

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

素粒子物理の発展

- 量子電磁気学
 - Dirac方程式、場の量子論の枠組み
- ハドロンの発見とクォーク模型
 - 第2、第3世代の粒子と分類
- 弱い力、強い力の現象論
 - ハドロンの弱い相互作用。C, P, CP対称性の破れ
- ゲージ不変性による相互作用の導入
 - 自然界の基本的相互作用の導出原理
- パarton模型とクォーク・グルーオンの発見
 - 陽子の内部構造と量子色力学
- 電弱相互作用の統一と対称性の破れ
 - より大きな対称性による相互作用の統一

標準模型の実験的検証

- 自然界で起こる現象の観測
 - 放射性物質や宇宙線に含まれる素粒子の検出
 - 陽電子、ミューオン、 π^\pm の発見
- 加速器を用いた高エネルギー粒子による散乱実験
 - シンクロトロン
 - ハドロン的人工的な生成と性質の測定
 - 強い力、弱い力の現象論
 - C, P, CP対称性の破れ
- 衝突型加速器
 - 重心系エネルギーとルミノシティの向上
 - 電子・陽電子衝突実験
 - 純粋な素粒子とその反粒子の衝突
 - 陽子・(反)陽子衝突実験
 - 複合粒子同士の衝突だが、電子よりも高いエネルギーまで加速できる

この後の講義で扱う内容

- (散乱実験と加速器)
 - 散乱実験
 - 線形加速器とシンクロトロンの原理
- クォーク模型とQuantum Chromodynamics (QCD)
 - 電子・陽電子衝突によるクォーク・反クォーク対生成
 - クォークによるグルーオン放射
 - クォークのハドロン化とジェット
 - パarton模型とparton分布関数
- LEP実験
 - 電磁気力と弱い力の統一、対称性の破れ
 - W, Zボゾンの発見
 - 電弱相互作用の検証 (クォークやレプトンとW, Zボゾンの相互作用)

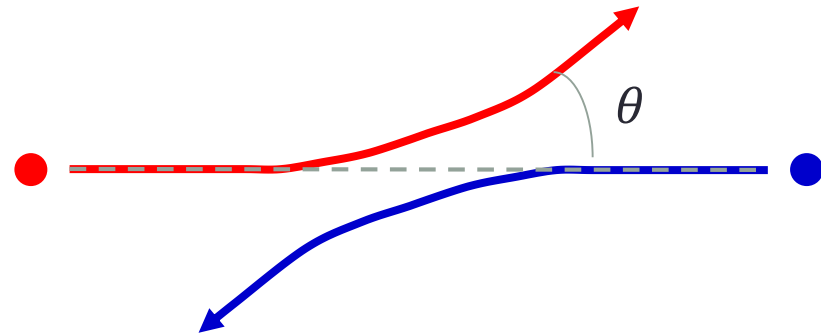
この後の講義で扱う内容

- Tevatron、LHC実験
 - 陽子・反陽子衝突、陽子・陽子衝突(エネルギー・フロンティア)
 - 強い力による生成のため断面積が大きく、重い粒子の生成に有利
 - 強い力以外の効果を調べるには、バックグラウンドが多い
 - トップ・クォーク、ヒッグス粒子の発見
 - 新粒子の探索
- (未知の領域)
 - 3世代構造、ヒッグス粒子の役割、新しい相互作用、新しい粒子
 - 暗黒物質、暗黒エネルギー
 - 重力の量子化、超対称性

例： Rutherford散乱

クーロン力による散乱

$$V(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$



Rutherford散乱の微分断面積
(標的が重く反跳を無視した場合)

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} = \frac{Z^2\alpha^2}{4E^2\sin^4\frac{\theta}{2}}$$

特徴

- 散乱角 θ に対して $1/\sin^4\frac{\theta}{2}$ のように振る舞う
- ビームエネルギーに対して $\frac{1}{E^2}$ となる

どうやって検証するか(例:電子・陽子散乱)

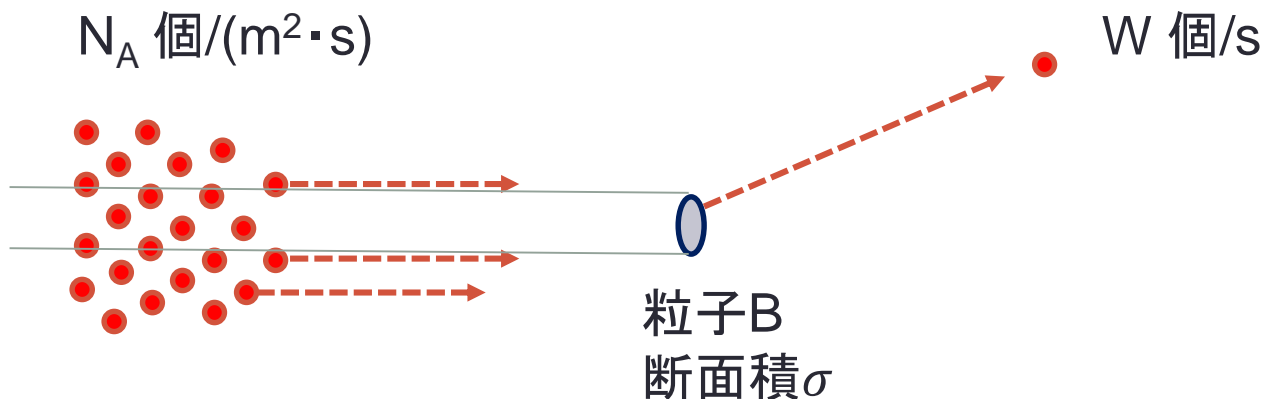
- 電子を静止した陽子に衝突させる
- 何を観測すればよいか
- 計算した断面積と比較するには？

断面積

粒子同士の散乱の起こり易さを表す量

断面積の定義:

粒子Aを単位面積、単位時間当たり N_A 個 ($\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$) 入射して、標的粒子B一つに衝突させようとしたとき、粒子Aが散乱される単位時間当たりの頻度を W (s^{-1}) とする。



$$W = N_A \cdot \sigma$$

これから逆に

$$\sigma = \frac{W}{N_A} = \frac{\text{反応数(個)}}{\text{フラックス}(\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}) \times \text{測定時間(s)}}$$

微分断面積と観測事象数

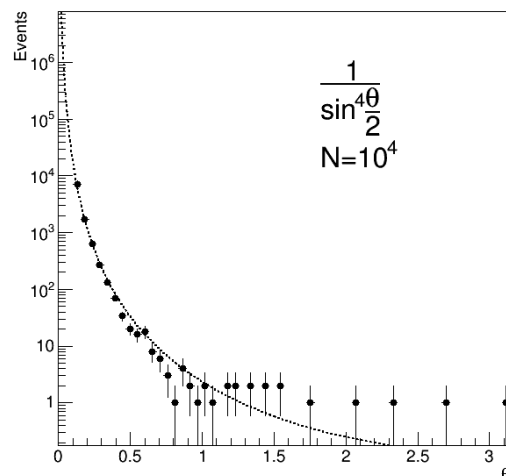
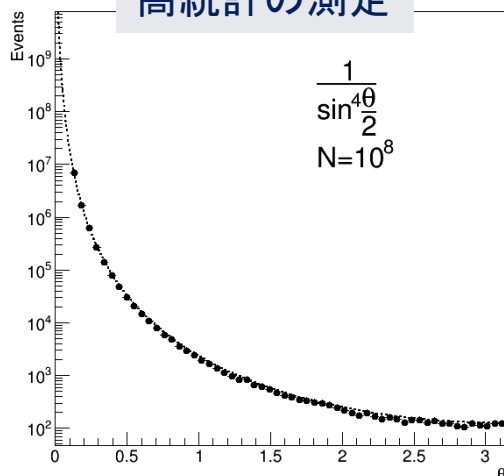
理論計算

- 始状態 $|i\rangle$ から終状態 $|f\rangle$ への遷移振幅 $M_{f\leftarrow i} = \langle f, t = +\infty | i, t = -\infty \rangle$
- 微分断面積(散乱過程ごとに計算)
 - 単位時間、単位面積あたりいくつかの衝突を起こすよう実験を行う
 - 単位時間あたりに特定の衝突が起こる
 - この比例係数が断面積: $N_{f\leftarrow i} = \int dt \mathcal{L} \cdot \sigma_{f\leftarrow i}$

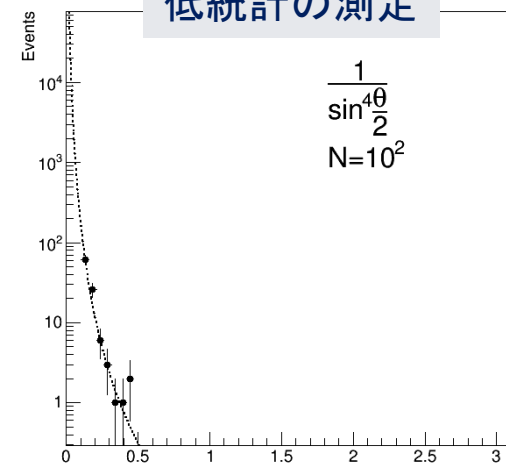
観測量

- 測定を行って得られるのは、個々の散乱事象である

高統計の測定



低統計の測定



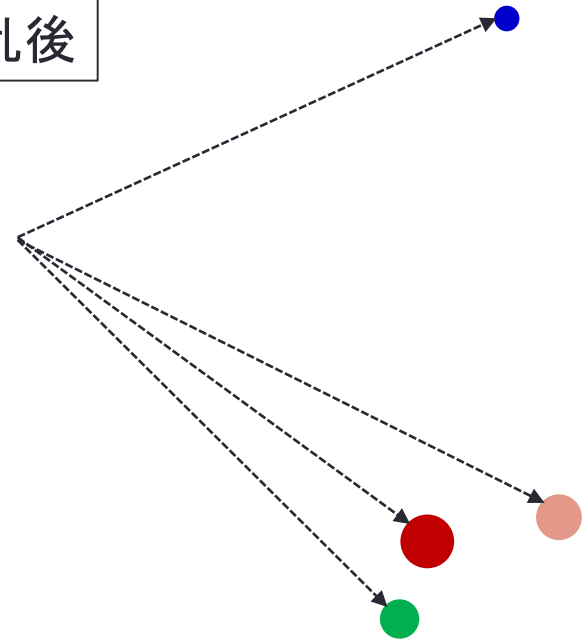
散乱実験

散乱前



ビーム粒子を標的粒子に衝突させる

散乱後



終状態に現れる粒子を検出する

- 粒子の種類、数
- 4元運動量

特定の終状態について、多数の事象を集めて作った分布を、理論計算による微分断面積を比較することができる

素粒子実験でよく使う概念

- 不変質量 (Invariant mass)
- 共鳴状態 (Resonance)
- 断面積 (Cross section)
- 崩壊率 (Decay rate)
- 事象選別 (Event selection)

衝突型加速器

固定標的実験



$$(E, p; m)$$

$$(E = m, p = 0; m)$$

重心系エネルギー: $\sqrt{s} \sim \sqrt{2mE}$

加速エネルギーの平方根に比例して重心系エネルギーが上昇

衝突型実験



$$(E, p; m)$$

$$(E, -p; m)$$

重心系エネルギー: $\sqrt{s} = 2E$

加速エネルギーに比例して重心系エネルギーが上昇

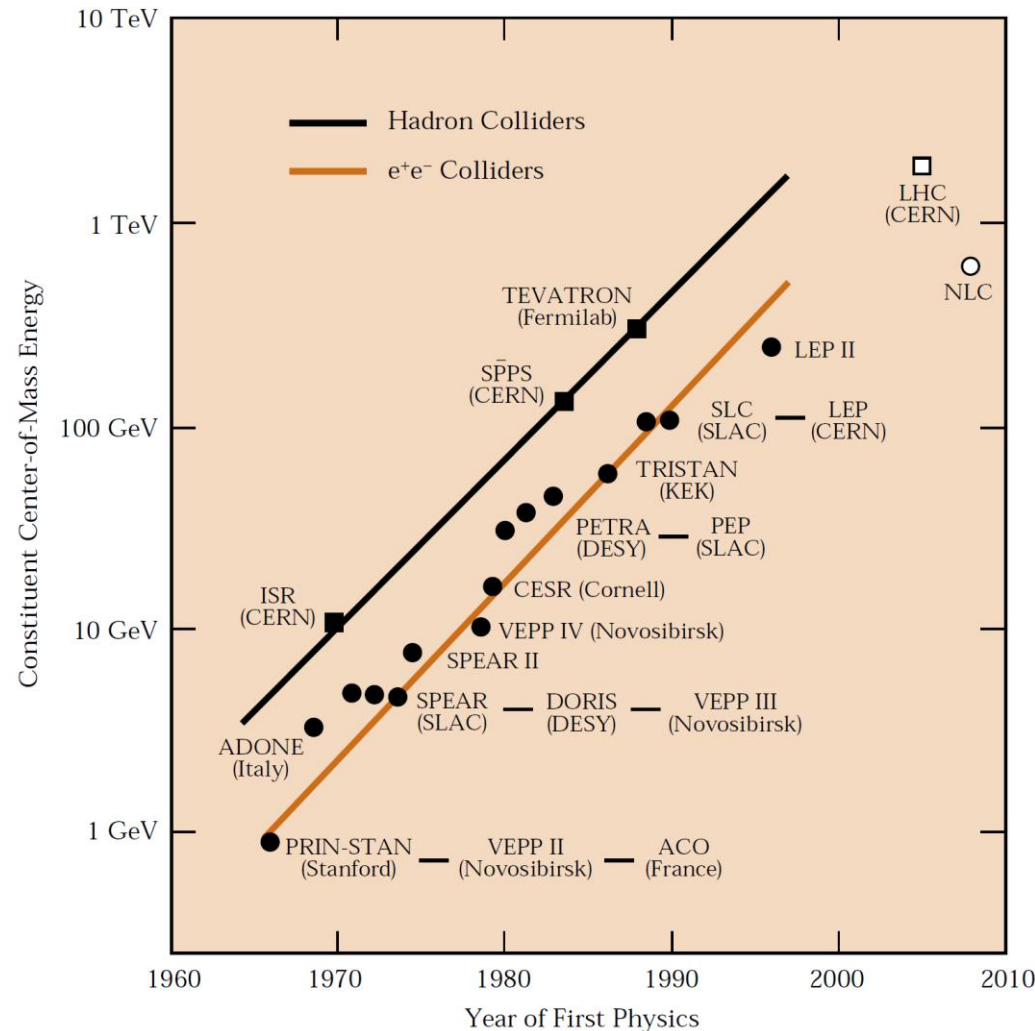
エネルギー E まで加速できる加速器があれば、衝突型の方が効率的に重心系エネルギーを上げられる

加速器性能の発展

加速器による素粒子研究

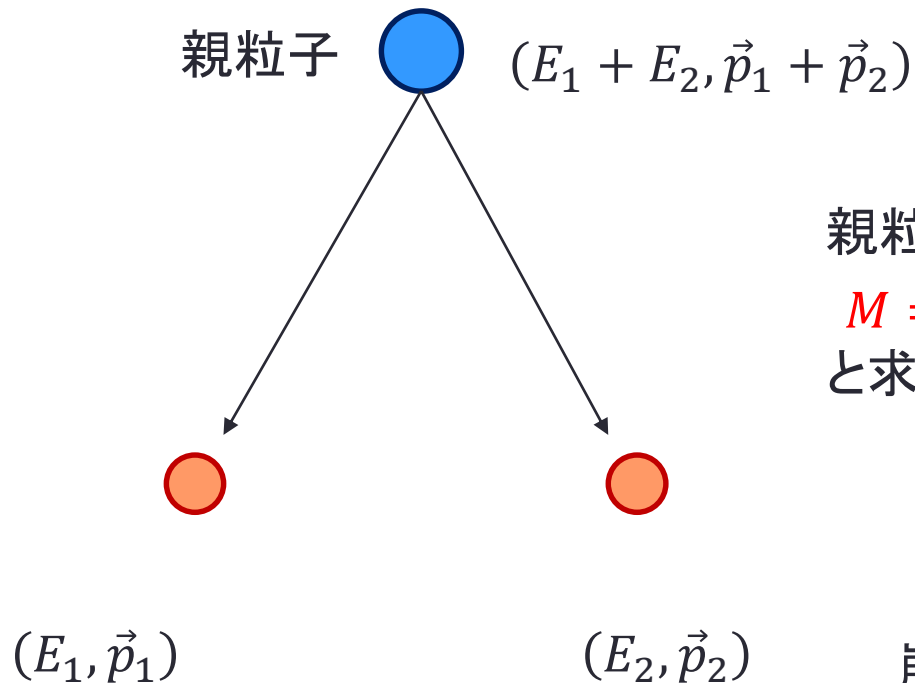
- **電子・陽電子衝突型加速器**
 - 対消滅により他の粒子を生成するため、解析が容易
 - シンクロトン放射のため、エネルギーを上げにくい
- **陽子加速器**
 - エネルギーを高くし易い
 - 陽子内に複数のクォークが存在するため、余分な粒子が数多く存在する

衝突型加速器の重心系エネルギーの変遷



不変質量

- 実験では非常に重要な量
- 粒子の崩壊において、崩壊物から元の粒子の質量を求める方法



親粒子の質量 M は

$$M = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}$$

と求まる

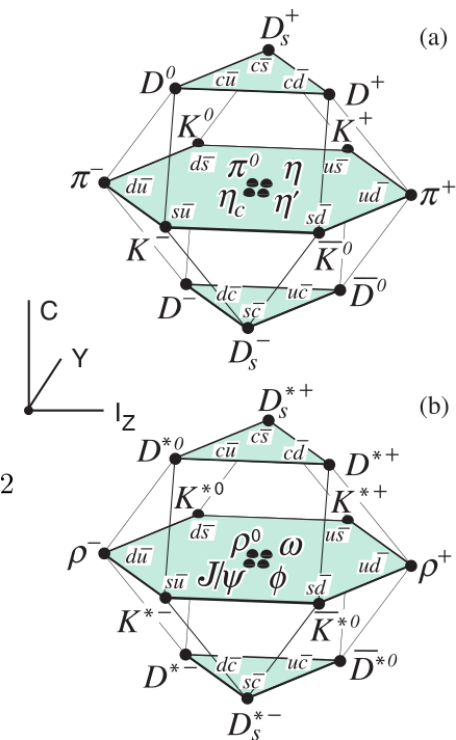
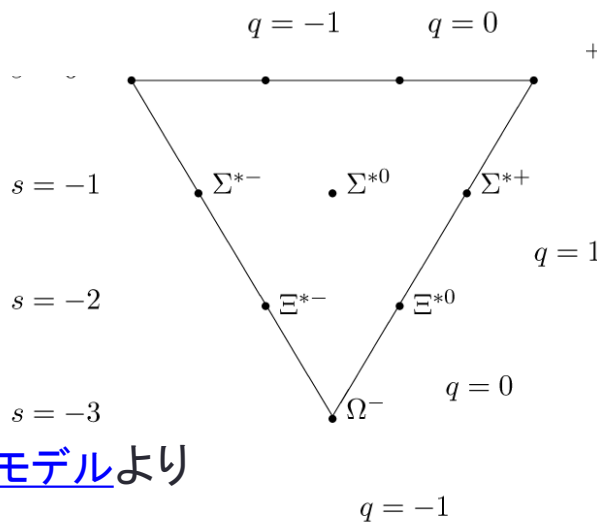
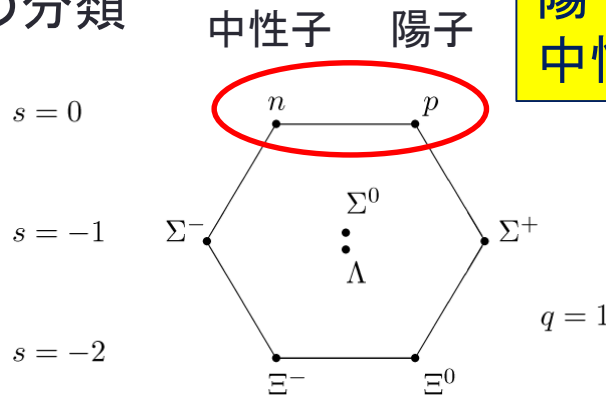
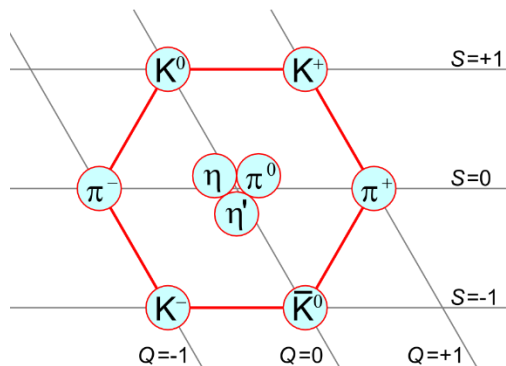
崩壊で生じた粒子のエネルギー・運動量を測定

クォーク模型

クォーク模型によるハドロン分類

中間子: $q\bar{q}$
 バリオン: qqq
 $q = u, d, s, c, b$

陽子 = uud
 中性子 = udd



<http://ja.wikipedia.org/wiki/クォークモデル>より

<http://pdg.lbl.gov/>より

Particle Data Group (PDG)

http://pdg.lbl.gov/2015/tables/contents_tables.html

クォークは実在するか

クォークは、ハドロンの質量、寿命、崩壊モードを説明するために考えだされたもの

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}
 \end{array}
 \begin{array}{l}
 \nearrow Q = +\frac{2}{3} \\
 \searrow Q = -\frac{1}{3}
 \end{array}$$

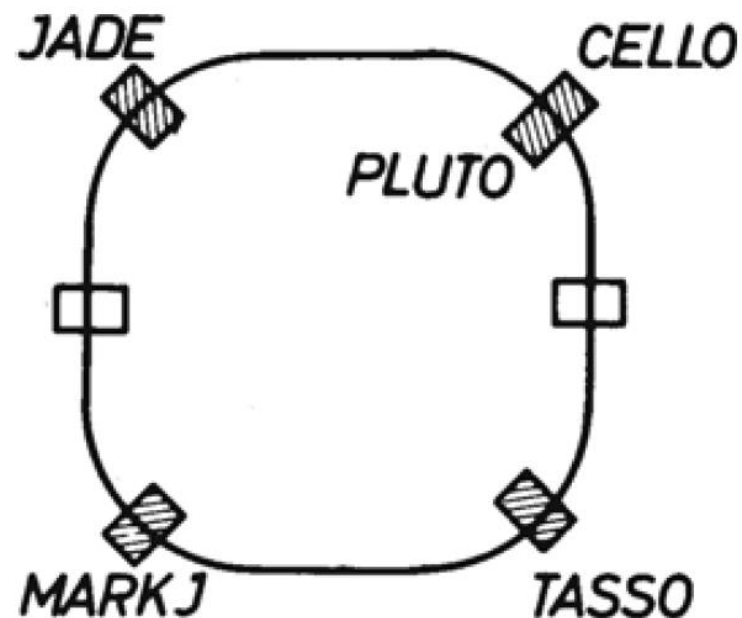
- 存在するハドロンの性質を過不足なく説明できる。
- 強い相互作用と電磁相互作用では、クォークの種類は変わらない
 - クォークごとに量子数を割り当てられる (strangeness, charm etc.)
- 弱い相互作用では、上タイプと下タイプのクォークは入れ替わることが可能

問題点

- 陽子や電子の電荷に対して、分数電荷を導入する必要がある
- 単独のクォークが直接検出されたことはない。常にハドロン状態

PETRA

- ドイツ・ハンブルク市にあるDESY研究所で稼働していた電子・陽電子衝突型加速器(1978 - 1986)。その後、HERAの前段加速器を経て、現在は放射光施設として利用されている
- 重心系エネルギー: 22 - 31.6 GeV
- 最大ルミノシティ: $2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- 4つの衝突点でJADE, MARK-J, PLUTO, TASSO



JADE測定器

Phys. Lett. 88B (1979) 171

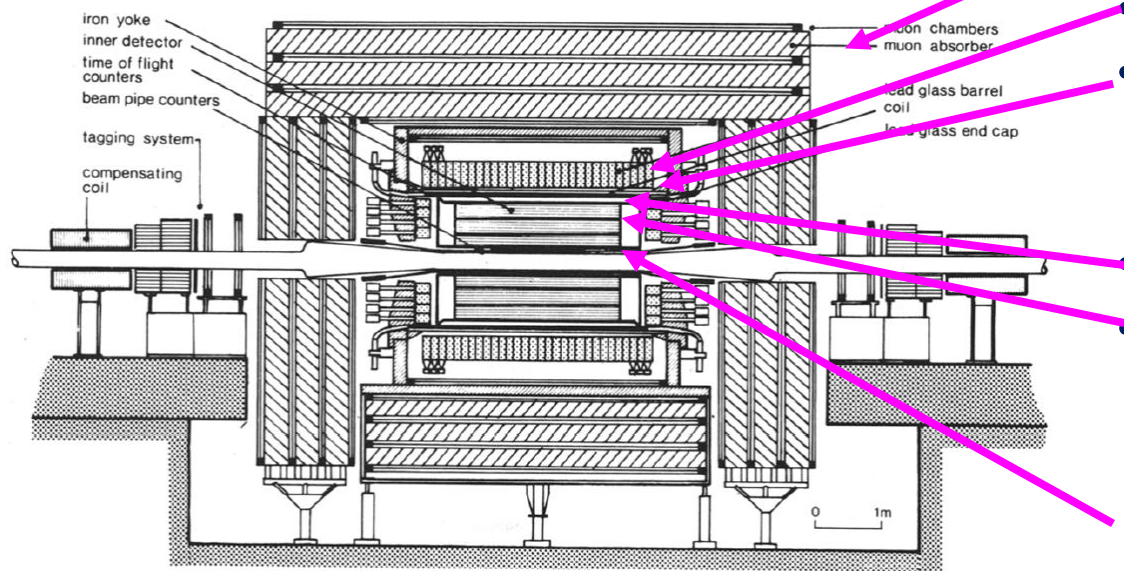


Fig. 1. Sectional view of the JADE detector.

ハドロン終状態)用のトリガー

- ToFに2つ以上のヒット
 - カロリメーターに1 GeV以上のエネルギー損失
 - 1本以上の飛跡
- 1 - 5 Hz

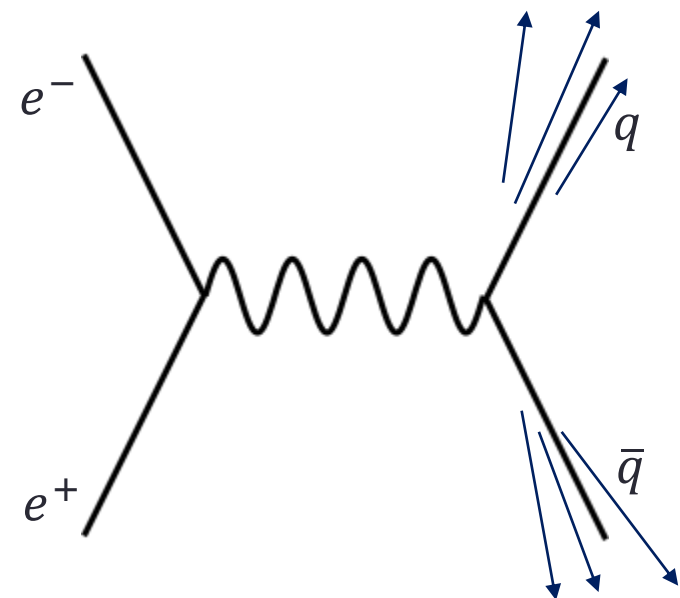
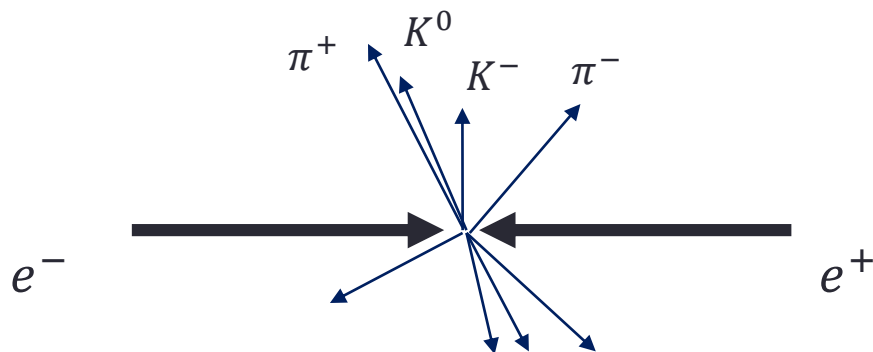
- ミューオン検出器
- 鉛ガラス・カロリメータ
- ソレノイド用のコイル
 - 0.5 Tソレノイド磁場
 - 半径2 m、長さ3.5 m
- Time-of-flight counter
- 内部飛跡検出器
 - 測定領域 $34^\circ - 146^\circ$
 - 48層のワイヤー
 - 飛跡当たり8本以上を要求すると立体角の97%をカバー
- ビームパイプ・カウンター
 - 24枚のシンチレータ

JADEによる $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ 事象の解析

事象選別

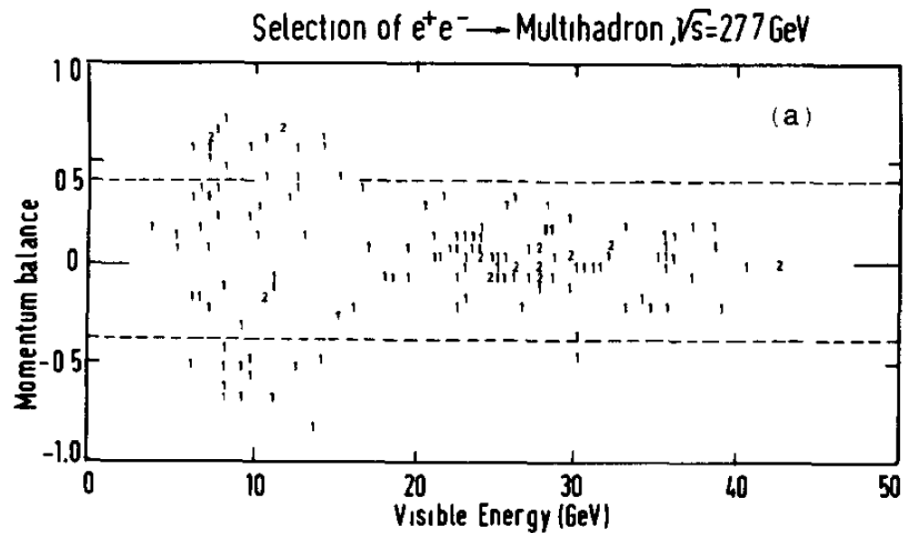
Phys. Lett. 88B (1979) 171

- 2本以上の飛跡
 - 2本しかない場合は 10° 以上方向がずれていること
 - $\mu^+\mu^-$ や宇宙線ミュオン事象を除くため
- カロリメータに2 – 3 GeV以上のエネルギーが測定されていること
- → オンラインで取得したデータをさらに1/5000に削減



- 終状態は強い相互作用をする粒子たち
- 強い相互作用やクォークの研究が可能

ハドロン事象選別の効果



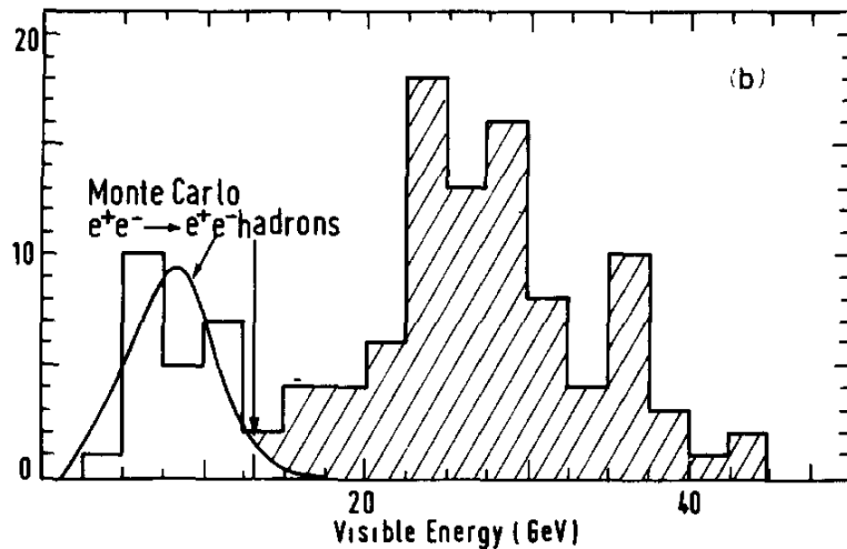
Phys. Lett. 88B (1979) 171

Visible energy

$$E_{\text{vis}} = \sum_i E_i$$

Longitudinal balance

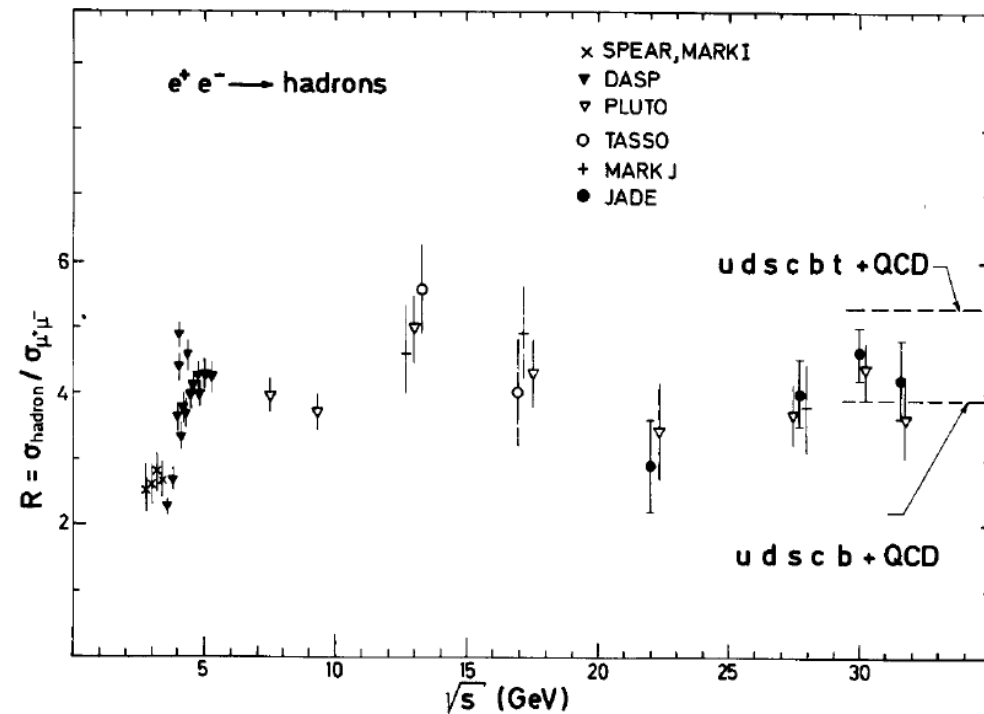
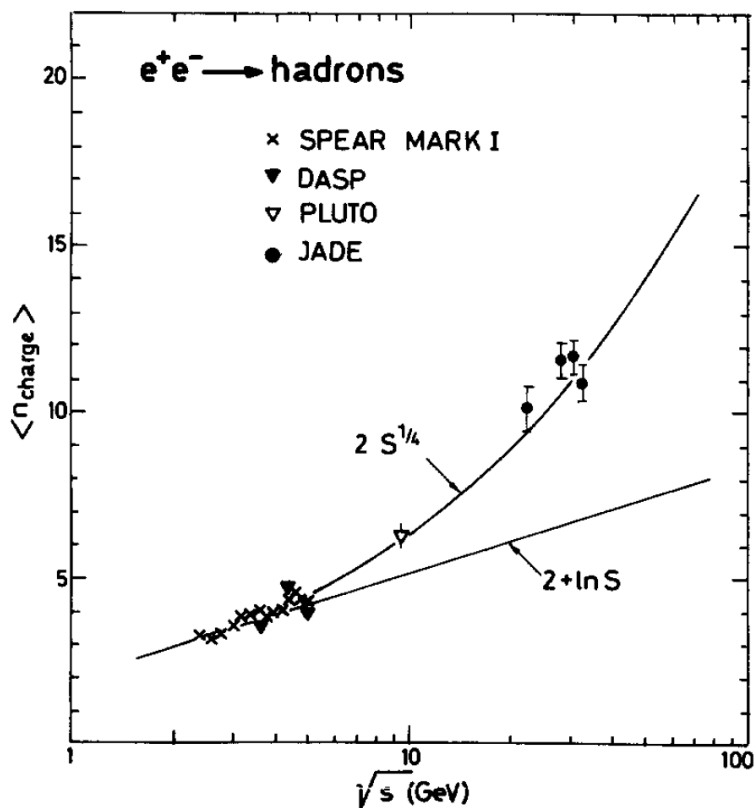
$$B_L = \frac{\sum_i p_i \cos \theta_i}{E_{\text{vis}}}$$



測定結果

Phys. Lett. 88B (1979) 171

終状態に含まれる平均粒子数 vs.
重心系エネルギー



$e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ の全断面積

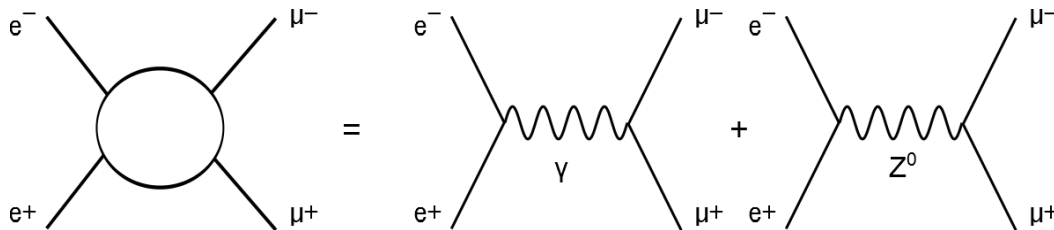
- 全ての可能なクォーク対生成の和

ミューオン対生成: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

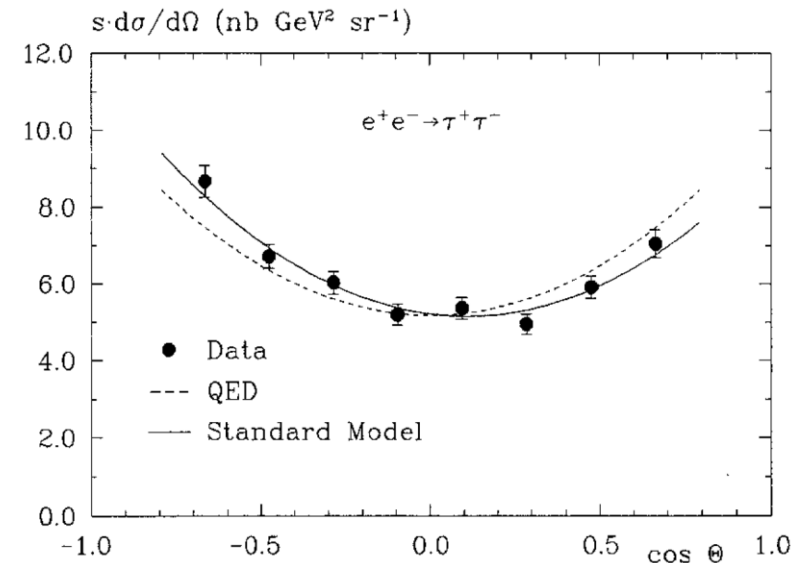
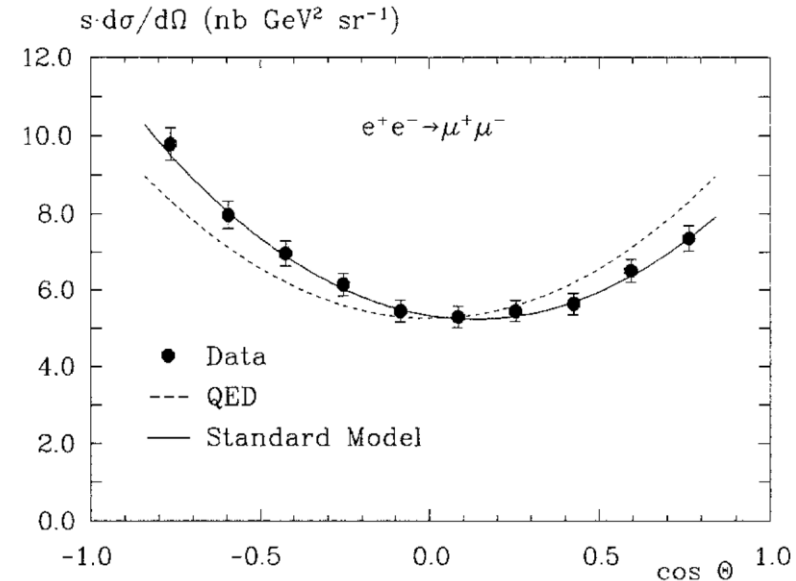
電磁相互作用による過程

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$

正確には、中間状態として光子か Z^0 ボソンを介する寄与がある。これが前後方非対称度に影響する



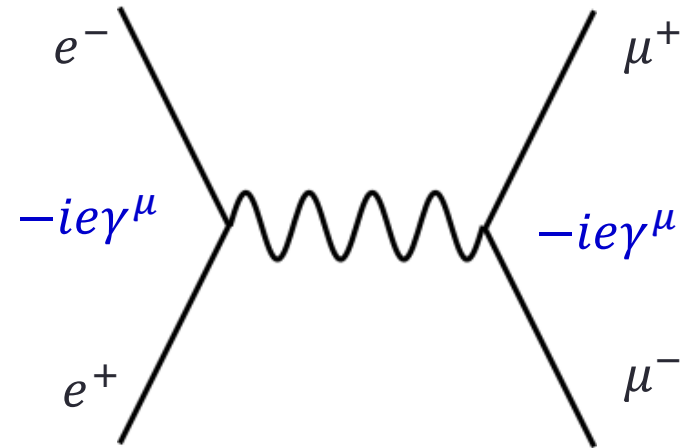
Z. Phys. C 46, 547-553 (1990)



クォーク対生成とミューオン対生成

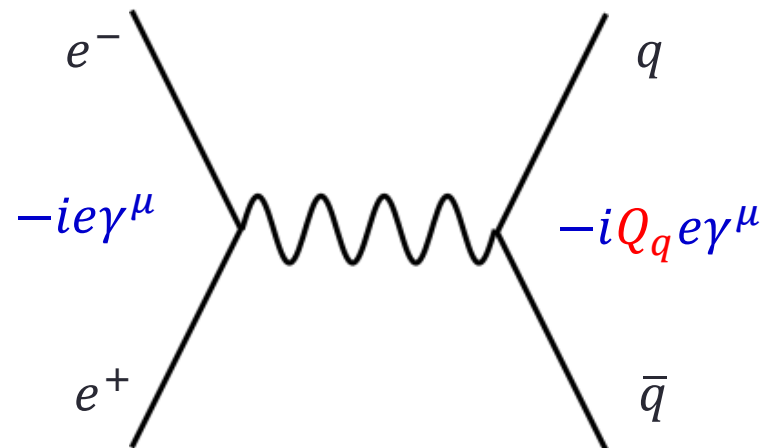
ミューオン対生成

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$



クォーク対生成

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} = \frac{4\pi Q_q^2\alpha^2}{3s}$$



Q_q : クォーク q の電荷を e で割ったもの

ハドロン生成の断面積

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}} = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} \times \sum_{q=u,d,\dots} Q_q^2 \times 3$$

↑
カラー3つ分

クォークの和は、重心系エネルギーが許すもの全て

- $\sqrt{s} \lesssim 3 \text{ GeV}$ では $q=u, d, s$
- $\sqrt{s} \gtrsim 3 \text{ GeV}$ では $q=u, d, s, c$
- $\sqrt{s} \gtrsim 10 \text{ GeV}$ では $q=u, d, s, c, b$

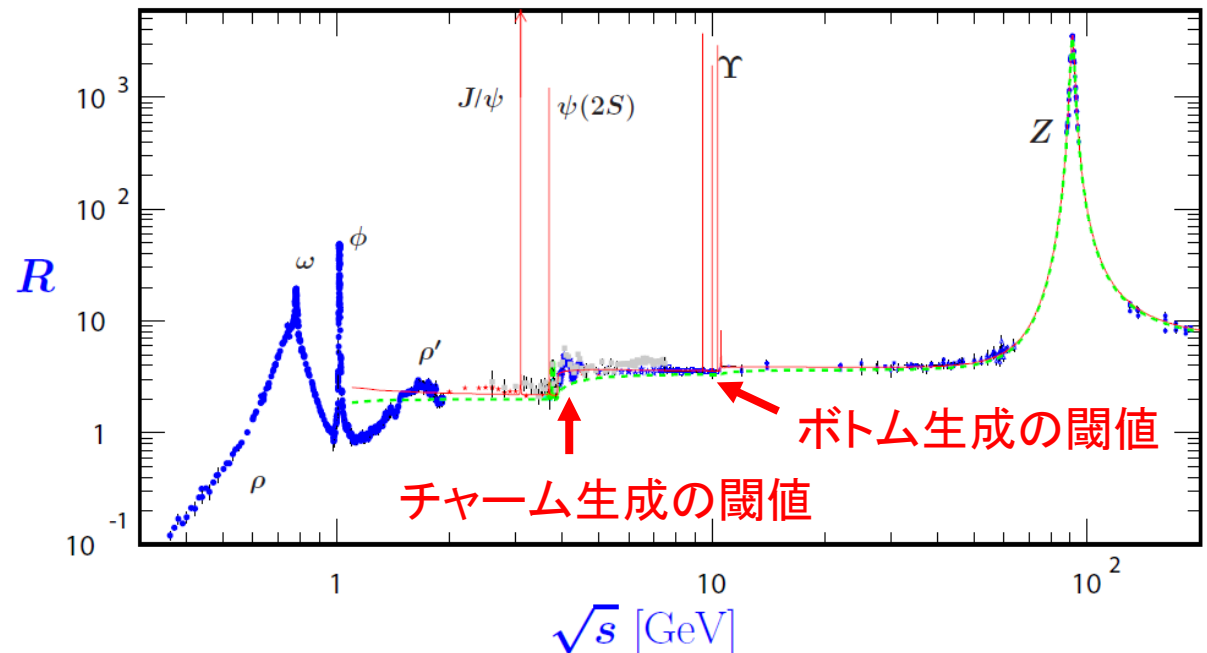
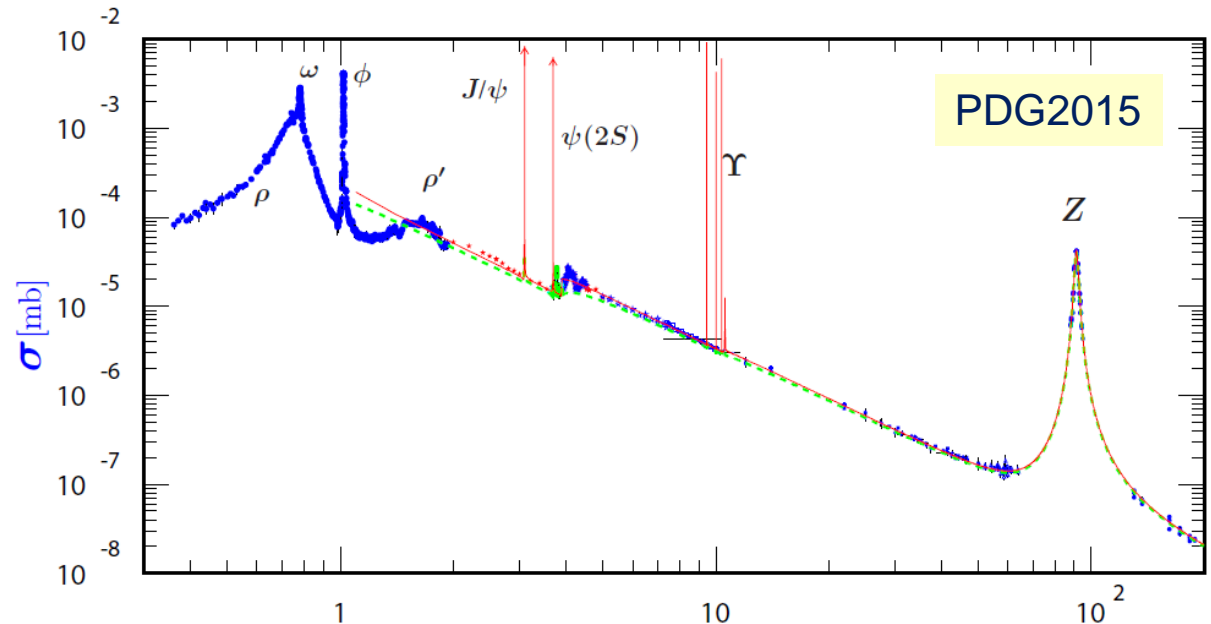
ハドロン生成の断面積: R

$$R = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}}}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}} = \sum_{q=u,d,\dots} Q_q^2 \times 3$$

$$= \begin{cases} 3 \times \left\{ \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 \right\} = 2 \\ 3 \times \left\{ \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 \right\} = \frac{10}{3} \\ 3 \times \left\{ \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 \right\} = \frac{11}{3} \end{cases}$$

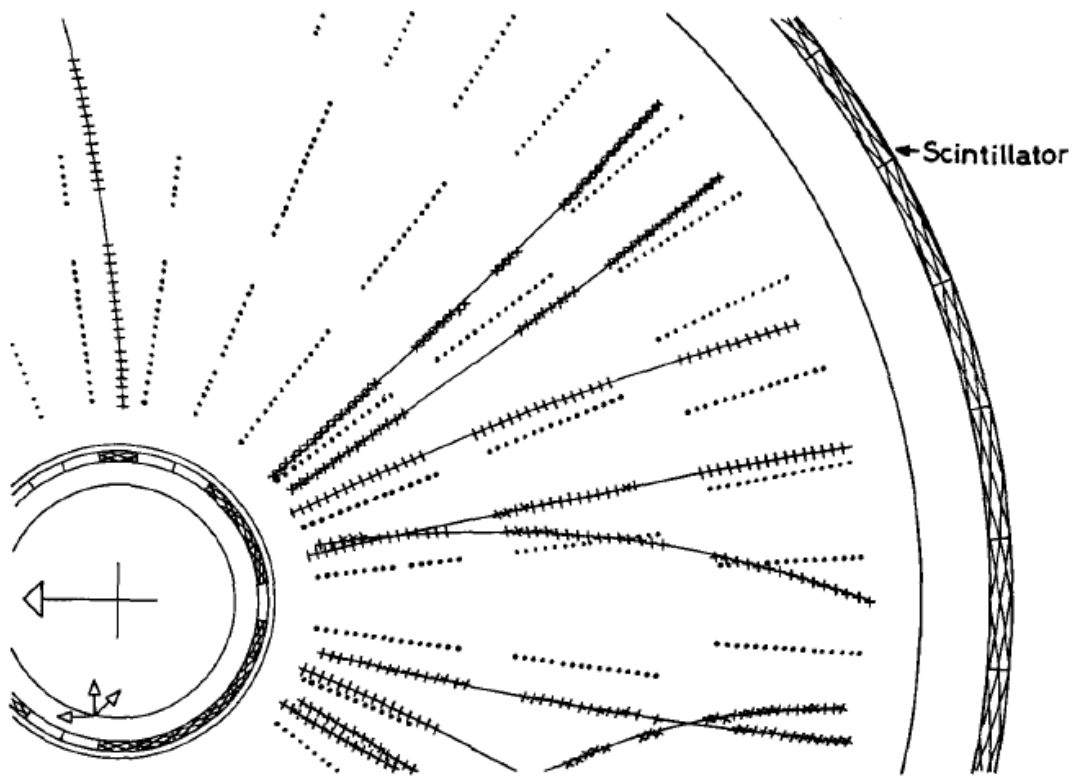
Rの測定

- ハドロン断面積の測定にチャームとボトムの閾値の効果がみられる
- クォークの性質についての間接的な証拠
 - 分数電荷
 - カラー自由度が3



自由なクォークの探索

JADEにおける荷電粒子の電荷の測定



Wire chamberの各ワイヤーで得られた信号の強さから飛跡のエネルギー損失の平均値を求める

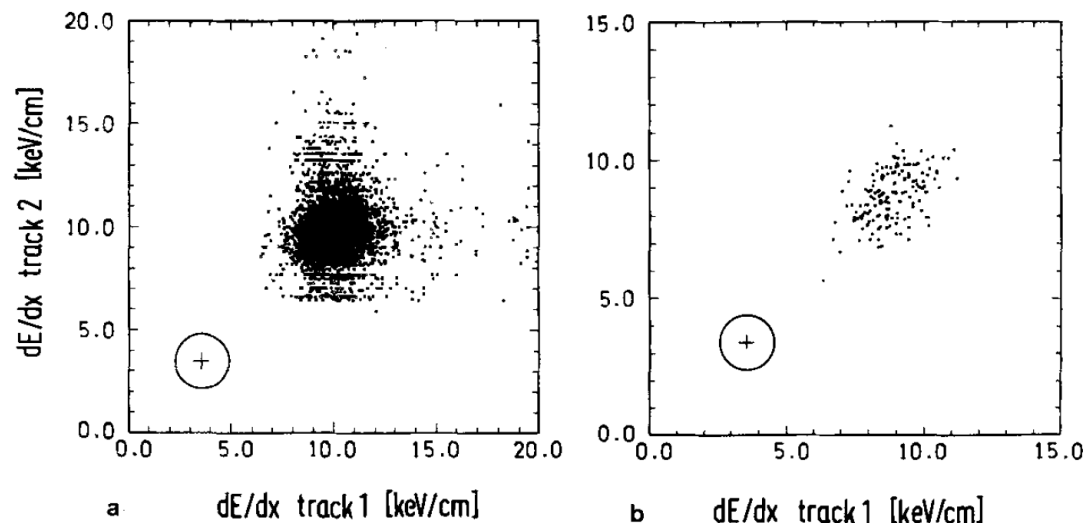
荷電粒子のエネルギー損失

- 荷電粒子が物質中の電子とのクーロン散乱で失うエネルギー
- 平均エネルギー損失は次のBethe-Blochの式で与えられる

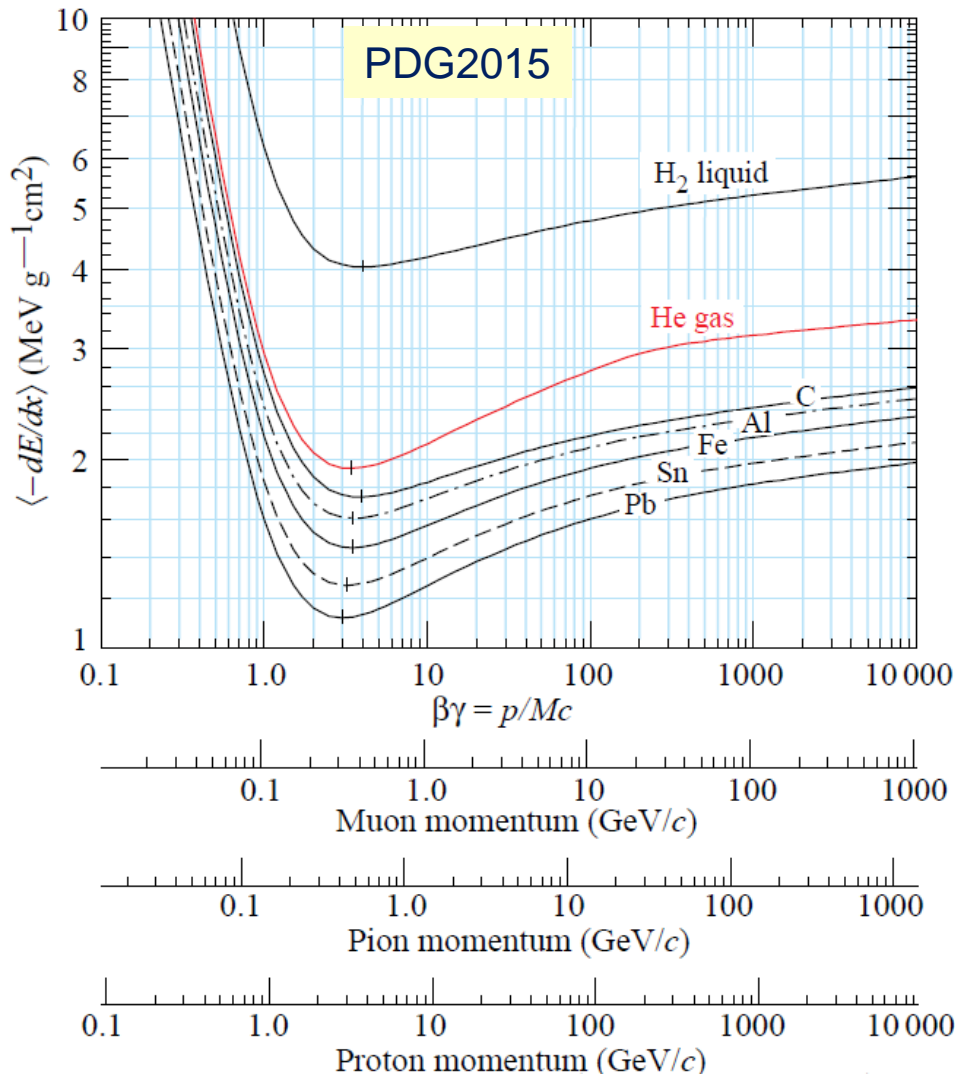
$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K Z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$

- エネルギー損失は、粒子の電荷と速度に依存する

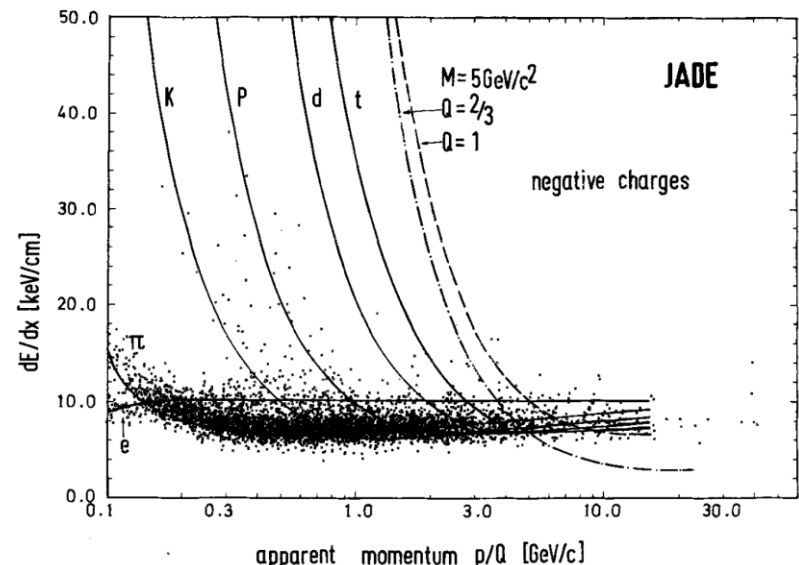
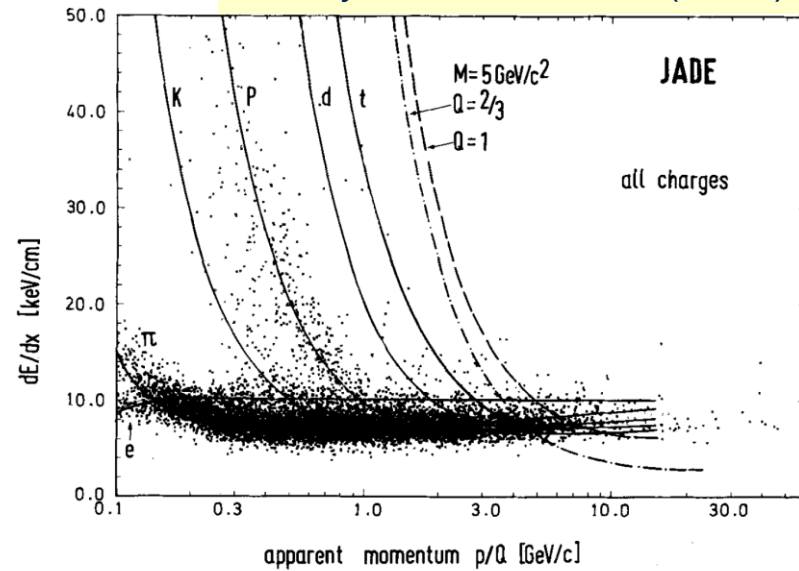
Q=2/3の倍に予想される結果



エネルギー損失 vs. $\beta\gamma$



Z. Phys. C 6, 295-302 (1980)



結果

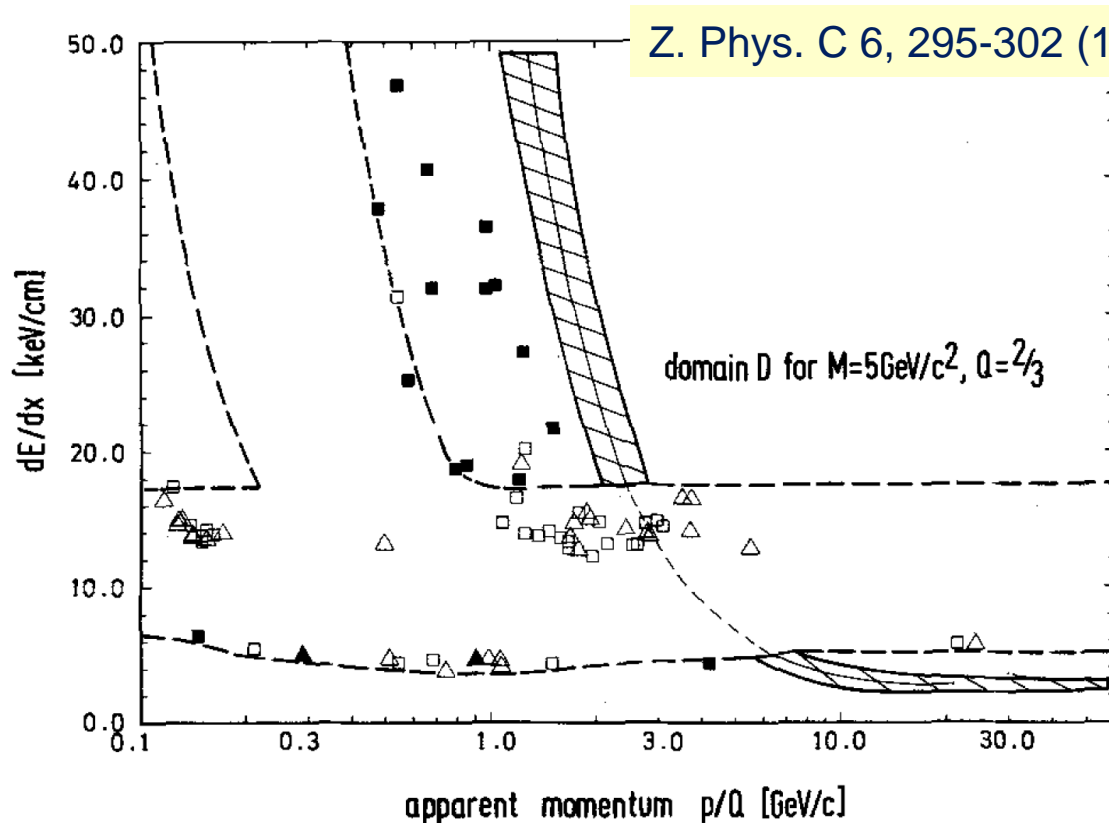


Fig. 6. Energy loss versus apparent momentum p/Q for tracks deviating by more than 2.5 standard deviations from the energy-loss-curves of π , K , p , and e . Open triangles: negative tracks; open squares: positive tracks from e^+e^- -interaction point; full symbols: tracks from secondary interactions. The dotted lines indicate the cuts used for upper limit calculations. The hatched area is a typical domain D as defined in the text

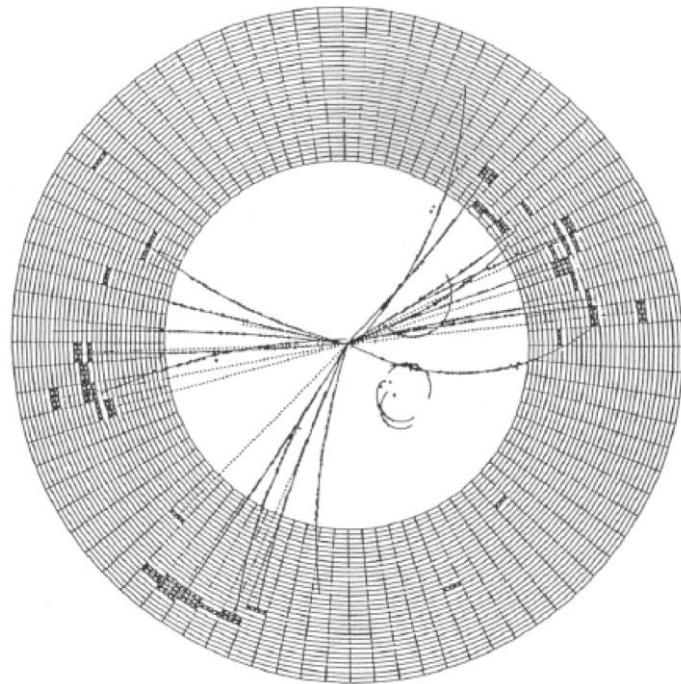
既知の整数電荷の粒子 (π, K, p, e) のエネルギー損失から 2.5σ 以上離れている測定点を示したもの

- 飛跡 8 500 本中 65 本が該当

原因	飛跡の数
重水素と3重水素	14
2つの飛跡が非常に近く1本として検出されたもの	17
2.5 σ 以上離れて分布するもの	25 \pm 10
合計56	56 \pm 10

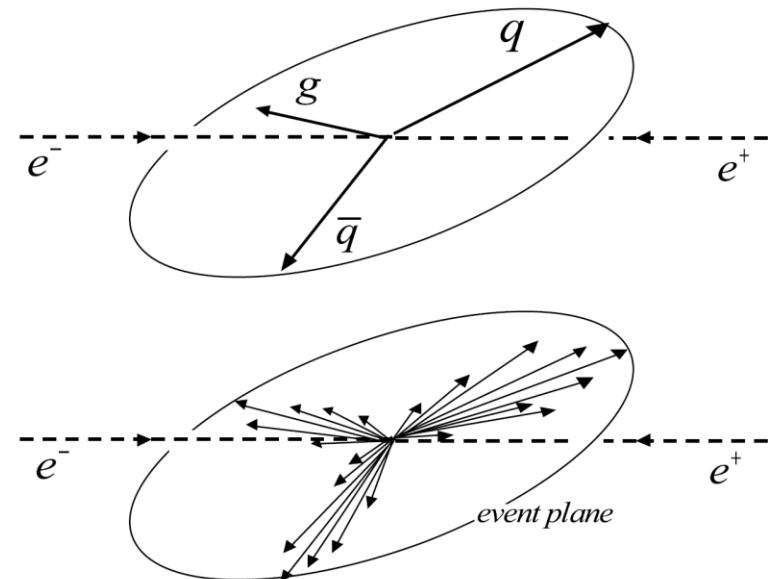
分数電荷の飛跡について
有意な証拠はない

3ジェット事象の発見



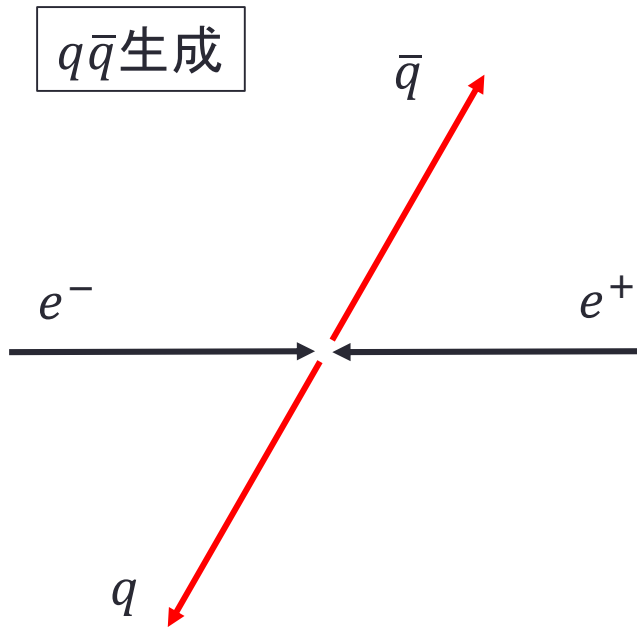
*** SUMS (GeV) *** PTOT 35.788 PTRANS 29.964 PLONG 15.788 CHARGE -2
 TOTAL CLUSTER ENERGY 15.109 PHOTON ENERGY 4.893 NR OF PHOTONS 11

Eur. Phys. J. H 35, 3-28 (2010)

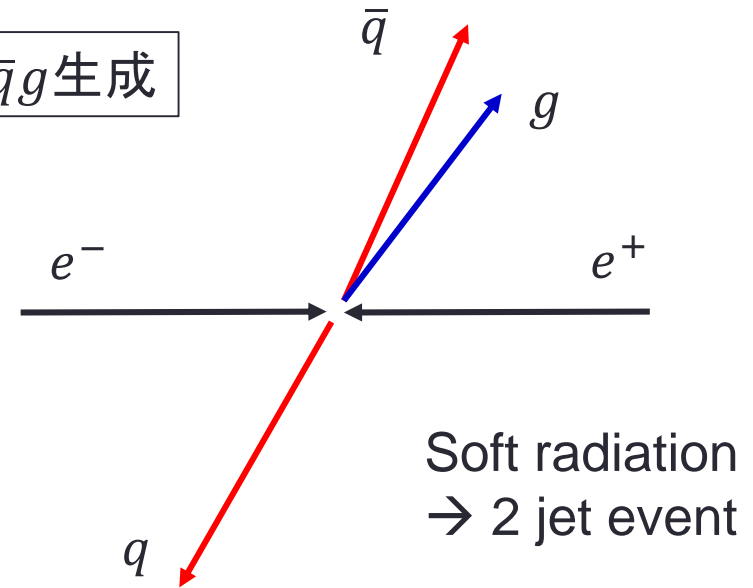


- 荷電粒子が光子を放出するように、クォークがグルーオンを放出する
- グルーオン自身もカラー荷をもっているため、ジェットを形成する
- 特徴として、平面的な3ジェット事象になる

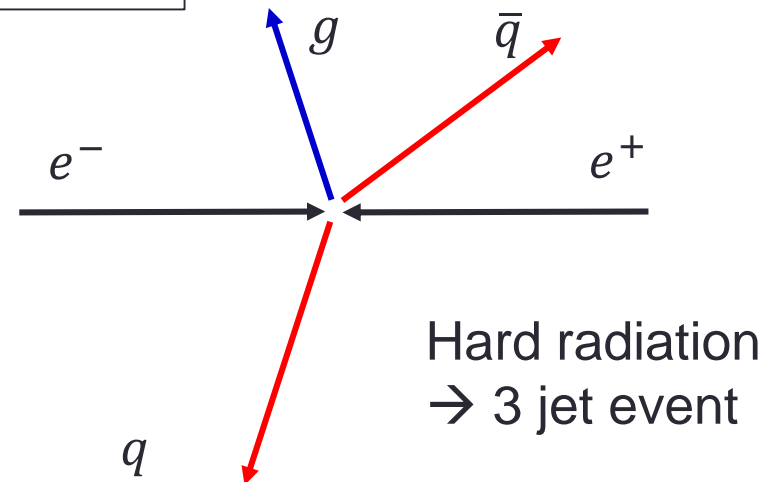
$q\bar{q}$ 生成と $q\bar{q}g$ 生成



$q\bar{q}g$ 生成



$q\bar{q}g$ 生成



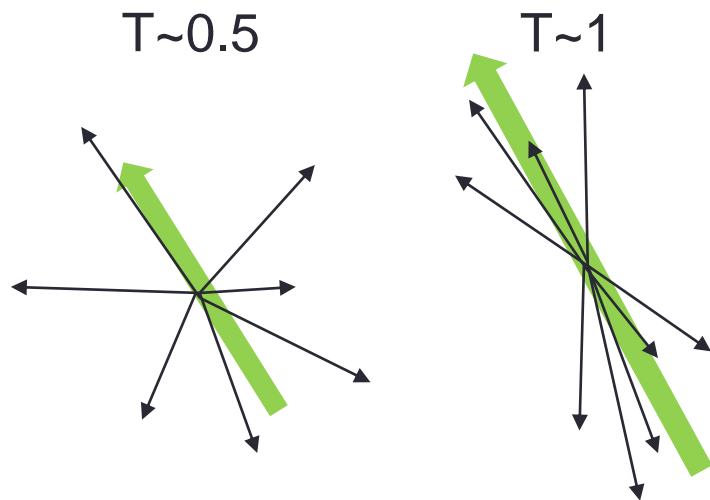
Event shape variables

Thrust:

$$T = \max_{\vec{T}} \frac{\sum_i |p_{\parallel i}|}{\sum_i |p_i|}$$

$T=0.5$ (最小値、球状)

$T=1$ (最大値、棒状)



Sphericity tensor:

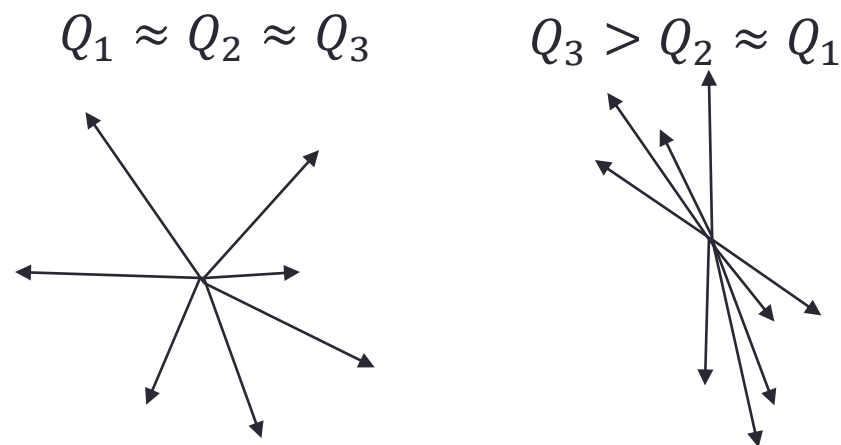
$$T_{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_{i\alpha} p_{i\beta}}{\sum_i p_i^2}$$

$p_{i\alpha}$ は、 i 番目の粒子の3元運動量。

この行列の固有値 ($Q_1 < Q_2 < Q_3$ 、 $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$) は、運動量ベクトルの作る楕円体の3つの軸の長さに対応する。

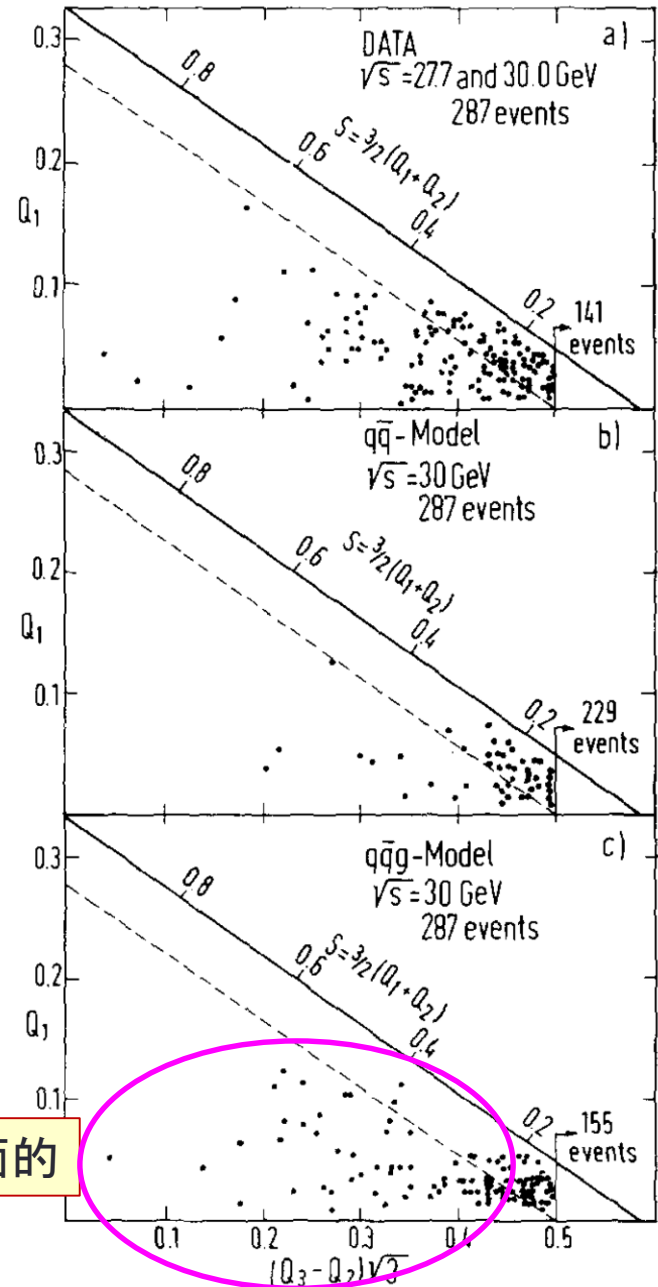
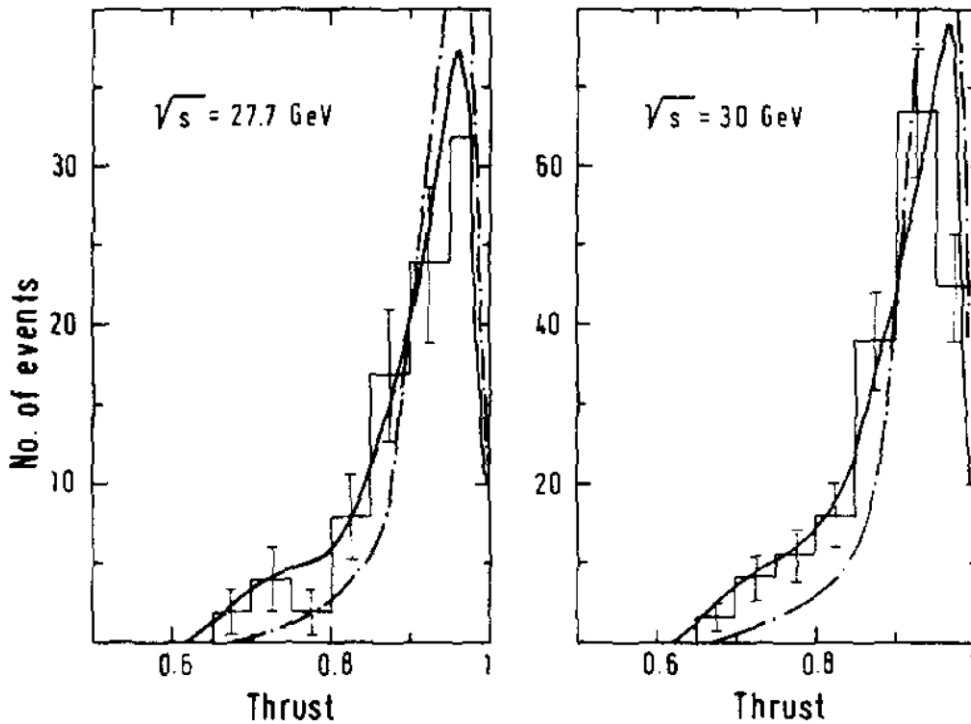
Sphericity: $\frac{3}{2}(Q_1 + Q_2)$ 棒状だと小さい

Planarity: $Q_2 - Q_1$ 大きいと平面的



Event shape変数の分布

Thrust distribution

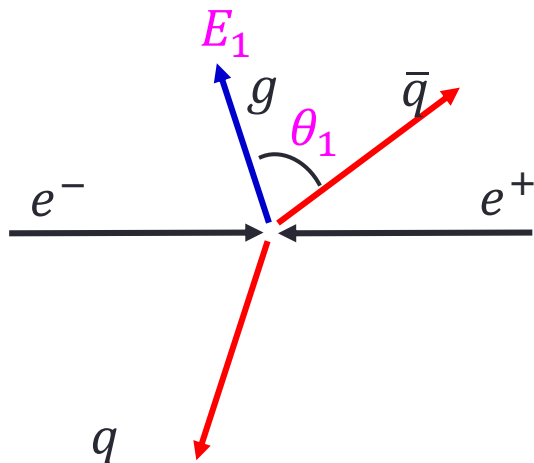


$q\bar{q}g$ 過程の証拠

平面的な事象を選ぶた $Q_2 - Q_1 > 0.07$ を課すと、

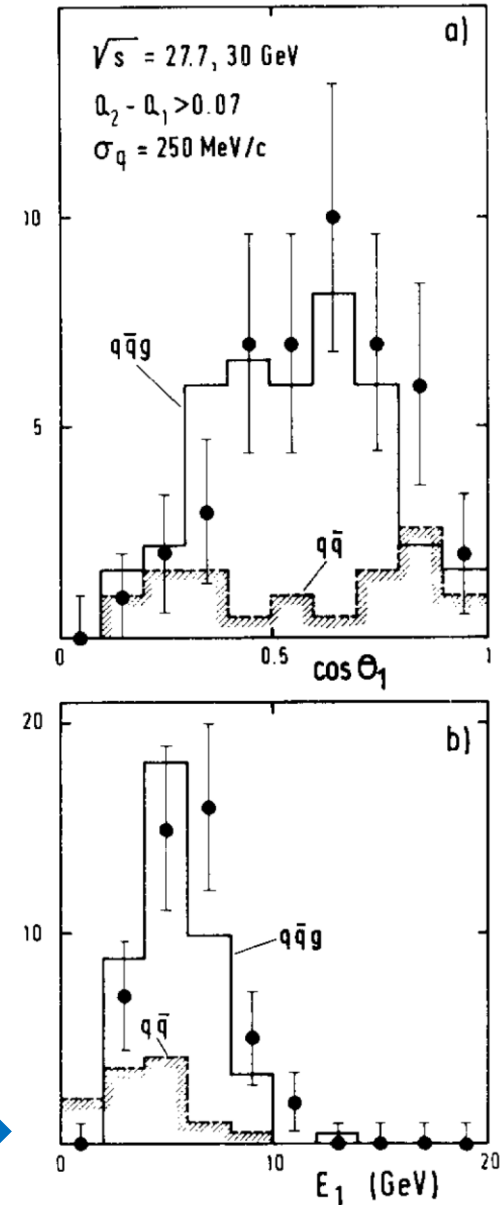
観測された事象数	$q\bar{q}$ 生成による事象数 ($\sigma_q = 250 \text{ MeV}$)	$q\bar{q}$ 生成による事象数 ($\sigma_q = 350 \text{ MeV}$)	$q\bar{q}g$ 生成による事象数
78	24	36	74

$q\bar{q}g$ 生成



- E_1, θ_1 : 3番目のジェットのエネルギーと2ジェット軸からの角度
- QCDによれば、グルーオン放射は E_1, θ_1 ともに小さい方が起こり易い

測定結果



電子・陽電子衝突によるQCDの研究

- 電子・陽電子衝突によるハドロン生成
 - レプトン対を衝突させることで、強い相互作用をする粒子が生成される
 - クォーク対生成＋ハドロン化によって説明できる
 - 重心系エネルギー \sqrt{s} に対して粒子の数は $N \sim \sqrt{s}^{1/2}$ のように振る舞う
 - R vs. \sqrt{s} では、新たにクォーク生成の閾値を超えるときの断面積の変化は分数電荷とカラー自由度が3であることと整合的である
- ハドロン終状態の解析
 - Event shape variables (thrust, sphericity, planarity)
 - ジェット
 - 3 jet 過程を $q\bar{q}g$ 生成と解釈可能で、3つ目のジェットはQCDによるグルーオン放射と整合的である

ハドロン終状態の解析の発展

- Event shape
 - 終状態の粒子の分布の仕方を定量的に扱うための指標
 - 最近はあまり使われない
- Jet algorithm
 - 多数の粒子から、「近く」にある粒子をまとめていきjetを再構成する
 - クォークやグルーオン → ハドロン化 → 束上に多数のハドロン
 - 解析では、多数のハドロン → 束上になっているものをまとめる → Jet
 - 1980年代、1990年代を通して開発されていった
- QCDによる高次の補正やハドロンの理解
 - $2 \rightarrow 2$ 過程、 $2 \rightarrow 3$ 過程、...とループ・ダイアグラムの寄与
 - ハドロン化によってどのような粒子がどういう分布をとるか
 - Cluster model, Lund string model