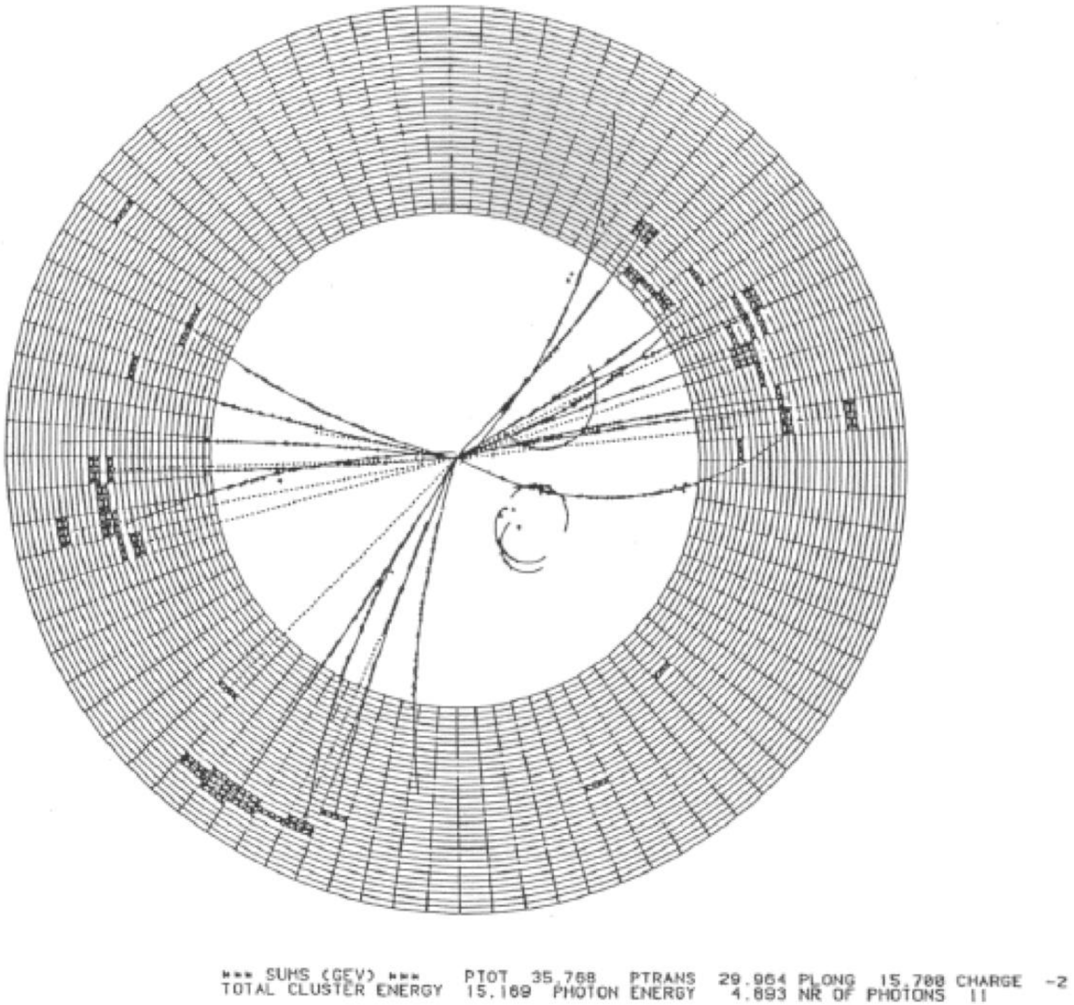
内容

- 量子色力学（QCD）
  - 結合定数のエネルギー依存性
  - ハドロン質量とQCDポテンシャル

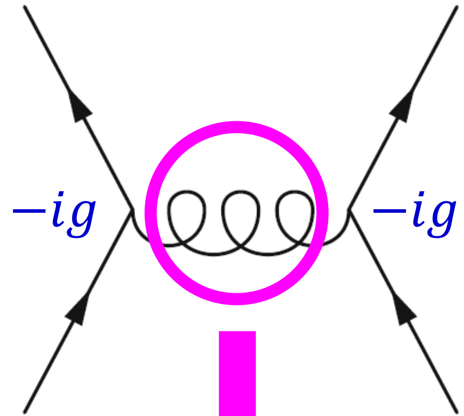
- ハドロン化のモデル
  - Cluster fragmentation, Lund string model

- Jet algorithm
  - Cone algorithm
  - JADE algorithm, (anti-)k_T algorithm

クォーク·グルーオン生成とジェット

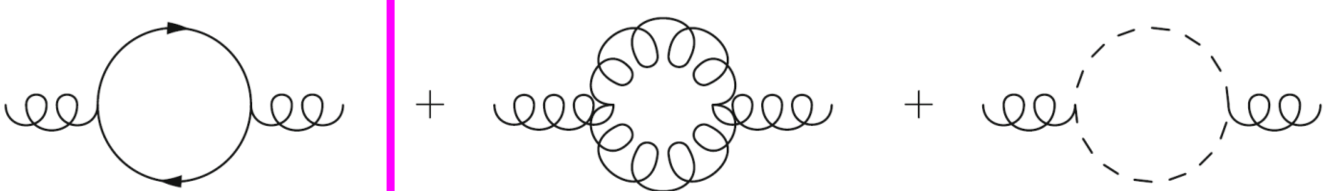


QCDの高次項の寄与



高次の項による補正

非可換ゲージ理論でのみ現れる
グルーオンの3点、4点相互作用



クォーク対

グルーオン

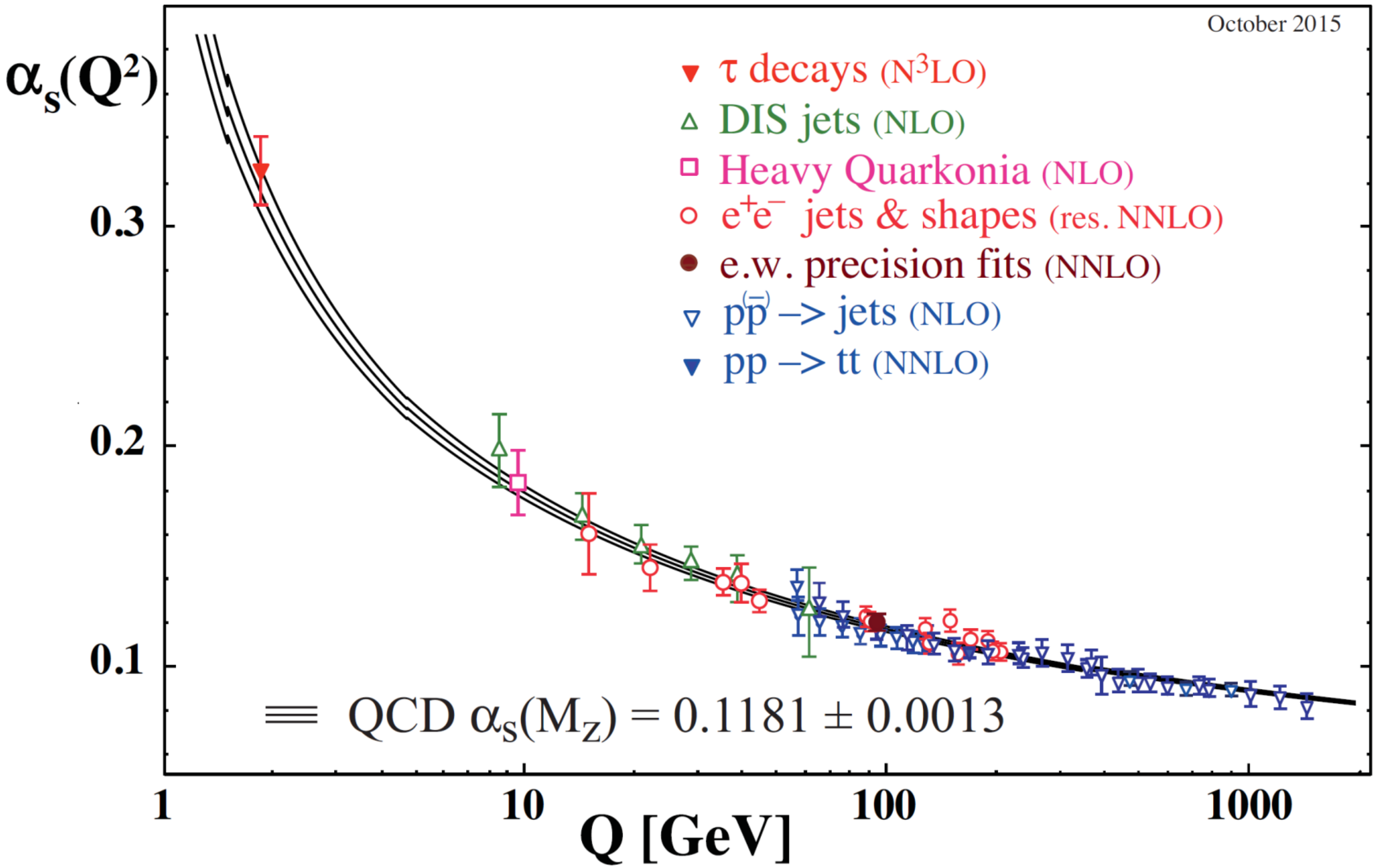
ゴースト
（ゲージ固定）

真空偏極

- 真空偏極ダイヤグラムを計算すると発散する

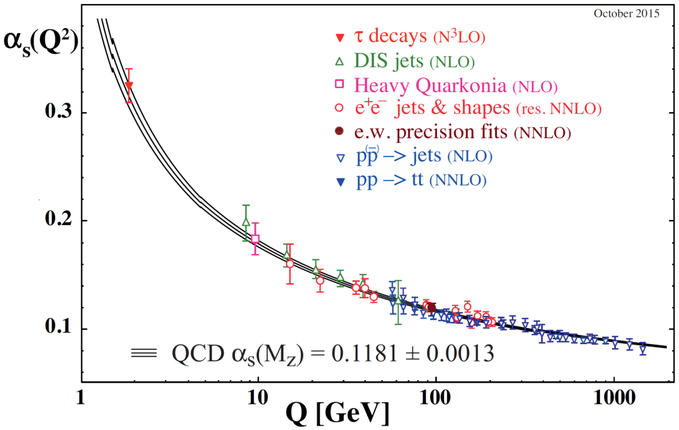
$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \beta_0\, \alpha_s(\mu^2)\ln(Q^2/\mu^2)}$$

結合定数とエネルギー･スケール

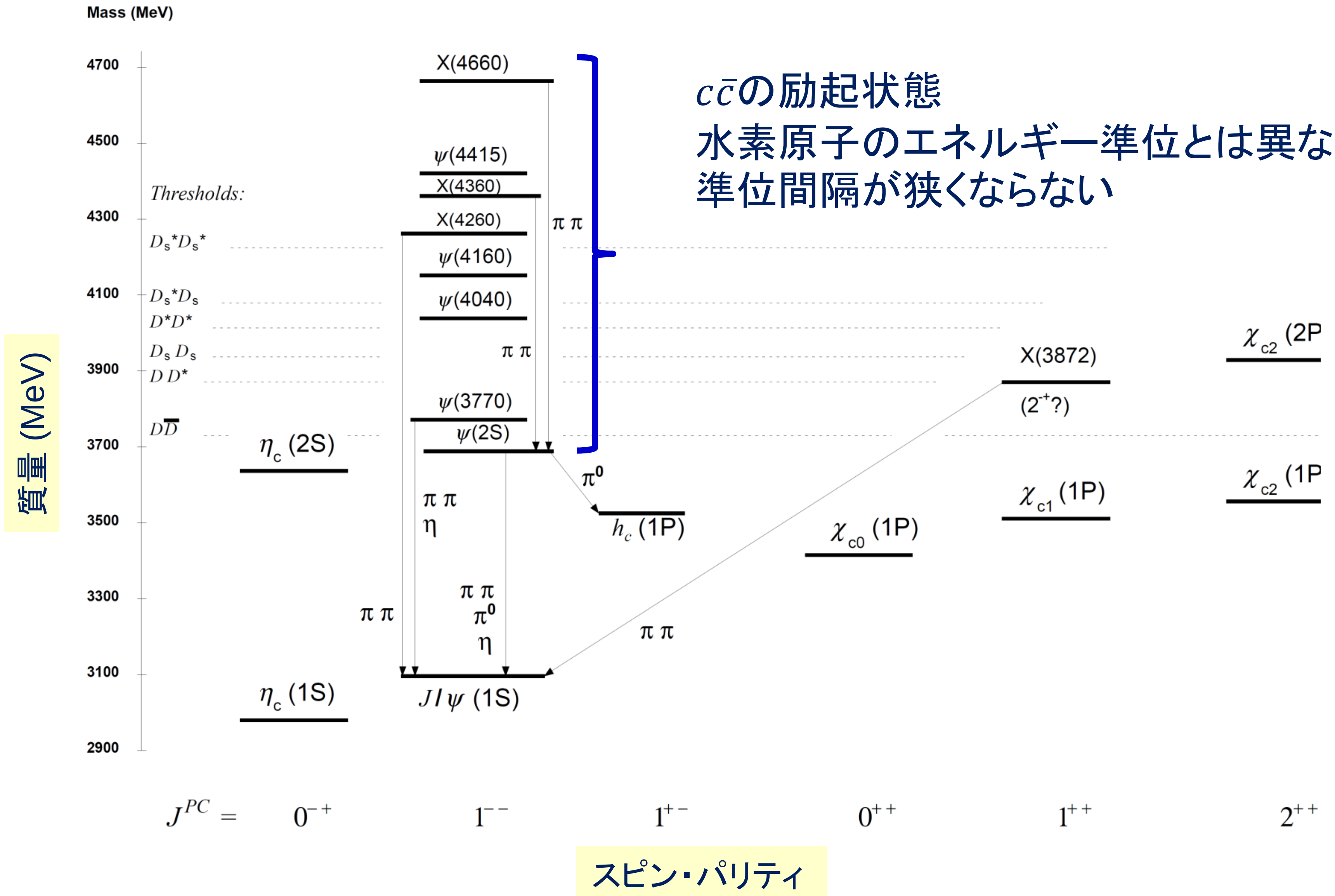


結合定数とエネルギー･スケール

- エネルギー･スケールが十分大きいところ（$Q \gg \Lambda_{\mathrm{QCD}}$）では結合定数は小さい（$\alpha_S \ll 1$）
  - エネルギーの高い散乱問題には摂動論が使える
- 逆に、スケールが小さい（ $Q < 1$ GeV）では結合定数は1を超えて大きくなる
  - $Q = \Lambda_{\mathrm{QCD}}$ で発散する
  - このような領域では、摂動論は信頼性がない。特に、ハドロンのようなQCDの束縛状態を扱うためには非摂動的な手法が必要になる



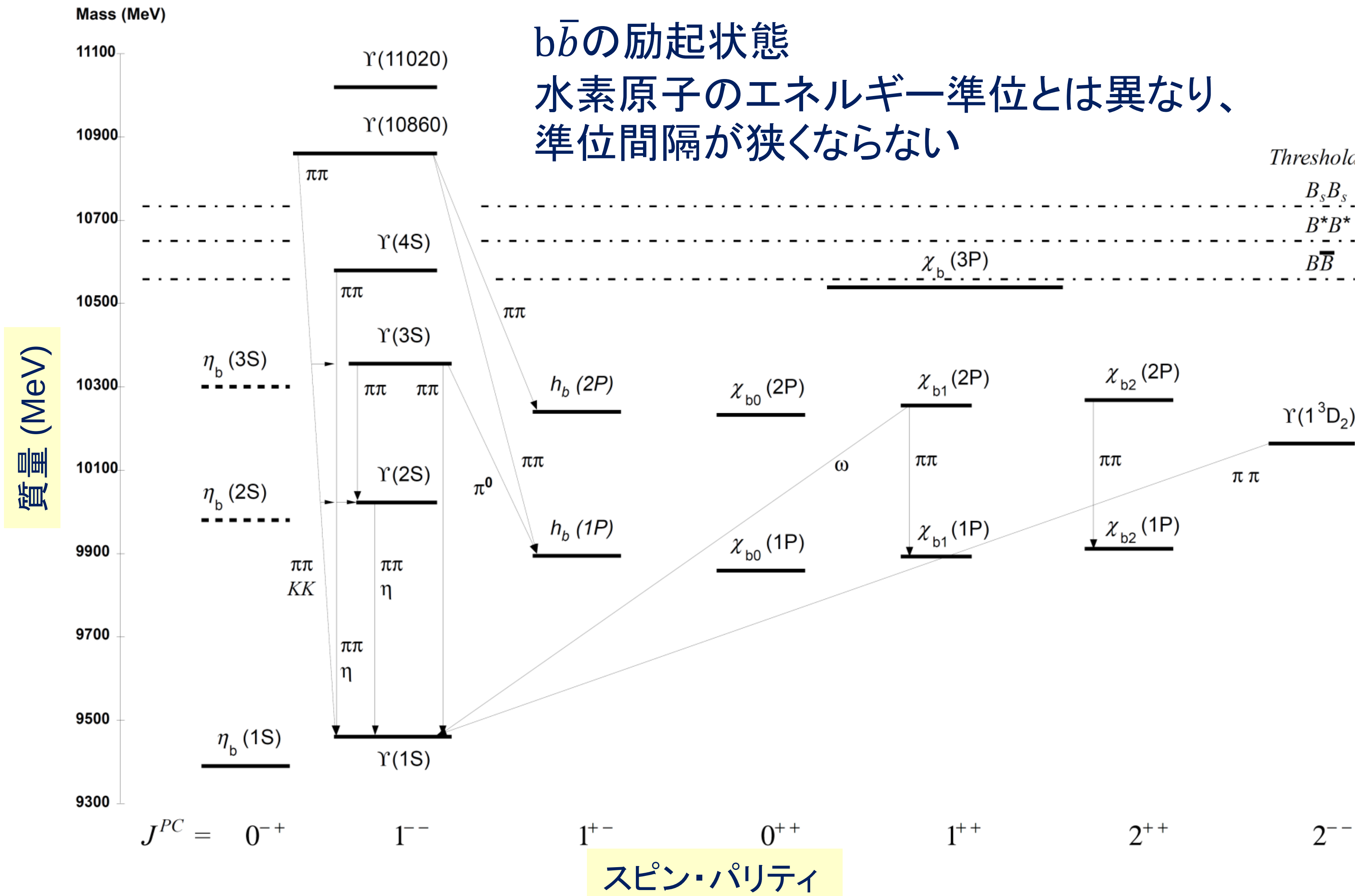
$c\bar{c}$束縛状態の質量



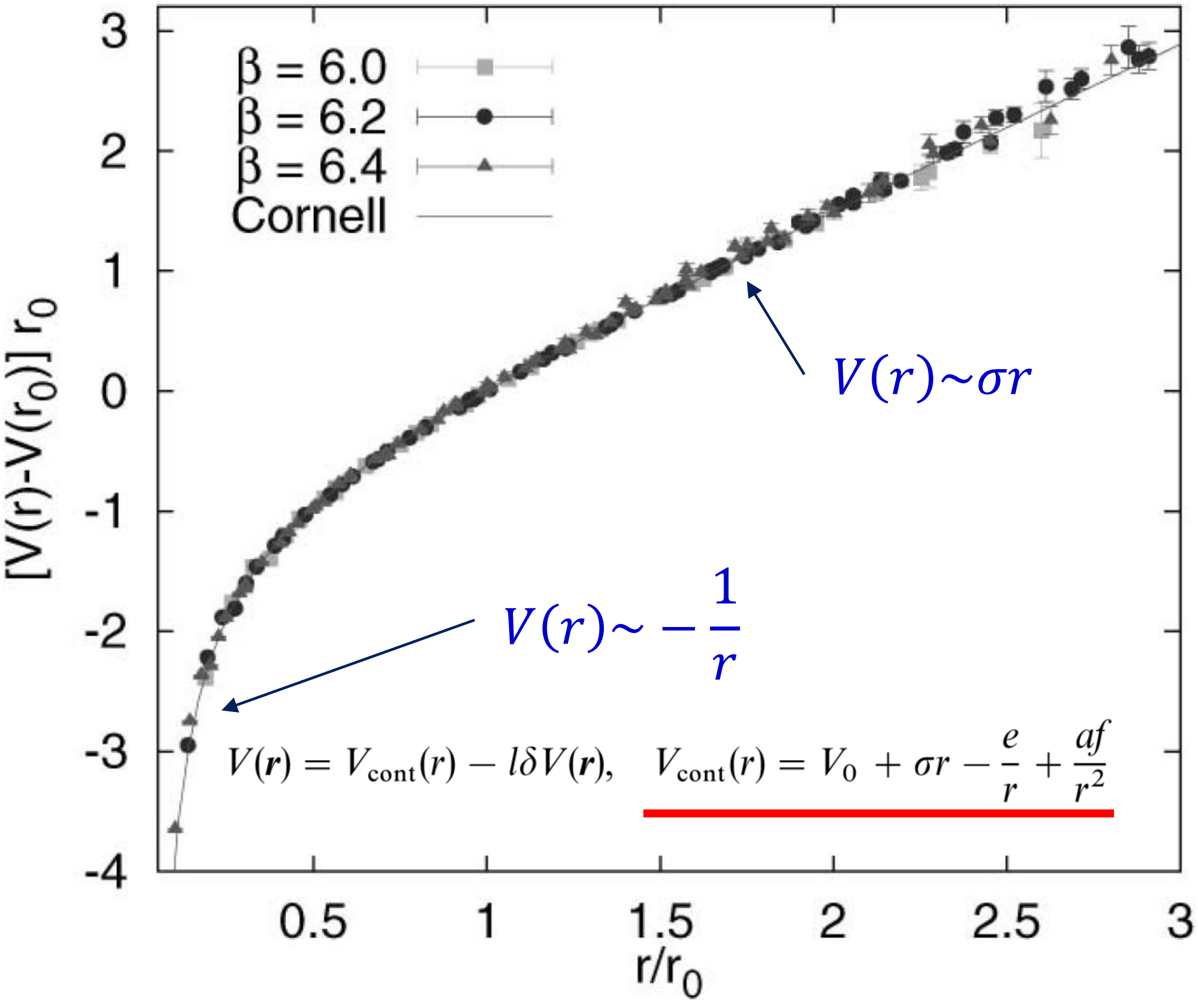
$c\bar{c}$の励起状態
水素原子のエネルギー準位とは異なり、
準位間隔が狭くならない

$b\bar{b}$束縛状態の質量

$b\bar{b}$の励起状態
水素原子のエネルギー準位とは異なり、
準位間隔が狭くならない



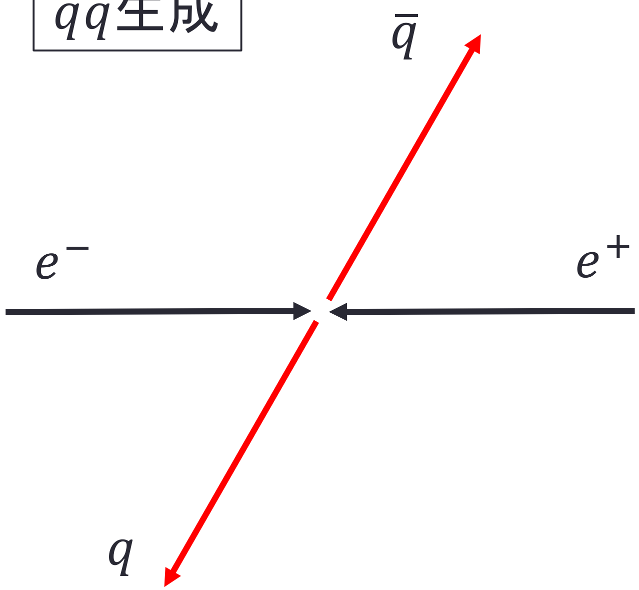
QCDポテンシャル



- SU(3)格子ゲージ計算（quenched）によるクォーク間のポテンシャル
- 短距離では、QEDと同様に
  - $V(r)\sim-\frac{1}{r}$
- 長距離では、
  - $V(r)\sim\sigma r$
  - σはstring tensionのようなもの
- クォークを引き離すのに無限にエネルギーが必要となる

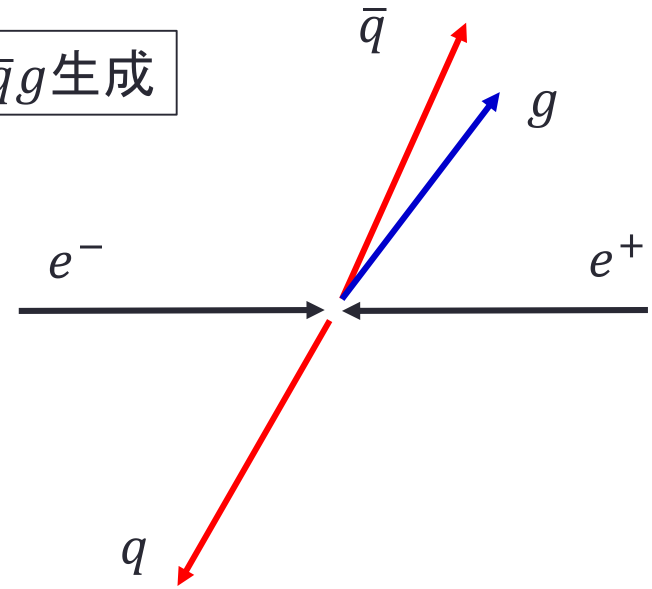
QCDの摂動計算

$q\bar{q}$生成



$$e^+e^- \to q\bar{q}$$

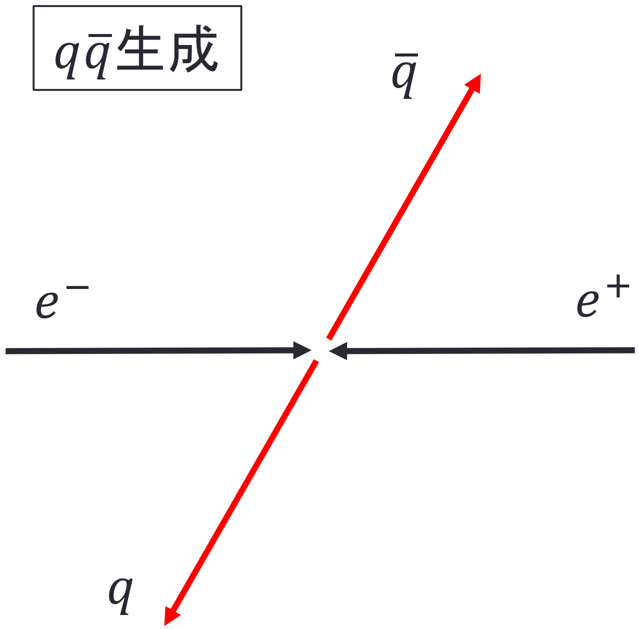
$q\bar{q}g$生成

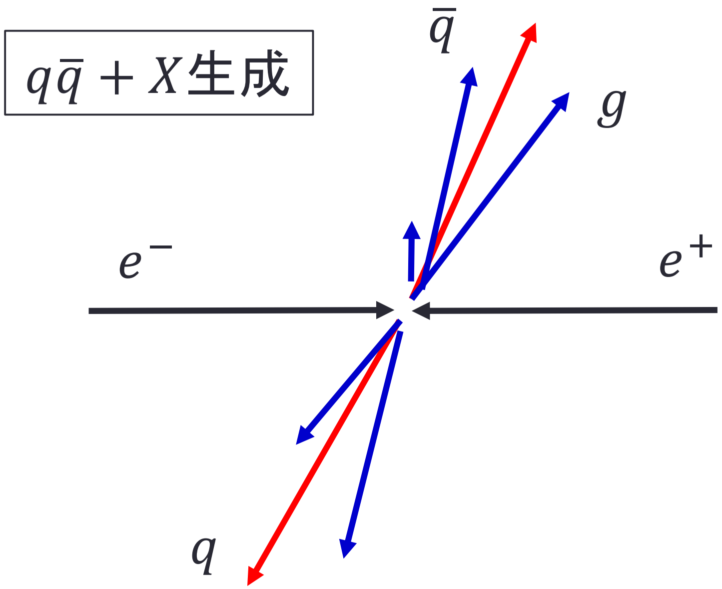


$$e^+e^- \to q\bar{q}g$$

- 遷移振幅を計算する上では別々の過程だが、クォークやグルーオンがハドロン化した後では、実験的に区別がつかない
- 測定と比較するためには両方を考える必要がある

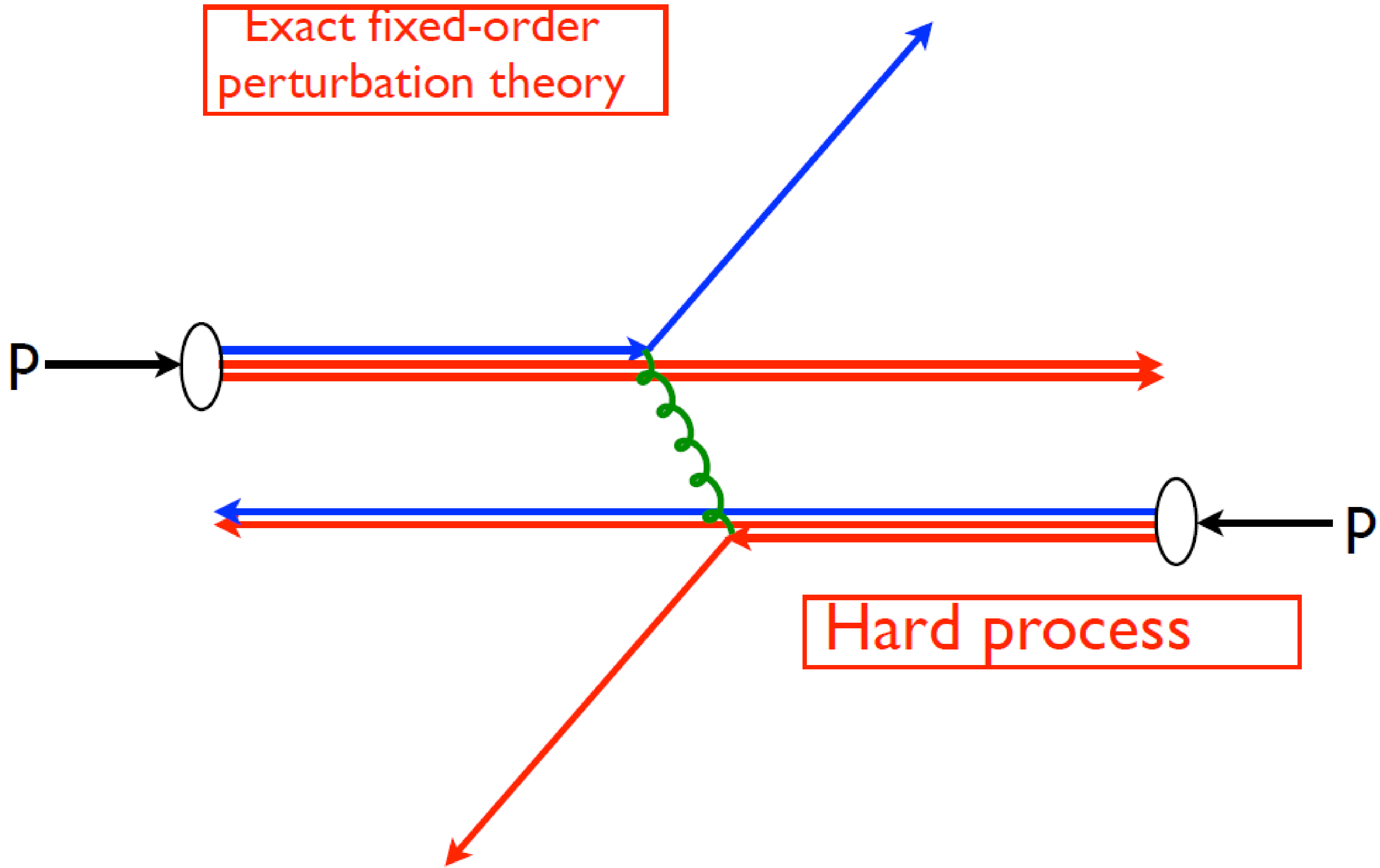
さらに高次の項



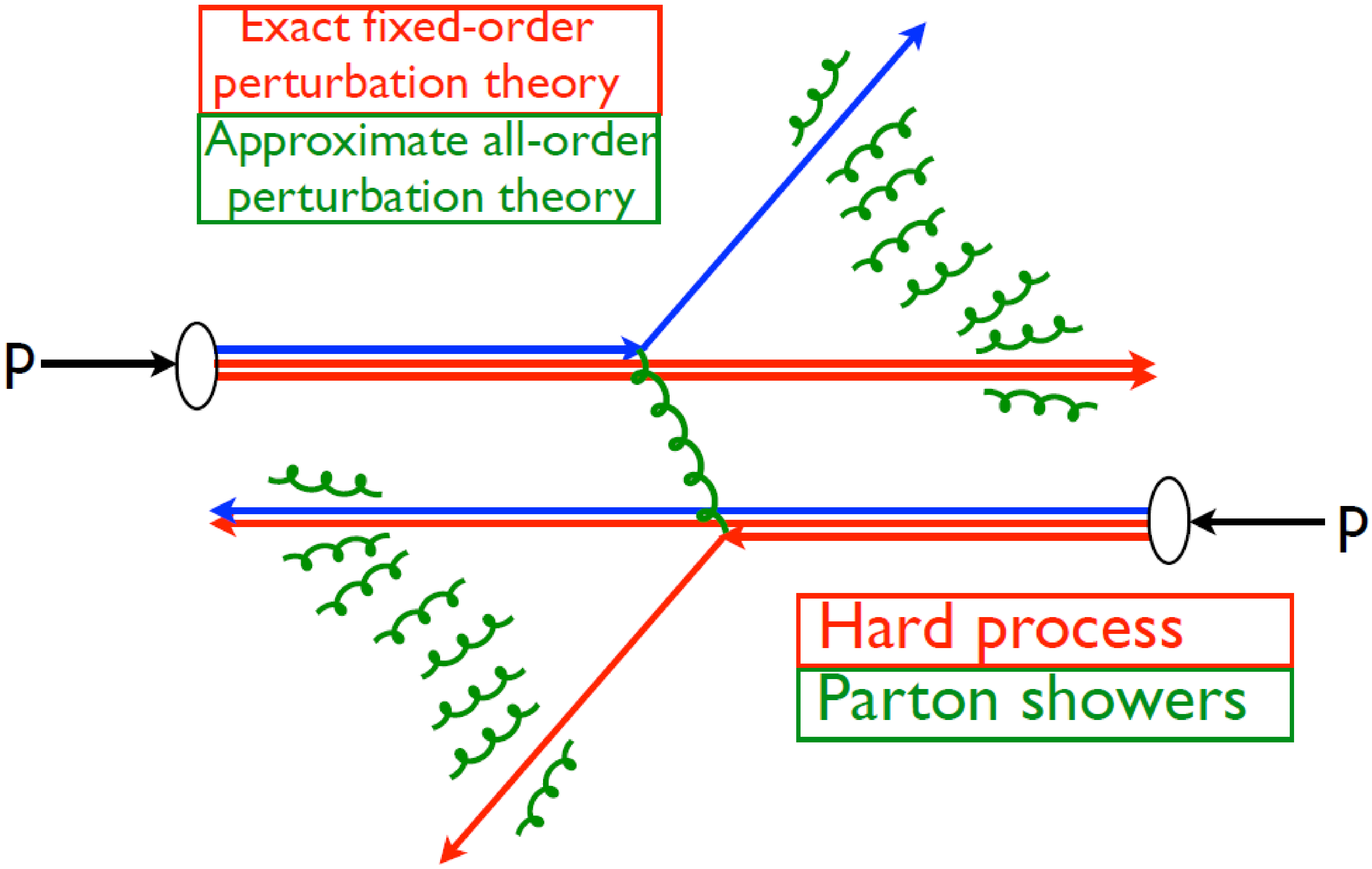


- $q\bar{q}$に近いところにクォークやグルーオンが出てくる反応は全て考慮する必要がある

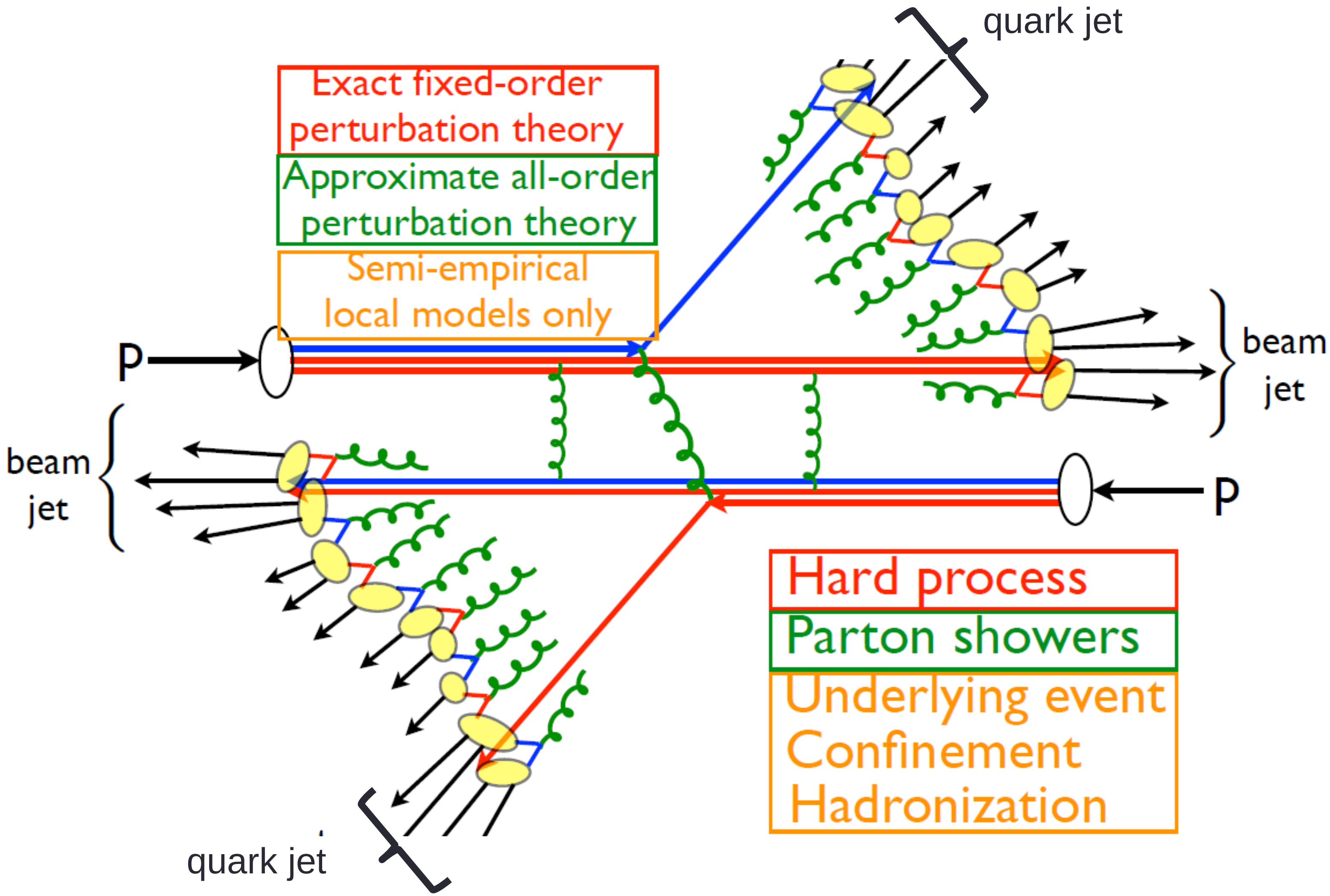
高エネルギー粒子衝突事象の記述



高エネルギー粒子衝突事象の記述

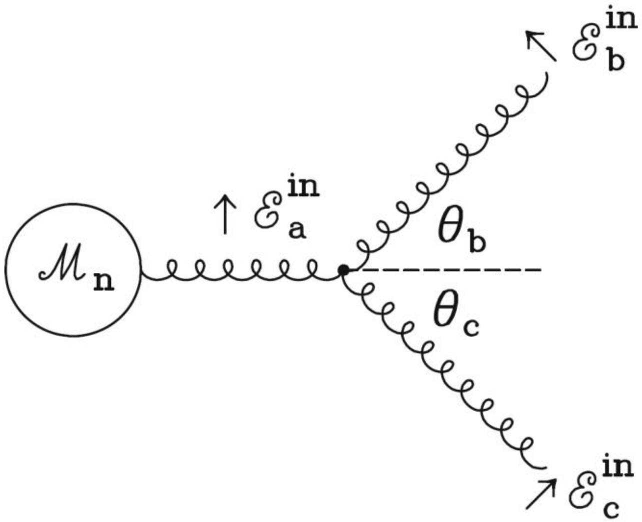


高エネルギー粒子衝突事象の記述



パートンの分岐

$$d\sigma_{N+1} = d\sigma_N \sum_{parton\ i} \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{ji}(z) \frac{d\theta^2}{\theta^2} dz d\phi$$



2→n粒子過程の断面積から近似的に
2→n+1粒子過程の断面積を導出する

$$\begin{aligned}
d\Phi_{n+1} &= \cdots \frac{d^3\vec{p}_b}{2(2\pi)^3|E_b|} \frac{d^3\vec{p}_c}{2(2\pi)^3|E_c|} \\
&= \cdots \frac{d^3\vec{p}_a}{2(2\pi)^3|E_a|} \frac{d^3\vec{p}_c}{2(2\pi)^3|E_c|} \frac{|E_a|}{|E_b|} \quad \text{at fixed } p_a \\
&= d\Phi_n \frac{dp_{c,3}dp_T\, p_T d\phi}{2(2\pi)^3|E_c|} \frac{1}{z} \\
&= d\Phi_n \frac{dp_{c,3}dp_T^2 d\phi}{4(2\pi)^3|E_c|} \frac{1}{z}
\end{aligned}$$

位相空間の関係

Splitting function

$$d\sigma_{N+1} = d\sigma_N \sum_{parton\ i} \frac{\alpha_S}{2\pi} P_{ji}(z) \frac{d\theta^2}{\theta^2} dz d\phi$$

- z→0 またはθ→0で発散

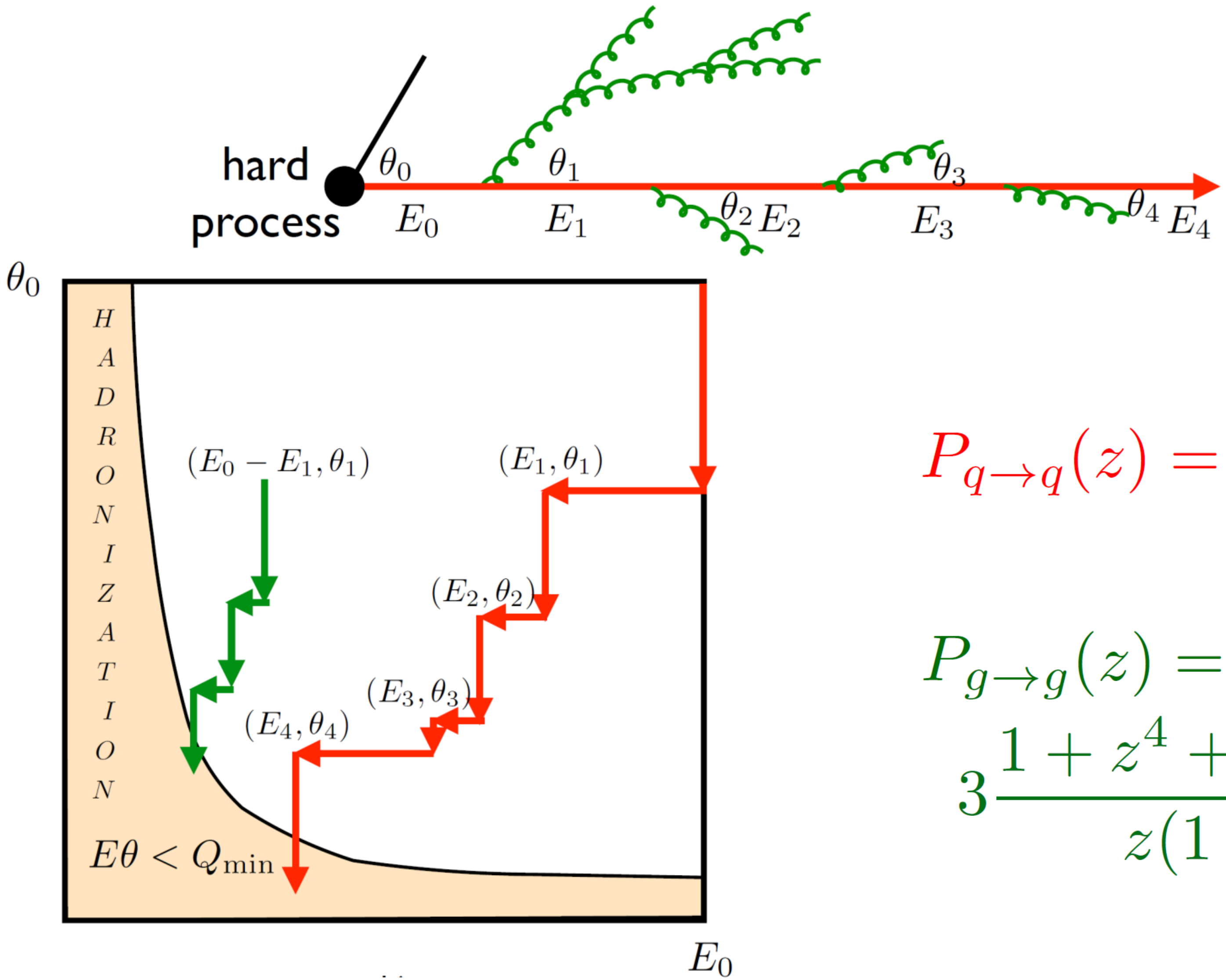
- P_{ji}（Splitting function）:　パートンiの線からパートンjが出てくる時の分布

$$P_{qq}(z) = C_F \frac{1+z^2}{1-z}, \qquad P_{gq}(z) = C_F \frac{1+(1-z)^2}{z},$$

$$P_{gg}(z) = C_A \frac{z^4+1+(1-z)^4}{z(1-z)}, \qquad P_{qg}(z) = T_R(z^2+(1-z)^2),$$

多粒子状態をシミュレートして分布を再現。ただし断面積はLOのままである。

Parton shower



$$P_{q\to q}(z) = \frac{4}{3}\frac{1+z^2}{1-z}$$

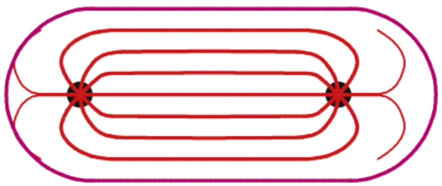
$$P_{g\to g}(z) = 3\frac{1+z^4+(1-z)^4}{z(1-z)}$$

ハドロン化のモデル

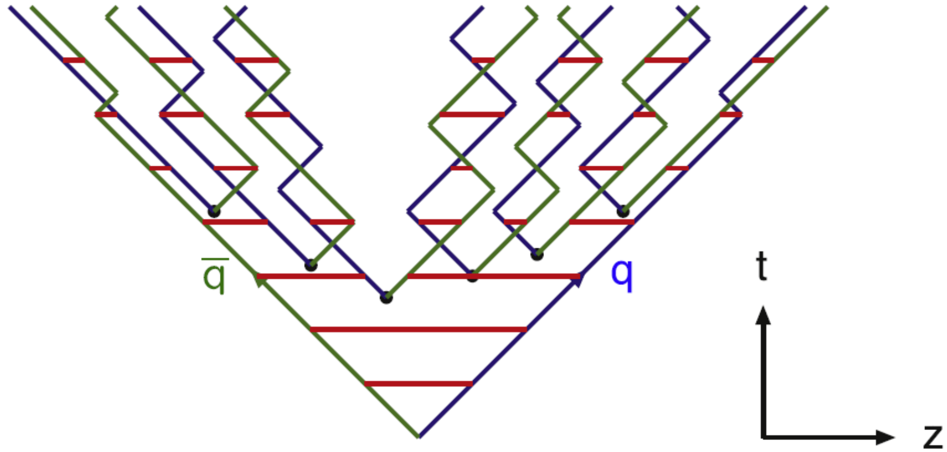
- String fragmentation model
  - QCDポテンシャルが長距離で$V(r)\sim\kappa r$のように、振る舞うことを前提としたモデル($\kappa\sim$1 GeV/fm)
  - ある確率にしたがって、ポテンシャル中で$q\bar{q}$が生成するものとする
    - 確率～$e^{-\left(m_{q\bar{q}}^2+p_T^2\right)/\kappa}$
  - u:d:s:c = 1:1:0.3:10^{-11}
    - ハドロン化の過程でチャーム生成は非常に抑制される
- Cluster model
  - パートン・シャワーによって多粒子生成する
    - 摂動論とcollinear approximationを基にしたモデル
  - シャワーの後で、中性のclusterを形成して中間子対に崩壊させる

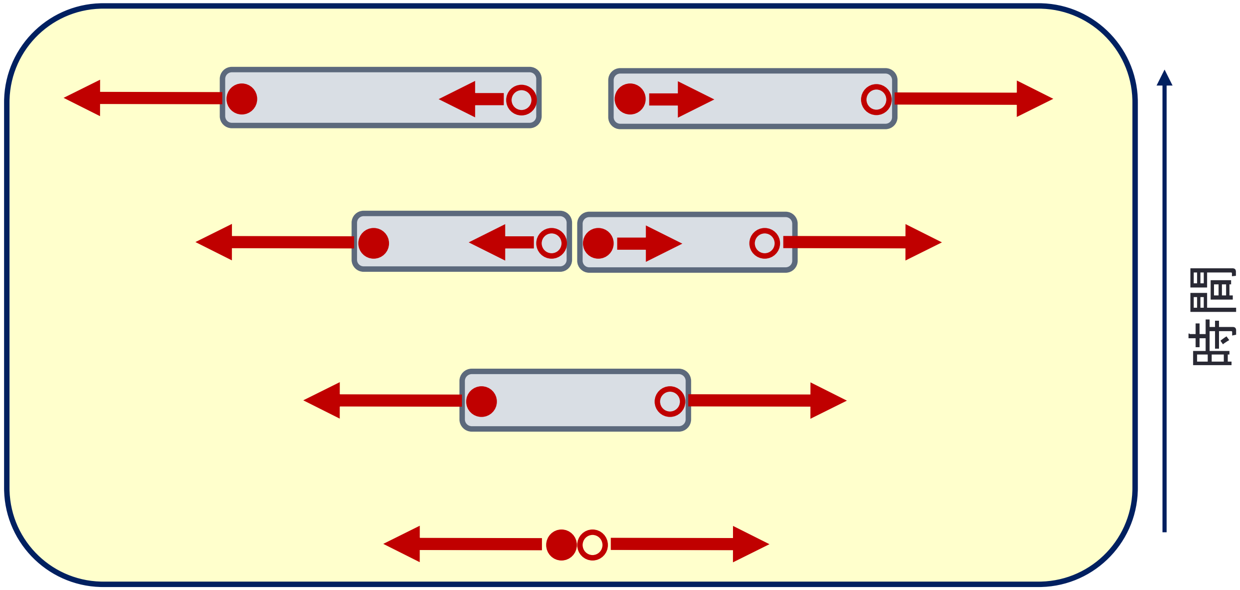
String fragmentation model

a

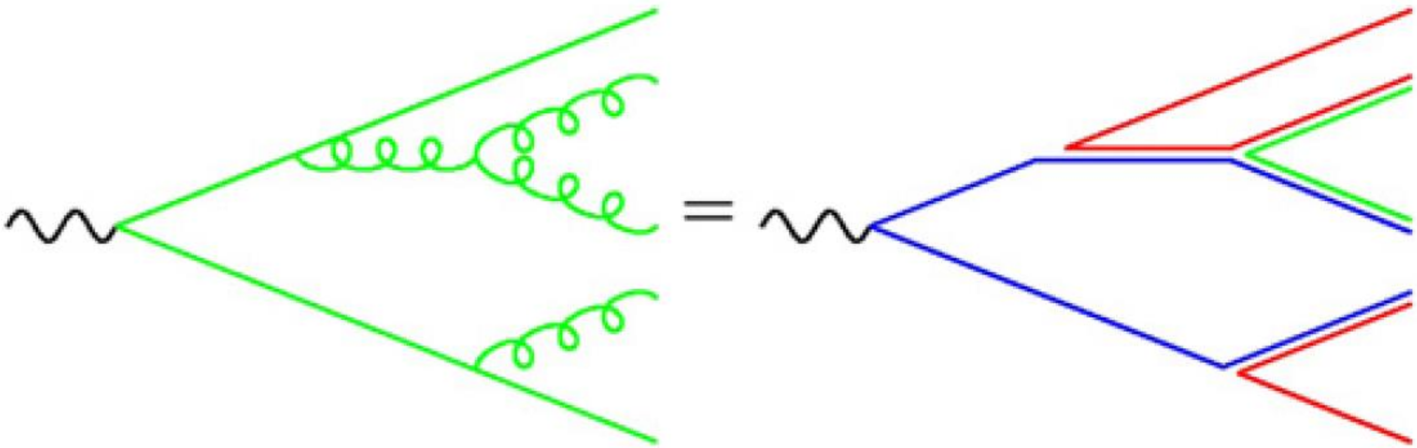


b





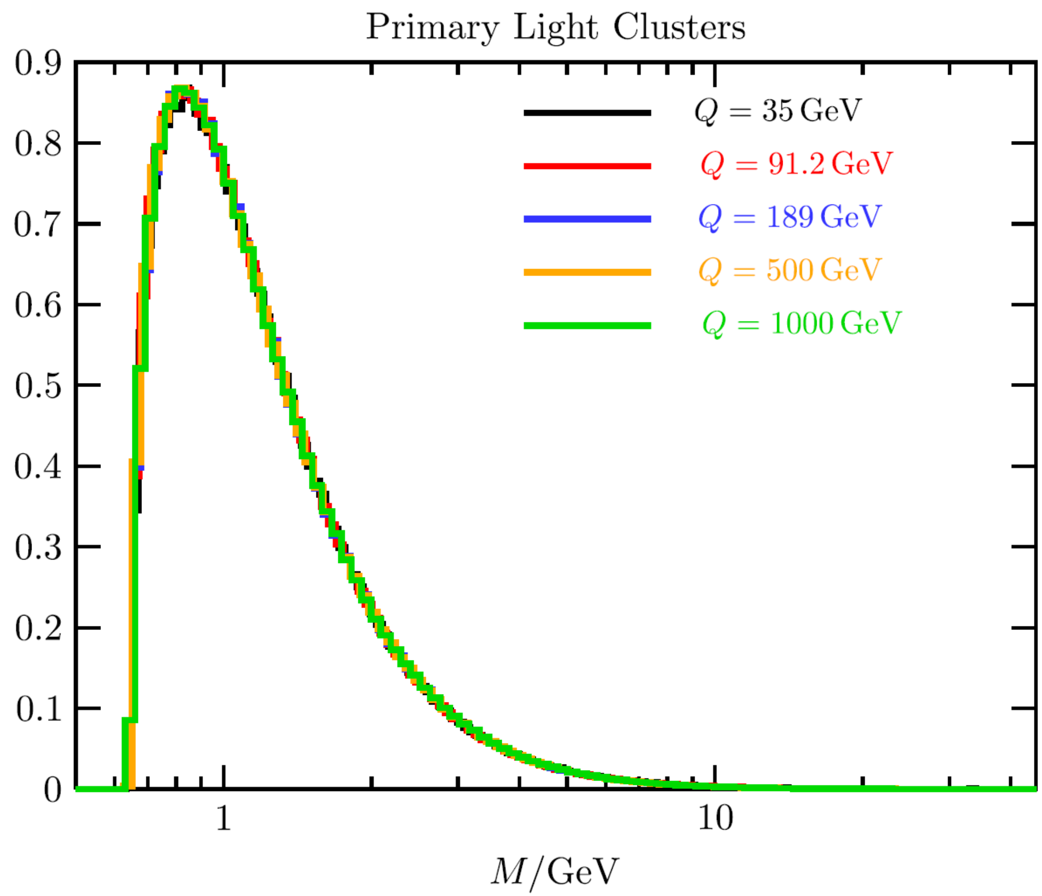
Cluster model



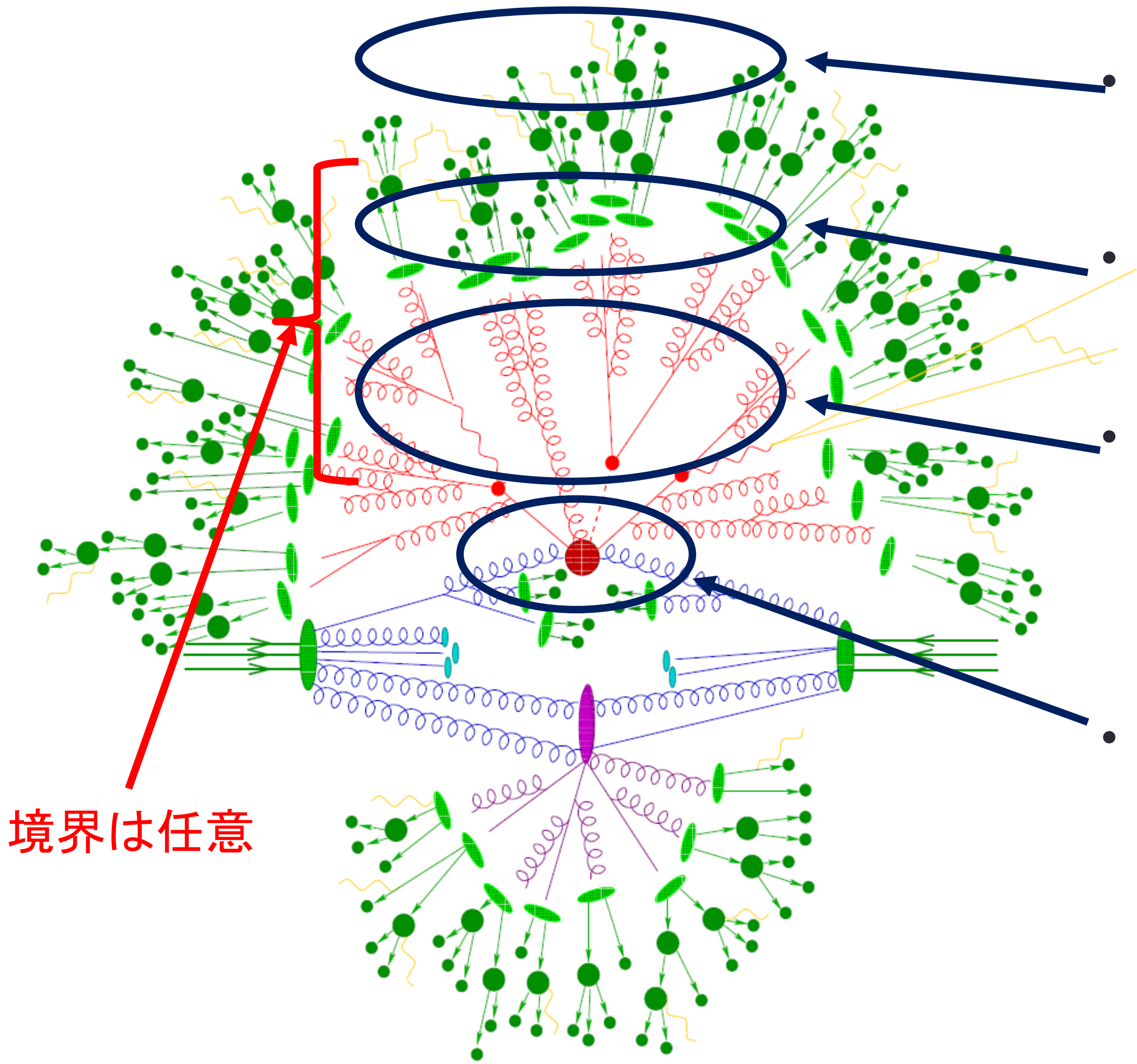
- Parton showerをスケールがQ_0~1 GeVになるまで繰り返す
- すると、各パートンの近くには、カラー中性になる相手が必ずみつかる
  - グルーオンは、カラー・反カラーの組み合わせと考える
  - 多数の中性のPre-clusterを形成する
- Pre-clusterを中間子対に崩壊させる

Pre-clusterの不変質量分布

- Cluster modelでPre-clusterを形成した時の不変質量分布
- パートンを分岐させる前の元のエネルギー・スケールによらない



Fragmentation modelの比較



- 終状態のハドロンたち（observable）
- ハドロン化
  - 終状態の粒子に翻訳
- パートンシャワー
  - 遷移振幅の計算で取り入れられていない高次の項を再現
- 主反応の遷移振幅（＝行列要素）
  - 摂動論で計算

行列要素とParton showerの境目

- 行列要素の段階で多粒子生成の断面積を計算することも可能である
  - M(2→2) + M(2→3) + M(2→4)
- Parton showerの適用
  - 2→2過程にshowerを生成すると、2→3, 2→4, …事象が生成される
  - 行列要素で生成した高次の過程と重複しないようにする必要がある
  - Matrix Element (ME)とParton shower (PS)の整合性が求められる
    - ME+PS matching
    - Parton showerはsoft emission ($z \ll 1$), collinear emission ($\theta \ll 1$)でよい近似である一方、MEは追加の粒子がhardな場合に役に立つ
    - 角度の近いところはPS、大きいところはMEでカバーする
    - CKKW matching, MLM matching
    - MC@NLO, Powhegに実装されている

ハドロン化モデルの検証

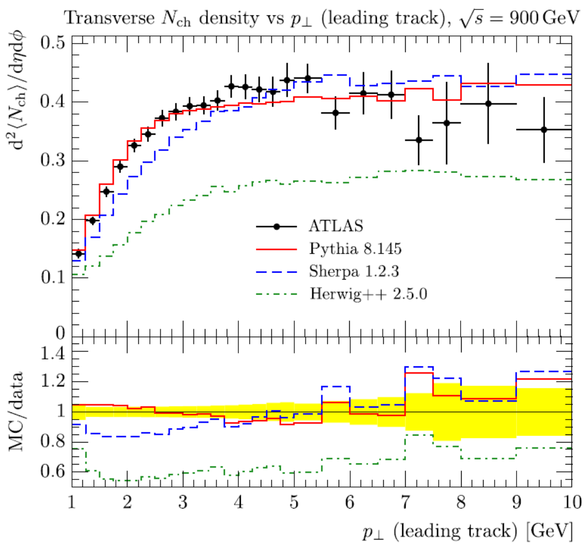
- 実験
  - 観測されるのは、終状態のハドロンである
- 理論
  - QCD, QEDのLagrangianと場の量子論の枠組み ……………… 理論
  - パートン・シャワーによる高次効果の再現
  - ハドロン化によって実験結果と直接比較可能にする

モデル

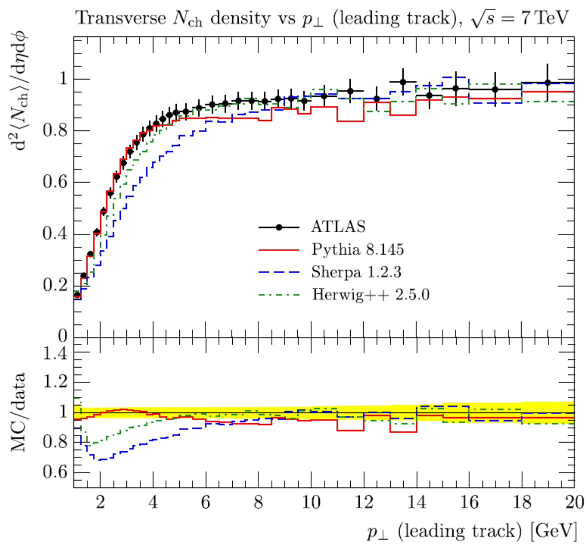
- 研究対象
  - 主には、Lagrangianの部分
    - （パートンシャワーやハドロン化自体を調べることもある）
  - しかし、そのためにはパートン・シャワーやハドロン化のモデルが妥当なものである必要がある
    - これらのモデルには第一原理には求まらないパラメータが多数存在する。これらのパラメータは実験を再現するように最適化する

Track multiplicity

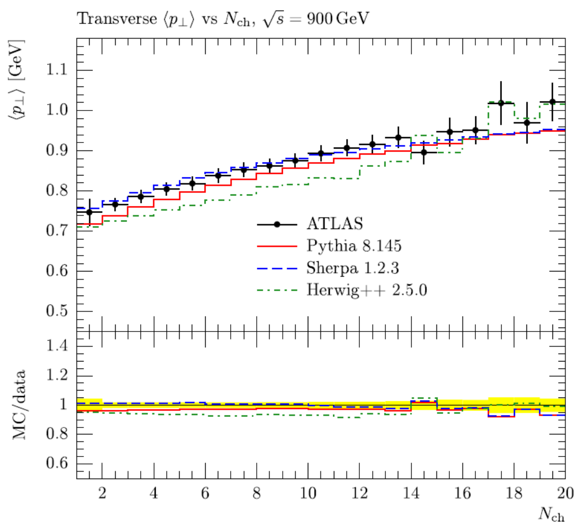
Physics Reports 504(2011) 145-233



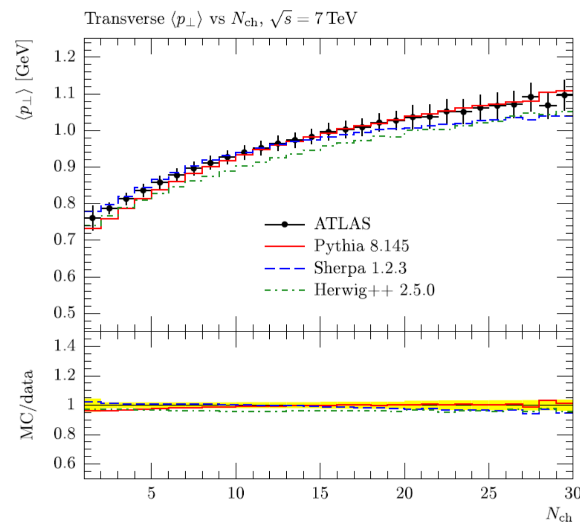
(a) Transverse N_{ch} at 900 GeV.



(b) Transverse N_{ch} at 7 TeV.

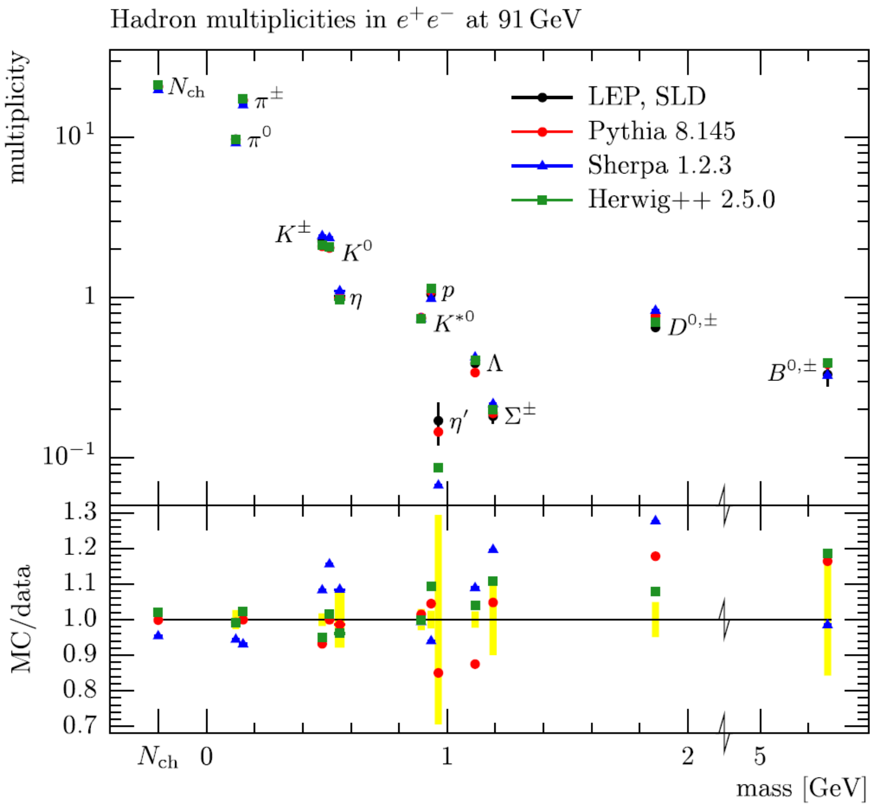


(a) Transverse $\langle p_\perp\rangle$ vs. N_{ch} at 900 GeV.

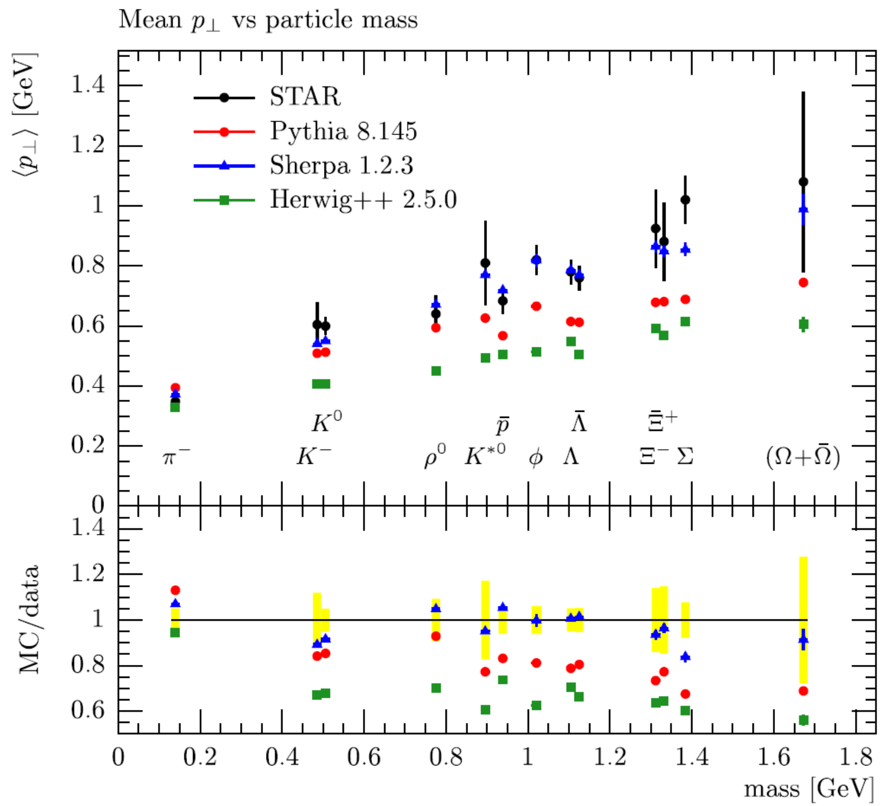


(b) Transverse $\langle p_\perp\rangle$ vs. N_{ch} at 7 TeV.

Identified particles



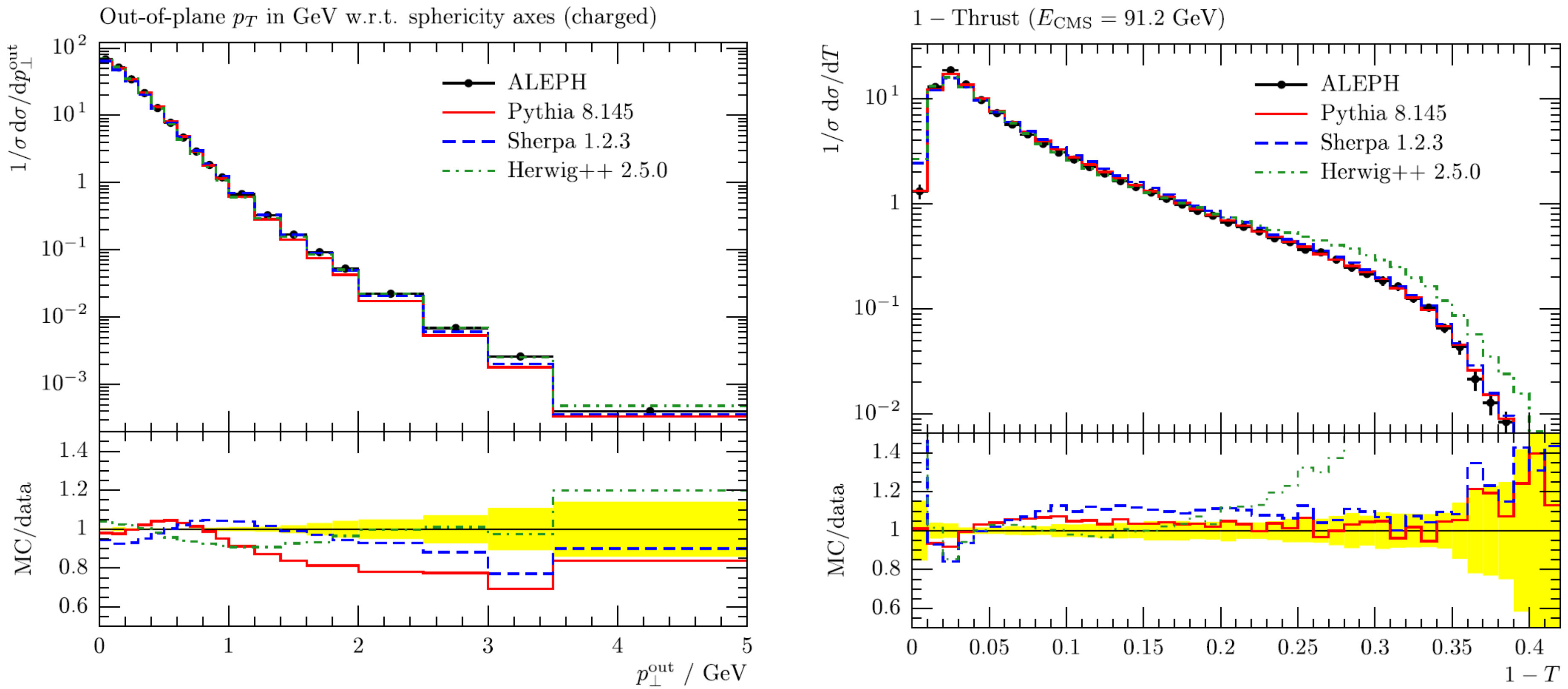
(a) LEP/SLD identified particle multiplicities [157].



(b) STAR identified particle mean $p_\perp$ [354].

Physics Reports 504(2011) 145-233

Event shape variables

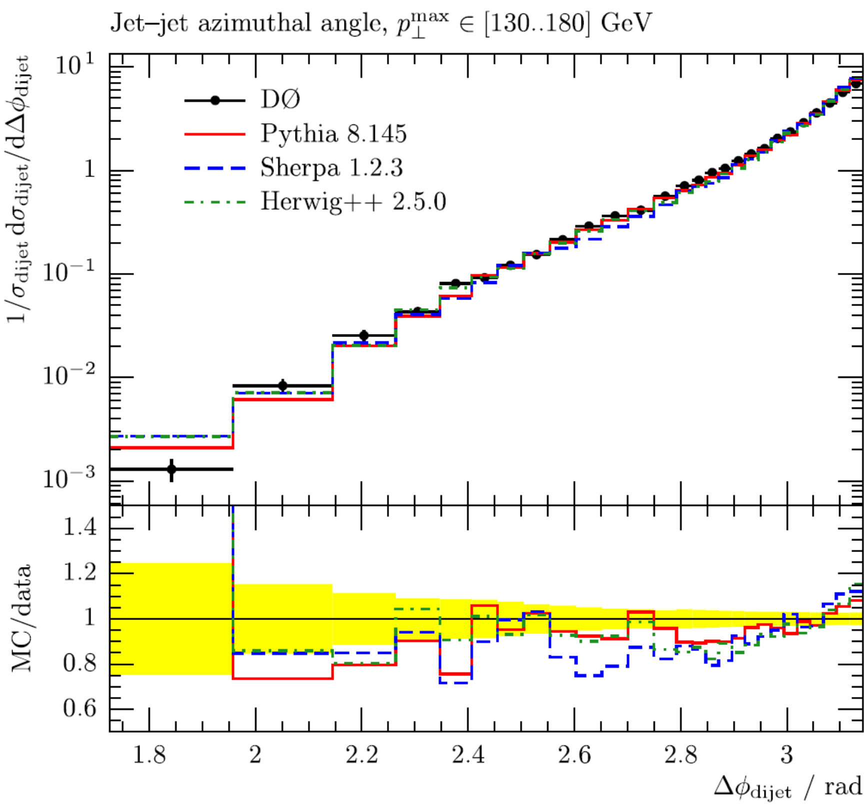


(a) Summed out-of-event-plane $p_\perp$ [350].

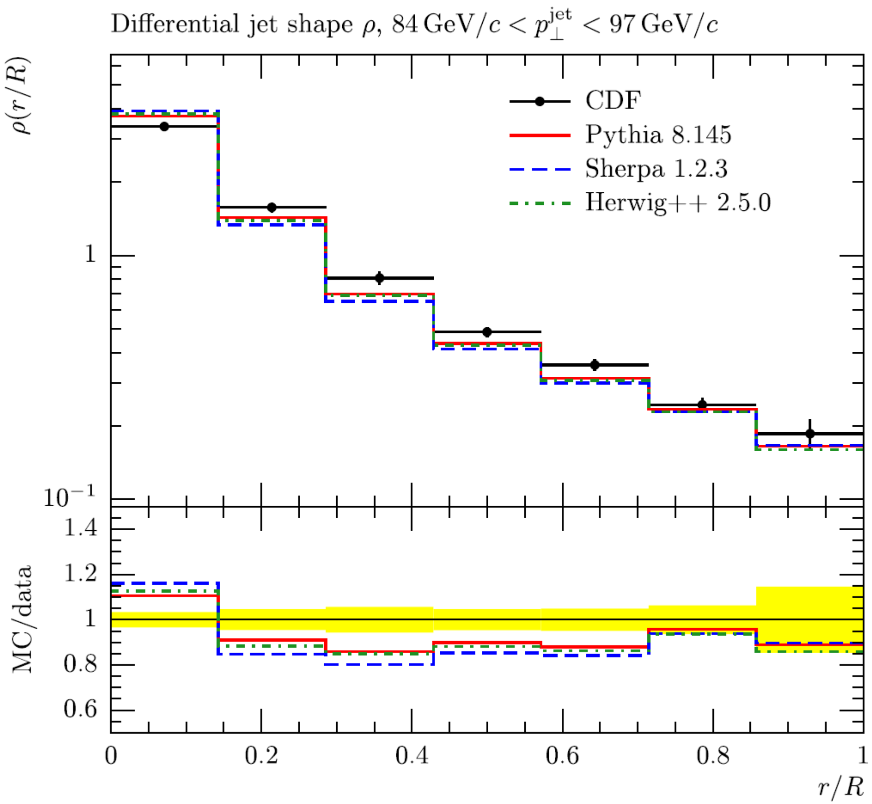
(b) $1 -$ Thrust [351].

Physics Reports 504(2011) 145-233

Jet shape, correlation



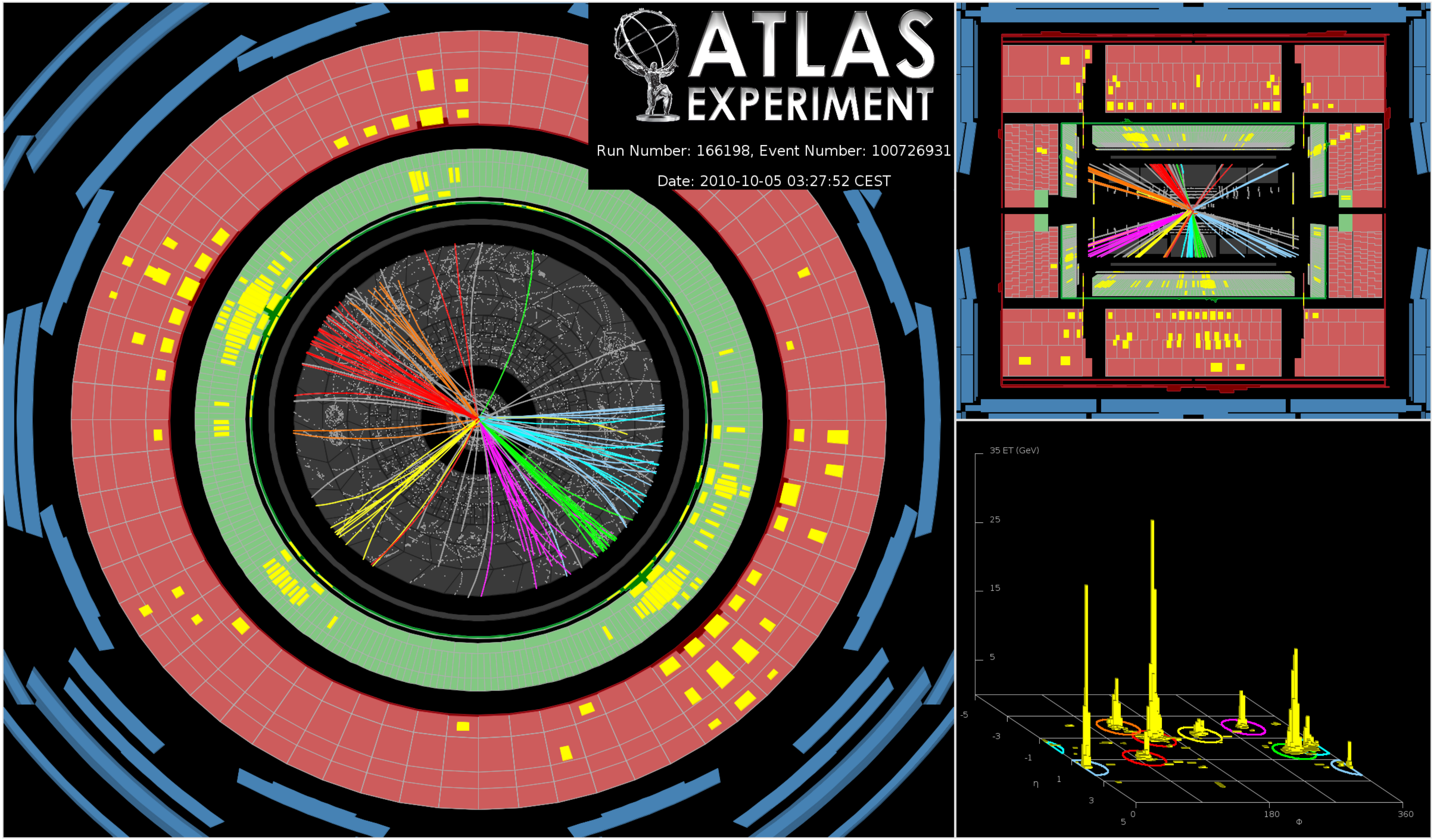
(a) DØ dijet azimuthal decorrelation [352].



(b) Hadron collider jet shapes: CDF [353].

Physics Reports 504(2011) 145-233

Jet algorithm

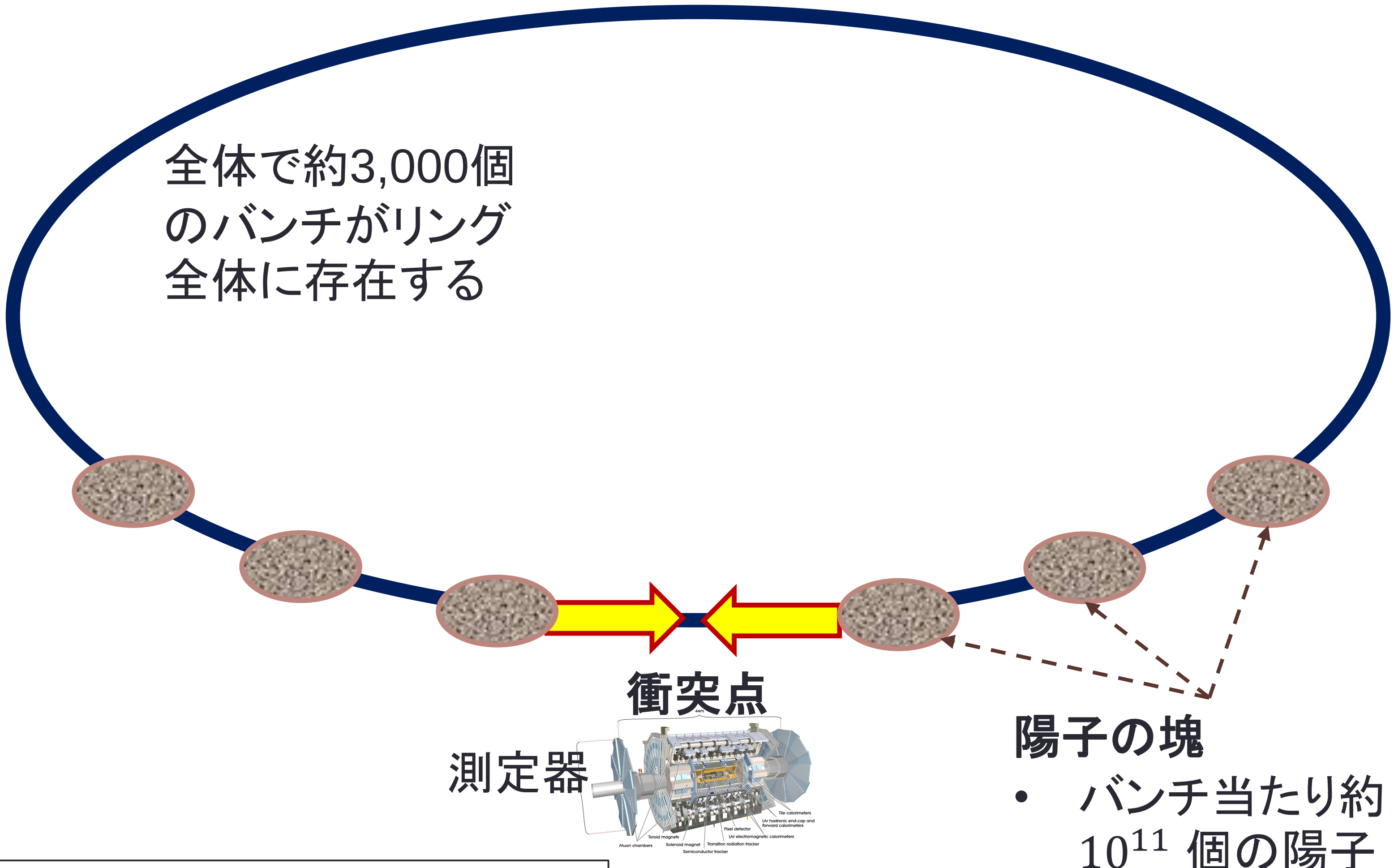


Jet algorithm

- 多数のハドロンのうち、「束になっている」ものをまとめる
  - 粒子間の角度的な近さを表す量を導入する

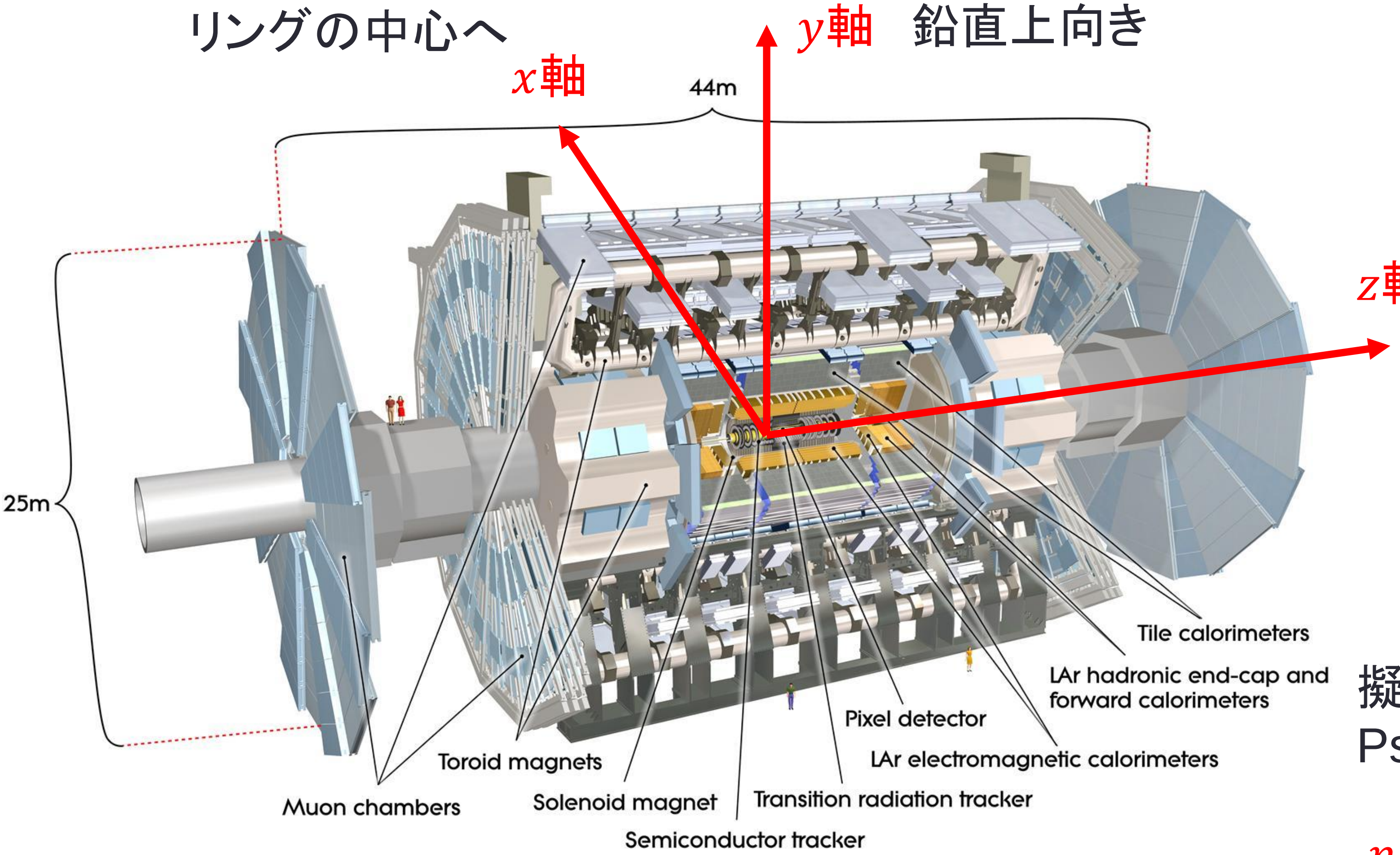
- Cone algorithm
  - 衝突点を頂点とする半径一定の円錐で粒子のエネルギーの総和が最も大きいものを探す
  - 問題点:
    - 円錐が重なった場合の扱い
    - Infrared safetyを満たさない
- Iterative recombination method
  - 全ての粒子の組み合わせの中から、角度の小さいものを順番にまとめていく
  - Infrared safetyを満たす
  - 計算時間がかかる

Colliderで使う座標系(例:LHC)



- 25 ns毎にバンチペアが衝突
- 一度に数10個の陽子対が衝突する

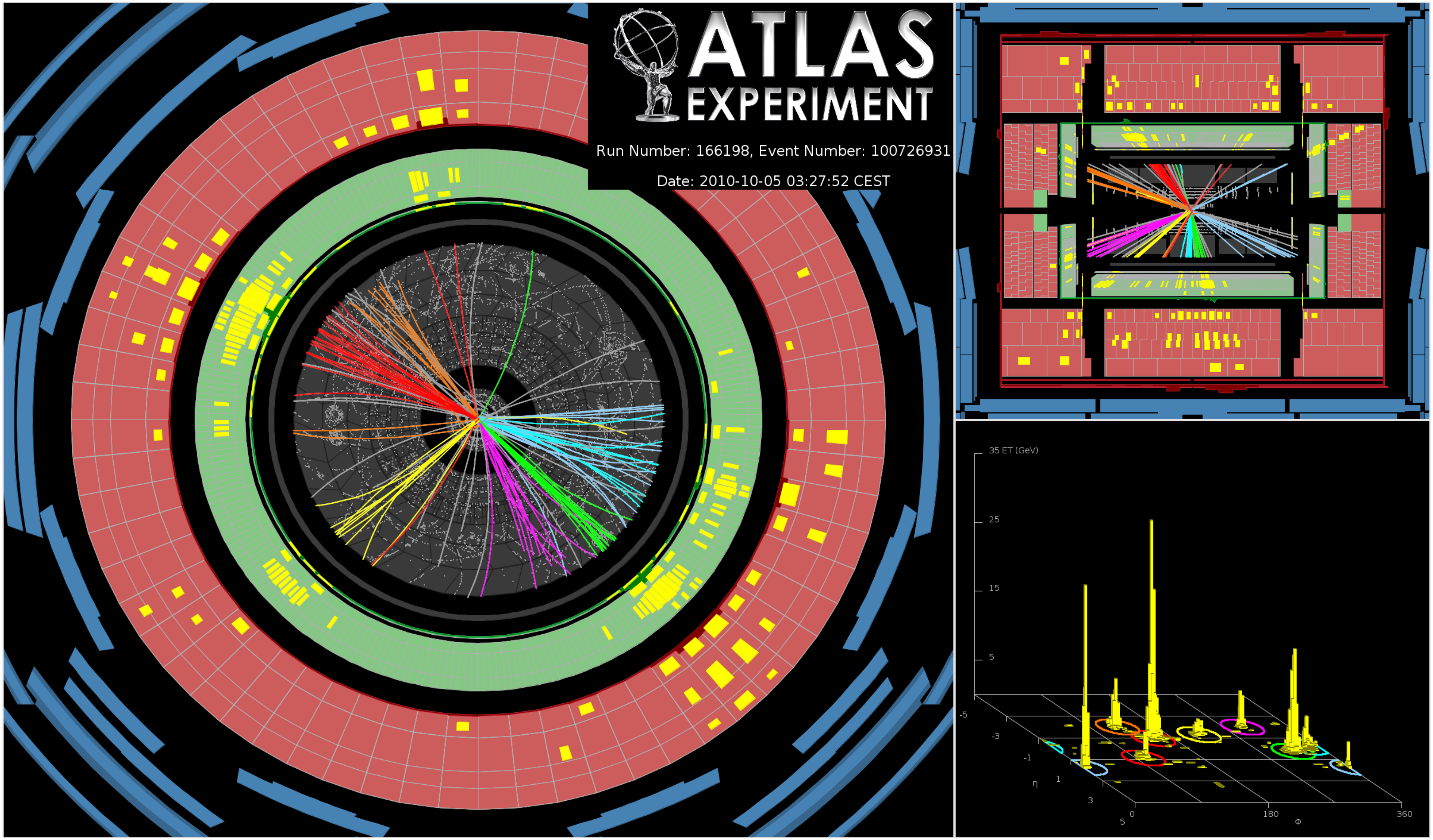
Colliderで使う座標系(例:LHC)



擬ラピディティ
Pseudo-rapidity

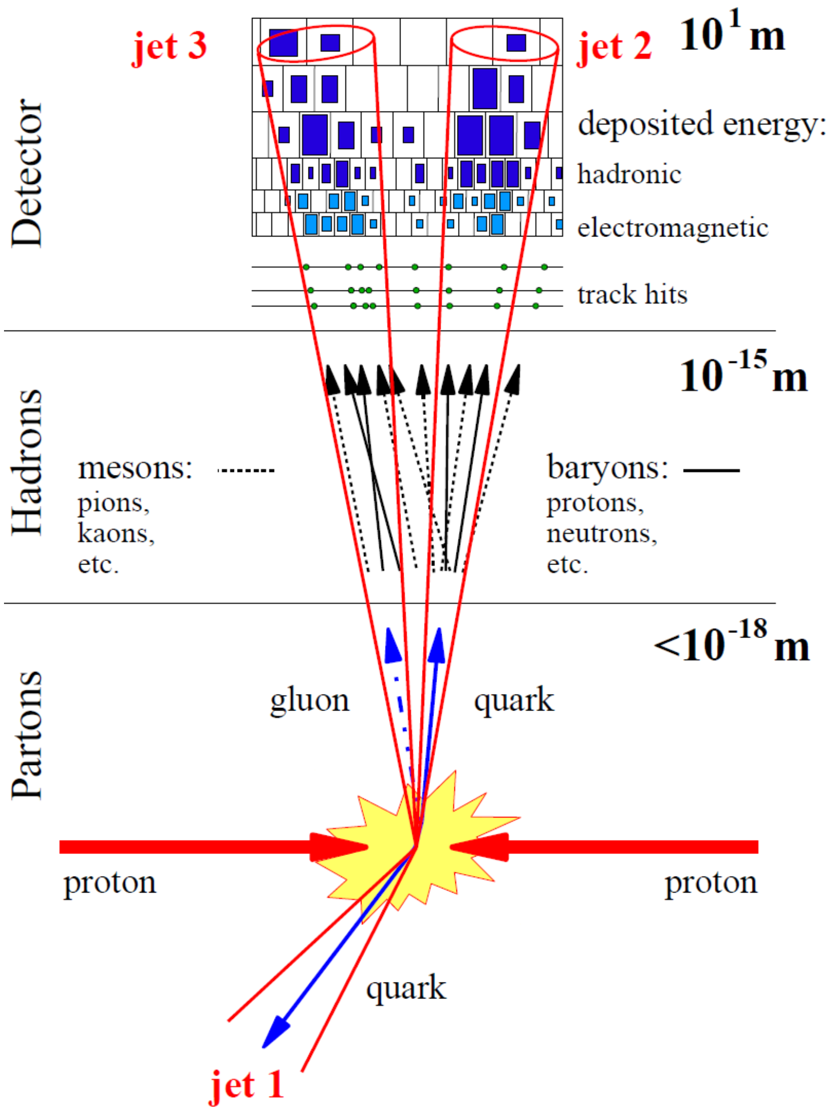
$$\eta = -\log \tan \frac{\theta}{2}$$

Event display



Barrelを展開してη, ϕ空間に表したもの

ハドロン衝突事象の再構成



多数のハドロンが検出器に入射して信号を生成

検出器の情報から粒子を再構成する

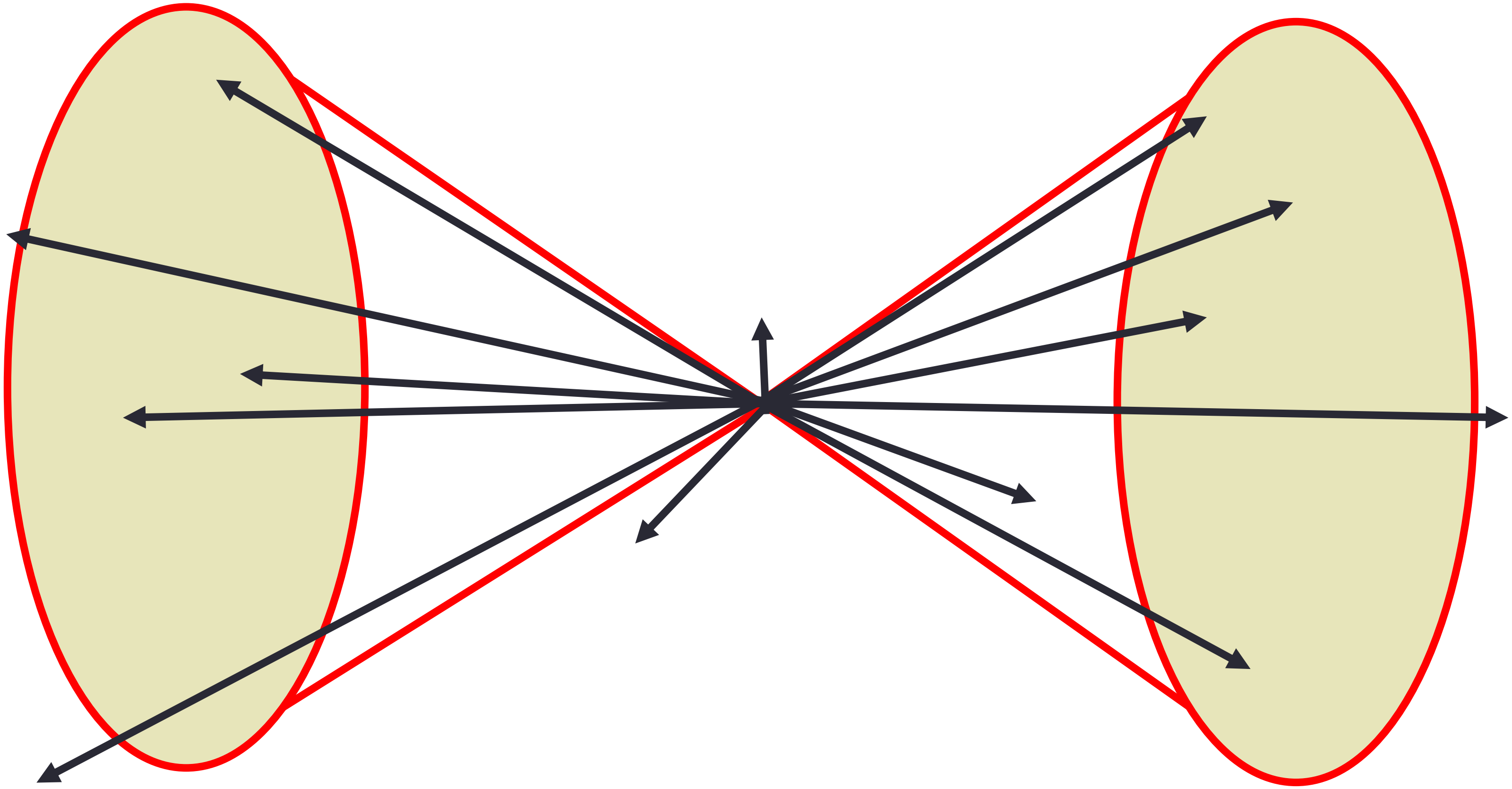
クォークやグルーオンからカラー中性状態であるハドロンを形成

ハドロン化の過程は現象論的なモデルを使用

クォークやグルーオン間の散乱

- QCDに基づいて摂動計算ができるのは、このレベル
- しかし、この状態は直接観測不能

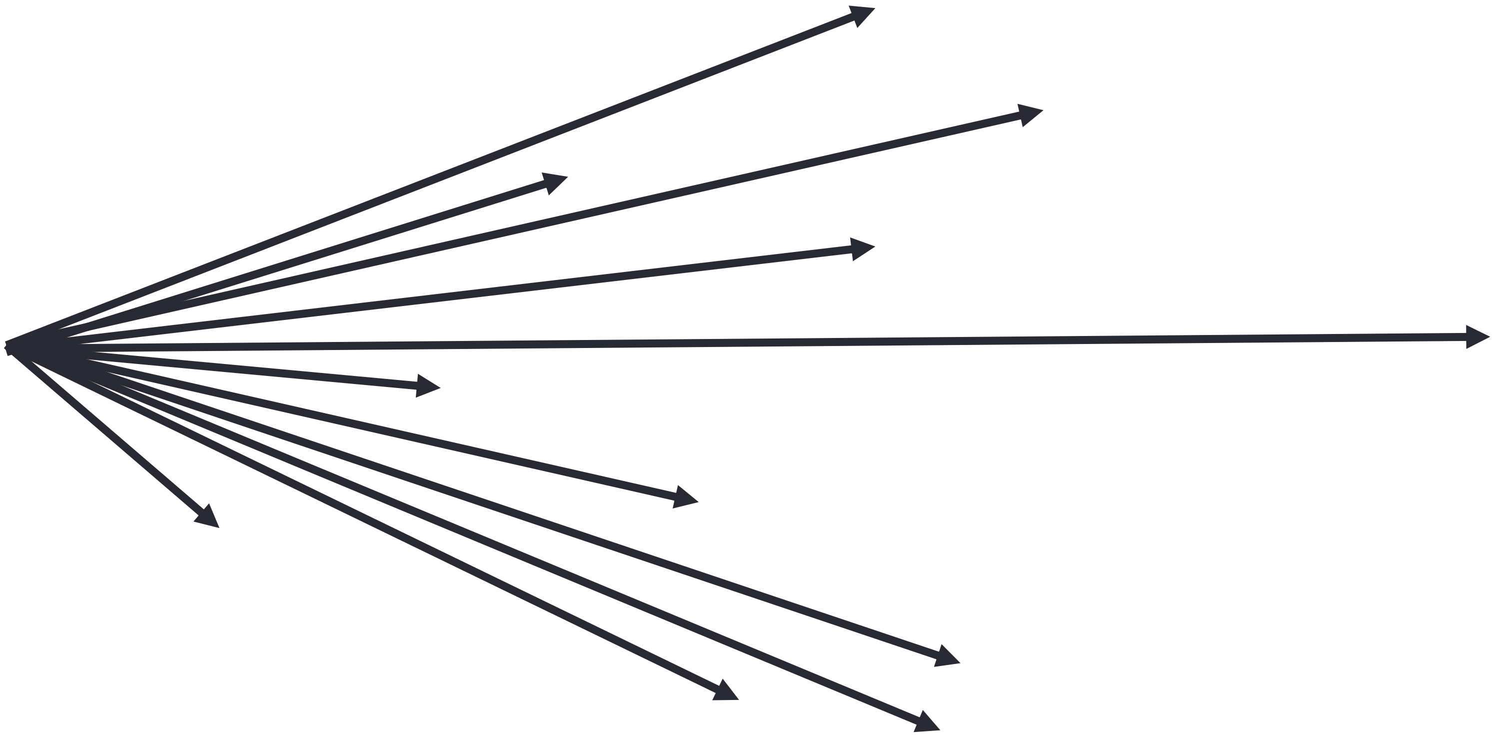
Cone algorithm



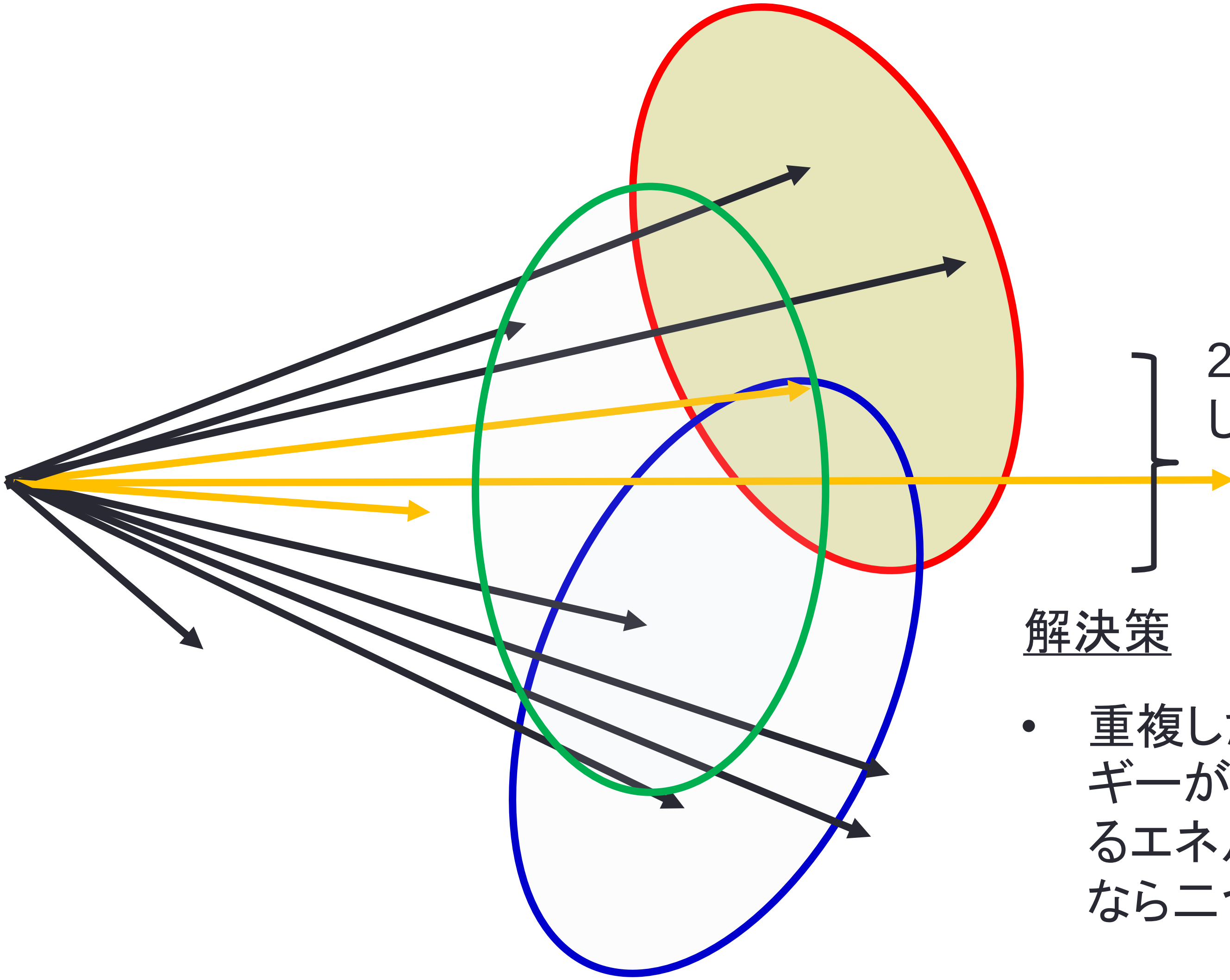
$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$$

Coneの結合と分離

Merging and splitting　　　このような場合どうするか



Merging and splitting

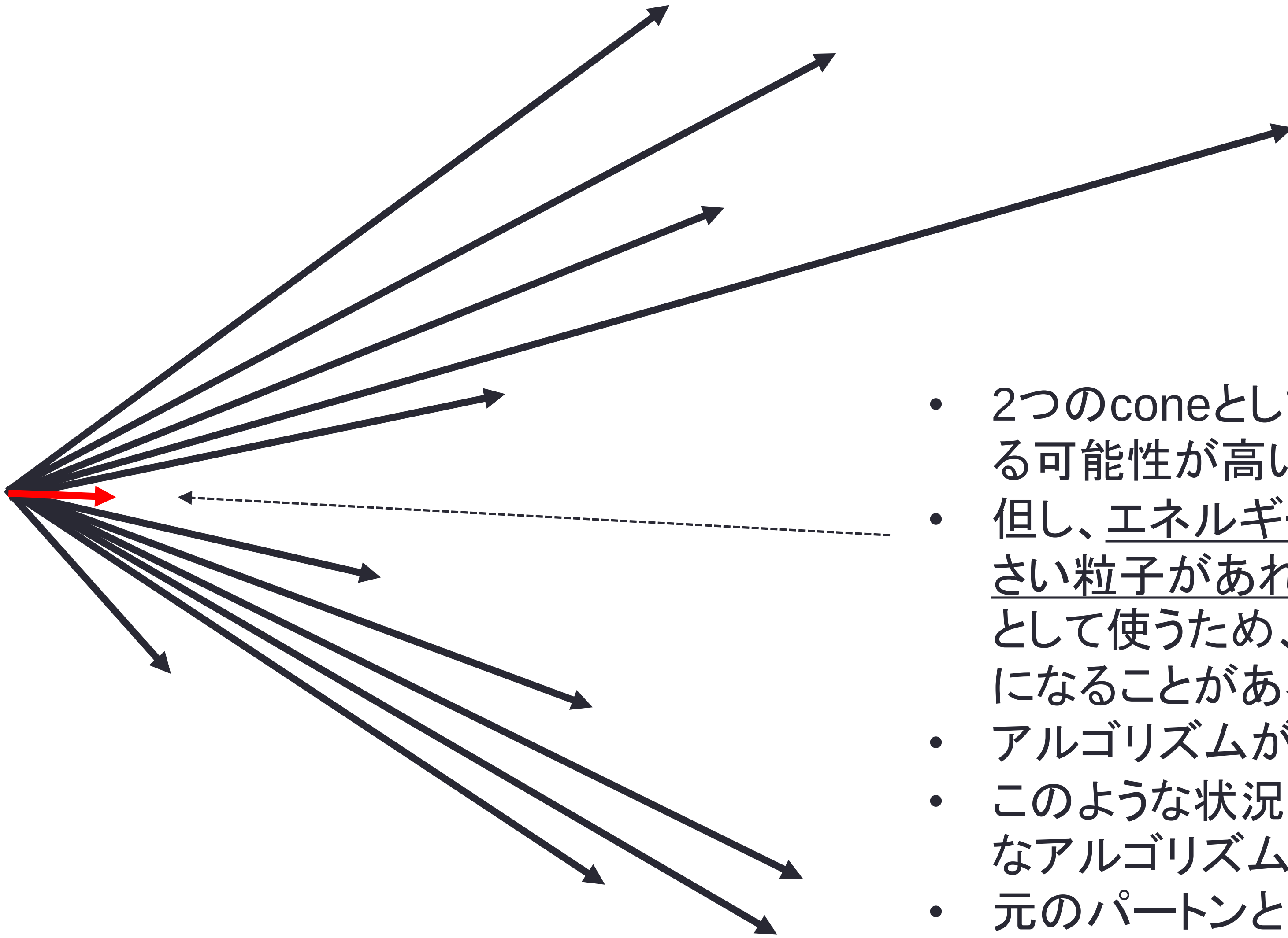


2つのconeに重複した粒子

<u>解決策</u>

- 重複した粒子のもつエネルギーが個々のconeに含まれるエネルギー和の50%以上なら二つのconeを結合する

Infrared safety



- 2つのconeとして再構成される可能性が高い
- 但し、エネルギーが非常に小さい粒子があれば、それを種として使うため、一つのconeになることがある
- アルゴリズムが不安定化する
- このような状況に対して安定なアルゴリズムが望ましい
- 元のパートンとの相関は？

Parton showerの性質上、これは非常に起こり易い

Cone algorithmの実装

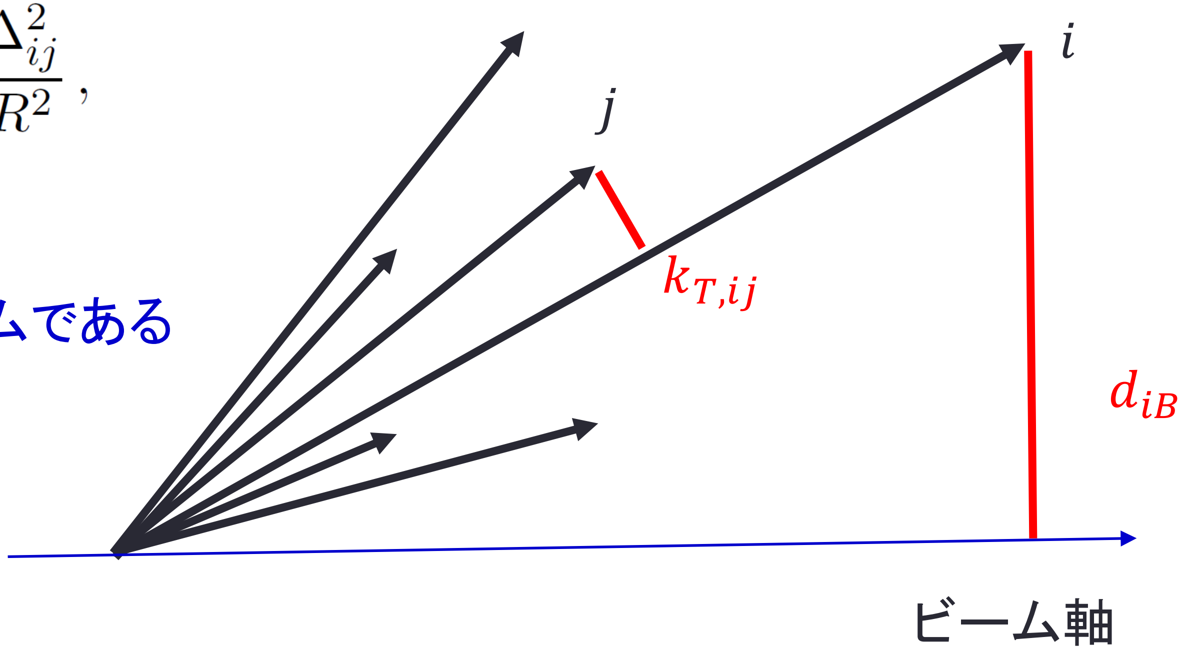
- カロリメータの各cellを入力として、それぞれを種として$R = 0.4, 0.7, 1$等の大きさのconeを作る
  - Coneの中に含まれる粒子のエネルギーの和を計算する
  - Coneの軸を少しずらしてエネルギーが最大になるところを探す
- 重複したConeについて
  - 重複部分のエネルギーが50%以上なら結合する
  - 50%以下なら2つのconeを残して、重複部分は
    - どちらか一方だけに吸収する
    - 適当な比率で2つのconeに分配する
- アルゴリズムがConeを探し始めるために使用する「種」に依存する
  - この辺を改善するために、midpoint cone algorithm, SISCone等がある

Iterative recombination method

k_T algorithm

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p})\frac{\Delta_{ij}^2}{R^2},$$
$$d_{iB} = k_{ti}^{2p},$$

Infrared safeなアルゴリズムである



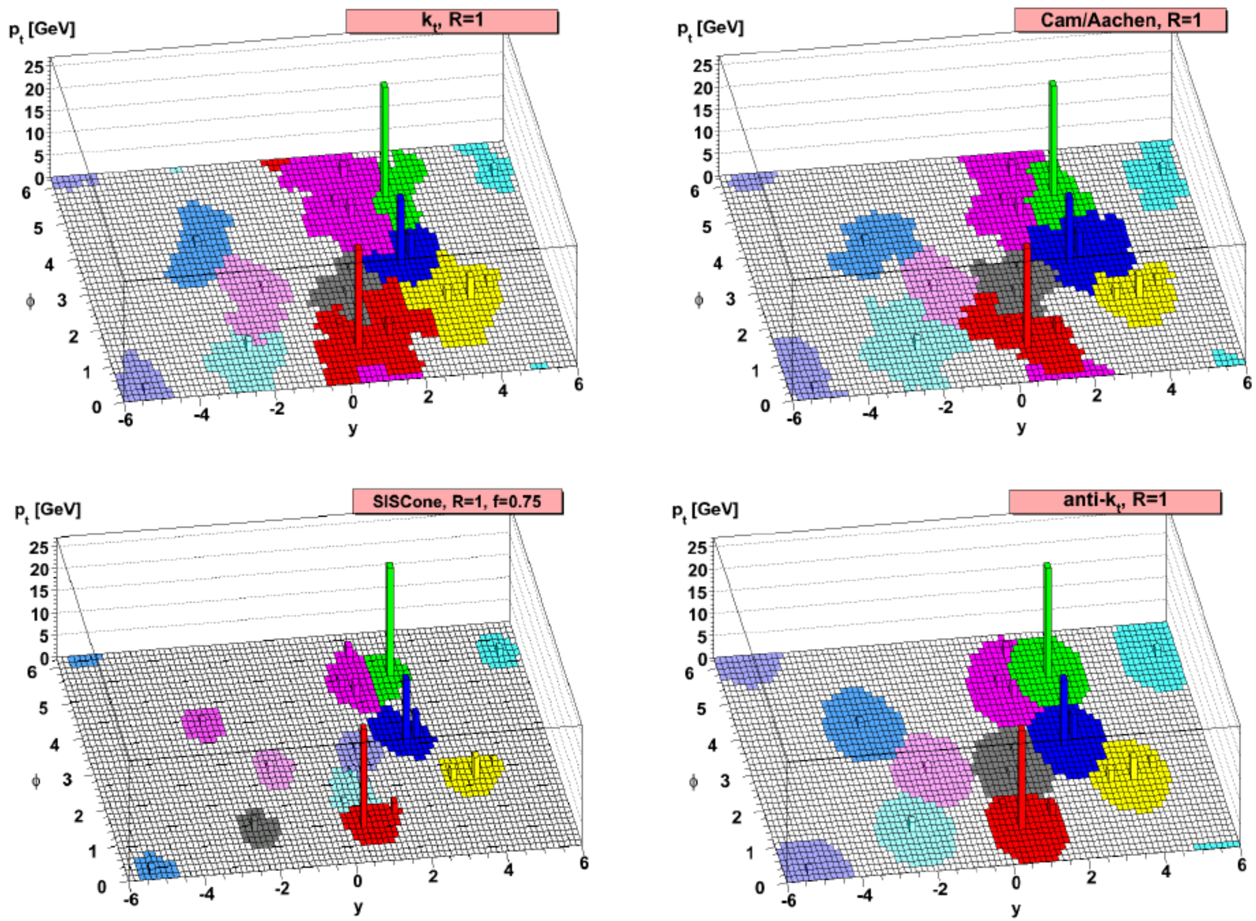
- 全ての粒子の組み合わせに対してd_{iB}, d_{ij}を計算して最小のものを求める
  - d_{ij}が最小なら、粒子iと粒子jをまとめる
  - d_{iB}が最小なら、粒子iをビームにまとめる
- 最小のものが、ある値以上になったところで止める

anti-k$_T$ algorithm

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{-2}, k_{tj}^{-2}) \frac{(\Delta R)_{ij}^2}{R^2},$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{-2},$$

$$(\Delta R)_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2,$$



Jet shapeの測定

Jet shape variables

$$\rho(r) = \frac{1}{\Delta r}\frac{1}{N^{\mathrm{jet}}}\sum_{\mathrm{jets}}\frac{p_T(r-\Delta r/2, r+\Delta r/2)}{p_T(0,R)},$$

$$\Delta r/2 \le r \le R - \Delta r/2,$$

$$\Psi(r) = \frac{1}{N^{\mathrm{jet}}}\sum_{\mathrm{jets}}\frac{p_T(0,r)}{p_T(0,R)}, \qquad 0 \le r \le R,$$