

高エネルギーハドロン衝突の QCD物理

2017年 12月 5-7日

神戸大学 山崎祐司

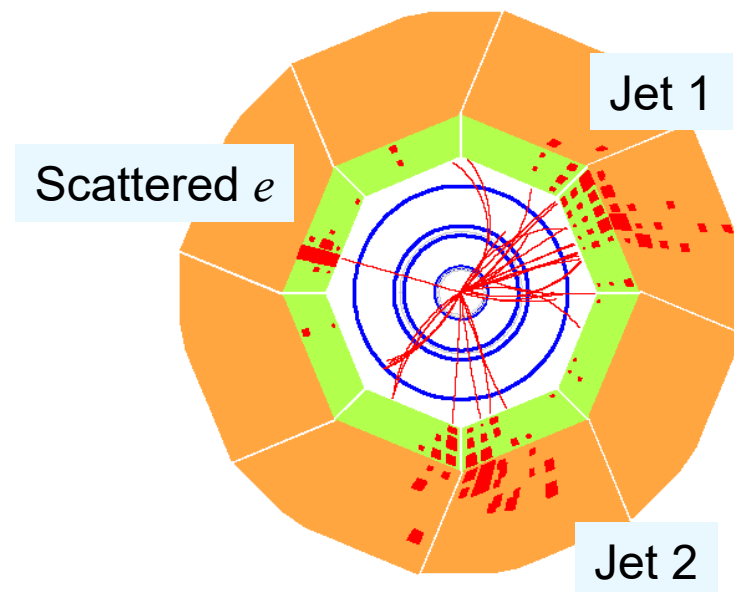
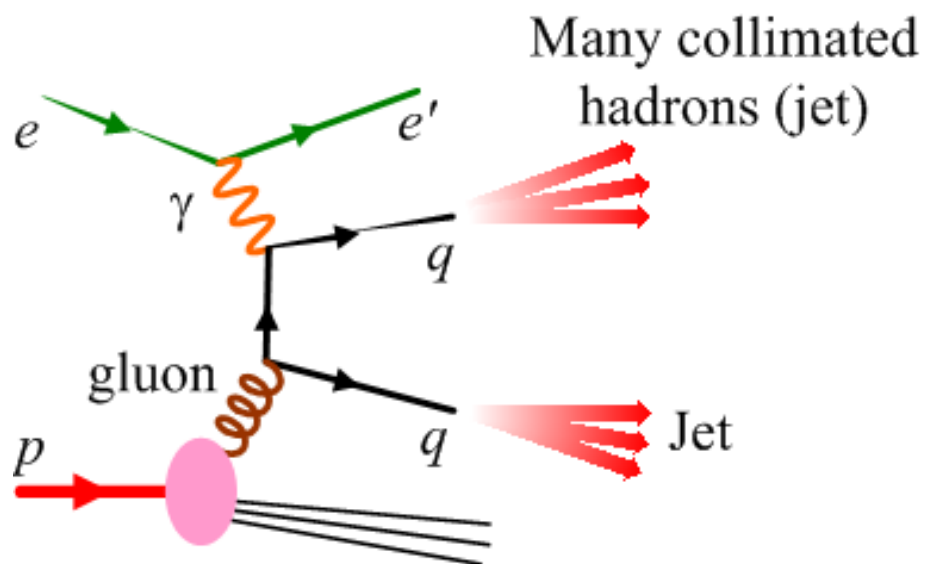
yamazaki@phys.sci.kobe-u.ac.jp

講義の内容

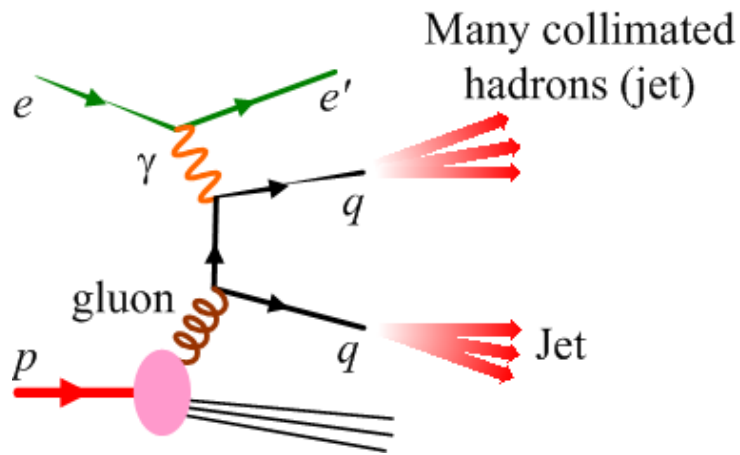
1. ハドロン散乱の基礎過程
ソフトな散乱とハードな散乱, 様々なプロセス
2. パarton密度
フォーマリズム, 電子・陽子散乱による測定, 解釈
3. ハードな散乱と摂動論的QCD
ジェットと破砕化, 高次の摂動計算入門, α_s 測定
4. 談話会: 「LHC 陽子散乱の理解と QCD:
トッブクオーク, 新物理探索を例にとって」
5. ソフトな散乱 (+3. の続き)
全断面積, 回折散乱, 多重parton散乱
6. 回折散乱の摂動論的理解
回折散乱の実験・解析手法, 前方粒子生成

グルーオンを直接測れないか？

- 先ほどの F_2 の傾きを用いる方法は、理論をかなり仮定していた。
- グルーオンを光子でなくクォークを介して「直接」たたく
- グルーオンの運動量：ジェットより逆算



ジェット生成の測定結果

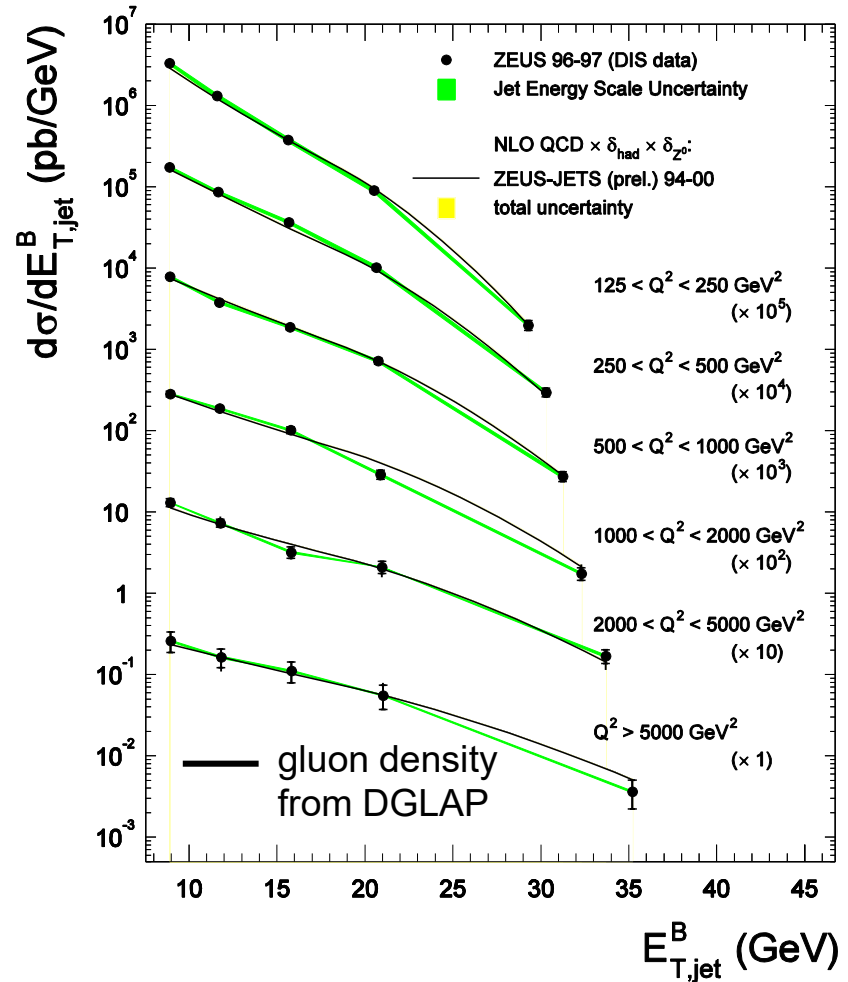


- ジェット生成の散乱断面積は、先ほどDGLAPで求めたグルーオン密度を用いたものとよく一致

- LHCの主な過程はジェット生成：これでまた安心（たぶん）

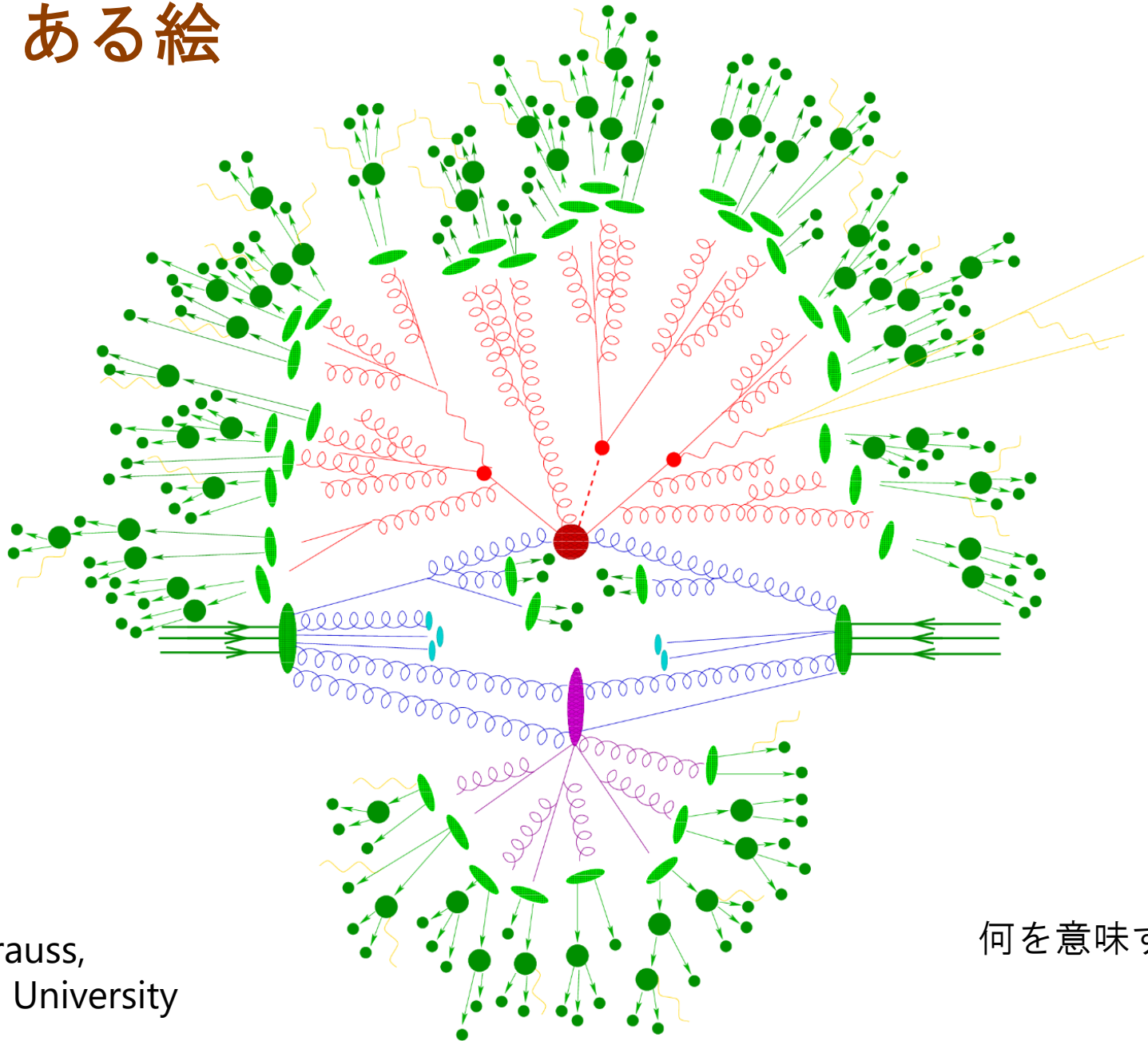
- LHCでもジェットでグルーオン密度を測れる

ZEUS



e を p に
γ が g に

よくある絵



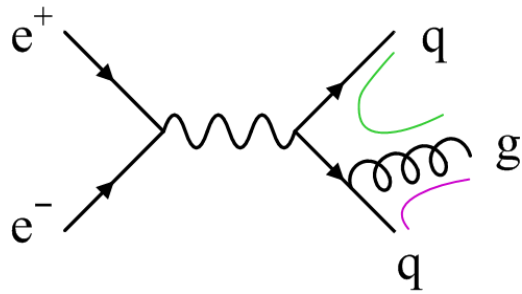
Frank Krauss,
Durham University

何を意味する？

Parton shower, hadronisation の総称

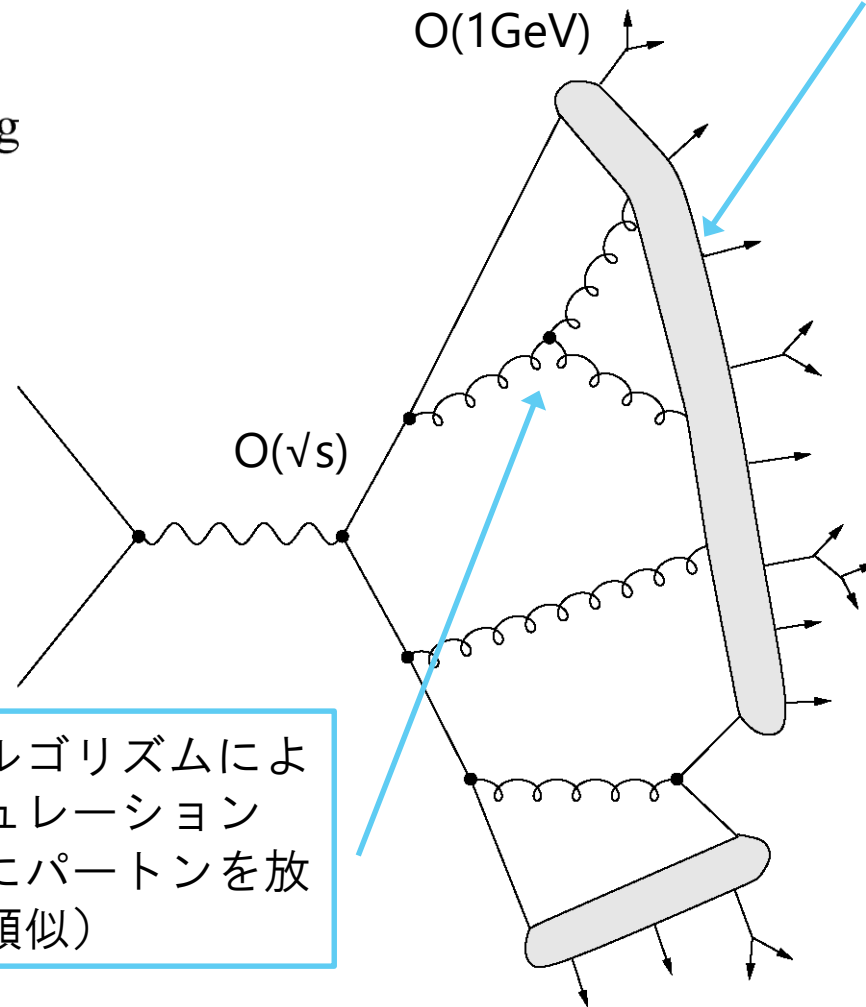
Fragmentation 入門

理論的フレームワーク



ハードな散乱
厳密な摂動論的
QCD による計算

パートンシャワーアルゴリズムによる
モンテカルロシミュレーション
近似式を用いて次々にパートンを放出
(電磁シャワーに類似)



非摂動的な破碎化
モデルを用いる

- String (LUND) fragmentation
JETSET/Pythia
- Cluster fragmentation
(HERWIG)

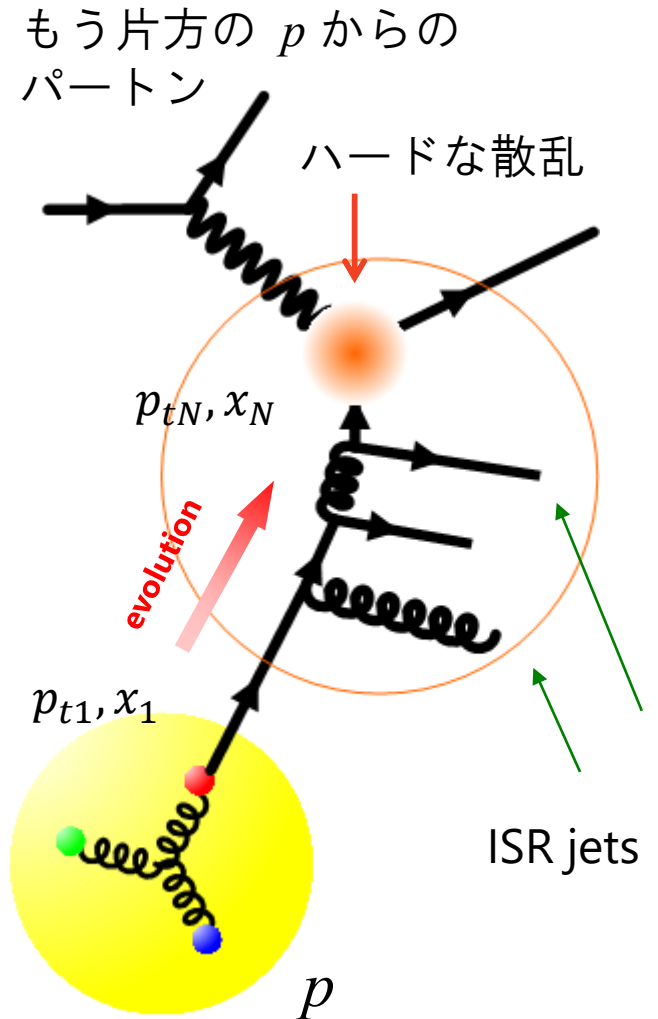
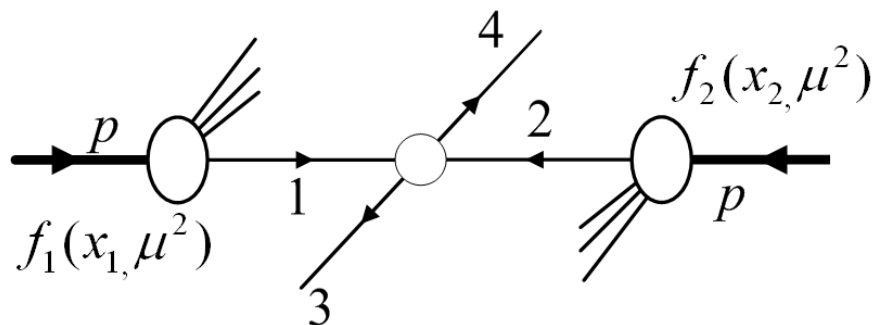
どの中間子が
どのパートンから
出たかは
わからない

ISR

- 下図の 1, 2 から出る
- Evolution の途中で
少しずつ Q^2 (or p_T^2) が
大きくなる

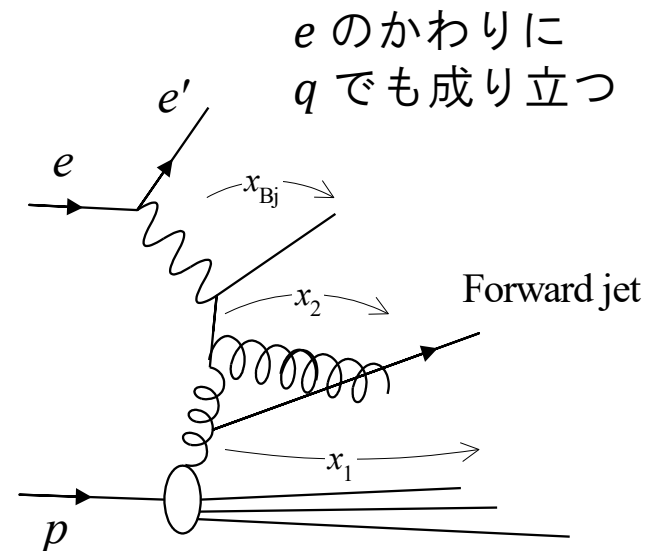
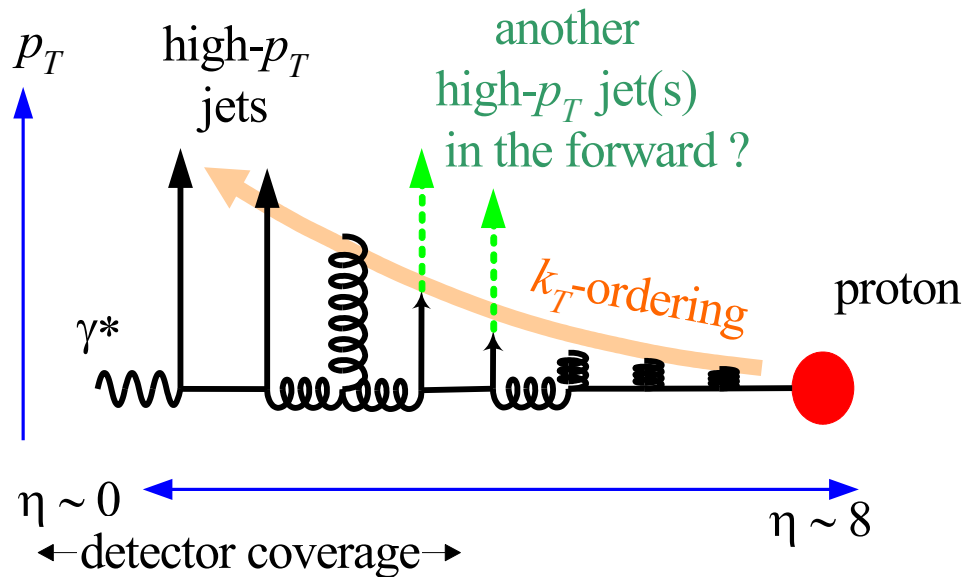
$$p_{t1} < p_{t2} < \dots < p_{tN}$$

- $x_1 > x_2 > \dots > x_N$
- QCD ladder とよく呼ぶ



ISR の不定性

- 必ずしも p_T ordering が成り立つとは限らない
 - $x_1 > x_2 > \dots > x_N$ だが, $p_{t1} < p_{t2} < \dots < p_{tN}$ でない
 - いわゆる BFKL dynamics
 こういう効果を少し入れた方がうまくいくことは知られている
 - CASCADE パートンシャワー, HEJ MC
- この辺を統一的に記述する試みは常になされていますが、今のところうまくいっていません。



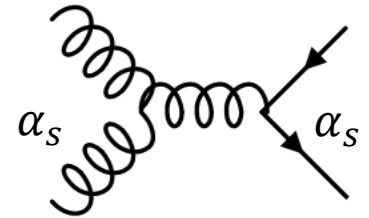
高次の摂動計算と Resummation

Introduction

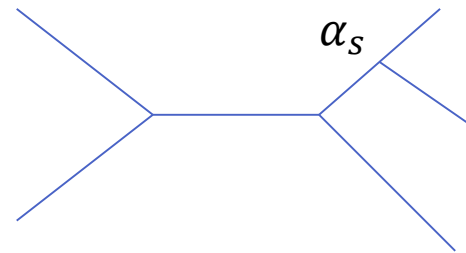
- NLO (Next-to-Leading Order) と
NLL (Next-to-Leading Log) の違いは？
Resummation ってなに？
といったことについて、話します
- ここからは感覚で話しますので、細かい間違いは
ご容赦を
- 参考文献
QCD and Collider Physics, R.K. Ellis, W.J. Stirling and B.R. Webber,
Cambridge University Press 1996 (2003年に改訂版がある)
W. Greiner, A. Schäfer, Quantum Chromodynamics, Springer 1994

QCD Matrix Element: 高次の摂動 N(N)LO

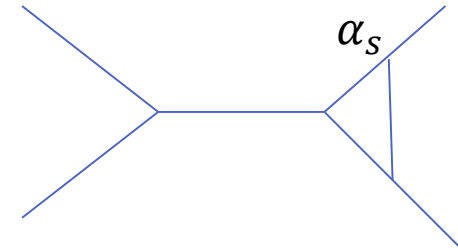
- LO: lowest order
 - $O(\alpha^2)$ for Drell-Yan, $O(\alpha_s^2)$ for 2-jet production



- NLO: next-to-leading order
 - $O(\alpha_s^3)$ for dijets
 - 加えてループの寄与
 - 両方を加えて初めて発散が抑えられる



tree



loop
(virtual
correction)

NLO計算の難しい理由

- どの $\alpha_s(\mu^2)$ をつかう？
 - $\mu = \mu_R$ renormalization scale
 - 本来計算はこの値によらないが、実際はよる

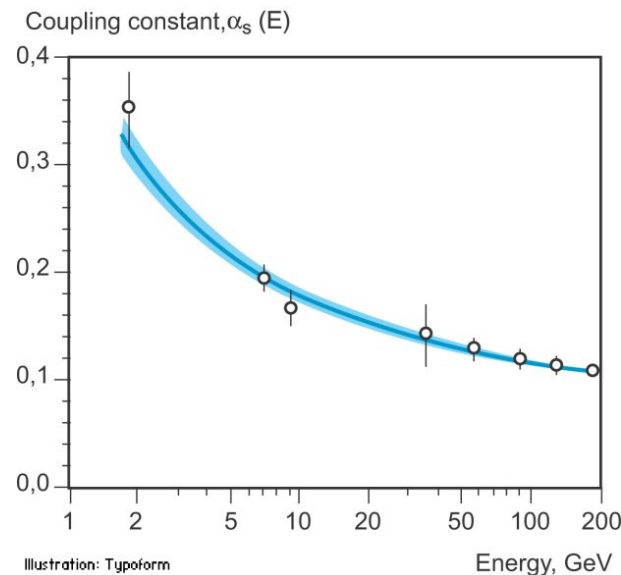
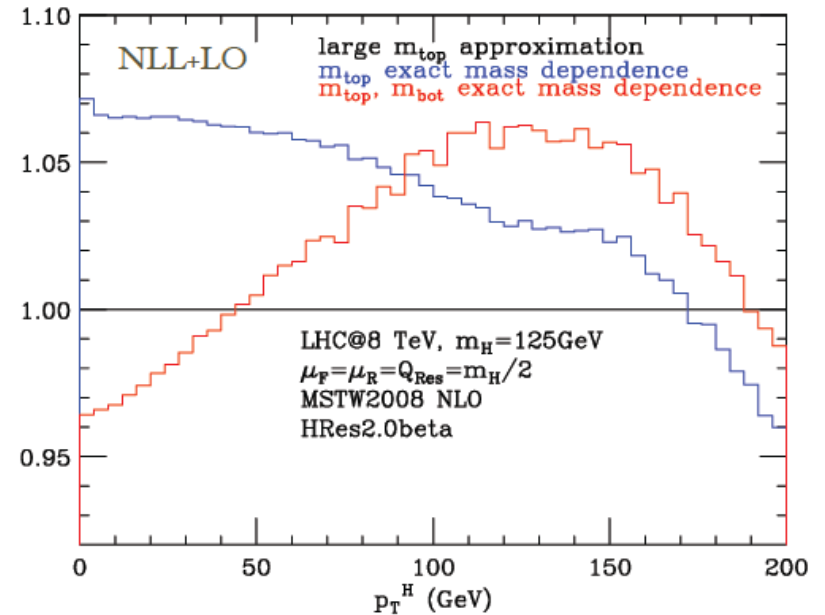
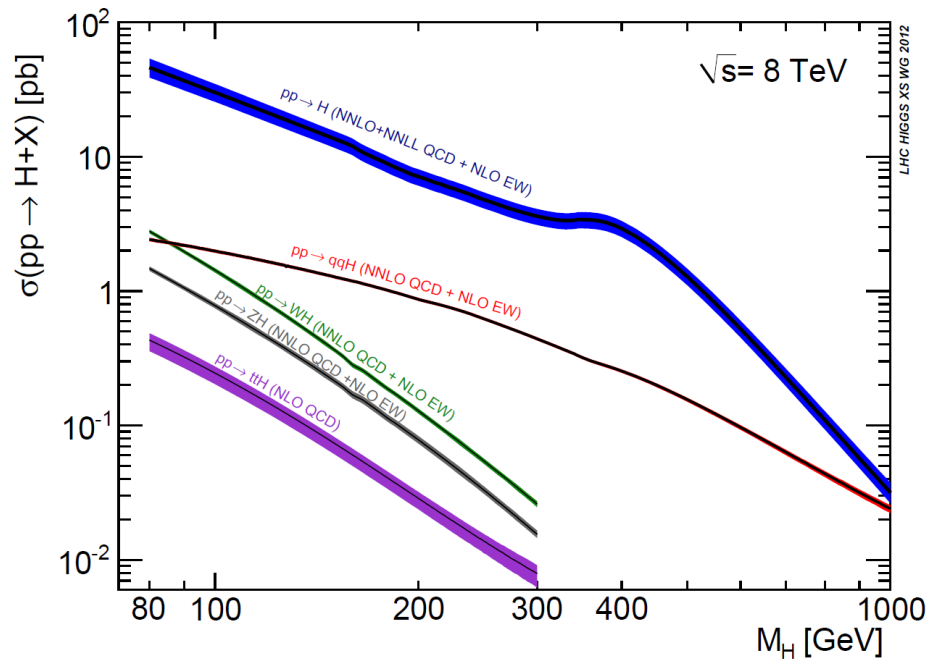


Illustration: Typoform

N(N)LL calculations

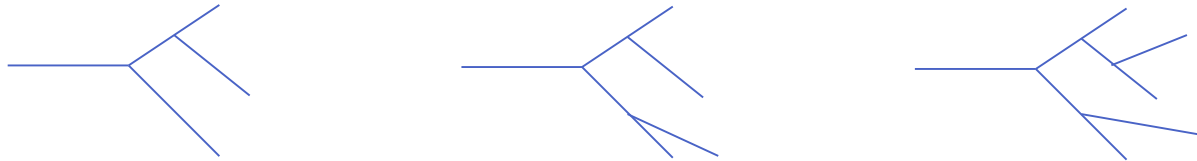
- 最後の L は log の L
- 例えば Higgs, top production



摂動展開

- 普通の高エネルギーの場の理論は “Fock space” における展開
 - 摂動パラメータは，結合定数
 - ある “observable” (たとえば $\sigma(e^+ e^- \rightarrow 3jets)$) に対し

$$(Obs.) = \alpha_s(\mu^2)A_1(s, \mu^2) + \alpha_s^2(\mu^2)A_2(s, \mu^2) + \alpha_s^3(\mu^2)A_3(s, \mu^2) + \dots$$



- 摂動は収束してほしいが，場合によっては A_n が大きくなり，（物理量が有限であるにもかかわらず）収束しなくなる
 - 高エネルギー物理では，係数が \log の場合がそれに相当

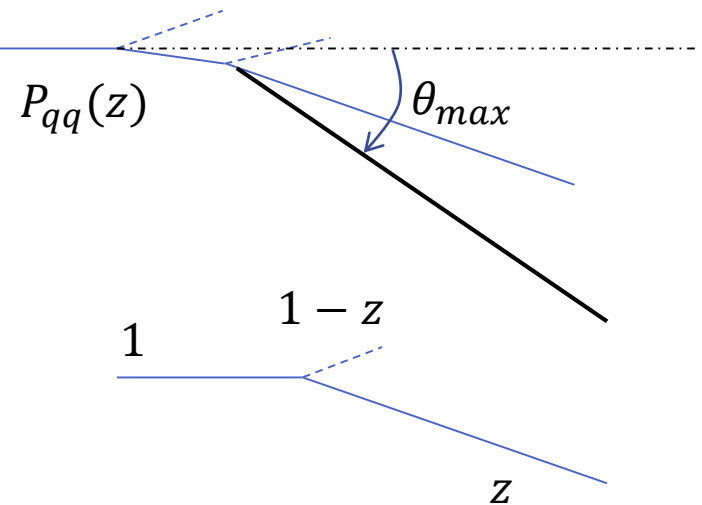
$$\text{e.g. } \ln^n \left(\frac{p_{Tjet}^2}{m_Q^2} \right)$$

どんな場合に出てくる？

An example: probability to have a large recoil through hard radiation

- クォークがグルーオンを出して反跳するとき、クォークの向き θ が n 回の放射の後で θ_{max} 以内となる確率を計算する場合を考える

dashed: gluon, solid: quark



- もし θ_{max} を超えて反跳したら、2ジェットに分割されると思い、そうならない条件を求めることを想定している

- Altarelli-Parisi splitting function

$$P_{qq}(z) = \frac{4}{3} \left(\frac{1+z^2}{1-z} \right), \quad z = \frac{p_{\parallel}^{q'}}{p_{\parallel}^q} = \frac{(1-p_{\parallel}^g)}{p_{\parallel}^q}$$

- $z = 1$ (soft emission limit) で発散

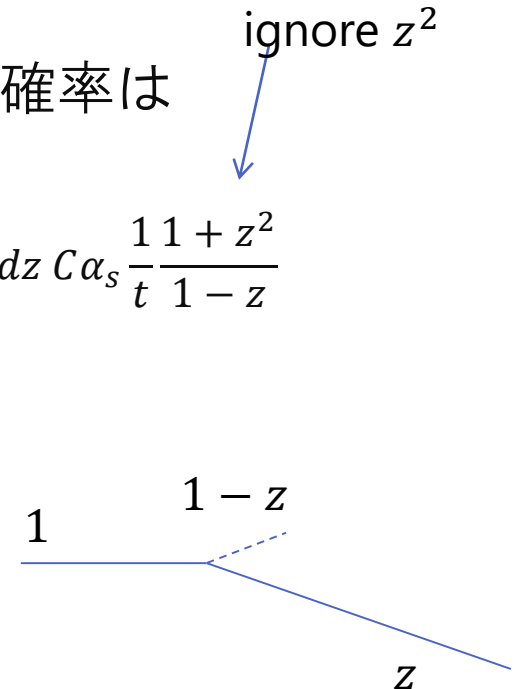
One small-angle emission gives large log

- 放射の後クォークが θ_{max} 以内にとどまる確率は

$$S_1(\theta_{max}) = 1 - T_1(\theta_{max}) \simeq 1 - \int_{\frac{\theta_{max}^2 M^2}{4}}^{M^2} dt \int_0^{1 - \frac{\theta_{max}^2 M^2}{4t}} dz C \alpha_s \frac{1}{t} \frac{1+z^2}{1-z}$$

$$\simeq 1 - C \alpha_s \int_{\frac{\theta_{max}^2 M^2}{4}}^{M^2} dt \frac{1}{t} \left[-\ln \left(\frac{\theta_{max}^2 M^2}{4t} \right) \right]$$

$$\simeq 1 - \frac{C}{2} \alpha_s \ln^2 \left(\frac{\theta_{max}^2}{4} \right)$$



where M : mass of the diquark, $t \approx -p_{\perp}^2$: Mandelstam variable wrt the original quark, C : const. T_1 : probability to have the quark recoiled more than θ_{max} after one emission

- 一つの小角度放射が, α_s の1次, \log の2次の項を生む

$\ln \left(\frac{\theta_{max}^2}{4} \right)$ is largely negative in this case

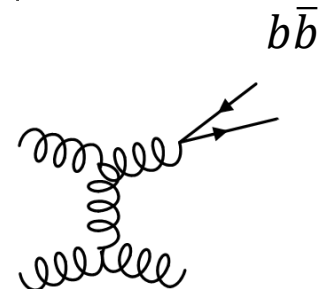
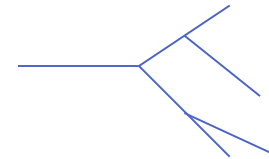
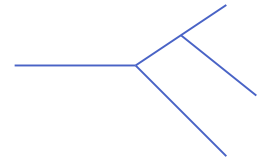
摂動展開の書き直し

- ということは、摂動展開は α_s がいくつかだけでなく、
 $L = \ln\left(\frac{p_{Tmax}^2}{p_{Tmin}^2}\right)$ がいくつあるかも重要

$$(Obs.) = L^2 \alpha_s(\mu^2) A_{12}(s, \mu^2) + L \alpha_s(\mu^2) A_{11}(s, \mu^2) + \alpha_s(\mu^2) A_{10}(s, \mu^2) \\ + L^3 \alpha_s^2(\mu^2) A_{23}(s, \mu^2) + L^2 \alpha_s^2 \dots$$

この α_s 最低次の項に \log が2つ来るかどうか、たぶん一般には違う？

- 大きな \log が現れるのは
 - 測定量が、多数の小角度放射によって影響を受ける場合
 (multijet, ISR/forward jets, pt recoil of heavy/high-pt objects)
 - 測定量がパートンの splitting と関連するもの
 (b-quark production など)
 - renormalisation scale uncertainty
 多くの場合 $\ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)$ に比例



Log の項と resummation

fixed-order calculation $a = \alpha_s/2\pi$

	1	a	a^2	a^3	...	a^n
1	1	a	a^2	a^3	...	a^n
L		La	La^2	La^3		
L^2		$L^2 a$	$L^2 a^2$	$L^2 a^3$
L^3			$L^3 a^2$	$L^3 a^3$
...				$L^4 a^3$	$L^4 a^3$	
L^n					$L^5 a^4$	

terms does not exist

Leading-Log (LL)

Next-to-Leading-Log (NLL)

- Leading-log approximation (LLA) では, $(La)^n$ の項を無限次まで足し上げ: $\sum_1^\infty c_n (La)^n$

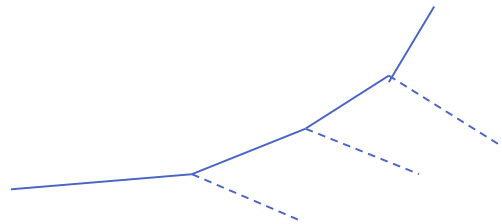
Exponentiation

- どうも、Log の項はうまく出てきて、exponential のテーラー展開の形になっているらしい。Resummation の結果は exponential に書けることが多い
 - これは、parton shower のような現象は再帰的なアルゴリズムで生成できるという重要な意味を持つ
- 今出した例もその一つ: small-angle emission of gluons

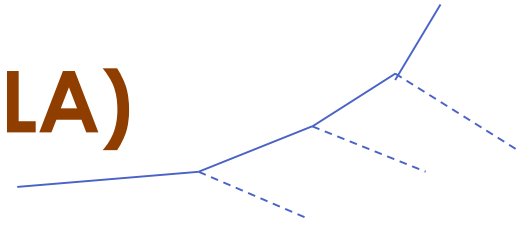
$$\frac{S^{n+1}(\theta_{max})}{S^n(\theta_{max})} = (1 - T_1(\theta_{max})) : S^n: \text{ after } n\text{-th emission}$$

$$\rightarrow S^n = \frac{1}{n!} [1 - T_1]^n \text{ provided that } t^n \geq t^{n-1} \geq \dots \geq t^1 \text{ (combinations limited)}$$

$$\rightarrow S(\theta_{max}) = \sum_n^\infty S^n = e^{1-T_1} = e \cdot e^{C\alpha_s \ln^2 \frac{\theta_{max}^2}{4}}$$



Parton shower と leading-log approximation (LLA)



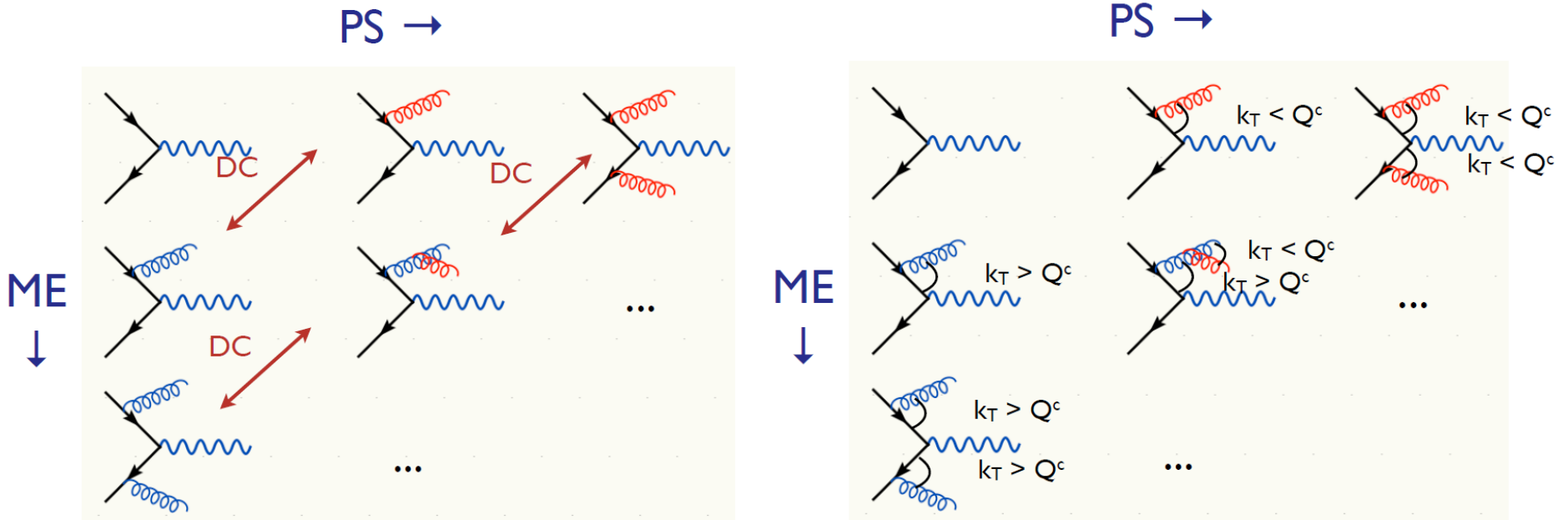
- Leading log の項はパートン放射と関係ある
 - これは、すでに再帰的パートンシャワーで generator 内でシミュレーションされている
 - ということは、MC はすでに LLA をやっていることになる。例えば、実際以下のようなプロセスは計算よりシミュレーションが得意
 - 重いクォークの p_T threshold 付近のふるまい
 - ジェットの形状, など
 - Phase space を埋めることが、正確に計算してある次数でやめるのより重要である場合があるという例
- しかし、LLA は “large-angle” = non-collinear emission を往々にして出せない。それは固定次数の摂動のほうがよい

どう折り合いをつける？

Parton shower matching: concept

- LO と LL は，重複がないことが知られている
LO+PS MC が長い間スタンダードであった
- NLO + LL は，double counting がある
ましてや，NLO+NLL, NNLO+LL etc. をや
 - 解析的に除くのはほぼ無理
- Log は小角度・マルチスケールで効く
Higher order は大角度で効く
- ならば，バトンタッチすればよい？
 - MC で，radiation の k_T がある値以下なら，スイッチする
 - それでもおかしいイベントはできるらしい -> 取り除く

Matching in practice



http://workshop.kias.re.kr/MGLP/?download=11_10_25_KIAS-MLM-lectures.pdf より

MLM algorithm

Summary of MLM algorithm

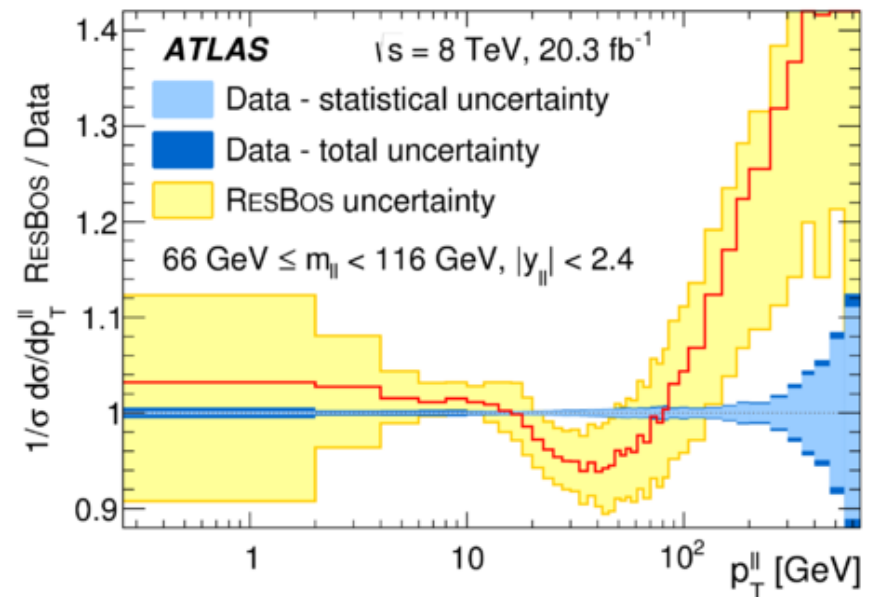
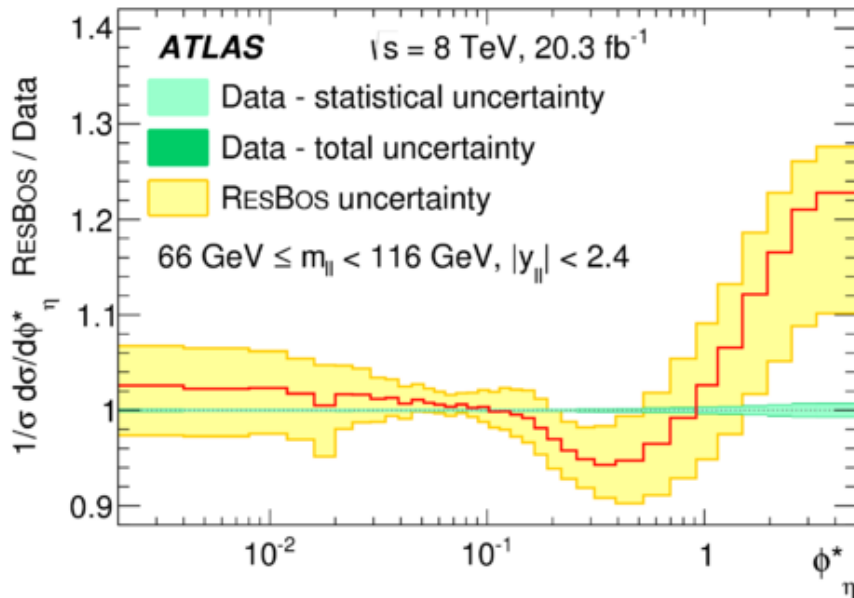
1. Generate ME events (with different parton multiplicities) using parton-level cuts ($p_T^{\text{ME}}/\Delta R$ or k_T^{ME})
2. Cluster each event and reweight α_s and PDFs based on the scales in the clustering vertices
3. Run the parton shower with starting scale $t_0 = m_T$.
4. Check that the number of jets after parton shower is the same as ME partons, and that all jets after parton shower are matched to the ME partons (using one of the schemes in the last slides) at a scale Q^{match} . If yes, keep the event. If no, reject the event. Q^{match} is called the *matching scale*.

One more subtlety: the highest multiplicity sample

Drell-Yan $p_T^{\ell\ell}$ と “ ϕ_η^* ” による recoil 測定

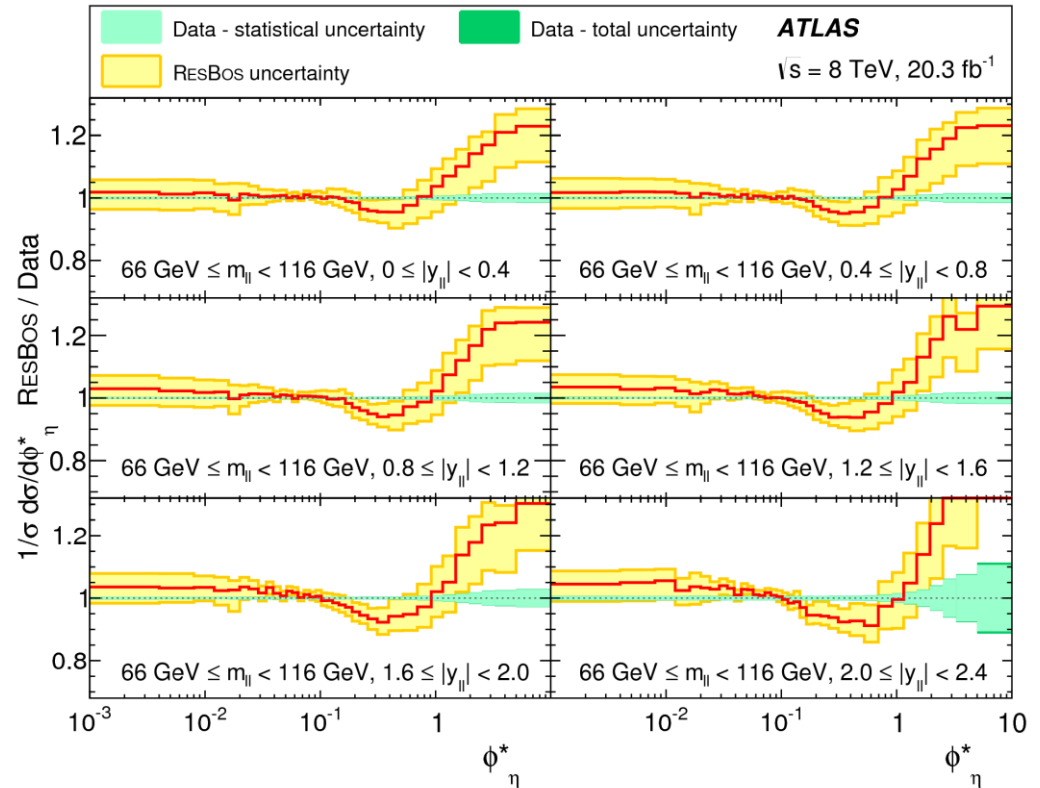
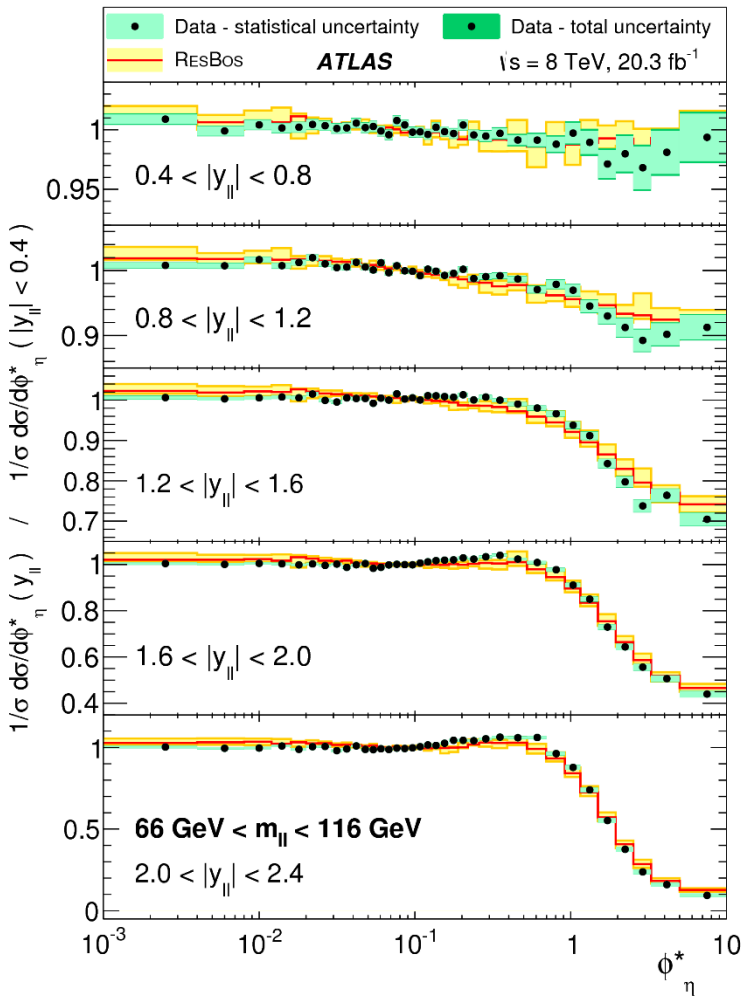
- Drell-Yan lepton 対の p_T はパートン放射のモデルの詳細で変わる
特に, soft \rightarrow hard の受け渡し
- $\phi_\eta^* = \tan\left(\frac{\pi - \Delta\phi}{2}\right) \cdot \sin(\theta_\eta^*) \simeq \frac{p_T^{\ell\ell}}{\sqrt{2}M_{\ell\ell}}$
 - レプトンの角度のみを用いた測定で, 正確に測定可能

Eur. Phys. J. C 76(5), 1-61 (2016)



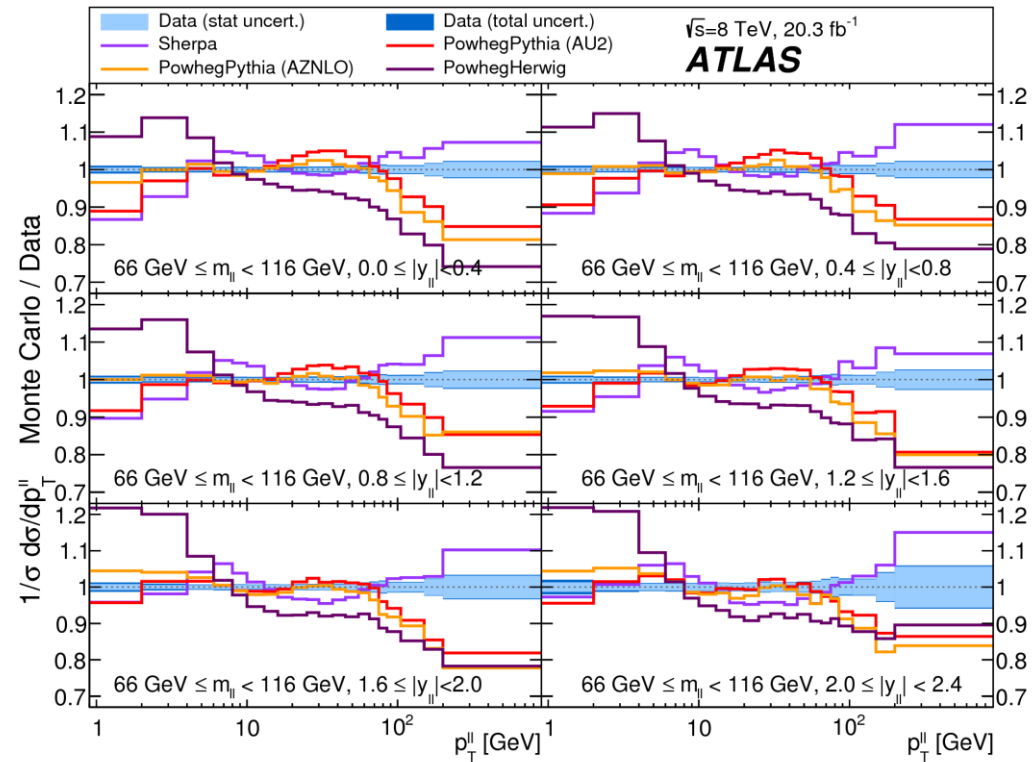
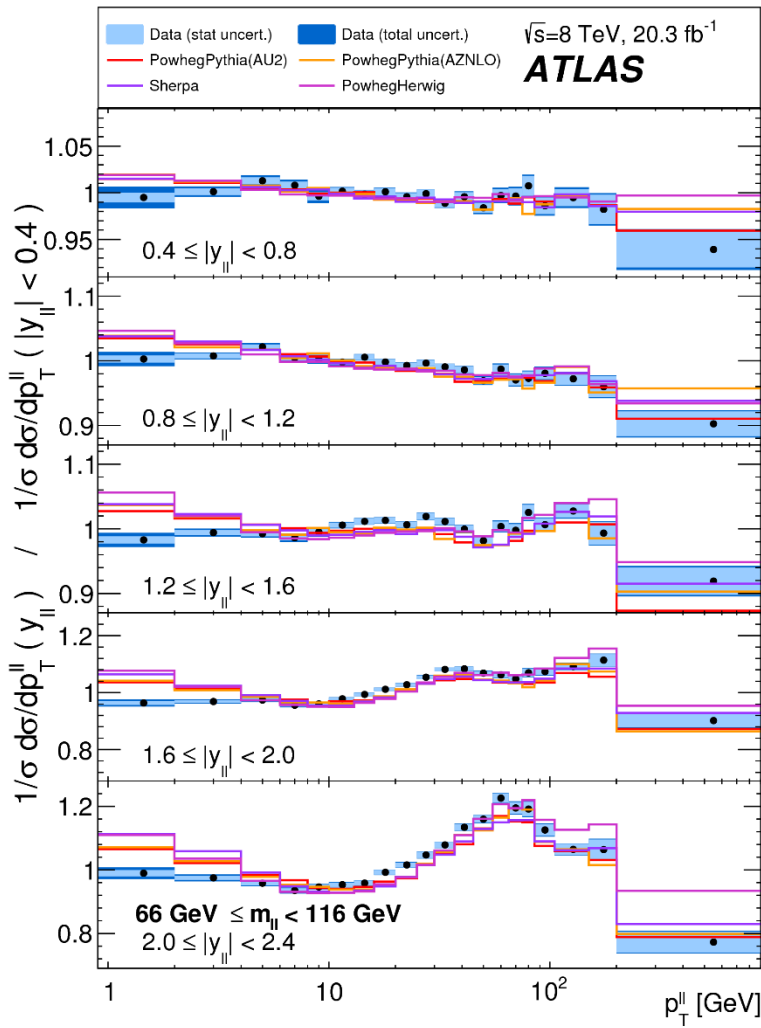
RESBOS (approximate NNLO+NNLL soft gluon) と比べると,
 弱ボゾンの質量領域の上, 下でそれぞれ違うパターンでずれが見られる

弱ボゾンの rapidity による依存性



- モデルは rapidity 依存性のだいたいの傾向は知っている
- ズレのパターンも、あまり rapidity に依存していない

様々なモデルとの比較

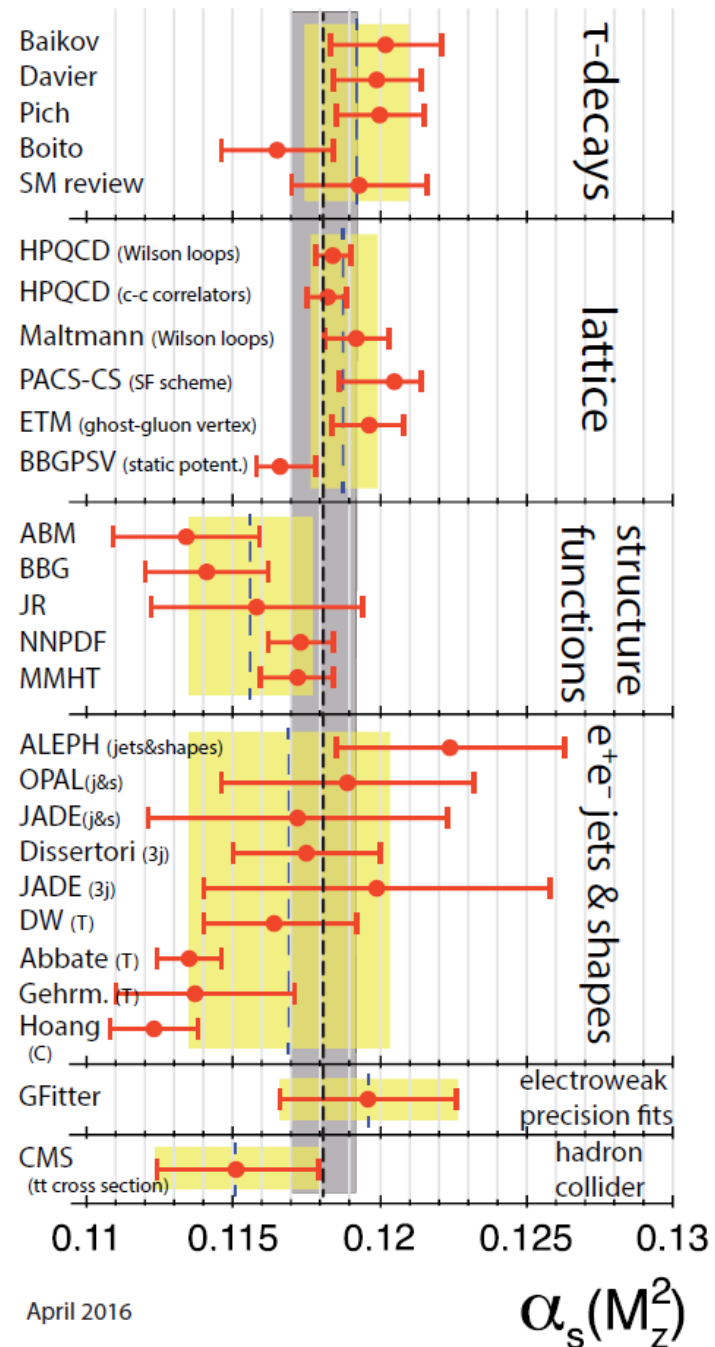


- モデルごとかなり違う予言
 - Powheg+Pythia and +Herwig
 - Powheg and Sherpa
 - ... and RESBOS

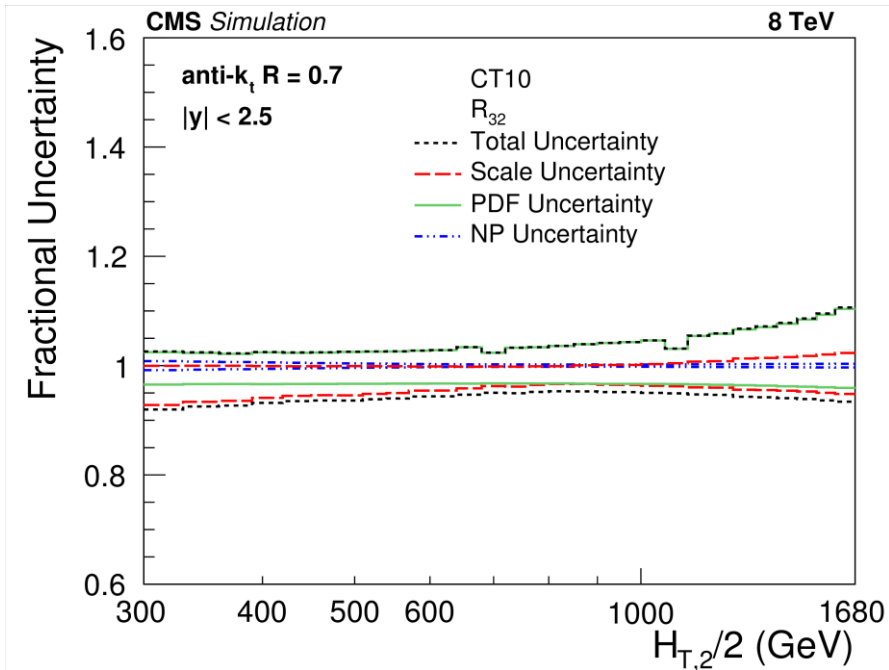
Factorisation は, 難しい

α_s measurements

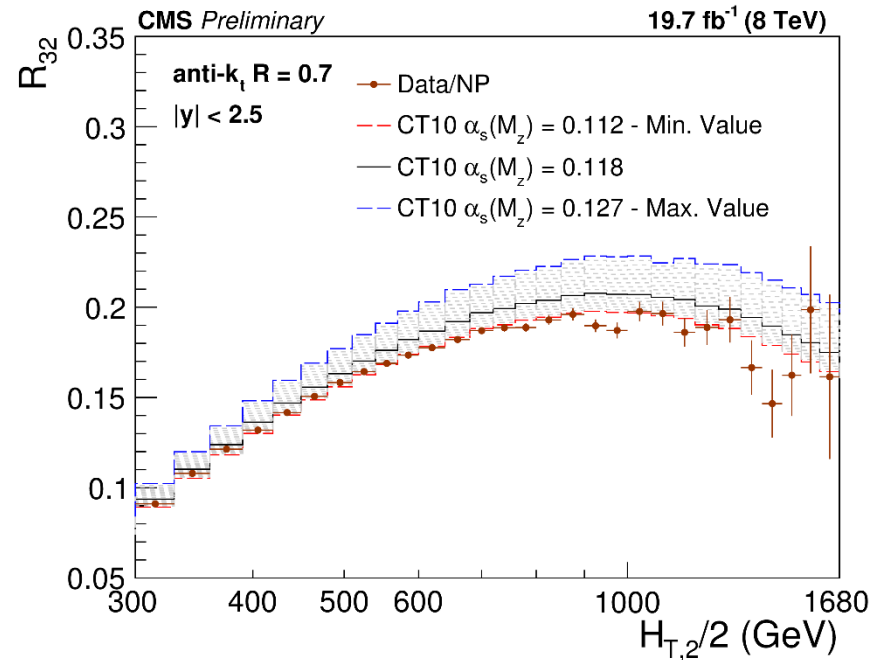
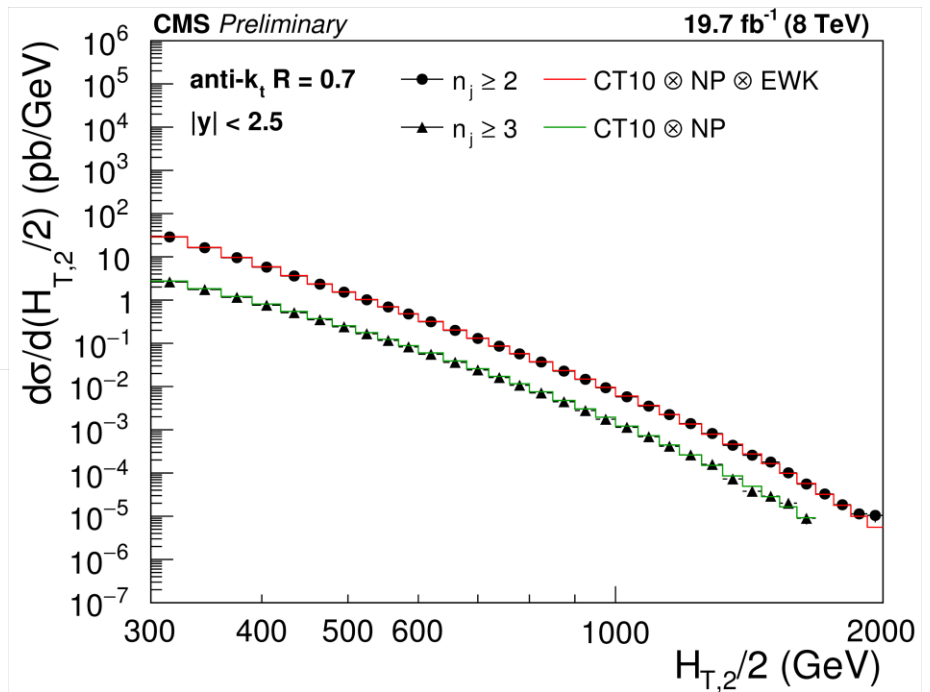
- Event shape, jet shape
- hadronic tau decays
- # of jets, jet cross sections
- (De-)correlation of jets
- DIS scaling violation



Most typical measurement at the LHC: $R_{3/2}$

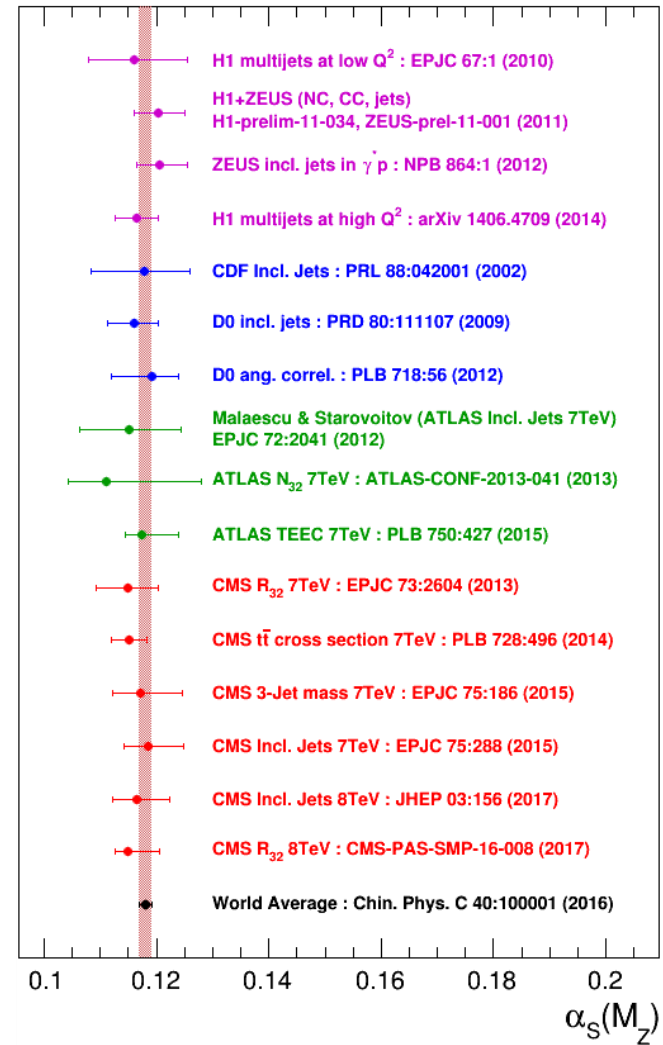
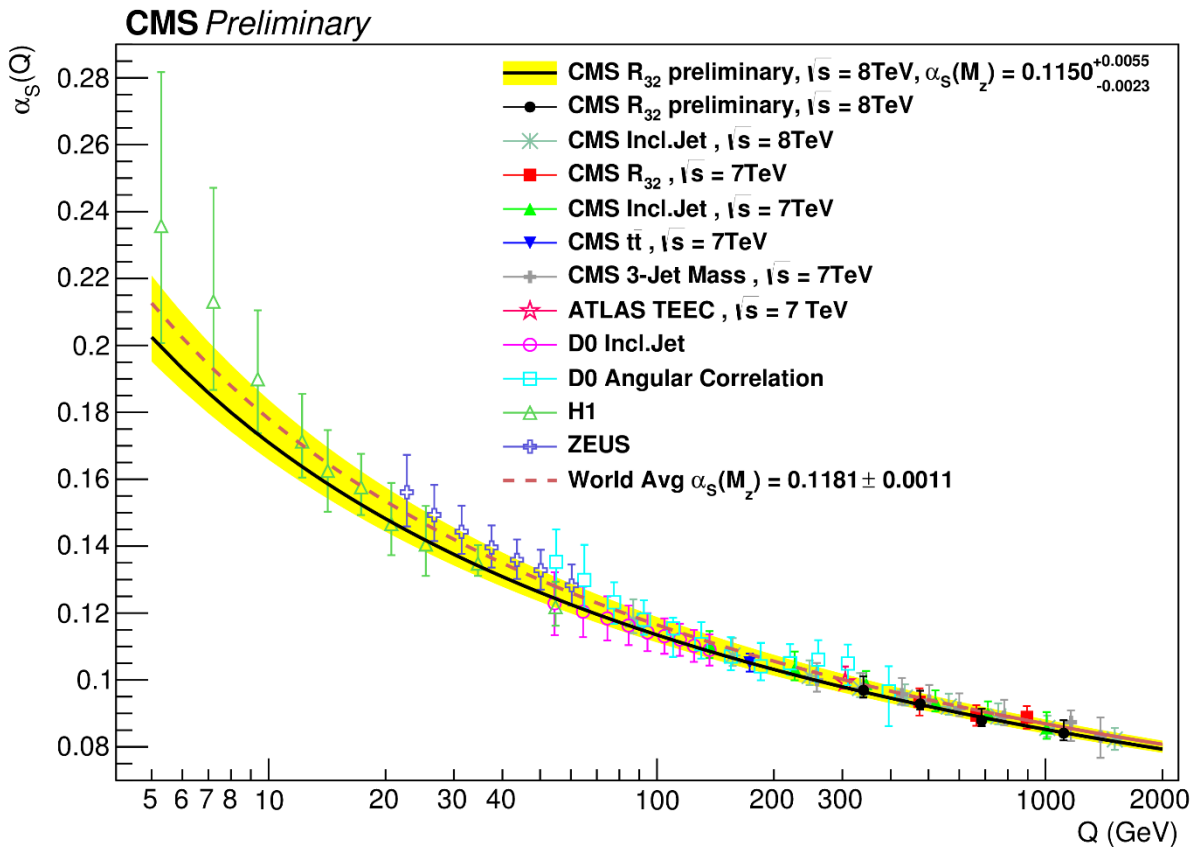


- Scale / NP / PDF?



Summary on α_s

- $\alpha_s(M_{Z^0})$ は高い pT で小さくなっている？



この部分まとめ

- NLO 以上の摂動計算は，難しい
- 小角度パートン放射は，再帰的に安全に計算できる
 - いわゆる **parton-shower algorithm**
 - α_s の1次と \log の項無限次は足すことができる：
resummation, あるいは **LLA** と呼ばれる
- 高次の項 (NLO 以上) と LLA はダブルカウンティングが起きる
 - phase space の住み分け，実際にイベントを生成してみて重複しているものを veto など現象論的に対処
- Generator はどんどん進化している
活用しましょう

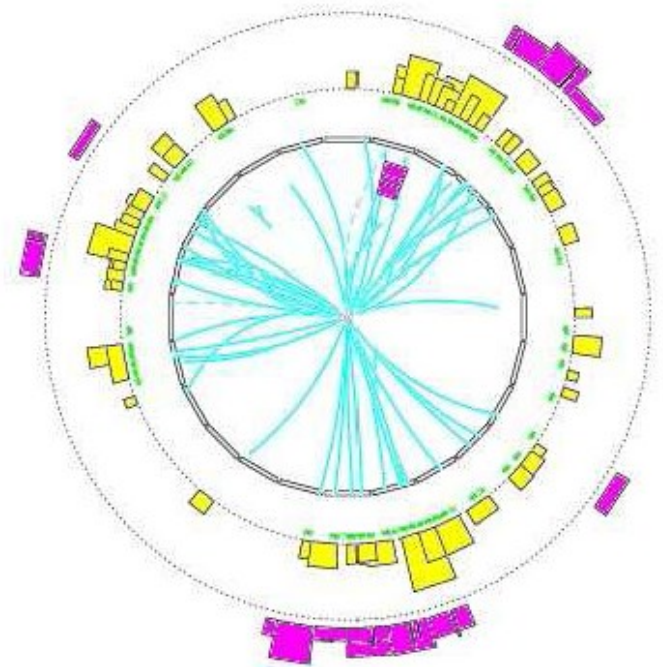
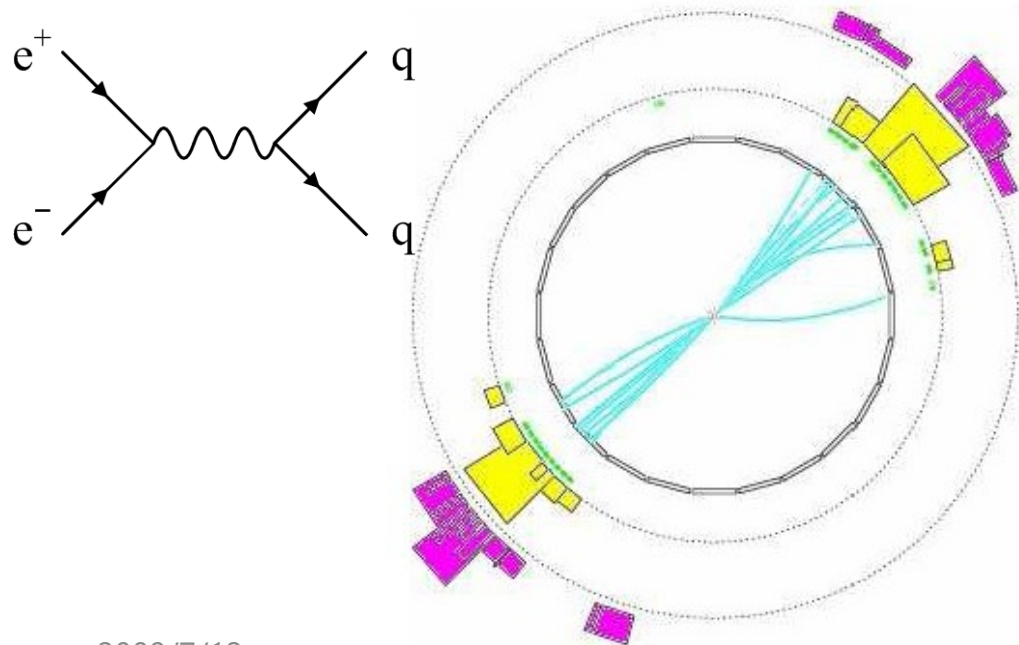
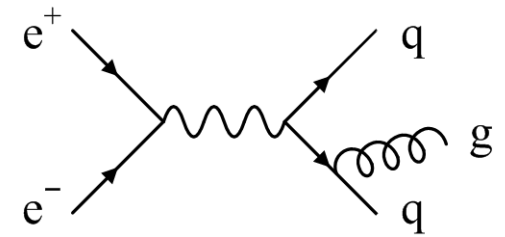
ジェットファイnder入門

お話の内容

- 初級：ジェットファインダー（アルゴリズム）とは
 - ジェットとは？
 - ジェットファインダーはなぜ必要か？
 - Electron finder, muon finder などと何が違う？
- 中級：Cluster algorithm, cone algorithm
- 上級：ハドロンコライダーでの cluster algorithm
- 最新の動向 – ATLAS ではどのアルゴリズムがメジャー？

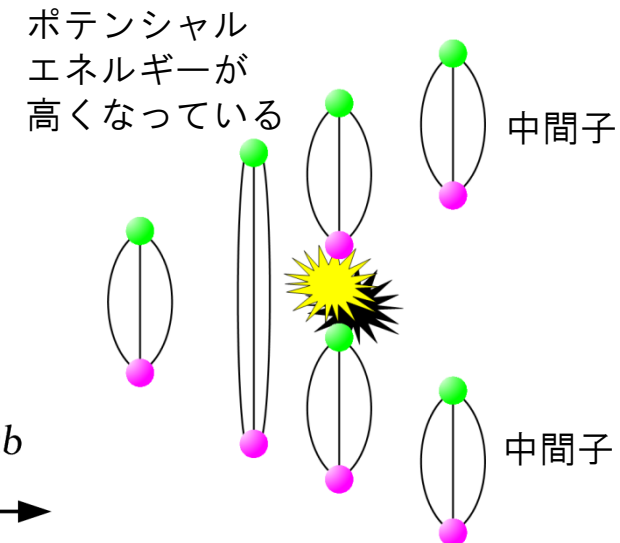
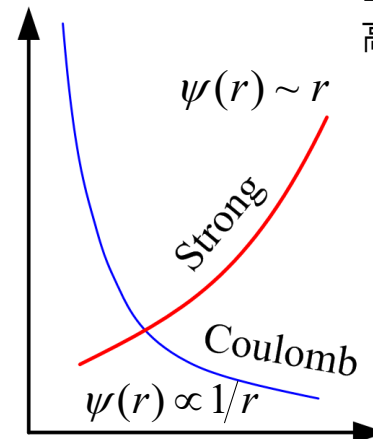
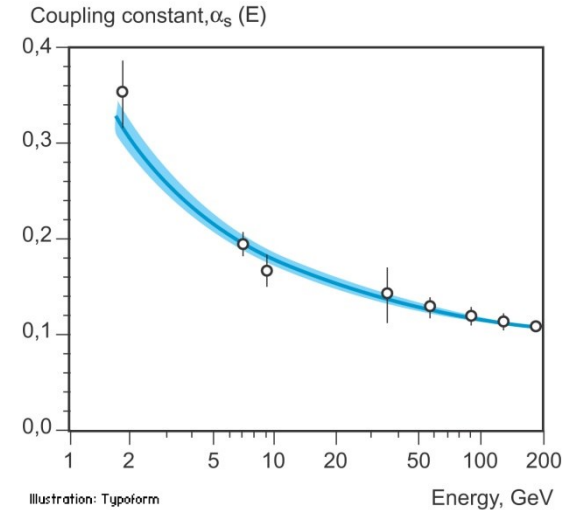
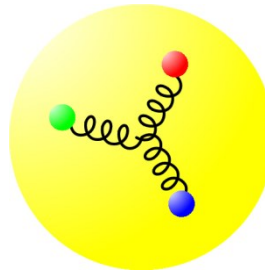
ジェットとは何か

- レプトンと異なり，クォークは単体では観測されない
 - Asymptotic freedom
- クォークは
 - 破砕化してジェットとなる
 - グルーオンを放出複数のジェットにもなる

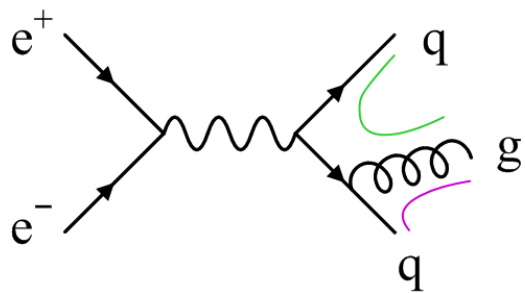


強い相互作用によるクォークの閉じこめ

- 強い相互作用の結合定数は、相互作用のエネルギーが高いほど小さい（低いほど大きい）
- 力は距離が離れるほど強くなる
- ポテンシャルエネルギーにより新たに粒子・反粒子が対生成
 - 中間子を形成し、多粒子のジェットとなる
 - 破砕化（fragmentation）とよばれる



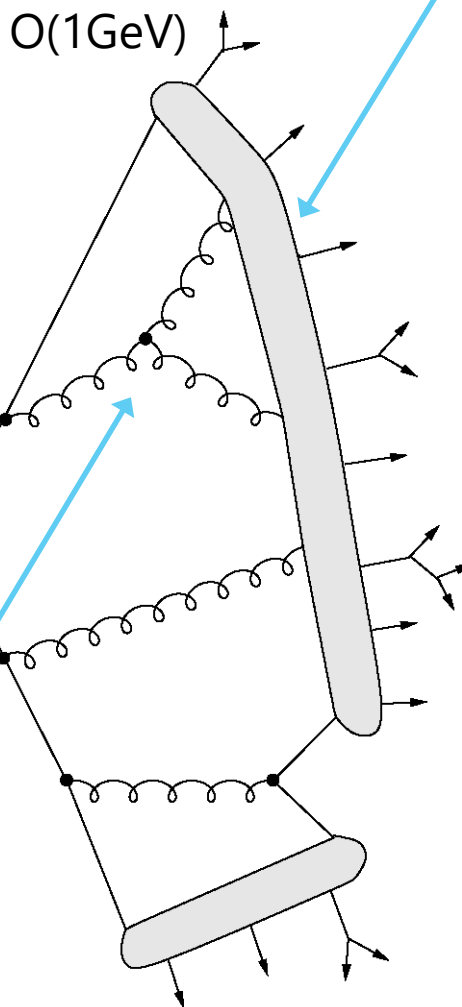
パートンシャワー



パートンが一つ放射
 $ee \rightarrow qqg$
 ハードな散乱の
 「3体崩壊」

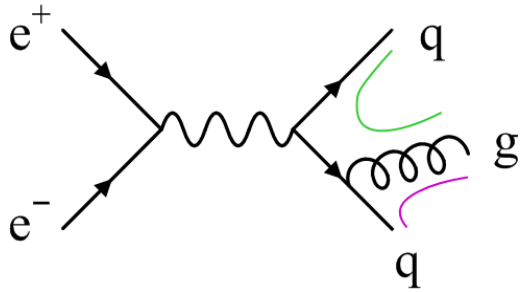
拡大すると...

次々にパートン
 が放出される
 (α_s がかい)



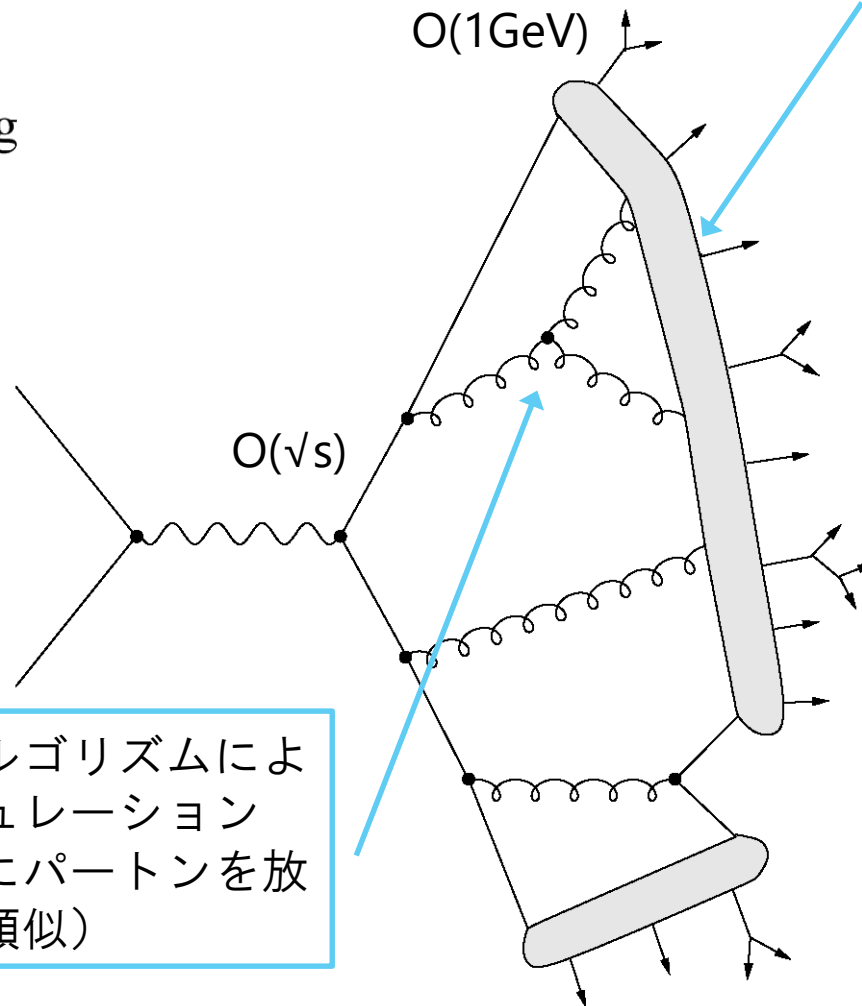
パートン間の不変質量が1 GeV 程度になると, $\alpha_s \sim 1$ となり摂動計算が意味をなさなくなる
 → 非摂動な束縛状態 (中間子) を形成

理論的フレームワーク



ハードな散乱
厳密な摂動論的
QCD による計算

パートンシャワーアルゴリズムによる
モンテカルロシミュレーション
近似式を用いて次々にパートンを放出
(電磁シャワーに類似)

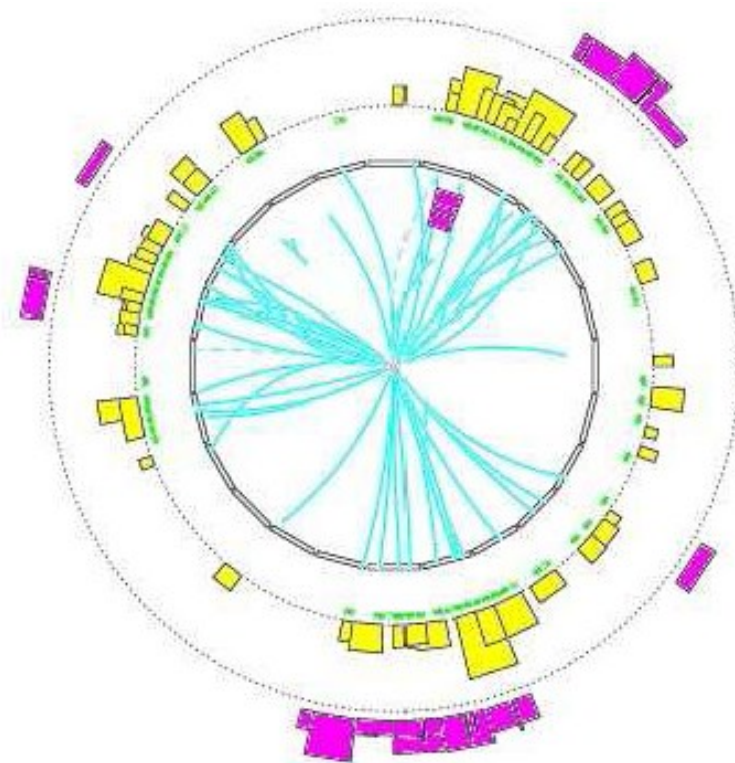
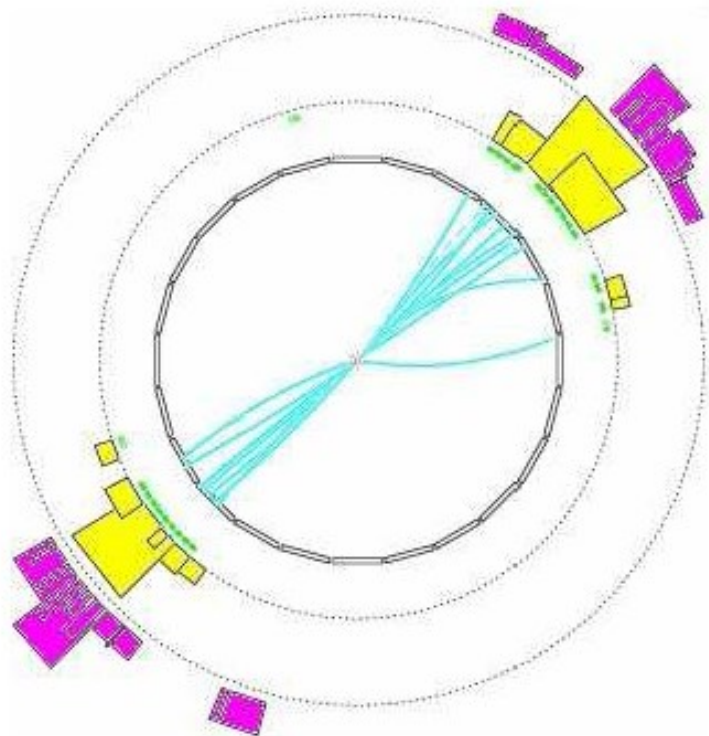


非摂動的な破碎化
モデルを用いる

- String (LUND) fragmentation
JETSET/Pythia
- Cluster fragmentation
(HERWIG)

どの中間子が
どのパートンから
出たかは
わからない

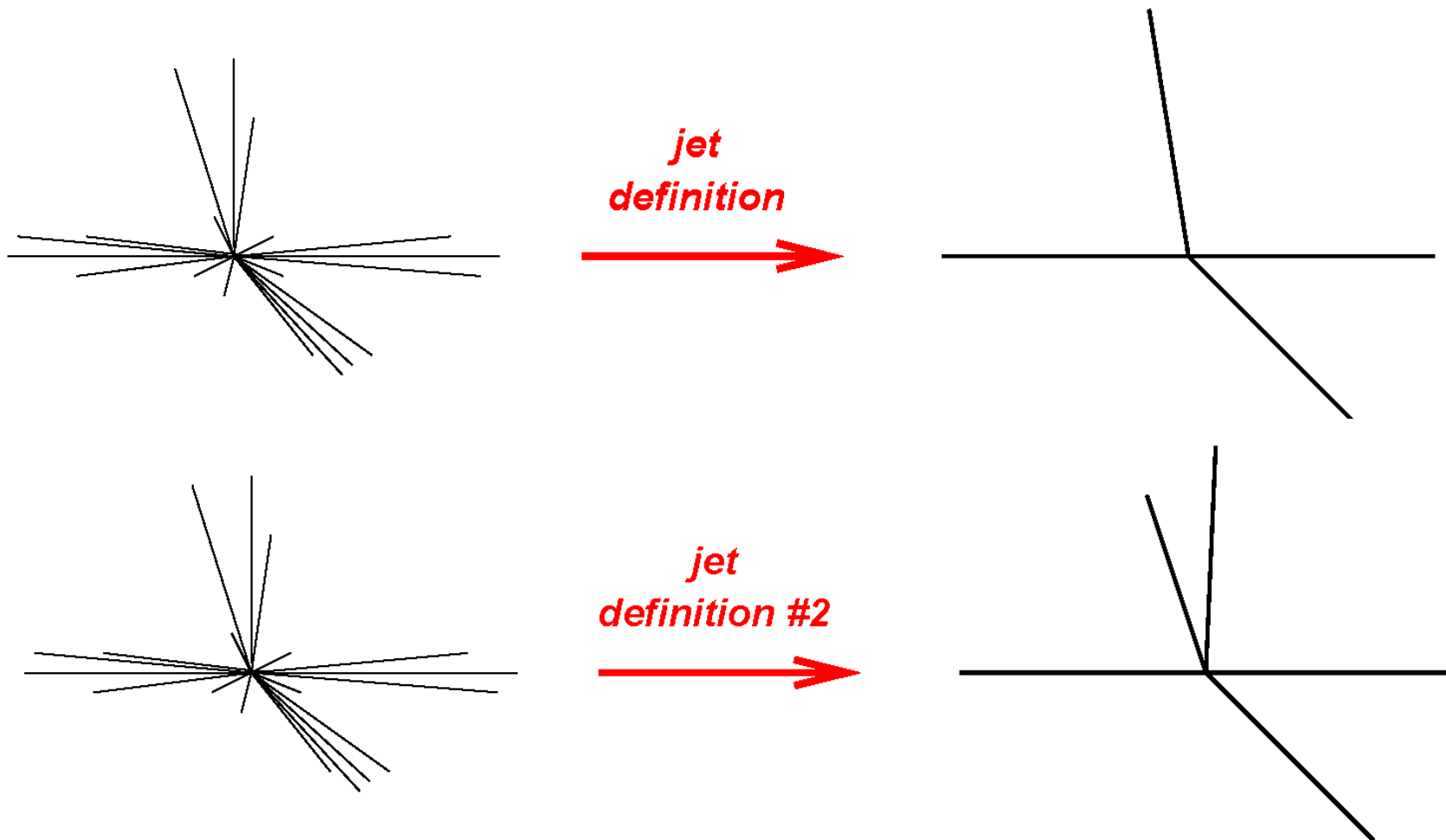
検出器の情報からパートンへ



- 2つのジェットである
(ように見える)

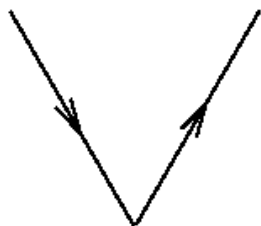
- 3つ？それ以上？
 - 人によって違わない定義が必要

ジェットの数は必ずしも明確ではない



ジェットアルゴリズムの必要性

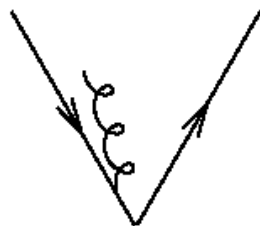
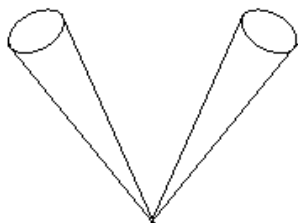
- 目で見て 10Mevent ジェットを数えたくない!
 - 定義のはっきりしたアルゴリズムが必要
- パートの数も，定義が明確ではないが...
 - 同じアルゴリズムを適用すれば，実験と理論を比較できる



LO partons

Jet | Defⁿ
↓

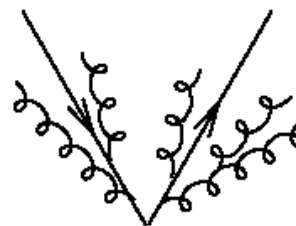
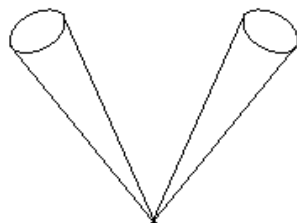
jet 1 jet 2



NLO partons

Jet | Defⁿ
↓

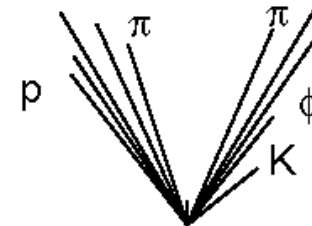
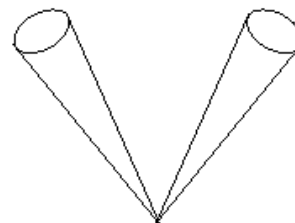
jet 1 jet 2



parton shower

Jet | Defⁿ
↓

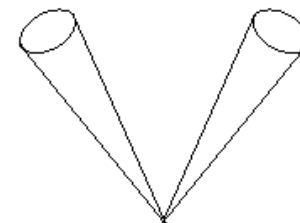
jet 1 jet 2



hadron level

Jet | Defⁿ
↓

jet 1 jet 2



以上で初級は終わりです

- おさらい：
 - Fragmentation の基礎
 - なぜジェットファインダーが必要か
- 次：アルゴリズムの実際
- 考えなければいけないこと：
粒子をどうやって「もとのパートン」にアサインするか
 - 角度的に近ければよい？
 - 不変質量が小さければよい？
- 次は，クラスターアルゴリズムとコーンアルゴリズム

クラスターアルゴリズム

- しばしばハドロンコライダーのことは忘れて,
 $e^+e^- \rightarrow \geq 2\text{jets}$ のことを考える
 - 全ての終状態粒子がジェットに属するとする
- 1. 近くに（弱い）粒子があるときは，近傍の（強い）粒子に吸収させる
 - 一番「近い」ものを優先
- 2. そのペアを一つの粒子に統合する
- 3. もし，十分近くに粒子がなかったらおわり
あったら 1. に戻る
 - 十分近くでないという条件は，きちんと定義

このようにすると，クラスタの数，運動量は一意に決まる

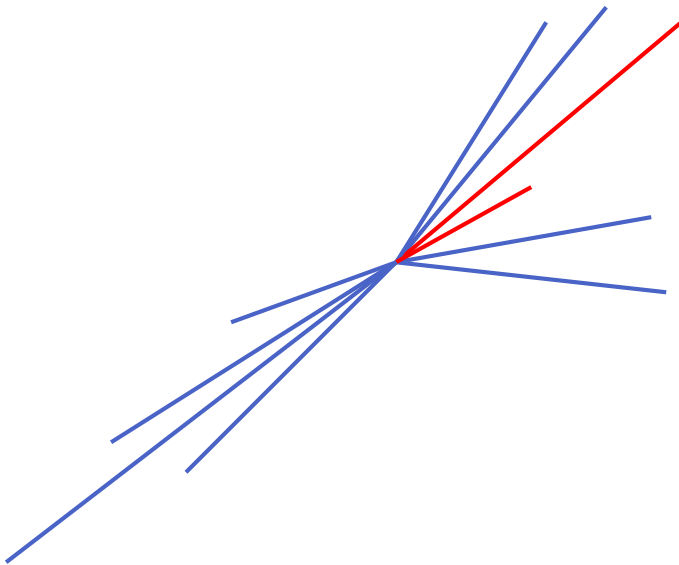
クラスターアルゴリズムのステップ

- 一番近いのを探す

$$d_{ij} = (p_i + p_j)^2 \quad \text{JADE algorithm 不変質量}$$

$$d_{ij} = 2 \min(k_{Ti}^2, k_{Tj}^2) \quad k_T \text{ (Durham) algorithm}$$

$$k_{Ti} = |\mathbf{p}_i| (1 - \cos \theta_{ij})$$



θ_{ij} が小さいとき 近似的に
運動量の小さい方の
大きい方に対する p_T

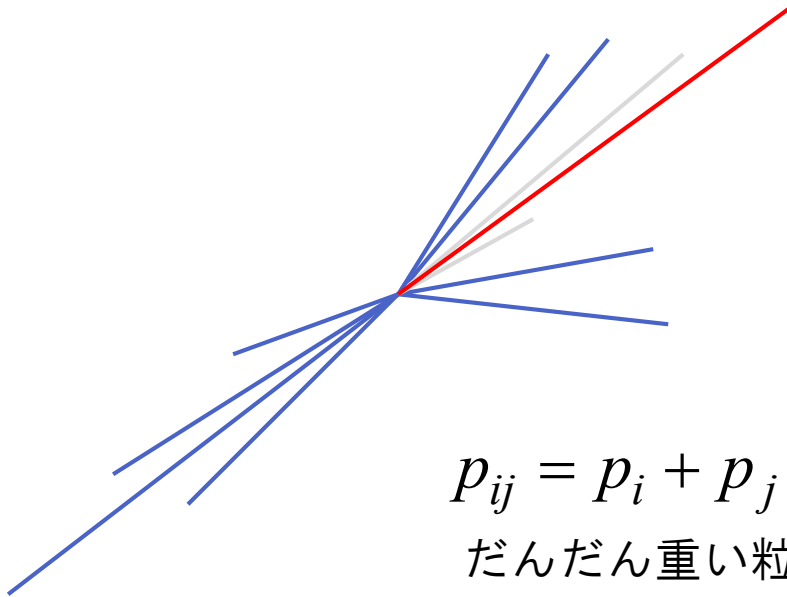
QCD では collinear radiation が
出やすいため、角度が近いものを
優先する。

d_{ij} の定義は他にもいろんな流派が

以降右半分だけ考えます

クラスターアルゴリズムのステップ

- そのペアを一つにまとめる (recombination)



recombination scheme

$$p_{ij} = p_i + p_j \quad \text{i.e.} \quad \mathbf{p}_{ij} = \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j, \quad E_{ij} = E_i + E_j$$

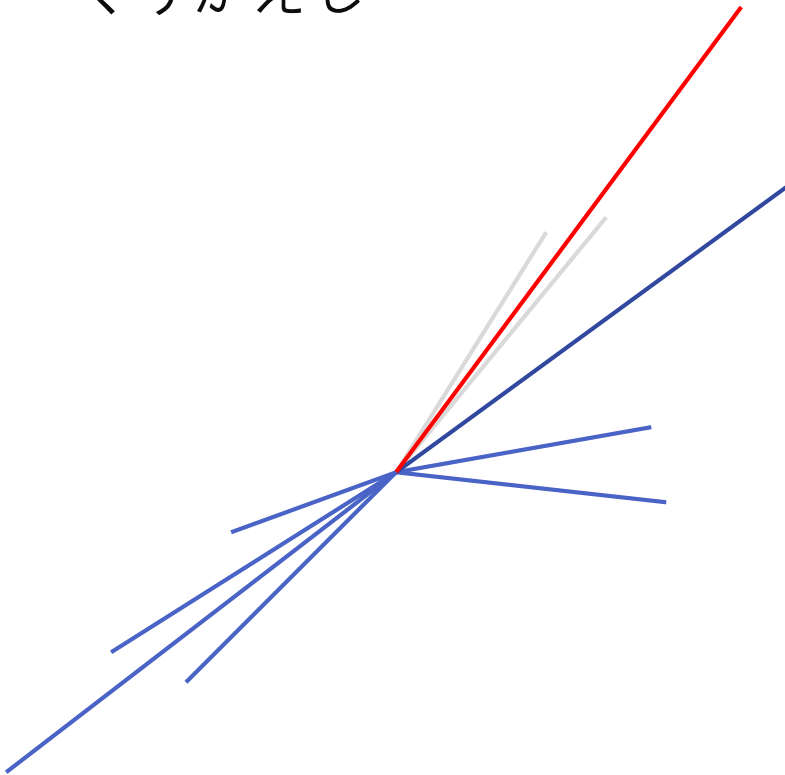
だんだん重い粒子になる

$$E_{ij} = E_i + E_j \quad \mathbf{p}_{ij} = (\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j) E_{ij} / \mathbf{p}_{ij}$$

質量0のまま recombination (パートンの質量: たいてい0)
このほうがシミュレーションとの合いがよい

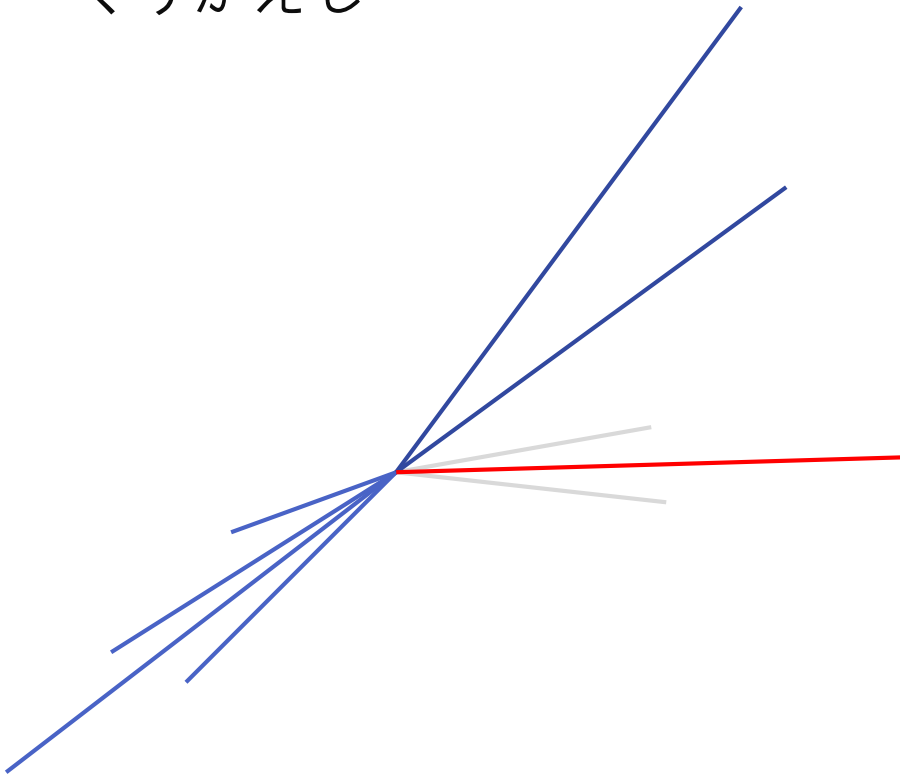
クラスターアルゴリズムのステップ

- くりかえし



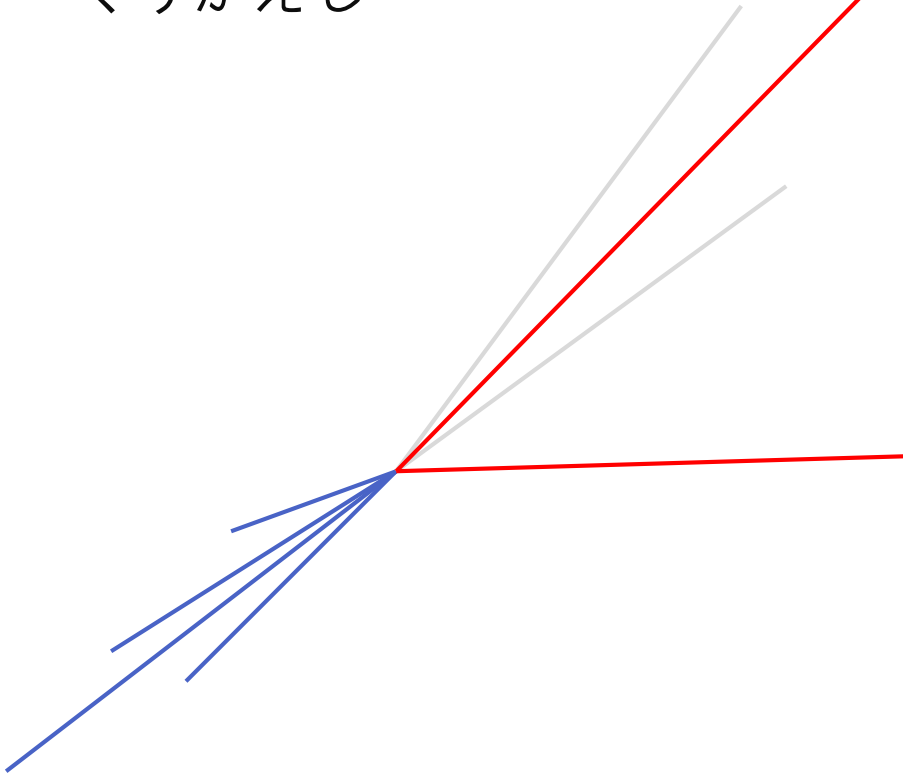
クラスターアルゴリズムのステップ

- くりかえし



クラスターアルゴリズムのステップ

- くりかえし



クラスターアルゴリズムのステップ

- どこでやめる？

$$y_{ij} = d_{ij} / Q^2$$

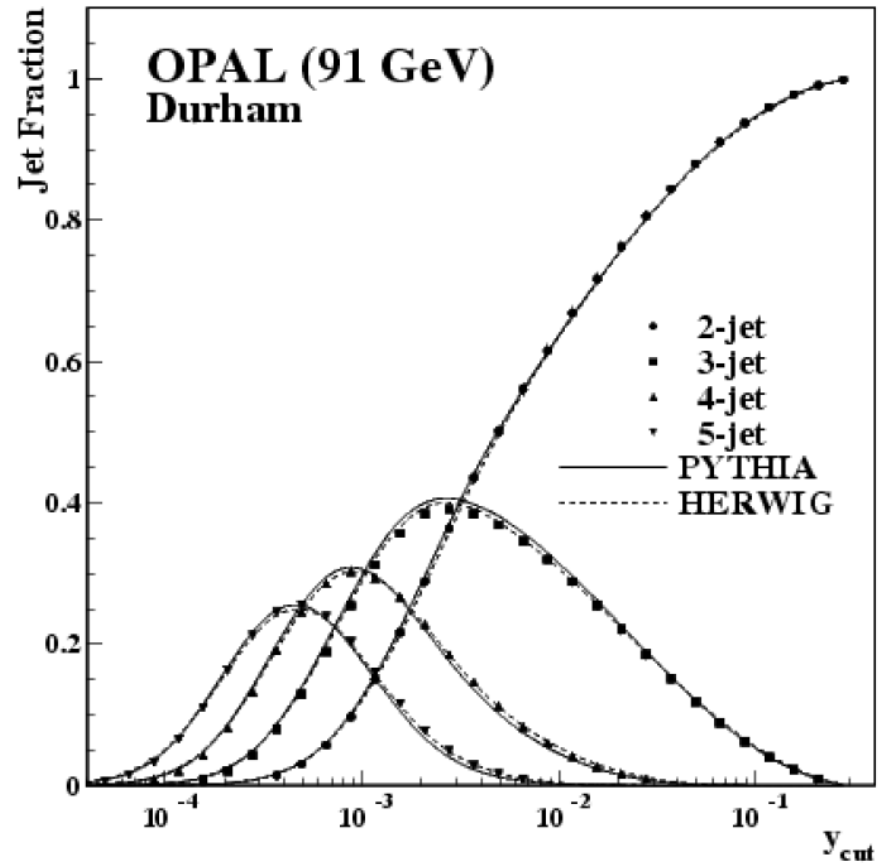
e^+e^- では $Q^2 = s$ (重心系エネルギー) とすることが多い

y_{ij} がある値 (0.03, 0.1 など) を超えたら

$y_{ij} > y_{\text{cut}}$
これ以上混ぜない
→ ジェットの数, 運動量が確定する

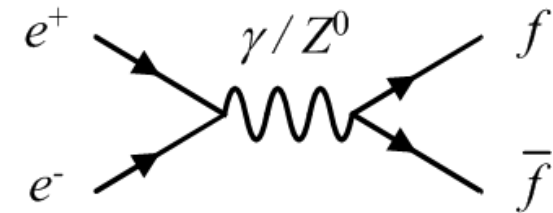
e^+e^- 理論との比較

- y cut の関数として
n-jet event の比率を見た
- よくあっている
 - このような、物理量の
合いがよいか悪いかは
アルゴリズムの善し悪しを
判断する参考になる
(理由にはならないが...)

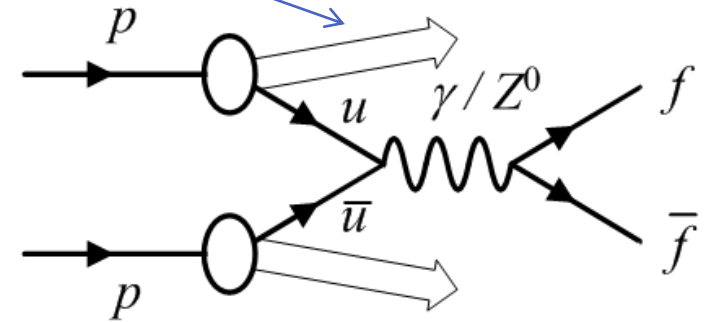


ハドロンコライダーでも使える？

- 散乱に伴う「ソフト」な部分は、
ジェットの定義に入れたくない
 - Proton remnant から出てくる粒子は、
ハードな散乱に関与していない
→ エネルギーが高くててもジェットと
呼びたくない



- y_{ij} の分母がわからない
 - パarton対の散乱の重心系エネルギーはジェットの重心系だが、
ジェットはまだ見つからない
(堂々めぐり)

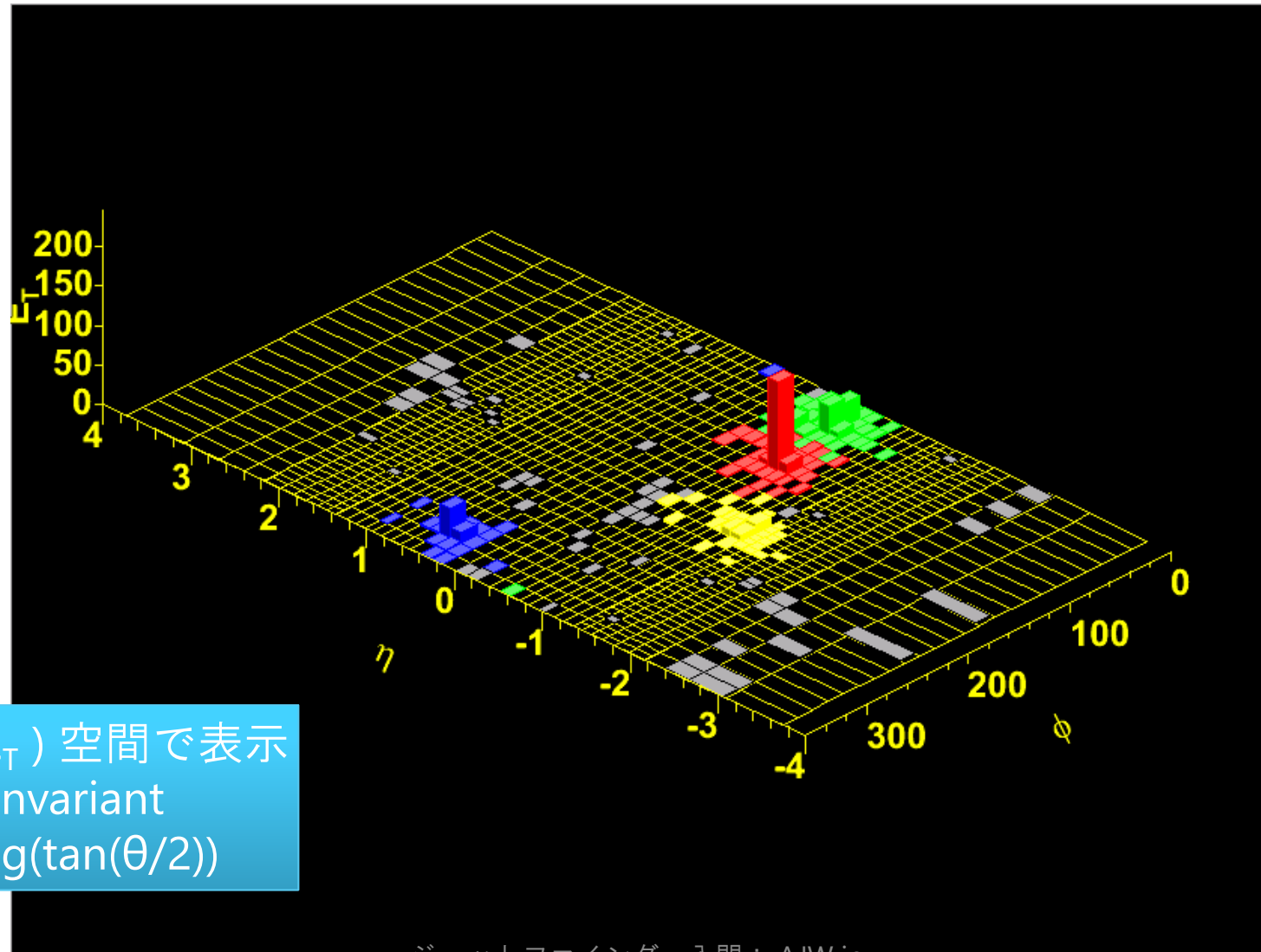


- Boost invariant でない

どうするか？

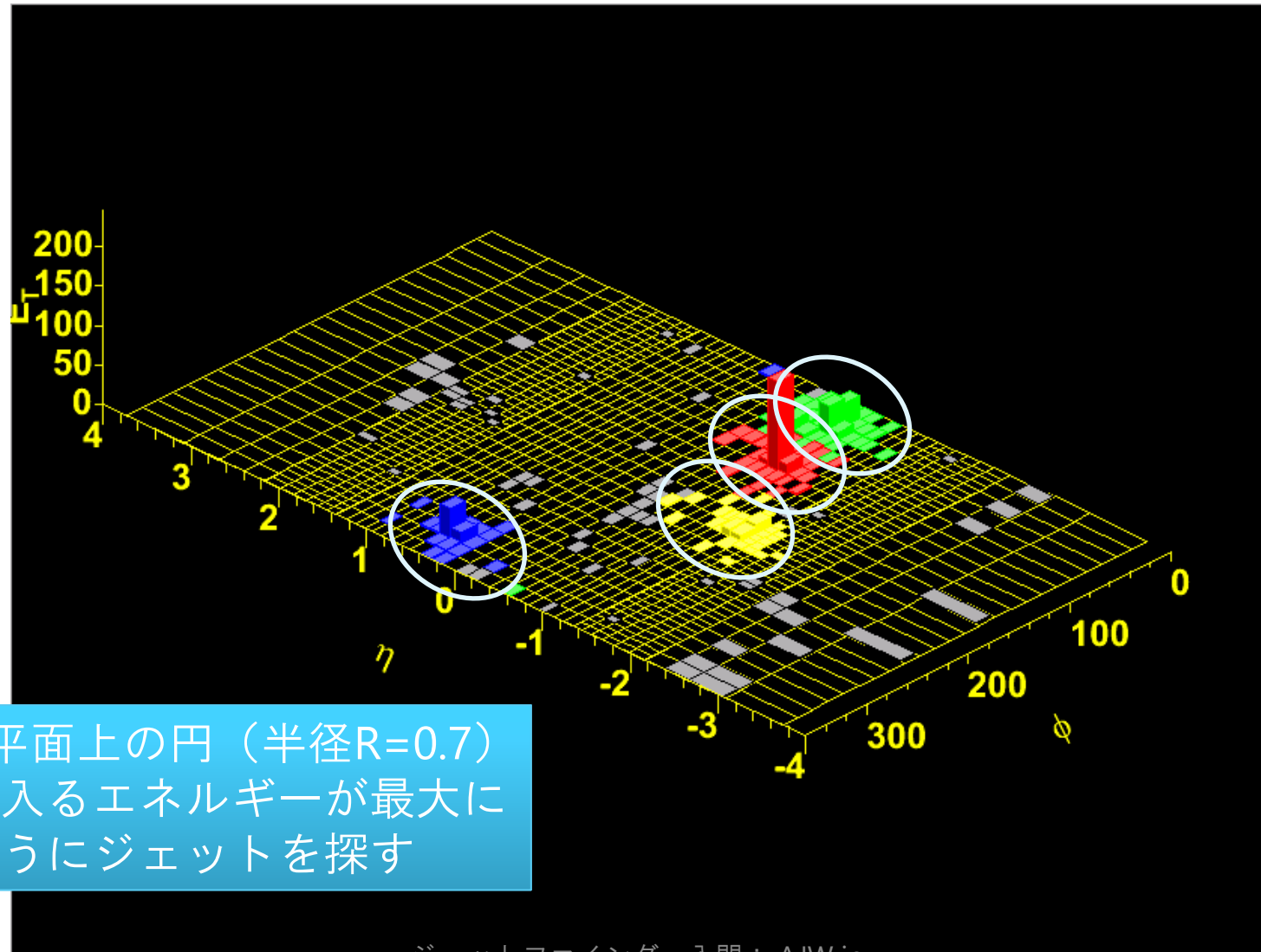
答えの一つ：コーンアルゴリズム

ハドロンコライダーの Lego plot



(η, ϕ, E_T) 空間で表示
Boost invariant
 $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$

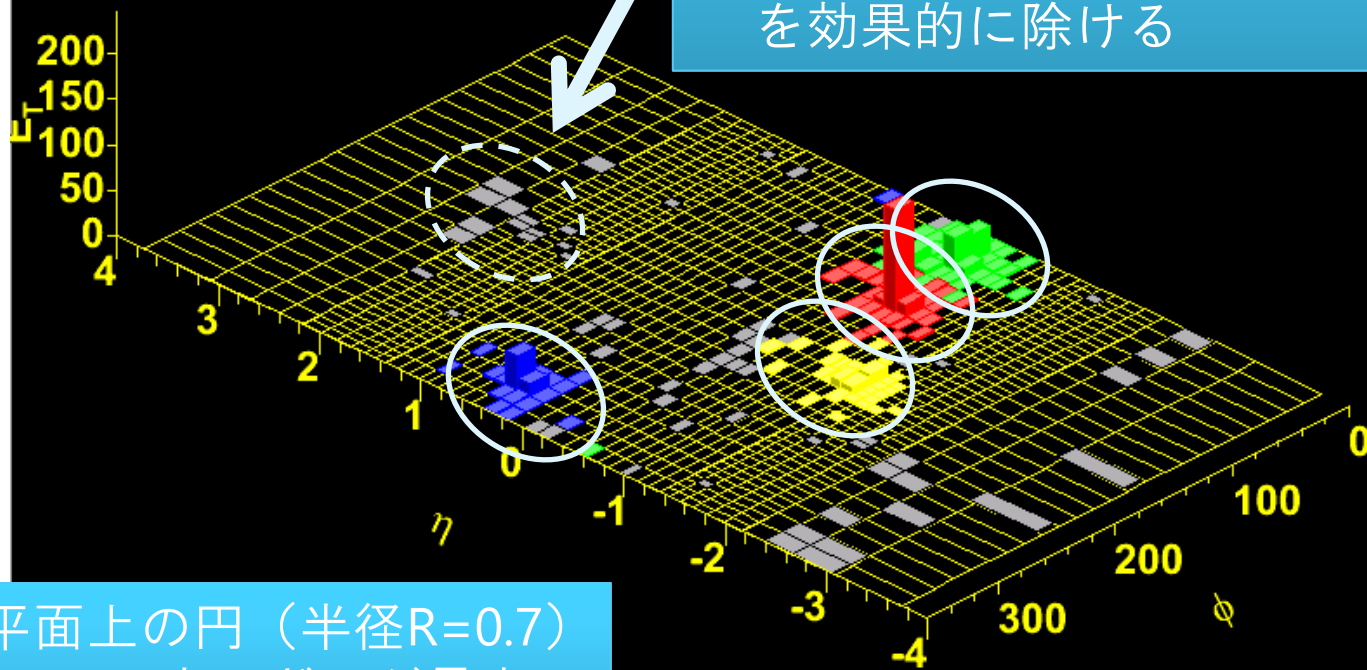
コーンアルゴリズムのジェット



(η , ϕ) 平面上の円 (半径 $R=0.7$)
の中に入るエネルギーが最大に
なるようにジェットを探す

コーンアルゴリズムのジェット

E_T の小さいもの：
ジェットにならない
 $E_{Tjet} > E_{tmin}$ ジェットの数がきまる
→ proton remnant, underlying events*
を効果的に除ける



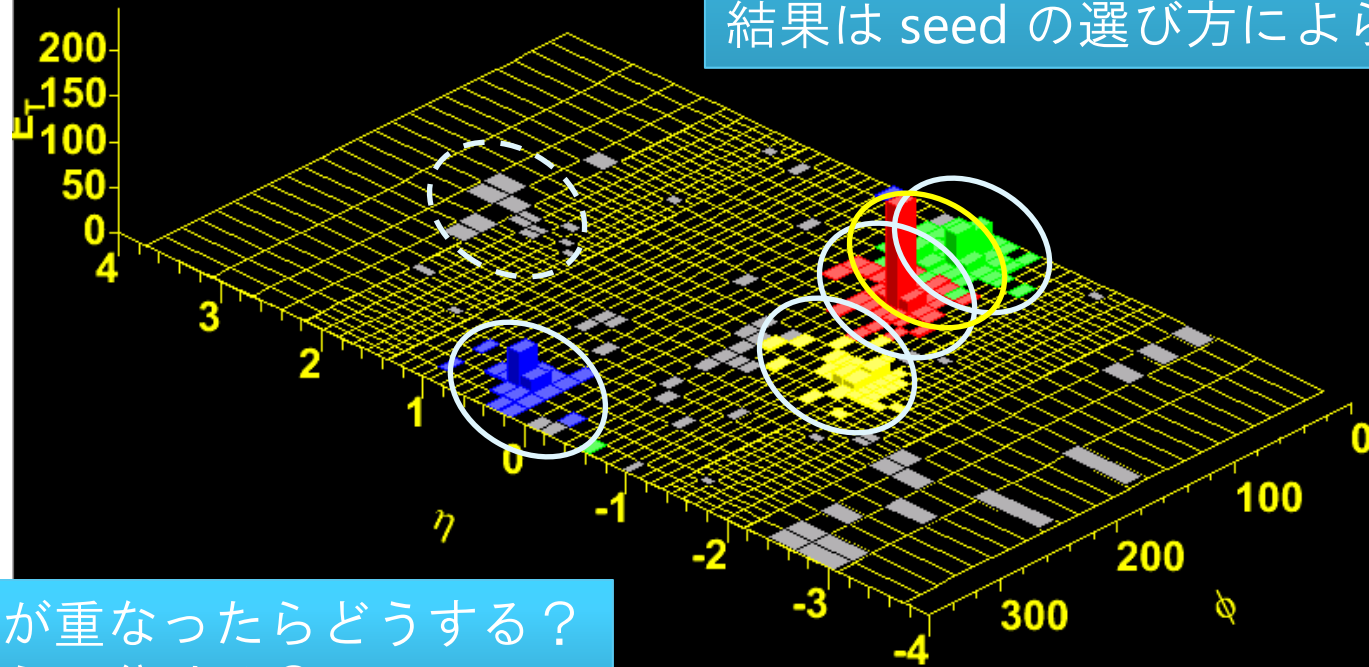
(η, ϕ) 平面上の円 (半径 $R=0.7$)
の中に入るエネルギーが最大に
なるようにジェットを探す

*Underlying events:
remnant 同士の衝突からの粒子

コーンアルゴリズムの問題点

どこを探索の起点とするか
(seed はどれ?)

$E_{T,particle} > E_{Tmin,seed}$
(particle は, track, cell などにもなる)
結果は seed の選び方によらない?



コーンが重なったらどうする?
どのように分ける?

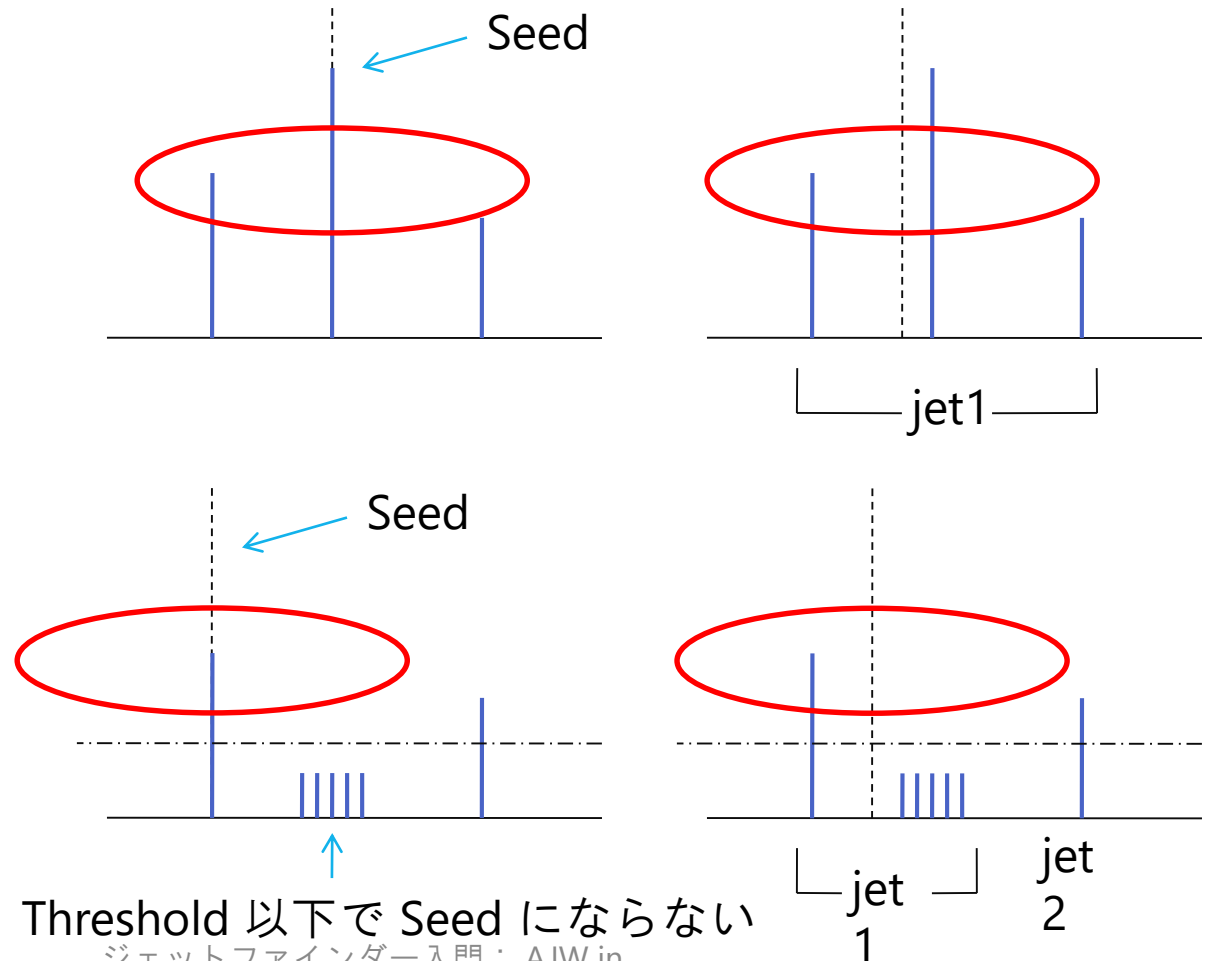
Seed の選び方は大問題

- Seed の「定義」・「順番」を変えると，結果が変わる

同じエネルギーの
粒子でも「小分け」に
なると...

例 1 :
track vs
calorimeter cells

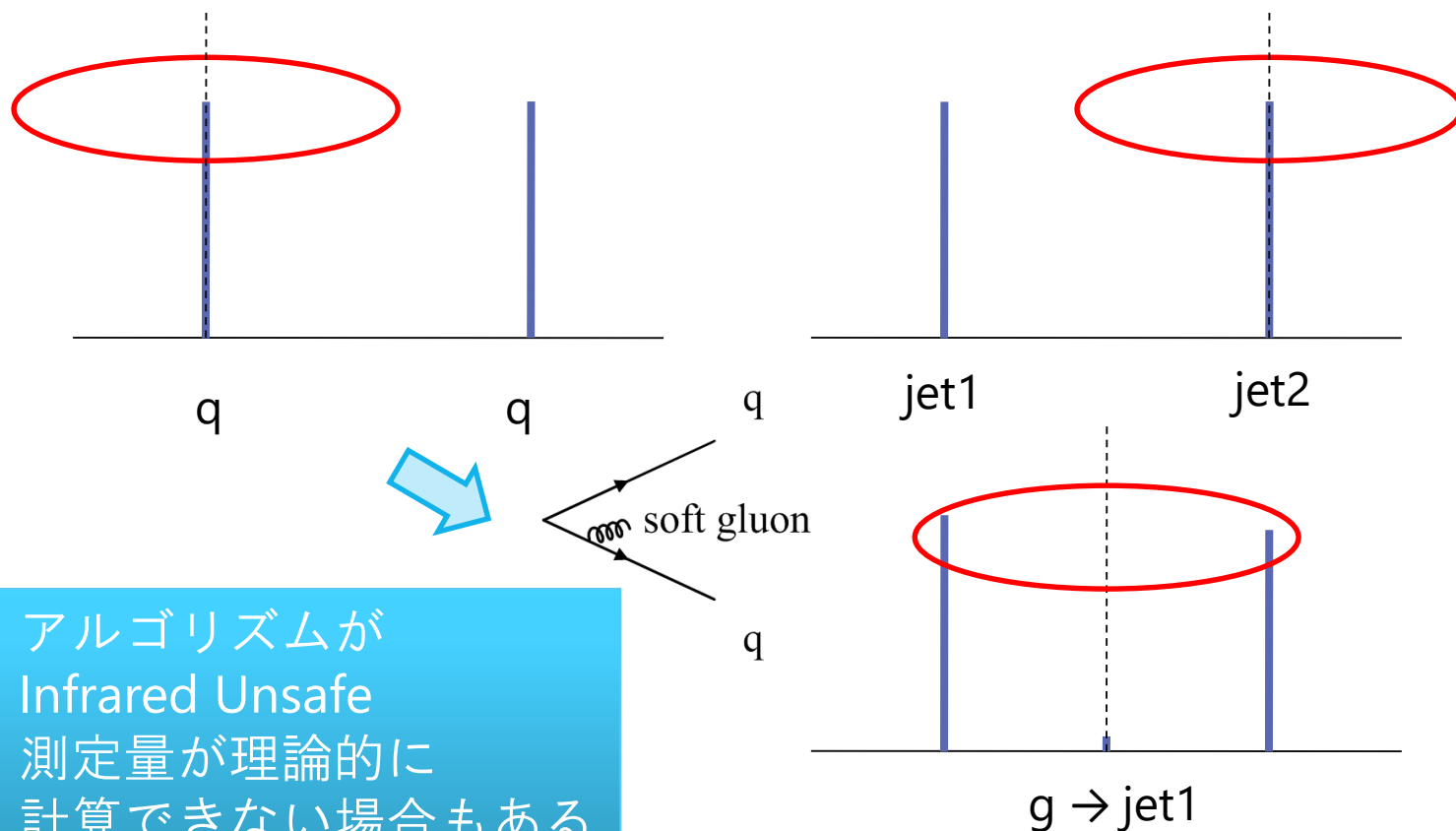
例 2 :
quark が soft gluon
を多数放射した場合



アルゴリズムが
Collinear Unsafe

Infrared Unsafe なアルゴリズム

- 2つの大きなジェットの間にはソフトな粒子が出る場合
 - 物理的には大して変わらない2つの事象のジェットの数が変わる



アルゴリズムが
Infrared Unsafe
測定量が理論的に
計算できない場合もある

重なったコーンの処理

- 基本的には、大きく重なったらマージ、
重なりが小さければスプリット (split & merge algorithm)
 - 75% 以上ならマージすることが多い
- 詳しくは話しません（スライドの最後に出てくる参考文献参照）
- これもどの順番でマージするかが問題だが
 - CDF run2, ATLAS cone などで行われている S&M アルゴリズムでは、IR safety の問題はほぼクリアされています

中級もこれにて終わり

- おさらい
 - アルゴリズムには2種：クラスター，コーン
 - クラスターは
 - アルゴリズムが well defined
 - そのままではハドロン衝突に不向き
 - コーンは
 - ハドロン衝突に向いている
 - 数値計算上，理論上の問題を抱えている
- 次：これらの問題を解決する方法の一つ：
longitudinal-invariant cluster algorithm

クラスターアルゴリズムの ハドロンコライダーへの「移植」

- 距離 d_{ij} を (η, ϕ, E_T) 空間で定義し直す
- ビーム軸との距離 d_i も定義する

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^2, p_{Tj}^2) \Delta R_{ij}^2 / R^2$$

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

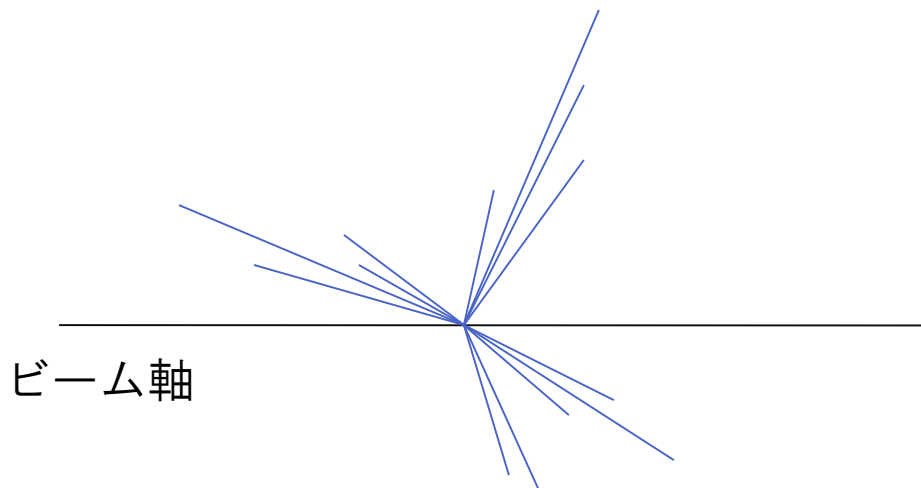
p_{Ti} はビーム軸に対する横運動量
(ペアとなる粒子との間の
相対運動量ではない)

R はコーンの半径に相当

パラメーターで $R=0.7$ をよく使う

$$d_i = p_{Ti}$$

ビーム軸との距離は
単なる横運動量



ジェットの定義 (y_{cut} の代わりに)

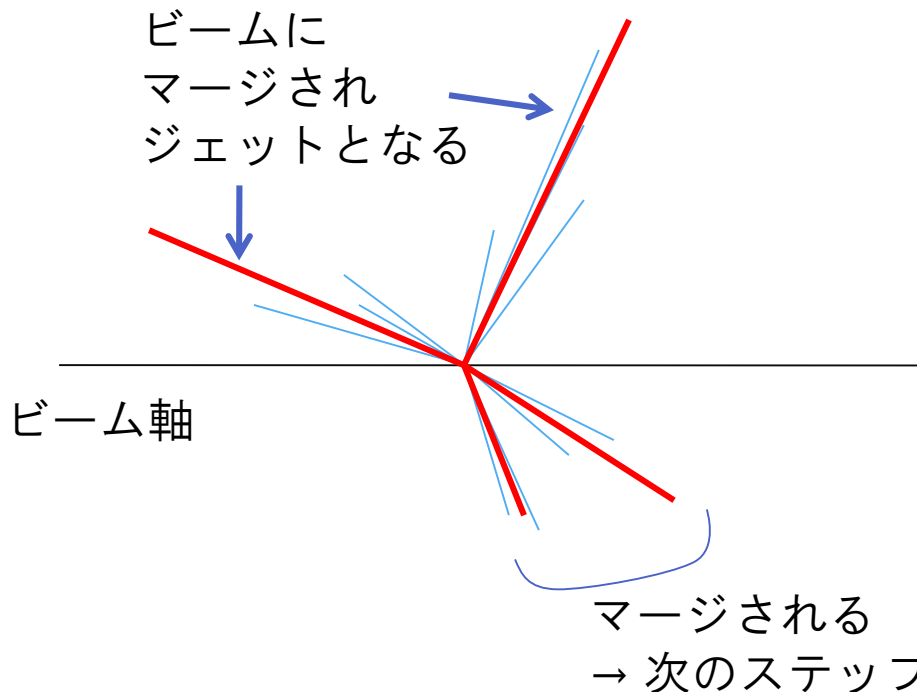
- 距離 d_{ij} の定義： $R_{ij} = R$ のとき、横運動量と同じ

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^2, p_{Tj}^2) \Delta R_{ij}^2 / R^2$$

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$$

- つまり、クラスターが R 以内になければ、最近接距離は d_i (ビームとの距離)

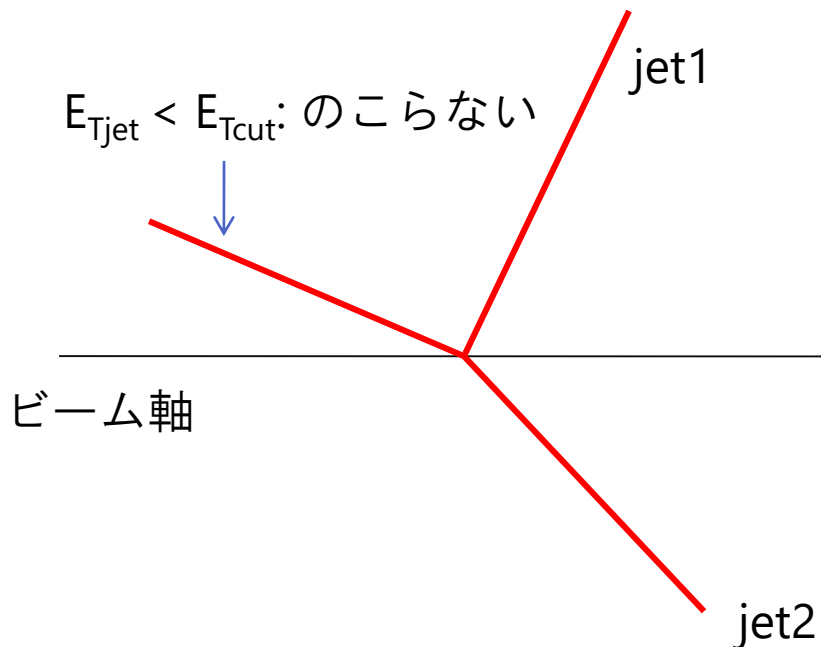
$$d_i = p_{Ti}$$



よって、近接クラスターが R 以内になければ、それはビームにマージされる
→ これを独立した
ジェットと解釈する

Y_{cut} の代わり (続き)

- 残った (ビームにマージされた) ジェットのうち,
 $E_{\text{Tjet}} > E_{\text{Tcut}}$ 以上のものが解析で使われる
- 使われなかったもの: ソフトなジェット
(remnant, underlying events ...)



同じRのコーンアルゴリズムと
同じように振る舞うクラスター
アルゴリズムができた

実は多少振る舞いが違うが... (後述)

(Boost-invariant)
Inclusive k_T algorithm と呼ばれる

Exclusive = 全粒子がジェットにアサイン
される, というわけではないから

上級コースは少しでした

- おさらい：
 - クラスタールゴリズムでコーンアルゴリズムと同様の性質を持つアルゴリズムが作れた (inclusive k_T algorithm)
- ところが、QCD 理論家大絶賛の k_T algorithm はハドロンコライダーではあまり人気がない...
 - 計算量が多い (遅い)
 - (何か知らないが) モンテカルロで不変質量とか計算すると、真の値と合いがわるい
- 最後、特論：これらの欠点を克服した新世代のジェットファインダー
 - このあとはここ 2 – 3 年の話です

k_T アルゴリズムの増殖

- Cambridge/Aachen algorithm
Dokshitzer Leder Morretti Webber (1997) / Wengler, Wobisch (1998)
 - 横運動量によらず，距離だけ

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^0, p_{Tj}^0) \Delta R_{ij}^2 / R, \quad d_i = p_{Ti}^0$$

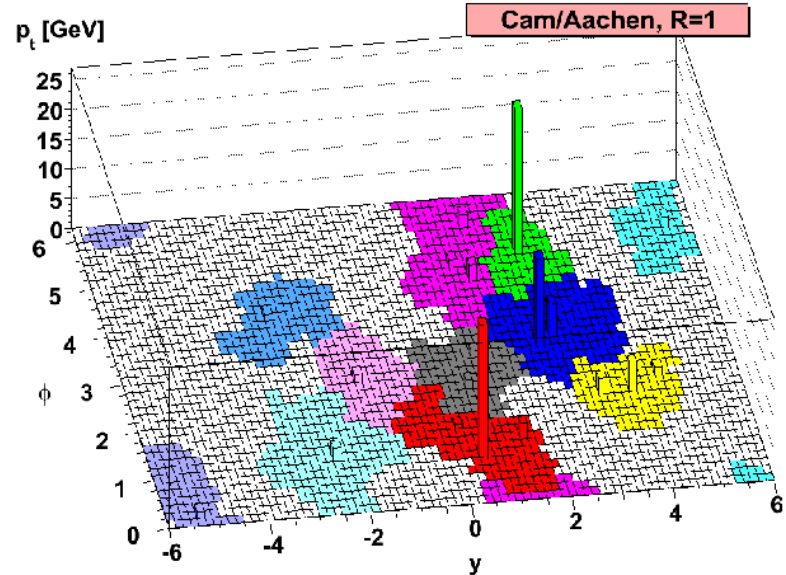
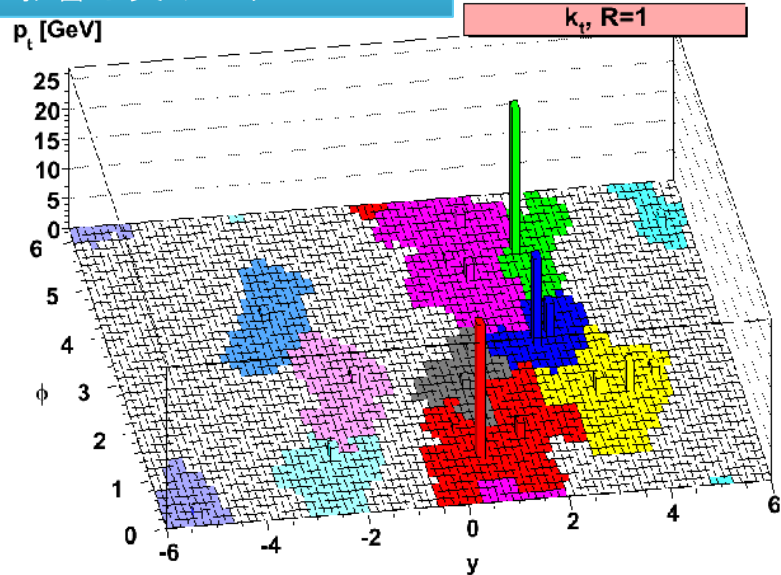
- Anti- k_T
Cacciari, Salam, Soyez (2008)
 - 近くに強いのがあれば，弱いのがどんどん吸っていく
 - ビームにも...あまりよくわかってませんが
でも結果は（私には）意外です

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{-2}, p_{Tj}^{-2}) \Delta R_{ij}^2 / R, \quad d_i = p_{Ti}^{-2}$$

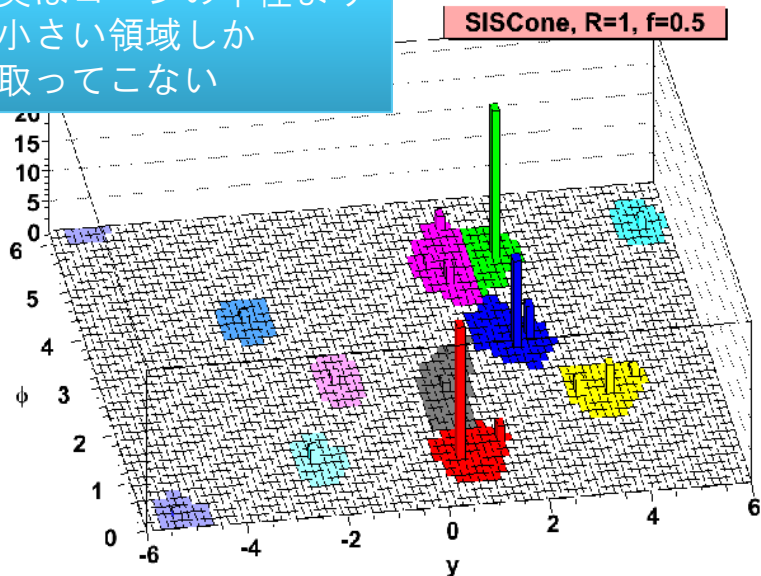
- アルゴリズムの高速化
 - やはり応用数学により，総当たりから $N \ln N$ へ

Jet contours – visualised

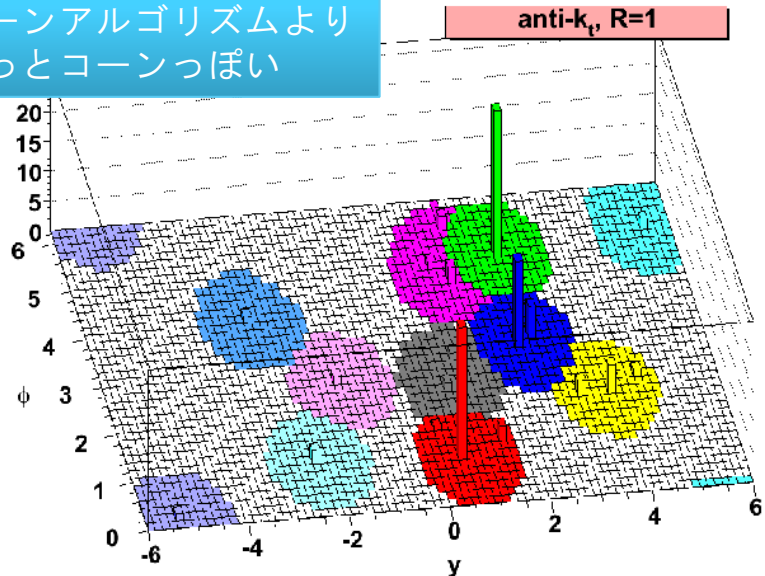
広い：underlying event の影響を受けやすい



実はコーンの半径より小さい領域しか取ってこない



コーンアルゴリズムよりもっとコーンっぽい



コーンの半径

- 前のページの絵を見ると，アルゴリズムによってジェットの領域がかなり違うことがわかる
 - 大きな領域をとってくる kT algorithm が不評なのは underlying events などのソフトな粒子を持ってきてしまうから
 - その結果，パートンとジェットとの運動量の合いが悪くなる
- ジェットの振る舞いは，アルゴリズムだけでなく，コーンの半径にも大きく依存
 - Search の物理には小さめが適していること多し ($R = 0.3 - 0.5$)
 - QCD には大きめのほうがよい ($R = 0.7$ etc.)

ちなみに

- Anti- k_T アルゴリズムでは、なぜはっきりとした円？

ATLAS では...

- Jet combined performance group に選ばれたのは Anti-kT
 - Efficiency, purity, sensitivity to underlying/overlapping events ...
 - 次点 : SIScone

まとめ

- ジェットファインダーは，物理的な概念に基づいた「粒子の数・運動量」を定義できるアルゴリズム
 - IR divergence を避けた定義になっている
 - 検出器情報からパートン自体まで適用でき，それぞれのレベルでのジェットの数・運動量を比べられる
- クラスタ，コーンの2種類がある
 - かつてはお互いに欠点があったが...
 - 最近は発展めざましく，どちらも「よい」アルゴリズムが市場に出回っている
昔の常識はなかなか通用しない

参考文献

- わかりやすい解説をする人の例
 - Gavin Salam (LPTHE, CNRS, Univ. Paris 6)
 - Mike Seymour (Manchester, RAL)
 - このどちらかの人の名前が含まれている参考文献をたどっていくと、たいてい目的のものにぶち当たれる。
- 今回参考にしたもの
 - Gavin Salam, lecture note of CTEQ mcnet school 2008
<http://www.lpthe.jussieu.fr/~salam/repository/talks/2008-cteq-mcnet.pdf>

Jet algorithm をチェックする観測量

- Jet shape