RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 95/38

Dezember 1995

Untersuchung von QED-Prozessen mit harter Photonabstrahlung in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung im H1-Experiment bei HERA

Markus Wobisch

III.Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Untersuchung von QED-Prozessen mit harter Photonabstrahlung in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung im H1-Experiment bei HERA

von
Markus Wobisch

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch−Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinisch−Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
im Oktober 1995

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Abstract

QED bremsstrahlung processes in deep inelastic *ep*-scattering with high momentum transfer ($80\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 14\,000\,\mathrm{GeV}^2$) are studied using data collected by the HERA experiment H1 in 1993. It is shown how radiative events with hard photons ($E_\gamma > 3\,\mathrm{GeV}$) emitted under large angles and appearing isolated in the detector can be identified by means of simple cuts. Distributions of the selected events are in good agreement with the QED predictions.

Kurzfassung

Anhand der beim HERA-Experiment H1 genommenen Daten des Jahres 1993 wird der Prozeß der QED-Bremsstrahlung in tiefinelastischer *ep*-Streuung bei hohen Impulsüberträgen ($80\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 14\,000\,\mathrm{GeV}^2$) untersucht. Es wird gezeigt, wie mit einfachen Schnitten radiative Ereignisse selektiert werden können, bei denen harte Bremsstrahlungsphotonen ($E_\gamma > 3\,\mathrm{GeV}$) unter größerem Winkel abgestrahlt werden, die isoliert im Detektor beobachtbar sind. Verteilungen der selektierten Ereignisse zeigen gute Übereinstimmung mit der Vorhersage der QED.

Inhalt

Einleitung

> *„Ich ertrage Unordnung nicht. Ich bin eigentlich*
> *nur Physiker aus Ordnungsliebe geworden.*
> *Um die scheinbare Unordnung in der Natur*
> *auf eine höhere Ordnung zurückzuführen.“*[1]

Inhalt der Physik ist die kausale Interpretation der Natur, der Versuch, die Vielfalt des sinnlich Wahrnehmbaren – der Materie und ihrer Wechselwirkung – auf einheitliche Weise zu beschreiben. Die Methodik der Physik, als empirischer Wissenschaft, besteht in der gegenseitigen Befruchtung von Theorie und Experiment, dem Aufstellen von Hypothesen und derer möglicher Falsifikation.

Die Entwicklung allgemeiner Theorien, die eine immer höhere Vereinheitlichung physikalischer Gesetzmäßigkeiten darstellten, basierte dabei häufig auf sehr speziellen Fragestellungen, bzw. Schlüsselexperimenten. So waren beispielsweise die mißlungenen Versuche zum Nachweis des Äthers ein wichtiger Ausgangspunkt für die Entdeckung der Relativitätstheorie. Die Entwicklung der Quantentheorie hatte ihre Ursprünge in der Analyse der Schwarzkörperstrahlung und den Erklärungsversuchen zum Linienspektrum des Wasserstoffs.

In ähnlicher Weise hatten Elektron-Proton-Streuexperimente eine wichtige Funktion für die Entwicklung des „Standardmodells“ der Teilchenphysik, da in ihnen zum ersten Mal der punktförmige (d.h. der Teilchen-) Charakter der Konstituenten des Protons nachgewiesen werden konnte. Diese als „Quarks“ bezeichneten Teilchen gelten im Standardmodell zusammen mit den Leptonen (zu denen auch das Elektron zählt) zu den *fundamentalen* Bausteinen sämtlicher Materie.

Während in früheren Lepton-Proton-Streuexperimenten stets Leptonen an stationären „Proton-Targets“ gestreut wurden, entstand mit HERA die weltweit erste Speicherring-Anlage, in der sowohl Elektronen als auch Protonen gespeichert und bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \simeq 300\,\mathrm{GeV}$ zur Kollision gebracht werden können.

---

[1] Die Figur des NEWTON in: F. DÜRRENMATT, *Die Physiker*

Physik bei HERA

Bei HERA kann ein breites Spektrum physikalischer Prozesse untersucht werden. Beispielsweise seien hier drei Klassen aufgeführt, von denen die ersten beiden aufgrund der Virtualität (Q^2) des bei der Elektron-Proton-Wechselwirkung ausgetauschten Photons eingeteilt sind.

- *Tiefinelastische Streuung*
  Das Elektron streut an einem Konstituenten des Protons unter Austausch eines (virtuellen) Bosons (γ, Z^0 oder $W^\pm$). Der Impulsübertrag von dem Elektron auf das Proton wird mit Q^2 bezeichnet.

  Aufgrund der hohen Schwerpunktsenergie bei HERA ist es hier möglich, die Struktur des Protons bis zu sehr hohen Werten von Q^2 (bis zu $Q^2 \simeq 10^4\,\mathrm{GeV}^2$) zu untersuchen und die Impulsverteilungen von Quarks und Gluonen, die einen nur sehr geringen Bruchteil (x) des Protonimpulses tragen (bis zu $x \simeq 10^{-4}$) zu messen. Diese Bereiche gehen jeweils um zwei Größenordnungen über bisher Erforschtes hinaus.

  Gemessen werden können dabei z.B. die Protonstrukturfunktion F_2 [H1C95b], die Gluondichte im Proton [H1C95e] oder die Kopplungskonstante $\alpha_s(Q^2)$ [H1C95a].

  Bei den bei HERA erreichten hohen Impulsüberträgen Q^2 sind die Beiträge der schwachen Wechselwirkung in der selben Größenordnung, wie die der elektromagnetischen Wechselwirkung, weshalb hier zum ersten Mal der Effekt des W-Propagators beobachtbar ist [H1C94b].

- *Photoproduktion*
  Das einlaufende Elektron kann ein quasi-reelles Photon abstrahlen ($Q^2 \simeq 0\,\mathrm{GeV}^2$), das mit dem Proton wechselwirkt. In Kollisionen dieser quasi-reellen Photonen mit Protonen bei Schwerpunktsenergien von bis zu etwa 200 GeV, ist es möglich, hadronische Eigenschaften des Photons zu untersuchen und die Gluonverteilung im Photon zu messen [H1C95d].

- *Physik jenseits des Standardmodells*
  Weitere Möglichkeiten bietet HERA bei der Suche von physikalischen Prozessen, die nicht vom Standardmodell, sondern von darüberhinausgehenden Theorien vorhergesagt werden. Dazu gehören die Suche nach angeregten Zuständen des Elektrons, nach Leptoquarks, Leptogluonen und Squarks [H1C94c], [H1C94d].

Die vorliegende Arbeit untersucht tiefinelastische ep-Ereignisse mit hohem Impulsübertrag ($Q^2 \gtrsim 100\,\mathrm{GeV}^2$), bei denen während der Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton hochenergetische Photonen abgestrahlt wurden, welche zusätzlich zu den „normalen“ Reaktionsprodukten (dem gestreuten Elektron und hadronischer Aktivität) isoliert im H1-Detektor gemessen werden können.

Beobachtet wurden Ereignisse dieses Typs bereits in den H1-Daten des Jahres 1992, der ersten Datennahmeperiode des H1-Experimentes. In den Analysen [Flei94], [Schön93] und [Küst92] wurden anhand eines Datensatzes einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\mathrm{int}} \simeq 0{,}025\,\mathrm{pb}^{-1}$ (mit unterschiedlichen Selektionsschnitten) fünf bis acht solcher Ereignisse identifiziert, bei einer QED-Vorhersage von zwei bis drei Ereignissen.

In dieser Analyse wurde der oben beschriebene Prozeß anhand der H1-Daten des Jahres 1993 entsprechend einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\mathrm{int}} \simeq 0{,}22\,\mathrm{pb}^{-1}$ untersucht. Dazu wurden in Monte-Carlo-Studien Methoden entwickelt, die es erlauben, tiefinelastische Ereignisse mit hohem Impulsübertrag zu selektieren, deren Endzustand harte, isolierte Photonen enthält. Mit den gewonnenen Selektionskriterien wurden die 1993 gemessenen H1-Daten analysiert und ihre Verteilungen anhand von Monte-Carlo-Programmen mit den Vorhersagen der QED verglichen. Besonderes Gewicht wurde auf die Rekonstruktion der Kinematik dieser Ereignisse mit verschiedenen Methoden gelegt.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- Das erste Kapitel enthält eine kurze Übersicht über den Speicherring HERA und das H1-Experiment, insbesonders über die Komponenten des H1-Detektors, die die Grundlage der folgenden Analyse bilden.

- Das zweite Kapitel behandelt theoretische Aspekte der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, sowie Methoden zur experimentellen Rekonstruktion der Ereigniskinematik.

- Im dritten Kapitel werden QED-Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ zu dem Prozeß der niedrigsten Ordnung betrachtet, bei denen der Endzustand zusätzlich ein Photon enthält. Verschiedene kinematische Bereiche dieser Prozesse werden diskutiert, und außerdem wird die Rekonstruktion der kinematischen Variablen dieser Prozesse behandelt.

- Die zum Vergleich herangezogenen Monte-Carlo-Programme werden im vierten Kapitel beschrieben.

- Im Anschluß daran wird im fünften Kapitel die systematische Analyse der radiativen Ereignisse in den H1-Daten des Jahres 1993 durchgeführt und die Ergebnisse diskutiert.

I.

Das H1-Experiment bei HERA

> *„Unsere Unwissenheit ist unendlich, tragen wir einen Kubikmillimeter ab!*
> *(...) Ich habe das unvorstellbare Glück gehabt, ein neues Instrument*
> *in die Hand zu bekommen, mit dem man ein Zipfelchen des*
> *Universums etwas, nicht viel, näher besehen kann.“* [1]

Seit der Inbetriebnahme im Jahre 1964 wird am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg-Bahrenfeld experimentelle Hochenergiephysik betrieben, zunächst an dem Elektronen-Synchrotron, später an den e^+e^--Speicherringen DORIS und PETRA. Im Jahr 1984 wurde mit dem Bau der Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) begonnen, die 1991 in Betrieb genommen wurde. HERA ist der weltweit erste Elektron-Proton-Speicherring. Die hier erzielte Schwerpunktsenergie von 314 GeV liegt um mehr als einen Faktor zehn über den bis dahin erreichten Schwerpunktsenergien von Experimenten mit stationären Proton-Targets.

1.1 Der Speicherring HERA

In dem 6,3 km langen Ringtunnel von HERA sind zwei separate Speicherringe angeordnet, in denen Elektronen einer Energie von 26,7 GeV und Protonen einer Energie von 820 GeV gespeichert werden. An zwei Stellen des Ringes befinden sich Wechselwirkungspunkte, an denen die beiden Strahlen zur Kollision gebracht werden. Hier stehen die Detektoren der Experimente H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd).

Die Erzeugung und Vorbeschleunigung der Elektron- und Protonstrahlen geschieht in den Vorbeschleunigern auf dem Gelände des DESY (eine Skizze des HERA-Tunnels und des DESY-Geländes mit den Vorbeschleunigern ist in Abbildung 1.1 zu sehen). Die Erzeugung des Protonstrahls beginnt im Linearbeschleuniger LINAC III. 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

---

[1] Die Figur des GALILEI in: B. BRECHT, Leben des Galilei

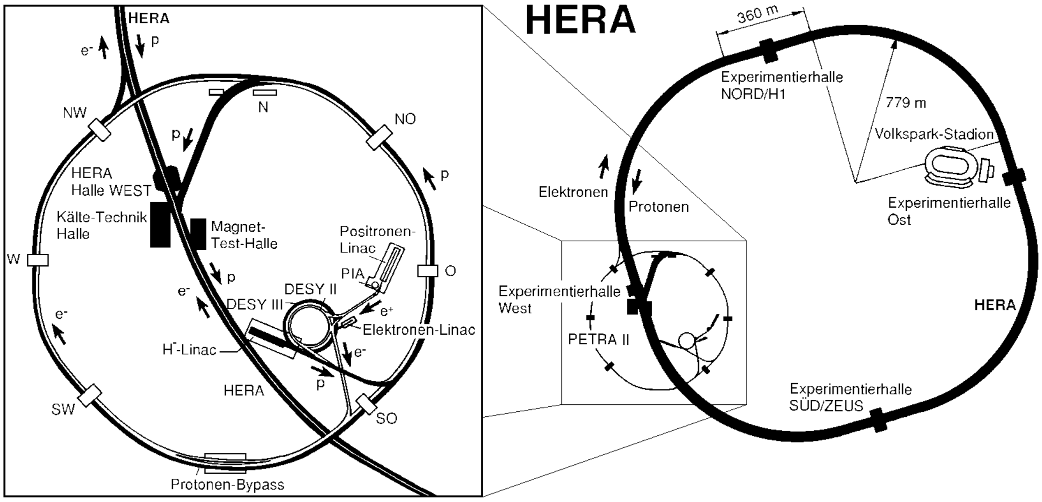

Abbildung 1.1: *Der Speicherring HERA (rechts), sowie das Gelände des DESY (links) mit den Vorbeschleunigern LINAC I–III, DESY I–III und PETRA.*

abgestreift. Anschließend werden die Protonen auf 7,5 GeV beschleunigt. Nach einer Beschleunigung auf 40 GeV in PETRA werden sie in HERA eingespeist, wo sie schließlich eine Energie von 820 GeV erreichen. Die Elektronen werden mit einer Wolframelektrode thermoelektrisch erzeugt und in folgende Vorbeschleuniger geleitet: LINAC I (50–400 MeV), DESY II (9 GeV), PETRA (12 GeV), von wo aus sie dann in HERA eingespeist und auf die Energie von 26,7 GeV beschleunigt werden.

Die Protonen und die Elektronen sind innerhalb der Strahlen zu Paketen gruppiert, die in einem zeitlichen Abstand von je 96 ns aufeinanderfolgen. Die von HERA gelieferte integrierte Luminosität[2] hängt dabei (außer von der Dauer der benötigten Füllzeiten) von der Anzahl der in den Strahlen enthaltenen Teilchenpakete ab. Der Entwurfsparameter dafür beträgt 210 Pakete pro Strahl. 1993 waren es 94 Elektron- und 90 Protonpakete, von denen aber nur jeweils 84 zur Kollision gebracht wurden, während die restlichen zu Studien von Untergrundereignissen verwendet wurden. Damit konnte 1993 im H1-Experiment eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = 0{,}529\,\mathrm{pb}^{-1}$ (für gute und mittlere Datenqualität) erzielt werden. [3]

---

[2] Die Luminosität L ist die Kenngröße eines Speicherrings, die angibt, wieviele Ereignisse n pro Sekunde für eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ erzeugt werden: $L = n/\sigma$.

[3] 1994 konnte dieser Wert auf $\mathcal{L}_{int} = 3{,}92\,\mathrm{pb}^{-1}$ gesteigert werden, da einerseits die Anzahl der zur Kollision gebrachten Teilchenpakete auf 153 erhöht wurde und andererseits (was die größere Wirkung hatte) der Elektronen-Ring auf den Betrieb mit Positronen umgestellt wurde. Hierdurch konnte die Anzahl der durch das Füllen entstehenden Ausfallzeiten stark reduziert werden, da der Positronstrahl – aus technischen Gründen – eine wesentlich größere Lebensdauer besitzt.

1.2 Der H1-Detektor

Die in den Kollisionen von Elektronen und Protonen entstehenden Reaktionsprodukte sollen in den HERA-Detektoren H1 und ZEUS nachgewiesen werden. Dabei stellen die bei HERA zu untersuchenden Prozesse verschiedene Anforderungen an diese Detektoren:

- Zur Analyse tiefinelastischer Ereignisse wird die Information über Streuwinkel und Energie des gestreuten Elektrons benötigt. Dazu ist eine gute Elektron/Pion-Trennung im Detektor wichtig, sowie eine genaue Energiemessung und eine hohe Ortsauflösung.
- Bei den HERA-Experimenten ist es möglich, neben dem gestreuten Elektron auch den hadronischen Endzustand nachzuweisen. Dies erfordert ein hadronisches Kalorimeter.
- Zum Nachweis ungeladener Teilchen wird ein Kalorimeter benötigt, das den gesamten Raumwinkel hermetisch abdeckt. Nur so können z.B. Ereignisse mit geladenen Strömen durch Messung des fehlenden Transversalimpulses (aufgrund des entweichenden Neutrinos) erkannt werden.
- Zur genauen Bestimmung des Vertex werden Spur- und Vertexkammern benötigt, die darüberhinaus auch Informationen über Ladung und Impuls der Teilchen liefern, was z.B. besonders wichtig ist für Ereignisse, in denen nur wenig Energie im Kalorimeter deponiert wurde.
- Die Messung verschiedener Teilchen (z.B. J/Ψ) geschieht durch den Nachweis der bei ihrem Zerfall entstehenden Myonen. Da diese nur wenig innerhalb des Kalorimeters wechselwirken, werden für ihren Nachweis spezielle Myonkammern benötigt.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurden die HERA-Detektoren H1 und ZEUS nach Prinzipien gebaut, wie sie bei den meisten Speicherring-Experimenten Anwendung fanden. Abbildung 1.2 zeigt eine Aufrißzeichnung des H1-Detektors [H1C93a], in der die wesentlichen Komponenten zu erkennen sind. Besonders auffällig ist die verstärkte Instrumentierung im Vorwärtsbereich[4], da sich aufgrund der asymmetrischen Elektron- und Protonenergien das Schwerpunktssystem mit einem Lorentz-Faktor $\gamma_{\mathrm{CM}} \simeq 2{,}9$ in Proton-Richtung bewegt, so daß ein überwiegender Anteil der Energie in diese Richtung fließt.

Im einzelnen sind folgende Komponenten des zentralen Detektors sichtbar: Das den Wechselwirkungspunkt umschließende Spurkammersystem $\boxed{2}$ $\boxed{3}$, das aus zwei konzentrischen Driftkammern und Vieldraht-Proportionalkammern besteht. Dieses wird

---

[4] Die Vorwärtsrichtung wird bei den HERA-Detektoren durch die Richtung des Protonstrahls definiert. Dies ist auch die Richtung der z-Achse. Alle angegebenen Polarwinkel ϑ sind auf diese bezogen. Azimutalwinkel werden im folgenden mit φ bezeichnet.

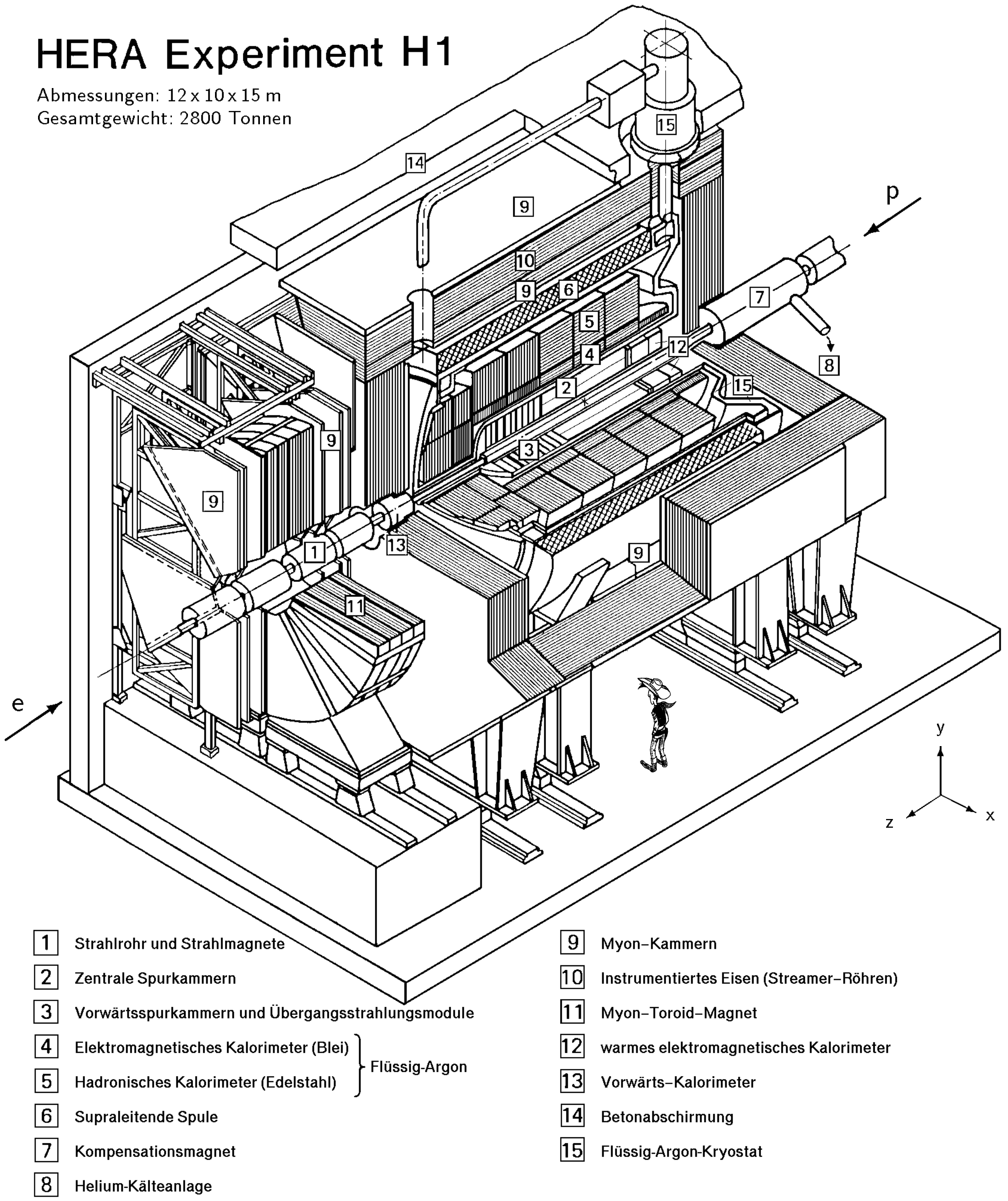

Abbildung 1.2: *Der H1-Detektor in einer isometrischen Aufrißzeichnung*

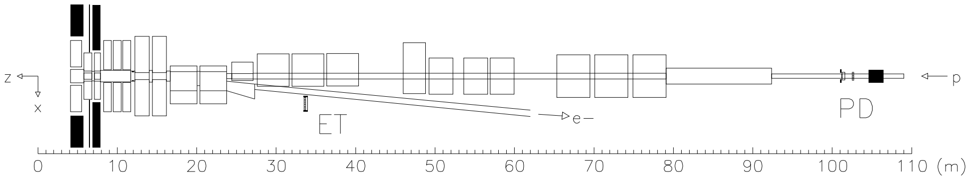

Abbildung 1.3: *Das Luminositätssystem, bestehend aus Elektron-Tagger (ET) und Photondetektor (PD). Die angegebene Skala bezeichnet den Abstand von dem Wechselwirkungspunkt (die x-Achse ist nicht maßstabsgetreu dargestellt).*

umgeben von dem elektromagnetischen $\boxed{4}$ und dem hadronischen $\boxed{5}$ Flüssig-Argon-Kalorimeter, welches in einen Kryostaten $\boxed{15}$ eingebaut ist, der die Temperatur des verflüssigten Argons konstant auf ca. 90 K hält. Um das Kalorimeter herum befindet sich eine supraleitende Spule $\boxed{6}$, die ein homogenes Magnetfeld von 1,15 T parallel zur Strahlachse erzeugt. Der Rückführung des magnetischen Flußes dient das instrumentierte Eisen $\boxed{10}$, das mit Streamerkammern versehen ist und so zusammen mit den umgebenden Myonkammern $\boxed{9}$ zum Nachweis von Myonen geeignet ist.

Zur kalorimetrischen Erfassung des gesamten Raumwinkels ist in Rückwärtsrichtung (die nicht durch das Flüssig-Argon-Kalorimeter abgedeckt wird) ein weiteres elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC) $\boxed{12}$ eingebaut. In Vorwärtsrichtung befindet sich zusätzlich noch ein kleines hadronisches Kalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$.

Räumlich getrennt von dem zentralen Detektor befindet sich in Richtung des Elektronstrahls das „Luminositätssystem“ (dargestellt in Abbildung 1.3), welches aus dem Elektron-Tagger und dem Photondetektor besteht. Dieses dient der Messung von unter kleinem Winkel gestreuten Elektronen in Koinzidenz mit Photonen, die kollinear zu diesen abgestrahlt wurden[5].

Detailliert beschrieben werden im folgenden diejenigen Teile des H1-Detektors, die unmittelbar für die Durchführung dieser Analyse relevant waren. Dazu gehören das Flüssig-Argon-Kalorimeter mit seinem elektromagnetischen und hadronischen Teil, sowie das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC).

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon- (LAr[6]-) Kalorimeter [H1C93b] bedeckt den Winkelbereich $4^\circ \lesssim \vartheta \lesssim 153^\circ$ um den Wechselwirkungspunkt. Es besteht aus einem elektromagnetischen Teil, der eine sehr feine Granularität besitzt und der umhüllt ist von dem hadronischen Teil mit einer etwas gröberen Granularität. Das gesamte Kalorimeter ist zusammengesetzt

---

[5] Der physikalische Prozeß, aufgrund dessen die Messung der Luminosität erfolgt, wird in Abschnitt 3.1 beschrieben.

[6] engl.: Liquid Argon

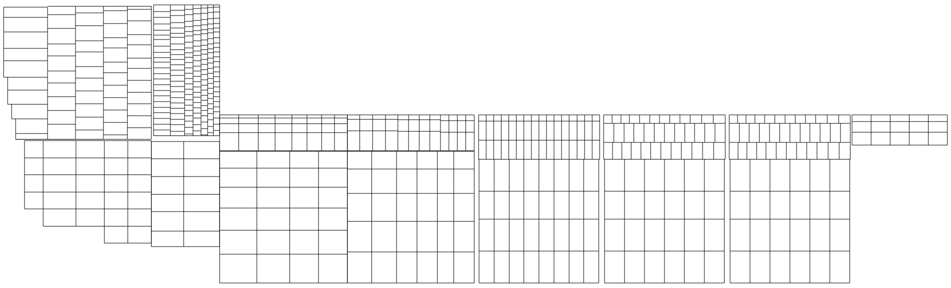

Abbildung 1.4: *Das Flüssig-Argon-Kalorimeter in Seitenansicht. In der oberen Bildhälfte ist die Ausrichtung der Absorberplatten dargestellt und in der unteren die Struktur der Zellen. „WWP“ bezeichnet den nominellen Wechselwirkungspunkt.*

aus 108 „Stacks“, die in acht Ringen zu je acht Stacks entlang der Strahlachse angeordnet sind. Diese Struktur ist in den Abbildungen 1.4 und 1.5 zu erkennen. Die von einlaufenden Teilchen in den Argon-Schichten erzeugten Ladungen werden auf kleinen Platten („pads“) mit Größen zwischen $4 \times 4\,\mathrm{cm}^2$ und $16 \times 16\,\mathrm{cm}^2$ gesammelt, die intern zu Auslese-Segmenten („Zellen“) verbunden sind. Insgesamt sind zur Messung der deponierten Energie ca. 45.000 (unabhängige) Zellen an die Ausleseelektronik-Kanäle angeschlossen.

Im elektromagnetischen Teil werden Bleiplatten als Absorber verwendet, auf die beidseitig kupferbeschichtete Leiterplatten aufgeklebt sind. Diese (so stabilisierten) Sandwichstrukturen sind mit Distanzhaltern verbunden und abwechselnd als Hochspannungselektroden und Ausleseelektroden zu Stacks angeordnet. Im hadronischen Teil wird Edelstahl als Absorbermaterial verwendet. Die gleichmäßige Dicke der Lücke für das flüssige Argon wird hier mit Hilfe von Edelstahlstrukturen erzielt, die zwischen die Absorberplatten eingefügt sind. Die Ausrichtung der Absorberplatten wurde so gewählt, daß der Eintrittswinkel von Teilchen stets größer als 45° ist. Deshalb sind die Absorberplatten im vorderen und hinteren Bereich (IF, OF, FB und BBE) vertikal

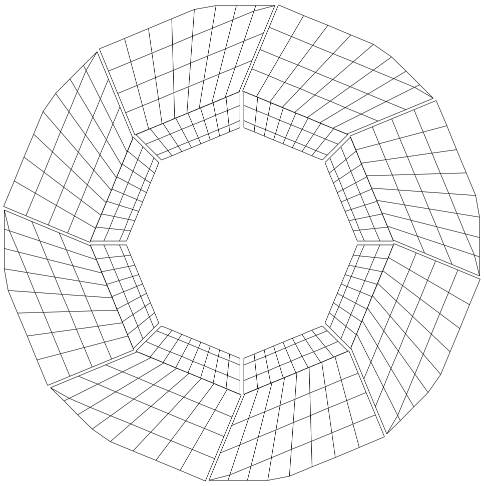

Abbildung 1.5: *xy-Ansicht des CB1-Ringes des LAr Kalorimeters*

und im zentralen Bereich (CB) parallel zur Strahlachse ausgerichtet. Diese Ausrichtung ist im oberen Teil der Abbildung 1.4 durch die Schraffur angedeutet. Die Granularität der Auslesezellen wurde so gewählt, daß eine gute Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern aufgrund ihrer unterschiedlichen longitudinalen und transversalen Schauerentwicklung möglich ist. Im elektromagnetischen Teil sind deshalb 3 bis 4 Lagen von Zellen angeordnet, was einer Dicke von 20 bis 30 Strahlungslängen (X_0) entspricht. Der hadronische Teil besteht aus 4 bis 6 Lagen von Zellen, so daß das gesamte Kalorimeter eine Dicke von 4,5 bis 8 hadronischen Wechselwirkungslängen (λ) besitzt. Die mit dem LAr-Kalorimeter erzielte Energieauflösung beträgt für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil [H1C94f]

$$\frac{\sigma_{el}(E)}{E} \simeq \frac{0{,}12}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 0{,}01\,, \qquad \frac{\sigma_{hadr}(E)}{E} \simeq \frac{0{,}5}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 0{,}02\,.$$

Die absolute Energieskala ist für Elektronen mit einer Genauigkeit von 3% und für Hadronen von 5% bekannt.

Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC)

Im Abstand von 1,44 m vom Wechselwirkungspunkt befindet sich das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC[7]) [Bán95]. Dieses deckt den Winkelbereich $151° \lesssim \vartheta \lesssim 177°$ ab. Im Gegensatz zum LAr-Kalorimeter wird das BEMC bei „Raumtemperatur“ betrieben. Die wichtigste Aufgabe des BEMC ist die Energiemessung des gestreuten Elektrons in tiefinelastischen Ereignissen mit niedrigem Impulsübertrag ($5\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$).

---

[7] engl.: Backward Electromagnetic Calorimeter

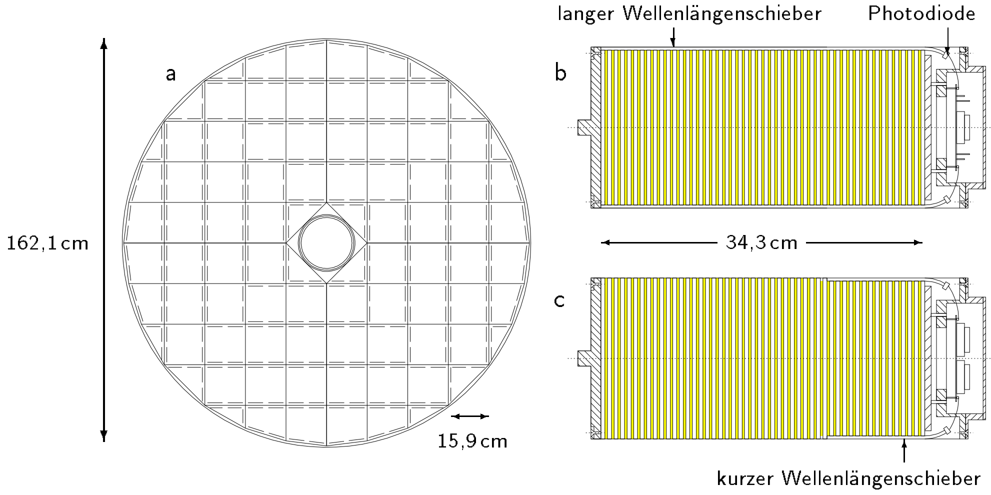

Abbildung 1.6: *Ansicht des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters (BEMC) und die Seitenansicht der BEMC-Module (b,c). Die in (a) eingezeichneten Linien markieren die Ausrichtung der langen Wellenlängenschieber. (aus [Bán95])*

Das BEMC besteht aus 88 Kalorimetermodulen, die eine Kantenlänge von 15,9 cm besitzen und in einer ringförmigen Aluminiumtonne (entsprechend Abbildung 1.6) angeordnet sind. Jedes dieser Module besteht aus einer Samplingstruktur von 50 Szintillationsplatten, zwischen denen sich 49 Bleiplatten befinden. Die gesamte Dicke dieser Anordnung entspricht $21{,}6\,X_0$, aber nur $0{,}98\,\lambda$, weshalb eine genaue Messung hadronischer Energien mit dem BEMC nicht möglich ist. Diese Samplingstruktur wird von seitlich angeordneten Wellenlängenschiebern ausgelesen, von denen jeweils vier die volle Länge des Moduls abdecken, während zwei weitere lediglich die 15 hinteren Samplingschichten abdecken, was die Beurteilung der longitudinalen Schauerentwicklung (und somit die Trennung von Elektronen und Pionen) ermöglicht. Diese Wellenlängenschieber werden von Photodioden ausgelesen. Die erzielte Energieauflösung beträgt [Bán95]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0{,}39}{E} \oplus \frac{0{,}1}{\sqrt{E/\mathrm{GeV}}} \oplus 0{,}017\ .$$

Vor dem BEMC befindet sich zusätzlich eine Vieldraht-Proportionalkammer (BPC[8]), deren Aufgabe es ist, den Durchgangsort geladener Teilchen zu messen, da dieser Winkelbereich nicht mehr vollständig von den zentralen Spurkammern erfaßt wird. Die BPC besteht aus fünf Kathodenebenen, zwischen denen vier Anodenebenen angeordnet sind, die aus parallelen Auslesedrähten im Abstand von 0,25 cm bestehen. Die einzelnen Anodenebenen sind jeweils um einen Winkel von 45° gegeneinander gedreht.

---

[8] engl.: Backward Proportional Chamber

1.3 Die Datennahme

Die Frequenz, mit der bei HERA die Elektron- und Protonstrahlen gekreuzt werden, beträgt 10,4 MHz. Tatsächliche Reaktionen, bei denen Detektorkomponenten Signale liefern, finden mit einer Frequenz von $\sim$ 10 kHz statt [H1C94a]. Bei dem überwiegenden Teil dieser Reaktionen handelt es sich jedoch nicht um ep-Kollisionen[9], sondern um Wechselwirkungen der beschleunigten Protonen mit der Wand des Strahlrohrs (Beamwall-) oder mit Atomen des im Strahlrohr vorhandenen Restgases (Beamgas-Ereignisse). Da es technisch nicht möglich ist, alle Ereignisse aufzuzeichnen, ist es schon an dieser Stelle nötig, für jedes Ereignis zu prüfen, ob es sich dabei um „interessante Physik“ oder Untergrund handelt. Die Auswahl interessanter Ereignisse erfolgt „online“[10] in mehreren Triggerstufen („Level“ L1-L4) mit immer restriktiveren Bedingungen, so daß die Totzeiten des Auslesesystems minimiert werden und die verbleibenden Ereignisse mit einer Rate von 3-5 Hz aufgezeichnet werden (das Datenvolumen beträgt etwa 600 kByte/s). Anschließend werden die aufgezeichneten Daten „off-line“ rekonstruiert, klassifiziert und so den physikalischen Arbeitsgruppen der H1-Kollaboration zugänglich gemacht.

Der Trigger

Die Ansprüche, die von den HERA-Experimenten aufgrund der hohen Untergrundraten an den Trigger gestellt werden, sind nicht vergleichbar mit denen bei anderen bestehenden Experimenten. Im Gegensatz zu e^+e^--Speicherringen herrscht bei HERA ein wesentlich höherer Untergrund an Beamwall- und Beamgas-Ereignissen, da zu diesen Prozessen im wesentlichen nur die Protonen beitragen. Andererseits hat HERA im Vergleich zu bestehenden Proton-Speicherringen wesentlich höhere Kollisionsraten, so daß hier neuartige Konzepte für die Signalauslese realisiert werden mußten.

Zunächst werden die von den 200.000 – 300.000 Signalquellen gelieferten Daten totzeitlos in (analogen oder digitalen) „Pipelines“ gespeichert. Beim H1-Experiment umfaßt diese Pipeline insgesamt 23 Ereignisse. Während sich ein Ereignis in der Pipeline befindet, werden in der ersten Triggerstufe (Level 1) die Triggersignale der Subdetektoren durch eine zentrale Triggerlogik verknüpft. Dabei wird die Entscheidung getroffen, ob dieses Ereignis verworfen werden soll oder ob die Pipeline angehalten wird, um in den folgenden Triggerstufen weitere Analysen dieses Ereignisses vorzunehmen. Die Forderung von Koinzidenzen verschiedener Subdetektoren führt dabei zu einer starken Reduktion von Untergrundereignissen, so daß die Rate der auf Level 1 akzeptierten Ereignisse nur noch ca. 1 kHz beträgt.

Wurde ein Ereignis auf Level 1 akzeptiert, so wird die Pipeline angehalten. Nun entsteht Totzeit, da Detektorsignale ab jetzt solange ignoriert werden, bis eine Entscheidung über das Akzeptieren und ggf. das Auslesen der Signale vorgenommen wurde.

---

[9] Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einer Strahlkreuzung eine ep-Wechselwirkung stattfindet ist bei der Design-Luminosität $< 10^{-3}$ [H1C94a].

[10] Dies bedeutet „in Echtzeit“.

Auf Level 2 werden nun (immer noch auf Hardware-Niveau) kompliziertere Verknüpfungen der Triggersignale der Subdetektoren gebildet (z.B. räumliche Korrelationen zwischen Spurkammer- und Kalorimeterinformationen). Wird ein Ereignis auf Level 2 akzeptiert, so wird auf Level 3 das Auslesen sämtlicher Daten dieses Ereignisses gestartet. Parallel dazu werden aufgrund der Topologie des Ereignisses (auf Software-Basis) weitere Bedingungen gestellt, was zu einer Reduktion der Ereignisrate auf ca. 50 Hz nach Level 3 führt. In den Datennahmeperioden der Jahre 1992 und 1993 waren die L2- und L3-Trigger noch nicht implementiert.

Nachdem ein Ereignis von Level 3 akzeptiert wurde, sind bis zu $800\,\mu$s vergangen. Dabei wurde das Ereignis vollständig ausgelesen. Auf Level 4 wird nun eine teilweise Rekonstruktion auf schnellen, parallel arbeitenden Prozessoren („Filter Farm“) durchgeführt, was die Anwendung physikalisch motivierter Algorithmen in diesem Schritt der Selektion erlaubt. Die Ereignisse, die auf Level 4 akzeptiert wurden, werden mit einer Frequenz von ca. 5 Hz komplett auf Magnetband gespeichert.

Die in dieser Analyse betrachteten Ereignisse haben einen Endzustand, bei dem das gestreute Elektron im LAr-Kalorimeter nachgewiesen wird. Diese Ereignisse werden auf Level 1 hauptsächlich von den „Elektron-Triggern“ des LAr-Kalorimeters getriggert. Dazu sind die Kalorimeterzellen zu 256 radialen „Türmen“ zusammengefaßt. Die Triggerbedingungen fordern als Signatur potentieller Elektronen, daß im elektromagnetischen Teil eines Turmes Energie oberhalb einer Mindestenergie deponiert wurde und zusätzlich die dahinter im hadronischen Teil deponierte Energiemenge unter einem Grenzwert liegt. Auf Level 4 des Triggers wird nach einer Teilrekonstruktion der Ereignisse dann geprüft, ob im auslösenden Triggerturm tatsächlich ausreichend Energie deponiert wurde.

Rekonstruktion und POT-, DST-Selektion

Sämtliche auf Magnetband aufgezeichneten Ereignisse werden anschließend mit dem Programm `H1REC` rekonstruiert. Dabei werden z.B. aus den Informationen der einzelnen „Hits“ auf den Signaldrähten der Spurkammern die Spuren der geladenen Teilchen rekonstruiert oder die Ladungssignale der Kalorimeterzellen in Energien umgerechnet und Energieeinträge benachbarter Zellen zu logischen „Clustern“ zusammengefaßt. An dieser Stelle erfolgt die Korrektur hadronischer Energien, sowie weitere Korrekturen auf vor dem Kalorimeter befindliches Material, welches zu Energieverlusten und einer Verschlechterung der Energieauflösung führt.

Zur Reduktion des Rechenzeitbedarfs späterer Analysen wird an dieser Stelle eine Klassifikation der Ereignisse durchgeführt. Jede Arbeitsgruppe erstellt dazu ein Programm, welches Kandidaten für die jeweils interessierenden physikalischen Prozesse identifiziert, die daraufhin einer Ereignisklasse zugeordnet werden (L5-Klassifizierung). Nur Ereignisse, die (mindestens) einer Klasse zugeordnet wurden, werden auf den „Production Output Tapes“ (POTs) allgemein zugänglich abgespeichert. In einem weiteren Schritt wird mit strengeren Kriterien eine Selektion auf „Data Summary Tapes“ (DSTs) durchgeführt, die den Arbeitsgruppen dann als Arbeitsgrundlage zur weiteren Selektion „ihrer“ Ereignisse dienen, die dann z.B. als „Mini-DST“ isoliert werden.

II.

Tiefinelastische ep - Streuung

> *It is fun to speculate about*
> *the way Quarks would behave*
> *if they were physical particles...*
> M. Gell-Mann[1]

Streuexperimente eignen sich zur Erforschung der Materie, da sie Aufschluß geben über die Struktur der beteiligten Teilchen und die Art ihrer Wechselwirkung. Dabei wird unterschieden zwischen *elastischen* und *inelastischen* Streuprozessen.

Als *elastische* Prozesse werden diejenigen bezeichnet, bei denen die Summe der kinetischen Energien konstant ist und keine inneren Freiheitsgrade der Reaktionspartner angeregt werden. Aus der Winkelverteilung der gestreuten Teilchen können Rückschlüsse auf das Potential zwischen den Teilchen gezogen werden. Wenn die Energie im Schwerpunktssystem der Reaktion genügend hoch ist, kann ggf. der Nachweis erbracht werden, daß die bei der Streuung beteiligten Teilchen eine endliche Ausdehnung besitzen. Ab einem bestimmten Wert der Schwerpunktsenergie ist es darüberhinaus möglich, zusammengesetzte Teilchen in angeregte Zustände zu versetzen, bzw. sie zu „zerstören“, indem die Bindungsenergien ihrer Konstituenten überwunden und diese herausgeschlagen werden. Diese Prozesse (bei denen die kinetische Energie *nicht* erhalten ist) werden als *inelastische* Streuung bezeichnet.

Bei der *inelastischen* Streuung von Elektronen an Protonen ist es zusätzlich nötig, die spezielle Natur der Konstituenten des Protons und ihre Wechselwirkung untereinander zu berücksichtigen. Im „Quark-Parton-Modell“ besteht das Proton aus drei punktförmigen Quarks mit halbzahligem Spin und drittelzahliger elektrischer Ladung. Die Wechselwirkung dieser Quarks untereinander findet aufgrund einer Eigenschaft statt, die als „Farbladung“ bezeichnet wird und in drei verschiedenen Zuständen auftritt[2].

---

[1] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Letters, **8**, 214 (1964)

[2] Historisch wurde die Eigenschaft der Farbe als zusätzlicher Freiheitsgrad der Quarks eingeführt, um das Quark-Modell verträglich mit Paulis Ausschließungsprinzip formulieren zu können. Erst später wurde dieser Freiheitsgrad mit der Ladung der starken Wechselwirkung identifiziert. Die Bezeichnung „Farbe“ wurde aufgrund einer Analogie zu der additiven Mischung von Farben gewählt, da die als „rot“, „grün“ und „blau“ bezeichneten Quarks stets so zu Hadronen zusammengesetzt sind, daß ihre Farbkombinationen „weiß“ ergeben. Dies erklärt, warum die Eigenschaft der „Farbladung“ bei den Hadronen nicht beobachtet wird.

Besondere Eigenschaften dieser „Farbwechselwirkung“ sind die „asymptotische Freiheit“ und das „color confinement“ (Einschluß von Farbe). Das erstere bedeutet, daß die Quarks bei hohen Impulsüberträgen Q^2 innerhalb der Hadronen näherungsweise als frei betrachtet werden können, während aus dem letzteren folgt, daß freie Teilchen immer farbneutral sind, weshalb Quarks nicht isoliert werden können (und weshalb auch niemals drittelzahlige elektrische Ladungen bei freien Teilchen beobachtet wurden).

Der Prozeß der inelastischen Elektron-Proton-Streuung wird deshalb im Quark-Parton-Modell als elastische Streuung des Elektrons an einem der Quarks beschrieben, wobei der Impulsübertrag Q^2 groß genug ist, um das Quark für die Dauer dieses Prozesses als frei zu betrachten. Die Farbkräfte, die zwischen dem gestreuten Quark und dem „Proton-Rest“ wirken, führen zur Fragmentierung, d.h. zur Bildung von Hadronen, die in Richtung des Proton-Restes bzw. des gestreuten Quarks als „Jets“ auslaufen und den sog. „hadronischen Endzustand“ bilden.

Für die theoretische Beschreibung dieses Vorganges ist es wesentlich, daß die Prozesse der elastischen Elektron-Quark-Streuung und der Fragmentierung auf unterschiedlichen Zeitskalen ablaufen und deshalb getrennt betrachtet werden können. Deshalb kann davon ausgegangen werden, daß der Wirkungsquerschnitt nur von dem Streuprozeß abhängt, da die Fragmentierung bei wesentlich größeren Abständen stattfindet und den Wirkungsquerschnitt nicht wesentlich beeinflußt.

2.1 Der tiefinelastische Prozeß

Die Streuung eines Elektrons an einem Quark wird durch die elektroschwache Wechselwirkung beschrieben [Halz84]. Unterschieden wird zwischen Prozessen mit „neutralen Strömen“ (NC), bei denen das ausgetauschte Boson (γ, Z^0) elektrisch neutral ist, und „geladenen Strömen“ (CC), bei denen elektrisch geladene Bosonen ($W^{\pm}$) ausgetauscht werden.

$$\begin{array}{rcll} e+p & \rightarrow & e+X & \qquad \text{(NC: neutral current)} \\ e+p & \rightarrow & \nu_e+X & \qquad \text{(CC: charged current)} \end{array}$$

Ein wesentlicher Unterschied liegt in der elektrischen Ladung des auslaufenden Leptons. Die Feynmangraphen niedrigster Ordnung dieser Prozesse sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse ist (über das Matrixelement $\mathcal{M}$) proportional zum Propagator des ausgetauschten Bosons

$$\mathcal{M} \propto \frac{1}{Q^2 + M^2_{\text{Boson}}} \, .$$

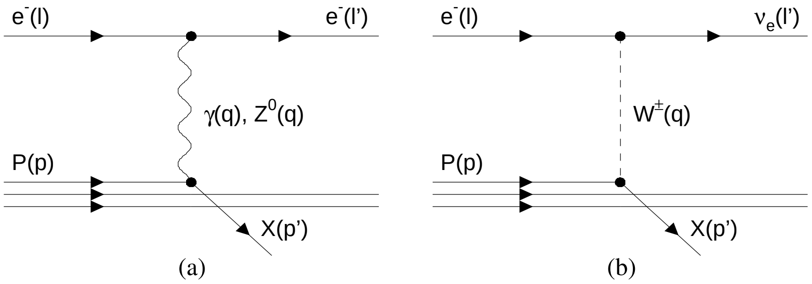

Abbildung 2.1: *Die Feynmangraphen niedrigster Ordnung für den Prozeß der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung bei neutralen (a) und geladenen Strömen (b).*

Da hier die Masse des ausgetauschten Bosons eingeht, dominieren bei kleinem Q^2 Prozesse mit neutralen Strömen bei γ-Austausch. Erst bei $Q^2 \approx M^2_{Z^0,W^\pm}$ sind die Wirkungsquerschnitte der Prozesse mit γ-, Z^0- und $W^\pm$-Austausch ungefähr gleich. Im weiteren werden ausschließlich Prozesse mit neutralen Strömen betrachtet, bei denen der Endzustand das gestreute Elektron enthält (Abbildung 2.1 (a)).

Lorentzinvariante Variablen

Die Kinematik tiefinelastischer Prozesse ist bestimmt durch drei unabhängige Variablen, die z.B. aus den im folgenden definierten lorentzinvarianten Größen s, Q^2, x, y und W gewählt werden können[3]

$$s \equiv (l+p)^2\,, \qquad Q^2 \equiv -q^2 = -(l-l')^2\,,$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2\,p\cdot q}\,, \qquad y \equiv \frac{p\cdot q}{p\cdot l}\,, \qquad W^2 \equiv (p+q)^2\,. \tag{2.1}$$

Die verwendeten Bezeichnungen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Die obigen Größen können wie folgt interpretiert werden:

- Die „Schwerpunktsenergie“ $\sqrt{s}$ ist die maximale, für die Erzeugung von Teilchen zur Verfügung stehende Energie. Da diese bei HERA-Prozessen konstant ist ($\sqrt{s} \simeq 296\,\mathrm{GeV}$), sind neben der Größe s nur *zwei* weitere Variablen unabhängig.
- Q^2 ist das negative Quadrat des von dem ausgetauschten Boson übertragenen Viererimpulses.

---

[3] In der gesamten Arbeit wird das in der Hochenergiephysik übliche Einheitensystem verwendet, in dem gilt: $c = \hbar = 1$. Außerdem werden im folgenden wegen des hier betrachteten Energiebereiches die Ruhemassen des Elektrons und des Protons vernachlässigt.

einlaufender Zustand	Elektron	Viererimpuls	l
		Energie	E_0
	Proton	Viererimpuls	p
		Energie	E_p
	Quark	Viererimpuls	p_q
gestreuter Zustand	Elektron	Viererimpuls	l'
		Energie	E'
		Polarwinkel	ϑ_e
	Quark	Polarwinkel	γ

Tabelle 2.1: *Die Bezeichnungen der kinematischen Variablen für die einlaufenden und die gestreuten Teilchen*

- In einem Bezugssystem, in dem der Impuls des Protons sehr groß ist (d.h. der Transversalimpuls der Quarks dagegen vernachlässigt werden kann), bezeichnet die Variable x den Impulsanteil des gestreuten Quarks am Gesamtimpuls des Protons. Da bei HERA die Energie des Protons groß ist gegen dessen Ruhemasse, ist diese Situation hier bereits näherungsweise im Laborsystem gegeben.
- Im Ruhesystem des Protons gilt die Beziehung $y = \frac{E_0 - E'}{E_0}$, so daß y hier als der in die Wechselwirkung eingehende Energieanteil des Elektrons interpretiert werden kann.
- Die Größe W bezeichnet die invariante Masse des hadronischen Endzustandes.

Daraus folgt, daß die Variablen x und y einheitenlos sind und ihr Wertebereich von null bis eins reicht. Aus Gleichung (2.1) ergibt sich für s, Q^2, x und y darüberhinaus noch die Beziehung

$$\frac{Q^2}{x\,y} = s\ . \tag{2.2}$$

Im weiteren werden zur Beschreibung der Ereigniskinematik neben der Schwerpunktsenergie die Variablen x und Q^2 gewählt.

Der Wirkungsquerschnitt

Während der oben betrachtete Prozeß die Streuung des Elektrons an einem freien Quark beschreibt, wird im Experiment die Streuung immer an dem gesamten Proton vollzogen. Da das Proton nicht punktförmig ist, sondern eine innere Struktur besitzt, die a priori nicht bekannt ist, kann bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ für das Übergangsmatrixelement nicht analytisch angegeben werden. Stattdessen ist es möglich, die Unwissenheit über die genaue Struktur durch einen Ausdruck größtmöglichster Allgemeinheit zu parametrisieren. Die Parameter ($\mathcal{F}_1$–$\mathcal{F}_3$), die in diesen Ansatz eingehen, werden als „verallgemeinerte Strukturfunktionen des Protons“ bezeichnet. Damit läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt schreiben als (α bezeichnet die elektromagnetische Kopplungskonstante)

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{NC}}^{(e^{\mp}p)}}{dx\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4\,x}\left[xy^2\,\mathcal{F}_1(x,Q^2) + (1-y)\,\mathcal{F}_2(x,Q^2) \pm y(1-\frac{y}{2})x\,\mathcal{F}_3(x,Q^2)\right] .$$

Dies ist die *allgemeine Form* des differentiellen Wirkungsquerschnittes für inelastische Elektron-Proton-Streuung bei neutralen Strömen unter Berücksichtigung sämtlicher elektroschwacher Beiträge. Die drei verallgemeinerten Strukturfunktionen können in insgesamt acht verschiedene Anteile zerlegt werden, die den Austausch verschiedener Bosonen beschreiben. $\mathcal{F}_1$ und $\mathcal{F}_2$ enthalten jeweils Anteile von γ-Austausch, Z^0-Austausch, sowie einen γ-Z^0-Interferenzterm. $\mathcal{F}_3$ enthält dagegen nur die Terme von Z^0-Austausch und γ-Z^0-Interferenzen.

Falls sich der betrachtete kinematische Bereich auf Impulsüberträge $Q^2 \ll M^2_{Z^0,W^\pm}$ beschränkt, können jedoch sämtliche Anteile der schwachen Wechselwirkung vernachlässigt werden. Bei Vernachlässigung dieser Anteile (Z^0-Austausch, γ-Z^0-Interferenz) und ausschließlicher Betrachtung von Photon-Austausch, reduzieren sich die allgemeinen Strukturfunktionen $\mathcal{F}_1$, $\mathcal{F}_2$, $\mathcal{F}_3$ auf die elektromagnetischen Strukturfunktionen $F_1(x,Q^2)$ und $F_2(x,Q^2)$. Damit hat der differentielle Wirkungsquerschnitt die Form

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{NC}}^{(ep)}}{dx\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4\,x}\left[xy^2\,F_1(x,Q^2) + (1-y)\,F_2(x,Q^2)\right] . \tag{2.3}$$

J.D. BJØRKEN entdeckte, daß die Funktionen F_1 und F_2 nur von der (dimensionslosen) Variablen x abhängen und damit unabhängig von Q^2 sind („Skaleninvarianz", „BJØRKEN scaling"). Dies führte R. FEYNMAN 1968 zu der Erkenntnis, daß das Proton aus punktförmigen Partonen aufgebaut ist, die später mit den von M. GELL-MANN und G. ZWEIG bereits 1964 postulierten Quarks identifiziert werden konnten.

Im Gegensatz zu reellen Photonen können virtuelle Photonen nicht nur transversal, sondern auch *longitudinal* polarisiert sein. Da die ausgetauschten Photonen verschiedener Polarisation nur an Partonen bestimmten Spins koppeln können, ist es möglich, durch Messung der „longitudinalen Strukturfunktion" F_L,

$$F_L \equiv F_2 - 2\,xF_1 ,$$

den Spin der Partonen im Proton zu bestimmen. Für Spin-1/2-Partonen wurde der Wert $F_L = 0$ vorhergesagt (CALLAN-GROSS-Relation), was experimentell gegen Ende der 60er Jahre für den zur Verfügung stehenden Energiebereich bestätigt wurde. Damit folgt aus Gleichung (2.3)

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{NC}}^{(ep)}}{dx\,dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4\,x}\left[1 - y + \frac{y^2}{2}\right] F_2(x,Q^2) . \tag{2.4}$$

Die Strukturfunktion F_2 kann interpretiert werden, als die Summe der ladungsgewichteten Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Quarks im Proton

$$F_2(x,Q^2) = x\sum_f e_f^2\left[q_f(x,Q^2) + \bar{q}_f(x,Q^2)\right]$$

f: Quarksorten („flavour")
e: elektr. Ladung der Quarks

QCD-Korrekturen

In der „Quantenchromodynamik" (QCD) wird die Wechselwirkung der Quarks durch den Austausch von „Gluonen" beschrieben, von denen acht verschiedene existieren, die an unterschiedliche Farben koppeln[4]. In dem bisherigen „naiven" Quark-Parton-Modell wurden diese Wechselwirkungen nur insofern berücksichtigt, als darauf hingewiesen wurde, daß die auslaufenden Quarks zu Hadronen fragmentieren und daß dieser Prozeß unabhängig von dem Streuprozeß ist. Im Rahmen der QCD sind aber darüberhinaus auch Prozesse zu betrachten, bei denen die Quarks Gluonen abstrahlen ($\mathrm{q} \rightarrow \mathrm{qg}$) bzw. bei denen die Gluonen in Quark-Antiquark-Paare konvertieren ($\mathrm{g} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$). Diese Prozesse können bei zunehmenden Impulsüberträgen immer besser aufgelöst werden, so daß die Anzahl der „sichtbaren" Partonen ansteigt. Dadurch wird der mittlere Partonimpuls reduziert, was für hohe Q^2 zu einem Anstieg der Partondichten (und damit von $F_2(x, Q^2)$) bei kleinen x und einem Abfall bei größeren x führt. Damit sind die Strukturfunktionen des Protons nicht mehr unabhängig von dem Impulsübertrag Q^2. Dieses wird als „Skalenverletzung" bezeichnet.

Aufgrund der Prozesse der Gluonabstrahlung der Quarks während der Wechselwirkung ist es möglich, daß die Quarks zusätzlich auch an longitudinal polarisierte Photonen koppeln, was zu einer Verletzung der Callan-Gross-Relation (s.o.) führt (d.h. $F_L \neq 0$). Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für den Austausch longitudinal, bzw. transversal polarisierter Photonen wird mit R bezeichnet und ist gegeben durch

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_L}{F_2 - F_L} \, . \tag{2.5}$$

Damit kann der Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung geschrieben werden als

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{NC}}^{(ep)}}{dx\, dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4\, x} \left[2 - 2y + \frac{y^2}{1+R} \right] F_2(x, Q^2) \, . \tag{2.6}$$

Ausgehend von dieser Formulierung des Wirkungsquerschnittes wird bei den HERA-Experimenten H1 und ZEUS die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ aus den gemessenen Daten bestimmt [H1C95b].

2.2 Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik

Bisher wurde die Diskussion der Kinematik tiefinelastischer Ereignisse anhand der lorentzinvarianten Variablen Q^2, x und y durchgeführt. Da diese im Experiment jedoch nicht unmittelbar zugänglich sind, sollen im folgenden Methoden vorgestellt werden, mit deren Hilfe sie aus den direkt meßbaren Größen der Energien und Winkel rekonstruiert werden können.

---

[4] Während in der Quantenelektrodynamik die Austauschbosonen (Photonen) zwar an (elektrische) Ladungen koppeln, selber aber ungeladen sind, tritt in der QCD der Effekt auf, daß die Austauschbosonen (Gluonen) selber Farbladungen tragen und damit auch aneinander koppeln.

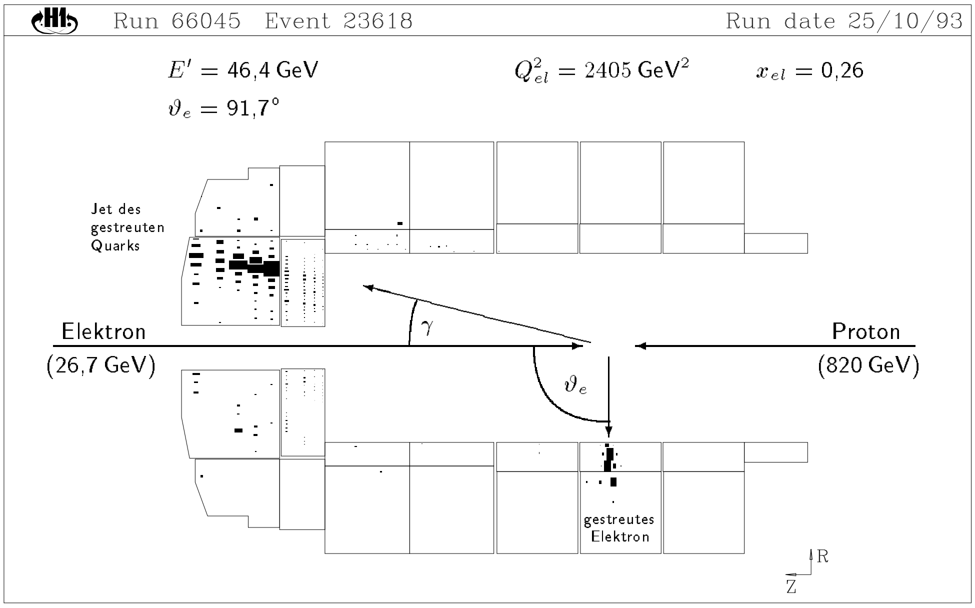

Abbildung 2.2: *Ein tiefinelastisches Ereignis im H1-Detektor*
Zu erkennen sind das gestreute Elektron und der Jet des gestreuten Quarks. Außerdem sind die Richtungen des einlaufenden Elektrons und des Protons (wobei letztere identisch mit der z-Achse des Koordinatensystems ist) und die jeweiligen Streuwinkel eingezeichnet.

Die zur Bezeichnung der kinematischen Variablen gewählten Konventionen sind in Tabelle 2.1 angegeben, die bei HERA übliche Wahl der Geometrie in Abbildung 2.2. Bei dieser Wahl des Koordinatensystems haben die Vierervektoren der einlaufenden Teilchen im Laborsystem die Form

$$l = \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \\ 0 \\ -E_0 \end{pmatrix}, \qquad p = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ E_p \end{pmatrix}.$$

Damit ist die Schwerpunktsenergie bei HERA gegeben durch

$$s \equiv (l + p)^2 = 4\,E_0 E_p\ .$$

In Abschnitt 2.1 wurde bereits erwähnt, daß bei fester Schwerpunktsenergie die Kinematik tiefinelastischer Ereignisse durch zwei unabhängige Variablen bestimmt ist. Während bei Experimenten mit festen Proton-Targets ausschließlich Energie und Winkel des gestreuten Elektrons meßbar sind, ist es bei den HERA-Detektoren auch möglich, die Energien und Winkel der Hadronen des Endzustandes zu messen.

Damit kann *direkt* (d.h. ohne Verwendung eines Jet-Algorithmus) auf Winkel und Energie des „Strom-Jets“[5] geschlossen werden, welche wiederum unmittelbar mit den Größen des gestreuten Quarks identifiziert werden können [Bent91].

Daraus folgt, daß bei HERA insgesamt vier unabhängige Meßgrößen zur Verfügung stehen: Energie und Polarwinkel des Elektrons, sowie Energie und Polarwinkel des gestreuten Quarks (bzw. des Jets). Durch verschiedene Kombinationen dieser Meßgrößen existieren verschiedene Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Außerdem besteht die Möglichkeit, die Redundanz der Meßwerte zu nutzen, um z.B. unter Berücksichtigung der Energieerhaltung mittels sämtlicher Meßwerte einen kinematischen Fit zu machen [Chav91].

Die Genauigkeit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen variiert in dem kinematischen Bereich unterschiedlich für die verschiedenen Methoden, da die Meßgrößen, die den Methoden zugrundeliegen, mit unterschiedlicher Genauigkeit gemessen werden. Im Anschluß werden diejenigen Methoden dargestellt, mit denen beim H1-Experiment üblicherweise die Rekonstruktion der Ereigniskinematik tiefinelastischer Ereignisse durchgeführt wird und die auch in dieser Analyse betrachtet wurden.

Die Elektron-Methode

Bei der Elektron-Methode wird (wie es auch bei früheren Experimenten mit festen Proton-Targets üblich war) die Ereigniskinematik mit den gemessenen Werten der Energie E' und des Polarwinkels ϑ_e des gestreuten Elektrons rekonstruiert

$$\begin{aligned} Q^2_{el} &= 2E_0E'(1+\cos\vartheta_e) \ , \\ y_{el} &= 1-\frac{E'}{2E_0}(1-\cos\vartheta_e) \ , \\ x_{el} &= \frac{Q^2_{el}}{y_{el}\ s} \ . \end{aligned}$$

Die Stärke dieser Methode liegt in der Genauigkeit bei der Bestimmung von Q^2. Bei kleinen Werten von y wird die Auflösung der y- (und damit der x-) Bestimmung sehr schlecht. Deshalb wird sie nur für den Wertebereich $y_{el} \geq 0{,}1$ verwendet. Darüberhinaus kann sie nicht zur Bestimmung der Kinematik von CC-Ereignissen angewendet werden, da hier das Neutrino unbeobachtet entweicht. In diesen beiden Fällen kann stattdessen die folgende Methode benutzt werden.

Die JACQUET-BLONDEL-Methode

Diese Methode wurde von F. JACQUET und A. BLONDEL für die Rekonstruktion der Kinematik tiefinelastischer Ereignisse mit geladenen Strömen vorgeschlagen [JB79].

---

[5] Die Bezeichnung „Strom-Jet“ bezeichnet alle Hadronen, die bei der Hadronisation des gestreuten Quarks entstehen.

Dabei werden ausschließlich die Meßgrößen des hadronischen Endzustandes verwendet

$$\begin{aligned} Q^2_{jb} &= \frac{(\sum_h p_x)^2 + (\sum_h p_y)^2}{1 - y_{jb}} , \\ y_{jb} &= \frac{\sum_h (E - p_z)}{2E_0} , \\ x_{jb} &= \frac{Q^2_{jb}}{y_{jb}\, s} . \end{aligned}$$

Die in diesen Gleichungen auftretenden Summen laufen über alle Cluster des hadronischen Endzustandes. Dabei ist der entstehende Fehler durch Hadronen des Strom-Jets, die unter sehr kleinen Winkeln $\vartheta \to 0$ auftreten und darum nicht im Detektor nachgewiesen werden können, vernachlässigbar. Diese besitzen einen nur sehr geringen Transversalimpuls und liefern deshalb nur unwesentliche Beiträge in den auftretenden Summen, da für sie gilt $p_\perp^2 \simeq 0$ (Gleichung für Q^2) und damit $E \simeq p_z$ (Gleichung für y).

Eine Schwäche bei der Anwendung dieser Methode im H1-Experiment ist, daß bei großen Werten von y auch Hadronen unter größeren Polarwinkeln erwartet werden, wo im H1-Detektor kein hadronisches Kalorimeter vorhanden ist. Deshalb ist der Einsatz dieser Methode im H1-Experiment auf kleine Werte von y beschränkt.

Die Σ-Methode

Eine Methode, die die Redundanz der Meßwerte nutzt, ist die Σ-Methode [Bass94]. Die Erhaltung der Energie und des longitudinalen Impulses wird hier eingesetzt, um, ausgehend von der Jacquet-Blondel-Methode, den Wert der Energie des einlaufenden Elektrons zu eliminieren. Deshalb ist diese Methode in erster Näherung unempfindlich auf Photonabstrahlung des einlaufenden Elektrons. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt

$$\sum_{\text{Endzust.}} (E - p_z) \equiv \sum_{\text{Anf.zust.}} (E - p_z) = \underbrace{(E - p_z)_p}_{=0} + \underbrace{(E - p_z)_e}_{=2\,E_0} = 2\,E_0 .$$

Damit läßt sich der Ausdruck $2E_0$ schreiben als

$$2\,E_0 = \sum_h (E - p_z) + E' \,(1 - \cos\vartheta_e) .$$

Dies in die Formel für y_{jb} eingesetzt liefert

$$\begin{aligned} Q^2_\Sigma &= \frac{E'^2 \sin^2\vartheta_e}{1 - y_\Sigma} , \\ y_\Sigma &= \frac{\sum_h (E - p_z)}{\sum_h (E - p_z) + E' \,(1 - \cos\vartheta_e)} , \\ x_\Sigma &= \frac{Q^2_\Sigma}{y_\Sigma\, s} . \end{aligned}$$

Außerdem wurde im Zähler der Formel für Q^2_{jb} der Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes durch den des gestreuten Elektrons ersetzt. Die so definierte Größe y_Σ (und damit auch x_Σ) ist gegenüber y_{jb} weniger empfindlich auf die ungenaue Messung hadronischer Energien bei hohem y, was zu einer verbesserten Auflösung führt (siehe Kapitel 5.2).

III.

QED-Prozesse mit Photonabstrahlung

> *It never happens that a scattering event*
> *is unaccompanied by the emission of quanta.*
> J. SCHWINGER[1]

Die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bei neutralen Strömen wurde im vorangehenden Kapitel anhand des QED-Prozesses niedrigster Ordnung diskutiert (Abbildung 2.1 (a)). Um den Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses (BORN-Wirkungsquerschnitt) exakt messen zu können, ist es nötig, QED-Korrekturen höherer Ordnung zu berücksichtigen, da diese wesentlichen Einfluß auf die Ereigniskinematik haben. Am wichtigsten sind dabei Prozesse der nächsthöheren Ordnung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α. Die zugehörigen Feynmangraphen sind in den Abbildungen 3.1 und 3.2 dargestellt. Dies sind Prozesse mit der Abstrahlung reeller Photonen (Abbildung 3.1) und diejenigen mit virtuellen Korrekturen (Vertexkorrekturen, Ein-Schleifen- und Box-Diagramme, Abbildung 3.2). Da die erstgenannten Prozesse wegen des zusätzlichen Photons im Endzustand im Experiment direkt beobachtbar sind, ist es möglich anhand von ihnen die theoretischen Vorhersagen zu überprüfen, aufgrund derer die elektroschwachen Korrekturen zum BORN-Wirkungsquerschnitt berechnet werden. Beiträge zu dem Prozeß

$$e^- + p \rightarrow e^- + \gamma + X$$

liefern die vier Diagramme aus Abbildung 3.1, die die Abstrahlung reeller Photonen vom leptonischen und vom hadronischen Vertex zeigen.

Da der Wirkungsquerschnitt der Abstrahlung reeller Photonen umgekehrt proportional ist zum Quadrat der Masse des abstrahlenden Teilchens, ist die Photonabstrahlung vom hadronischen Vertex stark unterdrückt gegenüber der vom leptonischen Vertex. Dies trifft auch auf die Interferenzen zu, die zwischen diesen beiden Prozessen auftreten. Die folgende Diskussion „radiativer“ Ereignisse beschränkt sich deshalb auf

---

[1] J. SCHWINGER, *Quantum Electrodynamics III.*, Phys. Rev. **76**, 790 (1949)

Abbildung 3.1: *Die Feynmangraphen für die Abstrahlung eines reellen Photons vom leptonischen bzw. vom hadronischen Vertex*

Abbildung 3.2: *Feynmangraphen für virtuelle Strahlungskorrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha)$. Dazu gehören die Vertexkorrekturen, die Ein-Schleifen-Diagramme und die Box-Diagramme, die jeweils um die gekreuzte Konstellation ergänzt werden müssen.*

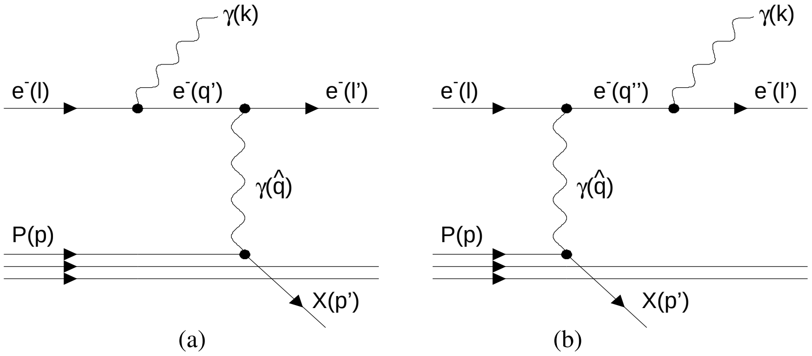

Abbildung 3.3: *Die Feynmangraphen für die QED-Prozesse der Photonabstrahlung vom einlaufenden (a) bzw. auslaufenden Elektron (b).*

den Prozeß der „Bremsstrahlung vom Elektron“ wobei nur Photonaustausch berücksichtigt wird. Dieser Prozeß wird in verschiedenen kinematischen Bereichen betrachtet, und deren typische experimentelle Signatur erörtert. Im Anschluß daran wird gezeigt, wie unter der Berücksichtigung des zusätzlichen Photons die korrekte Rekonstruktion der Kinematik dieser Ereignisse durchgeführt werden kann.

3.1 Kinematische Bereiche radiativer Ereignisse

Während die Kinematik (nicht-radiativer) tiefinelastischer Ereignisse durch drei unabhängige Variablen gegeben ist, sind zur Beschreibung der Kinematik radiativer Ereignisse fünf unabhängige Variablen erforderlich. Abbildung 3.3 zeigt die Diagramme der Bremsstrahlung vom einlaufenden Elektron (ISR) und vom auslaufenden Elektron (FSR[2]), sowie die Bezeichnungen der Viererimpulse der beteiligten Teilchen. Für die radiativen Ereignisse werden zusätzlich die Variablen der Viererimpulse des abgestrahlten Photons (k) und der virtuellen Elektronen (q', q'') eingeführt. Der Viererimpuls des ausgetauschten Photons wird mit $\hat{q}$ bezeichnet, um darauf hinzuweisen, daß dieser hier *nicht* wie in Gleichung (2.1) durch $q^2 = (l - l')^2$ gegeben ist. Zusätzlich werden folgende Variablen definiert (bei Vernachlässigung der Ruhemasse des Elektrons)

$$\begin{array}{lclclclcl} \hat{Q}^2 & \equiv & -\hat{q}^2 & = & -(p'-p)^2 & = & -(l-l'-k)^2\,, & & \\ Q'^2 & \equiv & -q'^2 & = & -(l\,-\,k)^2 & = & 2\,(k\cdot l)\,, & & \\ Q''^2 & \equiv & q''^2 & = & (l'+k)^2 & = & 2\,(k\cdot l') & = & M^2_{e\gamma}\,. \end{array} \tag{3.1}$$

Diese drei Größen sind allerdings nicht unabhängig, sondern sie erfüllen die Beziehung

$$\hat{Q}^2 = Q^2 + Q'^2 - Q''^2 \qquad (\text{mit: } Q^2 = -q^2 = -(l-l')^2)\ .$$

---

[2] Die Abkürzungen „ISR“ und „FSR“ stehen für: „initial state radiation“ und „final state radiation“.

Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß der Abstrahlung harter Photonen ist im wesentlichen bestimmt durch die Matrixelemente der Diagramme aus Abbildung 3.3 (a) und (b), für die gilt

$$\mathcal{M}_{(a)} \propto \frac{1}{\hat{Q}^2\,(Q'^2 + m_e^2)}\,, \qquad \mathcal{M}_{(b)} \propto \frac{1}{\hat{Q}^2\,(Q''^2 + m_e^2)}\,.$$

Dieser Wirkungsquerschnitt ist groß in der Nähe der Pole der Propagatoren des virtuellen Photons und des virtuellen Elektrons. Es ist nun möglich, vier kinematische Bereiche zu definieren, die jeweils einen dieser Pole enthalten und einen weiteren Bereich, der keinen Pol enthält. Dabei ist zu betonen, daß diese Einteilung *nicht* durch qualitative physikalische Unterschiede zwischen diesen Bereichen, sondern durch die Geometrie des Detektors begründet ist, da der Nachweis der Elektronen und Photonen in verschiedenen kinematischen Bereichen durch unterschiedliche Detektorkomponenten geschieht.

Im H1-Detektor können die Elektronen und die Photonen entweder in den Kalorimetern des zentralen Detektors (LAr und BEMC, bei Polarwinkeln $\vartheta_{e,\gamma} \lesssim 175°$) oder im Luminositätssystem (für $\vartheta_e \gtrsim 179{,}7°$ bzw. $\vartheta_\gamma \gtrsim 179{,}98°$) nachgewiesen werden. Benachbarte Elektronen und Photonen können im LAr-Kalorimeter ab einer Winkeldifferenz von $\Omega_{e\gamma} \gtrsim 7°$ aufgelöst werden (siehe Kapitel 5.2). Hadronen werden vom LAr-Kalorimeter erst ab einem Streuwinkel $\gamma \gtrsim 5°$ erfaßt.

Die hier genannten Eigenschaften des H1-Detektors werden für die Einteilung der kinematischen Bereiche herangezogen. Eine Aufstellung, die auch die Bezeichnungen dieser gewählten Bereiche enthält, ist in Tabelle 3.1 gegeben. Dazu soll noch einmal betont werden, daß die Spalte: „kinematischer Bereich“ nur als Orientierung dient und *nicht* die Grundlage dieser Einteilung ist. Die Bezeichnungen „Q^2 groß“ bzw. „$Q^2 \to 0$“ sollen ausschließlich einen Hinweis darauf geben, welcher Pol des Propagators hier wesentliche Beiträge liefert. Detailliertere Beschreibungen der so definierten Prozesse werden in den folgenden Abschnitten gegeben, zunächst für die elastischen, dann für die inelastischen Prozesse.

exp. Signatur	kinematischer Bereich		Bezeichnung
$\vartheta_{e,\gamma} \simeq 180°$	$\hat{Q}^2 \to 0$	Q'^2, $Q''^2 \to 0$	BETHE-HEITLER-Ereignisse
$\vartheta_{e,\gamma} < 175°$, $\gamma < 4°$		Q'^2, Q''^2 groß	QED-COMPTON-Ereignisse
$\vartheta_e < 175°$, $\vartheta_\gamma > 177°$	$\hat{Q}^2$ groß	$Q'^2 \to 0$	tiefinel. Ereignisse mit ISR
$\vartheta_e < 175°$, $\Omega_{e\gamma} < 7°$		$Q''^2 \to 0$	tiefinel. Ereignisse mit FSR
$\vartheta_{e,\gamma} < 175°$, $\Omega_{e\gamma} > 7°$		Q'^2, Q''^2 groß	tiefinel. Ereignisse mit isol. Photonen

Tabelle 3.1: *Fünf kinematische Bereiche für die in Abb. 3.3 (a) und (b) beschriebenen Strahlungsprozesse. $\Omega_{e\gamma}$ bezeichnet den Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und dem Photon. Die Bezeichnungen „ISR“ und „FSR“ werden in dem zugehörigen Abschnitt genauer erläutert.*

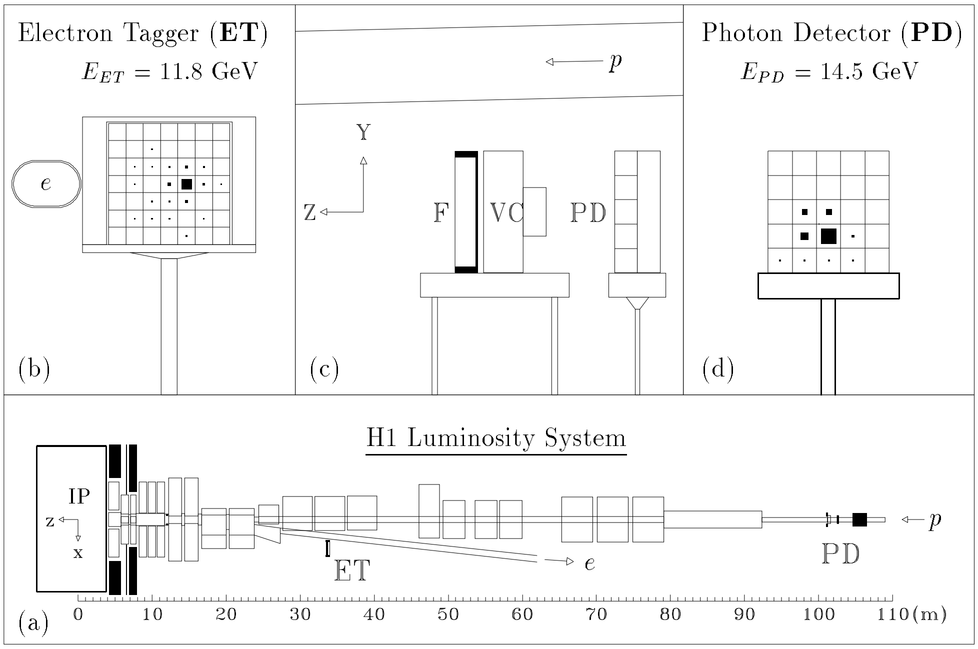

Abbildung 3.4: *Ein* BETHE-HEITLER-*Ereignis im Luminositätssystem (a) des H1-Detektors. Das Elektron wurde im Elektron-Tagger (b) nachgewiesen und das Photon im Photondetektor (d). Die Summe ihrer Energien ergibt mit 11,8 GeV + 14,5 GeV = 26,3 GeV ungefähr die Energie des einlaufenden Elektrons.*

BETHE-HEITLER-*Ereignisse*

Als „BETHE-HEITLER-Ereignisse“ werden hier Ereignisse bezeichnet, bei denen das Elektron und das Photon unter kleinem Winkel auslaufen ($\vartheta_{e,\gamma} \gtrsim 177°$), so daß sie nicht im zentralen Detektor, sondern nur im Elektron-Tagger (für $\vartheta_e \gtrsim 179{,}7°$) und im Photondetektor (für $\vartheta_\gamma \gtrsim 179{,}98°$) nachgewiesen werden können. Die Streuung am Proton findet bei $\hat{Q}^2 \ll m_p^2$ statt, so daß der elastische Prozeß dominiert und die Struktur des Protons nicht aufgelöst wird. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist daher unabhängig von der Struktur des Protons und kann *exakt* berechnet werden. Deshalb wird dieser Prozeß bei den HERA-Experimenten zur Messung der Luminosität verwendet. Abbildung 3.4 zeigt ein Ereignis, in dem das Elektron in dem Elektron-Tagger und das Photon im Photondetektor nachgewiesen wurde. Es ist zu erkennen, daß die Summe ihrer Energien etwa der Energie des einlaufenden Elektrons entspricht.

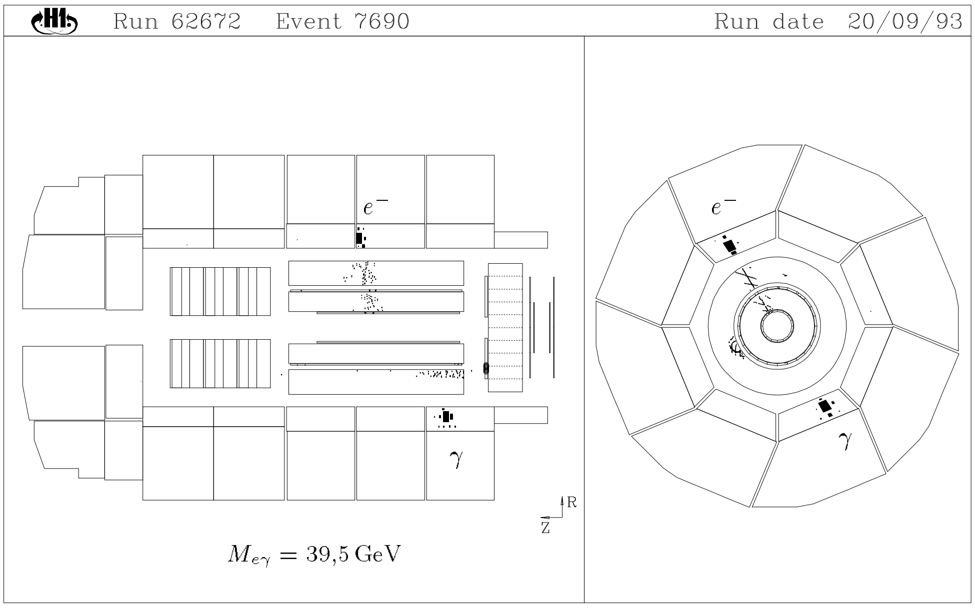

Abbildung 3.5: *Ein QED-*Compton*-Ereignis, bei dem das Elektron (zu erkennen an der Spur) und das Photon in das LAr-Kalorimeter gestreut wurden. Die typische Topologie dieser Ereignisse ist, daß die Differenz der Azimutalwinkel zwischen Elektron und Photon* $\Delta\varphi_{e\gamma} \simeq 180°$ *beträgt und keine hadronische Aktivität im Kalorimeter sichtbar ist.*

*QED-*Compton*-Ereignisse*

Bremsstrahlungsereignisse, bei denen das Elektron und das Photon unter großem Winkel gestreut werden (und somit im BEMC oder im LAr-Kalorimeter nachgewiesen werden können), werden für kleine Werte des Viererimpulsübertrages ($\hat{Q}^2 \lesssim 3,5\,\mathrm{GeV}^2$) als „QED-Compton-Ereignisse“ bezeichnet. Auch bei diesen Ereignissen dominiert die elastische Streuung an dem Proton, bei der das ausgetauschte Photon quasi-reell ist. Das Proton kann also hier als Quelle quasi-reeller Photonen interpretiert werden, die an dem einlaufenden Elektron gestreut werden (der Compton-Prozeß)

$$e + \gamma^* \to e + \gamma\,.$$

Da die elastischen Formfaktoren des Protons sehr genau bekannt sind, kann dieser Wirkungsquerschnitt sehr genau angegeben werden, weshalb auch dieser Prozeß zur Messung der Luminosität eingesetzt werden kann.

Diese Ereignisse besitzen eine typische experimentelle Signatur, da sie zwei elektromagnetische Cluster aufweisen, die im Transversalimpuls balanciert sind. In diesen Ereignissen kann die invariante Masse des $e\gamma$-Systems $M_{e\gamma}$ sehr große Werte annehmen. Das hadronische System wird in den meisten Fällen nicht beobachtet, da es unter kleinem Winkel den Detektor verläßt. Ein QED-Compton-Ereignis, bei dem Elektron und Photon im LAr-Kalorimeter nachgewiesen wurden, ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

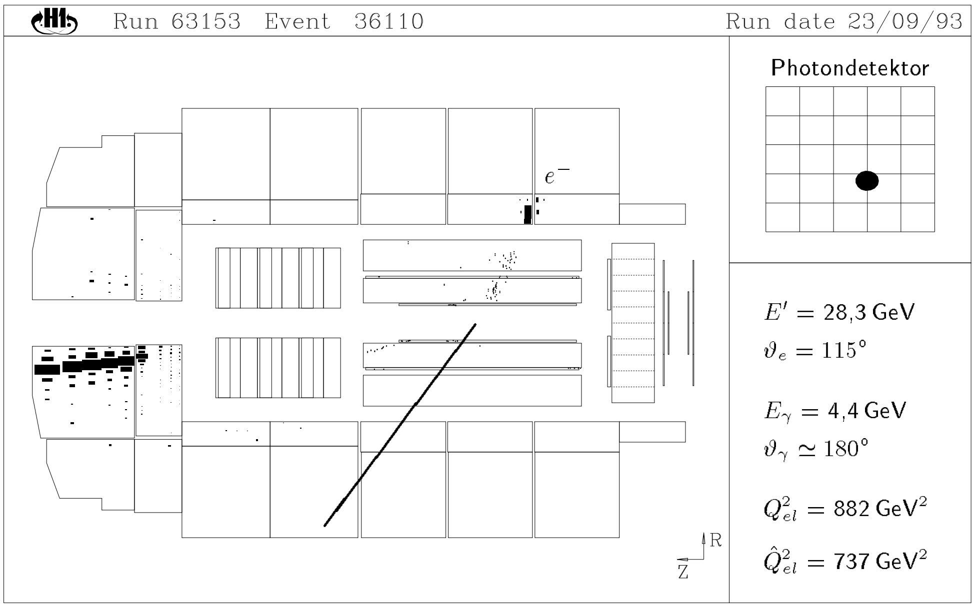

Abbildung 3.6: *Ein radiatives tiefinelastisches Ereignis, bei dem das Photon im Photondetektor nachgewiesen wurde. Die eingezeichnete Linie zeigt den erwarteten Streuwinkel des Quarks bei einem nicht-radiativen Ereignis mit gleicher Kinematik des Elektrons. Außerdem ist zu erkennen daß der Impulsübertrag $\hat{Q}^2_{el}$ bei Berücksichtigung der Photonabstrahlung niedriger ist als der Wert Q^2_{el}, der bei ausschließlicher Berücksichtigung der Kinematik des Elektrons rekonstruiert wird.*

Tiefinelastische Ereignisse mit kollinearen Photonen (ISR, FSR)

Tiefinelastische Ereignisse sind gekennzeichnet durch die hohe Virtualität des ausgetauschten Photons. Im H1-Experiment können diese Ereignisse aufgrund der Akzeptanz des Detektors ab $Q^2 \gtrsim 5\,\mathrm{GeV}^2$ beobachtet werden, da nur dann das gestreute Elektron im BEMC oder im LAr-Kalorimeter nachweisbar ist. In diesen Ereignissen kann auch ein großer Teil der Hadronen des Endzustandes im Detektor beobachtet werden, deren Transversalimpuls von dem Transversalimpuls des Elektrons (bzw. des $e\gamma$-Systems) balanciert wird.

In tiefinelastischen Ereignissen mit Bremsstrahlung wird der größte Teil der Photonen entweder in Richtung des einlaufenden Elektrons ($\vartheta_\gamma \simeq 180°$) oder in Richtung des auslaufenden Elektrons ($\Omega_{e\gamma} \simeq 0°$) abgestrahlt. Obwohl es i.a. nicht möglich ist, einen physikalischen Prozeß mit einem bestimmten Feynmangraphen zu identifizieren, tritt hier der Fall ein, daß der Phasenraum der beiden Graphen aus Abbildung 3.3 für kollineare Photonabstrahlung (d.h. für kleine Q'^2, Q''^2) fast komplett getrennt ist, weshalb hier *näherungsweise* eine Zuordnung getroffen werden kann.

Der Graph von Abbildung 3.3 (a) liefert große Beiträge, falls das Photon kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlt wird, während dessen Beitrag für Photonabstrahlung unter großen Winkeln zum einlaufenden Elektron sehr klein ist. Diese Ereignisse werden als „ISR-Ereignisse“ bezeichnet. Für Photonabstrahlung kollinear zum auslaufenden Elektron sind die Beiträge des Graphen von Abbildung 3.3 (b) dominant, die wiederum in dem restlichen Winkelbereich klein sind. Diese Ereignisse werden als „FSR-Ereignisse“ bezeichnet. Die Bezeichnungen „ISR“ und „FSR“ sind also durch die *Kollinearität* der Photonen zu dem ein- bzw. auslaufenden Elektron definiert.

Die Photonen, die kollinear zum auslaufenden Elektron abgestrahlt werden, können nicht im Detektor aufgelöst werden, da sie zusammen mit dem Elektron ein gemeinsames Cluster bilden. Aus diesem Grund sind FSR-Ereignisse nicht individuell identifizierbar. Da aber bei der Energiemessung des Elektrons bereits die gesamte Energie des $e\gamma$-Systems gemessen wird, entsteht bei der Rekonstruktion der Kinematik dieser Ereignisse kein Fehler.

Zur korrekten Rekonstruktion der Kinematik von ISR-Ereignissen muß dagegen das abgestrahlte Photon explizit berücksichtigt werden, da ISR-Ereignisse interpretiert werden können als nicht-radiative Ereignisse, bei denen die Energie des einlaufenden Elektrons um die Energie des abgestrahlten Photons reduziert ist. Dies führt zu einer Verringerung der nominalen Schwerpunktsenergie, weshalb die Variable Q^2_{el} bei Nichtberücksichtigung des Photons gegenüber dem wahren Wert $\hat{Q}^2$ systematisch zu groß rekonstruiert wird (siehe Kapitel 5.2).

Ein Teil der Photonen in ISR-Ereignissen kann aber in dem Photondetektor des Luminositätssystems nachgewiesen werden, so daß deren Energie bekannt ist und bei der Rekonstruktion der Ereigniskinematik berücksichtigt werden kann. Diese Ereignisse erlauben es daher den Akzeptanzbereich des Detektors zu kleineren Werten von Q^2 zu erweitern, wodurch z.B. die Strukturfunktionen des Protons bei niedrigeren Werten von Q^2 meßbar sind, als dies mit nicht-radiativen Ereignissen (bei der nominalen Schwerpunktsenergie) möglich wäre [Fav95].

Die Variation der Energie des einlaufenden Elektrons (und damit der Schwerpunktsenergie) in ISR-Ereignissen kann auch zur Bestimmung der longitudinalen Strukturfunktion F_L bzw. des Verhältnisses $R = \sigma_L/\sigma_T$ (Gleichung (2.5)) genutzt werden [Kras91a]. Dazu ist es nötig, den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \to eX$ für verschiedene Schwerpunktsenergien zu bestimmen, was einerseits durch die Variation der Strahlenergie des Elektron- oder des Protonstrahls erreicht werden kann, oder andererseits – bei konstanten Strahlenergien – mit ISR-Ereignissen.

Die Abbildung 3.6 zeigt ein ISR-Ereignis, in dem ein 4,4 GeV Photon im Photondetektor nachgewiesen wurde. Zu erkennen ist, daß das Quark unter einem wesentlich kleineren Winkel gestreut wurde, als dies in einem nicht-radiativen Ereignis mit gleicher Kinematik des Elektrons zu erwarten gewesen wäre (dargestellt durch die eingezeichnete Linie).

Dieser Prozeß wurde zusammen mit den vorher erörterten Bethe-Heitler- und QED-Compton-Prozessen bereits ausführlich in [H1C95c] dargestellt, wo auch die Analyse der H1-Daten des Jahres 1993 für diese Prozesse vorgestellt wurde.

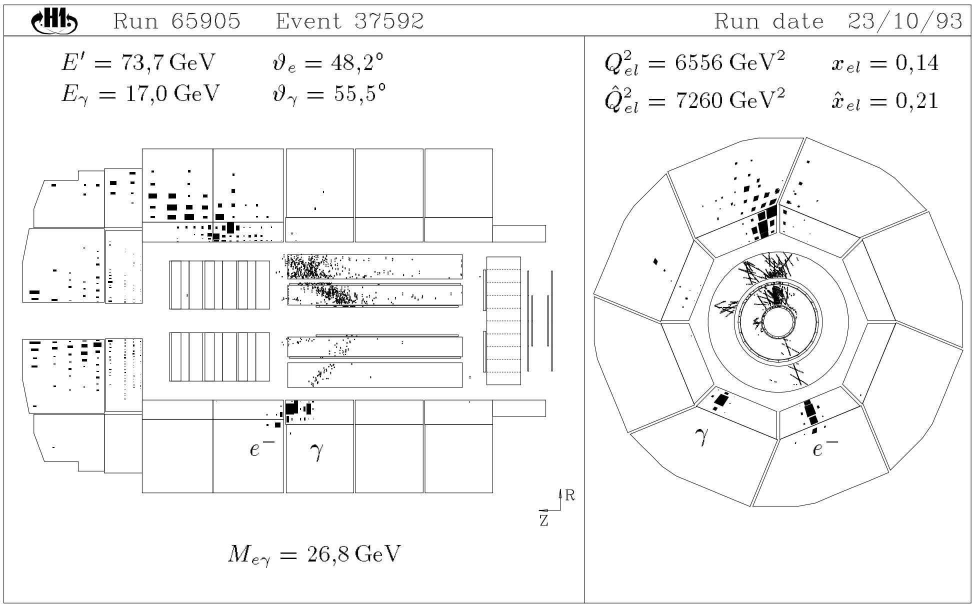

Abbildung 3.7: *Ein tiefinelastisches Ereignis, mit einem harten Photon im LAr-Kalorimeter.*

Tiefinelastische Ereignisse mit harten, isolierten Photonen

Die kinematischen Bereiche der bisher diskutierten Prozesse enthalten jeweils (mindestens) den Pol eines Propagators, weshalb der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse relativ groß ist gegenüber dem Prozeß, der nun vorgestellt wird und der im Rahmen dieser Arbeit anhand der H1-Daten von 1993 untersucht wurde.

In tiefinelastischen Ereignissen, in denen harte Photonen vorhanden sind, die soweit vom Elektron entfernt sind, daß sie isoliert von diesem im Detektor nachgewiesen werden können, nehmen $\hat{Q}^2$, Q'^2 und Q''^2 große Werte an. Für diese Ereignisse ist die (näherungsweise) Einteilung in ISR und FSR *nicht* möglich, da zu diesem kinematischen Bereich beide Feynmangraphen aus Abbildung 3.3 wesentliche Beiträge liefern. Deshalb sind hier auch Interferenzen zwischen diesen nicht vernachlässigbar.

Während die QED-Compton- und die ISR-Ereignisse aufgrund ihrer typischen Topologien mit sehr einfachen Algorithmen identifiziert werden können, ist dies bei den Ereignissen mit harten, isolierten Photonen nicht ohne weiteres möglich, da a priori nicht bekannt ist, ob das von dem Photon gebildete Cluster nicht Teil des hadronischen Endzustandes ist. Wenn die Kinematik dieser Ereignisse ohne Berücksichtigung des Photons mit der Elektron-Methode rekonstruiert wird, ist es je nach Topologie des Ereignisses möglich, daß der rekonstruierte Impulsübertrag zu größeren oder zu kleineren Werten verschoben ist (bei ISR-Ereignissen ist er stets zu größeren Werten verschoben). Der Wert der Variablen x wird dagegen bei Verwendung der Elektron-Methode und Nichtberücksichtigung des Photons immer zu klein rekonstruiert.

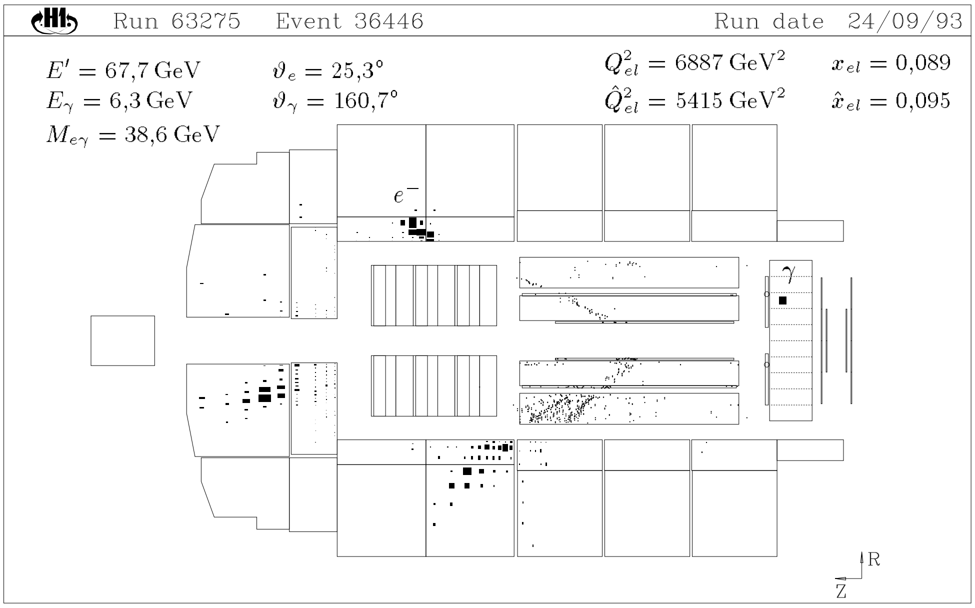

Abbildung 3.8: *Ein tiefinelastisches Ereignis, mit einem im BEMC nachgewiesenen harten, isolierten Photon und einer hohen invarianten Masse des Elektron-Photon-Systems.*

In der anschließenden Analyse werden Kriterien entwickelt, mit deren Hilfe diese Ereignisse identifiziert werden können. Dazu werden Ereignisse mit hohem Impulsübertrag zum Proton ($Q^2 \gtrsim 100\,\mathrm{GeV}^2$) betrachtet. In diesen Ereignissen wird das Elektron in das LAr-Kalorimeter gestreut. Abbildungen 3.7 und 3.8 zeigen Ereignisse, in denen im LAr-Kalorimeter (3.7) bzw. im BEMC (3.8) ein isoliertes Photon gefunden wird. In beiden Abbildungen ist jeweils die Ereigniskinematik angegeben, so daß erkennbar ist wie unterschiedlich die Photonabstrahlung die Kinematik beeinflussen kann.

3.2 Die Kinematik radiativer Ereignisse

In Kapitel 2.2 wurden Definitionen der kinematischen Variablen und Methoden zur Rekonstruktion der Kinematik nicht-radiativer tiefinelastischer Ereignisse vorgestellt. Diese können bei Ereignissen mit der Abstrahlung harter Photonen nicht mehr direkt angewendet werden, da es hier zusätzlich nötig ist, die Kinematik des abgestrahlten Photons zu berücksichtigen. Dabei muß außerdem beachtet werden, daß das Elektron-Photon-System eine hohe invariante Masse $M_{e\gamma}$ besitzen kann, die (entgegen der Ruhemasse des Elektrons) *nicht* vernachlässigt werden darf. Im Anhang A wird gezeigt, wie diese Methoden modifiziert werden müssen, um mit ihnen die Kinematik radiativer Ereignisse rekonstruieren zu können. Die Ergebnisse sind im folgenden zusammengefaßt.

Die modifizierte Elektron-Methode

Bei der Rekonstruktion der Ereigniskinematik nach der Elektron-Methode werden zusätzlich die Meßgrößen der Energie E_γ und des Polarwinkels des Photons ϑ_γ und der von dem Photon und dem gestreuten Elektron eingeschlossene Winkel $\Omega_{e\gamma}$ benötigt. Die kinematischen Variablen ergeben sich damit wie folgt

$$\begin{aligned}
\hat{Q}^2_{el} &= 2E_0E'\,(1+\cos\vartheta_e) \;+\; 2E_0E_\gamma\,(1+\cos\vartheta_\gamma) \;-\; 2E'E_\gamma\,(1-\cos\Omega_{e\gamma})\;, \\
\hat{y}_{el} &= 1-\frac{E'(1-\cos\vartheta_e)\;+\;E_\gamma(1-\cos\vartheta_\gamma)}{2E_0}\;, \\
\hat{x}_{el} &= \frac{\hat{Q}^2_{el}}{\hat{y}_{el}\,s}\;. \qquad (3.2)
\end{aligned}$$

Die modifizierte JACQUET-BLONDEL-*Methode*

Die JACQUET-BLONDEL-Methode verwendet ausschließlich die Meßwerte (Energien und Winkel) des hadronischen Systems. Bei der Rekonstruktion der Kinematik radiativer Ereignisse geht jedoch zusätzlich die invariante Masse $M_{e\gamma}$ des leptonischen Systems in die Gleichungen ein. Damit ergibt sich die Ereigniskinematik

$$\begin{aligned}
\hat{Q}^2_{jb} &= \frac{(\sum_h p_x)^2+(\sum_h p_y)^2\;+\;\hat{y}_{jb}\,M^2_{e\gamma}}{1-\hat{y}_{jb}}\;, \\
\hat{y}_{jb} &= \frac{\sum_h(E-p_z)}{2E_0}\;, \\
\hat{x}_{jb} &= \frac{\hat{Q}^2_{jb}}{\hat{y}_{jb}\,s}\;. \qquad (3.3)
\end{aligned}$$

Die modifizierte Σ-Methode

Analog zu der Modifikation der JACQUET-BLONDEL-Methode erfolgt auch die Modifikation der Σ-Methode. Dies führt zu

$$\begin{aligned}
\hat{Q}^2_\Sigma &= \frac{(\sum_{e,\gamma} p_x)^2+(\sum_{e,\gamma} p_y)^2\;+\;\hat{y}_\Sigma\,M^2_{e\gamma}}{1-\hat{y}_\Sigma}\;, \\
\hat{y}_\Sigma &= \frac{\sum_h(E-p_z)}{\sum_h(E-p_z)+E'\,(1-\cos\vartheta_e)+E_\gamma\,(1-\cos\vartheta_\gamma)}\;, \\
\hat{x}_\Sigma &= \frac{Q^2_\Sigma}{y_\Sigma\,s}\;. \qquad (3.4)
\end{aligned}$$

Wie zu sehen ist, sind die Formeln für $\hat{Q}^2$ und $\hat{y}$ (und damit auch $\hat{x}$) in allen Methoden symmetrisch unter Vertauschung von Elektron und Photon, so daß die Rekonstruktion der Kinematik radiativer Ereignisse unabhängig ist von der korrekten Zuordnung der elektromagnetischen Cluster zu Elektron und Photon.

IV.

Die Simulation tiefinelastischer Ereignisse

> *Und betrachte deine Experimente*
> *immer als Prüfungen einer Theorie -*
> *als Versuche, Fehler in ihr zu finden,*
> *sie aus den Angeln zu heben.*
> Karl R. Popper [1]

Das Ziel experimenteller Physik ist die empirische Prüfung physikalischer Theorien durch den Vergleich ihrer Vorhersagen über den Ausgang von Experimenten mit gemessenen Größen. Für den *direkten* Vergleich ist es dazu nötig, von den *allgemeinen* Aussagen einer Theorie auf ihre *speziellen* Vorhersagen für den Ausgang eines konkreten Experimentes (unter Berücksichtigung des Einflusses der Meßapparatur) zu schließen.

Dies ist mit analytischen Mitteln bei den HERA-Experimenten nicht möglich, da einerseits die Detektoren zu komplex sind für eine analytische Beschreibung, und außerdem Prozesse wie die Fragmentation und Hadronisation der Partonen nicht unmittelbar aus der Theorie der QCD berechnet werden können. Stattdessen ist es möglich, diese Prozesse durch Modelle zu beschreiben, die in „Monte-Carlo-Programmen“ implementiert sind. Das Ziel dieser Programme ist es, Ereignisse zu simulieren, die den im Detektor beobachtbaren weitgehendst gleichen.

Dazu werden zunächst von einem sog. „Generator“ gemäß des differentiellen Wirkungsquerschnittes des betrachteten Prozesses Ereignisse erzeugt, d.h., es werden die Vierervektoren der auslaufenden Teilchen berechnet. Danach werden diejenigen Prozesse, die nicht schon im ersten Schritt exakt berechnet werden konnten, mit Hilfe von Modellen simuliert (Fragmentations- und Zerfallsprozesse). Zum Schluß wird von der „Detektorsimulation“ der Durchgang dieser „Teilchen“ durch den Detektor gemäß dessen Ansprechverhaltens simuliert und die Signale sämtlicher (relevanter) Detektorkomponenten berechnet.

---

[1] K. R. Popper, *Objektive Erkenntnis*, 1973

Die hier berechneten Größen entsprechen denjenigen, die im realen Experiment gemessen würden, d.h., sie können nach der Rekonstruktion mit dem Programm `H1REC` *direkt* mit den auf DST aufgezeichneten Daten verglichen werden.

Für die Simulation von Monte-Carlo-Ereignissen wurde in der vorliegenden Analyse der Ereignisgenerator `DJANGO` zusammen mit der Simulation des H1-Detektors `H1SIM` verwendet.

4.1 Der Ereignisgenerator DJANGO

Das Programm `DJANGO` [Schul91] in der Version 2.1 ist eine Schnittstelle für die Programme `HERACLES 4.2`, `ARIADNE 4.0` und `JETSET 7.3`. `HERACLES` ist ein Ereignisgenerator, der tiefinelastische Ereignisse auf Partonebene erzeugt unter Berücksichtigung elektroschwacher Korrekturen in $\mathcal{O}(\alpha)$. QCD-Korrekturen und der Fragmentations- und Hadronisationsprozeß werden von den Programmen `ARIADNE` und `JETSET` berechnet.

HERACLES

Der Ereignisgenerator `HERACLES` (Version 4.2) [Kwiat91b] generiert tiefinelastische Elektron-Proton-Ereignisse mit neutralen oder geladenen Strömen auf der Partonebene. Dabei werden Korrekturen am leptonischen Vertex, Photonabstrahlung vom Elektron sowie sämtliche elektroschwachen Ein-Schleifen-Korrekturen berücksichtigt. `HERACLES` bietet die Möglichkeit der Wahl zwischen verschiedenen Partonverteilungen oder Strukturfunktionen des Protons. Diese Ereignisse sind vollständig bestimmt durch die Viererimpulse der auslaufenden Teilchen (Elektron bzw. Neutrino, Quarks, Photonen) und dem „Flavour“ des gestreuten Quarks.

Das Generieren der Ereignisse mit neutralen Strömen geschieht in vier „Kanälen“, einem nicht-radiativen und drei radiativen. Der nicht-radiative Kanal beschreibt den Wirkungsquerschnitt des Prozesses niedrigster Ordnung (Born-Term) sowie die virtuellen Korrekturen und die Abstrahlung niederenergetischer Photonen. Durch die Zusammenfassung der beiden letzten Terme kompensieren sich die Divergenzen der virtuellen Korrekturen und die Infrarotdivergenz der weichen Photonen. Die Abgrenzung des Bereiches der niederenergetischen Photonen geschieht durch die Einführung eines Abschneide-Parameters E_γ^0, der klein ist gegen die Energien der Fermionen (1 MeV bis 600 MeV – in Abhängigkeit von dem kinematischen Bereich) und der unterhalb der experimentellen Auflösung für den Nachweis von Photonen liegt. Der Beitrag des nicht-radiativen Kanals hängt damit von der Wahl des (unphysikalischen) Parameters E_γ^0 ab. Diese Abhängigkeit verschwindet aber, wenn auch Photonen höherer Energien $E_\gamma > E_\gamma^0$ in den radiativen Kanälen generiert werden. Der Wirkungsquerschnitt für den tiefinelastischen Prozeß mit der Abstrahlung reeller Photonen vom Elektron ist im wesentlichen bestimmt durch den Faktor $(Q'^2 Q''^2 \hat{Q}^2)^{-1}$. Durch Partialbruchzerlegung ist es möglich, diesen Faktor in drei Summanden zu zerlegen

$$\begin{aligned}
\frac{1}{Q'^2\,Q''^2\,\hat{Q}^2} \;=\; & \frac{1}{Q'^2}\;\frac{1}{Q'^2+Q''^2+\hat{Q}^2}\left(\frac{1}{Q'^2+Q''^2}+\frac{1}{Q'^2+\hat{Q}^2}\right)\\
& +\frac{1}{Q''^2}\;\frac{1}{Q'^2+Q''^2+\hat{Q}^2}\left(\frac{1}{Q'^2+Q''^2}+\frac{1}{Q''^2+\hat{Q}^2}\right)\\
& +\frac{1}{\hat{Q}^2}\;\frac{1}{Q'^2+Q''^2+\hat{Q}^2}\left(\frac{1}{Q'^2+\hat{Q}^2}+\frac{1}{Q''^2+\hat{Q}^2}\right)\,.
\end{aligned}$$

Da die Faktoren der Pol-Terme $1/Q'^2$, $1/Q''^2$, $1/\hat{Q}^2$ nicht stark variieren und keiner der darin auftretenden Nenner in dem betrachteten kinematischen Bereich klein wird, kann der Wirkungsquerschnitt in drei Teile zerlegt werden, die die o.g. radiativen Kanäle definieren

$$\frac{d^5\sigma}{dx\;dy\;d^3\mathbf{k}} = \frac{M_1}{Q'^2}+\frac{M_2}{Q''^2}+\frac{M_3}{\hat{Q}^2}\,.$$

Diese Kanäle liefern jeweils die größten Beiträge in der Nähe ihrer Pole, weshalb sie wie folgt interpretiert werden können:

- $Q'^2 \to 0$
  Ereignisse mit Photonabstrahlung kollinear zum einlaufenden Elektron (ISR)
- $Q''^2 \to 0$
  Ereignisse mit Photonabstrahlung kollinear zum auslaufenden Elektron (FSR)
- $\hat{Q}^2 \to 0$
  elastische „QED-COMPTON“-Ereignisse

Die Zerlegung des Wirkungsquerschnittes in diese Kanäle bedeutet dabei aber *keine* Zerlegung des Phasenraumes für die Photonabstrahlung, da jeder Kanal im gesamten Phasenraum definiert ist.

Der Beitrag des „COMPTON“-Kanals besteht im wesentlichen aus elastischen Ereignissen mit kleinem $\hat{Q}^2$ und geringer invarianter Masse des hadronischen Endzustandes W_h (d.h. meistens mit einem intakten Proton). Durch einen Schnitt auf $W_h > W_h^{min}$ mit $W_h^{min} = 2\,\mathrm{GeV}$ werden die in diesem Kanal generierten elastischen Ereignisse stark unterdrückt.

ARIADNE

`ARIADNE` [Lönn91] ist ein Generator für die QCD-Prozesse der Gluonabstrahlung von Quarks und die Konversion von Gluonen in Quark-Antiquark-Paare. Das der Berechnung dieser Prozesse zugrundeliegende Modell ist das Farb-Dipol-Modell (Color Dipole Model – CDM). In diesem Modell wird ein Gluon von einem Farbdipol abgestrahlt, der von einem $q\bar{q}$-Paar gebildet wird. Die beiden unabhängigen Farbdipole qg und $g\bar{q}$ strahlen daraufhin weitere weichere Gluonen ab. Drei Sorten von Farbdipolen liefern Beiträge zu der Gluonabstrahlung: $q\bar{q}$-, qg- (oder $\bar{q}g$-) und gg-Dipole.

In ähnlicher Weise können in `ARIADNE` auch die Prozesse der Photonabstrahlung von Quarks beschrieben werden als Abstrahlung des elektromagnetischen Dipols eines $q\bar{q}$-Paares.

JETSET

Mit dem Programm `JETSET` [Sjö87] wird die „weiche" Fragmentation und die Hadronisation des hadronischen Endzustandes und, im Anschluß daran, die Zerfälle der kurzlebigen Teilchen simuliert .

Für die Fragmentation wird das „Lund-Stringmodell" verwendet. Dabei wird angenommen, daß zwischen $q\bar{q}$-Paaren Farbkräfte wirken, die durch eine (Farb-) Flußröhre beschrieben werden, die sich zwischen dem Quark und dem Antiquark befindet. Ihre transversale Abmessung beträgt etwa 1 fm und die darin befindliche Energie pro Länge hat einem Wert von $\kappa \approx 1\,\mathrm{GeV/fm}$. Diese Röhre kann durch einen mathematischen, eindimensionalen String beschrieben werden, der die Achse dieser Röhre parametrisiert.

Wenn sich nun ein $q\bar{q}$-Paar voneinander entfernt, vergrößert sich die in dem String gespeicherte potentielle Energie, bis ab einer bestimmten Schwelle der String zerbricht und dessen gespeicherte Energie zur Erzeugung der Massen eines neues $Q\bar{Q}$-Paar verwendet wird, so daß das gesamte System nun aus zwei Farbsinguletts $q\bar{Q}$ und $Q\bar{q}$ besteht. Falls die invariante Masse eines dieser Teilstücke des Strings groß genug ist, kann dieses wiederum aufbrechen. Dieser Prozeß wird fortgesetzt, bis der Endzustand ausschließlich aus Hadronen besteht, die auf der Massenschale liegen.

Dieses, nach der Fragmentation entstandene hadronische System, besteht zum großen Teil aus kurzlebigen, instabilen Teilchen, die anschließend in die letztlich beobachtbaren, stabilen (bzw. langlebigen) Teilchen zerfallen. Dieser Zerfallsprozeß wird in `JETSET` mit Hilfe von Tabellen der Massenverteilungen und Zerfallseigenschaften der Teilchen simuliert. Der hadronische Endzustand besteht dann hauptsächlich aus Pionen, Photonen, Elektronen und Myonen.

4.2 Die Detektorsimulation H1SIM

Nach dem Generieren des physikalischen Prozesses ist es noch nötig, die Reaktion des Detektors auf den Einfall der langlebigen Teilchen zu simulieren. Dies geschieht mit dem Programm `H1SIM`, das auf dem Programmpaket `GEANT` basiert, einem System zur Beschreibung von Detektoren [Geant].

`H1SIM` enthält die gesamten Informationen über die Geometrie und die Materialparameter des H1-Detektors. Damit können unter Berücksichtigung von Detektoreffizienzen die Wechselwirkungen der einfallenden Teilchen mit dem Detektor simuliert werden, wie z.B. die Hits auf den Drähten der Spurkammern oder die Schauer in den Kalorimetern. Zur besseren Vergleichbarkeit mit experimentellen Daten werden außerdem z.B. auch Trigger und die Variation des Wechselwirkungspunktes simuliert (die im Experiment durch die Ausdehnung der Elektron- und Protonpakete verursacht wird).

Die von `H1SIM` errechneten Größen besitzen das gleiche Datenformat in dem auch die Daten des H1-Detektors vorliegen. Deshalb können sie wie diese anschließend mit dem Programm `H1REC` rekonstruiert und – wie die Daten – ausgewertet werden.

4.3 Simulierte Ereignisse

Der kinematische Bereich der analysierten Daten ist begrenzt durch die Forderung, daß das Elektron in das LAr-Kalorimeter gestreut wurde (d.h. $\vartheta_e \lesssim 153°$), woraus folgt, daß in diesen Ereignissen der Impulsübertrag zum Proton Werte von $Q^2 \gtrsim 100\,\mathrm{GeV}^2$ annimmt (der Zusammenhang zwischen einem Schnitt auf den Streuwinkel des Elektrons und dem resultierenden Q^2-Bereich ist in Abbildung 5.3 dargestellt). Um sicherzustellen, daß dieser betrachtete kinematische Bereich auch von den simulierten Ereignissen abgedeckt wird, wurden diese mit einem Schnitt auf $Q^2 > 50\,\mathrm{GeV}^2$ generiert. Da diese Analyse radiative Prozesse betrachtet, wurden neben dem nicht-radiativen Kanal auch alle radiativen Kanäle in `HERACLES` angewählt. Beim Generieren wurde die Protonstrukturfunktion MRS H [MRS93] verwendet, für die bereits HERA-Ergebnisse berücksichtigt wurden.

Zum Vergleich mit den H1-Daten des Jahres 1993 wurden mit `DJANGO` 23.000 Ereignisse generiert, was einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\mathrm{int}} \simeq 1{,}34\,\mathrm{pb}^{-1}$ entspricht. Der Satz der analysierten H1-Daten entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\mathrm{int}} \simeq 0{,}22\,\mathrm{pb}^{-1}$. Damit liegt die Statistik der simulierten Ereignisse um einen Faktor sechs über der der Daten. Weitere Angaben zu den simulierten Ereignissen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Verteilungen von Größen der simulierten Ereignisse werden in Kapitel 5.1 im Rahmen der Selektion tiefinelastischer Ereignisse gezeigt (im Vergleich zu den H1-Daten). An dieser Stelle sollen nur zwei Verteilungen der generierten Photonen vorgestellt werden.

Generator: `DJANGO 2.1`	alle radiativen Kanäle
`HERACLES 4.2`	Strukturfunktion: MRS H
`ARIADNE 4.0`	$Q^2 > 50$ GeV^2
`JETSET 7.3`	0,0005 $< x <$ 0,999
	0,0005 $< y <$ 0,99
	$W_h > 2$ GeV
Detektorsimulation:	`H1SIM 3.03`
Rekonstruktion:	`H1REC 4.03`
23.000 Ereignisse	
integr. Luminosität: $\mathcal{L}_{int}$ =1,337 pb^{-1}	

Tabelle 4.1: *Parameter für die Monte-Carlo-Simulation*

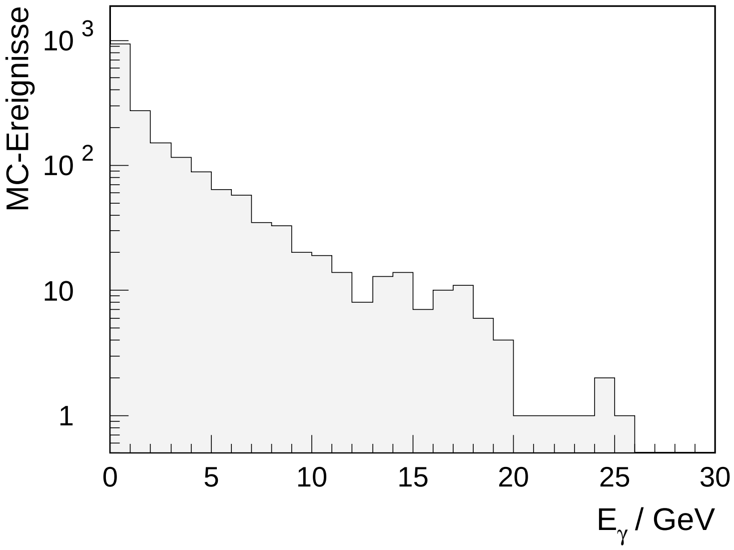

Abbildung 4.1: *Die Energieverteilung der generierten Photonen*

Abbildung 4.2 zeigt die Winkelverteilung der generierten Photonen in Korrelation zu dem Winkel des gestreuten Elektrons. Deutlich zu erkennen sind die Anhäufungen bei $\vartheta_\gamma \rightarrow 180°$ und $\vartheta_\gamma \simeq \vartheta_e$ (Photonen, die kollinear zum ein- bzw. auslaufenden Elektron abgestrahlt werden). In Abbildung 4.1 ist die Energieverteilung der generierten Photonen aufgetragen. In der logarithmischen Darstellung wird der exponentielle Abfall des Photonspektrums deutlich. Die Abbildungen 4.2 und 4.1 zeigen bereits, daß nur ein sehr geringer Teil der erzeugten Photonen eine Energie $E_\gamma > 3\,\mathrm{GeV}$ besitzt und isoliert vom gestreuten Elektron in den Kalorimetern des H1-Detektors angetroffen werden kann.

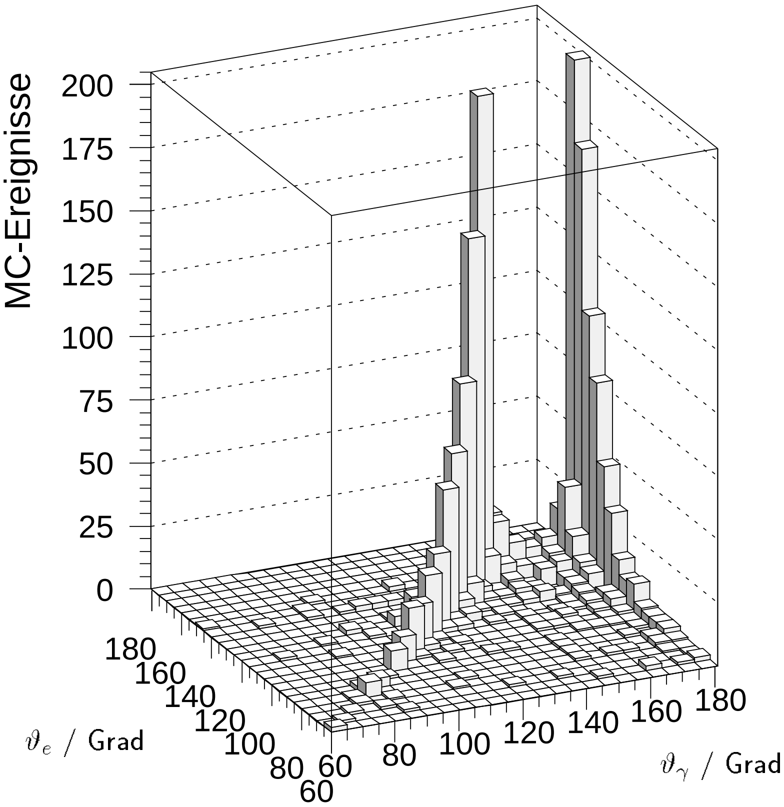

Abbildung 4.2: *Die Winkelverteilung der generierten Photonen in Abhängigkeit von dem Streuwinkel des Elektrons. Es ist erkennbar, daß die meisten Photonen entweder kollinear zum einlaufenden Elektron ($\vartheta_\gamma \simeq 180°$) oder zum gestreuten Elektron ($\vartheta_\gamma \simeq \vartheta_e$) abgestrahlt werden.*

V.

Die Analyse der Daten von 1993

Dieses Kapitel ist in fünf Teile gegliedert: Zunächst wird die Selektion von tiefinelastischen Ereignissen mit hohem Impulsübertrag vorgestellt und anhand der Monte-Carlo-Simulation Eigenschaften von radiativen Ereignissen betrachtet. In den selektierten Ereignissen werden dann Ereignisse mit Photonkandidaten gesucht, und es wird gezeigt, wie mit einfachen Schnitten die radiativen Ereignisse von dem Untergrund getrennt werden können. Die damit selektierten Ereignisse werden mit den Vorhersagen des Monte-Carlo-Modells verglichen und es werden die Korrekturen für die Ereigniskinematik aufgrund der Photonabstrahlung betrachtet.

5.1 Die Selektion tiefinelastischer Ereignisse

Im H1-Experiment sind tiefinelastische Ereignisse mit neutralen Strömen und hohem Impulsübertrag durch einen Endzustand gekennzeichnet, der das gestreute Elektron im LAr-Kalorimeter sowie hadronische Aktivität im Detektor enthält. Diese Ereignisse sind im Transversalimpuls balanciert, so daß das gestreute Elektron und der hadronische Endzustand den gleichen Transversalimpuls besitzen. Während dieser bei den Hadronen auf mehrere Cluster verteilt ist, ist er beim Elektron auf ein einzelnes Cluster konzentriert. Ein solches Elektroncluster besitzt die für elektromagnetische Cluster typischen Attribute, nämlich: Kompakt zu sein, größtenteils im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters zu liegen und einen frühen Schauerstart aufzuweisen. Anhand dieser Kriterien wird die Selektion der tiefinelastischen Ereignisse durchgeführt.

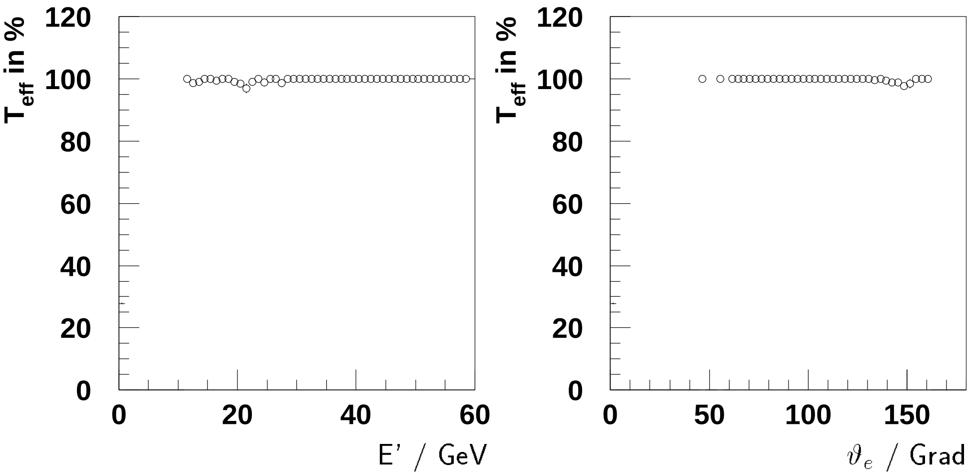

Abbildung 5.1: *Die Effizienz der Elektron-Trigger (aus [Lev95]). Dargestellt ist die Energie- und die Winkelabhängigkeit*

Die Triggereffizienz

Die in dieser Analyse betrachteten Ereignisse werden auf Level 1 hauptsächlich von den „Elektron-Triggern" des LAr-Kalorimeters getriggert. Die Effizienz dieser Trigger kann mit Hilfe eines Satzes von Ereignissen überprüft werden, die von einem anderen, unabhängigen Trigger selektiert wurden. In [Lev95] wurde auf diese Weise mit Hilfe eines „Spur-Triggers" als unabhängigem Referenztrigger die Effizienz der Elektron-Trigger untersucht. Das Ergebnis dieser Studie ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Es zeigt die Effizienz der Elektron-Trigger in Abhängigkeit von Energie und Polarwinkel des gefundenen Elektrons. In der gesamten kinematischen Ebene liegt die Triggereffizienz über $T_{\text{eff}} \simeq 99\,\%$. Deshalb kann für die vorliegende Analyse die Abweichung der Triggereffizienz von $T_{\text{eff}} = 100\,\%$ in guter Näherung vernachlässigt werden.

Untergrund

Untergrundereignisse, die die Triggerbedingung erfüllt haben und die von den tiefinelastischen Ereignissen getrennt werden müssen, stammen im wesentlichen aus drei Quellen: Von einlaufenden, wechselwirkenden Myonen, von Wechselwirkungen der Strahlen mit dem Strahlrohr und dem Restgas sowie von *ep*-Ereignissen.

- *Myoninduzierter Untergrund* besteht aus Strahlhalo-Myonen und Myonen aus der Höhenstrahlung. Die den Protonstrahl umgebenden Strahlhalo-Myonen laufen parallel zu diesem (d.h. in z-Richtung) in den Detektor ein, während die Myonen aus der Höhenstrahlung den Detektor von oben nach unten durchqueren. Durch Wechselwirkungen der Myonen im LAr-Kalorimeter kann dabei ein Cluster entstehen, das von der Ereignisselektion fälschlich als Elektron akzeptiert wird.

- *Strahlinduzierter Untergrund* entsteht durch Wechselwirkungen der Strahlen mit dem Strahlrohr oder dem darin befindlichen Restgas. Dies führt zu Reaktionen, in denen viele Teilchen entstehen, von denen vereinzelte die Selektionskriterien für Elektronen erfüllen können.

- *ep-induzierter Untergrund* besteht aus *ep*-Ereignissen mit niedrigem Impulsübertrag, in denen das Elektron unter kleinem Winkel entweder in das BEMC gestreut wird ($5\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$) oder entlang des Strahlrohrs entweicht, nämlich in γp-Ereignissen mit $Q^2 \simeq 0\,\mathrm{GeV}^2$, deren Wirkungsquerschnitt sehr groß ist. In diesen Ereignissen kann ein Teilchen des hadronischen Endzustandes im LAr-Kalorimeter ein Elektron vortäuschen.

  Weiterer *ep*-Untergrund wird von QED-Compton-Ereignissen erwartet, in denen das Elektron und/oder das Photon in das LAr-Kalorimeter gestreut wurden.

Selektionskriterien

Von den im H1-Experiment aufgezeichneten Daten des Jahres 1993 werden in dieser Analyse nur diejenigen betrachtet, die gute oder mittlere Datenqualität aufweisen. Dies bedeutet, daß sämtliche wichtige Subdetektoren bei der Datennahme in Betrieb waren. Die integrierte Luminosität dieses Datensatzes beträgt

$$\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = 0{,}222\,\mathrm{pb}^{-1} \ ,$$

mit einem Fehler von ± 4,5% [H1C95c]. Wesentlich für die Selektion der tiefinelastischen Ereignisse ist die Identifikation des gestreuten Elektrons sowie einige weitere Kriterien, die die Topologie des Ereignisses betreffen.

Die Kriterien für die POT- und DST-Selektion sind:

- Die vektorielle Summe der Transversalimpulse sämtlicher Kalorimeterzellen muß unter 40 GeV liegen (Balance des Transversalimpulses).

- Im LAr-Kalorimeter muß ein Elektronkandidat gefunden werden (das Cluster der größten transversalen Energie) mit einer transversalen Energie von mindestens $E'_\perp = 5\,\mathrm{GeV}$ (für $\vartheta_e > 45°$) bzw. $E'_\perp = 7\,\mathrm{GeV}$ (für $10° < \vartheta_e < 45°$).

- Außerhalb eines Zylinders mit 50 cm Durchmesser, der parallel zur z-Richtung um den Elektronkandidat gelegt wurde, müssen mindestens 10 GeV im Detektor deponiert worden sein. Dieser Schnitt verwirft Ereignisse von Strahlhalo-Myonen.

- Der Elektronkandidat liegt nicht auf einer Verbindungslinie zweier Cluster im instrumentierten Eisen, was bedeuten würde, daß seine Energie von einem Myon aus der Höhenstrahlung deponiert wurde.

Von der DST-Selektion ausgehend werden weitere Schnitte gemacht, um einen nahezu untergrundfreien Datensatz zu erhalten. Am wichtigsten sind dafür die Kriterien zur korrekten Identifikation des Elektrons. Verwendung finden dabei die sog. „Cluster-Estimatoren“, die Eigenschaften des Elektronclusters beschreiben.

- *EAEM*
  Dieser Estimator bezeichnet den im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponierten Anteil der Clusterenergie. Elektronen deponieren meistens ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters. Deshalb wird gefordert: $EAEM > 0{,}8$

- *EAH4*
  Hiermit wird der Energieanteil bezeichnet, der in den vier energiereichsten benachbarten Zellen des Clusters deponiert wurde. Da elektromagnetische Cluster sehr kompakt sind, ist dieser Wert bei Elektronen größer als bei Hadronen. Für die Selektion wird gefordert: $EAH4 > 0{,}5$

- *EAK0*
  Der Schauerstart im Kalorimeter beginnt bei Elektronen früher als bei Hadronen. Deshalb wird gefordert, daß in der ersten Lage des Kalorimeters Energie deponiert wurde, jedoch nicht die gesamte Energie (zur Unterdrückung von Halo-Myonen, die in z-Richtung laufen). *EAK0* bezeichnet den in der ersten Kalorimeterlage deponierten Energieanteil. Die Schnittbedingung ist: $0{,}03 < EAK0 < 0{,}9$

Ein wichtiges Kriterium für die Identifikation des Elektronclusters ist dessen lokale Isolation. Dazu werden drei Zylinder um die Verbindungslinie zwischen Wechselwirkungspunkt und Clusterschwerpunkt gebildet. Die in diesen Zylindern deponierte Energie wird betrachtet:

- *E0*
  Dies bezeichnet die Energie des gestreuten Elektrons. Dazu wird die Energie sämtlicher Kalorimeterzellen aufsummiert, die in dem Zylinder mit einem Radius $r = 15\,\mathrm{cm}$ um den Clusterschwerpunkt des Elektrons im elektromagnetischen Teil und in der ersten Lage des hadronischen Teils deponiert wurde.

- *E1*
  Die Energie, die in dem äußeren Zylinder $15\,\mathrm{cm} < r < 30\,\mathrm{cm}$ deponiert wurde, wird als Isolationskriterium eingesetzt. Für ihren Wert sollte gelten: $E1 < 1{,}2\,\mathrm{GeV}$

- *E2*
  Dieser Bereich liegt im hadronischen Kalorimeter hinter dem Elektron. Hier wird ein Zylinder der Tiefe $l = 30\,\mathrm{cm}$ mit einem Radius $r = 30\,\mathrm{cm}$ definiert. Auf die darin enthaltene Energie wird geschnitten: $E2 < 0{,}5\,\mathrm{GeV}$

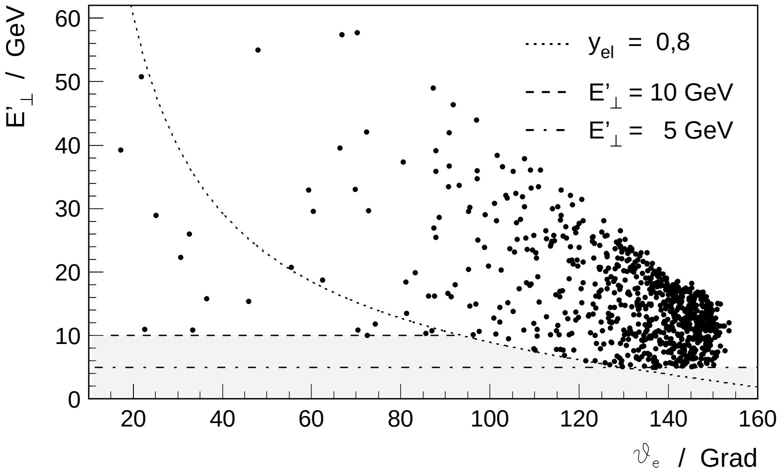

Abbildung 5.2: *Die Beziehung von transversaler Energie $E'_\perp$ und der Variablen y_{el} in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ_e des Elektrons. Die Punkte markieren die selektierten Ereignisse.*

Der Unterdrückung von Photoproduktionsereignissen dient außerdem ein Schnitt auf die transversale Energie des Elektrons $E'_\perp$ und auf die Variable y_{el}

$$E'_\perp > 5\,\mathrm{GeV} \quad \text{und} \quad (E'_\perp > 10\,\mathrm{GeV} \quad \text{oder} \quad y_{el} < 0{,}8)\ .$$

Der Zusammenhang von $E'_\perp$ und y_{el} in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ_e ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Der graue Bereich wird durch obigen Schnitt verworfen. Zwei weitere Schnitte betreffen Eigenschaften des gesamten Ereignisses:

- Der z-Vertex ($ZVTX$) des Ereignisses sollte nicht mehr als 35 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt (bei $z = -5\,\mathrm{cm}$) entfernt sein. Damit werden Ereignisse von Myonen aus der Höhenstrahlung unterdrückt, deren Spuren den Detektor außerhalb dieses Bereiches durchqueren: $ZVTX = -5\,\mathrm{cm} \pm 35\,\mathrm{cm}$

- Die Summe $\sum(E - p_z)$ über sämtliche Cluster sollte in tiefinelastischen Ereignissen aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung den Wert $2E_0 = 53{,}4\,\mathrm{GeV}$ besitzen (Gleichung (A.8)). In Photoproduktionsereignissen, in denen das Elektron im Strahlrohr (in negativer z-Richtung) entweicht, ist dieser Wert um die zweifache Elektronenergie E' reduziert. In myoninduzierten Untergrundereignissen kann er „beliebige“ Werte annehmen. Deshalb kann mit einem Schnitt $35\,\mathrm{GeV} < \sum(E-p_z) < 80\,\mathrm{GeV}$ dieser Untergrund stark reduziert werden. Tiefinelastische Ereignisse gehen durch diesen Schnitt kaum verloren, vorwiegend aber solche mit einem kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlten harten Photon, welches entlang des Strahlrohres entweicht.

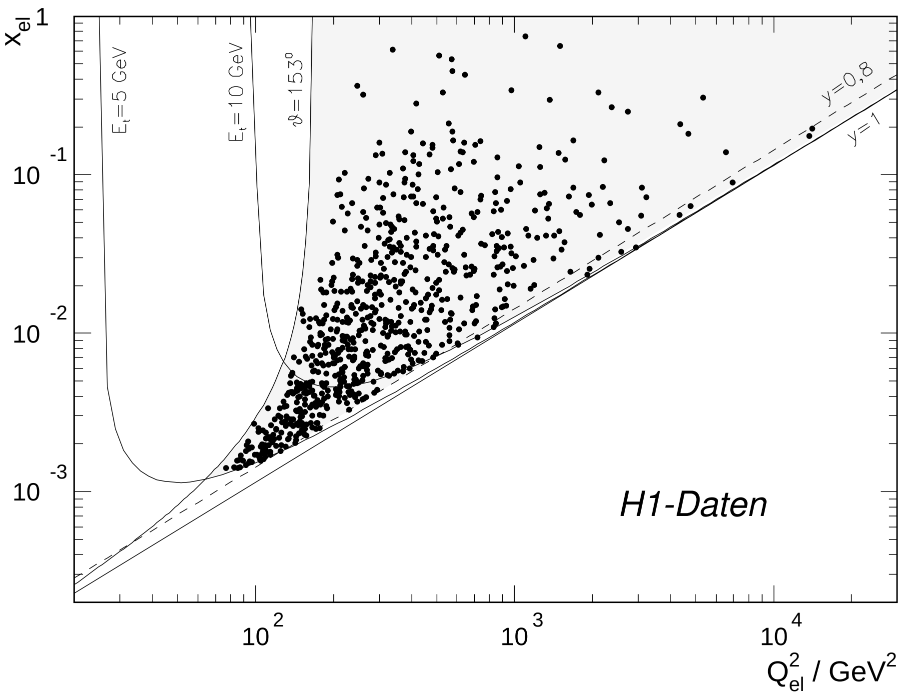

Abbildung 5.3: *Die kinematische Ebene der selektierten Ereignisse*
Der durch die Selektionsschnitte definierte Bereich ist grau unterlegt.

Mit diesen Schnitten werden 788 Ereignisse selektiert. Die Verteilung dieser Ereignisse in der kinematischen Ebene ist in Abbildung 5.3 dargestellt, zusammen mit einigen begrenzenden Kurven. Der Kurve $\vartheta < 153°$ entspricht *kein* expliziter Schnitt auf den Streuwinkel des Elektrons. Gefordert wurde, daß das Elektroncluster komplett im LAr-Kalorimeter enthalten war und nicht im Übergangsbereich zum BEMC lag (d.h. keine Aufspaltung des Clusters auf die beiden Kalorimeter). Der Schnitt auf den Streuwinkel des Elektrons variiert deshalb in Abhängigkeit von dem z-Vertex des Ereignisses. Der durch die Selektionsschnitte definierte Bereich ist grau unterlegt.

Abbildung 5.4 zeigt einige Kontrollverteilungen der Daten im Vergleich mit den Monte-Carlo-Ereignissen: Die Verteilungen der Elektronenergie E', des Streuwinkels des Elektrons ϑ_e, des Viererimpulsübertrages Q^2 und der invarianten Masse W des hadronischen Endzustandes. Diese Verteilungen wurden auf die Luminosität normiert. Es ist erkennbar, daß der Datensatz geringfügig mehr Ereignisse enthält als das Monte-Carlo, was auf einige verbleibende Untergrundereignisse zurückzuführen ist. Insbesondere wurden die QED-COMPTON-Ereignisse noch nicht durch Schnitte verworfen. Trotzdem ist erkennbar, daß das Monte-Carlo die Daten qualitativ und quantitativ beschreibt.

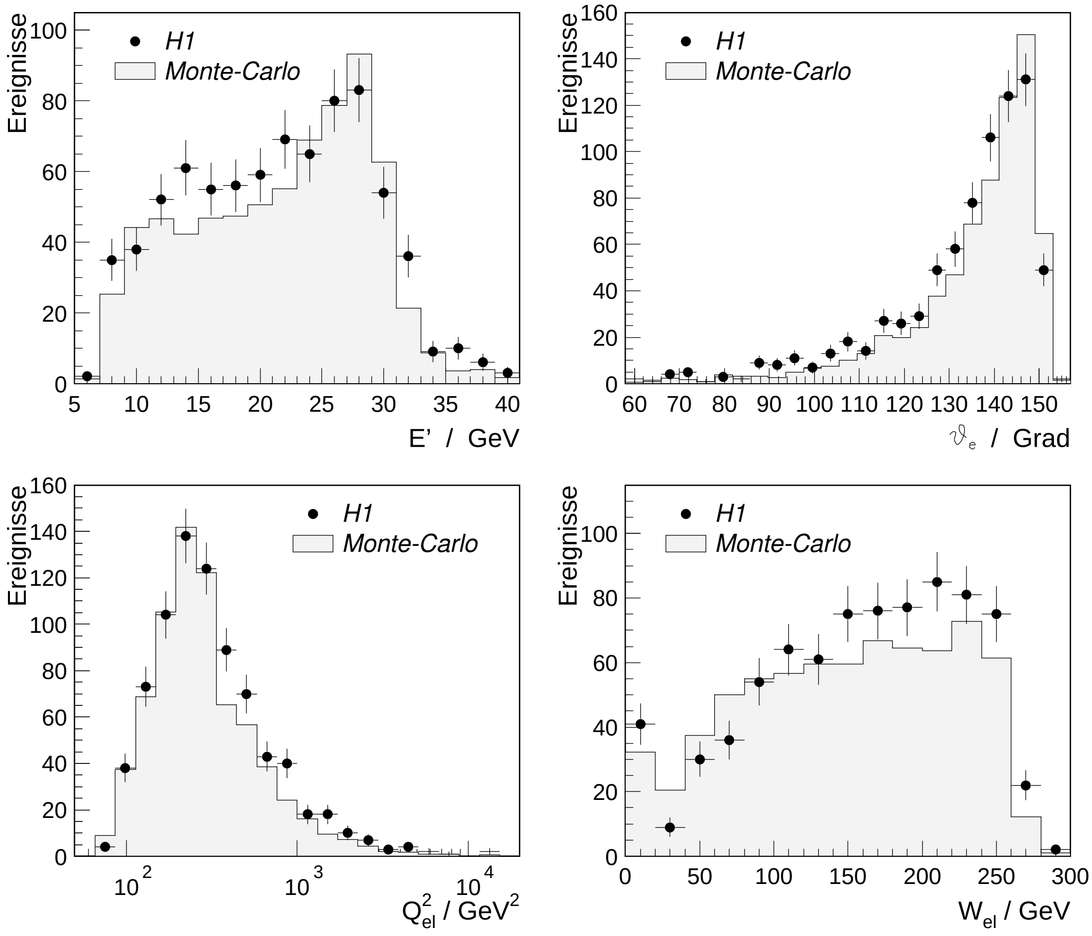

Abbildung 5.4: *Verteilungen der selektierten tiefinelastischen Ereignisse*
Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.

Während in vielen H1-Analysen restriktivere Schnitte eingesetzt werden, reichen die hier angewandten Schnitte an dieser Stelle aus, da später bei der Selektion der radiativen Ereignisse weitere Schnitte gemacht werden, die ihrerseits Untergrundereignisse unterdrücken. Hier soll nur ein Datensatz selektiert werden, der den für die nächsten Schritte wichtigen Vergleich mit den simulierten Monte-Carlo-Ereignissen erlaubt.

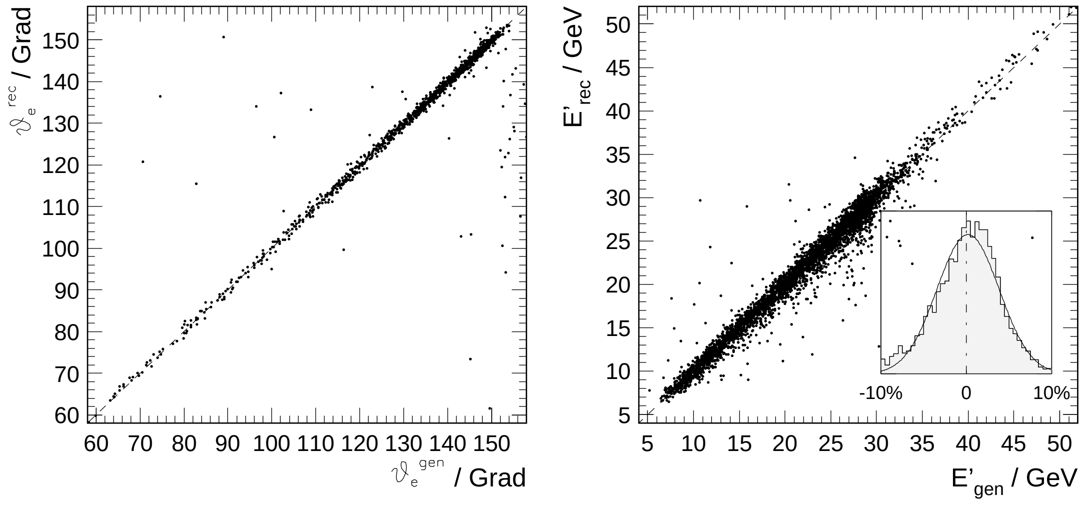

Abbildung 5.5: *Die Rekonstruktion von Winkel und Energie des gestreuten Elektrons in den Monte-Carlo Ereignissen – das kleine Bild zeigt zusätzlich die prozentuale Abweichung der rekonstruierten Elektronenergie von dem generierten Wert.*

5.2 Monte-Carlo-Studien

Bevor im nächsten Abschnitt die Selektion der radiativen Ereignisse behandelt wird, werden hier zunächst Eigenschaften der generierten Ereignisse untersucht. Zunächst wird die Rekonstruktion der kinematischen Größen für verschiedene Methoden vorgestellt. Danach wird bestimmt, ab welchem Winkel zwischen dem Elektron und dem Photon $\Omega_{e\gamma}$ diese im Kalorimeter aufgelöst werden können. Mit dieser Information wird für verschiedene kinematische Bereiche der Einfluß der Photonabstrahlung auf die Ereigniskinematik betrachtet und die Korrekturen, die für verschiedene Rekonstruktionsmethoden entstehen. Zuletzt wird ermittelt, wieviele radiative Ereignisse mit isolierten Photonen von der Monte-Carlo-Simulation für den Datensatz vorhergesagt werden.

Die Rekonstruktion der kinematischen Größen

Um an späterer Stelle die Rekonstruktion der Kinematik radiativer Ereignisse durchzuführen, wird zunächst für die simulierten Ereignisse die Rekonstruktion der nichtradiativen Ereigniskinematik betrachtet. Abbildung 5.5 zeigt die Auflösung bei der Rekonstruktion der Meßgrößen von Energie und Polarwinkel des gestreuten Elektrons. Anhand der Korrelation der generierten und rekonstruierten Winkel ist zu erkennen, daß das Elektron, wenn es in das LAr-Kalorimeter gestreut wurde, meistens korrekt identifiziert wird. Nur wenn das Elektron *nicht* in das LAr-Kalorimeter gelangt ($\vartheta_e^{\mathrm{gen}} \gtrsim 155°$), wird manchmal ein Teilchen des hadronischen Jets als Elektron akzeptiert. Die erzielte Winkelauflösung beträgt $\sigma(\vartheta_e) \simeq 2°$.

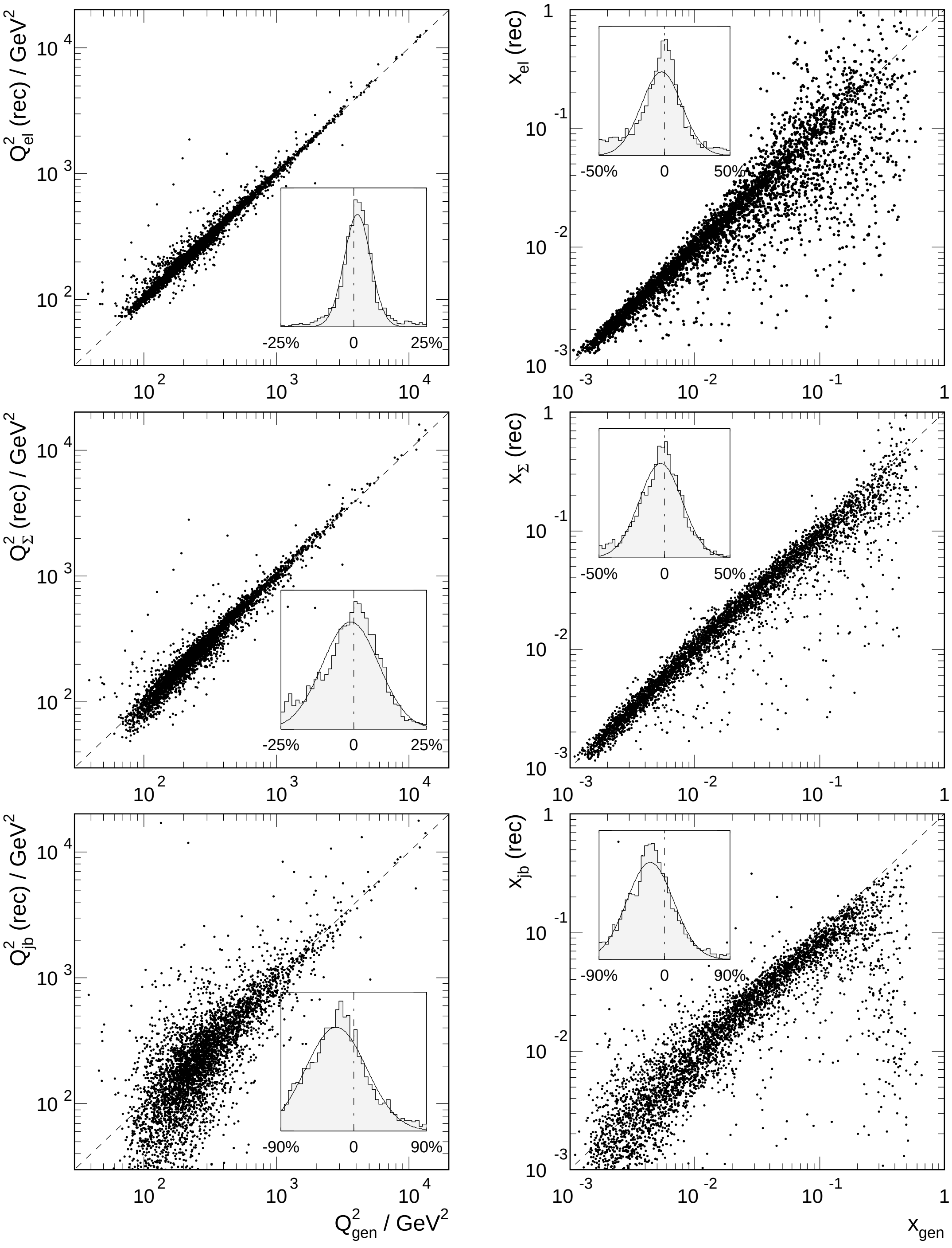

Abbildung 5.6: *Die Rekonstruktion der Variablen Q^2 (links) und x (rechts) mit verschiedenen Methoden (von oben nach unten): Elektron-Methode, Σ-Methode,* JACQUET-BLONDEL-*Methode – die kleinen Bilder zeigen die prozentuale Abweichung der rekonstruierten von den generierten Werten.*

Die Korrelation der generierten und rekonstruierten Energien wurde nur für diejenigen Ereignisse aufgetragen, in denen das Elektron korrekt identifiziert wurde. Man erkennt, daß die Energieauflösung ungefähr $\sigma(E')/E' \simeq 3\%$ beträgt.

In Abbildung 5.6 ist dargestellt, mit welcher Qualität die in Kapitel 2.2 vorgestellten Methoden die Rekonstruktion der Ereigniskinematik ermöglichen. Aufgetragen wurden jeweils die mit verschiedenen Methoden rekonstruierten Werte von Q^2 (links) und von x (rechts) gegen die generierten Werte. Die Elektron-Methode besitzt für die Variable Q^2 offensichtlich die beste Auflösung ($\sigma(Q^2_{el})/Q^2_{el} \simeq 4{,}6\%$), während die Σ-Methode, die leptonische und hadronische Meßgrößen kombiniert, einen Wert von $\sigma(Q^2_\Sigma)/Q^2_\Sigma \simeq 9{,}7\%$ erzielt. Die Auflösung der JACQUET-BLONDEL-Methode (die ausschließlich hadronische Meßwerte verwendet) ist im Vergleich dagegen sehr schlecht ($\sigma(Q^2_{jb})/Q^2_{jb} > 40\%$).

Die Genauigkeit der Rekonstruktion der Variablen x ist insgesamt schlechter als die von Q^2. Die Auflösung der Elektron-Methode und der Σ-Methode ist dabei etwa gleich gut ($\sigma(x_{el})/x_{el} \simeq 15{,}5\%$, $\sigma(x_\Sigma)/x_\Sigma \simeq 16{,}4\%$), während die JACQUET-BLONDEL-Methode auch hier wesentlich schlechter ist ($\sigma(x_{jb})/x_{jb} \simeq 32\%$).

Aus diesem Grund werden im weiteren nur die Elektron- und die Σ-Methode für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen betrachtet.

Die Trennbarkeit von Elektronen und Photonen im Kalorimeter

Um im Monte-Carlo auf Generatorebene zwischen FSR-Ereignissen und Ereignissen mit isolierten Photonen unterscheiden zu können, ist es notwendig, die Auflösung zu bestimmen, mit der Photonen von den Elektronen getrennt werden können. Dazu wird untersucht, ab welchem Winkel $\Omega^{e\gamma}_{gen}$ zum Elektron ein Photon isoliert im LAr-Kalorimeter nachgewiesen werden kann. Je nachdem, ob das Photon isoliert von dem Elektron aufgelöst werden kann (d.h. ein eigenes Cluster bildet) oder Elektron und Photon ein gemeinsames Cluster bilden, sollte gelten

$$\begin{array}{lrcll} & E'_{rec} & \simeq & E'_{gen} & \text{(Elektron und Photon getrennt)}\,, \qquad (5.1) \\ \text{oder} & E'_{rec} & \simeq & E'_{gen} + E^{\gamma}_{gen} & \text{(Elektron und Photon nicht getrennt)}\,. \qquad (5.2) \end{array}$$

Betrachtet werden nun die Monte-Carlo-Ereignisse, die von der in Abschnitt 5.1 vorgestellten Selektion selektiert wurden, bei denen das Elektron identifiziert wurde und die zusätzlich ein hartes Photon ($E^{\gamma}_{gen} > 3\,\mathrm{GeV}$) aufweisen. Für diejenigen Ereignisse, die die Gleichungen (5.1) oder (5.2) erfüllen (jeweils bis auf $\pm 1\,\mathrm{GeV}$) wird nun der Winkel zwischen Elektron und Photon $\Omega^{e\gamma}_{gen}$ aufgetragen (Abbildung 5.7 links). Dabei sind die Ereignisse, die Gleichung (5.1) erfüllen hell (e, γ aufgelöst) und die Ereignisse, die Gleichung (5.2) erfüllen dunkel dargestellt (e, γ nicht aufgelöst). Es ist erkennbar, daß der Übergang zwischen beiden Mengen ungefähr bei einem Winkel

$$\Omega^{e\gamma} \simeq 7^\circ \qquad \text{(Trennung von Elektron und Photon)}$$

stattfindet. Dieser Wert wird im folgenden für die Winkelauflösung von Elektronen und Photonen verwendet.

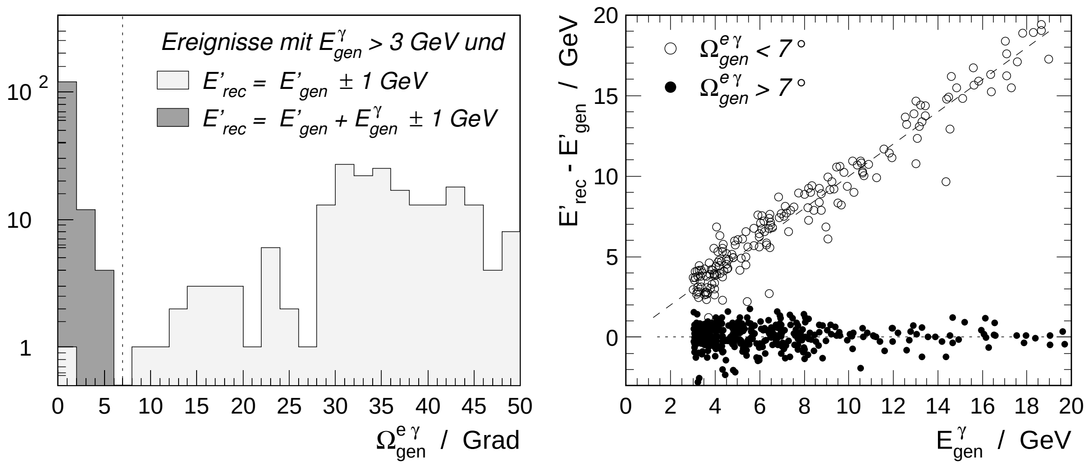

Abbildung 5.7: *Verteilungen der Monte-Carlo-Ereignisse zur Trennbarkeit von Elektronen und Photonen im LAr-Kalorimeter (siehe Text)*

Während in die Darstellung von Abbildung 5.7 (links) nur die Ereignisse eingehen, die eine der Gleichungen (5.1) oder (5.2) erfüllen, sind zur Kontrolle in Abbildung 5.7 (rechts) *sämtliche* radiativen Ereignisse mit $E^{\gamma}_{gen} > 3\,\text{GeV}$ dargestellt. Aufgetragen wurde die Differenz von rekonstruierter und generierter Elektronenergie gegen die Energie des abgestrahlten Photons. Ereignisse mit $\Omega^{e\gamma}_{gen} < 7°$ ($\Omega^{e\gamma}_{gen} > 7°$) wurden dabei mit einem weißen (schwarzen) Eintrag markiert.

Man sieht, daß im Rahmen der Energieauflösung des Kalorimeters in allen Ereignissen mit $\Omega^{e\gamma}_{gen} > 7°$ die Differenz von rekonstruierter und generierter Elektronenergie verschwindet (waagerechte Linie).

In den Ereignissen mit $\Omega^{e\gamma}_{gen} < 7°$ ist diese Differenz dagegen ungefähr gleich der Energie des abgestrahlten Photons (diagonale Linie), d.h., das Elektron und das Photon bilden ein gemeinsames Cluster.

Der hier ermittelte Wert des Winkels, ab dem Photonen von den Elektronen getrennt werden können $\Omega_{e\gamma} = 7°$, hängt nicht alleine von den Eigenschaften des Kalorimeters ab, sondern wird wesentlich von der Methode der Elektronselektion beeinflußt. Durch die in dieser Selektion gestellte Forderung der lokalen Isolation des Elektronclusters (*E1* < 1,2 GeV) werden gerade diejenigen Ereignisse unterdrückt, in denen das Photon in die unmittelbare Nähe des Elektrons gestreut wurde. Dies ist der Grund, warum die beiden Ereignismengen in Abbildung 5.7 gut voneinander getrennt sind.

Die Rekonstruktion der Kinematik radiativer Ereignisse

In der Diskussion der verschiedenen kinematischen Bereiche der Photonabstrahlung in Kapitel 3.1 wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Kinematik tiefinelastischer Ereignisse durch die Photonabstrahlung z.T. systematisch beeinflußt wird. Um dies anhand der Monte-Carlo-Simulation zu untersuchen, werden die selektierten MC-Ereignisse in folgende vier disjunkte Mengen eingeteilt.

① *nicht-radiative Ereignisse und FSR-Ereignisse*
Hierzu werden alle Ereignisse gezählt, in denen entweder überhaupt kein Photon vom Elektron abgestrahlt wurde oder die Energie des Photons sehr niedrig ist. Außerdem werden Ereignisse berücksichtigt, in denen das Photon experimentell nicht vom Elektron getrennt werden kann. (3250 MC-Ereignisse)
$\Rightarrow \quad E^{\gamma}_{gen} < 0{,}2\,\mathrm{GeV} \quad \text{oder} \quad \Omega^{e\gamma}_{gen} < 7^\circ$

② *ISR-Ereignisse*
Dies ist hier die Bezeichnung für alle Ereignisse, in denen das Photon in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt wird und entlang des Strahlrohres entweicht. (614 MC-Ereignisse)
$\Rightarrow \quad E^{\gamma}_{gen} > 0{,}2\,\mathrm{GeV} \quad \text{und} \quad \vartheta^{\gamma}_{gen} > 175^\circ$

③ *Ereignisse mit weichen Photonen unter größerem Winkel*
In diese Kategorie fallen alle Ereignisse, in denen ein abgestrahltes Photon isoliert vom Elektron in das Kalorimeter gestreut wird, mit der Einschränkung, daß die Photonenergie unterhalb des für die weitere Analyse gewählten Wertes von $E^{min}_{\gamma} = 3\,\mathrm{GeV}$ liegt. (238 MC-Ereignisse)
$\Rightarrow \quad 0{,}2\,\mathrm{GeV} < E^{\gamma}_{gen} < 3\,\mathrm{GeV} \quad \text{und} \quad \vartheta^{\gamma}_{gen} < 175^\circ \quad \text{und} \quad \Omega^{e\gamma}_{gen} > 7^\circ$

④ *Ereignisse mit harten Photonen unter größerem Winkel*
Diese vierte Klasse umfaßt genau die Ereignisse, die in dieser Analyse identifiziert und untersucht werden sollen: Ereignisse mit harten Photonen, die vom Elektron getrennt im Kalorimeter nachweisbar sind. (125 MC-Ereignisse)
$\Rightarrow \quad E^{\gamma}_{gen} > 3\,\mathrm{GeV} \quad \text{und} \quad \vartheta^{\gamma}_{gen} < 175^\circ \quad \text{und} \quad \Omega^{e\gamma}_{gen} > 7^\circ$

Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen für jede dieser vier Mengen die Qualität der Rekonstruktion der Variablen Q^2 bzw. x, wenn die Photonabstrahlung *nicht* explizit berücksichtigt wird. Verwendet werden dazu die Elektron- (links) und die Σ-Methode (rechts) gemäß den Formulierungen aus Kapitel 2.2.

Aufgetragen ist jeweils das Verhältnis von dem rekonstruierten zu dem generierten Wert von Q^2 bzw. x. Da hier (im Gegensatz zu Abbildung 5.6) hauptsächlich die Flanken der Verteilungen beurteilt werden sollen, wurde die y-Achse (d.h., die Anzahl der Ereignisse) logarithmisch skaliert. Um zu berücksichtigen, daß Migrationen in der kinematischen Ebene bei einem Fehler in der Rekonstruktion von x oder Q^2 (z.B. um einen Faktor 2 oder 1/2) gleich groß sind (siehe Abbildung 5.3), wird auch für die x-Achse eine logarithmische Einteilung gewählt. Die Werte Q^2_{rec}/Q^2_{gen} (bzw. x_{rec}/x_{gen}) = 1/2, 1 und 2 sind zusätzlich mit gestrichelten Linien markiert.

Bei Betrachtung der Verteilungen fällt zunächst auf, daß sowohl mit der Elektron-, als auch mit der Σ-Methode die Rekonstruktion der Variablen Q^2 mit höherer Genauigkeit erfolgt, als die von x. Dies betrifft nicht nur die schmaleren Gaußkurven, die an die Verteilungen angenähert wurden, sondern auch die kleineren Flanken der Verteilungen. Der Vergleich der vier Ereignismengen ergibt folgende Beurteilung.

Die Rekonstruktion von Q^2 (Abbildung 5.8)

Die Verteilung des Verhältnisses von dem rekonstruierten Wert der Variablen Q^2 zu derem generierten Wert wird in den nicht-radiativen Ereignissen ① sowohl bei Verwendung der Elektron-, als auch der Σ-Methode im wesentlichen durch die eingezeichneten Gaußkurven beschrieben, die jeweils um den Wert $Q^2_{rec}/Q^2_{gen} = 1$ zentriert sind. Geringe Abweichungen zu kleineren Werten ergeben sich durch Ereignisse in denen das Elektron in eine Lücke zwischen Kalorimetermodulen gestreut wurde, so daß dessen Energie nicht vollständig gemessen wird, woraufhin Q^2 zu klein rekonstruiert wird.

In den ISR-Ereignissen ② wird deutlich, daß die Σ-Methode in erster Näherung unabhängig von zum einlaufenden Elektron kollinearer Photonabstrahlung ist. Hier ist die Auflösung von Q^2_Σ etwa gleich gut wie in den nicht-radiativen Ereignissen. Das mit der Elektron-Methode rekonstruierte Q^2_{el} ist dagegen geringfügig zu größeren Werten verschoben.

Die Fehler, die für die Variable Q^2 durch Nichtberücksichtigung der Photonabstrahlung entstehen, sind für „weiche" Photonen unter größerem Winkel ③ bei beiden Methoden vernachlässigbar. Erst für die Photonen mit höheren Energien ④ nehmen diese Fehler stark zu, und das Verhältnis Q^2_{rec}/Q^2_{gen} wird sowohl zu größeren als auch zu kleineren Werten hin stark verschmiert.

Die Rekonstruktion von x (Abbildung 5.9)

Obwohl die den Verteilungen von x_{rec}/x_{gen} angenäherten Gaußkurven in den Ereignismengen ①, ② und ③ für die Elektron- und die Σ-Methode die gleiche Breite aufweisen, sieht man, daß bei der Elektron-Methode die Flanken der Verteilungen zu beiden Seiten wesentlich breiter sind. Bei der Σ-Methode besitzen die Verteilungen nur eine *linke* Flanke (Abweichungen $x_{rec} > x_{gen}$ treten kaum auf), die jeweils geringer ist, als bei Einsatz der Elektron-Methode.

Die Variable x wird (wie auch Q^2) in den ISR-Ereignissen ② von der Σ-Methode mit der gleichen Qualität rekonstruiert wie in den nicht-radiativen Ereignissen. Mit der Elektron-Methode wird dagegen der Wert von x_{el} systematisch zu klein rekonstruiert.

Während die Abstrahlung „weicher" Photonen unter größerem Winkel ③ auch bei der Rekonstruktion von x zu keinen größeren Fehlern führt, ist hier der entstehende Fehler in radiativen Ereignissen mit harten Photonen ④ sehr groß. Während die Variable Q^2 in diesen Ereignissen teilweise zu niedrig oder zu groß rekonstruiert wird (von einem Faktor 1/2 bis ca. 10), ist x_{rec} bei beiden Methoden systematisch zu kleinen Werten verschoben (bis zu einem Faktor 1/50).

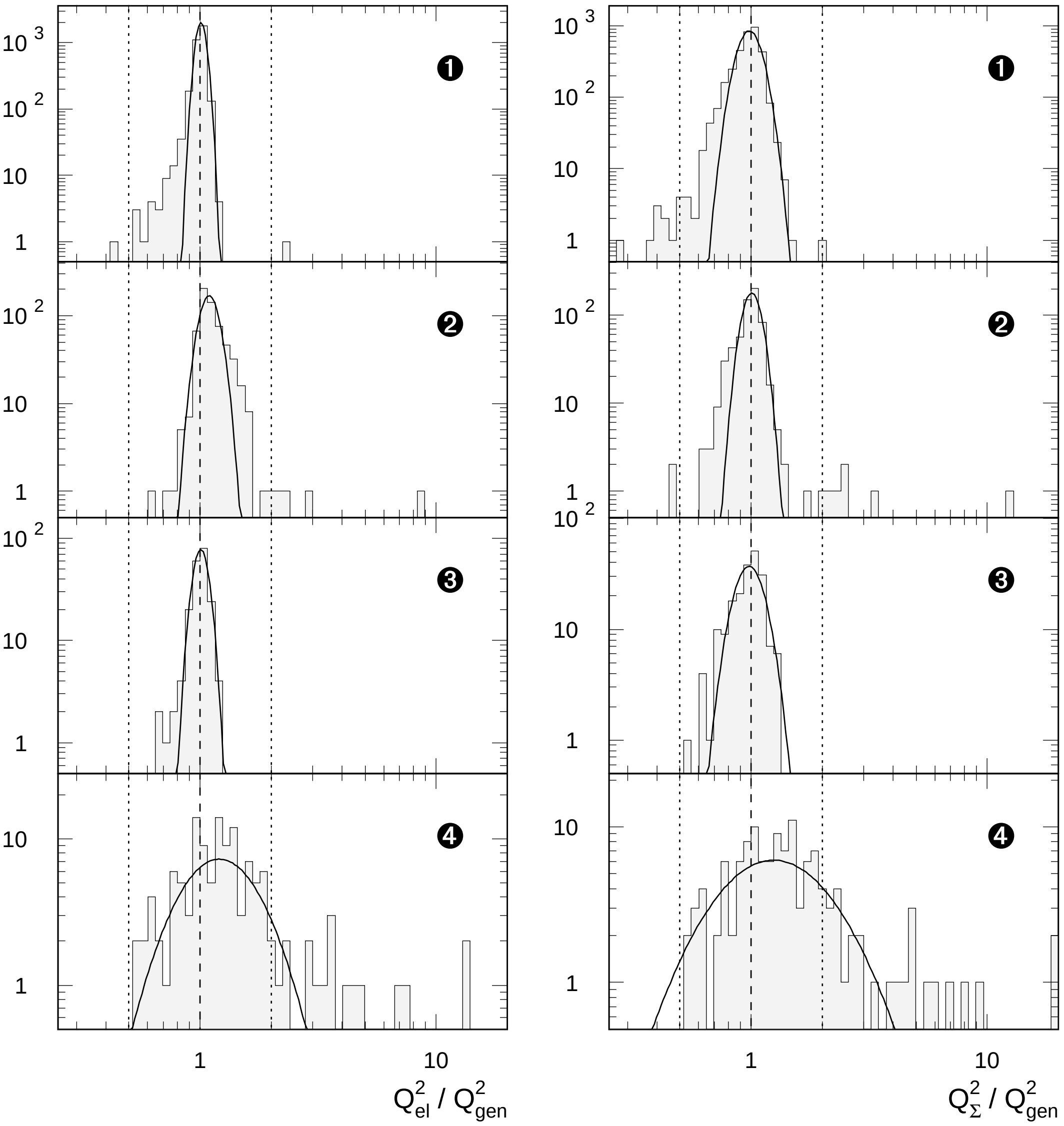

Abbildung 5.8: *Die Rekonstruktion der Variablen Q^2 für verschiedene Teilmengen der Monte-Carlo-Ereignisse. Dargestellt sind die Ergebnisse der Elektron-Methode (links) und der Σ-Methode (rechts) für nicht-radiative und FSR-Ereignisse ①, ISR-Ereignisse ②, Ereignisse mit weichen ③ und harten ④ Photonen unter größerem Winkel (siehe Text)*

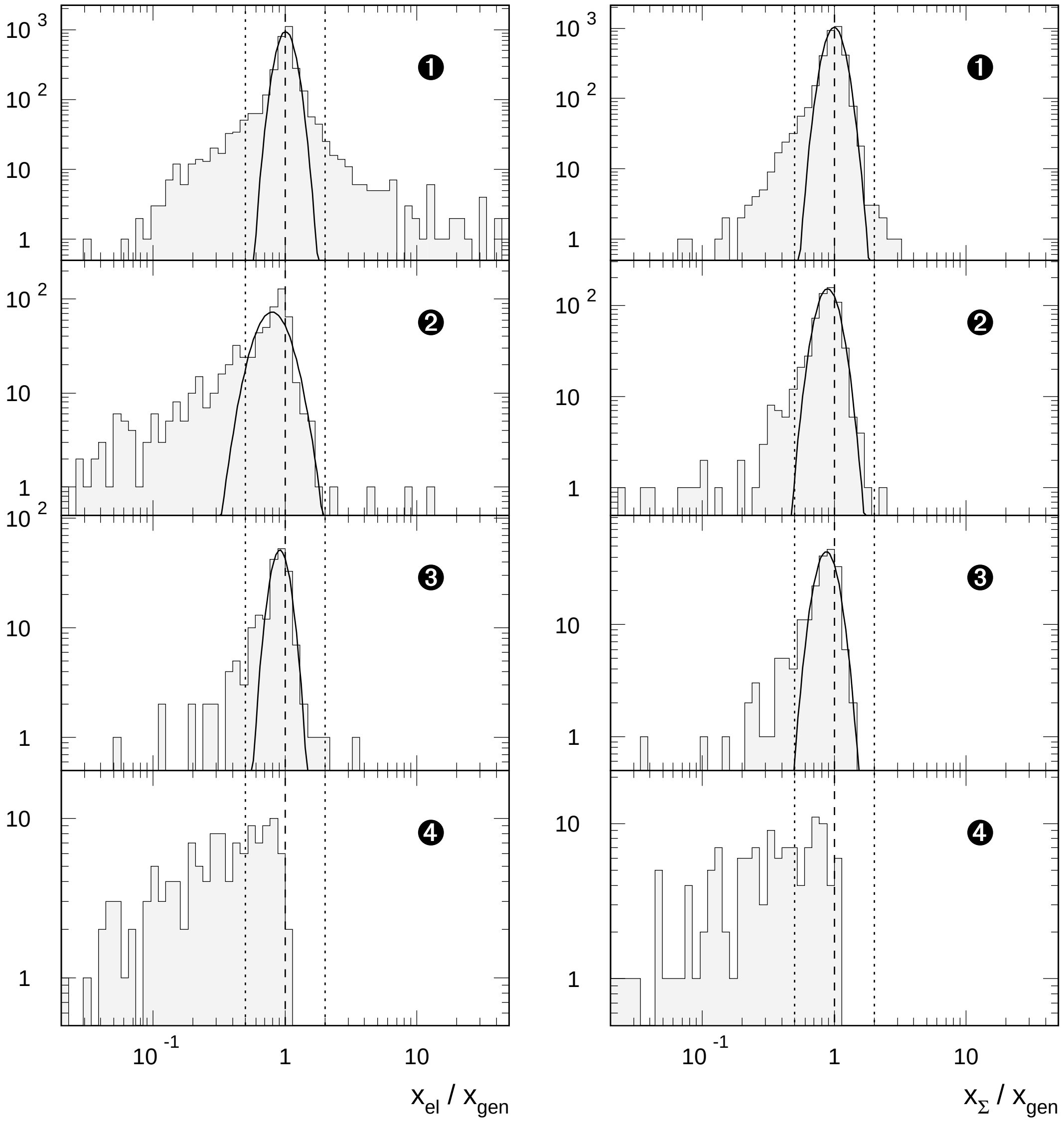

Abbildung 5.9: *Die Rekonstruktion der Variablen x für verschiedene Teilmengen der Monte-Carlo-Ereignisse. Dargestellt sind die Ergebnisse der Elektron-Methode (links) und der Σ-Methode (rechts) für nicht-radiative und FSR-Ereignisse ①, ISR-Ereignisse ②, Ereignisse mit weichen ③ und harten ④ Photonen unter größerem Winkel (siehe Text)*

Fazit

Die Abstrahlung „weicher“ Photonen führt für *beide* Methoden zu keiner Verschlechterung der Rekonstruktion der Ereigniskinematik. Der Einfluß von Photonen in ISR-Ereignissen kann bei Verwendung der Σ-Methode vernachlässigt werden. In Ereignissen mit harten Photonen unter größerem Winkel ist es dagegen mit *keiner* Methode möglich, auch nur näherungsweise sinnvolle Angaben zu der Ereigniskinematik zu machen (insbesondere nicht zu x), da die Fehler beider Methoden in diesen Ereignissen sehr groß werden. Auch die Verwendung hadronischer Meßwerte führt zu keiner Verbesserung, da der Fehler bereits bei der „Interpretation“ dieser Ereignisse dadurch geschieht, daß sämtliche Energiedepositionen im Detektor, außer der des gestreuten Elektrons, als Energien des hadronischen Endzustandes betrachtet werden. Solange also das abgestrahlte Photon in diesen Ereignissen nicht explizit als solches erkannt wurde, sind diese Fehler bei allen Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik unvermeidbar. In Kapitel 5.5 wird gezeigt werden, daß die Kinematik dieser Ereignisse (nachdem sie als solche identifiziert wurden) mit den in Kapitel 3.2 vorgestellten Methoden mit etwa der gleichen Auflösung rekonstruiert werden kann wie die der nicht-radiativen Ereignisse.

Korrelationen der rekonstruierten Größen

In diesem Abschnitt soll geprüft werden, ob sich die bei der Rekonstruktion der Ereigniskinematik entstehenden Fehler in unterschiedlichen Methoden verschieden auswirken und ob vorhandene Abweichungen zur Identifikation radiativer Ereignisse genutzt werden können. Dazu werden Korrelationen von mit verschiedenen Methoden rekonstruierten Größen betrachtet. Abbildung 5.10 zeigt für die oben definierten Ereignismengen ① bis ④ die Korrelationen der mit Elektron- und Σ-Methode rekonstruierten Werte von Q^2 und von x. Außerdem wurde die Differenz von y_{el} und y_{jb} sowie die Korrelation von dem aus dem hadronischen Endzustand bestimmten (γ_{jb}) und dem aus der Elektronkinematik berechneten Wert (γ_{el}) des Streuwinkels des hadronischen Jets aufgetragen. Für die Ermittlung dieser Werte wurden die im Anhang beschriebenen Gleichungen (A.19) und (A.20) verwendet.

ISR-Ereignisse

In Abbildung 5.10 ist erkennbar, daß in den ISR-Ereignissen ② die Werte von x_{el} und x_Σ, y_{el} und y_{jb} sowie die Werte von γ_{el} und γ_{jb} stark voneinander abweichen (in dem in Abbildung 3.6 gezeigten ISR-Ereignis wurde bereits auf die Abweichung von γ_{el} zu dem tatsächlichen Jetwinkel hingewiesen). Da hier die Photonen den Detektor durch das Strahlrohr verlassen, fehlt ihre Energie in der Energiebilanz der Ereignisse. Die Elektron-Methode berücksichtigt die durch die Photonabstrahlung entstandene Reduzierung der effektiven Strahlenergie *nicht*. Deswegen werden die Werte von Q^2_{el} und y_{el} stets zu hoch, der Wert von x_{el} dagegen stets zu niedrig rekonstruiert (Abbildungen 5.8 und 5.9). Die Σ-Methode berücksichtigt dagegen die fehlende Energie des Ereignisses.

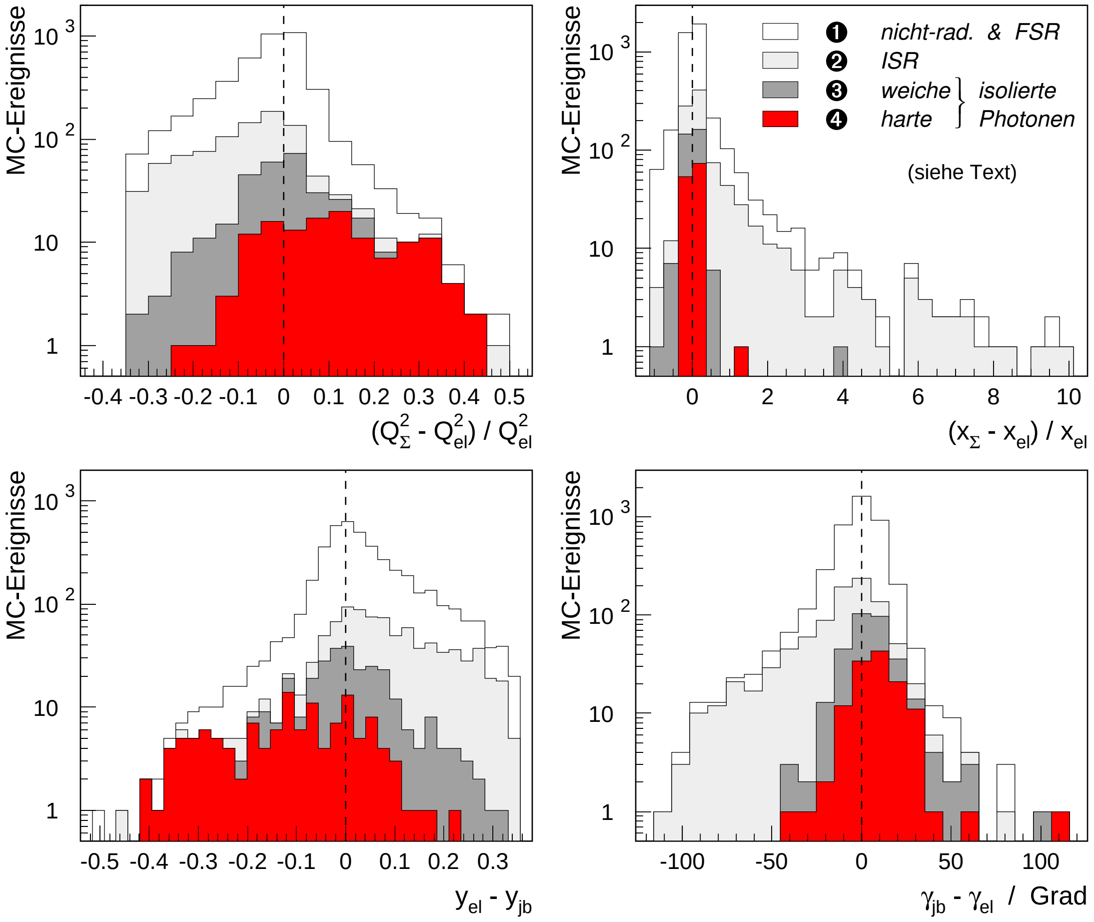

Abbildung 5.10: *Korrelationen der mit verschiedenen Methoden rekonstruierten Variablen Q^2, x und y sowie die Korrelation von gemessenem und aus der Elektronkinematik rekonstruiertem Winkel des hadronischen Jets γ*

Damit ist sie in erster Näherung unempfindlich auf die Reduktion der Energie des einlaufenden Elektrons, weshalb die Werte von Q^2_Σ und x_Σ hier mit der gleichen Genauigkeit wie in nicht-radiativen Ereignissen rekonstruiert werden. Das gleiche gilt auch für die Variable y_{jb}. Dies bewirkt, daß in ISR-Ereignissen die mit verschiedenen Methoden rekonstruierten Werte voneinander abweichen, was zur Identifikation dieser Ereignisse genutzt werden kann [Flei94], [Kras91b].

Dies trifft auch auf die Abweichung von dem gemessenen zu dem aus der Elektronkinematik bestimmten Jetwinkel zu (Abbildung 5.10 unten). Aufgrund der durch die Photonabstrahlung herabgesetzten Schwerpunktsenergie wird mittels der Elektronkinematik der Winkel des Jets γ_{el} stets zu groß rekonstruiert. Bei der Messung des Jetwinkels γ_{jb} werden dagegen ausschließlich die Cluster des hadronischen Endzustandes (d.h. *alle* Cluster außer dem des identifizierten Elektrons) berücksichtig, weshalb diese Messung unabhängig von Photonabstrahlung entlang des Strahlrohres ist.

Ereignisse mit Photonen unter größerem Winkel

In radiativen Ereignissen mit Photonen, die in den Bereich des zentralen Detektors gestreut werden ③, ④ tritt der Fall ein, daß nicht-identifizierte Photonen, statt in der Energiebilanz des Ereignisses zu fehlen, als Teilchen des hadronischen Endzustandes aufgefaßt werden. Dies führt dazu, daß nicht nur die anhand der Elektronkinematik rekonstruierten Größen große Fehler aufweisen, sondern auch die Größen, in deren Berechnung Informationen des hadronischen Endzustandes eingehen.

Abbildung 5.10 zeigt, daß die große Abweichung der rekonstruierten von den generierten Werten in den Ereignissen ④ (Abbildungen 5.8 und 5.9) *nicht* zu einer Antikorrelation von Q^2_{el} und Q^2_{Σ}, von x_{el} und x_{Σ}, von y_{el} und y_{jb} oder von γ_{el} und γ_{jb} führt, anhand derer diese Ereignisse identifizierbar wären. Die Variable x und der Jetwinkel γ werden jeweils von beiden Methoden (im Rahmen der Auflösung) gleich bestimmt. Nur die Variablen Q^2 und y werden in diesen Ereignissen mit der Elektron-Methode häufig (aber nicht systematisch) kleiner als mit der Σ-, bzw. der JACQUET-BLONDEL-Methode rekonstruiert. Da dies jedoch auch in vielen nicht-radiativen Ereignissen ① der Fall ist, kann die Antikorrelation von Q^2_{Σ} und Q^2_{el}, bzw. von y_{el} und y_{jb} nicht zur Identifikation radiativer Ereignisse mit harten Photonen unter größeren Winkeln eingesetzt werden.

Bei der anschließenden Selektion radiativer Ereignisse werden deshalb keine Kriterien angewendet, die die rekonstruierte Ereigniskinematik betreffen, sondern es wird ausschließlich die Topologie der Ereignisse ausgewertet.

Die Vorhersage der Monte-Carlo-Simulation

Tabelle 5.1 zeigt eine grobe Abschätzung der Vorhersage der Monte-Carlo-Simulation für die Anzahl der Ereignisse mit harten, isolierten Photonen in dem Datensatz. Die dazu betrachteten Monte-Carlo-Ereignisse sind diejenigen, die als tiefinelastische Ereignisse mit hohem Impulsübertrag selektiert wurden.

An die in diesen Ereignissen generierten Photonen wurden die Bedingungen gestellt, daß ihre Energie über 3 GeV liegt, daß sie in den Winkelbereich des LAr-Kalorimeters oder des BEMC gestreut wurden ($\vartheta^{\gamma}_{gen} < 175°$) und daß sie vom Elektron isoliert sind ($\Omega^{e\gamma}_{gen} > 7°$, s.o.). Aus dieser Abschätzung folgt, daß (ohne Berücksichtigung weiterer Schnitte zur Selektion der Photonen) von dem Monte-Carlo etwa 21 Ereignisse für den Datensatz vorhergesagt werden.

	Bedingung	MC-Ereignisse	Erwartung für den Datensatz
	$E^{\gamma}_{gen} > 3$ GeV	525	87
&	$\vartheta^{\gamma}_{gen} < 175°$	314	52
&	$\Omega^{e\gamma}_{gen} > 7°$	125	21

Tabelle 5.1: *Die Vorhersage des Monte-Carlo-Modells für die Anzahl der radiativen Ereignisse in dem Datensatz*

5.3 Die Selektion von Photonkandidaten

In dem Satz der tiefinelastischen Ereignisse werden nun Ereignisse mit Photonkandidaten selektiert. In jedem Ereignis wird dazu getrennt im LAr-Kalorimeter und im BEMC nach elektromagnetischen Clustern gesucht, die die folgenden Bedingungen erfüllen.

Photonen im LAr-Kalorimeter

Im LAr-Kalorimeter wird dasjenige elektromagnetische Cluster gesucht, das nach dem Elektroncluster die höchste transversale Energie besitzt, mindestens jedoch eine Energie von 3 GeV. Zur Unterdrückung hadronischer Cluster werden die bei der Selektion der Elektronen angewandten Schnitte auf die Estimatoren *EAEM*, *EAH4* und *EAK0*, sowie auf die Energien *E1* und *E2* auch für die Photonkandidaten gemacht.

Photonen im BEMC

Im BEMC wird das Cluster der größten Energie gesucht (mindestens 3 GeV). Für die spätere Rekonstruktion der Ereigniskinematik ist eine genaue Energiemessung des Clusters nötig. Um sicher zu sein, daß die gesamte Energie des Photons im BEMC deponiert wurde (und nicht ein Teil im Strahlrohr verloren ging) werden nur Cluster berücksichtigt, mit einem Schwerpunkt außerhalb der inneren (dreieckigen) Module des BEMC, welche unmittelbar am Strahlrohr liegen (siehe Abbildung 1.6). Dies bedeutet, daß die Ortskoordinaten des Clusterschwerpunktes x_{cm} und y_{cm} in dem Bereich $|x_{\mathrm{cm}}, y_{\mathrm{cm}}| > 16\,\mathrm{cm}$ liegen müssen.

Es kann vorkommen, daß BEMC-Cluster von Photonen aus der Synchrotronstrahlung erzeugt werden, wenn ein solches Photon *direkt* eine einzelne Photodiode eines BEMC-Moduls trifft. Diese Cluster haben die Eigenschaft, daß die gesamte Energie eines Stacks auf eine einzelne Diode konzentriert ist, während die anderen Dioden nur wenig Energie aufweisen [H1C93a]. In Abbildung 5.11 ist der Energieanteil der stärksten Diode des Moduls für die Photonkandidaten aufgetragen. Man sieht, daß keine Ereignisse mit außergewöhnlich hohen Werten des Energieanteils (> 0,8) selektiert wurden, so daß hier kein Untergrund durch Synchrotronstrahlung angenommen wird.

Zur Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer BEMC-Cluster anhand ihrer Kompaktheit wird der energiegewichtete Clusterradius *ECRA* eingesetzt. Dieser ist definiert als

$$ECRA \equiv \frac{1}{E_{Cl}} \sum_{i=1}^{n} E_i \sqrt{(\vec{r}_i - \vec{r}_{Cl})^2}\,.$$

n: Anz. d. zum Cluster beitragenden Module
$\vec{r}_i$: Schwerpunkt des i-ten Moduls
$\vec{r}_{Cl}$: Schwerpunkt des Clusters
E_{Cl}: Energie des Clusters

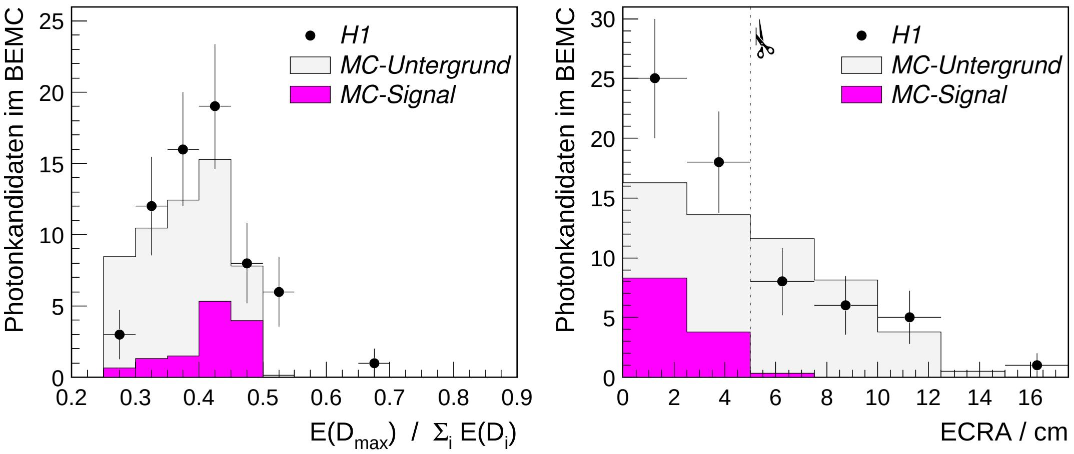

Abbildung 5.11: *Eigenschaften der Cluster der Photonkandidaten im BEMC: Der Energieanteil der höchstenergetischen Photodiode des BEMC-Moduls (links) und der energiegewichtete Clusterradius* ECRA *(rechts). „MC-Signal" bezeichnet den Anteil der im Monte-Carlo identifizierten Photonen.*

Abbildung 5.11 zeigt die $ECRA$-Verteilung für die Daten und das Monte-Carlo-Modell. Der Anteil der identifizierten Photonen in den simulierten Ereignissen ist dunkel markiert. Geschnitten wird auf den Wert $ECRA < 5\,\mathrm{cm}$.

Die Akzeptanz

In Tabelle 5.2 sind die Zahlen der mit diesen Bedingungen selektierten Photonkandidaten aufgetragen. Man erkennt, daß in dem Datensatz mehr Ereignisse selektiert werden als es das Monte-Carlo-Modell erwarten läßt. Dies liegt daran, daß die wenigen Untergrundereignisse, die in dem Satz der tiefinelastischen Ereignisse noch vorhanden sind, überproportional häufig als Kandidaten für radiative Ereignisse akzeptiert werden (siehe unten).

	selektierte tiefinel. Ereignisse mit Photon im	LAr-Kalo.		BEMC	
H1-Daten	gefundene Photonkandidaten	112			45
Monte-Carlo	gefundene Photonkandidaten	588	(98)	182	(30)
	generierte Photonen	37	(6,1)	79	(13,1)
	davon: e^- und γ identifiziert	33	(5,5)	70	(11,6)

Tabelle 5.2: *Die selektierten Photonkandidaten. Für die Zahlen der Monte-Carlo-Ereignisse wurde in Klammern der auf die integrierte Luminosität des Datensatzes normierte Wert angegeben. Die Zahl der generierten Photonen bezieht sich auf den im Text beschriebenen kinematischen und geometrischen Bereich.*

125 der generierten Monte-Carlo-Ereignisse enthalten Photonen, die die Bedingungen $E^{\gamma}_{gen} > 3\,\mathrm{GeV}$, $\vartheta^{\gamma}_{gen} < 175^{\circ}$ und $\Omega^{e\gamma}_{gen} > 7^{\circ}$ erfüllen. In 9 Ereignissen, die davon von der Selektion zunächst korrekt identifiziert wurden, liegt der Schwerpunkt des rekonstruierten Clusters in den inneren Dreiecken des BEMC. Damit verbleiben 116 generierte radiative Ereignisse, die in dem kinematischen und geometrischen Bereich liegen, der in dieser Analyse betrachtet wird. Von diesen konnten in dem ersten Schritt der Selektion 103 Ereignisse (d.h. 89%) identifiziert werden.

Untergrundprozesse

Im Monte-Carlo ist zu erkennen, daß die Anzahl der im LAr-Kalorimeter gefundenen Photonkandidaten dreimal so groß ist wie die im BEMC, obwohl dort nur etwa halb so viele Photonen generiert wurden. Dieses sehr unterschiedliche Verhältnis von Signal zu Untergrund kann damit erklärt werden, daß in beiden Bereichen verschiedene Untergrundprozesse dominieren.

Bevor zur weiteren Selektion der radiativen Ereignisse gezielte Schnitte gewählt werden, um aus der Menge der Photonkandidaten die echten Photoncluster zu isolieren, wird deshalb zunächst der verbleibende Untergrund getrennt für die Photonen im LAr-Kalorimeter und im BEMC untersucht. Eigenschaften der verschiedenen zum Untergrund beitragenden Prozesse werden erörtert, anhand derer diese Ereignisse von den radiativen Ereignissen getrennt werden können.

Untergrund im LAr-Kalorimeter

Der Untergrund für die im LAr-Kalorimeter gefundenen Photonen besteht hauptsächlich aus folgenden Prozessen:

- *Tiefinelastische Ereignisse*, in denen das Elektron korrekt identifiziert, aber ein Cluster des hadronischen Endzustandes als Photonkandidat gefunden wird. Diese Cluster sind in den meisten Fällen schlecht isoliert von weiteren Jetclustern und liegen (aufgrund der Erhaltung des transversalen Impulses) häufig in der r-φ-Ebene entgegengesetzt zum Elektroncluster, d.h. $\Delta\varphi_{e\gamma} \approx 180^{\circ}$.

- *QED*-COMPTON-*Ereignisse*, in denen entweder das Elektron oder das Photon in das LAr-Kalorimeter gestreut und als Elektronkandidat akzeptiert wird. Das jeweils andere Teilchen wird als Photonkandidat gefunden. Obwohl die in diesen Ereignissen gefundenen Elektronen und Photonen korrekt identifiziert werden, sind sie für diese Analyse Untergrund, da die ep-Wechselwirkung in diesen Ereignissen elastisch (bzw. quasielastisch) ist ($\hat{Q}^2 \lesssim 3{,}5\,\mathrm{GeV}^2$). Anhand ihrer typischen experimentellen Signatur können diese Ereignisse jedoch leicht identifiziert werden. Dies wird in dem nächsten Abschnitt durchgeführt.

Untergrund im BEMC

Für die Photonkandidaten im BEMC sind die wesentlichen Untergrundprozesse diejenigen, in denen als Elektronkandidat *nicht* das gestreute Elektron, sondern ein Cluster des hadronischen Endzustandes gefunden wird. Dies geschieht vorwiegend in *ep*-Wechselwirkungen bei niedrigeren Impulsüberträgen ($Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$).

- *Tiefinelastische Ereignisse mit niedrigem Impulsübertrag*, in denen das Elektron in das BEMC gestreut wurde ($5\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$), während ein Teilchen des hadronischen Endzustandes im LAr-Kalorimeter die Selektionskriterien für das Elektron erfüllt hat. Während dieser Untergrund in dem Satz der tiefinelastischen Ereignisse nur sehr geringen Anteil hat, wird er durch die Photonsuche angereichert, da in diesen Ereignissen das Elektron im BEMC häufig als Photonkandidat akzeptiert wird. Auch für diese Ereignisse gilt, daß das Cluster des hadronischen Endzustandes häufig dem BEMC-Elektron in der x-y-Ebene spiegelsymmetrisch gegenüberliegt. Die Elektronen werden hauptsächlich in den äußeren Bereich des BEMC gestreut, da nur bei relativ großen Streuwinkeln ϑ_e dem hadronischen System ein genügend hoher Transversalimpuls zu Verfügung steht, um die Elektron-Bedingungen zu erfüllen.
- *Harte Photoproduktionsereignisse mit aufgelöstem Photon.* In diesen Ereignissen (mit $Q^2 \simeq 0\,\mathrm{GeV}^2$) fluktuiert das quasi-reelle ausgetauschte Photon z.B. in ein Hadron. Bei einer harten Wechselwirkung eines Partons dieses Hadrons mit einem Parton des Protons werden hadronische Endzustände mit hohem Transversalimpuls erzeugt. Ein Teilchen dieses hadronischen Endzustandes kann im LAr-Kalorimeter das Elektron vortäuschen, während die Fragmentationsprodukte des Photon-Restes ein Cluster im rückwärtigen Detektorbereich erzeugen, welches ggf. als Photonkandidat selektiert wird.

QED-COMPTON-Ereignisse

Der bereits in Kapitel 3.1 beschriebene QED-COMPTON-Prozeß besteht aus einer elastischen Streuung des Elektrons an dem Proton. Da der Impulsübertrag in diesem Prozeß klein ist ($\hat{Q}^2 \lesssim 3{,}5\,\mathrm{GeV}^2$), besitzen das Proton (bzw. der hadronische Endzustand) und das $e\gamma$-System nur einen sehr geringen Transversalimpuls. Dies bewirkt, daß in den meisten Fällen das hadronische System unbeobachtet unter kleinen Winkeln entlang des Strahlrohres entweicht, während das Elektron und das Photon unter größeren Winkeln gestreut werden und im Transversalimpuls balanciert sind. In Abbildung 3.5 ist ein solches Ereignis dargestellt.

Die QED-COMPTON-Ereignisse, die zu dem Untergrund dieser Analyse beitragen, besitzen mindestens ein Cluster im LAr-Kalorimeter mit einem hohen Transversalimpuls (der Elektronkandidat mit $E_\perp > 5\,\mathrm{GeV}$ und weiteren Bedingungen; siehe Abschnitt 5.1). Aufgrund der Kinematik dieser Ereignisse wird deshalb meistens auch das zweite Cluster in dem LAr-Kalorimeter gefunden.

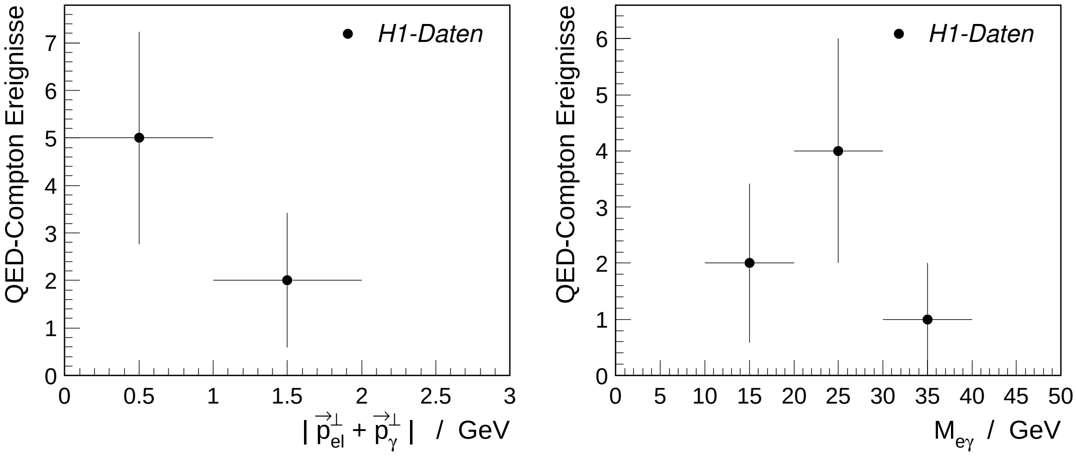

Abbildung 5.12: *Verteilungen der QED-*Compton*-Ereignisse: Die vektorielle Summe der Transversalimpulse von Elektron- und Photoncluster und die invariante Masse des $e\gamma$-Systems $M_{e\gamma}$*

Die Identifikation dieser Ereignisse kann anhand ihrer typischen experimentellen Signatur mit einfachen Schnitten durchgeführt werden. Die einzigen aufgestellten Forderungen betreffen die Differenz der Azimutalwinkel $\Delta\varphi_{e\gamma}$ von Elektron und Photon und die Energie, die zusätzlich zu diesen Clustern im Winkelbereich von $\vartheta > 10°$ im Detektor deponiert wurde. Die Schnittbedingungen lauten

$$\sum_{\substack{i=1\\(\vartheta_i>10^\circ)}}^{n} E_i \; - \; E_e \; - \; E_\gamma \; < \; 5\,\mathrm{GeV}\,, \qquad \begin{array}{r} n\text{: Anzahl sämtlicher Cluster} \\ E_i,\, \vartheta_i\text{: Variablen des } i\text{-ten Clusters} \end{array}$$

$$|180^\circ - \Delta\varphi_{e\gamma}| \; < \; 5^\circ\,.$$

Mit diesen Schnitten werden in den Daten sieben QED-Compton-Ereignisse selektiert, in denen das Elektron und das Photon in das LAr-Kalorimeter gestreut wurden. Abbildung 5.12 zeigt Verteilungen dieser Ereignisse, in denen typische Eigenschaften deutlich werden: Die vektorielle Summe der transversalen Impulse von Elektron- und Photoncluster, deren Wert sehr gering ist ($|\vec{p}_{el}^{\perp} + \vec{p}_{\gamma}^{\perp}| < 2\,\mathrm{GeV}$) und das Spektrum der invarianten Masse $M_{e\gamma}$ des $e\gamma$-Systems, das aufgrund der großen Streuwinkel von Elektron und Photon Werte bis zu $M_{e\gamma} = 39{,}5 \pm 0{,}9\,\mathrm{GeV}$ (in dem in Abbildung 3.5 dargestellten Ereignis) annimmt.

5.4 Schnitte zur Selektion radiativer Ereignisse

Im vorangehenden Abschnitt wurde erläutert, daß in den Untergrundprozessen ein großer Teil der Photonkandidaten entweder räumlich schlecht isoliert ist oder/und dem Elektroncluster in der r-φ-Ebene gegenüberliegt. ($\Delta\varphi_{e\gamma} \approx 180°$). Mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien werden nun Schnitte ermittelt, die anhand dieser Kriterien zur Identifikation der *echten* Photonen führen.

Die räumliche Isolation des Photons

Ein großer Teil der Untergrundereignisse kann durch die Forderung der räumlichen Isolation des Photonclusters ausgesondert werden. Dazu wird die hadronische Energie summiert, die in der Umgebung des Photons deponiert ist. Als Abstandsmaß, das diese Umgebung definiert, wird hier ein Kreis mit dem Radius R_0 in der Ebene der Pseudorapidität η und des Azimutalwinkels φ gewählt. Die Pseudorapidität η ist direkt mit dem Polarwinkel ϑ verknüpft durch

$$\eta \equiv -\ln\left(\tan\frac{\vartheta}{2}\right)$$

und weist die Eigenschaft auf, daß Differenzen $\Delta\eta$ in der Näherung masseloser Teilchen lorentzinvariant sind. Der Abstand ΔR_{ik} zweier Raumpunkte i, k ist damit gegeben durch

$$\Delta R_{ik} \equiv \sqrt{\Delta\eta_{ik}^2 + \Delta\varphi_{ik}^2} \qquad (\text{mit} \quad \Delta\eta_{ik} = \eta_i - \eta_k\ )$$

Als Kriterium für die Isolation des Photonkandidaten wird nun auf die hadronische Energie geschnitten, die in der Umgebung $\Delta R_{\gamma i} < R_0$ des Photonkandidaten deponiert wurde (das Cluster des Elektrons wird, falls es in diese Umgebung fällt, bei der Summation *nicht* berücksichtigt)

$$E_{\text{had}}^{\gamma}(R_0) \equiv \sum_{\forall i \in (\Delta R_{\gamma i} < R_0)} E_{\text{had},i}$$

$E_{\text{had},i}$: Energie des i-ten Clusters
$\Delta R_{\gamma i}$: Abstand des i-ten Clusters zum Photonkand.

Die Bedingung für die Photonkandidaten lautet

$$E_{\text{had}}^{\gamma}(R_0) < E_{\text{had}}^{0}\ .$$

Bei der Wahl der Größen R_0 und E_{had}^0 muß berücksichtigt werden, daß für die Photonkandidaten im LAr-Kalorimeter und im BEMC verschiedene Untergrundprozesse dominieren. Es wurde daher unabhängig für beide Klassen der Wert von R_0 variiert mit dem Ziel, eine möglichst gute Trennung von Signal und Untergrund zu erhalten. Als beste Wahl für den Wert des Parameters R_0 wurden schließlich gefunden

$$R_0^{\text{LAr}} = 1{,}2 \quad \text{und} \quad R_0^{\text{BEMC}} = 2\ .$$

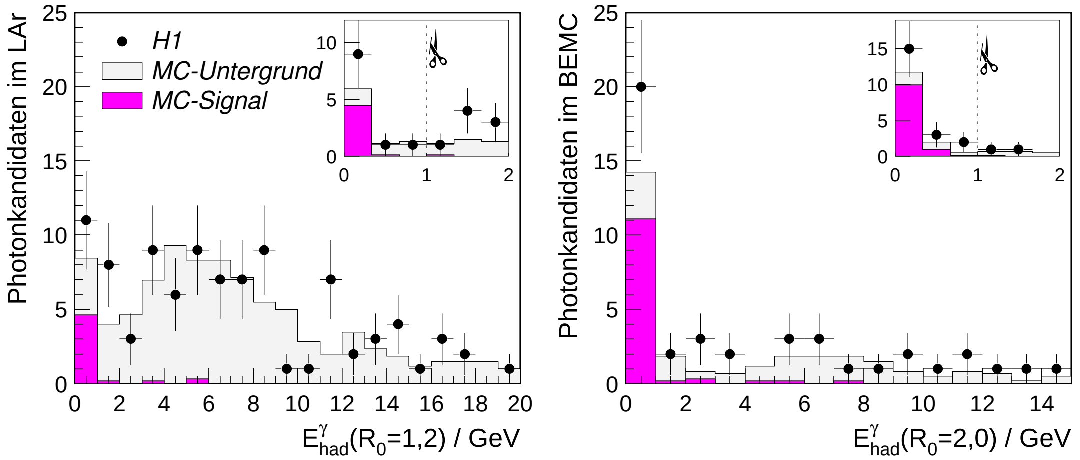

Abbildung 5.13: *Die Isolation der Photonkandidaten. Dargestellt ist die hadronische Energie $E^{\gamma}_{\mathrm{had}}$, die in einem Radius R_0 (siehe Text) um das Photon deponiert wurde, für die Photonkandidaten im LAr-Kalorimeter (links) und im BEMC (rechts). Der Bereich $E^{\gamma}_{\mathrm{had}}(R_0) < 2\,\mathrm{GeV}$, innerhalb dessen der Schnitt angesetzt wird, ist zusätzlich vergrößert abgebildet.*

Die hadronischen Energien, die innerhalb dieser Radien um die Photonkandidaten aufsummiert wurden, sind in Abbildung 5.13 getrennt für die LAr-Cluster und die BEMC-Cluster aufgetragen. Der Bereich von $E^{\gamma}_{\mathrm{had}} = 0\,\mathrm{GeV}$ bis $2\,\mathrm{GeV}$ wurde zusätzlich vergrößert dargestellt. Es fällt auf, daß, obwohl der Radius R_0^{BEMC} deutlich größer gewählt wurde als der Radius R_0^{LAr}, die BEMC-Cluster von weniger Energie umgeben sind als die meisten LAr-Cluster. Dies kann zurückgeführt werden auf den für die LAr-Cluster typischen Untergrund von Clustern aus dem hadronischen Jet, der in den meisten Ereignissen in den Bereich des LAr-Kalorimeters gestreut wird. Die im Monte-Carlo identifizierten Photonen sind in den meisten Fällen sehr gut isoliert, so daß mit einem Schnitt

$$\begin{array}{rl} \text{LAr-Kalorimeter:} & E^{\gamma}_{\mathrm{had}}(R_0^{\mathrm{LAr}} = 1{,}2) < E^{0}_{\mathrm{had}} = 1\,\mathrm{GeV} \\ \text{BEMC:} & E^{\gamma}_{\mathrm{had}}(R_0^{\mathrm{BEMC}} = 2) < E^{0}_{\mathrm{had}} = 1\,\mathrm{GeV} \end{array} \tag{5.3}$$

nur wenige Photonen verloren gehen (LAr: 5 von 33, BEMC: 3 von 70). Der Untergrund kann dagegen mit diesem Schnitt bereits stark reduziert werden.

Die Effizienz dieses Schnittes wurde auch für die Ereignisse des Datensatzes geprüft. Es wurden diejenigen Ereignisse betrachtet, die bei Aufweichung der Schnittbedingungen in dem Datensatz verbleiben würden (Variation von R_0 und E^{0}_{had}). Dabei wurde festgestellt, daß dies im wesentlichen nur Untergrundereignisse sind, bei denen ein hadronisches Cluster als Photonkandidat selektiert wurde.

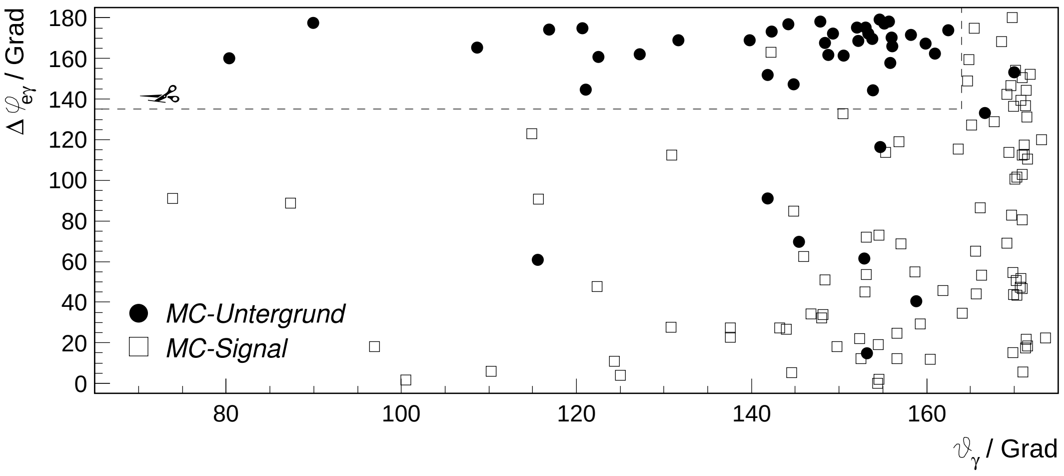

Abbildung 5.14: *Die Winkelverteilung der Photoncluster im Monte-Carlo. Dargestellt ist die Differenz $\Delta\varphi_{e\gamma}$ der Azimutalwinkel von Photon und Elektron in Abhängigkeit von dem Polarwinkel der Photonkandidaten.*

Der Azimutalwinkel zwischen Photon und Elektron

Das zweite Kriterium zur Unterscheidung der radiativen Ereignisse von Untergrundprozessen ist die Differenz der Azimutalwinkel von Photon und Elektron $\Delta\varphi_{e\gamma}$. Für die Monte-Carlo-Ereignisse ist die Größe $\Delta\varphi_{e\gamma}$ in Abbildung 5.14 gegen den Polarwinkel ϑ_γ der Photonkandidaten aufgetragen. Bei kleineren Polarwinkeln ($\vartheta_\gamma \lesssim 164°$) sind die Photonen gut getrennt von dem Untergrund, da dieser stark gehäuft ist bei großem $\Delta\varphi_{e\gamma}$ ($\gtrsim 135°$), während der Großteil der Photonen in der Nähe des Elektrons (bei kleinerem $\Delta\varphi_{e\gamma}$) angetroffen wird. Im Bereich von $\vartheta_\gamma \gtrsim 164°$ ist dagegen $\Delta\varphi_{e\gamma}$ für die Photonen homogen verteilt, d.h., der Azimutalwinkel der Photonen ist unkorreliert zu dem des gestreuten Elektrons. Da in diesem Bereich der Anteil der Untergrundereignisse bereits sehr gering ist, ist es nicht nötig dort weitere Selektionsschnitte vorzunehmen. Aus diesem Grund wird der Schnitt auf $\Delta\varphi_{e\gamma}$ nur für Photonen mit $\vartheta_\gamma < 164°$ angewendet.

Abbildung 5.15 zeigt die $\Delta\varphi_{e\gamma}$-Verteilung der Photonkandidaten mit $\vartheta_\gamma < 164°$. Als Schnitt wurde gewählt

$$\Delta\varphi_{e\gamma} < 135° \quad \text{oder} \quad \vartheta_\gamma > 164° . \tag{5.4}$$

Damit wird im Monte-Carlo nur ein einziges radiatives Ereignis verworfen, während die meisten verbliebenen Untergrundereignisse ausgesondert werden.

Auch für diesen Schnitt wurde geprüft, welche Ereignisse dem Datensatz durch das Lockern der Schnittbedingung erhalten bleiben. Dies sind zum Teil „inelastische QED-Compton-Ereignisse“ mit dem Photon im BEMC. In diesen Ereignissen ist die ep-Wechselwirkung nicht mehr elastisch, so daß das Proton aufbricht und im vorderen

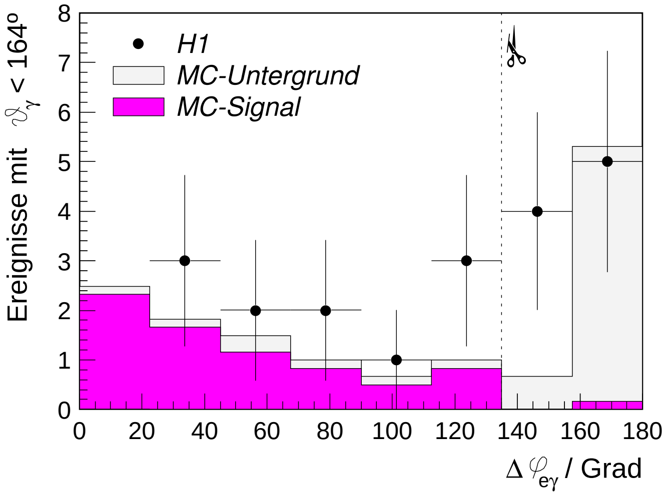

Abbildung 5.15: *Die Differenz der Azimutalwinkel von Elektron und Photonkandidat für Ereignisse mit $\vartheta_\gamma < 164°$*

Detektorbereich Energie deponiert. Aus diesem Grund wurden diese Ereignisse nicht als elastische QED-Compton-Ereignisse selektiert. Da das Proton Transversalimpuls besitzt, verschwindet der Transversalimpuls des $e\gamma$-Systems hier nicht, so daß auch $\Delta\varphi_{e\gamma}$ stärker von 180° abweichen kann, als dies in den elastischen QED-Compton-Ereignissen der Fall ist. Da aber auch diese Ereignisse bei niedrigen Impulsüberträgen stattfinden, werden sie bei der Ereignisselektion nicht berücksichtigt.

Die Guten ins Töpfchen ...

Mit den oben spezifizierten Schnitten werden in dem Datensatz 23 Ereignisse selektiert, die anschließend einzeln im „event display“ betrachtet werden. Das Ziel ist dabei *nicht* zu entscheiden, ob das Cluster des Photonkandidaten *wirklich* von einem Photon erzeugt wurde. Dieser Versuch müßte scheitern, da *prinzipiell* nicht mit Sicherheit entschieden werden kann, was für ein Teilchen seine Energie in einem konkreten Cluster deponiert hat. Durch die Betrachtung der Ereignisse soll nur sichergestellt werden, daß die selektierten Ereignisse des Datensatzes mit dem Monte-Carlo vergleichbar sind. Deshalb soll ausgeschlossen werden, daß sich darunter Ereignisse befinden, die nicht aus tiefinelastischen ep-Wechselwirkungen mit hohen Impulsüberträgen stammen.

Das wesentliche Kriterium bei der Beurteilung der Ereignisse ist deshalb die korrekte Identifikation des gestreuten Elektrons im LAr-Kalorimeter. Dabei spielt es keine Rolle, ob das Elektron schon bei der Selektion der Elektronkandidaten als solches identifiziert wurde, oder ob es erst bei der anschließenden Selektion als Photonkandidat im LAr-Kalorimeter gefunden wurde.

In den vorangegangenen Schritten der Analyse wurden keine Informationen des Spurkammersystems eingesetzt, da die Monte-Carlo-Simulation die Effizienz der Zuordnung von Spuren zu Clustern in den 1993 aufgenommenen Daten nicht hinreichend beschreibt[1]. Dabei wurde in Monte-Carlo-Studien z.B. herausgefunden, daß die Erkennung des gestreuten Elektrons mit Hilfe von Spurinformationen verbessert werden könnte oder daß als Isolationskriterium für den Photonkandidaten auch dessen η-φ-Abstand zu der nächstgelegenen Spur geeignet ist. Um jedoch die Vergleichbarkeit von Daten und Monte-Carlo-Modell zu gewährleisten, wurde darauf verzichtet, die Informationen des Spurkammersystems für die Identifikation der Elektronen oder Photonen einzusetzen.

Erst bei der anschließenden Betrachtung („scan") der selektierten Ereignisse werden die Spurinformationen zur Identifikation des gestreuten Elektrons eingesetzt. Das Kriterium für dessen korrekte Identifikation ist die Existenz einer Spur in dem Spurkammersystem, die exakt auf das Cluster des Elektronkandidaten weist und deren Impuls (innerhalb der Auflösung) mit der Energie des Clusters übereinstimmt. Dabei ist es *nicht* nötig, daß diese Spur bereits bei der Rekonstruktion dem Cluster zugeordnet wurde.

Mit diesem Kriterium wurden zunächst die selektierten Monte-Carlo-Ereignisse betrachtet, um anhand von ihnen zu prüfen, ob die simulierten Elektronen dieses Kriterium erfüllen. Dies war in *sämtlichen* MC-Ereignissen der Fall.

Die 23 selektierten Ereignisse des Datensatzes wurden in der anschließenden Betrachtung wie folgt beurteilt.

- In 19 Ereignissen ist im Spurkammersystem eine Spur vorhanden, die exakt auf den Elektronkandidaten zeigt, und deren Impuls mit der gemessenen Clusterenergie innerhalb der Auflösung verträglich ist. In sieben Ereignissen davon liegt das Cluster des Photonkandidaten im LAr-Kalorimeter, in zwölf Ereignissen im BEMC. In allen Fällen ist in der Richtung des Photonkandidaten keine Aktivität in dem zentralen Spurkammersystem sichtbar.

- In einem Ereignis zeigt überhaupt keine Spur auf den Elektronkandidaten im LAr-Kalorimeter. Auf den Photonkandidaten im BEMC zeigt jedoch eine Spur, deren Impuls mit der gemessenen Clusterenergie übereinstimmt. Somit wird angenommen, daß das gestreute Elektron in diesem Ereignis das BEMC-Cluster gebildet hat, während das LAr-Cluster von einem Photon (oder einem anderen Teilchen) erzeugt wurde. Da das Selektionskriterium aber Elektronen im LAr-Kalorimeter verlangt, wird dieses Ereignis verworfen.

---

[1] Während in den Monte-Carlo-Ereignissen die Wahrscheinlichkeit der Zuordnung der Spur des gestreuten Elektrons zu dessen Cluster sehr groß ist (nahezu 100 %), variiert dies für die Daten in Abhängigkeit von φ_e zwischen 40 % und 80 % [Lev95].

- In zwei Ereignissen liegen die als Elektronkandidat akzeptierten Cluster in der unmittelbaren Nähe von hadronischer Aktivität im Kalorimeter. Die Spuren, die auf diese Cluster zeigen, sind relativ stark gekrümmt, woraus bereits gefolgert werden kann, daß ihr Impuls wesentlich geringer ist als die Energie der Cluster. Da außerdem in beiden Ereignissen ein BEMC-Cluster vorhanden ist (jeweils der Photonkandidat), dessen Energie mit dem Impuls einer exakt dorthin weisenden Spur übereinstimmt, wird in beiden Fällen angenommen, daß das Elektron in das BEMC gestreut wurde. Auch diese Ereignisse werden verworfen.

- In dem letzten verbleibenden Ereignis kann aus den gleichen Gründen wie oben, der Elektronkandidat *nicht* als gestreutes Elektron identifiziert werden. In diesem Ereignis wird jedoch nicht angenommen, daß der Photonkandidat im BEMC von dem gestreuten Elektron erzeugt wurde. Dieses Ereignis wird dagegen als Photoproduktionsereignis interpretiert, bei dem das BEMC-Cluster von dem Photonrest und der Elektronkandidat von dem hadronischen Jet verursacht wurde. Dieses Ereignis wird ausselektiert.

In 19 Ereignissen konnte also das gestreute Elektron im LAr-Kalorimeter identifiziert werden. Diese Ereignisse werden im weiteren betrachtet.

Die Abhängigkeit des Ergebnisses von den Schnittparametern

Gegenüber den 19 Ereignissen des Datensatzes wurden mit den gewählten Schnitten 100 Ereignisse der Monte-Carlo-Simulation selektiert (normiert auf die integrierte Luminosität entspricht dies 16,6 Ereignissen). Bei solch einer niedrigen Statistik ist es möglich, daß die Variation von Selektionsschnitten großen Einfluß auf das Ergebnis hat. Deshalb ist es für den sinnvollen Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation wichtig, daß das Verhältnis der jeweils selektierten Ereignisse invariant gegen die Variation der Schnitte ist. Um dies zu prüfen, wurden die in den Gleichungen (5.3) und (5.4) formulierten Schnitte variiert und die Konsequenzen für den Datensatz und die simulierten Ereignisse betrachtet.

Gl. (5.3): $E^{\gamma}_{\mathrm{had}}(R_0) < E^{0}_{\mathrm{had}} = 1\,\mathrm{GeV}\ [\pm 0{,}4\,\mathrm{GeV}]$

Gl. (5.4): $\Delta\varphi_{e\gamma} < 135^\circ\ [\pm 5^\circ]$ oder $\vartheta_\gamma > 164^\circ\ [\pm 5^\circ]$

Die in eckigen Klammern angegebenen Werte bezeichnen jeweils die Variation der Schnittparameter. Die *gleichzeitige* Variation der Schnitte in diesem Bereich bewirkt folgende Änderung der Anzahl der selektierten Ereignisse:

H1-Daten:	± 3 Ereignisse
Monte-Carlo-Simulation (normiert):	+ 2,3 / − 2,2 Ereignisse

Da diese Änderungen jeweils die gleiche Größe besitzen, wurde hiermit gezeigt, daß die Wahl der Schnittparameter keinen Einfluß auf die Vergleichbarkeit der Ereigniszahlen von dem Datensatz und der Monte-Carlo-Simulation hat.

5.5 Ergebnisse

Mit Hilfe der in dieser Analyse entwickelten Kriterien konnten in dem Satz der H1-Daten von 1993 mit einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\rm int} = 0{,}222\,{\rm pb}^{-1}$ 19 Ereignisse mit einem in das LAr-Kalorimeter gestreuten Elektron und einem Photonkandidaten mit $E_\gamma > 3\,{\rm GeV}$ im zentralen Detektor selektiert werden. Dies sind ca. 2,5 % der betrachteten tiefinelastischen Ereignisse.

Mit den gleichen Kriterien wurden 100 simulierte Monte-Carlo-Ereignisse selektiert, was nach der Normierung auf die integrierte Luminosität eine Vorhersage von 16,6 ± 1,7 Ereignissen für den Satz der H1-Daten bedeutet.

In 91 der 100 selektierten Monte-Carlo-Ereignisse wurde neben dem Elektron auch das Photon korrekt identifiziert. In den restlichen 9 Ereignissen wurde neben dem korrekt im LAr-Kalorimeter identifizierten Elektron ein Cluster des hadronischen Endzustandes als Photonkandidat selektiert. Damit beträgt das Verhältnis von Signal zu Untergrund 10 : 1.

In dem hier betrachteten kinematischen und geometrischen Bereich wurden von dem Monte-Carlo-Modell 116 Ereignisse generiert, von denen 91 von der Selektion identifiziert wurden. Dies entspricht einer Akzeptanz von 78 %.

Aufgrund der sehr niedrigen Anzahl von nur 19 selektierten Ereignissen dominiert der statistische Fehler von ± 4,4 Ereignissen (d.h. ± 23 %) die Genauigkeit des Ergebnisses. Sämtliche weitere Fehlerquellen sind dagegen vernachlässigbar.

Dies sind z.B. der Fehler bei der Bestimmung der integrierten Luminosität des Datensatzes (± 4,5 % [H1C95c]) oder der durch die Akzeptanz der Elektron-Trigger entstehende Fehler (bis zu −1 %). Der Fehler, der im letzten Schritt der Analyse beim „scan“ der Ereignisse entstand wird hier zu Null angenommen, da sich die Signatur des gestreuten Elektrons in sämtlichen 19 ausgewählten Ereignissen deutlich von der der Elektronkandidaten in den vier verworfenen Ereignissen unterschied. Deshalb wird davon ausgegangen, daß tatsächlich *alle* tiefinelastischen Ereignisse akzeptiert wurden (und *nur* diese).

Kinematische Korrekturen

Die Konsequenzen der Photonabstrahlung für die Ereigniskinematik wurden bereits in Kapitel 5.2 anhand der simulierten Ereignisse besprochen. Abbildung 5.16 zeigt an dieser Stelle das Ausmaß der kinematischen Korrekturen für die selektierten radiativen Ereignisse des Datensatzes. Dargestellt sind jeweils die anhand der Elektronkinematik rekonstruierten Werte Q^2_{el} und x_{el} (Punkte) und die Migration, die durch die Berücksichtigung der Kinematik des identifizierten Photons auftritt (Pfeile). Man erkennt, daß wie erwartet die Variable x_{el} systematisch zu größeren Werten korrigiert wird, während die Korrekturen von Q^2_{el} in beide Richtungen erfolgen.

Anhand der simulierten Ereignisse wird nun gezeigt, welche Auflösung bei der Rekonstruktion der Variablen $\hat{Q}^2$ und $\hat{x}$ in identifizierten radiativen Ereignissen erzielt

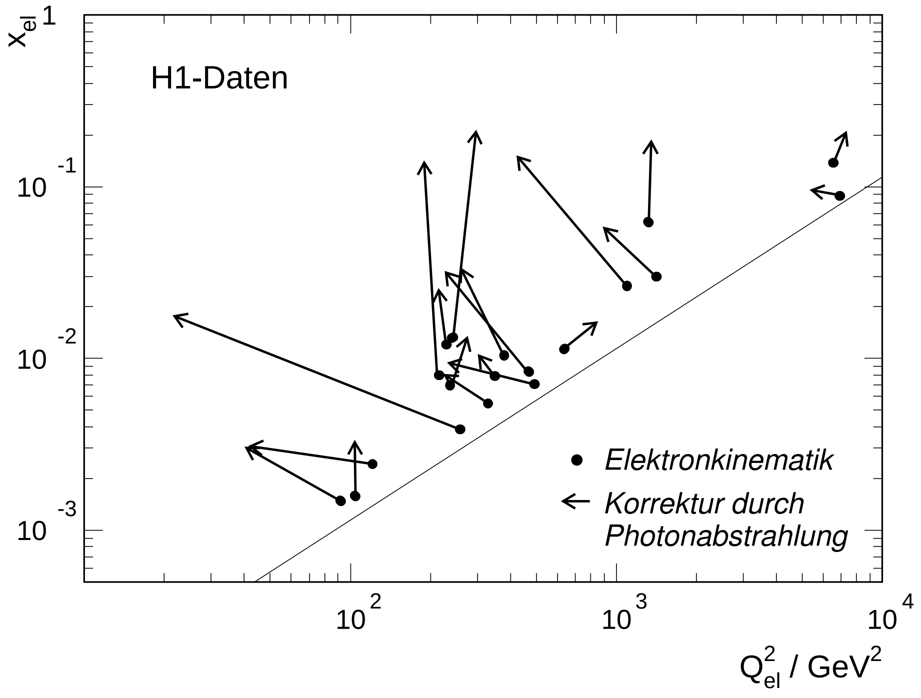

Abbildung 5.16: *Die Migration der radiativen Ereignisse in der kinematischen Ebene. Dargestellt ist jeweils die Korrektur, ausgehend von den anhand der Elektronkinematik rekonstruierten Werten (Punkte) hin zu den Werten bei Berücksichtigung der Photonabstrahlung (Pfeile)*

werden kann. Die Abbildungen 5.17 und 5.18 zeigen für beide Variablen (für Elektron- und Σ-Methode) die Verteilungen des Verhältnisses von rekonstruierten zu generierten Werten. Die Darstellung wurde wie in den Abbildungen 5.8 und 5.9 gewählt. Im oberen Teil der Abbildungen wurden jeweils die gesamten tiefinelastischen Ereignisse (hell) und der Anteil der radiativen Ereignisse (dunkler) aufgetragen (nach den Definitionen auf Seite 56), *bevor* letztere identifiziert wurden.

Nach der Identifikation der radiativen Ereignisse mit den in dieser Arbeit vorgestellten Selektionskriterien wurde deren Kinematik mit den in Kapitel 3.2 dargelegten Methoden ermittelt. Die damit erzielte Verbesserung der Auflösung von Q^2 und x in diesen Ereignissen ist im unteren Teil der Abbildungen 5.17 und 5.18 zu erkennen. Dort wurden die *korrigierten* Werte von $\hat{Q}^2_{el}$ und $\hat{x}_{el}$ für die identifizierten Ereignisse (dunkel) berücksichtigt. Die an diese Verteilungen angenäherten Gaußkurven weisen (außer für x_{el}) für die radiativen Ereignisse ungefähr die gleiche Breite auf wie die für die gesamte Menge.

Die Variablen Q^2 und x können also in den radiativen Ereignissen nach derer Identifikation mit annähernd der gleichen Auflösung bestimmt werden wie die der nichtradiativen Ereignisse.

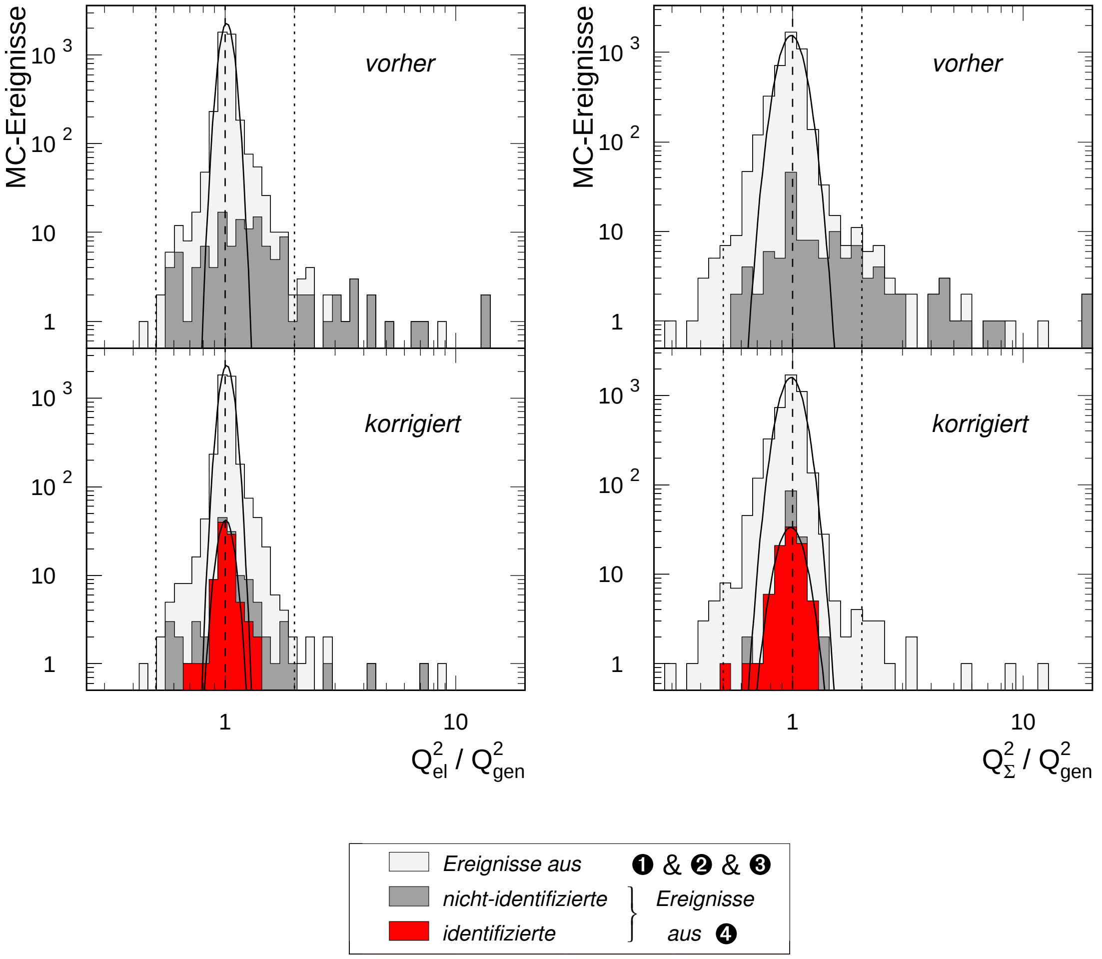

Abbildung 5.17: *Die Rekonstruktion der Variablen Q^2 mit der Elektron- und der Σ-Methode, jeweils vor und nach der kinematischen Korrektur der identifizierten Monte-Carlo-Ereignisse*

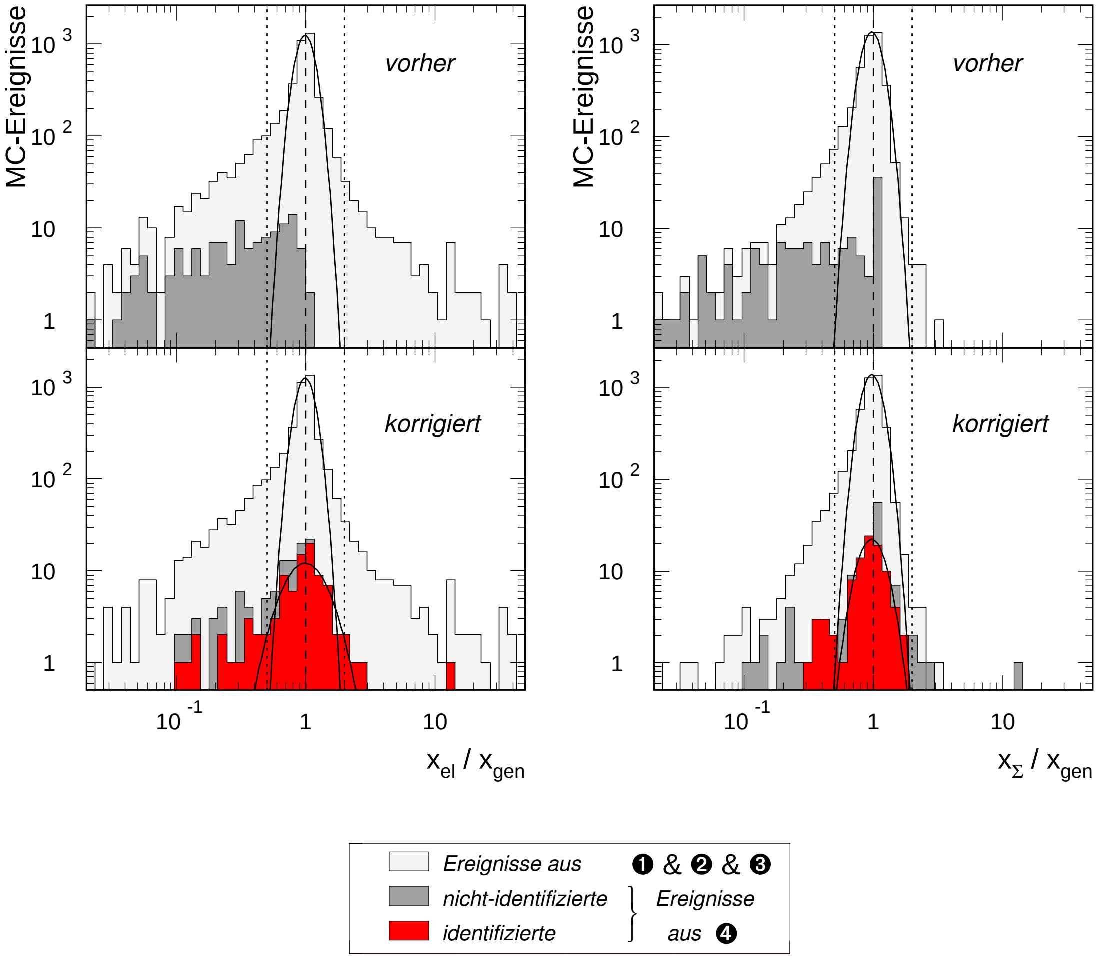

Abbildung 5.18: *Die Rekonstruktion der Variablen x mit der Elektron- und der Σ-Methode, jeweils vor und nach der kinematischen Korrektur der identifizierten Monte-Carlo-Ereignisse*

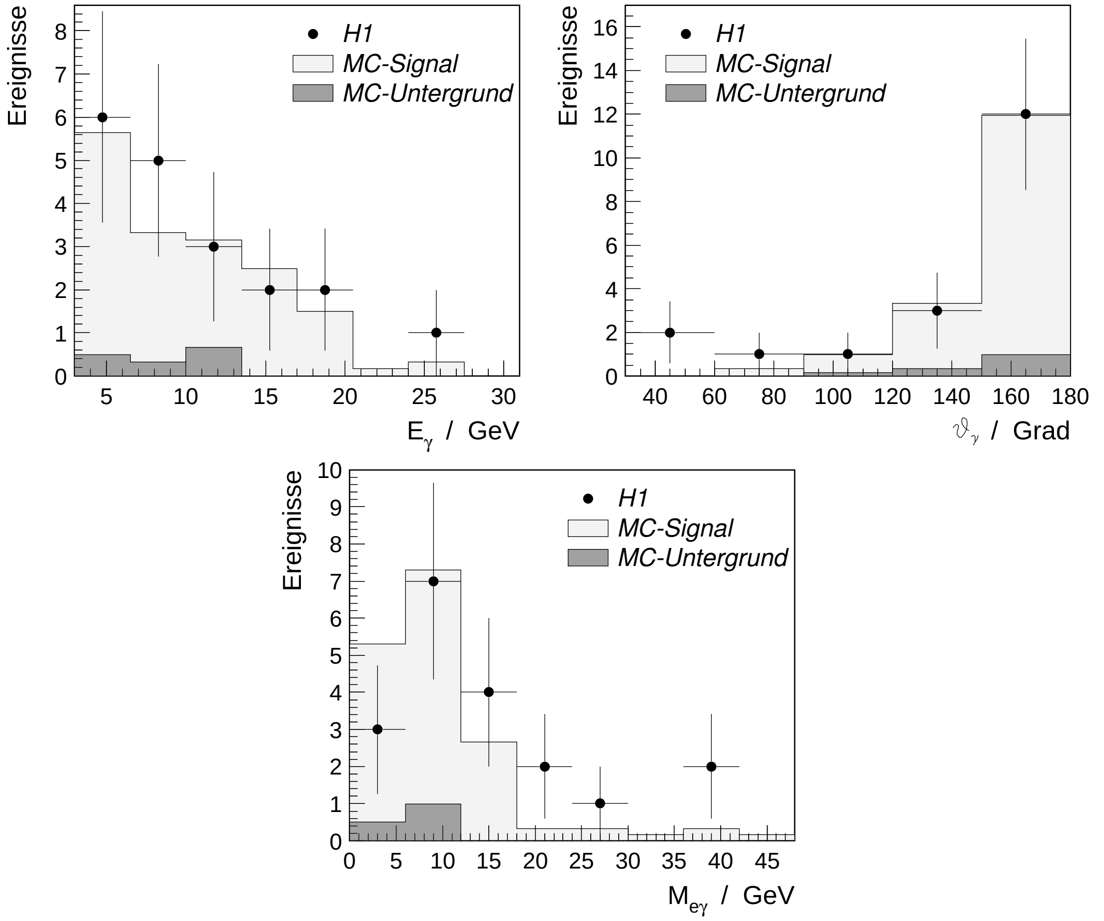

Abbildung 5.19: *Verteilungen der selektierten Photonen. Aufgetragen wurde die Energie E_γ und der Polarwinkel ϑ_γ der identifizierten Photonen sowie die invariante Masse des Elektron-Photon-Systems $M_{e\gamma}$.*

Verteilungen der selektierten Ereignisse

Im folgenden werden Verteilungen von kinematischen Größen der 19 selektierten Ereignisse betrachtet, und mit den Verteilungen der simulierten Ereignisse verglichen. Die jeweils angegebenen Fehler bezeichnen den statistischen Fehler der H1-Daten. Weitere Fehler sind dagegen vernachlässigbar.

Abbildung 5.19 zeigt zunächst Eigenschaften der selektierten Photonen. Dargestellt sind die Verteilungen der Photonenergie E_γ, des Polarwinkels des Photons ϑ_γ sowie die Verteilung der invarianten Masse des Elektron-Photon-Systems $M_{e\gamma}$.

Die Energieverteilung der Photonen fällt von (dem als untere Grenze geforderten Wert) $E_\gamma \simeq 3\,\mathrm{GeV}$ bis hin zu einem Wert von $E_\gamma^{max} = (24{,}2 \pm 0{,}7)\,\mathrm{GeV}$ ab. Die Verteilung der Polarwinkel ϑ_γ zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die der gestreuten Elektronen

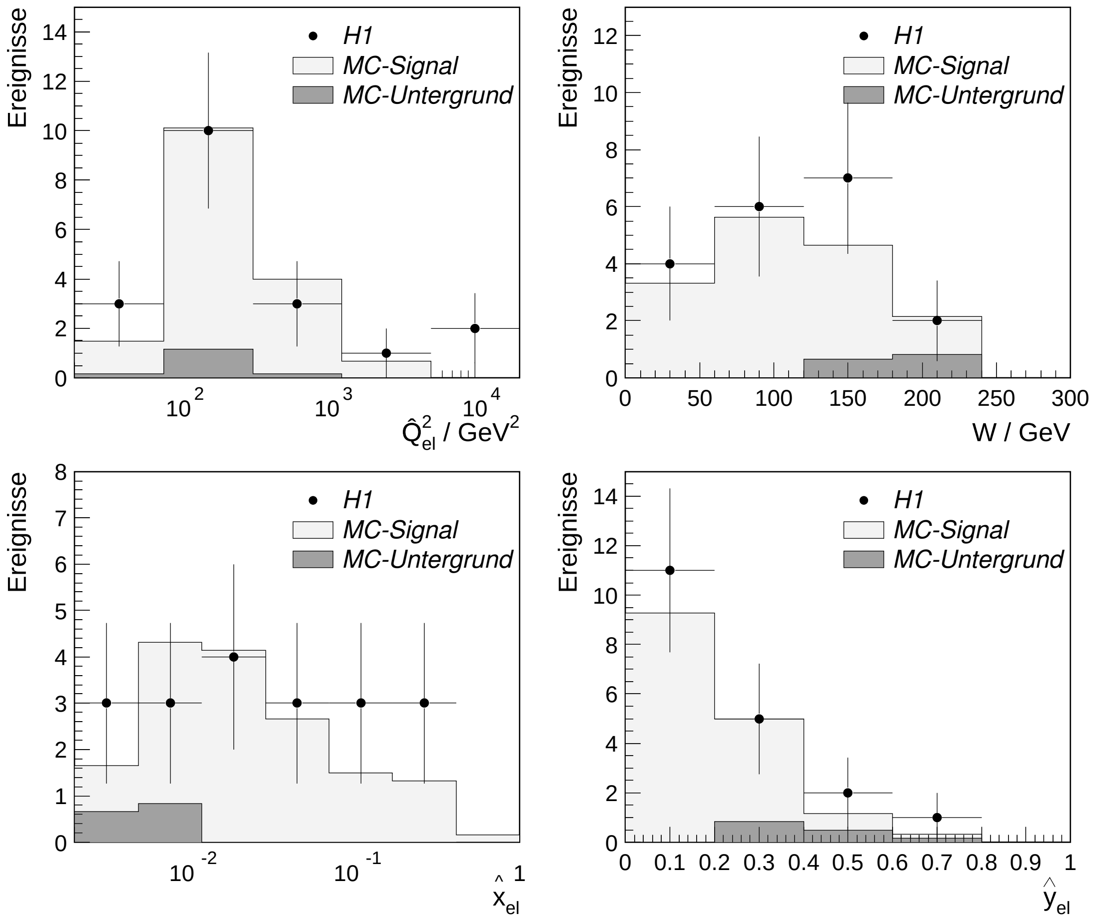

Abbildung 5.20: *Verteilungen der nach den Gleichungen (3.2) ermittelten korrigierten Werte der Kinematik der selektierten radiativen Ereignisse.*

in den selektierten tiefinelastischen Ereignissen (Abbildung 5.4). Der Großteil der Photonen wurde unter Winkeln von $\vartheta_\gamma \gtrsim 150°$ in das BEMC gestreut.

Die invarianten Massen des Elektron-Photon-Systems liegen vorwiegend in dem Bereich $4\,\mathrm{GeV} < M_{e\gamma} < 18\,\mathrm{GeV}$. Lediglich fünf Ereignisse besitzen höhere Werte. Die größten gemessenen Massen betragen dabei $M_{e\gamma} = (38{,}6 \pm 0{,}9)\,\mathrm{GeV}$ und $M_{e\gamma} = (38{,}3 \pm 0{,}9)\,\mathrm{GeV}$. Diese beiden Ereignisse sind in den Abbildungen 3.8 (Kapitel 3.1) und 5.21 gezeigt. In beiden Fällen führt die hohe invariante $e\gamma$-Masse zu einer starken Reduzierung des anhand der Elektronkinematik rekonstruierten Impulsübertrages.

In Abbildung 5.20 sind Verteilungen der (auf die Photonabstrahlung korrigierten) kinematischen Größen der selektierten Ereignisse dargestellt (nach den Definitionen in den Gleichungen (3.2)). Aufgetragen wurde der Impulsübertrag $\hat{Q}^2$, die Variablen $\hat{x}$ und $\hat{y}$ sowie die Verteilung der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes W.

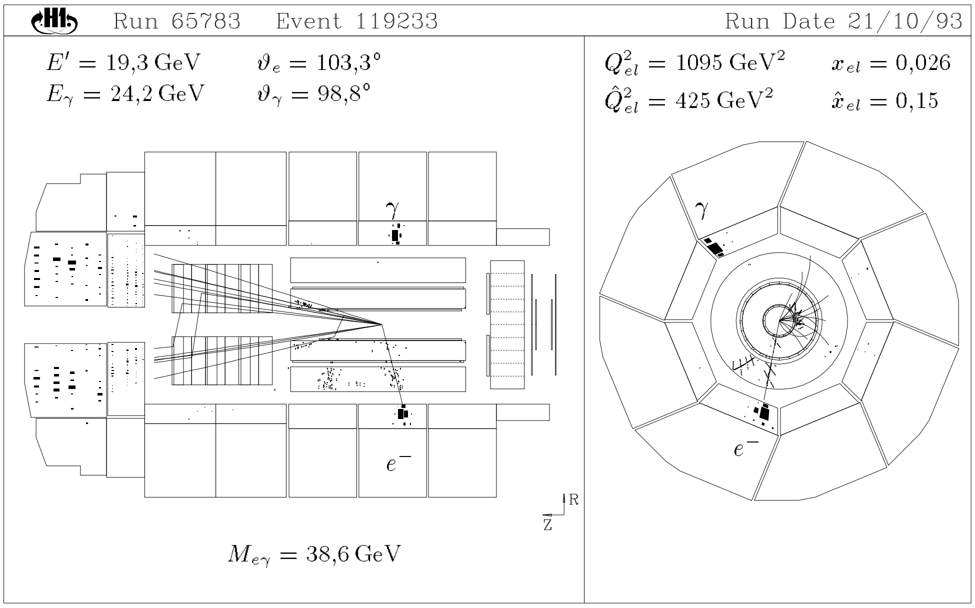

Abbildung 5.21: *Ein radiatives tiefinelastisches Ereignis mit hoher invarianter* $e\gamma$*-Masse.*

Die höchsten beobachteten (strahlungskorrigierten) Impulsüberträge betragen $\hat{Q}^2_{el} = (5415 \pm 250)\,\mathrm{GeV}^2$ und $\hat{Q}^2_{el} = (7260 \pm 330)\,\mathrm{GeV}^2$ (in den in Abbildung 3.7 und 3.8 dargestellten Ereignissen).

Sämtliche Verteilungen in den Abbildungen 5.19 und 5.20 zeigen eine gute Übereinstimmung von Daten und simulierten Ereignissen. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Resultaten der in [H1C94c] und [Köh95] vorgestellten Analysen, die sich auf den Bereich hoher Elektron- und Photonenergien (und damit hoher invarianter $e\gamma$-Massen) konzentrieren[2].

Fazit

In der vorliegenden Arbeit wurden anhand der im H1-Experiment genommenen Daten des Jahres 1993 Verteilungen von tiefinelastischen Ereignissen mit harten, isolierten Photonen bei hohen Impulsüberträgen vorgestellt. Die QED-Vorhersage von $16{,}6 \pm 1{,}7$ Ereignissen wird durch die Beobachtung von 19 Ereignissen (mit einem statistischen Fehler von $\pm 4{,}4$ Ereignissen) gut bestätigt.

---

[2] Der Prozeß der Bremsstrahlung hochenergetischer Photonen $e\;p \to e\;\gamma\;X$ wurde in den genannten Analysen als Untergrundprozeß bei der Suche nach angeregten Leptonen in dem Zerfallskanal $e^* \to e\gamma$ untersucht.

Zusammenfassung

Vorgestellt wurde die Analyse der Bremsstrahlung hochenergetischer Photonen unter größerem Winkel in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung bei hohen Impulsüberträgen. Die untersuchten Daten wurden mit dem H1-Detektor am Speicherring HERA in der Betriebsperiode des Jahres 1993 aufgezeichnet. Der Datensatz entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\mathrm{int}} = 0{,}222\,\mathrm{pb}^{-1}$.

Der kinematische Bereich der dazu betrachteten tiefinelastischen Ereignisse umfaßt Impulsüberträge Q^2 zwischen $80\,\mathrm{GeV}^2$ und $14\,000\,\mathrm{GeV}^2$ bei Werten der Skalenvariablen x zwischen $1{,}5{\cdot}10^{-3}$ und 0,75.

Es wurde gezeigt, inwiefern die Rekonstruktion der Kinematik dieser Ereignisse durch Photonabstrahlung vom Elektron beeinflußt wird. Die größten dabei entstehenden Fehler werden von hochenergetischen Photonen verursacht, die in den Bereich des zentralen Detektors gestreut werden, und die isoliert von dem gestreuten Elektron nachgewiesen werden können.

In Monte-Carlo-Studien konnte gezeigt werden, daß die Identifikation von Ereignissen, mit Photonen einer Energie $E_\gamma > 3\,\mathrm{GeV}$ und einem Winkel zum Elektron $\Omega_{e\gamma} > 7^\circ$ im zentralen Detektor mit einfachen Schnitten durchgeführt werden kann. Die dabei erreichte Akzeptanz beträgt 78 %, bei einem Verhältnis von Signal zu Untergrund von 10 : 1.

Modifikationen für übliche Methoden zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik wurden vorgestellt, mit denen die Kinematik der identifizierten radiativen Ereignisse mit annähernd der gleichen Auflösung bestimmt werden kann, wie die der nicht-radiativen Ereignisse mit den „einfachen“ Methoden.

Mit den gewonnenen Selektionskriterien wurden in dem Datensatz 19 Ereignisse mit invarianten Elektron-Photon-Massen bis zu $M_{e\gamma} = (38{,}6 \pm 0{,}9)\,\mathrm{GeV}$ und Impulsüberträgen bis zu $\hat{Q}^2 = (7260 \pm 330)\,\mathrm{GeV}^2$ selektiert. Dieses Ergebnis stimmt innerhalb des statistischen Fehlers von $\pm\,4{,}4$ Ereignissen gut mit der Vorhersage der QED von $16{,}6 \pm 1{,}7$ Ereignissen für den betrachteten kinematischen und geometrischen Bereich überein. Verteilungen von kinematischen Größen der selektierten Ereignisse zeigen darüberhinaus eine gute qualitative und (im Rahmen der geringen Statistik) quantitative Übereinstimmung mit der QED Vorhersage.

Anhang A.

Strahlungskorrigierte Variablen

Die Abstrahlung eines Photons vom Elektron verändert die Kinematik des tiefinelastischen Streuprozesses. Daher ist es für die korrekte Rekonstruktion der Kinematik radiativer Ereignisse nötig, die Methoden zur Bestimmung der Ereigniskinematik zu modifizieren, um die Photonabstrahlung explizit zu berücksichtigen. In diesem Anhang werden die Rechnungen durchgeführt, die zeigen, wie diese Modifikationen für die einzelnen Methoden aussehen.

A.1 Definitionen

Die Geometrie des H1-Detektors wird so beschrieben, daß die z-Achse durch die Richtung des einlaufenden Protons gegeben ist. Polarwinkel werden durch ϑ bezeichnet und Azimutalwinkel durch φ. Die Winkel für Elektron, Proton und Photon werden dabei durch die Indizes e, p und γ gekennzeichnet. Der Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und dem abgestrahlten Photon wird mit $\Omega_{e\gamma}$ bezeichnet.

Die Bezeichnungen der Energien, Impulse und Viererimpulse der beteiligten (ein- und auslaufenden) Teilchen werden gewählt, wie in Abbildung A.1 und in Tabelle A.1 aufgeführt. Die *wahren* Werte der kinematischen Variablen bei radiativen Ereignissen werden mit einem Dach gekennzeichnet, z.B. $\hat{Q}^2$ als wahrem Wert des Impulsübertrages vom Elektron auf das Proton.

Alle folgende Rechnungen basieren auf der Näherung, daß bei den hier betrachteten Energien die Ruhemassen der beteiligten Teilchen vernachlässigbar sind, so daß z.B. für das in z-Richtung einlaufende Proton gilt $E_p = |\vec{p}_p|$.

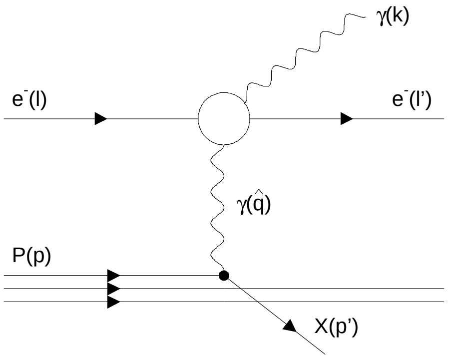

Abbildung A.1: *Diagramm für den Prozeß der Bremsstrahlung vom Elektron*

Die (mit einem „Dach“ gekennzeichneten) wahren kinematischen Variablen radiativer Ereignisse werden wie folgt definiert

$$\hat{s} \equiv (l+p)^2\,, \quad \hat{Q}^2 \equiv -\hat{q}^2 = -(l-l'-k)^2\,, \quad \hat{x} \equiv \frac{\hat{Q}^2}{2\,p\cdot\hat{q}}\,, \quad \hat{y} \equiv \frac{p\cdot\hat{q}}{p\cdot l}\,. \tag{A.1}$$

Die Definitionen der Variablen $\hat{s}$ und $\hat{y}$ weichen dabei ab von denjenigen, die bei der Rekonstruktion der Kinematik von ISR-Ereignissen üblich sind. In diesen Ereignissen kann die Photonabstrahlung kollinear zum einlaufenden Elektron interpretiert werden, als eine Reduktion der Strahlenergie des Elektrons, was zu einer Reduktion der Schwerpunktsenergie führt. Dabei werden s und $\hat{y}$ definiert als

$$\hat{s}_{ISR} \equiv (\hat{l}+p)^2\,, \qquad \hat{y}_{ISR} \equiv \frac{p\cdot\hat{q}}{p\cdot\hat{l}}\,,$$

wobei $\hat{l}$ den Viererimpuls des einlaufenden Elektrons *nach* der Photonabstrahlung bezeichnet (mit $E_0 \to (E_0 - E_\gamma)$).

Diese Definition ist jedoch nur für „reine“ ISR-Ereignisse möglich, da zu radiativen Ereignissen mit größerem Streuwinkel des Photons i.a. sowohl der Feynmangraph der „initial state radiation“ als auch der der Graph der „final state radiation“ Beiträge

		Energie	Impuls	Viererimpuls
einlaufender Zustand	Elektron	E_0	$\vec{p}_0$	l
	Proton	E_p	$\vec{p}_P$	p
	Quark	E_q	$\vec{p}_q$	p_q
gestreuter Zustand	Elektron	E'	$\vec{p}_e$	l'
	Photon	E_γ	$\vec{p}_\gamma$	k
	hadr. Endzustand	E'_p	$\vec{p}_P{}'$	p'
	Quark	E'_q	$\vec{p}_q{}'$	p'_q

Tabelle A.1: *Die Bezeichnungen der kinematischen Variablen für die ein- und auslaufenden Teilchen.*

liefern. Hier kann nicht von einer „Photonabstrahlung im einlaufenden Zustand“ gesprochen werden. Deshalb ist auch die Interpretation einer „reduzierten Elektronenergie“ nicht anwendbar. Aus diesem Grund sind hier nur die Definitionen aus Gleichung (A.1) sinnvoll, auf denen die weitere Vorgehensweise basiert[1].

A.2 Leptonische Variablen

Zunächst werden nun die Rechnungen vorgestellt, die zeigen, wie aufgrund der Informationen von Energie und Winkel des Elektrons und des Photons die Kinematik radiativer Ereignisse rekonstruiert werden kann.

Der Viererimpulsübertrag

Der Wert des Viererimpulsübertrages bei radiativen Ereignissen ergibt sich

$$\begin{aligned}
\hat{Q}^2_{el} &= -\hat{q}^2 \;=\; -(l-k-l')^2 \\
&= 2(E_0E_\gamma + E_0E' - E'E_\gamma) - 2(\vec{p}_0\vec{p}_\gamma + \vec{p}_0\vec{p}_e - \vec{p}_e\vec{p}_\gamma) \\
&= 2(E_0E_\gamma + E_0E' - E'E_\gamma) \\
&\qquad -2(p_{0z}|\vec{p}_\gamma|\cos\vartheta_\gamma + p_{0z}|\vec{p}_e|\cos\vartheta_e - \vec{p}_e\vec{p}_\gamma) \\
&= 2(E_0E_\gamma + E_0E' - E'E_\gamma) \\
&\qquad +2(E_0E_\gamma\cos\vartheta_\gamma + E_0E'\cos\vartheta_e + E'E_\gamma\cos\Omega_{e\gamma}) \\
&= \underbrace{2E_0E'\,(1+\cos\vartheta_e)}_{=Q^2_{el}=-(l-l')^2} + \underbrace{2E_0E_\gamma\,(1+\cos\vartheta_\gamma)}_{=Q'^2_{el}=-(l-k)^2} - \underbrace{2E'E_\gamma(1-\cos\Omega_{e\gamma})}_{=Q''^2_{el}=(l'+k)^2=M^2_{e\gamma}} \;. \qquad (A.2)
\end{aligned}$$

Dabei bezeichnet $\Omega_{e\gamma}$ den Winkel zwischen dem gestreuten Elektron und dem Photon.

Die Variablen $\hat{x}$ und $\hat{y}$

Ausgehend von den Definitionen von $\hat{x}$ und $\hat{y}$ in Gleichung (A.1) werden zunächst die auftretenden Produkte $p \cdot \hat{q}$ und $p \cdot l$ berechnet

$$\begin{aligned}
p \cdot \hat{q} &= p \cdot (l-k-l') \\
&= (E_pE_0 - E_pE_\gamma - E_pE') - \vec{p}_p\vec{p}_0 + \vec{p}_p\vec{p}_\gamma + \vec{p}_p\vec{p}_e \\
&= 2E_pE_0 - E_pE_\gamma(1-\cos\vartheta_\gamma) - E_pE'(1-\cos\vartheta_e)\;, \\
p \cdot l &= 2E_pE_0\;.
\end{aligned}$$

---

[1] Der Unterschied in den Definitionen betrifft nur die Variablen $\hat{s}$ und $\hat{y}$. Wegen der Beziehung $\hat{s} = \hat{Q}^2/(\hat{x}\hat{y})$ kompensieren sich die Unterschiede in den Definitionen von $\hat{s}$ und $\hat{y}$, so daß $\hat{x}$ und $\hat{Q}^2$ in beiden Ansätzen gleich definiert sind.

Damit kann nun die Variable $\hat{y}$ berechnet werden

$$\begin{aligned} \hat{y}_{el} = \frac{p \cdot \hat{q}}{p \cdot l} &= \frac{2E_pE_0 - E_pE_\gamma(1-\cos\vartheta_\gamma) - E_pE'(1-\cos\vartheta_e)}{2E_pE_0} \\ &= 1 - \frac{E'(1-\cos\vartheta_e) + E_\gamma(1-\cos\vartheta_\gamma)}{2E_0}\ . \end{aligned} \tag{A.3}$$

Für $\hat{x}$ folgt dann

$$\hat{x}_{el} = \frac{\hat{Q}^2_{el}}{\hat{y}_{el}\, s}\ . \tag{A.4}$$

Grenzfälle

Die obigen Ergebnisse werden nun betrachtet in den Grenzfällen kollinearer Photonabstrahlung, d.h. für $\Omega_{e\gamma} \to 0$, $\vartheta_\gamma \to 180°$ sowie für den trivialen Fall von $E_\gamma \to 0$:

- Für $E_\gamma \to 0$ geht der Viererimpulsübertrag über in den aus der Elektron-Methode bekannten Wert
$$E_\gamma \to 0 \quad \Rightarrow \quad \hat{Q}^2_{el} = Q^2_{el}\ . \tag{A.5}$$

- In Ereignissen, in denen das Photon kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlt wird (und somit im Photon-Detektor registriert werden kann), gilt näherungsweise $\vartheta_\gamma \to 180°$. In diesem Fall verschwindet der Term $\propto E_0E_\gamma$ und der Winkel $\Omega_{e\gamma}$ zwischen dem Elektron und dem Photon geht über in $\Omega_{e\gamma} \to (180° - \vartheta_e)$, so daß sich $\hat{Q}^2_{el}$ schreiben läßt als
$$\begin{aligned} \vartheta_\gamma \to 180° \quad \Rightarrow \quad \hat{Q}^2_{el} &= 2E'(E_0 - E_\gamma)(1+\cos\vartheta_e) \\ &= \frac{E_0 - E_\gamma}{E_0}\, Q^2_{el}\ . \end{aligned} \tag{A.6}$$

- In Ereignissen, in denen das Photon kollinear zum gestreuten Elektron abgestrahlt wird, gilt in der Näherung $\Omega_{e\gamma} \to 0$, daß ϑ_γ in ϑ_e übergeht. Damit folgt für $\hat{Q}^2_{el}$
$$\begin{aligned} \Omega_{e\gamma} \to 0° \quad \Rightarrow \quad \vartheta_\gamma \to \vartheta_e \quad \Rightarrow \quad \hat{Q}^2_{el} &= 2E_0\,(E' + E_\gamma)(1+\cos\vartheta_e) \\ &= \frac{E' + E_\gamma}{E'}\, Q^2_{el}\ . \end{aligned} \tag{A.7}$$

A.3 Hadronische Variablen

Zur Berechnung der radiativen Ereigniskinematik mit hadronischen Meßgrößen wird der JACQUET-BLONDEL-Ansatz in einer für radiative Ereignisse modifizierten Form eingesetzt.

Die Variable $\hat{y}$

Ausgehend von Gleichung A.3 werden bei der Variablen $\hat{y}_{el}$ die leptonischen Größen durch hadronische Größen ersetzt. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt

$$\sum_{\text{Endzust.}} (E - p_z) \equiv \sum_{\text{Anf.zust.}} (E - p_z) = \underbrace{(E - p_z)_p}_{=0} + \underbrace{(E - p_z)_e}_{=2\,E_0} = 2\,E_0\,. \qquad \text{(A.8)}$$

Damit läßt sich der Ausdruck $2E_0$ schreiben als

$$2E_0 = \sum_h (E - p_z) + E'(1 - \cos\vartheta_e) + E_\gamma(1 - \cos\vartheta_\gamma)\,, \qquad \text{(A.9)}$$

wobei der Index h die Summation über alle Hadronen bezeichnet. Die Variable $\hat{y}_{jb}$ ergibt sich dann

$$\hat{y}_{jb} = \frac{\sum_h (E - p_z)}{2E_0}\,. \qquad \text{(A.10)}$$

Somit ist $\hat{y}_{jb}$ formal identisch mit y_{jb} mit dem Unterschied, daß hier vorausgesetzt wird, daß das Photon identifiziert wurde und nicht in die Summe über die hadronischen Cluster eingeht.

Der Viererimpulsübertrag

Am hadronischen Vertex ist der Viererimpulsübertrag durch $\hat{Q}^2 = -(p'_q - p_q)^2$ gegeben, wobei p_q (p'_q) der Viererimpuls des ein- bzw. auslaufenden Quarks ist. Bevor $\hat{Q}^2_{jb}$ berechnet wird, werden noch einige Identitäten gezeigt

$$\begin{aligned}
{p_t}^2 \equiv \left(\textstyle\sum_h p_x\right)^2 + \left(\textstyle\sum_h p_y\right)^2 &= {p_t^h}^2 \\
&= E_q'^2\,(1 - \cos\vartheta_{q'})\,(1 + \cos\vartheta_{q'}) \\
&= 2\,\frac{E_p E'_q\,(1 - \cos\vartheta_{q'})\;E_0 E'_q\,(1 + \cos\vartheta_{q'})}{2E_p E_0} \\
&= 2\,\frac{(p \cdot p'_q)\,(l \cdot p'_q)}{p \cdot l} \\
&= 2\,\frac{(p \cdot \hat{q})\,(l \cdot p'_q)}{p \cdot l} \\
&= 2\,\hat{y}\;l \cdot p'_q\,, \qquad \text{(A.11)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\hat{Q}^2 &= \hat{x}\,\hat{y}\,s \\
&= 2\,\hat{x}\,(p \cdot l)\,\hat{y} \\
&= 2\,(p_q \cdot l)\,\hat{y}\,, \qquad \text{(A.12)}
\end{aligned}$$

$$M^2_{e\gamma} = (l' + k)^2 = (p_q - p'_q + l)^2\,. \qquad \text{(A.13)}$$

Damit kann dann $\hat{Q}^2_{jb}$ berechnet werden

$$\begin{aligned}
\hat{Q}^2_{jb} &= -(p'_q - p_q)^2 = 2\,p_q \cdot p'_q \\
&= 2\,p_q \cdot p'_q + \underbrace{\left(2\,l \cdot p'_q - \frac{p_t{}^2}{\hat{y}_{jb}}\right)}_{=0\ \text{(nach A.11)}} + \underbrace{\left(\frac{\hat{Q}^2}{\hat{y}_{jb}} - 2\,p_q \cdot l\right)}_{=0\ \text{(nach A.12)}} \\
&= \frac{p_t{}^2 + 2\,\hat{y}_{jb}\,(p_q \cdot l - p_q \cdot p'_q - p'_q \cdot l)}{1 - \hat{y}_{jb}} \\
&= \frac{p_t{}^2 + \hat{y}_{jb}\,(p_q - p'_q + l)^2}{1 - \hat{y}_{jb}} \\
&= \frac{(\sum_h p_x)^2 + (\sum_h p_y)^2 + \hat{y}_{jb}\,M^2_{e\gamma}}{1 - \hat{y}_{jb}} \\
&= \frac{(\sum_h p_x)^2 + (\sum_h p_y)^2 + \hat{y}_{jb}\;2\,E' E_\gamma (1 - \cos\Omega_{e\gamma})}{1 - \hat{y}_{jb}} \,. \qquad \text{(A.14)}
\end{aligned}$$

Die Variable $\hat{x}_{jb}$ ergibt sich dann

$$\hat{x}_{jb} = \frac{\hat{Q}^2_{jb}}{\hat{y}_{jb}\, s} \,. \qquad \text{(A.15)}$$

A.4 Gemischte Variablen

Die Verwendung von leptonischen *und* hadronischen Variablen wird hier anhand eines auf der Σ-Methode aufbauenden Ansatzes vorgestellt. Die Variable $\hat{y}_\Sigma$ ergibt sich aus $\hat{y}_{jb}$ durch die Ersetzung des Termes $2E_0$ im Zähler durch Gleichung A.9

$$\hat{y}_\Sigma = \frac{\sum_h (E - p_z)}{\sum_h (E - p_z) + E'\,(1 - \cos\vartheta_e) + E_\gamma\,(1 - \cos\vartheta_\gamma)} \,. \qquad \text{(A.16)}$$

Für die Berechnung des Viererimpulsübertrages wird in $\hat{Q}^2_{jb}$ in Gl. A.14 der Transversalimpuls des hadronischen Systems durch den Transversalimpuls des Elektron-Photon-Systems ersetzt und anstelle von $\hat{y}_{jb}$ die Variable $\hat{y}_\Sigma$ verwendet

$$\hat{Q}^2_\Sigma = \frac{(\sum_{e,\gamma} p_x)^2 + (\sum_{e,\gamma} p_y)^2 + \hat{y}_\Sigma\, M^2_{e\gamma}}{1 - \hat{y}_\Sigma} \,. \qquad \text{(A.17)}$$

Die Variable $\hat{x}_\Sigma$ wird bestimmt durch

$$\hat{x}_\Sigma = \frac{\hat{Q}^2_\Sigma}{\hat{y}_\Sigma\, s} \,. \qquad \text{(A.18)}$$

A.5 Bestimmung des Jet-Winkels

Der Winkel des Strom-Jets ist keine unmittelbar meßbare Größe. Er kann aber wahlweise aus der Topologie des hadronischen Endzustandes ermittelt werden (dies entspricht einer *direkten* Messung) oder aber mit Hilfe des leptonischen Systems (d.h. des gestreuten Elektrons und — im Falle radiativer Ereignisse — des Photons) *berechnet* werden.

Die Topologie des hadronischen Endzustandes

Es ist möglich den Cosinus des Polarwinkels des Strom-Jets als energiegewichteten Mittelwert der $\cos\gamma_i$ aller Cluster des Strom-Jets zu ermitteln. Dabei ist aber zu beachten, daß nicht auf triviale Weise entschieden werden kann, welche Cluster zu dem Strom-Jet gehören und welche zu dem Proton-Rest. Aufgrund folgender Identität steht jedoch eine unmittelbar anwendbare Methode zur Verfügung, bei der der Winkel des Strom-Jets mittels einer Summe über *alle* Cluster des hadronischen Endzustandes ermittelt wird (eine ausführliche Herleitung dieser Beziehung findet sich in [Bent91])

$$\begin{aligned}(\cos\gamma)_{jb} &= \frac{\sum_{\text{Strom-Jet}}(E_i\cos\gamma_i)}{\sum_{\text{Strom-Jet}} E_i} \\ &= \frac{(\sum_h p_x)^2 + (\sum_h p_y)^2 - (\sum_h E - p_z)^2}{(\sum_h p_x)^2 + (\sum_h p_y)^2 + (\sum_h E - p_z)^2}\,. \qquad (A.19)\end{aligned}$$

Die Bestimmung des Winkels des Strom-Jets über den hadronischen Endzustand erfolgt unabhängig davon, ob es sich um radiative oder nicht-radiative Ereignisse handelt. Im Falle radiativer Ereignisse ist nur zu berücksichtigen, daß das Photon erkannt wurde und sein Cluster von der Summation über die hadronischen Cluster ausgenommen wird.

Das leptonische System

Die Berechnung des Winkels des Strom-Jets kann auch mit Hilfe der Topologie des leptonischen Systems erfolgen. Im Falle nicht-radiativer Ereignisse [Flei94] als

$$\left(\tan\frac{\gamma}{2}\right)_{el} = \frac{2\,E_0}{E'\sin\vartheta_e} - \tan\frac{\vartheta_e}{2}\,. \qquad (A.20)$$

Die Berechnung des Jet-Winkels *radiativer* Ereignisse wird im folgenden durchgeführt. Dazu werden zunächst die Gleichungen A.21–A.23 aufgestellt, die die Energie- sowie longitudinale und transversale Impulserhaltung formulieren (unter Vernachlässigung der auftretenden Massen)

$$\begin{aligned} E_q + E_0 &= E'_q + E' + E_\gamma\,, & (A.21)\\ E_q - E_0 &= E'_q\cos\gamma + E'\cos\vartheta_e + E_\gamma\cos\vartheta_\gamma\,, & (A.22)\\ E'_q\sin\gamma\begin{pmatrix}\cos\varphi_q\\ \sin\varphi_q\end{pmatrix} &= -E'\sin\vartheta_e\begin{pmatrix}\cos\varphi_e\\ \sin\varphi_e\end{pmatrix} - E_\gamma\sin\vartheta_\gamma\begin{pmatrix}\cos\varphi_\gamma\\ \sin\varphi_\gamma\end{pmatrix}. & (A.23)\end{aligned}$$

Aus der Differenz der Gleichungen A.21 und A.22 folgt folgender Ausdruck für E'_q

$$\begin{aligned} E'_q(1-\cos\gamma) &= 2E_0 - E'(1-\cos\vartheta_e) - E_\gamma(1-\cos\vartheta) \\ &= 2\,E_0\,\hat{y}_{el} \qquad\qquad\qquad \text{(nach Gl. A.3)}\ . \end{aligned}$$

Damit kann E'_q in Gleichung A.23 ersetzt werden

$$2E_0\,\hat{y}_{el}\ \frac{\sin\gamma}{1-\cos\gamma}\begin{pmatrix}\cos\varphi_q\\ \sin\varphi_q\end{pmatrix} = -E'\sin\vartheta_e\begin{pmatrix}\cos\varphi_e\\ \sin\varphi_e\end{pmatrix} - E_\gamma\sin\vartheta_\gamma\begin{pmatrix}\cos\varphi_\gamma\\ \sin\varphi_\gamma\end{pmatrix}\ .$$

Aus der Gleichheit der Beträge folgt dann unter Ausnutzung von ($\frac{1-\cos\alpha}{\sin\alpha} = \tan\frac{\alpha}{2}$) eine Gleichung, in der der Jet-Winkel γ nur noch eine Funktion von den (hier als bekannt vorausgesetzten) leptonischen Größen ist

$$2E_0\,\hat{y}_{el}\ \tan^{-1}\frac{\gamma}{2} = \left| E'\sin\vartheta_e\begin{pmatrix}\cos\varphi_e\\ \sin\varphi_e\end{pmatrix} + E_\gamma\sin\vartheta_\gamma\begin{pmatrix}\cos\varphi_\gamma\\ \sin\varphi_\gamma\end{pmatrix}\right|\ .$$

Mit der Definition ($p_i^\perp \equiv E_i\sin\vartheta_i$) ergibt sich nach einfachen Umformungen daraus folgende Beziehung für den Polarwinkel des Strom-Jets

$$\begin{aligned} \left(\tan\frac{\gamma}{2}\right)_{\hat{e}l} &= \frac{2E_0\hat{y}_{el}}{\sqrt{(p_e^\perp + p_\gamma^\perp)^2 - 4p_e^\perp p_\gamma^\perp\sin^2(\frac{\varphi_e-\varphi_\gamma}{2})}} \\ &= \frac{2E_0 - E'(1-\cos\vartheta_e) - E_\gamma(1-\cos\vartheta_\gamma)}{\sqrt{(p_e^\perp + p_\gamma^\perp)^2 - 4p_e^\perp p_\gamma^\perp\sin^2(\frac{\varphi_e-\varphi_\gamma}{2})}}\ . \end{aligned} \tag{A.24}$$

Wie zu erkennen ist, geht dies im Grenzfall ($E_\gamma \to 0$) über in Gleichung A.20.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literatur

[Bán95] J. Bán et al.,
The H1 Backward Calorimeter BEMC and its inclusive Electron Trigger,
DESY 95-177 (1995), zur Veröffentlichung geplant in: Nucl. Instr. and Meth. A

[Bass94] U. Bassler, G. Bernardi,
On the Kinematic Reconstruction of Deep Inelastic Scattering at HERA: the Σ Method, DESY 94-231 (1994)

[Bent91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman,
Reconstruction of (x, Q^2) and extracting structure functions in neutral current scattering at HERA, in [HERA91]

[Chav91] H. Chaves, R.J. Seifert, G. Zech,
Kinematic Fitting of Neutral Current Events,
in [HERA91]

[Fav95] L. Favart,
F_2 Measurement at low Q^2 using Initial State Radiative Events,
H1-note (interner Bericht), H1-07/95-444

[Flei94] M. Fleischer,
Untersuchung radiativer Ereignisse in der tiefinelastischen ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA,
Dissertation, DESY, interner Bericht FH1K-94-04, Hamburg 1994

[Geant] CERN,
GEANT - Detektor Description and Simulation Tool,
CERN Program Library Long Writeup W5013 (1994)

[H1C93a] H1 Collaboration, I. Abt et al.,
The H1 Detector at HERA,
DESY 93-103 (1993)

[H1C93b] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.,
The H1 liquid argon calorimeter system,
Nucl. Instr. and Meth. A 336 (1993) 460

[H1C94a] F. Sefkow et al.,
Experience with the First Level Trigger of H1,
DESY 94-407 (1994), zur Veröffentlichung geplant in: IEEE Trans.Nucl.Sc.

[H1C94b] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
First Measurement of the charged current cross section at HERA
Phys. Lett. B 324 (1994) 241

[H1C94c] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
A Search for Heavy Leptons at HERA,
Phys. Lett. B 340 (1994) 205

[H1C94d] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
A Search for Leptoquarks and Squarks at HERA,
Z. Phys. C 64, (1994) 545

[H1C94e] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.,
Electron/pion separation with the H1 LAr calorimeters,
Nucl. Instr. and Meth. A 344 (1994) 492

[H1C94f] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al.,
Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons,
Nucl. Instr. and Meth. A 350 (1994) 57

[H1C95a] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
Determination of the strong coupling constant from jet rates in deep inelastic scattering, Phys. Lett. B 346 (1995) 415

[H1C95b] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$,
Nucl. Phys. B 439 (1995) 471

[H1C95c] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA,
Z. Phys. C 66, (1995) 529

[H1C95d] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
Single Inclusive Parton Cross Sections in photoproduction and the Photon structure, Nucl. Phys. B 445 (1995) 195

[H1C95e] H1 Collaboration, T. Ahmed et al.,
A Direct Determination of the Gluon Density in the Proton at Low x,
Nucl. Phys. B 449 (1995) 3

[Halz84] F. Halzen, A.D. Martin,
Quarks and Leptons,
J. Wiley, New York (1984)

[HERA87] R.D. Peccei (ed.),
Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1-2
DESY, Hamburg, (1987)

[HERA91] W. Buchmüller und G. Ingelman (ed.),
Physics at HERA, Vol. 1-3, Proceedings of the Workshop,
DESY, Hamburg, (1991)

[JB79] F. Jacquet, A. Blondel
Detectors for charged current events,
Proceedings of the study of an ep facility for Europe 79/48, ed. U. Amaldi,
DESY, Hamburg (1979) 391

[Köh95] T. Köhler.
Suche nach angeregten Leptonen mit dem H1-Detektor,
Dissertation, Aachen PITHA 95/6 (1995)

[Kras91a] M.W. Krasny, W. Placzek, H. Spiesberger,
Determination of the longitudinal structure functions at HERA from radiative events, in [HERA91]

[Kras91b] M.W. Krasny, W. Placzek,
A method to reduce the size of radiative corrections at HERA,
in [HERA91]

[Küst92] H. Küster,
Persönliche Mitteilung

[Kwiat91a] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring,
Characteristics of radiative events in deep inelastic $e\,p$ scattering at HERA,
Z. Phys. C **50**, (1991) 165

[Kwiat91b] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H.-J. Möhring,
HERACLES 4.1 – An event generator for ep-interactions at HERA including radiative processes, in [HERA91]

[Lev95] Ch. Leverenz,
Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen
im H1-Experiment bei HERA
Dissertation, DESY, interner Bericht FH1K-95-02, Hamburg 1995

[Lönn91] L. Lönnblad.
ARIADNE version 4,
in [HERA91]

[MRS93] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling,
Phys. Lett. 306B (1993) 145 und Phys. Lett. 309B (1993) 492

[Schön93] A. Schöning,
Photonabstrahlung in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung bei H1,
H1-note (interner Bericht), H1-07/93-305

[Schul91] G.H. Schuler, H. Spiesberger.
DJANGO 1.0 — The interface for the event generators HERACLES and LEPTO,
in [HERA91]

[Sjö87] T. Sjöstrand, M. Bengtsson.
Computer Physics Commun. 43 (1987) 367

Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. Günter Flügge für die Möglichkeit der Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut.

Dr. Hermann Küster danke ich für die engagierte Betreuung und viele wertvolle Anregungen.

Bedanken möchte ich mich auch bei der H1-Arbeitsgruppe „Radiative Corrections“ für die gute Arbeitsatmosphäre, besonders bei Dr. Manfred Fleischer und Dr. Uwe Obrock.

Für die freundschaftliche und humorvolle Arbeitsatmosphäre, die den Alltag während der Erstellung dieser Arbeit prägte danke ich meinen Zimmergenossen Hans-Bernd Dreis, Heiko Itterbeck, Peer-Oliver Meyer, Peter Pfeifenschneider und Frank Riepenhausen.

Dr. Hermann Küster, Peter Pfeifenschneider, Peer-Oliver Meyer, Frank Riepenhausen, Dirk Krücker, Dr. Richard Kaschowitz und Herrn Dr. Herbert Gräßler danke ich für das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit und ihre Verbesserungsvorschläge.

Darüberhinaus danke ich Herrn Dr. Herbert Gräßler für die guten Kontakte zwischen dem DESY und dem III. Physikalischen Institut der RWTH Aachen.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern für ihre Unterstützung während meines gesamten Studiums.