修士学位論文
高エネルギー光子－光子衝突における
直接光子生成反応の探索

奈良女子大学
理学研究科物理学専攻・高エネルギー物理学研究室
杉山　陽栄

1998 年 2 月

第 1 章

はじめに

物質の極微の世界を探求する研究は理論と実験が相互に干渉しあって発展してきた。

その結果、自然はごく少数の基本的な物質粒子からなりその間には対称性がある、その対称性と物質粒子に働く力には深い関係がある、ことがしだいに明らかになってきた。ここでいう少数の物質粒子とは、2 種のスピンが $\frac{1}{2}$ のフェルミオン（クォークとレプトン）であり、また対称性とは、ゲージ対称性のことである。ゲージ変換で互いに交換する物質粒子は多重項を形成し、同一粒子の異なる状態として理解される。このゲージ変換を任意の時空の点で行なったとしても理論が変わらない。これをゲージ対称性という。この対称性によりスピンが 1 のゲージ粒子の存在と、それによって媒介されるゲージ力が導かれる。これをゲージ原理と呼ぶ。光子はもっとも代表的なゲージ粒子であり、電磁相互作用を媒介する。

標準模型は、このゲージ対称性として $U(1)\times SU(2)\times SU(3)$ を要求する量子場の理論であり、自然界に存在する 4 つの力のうち、重力を除く電磁力と弱い力と強い力を統一的に記述する。現在のところ、標準模型と明らかに矛盾する実験結果はない。

1.1 本研究の目的及び本論文の構成

本研究の目的

本研究では、電子・陽電子衝突型加速器である TRISTAN 加速器の TOPAZ 検出器で収集したデータを使って高エネルギー光子・光子衝突反応における直接光子生成反応を探索することが目的である。

以下本研究の背景について簡単にふれておく。電子・陽電子衝突型加速器でのハ

ドロン生成は大きくわけて 2 つの過程より生じる。一つは 1 光子消滅過程によるものである。他方はビームの電子及び陽電子より放出された光子と光子の衝突反応である 2 光子衝突過程においてである。

後者の反応である 光子·光子の衝突反応は現実の光子の性質を探るのに最適な反応である。現実の光子、とくに高エネルギーの実光子には先に述べたようなゲージ粒子としての点状の粒子の性質以外に、クオークの束縛状態であるハドロンのような性質を示すことが昔から知られている。

近年、TORISTAN における 2 光子衝突過程の研究および HERA ep 加速器のおける γp 反応の研究の結果、このような性質をもつ光子が、高エネルギーで衝突を起こすと、高い Pt (横方向の運動量) をもつジェットが生成される現象が観測されることが明らかになってきた。陽子·陽子反応においてよく知られているように、このジェット生成現象はビーム粒子中に存在する素の粒子、すなわち、パートン (クオークとグルーオン) 間のハードな散乱が直接寄与していることの証明である。

光子を含む反応の場合ビーム粒子は光子そのものである。この光子が内部構造をもつとは一見奇妙である。これは現実の光子は、量子効果によりクオーク·反クオークやレプトン·反レプトン対に状態が移り代わるためである。ここで、クオーク·反クオーク対の状態にはすこし説明が必要である。ここには両者が強く束縛されている状態も含まれている。すなわちこのとき $q\cdot\bar{q}$ 状態はハドロン (ベクトル中間子) に近い状態にあると考えることができる。

近年の研究により明らかになったジェット生成の現象は、このような一見複雑に見えるハドロンのような' 光子 ' の状態も、また、高エネルギーでは' 光子の中に存在する ' 自由なクオーク間の衝突という描象を適用できること示唆している。

さらに先に進むと、もしこのような光子の描象が正しければ、他のハードな散乱過程、たとえば、$\gamma q \rightarrow \gamma q$, $gq \rightarrow \gamma q$ のようなサブプロセスも存在するはずである。このようなプロセスでは終状態に高い Pt を持つ光子を放出する。この過程のことを直接光子生成反応と呼ぶ。素過程で直接生成された光子は prompt photon とも呼ばれている。この過程の生成断面積は小さいが、解り易い事象である。

本研究では、このような直接光子生成反応の事象を TOPAZ 検出器で収集したデータを用いて探索することが目的である。

本論文の構成

本論文の構成は以下の通りである。

第 2 章で物理的背景について述べる。まず、歴史的事項である電子·核子深非弾

性散乱についてのべたあと、高エネルギー光子·光子散乱の理論および実験結果についてふれる。つぎに、本論文のテーマである、高エネルギー光子·光子衝突による直接光子生成反応の説明をする。

第3章で解析に用いたデータを収集した装置である、TRISTAN 加速器、TOPAZ 検出器にふれたあと、第4章で解析の詳しい報告を行なう。最後に5章で本研究の結果をまとめる。

第 2 章

物理の背景と動機

様々な高エネルギー衝突反応（ee,pp,ep) の中で実光子を含む反応、$\gamma\gamma$,γp 反応はもっともデータが少なくよく解っていない反応である。前章で述べたように、このような反応において光子は複雑な振舞いを示す。 近年の研究の結果は、この構造を光子中に存在するクオーク及びグルーオン分布を決めるというやり方でしだいに明らかにしてきている。

本章では、まず電子と核子との深非弾性散乱実験の説明から始める。この実験は核子内（陽子または中性子）にクオークが存在するすることを最初に直接示した歴史的に重要な実験である。つぎに 高エネルギー 2 光子散乱でのジェット生成反応について解説する。最後に、本研究のテーマである、直接光子生成反応について説明し、その実験の現状についても簡単にふれる。

2.1 クォーク · パートン模型

核子内（陽子または中性子）に構成要素となる素粒子が存在することをはじめて実験的に確認したのは、電子と核子との深非弾性散乱実験によってである。ファインマンはこの点状の粒子のことをパートンと呼んだ。現在のクォークとグルーオンのことである。

2.1.1 電子陽子散乱

電子陽子散乱 $ep \rightarrow ep$(図 2.1) において、もし、陽子が点状粒子であるならば、電子・ミューオン散乱の断面積でミューオンの質量を単に陽子の質量におきかえれば、電子陽子の断面積が与えられるはずである。しかし、実験事実はそうではなかった。

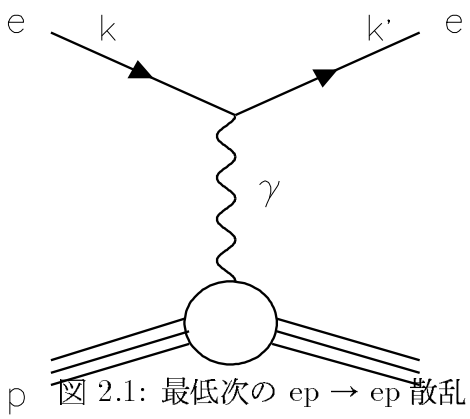


図 2.1: 最低次の ep → ep 散乱

今、入射電子、散乱電子の運動量がそれぞれ k、k' の時、$Q^2 \equiv -q^2 = (k'-k)$ としよう。なるほど $Q^2 \sim 0$ の長波長の光子では、陽子は点状の物質のように見えた。しかし、Q^2 をある程度大きくすると陽子は 1 fm 程度の広がりを持つ（点状でない）粒子であることが明らかになった。

より大きな Q^2 では、陽子は Δ 状態に励起する。（$ep \to e\Delta^+ \to ep\pi^0$）この時の不変質量は、$W^2 \cong {M_\Delta}^2$ となる。Q^2 がもっと大きくなれば始状態の陽子はバラバラに破壊されて完全に陽子としての存在を失う。

2.1.2 パートンとスケーリング

このような Q^2 が十分大きくなった所で解ってきたことは、反応の断面積があるパラメーター x のみに依存し、x が一定であれば Q^2 が変わっても断面積が変化しないという現象である。この現象は核子内の点状の粒子（パートン）があたかも自由粒子のようにふるまい電子と直接散乱していることを示している。このように解釈できる理由を以下に示す。

パートン模型の摸式図を下図に示す。いま、核子内のパートン i が核子の 4 元運動量 p のうち x 運動量を担っているとする。すなわち、パートンの運動量 $\hat{p}$ は $\hat{p} = xp$ で与えられるとする。図に示すように、電子と各パートンとの散乱は非干渉的に

に起こるとすると、$ep \to eX$ 散乱の断面積は

$$\left(\frac{d\sigma}{dtdu}\right)_{ep\to eX} = \sum_i \int dx f_i(x) \left(\frac{d\sigma}{dtdu}\right)_{eq_i \to eq_f}$$

で与えられる。ここで、s,t,u は ep 系の不変変数、すなわち、k、k' をそれぞれ

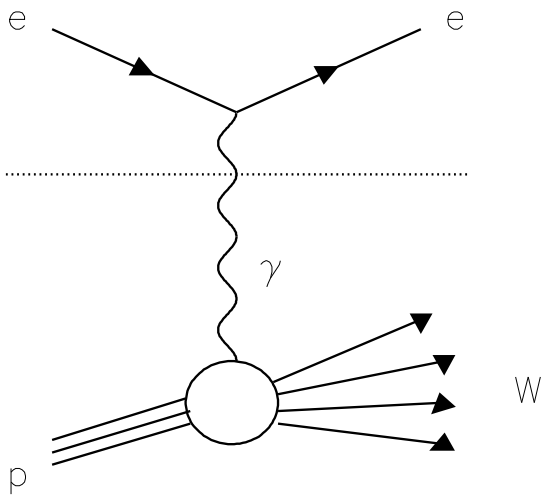
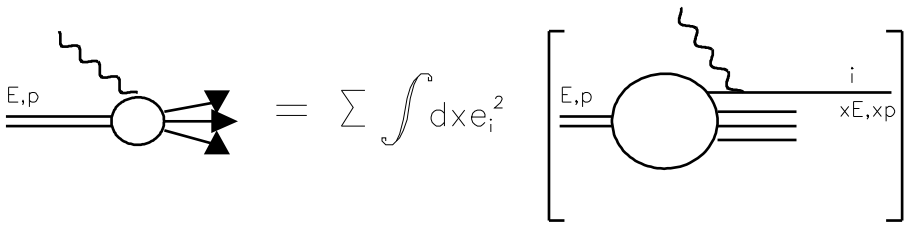


図 2.2: ep → eX の最低次の Feynman 図



入射電子と散乱電子の 4- 運動量、p を陽子の 4- 運動量とした時

$$s = (k+p)^2 \sim 2k \cdot p \tag{2.1}$$

$$t \equiv -Q^2 = (k-k')^2 \sim -2k \cdot k \tag{2.2}$$

$$u = (p-k')^2 \sim -2k' \cdot p \tag{2.3}$$

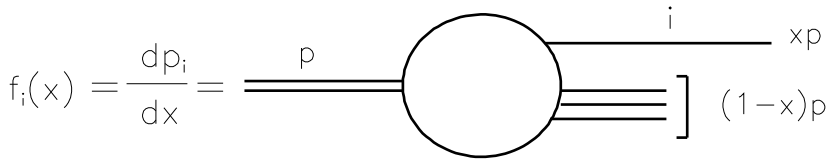
で与えられる。$f_i(x)$ はパートンの運動量分布で、パートンが $\hat{p} = xp$ の運動量を持って核子中に存在する確率を表している。$\left(\frac{d\sigma}{dtdu}\right)_{eq_i \to eq_f}$ は電子とパートンの散乱断面積である。$\hat{s}, \hat{u}, \hat{t}$ は電子 · パートン系の不変変数で、ep 系の変数 s, t, u と

$$\hat{s} = xs \tag{2.4}$$

$$\hat{u} = xu \tag{2.5}$$

$$\hat{t} = t \equiv -Q^2 \tag{2.6}$$

の関係を持つ。



電子とパートンの散乱断面積は、電子 μ 粒子の散乱と同じでありその断面積は、

$$\left(\frac{d\sigma}{dtdu}\right)_{eq_i \to eq_f} = x\frac{d\sigma}{d\hat{t}d\hat{u}} = x\frac{2\pi a^2 {e_i}^2}{t^2}\left(\frac{s^2+u^2}{s^2}\right)\delta\left(t + x\left(s+u\right)\right) \tag{2.7}$$

で与えられる。これをもとの式に代入すると、ep → eX 反応の断面積は

$$\left(\frac{d\sigma}{dtdu}\right)_{ep \to eX} = \frac{4\pi a^2}{t^2 s^2} \cdot \frac{1}{s+u}\left(\left(s+u\right)^2 xF_1 - usF_2\right) \tag{2.8}$$

となる。F_1、F_2 は核子の構造関数とよばれる量であり、これらは、

$$2xF_1(x) = F_2(x) = \sum {e_i}^2 x f_i(x) \tag{2.9}$$

で与えられる。これがパートン模型の基本的な公式である。また、式2.7の δ 関数により x は

$$x = \frac{-t}{s+u} = \frac{Q^2}{2p\cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{2.10}$$

と決定される。ここで、ν は実験室系で $\nu = E'_e - E_e$ で与えられる。

以上より明らかなように、パートン模型では、構造関数 F_1、F_2 は x 1つだけの関数である。したがって x を固定すれば Q^2 の値に関係しない。これを、構造関数は Bjorken スケーリングを満足するという。実験データはこのスケーリング則を満足している。

パートン模型より導かれた、$2xF_1 = F_2$ の関係は Callan-Gross の関係として知られており、クォークがスピン $\frac{1}{2}$ を持つことの必然的な結果で、これも実験によって確かめられている。

2.1.3 グルーオン

ところで、パートンの運動量をみんな足し合わせれば核子の運動量となるはずである。しかし、電荷のない中性パートンは光子を使って直接取り出すことはできない。測定による、荷電パートン（クォーク）の運動量を全部足し合わせたものは、

陽子の運動量の約半分にしかならない。このことから必然的に陽子の運動量の約半分は中性パートンによって担われているという結論が導かれる。その中性パートンが量子色力学（QCD）のグルーオンである。

グルーオンは、失われた運動量の担い手であるだけでなく、強い相互作用のの力の担い手でもある。

クォークは電荷を持つが、同時にカラーも持つ。カラーはR、G、Bの 3 色であり、8 個のグルーオンの交換で入れ替わる。そして、グルーオン自身もカラーを持っていて、グルーオン同士の相互作用も可能である。これより先に述べたパートン模型ではグルーオンの力学的な役割を考えに入れていない。仮想光子 γ と衝突する前後のパートン（クォーク）は、グルーオンを輻射できる。

このグルーオンの寄与の可能性を考慮すれば、Bjorken のスケーリングは成り立たないことになる。つまりグルーオンの効果を考えに入れれば F^2 は x のみの関数であるだけでなく、Q^2 の関数でもあることになる。（スケーリングの破れ）

そして、出ていくクォークのつくるジェットの方向は、プローブの仮想光子と同一線上ではないことになる。

2.2 高エネルギー 2 光子散乱過程

一般的な電子陽電子加速器による 2 光子散乱過程を図 2.3 に示す。

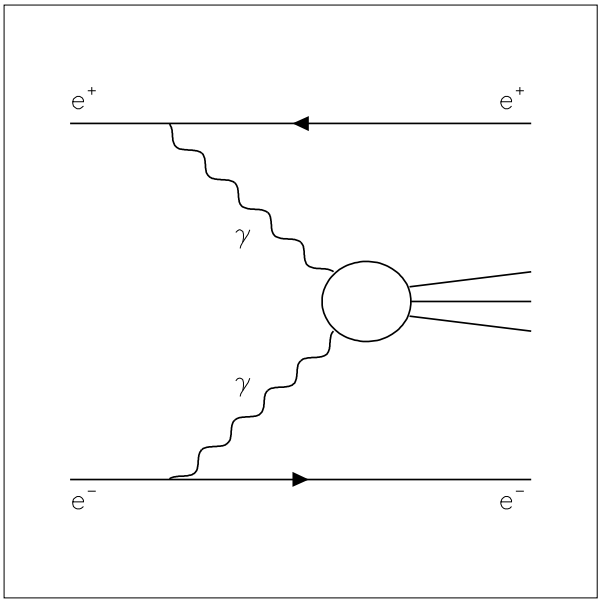


図 2.3: 2 光子散乱過程

電子または陽電子より放出された光子が互いに衝突して終状態にハドロンを生成している。このような光子光子の反応を見る時、光子の Q^2 がおおきいか、ほとんどゼロに近いかで反応の様相が大きく異なることが解っている。

電子または陽電子より大きな角度を持って放出される仮想光子は大きな Q^2 の値をもつ。このような光子は点状で量子電磁力学（QED）でよくその性質を記述できることが解っている。

一方、電子 (陽電子) がほとんど散乱されない状態で放出された光子の Q^2 は非常に小さく、このような光子はほとんど実光子とみなすことができる。したがって、以降この光子を（準）実光子と呼ぶ。（混乱のないかぎり以後、準もはぶくことにする。）

この実光子は反応のときあたかもハドロンのようにふるまうことが昔から知られている。現代的な解釈では、図 2.4のように、現実の実光子は量子力学的ふらつきにより l^-l^+ 状態や $q\bar{q}$ 状態へと遷移しているため光子が複雑な性質を示すと考えられている。ここで、l^-l^+ へ遷移する確率は QED で厳密に計算できる。しかし、$q\bar{q}$ の状態は、その結合が弱ければ摂動論的量子力学 $(p-QCD)$ で計算可能であるが、現実の $q\bar{q}$ が束縛状態を作る過程も含んでいる。

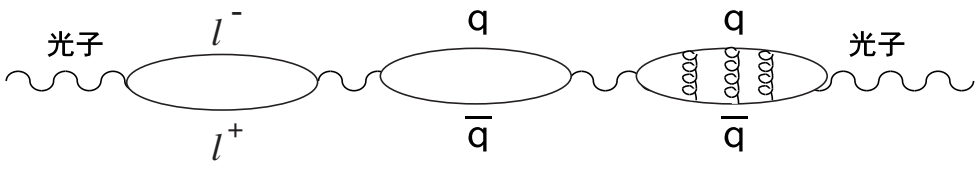


図 2.4: 実光子の状態の解釈

近年、実光子－実光子衝突過程で高い Pt を持つジェットを生成するような過程が、TRISTAN や LEP の実験で観測され始めている。このような現象は、光子中のパートンによるハードな散乱の寄与によるものと考えらる。この現象は $p-QCD$ による計算が可能であり、実験と理論の比較により光子の構造関数を決めることが現在重要な課題になっている。

以下実光子散乱でみられるこの現象について詳しく解説する。

2.2.1 実光子 – 実光子衝突過程

高エネルギー光子 – 光子衝突反応において、可能なプロセスを図 2.5、図 2.6、図 2.7 に示す。

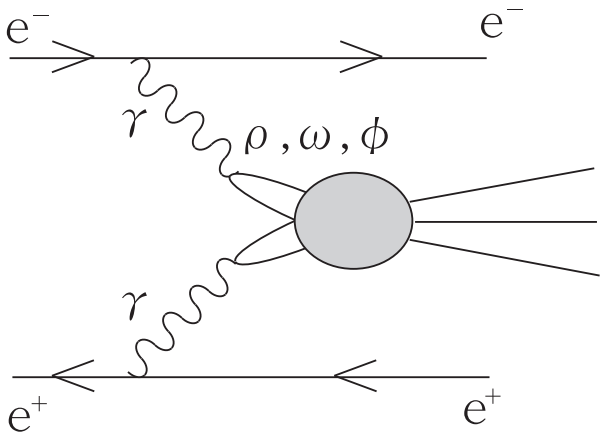


図 2.5: ベクトル中間子ドミナンス模型

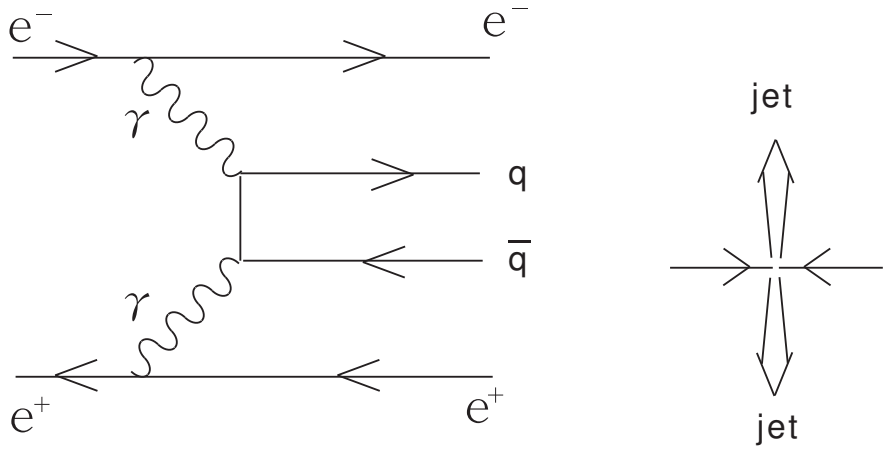


図 2.6: 直接過程とジェット見え方

実光子 – 実光子散乱の反応では、生成された終状態のハドロンのビーム軸に対する横方向の運動量（以後、Pt と書く。）が低い事象と Pt が高い事象に分けられる。

図 2.5 は Pt の低い事象をよく説明できるベクトル中間子ドミナント模型である。

ベクトル中間子ドミナンス模型では光子が、光子の量子数（$J^p = 1^-$）と同じ量子数を持つベクトル中間子（ρ、ω、ϕ）のように振舞い、中間子同士が散乱する。この反応では、終状態のハドロンの Pt は低いが、強い相互作用であるため、断面積は大きい。

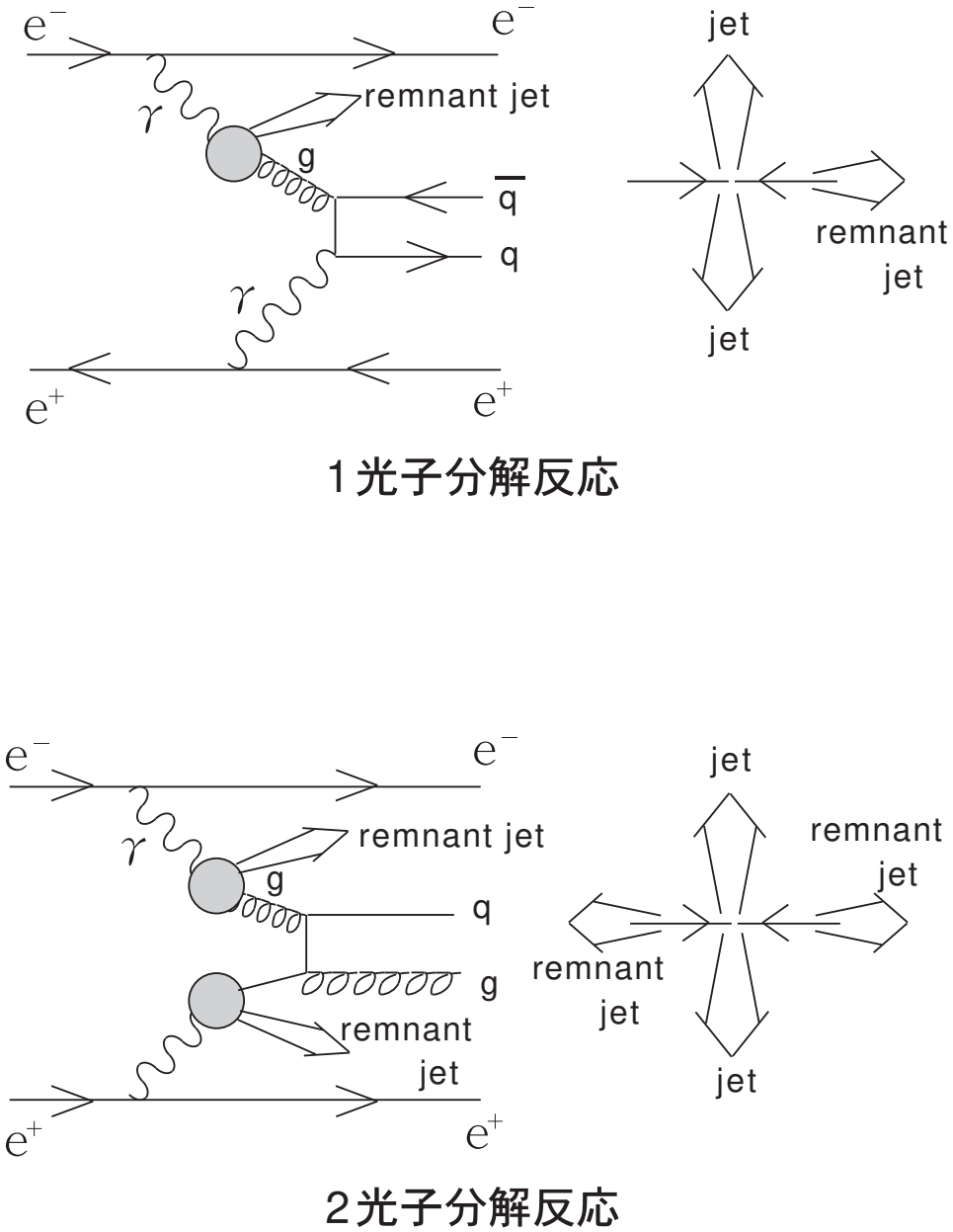


図 2.7: 光子分解反応とジェット見え方

このような低い Pt の反応に対して、以下の反応は光子どうしのハードな衝突を含んでおり、高い Pt のジェットを生成する。

図 2.6 は直接過程と呼ばれる反応で、この反応では光子が点状粒子としてクォークと反応して、終状態に高い Pt のジェットを生成する。

ベクトル中間子ドミナント模型と直接過程の反応は良く知られているが、それに加えて光子中のパートン（クォークとグルーオン）の一部がハードな反応をして、終状態に比較的高い Pt のハドロンを生成する過程が 1970 年代の終り頃から、理論的に指摘されていた。この効果を考慮した過程が光子分解反応である。

光子分解反応を図 2.7 に示す。光子分解反応では、光子がハドロン的な構造を持ち、その構成要素であるパートン（クォークまたはグルーオン）がもう一方の光子か、もしくは、一方の光子のパートンと散乱する。パートンと光子の散乱を 1 光子分解反応と呼び、パートンとパートンの散乱を 2 光子分解反応と呼ぶ。

この過程では、反応に関与しなかった残りのパートンが作るジェットがビーム軸方向に沿って生成されるのが特徴である。その残りのパートンが作るジェットは、それぞれ 1 光子分解反応では 1 つ、2 光子分解反応では 2 つ生成される。

2.2.2 実光子衝突によるジェット生成断面積

e^+e^- 加速器での実光子衝突におけるジェット生成過程、

$$e^+e^- \rightarrow \left(e^+e^-\right)\gamma\gamma \rightarrow \left(e^+e^-\right) + \mathrm{jet} + X$$

の断面積は、電子及び陽電子から光子が放出される確率と、光子と光子が衝突してハドロンを生成するサブプロセスの反応断面積のかけ算で表される。図 2.8 に 2 光子分解反応の運動学の図解を示す。

$$\begin{aligned}\sigma\left(e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X\right) = \ & (e^+ \text{から光子が放出される確率}) \times \\ & (e^- \text{から光子が放出される確率}) \times \\ & \sigma\left(\gamma\gamma \rightarrow \text{ハドロン}\right)\end{aligned}$$

具体的に高い Pt のジェット生成断面積を書くと

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dP_T} = \ & f_{\gamma/e^-}\left(Q^2, x_1\right) dx_1 f_{\gamma/e^+}\left(Q^2, x_2\right) \quad dx_2 \\ & q^\gamma\left(Q^2, x_3\right) dx_3 q^\gamma\left(Q^2, x_4\right) \quad dx_4 \quad \frac{d\hat{\sigma}\left(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}\right)}{sP_T}\end{aligned} \tag{2.11}$$

で表される。ここで x_1、x_2 はビームの電子、陽電子より放出された光子の電子、陽電子に対するエネルギーの割合で、x_3、x_4 はそれぞれ衝突に関与したパートンの光子に対するエネルギーの割合である。$q^\gamma(Q^2, x_i)$ は光子中のパートンの分布関数である。本式は 2 光子分解反応の式であり、1 光子分解反応の時、$q^\gamma\left(Q^2, x_3\right)$ ま

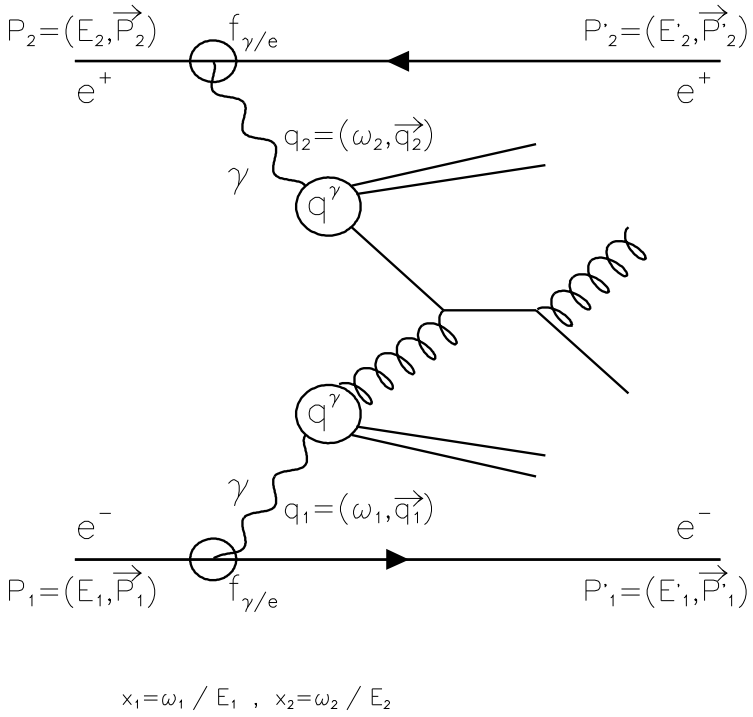


図 2.8: 2 光子分解反応の運動学の図解: 図の $P_{1,2} = (E_{1,2}\,,\vec{P}_{1,2})$ は入射電子または、陽電子の 4 元運動量で、$P'_{1,2} = (E'_{1,2}\,,\vec{P}'_{1,2})$ は光子を放出した後の電子または、陽電子の 4 元運動量、$q_{1,2} = (\omega_{1,2}\,,\vec{q}_{1,2})$ は放出された光子の 4 元運動量。$f_{\gamma/e}$ は電子または、陽電子が実光子を放出する確率で、q^γ は光子中のパートン分布関数である。

たは、$q^{\gamma}(Q^2, x_4)$ が $\delta(1 - x_{3\,or\,4})$ に取って代わる。直接過程の時は両方とも δ 関数で置き代えればよい。

$\frac{d\hat{\sigma}(\hat{s},\hat{t},\hat{u})}{sP_T}$ はサブプロセスの断面積である。可能なサブプロセスおよびそれの断面積を付録 B にあたえた。

$f_{\gamma/e}(x)$ は電子が光子を放出する確率を表す。$f_{\gamma/e}(x)$ は Weizekar-William 近似により、

$$f_{\gamma/e}(x) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi x}\left(\left(1+(1-x)^2\right)\log\frac{2E^2(1-x)^2(1-\cos\theta_{max})}{{m_e}^2x^2} - 2(1-x)\right)$$

で与えられる。ここで E は電子のエネルギーで、xE は放出された光子のエネルギー。m_e は電子の質量。α_{em} は電磁気相互作用の結合定数。θ_{max} は、ビーム電子（陽電子）が散乱される最大の角度である。これは実験条件により決まっている。

図 2.9に TOPAZ で測定されたジェット生成断面積を示す。黒い点が測定データである。結果から明らかのように、直接過程 (direct) のみでは観測データは説明できず、光分解反応の寄与が必要である。光分解反応の計算には光子中のパートン分布関数 q^{γ} が必要である。このうち、光子中のクオークの分布関数は、$e\gamma$ 深弾性散乱により測定された光子構造関数；F_2^{γ} より

$$F_2^{\gamma}\left(x, Q^2\right) = 2x\sum_i e_{q_i}^2 q_i^{\gamma}\left(x, Q^2\right)$$

比較的よく決まっている。しかし、グルーオン分布はほどんど決まっていない。図 2.10に様々なモデルによるグルーオン分布を示す。

図 2.9に示した DG,LAC1,LAC3 等の線はこれらの分布をもとに計算した断面積である。実験結果は LAC3 のグルーオン分布では説明できないが DG,LAC1 ではどちらでも結果をよく説明できることを示している。また、グルーオンなしでは実験データを説明できない。

先にも述べたように直接過程にはない光分解反応にのみ存在するおおきな特徴は、この反応では、ビーム方向に反応に寄与しなかった ' 光子 ' の部分が remnant のジェットを作ることである。2 ジェット事象において、低い角度の部分に renmant-jet から予想されるアクティビティーが実際に観測されている証明の図を図 2.11に示す。

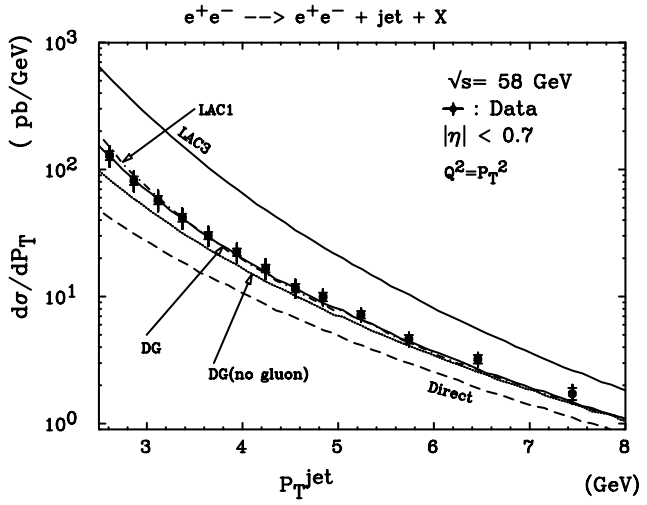


図 2.9: 2 光子反応におけるジェット生成の断面積。LAC 1、LAC 3、DG 等は光子中のパートン分布に関する理論的なモデルの名称である。

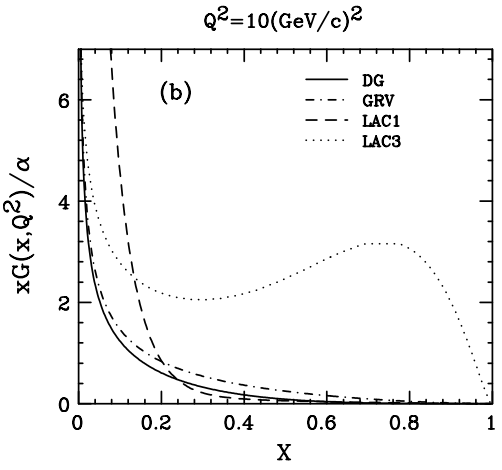


図 2.10: 光子中のグルーオン分布関数。

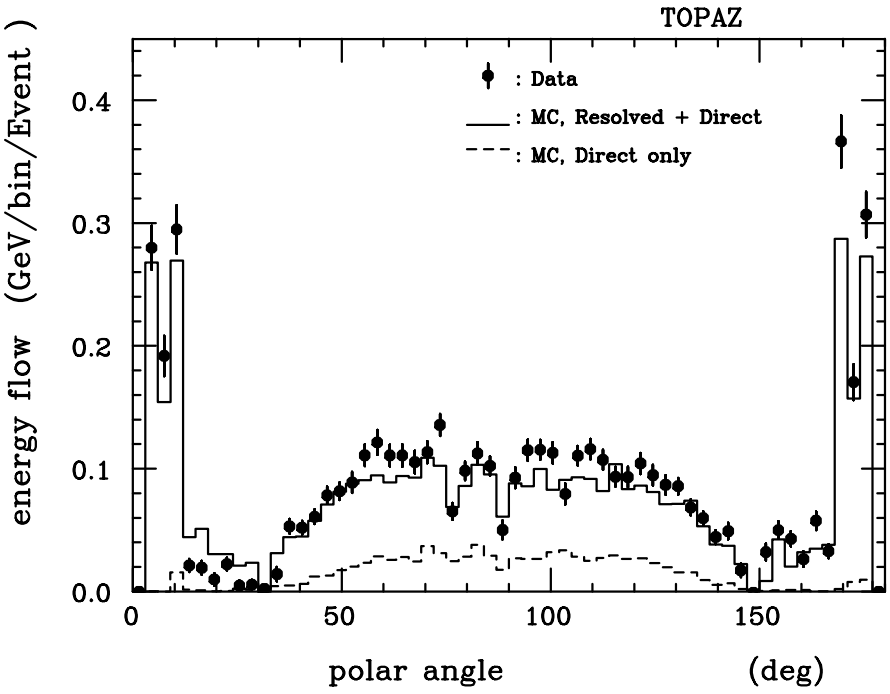


図 2.11: 高い Pt を持つ 2 ジェット事象の、$0.895 < |cos\theta| < 0.9984$ の領域でカロリーメーターで測定されたクラスターのエネルギー分布。黒まるの実験データは、点線で示される直接過程のみの理論の予言と、実線で示される直接過程+光子分解反応の理論の予言と比較した。このサンプルではベクトル中間子ドミナント模型の寄与は無視できる。 remnant jet が前後方の小角度領域に観測される。

2.3 実光子·実光子衝突による直接光子 (prompt photon) 生成過程

実光子·実光子衝突によるジェット生成反応が存在すれば、$\gamma q \rightarrow \gamma q$,$gq \rightarrow \gamma q$ および $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ のようなサブプロセスの存在も可能である。図 2.12、図 2.12、図 2.12、にそのようなプロセスの図を示す。

これらの反応では終状態に光子が存在するので、直接光子 (prompt photon) 生成過程とよぶ。また、このようにハードな素過程で直接放出される光子のことを直接光子と呼ぶ。この光子は実験室系で大きな Pt を持つ、アイソレート (isolate) された光子として観測されるはずである。

2 光子過程での直接光子は、光子分解反応でのみ生成される。そのため、直接光子生成事象の確認は光子分解反応が実際に存在することの強い傍証になる。直接光子の生成の断面積は前章でのべたジェット生成断面積よりも $\frac{\alpha_s}{\alpha_{em}} \sim \frac{1}{100}$ 程小さくなる。そのため、より観測が難しい反応である。

直接光子生成反応のサブプロセスをよりくわしくみると以下のようになっている。

2.3.1 直接光子生成反応のサブプロセス

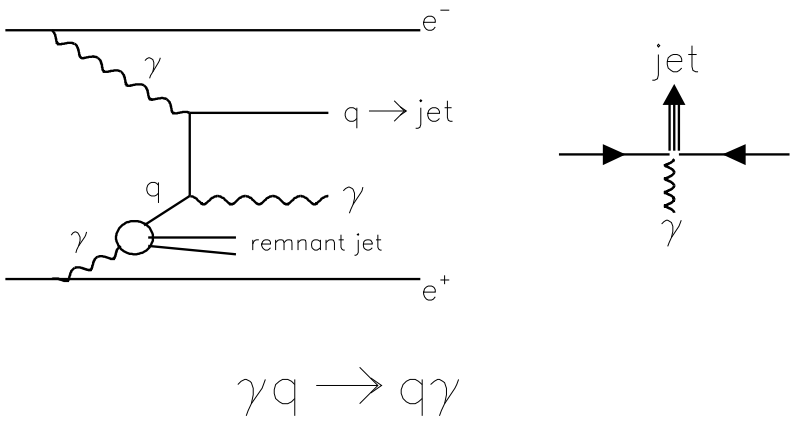


図 2.12: 1 光子分解反応の直接光子生成 $\gamma\, q \rightarrow \gamma\, q$

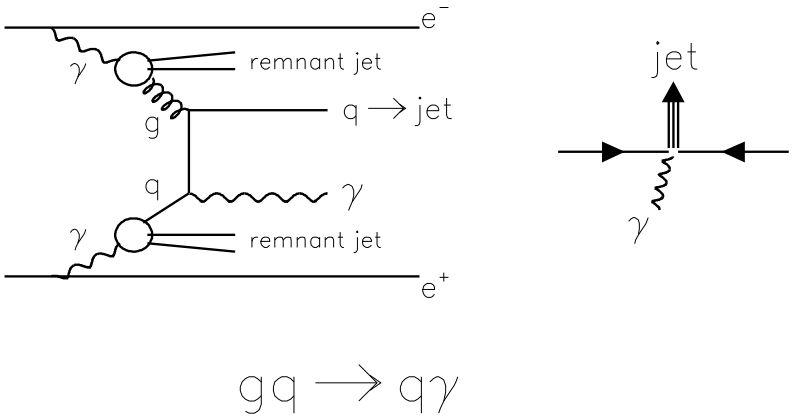


図 2.13: 2 光子分解反応の直接光子生成 $g\,q \;\rightarrow\; \gamma\,q$

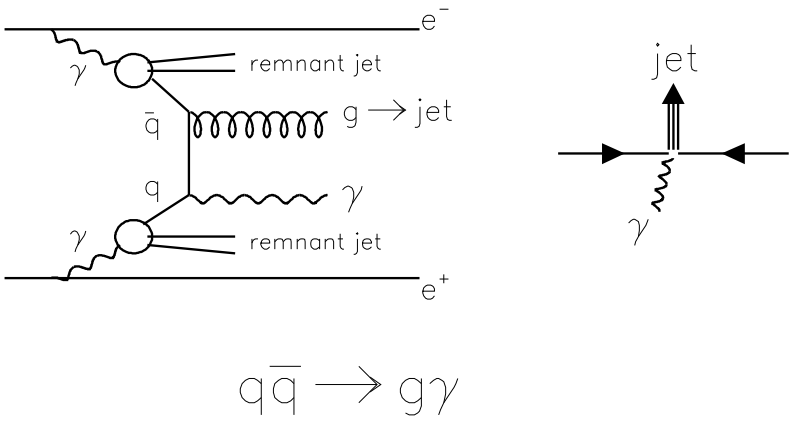


図 2.14: 2 光子分解反応の直接光子生成 $q\,\bar{q} \;\rightarrow\; \gamma\,g$

直接光子生成反応の可能なプロセスは、

① 電子または陽電子より放出された光子と、光子の構成要素のクォークと衝突し、終状態に光子とクォークを生成する過程（1光子分解反応）

② 2つ光子の構成要素クォークと反クォークが衝突し、終状態に光子とグルーオンを生成する過程（2光子分解反応）

③ 2つの光子の構成要素のクォークとグルーオンが衝突し、終状態に光子とクォークを生成する過程（2光子分解反応）

の3つである。可能なサブプロセスの断面積は、以下のように与えられる。

- $\gamma q \rightarrow \gamma q$

$$\frac{d\hat{\sigma}\left(\gamma q \rightarrow \gamma q\right)}{d\hat{t}} = \frac{2\pi {\alpha_{em}}^2}{\hat{s}^2} \cdot {e_q}^4 \cdot \left(-\frac{\hat{s}}{\hat{u}} - \frac{\hat{u}}{\hat{s}}\right)$$

- $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$

$$\frac{d\hat{\sigma}\left(q\bar{q} \rightarrow \gamma g\right)}{d\hat{t}} = \frac{8\pi \alpha_{em}\alpha_s}{9\hat{s}^2} \cdot {e_q}^2 \cdot \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}}\right)$$

- $qg \rightarrow \gamma q$

$$\frac{d\hat{\sigma}\left(qg \rightarrow \gamma q\right)}{d\hat{t}} = \frac{\pi \alpha_{em}\alpha_s}{3\hat{s}^2} \cdot {e_q}^2 \cdot \left(-\frac{\hat{s}}{\hat{u}} - \frac{\hat{u}}{\hat{s}}\right)$$

ここで、α_{em} は電磁気相互作用の結合定数（$\alpha_{em} = \frac{1}{137}$）、$\alpha_s$ は強い相互作用の結合定数、e_q はクォークの電荷である。

2光子過程の直接光子生成の断面積はは、1990年に、Dress と Godbole によってはじめて計算された。

図2.15に Dress と Godbole によって計算された断面積を示す。上は横軸に Pt を下は横軸にラピディティーを取ったものである。

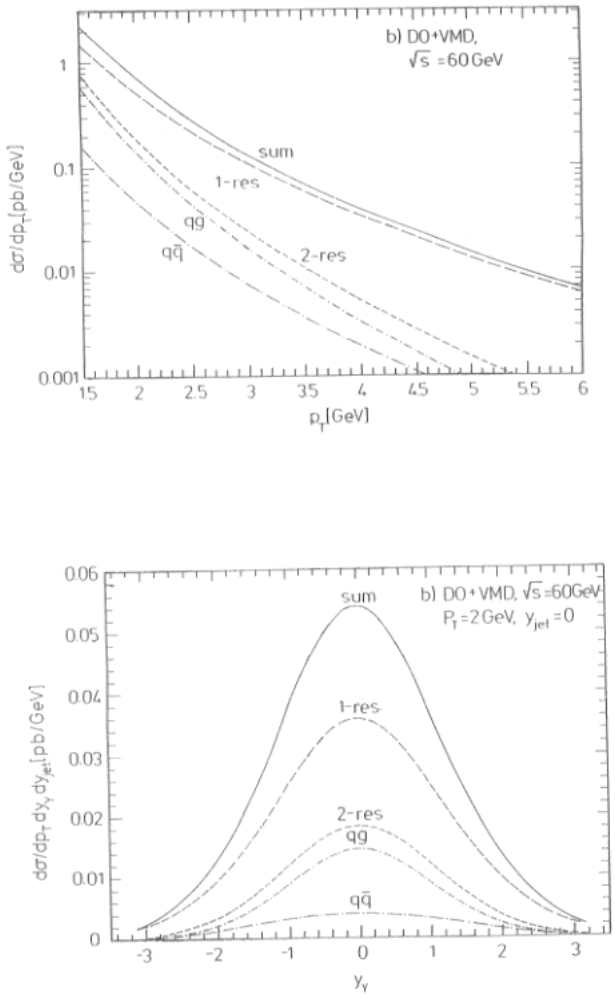


図 2.15: Dress と Godble によって計算された断面積

2.3.2 ジェット生成反応の研究の歴史

ハドロン中のパートンによるハードな散乱で、終状態に生成されるパートンは観測では、ジェット状に粒子が放出される現象として見えることが期待される。

陽子－陽子衝突型加速器による、高い Pt のジェット生成の研究は古く、1997 年代後半には、終状態の個々の粒子の Pt 分布がさかんに研究された。明らかに高い Pt のジェットの生成が確認されたのは、1980 年代始め、CERN SPS においてである。現在では、最高のエネルギー $\sqrt{s} = 1.8\,\mathrm{TeV}$ の TEVATRON においてジェット生成の研究がされている。そこではジェットの Pt の範囲が 20GeV から 400GeV

まで測定されており、ジェットの生成断面積が、9 桁オーダーが異なる範囲で測られている。

一方、光子を含む反応（電子－陽子衝突型加速器による γp 反応、電子－陽電子衝突型加速器による $\gamma\gamma$ 反応）によるジェット生成反応の研究は非常に新しく 1994 年にはじめて HERA （$\sqrt{s_{ep}} = 540$Gev）での γp 反応及び TRISTAN （$\sqrt{s_{ee}} = 58$Gev）での $\gamma\gamma$ 反応でジェット生成反応の現象が確認された。

素過程にパートン同士の散乱が存在すれば、その $\frac{1}{100}$ のオーダーで、終状態に光子が直接生成される過程の存在が予想される。

陽子－陽子衝突型加速器では、その素過程として $qg \rightarrow \gamma q$、$q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ のみであるが、γp、$\gamma\gamma$ 反応では、これらに加えて $\gamma q \rightarrow \gamma q$ の反応が可能である。

直接光子が生成される反応は、断面積が小さい反面、終状態が光子なのでジェットの定義によるあいまいさがなく、よりきれいな反応であり、pp 衝突反応では昔からよく探索されてきた。しかし、pp 衝突反応で直接光子生成反応がきれいな形で観測できるようになったのは、1990 年代頃からである。

光子を含む反応では、1997 年に HERA の ZEUS 検出器で直接光子生成反応が確認されたという報告があった。しかし、$\gamma\gamma$ 反応では未だ、どの電子－陽電子衝突実験でも確認がされていない。本研究では、TORISTAN 加速器の TOPAZ 検出器で収集したデータを使って、2 光子反応による直接光子生成を探索することが目的である。表 2.1に以上に述べた歴史をまとめる。

	PP collider	*γP(ep) collider*	$\gamma\gamma$(ee) collider
高い Pt のジェット生成	1980 年代	1994 年 (HERA)	1994 年 (TRISTAN) 1997 年 (LEP2)
直接光子生成反応	1990 年代	1997 年 (HERA・ZEUS)	未確認

表 2.1: ジェット生成及び直接光子生成反応の研究の歴史

第 3 章

実験装置

本論文は茨城県つくば市にある、高エネルギー物理学研究所（KEK）にある、電子陽電子衝突型円形加速器 TRISTAN で行なわれた e^+e^- 衝突反応を解析したものに基づく。使用した実験データは TRISTAN の TOPAZ 検出器で集めたものである。1987 年から 1994 年までデータ収集された。

3.1 TRISTAN 加速器

TRISTAN 加速器は、高エネルギー物理学研究所が中心となって建設された国内最大規模の電子・陽電子衝突型加速器である。その概形を図 3.1 に示す。TRISTAN 加速器は主に線形加速器（Linear Accelerator:LINAC）、蓄積リング（Accumulation Ring:AR）、主リング（Main Ring:MR）の 3 部分から構成されている。LINAC は 400m の長さがあり、ここで電子及び陽電子は 2.5GeV まで加速される。自然には安定に存在することができない陽電子は 200MeV の電子ビームをタンタルターゲットに当てて生成される。LINAC で加速された各ビームは周長 377m の AR で 8GeV まで加速されて最終的には MR に送り込まれる。MR は周長約 3km であるが、ビームの軌道を曲げられる際に起こる制動輻射によるエネルギー損失の効果を考慮して設計されている。具体的にはエネルギー損失に打ち勝って必要なビームエネルギーまで到達させ、これを維持するために 4 箇所ある約 200m の直線部分に加速空洞とクライストロンが設けられている。この直線部分のほぼ中心に 4 つ（大穂 =AMY グループ、筑波 =TOPAZ グループ、日光 =SHIP グループ、富士 =VENUS グループ）の実験室があり、ここで 29GeV まで加速された各ビームは実験室内で衝突する。

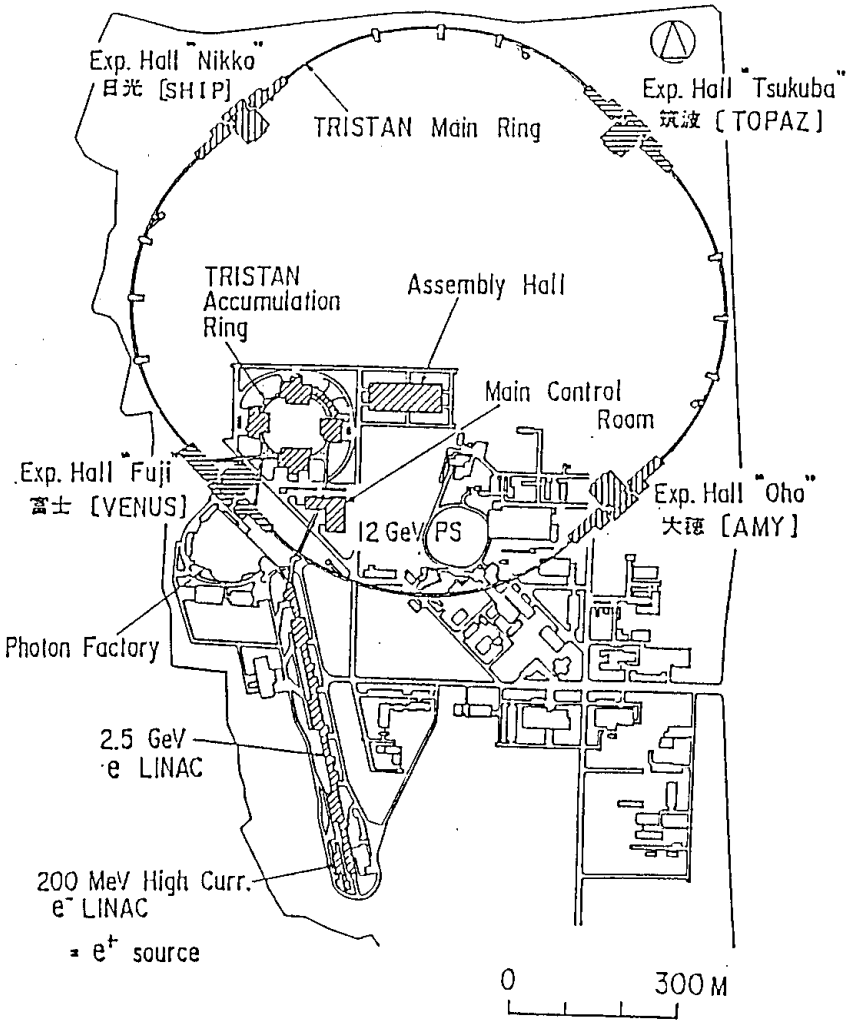


図 3.1: TRISTAN 加速器全体図

3.2 TOPAZ 測定器

TOPAZ 測定器は筑波エリアに設置されている粒子検出器である。ビームラインに沿って見た断面図を図 3.2 に示す。TOPAZ 測定器には 1 $Tesla$ の磁場がかけられており、それによって荷電粒子の飛跡は曲げられる。磁場をつくる超電導ソレノイド内にはビーム衝突点から順に、Vertex Chamber （VTX）、Trigger Chamber （TCH）、Time Projection Chamber （TPC）が配置されておりこれらは主に荷電粒子の飛跡を測定する。その次の Time of Flight Counter （TOF）は粒子の飛行時間を測定するものであるが、以上の測定器の組合わせによって粒子の電荷と運動量を決めることができる。超電導ソレノイドの外には Barrel Drift Chamber （BDC）、Barrel Calorimeter （BCL）等があり、一番外側には物質と相互作用のしにくい μ 粒子を検出するための Barrel Muon Chamber （BMU）が設置されている。カロリメーターとは粒子の持つエネルギーを測定するためのもので、BCL をはじめエンドキャップ方向にある Endcap Calorimeter （ECL）、低角度（超前方）にある FCL などは電子、陽電子及び光子のエネルギーを測定する電磁カロリメーターである。表 3.1、表 3.2に主な検出器の概要を示す。

本解析に使用した検出器は、TPC と BCL である。

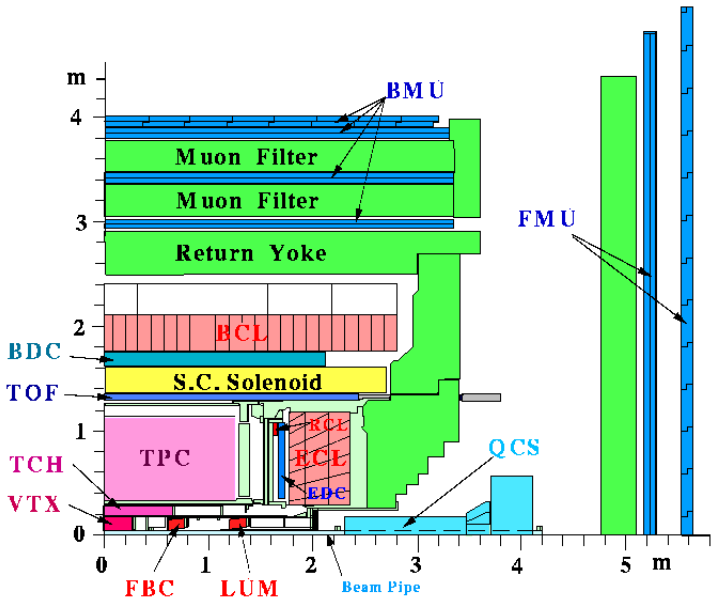


図 3.2: TOPAZ 測定器

3.2.1 TOPAZ TPC(Time Projection Chamber)

Time projection chamber は、TOPAZ 検出器の主要な検出器である。TPC は荷電粒子の飛跡を3次元的に再現することができる。また、エネルギー損失 (dE/dx) の測定より、粒子の識別も可能である。TPC の概観図を図 3.3 に示す。

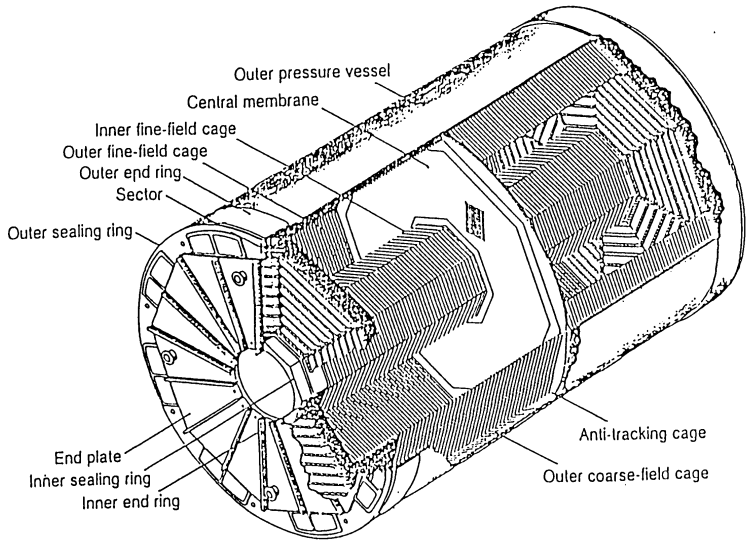


図 3.3: TOPAZ TPC(Time Projection Chember) の概観図

TPC の内径、外径は それぞれ、0.3m 、1.10m で、ビーム軸方向 (Z 軸方向) の測定可能領域は約 2m である。TPC は 各エンドキャップ側に 8 個ずつある マルチワイヤー プロポーショナルチェンバーの集合体と、円筒形の圧力容器とで構成されている。

各セクターには 175 本のアノードセンスワイヤーと、175 本のフィールドセンスワイヤーがあり、通常、それぞれのワイヤーに +1970V 、+200V の電圧がかけられている。また、セクターのカソード面は、10 列に分割された 512 個のパッドから成る。

圧力容器は Glass Fiber Reinforced Plastic (GFRP) で出来ており、90% Ar と 10 % CH_4 の混合ガスが 3.5 atm の圧力で満たされている。

荷電粒子が通過すると、その飛跡に沿ってガスがイオン化され、電子が生じる。電子は、central membrane と fine field cage によって作られた電場 (353V/cm)

のために、ビーム軸に平行に 5.3cm/μsec の速さで、エンドキャップの方へドリフトする。電子の横の拡がりを抑えるために、電場に平行に 1 Tesla の磁場がかけられている。ドリフトしてきた電子は、センスワイヤー付近で電子雪崩を起こし、大量のイオンがパッドに電気的なシグナルを生じさせる。パッドシグナルの位置とタイミングより、通過粒子の飛跡を三次元的に知ることが出来、ワイヤーからのシグナルより dE/dx を測定できる。また、TPC 内には 1 Tesla の磁場がかかっているため、荷電粒子は曲線を描く。この曲率から運動量を求めることが出来る。

測定の位置分解能は $\sigma_{xy} = 185\mu m$ 、 $\sigma_z = 335\mu m$ で、運動量の分解能は、

$$\sigma_{P_T}/P_T = \sqrt{(1.5P_T)^2 + 1.6^2}\ \%$$

dE/dx 分解能は $\sigma_{dE/dx} = 4.6\%$ である。

3.2.2 TOPAZ BCL (Barrel Calorimeter)

Barrel calorimeter （BCL）は、バレル方向に飛来した 電子や γ のエネルギーと方向を測定する電磁カロリーメーターである。

BCL の概観図を図 3.4 に示す。

BCL は、4300 個の鉛ガラスカウンターから出来ている。Z 方向の長さが 5.6 m 、内径 1.8 m の円筒形をしており、 $|\cos\theta| < 0.85$ の範囲をカバーしている。

電子または γ が BCL に到達すると、鉛ガラスの中で電磁シャワーを起こし、吸収される。このシャワープロセスで、鉛ガラスからチェレンコフ光が放射され、それが光電子倍増管に検出される。

測定のエネルギー分解能は、

$$\sigma_E/E = \sqrt{(8.0/\sqrt{E})^2 + 2.5^2}\ \%$$

角度分解能は、$\sigma_\theta = 0.38^\circ$ である。

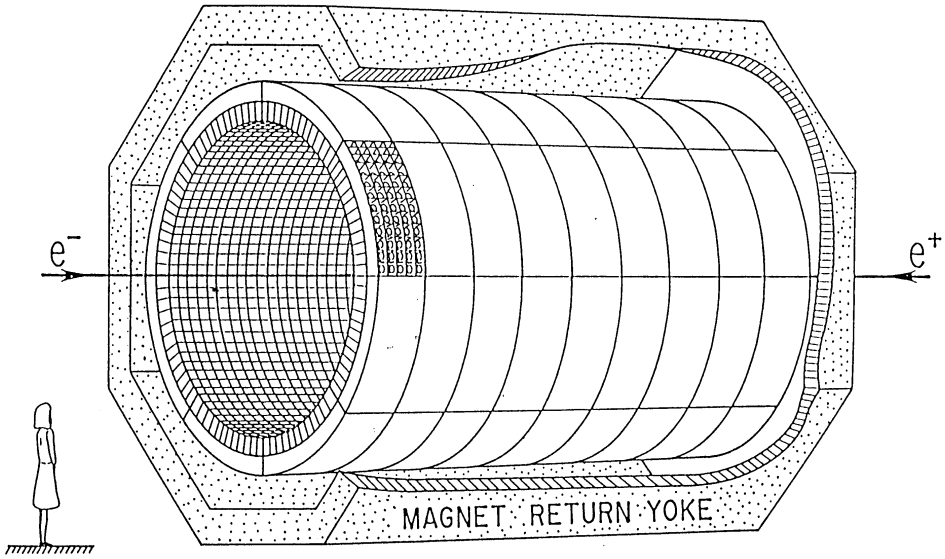


図 3.4: TOPAZ BCL(Barrel Calorimeter) の概観図

Components	Material and Size	Measured Performance
Beam Pipe	171.5 mm (ϕ) 1.8 mm - thick Al	
VTX	Jet chamber, 16 sectors 25 sense wires/sector CO_2/C_2H_6 (92/8) $3atm$ $66 \leq$ r ≤ 161 mm, L = $60cm$	$\sigma_{r\phi} = 40$ μm $\sigma_{ip} = 75$ μm
TCH	Cylindrical, 8 layers 128 sense wire/layer $Ar/CO_2/CH_4$ (89/10/1) $1atm$ $220 \leq$ r ≤ 279 mm, L = 130 cm	$\sigma_{r\phi} = 250$ μm
TPC	16 sector 10 pad row, 176 wires/sector Ar/CH_4 (90/10) $3.5atm$ $364 \leq$ r ≤ 1090 mm, L = 2.2 m	$\sigma_{r\phi} = 185$ μm $\sigma_z = 335$ μm σ(dE/dX) = 4.6 % $\sigma_{pt}/p_t = \sqrt{(1.5p_t)^2 + 1.6^2}$ %
TOF	64 plastic scinti. (BC412) $\lvert\cos\theta\rvert \leq 0.85$	$\sigma_{TOF} = 210$ ps
Magnet	$2.9m(\phi) \times 5m$(L), $0.7X_0$	B = $1.0Tesla$
BDC	Streamer tube $Ar/CO_2/CH_6$ (50/50) $1atm$ 4 layers($r\phi$)	$\sigma_{r\phi} = 500$ μm $\sigma_z = 5$ μm
BCL	Lead-glass (SF6W), $20X_0$ 4300 $blocks$ $\lvert\cos\theta\rvert \leq 0.848$	$\sigma_E/E = \sqrt{(\frac{8.0}{\sqrt{E}})^2 + (2.5)^2}$ % $\sigma_\theta = 0.38$
BMU	3 layers($r\phi$), 1 layer(z) Ar/CH_4(90/10) $1atm$ $\lvert\cos\theta\rvert \leq 0.75$	$\sigma_{r\phi} = 1$ mm

表 3.1: TOPAZ 検出器を構成する各測定器の概要．I

Components	Material and Size	Measured Performance
FCL	BGO + Si-strip, $15X_0$ $38 \leq \theta \leq 66\ mrad$ (LUM) $60 \leq \theta \leq 227\ mrad$ (FBC)	$\sigma_E/E = 5.0\ \ \%$ (for 29 GeV electron)
EDC	Streamer tube 2 layers each in x and y. $Ar/C_2H_6(30/70)\ 1atm$ $0.866 \leq \lvert\cos\theta\rvert \leq 0.966$	
ECL	Pb-PWC Sandwich $18X_0$ thick $Ar/CH_4(95/5)\ 1atm$ $0.848 \leq \lvert\cos\theta\rvert \leq 0.978$	$\sigma_E/E = 6.7\ \ \%$ (for 26 GeV electron) $\sigma_\theta = 0.7$
RCL	W-Si Sandwich, $7.0X_0$ $0.839 \leq \lvert\cos\theta\rvert \leq 0.860$	$\sigma_E/E = 17\ \ \%$ (for 29 GeV electron)

表 3.2: TOPAZ 検出器を構成する各測定器の概要．II

第 4 章

解析

本解析の目的である、高エネルギー実光子・実光子衝突反応における直接光子生成反応の過程は

$$e^+e^- \rightarrow \left(e^+e^-\right)\gamma\gamma \rightarrow \left(e^+e^-\right) + \gamma + \mathrm{Jet} + X$$

と書ける。ここで散乱された電子（陽電子）の散乱角は小さく、放出された光子はほとんど実光子に近い状態の反応のみに注目している。ここで具体的な電子（陽電子）の散乱角は実験条件で決まっている。このような実光子・実光子散乱で終状態にアイソレートされた光子とハドロンジェットが生成される過程が本研究で探している事象である。

以下、2 光子衝突過程での直接光子生成反応の探索をするための具体的な解析および結果について報告する。

4.1 解析の手順

実験では、それぞれの検出器で測定されたデータにはバックグラウンドも含まれている。また、測定できる領域も決まっている。

使用する全ての実験データには、起こった全ての事象が入っているので、解析したい事象を選ばなければならない。今回の解析ではまず、全ての実験データから 2 光子衝突過程の事象の特徴を持つものを選び、その選ばれた実験データの中から、直接光子生成反応の探索を行なった。

また、理論によって期待される結果と実験データを解析して得られる結果を比較するため、測定器の検出効率を考慮したモンテカルロ・シミュレーションを行う。モンテカルロ・シミュレーションは実験データを通す解析プログラムと全く同じプログラムを通し比較する。

モンテカルロ・シミュレーションに用いた事象

モンテカルロ・シミュレーションでは、以下の反応のシミュレーションを行なった。

① 直接光子生成反応（本物）

② 2 光子過程の軽いクォーク (u、d) によるジェット生成反応（バックグラウンド）

③ 2 光子過程の重いクォーク (c) によるジェット生成反応（バックグラウンド）

④ 1 光子消滅反応（バックグラウンド）

2、3、4 はバックグラウンドを知るためである。各事象とも、事象生成プログラムとして PYTHIA5.7 を用いた。光子の構造関数は、1 には DG を、2、3 には GRV を用いた。

4.2 解析に使ったデータ

本解析は TRISTAN 実験、TOPAZ 測定器で 1990 年から 1995 年に収集されたデータ（実験 29 番から実験 61 番まで）を用いた。積分ルミノシティーは、$L = 287\,pb^{-1}$ である。ルミノシティーは、ビームの強度を示す量である。反応の断面積が σ であるときルミノシティー L で生成される事象数 N は $N = L \cdot \sigma$ で考えられる。$e^+\,e^-$ の重心系のエネルギーは 58Gev である。

4.3 事象選別

2 光子衝突過程による直接光子生成反応の特徴を持つ事象を選び出すため、

① TPC 荷電トラックと BCL 中性クラスターに対する条件

② 2 光子散乱過程におけるハドロン生成反応の事象選別

③ 直接光子生成反応の事象選別

④ アイソレートされた光子の候補の BCL クラスターの形による事象選別

の事象選別を行なった。

4.3.1 TPC 荷電トラックと BCL 中性クラスターに対する条件

解析に使用するデータは、荷電粒子の情報は TPC より、光子のエネルギーの情報は BCL より得られる。それぞれの検出器で精度良く検出できる範囲が限られているのでまず、信頼できる測定範囲を TPC （ 荷電トラック ）及び BCL （ 中性クラスター ）について次の条件を満たすものとした。

TPC の適当な荷電トラックの条件

① Rclosest $\leq$ 4cm

② Zclosest $\leq$ 15cm
Rclosest、Zclosest は荷電トラックを R 方向と Z 方向の衝突点へのばした時の最短距離であり、衝突点からの荷電トラックであることの条件である。

③ $0.02 \leq$ | cos θ | leq 0.83
θ はビーム軸から荷電トラックまでの角度で、荷電トラックがＴＰＣで検出できる範囲の角度が | cos θ | $<$ 0.83 である。さらに、ＴＰＣのセントラルメンブラン（ 第3 章参照 ）に入る 0.02 $<$ | cos θ | の荷電トラックは、精度良く測定できないので除くことにする。

④ $Pt \geq$ 0.15 Gev
Pt は、荷電トラックの横方向の運動量（ ビーム軸に垂直な運動量の成分 ）で、Pt = 0.15 Gev は、荷電トラックが TPC でカールせず、TOF まで届くことの出来る最低の運動量である。

BCL の適当な中性クラスターの条件

① | cos θ | $<$ 0.83
θ はビーム軸からの角度で、| cos θ | $<$ 0.83 は BCL で測定できる範囲である。

② Ecluster $>$ 0.2 Gev
１つめの条件の範囲に入るクラスタで、最低のエネルギーを 0.2 Gev とする。

以上の条件を満たすもので、BCL 中性クラスターより外挿した時、TPC の荷電飛跡と結ぶことのできた（外挿して、１５ cm 未満のもの）BCL 中性クラスターを除く。つまり荷電粒子により作られたと思われる BCL クラスターを除く。

但し、アソシエイトするものでさらに、クラスターのエネルギーが 1Gev 以上のものはこの条件の対象からはずすことにした。

外挿した結果を図 2.1 に示す。横軸がＢＣＬクラスターから外挿した時のＴＰＣ荷電粒子までの距離で単位はセンチメートルである。たて軸は事象数である。図中の矢印はカットの位置（15cm) を示す。

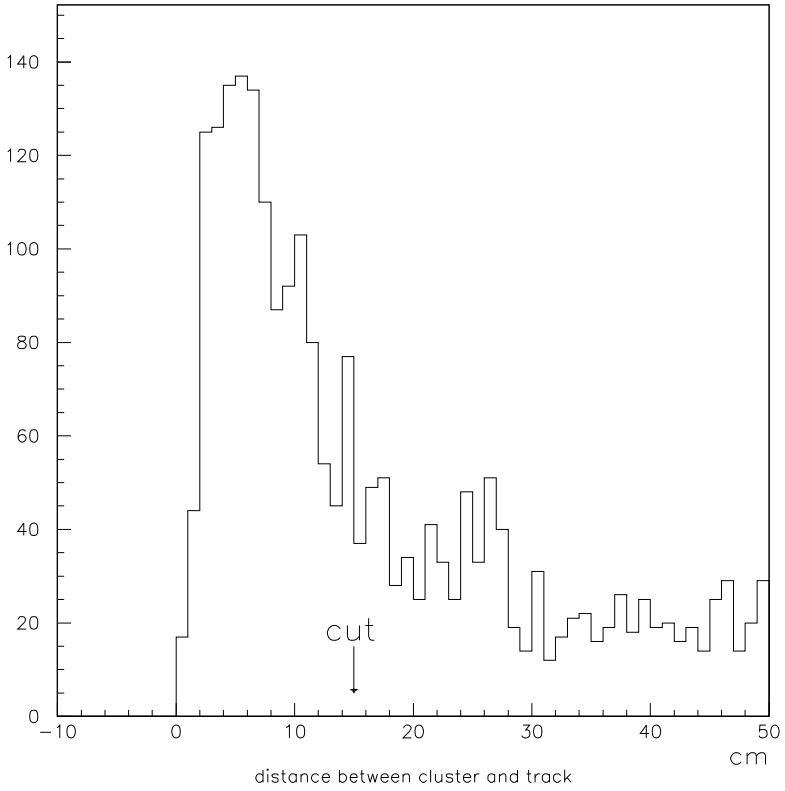


図 4.1: TPC 荷電飛跡から BCL クラスターへの外挿

4.3.2 2光子散乱過程におけるハドロン生成反応の事象選別

まず、1光子消滅過程でのハドロン生成反応を除き、2光子衝突過程によるハドロン生成事象を以下の条件により選んだ。

① 荷電トラックの本数 ≥3 本以上
これは終状態が、電磁気相互作用によるレプトン対生成である反応（$e^+e^- \to l^+l^-$、$\gamma\gamma \to l^+l^-$）を除くための条件である。レプトンは荷電粒子であり、レプトン崩壊する以外の反応はしないため、終状態に2つのレプトンが生成されれば、荷電飛跡は2本となる。

② 検出したエネルギーの総和 ≤35GeV

③ 2Gev ≤ 検出した不変質量の総和 ≤25GeV
2光子過程の事象は電子及び、陽電子より放出された光子による反応で、一般にエネルギーが小さい。一方、1光子消滅過程の事象はビームの電子及び、陽電子のエネルギーが全て反応に使われるため重心系のエネルギー（58GeV）あたりになると考えられる。

④ Zv、Rv≤3cm
実際のデータにはビームガスによるものや、ビームパイプの壁、宇宙線によるのもなどのバックグラウンドが存在する。それらバックグラウンドの事象は、衝突点で生成されていないと考えられる。これは、電子、陽電子の衝突点からの事象であることの条件である。衝突点に向かって外挿した点が、衝突点よりZ方向に3cm、R方向に3cm以内であることを要求する。

⑤ 電荷の総和 ≤3e
生成された全ての粒子を検出したならば、電荷保存により検出された粒子の電荷の総和は0となる。しかし、実際は検出器のカバーしていない領域へ出ていく粒子や、運動量が小さ過ぎて検出できない粒子も存在する。電荷の総和を3eまでとし、検出されなかった粒子が多い事象は除く。

⑥ 各カロリーメーターで最大のエネルギーを持つクラスターのエネルギー $\leq \frac{1}{4}E\mathrm{beam}$
これにより実光子の Q^2 が $\sim 3\mathrm{GeV}^2$ であることを補償している。この条件でビームの電子、または陽電子が検出器で検出されていないことが要求する。BCL、FCL、ECLの各カロリーメーターで検出されたエネルギーは、ビームのエネルギーの $\frac{1}{4}$ までとする。1番角度の小さいところで、$\theta = 3.2°$ までカロリーメーター(FCL)がカバーしている。

以下に 2 光子散乱過程におけるハドロン生成反応の事象選別を行なった結果を表 4.1にまとめる。

事象選別前の読み出した全事象数	1194353
事象選別	事象数
荷電飛跡 ≥ 3	931606
エネルギーの総和 $\leq$ 35GeV	929846
$R_V \ \leq \ 3cm$	848645
電荷の総和 $\leq 3e$	780127
2 $\leq$GeV 検出された不変質量 $\leq$ 25GeV	674144
カロリーメーター (BCL、 ECL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	667200
$Z_V \ \leq \ 3cm$	399777
カロリーメーター (FCL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	381884

表 4.1: 2 光子散乱過程におけるハドロン生成反応の事象選別の結果

4.3.3 直接光子生成反応の事象選別

直接光子生成反応の事象である特徴としては、

① アイソレートされた光子があり、

② その光子とほぼ Back–to–back にもう一方のクォークまたはグルーオンの作るハドロンジェットが存在する

ことである。摸式的には図 4.2 のように見える事象である。

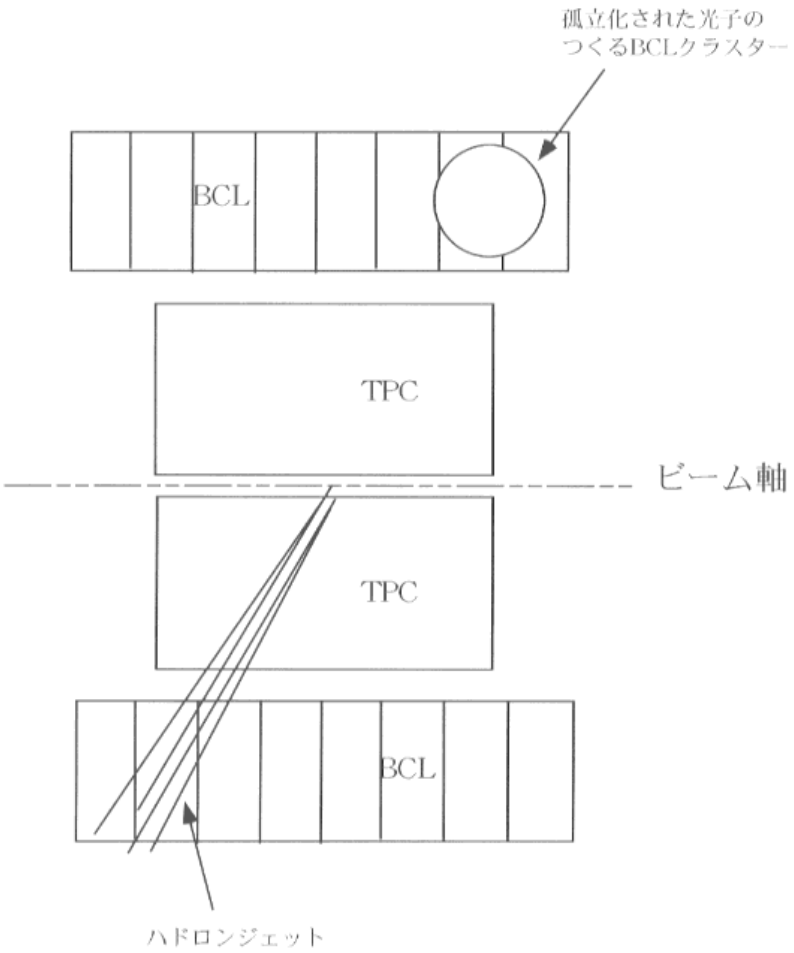


図 4.2: 直接光子生成反応の見え方の摸式図

このような事象を選ぶために、コーンアルゴリズムを用いたジェットクラスタリングを行なった。偽ラピディティー $\eta(\eta = -\log\tan\frac{\theta}{2})$ と ϕ の平面で、半径 $R = \sqrt{(\eta_i - \eta_{jet})^2 + (\phi_i - \phi_{jet})^2}$ を固定し円錐を作る。i はその円錐に含まれる粒子の座標を示す。この円錐をジェットコーンとする。今回の解析では、$R \leq 1$ を要求し、そのコーン内に存在する粒子の Pt の和 $Pt^{jet} = \sum Pt_i$ が 1.5GeV 以上のものをジェットとした。

具体的なジェットクラスタリングは、まず一番大きい運動量の粒子の周り半径 R 内で、順番に他の粒子とクラスタリングしていく。それから、再度ジェットの Pt や η、ϕ を計算し直して、ジェットとしての正確な値を出す。

この方法を用いて孤立単独化された光子を選ぶ。以下にコーンアルゴリズムを用いたジェットクラスタリングの説明のための図 4.3 を示す。

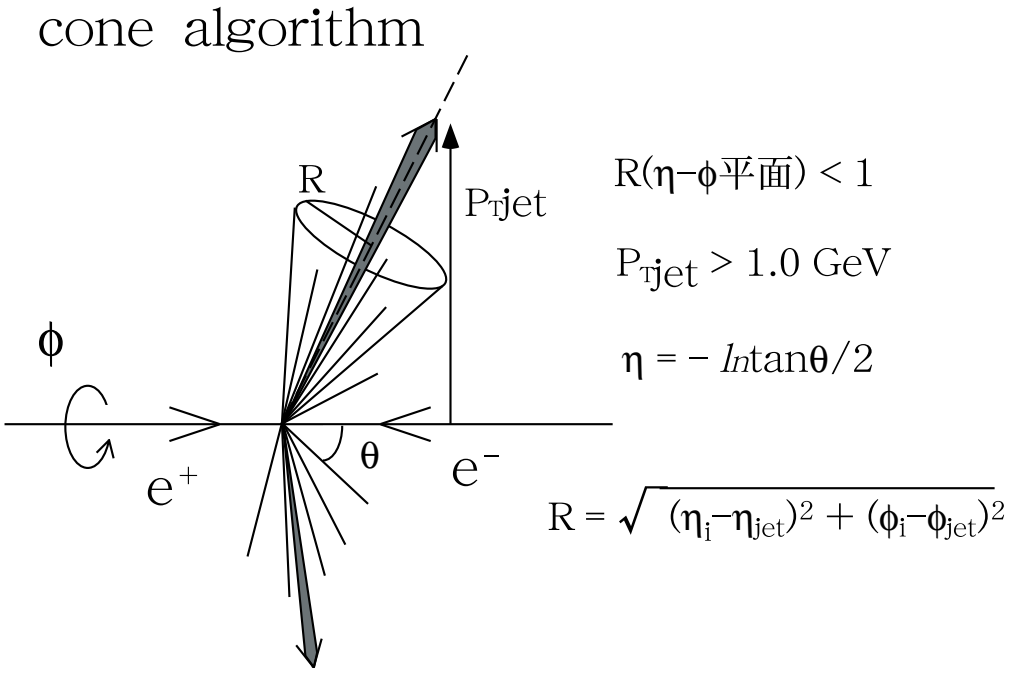


図 4.3: コーンアルゴリズム

光子のアイソレートの条件

$R \leq 1$ でクラスタリングしたジェットで

- $Pt_{jet} \geq 1.5\mathrm{Gev}$
- $|\eta_{jet}| < 1$

のものの内、中性粒子 1 個で作るジェットを直接光子の候補とする。

つまり、中性粒子の周り半径 $R = 1$ 内には他の粒子は存在せず、これを光子と考えればこの光子はアイソレートしている。これを光子のアイソレートの条件とし、この光子を直接光子の候補とする。（但し、荷電粒子で運動量がきわめて小さい $(0.1Pt_{nuertral} \geq Pt_{charged})$ ものに限り、そのジェットに含まれていてもいいものとした。）

ハドロンジェットの条件

直接光子の候補を見つけた時、もう一方のクォークまたは、グルーオンの作るハドロンジェットを探すため、直接光子の含まれたコーンに入っている粒子を除いて、再度ジェットクラスタリングする。ハドロンジェットの条件は、

$R \leq 1$ のでクラスタリングしたジェットで

- $Pt_{jet} \geq 1.5\mathrm{Gev}$
- $|\eta_{jet}| < 1$

とする。

検出されたエネルギーの総和による選別

以上の条件で 1 個（以上）のアイソレートされた光子があり、もう一方のハドロンジェットが 1 個（以上）ある事象の全エネルギー分布を図 4.4に示す。

ここで白ぬきは実験データ、斜線がモンテカルロ・シミュレーションの 1 光子消滅過程、網かけはモンテカルロ・シミュレーションで本物を見たものである。モンテカルロ・シミュレーションの分布はいずれもルミノシティーでノーマライズしてある。分布より、エネルギーの総和の大きなところでは、本物 (M.C.) はほとんど無く、実験データのエネルギーの大きなところは、1 光子消滅過程由来のバックグラウンドであると考えられる。

上の選別をした時点で、実験データの直接光子生成反応の候補とモンテカルロ・シミュレーションの結果を比較した結果、検出されたエネルギーの総和が 15Gev 以上のものは 1 光子消滅過程由来のものがほとんどであると思われるため、検出されたエネルギーの総和が 15Gev 以上のものは除いた。

以上の条件で残った事象数を表 4.2にまとめる。

$Pt \geq 1.5GeV$、$\|\eta\| < 1.0$ のジェットが 1 個以上存在した事象数	57996
直接光子の候補が存在した事象数	155
もう一方の $Pt \geq 1.5\,\mathrm{GeV}$ のハドロンジェットが存在した事象数	91

表 4.2: 直接光子光子生成反応の事象選別までで残った事象数のまとめ

以上の事象選別により最終的に直接光子生成反応の事象の候補として残った事象数：N_{obs} は、

$$N_{obs} = 91 \pm 9.5\text{事象}$$

である。ここで誤差は統計誤差である。

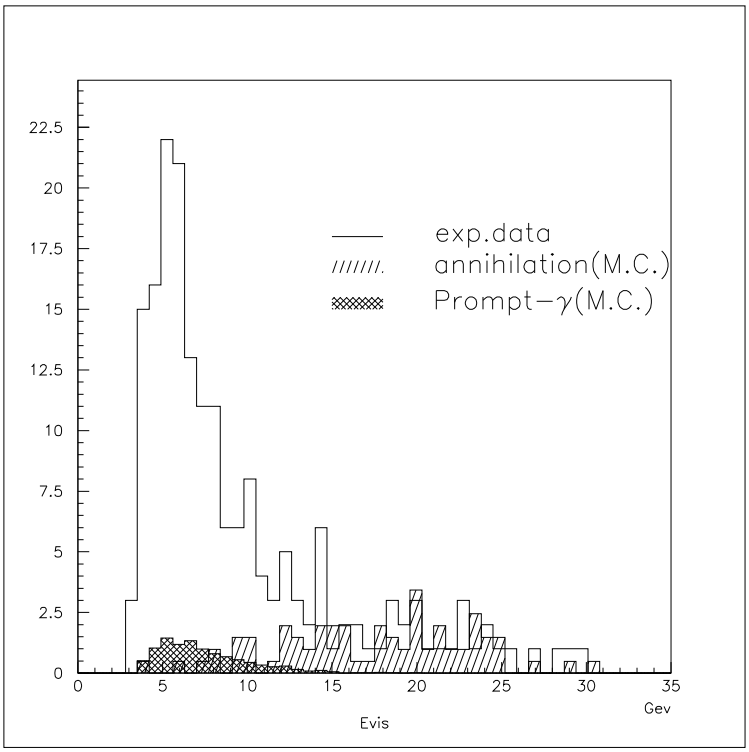


図 4.4: エネルギーの総和

4.3.4 バックグラウンド事象の期待値

バックグラウンドとしては、2 光子衝突過程のジェット生成過程と 1 光子消滅反応からの寄与が予想される。2 光子衝突過程のジェット生成過程では、軽いクォーク（u、d) と重いクォーク (c) について見た。それぞれを解析プログラムに通して出した期待される事象数を以下の表に示す。表 4.3は軽いクォークによるジェット生成によるもの、表 4.4は重いクォークによるジェット生成によるもの、表 4.5は 1 光子消滅過程からのバックグラウンドによるものである。ここで、括弧 (　) で示した数は、実験データのルミノシティーにノーマライズした事象数である。

生成した事象数	163392
事象選別	事象数
荷電トラック ≤ 3	69100
エネルギーの総和 $\leq$ 35GeV	69021
$R_V \leq$ 3cm	57062
電荷の総和 $\leq 3e$	54847
$2 \geq$ 検出された不変質量 $\leq$ 25GeV	54118
カロリーメーター (BCL、ECL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	53903
$Z_V \leq 3cm$	53357
カロリーメーター (FCL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	50147
検出器のトリガーシミュレーションをパスした事象数	45180
エネルギーの総和 $\leq$ 1.5GeV の事象数	40842
$Pt \geq$ 1.5 GeV、$\|\eta\| <$ 1.0 のジェットが 1 個以上存在する事象数	29883
$Pt \geq$ 1.5 GeV の直接光子の候補が存在する事象数	240(213)
$Pt \geq$ 1.5 GeV の直接光子および	
$Pt \geq$ 1.5 GeV 以上のハドロンジェットが存在する事象数	137(122)

表 4.3: モンテカルロ・シミュレーションにより 2 光子衝突過程の軽いクォークによるジェット生成から期待される事象数

2 光子衝突過程での軽いクォークによるジェット生成反応のバックグラウンドか

ら残る事象数：N_{back}^{light} は、

$$N_{back}^{light} = 122 \pm 11.0 \pm 30\text{事象}$$

となる。ここで最初のエラーは統計誤差、2 番目の誤差は理論の不定性である。この理論の不定性は以下のようにして見積もった。

2 光子衝突反応でのジェット生成の微分断面積は 2 章で述べた 2.11 式で表されるが、全断面積は Pt で積分して得られる。ここで Pt はフリーパラメータであるため、その選び方によって断面積には不定性がある。今、このフリーパラメータ $Pt_{min}cut$ の値を 1.8GeV としているが、1.6GeV から 2.0GeV まで動かすと最終的に得られる事象数には ± 30 事象程度の不定性がある。

生成した事象数	121710
事象選別	事象数
荷電トラック ≤ 3	47042
エネルギーの総和 $\leq$ 35GeV	47006
$R_V \leq 3\text{cm}$	30310
電荷の総和 $\leq 3e$	29424
2 $\leq$GeV 検出された不変質量 $\leq$ 25GeV	27904
カロリーメーター (BCL、ECL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	27786
$Z_V \leq 3cm$	27472
カロリーメーター (FCL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	25393
検出器のトリガーシミュレーションをパスした事象数	21021
エネルギーの総和 $\leq$ 1.5GeV の事象数	16572
$Pt \geq 1.5\,\text{GeV}$、$\|\eta\| < 1.0$ のジェットが 1 個以上存在する事象数	8968
$Pt \geq 1.5\,\text{GeV}$ の直接光子の候補が存在する事象数	42(32)
$Pt \geq 1.5\,\text{GeV}$ の直接光子および	
$Pt \geq 1.5\,\text{GeV}$ 以上のハドロンジェットが存在する事象数	14(11)

表 4.4: モンテカルロ・シミュレーションにより 2 光子衝突過程の重いクォークによるジェット生成から期待される事象数

2 光子衝突過程の重いクォークによるジェット生成から最終的に期待される事象数： N_{back}^{heavy} は、

$$N_{back}^{heavy} = 11 \pm 3.3\text{事象}$$

である。

生成した事象数	80003
事象選別	事象数
荷電トラック ≤ 3	70060
エネルギーの総和 ≤ 35GeV	23173
$R_V \leq 3$cm	19197
電荷の総和 $\leq 3e$	17539
$2 \leq$GeV 検出された不変質量 ≤ 25GeV	11903
カロリーメーター (BCL、ECL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	9930
$Z_V \leq 3cm$	9795
カロリーメーター (FCL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	8432
検出器のトリガーシミュレーションをパスした事象数	8132
エネルギーの総和 $\leq$ 1.5GeV の事象数	3084
$Pt \geq 1.5$ GeV、$\|\eta\| < 1.0$ のジェットが 1 個以上存在する事象数	6437
$Pt \geq 1.5$ GeV の直接光子の候補が存在する事象数	27(13)
$Pt \geq 1.5$ GeV の直接光子および	
$Pt \geq 1.5$ GeV 以上のハドロンジェットが存在する事象数	20(10)

表 4.5: モンテカルロ・シミュレーションにより 1 光子消滅過程から期待される事象数

1 光子消滅過程の最終的に残る事象数： N_{back}^{anni} は、

$$N_{back}^{anni} = 10 \pm 3.2\text{事象}$$

となる。

これら 3 つの結果から得られるバックグラウンドから最終的に残る事象数： N_{back} は、

$$N_{back} = N_{back}^{light} + N_{back}^{heavy} + N_{back}^{anni} = 143 \pm 12.0 \pm 30\text{事象}$$

と見積もれる。

一方、実験データで最終的に直接光子生成反応事象の候補として残った事象数：N_{obs} は、

$$N_{obs} = 91 \pm 9.5\text{事象}$$

であり、ほとんどバックグラウンドで説明ができる。

4.3.5 本物の事象の期待値とアクセプタンス

モンテカルロ・シミュレーションにより生成した直接光子生成反応 (本物) を解析プログラムに通した結果を表 4.6にまとめる。( ) の中は、実験のルミノシティーにノーマライズした事象数である。

生成した事象数	3634
事象選別	事象数
荷電トラック ≤ 3	1320
エネルギーの総和 ≤ 35GeV	1315
$R_V \leq 3$cm	1033
電荷の総和 $\leq 3e$	1014
$2 \geq$ 検出された不変質量 ≤ 25GeV	1002
カロリーメーター (BCL、 ECL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	959
$Z_V \leq 3cm$	948
カロリーメーター (FCL) で検出されたエネルギー $\leq \frac{1}{4}Ebeam$	865
検出器のトリガーシミュレーションをパスした事象数	699
エネルギーの総和 $\leq$ 1.5GeV の事象数	645
$Pt \geq 1.5$ GeV、$\|\eta\| < 1.0$ のジェットが 1 個以上存在する事象数	558
$Pt \geq 1.5$ GeV の直接光子の候補が存在する事象数	170(10)
$Pt \geq 1.5$ GeV の直接光子および	
$Pt \geq 1.5$ GeV 以上のハドロンジェットが存在する事象数	101(6)

表 4.6: 直接光子生成反応事象（本物）のモンテカルロ・シミュレーションの結果

直接光子生成反応の事象が検出器で検出され、すべてのカットを通る確率をアクセプタンスというが、アクセプタンス：η_{acc} は生成 3634 事象に対し 101 事象が残るので、

$$\eta_{acc} = N_{acc}/N_{gen} = 101/3634 = 0.028 = 2.8 \pm 1.7\%$$

で与えられる。

直接光子生成反応の事象生成の断面積は $\sigma = 0.76\text{pb}^{-1}$ である。生成のルミノシティーは $L = 4805\text{pb}^{-1}$ であり、実験のルミノシティー $L = 287\text{pb}^{-1}$ でノーマライ

ズして得られた直接光子生成反応が最終的に期待される事象数:N_{true} は

$$N_{true} = 6 \pm 2.4 \text{事象}$$

である。

4.3.6 アイソレートした光子の候補の BCL クラスターの形状による事象選別

バックグラウンド事象からのアイソレートされた BCL クラスターは主に $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ から来ていると考えられる。本物の事象は 1 個の γ によるものであるので、クラスターの形状に違いがあるはずである。模式図を図 4.5に示す。この形状の違いを調べるために以下で F_{max} と δZ と呼ぶ 2 つの量を見た。

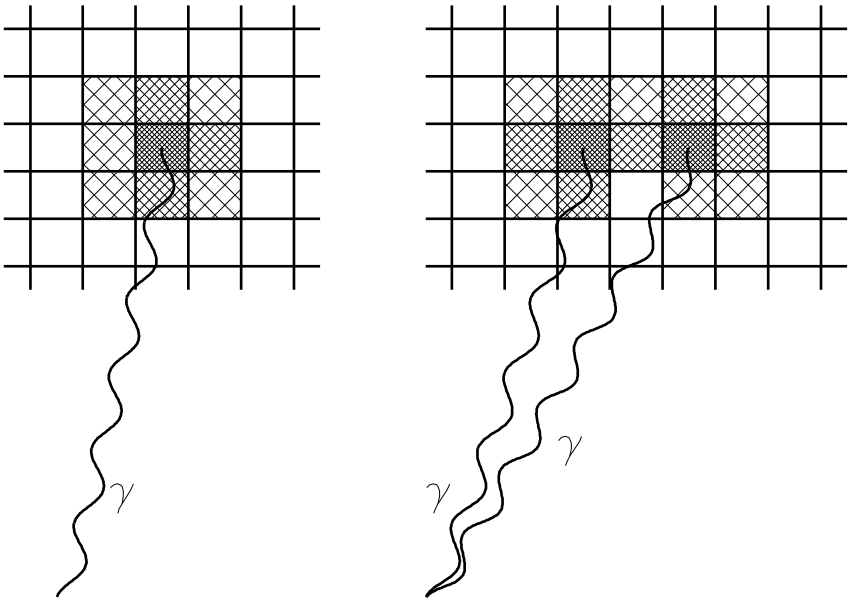


図 4.5: 光子が 1 個入った時と 2 個入った時のクラスターのイメージ

- F_{max}

BCL クラスターは、エネルギーの検出された複数の（1個のときもある）カウンターのあつまりである。F_{max} は、光子の候補である BCL クラスターの、そのクラスターを作るカウンターの内、エネルギーが一番大きかったものとクラスター全体のエネルギーの比を見たもので、クラスターのエネルギーの拡がりを見る量である。

$$F_{max} = \frac{E^{max}_{counter}}{E_{cluster}}$$

ここで、$E^{max}_{counter}$ は、そのクラスターの中で一番エネルギー損失の大きかったカウンターのエネルギーで、$E_{cluster}$ はクラスターのエネルギーである。

カロリーメーターに 1 個の光子が入射した際に、その光子のエネルギーの大部分は、入射したカウンターに落すと考えられる。そのため、クラスターは 1 つのカウンターを中心に小さくな拡がりとなる。一方、$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ のように 2 個の光子が入射した際には、2 個の光子がそれぞれ別のカウンターに入射する可能性がある。この時、クラスターの拡がりは、1 個の光子が作るクラスターの拡がりよりも大きくなる。これが F_{max} を見るねらいである。

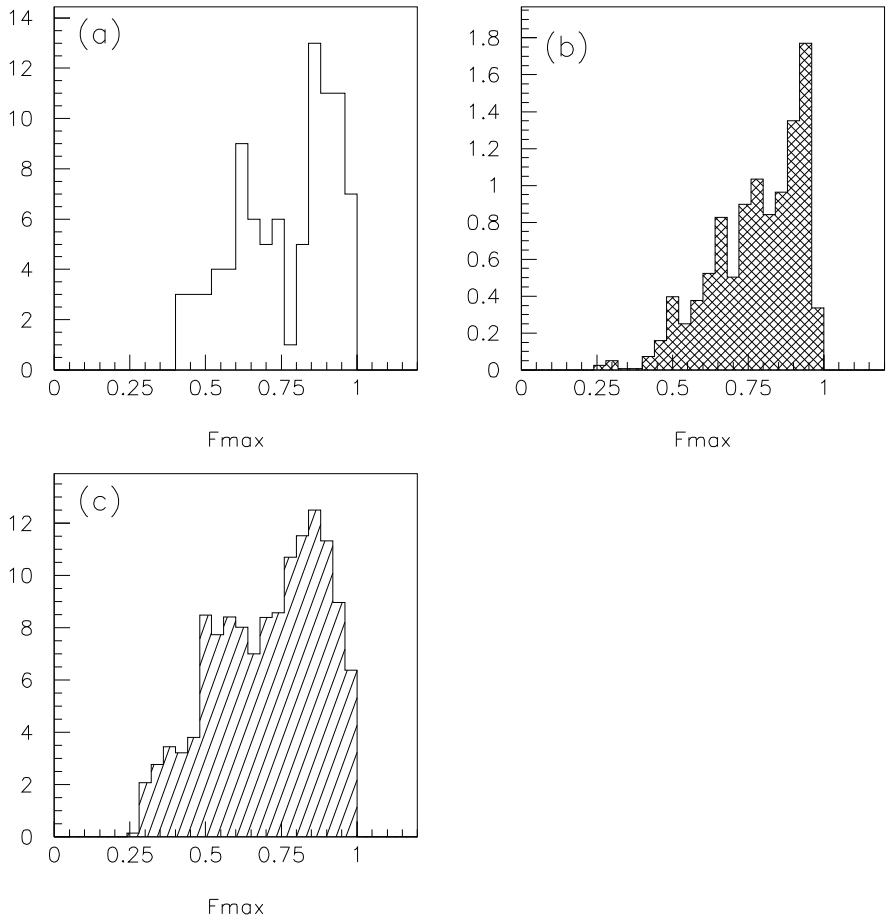


図 4.6: F_{max} の分布

F_{max} の分布を図 4.6に示す。(a)（白ぬき）は実験データ、(b)（網かけ）は本物としての直接光子生成過程のモンテカルロ・シミュレーション、(c)（斜線）は、バックグラウンド事象に対する F_{max} の分布である。横軸に F_{max} をたて軸は事象数を表している。

F_{max} は、クラスター全体のエネルギーに対する 1 番エネルギーの大きかったカウンターのエネルギーの割合なので、1 に近いほど、より 1 個のカウンターに多くエネルギーがあるクラスターといえる。(b) は直接光子の事象だけを生成したモンテカルロ・シミュレーションなので、ほぼ光子の分布と考えられる。(b) は明らかに 1 に近い所に細いピークを持っている。それに対して (a) 実験データと (c) 2 光子反応のモンテカルロは拡がった分布であり、クラスターを形成するカウンターは 1 個にだけ多くのエネルギー集中しているのでなく、複数のカウンターにエネルギーが分布している。実験データのクラスターの形状は、ほぼバックグラウンドのクラスターの形状と同じ傾向であり、実験データに残された直接光子の候補のバックグラウンドは 2 光子反応からのものであると言える。

・ δZ

δZ は、BCL クラスターの Z 方向の拡がりを表し、クラスターを作る各カウンターが Z 方向の平均値からどれだけ離れているかを表す量である。

$$\delta Z = \frac{\sum_i e_i (\bar{z} - z_i)}{\sum_i e_i}$$

ここで e_i はクラスターを作る個々のカウンターのエネルギー、同じく z_i は、個々のカウンターの Z 方向の座標、$\bar{z}$ は、そのクラスターを作るカウンターの Z 方向の座標のエネルギーで重みをつけた平均である。

図 4.7に δZ の分布を示す。

(a)(白ぬき) は実験データ、(b)(網かけ) と (c)(斜線) はそれぞれ本物としての直接光子と、バックグラウンドとしての 2 光子過程のジェット生成のモンテカルロ・シミュレーションである。

δZ の分布では本物とバックグラウンドの間に違いは認められない。これは、クラスターを形成するカウンターが互いに隣あっていることが多いためであると推測する。例えば、2 個隣あったのカウンターがクラスターのエネルギーのほとんどを担い、その 2 個のカウンターがほとんど同じエネルギーである時を考えてみると、エネルギーで重みをつけたそのクラスター全部カウンターの Z 方向の平均は、2 個のカウンターの中心付近になる。そこから各カウンターが Z 方向にどれだけずれるかを表すが、そこにもエネルギーで重みをつけて出しているため、δZ の値は、カウンターの中心から端までのカウンターの Z 方向の長さの半分の値となる。カウンターの Z 方向の長さは約 12 cm である。

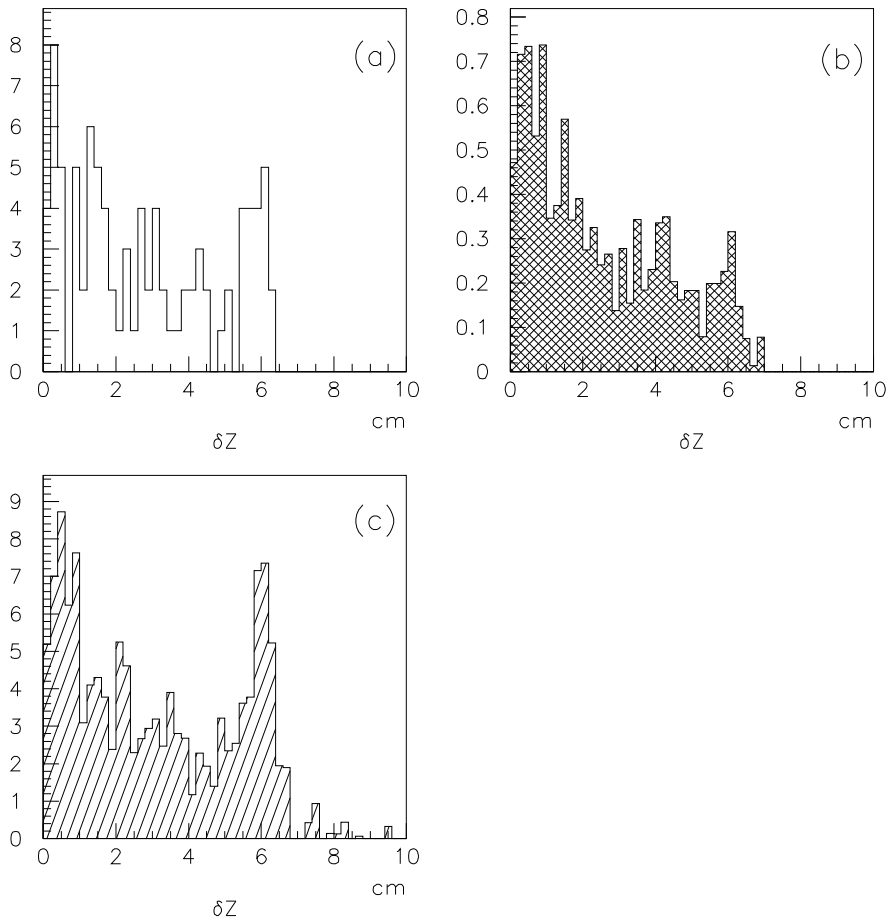


図 4.7: δZ の分布

参考のため、クラスターを作るカウンターの個数の分布を図 4.8示しておく。ただしエネルギーが 15MeV 以下のカウンターは数えていない。

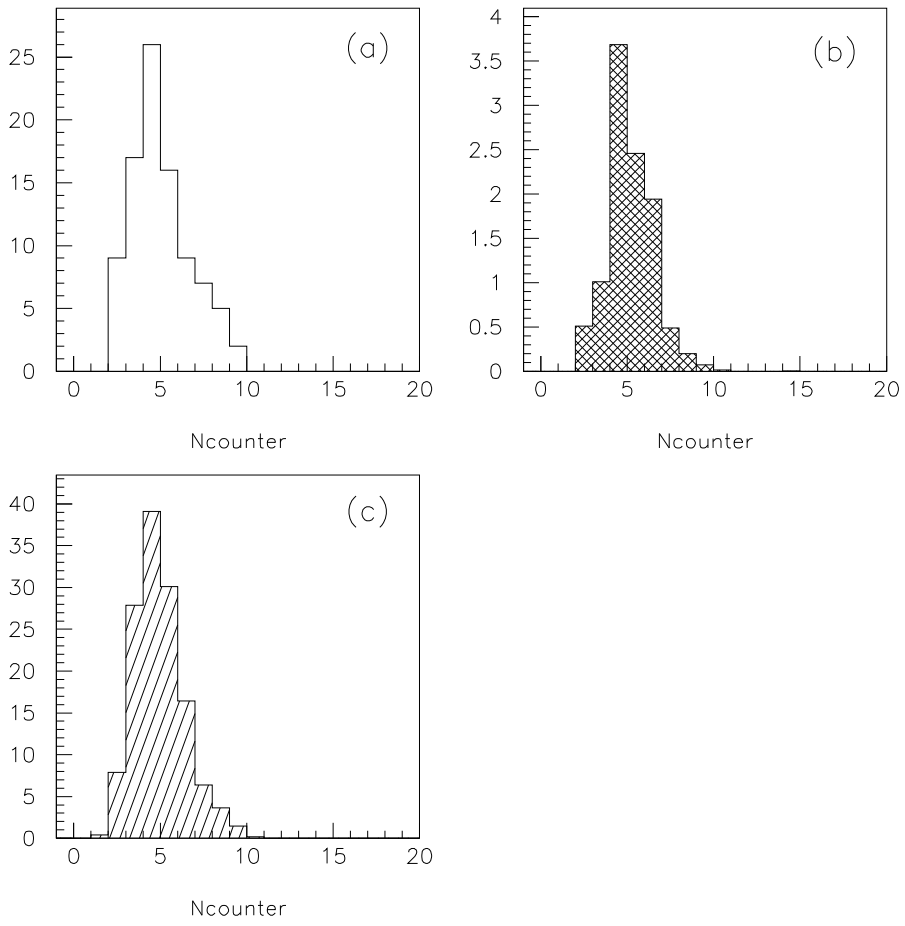


図 4.8: クラスターを作るカウンターの個数

(a)(白ぬき) は実験データ、(b)(網かけ) と (c)(斜線) はそれぞれ本物としての直接光子と、バックグラウンドとしての 2 光子過程のジェット生成のモンテカルロ・シミュレーションである。

4.4 結果：直接光子生成断面積の上限値の見積り

以上の結果より、$\sqrt{s_{ee}} = 59\mathrm{GeV}$ の電子陽電子加速器による、光子・光子衝突による直接光子生成反応の断面積の上限値を求める。(詳しい上限値の計算の方法は付録 C に載せる。)

前々節のモンテカルロ・シミュレーションによるバックグラウンドの見積りで、実験データより残った直接光子生成反応の候補の事象数は、ほとんどバックグラウンドで説明できることを述べたが、ここでは直接光子の候補の BCL クラスターの形状の分布を最小二乗法によりフィッティングしバックグラウンドを見積もる。直接光子の候補の BCL クラスターの分布として、前節の F_{max} を用いた。フィッティングの関数:$f^{fit}_{(x)}$ を

$$f^{fit}_{(x)} = a f^{back}_{(x)} + (1-a) f^{true}_{(x)}$$

とする。$f^{back}_{(x)}$ はバックグラウンドの、$f^{true}_{(x)}$ は本物事象のモンテカルロ・シミュレーションによる F_{max} の分布のそれぞれのビンに入った値である。この a を最小二乗法により求める。

$$\chi^2 = \frac{\sum (f^{fit} - f^{obs})^2}{\sigma_i^2}$$

ここで、f^{obs} は実験データより得られたものである。これより求まった a の値は

$$a = -0.19 \pm 0.20$$

である。フィッティングの様子を図 4.9に示す。

この a により、実験データから $P_t > 1.5\mathrm{GeV}$ のカットで最終的に残った 91 事象の中の本物の事象数: N_{truht} は

$$N_{truht} = aN_{obs} = (-0.19 \pm 0.20)91 = -17.3 \pm 18.2\text{事象}$$

であると見積もられ、2σ の安全を見て（95% の信頼性）上限値:N_{upper} は、

$$N_{upper} = -17.3 \pm 36.4 = 19.1\text{事象}$$

である。一方、モンテカルロにより目的の事象が検出器で検出され、すべてのカットを通る確率（アクセプタンス：η_{acc}）は

$$\eta_{acc} = N_{acc}/N_{gen} = 101/3634 = 0.028 = 2.8\%$$

で与えられる。この値が小さいのは、解析では直接光子ともう一つのジェットのラピディテーの領域を両方とも $|\eta_{\gamma,Jet}| < 0.7$ と制限しているためである。

以上と実験のルミノシティ（$L = 287_{pb^{-1}}$）を考慮すると、2σ 安全を見て（95% の信頼性に対応している）$Pt \geq 1.5\mathrm{GeV}$ の領域の直接光子生成断面積の上限値 $\sigma_{2\sigma}$ は

$$\sigma_{2\sigma} = 19.1/0.028/287_{pb^{-1}} = 2.38\mathrm{pb}$$

で与えられる。

第 2 章で述べたような光子分解反応から理論的に期待される直接光子生成反応の断面積は光子の構造関数に DG を用いて Pt が 1.5GeV 以上の領域でおよそ 0.76pb である。この値が光子中のグルーオン分布にどのモデルを使うかにも依存するがどれを使っても大きく値が変わることはない。

実験で得られた上限値はこの予想値の約 3 倍である。実際に直接光子生成反応を検出するには現在残っているバックグラウンドをさらにおとす努力が必要である。これが今後の課題である。

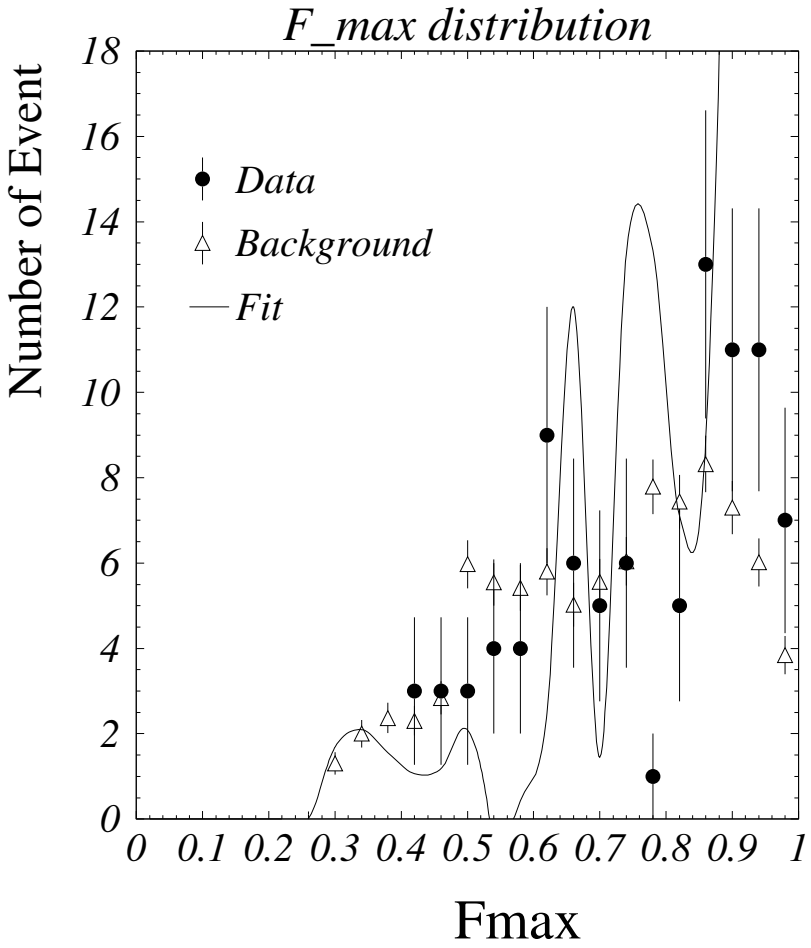


図 4.9: F_{max} 分布のフィッティング：黒まるは実験データ、黒三角はバックグラウンドで、実線はフィッティングの関数である。それぞれ黒まる、黒三角についている縦棒は統計の誤差である。

第 5 章

まとめ

TIRSTAN 加速器、TOPAZ 検出器の $L = 287\,pb^{-1}$ のデータを使い、高エネルギー光子－光子衝突反応における直接光子生成の探索を行なった。ジェットコーンの方法を使って Pt が 1.5 GeV 以上のアイソレートされた光子 と さらにジェットを探した結果、89 事象残った。この残った事象は光子･光子衝突でジェットが生成される過程から予想されるバックグランドからほとんど来ているとみられる。その結果、$Pt \geq 1.5$GeV の領域の直接光子生成断面積の上限値 $\sigma_{2\sigma}$(95% の信頼性で)

$$\sigma_{2\sigma} \leq 2.4\text{pb}$$

を得た。ただし、この上限値の値は途中結果である。上限値はこの予想値の約 3 倍である。実際に直接光子生成反応を検出するには現在残っているバックグラウンドをさらにおとす努力が必要である。

付録 A

TOPAZ データ収集システム

A.1 Trigger system

実際の実験では、興味のある物理現象の他にもビーム・ガス、ビーム・パイプ、宇宙線等による非常に多くのバックグラウンドが発生しているが、膨大な数のバックグラウンドの中から目的とする物理を選び出す system を Trigger system と呼んでいる。バックグラウンドであるか目的とする物理であるかを識別するには、衝突点付近から荷電粒子が出ているかどうかということが一つの目安にされ、そのために TPC[?] でのトラックの情報が必要となる。TPC 内で電子がドリフトするのに要する時間はおよそ $25\mu sec$ である。これに対してビームは $5\mu sec$ 間隔で衝突するので、TPC で最初の trigger を決定するとデータ収集に対する dead time が非常に長くなってしまう。そこで、TPC で trigger をかける前に pre-trriger と呼ばれる非常にはやい trigger （$\sim 1.7\mu$ sec）をかけて、データ収集を行なっている。

Pre-trigger には、charged track pre-trigger と energy trigger の 2 種類がある。次にこれらの pre-trigger について述べる。

A.1.1 Charged track pre-trigger

Charged track pre-trigger とは、TCH と TOF の r-ϕ 平面での飛跡の情報を組み合わせて行なわれる trigger である。飛跡があるかどうかの判断は、各セグメントから読み込まれる信号のパターンと、予めメモリーに組み込まれているヒットパターンとを比較することにより行なわれる。衝突点付近から発生して TCH、TPC、TOF をそれぞれ通過するような高い運動量を持った荷電トラックがある角度以上離れて 2 本以上あるようなイベントが選び出されるが、この trigger rate は 200~300Hz なので、次に TPC trigger がかけられる。

A.1.2 Energy trigger

Energy trigger は、BCL と ECL の情報を組み合わせて行なわれる。具体的には以下に示す位置とエネルギーに関する条件について、1 つでも満たしていればそのイベントを選び出す。

- BCL の total deposit energy が 4 GeV 以上であること
- ECL の total deposit energy が 10 GeV 以上であること
- BCL の前方、中央、後方の領域のうち 2 ヶ所に 1 GeV 以上の energy deposit があること
- 前方と後方の ECL に 3 GeV 以上の energy deposit があること

これによって、ハドロンイベント、Bhabha 散乱イベント、2 光子反応であると思われるイベントが収集される。この trigger rate は約 $1.5Hz$ である（データ収集の dead time を 5% 以下に抑えるためには、trigger rate は $3Hz$ 以下であることが要求される）。

A.2 TOPAZ データ収集システム

前述した trigger システムによって得られた情報は FASTBUS/CAMAC システムを通して online computer の VAX-11/780 へ読み込まれる。また、各検出器の空気圧や high voltage、LUM で得られた情報は μPDP-11 によってモニターされ、同様に VAX-11/780 へ送られる。

次に off line で解析を行なうために、VAX のデータは DACU (Device Attachment Control Unit of IBM) job によってメインコンピューターである FACOM M-780 に転送され、一時的にバッファに書き込まれる。

バッファの容量がいっぱいになると、データはリサイクルの磁気カセットテープ (CTL) にコピーされ、FACOM で解析ができるように format が行なわれる。これによって CTL に書き込まれたものが Raw Data と呼ばれるものである。

Raw Data は TDC (Time to Digital Converter) や ADC (Analogue to Digital Converter) という、各検出器によって得られた元々の情報が入っているので、解析には不必要なデータも含まれている。バックグラウンドイベントを取り除く Reduction、粒子の位置や運動量、エネルギーなど実際の物理量にシグナルを変換する Production というプロセスを経て、DST (Data Summary Tape) に記録され

る。この段階のデータはPASS1と呼ばれているが、さらに各検出器やビームの状態などを考慮してcalibrationを行ない、最終的にはPASS2データを作っている。各々の物理解析はこのPASS2データを用いて行なわれている。

付録 B

各サブプロセスの断面積

- direct

$\gamma\gamma \to q_i\bar{q}_i$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi\alpha_{em}^2}{s^2} 3e_q^4 (\frac{t}{u} + \frac{u}{t})$$

- 1-resolved

$\gamma q_i \to g\bar{q}_i$ $\gamma g \to q_i\bar{q}_i$

$$-\frac{8\pi\alpha_{em}\alpha_s}{3s^2} e_q^2 (\frac{t}{s} + \frac{s}{t})$$

$\gamma g \to q_i\bar{q}_i$

$$\frac{\pi\alpha_{em}\alpha_s}{s^2} e_q^2 (\frac{u}{t} + \frac{t}{u})$$

- 2-resolved

$q_a q_b \to q_a q_b$, $q_a\bar{q}_b \to q_a\bar{q}_b$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}\frac{s^2+u^2}{t^2}$$

$q_a q_a \to q_a q_a$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}(\frac{s^2+u^2}{t^2} + s^2 + t^2u^2) - \frac{8}{27}\frac{s^2}{ut}$$

$q_a\bar{q}_a \to q_b\bar{q}_b$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}\frac{t^2+u^2}{s^2}$$

$q_a\bar{q}_a \to q_a\bar{q}_a$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}(\frac{s^2+u^2}{t^2} + t^2 + u^2s^2) - \frac{8}{27}\frac{u^2}{st}$$

$q\bar{q} \to gg$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{32}{7}\frac{u^2+t^2}{ut} - \frac{8}{3}\frac{u^2+t^2}{s^2}$$

$gg \to q\bar{q}$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{1}{6}\frac{u^2+t^2}{ut} - \frac{3}{8}\frac{u^2+t^2}{s^2}$$

$qg \to qg$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{4}{9}\frac{u^2+s^2}{us} + \frac{u^2+s^2}{t^2}$$

$gg \to gg$

$$\frac{\pi\alpha_s^2}{s^2}\frac{9}{2}\{3 - \frac{ut}{s^2} - \frac{us}{t^2} - \frac{st}{u^2}\}$$

付録 C

バックグランドのある時の上限値の求め方

バックグラウンドがある時の上限値の求め方について以下にまとめておく。

観測された事象数を n_0 とする。ここに信号とバックグランドが含まれているときの信号の上限値の見積もりは少し複雑である。いまバックグランドの平均値を μ_B, 信号の数の（平均値）を μ_S とする。μ_B の値は解っているとする。しかし、実際にこのイベントに含まれているバックグランドの数 n_B は解らない。ただし、$n_B < n_0$ であることは解っている。一方 μ_s も解らない量である。しかし、これらは統計事象なのでポアソン分布にしたがって分布していることは解っている。

このとき、あたえられて信頼度（C.L.) での 信号数の上限値（N) は、

$$C.L. = 1 - \frac{e^{-\mu_B+N}\sum_{n=0}^{n_0}\frac{(\mu_B+N)^n}{n!}}{e^{-\mu_B}\sum_{n=0}^{n_0}\frac{\mu_B^n}{n!}}$$

この式より、信頼度（C.L.) を与えるとそれに対応する N を原理的には求めることができる。

もし、$\mu_B + \mu_s$ が大きい時にはガウス分布の近似を用いることができる。この時分布の平均値は $\hat{\mu_s} = n_0 - \mu_B$ で与えられる。実際のバックグランドの値 n_B は、$n_B < n_0$ であることが解っているので、そのガウス分布の広がりとして $\sigma = \sqrt{n_0}$ をとることができる。ガウス分布での 2σ の領域は 95% の信頼度（CL) に対応する。（参考文献： particle data book, 1994 p 1281)

今回の解析ではこの方法より上限値を見積もった。

参考文献

[1] TOPAZ Collaboration,H.Hayashii et.al.,Phys.Lett B314(1993)149

[2] M.Drees and R.M.Godbole,DESY90-143,BU-TH-90/3,Novenber 1990

[3] M.Drees and R.M.Godbole,MADPH-95-898,BU-TH-95/2

[4] L.E.Gordon and J.K.Storrow,ANL-HEP-PR-96-32,MC-TH-96/15

[5] ZEUS Collaboration,DESY-97-146,July-1997

[6] F.Halzen and A.D.Martin, QUARKS & LEPTONS (Jhon Wiley & Sons 1984)

[7] Vernon D.Barger and Roger J.N.Phillips,Collider Physics(1987)

[8] 足立和子, 前方カロリーメーターによるルミノシティーの精密測定 (修士論文 1994)

[9] 岩崎昌子, 二光子反応におけるハドロン生成の研究 (修士論文 1 992)

謝辞

本研究を行なうにあたり、多くの方々に数多くの御助言、御協力を頂き感謝致します。お忙しい合間の御講義、御教授を頂きました野口先生、解析に御援助、御協力下さった足立先輩、宮林先生には、この場を借りてお礼申しあげます。また特に、林井先生の日頃よりの多大な御講義、御指導、御援助の数々には厚く厚く感謝し、心よりお礼申し上げます。ありがとうございました。