Weitwinkel-Bremsstrahlung
und
angeregte Elektronen im H1 Detektor

von

Wilhelm Rottkirchen

Diplomarbeit in Physik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der

Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Mai 1998

angefertigt im
I.Physikalischen Institut

Referent : Univ. Prof. Dr. Christoph Berger

Wilhelm Rottkirchen
I. Physikalisches Institut b/c RWTH-Aachen
Turm 28 B 210
Sommerfeldstr. 14
52076 Aachen
Tel: 0241 80-7183

email: wilhelm@physik.rwth-aachen.de
http://ibc.physik.rwth-aachen.de/˜wilhelm

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung und Motivation

Der Mensch muß bei dem Glauben verharren,
daß das Unbegreifliche
begreiflich sei; er würde sonst nicht forschen.

Johann Wolfgang von Goethe
Maximen und Reflexion

Unser heutiges Wissen über die innere Struktur der Materie ist darauf zurückzuführen, daß sich der Mensch seit frühster Zeit fragt, woraus die ihn umgebende Welt in ihrem Innersten besteht und was sie zusammenhält.
Bereits 460 v. Chr. formulierte Demokrit den Gedanken der Unteilbarkeit kleinster Teilchen und nannte sie Atome. Im Gegensatz zu dieser rein philosophischen Betrachtungsweise der Griechen, ist es uns heute, dank modernster Technik, möglich, immer tiefer in die Materie zu „blicken“ d. h. immer kleinere räumliche Strukturen aufzulösen.
Eine Schlüsselrolle in der experimentellen Forschung auf diesem Gebiet der Physik spielen riesige Teilchenbeschleuniger und Teilchendetektoren. Alle Beschleunigeranlagen benutzen elektrische Felder, um geladene stabile Teilchen (Elektronen, Protonen, schwere Ionen) auf hohe Energien zu beschleunigen.
Erstrebenswert dabei, ist eine möglichst hohe Energie bei der Kollision der stabilen Teilchen, denn zum einen braucht man als Sonde für die kleinsten elementaren Objekte, Strahlung mit einem hohen Impulsübertrag, zum anderen ist für die Erzeugung von elementaren Bausteinen mit einer großen Masse ebenfalls eine hohe Energie erforderlich.
Wie groß ist nun der kleinste, in einem Experiment noch auflösbare räumliche Abstand Δx ? Nach der Heisenbergschen Unschärferelation gilt, daß sich dieser kleinste Abstand Δx umgekehrt proportional zu der im Experiment zur Verfügung stehenden Energie E[1] verhält:

$$\Delta x \approx \frac{\hbar c}{E}$$

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts gewährten Streuexperimente einen Einblick in die innere Struktur des Atoms. Zu Erwähnen sind hier die Arbeiten von Lord Ernest Rutherford [?]. Es zeigte sich das ein Atom einen dichten Kern enthält, der von einer Elektronenwolke umgeben ist.

[1] In der Elementarteilchenphysik benutzt man oft ein System physikalischer Größen, in der Masse, Impuls, Energie, inverse Länge und inverse Zeit die gleiche Dimension haben. In solch einem System kann man die Einheiten so definieren, daß $\hbar = c = 1$ ist ($\hbar c = 197.33\ MeV fm$). Somit ist die Einheit für Massen, Energien und Impulse das „eV“, wobei 1 eV der Energie entspricht, die ein Elektron beim durchlaufen einer Potentialdifferenz von einem Volt erhält.

Aufgrund der begrenzten Auflösung die Rutherford mit α-Teilchen der Energie 7.7 MeV erreichte ($\approx 10^{-14}\ m$) blieb ihm die Substruktur des positiv geladenen Kerns (Protonendurchmesser $\approx 10^{-15}\ m$) verborgen.
Nach der Entdeckung des Neutrons 1932 bestand jedoch kein Zweifel mehr daran, daß die Kerne aus Protonen und Neutronen (zusammenfassend als Nukleonen bezeichnet) aufgebaut sind.
Spätere im Jahre 1969 durchgeführte Elektronen-Streuexperimente an Teilchenbeschleunigern ergaben, daß Protonen und Neutronen „nur“ die Vertreter einer großen Teilchenfamilie sind, denn es zeigte sich, das sich Protonen selbst aus noch kleineren punktförmigen Konstituenten zusammensetzten ([**?**],[**?**]).
Das naive Quark-Parton-Modell lieferte eine Erklärung für diese experimentelle Entdeckung.
Somit haben Streuexperimente an einem ruhenden Target („*Fixed Target*“) und Studien an e^+e^-- oder p$\bar{\text{p}}$-Beschleunigern einen wesentlichen Beitrag zum heutigen Verständnis über den inneren Aufbau der Materie geliefert.
Mit diesem Wissen ausgerüstet führten Arbeiten auf dem Gebiet der theoretischen Physik auf das heute weitgehend anerkannte Standard-Modell (SM) der Elementarteilchenphysik.
Dieses SM hat sich bisher in allen Experimenten bewährt und beschreibt die heute bekannten Elementarteilchen und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte mit Ausnahme der Gravitation.
Nach dem SM teilen sich die fundamentalen Grundbausteine der Materie in die zwei Teilchenklassen, Leptonen und Quarks, auf. Wechselwirkungen zwischen diesen werden durch sogenannte Austauschteilchen, den Eichbosonen, vermittelt. Aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften werden diese elementaren Teilchen in jeweils drei Familien angeordnet. Gemäß der Symmetriegruppe[2] $SU(2)_T \times U(1)_Y$ werden die Leptonen und Quarks zu linkshändigen Dubletts und rechtshändigen Singletts zusammengefaßt:

Leptonen (Spin 1/2):

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L, e_R^-, \mu_R^-, \tau_R^-$$

Quarks (Spin 1/2):

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, u_R, d_R, s_R, c_R, b_R, t_R$$

Eichbosonen (Spin 1):

$$\gamma, Z^0, W^\pm, 8 \text{ Gluonen}$$

Skalar (Spin 0):

Higgs

[2]T bezeichnet den schwachen Isospin und Y steht für die schwache Hyperladung

Es gibt zu jedem Lepton und Quark noch das entsprechende Antiteilchen welches die entgegengesetzte elektrische Ladung trägt. Zudem tragen die Quarks neben ihrer drittelzahligen elektrischen Ladung noch eine Farbladung, die „Color“, welche in Anlehnung an die Farbenlehre, in den drei Ladungszuständen „rot“, „grün“ und „blau“ vorkommen kann. Folglich tragen die Antiquarks eine Antifarbe. Im SM werden nun Baryonen, wie z. B. das Proton p=(uud), als Drei-Quark-Zustände und Mesonen, wie z. B. das geladenen Pion π^+=(u$\bar{\text{d}}$), als Quark-Antiquark-Zustände aufgefaßt. Diese Zustände bilden dann jeweils ein Farbsinglett und sind somit nach außen hin farbneutral. Schließlich wird jede Wechselwirkung noch durch ein Austauschteilchen vermittelt.

Das Photon für die elektromagnetische Kraft koppelt an alle elektrisch geladenen Teilchen; die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, das Z^0 und das $W^\pm$, koppeln nur an linkshändige Dubletts, nicht an rechtshändige Teilchen.

Die Gluonen, für die starke Kraft, welche selber Farbladungen tragen, können mit den Quarks und mit sich selbst wechselwirken. Diese Selbstwechselwirkung hat zur Folge, daß sich die Kräfte zwischen Quarks und Kräfte zwischen Leptonen deutlich unterscheiden.

Die Kräfte zwischen den Quarks werden mit zunehmendem Abstand immer größer, bei kleinen Abständen jedoch sind Quarks „asymptotisch“ frei. Die Kräfte zwischen den Leptonen verhalten sich genau umgekehrt. Aufgrund dieses Verhaltens folgert man, daß es keine freien Quarks geben kann.

Ein im SM vorhergesagtes, bis jetzt aber noch nicht entdecktes Teilchen, ist das skalare Higgs-Boson. Es wurde über eine sogenannte „spontane Symmetriebrechung“ in die Theorie eingeführt, um den schwachen Eichbosonen $W^\pm$ und Z^0 eine Masse zu geben. Die Masse des Higgs-Bosons sollte wegen theoretischer Argumente unterhalb von 1 TeV liegen.

Trotz der allgemein großen Erfolge des Standardmodells, experimentelle Ergebnisse für Energien bis zu mehreren hundert GeV vorherzusagen, existieren noch einige Einwände und eine Reihe offener Fragen bleiben zu beantworten, wie z. B.[3]:

- Warum stehen die elektrischen Ladungen der geladenen Leptonen und Quarks in einem einfachen Verhältnis von 1 zu 3 ?

- Die Natur läßt eine Anordnung der fundamentalen Fermionen in genau drei Generationen zu. Das SM läßt aber keine Aussage darüber zu, warum es genau *drei* Lepton- und *drei* Quark-Familien gibt.

- Es existieren neben der Gravitation zwei Naturkräfte, deren Kopplungskonstanten sich deutlich unterscheiden (elektroschwache und starke Kraft)

- Ist es möglich die Gravitation in eine konsistente Beschreibung mit einzubeziehen ?

[3]siehe auch [**?**]

- Im Falle masseloser Neutrinos müssen insgesamt 18 freie Parameter zur Naturbeschreibung eingeführt werden. Allein 9 dieser Parameter entfallen auf die Massen der Quarks und geladenen Leptonen.

- Warum gibt es eine Symmetrie zwischen dem Lepton- und Quarksektor in Bezug auf die elektroschwache Wechselwirkung ?

- Das skalare Higgs-Boson als fundamentales Elementarteilchen ruft das sogenannte Hierarchie-Problem hervor. Es sagt aus, daß die Higgsmasse instabil gegen Strahlungskorrekturen ist. So erfordert eine Higgsmasse in der Größenordnung von einem TeV eine Feinabstimmung zweier Parameter über 24 signifikante Stellen.

Es gibt einige theoretische Modelle, welche das SM erweitern und dieses als den niederenergetischen Grenzfall enthalten.
Die für diese Arbeit wichtigen Substruktur- oder Compositness-Modelle gehen davon aus, daß Quarks und Leptonen, evtl. auch Bosonen, wiederum aus kleineren Bestandteilen bestehen, also zusammengesetzt sind. Die Standardfermionen sind dann Bindungszustände der sogn. Präonen [**?**]. Solche Modelle wären in der Lage die offenen Fragen des Standardmodells zu beantworten. Somit könnte das Generationsproblem verstanden werden; auch die Massen der Teilchen könnten ihren Ursprung in der Dynamik der Präonen haben. Sind solche Modelle richtig, so müssen diese einem experimentellen Test standhalten, d. h. Vorhersagen aufgrund dieser Modelle müssen sich experimentell nachweisen lassen, um das jeweilige Modell zu bestätigen. Gerade die „Compositeness"-Modelle sagen neue Teilchenzustände voraus, wie angeregte Zustände von Leptonen und Quarks. So wäre der experimentelle Nachweis von angeregten Elektronen ein eindeutiger Beweis für eine Substruktur jener Elementarteilchen.
Die Suche nach solch einem „*exotischen*" Signal stellt also eine enorme Herausforderung dar.

Seit 1992 befindet sich am DESY (**D**eutsches **E**lektronen **SY**nchrotron) in Hamburg der Speichering HERA (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage) in Betrieb (siehe Abb. **??**). Dieser weltweit erste Elektron-Proton-Beschleuniger eignet sich besonders gut für die Suche nach „*neuer*" Physik. In diesem Ring werden Positronen mit einem Impuls von 27.55 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. Es ist also möglich ein angeregtes Elektron mit einer Masse bis zu der ep-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV zu erzeugen.
Die Erzeugung und Vorbeschleunigung der Positron und Protonstrahlen geschieht mit Hilfe von Vorbeschleunigern auf dem DESY-Gelände. Der Protonstrahl wird im Linearbeschleuniger LINAC-III erzeugt. Dort werden H^--Ionen auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt. Bei der Einspeisung in den Beschleuniger DESY-III wird beim Durchlaufen einer Aluminiumfolie die Elektronenhülle abgestreift. Anschließend werden die Protonen auf 7.5 GeV beschleunigt. Nach einer Beschleunigung auf 40 GeV, im e^+e^--Speicherring PETRA, werden sie in HERA eingespeist, wo

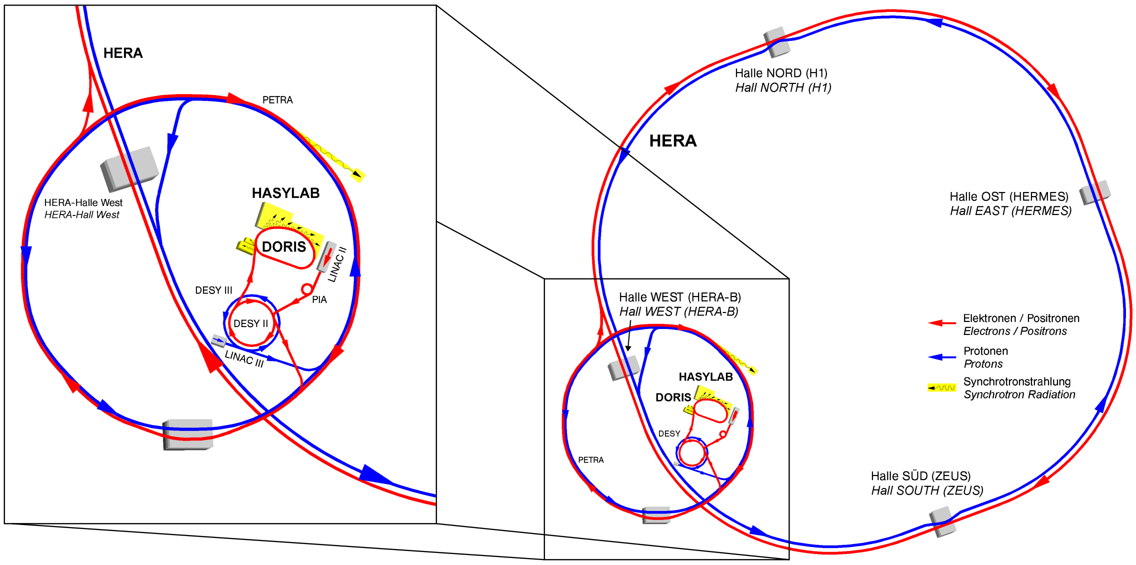


Abbildung 1: Der Speicherring HERA

sie schließlich eine Energie von 820 GeV erreichen. Die Erzeugung der Positronen erfolgt mit einer Wolframelektrode auf thermoelektrischem Weg. Anschließend werden sie in folgende Vorbeschleuniger geleitet: LINAC-I ($50 - 400$ MeV), DESY-II (9 GeV) und PETRA (12 GeV). Danach erfolgt die Einspeisung in HERA und eine Beschleunigung auf 27.55 GeV.
Die Protonen und Positronen sind innerhalb der Strahlen zu Paketen gruppiert, die in einem zeitlichen Abstand von 96 ns aufeinanderfolgen. Die von HERA gelieferte Luminosität[4] hängt von der Dauer der benötigten Füllzeiten und von der Anzahl der in den Strahlen enthaltenen Teilchenpaketen ab. Der Entwurfsparameter dafür beträgt 210 Pakete pro Strahl.
Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird kein Unterschied zwischen Positron und Elektron gemacht, d.h. es wird von Elektronen gesprochen, obwohl Positronen damit gemeint sind.
Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach *angeregten Elektronen* mit Hilfe des H1-Detektors, welcher sich auf dem 6.3 km langem HERA-Ring in der Nord-Halle befindet. Die Analyse bezieht sich auf die in den Jahren 1995 und 1996 aufgezeichneten Daten entsprechend einer Luminosität von $\mathcal{L} \approx 12.5\, pb^{-1}$. Aufgrund der sehr schmalen natürlichen Zerfallsbreite sind die *angeregten Elektronen* nicht direkt, sondern nur über die Zerfallsprodukte beobachtbar. Von zentraler Bedeutung für die Analyse sind:

- die Zerfallsprodukte eines angeregten Elektrons in ein Elektron und ein Photon ($e^* \longrightarrow e + \gamma$), haben im elektromagnetischem Kalorimeter des H1-Detektors

[4]Die Luminosität $\mathcal{L}$ ist die Kenngröße eines Speicherrings, die angibt, wieviele Ereignisse N pro Sekunde für eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ erzeugt werden: $\mathcal{L} = \frac{N}{\sigma}$.

eine ganz klare Signatur, wenn die Detektorkalorimeter sonst keine Energiedepositionen aufweisen.

- die eigentliche Suche ist relativ modellunabhängig, nur die Ergebnisse werden dann in einem speziellen Modell für angeregte Elektronen interpretiert.
- ganz im Gegensatz zu früheren Analysen zur Suche nach angeregten Elektronen (siehe [?]) soll in dieser Arbeit mit Hilfe von H1-Standardsoftware eine möglichst einfache und automatische Analyse, d. h. ohne visuelle Kontrolle der H1-Datenereignisse durchgeführt werden.

Die erarbeiteten Methoden werden für eine H1-Datenselektion benutzt, mit dem Ziel eine Aussage über eine mögliche Existenz von angeregten Elektronen zu treffen.
Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen zur Erzeugung angeregter Elektronen kurz vorgestellt.
- In Kapitel 3 wird der H1-Detektor mit den wichtigsten Komponenten beschrieben.
- Kapitel 4 ist der Datenanalyse gewidmet. Darin wird der Signaluntergrund und die verwendeten Selektionsschnitte besprochen. Am Ende von Kapitel 4 wird die Ausschlußgrenze an den Wirkungsquerschnitt und an die Kopplungskonstante vorgestellt.
- Abschließend wird in Kapitel 5 und Kapitel 6 eine Zusammenfassung der Arbeit und ein Ausblick gegeben.

2 e^*-Produktion bei HERA

Einer der signifikantesten Effekte, welche Compositeness-Theorien vorhersagen, wäre die Entstehung von angeregten Elektronen (Leptonen). Werden diese experimentell nachgewiesen, so folgt in eindeutiger Weise, daß die Elektronen des SM eine Substruktur aufweisen müssen. Die Möglichkeit ihres Nachweises hängt von ihren Ruhemassen ab, die in der Größenordnung der Compositeness-Skala

$$\Lambda \approx 1\ TeV$$

erwartet werden. Deshalb ist es auch nicht verwunderlich warum die Suche nach angeregten Elektronen in der Vergangenheit, zum Beispiel bei PETRA [?] fehlschlug. Die bei HERA zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300\ GeV$ liegt zwar immernoch unterhalb des Energiebereichs von 1 TeV, auf denen die Präonen bestenfalls gebunden sind, es kann daher kaum die Wechselwirkung der Konstituenten direkt aufgedeckt werden, aber die Erzeugung angeregter Elektronen bietet nach wie vor eine vielversprechende Möglichkeit.

2.1 Die theoretischen Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit wird ein spezielles, phänomenologisches Modell von Hagiwara et al. [?] benutzt, um die Kopplung von angeregten Elektronen (Leptonen) an die „normalen“ Elektronen des Standardmodells zu beschreiben. Dies soll nun im einzelnen vorgestellt werden.
Nach Hagiwara et al. lassen sich Kopplungen von angeregten Spin-1/2 Elektronen an SM-Elektronen über Eichbosonenaustausch (Photonen) durch eine effektive Lagrangedichte beschreiben:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{e}{\Lambda}\overline{f}\sigma^{\mu\nu}(c_{\gamma e^* e} - d_{\gamma e^* e}\gamma_5)f\partial_\mu V_\nu + h.\ c. \tag{2.1}$$

Dabei ist e die elektrische Elementarladung, Λ der Skalenparameter der Substruktur und die Größen $c_{\gamma e^* e}$ und $d_{\gamma e^* e}$ geben die genauen Kopplungsstärken an dem Vertex an. Aus präzisen (g-2)-Messungen erhält man die Forderung $|c_{\gamma e^* e}| = |d_{\gamma e^* e}|$. Desweiteren erfordert die Abwesenheit eines elektrischen Dipolmoments für das Elektron, daß $c_{\gamma e^* e}$ und $d_{\gamma e^* e}$ relativ zueinander reell sind, falls Λ in der Größenordnung von ungefähr 1 TeV liegt.
Eine Kopplung magnetischen Typs eines leichten und eines angeregten Elektrons an die Eichbosonen des Standardmodells $(\gamma, Z^0, W^\pm)$ proportional $\overline{f}_L\sigma^{\mu\nu}f_R$ würde die SU(2) × U(1) Symmetrie brechen, da die leichten rechtshändigen Fermionen als Singletts auftreten (s. S. 6). Die entsprechenden Ströme sind somit verboten.
In dem hier benutzten speziellen Modell nach Hagiwara et al., bilden ein angeregtes Elektron und ein angeregtes Neutrino ein Dublett

$$L^* = \begin{pmatrix} \nu_e^* \\ e^* \end{pmatrix}$$

welches an ein linkshändiges Elektron-Dublett

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L = \frac{1-\gamma_5}{2}\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$$

koppelt.
Somit sehen die Fermionen der ersten Generation im Compositeness Modell, wie folgt aus:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad e_R^- \quad \begin{pmatrix} \nu_e^* \\ e^* \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_e^* \\ e^* \end{pmatrix}_R$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} u_R \\ d_R \end{matrix} \quad \begin{pmatrix} u^* \\ d^* \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u^* \\ d^* \end{pmatrix}_R$$

Die zugrundeliegende, unter SU(2) × U(1) Transformationen invariante Lagrangedichte hat also die folgende Form:

$$\mathcal{L} = \frac{gf}{\Lambda}\,\overline{L}^*\sigma^{\mu\nu}\frac{\overrightarrow{\tau}}{2}l_L\partial_\mu\overrightarrow{W}_\nu + \frac{g'f'}{\Lambda}\,\overline{L}^*\sigma^{\mu\nu}Yl_L\partial_\mu B_\nu + h.\ c. \tag{2.2}$$

Für den Fall masseloser linkshändiger Fermionen bewirkt die $\sigma_{\mu\nu}$-Kopplung, daß nur die Kopplung an angeregte Elektronen (e^*) mit der Helizität +1 „überlebt“.
Dabei sind in Gl. (**??**) g und $g^{'}$ die Standardmodell SU(2) und U(1) Kopplungskonstanten, für die $e = g \sin\theta_W = g^{'} \cos\theta_W$ gilt, mit dem Weinbergwinkel θ_W. τ bezeichnet die Pauli Matrizen und Y=-1/2 die Hyperladung. In diesem Modell erfüllen alle Kopplungskonstanten $c_{\gamma e^* e} = d_{\gamma e^* e}$ und es gilt im einzelnen:

$$c_{\gamma e^* e} = -\frac{1}{4}(f + f^{'})$$

f und $f^{'}$ sind relative Größen, welche mit Λ die Kopplungsstärke angeben.

2.2 Der e^*-Produktionsprozeß

Die Produktion angeregter Elektronen in Elektron-Protonstößen erfolgt durch Austausch eines γ- oder Z-Bosons (es wird hier nur der γ-Austausch betrachtet). Für angeregte Elektronen kann dieser Prozeß *elastisch, quasielastisch* oder *inelastisch* ablaufen. Wird ein angeregtes Elektron elastisch erzeugt ($e + p \longrightarrow e^* + p$), wie in

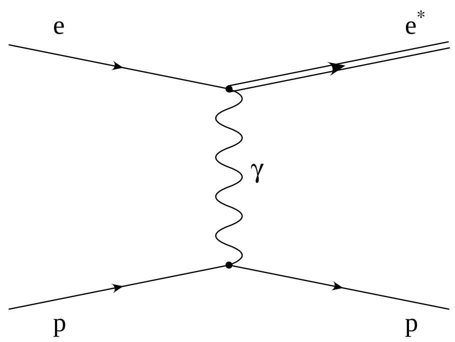


Abbildung 2: Feynman-Diagramm zur elastischen e^*-Produktion.

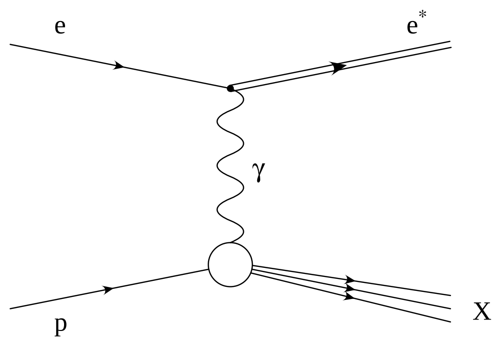


Abbildung 3: Feynman-Diagramm zur inelastischen e^*-Produktion.

Abb. ?? dargestellt, so bleibt das gestreute Proton als solches erhalten und läuft undetektiert entlang der Strahlröhre aus. Die typischen 4er-Impulsüberträge Q^2 sind sehr klein. Neben dem elastischen Prozeß konkurriert bis $Q^2 < 4\ GeV^2$ auch der quasielastische Fall, bei dem u. a. resonanzartige Anregungszustände des Protons auftreten und spezielle Parametrisierungen der Strukturfunktionen F_1 und F_2 verwendet werden.

Durch den enorm starken Abfall des elektrischen bzw. magnetischen Formfaktors $G_{E,M} \sim 1/Q^4$, folgt für den Wirkungsquerschnitt in der ep-Streuung $\sigma \sim 1/Q^{12}$. Dadurch bleibt ab $Q^2 > 4\,GeV^2$ nur noch der tiefinelastische Prozeß ($e{+}p \rightarrow e^* + X$), d. h. die Elektron-Quark-Streuung erhalten (siehe Abb. ??). Aus diesem Grund betrachtet man zur Unterscheidung zwischen dem elastischen und dem inelastischen Bereich, den Impulsübertrag Q^2, den das ausgetauschte γ-Eichboson trägt; also etwa ab $Q^2 > 4\ GeV^2$ spricht man vom tiefinelastische Bereich, in dem Standard-Quarkdichte-Verteilungen des Protons verwendet werden müssen. Der hadronische Endzustand im H1-Detektor zeichnet sich durch eine hohe Multiplizität aus.

2.3 Die Wirkungsquerschnitte

Wie oben erwähnt wird in dieser Arbeit, für die Produktion angeregter Elektronen, nur der Photon-Austausch berücksichtigt. In diesem Fall gilt für die differentiellen Wirkungsquerschnitte[5]:

1) elastisch: $\boldsymbol{e^- + p \longrightarrow e^* + p}$

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dQ^2} \;=\; & \frac{\pi\alpha^2}{\Lambda^2}\cdot\frac{|c_{\gamma e^* e}|^2+|d_{\gamma e^* e}|^2}{(s-m_p^2)^2Q^2}\cdot \\ & \left\{ G_M^2(Q^2)(2m_{e^*}^2-Q^2)(m_{e^*}^2+Q^2)+\frac{G_E^2(Q^2)+\frac{Q^2}{4m_p^2}G_M^2(Q^2)}{1+\frac{Q^2}{4m_p^2}}\cdot\right. \\ & \left.\left[4(s-m_p^2)^2-(m_{e^*}^2+Q^2)(4s-Q^2-4m_p^2+\frac{4m_{e^*}^2m_p^2}{Q^2})\right]\right\}\end{aligned}$$

mit dem elektrischen und magnetischen Formfaktor G_E und G_M des Protons

$$G_E(Q^2) \approx \frac{G_M(Q^2)}{2.79} \approx \left[1+\frac{Q^2}{0.71\ GeV^2}\right]^{-2}$$

[5] Q^2 ist hier zwischen einlaufenden Elektronen und auslaufenden angeregten Leptonen definiert:

$$Q^2 = -(p_e - p_{e^*})^2$$

Diesen sog. Dipol-Fit erhält man aus einer Anpassung an Daten der elastischen ep-Streuung.

2) inelastisch bzw. quasielastisch: $\boldsymbol{e^- + p \longrightarrow e^* + X}$

$$\frac{d\sigma}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{\Lambda^2} \cdot \frac{|c_{\gamma e^* e}|^2 + |d_{\gamma e^* e}|^2}{(s - m_p^2)^2 x^2 Q^2} \cdot F_2(x, Q^2) \cdot$$
$$\left\{ m_{e^*}^2 (m_{e^*}^2 + Q^2) \left(\frac{1}{x} - \frac{2xm_p^2}{Q^2} \right) + 2x(s - m_p^2)^2 - 2(m_{e^*}^2 + Q^2)(s - m_p^2) \right\}$$

Mit s als ep-Schwerpunktsenergie, m_p die Protonenmasse und $F_2(x, Q^2)$ als Proton-Strukturfunktion. F_2 läßt sich nun auf dem Quark-Parton-Niveau darstellen als

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{q=u,d,s,\ldots} Q_q^2 \cdot \left\{ xq(x, Q^2) + \overline{q}(x, Q^2) \right\}.$$

Für den quasielastischen Bereich werden spezielle Parametrisierungen der Strukturfunktionen F_1 und F_2 benötigt.
In Abb. **??** ist der integrierte Wirkungsquerschnitt zur Produktion angeregter Elektronen bei HERA gezeigt. Es wurde dabei auch die Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen berücksichtigt. Die hierfür verwendeten Parameter sind $f = f', \alpha^{-1} = 128, \Lambda = 1\ TeV$. Für den inelastischen Bereich $Q^2 > 4\ GeV^2$ sind die Partondichte Verteilungen nach MRS H[**?**] verwendet worden. Für den quasielastischen Bereich werden die speziellen Parametrisierungen der Strukturfunktionen F_1 und F_2 nach Brasse et al. [**?**] benutzt. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich annäherungsweise wie folgt darstellen:

$$\sigma(ep \longrightarrow e^* X) \sim \frac{c_{\gamma e^* e}^2}{\Lambda^2}.$$

Das heißt der Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Kopplungskonstanten im Quadrat.
Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} ergibt sich aus:

$$\sigma_{\text{tot}}(e + p \longrightarrow e^* + X \longrightarrow e\gamma + X) = \sigma(e + p \longrightarrow e^* + X) \ \cdot \ BR(e^* \longrightarrow e\gamma)$$

wobei $\sigma(e + p \longrightarrow e^* + X)$ einer der obigen Produktions-Wirkungsquerschnitte darstellt. Hier bezeichnet BR die Wahrscheinlichkeit, daß ein angeregtes Elektron in ein $e\gamma$ -Paar übergeht. Man spricht auch von dem Verzweigungsverhältnis BR, was im folgenden Kapitel näher erläutert wird.

2.4 Der Zerfall angeregter Elektronen e^*

Die möglichen Zerfallskanäle der schweren angeregten Elektronen sind durch die beiden Lagrangedichten (**??**) und (**??**) festgelegt. Da wir uns bei der möglichen Erzeugung der e^*-Ereignisse nur auf den $e + \gamma \longrightarrow e^*$-Kanal beziehen, liegt es auf

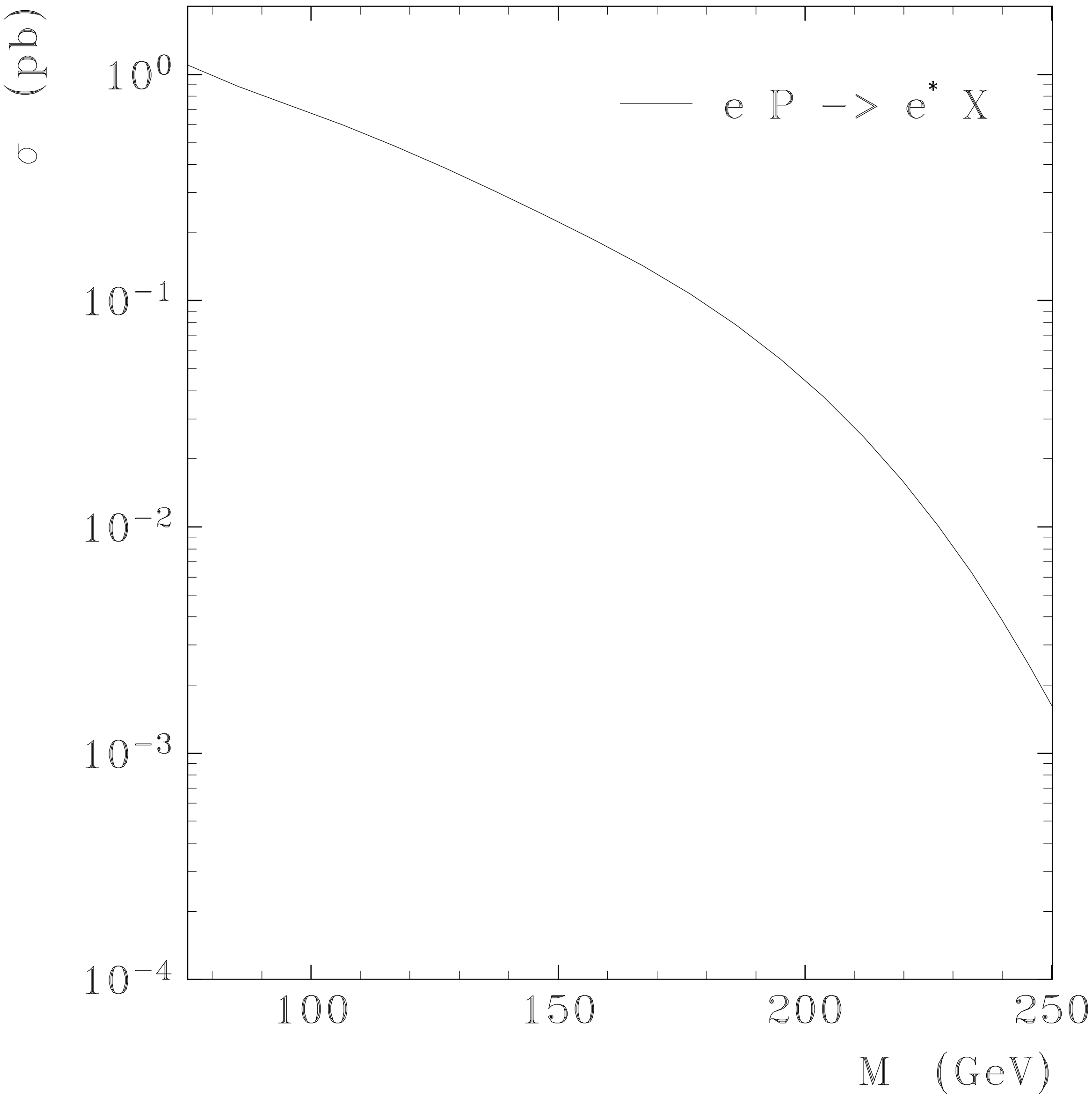


Abbildung 4: Totaler Produktions-Wirkungsquerschnitt für angeregte Elektronen gegen die Masse in ep-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 300\ GeV$.

der Hand das der Zerfallskanal der hier betrachtet wird derjenige ist, in welchem die angeregten Elektronen in Standardmodell-Elektronen und γ-Eichbosonen über eine $\sigma^{\mu\nu}$-Kopplung zerfallen. Die partielle Zerfallsbreite ist in dem gewählten Modell von der Kopplung c_{Vl^*l} abhängig und hat die Form [**?**, **?**]

$$\Gamma(l^* \longrightarrow lV) = c_{Vl^*l}^2 \alpha \frac{M^{*3}}{\Lambda^2} \left(1 - \frac{M_V^2}{M^{*2}}\right)^2 \left(1 + \frac{M_V^2}{2M^{*2}}\right)$$

Es ist zu beachten, daß hier *auch* die Zerfallskanäle der angeregten Elektronen über Z-Bosonen und der Zerfallskanal $e^* \longrightarrow \nu + W$ berücksichtigt werden muß, um das Verzweigungsverhältnis korrekt zu bestimmen. Dabei bezeichnet V eines der Eichbosonen γ, Z oder W; M_V ist die Masse des jeweiligen Bosons und α die Feinstrukturkonstante. M^* stellt die Masse des angeregten Elektrons e^* dar.
Speziell für den Zerfall $e^* \longrightarrow e + \gamma$ gilt

$$\Gamma(e^* \longrightarrow e + \gamma) = c^2_{\gamma e^* e} \alpha \frac{M^{*3}}{\Lambda^2}$$

da $M_\gamma = 0$.
Somit ist das Verzweigungsverhältnis (BR) in dem für uns interessanten Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e + \gamma$ gegeben durch

$$BR(e^* \longrightarrow e\gamma) = \frac{\Gamma(e^* \longrightarrow e\gamma)}{\Gamma_{\mathrm{tot}}}$$

wobei Γ_{tot} die totale Zerfallsbreite ist, welche die Form

$$\Gamma_{\mathrm{tot}} = \Gamma(e^* \longrightarrow e\gamma) + \Gamma(e^* \longrightarrow eZ) + \Gamma(e^* \longrightarrow \nu W)$$

hat. Die BR hängt deshalb implizit von den Parametern f und f' ab. In Abb.**??** ist das Verzweigungsverhältnis der angeregten Elektronen für $f = f' = 1$ dargestellt. Man erkennt, daß der Zerfall $e^* \longrightarrow e + \gamma$, welcher eine einfache und klare Signatur darstellt bis zu einer Masse von M^*=200 GeV einen relativ hohen Anteil an der totalen Zerfallsbreite besitzt. Es bietet sich somit dieser Zerfallskanal für die Analyse und Bestimmung möglicher Ausschlußgrenzen an.

2.5 Polarwinkelverteilung der erwarteten Ereignisse

Wird der Gesamtprozeß der e^*-Erzeugung und des späteren Zerfalls als s-Kanal Reaktion

$$e^- + \gamma \longrightarrow e^* \longrightarrow e + \gamma$$

betrachtet und eine $1 \pm \gamma_5$ Kopplung vorausgesetzt, so gilt für die Winkelverteilung der Zerfallselektronen im Ruhesystem der angeregten Elektronen [**?**]

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Gamma}\frac{d\Gamma}{dcos\theta^*} &\sim \left(d^{1/2}_{1/2,1/2}\right)^2 \\ &\sim \left(cos\frac{\theta^*}{2}\right)^2 \\ &\sim \frac{1 + cos\ \theta^*}{2} \end{aligned}$$

Es ist θ^* der Winkel zwischen den ein und auslaufenden Elektronen. Die d-Funktionen sind in Tabellenwerken zu finden z. B. Particle Data Group [**?**]. Die Kinematik des Zerfalls liegt damit im wesentlichen fest.

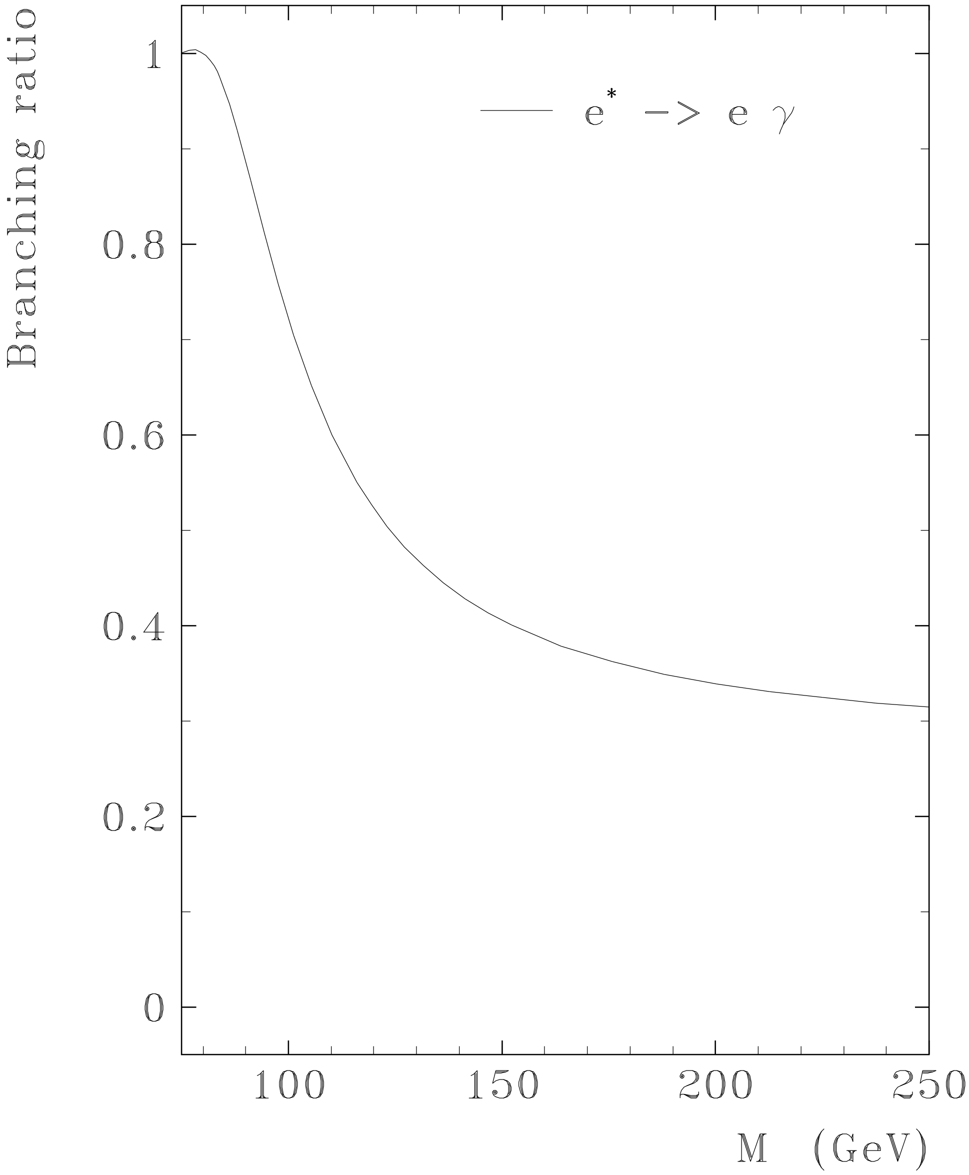


Abbildung 5: Verzeigungsverhältnis für angeregte Elektronen im Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$.

2.6 Der Signalgenerator COMPOS

Die Basis zur Untersuchung neuartiger Effekte in Ereignissen der ep-Streuung bildet ein *Signalgenerator*. Solche Signalgeneratoren sind reine Softwarelösungen welche dazu dienen physikalische Ereignisse eines bestimmten Typs zu erzeugen. Das bedeutet das die 4er-Impulse aller in einer Reaktion entstehenden Teilchen generiert werden. Der Anspruch, an die Software, liegt nun darin, das die Teilchenspektren und ihre Winkelverteilungen vom Generator möglichst „naturgemäß“, d. h. der Theorie entsprechend beschrieben werden. Solche generierten Ereignisse stellen also ein sta-

tistisch verteiltes Abbild von Ereignissen dar, die in der Wirklichkeit vorkommen könnten. Sind solche Ereignisse generiert so werden diese einer Detektor-Simulation unterworfen welche die physikalischen Reaktionen in den Kalorimetern und Spurkammern des H1-Detektors möglichst genau nachbildet. Das Ergebnis einer solchen Simulation ist das die simulierten Ereignisse auf demselben Niveau wie tatsächlich im Detektor gemessene Ereignisse stehen. Die simulierten und gemessenen Ereignisse sollten sich in wesentlichen technischen Punkten nicht unterscheiden.
Im nächsten Schritt durchlaufen dann die simulierten und die realen Ereignisse dasselbe Rekonstruktionsprogramm [?]. Dieses sorgt z. B. dafür, daß Energie-Cluster in den Kalorimetern oder Spuren geladener Teichen in den Spurkammern rekonstruiert werden.
Es steht das Generatorprogramm COMPOS, Version 1.5, zur Generierung der e^*-Signale zur Verfügung. Welche Punkte die Implementation des Generators COMPOS umfaßt sind in [?] nachzulesen. In diesem Programm ist das Modell von Hagiwara et al. [?] implementiert. Es wird die *Produktion* und der *Zerfall* von angeregten Elektronen berücksichtigt. Die genauen Parameter für die Generation sind dabei:

- COMPOS Version 1.5
- Impulse der einlaufenden Positronen und Protonen $-27.55\ GeV$ und $820\ GeV$
- keine Polarisation einlaufender Positronen
- Bremsstrahlung der einlaufenden Positronen möglich
- Parton-Schauer im Endzustand möglich
- Parametrisierung der Quarkdichte-Verteilungen nach Duke und Owens, Satz I [?]
- Quarkflavors u,d,s,c zugelassen und kein intrinsischer Transversalimpuls der Quarks
- elastische, quasielastische sowie inelastische e^*-Produktion
- feste Masse der angeregten Elektronen
- $\Lambda = 1\ TeV,\ f = f' = 1,\ M_W = 80.6\ GeV,\ M_Z = 91.2\ GeV$
- $\alpha^{-1} = 137.036,\ sin^2\theta_W = 0.229$
- feste Teilchenmassen in JETSET
- kein Zerfall von Teilchen mit einer Lebensdauer $\tau > 0.8 \times 10^{-8} s$ (H1-Standard)
- Impulsbruchteil der Quarks im Proton größer als 0.001
- Impulsbruchteil z des abgestrahlten Photons vom einlaufenden Elektron im Bereich $0.0001 < z < 0.9999$ oder z=0

M [GeV]	$\sigma(ep \longrightarrow e^*X)$ [pb]
50	1.669600
75	1.065000
100	0.675900
150	0.236800
200	0.053160
250	0.002765

Tabelle 1: Produktions-Wirkungsquerschnitt für angeregte Elektronen bei HERA. Die Integrationsgenauigkeit beträgt 1%.

Die Ereignisse werden gewichtet, um einheitliche Bedingungen zu schaffen und um modernere Parametrisierungen der Quarkdichte-Verteilungen zu verwenden. Im inelastischen Bereich $Q^2 > 4\ GeV^2$ werden die Parametrisierungen nach Martin, Stirling und Roberts, Satz MRS H [**?**] verwendet, für $Q^2 < 4\ GeV^2$ die Strukturfunktionen F_1, F_2 nach Brasse et al., Satz mit $R = 0.18$ [**?**]. Der Wert der Feinstrukturkonstante wird auf $\alpha^{-1} = 128$ festgelegt, alle Ereignisse werden dementsprechend gewichtet. Es wird $\alpha^{-1} = 128$ gewählt, weil somit das „Laufen“ der Kopplung α zum Teil berücksichtigt wird.
In Tabelle **??** ist der Produktions-Wirkungsquerschnitt für angeregte Elektronen dargestellt. Diese Werte wurden durch eine separate Integration neu bestimmt, welcher folgende Parameter zugrunde lagen:

- Parametrisierung der Partondichte-Verteilung nach MRS H im Bereich $Q^2 > 4\ GeV^2$ und nach Brasse et al. für $Q^2 < 4\ GeV^2$
- $\alpha^{-1} = 128$
- eingestellte Genauigkeit der Integration 1 %
- sonst wie oben

2.7 COMPOS e^*-Signalverteilungen

Der Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$ hat im Fall der elastischen e^*-Produktion den „*saubersten*“ Endzustand im H1-Detektor. Im elastischen Fall läuft das gestreute Proton fast immer entlang der Strahlröhre aus, es bleibt somit undetektiert. Das Elektron und das Photon sind im H1-Detektor leicht zu identifizieren, da es sich um zwei *isolierte* elektromagnetische Cluster handelt die sich, falls die Masse des $e\gamma$-Systems groß genug ist, im *Flüssig-Argon*-Kalorimeter befinden. Ansonsten zeigt der Endzustand dann nur noch wenig oder keine hadronische Aktivität. Die Abb. **??** zeigt ein e^*-Ereignis welches mit COMPOS generiert wurde und das die Standard H1-Simulation und Rekonstruktion durchlaufen hat. Die Radialansicht, welche in der

Abbildung oben rechts zu sehen ist, läßt deutlich die sogenannte „*Back to Back*“-Topologie dieser Ereignisse erkennen. Diese zeichnet sich dadurch aus, daß die zwei elektromagnetischen Cluster genau gegenüber liegen.

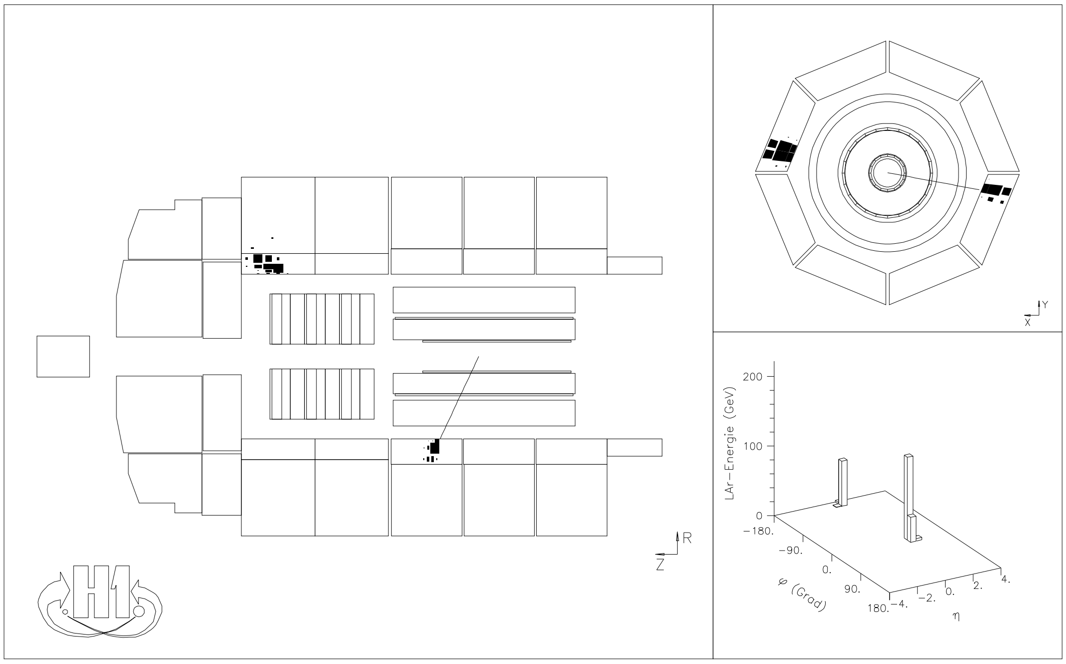


Abbildung 6: Simuliertes und rekonstruiertes COMPOS e^*-Ereignis mit einer invarianten Masse von $M^* = 150\ GeV$.

In Abb. **??** sind die Energieverteilungen E_e und E_γ für die mit COMPOS erzeugten angeregten Elektronen mit unterschiedlichen Massen, $M_{gen} = 75\ GeV$ bzw. $M_{gen} = 200\ GeV$, dargestellt. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß es sich bei den dargestellten physikalischen Größen für die Energien und Winkel um Größen auf dem Parton-Niveau handelt. Die Energien der Elektronen- bzw. Photonen steigen für große e^*-Massen dramatisch an und erreichen Werte bis zu 500 GeV. Abb. **??** macht deutlich, wie die Verteilung der Energiesumme $E_e + E_\gamma$ verläuft. Zusätzlich ist in Abb.**??** die Verteilungen der Transversalenergie E_{T_e} und E_{T_γ} für die Cluster, welche dem Elektron bzw. Photon zugeordnet wurden, dargestellt. Es ist ersichtlich das die Transversalenergien der Elektronen bzw. Photonen, für eine höhere e^*-Masse über einen größeren Energiebereich verschmiert sind. Die Azimutwinkeldifferenz $\Delta_\varphi = \varphi_e - \varphi_\gamma$ ist in Abb. **??** gezeigt und man erkennt, daß die Topologie eines elastischen e^*-Zerfalls gerade dadurch klassifiziert wird, das $\Delta_\varphi = 180^o$ ist (s.o. „*Back to Back*“-Events).

Die Abb. **??** zeigt die Polarwinkelverteilung θ_e und θ_γ der mit COMPOS generier-

ten angeregten Elektronen. Auch hier sind die Verteilungen für zwei unterschiedliche e^*- Massen zu sehen. Vorausgesetzt die e^*-Masse steigt an, so zeigt sich, daß sich der Schwerpunkt der Winkelverteilung, sowohl für das Elektron, als auch für das Photon, deutlich zu kleineren Werten, also in Richtung der einlaufenden Protonen (als Vorwärtsrichtung definiert) verschiebt. Dieser Sachverhalt ist darin begründet, daß bei ansteigender e^*-Masse, das angeregte Elektron und damit auch seine Zerfallsprodukte (hier: Elektron und Photon) einen starken „boost“ in Protonrichtung erfahren.
Aus diesem Grunde wird in dieser Arbeit ein Winkelschnitt auf den Polarwinkel der e^*-Zerfallsteilchen θ_e bzw. θ_γ von $< 150^o$ gefordert, welcher den rückwärtigen Detektorbereich (*SPACAL*) gänzlich ausspart, da die dort zu erwartenden Ereignisse eine sehr kleine invariante Masse des $e\gamma$-Systems voraussetzen und mit Sicherheit keine e^*-Ereignisse sind, sondern zur noch zu erläuternden WAB-Untergrund-Signatur zu zählen sind.

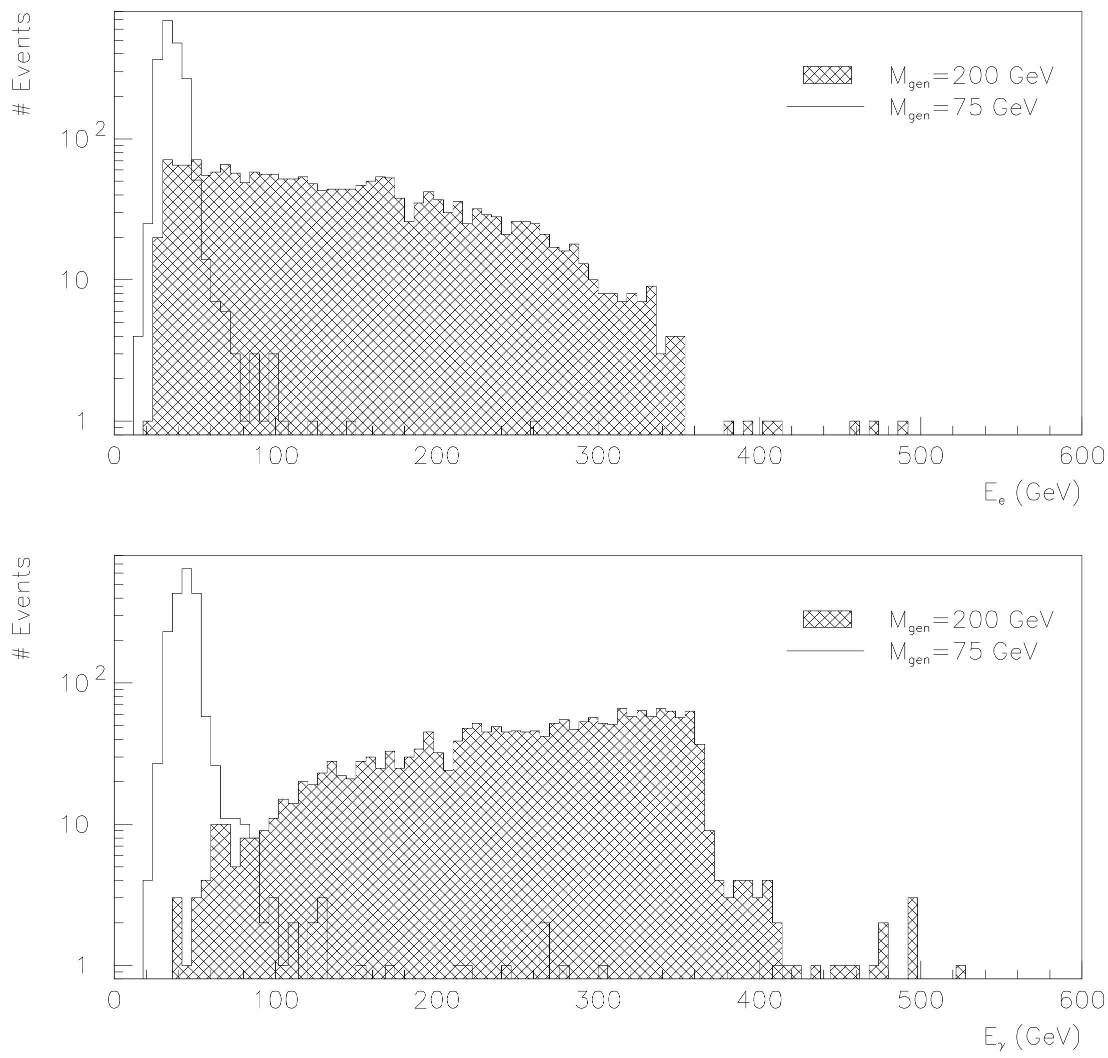


Abbildung 7: Energieverteilung E_e und E_γ für Elektronen und Photonen im Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$.

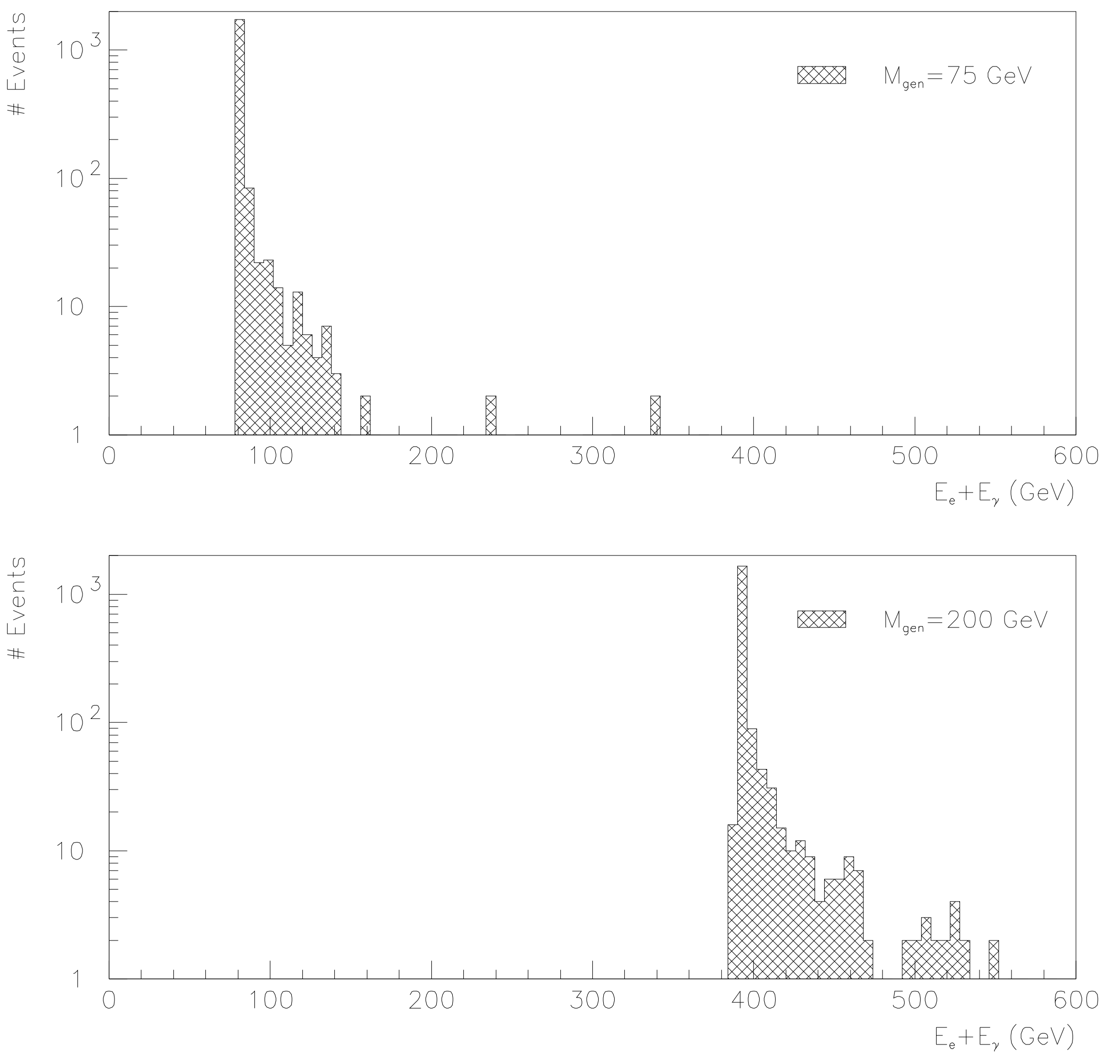


Abbildung 8: Energieverteilung für die Summe $E_e{+}E_\gamma$ im Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$.

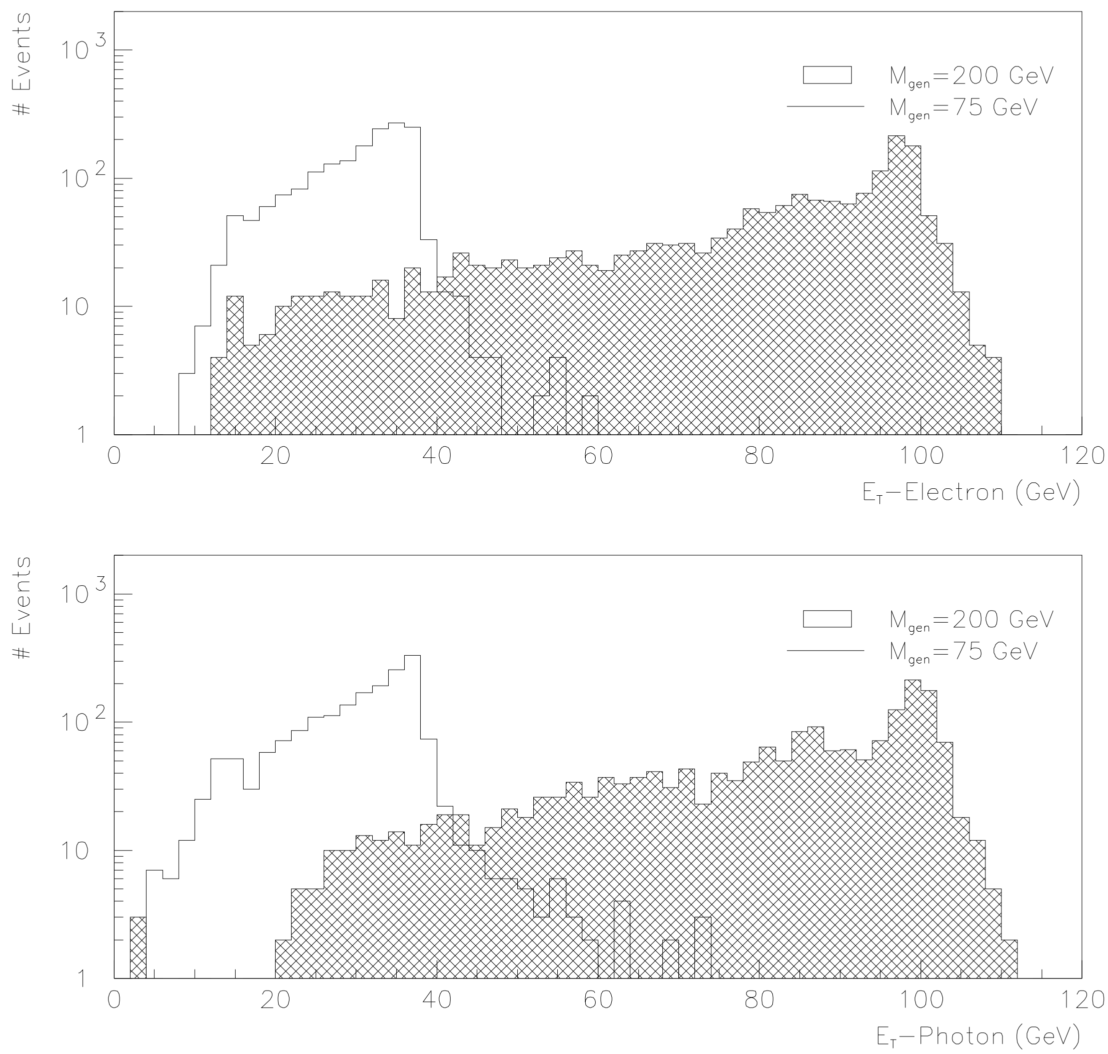
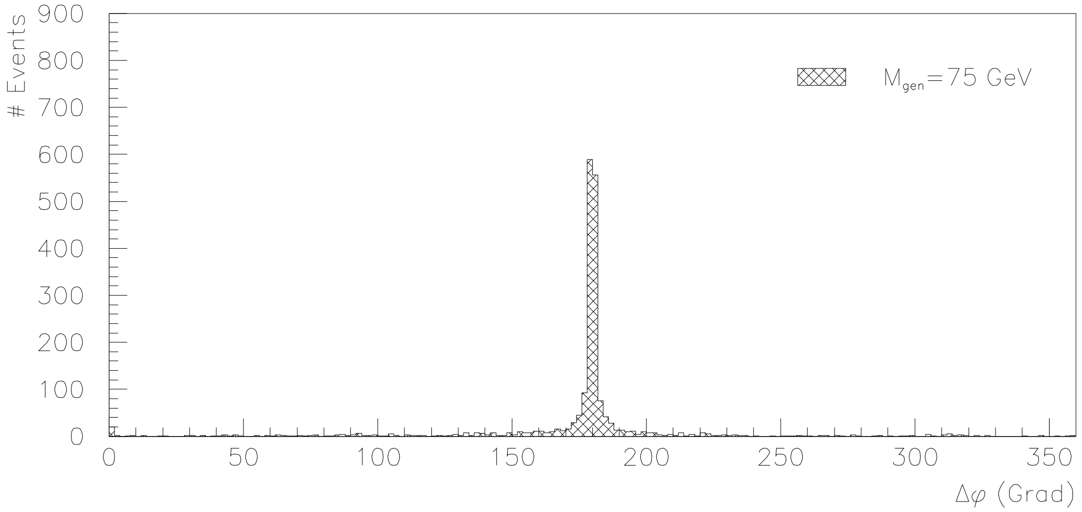


Abbildung 9: Energieverteilung für die Transveral-Energien E_{T_e} und E_{T_γ} im Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$.



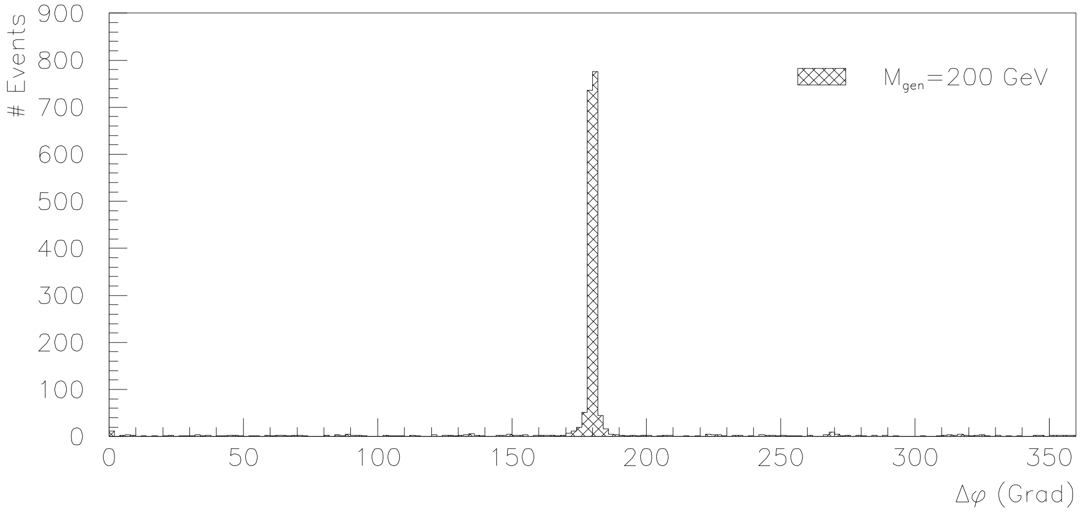


Abbildung 10: Winkelverteilung $\Delta\varphi = \varphi_e - \varphi_\gamma$ der Elektronen- und Photonen-Cluster im Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$.

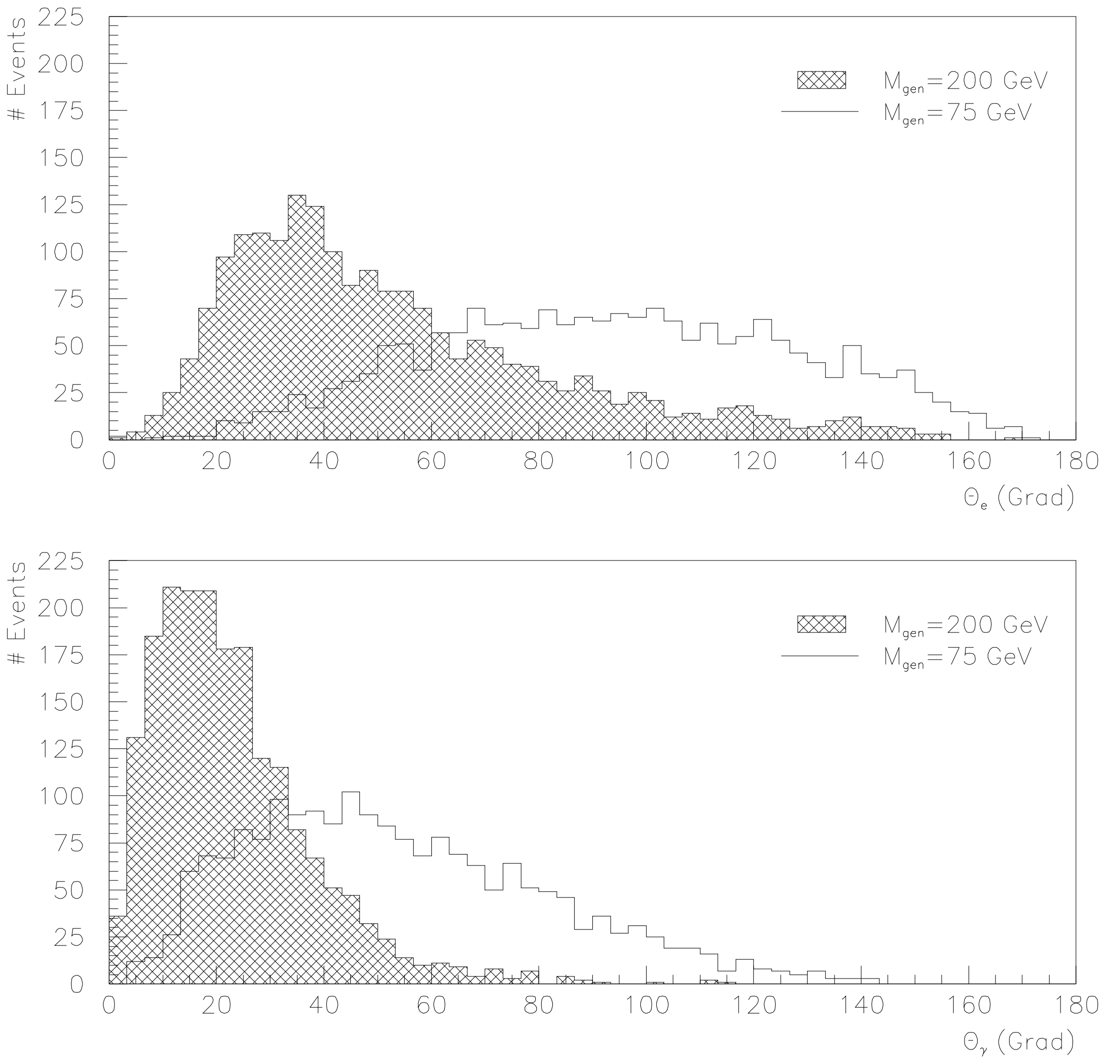


Abbildung 11: Polarwinkelverteilung θ_e und θ_γ für Elektronen und Photonen im Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$.

3 Der H1-Detektor

Eines der laufenden Großexperimente am Speicherring HERA führt die H1-Kollaboration durch. In Abb.?? ist der schematische Aufbau des H1-Detektors gezeigt. Die Durchführung des physikalischen Programms an der Beschleunigeranlage HERA, wie in [?] und [?] vorgestellt, erfordert eine sehr präzise Messung des Energieflusses und eine klare Leptonerkennung, speziell eine gute Elektronenidentifikation. Die Konstruktion des H1-Detektors erfolgte aus diesen Gründen, als „4π-Detektor“, d. h. für die Teilchenerfassung bzw. Messung wird der gesamte Raumwinkelbereich abgedeckt. Die einzelnen Detektorkomponenten umschließen schalenartig und rotationssymmetrisch, bezüglich der Strahlachse, die Wechselwirkungszone von Elektronen und Protonen.
Man erkennt in Abb.?? deutlich den asymmetrischen Aufbau des H1-Detektors. In Vorwärtsrichtung, welche durch die einlaufenden Protonen definiert ist, befindet sich wesentlich mehr Material, d.h. Konstruktionsaufbauten, als in der durch die einlaufenden Elektronen definierten Rückwärtsrichtung. Daher auch die unbalancierten Strahlenergien der Elektronen (27.55 GeV) und Protonen (820 GeV). Aufgrund der stark unterschiedlichen Impulse der wechselwirkenden Teilchen ist das Schwerpunktsystem von Elektron und Proton nicht in Ruhe, sonder bewegt sich mit hoher Geschwindigkeit ($\beta \approx 0.93$) in Protonrichtung. Dies hat zur Folge, daß sich im Laborsystem etwa 50 % aller der in ep-Stößen erzeugten Teilchen in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel von 25^o bewegen. Daraus resultiert ein höherer Energiefluß in Vorwärtsrichtung und begründet somit die massive und aufwendige Instrumentierung der Vorwärtsdetektorkomponenten.
Zur Beschreibung der Geometrie wird ein Kugelkoordinatensystem verwendet, wobei die z-Achse in Richtung der einlaufenden Protonen zeigt; der Polarwinkel wird mit θ und der Azimutalwinkel mit φ bezeichnet. Die Richtung der einlaufenden Protonen ist also durch $\theta = 0^o$ gegeben. Die für diese Arbeit wichtigen Detektorkomponenten, wie Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr), die Spurkammern und das Lumisositätssystem mit ihren wesentlichen Eigenschaften sollen hier kurz beschrieben werden. Ebenfalls wird kurz über das PLUG-Kalorimeter, das instrumentierte Eisen, das Vorwärts-Myon-Spektrometer und den Flugzeitzähler berichtet. Eine detailliertere Beschreibung findet man in [?, ?, ?, ?].

3.1 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr für **L**iquid **Ar**gon Kalorimeter) ist in Abb.?? mit Nr. 4 und 5 bezeichnet und gehört zu den inneren Kalorimetern des H1-Detektors. Die hier durchgeführte Analyse beruht im wesentlichen auf dieser Detektorkomponente. Das zylindersymmetrische LAr überdeckt einen Polarwinkelbreich von etwa $4^0 < \theta < 153^o$ und erlaubt die Bestimmung elektromagnetischer und hadronischer Energien. Der elektromagnetische Teil besitzt eine sehr feine Granularität und ist von dem hadronischen Teil mit etwas gröberer Granularität umhüllt. Das LAr befindet sich innerhalb der supraleitenden Spule (Nr. 6) in einem mit flüssigem Argon

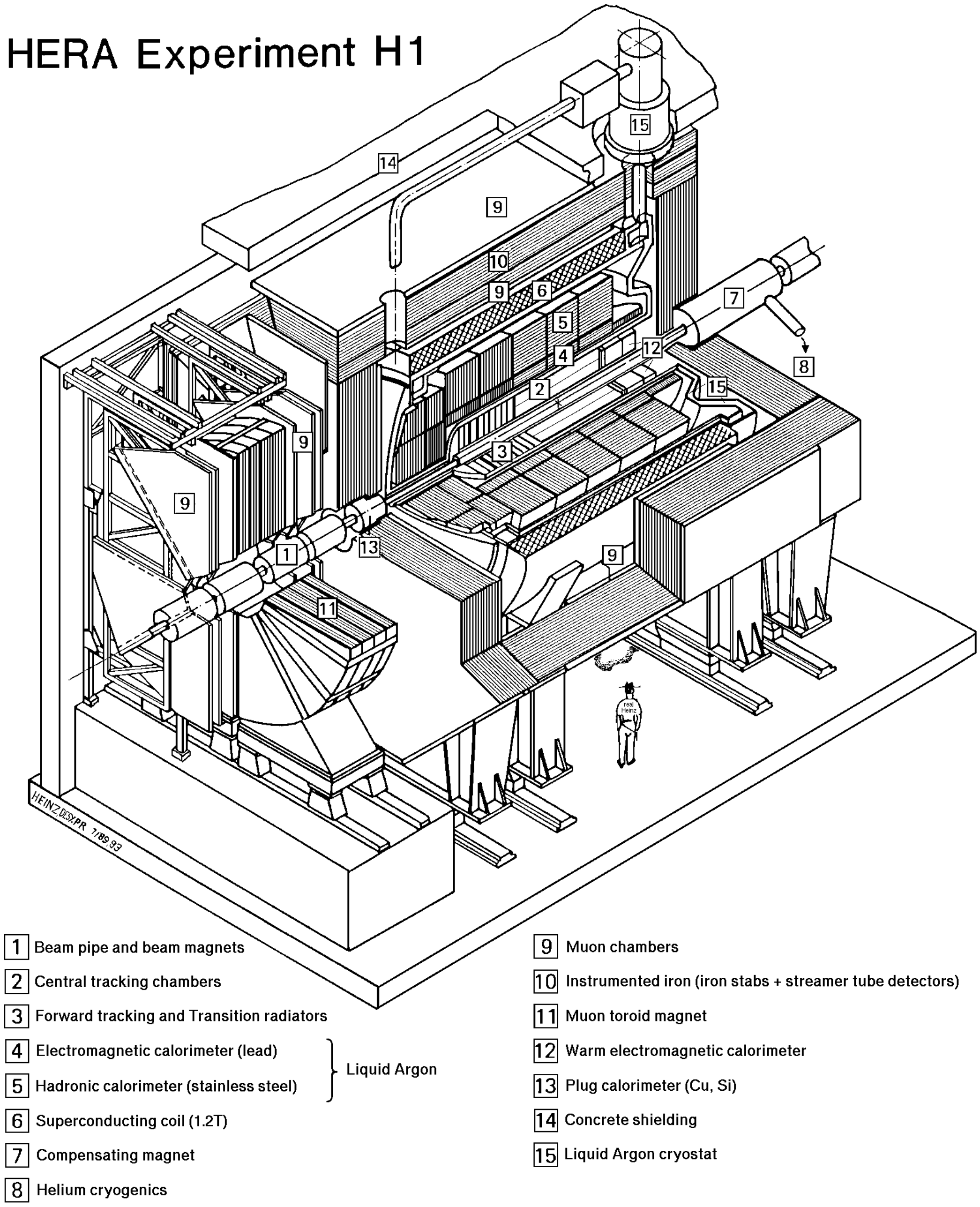


Abbildung 12: Der H1-Detektor.

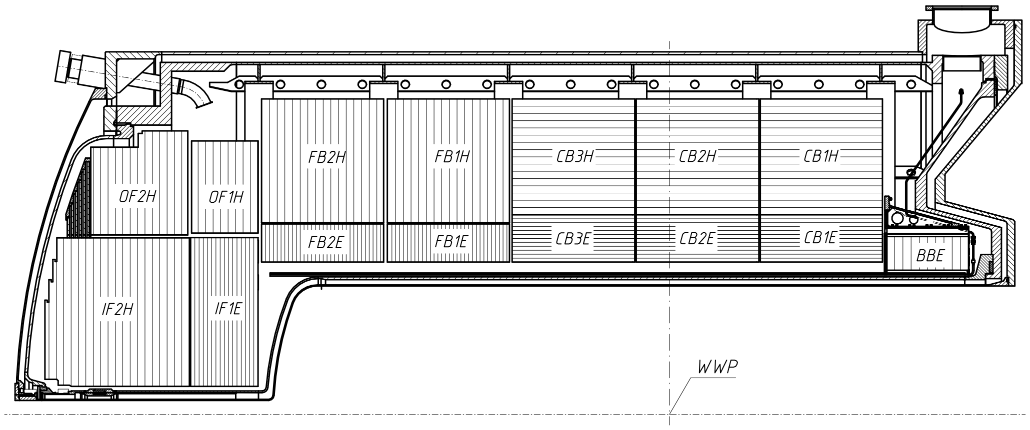


Abbildung 13: Das Flüssig-Argon-Kalorimeter in Seitenansicht.

($T = 90\ K$) gefüllten Kryostaten (Nr. 15), um das inaktive Material vor dem Kalorimeter für eine präzise Energiemessung zu minimieren. Wie in Abb.**??** gezeigt, setzt sich das LAr aus acht Rädern zu je acht „Stacks“, entlang der Strahlachse zusammen.

BBE	=	**B**ackward **B**arrel **E**lectromagnetic	
CBiE/H	=	**C**entral **B**arrel **E**lectromagentic/**H**adronic	i=1,2,3
FBiE/H	=	**F**orward **B**arrel **E**lectromagnetic/**H**adronic	i=1,2
IFE/H	=	**I**nner **F**orward **E**lectromagnetic/**H**adronic	
OFiH/F	=	**O**uter **F**orward **E**lectromagnetic/**H**adronic	i=1,2

Die von einlaufenden Teilchen in den Argon-Schichten erzeugten Ladungen werden auf kleinen Platten („pads“) mit Größen zwischen $4 \times 4\ cm^2$ und $16 \times 16\ cm^2$ gesammelt, die intern zu Auslese-Segmenten („Zellen“) verbunden sind. Insgesamt sind zur Messung der deponierten Energie ca. 45000 (unabhängige) Zellen an die Ausleseelektronik-Kanäle angeschlossen. Um inaktive Räume zu vermeiden weisen die Grenzflächen der Ringe nicht auf den nominellen Wechselwirkungspunkt (WWP). Im elektromagnetischen Teil werden Bleiplatten mit einer Dicke von $2.4\ cm$ als Absorber verwendet auf die beidseitig kupferbeschichtete Leiterplatten aufgeklebt sind. Die Ladungssammlung und die Auslese der Ionisationsladungen im flüssigen Argon erfolgt über diese Leiterplatten mit Hilfe eines von ca. $625\ V/cm$ angelegten elektrischen Feldes. Zusätzlich können die „pads“ hintereinanderliegender Ebenen zu „Türmen“ („Tower“), welche projektiv auf den nominellen WWP zeigen, analog aufaddiert und ausgelesen werden. Die so gemessene Ladung ist proportional zu der vom Teilchen deponierten Energie. Die Türme dienen als Trigger und werden dementsprechend auch als „Triggertürme“ bezeichnet.
Die Gesamttiefe des elektromagnetischen Kalorimeters variiert in Abhängigkeit des Polarwinkels θ zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Damit ist gewährleistet, daß

die totale Energie von Photonen und Elektronen hier deponiert wird. Das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter (einschließlich elektromagnetischen Teil) besitzt eine Tiefe von 4.5 hadronischen Wechselwirkungslängen im zentralen (CB für **C**entral **B**arrel), bis zu acht Wechselwirkungslängen im zentralen Vorwärtsbereich (FB für **F**orward **B**arrel).
Die mit dem Flüssig-Argon-Kalorimeter erzielte Energieauflösung sind im wesentlichen durch die Samplingstruktur bestimmt. Aus Testmessungen am CERN mit Elektronen im Energiebereich von $3 - 80\ GeV$ läßt sich die Auflösung zur Messung des elektromagnetischen Energieflusses zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E^2} + \frac{B^2}{E} + C^2}$$

mit

$$\begin{aligned} A &= (0.152 \pm 0.004)\ GeV \\ B &= (11.16 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}\ \sqrt{GeV} \\ C &= (0.64 \pm 0.07) \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

angeben.
Die drei Terme mit den Konstanten A, B und C entsprechen den Anteilen von elektronischem Rauschen, „Samplingeffizienz“ und der Kalibrationsunsicherheit. Die feine Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters gestattet es, den Winkel eines isolierten elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchens z. B. des Elektrons, mit einer absoluten Präzision von $7\ mrad$ zu ermitteln.

3.2 Das Spurkammersystem des H1-Detektors

Die Aufgabe des H1-Spurkammersystems besteht darin sowohl in der Rekonstruktion hadronischer Teilchenbündel („Jets“) als auch in der Identifizierung und Impulsbestimmung einzelner isolierter geladener Teilchen. Mit Hilfe des von der supraleitenden Spule erzeugten homogenen Magnetfeldes von $1.2\ Tesla$ wird eine gleichzeitige Impuls und Polarwinkelauflösung von

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_P}{P^2} &\approx 3 \cdot 10^{-3}\ GeV^{-1} \\ \sigma_\theta &\approx 1\ mrad \end{aligned}$$

erreicht.
Wie in Abb.**??** zu erkennen ist, ist das gesammte Kammersystem, in eine zentrale (CTD für **C**entral **T**racking **D**etector) und eine vorwärtige Region (FTD für **F**orward **T**racking **D**etector) aufgeteilt, um eine sehr effiziente Rekonstruktion zu erzielen.

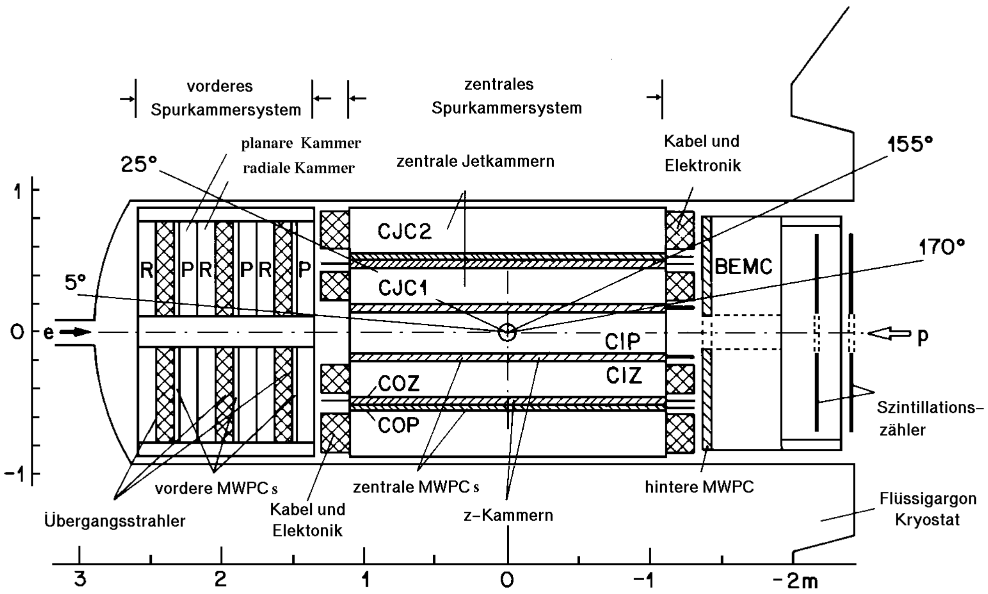


Abbildung 14: Das Spurkammersystem von H1.

Das Spurkammersystem trägt neben der Rekonstruktion von Spuren auch zum erkennen sinnvoller physikalischer Ereignisse bei. Die hier durchgeführte Analyse verwendet das Spurkammersystem im wesentlichen zur Bestimmung der Elektronspuren und ob auf das Photon keine, eine oder mehrere Spuren zeigen. Desweiteren wird mit Hilfe der Spurkammern die z-Komponente des Vertex bestimmt. Den genauen Aufbau des Spukammersystems zeigt Abb.??.

Die zentralen Spurkammern (in Abb.?? mit 2 bezeichnet): Das zentrale Spurkammersystem ist konzentrisch um die Strahlachse und symmetrisch in z-Richtung um den Wechselwirkungspunkt so angeordnet, daß es ein Polarwinkelbereich von $25^o < \theta < 155^o$ überdeckt. Von Innen nach außen umschließt eine Proportionalkammer (CIP für **C**entral **I**nner **P**roportional Chamber), eine z-Driftkammer (CIZ für **C**entral **I**nner **z**-Drift Chamber) und eine Jetkammer (CJC1 für **C**entral **J**et **C**hamber) das Strahlrohr. Dann schließt sich eine weitere z-Driftkammer (COP für **C**entral **O**uter **P**roportional Chamber) eine zylindrische Proportionalkammer und eine zweite Jetkammer (CJC2) an. Die beiden Jetkammern (CJC1/CJC2) dienen zur Spurmessung in der $r\varphi$-Ebene mit einer Genauigkeit von

$$\sigma_{r-\varphi} \approx 170\ \mu m.$$

Die Ladungsteilung des Spurkammersignals erlaubt zusätzlich, die z-Koordinate mit einer Genauigkeit von

$$\sigma_z \approx 2.2\ cm$$

zu bestimmen.

Der minimale Abstand der Extrapolation einer rekonstruierten Spur zur Strahlachse in der $r\varphi$-Ebene, im allgemeinen als DCA für **D**istance of **C**losest **A**pproach bezeichnet, kann mit einer Präzision von

$$\sigma_{DCA} \approx 420\ \mu m$$

ermittelt werden.

Die Drähte der beiden z-Driftkammern (CIP und COP) verlaufen azimutal. Komplementär zu den Jetkammern gestattet dies eine optimale Auflösung der z-Koordinate. Es läßt sich eine spurwinkelunabhängige Ortsauflösung von

$$\sigma_z \approx 260\ \mu m$$

erreichen.

Bei den Proportionalkammern (CIP und COP) handelt es sich um Vieldrahtproportionalkammern (MWPC für **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber). Sie erzeugen beim Durchgang geladener Teilchen ein promptes Signal zum Auffinden des Vertex.

Die Vorwärtsspurkammern (in Abb.?? mit 3 bezeichnet): Der Vorwärtsdetektor (FTD) erschließt den Winkelbereich $5^0 < \theta < 25^o$ zur Messung von Spuren und besteht aus drei sogenannten Supermodulen. Jedes dieser Module besteht wiederum aus drei planaren Driftkammern, welche jeweils um 60^o gegeneinander verdreht sind, einer Vieldraht-Proportionalkammer (MWPC), Material zur Erzeugung von Übergangsstrahlung und aus einer radialen Driftkammer. Die Ortsauflösung der planaren Driftkammern beträgt etwa 210 μm. Die Kammern werden zur Messung des Polarwinkels benutzt. Die radialen Driftkammern haben die gleiche Ortauflösung und rekonstruieren einerseits die Spuren in der $r\varphi$-Ebene, andererseits weisen sie die Übergangsstrahlung nach. Die Vieldraht-Proportionalkammern dienen auch zu „Triggerzwecken“.

3.3 Die Luminositätsbestimmung bei H1

Eine weitere Komponente des H1-Detektors, die in Abb.**??** nicht dargestellt ist, bilden die Luminositätsdetektoren für die Bestimmung der absoluten Luminosität im H1-Experiment. Eine genaue Ermittlung der Luminosität $\mathcal{L}$ erfordert einen physikalischen Prozeß mit einer sehr hohen Ereignisrate, einem geringen Untergrund und einem sehr präzise berechenbaren Wirkungsquerschnitt. Diese Anforderungen erfüllt der Bethe-Heitler Prozeß [**?**]:

$$ep \longrightarrow ep\gamma$$

In dieser rein quantenelektrodynamischen Wechselwirkung handelt es sich um die Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons vom Elektron im Feld des Protons. Einen

Untergrund ruft die Photonabstrahlung von Elektronen im Feld der Atome des Restgases in der Strahlröhre hervor:

$$eA \longrightarrow eA\gamma$$

Während dieser Prozeß die gleiche Signatur wie die Luminositätsreaktion aufweist, beträgt der Wirkungsquerschnitt des Untergrunds bei Solluminosität nur 10 % des Bethe-Heitler-Prozesses. Eine sehr gute Abschätzung des Untergrundes und die notwendige Korrektur gelingt unter Zuhilfenahme des ungepaarten Elektron-Pilot-Paketes, da hier wegen des fehlenden Protonpaketes keine Luminositätsreaktionen auftreten.
Aufgrund des sehr steilen Anstiegs der Winkelverteilung für das auslaufende Elektron und Photon im Bethe-Heitler-Prozeß in Richtung des primären Elektrons, sind die beiden Detektoren zur Identifizierung der Reaktionsprodukte in zwei Armen nahe der Strahlröhre und weit weg vom nominellen Wechselwirkungspunkt plaziert, um auf sehr kleine Winkel sensitiv zu sein. In Abb.?? ist das Verfahren der Luminositätsmessung noch einmal schematisch dargestellt.
Der sogenannte „Electron Tagger“ ET, der zum Nachweis des einlaufenden Elektrons dient, deckt im Abstand $z = -33.4\ m$ vom Kollisionspunkt einen Polarwinkelbereich θ von 0 bis 5 $mrad$ ab. Der „Photondetektor“ PD identifiziert in einer Entfernung von $z = -102.9\ m$ und in einem Winkelbereich θ von 0 bis 0.45 $mrad$ die Bremsstrahlungsphotonen. In den beiden als Cerenkov-Kalorimeter ausgelegten Detektoren, die aus TlCl/TlBr-Kristallen bestehen, lesen Photomultiplier die Zellen aus. Bei einer absoluten Kalibrationsgenauigkeit von besser als 1%, die auf der Energiebedingung $E_{ET}+E_{PD} = E_{e-Strahl}$ für Luminositätsereignisse beruht, werden Auflösungen von $\sigma_E/E = 10\%\cdot\sqrt{GeV}/\sqrt{E}$ für die Energiemessung und $\sigma_{xy} = 0.2\ cm$ für die Ortsbestimmung erzielt.
Zum Nachweis einer Bethe-Heitler-Reaktion müssen beide Detektoren, Elektron-Tagger und Photondetektor, jeweils ein Signal in Koinzidenz aufweisen. So erfolgt die Ermittlung der Luminosität durch Abzählen der Rate und mit Hilfe des errechneten Wirkungsquerschnittes einschließlich der Akzeptanzkorrekturen und Triggereffizienzen des gesamten Systems. Mit Hilfe dieser Methode erreicht die absolute Luminositätmessung eine Genauigkeit von 5 %. Der Hauptbeitrag zum systematischen Fehler für die Ermittlung der absoluten Luminosität $\mathcal{L}$ basiert auf der Abhängigkeit der Systemakzeptanz von einer möglichen Variation des Elektron-Strahlwinkels in der Wechselwirkungsregion.
Neben der Luminositätsbestimmung eignet sich der Elektron-Tagger zum Triggern von Photoproduktionsereignissen mit quasireellen Photonen, da entsprechend den geringen Impulsüberträgen Q^2 eine Streuung des Elektrons unter sehr kleinen Winkeln vorliegt. Ein gleichzeitiges Signal im Elektron-Tagger und im Photondetektor kann demgegenüber als ein Veto für die Selektion von Photoproduktionsereignissen interpretiert werden. In tiefinelastischen Streuprozessen dient der Photondetektor dazu, einen möglichen Nachweis eines abgestrahlten Bremsstrahlungsphotons im Elektron-Anfangszustand zu erbringen.

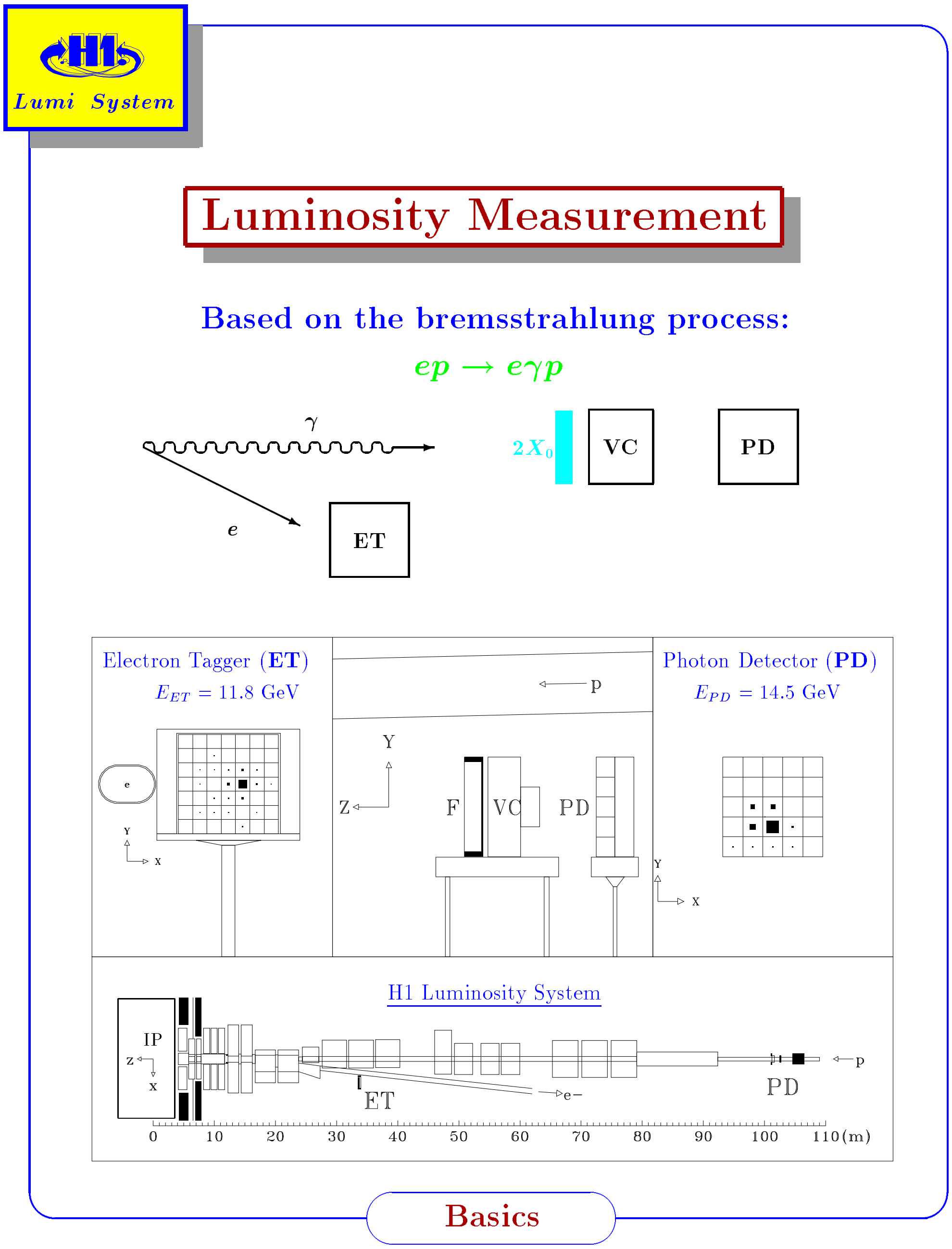


Abbildung 15: Luminositätsmessung bei H1.

3.4 Weitere Detektorkomponenten

Rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter (siehe Abb.?? Nr. 12): Dieses Kalorimeter ergänzt das Flüssig-Argon-Kalorimeter in Rückwärtsrichtung und deckt etwa den Winkelbereich von $151^o < \theta < 177^o$ ab. Es ist 22.5 Strahlungslängen bzw. 0.97 Absorbtionslängen tief und besteht aus 2.5 mm dicken Bleiabsorberplatten und 4 mm starken Szintillatorplatten, welche über Photodioden ausgelesen werden.

PLUG-Kalorimeter (siehe Abb.?? Nr. 13): Diesem Kalorimeter dienen Kupferplatten als Absorber; mittels Siliziumpads kann die hadronische Energie nahe des Strahlrohres gemessen werden $(0.6^o, \theta < 3^o)$. Die Energieauflösung beträgt hier

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{150\%}{\sqrt{E/GeV}}.$$

Das instrumentierte Eisen (siehe Abb.?? Nr. 10): Außerhalb der Spule befindet sich ein Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses. Es besteht aus zehn Eisenplatten der Dicke 7.5 cm, zwischen denen Streamerrohrkammern eingeschoben sind. Die Kammern werden nicht nur an den Drähten ausgelesen, sondern sie enthalten auch noch „pads“ und Streifen. Mit den „pads“ wird die Restenergie von Hadronen bestimmt, welche nicht vollständig im LAr-Kalorimeter absorbiert wurden. Die Streifen, welche senkrecht zu den Drähten auf den Kammern aufgebracht sind, ermöglichen eine Ortsbestimmung für geladene Teilchenspuren. Mit Hilfe dieser Kammern werden z.B. Myonenspuren erkannt.

Vorwärts-Myon-Spektrometer (siehe Abb.?? Nr. 9 und 11): Dieser Detektor dient zum Nachweis und der Impulsbestimmung von Myonen in Vorwärtsrichtung $(3^o < \theta < 17^o)$. Ein Toroidmagnet erzeugt ein Magnetfeld, welches eine Impulsmessung ermöglicht. Vor und hinter dem Magneten befinden sich je zwei radiale und azimutale Driftkammern. Die Impulsauflösung beträgt für Myonen mit einem Impuls von 200 GeV etwa 36 %.

Flugzeitzähler (TOF): Hinter dem BEMC bei $z = -1.95$ m und $z = -2.25$ m sind Szintillatoren angebracht, um Teilchen zu erkennen, die von hinten und nicht vom nominellen Wechselwirkungspunkt aus in den Detektor gelangen. Ein Triggerveto bei Koinzidenz der beiden Zähler unterdrückt den Untergrund.

4 Die Suche nach e^* Ereignissen

Sucht man nach angeregten Elektronen in dem Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$ so ist zu beachten welche Untergrundprozesse zu erwarten sind. Unter Untergrundprozessen versteht man solche Ereignisse, welche die gleiche Signatur im H1-Detektor aufweisen wie die zu suchenden Signalereignisse, also ein Elektron und ein Photon im LAr-Kalorimeter. Dies aber bedeutet, Signal und Untergrund sind in erster Näherung nicht voneinander zu unterscheiden. Im folgenden werden die zu einem e^*-Ereignis erwarteten Untergrundprozesse beschrieben.

4.1 Die Weitwinkel-Bremsstrahlung

Unter der Weitwinkel-Bremsstrahlung (WWB) versteht man, im Fall der Elektron-Proton-Streuung, die Abstrahlung eines reellen Photons vom ein- oder auslaufenden Elektron unter großem Winkel. Wird das Photon vom einlaufenden Elektron abgestrahlt, so spricht man von „*Initial-State-Radiation*“, strahlt das auslaufende Elektron das Photon ab so spricht man von „*Final-State-Radiation*“. Der WWB-Prozeß stellt die wichtigste Untergrundquelle bei der Suche nach angeregten Elektronen im Kanal $e^* \longrightarrow e\gamma$ dar. Es handelt sich hierbei um einen sogenannten physikalischen Untergrund, d. h. die Endzustände im H1-Detektor sind topologisch völlig identisch und es ist unmöglich eine Unterscheidung zu treffen, ob es sich um ein e^*-Ereignis handelt oder nur um ein WWB-Ereignis. Abb.**??** zeigt die beiden Feynman-Diagramme auf Born-Level zu diesem Prozeß.

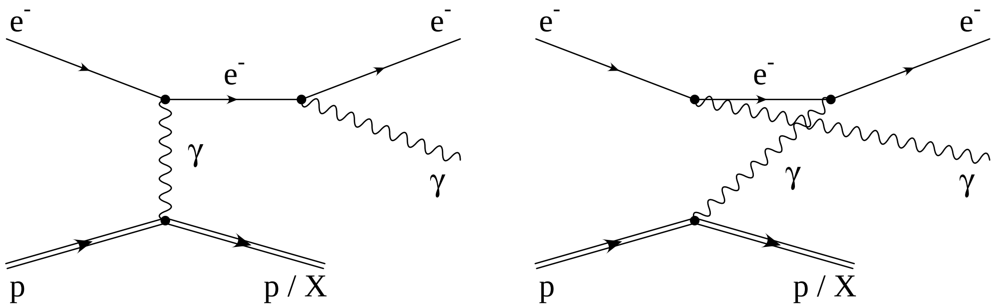


Abbildung 16: Feynman-Diagramme zur Weitwinkel-Bremsstrahlung in ep-Reaktionen.

Wie schon in Kapitel 2 beschrieben kann dieser Prozeß, ebenso wie die e^*-Produktion, elastisch, quasielastisch und inelastisch ablaufen. Die Unterscheidung dieser drei Bereiche erfolgt im Monte Carlo Generator EPCOMPT in gleicher Weise wie bei der e^*-Ereignisgeneration mittels des COMPOS Generators. Handelt es sich um kleine Impulsüberträge Q^2 vom Photon auf das Proton, so bleibt das Proton typischerweise als solches erhalten. In den Feynman-Diagrammen der Abb.**??** wird die WWB dominiert von Prozessen, in denen das vom Proton abgestrahlte Photon quasireell ist

($Q^2 = 0$). Daher spricht man auch von der WWB als „*Compton-Prozeß*“. Zur Berechnung der Streuwirkungsquerschnitte müssen die elektrischen und magnetischen Formfaktoren $G_E(Q^2)$ und $G_M(Q^2)$ des Protons berücksichtigt werden.
Im inelastischen Fall, für $Q^2 > 4\,GeV^2$, reduzieren sich die Kopplungen auf punktförmige Wechselwirkungen mit den Quarks im Proton. Die Wirkungsquerschnitte der harten Elektron-Quark-Reaktionen werden mit den üblichen Quarkdichte-Verteilungen des Protons gefaltet.
Der quasielastische Bereich, für $Q^2 \leq 4\ GeV^2$, wird mit speziellen Parametrisierungen der Proton-Strukturfunktionen F_1 und F_2 abgedeckt. In diesem Bereich verbleiben die gestreuten Zerfallsteilchen des Protons üblicherweise in der Strahlröhre. Aus diesem Grunde wird ein einfacher Phasenraumzerfall in ein *Baryon* und *Pionen* generiert.
Der elastische Bereich, für $Q^2 \approx 0\ GeV^2$, zeichnet sich dadurch aus, daß die Kinematik des WWB-Prozesses überbestimmt ist, d. h. die Energien des auslaufenden Elektrons und Photons oder deren invariante Masse ($m_{e\gamma}$), lassen sich alleine aus den beiden Polarwinkeln θ_e und θ_γ bestimmen. Dieser Sachverhalt wird anhand folgender Rechnung verdeutlicht.
Die Rechnung zur WWB-Kinematik benutzt die unten aufgeführten Näherungen.

- das aus dem Proton abgestrahlte Photon ist kolinear zum Proton, d. h. der Impulsübertrag auf der Protonseite beträgt $Q^2 \approx 0\ GeV^2$.
- das auslaufende Elektron bildet mit dem auslaufenden Photon in der Ebene senkrecht zu den einlaufenden Teilchen einen Öffnungswinkel von $\approx 180^o$.
- die Elektron- und Protonmasse wird vernachlässigt.
- die Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons wird vernachlässigt.

Alle Winkel und Energien werden im Laborsystem gemessen.

Die 4er-Impulse der einlaufenden Elektronen und Protonen sind

$$e = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix}, p = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix}.$$

Die vom Proton kolinear abgestrahlten Photonen tragen den 4er-Impuls

$$\gamma = \begin{pmatrix} zE_p \\ 0 \\ 0 \\ zE_p \end{pmatrix}.$$

Die 4er-Impulse der auslaufenden Elektronen und Photonen betragen

$$e^{'} = \begin{pmatrix} E_e^{'} \\ E_e^{'} \sin\theta_e \\ 0 \\ E_e^{'} \cos\theta_e \end{pmatrix}, \gamma^{'} = \begin{pmatrix} E_\gamma^{'} \\ -E_\gamma^{'} \sin\theta_\gamma \\ 0 \\ E_\gamma^{'} \cos\theta_\gamma \end{pmatrix}.$$

Aus der 4er-Impulserhaltung

$$e + \gamma = e^{'} + \gamma^{'}$$

folgt:

$$\begin{aligned} E_e + zE_p &= E_e^{'} + E_\gamma^{'} \\ 0 &= E_e^{'} \sin\theta_e - E_\gamma^{'} \sin\theta_\gamma \\ -E_e + zE_p &= E_e^{'} \cos\theta_e - E_\gamma^{'} \cos\theta_\gamma. \end{aligned}$$

Durch Elimination der unbekannten Größe z (siehe auch [?], S.33), erhält man für die Energie des auslaufenden Elektrons bzw. Photons

$$E_e^{'} = \frac{2E_e \sin\theta_\gamma}{(1-\cos\theta_\gamma)\sin\theta_e + (1-\cos\theta_e)\sin\theta_\gamma} \tag{4.1}$$

$$E_\gamma^{'} = \frac{2E_e \sin\theta_e}{(1-\cos\theta_\gamma)\sin\theta_e + (1-\cos\theta_e)\sin\theta_\gamma}. \tag{4.2}$$

Die Energien der auslaufenden Teilchen sind also über ihre Polarwinkel θ_e und θ_γ eindeutig bestimmbar.
Die quadrierte invariante Masse des $e\gamma$-Systems ergibt sich durch:

$$\begin{aligned} m^2_{e^{'}\gamma^{'}} = m^2_{e\gamma} &= (e^{'} + \gamma^{'})^2 \\ &= 2e^{'}\gamma^{'} \\ &= 2E_e^{'}E_\gamma^{'}(1 + \sin\theta_e \sin\theta_\gamma - \cos\theta_e \cos\theta_\gamma) \end{aligned}$$

Durch Umformungen (siehe auch [?], S.34) ergibt sich dann

$$m^2_{e\gamma} = 4E_e(E_e^{'} + E_\gamma^{'} - E_e) \tag{4.3}$$

Man erkennt anhand von Gleichung (??) das die Bedingung $E_e^{'} + E_\gamma^{'} > E_e$ erfüllt sein muß, d. h. die Energiesumme der auslaufenden Teilchen muß größer als die Energie des einlaufenden Elektrons sein, also speziell im Fall der HERA-Anlage, größer als 27.55 GeV.

Setzt man nun Gleichung (??) in Gleichung (??) bzw. in Gleichung (??) ein, so erhält man einen Ausdruck für die invariante Masse $m^2_{e\gamma}$ welcher ebenfalls durch die Polarwinkel der beiden auslaufenden Teilchen bestimmt ist:

$$m^2_{e\gamma} = 4E^2_e \frac{1+\beta}{1-\beta}$$

mit

$$\beta = \frac{\sin(\theta_e + \theta_\gamma)}{\sin\theta_e + \sin\theta_\gamma}$$

Wie schon in Kapitel 2 angesprochen erfährt das $e\gamma$-Schwerpunktsystem im Labor einen sogenannten „Boost“, dessen Größe durch obiges β bestimmt ist. Für invariante Massen des $e\gamma$-Systems größer als $2E_e$ ist β positiv, d.h. Elektron und Photon werden vornehmlich in Vorwärtsrichtung (Richtung des einlaufenden Protons) ausgesandt und sind als elektromagnetische Cluster im LAr-Kalorimeter des H1-Detektors zu finden.
Diese rein kinematischen Betrachtungen führen also zu oben genannten Zusammenhängen; an keiner Stelle der Rechnung muß die Art der Kopplung an den Vertex beachtet werden. Aufgrund der oben genannten Näherungen gelten diese Zusammenhänge identisch auch für der e^*-Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$. Für eine ausführlichere Betrachtung der WWB-Kinematik sei auf [?] verwiesen.
Zur WWB-Ereignisgeneration wurde der Generator EPCOMPT [?] verwendet. Der Generator ist in der Lage WWB-Ereignisse in den verschiedenen kinematischen Bereichen, d. h. elastisch, quasielastisch und inelastisch, zu erzeugen. Es wurden insgesamt *11477* Ereignisse des WWB-Prozesses generiert, um eine aussagekräftige Statistik zur Untergrundbestimmung zu erhalten. Die Parameter welche zur Generation eingestellt wurden sind folgende:

- Generator EPCOMPT, Version1.0
- Impulse der einlaufenden Elektronen und Protonen 27.55 GeV und 820 GeV
- keine Polarisation der Elektronen
- Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen möglich
- Parametrisierung der Quarkdichteverteilung nach MRSH [?] im inelastischen Bereich, Strukturfunktionen F_1, F_2 nach Brasse et al., Satz mit R=0.18 [?] im quasielastischen Bereich
- Energie der einlaufenden Elektronen und Photonen im Laborsystem $E_{e,\gamma} > 2\ GeV$
- Polarwinkel der auslaufenden Elektronen und Photonen im Laborsystem $2^o < \theta_{e,\gamma} < 155^o$ (ohne SPACAL !)

Massenbereich	$\mathcal{L}(pb^{-1})$ elastisch	quasielastisch	inelastisch
$7\ GeV < m_{e\gamma} < 20\ GeV$	35.165	59.670	64.567
$20\ GeV < m_{e\gamma} < 50\ GeV$	179.376	177.854	176.205
$50\ GeV < m_{e\gamma} < 80\ GeV$	740.966	1522.671	1492.931
$m_{e\gamma} > 80\ GeV$	2318.504	3555.900	3461.288

Tabelle 2: Luminosität $\mathcal{L}$ in pb^{-1} der mit EPCOMPT generierten WWB-Untergrundprozesse in unterschiedlichen Massenbereichen.

- Polarwinkel der gestreuten Protonen im Laborsystem $0^o < \theta_p < 75^o$

Die Ereignisse wurden in den jeweiligen Bereichen „elastisch", „quasielastisch" und „inelastisch", getrennt erzeugt. Desweiteren wurde eine unterschiedliche Anzahl an Ereignissen in den Massenbereichen des $e\gamma$-Systems generiert. In der Tabelle **??** ist die Luminosität aufgeführt mit welcher die WWB-Ereignisse in den einzelnen Massenbereichen erzeugt wurden. Es wurde dabei Wert darauf gelegt, daß die Statistik, d.h. die Anzahl der Ereignisse, in den hohen Massenbereichen um mehrere Größenordnungen über der zu erwartenden Anzahl an Datenereignissen liegt.
Je nach aufgenommener integrierter Datenluminosität $\mathcal{L}_{Daten}$ erhalten die Monte Carlo Ereignisse ein Gewicht GW welches sich aus dem Quotienten

$$GW = \frac{\mathcal{L}_{Daten}}{\mathcal{L}_{MC-WWB}}$$

ergibt.
Alle *11477* generierten WWB-Ereignisse werden der vollständigen Standard-H1-Detektorsimulation unterzogen und anschließend rekonstruiert. In Abb. **??** sieht man eines dieser WWB-Ereignisse mit einer invarianten Masse von $m_{e\gamma} = 78.50\ GeV$. Die Energie für das Elektron E_e beträgt $41.40\ GeV$, die Energie für das Photon $42.63\ GeV$. Wie zu erwarten stimmt die Topologie dieser Ereignisse exakt mit einem e^*-Ereignis überein.

4.2 Die tiefinelastische Elektron-Nukleon-Streuung

Einen wesentlichen Teil der HERA Physik stellen die Ereignisse der tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuung, auch mit „DIS" („**D**eep **I**nelastic **S**cattering") bezeichnet, dar. Die Abb.**??** zeigt die Feynman-Diagramme für ein DIS-Prozeß.
In niedrigster Ordnung (Born-Level), wechselwirkt bei dieser Reaktion das einlaufende Elektron elastisch mit einem Quark im Inneren des einlaufenden Protons unter Austausch eines Photons (γ) bzw. eines Z-Bosons (siehe Abb.**??**a, NC, „Neutral Current") oder eines W-Bosons (siehe Abb.**??**b, CC, „Charged Current"). Es finden also direkte, elastische Streuprozesse an den Konstituenten des Protons statt. Somit

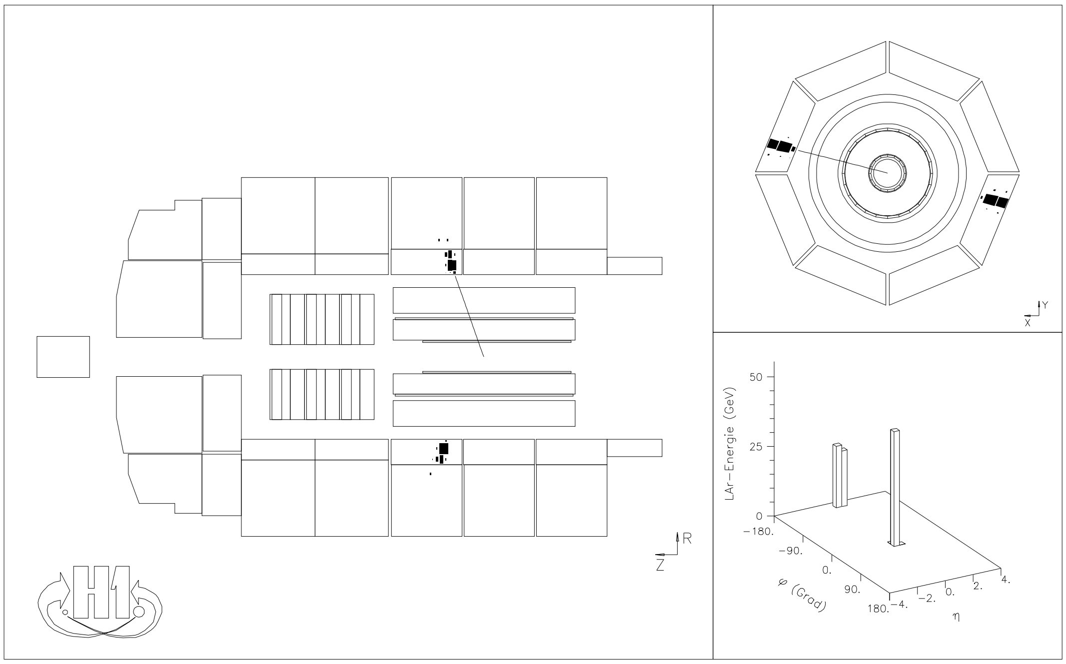


Abbildung 17: Simuliertes und rekonstruiertes EPCOMPT WWB-Ereignis mit einer invarianten Masse von $m_{e\gamma} = 78.50\ GeV$.

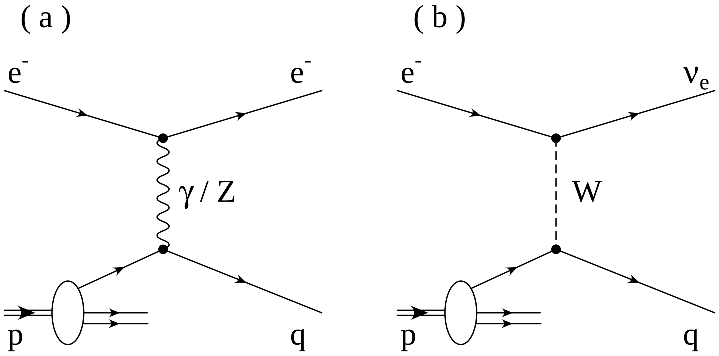


Abbildung 18: Feynman-Diagramme zur tiefinelastischen Elektron-Nukleon-Streuung bei ep-Reaktionen. (a) zeigt den neutralen Austausch (NC) und (b) zeigt den geladenen Austausch (CC).

liegt es auf der Hand, das bei einer ep-Reaktion die nach diesem Prozeß abläuft möglich ist die innere Struktur des Protons zu erforschen.
Zur Generation von DIS-Ereignissen wurde in dieser Arbeit das Monte Carlo Programm DJANGO [?], Version 6.2, benutzt. Das Programm stellt eine Schnittstelle für die Programme HERACLES [?] , ARIADNE [?] und JETSET [?] dar. HERACLES ist ein Ereignissgenerator der tiefinelastische Ereignisse auf der Partonebene erzeugt, unter Berücksichtigung elektroschwacher Korrekturen in $\mathcal{O}(\alpha)$.
Die QCD-Korrekturen und Fragmentations- und Hadronisationsprozesse werden von den Programmen ARIADNE und JETSET berechnet.
Hinsichtlich der Suche nach elastisch erzeugten e^*-Ereignissen stellen die NC-DIS-Ereignisse, wie in Abb.**??**a, einen Teil des nichtphysikalischen Untergrunds dar. Dies soll im weiteren erklärt werden. Aufgrund der starken Wechselwirkung die durch die QCD (**Q**uanten-**C**hromo-**D**ynamik) beschrieben wird, bildet das aus dem Proton gestreute Quark zusammen mit dem Protonrest hadronische Endzustände, wie zum Beispiel neutrale Pionen (π^o). Aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer ($\tau = 0.87 \cdot 10^{-16}$ s) zerfallen diese noch innerhalb des H1-Detektors zu fast 100 % in zwei reelle Photonen ($\pi^o \longrightarrow \gamma\gamma$). Diese können unter der Voraussetzung das der Winkel zwischen ihnen nicht zu groß wird als ein gemeinsamer elektromagnetischer Cluster im LAr-Kalorimeter nachgewiesen werden. Dies bedeutet, daß es zu einer Fehlinterpretation des zerfallenden neutralen Pions als Photon kommt. Da das gestreute Elektron ebenfalls im LAr-Kalorimeter nachgewiesen wird und die verbleibenden hadronischen Endzustände unbeobachtet entlang der Strahlröhre auslaufen, entspricht die Topologie solcher Ereignisse, fälschlicherweise, derjenigen eines e^*-Kandidaten. Die späteren Untersuchungen wurden mit einem „Ereignis-File“ durchgeführt welcher *99998* vollständig simulierte und rekonstruierte DIS-Ereignisse enthielt. Der von DJANGO [?] ermittelte totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} ist, für die unten genannten Bedingungen, 6324 pb; es ergibt sich also eine Monte Carlo Luminosität von $\mathcal{L} = 15.81\ pb^{-1}$.
Dafür wurden bei der Generation folgende Parameter gewählt:

- Generator DJANGO, Version 6.2
- Impulse der einlaufenden Elektronen und Protonen 27.55 GeV und 820 GeV
- Impulsübertrag des Photons (oder Z-Bosons) $Q^2 > 90\ GeV^2$

4.3 Die Photon-Photon-Streuung

Strahlt bei der ep-Reaktion sowohl das Elektron als auch das Proton je ein Photon ab, so kommt es zur Streuung zweier quasireeller Photonen; man spricht von der *Photon-Photon-Streuung.* Diese beiden Photonen können in einem harten Streuprozeß zum Beispiel ein Lepton-Paar erzeugen. Für diese Arbeit ist der Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares (e^+e^--Paar) besondere Aufmerksamkeit zu schenken. Das heißt:

$$e^+ + p \longrightarrow e^+e^-e^-p$$

Der Endzustand ist also durch drei Elektronen und ein Proton charakterisiert. Auch hier spricht man von einem sogenannten nichtphysikalischen Untergrundprozeß. In Abb.?? ist das dazugehörige Feynman-Diagramm zu sehen. Die kinematischen Berei-

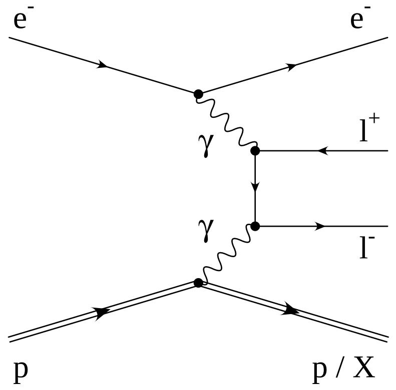


Abbildung 19: Feynman-Diagramm zur Lepton-Paar-Erzeugung in der Photon-Photon-Streuung bei ep-Reaktionen.

che in denen die Reaktion überwiegend stattfindet, sind dadurch ausgezeichnet das eines der beiden Photonen quasireell ist. Die Spektren der Photonenergien haben ihr Maximum bei kleineren Werten, deshalb ist die invariante Masse des e^+e^--Systems ebenfalls klein. Um Ereignisse der $\gamma\gamma$-Streuung fälschlicherweise als e^*-Ereignis zu interpretieren sind extreme kinematische Umstände nötig. Als Endzustand findet man also drei Leptonen (auslaufendes Elektron, Elektron und Positron aus dem harten Prozeß $\gamma\gamma \longrightarrow e^+e^-$) und das auslaufende Proton. Nun muß eines der drei Leptonen zusammen mit dem auslaufenden Proton in der Strahlröhre verbleiben und gleichzeitig muß eines der zwei verbleibenden Leptonen ohne rekonstruierte Spur im LAr-Kalorimeter detektiert werden. Somit wäre der H1-Detektor ansonsten leer und die Topologie des Ereignisses entspräche dem eines e^*-Ereignisses. Aus einer früheren Untersuchung dieses Untergrundprozesses erhielt man eine Wahrscheinlichkeit eines oder mehrere Ereignisse dieses Typs zu sehen von 3.3%, wobei bei der Generation dieser $\gamma\gamma$-Ereignisse der Phasenraumbereich nicht so stark eingeschränkt wurde wie oben beschrieben. Insbesondere wurde nur nach zwei elektromagnetischen Clustern gesucht, ohne Spurkriterien (siehe [?], S.41). Aufgrund der extremen Bedingungen an den Phasenraum und der zusätzlichen Forderung, daß das Spurkammersystem fehlerhaft arbeiten müßte, wird hier der Untergrund aus der $\gamma\gamma$-Streuung zu Null abgeschätzt.

4.4 Die Photoproduktion

Vollständigkeitshalber sei an dieser Stelle der Prozeß der Photoproduktion erwähnt. Von Photoproduktion in der ep-Streuung spricht man dann, wenn quasireelle Photonen die vom einlaufenden Elektron abgestrahlt werden mit dem einlaufenden Protonen wechselwirken. Der harte Streuprozeß findet also zwischen einem Photon und einem Quark des Protons statt. In Abb.?? ist das für die Photoproduktion typische Feynman-Diagramm gezeigt in welchem der harte Streuprozeß durch den schraffierten Kreis angedeutet wird. Das gestreute Elektron bleibt bei diesem Prozeß in der

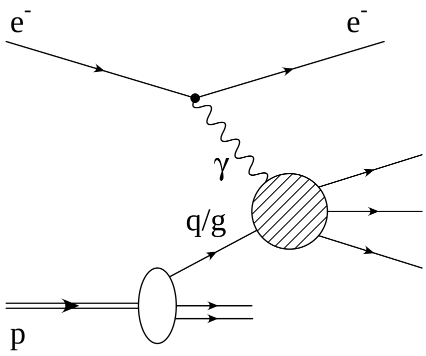


Abbildung 20: Feynman-Diagramm zur Photoproduktion bei ep-Reaktionen. Der harte Streuprozeß wird durch den schraffierten Kreis dargestellt.

Strahlröhre und kann dort, unter gewissen kinematischen Bedingungen, mit Hilfe eines Elektron-Taggers beobachtet werden. Diese Ereignisse der Photoproduktion stellen den Untergrund im Zerfallskanal mit Jets im Endzustand dar, d.h. sie sind für die Suche nach angeregten Elektronen im Kanal $e^* \longrightarrow e\gamma$ belanglos und werden nicht weiter untersucht. Für tiefere Einblicke in die Photoproduktion sei auf die Publikation [?], S.37-40 verwiesen.

4.5 Die Datenselektion

Bei der Suche nach angeregten Elektronen bietet sich der Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$ an, da sich dieser durch eine sehr leicht im H1-Detektor zu erkennende Signatur auszeichnet. Desweiteren ist der Untergrund aus dem QED-Compton-Prozeß bzw. der Weitwinkel-Bremsstrahlung (WWB) gut bekannt. Bemerkenswert ist, daß sowohl im Fall angeregter Elektronen als auch im WWB-Prozeß die Produktion solcher Ereignisse zur Hälfte elastisch erfolgt. In einem Massenspektrum der $e\gamma$-Paare sollte sich ein e^*-Signal als Resonanzstruktur zeigen. Es läßt sich aber nicht für ein einzelnes Ereignis entscheiden, ob es sich um ein e^*-Signal oder ein WWB-Untergrund Ereignis handelt. Es sind also Ereignisse zu suchen, die nur zwei isolierte, elektromagnetische Cluster aufweisen. Auf einen der beiden Cluster sollte eine durch das Spurkammersystem rekonstruierte Spur zeigen und somit das Elektron identifizieren. Aufgrund der Tatsache, daß Photonen ungeladen sind erfolgt in der Regel keine Spurrekonstruktion. Nach einer Strahlungslänge X_o schauert das Photon im LAr-Kalorimeter in e^+e^--Paare auf und hinterläßt ebenfalls einen isolierten elektromagnetischen Cluster. Das bedeutet auf den zweiten Cluster darf keine Spur zeigen und somit wäre auch das Photon identifiziert. Ansonsten ist keine, oder nur sehr wenig, hadronische Aktivität im Detektor zu beobachten. Die invariante Masse des $e\gamma$-Systems in Ereignissen der WWB ist in den meisten Fällen klein, deshalb bewegt sich das $e\gamma$-System bevorzugt in Richtung der einlaufenden Elektronen. Es werden deshalb die auslaufenden Elektronen und Photonen im rückwärtigem SPACAL-Kalorimeter gefunden. Diese Ereignisse sollen uns hier nicht interessieren. Erst bei e^*-Ereignissen bzw. bei hohen invarianten Massen $m_{e\gamma}$ des $e\gamma$-Systems findet man die Zerfallsprodukte, Elektron und Photon im LAr-Kalorimeter, auf welches sich hier bei der Suche nach e^*-Ereignissen konzentriert werden soll.

4.6 Die Selektionsschnitte

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, liegt das Hauptziel dieser Arbeit darin, eine möglichst einfache Analysemethode zu entwerfen.
In früheren Studien zur Suche nach angeregten Elektronen im H1-Detektor (siehe [?]) wurde die Vorgehensweise stark von dem Anspruch geprägt, mit „eigener“ Software zu arbeiten. Es wurde auf keine H1-Standardsoftware zurückgegriffen, um vermeintliche Softwarefehler auszuschließen. Es ging sogar soweit, daß eigene Softwareroutinen zur Elektronenidentifikation entwickelt wurden. Desweiteren wurde auf eine Signalerkennungseffizienz von ϵ_{tot} gegen 1 Wert gelegt, d. h. es mußte zu dem elastischen Kanal (exklusive Methode) noch zusätzlich der inelastische e^*-Produktionskanal (inklusive Methode) untersucht werden. Zusätzlich wurden noch alle Kanäle für angeregte Leptonen ($l^* = e^*, \nu^*$) untersucht, d. h. die drei Kanäle $l^* \rightarrow l\gamma$, $l^* \rightarrow lZ$ und $l^* \rightarrow lW$. Mit dem Resultat, daß mit einem enormen Zeitaufwand alle, der in den Jahren 1993 bzw. 1994 in Frage kommenden Kandidaten, visuell auf ihre Korrektheit (Topologie, Spuren usw.) überprüft werden mußten.
Im Gegensatz zu den vorangegangenen Analysen, benutzt die hier vorgestellte Analyse die H1-Standardsoftware (QESCAT, QFSELH, ...). Auch wird das Spurkammersystem zur Entscheidung herangezogen, ob es sich bei den im LAr des H1-Detektors gefundenen Teilchen um Photonen oder Elektronen handelt. Zu einer wesentlichen Vereinfachung der eigentlichen Analysearbeit führt, daß die Selektion der in Frage kommenden Kandidaten vollständig automatisch angelegt wurde und der visuelle Kontrollprozeß entfällt. In dem man sich nur auf den Zerfallskanal $e^* \rightarrow e\gamma$ konzentriert, wird eine weitere Vereinfachung der Analyse erzielt. Vorherige Analysen zeigten, daß der Beitrag der zusätzlichen Kanäle zur Ermittlung von Ausschließungsgrenzen unwesentlich ist.

Die dieser Analyse zugrundeliegenden Daten umfassen alle in den Jahren 1995 und 1996 aufgenommenen H1-Daten der Qualität „good“ und „medium“. Die dazugehörige integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ beträgt für das Jahr 1995, 4.27 pb^{-1} und für das Jahr 1996, 8.20 pb^{-1}; also insgesamt 12.47 pb^{-1}. Nachfolgend werden die Schnitte zur Selektion der *interessanten* Ereignisse zuerst aufgeführt und danach ausführlich erklärt.

1. Selektion der Ereignis-Klassen

   - SPSNMU, „special signatures, no muon“
   - QEDCOM, elastische QED-Compton Ereignisse
   - NCHQSQ, „neutral current, high Q^2“

   Diese drei Klassen enthalten sowohl QED-Compton Ereignisse bei kleinen invarianten Massen, als auch mögliche e^*-Signal Kandidaten bei großen invarianten Massen.

2. Es muß bei der Datennahme die Spannungsversorgung für das Spurkammersystem und das LAr-Kalorimeter gewährleistet sein; HV-Bits für CJC1, CJC2, LAr.

3. Die über alle LAr-Kalorimeter Zellen gebildete Summe $\sum E - p_z$ muß die Bedingung

   $$38\ GeV < \sum E - p_z < 70\ GeV$$

   erfüllen.

4. Der rekonstruierte Vertex muß in z-Richtung zwischen -29 cm und 31 cm vom nominalen Vertex liegen.

   $$-29\ cm < z_{vertex} < 31\ cm$$

5. Es müssen mindestens zwei isolierte elektromagnetische Cluster im Ereignis gefunden werden, wobei die Energien der beiden Cluster jeweils größer als 2 GeV sein müssen.

   $$E_e, E_\gamma > 2\ GeV$$

6. Die Summe der Energien der beiden elektromagnetischen Cluster muß größer als 20 GeV sein.

   $$E_e + E_\gamma > 20\ GeV$$

7. Die gesamte im LAr-Kalorimeter summierte Energie E_{tot} muß abzüglich der Elektron- und Photonenergie E_e, E_γ kleiner als 5 GeV sein.

   $$E_{tot} - E_e - E_\gamma < 5\ GeV$$

8. Sind Elektron und Photon gefunden, so muß die Energie des nächsten rekonstruierten Clusters kleiner als 5 GeV sein.

   $$E_{next\ cluster} < 5\ GeV$$

9. Die Lage von Elektron und Photon Cluster muß „Back to Back“ sein.

$$|\Delta\varphi - 180^0| < 20^o$$

mit $\Delta\varphi = \varphi_e - \varphi_\gamma$ als Azimutwinkeldifferenz

10. Der Polarwinkel für das Elektron muß zwischen 10^o und 150^o liegen.

$$10^o < \theta_e < 150^o$$

11. Der Polarwinkel für das Photon muß zwischen 6^o und 150^o liegen.

$$6^o < \theta_\gamma < 150^o$$

12. Die Spuren:

    - die Anzahl der rekonstruierten Spuren im Detektor muß kleiner oder gleich 5 sein.
    - die Anzahl der rekonstruierten Spuren in einem Konus[6] um den γ-Cluster muß Null sein. Falls der Polarwinkel θ_γ kleiner als 35^o, darf sie auch zwei oder vier sein.

13. Die invariante Masse des $e\gamma$-Systems muß größer als 10 GeV sein.

$$m_{e\gamma} > 10\ GeV$$

Als Standard-Elektronenfinder wird die H1-Softwareroutine QESCAT eingesetzt, da sie mit Isolationsbedingungen und Spurkriterien („*Track-Cluster-Link*“) arbeitet. Weiterhin wird zur Suche der Photonen eine modifizierten Version der QFSELH-Routine eingesetzt.
Es folgen Erläuterungen zu den wichtigsten Selektionsschnitten:

Schnitt 3 $38\ GeV < \sum(E - p_z) < 70\ GeV$

Für Ereignisse in denen ausschließlich Teilchen in der Protonrichtung undetektiert verschwinden, gilt die Bedingung $\sum(E - p_z) \approx 2E_e \approx 55\ GeV$, was sich aus einfacher Kinematik ergibt. Somit sollte, wegen der Detektorauflösung $\sum(E - p_z) < 70\ GeV$ sein. Ferner werden Ereignisse aus tiefinelastischer Streuung verworfen, bei denen das Elektron ein Photon im Anfangszustand (ISR) emittiert. Auch Strahlrohrereignisse mit Restgaskernen werden durch diesen Schnitt eliminiert, da $E - p_z \approx m_{Kern}$ entspricht und das Restgas nur aus leichten Elementen besteht.

[6]Damit ist ein Konus der Größe $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} < 0.4$ gemeint. Die Achse des Konus wird durch die Verbindungslinie des rekonstruierten Vertex mit dem Cluster-Schwerpunkt definiert. $\Delta\eta$ ist die Differenz der Pseudorapidität und $\Delta\varphi$ die Differenz des Azimutwinkels.

Schnitt 5 Dieser Schnitt sorgt dafür, daß die gemessenen Elektronen und Photonen „hart“ genug sind, d.h. keine rekonstruierten Noise-Cluster (Cluster die Aufgrund des „Detektorrauschens“ auftreten, obwohl kein Teilchen durch die Kalorimeter gelaufen ist) für ein interessierendes Teilchen gehalten werden.

Schnitt 6 Dieser Schnitt gewährleistet eine Triggereffizienz von 1.

Schnitt 7 Es wird sichergestellt, daß nur „elastische“ WWB-Ereignisse gezählt werden. Dies ist die sogenannte „Empty-Detector-Condition“. Bei der Definition der totalen Energie E_{tot} ist die gesamte im H1-Detektor deponierte Energie abzüglich der im Plug, Eisen und rückwärtigem Bereich gemessene Energie gemeint.

$$E_{tot} = E_{ges} - E_{PLUG} - E_{IRON} - E_{BWC}$$

Schnitt 8 Dieser Schnitt ist insofern wichtig, da er in den Daten dafür sorgt, daß keine DIS-Ereignisse mehr selektiert werden. Er stellt in Kombination mit Schnitt 7 eine zusätzliche Verschärfung des Schnittscenarios dar, um sehr sicher auf den elastischen Kanal sensitiv zu sein.

Schnitt 10, 11 Das gestreute Elektron wird im Bereich des LAr-Kalorimeters gesucht. Die Strahlröhre beginnt bei einem Polarwinkel von 3^o. Somit wird $\theta_e > 10^o$ gewählt. Das *SPACAL*-Kalorimeter soll uns aus bereits erwähnten Gründen nicht interessieren. Daraus folgt ein Schnitt auf den Polarwinkel des Elektrons von $\theta_e < 150^o$. Identisches gilt für den Polarwinkel des Photons. Hier ist jedoch aus Effizienzgründen die untere Grenze an den Winkel auf 6^o aufgeweicht. Dies bewirkt eine größere Effizienz im e^*-Signal für invariante Massen $M^* \geq 100\ GeV$, hat aber auf die Daten-Ereignisse keinen Einfluß, d.h. man „fängt“ sich keinen zusätzlichen Untergrund ein.

Schnitt 12 Es muß gewährleistet sein, daß es sich bei den gefundenen elektromagnetischen Clustern tatsächlich um ein Elektron und ein Photon handelt. Da das Photon ungeladen ist darf *keine* Spur, in einem Konus um den vermuteten Photoncluster, rekonstruiert werden, im „sicheren“ Detektorbereich zwischen $35^o < \theta_\gamma < 150^o$. Ist der Polarwinkel kleiner als 35^o so fliegt das Photon in eine durch das Spurkammersystem massenreiche Detektorregion und es kann im Einzelfall vorkommen das durch Photonkonversion in Elektron-Positron-Paare, 2 bzw. 4 Spuren für das energiereiche Photon rekonstruiert werden. Diese Photonen sollen aber nicht verworfen, sondern in Betracht gezogen werden.

Um ein Ausgangsdatensample zu erstellen, wurden die Schnitte 1 und 2 angewendet. Zusätzlich wurden zwei elektromagnetische Cluster verlangt deren Energie größer als 2 GeV und deren Polarwinkel kleiner als 160^o sein mußten. Mit diesen „weicheren“ Schnitten wurden aus den 95'er Daten *7096* Ereignisse und aus den 96'er Daten *13022* interessante Ereignisse selektiert. Insgesamt also *20118* Ereignisse.

In diesem Sample befinden sich natürlich noch sehr viele Ereignisse die hier nicht von Interesse sind, wie zum Beispiel DIS-Ereignisse. Schnitt Nr. 7, die „Empty-Detector-Condition“, sorgt dafür, daß das Datensample nur noch solche Ereignisse enthält, welche elastische Kandidaten sein könnten. Nach diesem Schnitt bleiben von den 95'er Daten *204*, von den 96'er Daten *358*, also insgesamt *562* Ereignisse übrig. Dies entspricht einer Reduktion des Ursprungssamples um 97.21 %, was die Wichtigkeit dieser Bedingung unterstreicht. Die restlichen Schnitte sind weniger „hart“ und sorgen im wesentlichen dafür, daß die Ereignistopologie der gewünschten elastischen Ereignisstopologie entspricht. Zum Beispiel die Schnitte 9, 10, 11 reduzieren die Anzahl der Gesamtereignisse von *562* auf *297*, wobei sich diese Summe aus *108* 95'er Datenereignisse und *189* 96'er Datenereignisse zusammensetzt. Um die Triggereffizienz von 1 zu gewährleisten wird Schnitt 6 angewandt. Nach diesem Schnitt beträgt die Gesamtanzahl der Datenereignisse im Sample *243*. Schnitt 8 hat auf die aufgenommenen Daten sehr wenig Einfluß, da er die Datenereignisse nur um 6.17 % reduziert (von *243* auf *228*), sorgt aber dafür das der DIS-Untergrund *vollständig* unterdrückt wird. Nach den Schnitten 3 und 4 enthält das Datensample noch *191* Ereignisse. Letztendlich werden mit Schnitt 12 noch die Anforderungen an das Photon verifiziert und das zur Analyse zu benutzende H1-Datensample enthält *145* Ereignisse. Die Zusammensetzung darin ist *52* 95'er Daten und *93* 96'er Daten. Ein mit den obigen Schnitten selektiertes Datenereignis aus den 96'er Daten zeigt Abb.??. Die invariante Masse des Ereignisses beträgt $m_{e\gamma} = 177.60\ GeV$, das Elektron hat eine Energie von 60.83 GeV, das Photon eine Energie von 91.00 GeV.

4.7 Vergleich der Datenereignisse mit der Untergrunderwartung

Die vom Monte Carlo Generator EPCOMPT, das heißt der Untergrund aus dem WWB-Prozeß, für eine integrierte Luminosität von 12.47 pb^{-1} vorhergesagte Erwartung, nach den Schnitten 1 bis 13 beträgt 144.97 Ereignisse, für eine invariante Masse $m_{e\gamma}$ oberhalb von 10 GeV. Die Anzahl der in den H1-Daten gemessenen Ereignisse beträgt 145 ± 7 Ereignisse. Es wurde dafür auf die integrierte Datenluminosität normiert. Dies erfolgte indem das Monte Carlo Sample für den jeweiligen Untergrundprozeß mit dem Gewichtungsfaktor $GW = \mathcal{L}_{Daten}/\mathcal{L}_{MC-Untergrund}$ multipliziert wurde. Der angegebene Fehler beinhaltet nur die Ungenauigkeit in der Luminositätsbestimmung. Das Ergebnis stellt eine bemerkenswert gute Übereinstimmung dar. Es ist anzumerken, das die Anzahl der DIS-Ereignisse gleich Null ist. Desweiteren wird der Untergrund aus der Photoproduktion zu Null abgeschätzt, da keine Jets im Endzustand auftreten. Auch ist der Untergrund aus der $\gamma\gamma$-Streuung mit Null abzuschätzen, da die Möglichkeit einer völligen Fehlidentifikation der Elektron-Positron-Paare aufgrund von fehlerhaft arbeitendem Spurkammersystem äußerst unwahrscheinlich ist. Somit ist mit den Selektionsschnitten nur der Untergrund des WWB-Prozesses im elastischen, quasielastischen und inelastischen Bereich relevant und der Gewichtungsfaktor GW ist nur durch $\mathcal{L}_{Daten}/\mathcal{L}_{MC-WWB}$ gegeben. Daraus

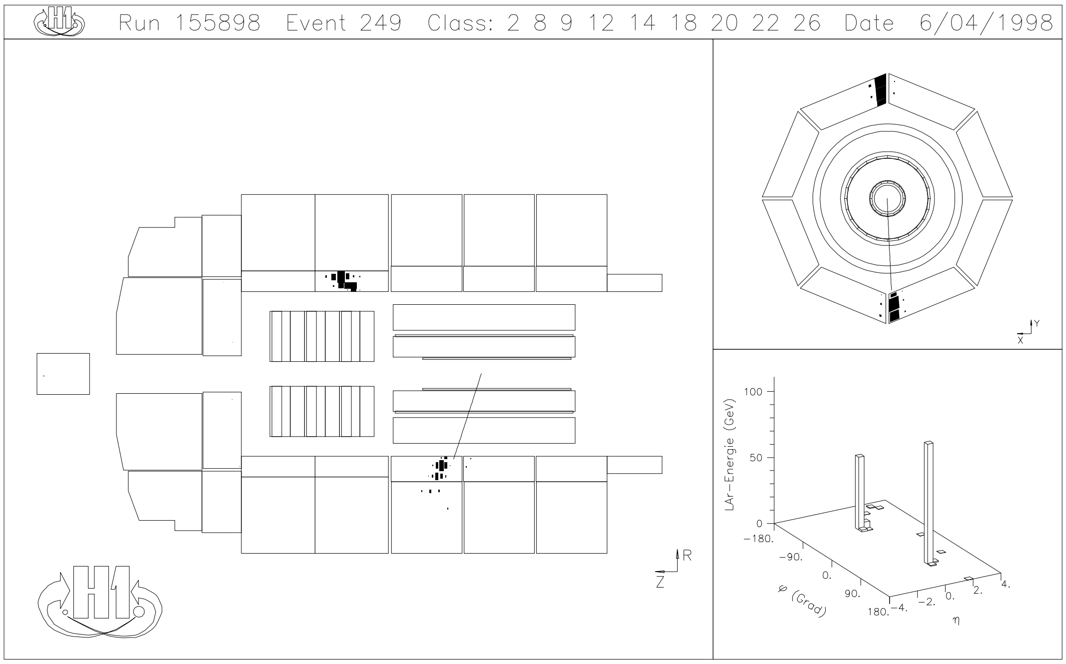


Abbildung 21: Aus den 96'er Daten selektiertes Ereignis mit einer invarianten Masse von $m_{e\gamma} = 117.60\ GeV$.

folgt, daß in allen folgenden Verteilungen der Untergrund einzig durch das WWB-Monte Carlo dargestellt ist.

Der in den nun folgenden Verteilungen als Fehlerbalken dargestellte Fehler ist der reine statistische Fehler, das heißt im Falle von zum Beispiel 145 gemessenen H1-Datenereignisse beträgt der statistische Fehler $145 \pm \sqrt{145}$. Abb. **??** zeigt die Verteilung der Elektron- und Abb. **??** die Verteilung der Photonenergien. Ebenfalls ist in Abb. **??** und Abb. **??** die Polarwinkelverteilung θ_e und θ_γ für das Elektron und Photon aufgetragen. Außerdem ist in Abb. **??** die Verteilung der $E_{tot} - E_e - E_\gamma$ Energie gezeigt. Es ist hervorzuheben, daß man hier einen quantitativen Beweis für die Notwendigkeit des Schnitts Nr. 7 , der „Empty-Detector-Condition", vorliegen hat. In Kombination mit Schnitt Nr. 8 ist die Erwartung für DIS-Untergrundereignisse Null und der Verlauf der Restenergie $E_{tot} - E_e - E_\gamma$ wird exakt, nur durch das WWB-Monte Carlo beschrieben. Die Abb. **??** schließlich zeigt noch den Verlauf der Energie für den „nächsten" elektromagnetischen Cluster $E_{next\ cluster}$. Als Fazit erkennt man, daß die Verteilungen der Daten sehr gut von dem WWB-Monte Carlo Progamm beschrieben werden.

Die Abb. **??** zeigt die Verteilung der rekonstruierten invarianten Masse $m_{e\gamma}$ der Elektron-Photon-Systeme. Wie oben erwähnt, zeigt sich hier eine bemerkenswert

gute Übereinstimmung zwischen gemessenen H1-Daten und den Monte Carlo-Ereignissen. Der Kolmogorov-Smirnov-Test [?] ergibt eine Wahrscheinlichkeit von 16.56 %, daß die Verteilungen übereinstimmen. Das Ereignis mit der größten gemessenen Masse liegt bei 117.60 GeV. Die Tabelle **??** zeigt eine detaillierte Aufschlüsselung der erwarteten Untergrund-WWB-Ereignisse im Vergleich mit den H1-Datenereignissen für das Jahr 95, 96 und 95 + 96. Die Zahl der erwarteten Ereignisse oberhalb von 50 GeV beträgt 15.9, die der gemessenen Ereignisse 13 ± 1.
Es ist leider festzustellen, daß man keinerlei Anzeichen für irgendeine Resonanzstruktur in der Massenverteilung der $e\gamma$-Systeme findet.

			> 10 GeV	> 30 GeV	> 50 GeV
95	QEDC	elastisch	34.63	13.16	3.45
		quasielastisch	14.10	5.79	1.80
		inelastisch	0.93	0.40	0.19
		$\sum$	49.66	19.35	5.44
		Daten	52 ± 3	18 ± 1	3 ± 0
96	QEDC	elastisch	66.46	25.26	6.62
		quasielastisch	27.07	11.12	3.46
		inelastisch	1.78	0.77	0.37
		$\sum$	95.31	37.15	10.45
		Daten	93 ± 5	34 ± 2	10 ± 1
95 & 96	QEDC	elastisch	101.09	38.42	10.08
		quasielastisch	41.17	16.91	5.26
		inelastisch	2.71	1.17	0.56
		$\sum$	144.97	56.50	15.90
		Daten	145 ± 7	52 ± 3	13 ± 1

Tabelle 3: Vergleich der gemessenen H1-Daten mit der Untergrunderwartung aus QED-Compton bzw. WWB-Ereignisse.

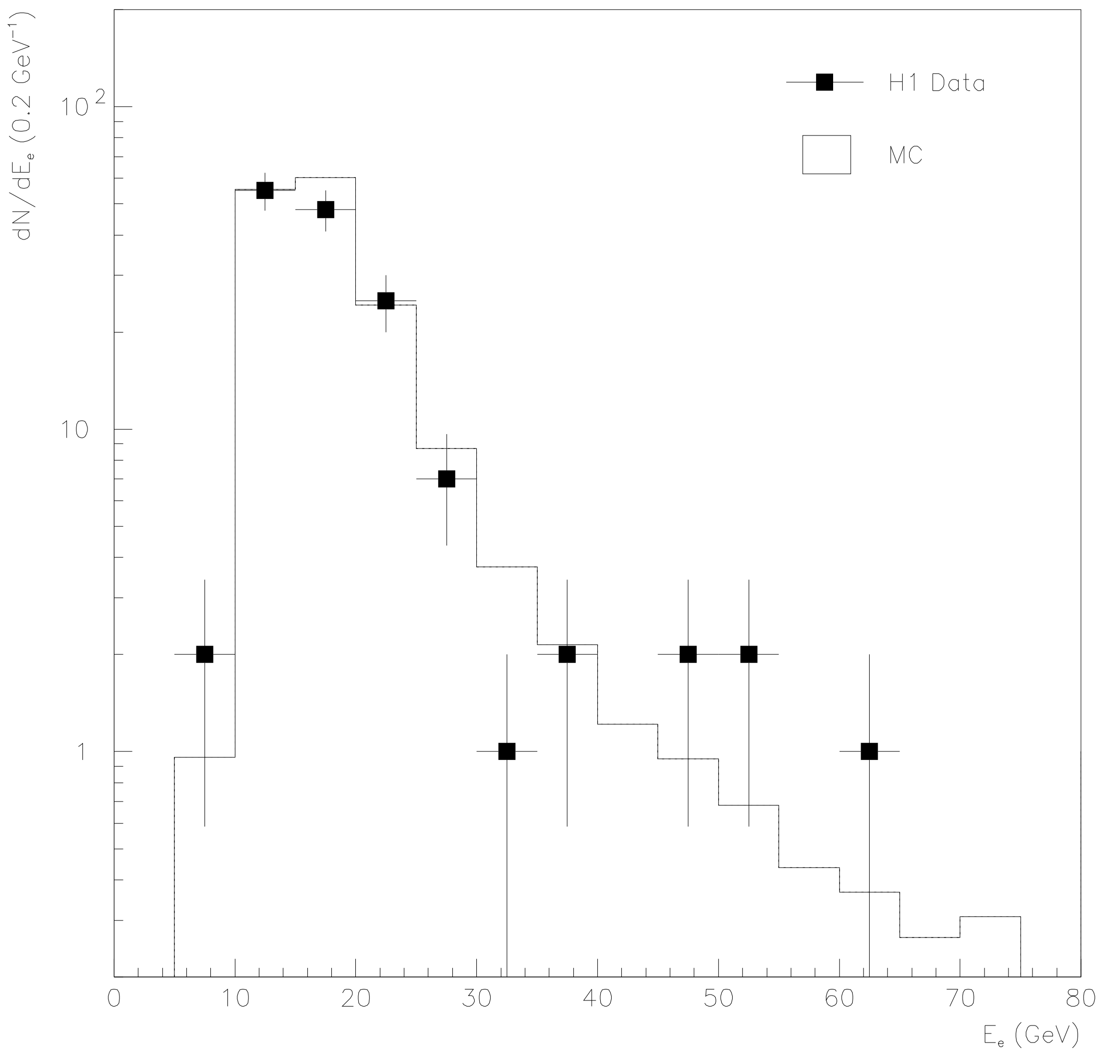


Abbildung 22: Verteilung der Elektonenenergie im Vergleich mit der WWB-Monte Carlo Erwartung.

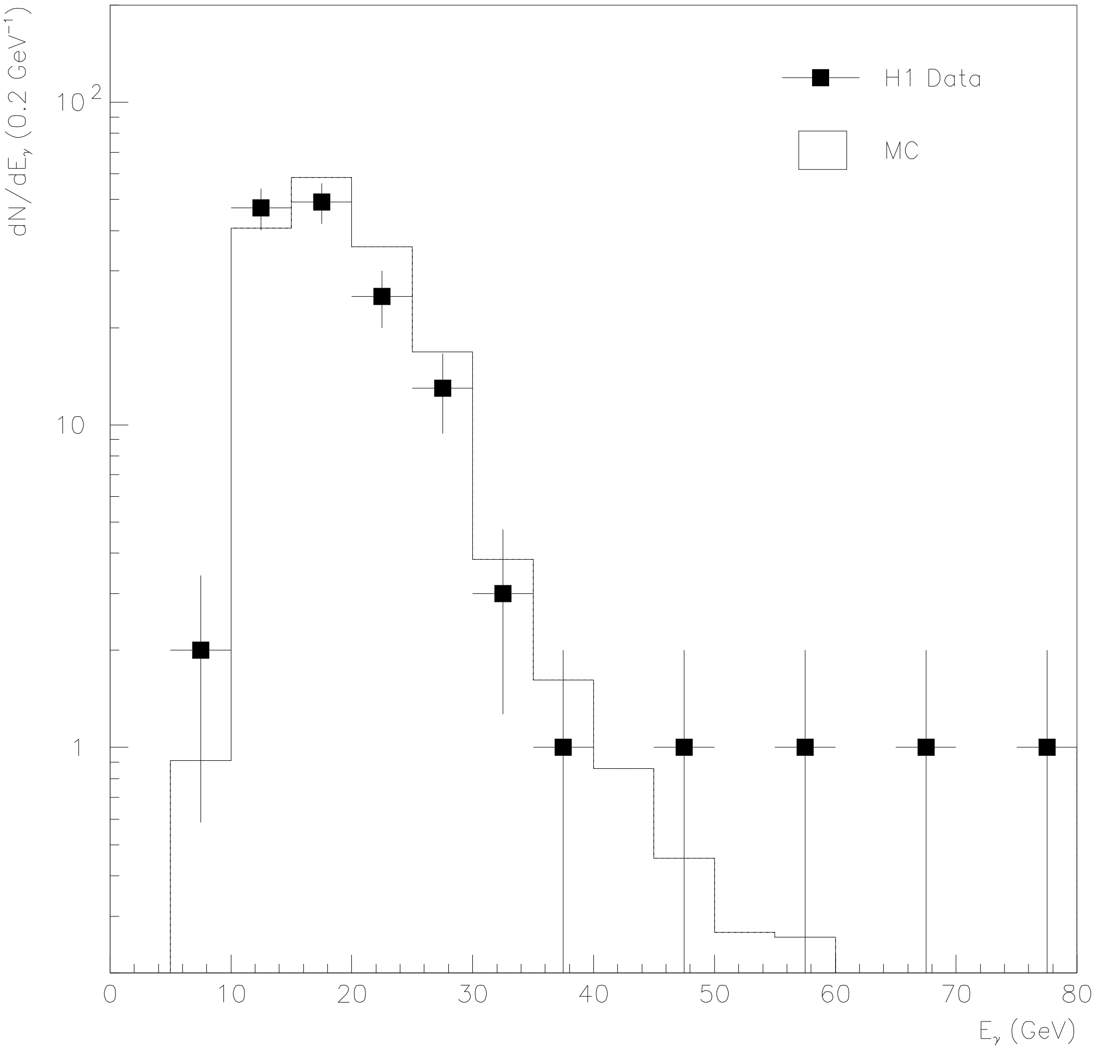


Abbildung 23: Verteilung der Photonenergie im Vergleich mit der WWB-Monte Carlo Erwartung.

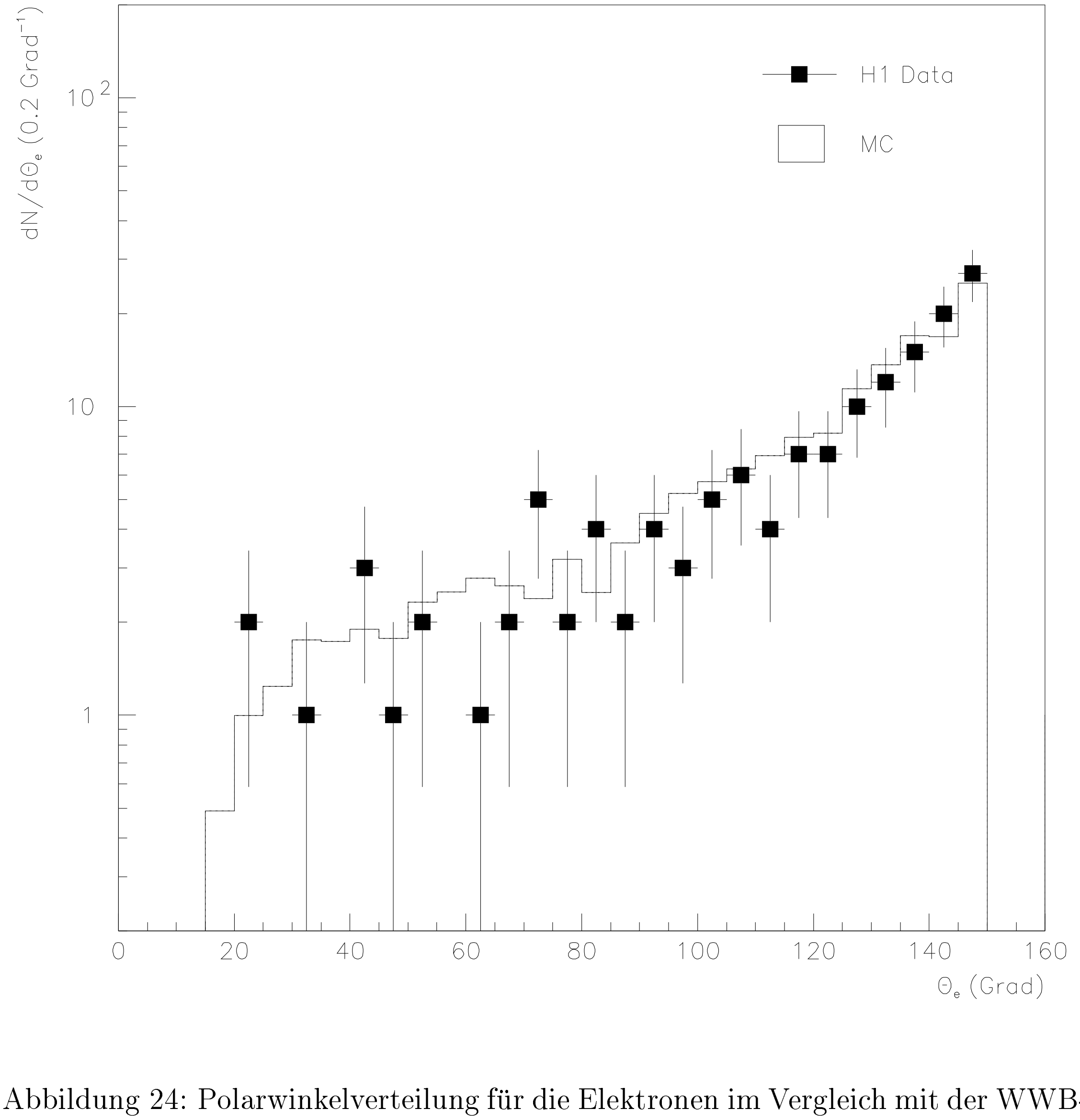


Abbildung 24: Polarwinkelverteilung für die Elektronen im Vergleich mit der WWB-Monte Carlo Erwartung.

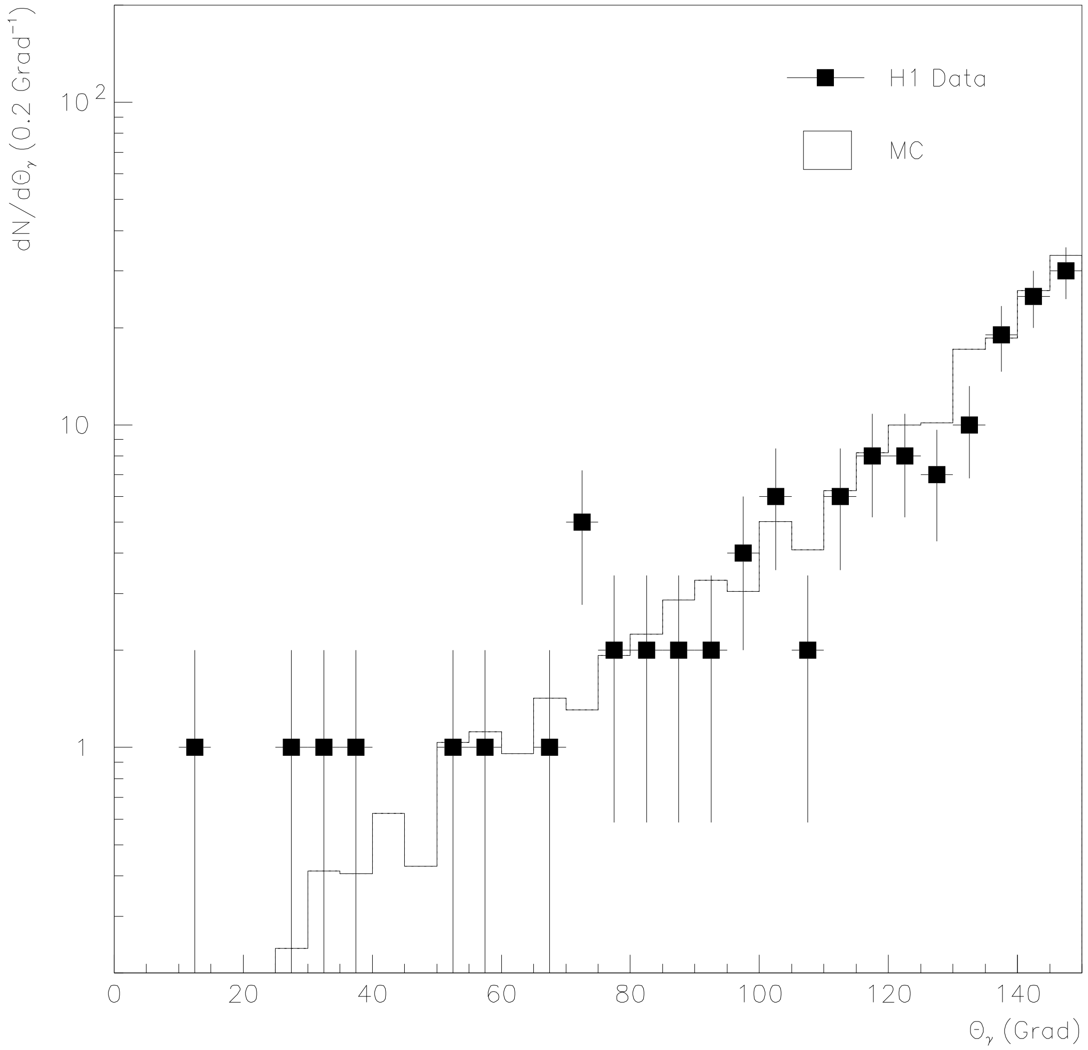


Abbildung 25: Polarwinkelverteilung für die Photonen im Vergleich mit der WWB-Monte Carlo Erwartung.

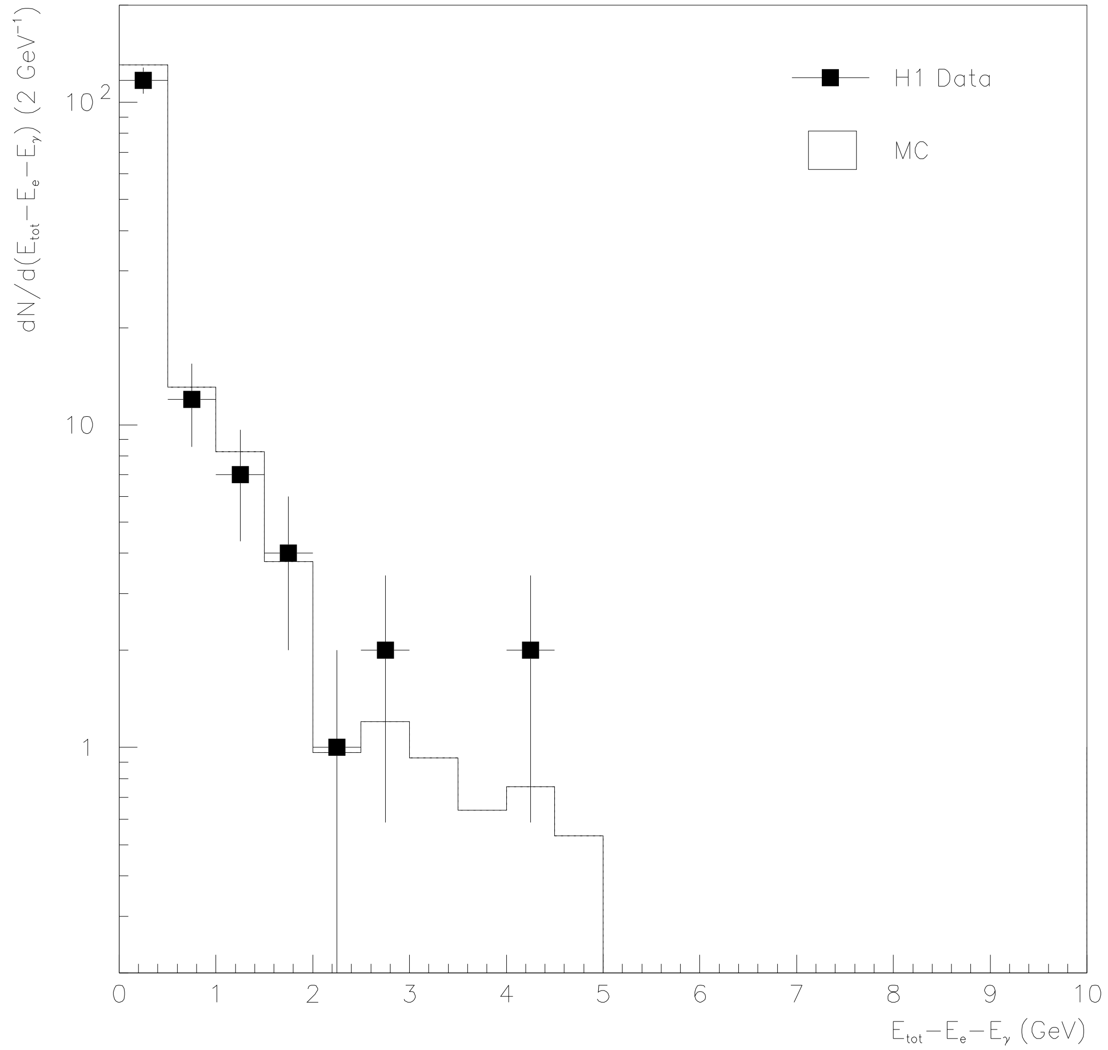


Abbildung 26: Verteilung der Restenergie $E_{tot} - E_e - E_\gamma$ im Vergleich mit der WWB-Monte Carlo Erwartung.

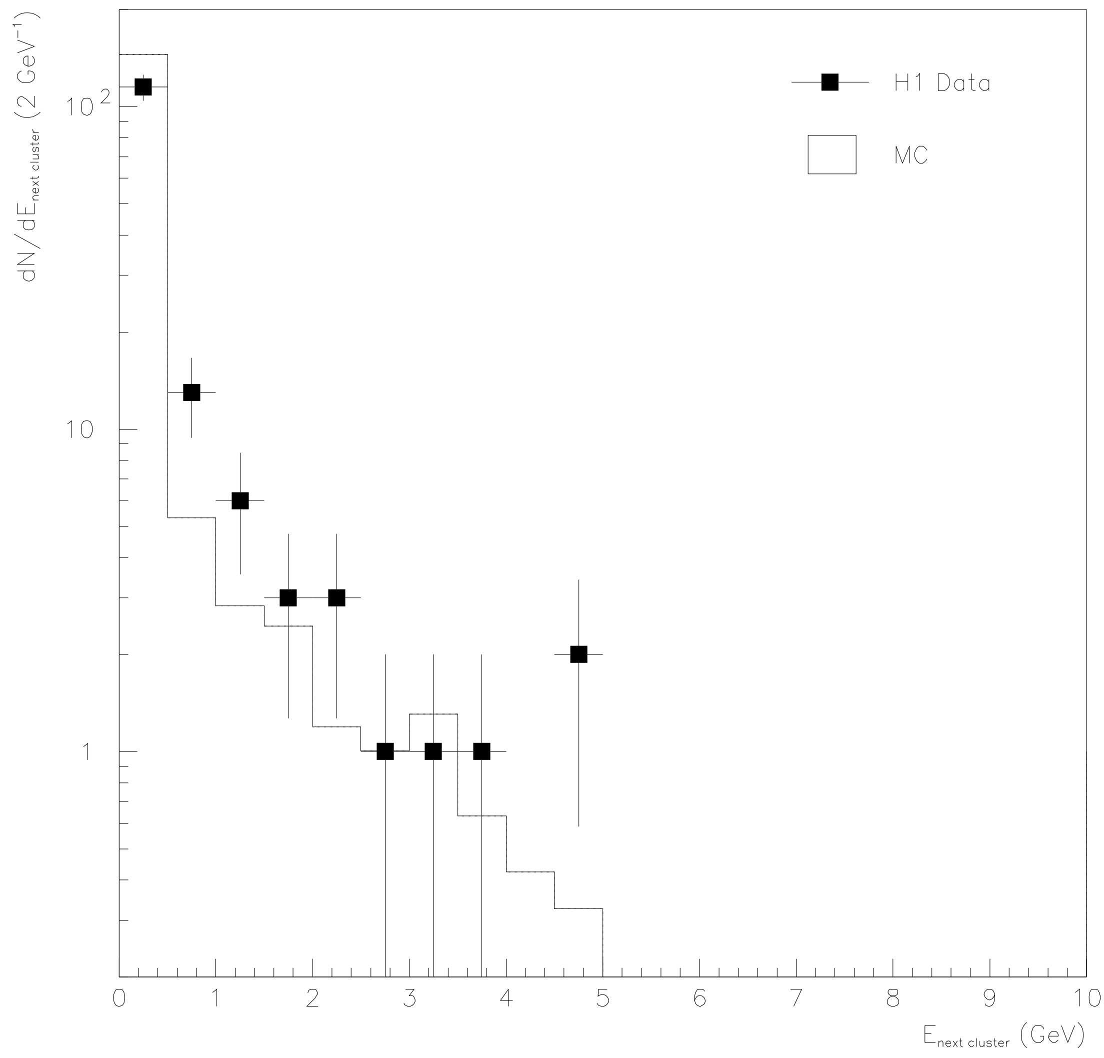


Abbildung 27: Verteilung der Energie $E_{next\ cluster}$ im Vergleich mit der WWB-Monte Carlo Erwartung.

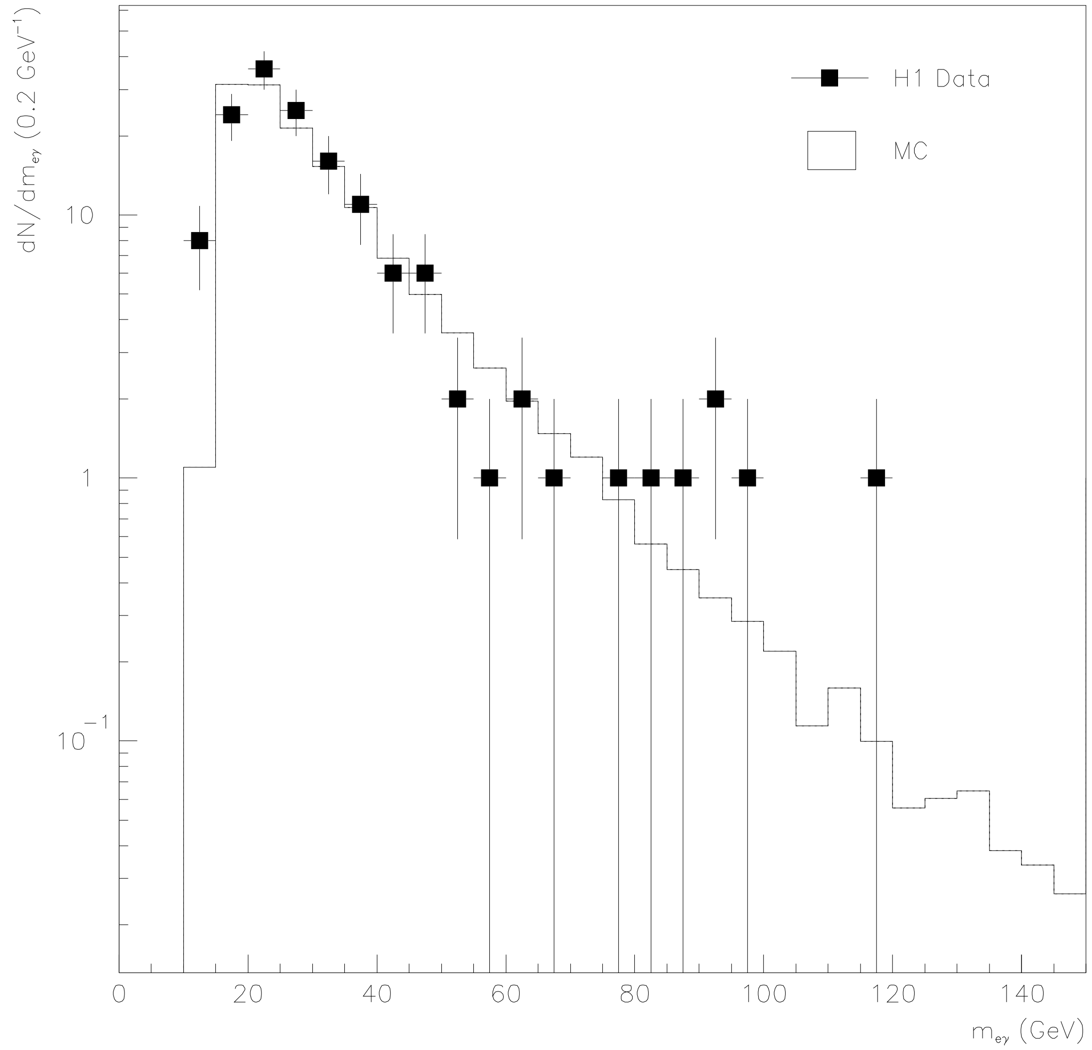


Abbildung 28: Verteilung der rekonstruierten invarianten Massen der $e\gamma$-Systeme für die 145 endgültig selektierten WWB-Ereignisse im Vergleich mit der WWB-Monte Carlo Erwartung.

4.8 Die Ausschließungsgrenzen

Es wurde in dem Massenspektrum der $e\gamma$-Systeme keine signifikante Abweichung von der Erwartung des Standardmodells beobachtet. Aus diesem Grunde wird in diesem Teilkapitel eine Ausschließungsgrenze für den Wirkungsquerschnitt bzw. der Kopplungsstärke, eines e^*-Ereignisses bei einer bestimmten Masse abgeleitet. In [?] Seite 110 ist die Vorgehensweise zur Berechnung einer solchen Grenze ausführlich beschrieben. Es wird dies in einem Intervall der invarianten Masse zwischen 45 GeV und 275 GeV in 1 GeV-Schritten durchgeführt, um in der gesamten Ebene, die durch Kopplungskonstante und Masse des exotischen e^*-Teilchens aufgespannt wird, sensitiv zu sein. Da es sich um einen statistischen Prozeß handelt, welcher Fluktuationen unterliegt, kann die Angabe einer maximalen Kopplungskonstante, die noch nicht auszuschließen ist, nur mit einer bestimmten Vertrauensgrenze C.L. (C. L. für „*Confidence Level*“) erfolgen. Man fordert üblicherweise eine Wahrscheinlichkeit von C.L. =95 %.

4.8.1 Einführung wichtiger Größen

Für jeden untersuchten Zerfallskanal und in jedem der gewählten Massenintervalle folgt die Zahl der erwarteten Ereignisse einer Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert $\mu = S + B$. S steht dabei für die aus einem Signal, B für die vom Untergrund erwarteten Ereignisse. Die Poisson-Verteilung

$$P_\mu = \frac{1}{N!} \cdot \mu^N \cdot e^{-\mu}$$

gibt die Wahrscheinlichkeit an, N Ereignisse zu messen, wenn der Erwartungswert μ ist.
Die Zahl S der aus einem Signal angeregter Elektronen erwarteten Ereignisse ergibt sich einfach aus dem Produkt des Wirkungsquerschnittes σ für diesen Prozeß, der untersuchten integrierten Luminosität $\mathcal{L}$, der totalen Analyse-Effizienz ϵ_{tot}, und der Verzweigungsvehältnisse BR und BR^* zu

$$S = \sigma \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon_{tot} \cdot BR \cdot BR^*.$$

Dabei gibt BR^* das unbekannte Verzweigungsverhältnis des angeregten Elektrons in dem untersuchten Kanal $e^* \longrightarrow e\gamma$ an. In diesem Kanal ist $BR = 1$.
Der Wirkungquerschnitt σ hängt nun wiederum von den Parametern des Modells ab, in diesem Fall von der Kopplungskonstante $(c/\Lambda)^2$ und von der Masse M_{e^*} der angeregten Elektronen. Da die Masse des angeregten Elektrons bei der Berechnung der Grenzen an jedem Massenpunkt fest ist, bleibt als einzige Abhängigkeit von dem verwendeten Modell für die angeregten Elektronen auf die Zahl S der Faktor $Z = c^2/\Lambda^2 \cdot BR^*$ übrig, d.h.

$$S(Z) = \sigma_0 \cdot \frac{\Lambda_0^2}{c_0^2} \cdot \mathcal{L} \cdot \epsilon_{tot} \cdot BR \cdot Z.$$

Hierbei ist σ_0 der mit der Kopplungsstärke c_0/Λ_0 berechnete Wirkungsquerschnitt für die Produktion angeregter Elektronen.
Es hat sich in der Suche nach angeregten Elektronen „eingebürgert", obere Grenzen mit 95% C.L. an $\sqrt{Z} = c/\Lambda \cdot \sqrt{BR^*}$ anzugeben. In dieser Arbeit werden daher Grenzen an die Größe Z berechnet und daraus die Wurzel gezogen.

4.8.2 Der einzelne Zerfallskanal

Existiert für das exotische Teilchen nur ein möglicher Zerfallskanal, so liegt für die Bestimmung der Ausschließungsgrenzen der einfachste Fall vor. Es wird nun eine obere Grenze Z_0 an die Größe Z so bestimmt, daß für den Anteil C.L. vieler Experimente ein niedrigeres oder gleich großes Signal erwartet werden kann [**?**]:

$$C.L. = \frac{\int_0^{Z_0} dZ \; P(S(Z) + B|N)}{\int_0^{\infty} dZ \; P(S(Z) + B|N)} \tag{4.4}$$

wobei $P(S(Z) + B|N)$ die Wahrscheinlichkeit angibt, bei gegebenen Untergrund B und gemessener Kandidatenzahl N ein Signal $S(Z)$ angeregter Elektronen vorliegen zu haben.
Diese *a posteriori* Wahrscheinlichkeit $P(S(Z) + B|N)$ kann mit Hilfe des Bayes-Theorems [**?**] mit der Wahrscheinlichkeit

$$P_\mu = P(N|S(Z) + B) = \frac{1}{N!} \cdot (S(Z) + B)^N \cdot e^{-(S(Z)+B)} \tag{4.5}$$

und der *a priori* Wahrscheinlichkeit $P(S)$ verknüpft werden:

$$P(S(Z) + B|N) \propto P(N|S(Z) + B) \cdot P(S). \tag{4.6}$$

Für die völlig unbekannte *a priori* Wahrscheinlichkeit $P(S)$ wird im allgemeinen eine Gleichverteilung angenommen. Die Normierung der Wahrscheinlichkeiten $P(S(Z) + B|N)$ fällt bei der Quotientenbildung in Gl.(**??**) heraus, so daß in die Bestimmungsgleichung für Z_0 direkt

$$P(S(Z) + B|N) = \frac{1}{N!} \cdot (S(Z) + B)^N \cdot e^{-(S(Z)+B)} \tag{4.7}$$

eingesetzt werden kann. Die Bestimmungsgleichung für Z_0 wird dann numerisch gelöst.
Für den Fall $N = 0$, vereinfacht sich Gl.(**??**) zu

$$C.L. = 1 - e^{-S(Z_0)}. \tag{4.8}$$

Zum Beispiel ergibt sich bei einem C.L. von 95 % der Wert $S(Z_0) = 2.9957 \approx 3$.
Entsprechend lassen sich Grenzen an $Z' = \sigma \cdot BR^*$ ausrechnen, das heißt an das Produkt aus Wirkungsquerschnitt angeregter Elektronen und unbekanntem Verzweigungsverhältnis. Die Zahl der aus einem Signal erwarteten Ereignisse ist nun

$$S(Z') = \mathcal{L} \cdot \epsilon_{tot} \cdot BR \cdot Z',$$

und alles bisher Aufgeführte zur Bestimmung der Grenze Z_0 gilt auch zur Berechnung von Z_0', wenn in Gl.(**??**) bis Gl.(**??**) Z durch Z' ersetzt wird.
Die Angabe einer Grenze an den Wirkungsquerschnitt ist deshalb interessant da hier das Modell ausschließlich in die verwendeten Effizienzen eingeht. Die Effizienzen werden aber auch für andere Modelle, welche neue schwere Teilchen vorhersagen, nicht stark von den hier verwendeten Effizienzen abweichen, wenn man annimmt, daß die recht allgemein gehaltenen Analyse-Schnitte auch diese Ereignisse wiederfinden. Diese Annahme erscheint gerechtfertigt, da das wesentliche Kennzeichen in diesen Prozessen, nämlich hohe Transversalenergien der Endprodukte, allein durch Kinematik bestimmt ist.

4.8.3 Angabe der Ausschließungsgrenzen

Zur Bestimmung der oben genannten Grenzen an den Wirkungsquerschnitt oder an die Kopplungsstärke ist es notwendig, die Zahl der H1-Daten-Kandidaten und die Zahl der aus Untergrundprozessen (hier nur WWB-Ereignisse) erwarteten Ereignisse zu kennen, die in einem bestimmten Massenintervall liegen. Das Massenintervall schließt hypothetische Signal-Ereignisse zu großen Teilen ein. Die Größe und Lage der Massenintervalle werden für den Zerfallskanal der angeregten Elektronen $e^* \longrightarrow e\gamma$ bei den Massenpunkten 50 GeV, 75 GeV, 100 GeV, 150 GeV, 200 GeV und 250 GeV mit Hilfe der simulierten und rekonstruierten Ereignisse des Signal Monte Carlos bestimmt. Die Intervalle richten sich somit nach der insgesamt bei der Rekonstruktion erreichten Massenauflösung und werden dann so festgelegt, daß der Effizienzverlust nach den zusätzlich einschränkenden Schnitten auf die invariante Masse des $e\gamma$-Systems möglichst gering ausfällt (maximal wenig Prozent). In Abb. **??** ist zum Beispiel ein simuliertes und rekonstruiertes Signal-Ereignis mit einer invarianten Masse von 100 GeV gezeigt. Diese Monte Carlo Sample enthält 1974 Ereignisse, von denen nach allen Schnitten 886 übrig bleiben. Es wird ein „Massenfenster“ zwischen 92 GeV und 104 GeV gewählt. Man verliert hierdurch nur 1.13 % der selektierten Ereignisse und der Effizienzverlust beträgt nur 0.5 %.

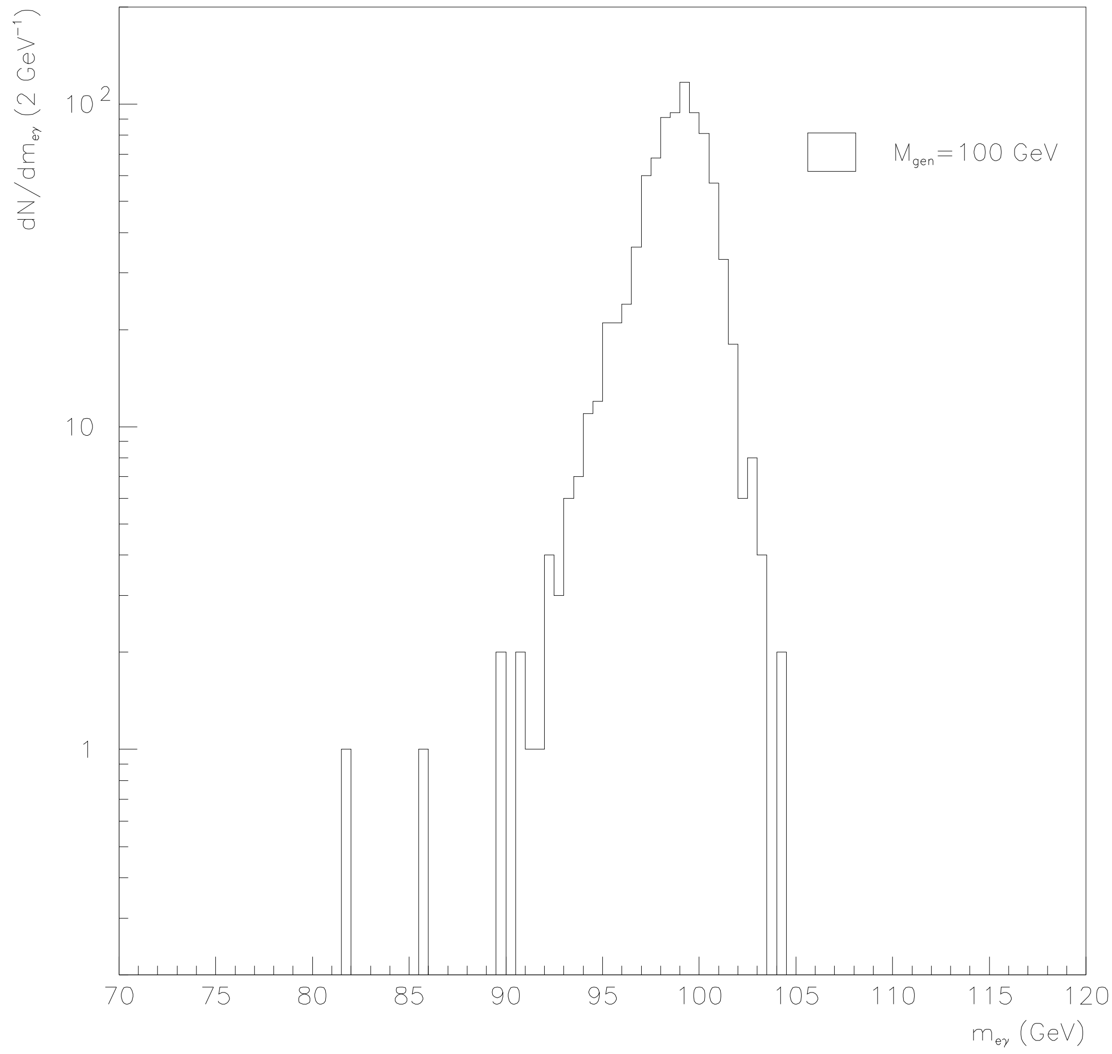


Abbildung 29: Verteilung eines simulierten und rekonstruierten COMPOS Signal-Ereignisses mit einer invarianten Masse von 100 GeV.

In Tabelle **??** sind die Analyse-Effizienzen für den Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$ detailliert aufgeführt.

Für die einzelnen Signalmassen M_{e^*}, bei denen später die Grenze ausgerechnet wird, ist die Anzahl der simulierten Ereignisse, im elastischen, quasielastischen und inelastischen Bereich und die Anzahl der nach den Analyse-Schnitten übrigbleibenden Ereignisse dargestellt. Damit läßt sich die Selektionseffizienz ϵ_{sel} bestimmen.

Im nachfolgenden Schritt werden die Massenintervalle $\Delta m_{e\gamma}$, wie oben beschrieben,

M_{e^*} [GeV]	50	75	100	150	200	250
# Events simuliert	1982	1975	1974	1966	1969	1986
# Events selektiert	764	932	886	807	722	619
ϵ_{sel} [%]	38.55	47.20	44.88	41.05	36.67	31.17
$\Delta m_{e\gamma}$ [GeV]	45-53	67-78	92-104	>120	>120	>120
# Events in $\Delta m_{e\gamma}$	753	924	876	807	722	619
ϵ_{tot} [%]	38.0	46.80	44.38	41.05	36.67	31.17

Tabelle 4: Analyse-Effizienzen und Massenintervalle für den Zerfallskanal $e^* \longrightarrow e\gamma$.

bestimmt. Oberhalb einer invarianten Masse von 100 GeV ist es in unserem Fall ausreichend, die Massenintervalle nach oben offen zu lassen, da kein Daten-Ereignis mit einer invarianten Masse größer als 150 GeV gemessen wird, welches als Signal-Kandidat gezählt werden müßte. Mit ϵ_{tot} ist die totale Analyse-Effizienz gemeint, das heißt die Effizienz welche man nach Wahl der Massenintervalle erhält.
Auf den ersten Blick scheint die totale Analyse-Effizienz äußerst gering, da kein Wert über 50 % liegt und mit 46.80 % der Maximalwert bei einem Signal mit der invarianten Masse von 75 GeV erreicht ist. Der Grund dafür liegt in der schon besprochenen Eigentümlichkeit der Kinematik des e^*-Zerfallsprozesses. Zum einen beschränken wir uns auf den elastischen Bereich und das bedeutet, daß der $E_{tot} - E_e - E_\gamma$ Schnitt „hart“ in das Signal schneidet und man schon fast 50 % des Signals verliert. Desweiteren wird mit den Polarwinkelschnitten 10 und 11 schon ein großer Teil der uninteressanten WWB-Ereignisse abgetrennt und auch die Spurbedingungen an das Elektron bzw. Photon fordert ihren Tribut. Trotzdem sind die Analyse-Effizienzen ausreichend groß, um eine sinnvolle Suche nach angeregten Elektronen durchzuführen und Ausschlußgrenzen angeben zu können.

4.8.4 Ausschlußgrenze an den Wirkungsquerschnitt

In Abb. **??** ist die Ausschlußgrenze in der Größe $\sigma \cdot BR^*$ für angeregte Elektronen als Funktion ihrer Masse, bei einem „Confidence Level“ von 95 % gezeigt. Es ist zu betonen, daß die angegebenen Ausschlußgrenze für die totale und nicht nur für die elastische e^*-Erzeugung gilt. Dabei werden die in Tabelle **??** aufgeführten Werte für die Analyse-Effizienz zugrundegelegt. Es sind die Bereiche oberhalb der Kurve durch das Experiment ausgeschlossen.
Unterhalb von 150 GeV erkennt man im Verlauf der Kurve Schwankungen die daher rühren, wenn Kandidaten in ein Massenintervall fallen oder dieses verlassen. Nimmt man die Grenze in dem Kanal $e^* \longrightarrow e\gamma$, so wird also ein Wirkungsquerschnitt der Größenordnung *1 pb* ausgeschlossen. Dieses Ergebnis verbessert die Resultate der letzten H1-Veröffentlichung [**?**] um einen Faktor 2. Dies ist sehr erfreulich, weil die beschriebene Datenanalyse wesentlich einfacher und kompakter angelegt ist als die sogenannten „inklusiven“ Analysen welche auch die inelastische e^*-Produktion mit

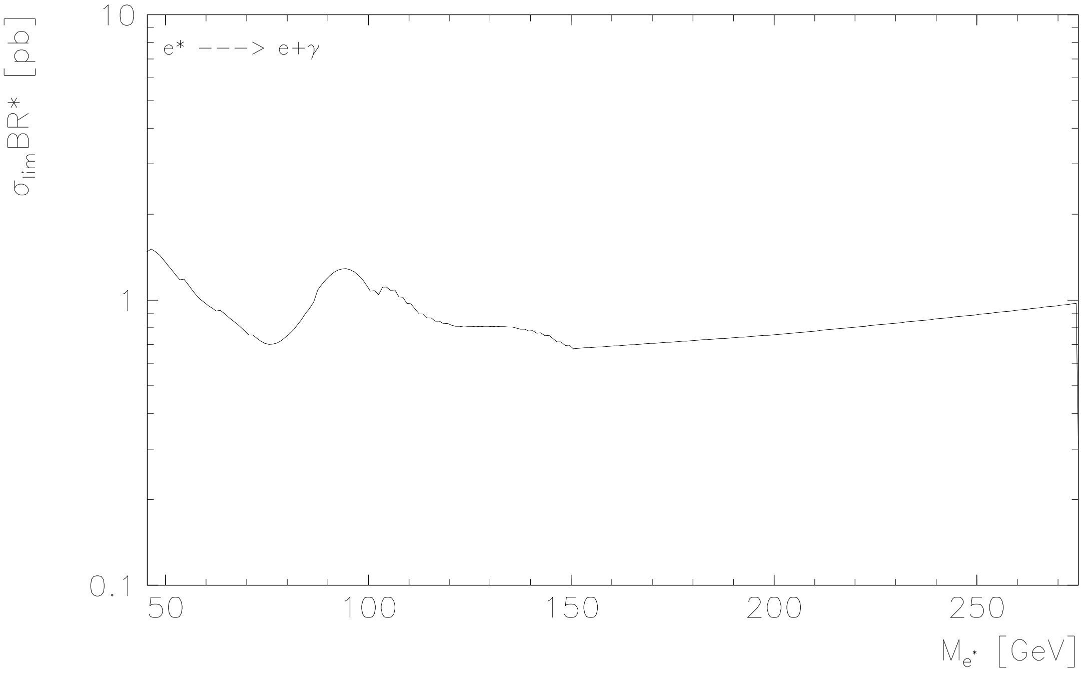


Abbildung 30: Die Ausschlußgrenze an $\sigma \cdot BR^*$ für angeregte Elektronen (95 % C.L.) als Funktion ihrer Masse.

in Betracht ziehen. Auch entfällt hier die aufwendige, visuelle Kontrolle der Datenereignisse. Für angeregte Elektronen und bei der Wahl von $f = f' = 1$, also $c^2_{\gamma e^* e} = 1/4$, ergibt sich mit den berechneten Ausschlußgrenzen eine totale Zerfallsbreite Γ_{tot} von 3.21 GeV bei einer e^*-Masse von 225 GeV. Erhöht man die e^*-Masse um 25 GeV, auf den Wert 250 GeV, so Beträgt die Zerfallsbreite 37.57 GeV. Die Zerfallsbreite bei 275 GeV beträgt über 980 GeV, d.h. die Breiten wachsen sehr schnell an und werden wesentlich größer als die Massen der angeregten Elektronen. Aus diesem Grunde sollten nur die e^*-Grenzen bis $M_{e^*} = 250\ GeV$ betrachtet werden.

4.8.5 Ausschlußgrenze an die Kopplungsstärke

Die Abb. **??** zeigt die Ausschlußgrenze für angeregte Elektronen in der Größe $c/\Lambda \cdot \sqrt{BR^*}$, als Funktion ihrer Masse, bei einem „Confidence Level" von 95 %.
Der Kopplungsparameter c bezieht sich dabei auf den Produktionsvertex der angeregten Elektronen, also $c \equiv c_{\gamma e^* e}$. Wiederum sind die Bereiche oberhalb der Kurve ausgeschlossen. Im Verlauf der Kurve spiegelt sich auch hier im wesentlichen der

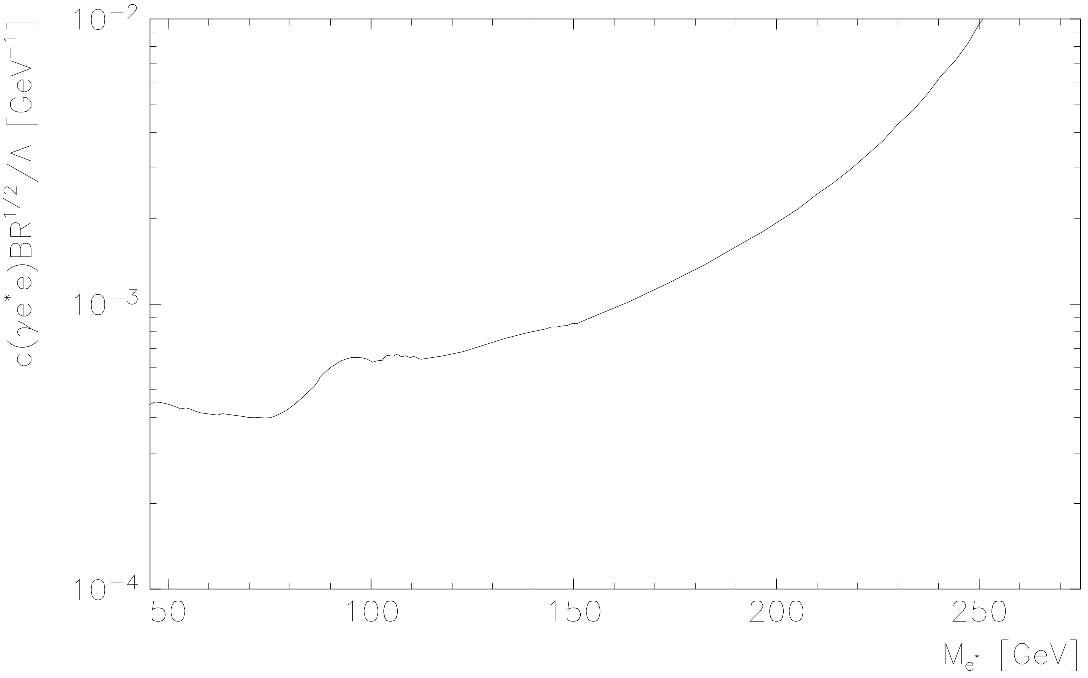


Abbildung 31: Die Ausschlußgrenze an $c/\Lambda \cdot \sqrt{BR^*}$ für angeregte Elektronen (95 % C.L.) als Funktion ihrer Masse.

Verlauf der Analyse-Effizienzen und die Zahl der gefundenen Kandidaten wieder. Es ist aber anzumerken, daß hier noch der Verlauf des Produktionswirkungsquerschnittes als Funktion der Masse in dem gewählten Modell hinzukommt. Mit anderen Worten, würde man ein anderes Modell wählen so würde der Verlauf der Kurve $c_{\gamma e^* e} \cdot \sqrt{BR^*}/\Lambda = f(M_e^*)$ sich ändern. Die gezeigten Ereignisse verbessern bestehende Ausschlußgrenzen mit den 93'er Daten ([**?**] Seite 120) etwa um einen Faktor 5. Diese Verbesserung wird im wesentlichen durch den Zugewinn an integrierter Luminosität $\mathcal{L}$ hervorgerufen. Bei der Wahl für $f = f' = 1$, d.h. $c^2_{\gamma e^* e} = 1/4$ kann man mit Hilfe der Grenzen an $c_{\gamma e^* e} \cdot \sqrt{BR^*}/\Lambda$ für angeregte Elektronen, Werte der Compositeness-Skala Λ kleiner als 654 GeV bei einer e^*-Masse von 100 GeV mit 95 % 'iger C.L. ausschließen. Bei e^*-Massen von 200 GeV ist der Wert für Λ kleiner als 158 GeV mit 95 %'iger C.L. ausgeschlossen.

5 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach angeregten Elektronen am ep-Speicherring HERA.
Eine Entdeckung angeregter Elektronen hätte fundamentale Auswirkungen auf die Weiterentwicklung der Elementarteilchenphysik und würde möglicherweise bedeuten, daß die Elektronen des Standardmodells wiederum aus kleineren Bausteinen zusammengesetzt wären, sie also eine Substruktur aufweisen.
Für die Suche nach der direkten Produktion solcher neuen Teilchen ist der *ep*-Speicherring HERA mit einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV ideal geeignet. Einzelne angeregte Elektronen (e^*) könnten in ep-Reaktionen durch den t-Kanal-Austausch eines Photons produziert werden. Die angeregten Elektronen können dann, wenn ihre Masse groß genug ist, in den Kanal $e^* \longrightarrow e\gamma$ zerfallen. Signal-Ereignisse dieser Art sollten in der Verteilung der invarianten Masse ($m_{e\gamma}$) als schmale Resonanz sichtbar sein.
In dieser Arbeit werden die 1995 und 1996 mit dem H1-Detektor aufgenommenen Daten analysiert, welche einer integrierten Luminosität $\mathcal{L} = 12.47\,pb^{-1}$ entsprechen. Die H1-Daten-Ereignisse werden entsprechend der Topologie des Endzustandes, das heißt ein Elektron und ein Photon im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors und sonst keine zusätzliche hadronische Aktivität, automatisch selektiert und mit der Erwartung aus Prozessen der Standardmodell-Physik verglichen.
In der vorgestellten Analyse wird ausschließlich H1-Standardsoftware benutzt. Durch verbesserte Algorithmen und die Benutzung des H1-Spurkammersystems, konnten die Mühen einer visuellen Inspektion der Datenereignisse umgangen werden. Dadurch ist eine wesentlich schnellere Datenanalyse möglich.
Dabei findet man eine gute Übereinstimmung in den Ereigniszahlen und den kinematischen Verteilungen. In dem invarianten Massenspektrum ist kein Anzeichen für eine Resonanz zu beobachten.
Die Monte-Carlo-Simulation für das e^*-Signal basiert auf dem phänomenologischen Modell für die Produktion und den Zerfall angeregter Elektronen nach Referenz [**?**]. In diesem Modell koppeln die angeregten Elektronen nur noch an Elektronen einer Händigkeit, um bestehenden Grenzen von (g-2)-Experimenten auszuweichen.
Abschließend werden Ausschlußgrenzen an Produktions-Wirkungsquerschnitte und Kopplungsstärken für angeregte Elektronen als Funktion ihrer Masse angegeben.
Die Grenzen decken den Massenbereich $50 - 275$ GeV für angeregte Elektronen ab, und erweitern damit den Massenbereich, der bisher beim H1-Experiment in der Suche nach der direkten Produktion dieser neuen Teilchen untersucht werden konnte (siehe Ref. [**?**]).
Mit einem Confidence Level (C. L.) von 95 % werden in dem Kanal $e^* \longrightarrow e\gamma$ Produktions-Wirkungsquerschnitte größer als etwa 1 *pb* ausgeschlossen. Diese Grenze ist nahezu unabhängig von dem verwendeten Modell.
Für eine bestimmte Wahl des Kopplungsparameters $c_{\gamma e^* e}$ werden bei einer invarianten Masse von 100 GeV Werte der Compositeness-Skala Λ kleiner als 654 GeV mit einem C. L. von 95 % ausgeschlossen.

6 Ausblick

Die vorgestellte Arbeit zeigt, daß eine wesentlich schnellere und automatische Datenanalyse ohne visuellen Kontrollmechanismus möglich ist. Die bisherigen Analysen waren im wesentlichen durch die beim H1-Experiment gesammelte integrierte Luminosität limitiert. 1995 und 1996 wurde bei H1 aber schon etwa die 4fache integrierte Luminosität, gegenüber 1994, aufgezeichnet, wodurch sich die Grenzen, wenn keine Kandidaten hinzukommen, um den Faktor $\sqrt{4}$ verbessern. Die Daten des Jahres 1997, stehen als vorselektiertes Datensample auf Datenträgern am DESY bereit. Würde man diesen Datensatz mit den Softwareroutinen dieser Arbeit zusätzlich analysieren, hätte man ca. 15 mal mehr integrierte Luminosität zur Verfügung. Die Ausschlußgrenzen würden sich um den Faktor $\sqrt{15}$ verbessern.
Bei erhöhter Aufzeichnung von integrierter Luminosität wäre eine sofortige, signifikante Verbesserung der Ausschlußgrenzen möglich.

7 Danksagung

In erster Linie danke ich Herrn Universitätsprofessor Dr. Ch. Berger, für die Möglichkeit diese Analyse durchzuführen und seine Bereitschaft mich jederzeit konstruktiv zu unterstützen.

Herrn Professor Dr. G. Flügge danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Mein Dank gilt weiterhin Herrn Dr. Konrad Rosenbauer dafür, daß er mir seine Erfahrung im Bereich von Datenanalysen zur Verfügung stellte und so meine Gedanken in die richtige Richtung lenkte.

Das kollegiale Verhältnis in der Arbeitsgruppe sowohl in Aachen als auch in Hamburg am DESY erleichterte mir an manchen Tagen nicht nur die Arbeit, sondern auch das Leben.

Ganz besonders möchte ich meinen Eltern danken, deren liebevolle Unterstützung mein Studium erst ermöglichten.

DANKE !

Aachen, Mai 1998

Wilhelm Rottkirchen

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Literatur

[1] E. Rutherford, Phil. Mag. 21 (1911) 669.

[2] T. Janssens und R. Hofstader et al. ,Phys. Rev. 142(1966) 922.

[3] R. R. Taylor,„Proc. 4th Intern. Symp. Electron Photon Interactions at High Energies“, Daresbury Nucl. Phys. Lab. (1969) 251.

[4] K. Rosenbauer, „Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen im H1-Experiment bei HERA“, PHITA 95/16, RWTH Aachen, 1995

[5] M. E. Peskin, in Proceedigs of the Xth Symposium on Lepton-Photon Interactions 1981, S. 880; Ed. W. Pfeil (Bonn1981)

[6] CELLO Collab. H. J. Behrend et al., Phys. Lett. 114B, 287(1982); JADE Collab. W. Bartel et al., Z. Phys. C19, 197 (1983); Z. Phys. C24, 223 (1984); TASSO Collab. M. Althoff et al., DESY report 84-072 (1984); MARK-J Collab. B. Adeva et al., MIT technical report #141 (1984)

[7] K. Hagiwara, S. Komamiya, D. Zeppenfeld, Z. Phys. C29, 115 (1985)

[8] F. W. Brasse, et al., Nucl. Phys. B39 (1972) 421.

[9] A. D. Martin, R. G. Roberts und W. J. Stirling, Phys. Lett. B306 (1993) 145: Errartum B309 (1993) 492.

[10] F. Boudjema, A. Djouadi und J. . Kneur, Z. Phys. C57 (1993) 425.

[11] M. Spira, Diplomarbeit, RWTH-Aachen (Juli 1989)

[12] Ch. Berger, P. Fuhrmann, F. Raupach, M. Spira und P. Zerwas, PITHA 90/30, RWTH-Aachen (Dezember 1990); Beitrag zum LHC Workshop, CERN/Aachen 1990.

[13] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. 170B, (1986)

[14] G. Bernadi „A Collection of notes on H1REC“, IBM im DESY-Rechenzentrum, H01GRE.REC(DOC), 1993

[15] T. Köhler, Diplomarbeit, RWTH-Aachen (Juni 1989) und T. Köhler „Suche nach angeregten Leptonen mit dem H1-Detektor“, PITHA 96/6, RWTH Aachen, 1995, s. S. 17 ff.

[16] D. W. Duke und J. F. Owens, Phys. Rev. D30 (1984) 49.

[17] T. Köhler, „Suche nach angeregten Leptonen mit dem H1-Detektor“, PITHA 96/6, RWTH Aachen, 1995

[18] P. Kandel, „Monte Carlo Untersuchungen zur Weitwinkel Bremsstrahlung im H1-Detektor“, Diplomarbeit, RWTH Aachen 1998

[19] F. Raupach, in Proceedings Physics at HERA, Eds. W. Buchmüller und G. Ingelman, DESY Hamburg (1991), Vol. 3,S. 1473

[20] G. H. Schuler, H. Spiesberger, „DJANGO1.0 The interface for the event generators HERACLES and Lepto“, in Physics at HERA, Vol. 1-3, Proceedings of the Workshop, DESY, Hamburg (1991)

[21] Ch. Berger „Teilchenphysik – Eine Einführung“, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1992

[22] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling und B.P. Flannery, Numerical recipes in FORTRAN, Cambridge, UK:Univ.Pr.,1992.

[23] H. Mönsch, PITHA 91/2, Doktorarbeit, RWTH Aachen (Januar 1991)

[24] A.G. Fodesen, O. Skjeggstad und H. Tofte, Probability and Statistics in Particle Physics, Universitetsforlaget Oslo(1979).

[25] H1 Collaboration, Paper, DESY96-163 (August 1996)

[26] R.D. Peccei, Proceedings of the HERA Workshop, DESY Hamburg (1987)

[27] W. Buchmüller und G. Ingelmann, Proccedings of the HERA Workshop „Physics at HERA“, DESY Hamburg (1991)

[28] H1 Collaboration, Technical Progress Report, Hamburg (1987)

[29] H1 Collaboration, Technical Proposal for the H1-Detector, Hamburg (1986)

[30] H1 Collaboration, I. Abt et al., DESY 93-103, Hamburg (Juli 1993)

[31] H1 Collaboration, Technical Progress Report, Hamburg (1989)

[32] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H. -J. Möhring, HERACLES 4.1 -„An event generator for ep-interactions at HERA including radiative processes“, in Physics at HERA, Vol. 1-3, Proceedings of the Workshop, DESY, Hamburg (1991)

[33] L. Lönblad, ARIADNE version 4 , in Physics at HERA, Vol. 1-3, Proceedings of the Workshop, DESY, Hamburg (1991)

[34] T. Sjöstrand, „High-Energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 , Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74

[35] S. V. Levonian, „Different Types of Background for Lumi Counters“, interner Bericht der Luminosittsgruppe, DESY LPI-09-90, Hamburg.