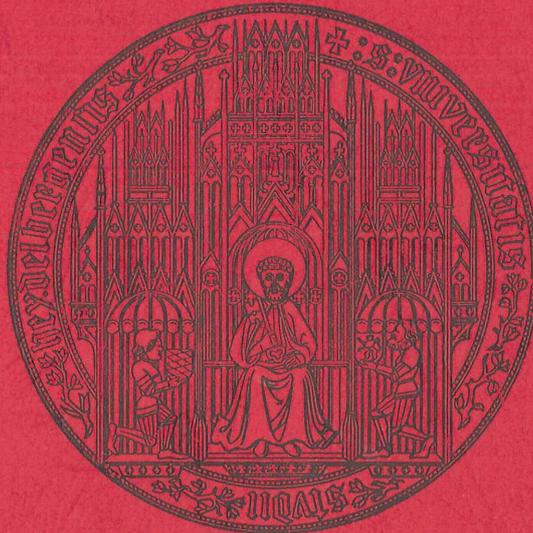


INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht - Karls - Universität



INSTITUT FÜR HOCHENERGIEPHYSIK
UNIVERSITÄT HEIDELBERG

INAUGURAL - DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich - Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht - Karls - Universität
Heidelberg

vorgelegt von

Diplom - Physiker Christoph Brune
aus Oberhausen

- Tag der mündlichen Prüfung: 12. Juni 1996 -

Bestimmung der Protonstrukturfunktion

$$F_2(x_{bj}, Q^2)$$

Gutachter: Prof. Dr. Karlheinz Meier
Prof. Dr. Otto Nachtmann

It was a large room. Full of People. All kinds.
And they had all arrived at the same building
at more or less the same time.
And they were all free. And they were all
asking themselves the same question:
What is behind that curtain?

L. Anderson (1982)

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_{bj}, Q^2)$ im kinematischen Bereich von $10^{-4} \leq x_{bj} \leq 0.03$ und $5 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$. Die Messungen beruhen auf den Daten der Runperiode 1994, die mit dem Detektor H1 am Speicherring HERA aufgenommen wurden. Die kinematischen Variablen x_{bj} und Q^2 werden bei dieser Messung nur aus dem Winkel und der Energie des gestreuten Elektrons bestimmt. Diese Arbeit beschäftigt sich daher eingehend mit der Kalibration des Rückwärts-Kalorimeters, das die Energie dieser Elektronen in dem untersuchten Q^2 -Bereich bestimmt. Das Ziel, den systematischen Fehler der Energieskala auf 1 % zu reduzieren, konnte erreicht werden.

Die Analyse der Meßdaten erfolgt mit einer parametrisierten Simulation, bei der auflösungsbedingte Meßfehler durch einzelne Parameter beschrieben werden. Die Untersuchung der Abhängigkeit bei der Bestimmung der Protonstrukturfunktion von den Parametern erlaubt eine detaillierte Studie der systematischen Fehler, wobei wiederum der Schwerpunkt auf der Kalorimetrie liegt.

Die Ergebnisse für die Protonstrukturfunktion sind in sehr guter Übereinstimmung mit den H1-Resultaten, die auf einer Schauersimulation beruhen.

Inhaltsverzeichnis

EINLEITUNG	1
1 DIE PHYSIK AM SPEICHERRING HERA	3
1.1 Der Speicherring Hera	3
1.2 Überblick über die physikalischen Themen bei HERA	6
1.3 Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung	7
1.4 Bestimmung der kinematischen Variablen	12
1.5 Die Experimente H1 und ZEUS	14
1.6 Die Protonstrukturfunktion F_2	15
1.6.1 Interpretation der Protonstrukturfunktion F_2	19
1.6.2 Abhängigkeit von der Skala Q^2	21
1.6.3 Parametrisierungen der Strukturfunktionen	24
1.7 Der kinematische Peak	27
2 DER H1-DETEKTOR	31
2.1 Die Spurenkammern	33
2.1.1 Die zentralen Spurenkammern	34
2.1.2 Die Vorwärts-Spurenkammern	35
2.1.3 Die Rückwärtsspurenkammer BPC	36
2.2 Die Kalorimeter	37
2.2.1 Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC	38
2.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter	40
2.2.3 Das PLUG-Kalorimeter	41
2.2.4 Das instrumentierte Eisen	42
2.2.5 Die Luminositäts-Kalorimeter	42
2.3 Weitere Detektoren	43
2.3.1 Die Myon-Kammern und das Vorwärts-Myon-Spektrometer	43
2.3.2 Das Flugzeitmeßsystem und die VETO-Detektoren	43
2.4 Der Trigger	44
2.4.1 Die Triggerstufen	45
2.4.2 Der BSET-Trigger	48

3 KALIBRATION DES RÜCKWÄRTS-KALORIMETERS BEMC	51
3.1 Rekonstruktion der Energie und Position im BEMC	51
3.2 Die elektronische Kalibration	57
3.3 Methoden der Kalibration	60
3.4 Geschichte der Kalibration	62
3.4.1 Kalibration vor dem Einbau in den H1-Detektor	62
3.4.2 Kalibration der Runperiode 1992	63
3.4.3 Kalibration der Runperiode 1993	64
3.5 Die Kalibration für die Daten des Jahres 94	68
3.5.1 Die Methode der Kalibration	68
3.5.2 Selektion der Ereignisse für die Kalibration	69
3.5.3 Untersuchung der Zeitabhängigkeit	72
3.5.4 Der Abgleich der einzelnen Module	74
3.5.5 Kalibration einzelner Dioden	75
3.5.6 Zwei-Winkel-Methode und Compton-QED-Ereignisse	78
3.5.7 Der systematische Fehler der Kalibration und der Energieauflösung	80
4 SELEKTION DER EREIGNISSE	81
4.1 Luminosität	82
4.2 Ereigniseselektion durch den Trigger	84
4.3 Ereigniseselektion für die Datenfiles	85
4.4 Ereigniseselektion der Analyse	86
4.4.1 Festlegung des Energiebereichs	87
4.4.2 Die „goldenen Ereignisse“	88
4.4.3 Die Übereinstimmung zwischen BEMC- und BPC-Position	89
4.4.4 Der Clusterradius	90
4.4.5 Die Vertex-Position	91
4.4.6 Die Rekonstruierbarkeit des Vertex	92
4.4.7 Der verbleibende Untergrund	92
4.5 Anzahl der Ereignisse für die einzelnen Selektionschnitte	93
4.6 Position der Ereignisse in der x_{bj} - Q^2 -Ebene	94
4.7 Akzeptanz und Effizienz	95
5 ANALYSE DER EREIGNISSE	97
5.1 Notwendigkeit einer Simulation des Detektors	97
5.1.1 Der Monte-Carlo-Generator	99
5.1.2 Die detaillierte Simulation	99
5.1.3 Die halbparametrisierte Simulation	101
5.1.4 Die parametrisierte Simulation	101
5.2 Beschreibung der parametrisierten Simulation	102

5.2.1 Die Energiemessung	103
5.2.2 Die Winkelmessung	107
5.2.3 Die Effizienz für BEMC und BPC in der parametrisierten Simulation	112
5.3 Beschreibung der Akzeptanz und Effizienz	113
5.4 Entfaltung der Strahlungskorrekturen	114
5.5 Beschreibung der Migrationen	116
5.6 Systematische Fehler	120
5.6.1 Die Energieskala	121
5.6.2 Die Energieauflösung	124
5.6.3 Die Linearität des Kalorimeters	124
5.6.4 Die Winkelbestimmung mit der Spurkammer BPC	125
5.6.5 Fehlposition des Wechselwirkungspunktes	125
5.6.6 Einflüsse der Vertex-Effizienz	125
5.6.7 Einflüsse der Parametrisierung der Strukturfunktion	126
5.6.8 Photoproduktionsuntergrund	126
5.6.9 Strahl-Restgas- und Strahl-Wand-Ereignisse	127
5.6.10 Luminosität	127
5.6.11 Summe der systematischen Fehler	127
5.7 Entfaltung der Strukturfunktion	128
6 DIE BESTIMMUNG DER PROTONSTRUKTURFUNKTION F_2	135
6.1 Die gemessenen Werte	135
6.2 Vergleich mit anderen Messungen	139
6.3 Vergleich mit den Parametrisierungen der Strukturfunktion	140
6.4 Diskussion der Ergebnisse und Ausblick	144
ZUSAMMENFASSUNG	147
ANHANG	149
Plots mit systematischen Fehlern	149
LITERATURVERZEICHNIS	155
DANKSAGUNG	159

Einleitung

Seit 1992 werden am Deutschen-Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg mit dem Speicherring HERA Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV untersucht.

Diese Messungen stehen historisch zum einen in direkter Nachfolge zu den Streuexperimenten von Rutherford, die am Anfang dieses Jahrhunderts durchgeführt wurden. Mit diesen Experimenten wurde die Grundlage für das heutige Atommodell gelegt. Des weiteren sind die Messungen vergleichbar mit Experimenten am SLAC, die Ende der 60er Jahre begannen, bei denen die punktförmigen Spin- $\frac{1}{2}$ -Konstituenten der Protonen entdeckt wurden. Diese Experimente legten die Grundlagen für die Theorie der starken Wechselwirkung.

Analog zu den Messungen am SLAC können mit HERA tiefinelastische Lepton-Proton Streuungen untersucht werden. Da bei HERA sowohl die Elektronen als auch die Protonen beschleunigt werden, wird eine Schwerpunktsenergie erreicht, die einer Streuung von Elektronen mit einer Energie von 45 TeV an ruhenden Protonen entspricht. Dadurch kann der kinematische Bereich bei dem maximalen Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2 um zwei Größenordnungen auf Werte bis zu fast 10^5 GeV^2 erweitert werden. Dies erlaubt Strukturen des Protons aufzulösen, die eine Größe von 10^{-18} m haben. Bei Ereignissen mit großen Impulsüberträgen sind ebenfalls die Einflüsse des geladenen und des neutralen Stroms der schwachen Wechselwirkung beobachtbar. Auch bei einem minimalen Impulsanteil x_{bj} des Partons am Gesamtimpuls des Proton können zwei Größenordnungen gewonnen werden, wobei Anteile von 10^{-4} erreicht werden.

Innerhalb dieses neuen kinematischen Bereiches kann mit HERA insbesondere die Protonstrukturfunktion F_2 in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen x_{bj} und Q^2 bestimmt werden. Diese Bestimmung erlaubt Rückschlüsse auf die im Proton vorhandene Quarks- und Gluonverteilung.

Die Bestimmung der Protonstrukturfunktion ist das Ziel dieser Arbeit. Um dies in einen verständlichen Rahmen zu setzen, wird im 1. Kapitel „Die Physik am Speicherring HERA“ auf die physikalischen Grundlagen eingegangen. Dazu zählt sowohl die Beschreibung des Speicherringes HERA mit den beiden Detektoren H1 und ZEUS als auch eine Darstellung der Kinematik der Wechselwirkung und der Grundlagen der theoretischen Beschreibung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_{bj}, Q^2)$.

Das 2. Kapitel beschäftigt sich mit der Beschreibung des Detektors H1, mit dem die Ereignisse für diese Arbeit gemessen wurden. Es wird besonders auf die hierfür erforderlichen Komponenten eingegangen.

Die kinematischen Variablen x_{bj} und Q^2 werden in der Analyse dieser Arbeit aus dem Streuwinkel und der Energie des gestreuten Elektrons bestimmt. Somit ist die Kalibration, mit der die Energieskala festgelegt wird, für diese Analyse besonders wichtig. Daher wird im 3. Kapitel die Kalibration beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit für das Kalorimeter BEMC festgelegt wurde. Da die Bestimmung der Strukturfunktion sehr empfindlich von der Energieskala abhängt, war es ein Ziel, daß Kalorimeter auf 1 % genau zu kalibrieren.

Das 4. Kapitel beschreibt die Festlegung der Selektionskriterien, mit denen die tiefinelastischen Ereignisse von den Untergrundereignissen getrennt werden, um ein möglichst reines Datensample zu erhalten.

Das 5. Kapitel „Analyse der Ereignisse“ ist im wesentlichen der parametrisierten Simulation gewidmet, die verwendet wurde, um Ereignisse zu simulieren, mit denen die Effekte des Detektors für die Bestimmung der Strukturfunktion untersucht werden. Zudem erlaubt diese Simulation eine ausführliche Studie der systematischen Fehler.

Im 6. Kapitel „Die Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 “ werden Ergebnisse der Untersuchung gezeigt und diese mit anderen Messungen und verschiedenen Parametrisierungen verglichen.

1 Die Physik am Speicherring Hera

In diesem Kapitel werden die Grundlagen behandelt, die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit notwendig sind. Eingangs wird der Speicherring HERA¹ beschrieben, mit dem Elektronen oder Positronen und Protonen auf sehr große Energien gebracht werden. Anschließend wird ein Überblick über die vielfältige Physik gegeben, die am Speicherring HERA beobachtbar ist.

Die Kinematik der Wechselwirkung zwischen den Elektronen und Protonen wird in Abschnitt 1.3 für die tiefinelastische Streuung beschrieben. Im folgenden Abschnitt wird dann auf die beiden Detektoren H1 und ZEUS eingegangen, in denen die bei der Wechselwirkung gestreuten oder erzeugten Teilchen nachgewiesen werden.

Der Abschnitt 1.6 stellt die Grundlagen der theoretischen Beschreibung der Protonstrukturfunktionen dar und soll einen Einblick in die Interpretation der tiefinelastischen Physik bei HERA liefern.

Das Kapitel endet mit der Beschreibung des kinematischen Peaks, der bei der Bestimmung der Energie der gestreuten Elektronen beobachtet werden kann. Dieser ist für Detektorstudien von besonderer Bedeutung.

1.1 Der Speicherring Hera

Mit dem Speicherring HERA am Deutschen-Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg können Kollisionen von Elektronen oder Positronen mit Protonen erzeugt werden. Der Speicherring, siehe Abbildung 1-1, besteht aus zwei separaten Ringen mit einem Umfang von 6.3 km und den Vorbeschleunigern. In letzteren werden Teilchen akkumuliert und auf die Mindestenergie gebracht, die für eine stabile Umlaufbahn in HERA notwendig ist.

Die Vorbeschleunigung der Protonen erfolgt zuerst mit dem Linearbeschleuniger LINAC III auf 350 MeV. Dieser speist die Teilchen in den Beschleuniger DESY III, der sie auf eine Energie von 7.5 GeV bringt. Im Beschleuniger PETRA II werden die Protonen dann auf die Energie von 40 GeV gebracht und danach in HERA akkumuliert. Die Elektronen werden über die Vorbeschleuniger LINAC II (450 MeV), DESY II (7 GeV) und PETRA II mit einer Energie von 12 GeV in HERA eingeführt.

¹ Hadron-Elektron-Ring-Anlage

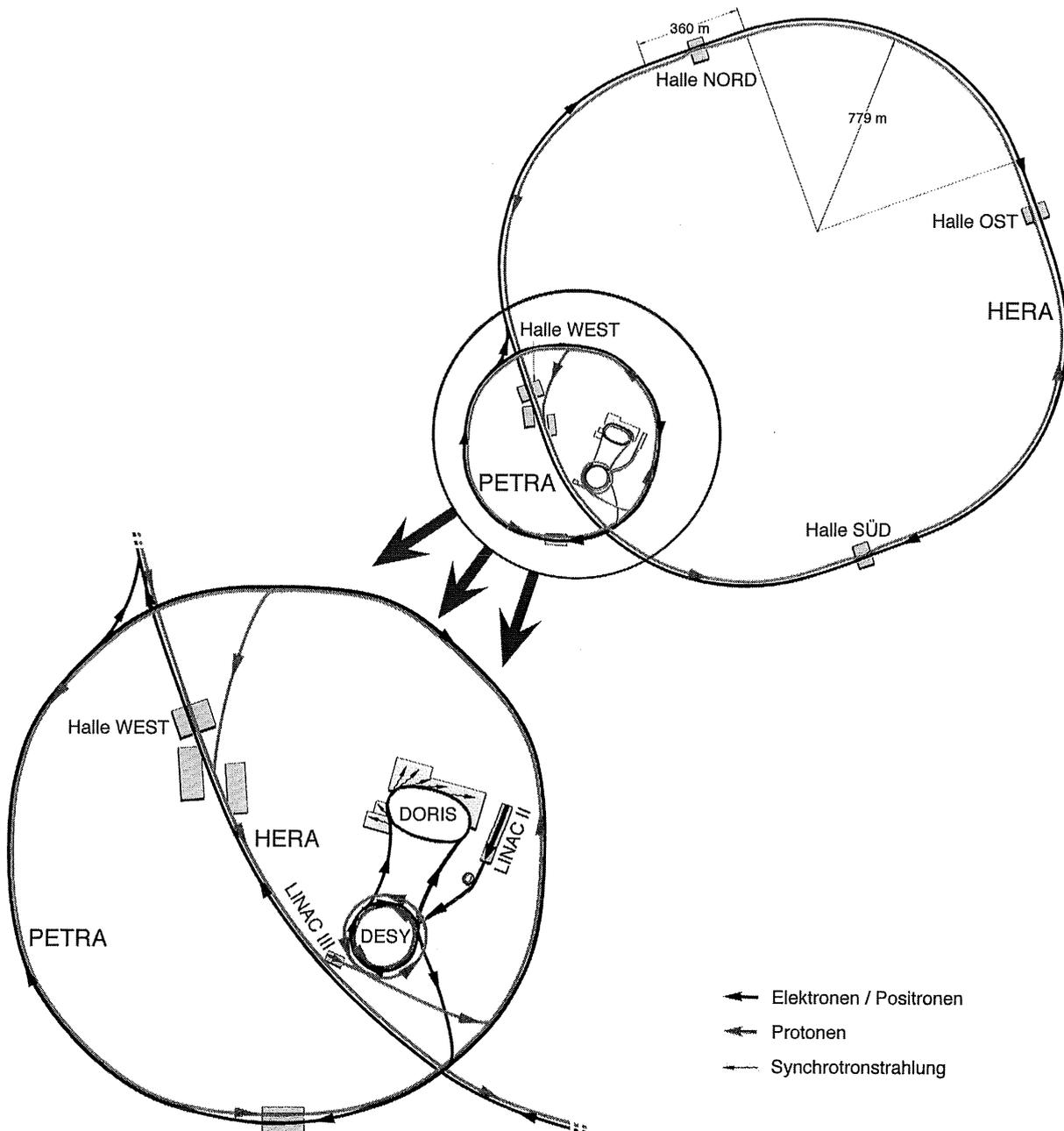


Abbildung 1-1 Der Speicherring HERA mit Vorbeschleunigern

Oben rechts ist der Speicherring HERA und unten links vergrößert die Vorbeschleuniger abgebildet. Der Detektor H1 befindet sich in Halle Nord und ZEUS in Halle Süd.

Sowohl die Elektronen als auch die Protonen erreichen ihre Maximalenergie nach der letzten Beschleunigung im Speicherring HERA. Die Protonen erreichen dort eine Energie von 820 GeV und werden dann für viele Stunden gespeichert. Die Maximalenergie wird durch die Magnetfeldstärke der supraleitenden Dipolmagnete bestimmt. Bei den Elektronen kann selbst bei der Maximalenergie von 27.5 GeV die Ablenkung mit konventionellen Magneten erfolgen. Diese Maximalenergie ergibt sich aus dem hohen Energieverlust, der durch die Synchrotronstrahlung entsteht. Bei der Maximalenergie verlieren die Elektronen ungefähr 130 MeV pro Umlauf. Dieser Energiebetrag muß den Elektronen in jedem Umlauf zugeführt werden.

Die hohen Strahlenergien ermöglichen Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 300$ GeV. Bei den herbeigeführten Kollisionen werden die Strahlen in den geraden Teilstücken des Speicherringes so abgelenkt, daß sie in einem gemeinsamen Strahlrohr verlaufen und sich unter einem Winkel von 0° treffen. Somit können bei HERA die Strahlen an vier Stellen zur Kollision gebracht werden. In den Runperioden von 1992 bis 1994 wurden aber nur zwei der Kollisionspunkte genutzt. Um diese Wechselwirkungspunkte sind die Detektoren H1 und ZEUS aufgebaut. Um eine integrierte Luminosität von 200 pb^{-1} innerhalb eines Jahres zu erreichen, war geplant, jeweils 210 Teilchenpakete mit jeweils etwa 10^{11} Teilchen zur Kollision zu bringen. In den Detektoren trifft alle 96 ns ein Protonenpaket auf ein Elektronenpaket. Die Wahrscheinlichkeit für die physikalisch interessanten Wechselwirkungen ist jedoch so klein, daß beispielsweise selbst für die tiefinelastische Streuung bei maximaler Luminosität nur etwa fünf Ereignisse pro Sekunde zu erwarten sind. Nicht alle Teilchenpakete werden zu Kollisionen zusammengeführt, sondern ein kleiner Teil wird als Kontrollpaket ohne Kollisionspartner verwendet. Mit den Kontrollpaketen, die auch „Pilot“-Pakete genannt werden, kann der Strahluntergrund bestimmt werden. Dieser entsteht durch Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit den Wänden des Strahlrohrs und ist stark von der Qualität der Strahlen abhängig.

Wichtige Parameter sind in der Tabelle 1-1 zusammengefaßt.

	Design Werte		Runperiode 1992		Runperiode 1993		Runperiode 1994	
	e ⁻	p ⁺	e ⁻	p ⁺	e ⁻	p ⁺	e ⁺ /e ⁻	p ⁺
Teilchenenergie [GeV]	30	820	26.7	820	26.7	820	27.52	820
typischer Strahlstrom [mA]	58	159	1.5	2	12.5	12.5	18/14	40
Feld der Dipolmagnete [T]	0.165	4.68	0.149	4.68	0.149	4.68	0.151	4.68
Anzahl der Teilchenpakete	210	210	9	9	86	86	153	153
Anzahl der Kontrollpakete	-	-	1	1	4	4	15	17
Lebensdauer des Strahls [h]	20	20	5	>100	10	>100	10/20	>100
integrierte Luminosität [pb^{-1}]	200		0.035		0.880		5	
Schwerpunktsenergie [GeV]	314		296		296		300	
Abstand der Pakete [ns]	96							
Umfang [m]	6336							

Tabelle 1-1 Parameter des Speicherrings HERA

Es werden die Designparameter mit den in den Jahren 1992 bis 1994 erreichten Werten verglichen.

HERA wurde 1990 fertiggestellt, und im Herbst 1991 konnten die ersten Kollisionen nachgewiesen werden. Der eigentliche Startpunkt war aber das Jahr 1992, als auch die beiden Experimente H1 und ZEUS für Messungen zur Verfügung standen. Seit diesem Jahr hat sich durch eine Verbesserung der Strahloptik die integrierte Luminosität von Jahr zu Jahr erhöht. Die Abbildung 1-2 zeigt sowohl die von HERA produzierte Luminosität, als auch den Teil, der

vom Detektor H1 untersucht werden konnte. Während der Runperiode 1994 wurde der Elektronenring auf Positronen, den Antiteilchen der Elektronen, umgestellt. Ein Elektronenstrahl bildet im Strahlrohr eine negative Raumladung, die positiv geladene Ionen anzieht. Dadurch kommt es zu einer erhöhten Anzahl an Elektron-Restgas-Wechselwirkungen. Bei den Positronen werden die Ionen abgestoßen, und es werden dadurch höhere Strahlintensitäten und vor allem eine größere Lebensdauer erreicht.

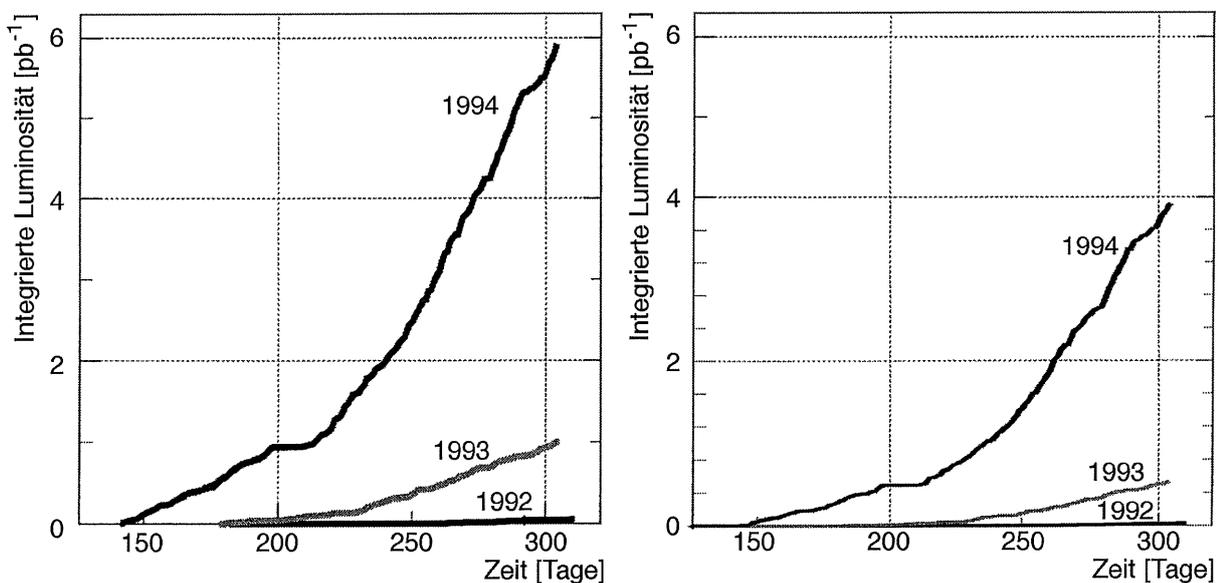


Abbildung 1-2 Die integrierte Luminosität für die Runperioden 1992-1994

Links: Die von HERA gelieferte Luminosität

Rechts: Die von H1 gemessene Luminosität. Diese ist kleiner, da der Detektor und einzelne Teildetektoren nicht immer meßbereit sind.

1.2 Überblick über die physikalischen Themen bei HERA

Einige Schwerpunkte der bei HERA untersuchten Themen sind:

- **Protonstrukturfunktionen:** Die Bestimmung der Struktur des Protons ist die Hauptaufgabe der Experimente bei HERA, da es erstmals möglich ist, kinematische Bereiche zu analysieren, die anderen Beschleunigern nicht zugänglich sind. Auf die Kinematik und die theoretischen Grundlagen der Protonstrukturfunktionen wird in diesem Kapitel noch genauer eingegangen.
- **Ereignisse mit Rapiditätslücke:** Da das Quark, das bei einer tiefinelastischen Wechselwirkung aus dem Proton gestreut wird, nicht farbneutral ist, muß es mit dem Rest des Protons Gluonen austauschen. Daher erwartet man zwischen dem Jet und der Strahlrichtung der Protonen einen Energiefluß. Beobachtet wird jedoch, daß bei etwa 10 % der Ereignisse keinerlei Energiefluß auftritt. Die theoretische Beschreibung dieser Ereignisse ist noch nicht abgeschlossen [H194].

- **Radiative Ereignisse:** Bei diesen Ereignissen strahlt das Elektron vor der Wechselwirkung mit einem Quark ein Photon ab. Dadurch liegt eine andere Kinematik bei der Wechselwirkung vor und ermöglicht eine Analyse der Ereignisse in anderen kinematischen Bereichen, als sie durch die Schwerpunktsenergie bei HERA gegeben ist. Die Schwerpunktsenergie der Reaktion ist bekannt, wenn das Photon im Photon-Kalorimeter des Luminositätsmeßsystems nachgewiesen wird [Fle94].
- **Schwache Wechselwirkung:** Wie im Abschnitt 1.3 beschrieben wird, kann zwischen dem Elektron und dem Quark auch ein W^\pm -Boson oder ein Z^0 -Boson das Austauscheteilchen sein. Bei HERA können die Teilchen erstmals im t -Kanal, das bedeutet im Austausch zwischen Elektron und Quark, beobachtet werden.
- **Photoproduktion:** Bei dieser Gruppe von Ereignissen wird zwischen Elektron und Proton ein quasi reelles Photon ausgetauscht. Dabei kann der totale Wirkungsquerschnitt σ_{γ}^{total} bis zu einer maximalen Schwerpunktsenergie von 300 GeV bestimmt werden. Andere wichtige Aspekte sind die Analyse der partonischen Struktur des Photons und die Untersuchungen der Teilchen, die bei der Wechselwirkung entstehen.
- **Hadronische Endzustände:** Bei hadronischen Endzuständen von Reaktionen, die bei HERA erzeugt werden, kann unter anderem der Energiefluß, der gesamte transversale Impuls des Ereignisses und die Jetraten bestimmt werden. Damit besteht die Möglichkeit QCD-Vorhersagen zu überprüfen.
- **Neue Teilchen:** Der mit HERA mögliche neue Energiebereich läßt auch die Suche nach neuen Teilchen zu. Obwohl bisher keine Teilchen gefunden wurden, können besonders für einige postulierte supersymmetrische Teilchen oder für die Leptoquarks neue Massengrenzen angegeben werden [H195a].

1.3 Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung

Die Streuung von Elektronen an Protonen kann entweder elastisch, d.h. die Teilchen bleiben nach der Streuung erhalten, oder inelastisch erfolgen. Bei großen Impulsüberträgen zwischen den Teilchen, wie sie bei HERA beobachtet werden, ist elastische Streuung sehr unwahrscheinlich und es wird nahezu ausschließlich die inelastische Streuung beobachtet. Inelastische Streuungen haben im allgemeinen viele Teilchen im Endzustand.

Im Standardmodell, siehe beispielsweise [Hal84, Nac86], können diese Streuungen als eine Wechselwirkung des Elektrons an den Konstituenten des Protons, den Quarks, interpretiert werden. Dieser Prozeß wird als tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bezeichnet. Mit diesen Streuprozessen sind Aussagen über die Struktur des Protons möglich. Die Abbildung 1-3 zeigt das Feynman-Diagramm einer elektromagnetischen Wechselwirkung des Elektrons mit einem Quark des Protons. Das vom Elektron abgestrahlte Photon fungiert dabei als Sonde, mit dem das Proton ausgeleuchtet wird. Bei hinreichend großem Impulsübertrag kann

man annehmen, daß das Photon an einem einzelnen Quark gestreut wird und dieses aus dem Proton „herausschlägt“. Sowohl der Rest des Protons als auch das gestreute Quark fragmentieren in viele Hadronen. Das Feynman-Diagramm ist in niedrigster Ordnung dargestellt, daß heißt, neben Elektron, Quark und dem Photon beeinflussen keine weiteren Teilchen den Prozeß.

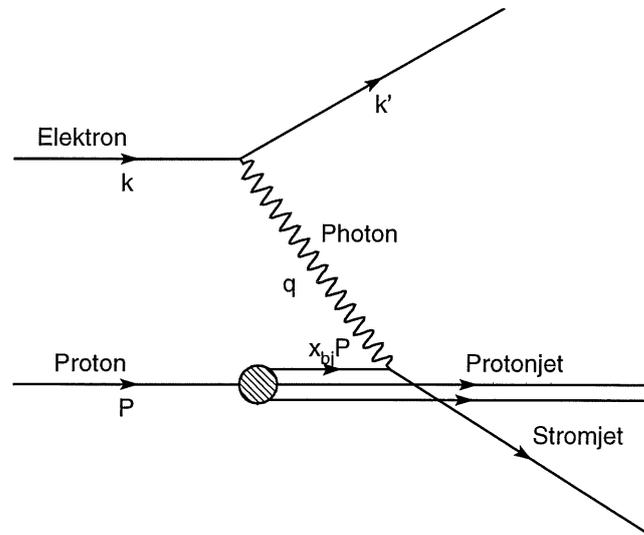


Abbildung 1-3 Feynman-Diagramm der Elektron-Proton-Streuung

Mit k und k' werden die Viererimpulse vom einlaufenden und gestreuten Elektron bezeichnet, mit q der Viererimpuls des Austauschbosons. P ist der Viererimpuls des Protons und x_{bj} ist die Bjorken-Skalenvariable, die den Impulsanteil des Quarks am Impuls des Protons beschreibt.

Für den Photonaustausch ist nur der Betrag der Ladung für den Wirkungsquerschnitt entscheidend, daher ist es dabei gleich, ob Elektronen oder Positronen einfallen. Anders ist dies bei der schwachen Wechselwirkung. Dabei ist das Austauschteilchen ein W^+ -, ein W^- -Boson oder ein Z^0 -Boson. Wenn das Boson ein Photon oder Z^0 ist, wird die Wechselwirkung als Ereignis des neutralen Stroms bezeichnet, bei dem Austausch eines W^+ - oder W^- -Bosons ist es ein Ereignis des geladenen Stroms. Beim neutralen Strom ist das Lepton im Endzustand gleich dem einlaufenden Lepton. Beim geladenen Strom ist es das dazugehörige Neutrino. Wegen der Ladungserhaltung ist es für die W^\pm -Bosonen nicht möglich an alle Valenzquarks des Protons zu koppeln. Dadurch kann bei den Elektronen ein ungefähr 3 mal größerer Wirkungsquerschnitt als bei den Positronen beobachtet werden.

Da sich diese Arbeit nur mit dem neutralen Strom befaßt, wird im folgenden für die Bestimmung der Protonstrukturfunktionen nicht zwischen Positronen und Elektronen unterschieden und der Begriff Elektronen auch für Positronen verwendet. Dies ist möglich, weil für die hier betrachteten Impulsüberträge der Z^0 -Austausch vernachlässigt werden kann und in dem untersuchten kinematischen Bereich keine Unterschiede der Protonstrukturfunktionen für die Teilchen beobachtbar sind.

Zur Beschreibung der Kinematik eines Ereignisses werden lorentzinvariante Größen verwendet, die auch kinematische Variable genannt werden. Eine dieser Größen ist die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} , die bei HERA konstant ist, da sie nur von den Energien der Strahlteilchen $E_{e,Strahl}$ und $E_{p,Strahl}$ abhängt. Für das Quadrat der Schwerpunktsenergie s gilt:

$$s = (p_{e,Strahl} + p_{p,Strahl})^2 \cong 4 \cdot E_{e,Strahl} \cdot E_{p,Strahl} \quad \text{Gleichung 1-1}$$

Bei gegebener Schwerpunktsenergie läßt sich die Kinematik durch zwei der drei Variablen Q^2 , x_{bj} und y eindeutig beschreiben. Die Variablen werden im folgenden als Funktion tatsächlich meßbarer Größen des auslaufenden Elektrons ausgedrückt. Zum einen ist dies die Energie des gestreuten Elektrons E_e und zum anderen der Streuwinkel² Θ_e . Die Größe des Viererimpulsübertrags wird durch Q^2 beschrieben:

$$Q^2 = -q^2 = (p_e - p_{e,Strahl})^2 = 4 \cdot E_{e,Strahl} \cdot E_e \cdot \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \quad \text{Gleichung 1-2}$$

Der Betrag für Q^2 kann so groß werden wie s .

x_{bj} ist die Bjorken-Skalenvariable und ist definiert im Wertebereich von 0 bis 1. Im Quark-Parton-Modell, siehe Abschnitt 1.6.1, kann man x_{bj} als den Impulsanteil des gestreuten Quarks am Gesamtimpuls des Protons ansehen:

$$x_{bj} = \frac{Q^2}{2p_p q} \approx \frac{E_{e,Strahl} E_e \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right)}{E_{p,Strahl} \left[E_{e,Strahl} - E_e \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \right]} \quad \text{Gleichung 1-3}$$

y ist eine weitere Skalenvariable, die ebenfalls in dem Wertebereich von 0 bis 1 definiert ist. Im Ruhesystem des Protons beschreibt y den normierten maximalen Energieverlust des Elektrons:

$$y = \frac{P_p q}{P_p P_e} \approx \frac{E_{e,Strahl} - E_e \cdot \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right)}{E_{e,Strahl}} \quad \text{Gleichung 1-4}$$

Der Zusammenhang zwischen dem Quadrat der Schwerpunktsenergie s und den Skalenvariablen ist:

$$s = \frac{Q^2}{x_{bj} y} \quad \text{Gleichung 1-5}$$

Sowohl das gestreute Quark, als auch die anderen Quarks, die nicht direkt an der Wechselwirkung beteiligt sind, die sogenannten „Spectator“-Quarks³, können nicht direkt

² Der Streuwinkel wird so definiert, daß nicht wechselwirkende Protonen den Winkel von 0° festlegen. Daher liegen die Streuwinkel der Elektronen, die mit einem kleinen Winkel abgelenkt wurden, bei Werten von fast 180°.

³ Spectator, engl.: Beobachter.

beobachtet werden, sondern fragmentieren in hadronische Endzustände. Die invariante Masse des gesamten Hadronsystems wird mit W bezeichnet und ist wie folgt definiert:

$$W^2 = (q + p_p)^2 = \frac{1 - x_{bj}}{x_{bj}} Q^2 + M_p^2 \quad \text{Gleichung 1-6}$$

In Abbildung 1-4 ist ein schematisches Ereignis des neutralen Stroms dargestellt. Aufgabe der Experimente ist es, möglichst alle an der Reaktion beteiligten Teilchen nachzuweisen. Dies kann nicht für alle Teilchen einer Reaktion erreicht werden, da beispielsweise die Spectator-Quarks viele Teilchen bilden, die als Protonjet bezeichnet werden und einen so kleinen Streuwinkel haben, daß es wegen der Strahlröhre nicht möglich ist, diesen Jet genau zu untersuchen. Darüber hinaus kann auch der Streuwinkel des Elektrons oder des Quarks so klein sein, daß keine Teilchen der Reaktion in den Detektor gelangen. Durch diese Effekte wird die Akzeptanz des Detektors bestimmt. Diese ist stark abhängig von den kinematischen Variablen.

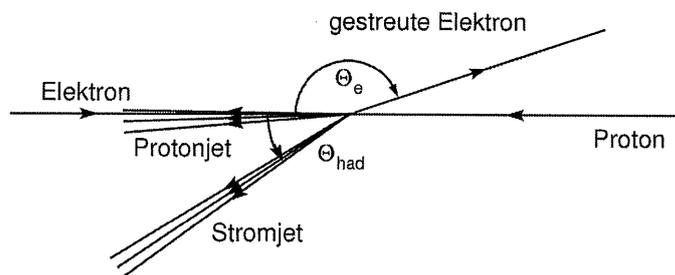


Abbildung 1-4 Schematische Darstellung eines Ereignisses des neutralen Stroms

Es wird das H1-Koordinatensystem verwendet. Das gestreute Quark fragmentiert in den Stromjet und die Spectator-Quarks erzeugen den Protonjet. Für die Winkel Θ_e und Θ_{had} wird ein einheitliches Koordinatensystem verwendet, wobei die einlaufenden Protonen den Winkel von 0° definieren.

Durch den 30 mal größeren Impuls der Protonen bewegt sich das Schwerpunktssystem mit einem β von 0.94 in Protonrichtung. Das bedeutet, daß der Energiefluß hauptsächlich die Richtung des einlaufenden Protons hat. Trotzdem ist es aber für kleine x_{bj} und kleine Q^2 möglich, daß sowohl das gestreute Elektron als auch der Stromjet unter sehr großen Winkeln beobachtet werden können. In diesem Fall hat der Protonenjet den Hauptanteil am Vorwärts-Energiefluß.

Um die Kinematik genauer zu verstehen, ist es sinnvoll, die x_{bj} - Q^2 -Ebene genauer zu betrachten. Bei einer festen Schwerpunktsenergie existieren nur zwei unabhängige Skalenvariablen. Die dritte Skalenvariable läßt sich in Abhängigkeit der beiden anderen berechnen. In Abbildung 1-5 sind Linien für konstante Werte von y eingetragen. Alle Ereignisse liegen oberhalb der $y = 1$ Linie. Diese Linie wird als „kinematisches Limit“ bezeichnet.

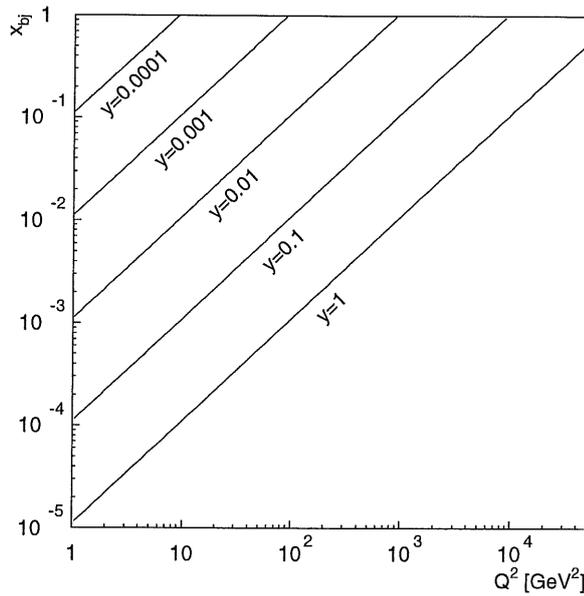


Abbildung 1-5 Die x_{bj} - Q^2 -Ebene mit Linien für konstante Werte von y
 Nur der obere linke Bereich für $y \leq 1$ ist erlaubt. Die Linie $y=1$ wird als kinematisches Limit bezeichnet.

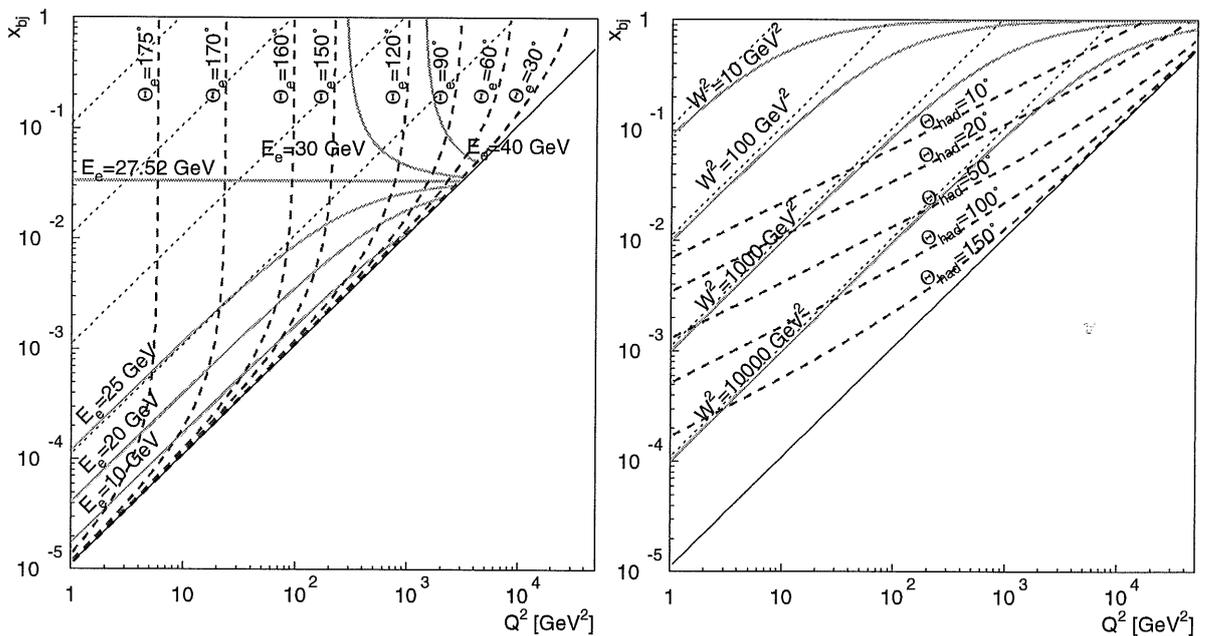


Abbildung 1-6 x_{bj} - Q^2 -Ebene mit Linien bei denen eine Ereignisgröße konstant ist
 In der linken Abbildung sind die Linien mit konstanter Energie E_e und konstantem Streuwinkel Θ_e des gestreuten Elektrons eingetragen. Die rechte Abbildung enthält die Linien für eine konstante invariante Masse W des hadronischen Endzustandes und für konstante Streuwinkel des Stromjets Θ_{had} . Die Linien sind nicht äquidistant.

Innerhalb der Ebene lassen sich auch andere Größen der Ereignisse einzeichnen. In der Abbildung 1-6 sind auf der linken Seite die Linien eingetragen, bei denen entweder die Energie E_e oder der Winkel Θ_e des gestreuten Elektrons konstant ist. In der rechten Abbildung

sind die Linien für eine konstante invariante Masse W und für konstante Streuwinkel des Stromjets Θ_{had} eingezeichnet.

1.4 Bestimmung der kinematischen Variablen

Zur der Bestimmung der kinematischen Variablen x_{bj} , y und Q^2 gibt es mehrere Möglichkeiten, da das System experimentell überbestimmt ist. Wie im letzten Abschnitt beschrieben, können die Variablen allein aus der Energie und dem Winkel des gestreuten Elektrons bestimmt werden. Diese Methode wird als **Elektron-Methode** bezeichnet und wurde auch in dieser Arbeit ausschließlich angewandt. Die **Hadron-Methode** verwendet, wie im Namen angedeutet, für die Bestimmung der kinematischen Variablen nur den hadronischen Endzustand. Diese Methode kommt bei dem geladenen Strom zum Einsatz, da das Neutrino nicht nachgewiesen werden kann.

Da die Fehler der kinematischen Variablen stark von der Methode der Bestimmung abhängen, werden auch Methoden eingesetzt, die sowohl das Elektron, als auch den hadronischen Endzustand nutzen. Von diesen Methoden sollen die **gemischte Methode** und die **Zweiwinkel-Methode** im Folgenden neben den beiden anderen beschrieben werden:

• Elektron-Methode

Für die kinematischen Variablen erhält man, wie schon in den Gleichungen 1-2 bis 1-4 gezeigt, unter Verwendung der Energie E_e und dem Streuwinkel Θ_e des Elektrons:

$$\begin{aligned}
 Q_e^2 &= 4 \cdot E_{e,Strahl} \cdot E_e \cdot \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \\
 x_e &= \frac{E_{e,Strahl} \cdot E_e \cdot \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right)}{E_{p,Strahl} \left[E_{e,Strahl} - E_e \cdot \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \right]} \\
 y_e &= \frac{E_{e,Strahl} - E_e \cdot \cos^2\left(\frac{\Theta_e}{2}\right)}{E_{e,Strahl}}
 \end{aligned}
 \tag{Gleichung 1-7}$$

Dabei wurden die Ruhmassen der Teilchen vernachlässigt. Für die relativen Fehler der Variablen x_{bj} und Q^2 ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 \frac{\sigma_{x_e}}{x_e} &= \frac{1}{y} \frac{\sigma_{E_e}}{E_e} \oplus \tan\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \left[x_e \frac{E_{p,Strahl}}{E_{e,Strahl}} - 1 \right] \sigma_{\Theta_e} \\
 \frac{\sigma_{Q_e^2}}{Q_e^2} &= \frac{\sigma_{E_e}}{E_e} \oplus \tan\left(\frac{\Theta_e}{2}\right) \sigma_{\Theta_e}
 \end{aligned}
 \tag{Gleichung 1-8}$$

Mit dem Zeichen „ \oplus “ wird die quadratische Addition der Terme abgekürzt. Weil der Fehler der Winkelmessung nur im Bereich von wenigen mrad liegt, ist der Fehler des zweiten Terms,

mit Ausnahme der Winkel, die sehr dicht bei 180° liegen, klein. Der relative Fehler von x_{bj} ist proportional zu $1/y$. Somit ergibt diese Methode für sehr kleine y eine schlechte Auflösung.

• Hadron-Methode

Nach der Methode von Jacquet und Blondel [Jac79] läßt sich die Kinematik durch eine Summation der Energien aller produzierten Hadronen bestimmen:

$$\begin{aligned} y_{JB} &= \frac{1}{E_{e,Strahl}} \sum_{Hadronen} E_i - p_{i,z} \\ Q_{JB}^2 &= \frac{1}{1 - y_{JB}} \sum_{Hadronen} E_i - p_{i,t} \\ x_{JB} &= \frac{Q_{JB}^2}{s \cdot y_{JB}} \end{aligned} \quad \text{Gleichung 1-9}$$

Für diese Bestimmung muß die Energie E_i , der Impuls in z -Richtung $p_{i,z}$ und der transversale Impuls $p_{i,t}$ aller Teilchen bestimmt werden. Die dritte Gleichung ergibt sich direkt aus der Gleichung 1-5. Bei den relativen Fehlern von x_{JB} und Q_{JB}^2 erhält man in Abhängigkeit vom Fehler der hadronischen Energiemessung Terme, die für große y divergieren. Daher ist diese Methode für kleine y geeignet, bei denen der Stromjet gut beobachtet werden kann.

• Gemischte Methode

Da die Hadron-Methode eine bessere y Rekonstruktion gewährleistet, und die Elektron-Methode bei der Bestimmung von Q^2 genauer ist, werden die Methoden wie folgt kombiniert:

$$y_g = y_{JB} \quad \text{und} \quad Q_g^2 = Q_e^2 \quad \text{und} \quad x_g = \frac{Q_g^2}{s y_g} \quad \text{Gleichung 1-10}$$

• Zweiwinkel-Methode

Die Zweiwinkel-Methode bestimmt die kinematischen Variablen aus den Streuwinkeln vom Stromjet und dem Elektron. Der Streuwinkel des Stromjets wird berechnet nach:

$$\cos \Theta_{had} = \frac{\sum_{Hadronen} E_i \cos \Theta_i}{\sum_{Hadronen} E_i} \quad \text{Gleichung 1-11}$$

Für die kinematischen Variablen gilt damit:

$$\begin{aligned} Q_{2W}^2 &= 4 \cdot E_{e,Strahl}^2 \frac{\sin \Theta_{had} (1 + \cos \Theta_e)}{\sin \Theta_e + \sin \Theta_{had} - \sin(\Theta_e + \Theta_{had})} \\ y_{2W} &= \frac{\sin \Theta_e (1 - \cos \Theta_{had})}{\sin \Theta_e + \sin \Theta_{had} - \sin(\Theta_e + \Theta_{had})} \\ x_{2W} &= \frac{Q_{2W}^2}{s \cdot y_{2W}} \end{aligned} \quad \text{Gleichung 1-12}$$

Die Methode wird in [Ben91] diskutiert. Die Fehler der Methode sind in der Größenordnung vergleichbar mit den Fehlern der gemischten Methode.

1.5 Die Experimente H1 und ZEUS

An dieser Stelle wird eine kurze, schematische Beschreibung der Detektoren gegeben und es wird auf die Unterschiede in der Bauweise eingegangen. Abbildung 1-7 zeigt den Detektor ZEUS in Seitenansicht, Abbildung 1-8 den Detektor H1 in radialer Ansicht. Der Detektor H1, mit dem die Ereignisse für diese Arbeit gemessen wurden, wird ausführlich im folgenden Kapitel beschrieben.

Beide Detektoren sind für das Erfassen einer Vielzahl der bei HERA entstehender Reaktionen konzipiert. Sie sollen möglichst für alle Teilchen die Viererimpulse bestimmen und eine Teilchenidentifikation erlauben.

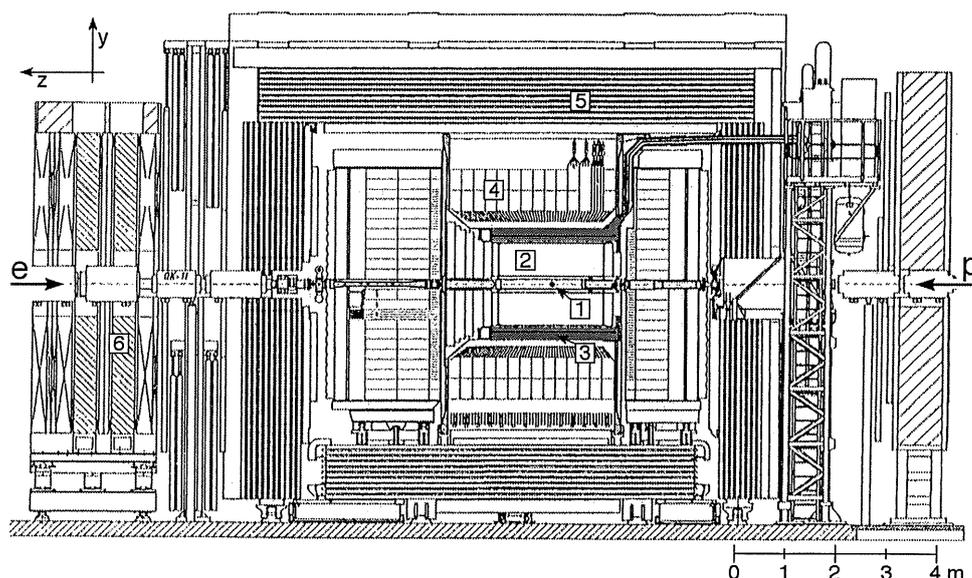


Abbildung 1-7 Der Detektor ZEUS in Seitenansicht

(Es wurden nur die Hauptbestandteile beschriftet)

- | | |
|---------------------------------|---------------------|
| 1 Wechselwirkungszone | 2 Spurenkammern |
| 3 Magnetfeldspule | 4 Kalorimeter |
| 5 Instrumentiertes Rückflußjoch | 6 Myon-Spektrometer |

Bei beiden Detektoren liegen die Spurenkammern dem Wechselwirkungspunkt am nächsten. Beim Detektor ZEUS schließt sich in radialer Richtung direkt die Magnetspule an, die ein Feld von 1.5 T erzeugt. Bei H1 befindet sich zwischen den Spurenkammern und der Spule noch das Kalorimeter. Dies hat den Nachteil, daß nicht so große Magnetfeldstärken erreicht werden können. Das Magnetfeld dieser Spule beträgt 1.15 T. Der Vorteil ist, daß nur wenig nichtsensitives Material vor den Kalorimetern ist, welches die Energieauflösung verschlechtern kann. Beide Detektoren verwenden unterschiedliche Kalorimeter. ZEUS hat ein kompensierendes Uran-Szintillator-Kalorimeter, so daß elektromagnetische und hadronische Teilchen gleiche Energieskalen haben. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter von H1 besitzt diese Eigenschaft nicht. Es hat jedoch eine bessere Energieauflösung und eine sehr gute zeitliche Stabilität. Im Rückwärtsbereich befindet sich im H1-Kalorimeter ein gesondertes Blei-

Szintillator-Kalorimeter, das die Aufgabe hat, Elektronen zu bestimmen, die unter kleinen Winkeln gestreut werden. Dieses Kalorimeter besitzt keinen hadronischen Teil. Bei ZEUS erstreckt sich das hadronische Kalorimeter über den gesamten Bereich.

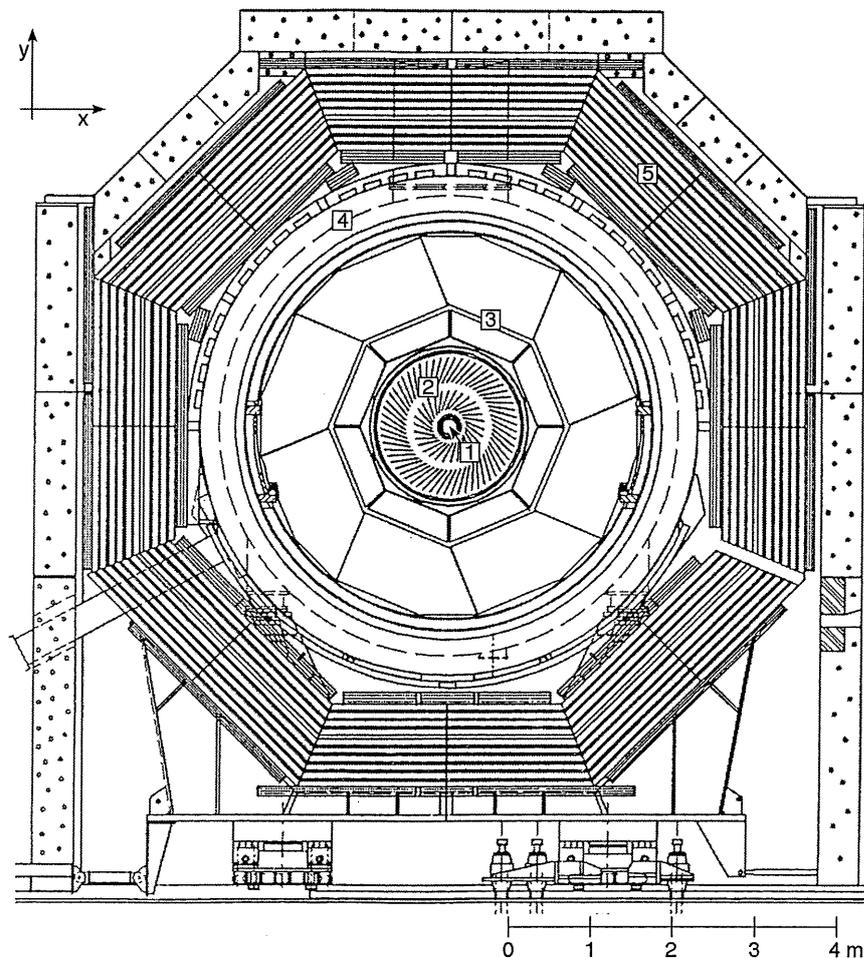


Abbildung 1-8 Der Detektor H1 in radialer Ansicht

(Es wurden nur die Hauptbestandteile beschriftet)

1 Wechselwirkungszone

2 Spurenkammern

3 Kalorimeter

4 Magnetfeldspule

5 Instrumentiertes Rückflußjoch

Bei beiden Detektoren ist das Rückflußjoch für das Magnetfeld der Spule instrumentiert, um Leckverluste der Kalorimeter zu bestimmen und Myonen nachzuweisen. In Flugrichtung der Protonen befindet sich hinter den Detektoren jeweils das Myon-Spektrometer, das Myonen mit hohen Impulsen nachweisen kann.

1.6 Die Protonstrukturfunktion F_2

Streuexperimente zur Untersuchung der kleinsten Struktur der Materie haben eine Tradition, die auf die Experimente von Rutherford zurückgeht. Rutherford [Rut11] interpretierte am

Anfang des Jahrhunderts Streuversuche mit α -Teilchen an einer dünnen Goldfolie, die von Geiger und Marsden [Gei09] durchgeführt wurden. Da nur in einem von 20000 Fällen beobachtet wurde, daß die Teilchen mit einem Streuwinkel von über 90° abgelenkt wurde, schloß Rutherford, daß die positive Ladung im Zentrum des Atoms auf einem sehr kleinen Raum konzentriert ist. Eine homogene Ladungsverteilung, wie sie von Thomson vorgeschlagen wurde, war mit diesen Ergebnissen nicht in Einklang zu bringen.

Nach der Entdeckung des Neutrons durch Chadwick 1932 entstand das Bild, daß die Atomkerne aus Protonen und Neutronen zusammengesetzt sind. Protonen und Neutronen wurden als Teilchen angesehen, die nicht mehr weiter teilbar sind.

Analog zu den Versuchen von Rutherford wurde die Struktur der Protonen durch die Streuung von hochenergetischen Elektronen mit 7 - 17 GeV beobachtet [Blo69]. Dabei wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für verschiedene Winkel vermessen. Diese können mit theoretischen Wirkungsquerschnitten, die für die Streuung zweier punktförmiger Teilchen berechnet wurden, verglichen werden. Für die elektromagnetische Streuung eines Elektrons an einem punktförmigen „Dirac“-Proton gilt für das Übergangsmatrixelement M_{if} :

$$M_{if} = \frac{e^2}{q^2} j_e j_P \quad \text{Gleichung 1-13}$$

Dabei ist e die Elementarladung und q der Viererimpulsübertrag zwischen den beiden Teilchen. Mit j_e wird der Viererstrom des Elektrons und mit j_P der Viererstrom des Protons bezeichnet:

$$j_e = \sum_{spins} \bar{u}_e \gamma_\rho u_e \quad \text{Gleichung 1-14}$$

$$j_P = \sum_{spins} \bar{u}_P \gamma_\rho u_P$$

Für das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes, das für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes notwendig ist, gilt:

$$\begin{aligned} |M_{if}|^2 &= \frac{e^4}{q^4} \sum_{\nu, \sigma} [\bar{u}_e \gamma_\nu u_e] [\bar{u}_e \gamma_\sigma u_e] [\bar{u}_P \gamma^\nu u_P] [\bar{u}_P \gamma^\sigma u_P] \\ &= \frac{e^4}{q^4} L_{\nu\sigma}^e L^{\nu\sigma} \end{aligned} \quad \text{Gleichung 1-15}$$

Der leptonischen Tensor $L_{\nu\sigma}^e$ läßt sich analytisch berechnen:

$$\begin{aligned} L_{\nu\sigma}^e &= [\bar{u}_e \gamma_\nu u_e] [\bar{u}_e \gamma_\sigma u_e] \\ &= \delta_{\nu\sigma} - \frac{p'_\nu p_\sigma}{m_e^2} + \frac{p_\alpha p'_\alpha \delta_{\nu\sigma}}{m_e^2} - \frac{p_\nu p'_\sigma}{m_e^2} \end{aligned} \quad \text{Gleichung 1-16}$$

$\delta_{v\sigma}$ ist das Kronecker-Symbol⁴ und p und p' die Impulse des einlaufenden und gestreuten Elektrons. Der Tensor des punktförmigen Protons $L^{p'v\sigma}$ ist analog berechenbar. Mit diesen Tensoren läßt sich dann das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes berechnen. In einem Laborsystem, wo das Elektron mit einer Energie von E_{Strahl} auf ein ruhendes Proton trifft, gilt unter Vernachlässigung der Ruhemasse des gestreuten Elektrons im Vergleich zur Masse des Protons für das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes:

$$|M_{if}|_{Lab}^2 = \frac{e^4}{q^4} \frac{4E_{Strahl}E}{m_e^2} \left[\cos^2 \Theta/2 - \frac{Q^2}{2M_p^2} \sin^2 \Theta/2 \right] \quad \text{Gleichung 1-17}$$

Dabei ist Θ der Streuwinkel und E die Energie des gestreuten Elektrons und M_p die Masse des Protons in diesem Laborsystem. Wenn über die möglichen Spinzustände gemittelt und die Elektronenmasse des gestreuten Elektrons wiederum vernachlässigt wird, lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Elektronen an unpolarisierten Nukleonen:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Lab} = \frac{1}{4\pi^2} |M_{if}|_{Lab}^2 \frac{E^2 \cdot m_e^2}{E_{Strahl}^2} \frac{1}{4} \quad \text{Gleichung 1-18}$$

Mit $q^2 = 4E_{Strahl}E \sin^2 \Theta/2$ und $e^2 = 4\pi\alpha$ ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Lab} = \frac{\alpha^2}{4E_{Strahl}^2 \cdot \sin^4 \Theta/2} \frac{E}{E_{Strahl}} \left[\cos^2 \Theta/2 - \frac{Q^2}{2M_p^2} \cdot \sin^2 \Theta/2 \right] \quad \text{Gleichung 1-19}$$

Dieses Ergebnis ist identisch mit der Streuung eines Elektrons an einem Myon, wenn statt der Masse des Protons, die Masse des Myons eingesetzt wird.

Nimmt man an, daß das Proton eine innere Struktur besitzt, ist es nicht mehr möglich, analog zum leptonischen Tensors $L_{v\sigma}$ einen hadronischen Tensor $W_{v\sigma}$ zu berechnen. Mit einigen allgemeinen Prinzipien können zwei Tensoren gefunden werden, die alle Bedingungen für einen hadronischen Tensor erfüllen:

- Wenn über alle Endzustände der Hadronen summiert und über alle möglichen Spinzustände des Protons gemittelt wird, kann $W_{v\sigma}$ nur vom Viererimpuls des einlaufenden Protons P und vom wechselwirkenden Photon q abhängen.
- Aus der Erhaltung des elektromagnetischen Stroms folgt, daß $W_{v\sigma}$ ein Lorentz-Tensor sein muß.
- Weil der elektromagnetische Strom ein reiner Vektorstrom ist, können keine paritätsungeraden Terme in $W_{v\sigma}$ auftreten.

Es verbleiben zwei Tensoren:

$$\left(-g_{v\sigma} + \frac{q_v q_\sigma}{q^2} \right) \quad \text{und} \quad \left(P_v - \frac{(Pq)q_v}{q^2} \right) \left(P_\sigma - \frac{(Pq)q_\sigma}{q^2} \right) \quad \text{Gleichung 1-20}$$

⁴ $\delta_{v\sigma} = 1$ für $v = \sigma$ und $\delta_{v\sigma} = 0$ für $v \neq \sigma$

Damit kann der hadronische Tensor $W_{\nu\sigma}$ als Linearkombination dieser Tensoren mit zwei skalaren Strukturfunktionen W_1 und W_2 geschrieben werden. Dabei können die Strukturfunktionen wiederum nur von Invarianten abhängen, die aus den beiden Viererimpulsen P und q gebildet werden. Üblicherweise werden $Q^2 = -q^2$ und $\nu = Pq/M_p$ verwendet. Somit kann für $W_{\nu\sigma}$ der folgende Ansatz gemacht werden:

$$W_{\nu\sigma} = W_1(Q^2, \nu) \left(-g_{\nu\sigma} + \frac{q_\nu q_\sigma}{q^2} \right) + W_2(Q^2, \nu) \left(P_\nu - \frac{(Pq)q_\nu}{q^2} \right) \left(P_\sigma - \frac{(Pq)q_\sigma}{q^2} \right) \quad \text{Gleichung 1-21}$$

Damit der Wirkungsquerschnitt mit Experimenten vergleichbar ist, muß er in Abhängigkeit von der Elektronenergie im Endzustand E_e und von dem Streuwinkel Θ_e angegeben werden. Im Vergleich zum Wirkungsquerschnitt an einem punktförmigen Proton (Gleichung 1-13) ist hier die Energie des gestreuten Elektrons nicht nur vom Streuwinkel abhängig. Weil man in diesem Fall eine inelastische Streuung beschreibt, ergibt sich mit dem Energieübertrag des Elektrons an den hadronischen Endzustand ein weiterer Freiheitsgrad. Für das Laborsystem gilt:

$$\frac{d\sigma^{eP}}{dE_e d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E_e^2}{Q^4} \left[W_2(Q^2, \nu) \cos^2 \Theta/2 + 2W_1(Q^2, \nu) \sin^2 \Theta/2 \right] \quad \text{Gleichung 1-22}$$

Damit die Wirkungsquerschnitte verschiedener Experimente vergleichbar sind, werden sie in Abhängigkeit der lorentzinvarianten Variablen x_{bj} und Q^2 geschrieben. Dafür werden die Strukturfunktionen W_1 und W_2 durch die Strukturfunktionen F_1 und F_2 ersetzt:

$$F_1 = M_p W_1 \quad \text{und} \quad F_2 = \nu W_2, \quad \text{Gleichung 1-23}$$

und die folgende Näherung⁵ verwendet:

$$\cos^2 \Theta/2 = 1 - q^2 / (4E \cdot E_{Strahl}) \cong 1 \quad \text{Gleichung 1-24}$$

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt lautet dann:

$$\frac{d^2 \sigma^{eP \rightarrow eX}}{dx_{bj} dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{x_{bj} Q^4} \left[y^2 x_{bj} F_1(x_{bj}, Q^2) + 2(1-y) F_2(x_{bj}, Q^2) \right] \quad \text{Gleichung 1-25}$$

Das Verhältnis R der Wirkungsquerschnitte zwischen longitudinal und transversal polarisierten Photonen kann ausgenutzt werden, um die Gleichung 1-25 zu vereinfachen. Für diese Verhältnis gilt:

$$R = \frac{F_2(x_{bj}, Q^2) - 2x_{bj} F_1(x_{bj}, Q^2)}{2x_{bj} F_1(x_{bj}, Q^2)} \quad \text{Gleichung 1-26}$$

⁵ Anmerkung: Die Näherung gilt im Laborsystem. Um die Schwerpunktsenergie von HERA zu erreichen, müßte das Elektron mit einer Energie von ca. 45 TeV auf das ruhende Proton treffen.

Damit läßt sich der Wirkungsquerschnitt umschreiben:

$$\frac{d^2\sigma^{eP\rightarrow eX}}{dx_{bj}dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_{bj}Q^4} \left[2(1-y) + \frac{y^2}{1+R} \right] F_2(x_{bj}, Q^2) \quad \text{Gleichung 1-27}$$

Aus dieser Beziehung kann man F_2 bestimmen. Das Verhältnis R kann nur durch Messungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien untersucht werden. Für die bisherigen Messungen bei HERA wurden daher theoretisch bestimmte Werte für R verwendet [H196].

1.6.1 Interpretation der Protonstrukturfunktion F_2

Zur Interpretation der Strukturfunktionen kann das Quark-Parton-Modell herangezogen werden. Der Begriff Quark stammt von Gell-Mann aus dem Jahre 1964 [Gel64]. Er schlug ein Modell vor, nach dem Protonen, Neutronen und alle weiteren Hadronen aus Quarks aufgebaut sind. Ein Proton ist aus zwei u -Quarks und einem d -Quark aufgebaut. Dabei haben die u -Quarks jeweils eine Ladung von $+2/3$ und das d -Quark $-1/3$ der Elementarladung.

Die Interpretation der Strukturfunktionen erfolgte aber erst 1969 durch Feynman [Fey69], Bjorken und Paschos [Bjo68, Bjo69]. Demnach lassen sich die Strukturfunktionen als Linearkombination der Impulsverteilungen der Quarks $f_n(x_{bj})$ beschreiben:

$$F_1(x_{bj}) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^3 e_n^2 f_n(x_{bj})$$

$$F_2(x_{bj}) = \sum_{n=1}^3 x_{bj} e_n^2 f_n(x_{bj}) \quad \text{Gleichung 1-28}$$

Dabei ist e_n die Ladung des Quarks. In dem Modell bewegen sich die Quarks parallel zueinander. Mit der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung ist die Zeit der Wechselwirkung bei hinreichend großem Q^2 klein gegenüber der Wechselwirkung der Quarks untereinander. Damit ist es möglich, das Elektron an einem einzelnen Quark zu streuen. Demnach läßt sich die Skalenvariable x_{bj} als der Impulsbruchteil des Protons interpretieren, den das gestreute Quark vor der Streuung hatte.

Aus den Gleichungen 1-28 ergibt sich die Relation von Callan und Gross [Cal69] für Spin 1/2-Partonen:

$$2x_{bj}F_1(x_{bj}) = F_2(x_{bj}) \quad \text{Gleichung 1-29}$$

Korrekturen höherer Ordnung unter Einwirkung von Gluonen, den Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, führen jedoch zu einer Verletzung dieser Relation. Zusätzlich führen diese Korrekturen zu einer Skalenverletzung. Das heißt, daß die Quarkdichten und somit auch die Strukturfunktionen nicht nur von x_{bj} , sondern auch von der Skala der Wechselwirkung Q^2 abhängig sind. Diese Skalenverletzung wird genauer im nächsten Kapitel untersucht. Erlaubt man, daß analog zu Photonen, die Elektron-Positron-Paare erzeugen

können, auch Gluonen die Möglichkeit haben, Quark-Antiquarkpaare zu erzeugen, müssen in der Linearkombination der Impulsverteilungen für F_2 auch die Antiquarkdichten stehen:

$$F_2(x_{bj}, Q^2) = \sum_f x_{bj} e_f^2 [q_f(x_{bj}, Q^2) + \bar{q}_f(x_{bj}, Q^2)] \quad \text{Gleichung 1-30}$$

In dieser Gleichung wird über die sechs existierenden Quarkarten ($f=u, d, s, c, b, t$) summiert. Dabei ist $q_f(x_{bj}, Q^2)$ die Impulsverteilung der Quarkart f , wobei sowohl die Anteile für Valenz- als auch für die Seequarks enthalten sind, und $\bar{q}_f(x_{bj}, Q^2)$ die Impulsverteilung der See-Antiquarks dargestellt.

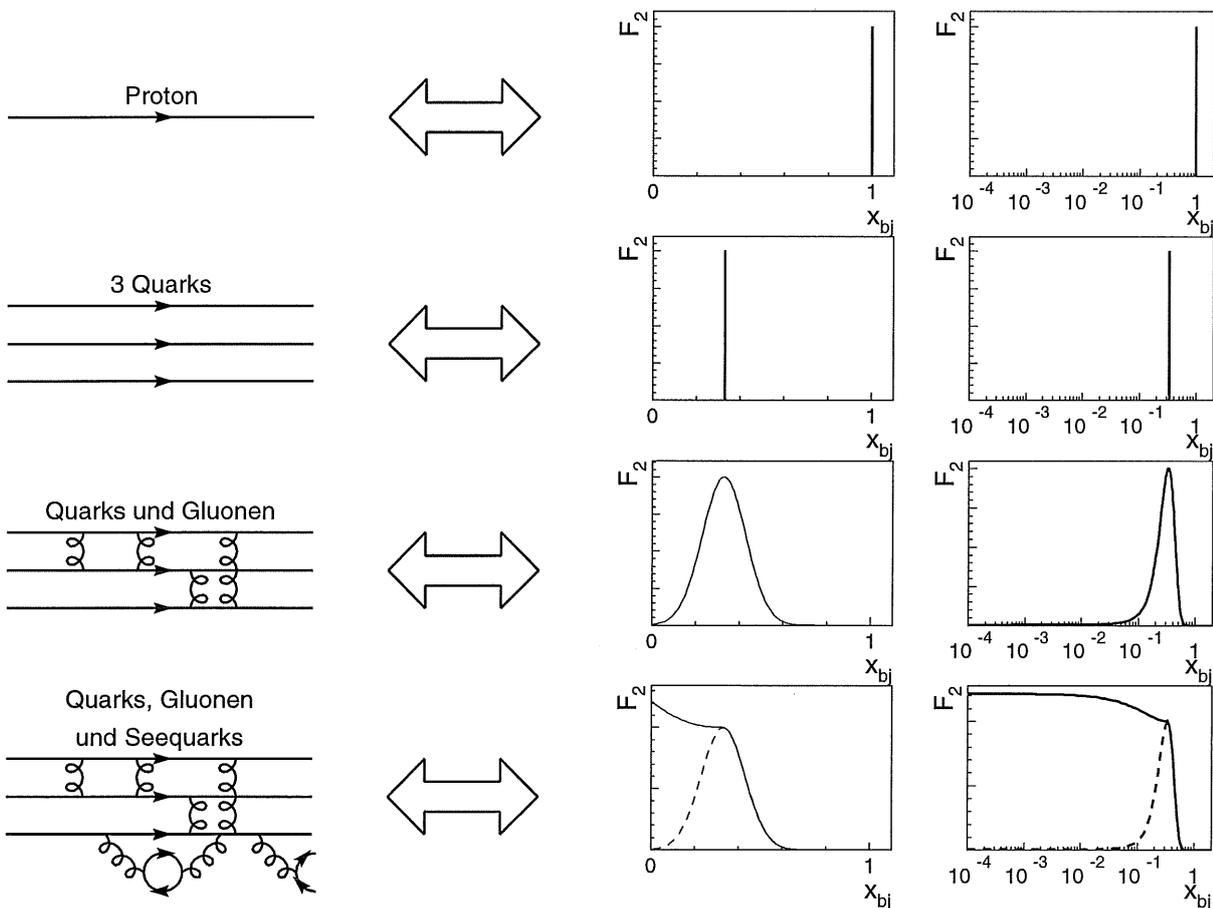


Abbildung 1-9 Interpretation der Strukturfunktion F_2

Dargestellt sind Bilder des Protons und die Auswirkungen auf die Protonstrukturfunktion F_2 . Da F_2 bei den alten Messungen immer gegen x_{bj} aufgetragen wurde, wird sowohl diese Darstellung als auch die bei HERA übliche F_2 gegen $\log x_{bj}$ gezeigt.

Um den Zusammenhang zwischen Strukturfunktion und „Bild“ des Protons anschaulich zu machen, werden in Abbildung 1-9 vier Annahmen für die Zusammensetzung des Protons gezeigt und ihre Auswirkung auf die Strukturfunktionen:

- Ganz oben ist der einfachste Fall für ein Protonmodell und die daraus resultierende Protonstrukturfunktion F_2 dargestellt. In diesem Fall wird angenommen, daß das Proton punktförmig ist. Demnach wäre trivialerweise F_2 null für alle x_{bj} ungleich 1.

- Würde das Proton aus drei Quarks bestehen, auf die der Gesamtimpuls gleichmäßig verteilt ist, hätte F_2 nur bei 1/3 einen von Null verschiedenen Wert. Für diese beiden Fälle ist die Energie des gestreuten Leptons bei fester Schwerpunktsenergie nur vom Streuwinkel abhängig. In diesem Fall würden freie Quarks existieren.
- Bei einem Proton, bei dem Quarks mit Gluonen untereinander Impulse austauschen, wird eine F_2 -Verteilung meßbar sein. Die Breite der Verteilung hängt dabei von der Kopplung ab.
- Im letzten Bild des Protons existieren neben den 3 Valenzquarks weitere Seequarks, an denen das Elektron gestreut werden kann. Dadurch entsteht ein großer Anteil „weicher“ Quarks mit kleinem Impuls. Wie sich die Strukturfunktionen für x_{bj} im Bereich unter 10^{-2} verhalten, konnte erstmals mit den Detektoren H1 und ZEUS beobachtet werden.

Als Anmerkung soll schon an dieser Stelle für den Beweis der Existenz der Gluonen erwähnt werden, daß aus der Impulserhaltung, wenn die Quarks den gesamten Impuls des Protons tragen, folgende Gleichung gelten muß:

$$\sum_f \int_0^1 dx [q_f(x_{bj}, Q^2) + \bar{q}_f(x_{bj}, Q^2)] = 1 \quad \text{Gleichung 1-31}$$

Da in Experimenten jedoch festgestellt wurde, daß die Quarks nur ungefähr 50 % des Protonenimpulses haben, folgt daher, daß es neutrale Teilchen geben muß, an die die Photonen nicht koppeln können.

1.6.2 Abhängigkeit von der Skala Q^2

Im letzten Abschnitt wurde nicht näher auf die Abhängigkeit der Strukturfunktionen von der Skala Q^2 eingegangen. Tatsächlich findet man für $x_{bj} \cong 0.25$, daß F_2 vom Impulsübertrag des Photons nahezu unabhängig ist. Dies wird als Skalenverhalten bezeichnet. Aber für größere x_{bj} wurde in Experimenten ein Fallen der Strukturfunktionen gemessen und für kleinere x_{bj} ein Ansteigen.

Dieses Verhalten kann man mit den Gleichungen, die Altarelli und Parisi [Alt77] im Jahre 1977 entwickelt haben, beschreiben. Da parallel hierzu die Gruppe von Dokshitzer, Gribov und Lipatov [Gri72,Doc77] zu gleichen Ergebnissen kam, werden die Gleichungen mit DGLAP abgekürzt.

Das virtuelle Photon kann mit wachsendem Q^2 , die Struktur des Protons besser auflösen. Unter der Annahme, daß ein Photon mit einem geringen Q_0^2 ein bestimmtes Auflösungsvermögen hat, ist ein Photon mit höherem Q^2 in der Lage, Prozesse aufzulösen, bei denen das Quark vor der Wechselwirkung ein Gluon abgestrahlt hat, siehe Abbildung 1-10.

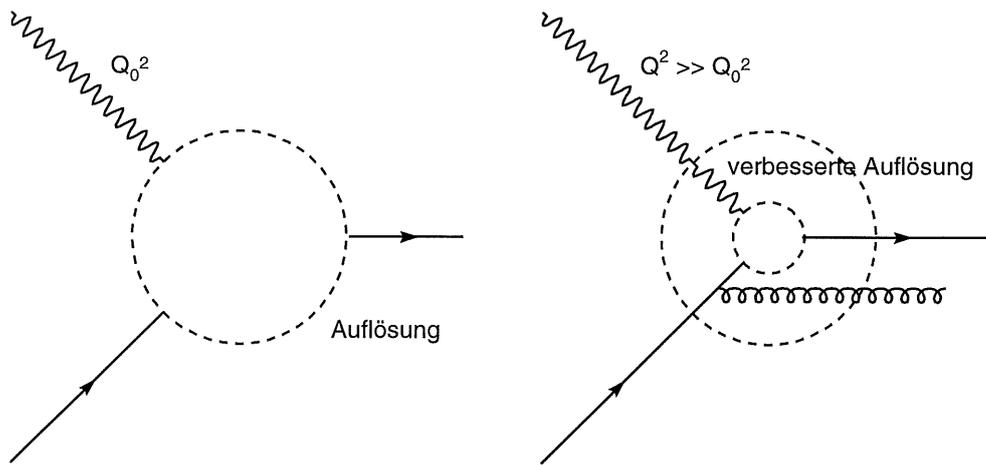


Abbildung 1-10 Auflösungsvermögen eines Photons in Abhängigkeit von Q^2 [Hal84]
 Ein Photon mit einem relativ geringen Q_0^2 hat ein begrenztes Auflösungsvermögen. Dagegen ist ein Photon mit höherem Q^2 in der Lage, andere weichere Teilchen zu „sehen“. Im einfachsten Fall, das heißt in der Ordnung α_s , hat das Quark vor der Wechselwirkung ein Gluon abgestrahlt.

Schließt man also die Abstrahlung eines Gluons mit ein, erhält man:

$$\frac{F_2(x_{bj}, Q^2)}{x_{bj}} = \left| \text{diagram 1} \right|^2 + \left| \text{diagram 2} \right|^2 + \left| \text{diagram 3} \right|^2$$

$$= \sum_i e_i^2 \int_{x_{bj}}^1 \frac{dx}{x} q_i(x) \left[\delta\left(1 - \frac{x_{bj}}{x}\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{pp}\left(\frac{x_{bj}}{x}\right) \log \frac{Q^2}{\mu^2} \right]$$

Gleichung 1-32

Dabei ist $P_{pp}(z)$ die Splittingfunktion, die die Wahrscheinlichkeit für ein Quark angibt, ein Gluon zu erzeugen, das den Impulsbruchteil z vom Impuls des Quarks hat. Diese Wahrscheinlichkeit ist mit Hilfe der QCD berechenbar. Das untere Limit μ des transversalen Impulses muß eingeführt werden, damit der zweite Term nicht für die kollineare Abstrahlung des Gluons divergiert.

Für eine Streuung der Ordnung $\alpha \cdot \alpha_s$ ist es nicht nur möglich, daß das Quark vor der Streuung ein Gluon abstrahlt, sondern es ist auch möglich, an einem Quark zu streuen, das über Gluon-Paar-Bildung erzeugt wurde. Dadurch erhält man noch folgende Feynman-Diagramme mit der Splittingfunktion für Gluonen $p_{qg}(z)$:

$$\frac{F_2(x_{bj}, Q^2)}{x_{bj}} \Big|_{\gamma^* \rightarrow q\bar{q}} = \left| \text{diagram 1} \right|^2 + \left| \text{diagram 2} \right|^2$$

$$= \sum_i e_i^2 \int_{x_{bj}}^1 \frac{dx}{x} g(x) \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{pg}\left(\frac{x_{bj}}{x}\right) \log \frac{Q^2}{Q_0^2}$$

Gleichung 1-33

Allgemein beschreiben die Splittingfunktionen $P_{ij}(z)$ den Prozeß, daß ein Parton j ein Parton i erzeugt, das den Impulsbruchteil z vom Impuls des Partons j hat. Insgesamt ergibt sich damit

also für die Quarkdichte sowohl der Valenz- als auch der Seequarks folgende Integrodifferentialgleichung:

$$\frac{dq_f(x_{bj}, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{P_{qq}(x_{bj}/y)}{q_f(x_{bj}, Q^2)} + \frac{P_{qg}(x_{bj}/y)}{g(x_{bj}, Q^2)} + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_{bj}}^1 \frac{dx}{x} \left[q_f(x_{bj}, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x_{bj}}{x} \right) + g(x_{bj}, Q^2) P_{pg} \left(\frac{x_{bj}}{x} \right) \right] \quad \text{Gleichung 1-34}$$

Analog läßt sich die Gluondichte angeben:

$$\frac{dg(x_{bj}, Q^2)}{d \log Q^2} = \sum_f \frac{P_{gq}(x_{bj}/y)}{q_f(x_{bj}, Q^2)} + \frac{P_{gg}(x_{bj}/y)}{g(x_{bj}, Q^2)} + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_{x_{bj}}^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_{f=1}^{N_f} q_f(x_{bj}, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x_{bj}}{x} \right) + g(x_{bj}, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x_{bj}}{x} \right) \right] \quad \text{Gleichung 1-35}$$

Mit diesen Gleichungen kann theoretisch die Impulsverteilung der Partonen für alle Q^2 berechnet werden. Im Gegensatz zur QED fällt die Stärke der Kopplung α_s mit wachsendem Q^2 . Für große Q^2 wird dies als asymptotische Freiheit bezeichnet und rechtfertigt die oben gemachten Annahmen für das Quark-Parton-Modell. In diesem Bereich können analog zur QED störungstheoretische Rechnungen nach der Kopplungskonstante α_s durchgeführt werden. Es gibt jedoch auch eine untere Schranke, die in der Größenordnung von 1 GeV^2 liegt, unterhalb der die Störungsrechnungen nicht mehr möglich sind.

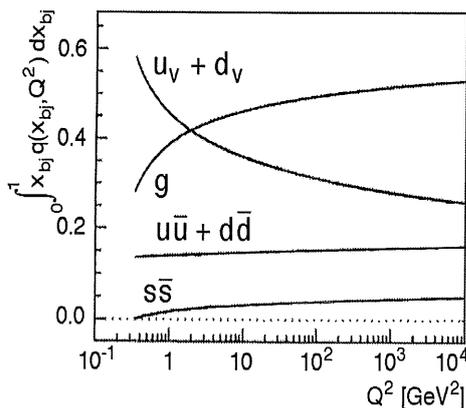


Abbildung 1-11 Skalenabhängigkeit der Anteile des Protons

Dargestellt ist das Integral über alle Impulsanteile der einzelnen Anteile des Protons. Betrachtet werden die Valenzquarks, die leichten Seequarks und die Gluonen.

Die Abbildung 1-11 zeigt das Ergebnis einer solchen Rechnung [GRV95]. Dargestellt ist das Integral über alle Impulsanteile der einzelnen Partonen des Protons. Deutlich fällt der

Impulsanteil der Valenzquarks $u_v + u_d$, während der Gluonanteil g und der Anteil der Seequarks⁶ $u\bar{u}, d\bar{d}$ und $s\bar{s}$ steigt.

1.6.3 Parametrisierungen der Strukturfunktionen

Im Gegensatz zur Q^2 -Abhängigkeit, die im letzten Kapitel besprochen wurde, kann für die x_{bj} -Abhängigkeit kein Modell angegeben werden, mit dem die Strukturfunktionen beschrieben werden. Daher werden für die Beschreibung Parametrisierungen der Quarkdichten verwendet, die an ältere Messungen angepaßt wurden und mit denen nach der Gleichung 1-28 die Strukturfunktionen festgelegt werden. Durch Extrapolationen wird eine Aussage über kinematische Bereiche ermöglicht, die mit Experimenten noch nicht zugänglich sind.

Für die Parametrisierung der Strukturfunktionen sollen hier zwei Ansätze vorgestellt werden. Bei dem Ansatz von Martin, Roberts und Sterling werden bei einer festen Skala $Q_0^2 = 4 \text{ GeV}^2$ folgende Beziehungen angenommen [MRS94]:

$$\begin{aligned}
 x_{bj}u_v &= A_u x_{bj}^{\eta_1} (1 - x_{bj})^{\eta_2} \left(1 - \varepsilon_u \sqrt{x_{bj}} + \gamma_u x_{bj}\right) \\
 x_{bj}d_v &= A_d x_{bj}^{\eta_3} (1 - x_{bj})^{\eta_4} \left(1 - \varepsilon_d \sqrt{x_{bj}} + \gamma_d x_{bj}\right) \\
 x_{bj}S &= A_S x_{bj}^{-\lambda} (1 - x_{bj})^{\eta_s} \left(1 - \varepsilon_S \sqrt{x_{bj}} + \gamma_S x_{bj}\right) \\
 x_{bj}g &= A_g x_{bj}^{-\lambda} (1 - x_{bj})^{\eta_g} \left(1 + \gamma_g x_{bj}\right)
 \end{aligned}
 \tag{Gleichung 1-36}$$

Dabei sind die Valenzquarkdichten u_v und d_v , die Seequarkdichte S aller Quarkarten, wobei die Einflüsse der schweren b - und t -Quarks vernachlässigt werden, und die Gluondichte g . Die Parameter $A_i, \eta_i, \varepsilon_i, \gamma_i$ und δ werden bei einem festen Wert für λ an Meßergebnisse von 14 Experimenten angepaßt, wobei die Experimente immer nur Teilaspekte der Strukturfunktionen erfassen. Eine genaue Auflistung der Experimente ist in [Mar94] zu finden. Um aus den Valenzquarkdichten die Quarkdichten zu berechnen, gelten folgende Definitionen:

$$\begin{aligned}
 u_v &\equiv q_u - \bar{q}_u \\
 d_v &\equiv q_d - \bar{q}_d \\
 S &\equiv 2(\bar{q}_u + \bar{q}_d + \bar{q}_s + \bar{q}_c)
 \end{aligned}
 \tag{Gleichung 1-37}$$

⁶ Die Anzahl der Seequarks wird häufig auch mit $2\bar{q}$ abgegeben, da die Anzahl der Antiseequarks die Hälfte aller Seequarks ausmacht.

Für die Aufteilung der Seequarks in die einzelnen Quarkarten werden die Parameter δ und Δ verwendet, und es gelten die folgenden Gleichungen:

$$2\bar{q}_u = 0.4(1 - \delta)S - \Delta$$

$$2\bar{q}_d = 0.4(1 - \delta)S + \Delta$$

$$2\bar{q}_s = 0.2(1 - \delta)S$$

$$2\bar{q}_c = \delta S$$

$$x_{bj} \Delta = x(\bar{q}_d - \bar{q}_u) = A_\Delta x_{bj}^{0.4} (1 - x_{bj})^{n_s} (1 + \gamma_\Delta x_{bj})$$

Gleichung 1-38

Als Extrapolation für die Messungen bei HERA gab es zwei Ansätze für λ . Zum einen wurde λ gleich null gesetzt. Diese Vorhersage wird als MRS D^0 bezeichnet und führt im Vergleich mit den HERA-Daten einen zu flachen Anstieg für kleine x_{bj} . Zum anderen ergeben störungstheoretische Entwicklungen im Rahmen der Regge-Theorie von Balitsky, Fadin, Kuraev und Lipatov (BFKL) ein λ von 0.5 [Kur77,Bal78]. Die BFKL-Gleichung beschreibt die x_{bj} -Entwicklung der Partonenverteilung. Die mit diesem λ angepaßten Strukturfunctionen werden MRS D^* genannt, und führen zu einem zu steilen Ansteigen der Strukturfunction F_2 für kleine x_{bj} . Neuere Vorhersagen von MRS gehen von einem λ von 0.3 aus.

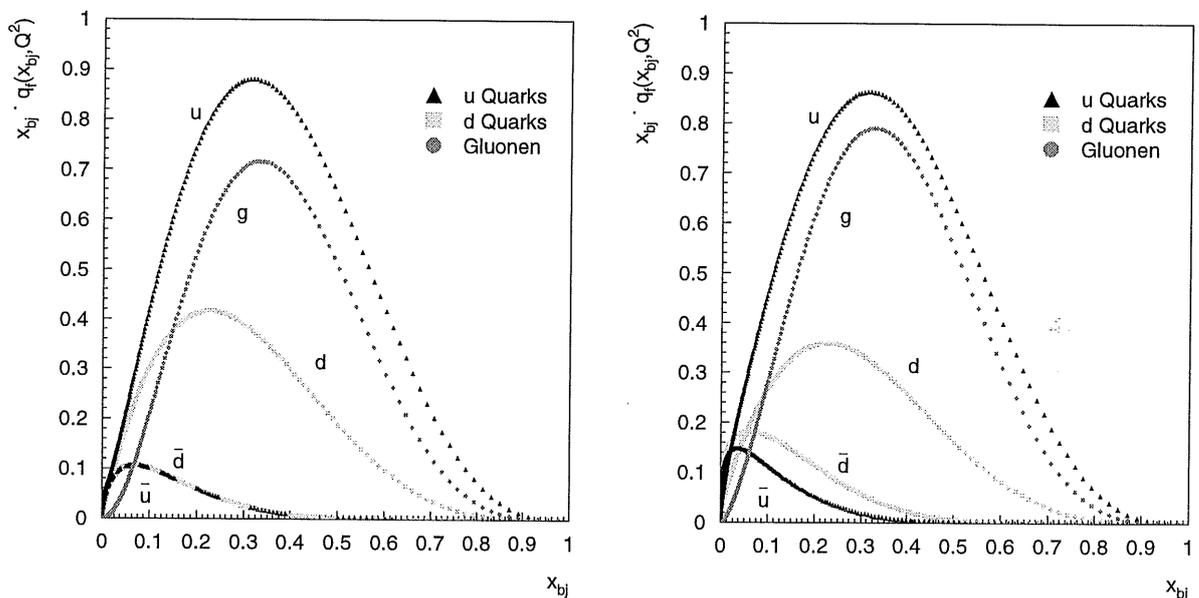


Abbildung 1-12 Quark- und Gluonverteilung bei der Skala von μ^2

Die linke Abbildung zeigt die Verteilung der einzelnen Quarkdichten nach GRV [GRV92].

In der rechten Abbildung sind die modifizierten Verteilungen, die mit Daten der HERA-Detektoren aus den Runperioden 1992 und 1993, verträglich sind [GRV95].

Ein ganz anderer Ansatz zur Beschreibung der Strukturfunctionen stammt von Glück, Reya und Vogt [GRV90]. Im Unterschied zu MRS geht die Parametrisierung nach GRV davon aus, daß für einen sehr kleinen Q^2 -Wert, der mit μ^2 bezeichnet wird, das Proton nur aus Valenzquarks und Gluonen, die eine valenzquarkartige Verteilung haben, besteht. Dabei wird

μ^2 bei 0.25 - 0.4 GeV² festgesetzt. Aus diesen Verteilungen werden für größere Q^2 Seequarks und eine für kleine x_{bj} stark ansteigende Gluonverteilung durch die DGLAP-Gleichungen erzeugt. Die Verteilungen bei μ^2 sind in Abbildung 1-12 linke Seite dargestellt [GRV92]. Da das vorhergesagte Verhalten der Protonstrukturfunktionen für kleine x_{bj} einen etwas zu starken Anstieg hatte, wurden die Verteilungen so modifiziert, daß sie die bei HERA gemessenen Verteilungen widerspiegeln, ohne jedoch auf die Idee zu verzichten, daß es möglich ist, die Quarkverteilung auch bei einer Skala von 0.3 GeV² festzulegen. Eine mögliche Erklärung für den zu steilen Anstieg der alten Strukturfunktionen sind sogenannte „higher Twist Effekte“, bei denen die Gluonen im Proton rekombinieren. Abbildung 1-12 zeigt diese modifizierten Verteilungen [GRV94]

Das Verhalten der Strukturfunktion kann in Abhängigkeit von Q^2 gezeigt werden, wie in Abbildung 1-13 links gezeigt. Diese Darstellung hat den Vorteil, daß das Skalenverhalten gut zu erkennen ist. Der Nachteil dieser Darstellung ist jedoch, daß nicht F_2 sondern $F_2 + c(x_{bj})$ aufgetragen wird, damit die Linien für verschiedene x_{bj} sich nicht kreuzen. Dadurch können absolute Werte von F_2 nur schwer abgelesen werden. Deshalb geben die HERA-Experimente die Strukturfunktionen meistens in der in Abbildung 1-13 rechts gezeigten Weise an. Dabei wird die Strukturfunktion für verschiedene Q^2 gegen x_{bj} aufgetragen. Um zu veranschaulichen, wie groß jeweils die Anteile für Valenz- und Seequarks sind, wurden sie hier mit eingetragen.

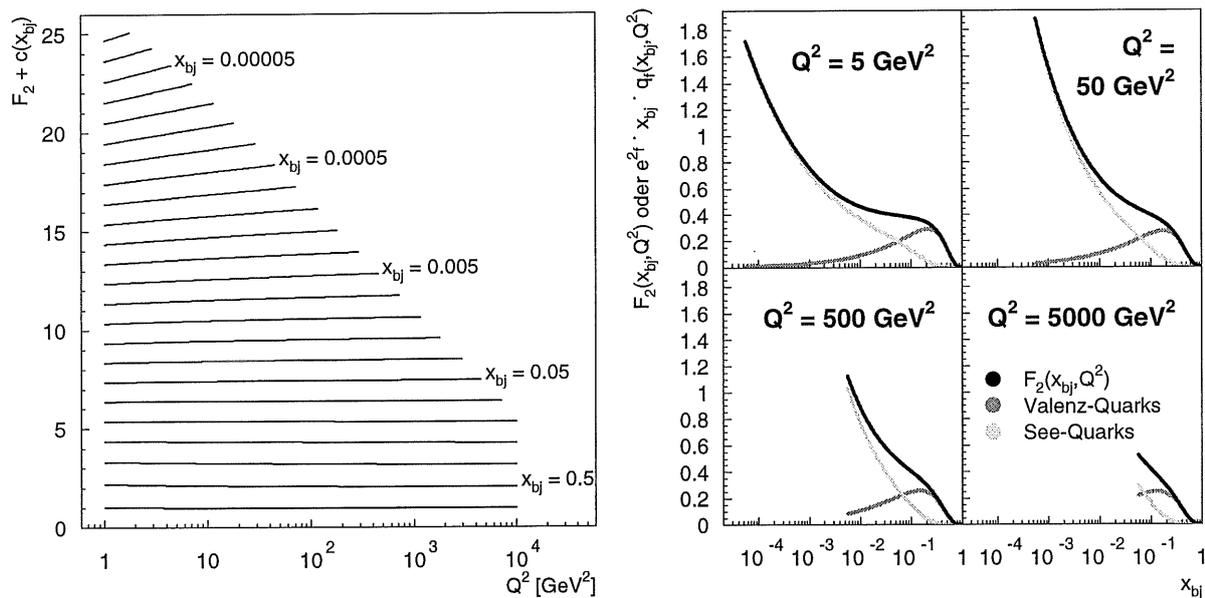


Abbildung 1-13 Abhängigkeit der Protonstrukturfunktion F_2 von x_{bj} und Q^2 nach den theoretischen Vorhersagen von [GRV95]

An der linken Abbildung sieht man besonders gut das Skalenverhalten der Strukturfunktion F_2 , das heißt die Abhängigkeit von Q^2 . Das rechte Ende der Linien für die verschiedenen x_{bj} ist durch die Schwerpunktsenergie bei HERA gegeben.

Die rechte Abbildung zeigt die Strukturfunktionen in Abhängigkeit von x_{bj} für verschiedene Q^2 . Hier liegt das linke Ende bei der Schwerpunktsenergie von HERA. Zusätzlich eingezeichnet sind die Anteile von Valenz- und Seequarks.

1.7 Der kinematische Peak

Als kinematischer Peak wird die Anhäufung der Ereignisse im Energiespektrum der gestreuten Elektronen bei der Energie des Elektronenstrahls bezeichnet. Er basiert auf tiefinelastischen Ereignissen bei kleinen Impulsüberträgen. Dieser Peak wurde verwendet, um die Energieskala des Kalorimeters festzulegen, das für große Streuwinkel die Energie der Elektronen bestimmt. Diese Festlegung der Energieskala wird Kalibration genannt. Warum durch diese Ereignisse ein Peak entsteht, und warum eine Kalibration mit diesen Ereignissen nicht zu einer starken Korrelation mit den Protonstrukturfunktionen führt, wird im folgendem erläutert.

Zur Erklärung soll die Physik der tiefinelastischen Streuung in zwei Schritte aufgeteilt werden. Zuerst wird die reine Kinematik im Quark-Parton-Modell betrachtet, die eine Wechselwirkung des Elektrons an einem Quark mit dem Impulsanteil x_{bj} beschreibt. Dann läßt sich die Energie des gestreuten Elektrons in Abhängigkeit vom Streuwinkel Θ_e und dem Impulsanteil des Quarks x_{bj} wie folgt berechnen:

$$E_e(x_{bj}, \Theta_e) = \frac{E_{e,Strahl} \cdot x_{bj} \cdot E_{p,Strahl}}{E_{e,Strahl} \cdot \cos^2 \frac{\Theta_e}{2} + x_{bj} \cdot E_{p,Strahl} \cdot \sin^2 \frac{\Theta_e}{2}} \quad \text{Gleichung 1-39}$$

Aus dieser Gleichung läßt sich ersehen, daß für die folgende Bedingung die Energie des gestreuten Elektrons gleich der Strahlenergie ist:

$$x_{bj} E_{p,Strahl} = E_{e,Strahl} \quad \Leftrightarrow \quad x_{bj} = \frac{E_{e,Strahl}}{E_{p,Strahl}} \cong 0.03 \quad \text{Gleichung 1-40}$$

Diese Bedingung kann interpretiert werden als die Wechselwirkung eines Elektrons mit einem Quark, das den gleichen Impuls hat. Bei diesen Wechselwirkungen kann sich nur die Richtung der Teilchen ändern. Energie kann zwischen den Streupartnern nicht ausgetauscht werden. Ebenfalls findet für den Grenzwert des Streuwinkels bei 180° kein Energieübertrag statt, da sich weder die Richtung noch der Impuls der Teilchen ändern.

Die Abbildung 1-14 zeigt die Abhängigkeit der Energie des gestreuten Elektrons E_e von x_{bj} und dem Streuwinkel Θ_e . Obwohl der Maßstab auf der x_{bj} -Achse logarithmisch ist, bildet sich ein Plateau bei Werten für x_{bj} oberhalb von 10^{-2} heraus. Gestreute Elektronen aus dem kinematischen Bereich des Plateaus haben nahezu dieselbe Strahlenergie. Dieses Plateau ist für große Streuwinkel, die einem kleinen Ablenkwinkel der Elektronen von ihrer Flugrichtung entsprechen, besonders ausgebildet. Dieses Verhalten ist der Abbildung 1-6 zu entnehmen. Für Streuwinkel im Bereich von $150^\circ - 175^\circ$ liegt der größte Bereich der Ebene bei Elektronenenergien zwischen 25 und 30 GeV.

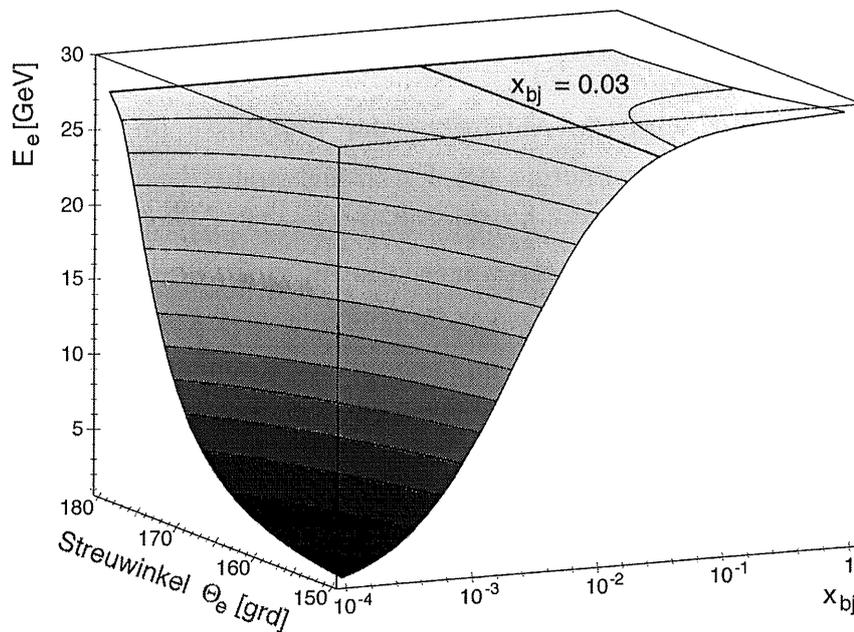


Abbildung 1-14 Energie des gestreuten Elektrons E_e in Abhängigkeit von x_{bj} und Θ_e

Es bildet sich für große Werte von x_{bj} ein Plateau aus, das trotz der logarithmischen Skala noch deutlich ausgebildet ist. Beim Streuwinkel von 180° und bei einem Wert für $x_{bj} \cong 0.03$ wird keine Energie übertragen.

Zum zweiten Schritt muß die Partonverteilung im Proton verwendet werden, um eine Wahrscheinlichkeit zu erhalten, ein Quark mit den Impulsanteil x_{bj} vorzufinden. Dieses sind jedoch genau die Protonstrukturfunktionen, die eigentlich gemessen werden sollen. Bekannt sind sie jedoch schon in dem Bereich von x_{bj} von 1 bis 10^{-2} . In diesem Bereich gibt es Messungen der Strukturfunktionen von den älteren Experimenten wie BCDMS [BCD90] und NMC [NMC92]. An diese Messungen wurden Parametrisierungen angepaßt, die Vorhersagen für die Messungen bei HERA machten. Mit diesen Parametrisierungen, der Kinematik der Streuung und der Detektorauflösung kann das erwartete Energiespektrum berechnet werden. Für vier verschiedene Parametrisierungen sind die Spektren in Abbildung 1-15 dargestellt. Die rechte Flanke des Peaks zeigt keine Abhängigkeit von unterschiedlichen Parametrisierungen und kann deshalb für eine Kalibration verwendet werden. Die Ereignisse in diesem Energiebereich stammen von Ereignissen mit großen x_{bj} . Mit den Daten der Runperiode 1992 konnte gezeigt werden, daß die Strukturfunktion $MRSD^0$ für kleine x_{bj} einen zu flachen Anstieg hat und $MRSD^+$ einen zu starken Anstieg. In die Strukturfunktion $MRSDH$ sind Messungen der 1992er Runperiode mit einbezogen. Die Unterschiede zwischen $MRSDH$ und GRV sind mit Ausnahme sehr kleiner x_{bj} zu vernachlässigen. Vergleicht man diese Monte-Carlo-Verteilungen mit Daten für eine Kalibration, so kann man nur sehr kleine Verschiebungen durch unterschiedliche Strukturfunktionen erwarten, wenn der Vergleich sich auf Energien größer als 20 GeV beschränkt.

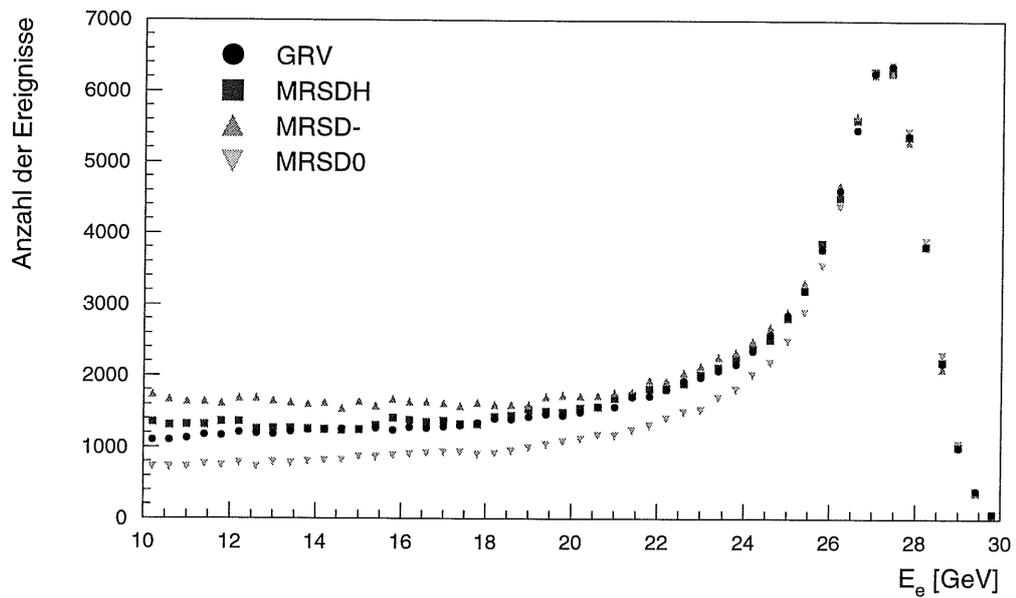


Abbildung 1-15 Der kinematische Peak für verschiedene Strukturfunktionen

Die von einem Monte-Carlo-Generator erzeugten Ereignisse wurden mit der Energieauflösung des H1-Rückwärtskalorimeters gefaltet. Die Streuwinkel liegen zwischen 175° und 155° . Alle Strukturfunktionen wurden skaliert, damit die Anzahl der Ereignisse im Energiebereich zwischen 26 und 29 GeV gleich ist.

Zusätzlich sind Überprüfungen der Kalibration durch andere Methoden möglich, die im Kapitel 3.3 beschrieben werden.

2 Der H1-Detektor

Aufgabe des H1-Detektors ist es, möglichst alle Teilchen, die bei einer Kollision im Speicherring HERA zwischen Elektronen und Protonen entstehen, zu beobachten. Die Flugrichtung, die Energie und die Art der Reaktionsprodukte sollen für die Analyse bestimmt werden. Dazu werden verschiedene Detektorkomponenten verwendet, um bei der Vielfalt der entstehenden Teilchen möglichst kleine Meßfehler zu erhalten. Im Folgenden wird der Schwerpunkt auf die Komponenten gelegt, die für diese Arbeit relevant sind. Die Abbildung 2-1 zeigt die Seitenansicht des H1-Detektors mit Ausnahme der Komponenten für Luminositätsmessung und der VETO-Wände, die außerhalb des eigentlichen Detektors stehen. Der asymmetrische Aufbau des Detektors trägt dem Umstand Rechnung, daß sich das Schwerpunktsystem der Teilchen, die bei der Reaktion entstehen, mit einem β von 0.94 in Richtung der Protonen bewegt. Bezüglich der Strahlachse ist der Detektor nahezu symmetrisch gebaut, siehe hierzu Abbildung 1-8.

Das Koordinatensystem wird bei H1 so gewählt, daß die Richtung des Protonenstrahls die positive z -Achse definiert und der Polarwinkel für ungestreut auslaufende Protonen gleich null ist. Die Begriffe „Vorwärtsbereich“, in der Abbildung links, und „Rückwärtsbereich“ werden bezüglich dieser Achse verwendet. Um konsistent mit anderen H1-Arbeiten zu sein, wird hier ebenfalls diese Definition verwendet, obwohl sie für die Beschreibung der tiefinelastischen Streuung den Nachteil hat, daß Werte für kleine Elektronenstreuwinkel fast 180° betragen. Die Ebene senkrecht zur z -Achse wird sowohl mit xy -Ebene als auch $r\phi$ -Ebene bezeichnet.

Im Zentrum des Detektors liegt der Wechselwirkungspunkt **1**. Dieser definiert den Ursprung des Koordinatensystems. Daran schließen sich die Spurenkammern **2** an. Sie sind in zentrale Kammern **2a**, Vorwärtskammern **2b** und eine Rückwärtskammer **2c** unterteilt.

Die Aufgabe dieser Kammern ist die Bestimmung der Flugrichtung und der Impulse geladener Teilchen. Im Feld der supraleitenden Magnetspule werden die Spuren geladener Teilchen gekrümmt. Aus dem Krümmungsradius kann der Impuls und die Ladung der Teilchen bestimmt werden. Der Schnittpunkt mehrerer Spuren eines Ereignisses ergibt den Ursprung der Wechselwirkung.

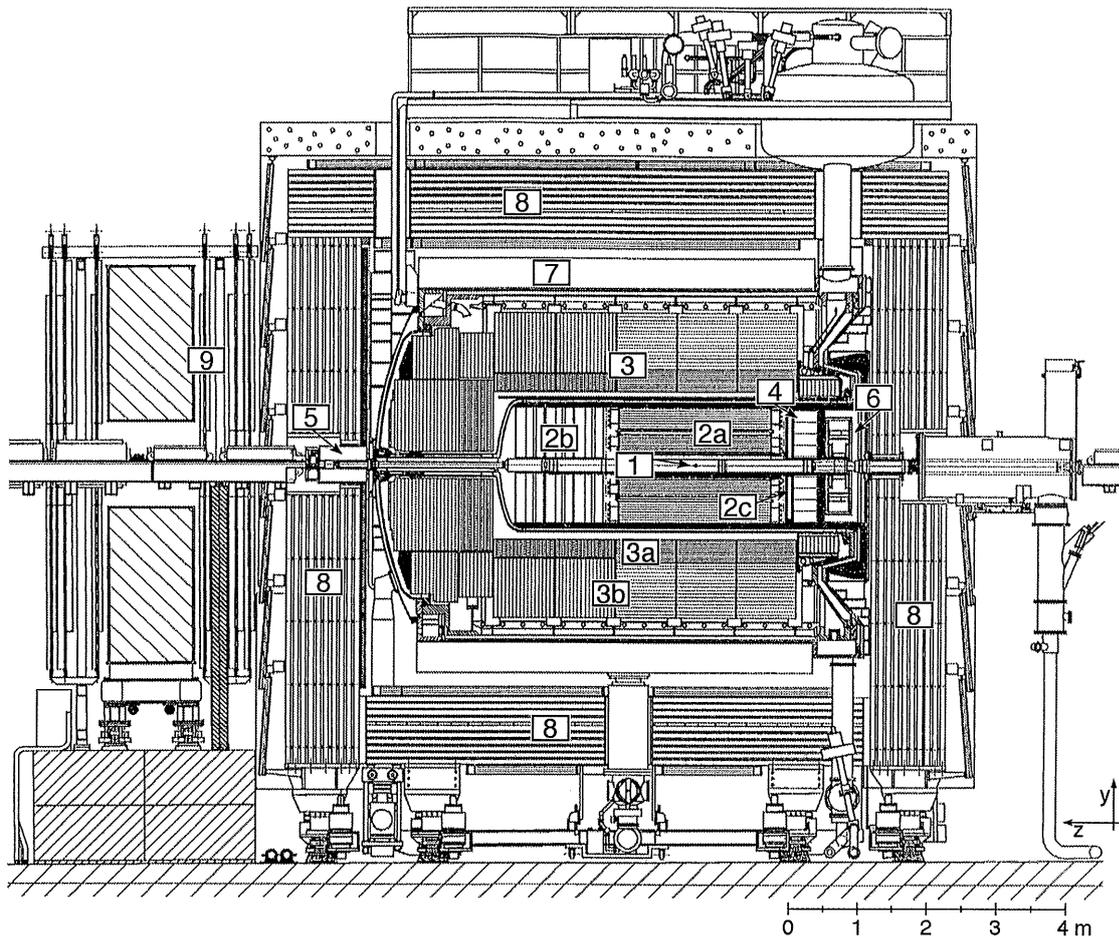


Abbildung 2-1 Seitenansicht des H1-Detektors

Die Protonen gelangen von der rechten Seite in den Detektor, und die Elektronen von der linken Seite.

- | | |
|------------------------------|---------------------------------|
| 1 Wechselwirkungszone | 3,3a,3b Kalorimeter |
| 2a, 2b, 2c Spurenkammern | 4 Rückwärts-Kalorimeter BEMC |
| 5 Vorwärts-Kalorimeter PLUG | 6 Flugzeitzähler |
| 7 Magnetfeldspule | 8 Instrumentiertes Rückflußjoch |
| 9 Vorwärts-Myon-Spektrometer | |

An die Spurenkammern schließen sich die Kalorimeter **3**, **4** und **5** an. Diese Kalorimeter messen die Energie der Teilchen. Durch die Unterteilung in viele Auslesekanäle kann die Position der einfallenden Teilchen bestimmt werden. Da elektromagnetisch und hadronisch wechselwirkende Teilchen unterschiedliche Schauerprofile haben, kann mit den Kalorimetern ein Beitrag zur Teilchenidentifikation geleistet werden. Die Bestimmung der Energie eines Teilchens ist für große Energien wesentlich genauer als mit den Spurenkammern. Im Zentralbereich und Vorwärtsbereich befindet sich das Flüssig-Argon-Kalorimeter, welches in einen elektromagnetischen **3a** und einen hadronischen Teil **3b** gegliedert ist. Im Rückwärtsbereich steht der BEMC-Detektor¹ **4**, mit dem die Energie des gestreuten Elektrons

¹ BEMC, engl. Backward ElektroMagnetic Calorimeter; Rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter

gemessen wird. Im extremen Vorwärtsbereich bestimmt das PLUG-Kalorimeter² [5] die Energien der Hadronen.

Die Flugzeitzähler [6], die sich direkt hinter dem BEMC befinden, und die VETO-Wände, die außerhalb des Detektors stehen, bestehen aus Szintillatormaterial mit dem Ziel, ein schnelles Signal für die Zeitmessung zu liefern. Mit diesen Detektoren wird der Protonenuntergrund³ unterdrückt.

In radialer Richtung schließt sich die supraleitende Magnetspule [7] an das Flüssig-Argon-Kalorimeter an. Sie erzeugt für die Spurenkammern ein axiales Magnetfeld von 1.15 T.

Das Eisenjoch [8], das den Rückfluß des Magnetfeldes gewährleistet, ist mit sogenannten Streamer-Kammern ausgestattet. Mit diesen Kammern können sowohl Leckverluste hadronischer Schauer aus den anderen Kalorimetern als auch Myonen nachgewiesen werden.

Das Vorwärts-Myon-Spektrometer [9] außerhalb des Rückflußjoches mißt Impulse hochenergetischer Myonen.

Das Luminositätsmeßsystem besteht aus zwei Kalorimetern, mit dem Ziel, sowohl das Photon, als auch das Elektron bei einem Bethe-Heitler-Bremsstrahlungs-Prozeß nachzuweisen. Das Elektron-Kalorimeter befindet sich ca. 30 m und das Photon-Kalorimeter ca. 110 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt im HERA-Tunnel.

Wesentlich für den Detektor ist der Trigger⁴. Die dafür notwendigen Komponenten sind zusammen mit der Ausleseelektronik im Elektronik-Trailer⁵ direkt neben dem Detektor untergebracht und mit der Auslese aller Detektorkomponenten verbunden. Aufgabe des Triggers ist es, festzustellen, wann ein Ereignis stattgefunden hat und den Zeitpunkt zu setzen, an dem der Detektor ausgelesen wird. Die Funktionsweise wird im letzten Abschnitt des Kapitels beschrieben.

2.1 Die Spurenkammern

Die Spurenkammern werden in drei Hauptbereiche unterteilt. Im Mittelpunkt des Detektors stehen die zentralen Spurenkammern. Für extreme Polarwinkelbereiche werden diese Kammern durch separate Spurenkammern ergänzt. Diese Aufgabe haben zum einen die Vorwärtsspurenkammern, die Teilchen mit kleinen Winkeln vermessen, zum anderen die Rückwärtsspurenkammer BPC, die für große Winkel zuständig ist.

² PLUG, engl.: Stöpsel, Stecker

³ Der Protonenuntergrund setzt sich aus Wechselwirkungen des Protons mit Restgas, den Strahlrohrwänden oder den Kollimatoren zusammen.

⁴ Trigger, engl. Auslöser, Abzug

⁵ Trailer, engl. Anhänger

2.1.1 Die zentralen Spurenkammern

Der Winkelbereich, in dem mit den zentralen Spurenkammern mit hoher Effizienz gemessen werden kann, liegt bei Polarwinkeln zwischen 25° und 155° . Vom Strahlrohr nach außen ist die zentrale Spurenkammer in sechs konzentrische Kammern aufgeteilt, siehe auch Abbildung 2-2:

- **CIP** innere Proportionalkammer
- **CIZ** innere z-Kammer
- **CJC1** erste Jet-Kammer
- **COP** äußere Proportionalkammer
- **COZ** äußere z-Kammer
- **CJC2** zweite Jet-Kammer

Die beiden Jet-Kammern CJC1 und CJC2 sind Driftkammern, bei denen die Drähte parallel zum Strahlrohr verlaufen. Um eine optimale Auflösung zu erhalten, sind die Ebenen, in denen die Drähte verspannt sind, gegenüber der $z\phi$ -Ebene um 30° verschoben⁶, damit der Lorentzwinkel kompensiert wird. Zudem wird durch den Winkel die Zuordnung zur richtigen Spur und Ambiguität⁷ bei der Spurenrekonstruktion verbessert. Für den Trigger und die Auslese kann der Zeitpunkt einer hochenergetischen Spur auf ca. 0.5 ns bestimmt werden, da diese Spuren fast gerade verlaufen und so die Signaldrahtebenen mindestens einmal kreuzen müssen. In der $r\phi$ -Ebene, in der auch die Driftstrecken liegen, wird eine Auflösung von $170\ \mu\text{m}$ erreicht. In der z -Richtung beträgt die Auflösung nur 2.2 cm, weil die Position durch Ladungsteilung des Signals bestimmt wird, indem die Kammer an den beiden Enden ausgelesen wird.

Aufgabe der Proportionalkammern CIP und COP ist es, ein schnelles Signal für den Trigger zu liefern. Die Signale haben eine Halbwertsbreite von 21 ns und können somit einer möglichen Wechselwirkung eindeutig zugeordnet werden [Mül92].

Die z-Kammern haben nur in der z -Richtung des Detektors eine gute Auflösung. Da die Drähte in einem Vieleck senkrecht zum Strahlrohr gespannt sind, liegt hier die Driftstrecke in z -Richtung. Die Auflösung beträgt in dieser Richtung ca. 0.2 mm.

⁶ Der Lorentzwinkel wurde für ein Magnetfeld von 1.2 T berechnet.

⁷ Ambiguity, engl. Zweideutigkeit. Da der Auslesedraht in der Mitte der Kammer liegt, kann nicht allein mit diesem entschieden werden, ob die Spur links oder rechts vom Draht verläuft.

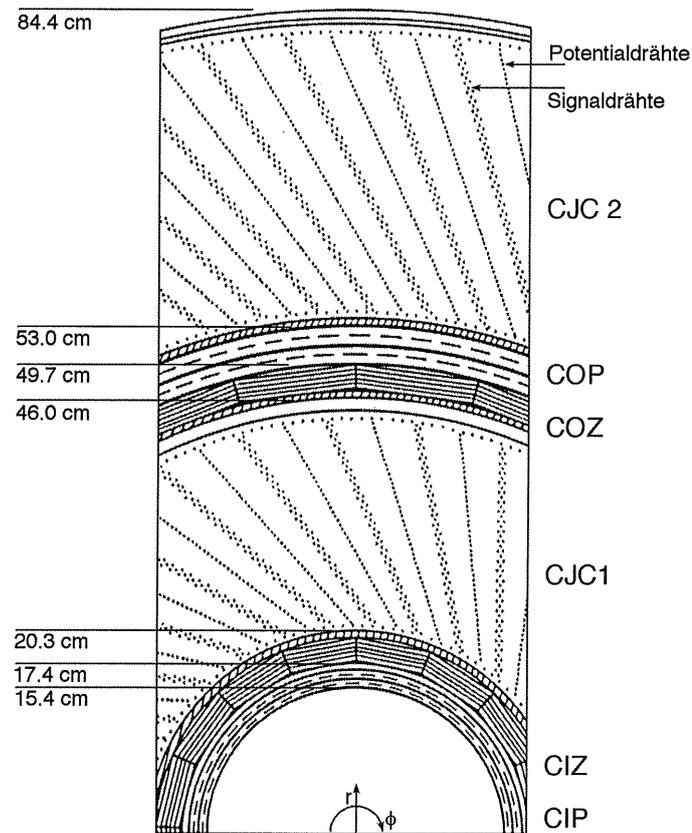


Abbildung 2-2 Querschnitt durch die Zentralen Spurenammern

Dargestellt werden die konzentrischen Kammern in der $r\phi$ -Ebene. Angegeben ist jeweils der innere Radius der Kammern.

Die wichtigsten Parameter der zentralen Spurenammern sind in Tabelle 2-1 zusammengefaßt.

	Cip	Ciz	Cjc1	Coz	Cop	Cjc2
Radius [cm]	15.4-16.9	17.4-20.0	20.3-45.1	46.0-48.5	49.7-51.8	53.0-84.4
Länge [cm]	219.0	180.0	220.0	216.0	217.2	220.0
Polarwinkel [Grad]	8.3-172.2	13.6-170.8	10.7-169.7	23.6-157.3	25.1-155.8	26.3-154.7
Anzahl der Zellen	2	15	30	23	2	60
Signaldrähte pro Zelle	480	4	24	4	1574/1615	32
Auflösung $\sigma_{r\phi}$ [mm]		28	0.17	58		0.17
Auflösung σ_z [mm]		0.26	22.0	0.20		22.0

Tabelle 2-1 Parameter der Spurenammern

2.1.2 Die Vorwärts-Spurenammern

Die Vorwärts-Spurenammern ergänzen die zentralen Spurenammern in dem Winkelbereich von 5° bis 30° . Sie bestehen aus drei identischen Supermodulen, siehe Abbildung 2-3. In

jedem Supermodul müssen die Teilchen zuerst drei Driftkammern durchqueren, die jeweils um 60° gedreht sind, um die nichtsensitiven Bereiche zu verkleinern. Dahinter folgt eine Vieldrahtproportionalkammer MWPC⁸ und das Übergangsstrahlungsmaterial, welches mit den sich anschließenden radialen Driftkammern ausgelesen wird.

Als problematisch für die Bestimmung von Spuren hat sich ein Kollimator im Strahlrohr erwiesen. Die Position dieses Kollimators ist in Abbildung 2-3 eingezeichnet. Wenn Teilchen des Protonenjets auf diesen Kollimator treffen, erzeugen sie viele Sekundärteilchen, die in den Bereich der Vorwärtsspurenkammern gelangen. Selbst bei Energien über 500 MeV beträgt der Anteil dieser Spuren noch 60 % aller rekonstruierten Spuren [Bur95].

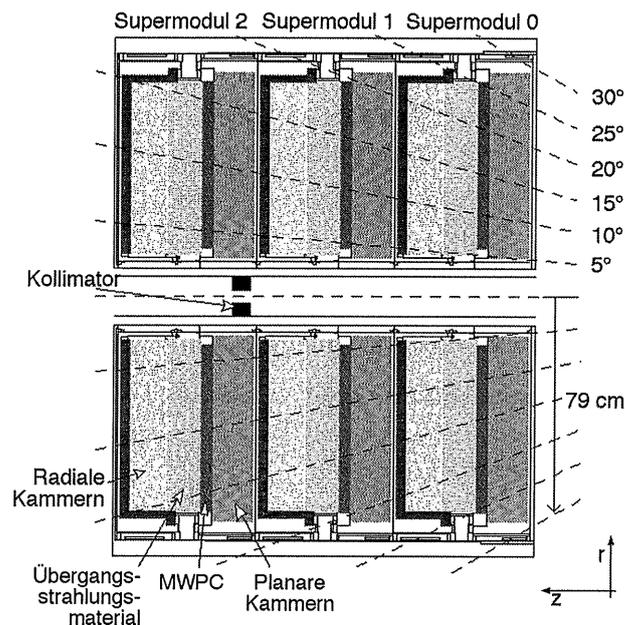


Abbildung 2-3 Die Vorwärtsspurenkammern

2.1.3 Die Rückwärtsspurenkammer BPC

Die Rückwärtsspurenkammer BPC befindet sich zwischen der zentralen Spurenkammer und dem Rückwärtskalorimeter. Die BPC ist eine Vieldrahtproportionalkammer mit 4 Detektorebenen, die jeweils um 45° gegeneinander verdreht sind. Für eine rekonstruierte Spur wird verlangt, daß in mindestens drei der Ebenen ein Signal bestimmt wird.

Der sensitive Bereich beginnt bei einem Radius von 13.5 cm und endet bei 65 cm, siehe Abbildung 2-4. Somit kann der Winkelbereich von $155.5^\circ - 174.5^\circ$ umfaßt werden⁹.

Für die Messung von Strukturfunktionen bei kleinen Q^2 ist diese Kammer besonders wichtig, da mit ihr der Auftreffpunkt des gestreuten Elektrons gemessen wird, bevor dieses ins

⁸ MWPC, engl. Multi-Wire Proportional Chamber

⁹ Die Werte gelten für den nominalen Wechselwirkungspunkt bei $z = 0$.

Kalorimeter gelangt. Dieser Punkt wird mit dem Wechselwirkungspunkt zur Bestimmung des Streuwinkels verwendet.

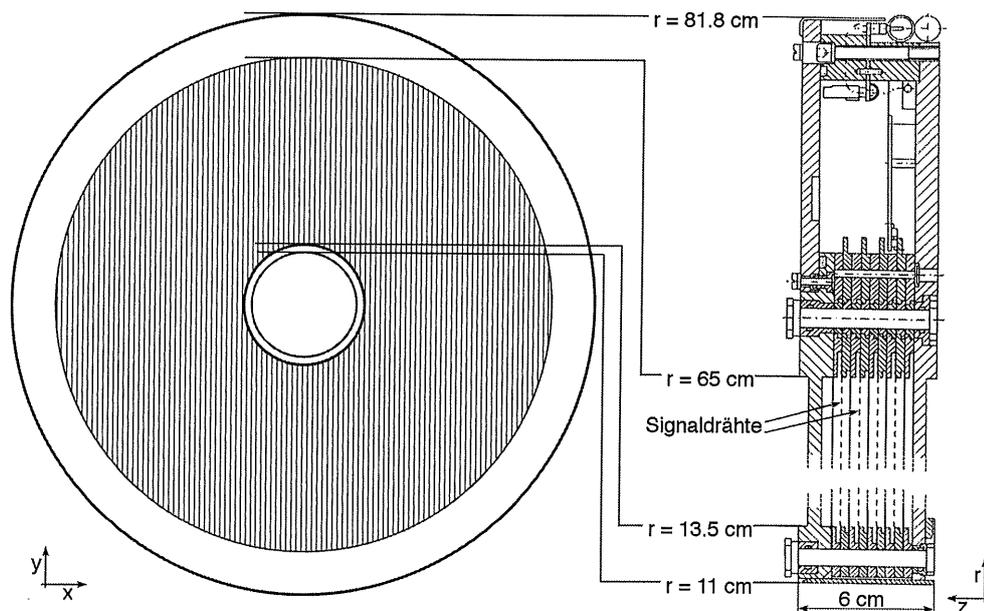


Abbildung 2-4 Die Rückwärtsspurenkammer BPC

Links wird die Aufsicht auf die Erste der vier BPC-Lagen mit der Anordnung der Signaldrähte dargestellt. Die weiteren Ebenen sind die Drahtebenen jeweils um 90, 45 und -45° gedreht. Rechts ist der Querschnitt der BPC mit dem Aufbau zu ersehen.

2.2 Die Kalorimeter

Die Kalorimeter von H1 sind in mehrere Bereiche unterteilt. Das eigentliche Hauptkalorimeter für den H1-Detektor ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Dieses Kalorimeter deckt den Polarwinkelbereich von 6° bis 153° ab und ist in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil gegliedert. Die Energiebestimmung für Hadronen wird im Vorwärtsbereich durch das PLUG erweitert. Im Rückwärtsbereich befindet sich das BEMC. Mit dem instrumentierten Eisen sollen Leckverluste des Flüssig-Argon-Kalorimeters und des BEMC kompensiert werden.

Noch zwei weitere elektromagnetische Kalorimeter sind für das Luminositätsmeßsystem zuständig, nämlich ein Photon- und ein Elektron-Kalorimeter.

Parameter aller Kalorimeter werden zur Übersicht in Tabelle 2-2 gezeigt.

	Anzahl der Auslese kanäle	Energieauflösung			Polarwinkel		Strah- lungs- länge [X ₀]	Wechsel- wirkungs- länge [λ]
		A [GeV ^{1/2}]	B [GeV]	C	Θ _{min}	Θ _{max}		
LAr elm.	30784	11 %	0.154	0.6 %	4°	153°	20-30	1-1.5
LAr had.	13568	50 %		2 %	4°	153°	80-120	4.7-8
BEMC	472	10 %	0.39	1.7 %	151°	177°	21.6	1
PLUG	336	150 %			0.7°	3.3°	44.6	4.3
inst. Eisen	3888	100 %			4°	177°	43	4.5
γ-Detektor	49	10 %		1 %	179.7°		21.5	
e-Detektor	25	10 %		1 %	179.7°		21.5	

Tabelle 2-2 Zusammenfassung der Parameter aller H1-Kalorimeter

Mit LAr wird für diese Tabelle das Flüssig-Argon-Kalorimeter abgekürzt. Die Energieauflösung wird mit $\sigma_E/E = \sqrt{A^2/E + B^2/E^2 + C^2}$ parametrisiert, wobei nicht immer alle drei Konstanten bestimmt wurden.

2.2.1 Das elektromagnetische Rückwärtskalorimeter BEMC

Das Verständnis dieses Kalorimeters ist die Grundlage für eine genaue Bestimmung der Protonstrukturfunktionen für $Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$. Daher wird dieses Kalorimeter hier vor den anderen Kalorimetern beschrieben.

Bei der Beschreibung des Detektors werden hier zwei Schwerpunkte gesetzt. Zum einen werden in diesem Abschnitt die Geometrie und die Eigenschaften beschrieben, zum anderen werden im folgenden Kapitel die Rekonstruktion, also das Verfahren mit dem die Signale des Detektors in Energie, Position und weitere Parameter für das Ereignis errechnet werden, und die Kalibration des BEMC beschrieben.

Das BEMC ist ein elektromagnetisches Kalorimeter und überdeckt den Winkelbereich von $151^\circ < \Theta < 175^\circ$. Die Frontfläche des BEMC ist 144 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Der äußere Radius des BEMC beträgt 81.1 cm. In der Mitte hat es für das Strahlrohr eine Aussparung mit 10.8 cm Radius. Das Gesamtgewicht beträgt 3.6 t.

Das Kalorimeter besteht aus 88 Modulen, die in einer Aluminiumtonne untergebracht sind, siehe Abbildung 2-5. Die Module sind in zehn Reihen und zehn Spalten in der xy -Ebene aufgereiht. An den vier Ecken des quadratischen Rasters fehlen jeweils drei Module, die sich außerhalb der Kreisfläche befinden. Für die Aussparung in der Mitte und am Rand der Kreisfläche werden Module mit dreieckiger oder trapezoider Grundfläche verwendet, um den zur Verfügung stehenden Platz optimal auszunutzen. So können die Module in 56 quadratische mit eine Fläche von $15.9 * 15.9 \text{ cm}^2$ und 32 exotische Module aufgeteilt werden,

wobei kleine und große Dreiecke und kleine und große Trapezoide als Sonderformen vorkommen.

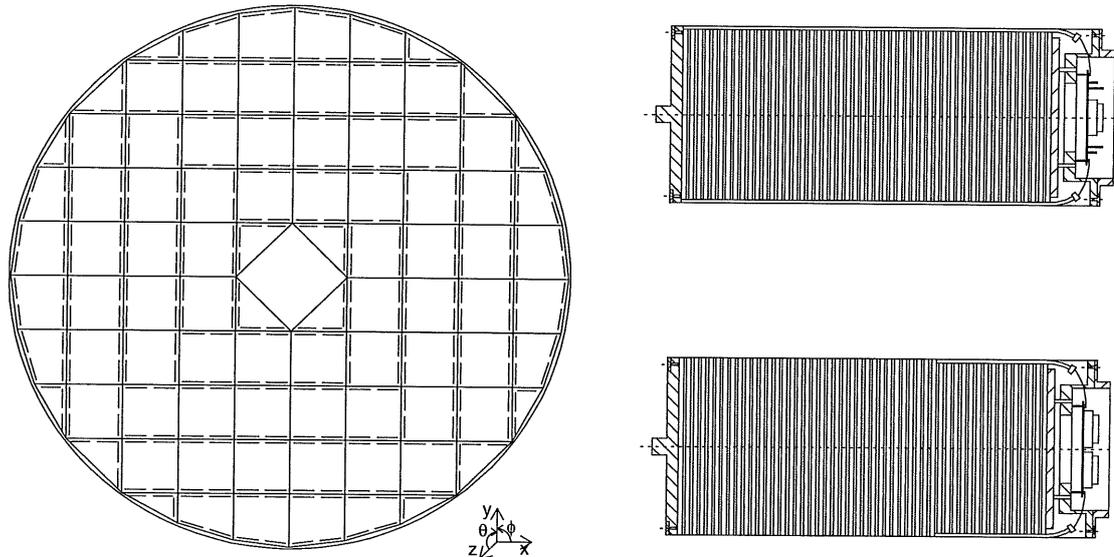


Abbildung 2-5 Der Aufbau des BEMC-Detektors

Die linke Abbildung zeigt das Kalorimeter in der xy -Ebene. In den Modulen ist die Position der langen Wellenlängenschieber WLS eingezeichnet. Oben rechts ist ein Schnitt durch ein Modul dargestellt, in dem die Position der langen WLS zu sehen ist. Unten rechts sieht man die Position der kurzen WLS, mit denen nur die hinteren 15 Lagen ausgelesen werden.

In z -Richtung sind die Module alle gleich aufgebaut. Die Frontplatte der Module besteht aus einer 8 mm dicken Aluminiumplatte, die einen Paßstift für die Befestigung an der Frontplatte der Aluminiumtonne hat. Dahinter folgt eine erste Ausleseschicht aus 4 mm Szintillator – verwendet wird SCSN-38 – und anschließend die 49 Sampling-Schichten. Diese bestehen jeweils aus einer 2.5 mm dicken Bleiplatte und einer 4 mm dicken Szintillatorplatte, die an beiden Seiten von 0.2 mm dickem, bedrucktem Tyvekpapier¹⁰ umgeben ist. Mit dem Tyvekpapier wird die Totalreflexion innerhalb der Platten erhöht, und deren Aufdruck senkt die Abhängigkeit von Positionseinflüssen bezüglich der xy -Position, an den das Licht im Szintillator emittiert wird. Insgesamt hat diese Sampling-Struktur eine Dicke von 22.5 Strahlungslängen X_0 .

Das Szintillatorlicht wird mit Wellenlängenschiebern WLS zu den Photodioden weitergeleitet. Dabei haben sie zwei Hauptaufgaben. Zum einen sammeln sie das Licht der 50 Szintillatorplatten und zum anderen verschieben sie das Licht in einem Wellenlängenbereich, in dem die Photodioden sensitiver sind. Bei den quadratischen Modulen gibt es 2 Gruppen von WLS. Einmal die vier langen WLS, die paarweise an zwei gegenüberliegenden Seiten

¹⁰ Tyvekpapier ist ein Spezialpapier mit einer sehr rauhen Oberfläche. Dadurch hat der Szintillator nur an wenig Stellen direkten Kontakt mit dem Papier und die Totalreflexion wird so weniger gestört.

angebracht sind und alle 50 Szintillatorplatten eines Moduls auslesen. Zwei kurze WLS mit doppelter Breite an den verbleibenden Seiten lesen nur die letzten 15 Szintillatorlagen aus. Damit soll eine Information über das longitudinale Schauerprofil gewonnen werden. Auch die exotischen Module haben vier lange WLS¹¹. Bei einigen Modultypen wurde aus Platzgründen auf die kurzen WLS verzichtet. Mit einer 0.3 mm dicken Nylonschnur wird ein Abstand zwischen Szintillatorplatten und WLS gewährleistet, um direkten optischen Kontakt zu verhindern. Um die Lichteffizienz zu steigern, werden die WLS - wie die Szintillatorplatten - einzeln von Tyvepapier umgeben. Ein Aufdruck mit grauen Streifen an den Enden der langen WLS reduziert den Einfluß der Lichtsammlung von der Position der Szintillatorplatte, damit das Licht der Szintillatorplatten, die in der Nähe der Photodiode sind, mit der gleichen Wahrscheinlichkeit wie das der anderen Platten von der Photodiode erfaßt wird.

Durch das Material der WLS wird das Szintillatorlicht, welches hauptsächlich im Wellenlängenbereich von 400 - 450 nm liegt, in den Bereich von 450 - 550 nm verschoben. Dieses Licht wird von den Photodioden ausgelesen, die am Ende auf die WLS geklebt sind. Diese Photodioden sind Siliziumdioden des Typs S2575. Sie haben eine sensitive Fläche von $30 * 3.4 \text{ mm}^2$. Die langen WLS werden jeweils von einer Diode ausgelesen und die kurzen von 2 Dioden, die zu einem Auslesekanal zusammengefaßt werden. Damit besitzt das BEMC 472 Auslesekanäle, wobei 344 zu Dioden an langen WLS gehören und 128 Auslesekanäle zu kurzen WLS.

Jedes Modul ist in eine 0.2 mm dicke Box aus Stahl eingefafßt. Eine Platine mit den Vorverstärkern und den Kabeltreibern befindet sich am hinteren Ende der Module. Über ca. 30 m lange Kabel wird dieses Analogsignal zur Ausleseelektronik außerhalb des Detektors weitergeleitet und dort mit einem ADC in digitale Signale umgewandelt.

Detaillierte Beschreibungen über den Aufbau des BEMC-Kalorimeters sind in [BEMC92, BEMC95 und Kas94] zu finden.

2.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter befindet sich innerhalb des Kryostaten, mit dem das flüssige Argon auf einer Temperatur von -183°C gehalten wird. Es ist aus acht unabhängigen Segmenten aufgebaut, siehe Abbildung 2-6. Davon sind vier Segmente (1)–(4) in Vorwärtsrichtung, drei im zentralen Bereich (5)–(7) und das Segment (8) in Rückwärtsrichtung angeordnet. Die Segmente bestehen im allgemeinen aus zwei Oktanten. Jeweils ein Oktant bildet das elektromagnetische und der andere das hadronische Kalorimeter. Ausnahmen ergeben sich an zwei Stellen: Einmal beim Segment (1), denn dieses besteht aus zwei hadronischen Oktanten, und dann beim Segment (8), da dieses nur einen elektromagnetischen Oktanten besitzt.

¹¹ Die einzige Ausnahme sind die kleinen Dreiecke, die nur drei lange WLS haben.

Die einzelnen elektromagnetischen Oktanten decken einen Azimutalwinkel von 45° ab. Dadurch entstehen bei den Winkeln 0° , 45° und Vielfachen davon Cracks, durch die elektromagnetische Teilchen entweichen können. Daher sind bei den zugehörigen hadronischen Kalorimetern die Grenzen der Oktanten so geneigt, daß die entweichenden Teilchen ihre Energie in diesen Kalorimetern deponieren, siehe Abbildung 2-6 rechte Seite.

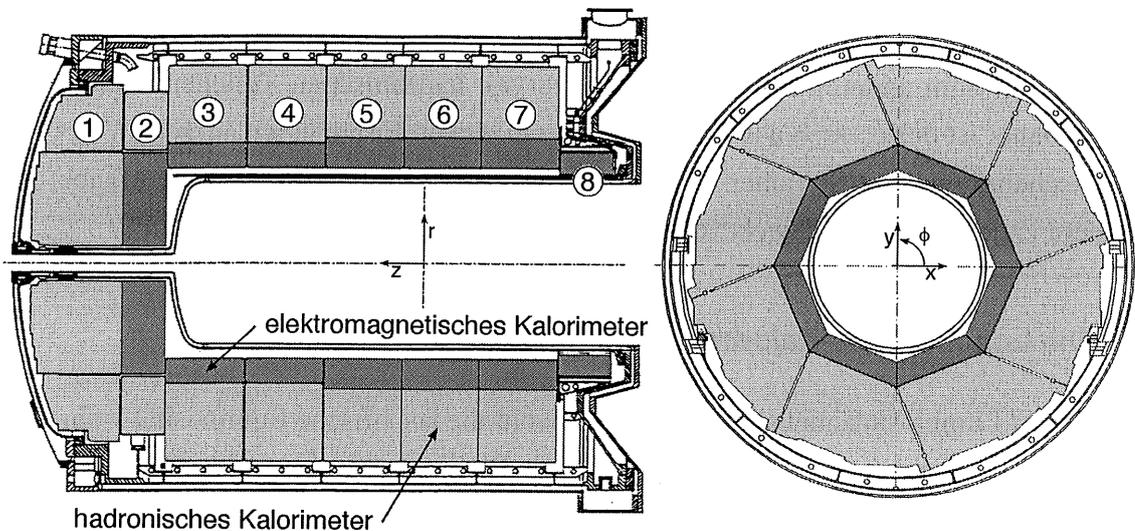


Abbildung 2-6 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Links: Seitenansicht des Kalorimeters mit Kryostat.

Rechts: Die zentralen Segmente in der xy -Ebene.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist dunkelgrau gekennzeichnet und das hadronische hellgrau.

Das Kalorimeter hat eine Sampling-Struktur, bei der das flüssige Argon das aktive Material ist. Für den elektromagnetischen Teil beträgt die Dicke der Spalten, in denen sich das flüssige Argon befindet, 2,35 mm. Als Absorbermaterial werden Bleiplatten mit einer Dicke von 2,4 mm verwendet. Die durch den Schauer erzeugten Argon-Ionen und Elektronen werden mit einer Hochspannung von 1,5 kV getrennt und die Elektronen werden auf Auslesekanälen, den sogenannten Pads, gesammelt. Diese Pads besitzen eine Größe von 10 bis 100 cm^2 . In der Tiefe werden acht dieser Pads für einen Auslesekanal zusammengeschlossen. Das elektromagnetische Kalorimeter besitzt insgesamt 30784 Auslesekanäle. Im hadronischen Teil wird Eisen mit einer Dicke von 19 mm pro Samplingschicht verwendet. Im Zwischenraum befinden sich zwei Auslesespalten mit einer Gesamtdicke von 4,8 mm. Die Auslesespads haben eine Größe bis zu 2000 cm^2 . Der hadronische Teil hat 13568 Auslesekanäle.

2.2.3 Das PLUG-Kalorimeter

Das PLUG-Kalorimeter soll hochenergetische Hadronen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, bestimmen. Es überdeckt die Polarwinkel von $0,7^\circ$ bis $3,3^\circ$. Auch dieses

Kalorimeter ist ein Sampling-Kalorimeter. Hier werden Kupferplatten von 8 cm Dicke als Absorber eingesetzt und die Teilchen werden in 0.4 mm dicken Siliziumdetektoren nachgewiesen.

2.2.4 Das instrumentierte Eisen

Mit dem Eisenjoch wird zum einen der Rückfluß des Magnetfeldes der H1-Spule gewährleistet, zum anderen sollen Leckverluste von hadronischen Teilchen nachgewiesen werden. Daher ist dieses Joch aus Lagen mit 7.5 cm dicken Eisenplatten aufgebaut, bei denen die Zwischenräume mit Streamer-Kammern ausgerüstet wurden. Die Hauptaufgabe dieser Kammern ist jedoch der Nachweis von Myonen.

2.2.5 Die Luminositäts-Kalorimeter

Aufgabe des Luminositätsmeßsystems ist es, sowohl die spezifische Luminosität während der Messung anzugeben, um den Protonen- und den Elektronenstrahl in den HERA-Ringen zu optimieren, als auch die absolute Luminosität zu messen, damit Wirkungsquerschnitte bestimmbar werden. Für diese Messung werden Bethe-Heitler-Ereignisse ($ep \rightarrow e\gamma$) verwendet. Das Elektron und das Photon werden jeweils mit einem Kalorimeter nachgewiesen. Das Elektron-Kalorimeter befindet sich 33.4 m und das Photon-Kalorimeter 102.9 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt im HERA-Tunnel, siehe Abbildung 2-7.

Verwendet werden Cerenkov-Kalorimeter, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Einige Parameter diese Detektoren sind in Tabelle 2-3 angegeben.

	Elektron-Kalorimeter	Photon-Kalorimeter
Größe	154×154 mm ²	100×100 mm ²
Auslesekanäle	49	25
Meßbarer Wirkungsquerschnitt ($ep \rightarrow e\gamma$)	28 mbarn	174 mbarn
Material	TlCl (78 %) und TlBr (22 %)	
Energieauflösung	$10\% / \sqrt{E} \oplus 1\%$	
Zeitauflösung	< 3 ns	

Tabelle 2-3 Parameter der Luminositäts-Detektoren

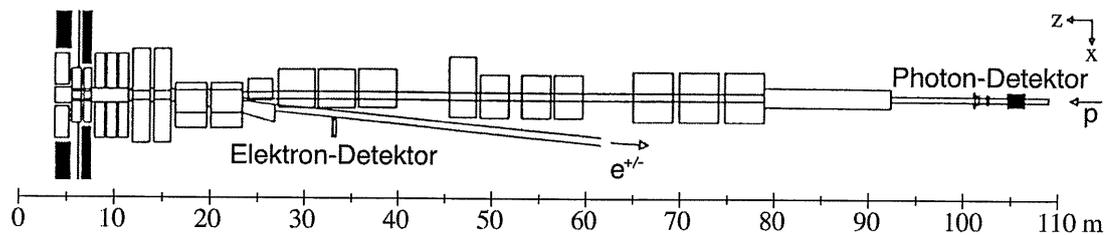


Abbildung 2-7 Position der Luminositäts-Detektoren

2.3 Weitere Detektoren

In diesem Abschnitt werden die Komponenten beschrieben, die spezielle Aufgaben innerhalb des H1-Detektors haben. Zu den Aufgaben gehören das Erkennen von Myonen sowie das Erkennen von Untergrundereignissen.

2.3.1 Die Myon-Kammern und das Vorwärts-Myon-Spektrometer

Im H1-Detektor dienen die Streamer-Kammern im instrumentierten Eisen als Myon-Detektoren. Damit können Myonen im Polarwinkelbereich von 6° bis 172° nachgewiesen werden. Zusätzlich können hochenergetische Myonen mit Polarwinkeln von 3° bis 17° mit dem Vorwärts-Myon-Spektrometer bestimmt werden. Dieses besteht aus einem Toroid-Magneten mit einem inneren Radius von 0.65 m und einem äußeren von 2.9 m. Das Magnetfeld fällt von 1.75 T auf 1.5 T nach außen hin ab. Vor und hinter dem Magneten befinden sich jeweils drei zweilagige Driftkammern.

2.3.2 Das Flugzeitmeßsystem und die VETO-Detektoren

Beide Detektoren liegen im Rückwärtsbereich des Detektors. Sie dienen zur Unterdrückung von Untergrundereignissen, die durch Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit Restgas im Strahlrohr oder der Strahlrohrwand entstehen. Um ein schnelles Triggersignal zu liefern, sind die Detektoren aus Plastikszintillatoren senkrecht zum Strahlrohr gebaut und werden mit Photomultipliern ausgelesen.

Das Flugzeitmeßsystem besteht aus zwei Szintillatorebenen, die sich direkt hinter dem BEMC bei $z = 1.95$ m und $z = 2.25$ m befinden. Untergrundereignisse aus der Protonenrichtung haben ein Signal, das ca. 14 ns vor den physikalischen Ereignissen kommt, da bei physikalischen Ereignissen die Strecke vom Flugzeitmeßsystem zum Wechselwirkungspunkt noch zweimal durchquert werden muß, siehe Abbildung 2-8. Ereignisse, die durch die Synchrotronstrahlung der Elektronen oder durch die Wechselwirkung der Elektronen mit Restgas entstehen, können

mit dem Flugzeitmeßsystem nicht als Untergrundereignisse erkannt werden. Diese Ereignisse machen den größten Teil, der in der Abbildung 2-8 gezeigten, möglichen Ereignisse aus.

Die Veto-Detektoren bestehen ebenfalls aus zwei Szintillatorwänden. Diese befinden sich außerhalb des eigentlichen Detektors. Bei der z -Position -6.5 m steht eine VETO-Wand, die eine Fläche von ca. 4×5 m² und am Strahlrohr eine Aussparung von 80×80 cm² hat. Die andere Wand befindet sich bei -8.1 m und umfaßt eine Fläche von 100×90 cm².

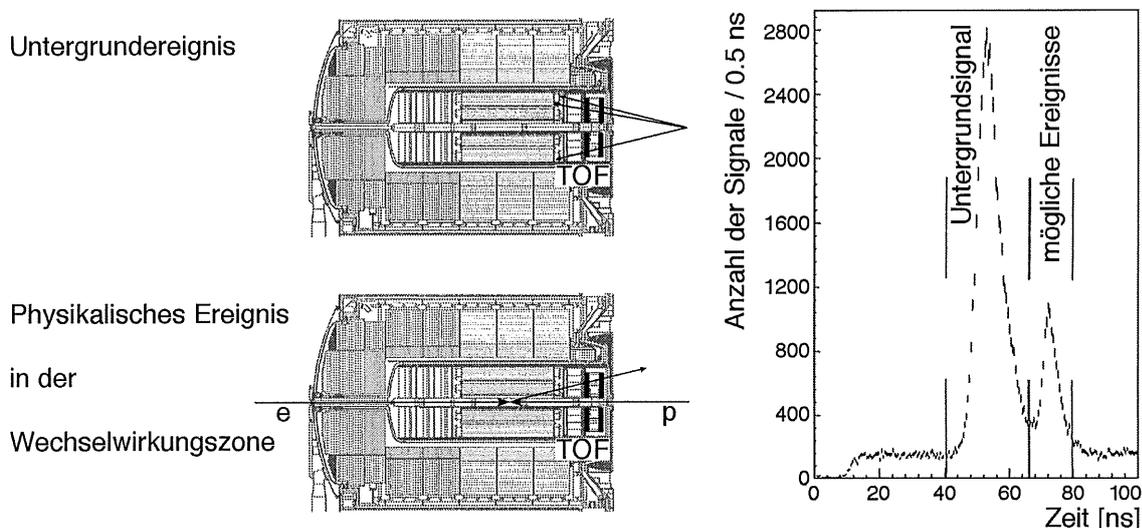


Abbildung 2-8 Funktion des Flugzeitmeßsystems

Links oben: Bei Untergrundereignissen aus der Protonenrichtung gelangen Teilchen direkt in des Flugzeitmeßsystem.

Links unten: Bei physikalischen Ereignissen müssen die Teilchen zusätzlich die Strecke bis zum Wechselwirkungspunkt hin und wieder zurück durchqueren.

Rechts: Die Abbildung zeigt die Signale im Flugzeitmeßsystem. Der gleichmäßige Untergrund von 200 Signalen / 0.5 ns entsteht durch kosmische Strahlung.

2.4 Der Trigger

Der Trigger legt fest, wann der Detektor ausgelesen wird. Die 270000 elektronischen Kanäle aller Subdetektoren ergeben eine Datenmenge von 3 MByte für ein einzelnes Ereignis. Da im H1-Detektor alle 96 ns ein Ereignis stattfinden kann, würde dies einer theoretischen Rate von 10.4 MHz entsprechen. Diese Datenmenge könnte mit keinem Rechner bewältigt werden.

Die physikalischen Prozesse treten jedoch mit einer weit geringeren Rate auf. Der physikalische Prozeß mit dem größten Wirkungsquerschnitt, der beobachtbare Signale im Detektor deponiert, ist die Photoproduktion. Selbst bei der Design-Luminosität ist nur mit einer Rate in der Größenordnung von 100 Hz zu rechnen. Alle anderen physikalischen Prozesse einschließlich der tiefinelastischen Streuung ergeben zusammen nur eine Rate von einigen Hertz.

Eine der wichtigsten Aufgaben des Triggers bei H1 ist die Unterdrückung von Untergrundereignissen. Die Rate des Untergrundes kann drei Größenordnungen größer sein als die Rate der Ereignisse, die beobachtet werden sollen. Der Untergrund setzt sich hauptsächlich aus folgenden Quellen zusammen:

Strahl-Wand-Ereignisse: Protonen, die sich weit außerhalb des Strahls befinden, stoßen mit der Strahlrohrwand oder den Kollimatoren zusammen. Im Detektor können diese Ereignisse bis zu einige 100 GeV deponieren. Die Rate dieser Ereignisse kann bei der Design-Luminosität bei ca. 70 kHz liegen.

Strahl-Restgas-Ereignisse: Obwohl das HERA-Vakuum 10^{-9} Torr beträgt, kann die Rate von Ereignissen, bei den Strahlteilchen mit dem Restgas wechselwirken, 35 kHz betragen. Da der Wechselwirkungspunkt auch innerhalb der nominalen Wechselwirkungszone liegen kann, sind diese Ereignisse zum Teil nur schwer von physikalischen Ereignissen zu trennen.

Synchrotronstrahlung: Die Bahn der Elektronen vor den Eintritt in den Detektor ist gebogen, um Elektronen und Protonen in einer Strahlröhre zusammenzufassen. Dabei wird Synchrotronstrahlung emittiert. Diese Photonen verlaufen jedoch überwiegend in der Nähe des Strahlrohrs.

Kosmische Höhenstrahlung: Auch kosmische Myonen können Signale im Detektor erzeugen, die den Trigger auslösen. Die Rate, die auf der Größe des Detektors beruht, beträgt in der Größenordnung von 1000 Hz. Sie kann jedoch leicht auf Werte von 0.1 Hz reduziert werden, wenn verlangt wird, daß das Ereignis in der Wechselwirkungszone liegt.

Die in der Runperiode 1994 gemessenen Untergrundraten liegen im Bereich von 10 kHz. Der Strom des Protonenstrahls betrug in dieser Periode nur etwa ein Drittel vom Designwert, und die maximale gemessene Luminosität lag nur bei einem Fünftel des angestrebten Wertes [Sev94].

Die ursprüngliche Datenmenge von 3 MByte für jedes Ereignis wird reduziert, indem die meisten Auslesekanäle nur gespeichert werden, wenn für sie auch ein signifikantes Signal gemessen wurde. Weil für die Ereignisse nur in einem Bruchteil der Kanäle ein Signal oberhalb des Rauschens beobachtet wird, verkleinert sich die Größe eines komprimierten Ereignisses auf 50 - 100 kByte.

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird auf den BSET-Trigger, der bei Energieclustern im BEMC anspricht, eingegangen.

2.4.1 Die Triggerstufen

Der Trigger des H1-Detektors besteht aus mehreren Stufen, damit die sogenannte Totzeit möglichst klein gehalten werden kann. Die Totzeit ist die Zeit, die der Detektor braucht, um ein Ereignis auszulesen und nicht für die Registrierung weiterer Ereignisse bereit ist. Für die Runperiode 94 standen jedoch nur drei der fünf geplanten Triggerstufen zur Verfügung:

Triggerstufe 1: Dies ist die einzige totzeitfreie Triggerstufe. Die Triggerentscheidung steht hier nach $2.3 \mu\text{s}$ bereit. Während dieser Zeit werden alle Signale der 24 möglichen Wechselwirkungen in einer Pipeline gespeichert. Wenn die Bedingungen für ein gutes Ereignis erfüllt sind, wird die Pipeline angehalten, und die Auslese des Detektors beginnt. Die maximale Ausgangsrate dieser Triggerstufe darf bis zu 5 kHz betragen, wenn alle Triggerstufen zu Verfügung stehen. Während der Runperiode 1994 betrug die mittlere Rate 30 - 40 Hz.

Wegen der kurzen Zeit von $2.3 \mu\text{s}$ sind nur einfache Triggerbedingungen möglich. Die wichtigsten Trigger sind im folgenden aufgeführt:

- **Flugzeit-Trigger:** Der Flugzeit-Trigger beruht auf Signalen des Flugzeitmeßsystems und er hat zwei Zeitfenster, in denen Triggersignale erzeugt werden: Ein Zeitfenster für Ereignisse vom Wechselwirkungspunkt und eines für Untergrundereignisse, siehe Abbildung 2-8. Wenn im letzten Zeitfenster ein Signal meßbar ist, wird die Triggerbedingung ANTI-TOF gesetzt. Diese ist mit Koinzidenz anderer Triggerbedingungen eine der wichtigsten Möglichkeiten zur Unterdrückung von Untergrundereignissen.
- **Spurenkammer-Trigger:** Die Spurenkammern bieten mehrere Möglichkeiten, Triggersignale zu liefern. Signale der schnellen Proportionalkammern dienen dazu, die z -Position des Wechselwirkungspunkts zu bestimmen. Mit den Jet-Kammern C1C1 und C1C2 wird nach Übereinstimmung von Signalen geladener Teilchen mit vorgegebenen Spurmustern gesucht, um für das Ereignis zu entscheiden, ob die Spur in der x - y -Ebene mit der Wechselwirkungszone verträglich ist.
- **BSET-Trigger:** Dieser Trigger liefert ein Signal, wenn im BEMC bestimmte Energieschwellen überschritten wurden. Wegen der Wichtigkeit für tiefinelastische Ereignisse bei kleinen Q^2 wird dieser Trigger ausführlich im nächsten Abschnitt beschrieben.
- **Flüssig-Argon-Trigger:** Auslesezellen des Flüssig-Argon-Kalorimeter werden in Gruppen zusammengefaßt und die Energie mit schnellen ADC's bestimmt.
- **Luminosität-Trigger:** Hierbei wird die Energie der Luminositätsdetektoren verwendet. In Verbindung mit anderen Triggern ist dieser Trigger wichtig, um zum Beispiel Photoproduktionsereignisse und Initial-State-Radiation-Ereignisse zu selektieren. Die Luminositätsmessung braucht diesen Trigger nicht, da sie eigenständig arbeitet.
- **Myon-Trigger:** Dieser Trigger weist mit Hilfe des instrumentierten Eisens nach, ob im Ereignis Myonen erzeugt wurden. Der Myon-Trigger ermöglicht zusätzlich, daß kosmische Myonen gefunden werden, die in der strahlfreien Zeit für Detektorstudien aufgenommen werden.

Triggerstufe 2: Die Triggerstufe 2 war für die Runperiode 1994 noch nicht fertiggestellt. Sie hat die Aufgabe, die Totzeit zu minimieren. Die Stufe 2 ist ein elektronischer Hardware-Trigger, mit dem die Ereignisrate um einen Faktor 5-20 verkleinert werden soll. Es werden Informationen verschiedener Detektoren verknüpft, um weitere Untergrundereignisse zu verwerfen. Eine Entscheidung muß innerhalb von $20 \mu\text{s}$ gefällt werden. Diese Zeit ist die

Totzeit dieser Stufe. Für gute Ereignisse startet diese Stufe die Auslese. Dies erfolgte in der Runperiode 1994 für alle Ereignisse die der Triggerstufe 1 entsprachen.

Triggerstufe 3: In der Triggerstufe 3 können mit Hilfe von Software detaillierte Kriterien an die Triggersignale gestellt werden. Innerhalb von 800 μs muß entschieden sein, ob das Ereignis verworfen wird, weil dann die Ereignisbildung innerhalb der Subdetektoren aus den Rohdaten beginnt. Für die gesamte Auslese wird 1 - 2 ms benötigt. Danach können erst die Pipelines der ersten Triggerstufe neu gestartet werden. Diese Triggerstufe wurde in der Runperiode 1994 nur formal verwendet, das bedeutet, daß die Triggerstufe die Bildung der Ereignisse startet, aber keinen Beitrag zur Reduzierung von Untergrundereignissen liefert.

Die Reduzierung mit den Triggerstufen 2 und 3 wird wichtig, wenn HERA eine höhere Luminosität liefert. Mit diesen Triggern ließ sich für einen Großteil der Untergrundereignisse die Dauer der Totzeit auf 20 μs für Triggerstufe 2 oder 800 μs für Triggerstufe 3 verringern.

Triggerstufe 4: Diese Triggerstufe verarbeitet die Ereignisse asynchron. Die Verarbeitung der Ereignisse erfolgt parallel in 30 Rechnern, die die Ereignis rekonstruieren. Dabei wird jedes Ereignis auf einem dieser Rechner so weit rekonstruiert, bis die Entscheidung feststeht, ob das Ereignis verwendet oder verworfen wird. Dieser Triggerstufe stehen die vollständigen Daten des Ereignisses zur Verfügung. Ereignisse, die die gestellten Kriterien erfüllen, werden auf Magnetbändern gespeichert.

Da die Verarbeitung der Ereignisse in dieser Triggerstufe asynchron erfolgt, führt sie nicht zu einer Verlängerung der Totzeit. Somit beträgt die Totzeit nur 1 - 2 ms, die für die Auslese des Detektors benötigt werden.

Triggerstufe 5: Diese Stufe ist im engeren Sinne kein Trigger, weil die Selektion erst nach dem Speichern der Daten auf Magnetbändern erfolgt und so keine Ereignisse wirklich verloren gehen. Die Aufgabe dieser Triggerstufe besteht darin, das Ereignis vollständig zu rekonstruieren. Dazu gehört auch eine Klassifizierung in verschiedene Ereignisklassen. Nur die Ereignisse, denen mindestens eine Ereignisklasse zugeordnet wird, werden auf die POT¹²- und DST¹³-Files geschrieben. Die POT's dienen zur Untersuchung von Untergrund und Effizienzen, während die DST's für die Analyse gedacht sind. Der Unterschied dieser Files besteht in den Kriterien, die für die Einteilung in die einzelnen Ereignisklassen festgelegt wurden, wobei bei den POT-Files weniger Kriterien verlangt werden als bei den DST's. Die Kriterien werden im Kapitel „Selektion der Ereignisse“ beschreiben.

¹² POT, engl. Produktion-Output-Tapes: Bänder mit allen ausgelesenen Ereignissen

¹³ DST, engl. Data-Summary-Tapes: Bänder mit der Zusammenfassung der physikalisch relevanten Ereignisse.

2.4.2 Der BSET-Trigger

Die Aufgabe des BSET-Triggers ist die Erkennung von Elektronen aus tiefinelastischen Ereignissen, die ins BEMC gestreut werden. Die Ausgabe dieses Triggers ist ein Signal der Triggerstufe 1.

Dafür werden die Analogsignale der langen WLS eines Moduls summiert. Wichtig ist, daß die Signale der einzelnen Module vorher abgeglichen wurden, damit eine gleiche Signalhöhe der gleichen Energie entspricht. Dieser Abgleich ist entscheidend für scharfe Triggerschwellen. Für diese Signale gibt es zwei Schwellwerte, der niedrige wird mit LT^{14} und der höhere mit HT^{15} bezeichnet. Die Schwellen entsprechen einer Energie von 1.3 GeV für LT und 2.3 GeV für HT. Wenn ein Modul die HT-Schwelle überschreitet, werden die Signale der acht benachbarten Module summiert, die oberhalb der LT-Schwelle liegen. Diese Methode, die den Clusteralgorithmus nachahmt, gewährleistet, daß eine konstante Triggerschwelle auch für Ereignisse gewährleistet ist, bei denen die Energie auf mehrere Module aufgeteilt ist. Anschließend werden die Signale aller Cluster summiert und gleichzeitig die Signalsumme aller Module gebildet, die die LT-Schwelle überschritten haben. Diese beiden Signale werden parallel mit einem 6-bit FADC in ein digitales Signal umgewandelt. Bei den inneren dreieckigen Modulen wurde die HT-Schwelle zeitweise auf 100 GeV gesetzt, damit diese Module den Trigger nicht auslösen können. Dadurch können die Triggerraten deutlich reduziert werden.

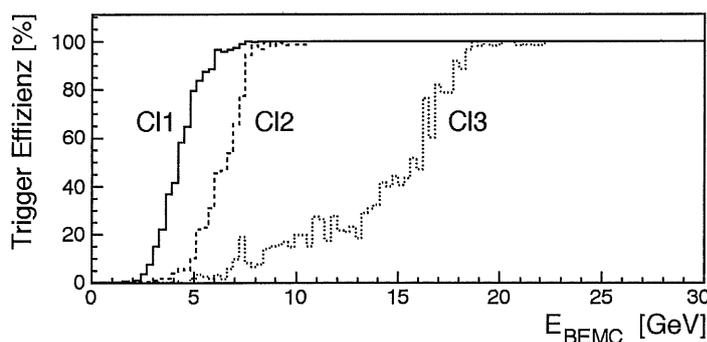


Abbildung 2-9 Effizienzen der Triggerelemente CL1, CL2 und CL3

Dargestellt ist die Effizienz in Abhängigkeit von der rekonstruierten Energie.

Ein Triggerelement bildet die Signalsumme aller Module und für das Signal der Clustersummen gibt es drei Triggerelemente CL1, CL2 und CL3 mit unterschiedlichen Schwellwerten. Die Schwelle für den CL1-Trigger liegt beim Wert 16 des FADC. Dies entspricht einer Triggerschwelle von 4.3 ± 1.1 GeV, siehe Abbildung 2-9. Da die Triggerrate sehr hoch ist, kann dieser Trigger nur in Koinzidenz mit einem anderen Trigger verwendet werden, oder er wird „preskaliert“, das heißt man zeichnet nur jedes 200ste, oder 1000ste

¹⁴ LT, engl. Low Threshold

¹⁵ HT, engl. High Threshold

Ereignis auf und verwirft alle anderen. Diese Ereignisse können für die Bestimmung der Triggerschwellen für CL2 und CL3 verwendet werden. Mit der mittleren Schwelle CL2 werden die Ereignisse für die Datenanalyse selektiert. Sie liegt beim Wert 25 und entspricht einer Energie von 7.7 ± 1.0 GeV. Bei Energien von 10 GeV ist diese Schwelle nahezu 100 % effizient. Studien zur Triggereffizienz und Untergrundunterdrückung haben gezeigt, daß für tiefinelastische Ereignisse der BSET-Trigger in Koinzidenz mit dem Veto des Flugzeittriggers ANTI-TOF eine effiziente Selektion liefert [Kur93]. Die höchste Schwelle CL3 liegt bei 16.9 ± 1.6 GeV und hat eine so kleine Ereignisrate, das sie ohne das TOF-Veto betrieben werden kann. Daher kann hiermit deren Effizienz bestimmt werden.

Die Abbildung 2-10 zeigt die Triggerraten in Abhängigkeit von der Energie, die im BEMC gemessen wird. Für die größte Reduzierung der Raten sind die Bedingung ANTI-TOF und die Selektion auf der Triggerstufe 4 verantwortlich.

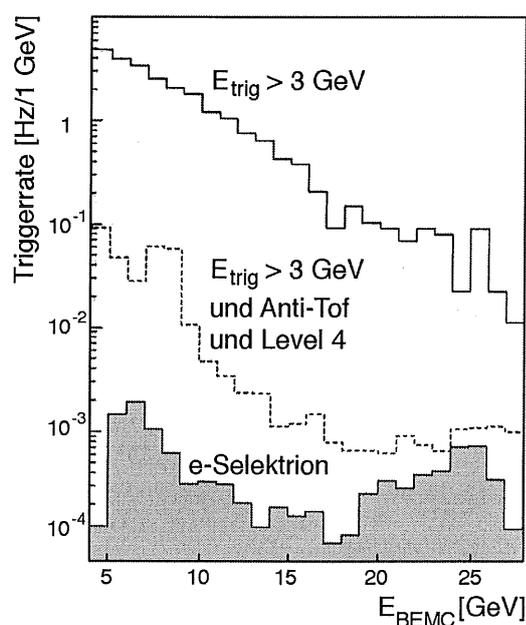


Abbildung 2-10 Triggerraten als Funktion der BEMC Cluster Energie

Mit E_{trig} wird die Energie der Clustersummen des Triggers bezeichnet. In der Selektion der Elektronen ist noch Photoproduktionsuntergrund enthalten. Diese Daten entstammen der 1992 Runperiode.

Mit der Triggerstufe 4 lassen sich Ereignisse unterdrücken, bei denen ein geladenes Teilchen oder ein Photon direkt eine Photodiode getroffen hat. Bei diesen sogenannten Ein-Dioden-Ereignissen wird nur in einer Diode ein sehr großes Signal gemessen, während die anderen Dioden des Moduls nur ein Signal in der Größenordnung des Rauschens haben. Die Abbildung 2-11 zeigt die Verteilung des Quotienten aus der maximalen Diodenenergie und Modulenergie für einen Run, bei dem diese Ereignisse nicht in der Triggerstufe 4 unterdrückt werden. Für elektromagnetische Cluster ist dieses Verhalten nicht zu erklären, da die Dioden über die Szintillatorplatten gekoppelt sind und das Verhältnis maximal im Bereich von 50 % liegt. Die Hauptquellen hierfür sind Photonen von der Synchrotronstrahlung der Elektronen.

Eine verbesserte Bleiabschirmung für die Runperiode 1993 war nicht ausreichend. In der Runperiode 1994 konnten diese Ereignisse erstmals auf Triggerstufe 1 unterdrückt werden. Dafür wurden die inneren 16 Module, in denen 90 % dieser Ereignisse auftraten, mit einer speziellen Triggerlogik ausgestattet, die ermöglichte, diese Ereignisse um die Hälfte zu reduzieren.

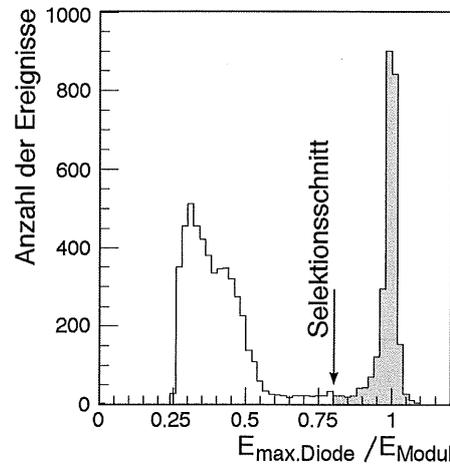


Abbildung 2-11 Verhältnis der maximalen Diodenenergie zur Modulenergie [Kur93]

Für die gezeigten Ereignisse hat das jeweilige Modul die größte Energie im Kalorimeter. Zusätzlich ist der Selektionsschnitt eingezeichnet, mit dem die Ereignisse in der Triggerstufe 4 unterdrückt werden. Das Verhältnis der Höhen von Ein-Dioden-Ereignissen zu den richtigen Ereignissen ist stark von den Strahlbedingungen abhängig.

3 Kalibration des Rückwärts-Kalorimeters BEMC

Dieses Kapitel beschreibt die Methode und die Ergebnisse der Kalibration des Rückwärts-Kalorimeters BEMC. Die Genauigkeit der Kalibration hat einen großen Einfluß auf die Messung der Strukturfunktion, besonders bei großen Werten für x_{bj} .

Vor dem eigentlichen Hauptteil des Kapitels, der Kalibration, wird im ersten Abschnitt beschrieben, wie aus den Ausgangssignalen des Kalorimeters, die Energien und die Positionen der eindringenden Teilchen bestimmt werden.

Die Kalibration ist in zwei Bereiche unterteilt: Der erste Bereich umfaßt die elektronische Kalibration, die für die Linearität und die zeitliche Stabilität der gesamten elektronischen Auslese verantwortlich ist. Der zweite Bereich, auf dem der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt, befaßt sich mit der Bestimmung der absoluten Energieskala für das ganze BEMC und mit der Korrektur einzelner Module. Mit dieser Korrektur werden sowohl unterschiedliche optische Kopplungen der Photodioden an die jeweiligen Wellenlängenschieber als auch die Alterungseffekte für die jeweiligen Module ausgeglichen.

3.1 Rekonstruktion der Energie und Position im BEMC

Die Signale der Photodioden werden von den Vorverstärkern in den BEMC-Modulen um einen Faktor 100 verstärkt. Anschließend wird dieses Signal von Kabeltreibern in ein Differenzsignal transformiert und an die Impedanz der 30 m langen Kabel angepaßt und zur eigentlichen Ausleseelektronik außerhalb des Detektors weitergeleitet. Dort wird mit einem unipolaren Shapeverstärker das Signal geformt und gleichzeitig das Rauschen unterdrückt. Mit speziellen Verzögerungseinheiten wird das Signal anschließend um 2.2 μs verzögert, damit das Maximum vorliegt, wenn die Information des Triggers zu Verfügung steht. Die Signale werden darauf mit einem ADC in digitale Signale umgewandelt.

Für jeden Auslesekanal j wird dieses digitale Ausgangssignal ADC_j mit Hilfe von Kalibrationskonstanten $P_{i,j}$ und $ADC_{Pedestal,j}$ in eine kalibrierte Ladung Q_j umgerechnet:

$$Q_j = \sum_{i=0}^3 P_{i,j} (ADC_j - ADC_{Pedestal,j})^i \quad \text{Gleichung 3-1}$$

Die Kalibrationskonstanten werden als Koeffizienten eines Ausgleichspolynoms dritten Grades berechnet, das Nichtlinearitäten der Signale kompensieren soll. Sie werden mit Hilfe

eines Testpulser-Systems bestimmt und in der H1-Datenbank¹ gespeichert. Die Berechnung erfolgt in einem Digitalen-Signalprozessor DSP. Für jedes Ereignis werden die berechneten Werte aller Kanäle in der BOS-Bank BRCE mit den Rohdaten abgelegt. Die Rekonstruktion, die aus den Werten der BRCE kalibrierte Energien bestimmen soll, ist in vier Programmmodule unterteilt:

- **BSCALE** Die Ladungen der einzelnen Kanäle werden in Energien umgerechnet.
- **BSTACK** Die Energien der einzelnen Kanäle werden zu Modulenergien zusammengefaßt.
- **BCLUST** Mehrere benachbarte Module werden zu Clustern zusammengefaßt, die der Energiedeposition eines Teilchens entsprechen sollen. Für diese Cluster werden sogenannte Rohenergien aus den Energien der Module berechnet und zusätzliche Parameter bestimmt, die die Cluster beschreiben, beispielsweise der Clusterradius.
- **BCDEAD** Einflüsse des nichtsensitiven Materials und der Cracks zwischen den Modulen werden korrigiert, um die endgültige Clusterenergie zu erhalten. Als Cracks werden beim BEMC die Übergänge von einem zum benachbarten Modul bezeichnet. Durch die WLS und der Stahlbox kommt es dort zu Inhomogenitäten der Energiebestimmung bezüglich der xy -Position.

Innerhalb des Programmmoduls **BSCALE** werden alle kalibrierten Ladungen, die in der BRCE-Bank stehen, in Energien $E_{diode,j}$ umgerechnet, und das Ergebnis in die BENR-Bank abgelegt. Bei dieser Umrechnung gehen in Abhängigkeit vom Auslesekanal zum einen die Konstanten ein, die bei Teststrahlungsmessungen für die Kalibration bestimmt wurden, und zum anderen die Korrekturwerte, die aus der Kalibration mit Ereignissen des kinematischen Peaks bestimmt wurden. Zusätzliche globale Konstanten berücksichtigen Unterschiede zwischen den Testmessungen und der richtigen Datennahme.

Das Programmmodul **BSTACK** hat die Aufgabe, die Energien $E_{diode,j}$ der Kanäle j zu Energien $E_{modul,k}$ für die Module k zusammenzufassen:

$$E_{modul,k} = \frac{\sum_i^4 E_{diode,i}}{4} \quad \text{Gleichung 3-2}$$

Eine Ausnahme von dieser Gleichung bilden nur die kleinen dreieckigen Module, die nur drei lange WLS haben, und bei denen die Summe auch nur durch drei geteilt wird.

Aus dem Verhältnis der Signale innerhalb eines Moduls wird der Energieschwerpunkt berechnet. Dazu gibt es zwei Verfahren, wobei das erste Verfahren für alle Sonderformen der Module verwendet wird und das zweite Verfahren für die quadratischen Module:

¹ Die H1-Datenbank enthält alle Kalibrationskonstanten für die Detektorkomponenten.

• **Das erste Verfahren** basiert auf Testmessungen mit UV-Licht, das in eine einzelne Szintillatorplatte eingekoppelt wurde. Die Intensität des Lichtes, das über die WLS zur Photodiode gelangte, wurde in Abhängigkeit von der Position gemessen und die Informationen in spezielle Tabellen abgelegt [Eis90]. Mit diesen Tabellen wird das Signalverhältnis der vier Kanäle verglichen und die Position durch Interpolation bestimmt.

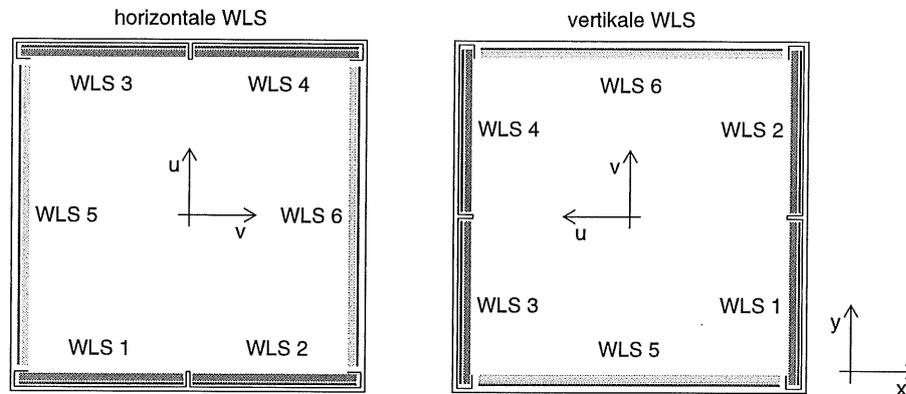


Abbildung 3-1 Die beiden Orientierungen der quadratischen Module

Die quadratischen Module können so stehen, daß die WLS horizontal oder vertikal verlaufen. Für das Verfahren mit der Parametrisierung zur Bestimmung des Energieschwerpunkts innerhalb eines Moduls werden generalisierte Koordinaten u und v so definiert, daß u senkrecht auf den WLS steht.

• **Das zweite Verfahren** ist eine Parametrisierung, die nur bei den quadratischen Modulen angewandt wird. Für die Bestimmung der Parameter werden Ereignisse verwendet, die mit dem Detektor gemessen wurden. Dabei werden Ereignisse mit einer Energie zwischen 10 und 30 GeV verwendet, bei dem mindestens 75 % der Energie des Clusters in einem Modul enthalten ist. Für die Spurenkammer BPC wird verlangt, daß nur eine Spur in der Nähe des Clusters ist, weil dann die Ortsauflösung der Spur im Vergleich zur Ortsauflösung des Kalorimeters vernachlässigbar ist. Da die Orientierung der WLS entscheidend für die Signalverhältnisse ist, werden generalisierte Koordinaten u und v eingeführt, damit die Orientierung der WLS bezüglich dieser Koordinaten gleich ist, siehe Abbildung 3-1. Zwischen der Position der Spur und den normierten Signaldifferenzen D_u und D_v läßt sich eine Korrelation beobachten. Diese Signaldifferenzen berechnen sich zu:

$$D_u = \frac{1}{\sum_{i=1}^4 E_{diode,i}} (E_{diode,3} + E_{diode,4}) - (E_{diode,1} + E_{diode,2}) \quad \text{Gleichung 3-3}$$

$$D_v = \frac{1}{\sum_{i=1}^4 E_{diode,i}} (E_{diode,2} + E_{diode,4}) - (E_{diode,1} + E_{diode,3}) \quad \text{Gleichung 3-4}$$

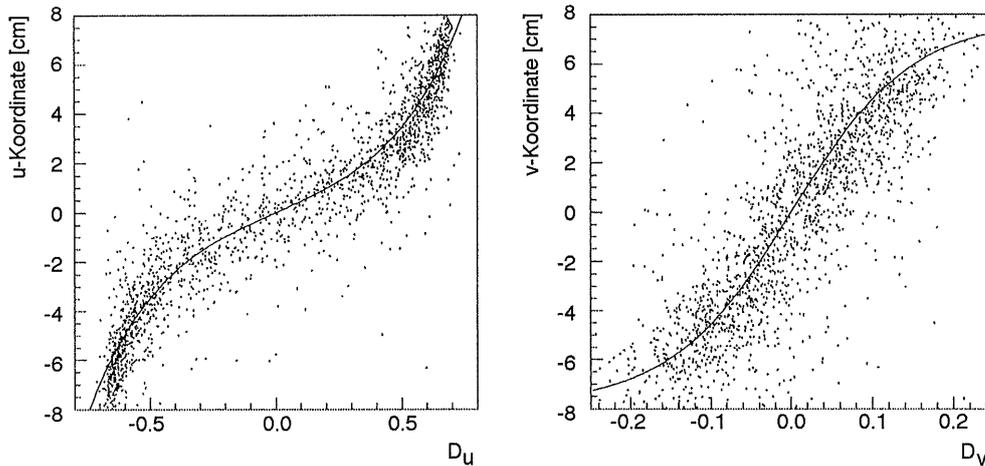


Abbildung 3-2 Abhängigkeit der Größen D_x und D_y von den normierten Signaldifferenzen [Rei95]
 Deutlich ist die Abhängigkeit von der Stellung der WLS zu erkennen. An beide Verteilungen ist eine hyperbolische Funktion angepaßt. Verwendet wurden H1-Daten aus der Runperiode 1993.

An die Korrelation, siehe Abbildung 3-2, lassen sich geeignete hyperbolische Funktionen anpassen:

$$u_{modul} = P_{u1} \tanh(P_{u2} \cdot D_u) \quad \text{Gleichung 3-5}$$

$$v_{modul} = P_{v1} \sinh(P_{v2} \cdot D_v) \quad \text{Gleichung 3-6}$$

Die Parameter P_{u1} , P_{u2} , P_{v1} und P_{v2} wurden durch eine Anpassung an Daten der Runperiode 1993 bestimmt. Mit der generalisierten Position u_{modul} und v_{modul} läßt sich die Position x_{modul} und y_{modul} durch die richtige Zuordnung bestimmen.

Mit dem Programmmodul **BCLUST** werden die Rohenergien von Clustern rekonstruiert. Ein Cluster wird initialisiert, wenn ein Modul mehr Energie enthält als die benachbarten Module und eine bestimmte Energieschwelle überschreitet. Zu diesem Modul wird für den Cluster die Energie der acht benachbarten Zellen addiert, so daß der Cluster eine Größe von 3*3 Zellen hat. Zu Ausnahmen kommt es an den Randregionen, bei den inneren Dreiecken und bei zwei Clustern, die sehr dicht nebeneinander liegen. Im allgemeinen ist daher die Anzahl der Module n_{clu} , die zu dem Cluster gehören, gleich neun. Diese Clusterenergie E_{clu} berechnet sich wie folgt:

$$E_{clu} = \sum_{k=1}^{n_{clu}} E_{modul,k} \quad \text{Gleichung 3-7}$$

Diese Energie wird als Rohenergie bezeichnet, weil sie keine Korrekturen auf Inhomogenitäten des Kalorimeters enthält. Die xy -Position des Clusters x_{clu} und y_{clu} wird mit dem energiegewichteten Mittel aus den einzelnen Modulpositionen berechnet:

$$x_{clu} = \frac{1}{E_{clu}} \sum_{k=1}^{n_{clu}} x_{modul,k} \cdot E_{modul,k} \quad \text{Gleichung 3-8}$$

$$y_{clu} = \frac{1}{E_{clu}} \sum_{k=1}^{n_{clu}} y_{modul,k} \cdot E_{modul,k} \quad \text{Gleichung 3-9}$$

Die z -Position des Schauerschwerpunktes wird parametrisiert. Dabei wird berücksichtigt, daß die Eindringtiefe des Schauersmaximums l_{max} in das Kalorimeter mit dem Logarithmus der Energie anwächst:

$$l_{max} \approx X_{0,BEMC} * \left(\ln \frac{E_0}{\varepsilon_{BEMC}} - 1 \right) \quad \text{Gleichung 3-10}$$

In dieser Gleichung ist $X_{0,BEMC} = 1.43$ cm die mittlere Strahlungslänge und $\varepsilon_{BEMC} = 8.9$ MeV die mittlere kritische Energie der BEMC-Module. Hiermit läßt sich die z -Position berechnen:

$$z_{clu} = z_{0,BEMC} - X_{0,BEMC} \left(\frac{E_{BEMC}}{\varepsilon_{BEMC}} + z_k \right) \cdot \sqrt{\frac{z_{norm}^2}{z_{norm}^2 + x_{Cluster}^2 + y_{Cluster}^2}} \quad \text{Gleichung 3-11}$$

Die Position der Frontplatte des BEMC ist $z_{0,BEMC}$. Das negative Vorzeichen spiegelt die Tatsache wieder, das der Schauer von Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, sich in negativer Richtung ausbreiten. Der Wurzelterm ist eine Korrektur, die berücksichtigt, daß die Teilchen unter einem Winkel in das BEMC gelangen, und die Eindringtiefe so nicht parallel zur z -Achse verläuft. Für die Berechnung einer Näherung des Winkels wird $z_{norm} = 158.2$ cm als mittlere Position des Clusters verwendet.

Im Programmmodul werden weitere Parameter für den Cluster bestimmt, die Angaben über seine Form machen sollen. Diese Parameter sollen dann zur Trennung von hadronischen und elektromagnetischen Clustern verwendet werden. Einer dieser Parameter beschreibt den longitudinalen Schauerverlauf und läßt sich aus dem Verhältnis der Energien $E_{BEOR,5}$ und $E_{BEOR,6}$ in den beiden kurzen WLS zu den langen WLS berechnen:

$$l_{clu} = 1 - \frac{E_{BEOR,5} + E_{BEOR,6}}{E_{BCLR}} \quad \text{Gleichung 3-12}$$

Für elektromagnetische Cluster erwartet man kleinere Werte als für hadronische Cluster. Da jedoch die kurzen WLS ein sehr großes Rauschen haben, kann dieses Verhältnis nicht zu einem effektiven Schnitt verwendet werden, siehe Abbildung 3-3 linke Seite. Ein besseres Selektionskriterium bietet das transversale Schauerprofil. Dies wird mit dem Clusterradius r_{clu} beschrieben:

$$r_{clu} = \frac{1}{E_{BCLR}} \sum_{k=1}^{n_{clu}} \sqrt{(x_{modul,k} - x_{clu})^2 + (y_{modul,k} - y_{clu})^2} \cdot E_{BEOR,k} \quad \text{Gleichung 3-13}$$

Aus Abbildung 3-3 geht hervor, daß der Clusterradius für elektromagnetische Teilchen hauptsächlich Werte von 0 bis 3 cm annimmt. Für Untergrundereignisse – hier wurden Photoproduktionsereignisse verwendet – ist der Clusterradius im Bereich von 2 bis 10 cm gleichmäßig verteilt. Bei den Photoproduktionsereignissen wird eine Clusterenergie von über 10 GeV im BEMC gemessen, die größtenteils auf hadronischen Clustern beruht.

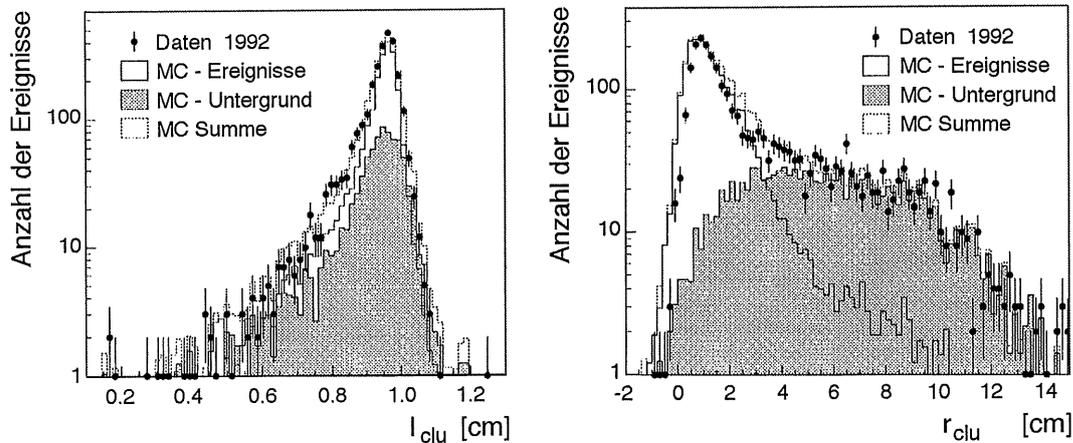


Abbildung 3-3 Longitudinaler und transversaler Clusterparameter [Pep94]

Der laterale Clusterparameter l_{clu} zeigt für Daten und Untergrund annähernd die gleiche Verteilung. Beim transversalen Clusterparameter r_{clu} kann mit einem geeigneten Schnitt ein großer Teil des Untergrundes verworfen werden.

Beide Abbildungen sind logarithmische Darstellungen. Als Untergrund wurden Photoproduktionsereignisse verwendet.

Das letzte Programmmodul **BCDEAD** bestimmt die endgültige Clusterenergie E_{BEMC} . In diesem Modul wird der relative Energieverlust berechnet, der durch das nicht-sensitive Material vor dem BEMC entsteht. Diese Korrektur wird mit der Rohenergie des Clusters multipliziert. Für diese Korrekturen werden Tabellen verwendet, die die Abhängigkeiten vom Eintreffpunkt in das BEMC, von der Energie des Teilchen und der Position der Wechselwirkung beschreiben. Diese Tabellen wurden mit Monte-Carlo-Studien erzeugt. In Abbildung 3-4 werden die Korrekturen gezeigt. Aus Symmetriegründen ist es hinreichend, die Korrekturen nur für ein Viertel des Kalorimeters zu erzeugen und durch eine Drehung des Koordinatensystems diese Werte auch für die anderen Regionen zu nutzen.

Die größten Korrekturen werden in Abhängigkeit von der Auftreffposition angebracht. Damit werden die Inhomogenitäten des Kalorimeters an den Cracks zwischen den Modulen korrigiert. Die Auftreffposition wird – wenn möglich – mit Hilfe der BPC bestimmt. Die Position des Wechselwirkungspunktes verändert den Winkel, unter dem das Teilchen in das Kalorimeter eindringt. Die Korrekturen, die durch diesen Effekt entstehen, betragen jedoch nur wenige Prozent.

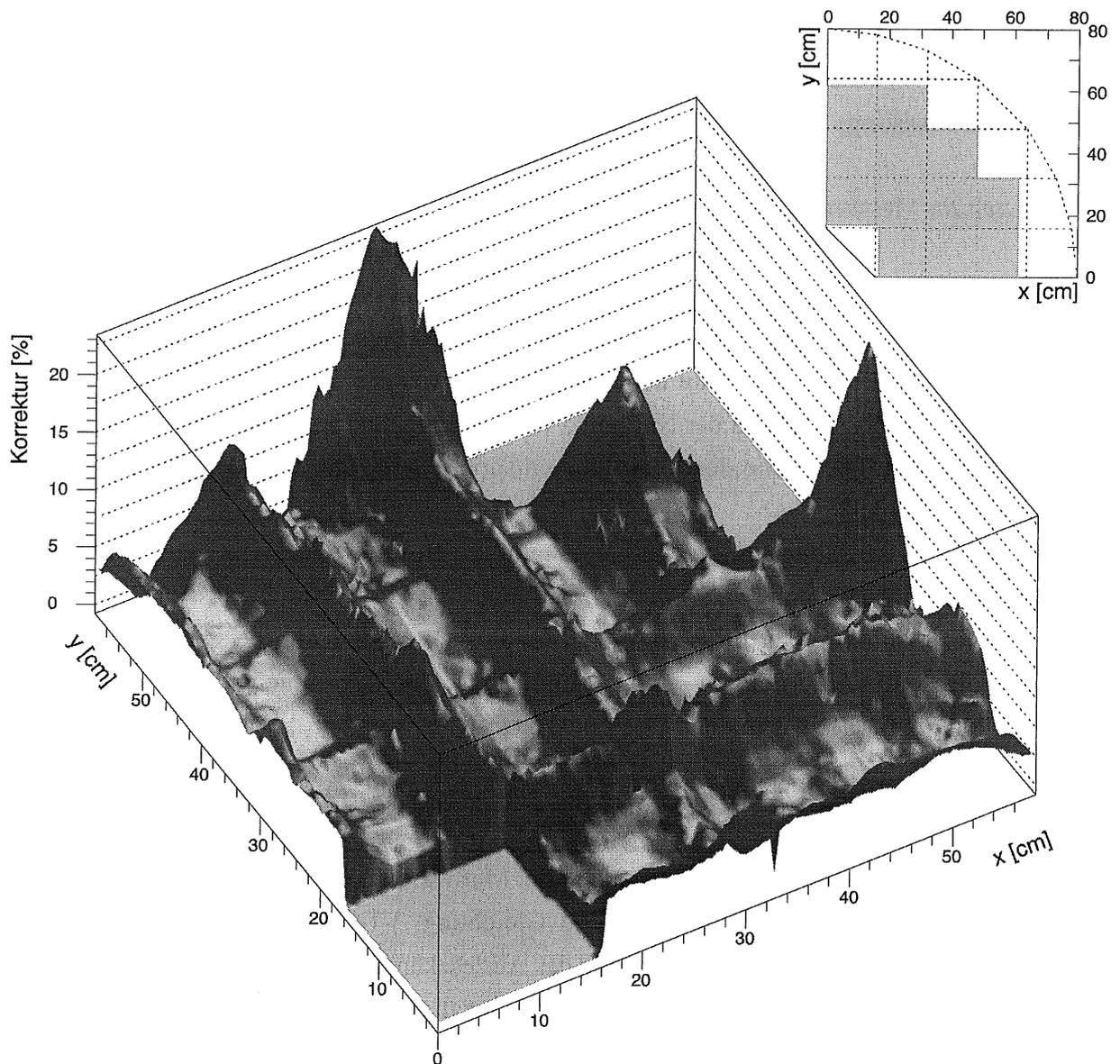


Abbildung 3-4 Korrektur auf die Energie

In der rechten oberen Ecke ist der Bereich des BEMC-Kalorimeters schraffiert, für den die Korrekturwerte bestimmt wurden. Erst für die Daten der Runperiode 1994 wurde der Bereich auf die inneren Dreiecke erweitert. Dargestellt sind die Korrekturen für den Nominalvertex und eine Teilchenenergie von 30 GeV.

3.2 Die elektronische Kalibration

Das System der elektronischen Kalibration ist für die Korrektur der Instabilität der gesamten elektronischen Kette von den Vorverstärkern bis zum digitalisierten Signal verantwortlich. Zu diesem System gehört ein Pulser mit Digital-Analog-Konverter, kurz DAC, der eine gewünschte Signalhöhe in ein analoges Signal umwandelt. Dieses Signal kann auf den

Eingang eines einzelnen Moduls gegeben werden. Mit diesem System können so für alle Auslesekanäle folgende Messungen durchgeführt werden:

- **Pedestal-Messung:** Festlegung des Nullpunktes für das Energiesignal und Messung des Rauschens der Photodioden und der Ausleseelektronik.
- **Linearitäts-Messung:** Die Linearität der gesamten Elektronik wird mit Signalen unterschiedlicher Höhe überprüft.
- **Delay-Messung:** Die Laufzeiten des Signals in der Elektronik werden untersucht.

Bei allen drei Messungen werden für jeden Meßpunkt 1000 Pulse akkumuliert. Damit ergeben sich statistischen Schwankungen auf den Mittelwert von weniger als 1 %.

Mit der Pedestal-Messung wird der Nullpunkt für die Umrechnung des Diodensignals in eine Energie festgelegt. Die Breite der Verteilung entspricht dem Rauschen der Photodiode und der Ausleseelektronik.

Die Linearitäts-Messung umfaßt 20 Meßpunkte. Bei der Analyse wird für jeden Auslesekanal j mit den Linearitäts-Meßpunkten ADC_j und der Pedestal-Messung $ADC_{j,Pedestal}$ eine Ausgleichsfunktion an die Werte Q_{DAC} des DAC angepaßt, die die gemessenen ADC-Werte in die äquivalente Ladung des DAC umrechnet. Zur Korrektur von Nichtlinearitäten wird ein Polynom 3. Grades mit den vier Konstanten $P_{i,j}$ verwendet:

$$Q_{DAC} = \sum_{i=0}^3 P_{i,j} (ADC_j - ADC_{Pedestal,j})^i \quad \text{Gleichung 3-14}$$

Mit diesem Polynom werden dann auch die Meßwerte bei der Datennahme in DAC äquivalente Ladungen umgewandelt, siehe Gleichung 3-1. In der Rekonstruktion der Meßdaten wird aus diesem Wert die Energie des Auslesekanals bestimmt.

Mit der Delay-Messung wird die Laufzeit des Signals in der 2.2 μ s langen Verzögerung gemessen. Diese Verzögerung muß so eingestellt werden, daß das Signal ausgelesen wird, wenn die Signalhöhe das Maximum erreicht hat. Die Analyse der Delay-Messung erfolgt ebenfalls durch ein Polynom 3. Grades. Von den dafür aufgenommen 15 Meßwerten werden jedoch nur die genutzt, deren ADC-Wert einen Minimalwert überschreitet, siehe Abbildung 3-5 linke Seite. Mit dem Polynom wird die genaue Verzögerung aus der Position des Maximums berechnet und es ergibt sich damit eine Zeitdifferenz zum optimalen Wert. Die Verzögerung kann Kanal für Kanal in 20 ns Intervallen in der Ausleseelektronik justiert werden. Die rechte Seite der Abbildung 3-5 zeigt die Verteilung dieser Zeitdifferenzen für eine Messung, die im September 1994 durchgeführt wurde. Die Standardabweichung der Verteilung beträgt 10 ns.

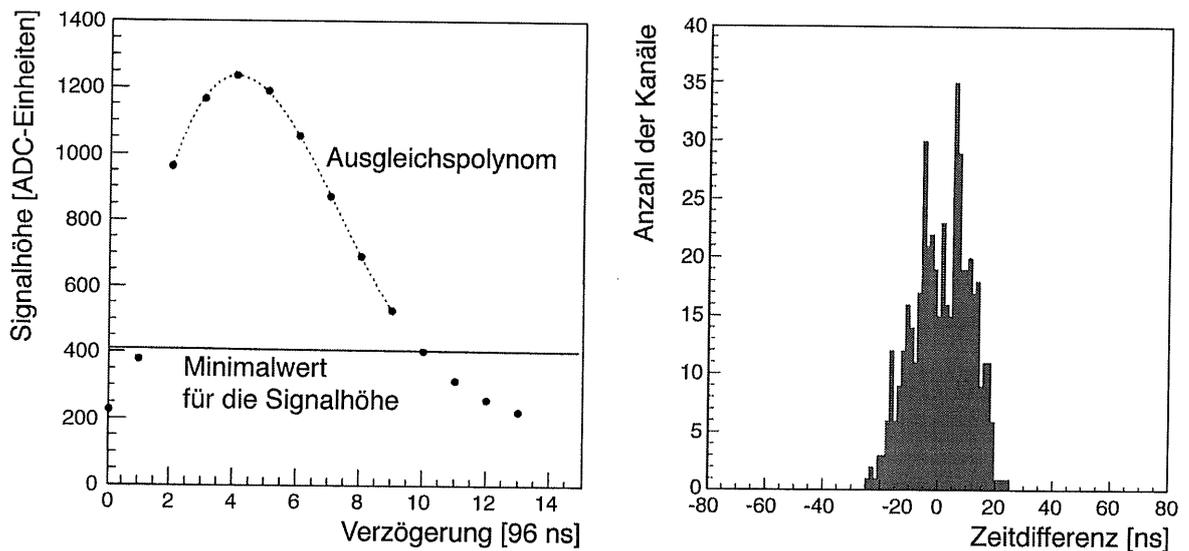


Abbildung 3-5 Analyse einer Delay-Messung

Linke Seite: Für die Bestimmung eines Delay-Wertes wird ein Polynom 3. Grades an alle Werte der Delay-Messung angepaßt, die oberhalb eines bestimmten Wertes liegen.

Rechte Seite: Verteilung der Delay-Werte aller 472 Kanäle für die Runperiode 1994.

Zusätzlich zu diesen drei Messungen werden noch Stabilitätstest durchgeführt:

Die Stabilität der Elektronik wird mit einem festen Ausgangssignal untersucht. Die Abbildung 3-6 zeigt das Ergebnis von zwei elektronischen Kalibrationen, die im Abstand von fünfeinhalb Monaten aufgenommen wurden. Dargestellt ist die prozentuale Abweichungen der Korrekturpolynome bei konstantem ADC-Wert. Der Mittelwert ist in der Größenordnung von 0,5 ‰ und mit Null verträglich. Bei einigen Kanälen werden Abweichungen bis zu 2 % beobachtet. Diese Abweichungen konnten reduziert werden, indem während der Datennahme der Detektor bei signifikanten Abweichungen neu kalibriert wurde. Dies fand alle zwei- bis vier Wochen statt.

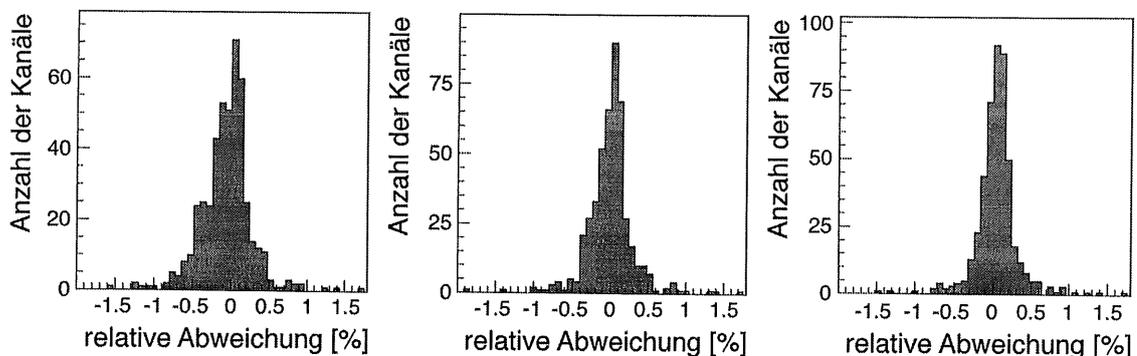


Abbildung 3-6 Langzeitstabilität der Elektronik [Fle94b]

Der Vergleich zweier elektronischer Kalibrationen wird hier bei 3 verschiedenen Ausgangssignalen vorgenommen. Die Messungen wurden am 13. April 1994 und am 29. September 1994 durchgeführt.

Links: ADC = 1500 - dies entspricht einer Energie von 15 GeV.

Mitte: ADC = 2000 \Rightarrow 30 GeV.

Rechts: ADC = 2500 \Rightarrow 45 GeV.

Insgesamt ist die elektronische Auslese sehr stabil. Dies betrifft sowohl die Kurzzeitstabilität, bei der zwei Messungen innerhalb einer Stunde aufgenommen werden, als auch die Langzeitstabilität, die einen Zeitraum von mehreren Monaten umfaßt.

Abweichungen, die auf Fehlern der elektronischen Kalibration beruhen, können für den Fehler der absoluten Energieskala vernachlässigt werden.

3.3 Methoden der Kalibration

Die Energieskala eines Kalorimeters kann sich im Laufe der Zeit durch vielfältige Effekte verschieben. Ziel der Kalibration ist es, die Kalibrationskonstante κ zu bestimmen, so daß die ursprünglich gemessene Energie E auf die wahre Energie E_{kal} skaliert werden kann:

$$E_{kal} = E \cdot \left(1 - \frac{\kappa [\text{in } \%]}{100} \right) \quad \text{Gleichung 3-15}$$

Das Vorzeichen ist dabei so gewählt, daß Signalverluste des Kalorimeters zu negativen Werten von κ führen.

Für das BEMC gibt es drei Methoden der Kalibration:

- Die erste Methode ist die sogenannte KP-Methode. Sie basiert auf den Ereignissen des kinematischen Peaks, der bei der geringen Energieänderung der gestreuten Elektronen bei kleinen Streuwinkeln und großen Werten für x_{bj} , siehe Kapitel 1.7, zu beobachten ist. Durch Vergleich des beobachteten Energiespektrums mit dem erwarteten Spektrum kann eine Kalibrationskonstante bestimmt werden. Die KP-Methode besitzt den großen Vorteil, daß systematische Fehler anderer Detektorkomponenten nicht direkt in die Messung mit eingehen. Weitere Detektoren müssen nur verwendet werden, um die tiefinelastischen Ereignisse vom Untergrund zu trennen. Der systematische Fehler dieser Methode setzt sich aus drei Anteilen zusammen: Erstens aus einer Unsicherheit, die von den Strukturfunktionen herrührt und kleiner als 0.3 % ist, zweitens aus einer Winkelabhängigkeit des kinematischen Peaks, und schließlich aus der Energieauflösung des Detektors. Die letzten beiden Effekte führen jeweils zu einer Unsicherheit von 0.3 %. Da die drei Einflüsse unabhängig voneinander sind, berechnet sich der Gesamtfehler zu 0.5 %. Der statistische Fehler für die Energieskala des gesamten Kalorimeters liegt in der Größenordnung von 0.1 % und kann im Vergleich zum systematischen Fehler vernachlässigt werden. Die Statistik bereitet nur Probleme, wenn die Energieskala einzelner Module untersucht wird, für die der Streuwinkel des Elektrons schon so groß ist, daß die Rate für dieses Ereignis sehr gering ist.

- Die zweite Methode ist die Zwei-Winkel-Methode. Damit läßt sich die Energie des gestreuten Elektrons aus dem Winkel Θ_e dieses Elektrons und dem Winkel Θ_{had} des hadronischen Endzustandes berechnen. Für diese Energie E_{2W} gilt:

$$E_{2W} = \frac{E_{e,Strahl}}{\sin^2 \frac{\Theta_e}{2} + \sin \frac{\Theta_e}{2} \cdot \cos \frac{\Theta_e}{2} \cdot \tan \frac{\Theta_{had}}{2}} \quad \text{Gleichung 3-16}$$

Der Winkel Θ_{had} wird aus dem hadronischen Fluß bestimmt, siehe Gleichung 1-11. Ein Korrekturfaktor für die Kalibration läßt sich aus der Differenz der Energie E_{2W} und der im Kalorimeter gemessenen Energie E_{BEMC} bestimmen. Die relative Energieabweichung $\Delta E_{2W,rel}$ wird wie folgt definiert:

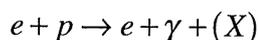
$$\Delta E_{2W,rel} = \frac{E_{2W} - E_{BEMC}}{E_{2W}} \quad \text{Gleichung 3-17}$$

Die Vorteile der Zwei-Winkel-Methode liegen zum einen in der Unabhängigkeit von der Protonstrukturfunktion und zum anderen darin, daß der statistische Fehler kleiner ist als bei der KP-Methode, weil jedes Ereignis einen Beitrag zur Kalibration liefert und nicht nur die Verteilung vieler Meßwerte. Jedoch führen Fehler bei der Bestimmung des hadronischen Winkels zu einem systematischen Fehler der Energie E_{2W} . Diese Abhängigkeit von dem Winkel wurde für die Daten der 1993er Runperiode untersucht [Rei95]:

- Besonders für kleine Winkel Θ_{had} tritt ein systematischer Fehler auf, der durch einen Energieverlust im Strahlrohr zu erklären ist. Dieser Fehler führt im Winkelbereich $10^\circ - 60^\circ$ auf eine systematische Verschiebung der Energie E_{2W} um etwa 0.5 %.
- Bei größeren Winkeln Θ_{had} kann eine falsche Kalibration des Flüssig-Argon-Kalorimeters zu einem Fehler von ca. 0.1 % führen.
- Interkalibrationsprobleme zwischen unterschiedlichen Regionen des Flüssig-Argon-Kalorimeters bewirken einen ähnlichen Einfluß und können die Energie E_{2W} bis zu 0.3 % verfälschen.
- Der Vergleich von verschiedenen QCD-Schauermodellen führt ebenfalls zu einer Unsicherheit bei der Winkelbestimmung und macht sich bei der Energie E_{2W} in der Größenordnung von 0.1 % bemerkbar.

Der systematische Fehler des Elektronenstreuwinkels, der für die 1993er Daten 1 mrad beträgt, führt zu einer zusätzlichen Unsicherheit der Energieskala von 0.1 %. Die quadratische Addition der einzelnen Fehler führt zu einem systematischen Gesamtfehler von 0.6 %.

- Die dritte Methode verwendet eine ganz andere Art von Ereignissen, nämlich die **Compton-QED-Ereignisse**. Diese beruhen auf der folgenden Reaktion:



Im Detektor werden das auslaufende Elektron e und das Photon γ beobachtet. Der Rest des Protons (X) verschwindet im Strahlrohr. Damit besitzen diese Ereignisse eine Signatur, die

mit dem Detektor leicht vom Untergrund zu trennen ist. Die Energien E_e und E_γ der nachgewiesenen Teilchen sind ausschließlich abhängig von den Streuwinkeln Θ_e und Θ_γ und der Strahlenergie $E_{e,Strahl}$:

$$E_e = \frac{2E_{e,Strahl} \sin \Theta_\gamma}{\sin \Theta_e + \sin \Theta_\gamma - \sin(\Theta_e + \Theta_\gamma)} \quad \text{Gleichung 3-18}$$

$$E_\gamma = \frac{2E_{e,Strahl} \sin \Theta_e}{\sin \Theta_e + \sin \Theta_\gamma - \sin(\Theta_e + \Theta_\gamma)} \quad \text{Gleichung 3-19}$$

In erster Näherung verteilt sich die Energie des einlaufenden Elektrons auf das Elektron und das Photon. Werden beide Teilchen im BEMC nachgewiesen, weicht die Summe der Teilchenenergien von der Strahlenergie der Elektronen um weniger als 5% ab. Dieser Einfluß auf die Kalibration kann kompensiert werden, wenn die folgende Energiedifferenz $\Delta E_{Compton-QED}$ verwendet wird:

$$\Delta E_{Compton-Qed} = (E_{cl1} + E_{cl2}) - \frac{2E_{e,Beam} (\sin \Theta_{cl1} + \sin \Theta_{cl2})}{\sin \Theta_{cl1} + \sin \Theta_{cl2} - \sin(\Theta_{cl1} + \Theta_{cl2})} \quad \text{Gleichung 3-20}$$

E_{cl1} und E_{cl2} sind hierbei die Energien der beiden nachgewiesenen Teilchen, Θ_{cl1} und Θ_{cl2} die dazugehörigen Streuwinkel. Wegen der Symmetrie der Gleichung ist es nicht notwendig, innerhalb eines Ereignisses herauszufinden, welches das Elektron und welches das Photon ist. Der größte Nachteil der Kalibration mit Compton-QED-Ereignissen ist die Ereignisrate, die mehr als zwei Größenordnungen kleiner ist als bei tiefinelastischen Ereignissen. Der große Vorteil der Methode ist jedoch, daß damit die Kalibration bei einer Energie bestimmt werden kann, die kleiner als die Strahlenergie ist, da die Energie auf zwei Cluster aufgeteilt wird. Dieser Wert kann für die Bestimmung des Fehlers der Energielinearität verwendet werden.

3.4 Geschichte der Kalibration

Das BEMC war in den drei Runperioden von 1992-1994 im H1-Detektor in Betrieb. Die Kalibration dieses Kalorimeters begann schon 1990 mit ersten Testmessungen. Ziel der Kalibration war sowohl die Festlegung der Energieskala für das gesamte Kalorimeter als auch der Abgleich der 472 elektronischen Kanäle, die für eine gute Energieauflösung erforderlich sind. Insbesondere für die Triggerschwellen und deren Effizienz waren diese Kalibrationen erforderlich, damit während der ersten Runperiode möglichst wenige Ereignisse durch falsche Energieschwellen verloren gingen.

3.4.1 Kalibration vor dem Einbau in den H1-Detektor

Folgende Testmessungen wurden an Modulen des BEMC durchgeführt:

- Messungen am Teststrahl 22 des DESY-Synchrotrons im Jahr 1990
- Messungen am Teststrahl H6 des Speicherringes SPS am CERN im Jahr 1991
- Messungen mit kosmischen Myonen in Hamburg im Jahr 1991

Mit diesen Messungen sollte zum einen ein möglichst gutes Verständnis der Eigenschaften des BEMC erreicht, zum anderen auch Werte für die Kalibration ermittelt werden. Zu den untersuchten Eigenschaften gehörten die Elektron-Pion-Trennung, die Energielinearität, die Ortsauflösung und die Homogenität des Kalorimeters mit seinen Crackeffekten [Kas94].

Die Bestimmung der Kalibrationsparameter für den Relativabgleich der Module wurde wie folgt erreicht:

- Der Abgleich der quadratischen Module wurde aus den Testmessungen am DESY bestimmt. Für jedes Modul wurden sowohl die vier Kanäle der langen Wellenlängenschieber als auch das Gesamtsignal auf die Strahlenergie von 5 GeV kalibriert. Der Relativabgleich der Signale innerhalb eines Moduls basierte auf Symmetriebedingungen und ermöglichte einen Fehler von $\approx 0.5\%$. Dabei betrug die mittlere Abweichung der einzelnen Signale 6.2% .
- Eine analoge Kalibration für die nichtquadratischen Module war nicht möglich, da erstens diese Module weniger als zwei Symmetrieachsen besaßen und dadurch der Relativabgleich nicht möglich war, und zweitens durch deren kleineres Volumen ein geringerer Energieanteil in den Modulen deponiert wurde.

Die nichtquadratischen Module wurden mit Messungen kosmischer Myonen kalibriert [Rat92]. Die relative Lichtausbeute im Vergleich zu den quadratischen Modulen diente der Bestimmung der Kalibrationsfaktoren. Der Fehler für diese Faktoren lag bei $\approx 12\%$.

- Für die Auslesekanäle der kurzen Wellenlängenschieber wurden 120 GeV Myonen vom SPS-Teststrahl am CERN verwendet. Diese sind minimal ionisierende Teilchen und sie deponieren daher in jeder Szintillatorplatte das gleiche Signal. Aus dem Signalverhältnis der kurzen zu den langen Wellenlängenschiebern konnten die Kalibrationsfaktoren berechnet werden. Der resultierende Fehler lag bei 13% [BEMC92].

Beim Übertragen der absoluten Energieskala mußte berücksichtigt werden, daß im H1-Detektor andere Bedingungen als bei den Teststrahlmessungen vorlagen. Zum einen erzeugte das Magnetfeld im Detektor ein $\approx 5\%$ größeres Signal, und zum anderen vergrößerte auch die Stickstoffumgebung das Signal um weitere 2% [Gül94].

Durch die Unsicherheit der Teststrahlenergie, durch Alterungseffekte der Module und da während der Teststrahlmessungen andere Testpulser verwendet wurden, war die Energieskala zu Beginn der ersten Runperiode nur auf 10% bestimmt [Pep94].

3.4.2 Kalibration der Runperiode 1992

Der größte und bestimmende Faktor für die Genauigkeit der Kalibration war die Anzahl der Ereignisse, die mit der integrierten Luminosität erzeugt wurden. In der Runperiode 1992 reichte die Luminosität gerade aus, eine Kalibrationskonstante für das gesamte Kalorimeter

zu bestimmen. Die mit der KP-Methode ermittelte Kalibrationskonstante lag bei 7 %. Dabei mußte die Auflösung der Monte-Carlo-Ereignisse um 1.5 % verbreitert werden, um die Interkalibration der einzelnen Module auszugleichen. Diese Interkalibration konnte durch die zu geringe Datenmenge nicht überprüft werden.

Mit der Zwei-Winkel-Methode konnte die Energieskala nachträglich verifiziert werden. Das Ergebnis der Zwei-Winkel-Methode wird in Abbildung 3-7 gezeigt. Die systematische Abweichung vom Mittelwert, die bei den Daten $0.9 \pm 0.2 \%$ und beim Monte-Carlo-Ereignissen $0.7 \pm 0.1 \%$ beträgt, beruht auf einer Abweichung zwischen tatsächlichen und rekonstruierten Winkeln des hadronischen Systems.

Der statistische Fehler für die KP-Methode betrug 1 % und für die Zwei-Winkel-Methode 0.3 %. Der systematische Fehler wurde insgesamt mit 1.8 % abgeschätzt.

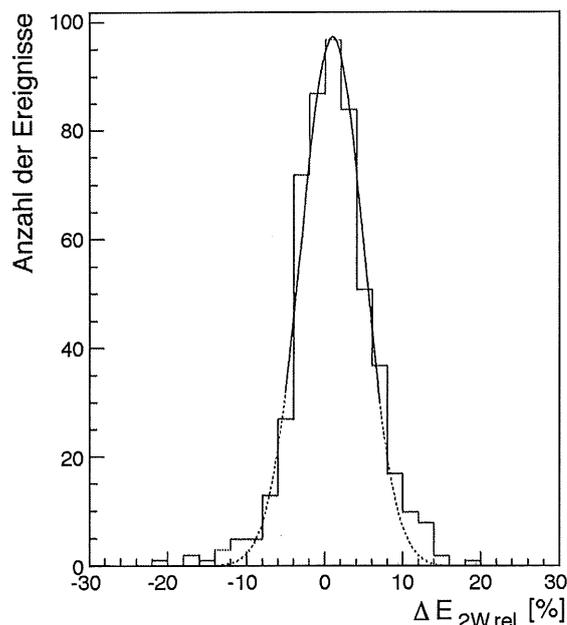


Abbildung 3-7 Relative Energiedifferenz der Zwei-Winkel-Methode [Pep94]

Die Energiedifferenz wird nach Gleichung 3-17 definiert. Die Abweichung des Mittelwertes beträgt $0.9 \pm 0.2 \%$ und ist mit den Monte-Carlo-Ereignissen, die einen Mittelwert von $0.7 \pm 0.1 \%$ haben, in guter Übereinstimmung. Die Auflösung $4.0 \pm 0.3 \%$ ist im Vergleich zum Monte-Carlo-Wert von 3.0 % verbreitert, da keine individuelle Kalibration der einzelnen Module vorliegt.

3.4.3 Kalibration der Runperiode 1993

Für die Runperiode 1993 mit einer integrierten Luminosität von 880 nbarn^{-1} stand im Vergleich zu den 35 nbarn^{-1} vom Vorjahr die 25fache Zahl an Ereignissen für die Kalibration zur Verfügung. Dadurch war es möglich, einzelne Module zu kalibrieren [Bru94,Höl94].

Spezielle Monitor-Files wurden von den Rechnern der Triggerstufe 4 selektiert. Zur Selektion der Ereignisse dienten folgende Kriterien:

- Für den Trigger wird die Energieschwelle des BEMC BSET CL2 mit der Bedingung verknüpft, daß der Flugzeitähler TOF kein VETO anzeigt: BSET CL2 * ANTI TOF
Bei den Triggerbedingungen legt die BSET CL2 Energieschwelle eine Mindestenergie für den Cluster fest (ca. 8 GeV) und das Veto des Flugzeitählers unterdrückt den Untergrund.
- Es gibt genau einen Cluster im BEMC.
Ereignisse des kinematischen Peaks haben nur einen Cluster im BEMC, weil der hadronische Jet in Vorwärtsrichtung liegt.
- Die Energie des BEMC Clusters ist größer als 15 GeV.
Die Energieschwelle des Triggers wird erhöht, da der Anteil des Untergrundes für Energien kleiner als 15 GeV sehr groß ist.
- Der Clusterradius ist kleiner als 6 cm.
- Das Verhältnis von Clusterenergie zur Gesamtenergie im BEMC ist größer als 0,5.
- Das Verhältnis aus der Diode, die das größte Energiesignal im Modul hatte, zur Modulenergie ist kleiner als 0.7.
Diese drei Schnitte sollen den Untergrund weiter unterdrücken.

Diese Files enthalten ausschließlich die Informationen des BEMC-Kalorimeters, der BPC und des TOF. Informationen anderer Detektorkomponenten wurden, um Speicherplatz zu sparen, nicht auf diese Files geschrieben.

Bei der Analyse hat sich herausgestellt, das noch folgende Schnitte auf die Ereignisse nötig waren:

- Der Abstand zwischen dem nächsten BPC-Hit zur Clusterposition muß kleiner als 3 cm sein.
Dieser Schnitt sollte den Untergrund der Photoproduktionsereignisse unterdrücken.
- Ereignisse in der Nähe der Strahlröhre wurden verworfen, wenn folgende Bedingung vorlag: $|x_{BEMC}| + |y_{BEMC}| \leq 19 \text{ cm}$.
Ereignisse, die weniger als 3 cm vom inneren Rand des BEMC entfernt lagen und bei denen ein großer Energieanteil des elektromagnetischen Schauers verloren gegangen ist, werden nicht für die Kalibration verwendet.
- Ereignisse, bei denen der größte Teil der Energie in ein inneres Dreieck gelangte, mußten mindestens 3 GeV in einem benachbarten quadratischen Modul haben.
Diese Bedingung gewährleistete einen Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen, weil der Trigger während der gesamten Datennahme so ausgelegt war, daß die inneren Dreiecke den Trigger nicht alleine auslösen können.
- Die Strahlenergie der Elektronen und Protonen und die Magnetfeldstärke der H1-Spule mußten den Sollwerten entsprechen.
Während der Runperiode gab es einen Zeitraum, in der die H1 Spule ausgeschaltet war. Da dies die Kalibration signifikant beeinflusste, wurden diese Ereignisse nicht verwendet.

- Im energiereichsten Modul des Clusters mußte mehr als 95 % der Energie deponiert worden sein. Für Module, die weiter von der Strahlröhre entfernt lagen, wurde ein Verhältnis von mehr als 50 % gefordert, um mehr Ereignisse für die Kalibration übrig zu behalten. Bei den inneren Dreiecken wurde kein Schnitt dieser Art verwendet.

Zum einen fielen Ereignisse in den Crackregionen aus dem Datensample, da die Energie auf mehrere Module aufgeteilt wurde, zum anderen wurde sichergestellt, daß hauptsächlich das energiereichste Modul kalibriert wurde, und die anderen Module des Clusters nur wenig in die Kalibration mit eingingen.

Die Daten wurden mit Ereignissen eines Monte-Carlo-Generators² verglichen. Dafür wurde die Strukturfunktion MRSD³ verwendet. Für diese Monte-Carlo-Ereignisse wurde anschließend das Antwortverhalten des Detektors simuliert, um die Ereignisse mit dem Rekonstruktionsprogramm, das auch für die Daten verwendet wurde, zu analysieren. Der Vergleich erfolgte auf dem Niveau der unkorrigierten Energien³ mit der KP-Methode.

Es war nicht möglich, diese Daten mit der Zwei-Winkel-Methode zu kalibrieren, da die Informationen des Flüssig-Argon-Kalorimeters in diesen Datenfiles nicht zur Verfügung standen. Diese Methode hat zudem noch den Nachteil, daß kohärentes Rauschen des Flüssig-Argon-Kalorimeters zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung des hadronischen Streuwinkels führt. Erst bei erneutem Rekonstruieren der Daten nach der Runperiode wird dies Rauschen korrigiert. Zu diesem Zeitpunkt muß jedoch die Kalibration des BEMC schon vorliegen.

Mit der KP-Methode wurden 32 Module [Bru94b], die vier inneren Dreiecke und 28 quadratische Module individuell kalibriert. Für die anderen Module konnte nur der Mittelwert der Kalibrationskonstanten von den individuell kalibrierten Modulen verwendet werden. Jedoch mußte je nach Lage der langen WLS unterschieden werden. Bei Modulen mit horizontalen WLS betrug dieser Mittelwert 1.3 % und bei Modulen mit vertikalen WLS 2.4 %. Das Gewicht der Bleiplatten ist die wahrscheinlichste Erklärung für diesen Effekt. Bei Modulen mit horizontalen WLS lastet das ganze Gewicht der Bleiplatten eines Moduls auf den WLS. Da die Module einzeln in Stahlkassetten gekapselt sind, macht sich das Gewicht des Bleis nur innerhalb der einzelnen Module bemerkbar. Zum einen liegt das umgebende raue Papier auf der einen Seite dichter an den WLS, zum anderen können die Bleiplatten auch direkt die WLS berühren, da sie nur durch einen 0.3 mm dicken Nylonfaden getrennt sind. Dadurch wurde die Totalreflexion in den WLS herabgesetzt und in den unteren WLS ist ein kleineres Signal zu beobachten. Um diesen Effekt zu kompensieren, wurde das Signal in den unteren Dioden um 2 % zusätzlich zu der Kalibrationskonstante des Moduls erhöht und in den oberen Dioden um den gleichen Wert verkleinert, damit die Gesamtkalibration erhalten bleibt. Bestimmt wurde dieser Wert mit der Verschiebung der y -Position des Clusters. Ohne die

² Als Generator wurde das Programm Django 1.0 [Sch92] verwendet.

³ Diese Energien werden in den BOS-Bänken BCLR abgelegt.

Korrektur beträgt die mittlere Abweichung in dieser Richtung zwischen der BPC-Position und der Clusterposition 1.5 cm. In der x -Position und für Module mit vertikalen Wellenlängenschiebern waren diesen Abweichungen eine Größenordnung kleiner.

Bei den innersten quadratischen Modulen betrug der statistische Fehler 0.2 % und wuchs nach außen hin auf 0.8 % an, da er von der Anzahl der Ereignisse abhängig war, die für die Kalibration zur Verfügung standen. Für die nicht einzeln kalibrierten Module wurde die mittlere Abweichung der kalibrierten Module mit entsprechender Stellung der Wellenlängenschieber verwendet. Der Mittelwert und der statistische Fehler wurden durch folgende Werte bestimmt:

- Module mit horizontalen Wellenlängenschiebern: 2.4 ± 1.1 %
- Module mit vertikalen Wellenlängenschiebern: 1.3 ± 1.5 %

Bei den inneren Dreiecken war der statistische Fehler 0.5 %.

Für den systematischen Fehler wurden die drei folgenden Fehler linear addiert:

- Linearität der Energie [Fle93] 0.5 %
- Abhängigkeit der Energieskala von der Ortsposition und der Unsicherheit des nichtsensitiven Materials vom dem BEMC 0.7 %
- Änderung der Energieskala während der Runperiode 0.5 %

Daraus ergab sich ein Fehler von 1.7 %. Der größte Fehler beruht auf der Ortsabhängigkeit und die Gründe dafür sind zum einen die Unsicherheit des nichtsensitiven Materials vor dem BEMC. Inhomogenitäten dieses Materials führen dabei zu einem Energieverlust, der nicht korrigiert wird. Zum anderen führen Fehler bei den Crackkorrekturen ebenfalls zu einer ortsabhängigen Unsicherheit.

Ein weiteres Problem der Kalibration war das 95 %-Kriterium auf das energiereichste Modul, da dieser Schnitt nicht gut mit Monte-Carlo-Ereignissen reproduziert werden konnte. Bei Monte-Carlo-Ereignissen führte eine zu schmale Beschreibung der transversalen Schauerausbreitung auf eine Selektion von Ereignissen, die höhere Korrekturen für die Cracks hatten. Dieser Effekt führt zu einem Fehler von 0.5 %.

Die Energieauflösung wurde sowohl für die Ereignisse mit 95 %-Kriterium (Gleichung 3-21) als auch für alle Ereignisse angegeben (Gleichung 3-22), wobei E_{BEMC} in Einheiten von GeV einzusetzen ist:

$$\frac{\sigma_{BEMC}}{E_{BEMC}} = \frac{10\%}{\sqrt{E_{BEMC}}} \oplus \frac{0.39 \text{ GeV}}{E_{BEMC}} \oplus 0.5\% \quad \text{für 95 \% Schnitt} \quad \text{Gleichung 3-21}$$

$$\frac{\sigma_{BEMC}}{E_{BEMC}} = \frac{10\%}{\sqrt{E_{BEMC}}} \oplus \frac{0.39 \text{ GeV}}{E_{BEMC}} \oplus 3.0\% \quad \text{für alle Ereignisse} \quad \text{Gleichung 3-22}$$

Während die Auflösung für die schärfere Selektion direkt die Güte des Relativabgleichs der Module maß, kamen bei dem kompletten Datensample weitere Unsicherheiten hinzu. Sowohl die Korrektur auf die Cracks, als auch die Positionsmessung mit der BPC wurde für die

Crackkorrektur verwendet. Eine falsche Position führte gerade in der Nähe der Cracks zu großen Abweichungen.

Untersuchungen mit Hilfe der Zwei-Winkel-Methode ergaben eine gute Übereinstimmung [Rei95].

3.5 Die Kalibration für die Daten des Jahres 94

Die integrierte Luminosität in diesem Jahr ist mit 5.6 pbarn^{-1} mehr als sechs mal so groß wie die im Vorjahr. Mit dieser Datenmenge stehen erstmals ausreichend Ereignisse zur Verfügung, um alle quadratischen Module zu kalibrieren. Für die Kalibration wird ebenfalls, wie im vorangegangenen Jahr, die KP-Methode verwendet. Es gab aber neben leicht unterschiedlichen Schnitten auch eine konzeptionelle Änderung. Die Daten werden nicht mehr auf dem Niveau der unkorrigierten Energien kalibriert, sondern es werden die Energien verglichen, die Korrekturen auf die Cracks und auf den Einfluß des nichtsensitiven Materials vor dem BEMC enthalten. Dadurch wird vermieden, daß Effekte der Crackkorrektur die Skala der Kalibration verschieben.

Auf die im folgenden Abschnitt beschriebene KP-Methode basieren alle Kalibrationskonstanten des Jahres 1994.

3.5.1 Die Methode der Kalibration

Die KP-Methode basiert auf der Annahme, daß sich die Energieskala E_{BEMC} der gemessenen Daten von der generierten Energieskala E_{MC} , die mit einem Monte-Carlo-Generator erzeugt wurde, nur um einen multiplikativen Faktor f_{kal} unterscheidet:

$$E_{MC} = E_{BEMC} \cdot f_{kal} \quad \text{Gleichung 3-23}$$

Für die Mittelwerte der Verteilungen $\langle E_{MC} \rangle_{\text{Intervall}}$ und $\langle E_{BEMC} \rangle_{\text{Intervall}}$ in einem festgelegten Energieintervall gilt in erster Näherung:

$$\langle E_{MC} \rangle_{\text{Intervall}} = \langle E_{BEMC} \rangle_{\text{Intervall}} \cdot f_{kal} \quad \text{Gleichung 3-24}$$

Für diese Näherung muß die Annahme gemacht werden, das die Abweichungen des multiplikativen Faktor f_{kal} klein sind. Da dies in den Daten nicht ausgeschlossen werden kann, wird ein iteratives Verfahren verwendet:

$$f_{kal,I+1} = \frac{\langle E_{MC} \rangle_{\text{Intervall}}}{\langle E_{BEMC} \rangle_{\text{Intervall}} \cdot f_{kal,I}} \cdot f_{kal,I} \quad \text{mit} \quad f_{kal,0} = 1 \quad \text{Gleichung 3-25}$$

Die Iteration wurde abgebrochen, wenn die Abweichungen des Quotienten von 1 weniger als 0.005 % betragen. Um mit dieser Methode auch große Abweichungen im Bereich von 20 % zu finden, muß das Energieintervall ebenfalls groß sein. Wenn der kinematische Peak in den

Daten außerhalb des untersuchten Energieintervalles läge, könnte er mit dieser Methode nicht gefunden werden. Da jedoch bei großen Energieintervallen eine Abhängigkeit von den Strukturfunktionen zu erwarten ist, werden mehrere Intervalle verwendet. Für die Kalibration der Daten dieser Runperiode wurde die Anzahl der Intervalle von vier auf drei reduziert, weil für die Kalibration nur das letzte, kleinste Energieintervall entscheidend ist und zwei Intervalle für die grobe Festlegung der Skala ausreichend waren. Die Bereiche der einzelnen Intervalle können aus Abbildung 3-8 entnommen werden.

Für die Kalibrationskonstante κ nach Gleichung 3-15 ergibt sich somit:

$$\kappa [\text{in } \%] = (1 - f_{kal}) \cdot 100$$

Gleichung 3-26

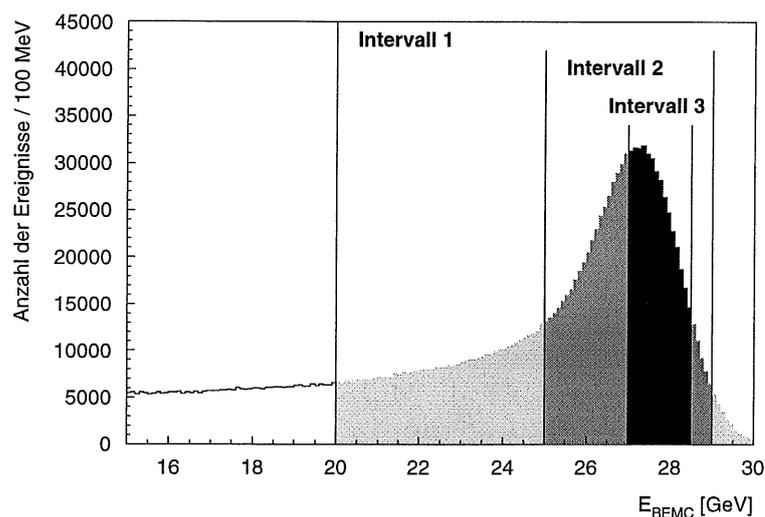


Abbildung 3-8 Energieintervalle für die Kalibration mit der KP-Methode

Dargestellt ist eine Monte-Carlo-Verteilung, die mit der Strukturfunktion GRV94 generiert wurde. Das erste Intervall für die Kalibration umfaßt den Energiebereich von 20 - 30 GeV und dient zur groben Festlegung der Skala. Das zweite Intervall befinden sich im Bereich von 25 - 29 GeV. Im dritten Energieintervall, das entscheidend für die Kalibration ist, liegen nur noch Ereignisse aus dem Bereich 27 - 28.5 GeV.

3.5.2 Selektion der Ereignisse für die Kalibration

Der wichtigste Schnitt auf die Datenmenge ist dabei der Schnitt auf die Energie des führenden Moduls im Vergleich zur Clusterenergie, siehe Abbildung 3-9 (links). Für die quadratischen Module in Strahlrohrnähe wird verlangt, daß das führende Modul 90 % der Clusterenergie enthält. Um in den äußeren Modulen ausreichend Statistik zu haben, wurde der Schnitt dort auf 70 % bzw. 50 % herabgesetzt. Für die inneren dreieckigen Module lag der Schnitt bei 80 %.

Mit diesem Schnitt werden Ereignisse selektiert, die zentral in den Modulen liegen und sowohl kleine Crack-Korrekturen, als auch nur eine geringe Positionsabhängigkeit dieser

Korrekturen haben, die durch eine mögliche systematisch falsche BPC- oder BEMC-Position signifikant zur Kalibration beitragen würden. Zudem werden Untergrundereignisse unterdrückt, die ein breiteres Schauerprofil haben. Die Positionen der selektierten Ereignisse werden in Abbildung 3-10 in der BPC-Ebene gezeigt. Der Abstand zwischen BEMC und BPC wird in der rechten Abbildung 3-9 gezeigt. Dargestellt ist der auf die Parallaxe korrigierte Abstand in der BPC-Ebene, wobei der Nominalwechselwirkungspunkt verwendet wurde, da für die Monitorereignisse kein Wechselwirkungspunkt mit der Spurenkammer bestimmt wurde.

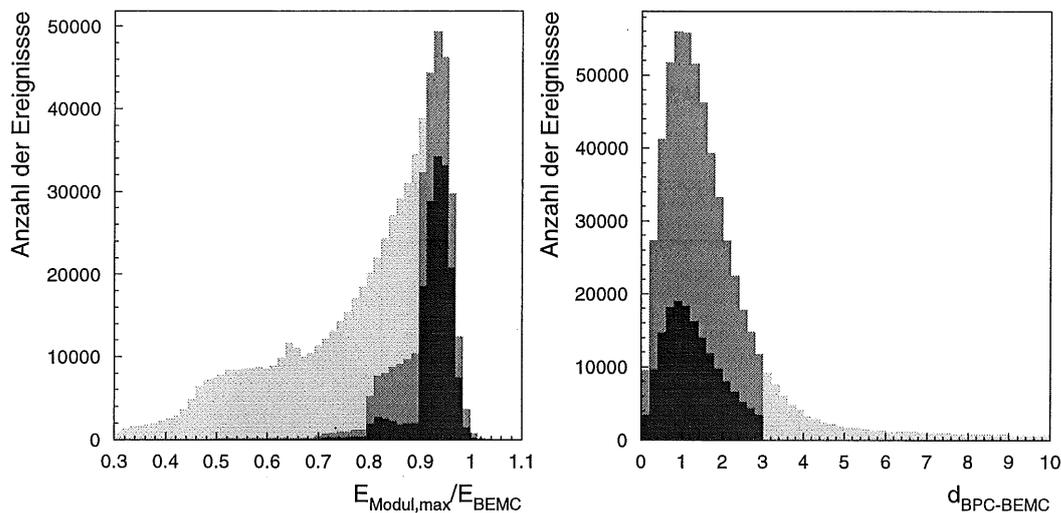


Abbildung 3-9 Schnitte für die Selektion der Kalibrationsereignisse

Links: Schnitt auf die Energie des führenden Moduls im Verhältnis zum Cluster.

Rechts: Schnitt auf den Abstand zwischen BEMC und BPC-Position.

Die hellgraue Fläche stellt alle Ereignisse der Monitorfiles dar. Überlagert wird diese zum Teil von der mittelgrauen Fläche, die die Ereignisse herausstellt, die dem Schnitt genügen. Mit der dunkelgrauen Fläche werden die Ereignisse gekennzeichnet, die nach allen Schnitten für die Kalibration der einzelnen Module übrig bleiben.

Das Kriterium aus der 1993-Periode, das verlangt, daß das Ereignis nur einen Energiecluster im BEMC hat, mußte fallengelassen werden, da durch eine reduzierte Mindestenergie für eine Clusterbildung vermehrt Cluster entstanden, deren Energie nur auf dem Rauschen der Photodioden beruhte. Daher wurde der Schnitt auf den Clusterradius von 6 cm auf 5 cm reduziert, um den Untergrund zu unterdrücken.

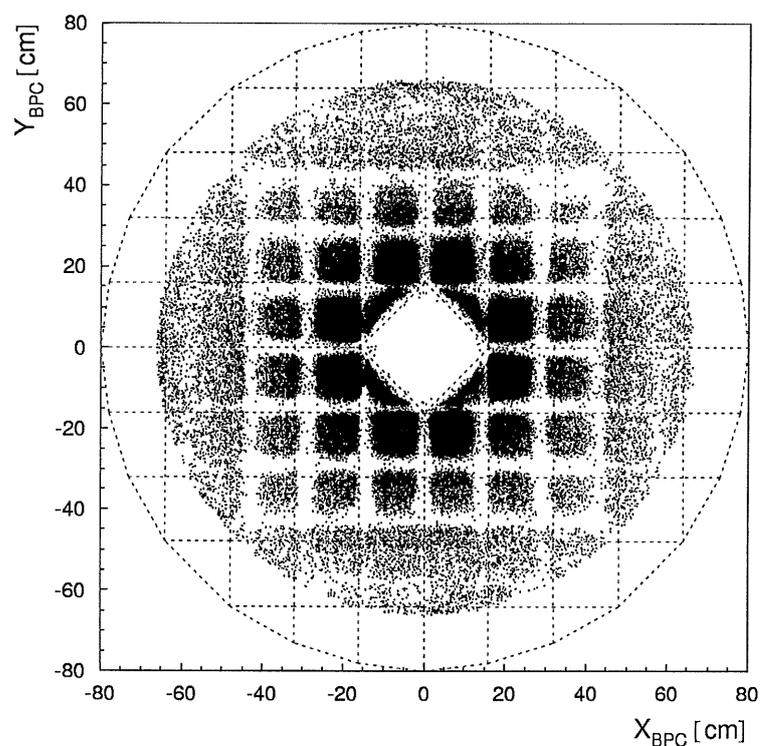
Ein Vergleich der Selektionskriterien für die Kalibrationsereignisse der Runperioden 1993 und 1994 wird als Zusammenfassung in Tabelle 3-1 gezeigt.

	1993	1994
Trigger	BSET CL2 * ANTI TOF	
Anzahl der Cluster im BEMC	1	beliebig
Clusterenergie	20 - 30 GeV	
Clusterradius	< 6 cm	< 5 cm
Verhältnis Clusterenergie / Gesamtenergie in BEMC	> 0.5	-
Verhältnis Diodenenergie / Modulenergie	< 0.7	
Verhältnis Modul / Cluster	95 %	90 %
Für innere Dreiecke / Module mit wenig Ereignissen	50 %	80/70/50 %
Abstand BPC-Hit und Clusterposition	< 3 cm	
Strahlröhre	$ x_{BEMC} + y_{BEMC} \leq 19 \text{ cm}$	
Magnetfeld der H1-Spule	1.15 T	

Tabelle 3-1

Zusammenfassung der Bedingungen für die Kalibrationsereignisse

Verglichen werden die Bedingungen der Ereignis Selektion für Kalibrationen mit der KP-Methode aus den Jahren 1993 und 1994.

Abbildung 3-10 **BPC-Position der für die Kalibration selektierten Ereignisse**

In punktierten Linien sind die Positionen der einzelnen Module des BEMC eingezeichnet. Deutlich zu sehen ist, daß für die inneren 6*6 Module, bei denen das 70 %- bzw. das 90 %-Kriterium verwendet wurde, die Ereignisse nur aus dem zentralen Bereich der Module stammen. Diese Bereich sind durch die Parallaxe zwischen BEMC- und BPC-Position zum Zentrum fokussiert.

Da es bei der Kalibration 1993 Anzeichen für eine Zeitabhängigkeit gab und es mit der 1994er Statistik möglich sein sollte, diese signifikant zu bestimmen, wurde die Kalibration in zwei Hauptteile getrennt. Zum einen in eine zeitabhängige Kalibration, und zum anderen wurden analog zu 1993 für einzelne Module Kalibrationskonstanten bestimmt, um die Homogenität des Detektors zu verbessern.

3.5.3 Untersuchung der Zeitabhängigkeit

Zuerst soll die Zeitabhängigkeit während der Runperiode 1994 untersucht werden. Als Fixpunkt dient dabei die Kalibration im Jahre 1992. Diese hatte zwar noch eine große statistische Unsicherheit, aber wichtig für die Analysen der Jahre 1993 und 1994 ist die Tatsache, daß die Skalen dort bei einem gewissen Wert fixiert wurden. Um relative Abweichungen zu diesem definierten Wert zu bestimmen, wird die Runperiode in 20 Intervalle aufgeteilt, die jeweils die gleiche Anzahl von Kalibrationsereignissen haben. Für jedes dieser Intervalle wurde der relative Signalverlust im Vergleich zur Skala von 1992 bestimmt. Dies Ergebnis wird in Abbildung 3-11 gezeigt. Die Variation des Signalverlustes ist während der gesamten Runperiode sehr gering. Die Abweichungen bewegen sich innerhalb von einem Prozent. Für die Korrektur der Zeitabhängigkeit wurde eine Gerade angepaßt. Der Abfall dieser Geraden entspricht 0.15 % während der gesamten Datennahme.

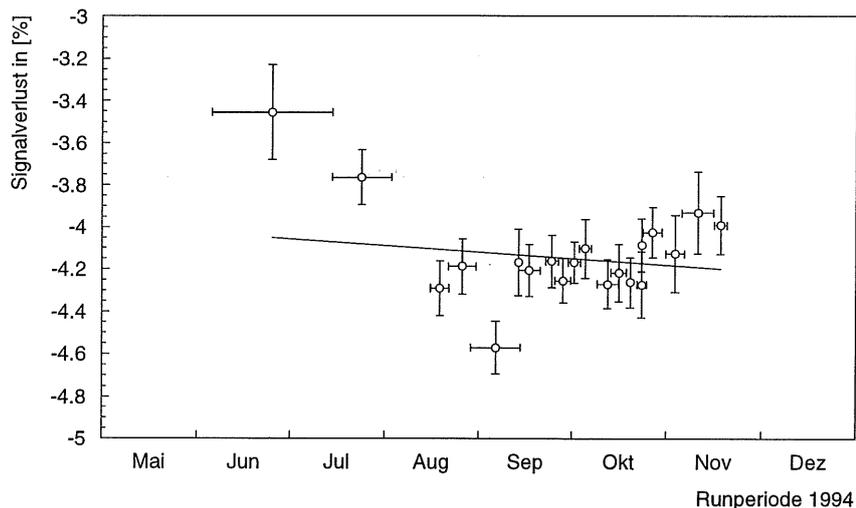


Abbildung 3-11 Zeitabhängigkeit der Kalibration für 1994

Ein Signalverlust von -4 % bedeutet, daß die Energieskala um 4 % zu klein ist. Die höheren Werte am Anfang und Ende der Runperiode können teilweise mit einer Schwankung der Strahlenergie erklärt werden, die 2 % betragen hat.

Die ersten beiden Punkte in dieser Abbildung beruhen auf Messungen mit Elektronen, die anderen auf Messungen mit Positronen. Augenscheinlich ist, daß der Signalverlust für die Elektronen kleiner ist als für Positronen.

Dieser Effekt kann teilweise mit einer Schwankung der Strahlenergie erklärt werden, was sich jedoch erst herausstellte, als die Kalibration schon abgeschlossen war. Diese Schwankungen haben während der Runperiode 2 ‰ betragen, wobei die Elektronen eine höhere Energie hatten. Erst gegen Ende der Runperiode wurde auch bei den Positronen allmählich eine höhere Energie eingestellt. Diese Änderung ist in Abbildung 3-11 an den letzten vier Messungen zu beobachten, und der Betrag der Änderung entspricht dort genau 2 ‰.

Betrachtet man den Signalverlust während der Runperiode 1994, kann der Signalverlust in der Größenordnung von 0.5 ‰ während einer Runperiode, der sich während der 1993er Runperiode andeutete, nicht beobachtet werden. Eine Ursache für den Abfall des Signalverlustes in der Runperiode 1993 war die Änderung der elektronischen Kalibration während der Runperiode, die Auswirkungen auf die Energieskala hatte. Allein durch diesen Effekt entstand ein Signalverlust von 0.5 ‰ [Bru94b], womit der Signalverlust 1993 aber nicht vollständig geklärt wird.

Der Signalverlust für die Runperioden 1992-1994 wird in Abbildung 3-12 gezeigt. Korrigiert man die letzten beiden Einträge für die 1993er Runperiode um 0.5 ‰ nach oben, zeigt sich, daß das Signal innerhalb eines Jahres sehr konstant ist, und ein Signalverlust von ungefähr 2 ‰ zwischen den Runperioden entsteht. Dieser Verlust kann mit der horizontalen Lagerung des Kalorimeters, das zwischen den Runperioden aus Wartungsgründen ausgebaut wurde, erklärt werden. Durch diese Lagerung lastete das gesamte Gewicht der Bleiplatten auf den Szintillatorplatten und dem angrenzenden rauhen Papier, das dadurch dichter an den Szintillator gedrückt wurde und die Totalreflexion reduzierte.

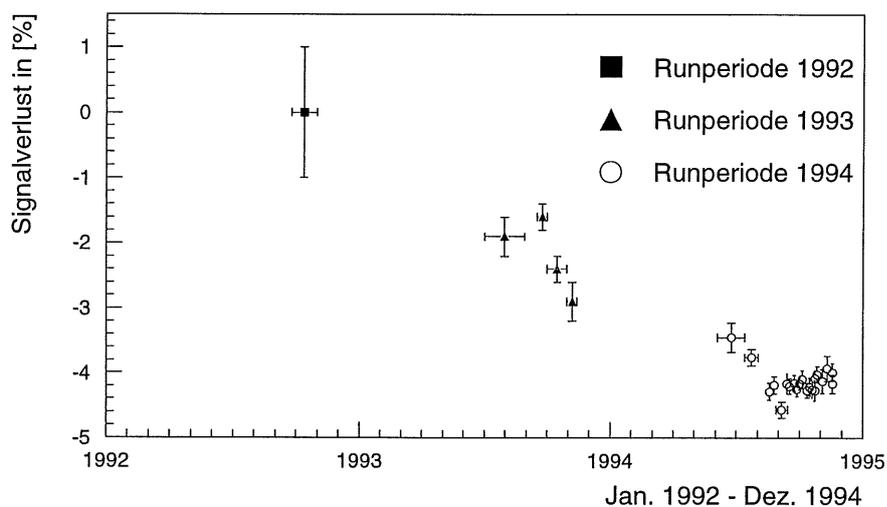


Abbildung 3-12 Zeitabhängigkeit der Kalibration für die drei Runperioden 1992-1994

Der Signalverlust wurde für das Jahr 1992 mit 0 ‰ definiert. In den beiden folgenden Jahren konnte ein Signalverlust von jeweils 2 ‰ beobachtet werden. Es werden nur die statistischen Fehler angegeben.

3.5.4 Der Abgleich der einzelnen Module

Auch mit der großen Anzahl der Daten war es nicht möglich, die Konstanten für den Abgleich aller 88 Module zu bestimmen. Jedoch konnten insgesamt 67 Module kalibriert werden. Dazu gehörten alle quadratischen Module, die inneren Dreiecke und einige Module am äußeren Rand des Kalorimeters. Die Abbildung 3-13 zeigt eine Ansicht des Kalorimeters, in der die Werte der Kalibration eingetragen sind. Bei den 21 Modulen, für die keine individuelle Konstante bestimmt werden konnte, wurde der Wert auf null gesetzt, das bedeutet, daß nur der zeitliche Abfall, der aus allen Modulen gemittelt wurde, korrigiert wurde. Bei diesen Modulen ist jedoch nicht diese Kalibrationskonstante die größte Unsicherheit bei der Energiebestimmung. Da diese Module direkt am Rand des Kalorimeters liegen, bedeutet dies, daß ein großer Teil des elektromagnetischen Schauers im nichtsensitiven Material zwischen BEMC und dem angrenzenden Flüssig-Argon-Kalorimeter deponiert wird. An dieser Stelle des Detektors befindet sich sehr viel nichtsensitives Material, da alle Leitungen für die Spurenkammern an dieser Seite aus dem Detektor herausgeführt werden. Will man in diesem Bereich die Strukturfunktionen untersuchen, sollte für die Bestimmung der Kinematik der Ereignisse eine Methode verwendet werden, die nicht sensitiv auf die Elektronenenergie reagiert, beispielsweise die Zwei-Winkel-Methode, oder die Hadron-Methode.

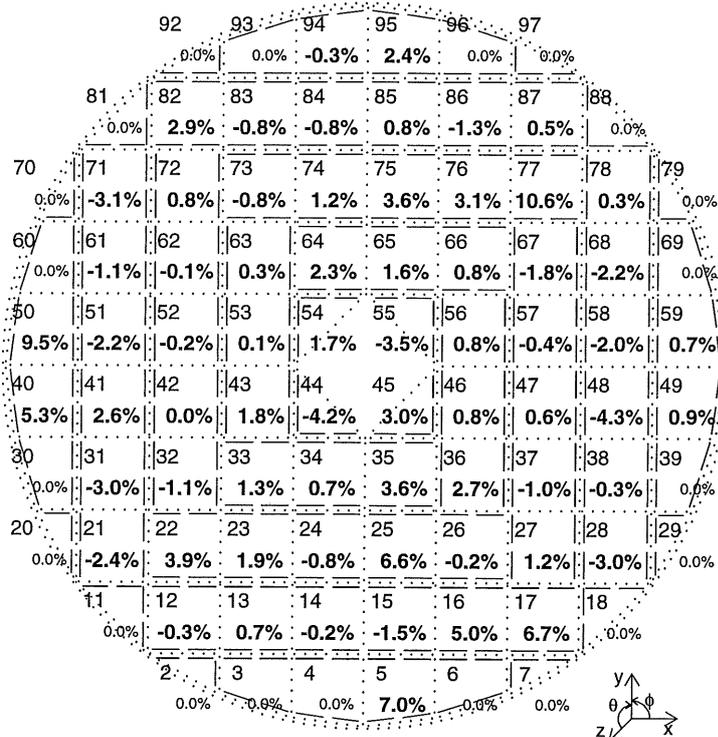


Abbildung 3-13 Werte für die Korrekturen der einzelnen Module

In den Modulen steht jeweils oben links die Modulnummern und unten rechts die Kalibrationskonstante für die Runperiode 1994.

Bei den Modulen konnten keine Anzeichen von Strahlenschäden beobachtet werden. Rückschlüsse auf Strahlenschäden hätten gezogen werden können, wenn besonders bei den inneren, strahlrohrnahen Modulen signifikant größere Korrekturkonstanten notwendig gewesen wären.

In Abbildung 3-14 ist die Verteilung der Korrekturkonstanten für die Module dargestellt. Die Breite der Verteilung beträgt 3 %, unabhängig davon, ob nur die Module, die mit dem 90 % Schnitt kalibriert wurden, oder alle individuellen Kalibrationskonstanten betrachtet werden. Diese Breite wurde schon in [Pep94] für die Daten der 1992 Runperiode, für die noch keine individuelle Kalibration gemacht werden konnte, mit Hilfe der Ortsbestimmung auf 5 % abgeschätzt. Da bei dieser Methode die unterschiedlichen Energieskalen der Dioden innerhalb eines Moduls außer acht gelassen wurden, führte dies zu einem höheren Wert.

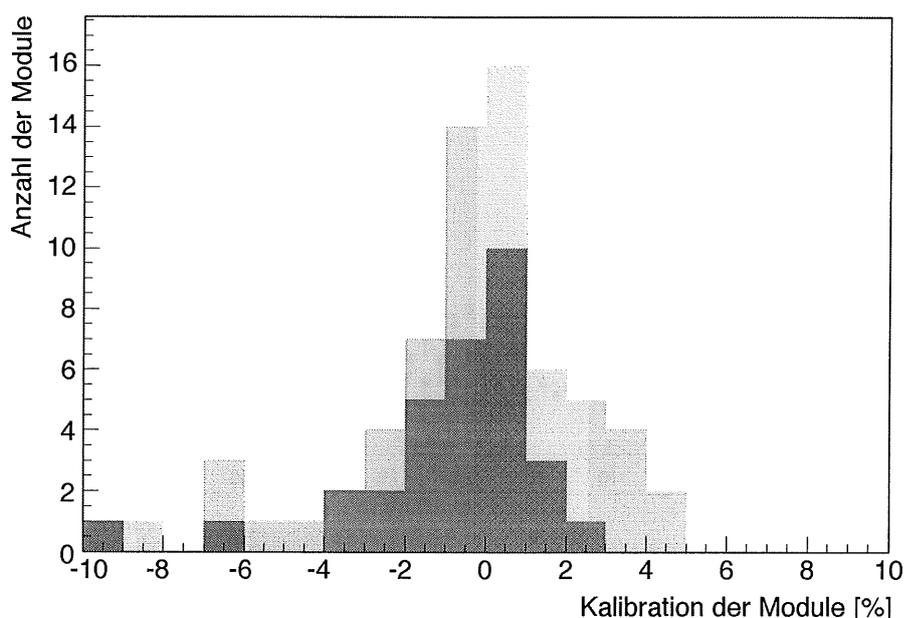


Abbildung 3-14 Verteilung der Korrekturkonstanten

In dunkler Schattierung sind Module die mit dem 90 %-Kriterium kalibriert wurden. Die helle Schattierung zeigt die Verteilung aller Module. Die Breite der Verteilung beträgt für beide Verteilungen 3 %.

3.5.5 Kalibration einzelner Dioden

Schon in der Runperiode 1993 hat sich gezeigt, daß auch die Dioden innerhalb eines Moduls kalibriert werden sollten. Das Hauptziel der Kalibration der einzelnen Dioden ist nicht die Verbesserung der Energieauflösung, sondern eine bessere Ortsbestimmung. Da die Energie, die in einer Diode gemessen wird, maximal 50 % der gesamten Modulenergie beträgt, ist der Einfluß auf die Auflösung nur gering, da die Dioden vorher alle mit Teststrahlendaten abgeglichen wurden. Die Ortsauflösung ist jedoch empfindlich vom Verhältnis der Signale abhängig, da hierfür die Signalverhältnisse der einzelnen Dioden verwendet werden, siehe

Kapitel 3.3. Genau dies konnte schon an den Daten der Runperiode 1993 beobachtet werden. Dort zeigte sich bei den Modulen mit horizontalen Wellenlängenschiebern, daß die Position in y -Richtung von der BPC-Position abweicht. Dieses konnte korrigiert werden, indem die Energiesignale in den unteren Dioden um 2 % erhöht wurden.

Mit den Daten der 1994er Runperiode wurden bei den inneren 16 Modulen die Energieskalen der einzelnen Dioden korrigiert. Für diese Korrektur kann wegen der starken Ortsabhängigkeit nicht das Spektrum des kinematischen Peaks verwendet werden. In Abbildung 3-15 sind die Signale der einzelnen Dioden eines Moduls für tiefinelastische Ereignisse gezeigt. Das typische Spektrum des kinematischen Peaks ist nicht zu erkennen. Die Diode 1 liegt in diesem Modul dem Strahlrohr am nächsten und hat auch das größte Signal.

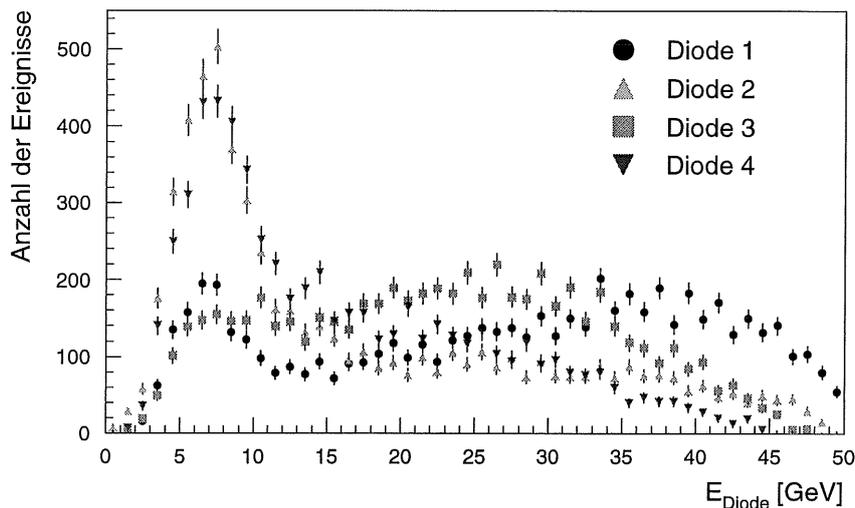


Abbildung 3-15 Energiespektren der Dioden vom Modul 66

In den einzelnen Diodensignalen kann kein kinematischer Peak beobachtet werden, da das Diodensignal eine sehr große Ortsabhängigkeit hat. Gezeigt werden tiefinelastische Ereignisse, bei denen das Modul 66 das energiereichste Modul im Cluster ist.

Für die Kalibration wurden die Signalverhältnisse der Dioden im Vergleich zur Modulenergie betrachtet. Für eine Diode des Moduls 35 wird dieses Verhältnis und die Ortsabhängigkeit des Verhältnisses in Abbildung 3-16 gezeigt.

Wenn das Elektron in der Nähe einer Diode in den Detektor gelangt, liegt das Signalverhältnis dieser Diode ungefähr bei 0.5. Mit Hilfe der BPC-Position kann ein Bereich selektiert werden, an dem das Signalverhältnis bei diesem Wert liegt. Es ist so möglich, die einzelnen Dioden zu kalibrieren. Ebenfalls für das Modul 35 werden die so selektierten Signalverhältnisse aller Dioden in Abbildung 3-17 gezeigt. Zu beachten ist die starke Abnahme der Ereignisse, die für die Kalibration verwendet werden können. Daher ist es nicht möglich, außer in den 16 zentralen Modulen weitere Dioden zu kalibrieren. Die Module mit horizontalen WLS, die weiter außen lagen, wurden wie in der Runperiode 1993 mit 2 % korrigiert.

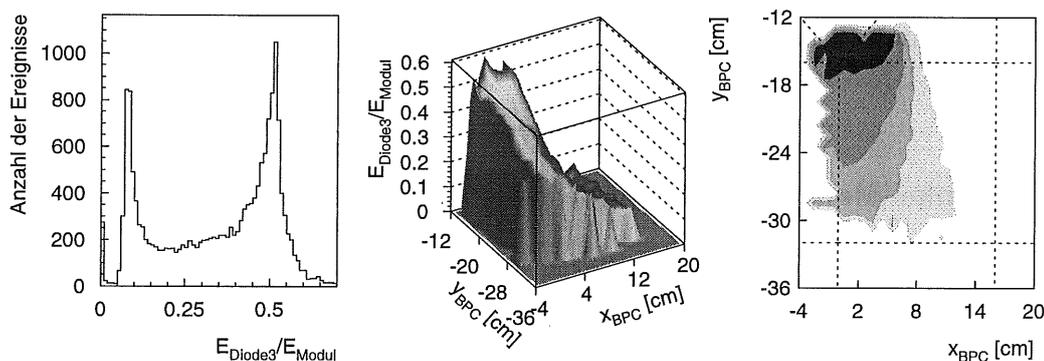


Abbildung 3-16 Signalverhältnis der Diode 3 vom Modul 35

Die linke Abbildung zeigt das Signalverhältnis der Diode 3 zu der Energie des Moduls 35 für Ereignisse, bei denen das Modul die meiste Energie aller Module im BEAC hat. An der mittleren und der rechten Abbildung sind die Bereiche zu erkennen, an denen dieses Energieverhältnis bei 0.5 liegt. Für die Position wurde die BPC verwendet. Daher ist die Parallaxe zu beachten.

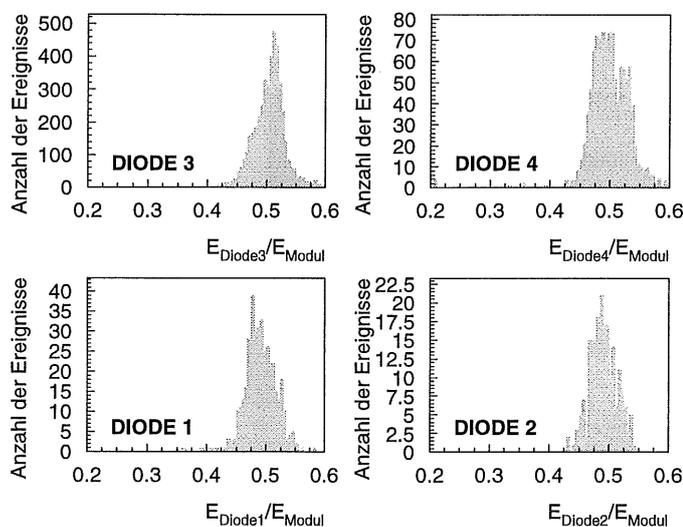


Abbildung 3-17 Signalverhältnis der Dioden in Modul 35

Zu beachten ist die starke Abnahme der Ereignisse, die für eine Kalibration verwendet werden können. Die Dioden sind in der Reihenfolge angeordnet, in der sie auch im Kalorimeter eingebaut sind. Diode 3 liegt dem Strahlrohr am nächsten, und Diode 2 ist am weitesten entfernt.

Beim Vergleich der Ortsauflösung für die drei Runperioden kann die erreichte Verbesserung beobachtet werden. Im Jahre 1992 betrug die Auflösung für tiefinelastische Ereignisse, die Energien von über 20 GeV hatten, sowohl in x -, als auch in y -Richtung 1.3 cm. Im darauf folgenden Jahr wurde die Auflösung auf 0.9 cm reduziert. Diese Verbesserung beruhte zum einen auf dem Abgleich der Module, und zum anderen auf der Korrektur der Diodensignale um 2 %. Durch die individuelle Kalibration der einzelnen Dioden und durch den verbesserten

Abgleich der Module konnte die Ortsauflösung in der letzten Runperiode auf 0.7 cm verbessert werden.

3.5.6 Zwei-Winkel-Methode und Compton-QED-Ereignisse

Die Kalibration wurde mit den in Kapitel 3-2 beschriebenen Methoden überprüft. Das Ergebnis der Überprüfung mit der Zwei-Winkel-Methode wird in Abbildung 3-18 gezeigt. Für diese Abbildung wurde die relative Energieabweichung $\Delta E_{2W,rel}$ nach Gleichung 3-17 berechnet [BEMC95]. Da die Abweichung des Mittelwertes nur 0.1 % beträgt, ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Kalibration durch die KP-Methode. Die Breite der Verteilung von 4 % ist das Resultat der Energieauflösung des Kalorimeters und der Winkelbestimmung des hadronischen Endzustandes. Die Breite der Monte-Carlo-Verteilung beträgt 3.6 %. Der Vergleich der beiden Breiten zeigt ein sehr gutes Verständnis der Energieskala des BEMC.

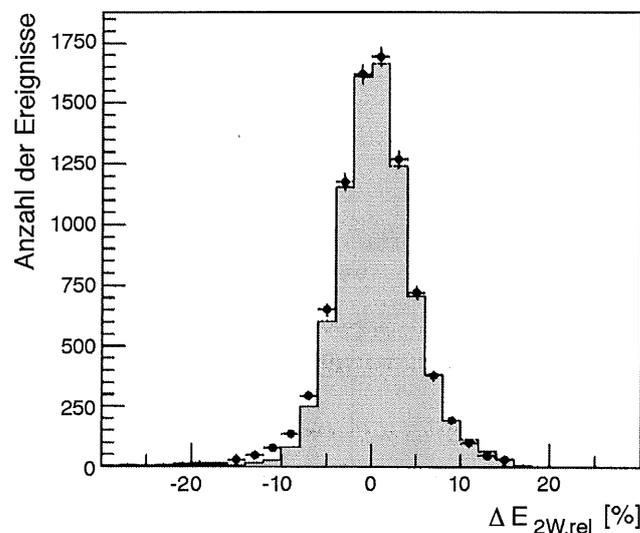


Abbildung 3-18 Mit der Zwei-Winkel-Methode bestimmte relative Energiedifferenz

Die Energiedifferenz wird nach Gleichung 3-17 definiert. Die Punkte entsprechen den Daten und die graue Fläche ist mit einem Monte-Carlo-Verteilung auf Basis der Strukturfunktion MRSDH generiert.

Für den zweiten Test wurden die Compton-QED-Ereignisse verwendet. Bei der Analyse soll der Schwerpunkt nicht auf einer hohen Effizienz der Ereignisse liegen, sondern ein möglichst untergrundfreies Datensample muß das Ziel sein. Für die Vorselektion wird nur gefordert, daß im BEMC zwei Cluster mit mehr als 8 GeV rekonstruiert wurden, deren Summe im Energieintervall von 20 bis 35 GeV ist. In Abbildung 3-19 (mittlerer und rechter Plot) werden die Anzahl der vorselektierten Ereignisse als Linie dargestellt. Diese Daten enthalten noch einen großen Anteil Untergrund. Für endgültige Samples, in der Abbildung die grauen Flächen, werden die folgenden Schnitte verwendet:

- Die Summe der beiden Cluster beträgt 25 - 30 GeV.

- Der Azimutalwinkel $\Delta\phi$ zwischen den beiden Clustern ist größer als 150° .
- Die Gesamtenergie der Cluster aller Kalorimeter ist kleiner als 40 GeV.

Bei dieser einfachen Selektion enthält das Datensample noch einen relativ großen Anteil an inelastischer Streuung. Dieses führt zu einer asymmetrischen Verteilung, da für diese Ereignisse die Energiesumme kleiner ist. Auch diese Methode zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Kalibration, jedoch ist der statistische Fehler mit 0.3 % sehr groß, weil die Ereignisrate im Vergleich zu den anderen Methoden klein ist.

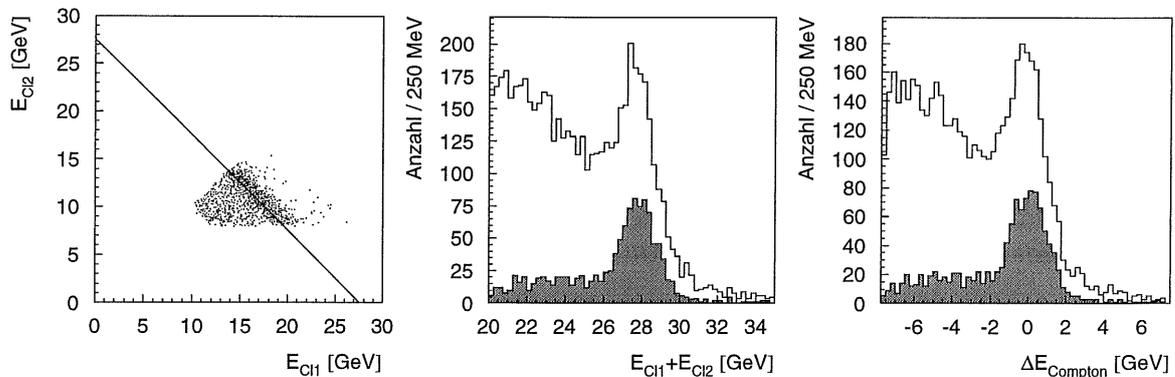


Abbildung 3-19 Selektion der Compton-QED-Ereignisse

Links: Die Energie des zweiten Clusters ist gegen die des Ersten aufgetragen.

Mitte: Das Energiespektrum aus der Summe der beiden Cluster.

Rechts: Die Energiedifferenz $\Delta E_{\text{Compton-QED}}$ nach Gleichung 3-20

Das Interessante an dieser Analyse ist die Überprüfung der Linearität, die möglich ist, weil die Ereignisse aus zwei Clustern bestehen. Diese Überprüfung kann weder mit der KP-Methode noch mit der Zwei-Winkel-Methode gemacht werden. Bei der letzteren Methode wäre dieses zwar theoretisch möglich, jedoch ist im Bereich von 10 - 20 GeV die Energie des gestreuten Elektrons zu stark von dem Winkel des hadronischen Endzustandes abhängig. In Abbildung 3-20 wird die mit den Compton-QED-Ereignissen bestimmte Linearität gezeigt. Diese ist für alle Energien oberhalb von 6 GeV besser als 1 %.

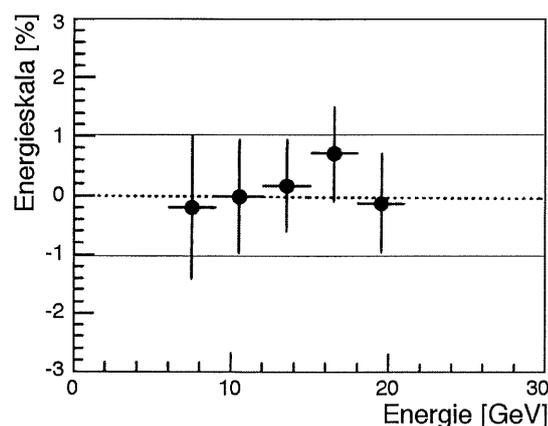


Abbildung 3-20 Bestimmung der Linearität mit Compton-QED-Ereignissen [BEMC95]

3.5.7 Der systematische Fehler der Kalibration und der Energieauflösung

Mit der großen Zahl der Ereignisse, die in der Runperiode 1994 zur Verfügung standen, dominiert der systematische Fehler die Kalibration. Zum systematischen Fehler tragen 3 Teilaspekte bei:

- Methode der Kalibration: 0.5 %

Für die KP-Methode wird dieser Fehler in Abschnitt 3.3 angegeben und berechnet sich aus drei Komponenten: Der Abhängigkeit von der Strukturfunktion, der Winkelabhängigkeit und durch den Meßfehler bei der Bestimmung der Energieauflösung des Detektors. Für die Zwei-Winkel-Methode ist der Fehler um 0.1 % größer.

- Die Zeitabhängigkeit: 0.5 %

Der Fehler der Zeitabhängigkeit wurde aus der maximalen Abweichung der einzelnen zeitabhängigen Meßpunkte vom Mittelwert bestimmt. In diesem Fehler ist auch die Schwankung der Strahlenergie von 2 ‰ enthalten.

- Abhängigkeit der Energieskala von der Ortsposition: 0.7 %

Diese Abhängigkeit wird als Homogenität des Kalorimeters bezeichnet. Zum einen gibt es Inhomogenitäten des nichtsensitiven Materials vor dem BEMC. Dies führt dazu, daß die Teilchen, die den Detektor erreichen, schon eine unterschiedliche Energie in diesem Material deponiert haben. Zum anderen führen die Cracks zwischen den Modulen, besonders im inneren Bereich, wo die Elektronen fast parallel zu diesen Cracks in das Kalorimeter gelangen, zu einem Energieverlust. Weil dieser Energieverlust mit Korrekturen, siehe Abschnitt 3.1, nur teilweise ausgeglichen werden kann, verbleibt ein systematischer Fehler.

Weil die drei Fehler unabhängig voneinander sind, ergibt sich für den systematischen Fehler der Kalibration durch quadratische Addition der Einzelfehler ein Wert von 1 %.

Die Energieauflösung kann mit folgender Gleichung in Abhängigkeit von der Energie angegeben werden:

$$\frac{\sigma_{BEMC}}{E_{BEMC}} = \frac{10\%}{\sqrt{E_{BEMC}}} \oplus \frac{0.39 \text{ GeV}}{E_{BEMC}} \oplus 1.7\% \quad \text{Gleichung 3-27}$$

Dieser systematische Fehler und die Energieauflösung gelten für den Winkelbereich von 176°-160°. Analysen mit der Zwei-Winkel-Methode ergeben, daß für den Winkelbereich von 160°-155° Inhomogenitäten größer werden und der systematische Fehler mit 2 % angegeben werden muß. Die Hauptursache hierfür ist, daß die Crackkorrekturen nicht für den ganzen Bereich des Kalorimeters vorliegen.

Im Winkelbereich von 155°-150° führt Energie, die im nichtsensitiven Material zwischen BEMC und Flüssig-Argon-Kalorimeter deponiert wird, zu einer weiteren Erhöhung des systematischen Fehlers auf 5 %.

4 Selektion der Ereignisse

Für die Berechnung der Protonstrukturfunktion F_2 muß nach der Gleichung 1-28 der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt gemessen werden. Im Experiment kann dieser Wirkungsquerschnitt dadurch bestimmt werden, daß in der x_{bj} - Q^2 -Ebene Bereiche in $\Delta x_{bj} \Delta Q^2$ definiert werden und für diese jeweils der Wirkungsquerschnitt mit der folgenden Gleichung bestimmt wird:

$$\frac{d^2 \sigma^{eP \rightarrow eX}}{dx_{bj} dQ^2} \rightarrow \frac{\Delta^2 \sigma^{eP \rightarrow eX}}{\Delta x_{bj} \cdot \Delta Q^2} = \frac{\text{Ereignisse im } \Delta x_{bj} \Delta Q^2 \text{-Bereich}}{\int \text{Luminosität} \cdot \text{Akzeptanz} \cdot \text{Effizienz} dt} \quad \text{Gleichung 4-1}$$

Bei der Anzahl der Ereignisse im $x_{bj} Q^2$ -Bereich muß gegebenenfalls der verbleibende Untergrund abgezogen werden. In dieser Messung wird für die Festlegung der Bereiche die logarithmische Q^2 -Skala in acht äquidistante Abschnitte pro Dekade und die x_{bj} -Skala in fünf pro Dekade aufgeteilt. Dadurch entstehen in der $x_{bj} Q^2$ -Ebene rechteckige Felder, die sogenannten „Bins“. Durch die Bestimmung von x_{bj} und Q^2 wird nun festgelegt, zu welchem Bin das jeweilige Ereignis gehört. Für diese Analyse wird dabei ausschließlich die Elektronen-Methode verwendet, wobei nach den Gleichungen 1-7 aus der Energie und dem Winkel des gestreuten Elektrons die kinematischen Größen bestimmt werden.

In diesem Kapitel soll die Selektion der erforderlichen Ereignisse festgelegt werden. Die Auswahl der Bedingungen, die an die Daten gestellt werden, unterliegt folgenden Kriterien:

- Die Ereignisse sollen vom Untergrund getrennt werden. Es darf jedoch hierbei entweder nur ein verschwindend kleiner Teil guter Ereignisse verloren gehen oder der Anteil der Ereignisse muß genau bekannt sein.
- Die Ereignisse sollen in den günstigen Teilen des Detektors liegen, also werden nur die sogenannten „Goldenen Ereignisse“ verwendet. Mit diesem Selektionsschnitt werden Ereignisse ausgeschlossen, bei denen die Position des Energieclusters in der Nähe eines Cracks liegt. Dadurch können die Energiekorrekturen klein gehalten werden, und somit entstehen auch nur geringe Einflüsse auf die Bestimmung der Strukturfunktionen.
- Alle Selektionsschnitte müssen sich entweder mit der parametrisierten Simulation nachvollziehen lassen, oder es dürfen durch diesen Schnitt keine Ereignisse verlorengehen. Die Simulation wurde speziell für diese Analyse konzipiert und wird im folgenden Kapitel detailliert beschrieben.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird die Festlegung der Datensätze beschrieben, aus denen Ereignisse für die Analyse verwendet werden. Damit wird zugleich die integrierte

Luminosität dieser Ereignisse festlegt. Das Kapitel endet mit einem Ausblick auf die Bestimmung der Größen Akzeptanz und Effizienz. Das Produkt dieser beiden Größen ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis auch vom Detektor gesehen wird. Diese Wahrscheinlichkeit ist ein bestimmender Faktor für den kinematischen Bereich, in welchem die Analyse mit den verwendeten Selektionsschnitten möglich ist.

4.1 Luminosität

Mit dem Detektor werden während des gesamten Jahres Daten aufgenommen. Die Datennahme wird in einzelne „Runs“ aufgeteilt. Für die Analyse muß festgelegt werden, welche Runs für die Bestimmung der Datennahme verwendet werden.

Das erste Merkmal hierfür ist die Art des Runs. In der Analyse werden nur Runs verwendet, bei denen von HERA Luminosität geliefert wurde, und der Detektor bereit war, diese Ereignisse aufzuzeichnen. Andere Runs, die für Detektorstudien mit speziellen Einstellungen des Triggers oder in Zeiten ohne Strahl aufgenommen wurden, werden verworfen.

Für alle Luminositätsruns wird ein Qualitätskriterium festgelegt, das die Daten in solche von guter, mittlerer oder schlechter Qualität untergliedert. Diese Einteilung ist eine Vorselektion, bei der die Verfügbarkeit der einzelnen Detektorkomponenten berücksichtigt wird.

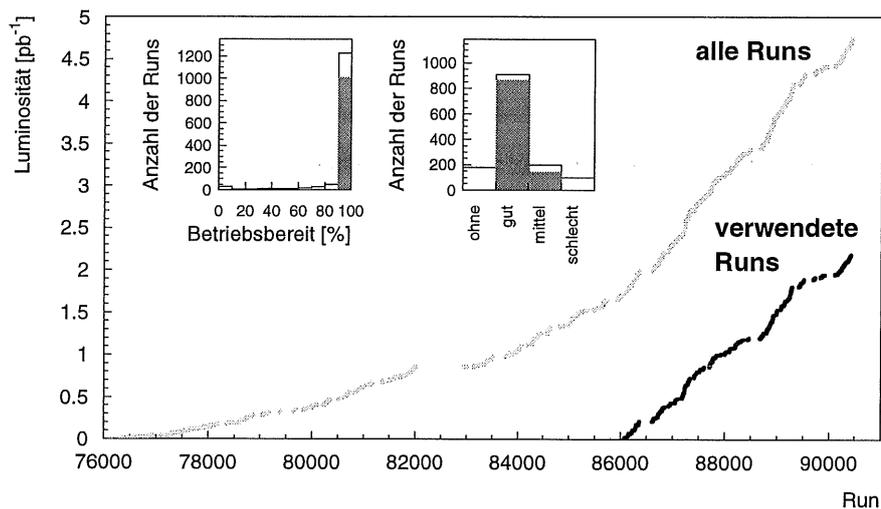


Abbildung 4-1 Luminosität für die 1994er Runperiode

Eingezeichnet ist die Luminosität für alle Runs und die der guten Runs, die für diese Analyse verwendet werden. Die linke Abbildung zeigt, zu wieviel Prozent alle verwendeten Detektoren betriebsbereit sind. Für verwendete Runs muß dieser Wert größer als 90 % sein. Die rechte Abbildung stellt die Anzahl der Runs für die einzelnen Qualitätsstufen dar. Verwendet wurden nur die Stufen „gut“ und „mittel“.

Eine genauere Einteilung kann mit dem Monitorsystem bestimmt werden, das die Verfügbarkeit aller Komponenten bei H1 überwacht. Es ist damit möglich festzustellen, ob zu

einem bestimmten Zeitpunkt alle erforderlichen Komponenten betriebsbereit waren. Für die Selektion der Runs wird verlangt, das zu 90 % der Zeit alle verwendeten Kammern betriebsbereit waren. Die Fehlzeiten entstehen hauptsächlich durch die Spurenkammern, die automatisch abgeschaltet wurden, wenn zu große Ströme an einzelnen Signaldrähten gemessen wurden. Die Luminosität wird auf diese Ausfallzeiten korrigiert. Die Abbildung 4-1 zeigt die integrierte Luminosität aller Runs, die während des Jahres aufgezeichnet wurden. Die beiden kleinen Abbildungen zeigen die beiden schon beschriebenen Selektionskriterien. Die Abbildung 4-2 zeigt den Quotienten aus Ereignissen und Luminosität. Die hellgrauen Punkte entsprechen allen Ereignissen aus den Selektionsklassen 10 und 11, die für die Analyse der tiefinelastischen Ereignisse verwendet werden und im Abschnitt „Ereignisselektion für die Datenfiles“ genau definiert werden. Bei diesen Ereignissen sind sehr große Fluktuationen zu beobachten, obwohl die Anzahl der Ereignisse pro Luminosität für jeden physikalischen Prozeß konstant sein sollte. Diese Effekte lassen sich mit der unterschiedlichen Effizienz der Komponenten erklären, die den Trigger auslösen können. So wurde vor dem Run 89413 der BSET so modifiziert, daß auch die inneren dreieckigen Module des BEMC den Trigger auslösen können. Durch die extrem große Rate der Ereignisse bei kleinen Winkeln, die jetzt zusätzlich den Trigger auslösen können, resultiert ein deutlicher Anstieg. Bei den Ereignissen mit den schwarzen Punkten, die den Kriterien dieser Analyse entsprechen, ist der Quotient ab Run 86000 in guter Näherung konstant.

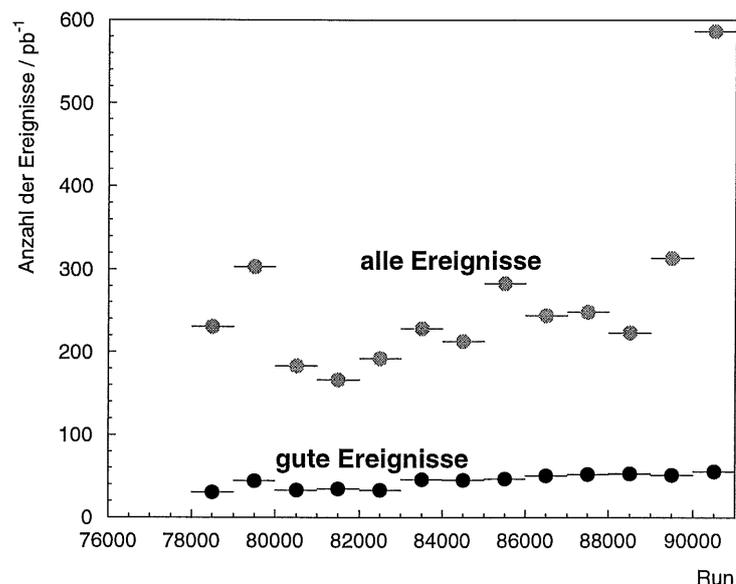


Abbildung 4-2 Anzahl der Ereignisse normiert auf die Luminosität

Die Anzahl der Ereignisse pro Luminosität muß für jeden physikalischen Prozeß konstant sein. Abweichungen von dem Wert können sich durch Ineffizienzen einzelner Detektoren ergeben. Die dunklen Punkte entsprechen den Ereignissen, die der hier verwendeten Selektion genügen. Die hellen Punkte erfüllen die Kriterien der Ereignisklassifizierung für die Klasse 10 oder 11.

Für die Analyse werden die Runs mit den Nummern bis 82000 verworfen, da zusätzlich zu den Problemen mit den Effizienzen der einzelnen Kammern noch Elektronen statt Positronen von HERA verwendet wurden. Bei den Run 83000 bis 86000 waren die Spurenkammern noch nicht in allen Runs optimal eingestellt. Dies führt zu einem Verlust an Ereignissen, da der Vertex mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit gefunden wird. Um die Probleme der Vertex-Effizienz sicher zu umgehen, werden nur Runs mit Runnummer größer als 86000 verwendet, da der Verlust an Ereignissen im Vergleich zu den Problemen, die durch die Analyse dieser Ereignisse hinzukommen, klein ist.

4.2 Ereignisselektion durch den Trigger

In der Triggerstufe 1 wird für die Selektion das Triggerelement CL2 mit einer Energieschwelle von ca. 8 GeV, siehe Kapitel 2.4.2, in Koinzidenz mit dem Veto des Flugzeitmeßsystems TOF verwendet. Die Rate dieses kombinierten Triggers betrug während der Runperiode je nach Strahlbedingungen 5 bis 12 Hz. Bei der mittleren Luminosität von $1.4 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ beträgt die erwartete Rate der tiefinelastischen Ereignisse jedoch nur 0.5 Hz. In der weiteren Selektion müssen daher gut 90 % der Ereignisse als Untergrund erkannt werden.

Die erste Reduktion dieser Ereignisse wird mit der Triggerstufe 4 durchgeführt. Von dieser Triggerstufe wurden nur 30 % aller vom Detektor ausgelesenen Ereignisse als physikalische Ereignisse akzeptiert und gespeichert [Pro95]. Zusätzlich wurden 7 % als Monitorereignisse behalten. Die restlichen Ereignisse wurden als Untergrund erkannt und verworfen. Die Einteilung in die Hauptanteile kann wie folgt beschrieben werden:

- 10 % wurden als Ein-Dioden-Ereignisse erkannt.
- 20 % konnten mit der schnellen Vertex-Rekonstruktion verworfen werden. Als Selektionskriterium wurde gefordert, daß die z -Vertex-Position nicht weiter als 50 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt war. Für Ereignisse, die der BSET Trigger akzeptiert hatte, wurden nur Ereignisse verworfen, deren Abstand mehr als 100 cm vom Nominalvertex entfernt war.
- 17 % wurden durch die Spurrekonstruktion verworfen.
- 4 % wurden mit den Detektoren des instrumentierten Eisens als kosmische Ereignisse erkannt.

Die Ereignisse, die dieser Selektion genügten, wurden auf Magnetbänder geschrieben und stehen der Analyse zur Verfügung.

4.3 Ereignisselektion für die Datenfiles

Im Anschluß an die Runperiode wurden zuerst Änderungen an der Rekonstruktionssoftware vorgenommen, die dem neuesten Verständnis der einzelnen Detektoren entsprachen. Dazu gehört die Kalibration einzelner Detektoren, beispielsweise des BEMC, und die Unterdrückung von kohärentem Rauschen im Flüssig-Argon-Kalorimeter, das fälschlicherweise Energiecluster vortäuscht, sowie die Korrekturen auf defekte Auslesekanäle. Mit den verbesserten Programmen wurden die Rohdaten neu analysiert und die Datenfiles erstellt, die für die Analyse verwendet wurden. Diese Datenfiles werden als POTS bezeichnet.

Bei H1 wird diese Datenmenge nicht in einzelne Datenströme für die unterschiedlichen Analysegruppen aufgeteilt, sondern die Ereignisse bleiben in einem Datenstrom, wobei jedes Ereignis einer oder mehreren Ereignisklassen zugeordnet wird. Mit diesen Klassen ist es möglich, daß für die Analyse nur die relevanten Ereignisse bearbeitet werden. Die anderen Ereignisse werden übersprungen, so daß hierfür keine Rechenzeit benötigt wird. Dieses Verfahren hat weiter den Vorteil, daß jedes Ereignis nur einmal und nicht in mehreren parallelen Datenströmen gespeichert werden muß.

Von diesen Datenfiles werden die sogenannten MINIPOT's erstellt. Das „MINI“ bezieht sich dabei auf das Format der einzelnen Daten. Während ein richtiges Ereignis ca. 100 kByte an Informationen hat, werden diese auf den MINIPOT's so zusammengefaßt, daß nur noch die Größe von ungefähr 4 kByte übrig bleibt. Dies wird vor allem dadurch erzielt, daß für die Spurenkammern nicht mehr einzelne Hits, sondern nur die Parameter der rekonstruierten Spuren und für Kalorimeter nicht die Zell-, sondern nur die Clusterinformationen abgelegt werden. Eine Ausnahme stellt das BEMC dar, weil für alle Module, die zu den Clustern gehören, selbst die Diodenenergien mit gespeichert werden. Dadurch ist mit diesen Daten eine vollständige Analyse möglich.

Für die Analyse der tiefinelastischen Ereignissen werden die Ereignisklassen 10 und 11 verwendet [Bas95]. Dabei soll die Klasse 11 alle Ereignisse enthalten, die für die Analyse verwendet werden. Die Ereignisse in Klasse 10 dienen zur Überprüfung der Selektionskriterien, der Effizienzen und des Triggers. Für die Festlegung dieser Klassen werden physikalisch motivierte Kriterien festgelegt, um die Anzahl der Ereignisse möglichst klein zu halten. Die Festlegung der Kriterien darf jedoch nicht dazu führen, daß Ereignisse verloren gehen, da sie nur die Aufgabe einer Vorselektion haben. In der weiteren Analyse können alle Kriterien verschärft oder es können neue gefunden werden.

Für die Klasse 11 wurden folgende Kriterien definiert, wenn das gestreute Elektron im BEMC bestimmt wurde:

- Die Energie des gestreuten Elektrons ist größer als 7 GeV.
- Der Clusterradius ist kleiner als 6 cm.
- Der Abstand des Clusters zum BPC-Hit ist kleiner als 6 cm.
- Es existiert ein Vertex, wobei die z-Position größer als - 100 cm.

- Das TOF zeigt kein Veto.

Für Ereignisse bei großen Q^2 , bei dem das Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen wurde, gelten andere Kriterien. Da die Rate bei diesen Ereignissen um Größenordnungen kleiner ist, genügt ein Energieschnitt im Zusammenhang mit der Forderung eines rekonstruierten Vertex im Bereich von ± 100 cm. Wenn das Elektron im BBE nachgewiesen wurde, liegt der Energieschnitt bei 5 GeV. Für das restliche Kalorimeter gilt eine Schwelle von 7 GeV.

Die Klasse 10 hat die Aufgabe einer Monitorklasse. Sie dient dazu, Effizienzen für die Selektionsbedingungen zu überprüfen. Zu dieser Klasse gehören nur Ereignisse, die die Kriterien der Klasse 11 nicht erfüllen. Um die Anzahl dieser Ereignisse zu reduzieren, wird nur ein festgelegter Anteil der Ereignisse von dieser Klasse übernommen. Der Anteil beträgt im allgemeinen ein Zehntel, wenn ein Kriterium für die Klasse 10 verletzt wurde, und ein Hundertstel, wenn zwei Kriterien nicht erfüllt werden. Die Kriterien, die entscheidend sind für die Berechnung dieses Anteils, wurden dabei wie folgt zusammengefaßt:

- Ereignisse mit einer Elektronenergie zwischen 5 und 7 GeV.
- Ereignisse bei denen entweder der Clusterradius größer als 6 cm oder der Abstand des Clusters zum BPC-Hit größer als 6 cm ist.
- Ereignisse die keinen guten Vertex haben. Eine Ausnahme bilden die Ereignisse mit einer Energie von über 22 GeV. Um alle Ereignisse des kinematischen Peaks für eine nachträgliche Überprüfung der Kalibration zu haben, werden diese vollständig selektiert.
- Ereignisse die ein schlechtes TOF-Signal haben.

Bei Ereignissen mit dem Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter werden ein Fünftel der Ereignisse im BBE und ein Drittel der Ereignisse aus den restlichen Kalorimeter ohne Vertex der Klasse 10 zugeordnet.

Für die DST werden weitere Schnitte festgelegt, die die Untergrundereignisse reduzieren. Da für diese Analyse jedoch die MINIPOTS verwendet werden, wird hier nicht näher auf diese Selektion eingegangen.

4.4 Ereignisselektion der Analyse

Im folgenden sollen die Kriterien besprochen werden, die für die endgültige Selektion der tiefinelastischen Ereignisse gefordert werden. Dabei werden die oben besprochenen Kriterien teilweise weiter eingeschränkt und neue Kriterien festgelegt. Als Vorselektion wurden dabei die Ereignisse der Selektionsklassen 10 und 11 von den MINIPOTS verwendet.

4.4.1 Festlegung des Energiebereichs

Für die Motivation eines Energieschnitts gibt es im wesentlichen zwei Faktoren: Zum einen die Schwelle und die Effizienz des Triggers, und zum anderen den Photoproduktionsuntergrund. Die Triggerschwelle des BSET liegt bei 7.7 GeV und ist so scharf, daß schon für Energien ab 10 GeV die gestreuten Elektronen mit einer Effizienz von nahezu 100 % nachgewiesen werden. Jedoch gibt es für diese Energien noch einen sehr großen Anteil an Ereignissen des Photoproduktionsuntergrundes. Das Energiespektrum der Ereignisse nach allen Selektionsschnitten, mit Ausnahme der Energieschwelle, wird in Abbildung 4-3 gezeigt. Obwohl die Untergrundereignisse bis zu einer Energie von 9 GeV statistisch abgezogen werden können, wird der Energieschnitt auf 11 GeV festgelegt. Dadurch werden die Einflüsse der Photoproduktionsereignisse auf den Untergrund minimiert. Zudem liegen die Linien für Elektronenenergien von 10 und 11 GeV in der kinematischen Ebene so dicht beieinander, daß durch eine Erweiterung des Schnittes keine neuen Bereich in x_{bj} und Q^2 bestimmbar wären.

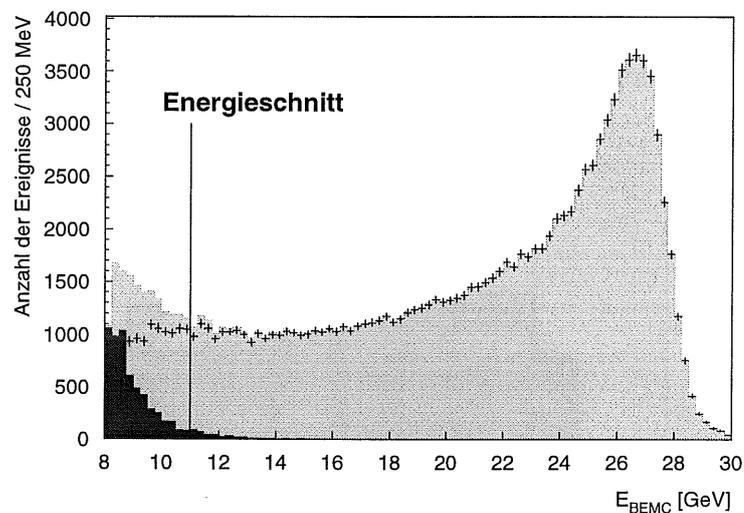


Abbildung 4-3 Energiespektrum der gestreuten Elektronen mit statistischem Abzug des Photoproduktionsuntergrundes

Die hellgraue Fläche beschreibt das Spektrum der Ereignisse nach allen Selektionsschnitten und die dunkelgraue Fläche den Photoproduktionsuntergrund, der mit Hilfe des Elektron-Kalorimeters des Luminositätssystems bestimmt wurde. Die Punkte mit Fehlerbalken geben das resultierende Spektrum an. Zudem ist der in der Analyse verwendete Energieschnitt eingezeichnet.

Durch diesen Energieschnitt ergibt sich auch ein Schnitt in der kinematischen Variable y . Für kleine Streuwinkel, bei denen der \cos^2 -Term in der Gleichung 1-4 vernachlässigt werden kann, werden die Werte für y durch den Energieschnitt kleiner als 0.6. Bei den größten Streuwinkeln, die für die Analyse noch beobachtet werden, kann y auf maximal 0.65 ansteigen.

4.4.2 Die „goldenen Ereignisse“

Für die Selektion sollen nur die sogenannten „goldenen Ereignisse“ verwendet werden. Dies sind Ereignisse, die in Bereichen des BEMC liegen, in denen die Energiekorrektur klein ist. Da das BEMC kein homogenes Kalorimeter ist, treten an den Modulgrenzen, die als Cracks bezeichnet werden, Energieverluste auf. Die Korrekturen auf diese Energieverluste hängen für die Cracks, die sich in kleinen Winkeln zur Richtung des gestreuten Elektrons befinden, sehr empfindlich von der Position ab, die für den Cluster bestimmt wurde, und können Werte über 10 % annehmen, siehe Abbildung 3-4.

Die Bereiche, die für diese Analyse verwendet werden, sind in der Abbildung 4-4 eingezeichnet. Die Intensität der Graustufe ist ein Maß für die Energiekorrektur. Augenfällig ist, daß besonders die Korrekturen bei den Achsen $x_{BPC} = 0$ cm und $y_{BPC} = 0$ cm und auch die der jeweils benachbarten Cracks besonders groß sind. Daher wurden Ereignisse, die in diese Bereiche fallen, ausgeschlossen.

Die Schnitte für große Winkel gewährleisten, daß die Clusterposition noch mit der BPC bestimmt werden kann, die einen kleineren Radius als das BEMC hat, und Korrekturen für diese Bereiche vorliegen. Der äußere Radius der BPC zeichnet sich in der Abbildung durch den Randbereich ab, für den Energiekorrekturen gezeigt werden.

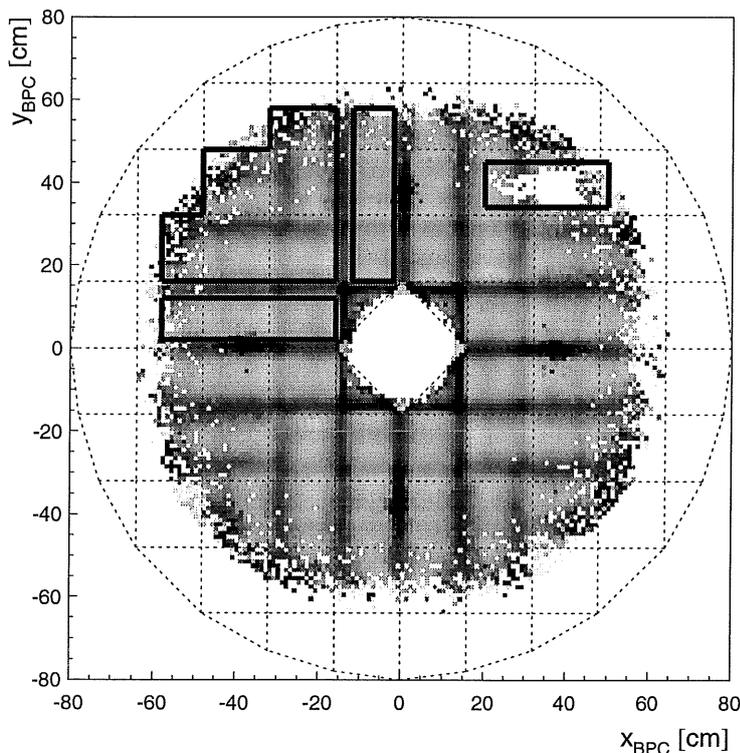


Abbildung 4-4 Energiekorrektur in Abhängigkeit von der BPC-Position

Die Graustufen sind ein Maß für die Energiekorrektur, wobei dunklere Flächen höhere Korrekturen entsprechen. Im linken oberen Viertel sind stellvertretend für die anderen Viertel die BPC-Bereiche markiert, die für die Selektion verwendet wurden. Innerhalb dieser Flächen sind die Energiekorrekturen kleiner als 5 %. Im rechten oberen Viertel wird eine Region ausgeschlossen, in der die BPC ineffizient ist.

In der rechten oberen Ecke der Abbildung 4-4 ist ein weiterer Bereich in der xy_{BPC} -Ebene ausgeschlossen, der durch eine Ineffizienz der BPC begründet ist. In diesem Bereich kreuzen sich zwei tote Kanäle der BPC. Dadurch wird das Kriterium, das für eine Spur Signale in drei der vier BPC-Ebenen fordert, nicht mehr möglich. Für die Selektion wurde dieser Bereich großzügig ausgeschlossen.

4.4.3 Die Übereinstimmung zwischen BEMC- und BPC-Position

Ein weiteres Kriterium, den Untergrund zu unterdrücken, wird aus dem Abstand zwischen der Spurinformation der BPC und der Clusterposition des BEMC gewonnen. Dabei wird mit Unterstützung der Vertex-Information die Clusterposition in die BPC-Ebene projiziert und der Abstand der beiden Positionen in dieser Ebene berechnet. Mit einer Auflösung von 0.7 cm beim BEMC und einem Drahtabstand von 2.5 mm bei der BPC ist zu erwarten, daß der Abstand für gute Ereignisse maximal 3 cm beträgt. Bei Untergrundereignissen, bei denen die Korrelation zwischen BPC und BEMC zufällig ist, oder bei hadronischen Clustern, ist der Abstand beider Punkte im Mittel größer.

Die Abbildung 4-5 zeigt die Verteilung der Abstände sowohl für die Ereignisse der Vorselektion, als auch für die Ereignisse, die alle Selektionskriterien erfüllen. Der maximale Abstand der beiden Positionen darf 4 cm betragen. Damit soll gewährleistet werden, daß durch den Schnitt nur ein verschwindend kleiner Teil guter Ereignisse verloren geht. In der Abbildung ist deutlich zu erkennen, daß die anderen Selektionsschnitte schon bei Abständen von 3 bis 4 cm auch deutlich zur Unterdrückung von Untergrundereignissen beitragen, weil der Abfall der selektierten Ereignisse dort steiler als bei der Vorselektion ist.

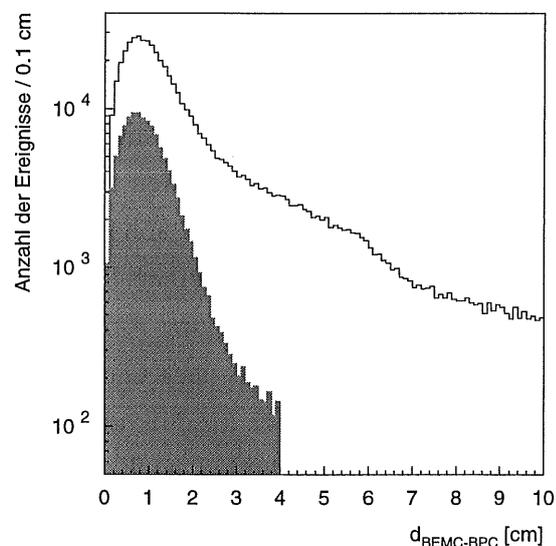


Abbildung 4-5 Verteilung der BEMC-BPC-Abstände

Die Linie gibt die Häufigkeit aller Ereignisse in Abhängigkeit vom Abstand bei der Vorselektion an und die graue Fläche Ereignisse, die allen Selektionsschnitten genügen.

4.4.4 Der Clusterradius

Der Clusterradius beschreibt das transversale Schauerprofil. Die Gleichung 3-13 gibt die Definition an, mit der sie für Cluster im BEMC berechnet wird. Für die elektromagnetischen Cluster der Elektronen liegt dieser Parameter im Wertebereich von ungefähr 0 bis 3 cm. Bei Ereignissen des Photoproduktionsuntergrundes, der hauptsächlich aus hadronischen Clustern besteht, können Werte von 2 bis 10 cm beobachtet werden.

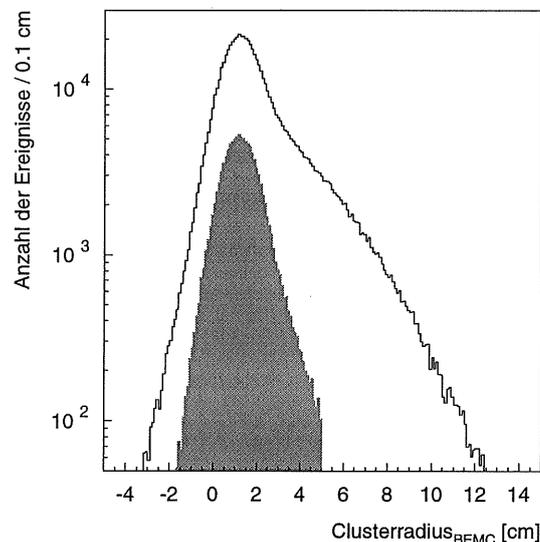


Abbildung 4-6 Verteilung des Clusterradius

Die Linie gibt die Häufigkeit aller Ereignisse in der Vorselektion an und die graue Fläche entspricht den Ereignissen nach allen Selektionsschnitten. Negative Clusterradien können entstehen, wenn durch das Rauschen der Dioden negative Energien in einem Modul gemessen werden.

Hier wird ein maximaler Clusterradius von 5 cm verwendet, da dieses Selektionskriterium mit einer Simulation nur ungenau beschrieben werden kann. Dies gilt sowohl für die hier verwendete parametrisierte Simulation, als auch für eine detaillierte Simulation, da die transversale Schauerausbreitung hauptsächlich von den niederenergetischen Teilchen des Schauers und somit sehr von Abschneideparametern abhängt. Diese Parameter bestimmen, bis zu welcher Mindestenergie die Teilchen in einer Simulation verfolgt werden. Die Verteilung dieses Parameters wird in der Abbildung 4-6 gezeigt. Negative Clusterradien können beobachtet werden, weil der Clusterradius nach Gleichung 3-13 aus dem Produkt der Modulenergie und dem Abstand zwischen der Modul- und der Clusterposition berechnet wird. Weil durch das Rauschen der Photodioden auch negative Energien¹ in einzelnen

¹ Diese unphysikalischen negativen Energien entstehen durch den Abzug des Pedestalwertes vom ADC-Signal. Da durch das Rauschen der Photodioden auch das Nullsignal eine bestimmte Breite im ADC-Spektrum hat, und der Pedestalwert als Mittelwert dieser Verteilung definiert ist, führen kleinere ADC-Werte zu negativen Energien.

Modulen des Clusters meßbar sind und bei diesen Modulen dann der Abstand zur Clusterposition groß ist, kann auch bei der Summe über alle Produkte der einzelnen Module ein negativer Wert resultieren.

4.4.5 Die Vertex-Position

Mit einem Selektionsschnitt auf die z-Position des Vertex kann ein großer Anteil der Strahl-Wand- und der Strahl-Restgas-Ereignisse eliminiert werden. Die Verteilung dieser Ereignisse ist in erster Näherung homogen über den ganzen Ring verteilt, während Luminositätsereignisse nur aus der Vertex-Region stammen können. Die Größe dieser Region ergibt sich aus der Länge der Teilchenpakete. In der Abbildung 4-7 ist die Vertex-Verteilung dargestellt. Für die Selektion werden die Ereignisse im Bereich von -20 cm bis 30 cm verwendet. Daher werden diese Ereignisse in der Abbildung dunkelgrau gekennzeichnet.

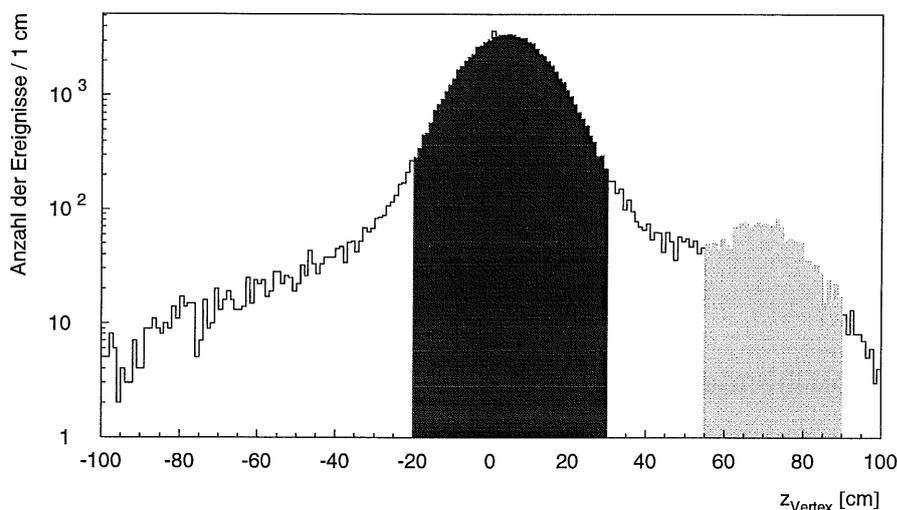


Abbildung 4-7 Die Vertex-Positionen der Ereignisse

Für die Analyse werden nur Ereignisse im dunkelgrau markierten Bereich von -20 cm bis 30 cm verwendet. Die Anhäufung der Ereignisse in der hellgrau markierten Fläche entsteht durch die Proton-Satelliten-Pakete. Die Linie zeigt die Häufigkeit der Ereignisse, die mit Ausnahme der Vertex-Position allen anderen Selektionskriterien genügen.

In der Abbildung ist aber noch ein Bereich mit höherer Ereignisrate zu erkennen. Dieser hellgrau markierte Bereich entsteht durch die Kollision eines Elektronenpaketes mit dem sogenannten frühen Proton-Satelliten-Paket. Im Protonenspeicherringes HERA werden Pakete mit einem Abstand von 96 ns gespeichert. Der zeitliche Abstand entspricht einer Strecke von 28.8 m. Trotzdem sind Protonen mit einem kleineren Abstand zu einem Teilchenpaket beobachtbar. Der kleinste Abstand, mit dem zwei Pakete stabil transportiert werden können, beträgt 1.44 m und beruht auf der Wellenlänge der Hochfrequenz von 208 MHz, die für die Beschleunigung der Teilchen verwendet wird. Durch die entgegengesetzte Flugrichtung der Elektronen und Protonen kommt es bei der halben Strecke dieser 1.44 m zu Kollisionen

zwischen den „frühen“ Protonen, die eine Wellenlänge der Hochfrequenz zu früh in den Speicherring gefüllt wurden, und dem richtigen Elektronen-Paket. Dadurch ist eine zweite Wechselwirkungszone bei einer z-Position von ungefähr 70 cm zu beobachten. Im Vergleich zu den Ereignissen aus dem nominalen Vertex beträgt die Luminosität mit dem Satelliten-Paket ungefähr 3 % und ist von der Füllung des Protonenspeicherringes abhängig.

4.4.6 Die Rekonstruierbarkeit des Vertex

Die oben festgelegte Position des Vertex ist aber nicht die einzige Bedingung, die an den Vertex gestellt wird. Die Frage, die sicherlich zuerst gestellt werden müßte, ist, ob der Vertex überhaupt rekonstruiert werden kann. Bei kleinen Werten für die kinematische Variable y ist der Streuwinkel des hadronischen Systems so klein, das keine geladenen Teilchen in den Winkelbereich gelangen, der mit der Spurenkammer beobachtet werden kann. Für diese Ereignisse läßt sich dann nicht feststellen, ob sie aus dem nominalen oder aus dem Proton-Satelliten-Bereich stammen. Bei einer gleichen Clusterposition wäre der Wirkungsquerschnitt für die Ereignisse aus dem Satelliten-Paket wegen der starken Winkelabhängigkeit der Ereignisse viel größer.

Um Daten mit Monte-Carlo-Ereignissen zu vergleichen, wurde gefordert, daß eine Spur im Winkelbereich von 15° bis 155° mit einem Transversalimpuls von mindestens 400 MeV/c existieren muß.

4.4.7 Der verbleibende Untergrund

Auch nach allen oben genannten Selektionsschnitten wird noch ein Anteil von Untergrundereignissen im Datensample sein. Sowohl für die Ereignisse der Photoproduktion, als auch für die Strahluntergrundereignisse kann ein Teil als Untergrund in den tiefinelastischen Ereignissen erkannt werden. Beim Photoproduktionsuntergrund ist dies mit dem Elektron-Kalorimeter des Luminositätssystems möglich. Bei einem Teil dieser Ereignisse wird dort das Elektron nachgewiesen. Bei tiefinelastischen Ereignissen darf in diesem Kalorimeter jedoch kein Signal meßbar sein. Aus der Akzeptanz des Elektron-Kalorimeters läßt sich die Anzahl der im Datensample verbleibenden Untergrundereignisse abschätzen. Diese Methode wurde schon für die Bestimmung des Energieschnitts weiter oben vorgestellt, siehe Abbildung 4-3.

Für die Bestimmung des Strahluntergrundes können die Kontrollpakete verwendet werden. Diese Pakete haben keine Kollisionspartner. Daher sind alle Ereignisse, die diesen Paketen zugeordnet werden, Untergrundereignisse.

4.5 Anzahl der Ereignisse für die einzelnen Selektionsschnitte

Im Anschluß an die Beschreibung der Selektionskriterien sollen für die einzelnen Schnitte die Anzahl der Ereignisse gezeigt werden, die aus dem Datensample wegfallen. Für das Ausgangsdatsample werden die Ereignisklassen 10 und 11 verwendet. Zusätzlich wird für die hier gezeigten Ereignisse gefordert, daß sie der Runselektion (siehe Kapitel 4-1) entsprechen und eine Energiecluster zwischen 11 und 30 GeV in BEMC haben. Nach diesen Forderungen verbleiben 432000 Ereignisse für die weitere Selektion. Nach allen verwendeten Selektionsschnitten verbleiben 114600 Ereignisse mit den die Strukturfunktionen bestimmt werden.

In der Tabelle 4-1 werden in den linken beiden Zahlenspalten für jeden Selektionsschnitt jeweils die Anzahl der Ereignisse im Datensample, die den Schnitt nicht entsprechen, und ihr prozentualer Anteil angegeben. Die Summe der prozentualen Anteile der Schnitte liegt über 100 %, da die Ereignisse auch mehreren Schnitten nicht entsprechen können. Dieses ist bei zwei drittel aller zurückgewiesenen Ereignisse der Fall. Interessant sind die Ereignisse, bei denen nur ein Kriterium für die Zurückweisung ausschlaggebend ist. Die Anzahlen hierfür werden in den beiden rechten Zahlenspalten der Tabelle 4-1 angegeben.

Ereignisse im Datensample	432000	Anteil [%]	nur 1 Schnitt	
			116000	Anteil [%]
Clusterradius	17500	4.1	1110	0.3
Übereinstimmung zwischen BEMC und BPC	109500	25.3	10500	2.4
Bpc-Position innen	142900	33.1	38600	8.9
ϕ -Cracks	85500	19.8	44900	10.4
außen	550	0.1	115	0.03
ineffiziente Region	930	0.2	386	0.09
Vertex-Position	156000	36.1	8950	2.1
Vertex-Rekonstruierbarkeit	260000	60.2	11400	2.6
Anzahl der selektierten Ereignisse	114600	26.5		

Tabelle 4-1 Anzahl der Ereignisse der einzelnen Selektionsschnitte

Die linken zwei Spalten geben für jeden Selektionsschnitt die absolute und prozentuale Anzahl der Ereignisse an, die diesem Kriterium nicht entsprechen. Die rechten Spalten geben für die jeweils an, wie viele Ereignisse aus dem Datensample gefallen sind, wenn das Ereignis nur diesem einen Schnitt nicht genügt.

Für die meisten zurückgewiesenen Ereignisse ist die Position in der BPC-Ebene ausschlaggebend. Dabei nehmen die ϕ -Cracks, die zur Selektion der „goldenen Ereignisse“ ausgeschlossen wurden, um die Energiekorrekturen für die Cracks klein zu halten, einen Umfang von über 10 % an. Eine weitere große Anzahl der Ereignisse fällt durch die Kriterien

für den Vertex aus dem Datensample. Dagegen nehmen die Schnitte des Clusterradius und der Übereinstimmung zwischen BEMC und BPC nur einen geringen Anteil an. Dies sagt aus, daß diese Schnitte nicht empfindlich die Strukturfunktionen beeinflussen können.

4.6 Position der Ereignisse in der x_{bj} - Q^2 -Ebene

Alle Ereignisse, die die oben definierten Selektionskriterien erfüllen, werden in der Abbildung 4-8 in der x_{bj} - Q^2 -Ebene dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die scharfe Trennungslinie am unteren Rand des Bereiches, in dem die Ereignisse liegen. Dieser entsteht durch den Energieschnitt. Da der Streuwinkel sowohl von der Vertex-Position als auch von der Position des gestreuten Elektrons in der BPC-Ebene abhängt, kann weder für die maximal, noch die minimal beobachtbaren Streuwinkel eine ähnliche Trennungslinie beobachtet werden. Im Bereich des kinematischen Peaks bei großen Werten für x_{bj} von größer als 10^{-2} können durch die geringe Vertex-Effizienz nur wenige Ereignisse beobachtet werden.

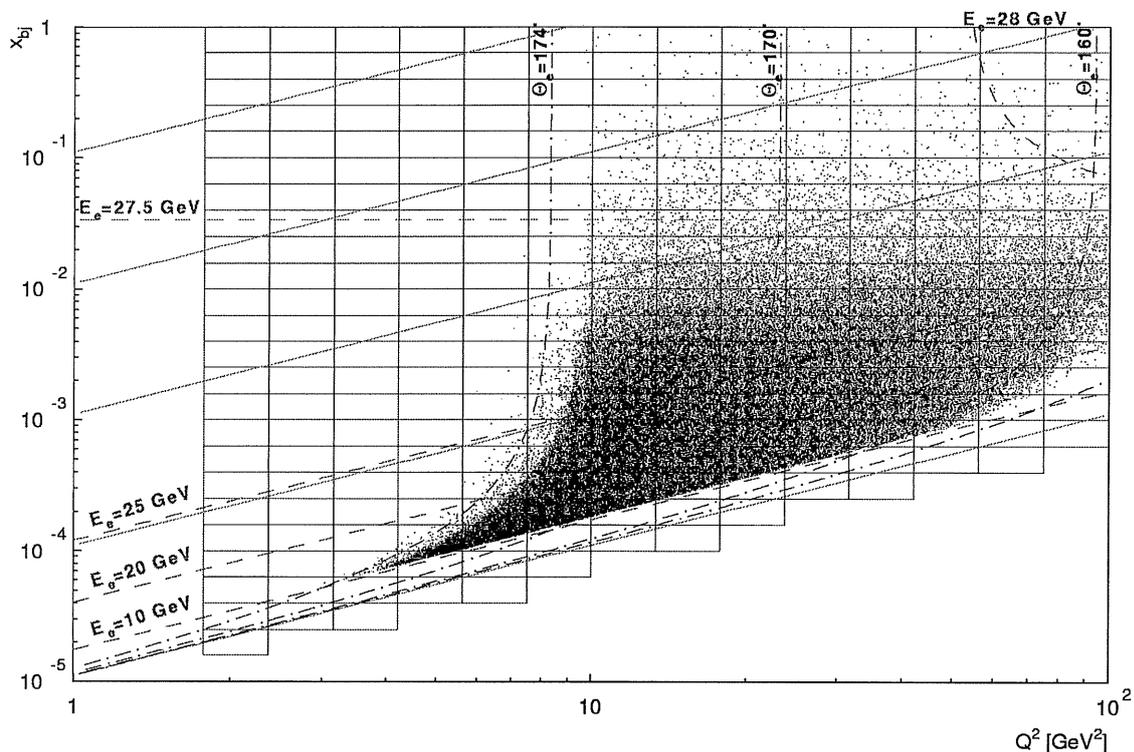


Abbildung 4-8 Position der selektierten Ereignisse in der x_{bj} - Q^2 -Ebene

Zu den Ereignissen ist die Einteilung in die einzelnen Bins mit dargestellt. Bei den Ereignissen ist die Linie, die sich durch den 11 GeV Schnitt auf die Energie des gestreuten Elektrons ergibt, am unterem Rand deutlich zu erkennen. Da die möglichen Vertices über einen Bereich von 50 cm verteilt sind, ergeben sich für den Streuwinkel keine scharfen Abgrenzungen.

Die grauen diagonalen Linien sind bei konstanten Werten von y , siehe Abbildung 1-5.

Zu den Ereignissen ist in Abbildung 4-8 die Einteilung in die einzelnen Bins mit dargestellt. Es werden acht Intervalle pro Dekade in Q^2 und fünf Intervalle pro Dekade in x_{bj} verwendet.

4.7 Akzeptanz und Effizienz

Für die Berechnung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts mit der Gleichung 4-1, die am Anfang des Kapitels aufgestellt wurde, fehlt noch das Produkt aus Akzeptanz A_{HI} und Effizienz ε_{HI} des Detektors. Dieses Produkt entspricht der Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis auch vom Detektor gesehen wird. Es kann definiert werden als:

$$A_{HI} \cdot \varepsilon_{HI} = \frac{N_{rek}}{N_{wahr}} \quad \text{Gleichung 4-2}$$

Dabei ist N_{rek} die Anzahl, die durch Abzählen der Ereignisse in einem Bin bestimmt werden kann. N_{wahr} die wirkliche Anzahl der Ereignisse, die in diesem Bin hätten sein sollen. Diese Zahl läßt sich allein mit den Daten nicht bestimmen. Das Hauptproblem entsteht durch die sogenannten Migrationen. Darunter werden Effekte zusammengefaßt, die dafür verantwortlich sind, daß Ereignisse in einem Bin rekonstruiert werden, zu dem sie nicht gehören. Dies kann beispielsweise durch auflösungsbedingte Meßfehler entstehen. Um diese Migrationen zu beschreiben, wird eine Detektorsimulation benötigt. Die Analyse der wesentlichen Effekte für diese Migrationen wird im folgenden Kapitel beschrieben.

5 Analyse der Ereignisse

In diesem Kapitel sollen die tiefinelastischen Ereignisse analysiert werden mit dem Ziel, alle Grundlagen für die Bestimmung der Strukturfunktion des Protons zu erhalten. Dafür wird zuerst die Notwendigkeit einer Beschreibung der Daten mit einer Monte-Carlo-Simulation motiviert, und es werden verschiedene Möglichkeiten der Realisierung vorgestellt. Anschließend wird die für die Analyse verwendete parametrisierte Simulation beschrieben und die Bestimmung der verwendeten Parameter aufgezeigt.

Mit dieser Simulation kann zum einen die Akzeptanz des Detektors untersucht werden und zum anderen die Migrationen der Ereignisse, die durch die Differenz zwischen den wahren Werten der kinematischen Variablen und den gemessenen Werten entstehen. Ebenso wichtig ist hierbei die Untersuchung der Abhängigkeiten von den einzelnen verwendeten Parametern, weil dadurch die systematischen Fehler der Analyse bestimmbar sind.

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden Möglichkeiten vorgestellt, die Migrationen zu entfalten. Das bedeutet, die wahre Verteilung der Ereignisse in der x_{bj} - Q^2 -Ebene wird aus der Verteilung berechnet, die die Einflüsse des Detektors enthält.

5.1 Notwendigkeit einer Simulation des Detektors

Um die Position der Ereignisse in der x_{bj} - Q^2 -Ebene zu bestimmen, müssen die kinematischen Variablen für jedes Ereignis berechnet werden. Für diese Berechnung werden Meßgrößen verwendet, die auflösungsbedingte Fehler haben. Diese Fehler führen zu einem Unterschied zwischen der Position in der Ebene, die für die Ereignisse berechnet wird und der Position, die die Ereignisse auf Grund ihrer Kinematik haben. Daher muß für alle Intervalle in der x_{bj} - Q^2 -Ebene kontrolliert werden, wie viele Ereignisse durch Meßungenauigkeiten aus dem Bin herausgewandert sind, und wie viele fälschlicherweise in diesem Bin rekonstruiert werden. Die Analyse dieser Migrationen ist eine der Hauptaufgaben der Simulation, da bei den simulierten Daten für jedes Ereignis sowohl die generierten als auch die rekonstruierten kinematischen Variablen vorliegen. Analytisch ist dies schwer möglich, da die Migrationen von mehreren Parametern abhängen, und die wahren Werte unbekannt sind.

Migrationen in der x_{bj} - Q^2 -Ebene werden aber auch durch Strahlungseffekte hervorgerufen. Damit werden Korrekturen für den Wirkungsquerschnitt bezeichnet, die durch die Abstrahlung eines Photons entstehen. Die Feynman-Graphen, die Korrekturen zum Born-

Niveau in der Ordnung α beschreiben, werden in der Abbildung 5-1 gezeigt. Bei diesen Prozessen wird ein Photon vom Elektron oder vom Quark abgestrahlt. Weil die Abstrahlung hochenergetischer Photonen vom Elektron größere Strahlungskorrekturen verursacht, wird auf diesen Prozeß genauer eingegangen.

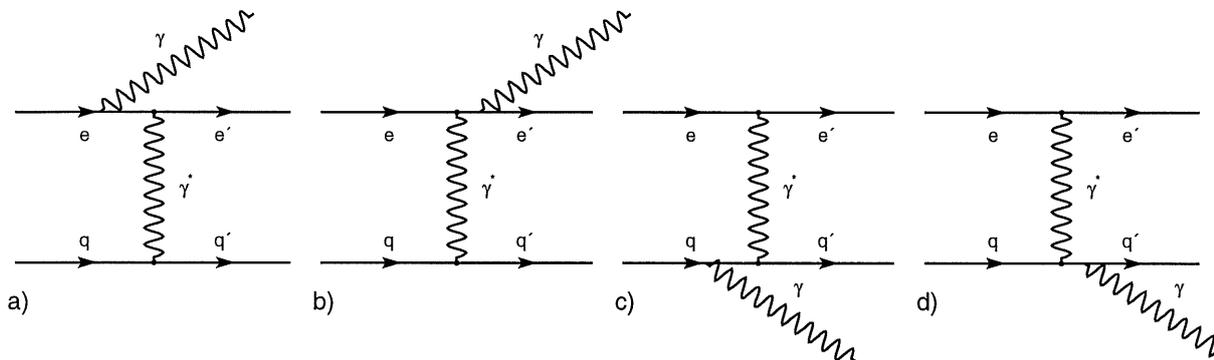


Abbildung 5-1 Feynman-Graphen, die die Abstrahlung eines Photons beschreiben

Die Graphen a) und b) beschreiben die Abstrahlung des Photons von Elektron, wobei das Photon vor oder nach der Wechselwirkung abgestrahlt werden kann. Die Graphen c) und d) beschreiben die Abstrahlung des Photons von dem an der Wechselwirkung beteiligten Quark.

Mit dem Feynman-Graphen Abbildung 5-1-a) wird die Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron beschrieben. Bei diesen Ereignissen hat das Elektron e , das mit dem Quark über das virtuelle Photon γ^* in Wechselwirkung tritt, eine geringere Energie als die Elektronen ohne Abstrahlung, und dadurch ist auch die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} der Wechselwirkung kleiner. Diese Ereignisse können analysiert werden, wenn die Energie des abgestrahlten Photons im Photon-Detektor des Luminositätssystems gemessen wird. Der Wirkungsquerschnitt hat für kleine Photonenergien und kleine Winkel zwischen den einlaufenden Elektronen des Teilchenstrahls und dem abgestrahlten Photon die größten Beiträge.

Beim Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung eines Photons vom gestreuten Elektron, siehe Abbildung 5-1-b), sind die Beiträge ebenfalls für kleine Streuwinkel und kleine Energien am Größten. Dadurch wird bevorzugt die Energie des abgestrahlten Photons in der Nähe des gestreuten Elektrons deponiert. Bei sehr kleinen Winkeln führt dies dazu, daß beide Teilchen in einem Energiecluster rekonstruiert werden. Die berechneten kinematischen Variablen entsprechen der eigentlichen Wechselwirkung. Bei größeren Winkeln geht jedoch die Energie des Photons für die Rekonstruktion verloren, und für diese Ereignisse werden systematisch kleinere Werte für x_{bj} und Q^2 bestimmt.

Die Analyse der Daten mit den simulierten Ereignissen wird in zwei Schritte aufgeteilt:

Zuerst wird ein sogenannter Monte-Carlo-Generator verwendet. Mit diesem werden tiefinelastische Ereignisse generiert. Dies bedeutet, daß für eine gegebene Energie der einlaufenden Teilchen Ereignisse mit allen Teilchen im Endzustand generiert werden, die in

einer möglichen Wechselwirkung gestreut oder erzeugt werden. Die Verteilung der generierten Ereignisse entspricht den Wahrscheinlichkeiten der physikalischen Wechselwirkungen. Diese Ereignisse sind die Grundlage für weitere Simulationen.

Im zweiten Schritt wird das Antwortverhalten des Detektors auf diese Ereignisse simuliert. Dafür können mehrere Methoden verwendet werden. In den folgenden Abschnitten werden diese Methoden genauer beschrieben.

5.1.1 Der Monte-Carlo-Generator

Die Aufgabe eines Monte-Carlo-Generators ist die Simulation möglicher Wechselwirkungen. Für diese Wechselwirkungen werden dabei die Viererimpulse aller Teilchen, die bei der Reaktion gestreut werden oder entstehen, festgelegt. Die Verteilung der Ereignisse bezüglich der kinematischen Variablen erfolgt dabei auf der Basis einer parametrisierten Strukturfunktion, die für den Generator festgelegt werden muß. Beispiele hierfür werden in Kapitel 1.6.3 gezeigt.

Für diese Analyse wurde als Monte-Carlo-Generator DJANGO 6 [Cha93] verwendet, der auf den Programmpaketen LEPTO [Ing92] und HERACLES [Kwi92] basiert. Bei den Ereignissen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, die hiermit generiert worden sind, sind sowohl QED- als auch QCD-Strahlungskorrekturen berücksichtigt. Für die Fragmentation des hadronischen Endzustandes wird das Programmpaket JETSET [Sjö92] verwendet.

Da im Monte-Carlo-Generator angegeben werden kann, ob Strahlungskorrekturen für die generierten Ereignisse berücksichtigt werden sollen, ist es möglich, durch den Vergleich zweier Datensätze Korrekturfaktoren zu bestimmen, die den Einfluß der Strahlungskorrekturen beschreiben. Die Methode wird in diesem Kapitel im Abschnitt „Entfaltung der Strahlungskorrekturen“ beschrieben.

5.1.2 Die detaillierte Simulation

Für die folgenden Beschreibungen der unterschiedlichen Simulationen wird nur auf die Simulation der Kalorimeter eingegangen und nicht auf die Simulation der Spurenkammern. Für die Bestimmung der Strukturfunktion mit der Elektron-Methode ist im wesentlichen eine gute Beschreibung des Kalorimeters, womit das gestreute Elektron gemessen wird, wichtig.

Bei der detaillierten Simulation werden alle Teilchen, die vom Monte-Carlo-Generator für ein Ereignis generiert wurden, durch den Detektor verfolgt. Die Weglänge, die das Teilchen bis zur nächsten Wechselwirkung zurücklegt, unterliegt einer statistischen Verteilung, die abhängig vom Material ist, indem sich das Teilchen bewegt. Der Monte-Carlo-Algorithmus legt eine Weglänge nach der statistischen Verteilung für das entsprechende Material fest und wählt danach einen der möglichen Wechselwirkungsprozesse aus, beispielsweise die Bremsstrahlung, die Ionisation oder die Paarbildung.

Die in den Wechselwirkungen erzeugten Teilchen werden ebenfalls analysiert. Die Verfolgung einzelner Teilchen endet im allgemeinen bei festgelegten Abschneideparametern. Diese legen fest, wann die Energie klein genug ist, daß die Energie lokal an dem Ort deponiert wird. Die Wahl der Abschneideparameter ist von der Granularität der Kalorimeter und der erwünschten Genauigkeit der Beschreibung abhängig. Mit dieser Simulation lassen sich elektromagnetische oder hadronische Schauer beschreiben, bei denen aus einem hochenergetischen Teilchen viele tausend Teilchen entstehen. Dadurch wird aber auch für jedes Ereignis viel Rechenzeit benötigt.

Für die Simulation des Detektors H1 wurde das Simulationsprogramm H1SIM entwickelt, daß auf dem Detektorsimulationspaket GEANT [Bru87] basiert. In diesem Simulationsprogramm wird die Geometrie des Detektors sehr genau beschrieben. Dieses wird durch eine Aufteilung in kleine, einfache geometrische Strukturen erzielt, denen jeweils ein Material zugeordnet wurde. Die Signale in den einzelnen Kalorimeterzellen werden mit Hilfe der Energie berechnet, die im aktiven Material, bei H1 dem flüssigen Argon oder den Szintillatorplatten, deponiert wird.

Um die Rechenzeit zu verringern, wurde die Möglichkeit implementiert, die Kalorimeter in drei verschiedenen Granularitäten zu simulieren:

- Die Granularität 1 entspricht dabei der detailliertesten Beschreibung. Die Korrekturparameter für die Cracks des BEMC wurden mit dieser Granularität durchgeführt.
- Bei der Granularität 2 werden die Samplingschichten aus Absorber und Nachweismedium zu einem Medium zusammengefaßt, dessen Material ein Gemisch der beiden ursprünglichen Medien ist. Die Cracks werden jedoch weiterhin genau beschrieben.
- Die Granularität 3 beschreibt den gesamten Detektor als homogenes Medium. In diesem Medium sind alle Materialien entsprechend ihrem Anteil enthalten. Für Teilchen in Cracks erfolgt nach der Simulation eine Energiekorrektur.

Die simulierten Signale wurden an Testmessungen angepaßt, die mit Modulen des BEMC oder des Flüssig-Argon-Kalorimeters durchgeführt wurden.

Eine genaue Angabe der Rechenzeit ist nicht möglich, da diese von vielen weiteren Parametern abhängt, wie z.B. von der Geschwindigkeit des Rechners oder von den einzelnen Ereignissen, weil die Anzahl der Teilchen und deren Energie ebenfalls einen großen Einfluß haben. Des weiteren kann die Wahl kleinerer Abschneideparameter die Rechenzeit leicht um den Faktor 10 erhöhen. Für das BEMC erwiesen sich 0.2 MeV für Photonen und 1.0 MeV für Elektronen als geeignete Abschneideparameter, bei denen das Verhalten des Detektors gut beschrieben wird [Kas94].

H1SIM benötigt für ein einzelnes Ereignis bei der Granularität 1 und den oben genannten Abschneideparametern selbst auf schnellen UNIX-Rechnern ungefähr 150 Sekunden. Dadurch lassen sich natürlich keine großen Datenmengen simulieren, aber es werden detaillierte Aussagen über die zu erwartenden Signale gemacht.

5.1.3 Die halbparametrisierte Simulation

Mit der halbparametrisierten Simulation H1FAST können auch große Datenmengen untersucht werden. H1FAST basiert auf den gleichen Grundlagen wie H1SIM. Der Zeitgewinn wird erreicht, indem die Samplingstrukturen durch homogene Materialgemische ersetzt werden, und eine Parametrisierung des Schauers erfolgt, wenn 90 % der Energie des Teilchens in dem Modul deponiert wird, in dem sich das Teilchen gerade befindet. Um diese Annahme zu überprüfen, wird in Abhängigkeit von der Teilchenenergie und dem Material des Moduls sowohl in longitudinaler, als auch in transversaler Flugrichtung der Abstand zum nächsten Modul betrachtet. Im Fall der Parametrisierung wird die Energie des Teilchens nach vorher bestimmten Parametern auf die Kalorimeterzellen aufgeteilt.

Der Hauptvorteil der Methode ergibt sich im Vergleich zur detaillierten Simulation in der Rechenzeit. Ein Ereignis benötigt nur ungefähr 40 Sekunden auf einem schnellen Rechner. Daher wird diese Methode auch für fast alle Analysen verwendet, bei denen Monte-Carlo-Ereignisse verwendet werden. Dieser Vorteil wird aber mit einer größeren Ungenauigkeit bei der Beschreibung des Detektors erkaufte.

5.1.4 Die parametrisierte Simulation

Die parametrisierte Simulation beruht auf ganz anderen Grundlagen als die beiden oben genannten Simulationen. Hierbei werden nicht mehr alle Teilchen durch den Detektor verfolgt, sondern es werden nur die wesentlichen Aspekte berücksichtigt, die für die Bestimmung der kinematischen Variablen notwendig sind. Da die kinematischen Variablen für diese Analyse allein mit der Elektron-Methode bestimmt werden, sind dies:

- Die Clusterenergie für die Energiemessung des gestreuten Elektrons.
- Die Vertex-Position und die BPC-Spur für die Winkelmessung.
- Die Information, ob für das Ereignis ein Vertex rekonstruiert werden kann, um den Vergleich mit den Daten zu gewährleisten.
- Effizienzen des Triggers und der Spurenkammern.

Für die Bestimmung der Meßwerte wird nicht die möglichst vollständige Simulation aller physikalischen Prozesse verwendet, sondern die wahren Werte M_{wahr} werden mit der Auflösung $\sigma_{Detektor}$ des entsprechenden Detektors verschmiert, um einen möglichen Meßwert $M_{Detektor}$ zu erhalten. Diese Verschmierung wird mit einer Zufallszahl z_G , die eine gaußförmige Verteilung um den Mittelwert Null mit einer Standardabweichung von eins hat, wie folgt berechnet:

$$M_{Detektor} = M_{wahr} + \sigma_{Detektor} \cdot z_G \quad \text{Gleichung 5-1}$$

Ein großer Nachteil hierbei ist, daß viele Effekte, die von den detaillierteren Simulationen mit beschrieben werden, sich nur mit viel Aufwand in diese Simulation einbauen lassen. Dazu gehört sicherlich die Information, ob für ein Ereignis ein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert

werden kann, und nichtgaußförmige Energieverteilungen, die durch nichtsensitives Material oder Cracks entstehen.

Mit der parametrisierten Simulation ist es jedoch möglich, mehrere hundert Ereignisse pro Sekunde zu analysieren. Durch diese Rate können grundlegende Studien und Analysen zur Bestimmung der systematischen Fehler schneller durchgeführt werden. Alle Effekte, die einen signifikanten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern, können mit in die Simulation aufgenommen werden. Dazu ist es allerdings erforderlich, alle wesentlichen Effekte herauszufinden und eine Parametrisierung zu finden, die den Effekt beschreibt.

Durch das leichte Verändern einzelner Parameter, deren Bestimmung einem Meßfehler unterliegen, besteht die Möglichkeit die daraus resultierenden Effekte zu analysieren. Eine genaue Bestimmung der systematischen Fehler ist somit möglich.

Im folgenden Abschnitt wird der Grundaufbau der Simulation beschrieben, die für diese Arbeit entwickelt wurde. Anschließend wird die Bestimmung einzelner Parameter vorgenommen.

5.2 Beschreibung der parametrisierten Simulation

Als Eingabe braucht diese Simulation Ereignisse des Monte-Carlo-Generators zum einen die Energie und den Winkel des gestreuten Elektrons, gegebenenfalls auch die Werte für ein abgestrahltes Photon und die geladenen Teilchen, die ein Signal in der Spurenkammer hinterlassen können. Die letztere Information wird für die Vertex-Information benötigt. Zum anderen müssen für die Simulation die Parameter vorliegen, die das Verhalten des Detektors beschreiben. Die Bestimmung der Parameter wird in den folgenden Abschnitten beschrieben. Zuerst soll jedoch der Ablauf des Programms für ein generiertes Ereignis erläutert werden. Die Abbildung 5-2 zeigt den Programmkern, der für jedes generierte Ereignis durchlaufen wird, als Flußdiagramm.

Für jedes Ereignis wird zunächst eine Vertex-Position festgelegt, und aus den Viererimpulsen des Monte-Carlo-Generators werden die tatsächlichen Werte für Clusterenergie, Clusterposition und BPC-Position berechnet. Um die statistische Aussagekraft zu erhöhen, wird jedes Ereignis des Monte-Carlo-Generators in einer Programmschleife zehnmal analysiert. Die Ereignisse werden sich dann nur in den Meßwerten unterscheiden.

Im folgenden wird das Antwortverhalten des Detektors bestimmt. Damit stehen alle simulierten Werte zur Verfügung. Diese Informationen werden in Histogrammen gespeichert, damit sie später für die Analyse der Daten bereit stehen. Hier befinden sich noch alle generierten Ereignisse im Datensatz. Erst anschließend wird überprüft, ob sie jeweils die Selektionskriterien erfüllen. Bei den Ereignissen, die allen Schnitten genügen, werden dann alle Informationen in gesonderte Histogramme geschrieben. Das Verhältnis der selektierten

Ereignisse zu allen Ereignissen entspricht dem Antwortverhalten des Detektors. Diese Information wird später verwendet, um die Strukturfunktion zu bestimmen.

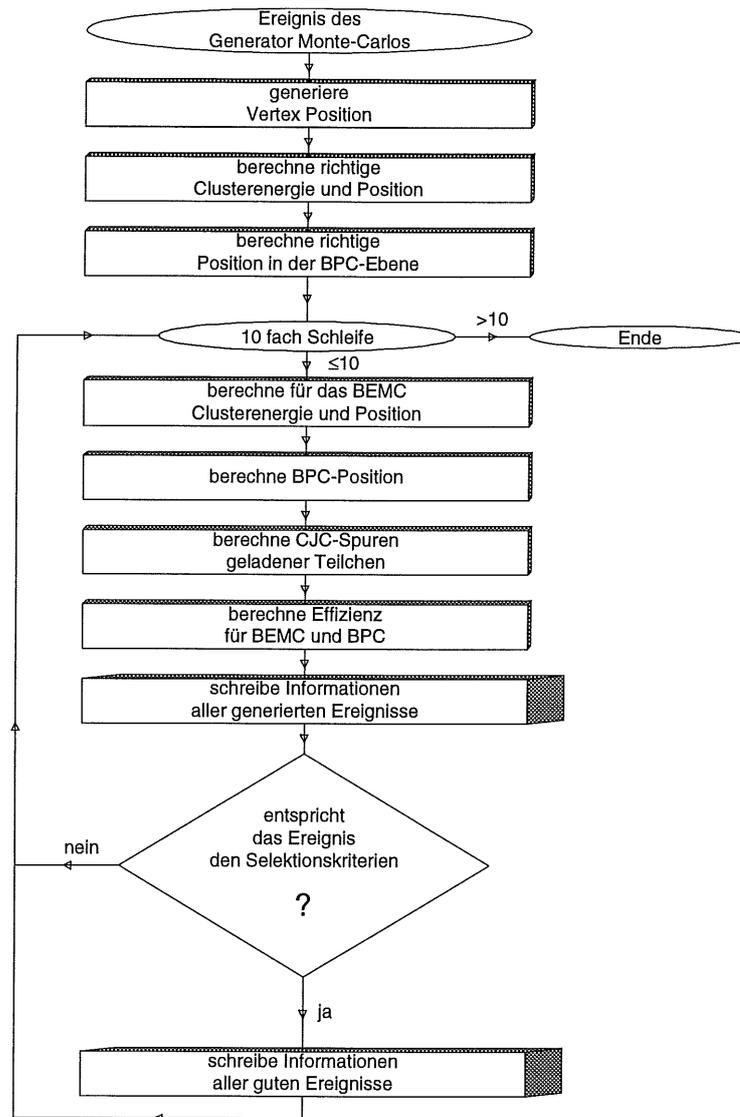


Abbildung 5-2 Flußdiagramm für die Simulation von generierten Ereignissen mit der parametrisierten Simulation

Der Algorithmus wird im Text genauer beschrieben.

5.2.1 Die Energiemessung

Für die Simulation der Energiemessung ist die Auflösung des Kalorimeters ein Parameter, der entscheidend die Migrationen beeinflusst. Da hier eine andere Selektion der Ereignisse verwendet wird als bei der Kalibration des Detektors, und diese Selektion die Energieauflösung beeinflusst, wird die Auflösung hier erneut untersucht. Für die im letzten Kapitel vorgestellte Selektion wird eine Verbesserung der Energieauflösung im Vergleich zu den Ereignissen der Kalibration erwartet, da Crackregionen, die die Auflösung verschlechtern,

durch den Selektionsschnitt der „goldenen Ereignisse“ nicht im Datensatz sind. Analog zur relativen Auflösung, die die Gleichung 3-27 für das gesamte BEMC beschreibt, wird dabei die Energieabhängigkeit der Auflösung berücksichtigt. Da wiederum Ereignisse des kinematischen Peaks verwendet werden, besteht nur die Möglichkeit, einen der drei Parameter zu bestimmen. Da der Samplingterm von $10\% / \sqrt{E_{BEMC}}$ mit Teststrahlungsmessungen bestimmt wurde und der Term, der mit dem Rauschen der Photodioden interpretiert wird, von $0.39 \text{ GeV} / E_{BEMC}$ sehr genau mit Ereignissen bestimmt werden kann, bei denen keine Energie in Modulen deponiert wird, verbleibt als einzige Unbekannte der konstante Term. Dieser wird zusammen mit der Energieskala des Kalorimeters in einem χ^2 -Fit bestimmt, bei dem die simulierten Ereignisse mit den Meßdaten verglichen werden. Die Anpassung mit den beiden Meßgrößen ist notwendig, da sie korreliert sind. Damit wird vermieden, daß sich für den konstanten Term ein systematischer Fehler ergibt. Für diese Anpassung wird das erwartete Energiesignal der simulierten Verteilung für verschiedene Energieauflösungen bestimmt und das Energiespektrum der Daten für verschiedene zusätzliche Kalibrationsfaktoren berechnet. Dabei wird sowohl der konstante Term C_3 , als auch die Energieskala κ in Schritten von 0.1 % variiert. Die so festgelegten Spektren werden in Histogramme gefüllt und mit dem wie folgt definierten χ^2 verglichen:

$$\chi^2(C_3, \kappa) = \sum_{Bin_{min}}^{Bin_{max}} \frac{(f_{Nor} \cdot N_{SIM}(C_3) - N_{DATEN}(\kappa))^2}{f_{Nor}^2 \cdot N_{SIM}(C_3) + N_{DATEN}(\kappa)} \quad \text{Gleichung 5-2}$$

N_{SIM} und N_{DATEN} sind die Anzahl der Einträge in dem jeweiligen Energieintervall, die verglichen werden. Summiert wird über die einzelnen Bins des Histogramms im Energieintervall von $Bin_{min} = 25 \text{ GeV}$ bis $Bin_{max} = 29 \text{ GeV}$. Die Normierung f_{Nor} der Histogramme erfolgt ebenfalls über das gleiche Intervall:

$$f_{Nor} = \frac{\sum_{Bin_{min}}^{Bin_{max}} N_{DATEN}(\kappa)}{\sum_{Bin_{min}}^{Bin_{max}} N_{SIM}(C_3)} \quad \text{Gleichung 5-3}$$

Das Energiespektrum der gestreuten Elektronen für die selektierten Ereignisse wird in Abbildung 5-3 dargestellt.

Die beste Übereinstimmung ergab sich bei einer Auflösung von 1.3 % für den konstanten Term der Energieauflösung und einer Korrektur der Energieskala um -0.3 %. Das Ergebnis des χ^2 -Fits zeigt die Abbildung 5-4. In dieser Abbildung ist auch die Korrelation der Meßgrößen zu erkennen. Ein zu großer konstanter Term kann auch auf Effekte einer zu kleinen Energieskala zurückzuführen sein.

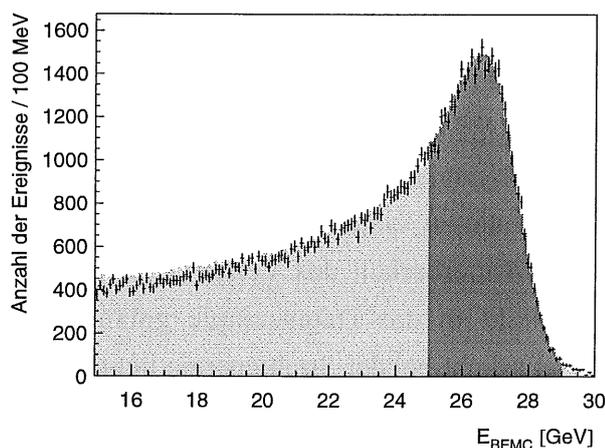


Abbildung 5-3 Energiespektrum für die selektierten Ereignisse

Die schwarzen Kreuze beschreiben das Spektrum der Daten und die graue Fläche beschreibt das Spektrum der simulierten Ereignisse, wobei deren Anzahl mit dem Faktor f_{Nor} skaliert ist. Das Energieintervall, das für die χ^2 -Anpassung verwendet wird, ist in dunkelgrau hervorgehoben.

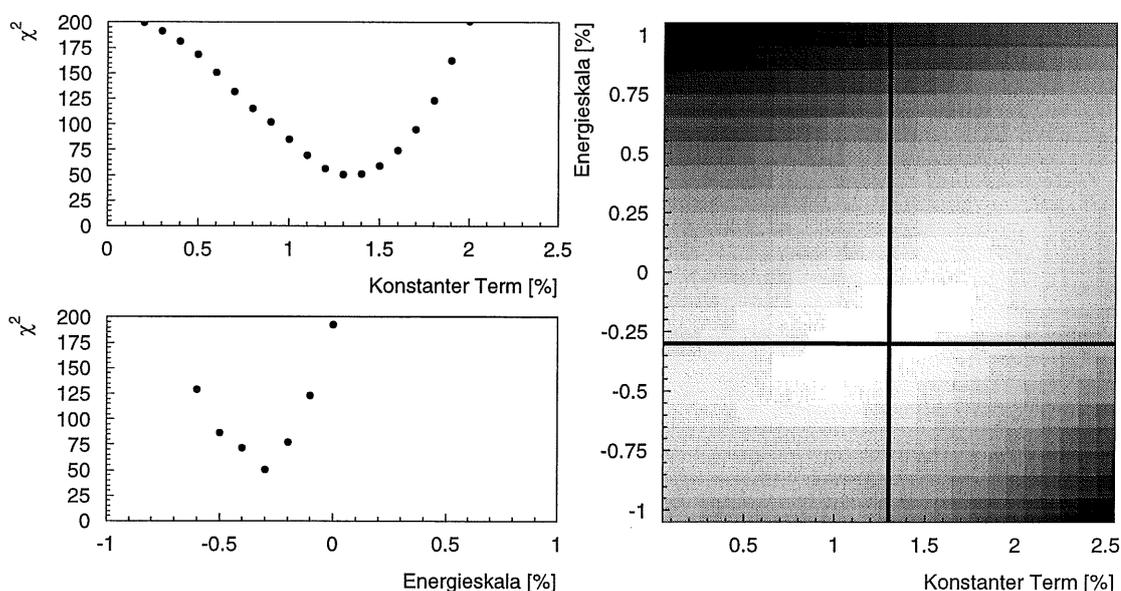


Abbildung 5-4 χ^2 -Fit für die Energieauflösung und Skala.

Oben Links: χ^2 -Verteilung bei Variation des konstanten Terms in der Energieauflösung. Der optimale Wert liegt bei 1.3 % und hat ein χ^2 von 50 bei 39 Freiheitsgraden.

Unten Links: χ^2 -Verteilung bei Variation der Energieskala. Das kleinste χ^2 wird erreicht, wenn die Energieskala für die Daten um 0.3 % verkleinert wird.

Rechts: In dieser Abbildung ist die Korrektur der Energieskala gegen den konstanten Term aufgetragen. Die Höhe des Wertes für χ^2 wird in zunehmender Schwärzung dargestellt. Die beiden schwarzen Linien zeigen die Position für die Abbildungen, die links gezeigt werden. Deutlich ist die Korrelation der beiden Größen zu erkennen.

Zusätzlich zu den selektierten Ereignissen wird ein zweites Datensample mit dieser Methode untersucht. Für die Selektion fällt dabei das Kriterium der Vertexrekonstruktion weg.

Dadurch enthält dieses Datensample nun auch alle Ereignisse des kinematischen Peaks bei kleinen y . Dieses Spektrum wird in Abbildung 5-5 gezeigt. Das Ergebnis der Anpassung liegt hier bei einer Auflösung von 1.8 % und einer Korrektur der Energieskala mit dem gleichen Betrag von 0.3 %, jedoch hier mit anderem Vorzeichen. In beiden Datensamples können Probleme beobachtet werden, die zu systematischen Fehlmessungen führen. Bei der ersten Selektion ist dies die Rekonstruierbarkeit des Vertex. Dies führt dazu, daß besonders die Ereignisse bei kleinen y nicht in das Datensample gelangen. Dieses sind jedoch die Ereignisse, deren Energie sehr dicht bei der Strahlenergie liegt und die einen sehr großen Teil des kinematischen Peaks ausmachen. Der Effekt ist an den Abbildungen 5-3 und 5-5 abzulesen, wenn die Ereigniszahlen verglichen werden. Bis 25 GeV sind die Ereigniszahlen in den einzelnen Bins bei beiden Abbildungen vergleichbar. Die Verteilung mit Vertex-Kriterium erreicht jedoch schon bei ungefähr 26.5 GeV ihr Maximum, während bei dem anderen Energiespektrum für diese Energie noch ein starker Anstieg beobachtet wird, und das Maximum erst bei fast 27.5 GeV erreicht wird. Zudem ist die maximale Anzahl der Ereignisse pro Bin in der zweiten Selektion um 50 % höher.

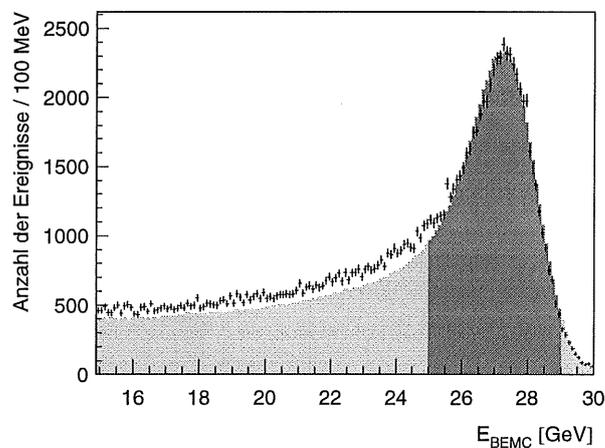


Abbildung 5-5 Energiespektrum für Ereignisse ohne Kriterium für die Rekonstruierbarkeit des Vertex.

Die schwarzen Kreuze beschreiben das Spektrum der Daten und die graue Fläche beschreibt das Spektrum der simulierten Ereignisse, wobei deren Anzahl mit dem Faktor f_{Nor} skaliert ist. Das Energieintervall, das für die χ^2 -Anpassung verwendet wird, ist in dunkelgrau hervorgehoben.

Der große Unterschied bei kleinen Energien deutet darauf hin, daß Ereignisse aus dem Bereich des kinematischen Peaks in der Selektion verloren gegangen sind. Ein Effekt hierfür kann eine falsch rekonstruierte Vertex-Position sein.

Die Vertex-Effizienz ist jedoch nicht alleine für diesen Unterschied verantwortlich. Bei der zweiten Selektion entsteht ein Problem durch die Satelliten-Pakete. Aus der Tatsache, daß für Ereignisse bei kleinen y kein Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden kann, ergibt sich hier das Problem, daß für Ereignisse sowohl aus dem nominellen, als auch aus dem verschobenen Wechselwirkungspunkt der Wert für den nominellen angenommen wird.

Dadurch ist im Datensatz ein großer Anteil von Ereignissen aus den Satelliten-Paketen enthalten, die eine Strahlenergie um 27.5 GeV haben. Da die Verteilung auf den Bereich von 25 bis 29 GeV normiert ist, würde dies dazu führen, daß die simulierte Verteilung für kleinere Energien zu viele Ereignisse vorhersagen würde. Da genau das Gegenteil beobachtet wird, muß noch ein weiterer Schnitt dafür verantwortlich sein, die Ereignisse des kinematischen Peaks zu unterdrücken. Eine Möglichkeit hierfür kann eine ungenaue Bestimmung der Vertex-Position sein. Gerade bei Ereignissen, bei denen die Rekonstruierbarkeit des Vertex unwahrscheinlich ist, können falsch oder schlecht rekonstruierte Spuren dazu führen, daß das Ereignis nicht der Vertex-Region zugeordnet und verworfen wird.

Beide Effekte, sowohl der durch Satelliten-Pakete, als auch der durch Vertex-Ineffizienz hervorgerufen wurde, tragen zu einer Verbreiterung der Auflösung bei. Daher wird bei der Bestimmung der Auflösung die Messung mit den selektierten Ereignissen stärker gewichtet, und der Wert mit 1.4 ± 0.4 angegeben. Der Fehler ist für die Untersuchung der systematischen Effekte auf die Strukturfunktion wichtig und wird im folgenden verwendet.

Die Energieskala wird aufgrund dieser Analyse nicht verändert. Beide Werte sind mit dem systematischen Fehler der Kalibration von 1 % gut verträglich. Eine weitere Einschränkung dieses Fehlers kann aufgrund der oben geschilderten Probleme nicht gemacht werden, wobei zudem der Mittelwert in einer perfekten Übereinstimmung mit der Kalibration steht.

5.2.2 Die Winkelmessung

Der Streuwinkel des Elektrons wird zum einen mit der Position des Vertex und zum anderen mit der Spur in der BPC, die dem Energiecluster zugeordnet wird, bestimmt. Die Messungen beider Positionen tragen zur Winkelmessung bei und müssen von der Simulation nachvollzogen werden.

	Mittelwert [cm]	Breite der Verteilung [cm]
Daten	5.25 ± 0.03	10.3
simulierte z-Verteilung	5.23 ± 0.01	10.4
generierte z-Verteilung	3.6	10.5
generierte x-Verteilung	-0.418	0.046
generierte y-Verteilung	0.436	0.039

Tabelle 5-1 Werte für die Vertex-Verteilung.

Die Zahlenwerte für die Daten und die rekonstruierte Verteilung wurden durch die Anpassung einer Gaußverteilung an die Ereigniszahlen bestimmt. Die Werte der generierten Verteilung werden bei der parametrisierten Simulation verwendet. Der Unterschied zwischen der generierten und der rekonstruierten Verteilung in z-Richtung ist durch die Detektorakzeptanz begründet.

Zuerst soll hier die Vertex-Verteilung der parametrisierten Simulation besprochen werden. Da die Effizienz der Selektion von der z -Position abhängig ist, entspricht die generierte Verteilung nicht der simulierten Verteilung. Die Zahlenwerte sind der Tabelle 5-1 zu entnehmen. Der Unterschied begründet sich in den verschiedenen Streuwinkeln, die durch eine Verschiebung der z -Vertex-Position entstehen, wenn die BPC-Position festgehalten wird. Die Vertex-Positionen mit einem größeren Abstand zur BPC haben kleinere Streuwinkel und durch die Winkelabhängigkeit der Strukturfunktion, deren Rate für kleine Streuwinkel viel höher ist, nimmt die Akzeptanz mit dem Abstand zu. Aus diesem Effekt resultiert eine Verschiebung um 1.6 cm zwischen generierten und simulierten Wechselwirkungspunkt.

Ein Vergleich der simulierten und der gemessenen Ereignisse wird in Abbildung 5-6 gezeigt. Die Vertex-Verteilung ist die einzige Größe, in der sowohl die gegebene Verteilung der Ereignisse, als auch die Bestimmung der Meßgröße mit einer einzigen Parametrisierung simuliert wurden. Hätte sich gezeigt, daß die Messung von bestimmten, der Simulation zugänglichen Parametern abhängig wäre, müßten diese Abhängigkeiten zusätzlich in die Simulation mit eingebaut werden.

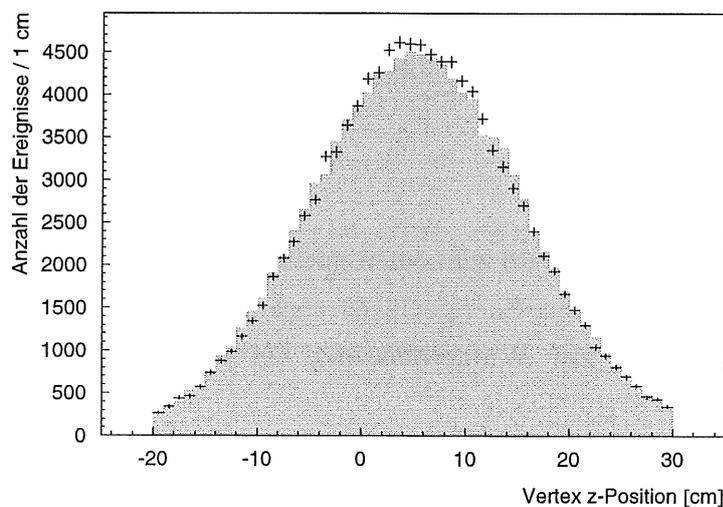


Abbildung 5-6 Vergleich der Vertex-Verteilung bei den Daten und der Simulation

Die Daten werden durch die schwarzen Fehlerkreuze repräsentiert und die Verteilung der simulierten Ereignisse durch die graue Fläche.

Für die Simulation der Position des gestreuten Elektrons in der BPC-Ebene wird sowohl die BPC-Spur simuliert, als auch die Position des Clusters im BEMC. Die Simulation der letzten Position ist notwendig, um Einflüsse des Abstandes zwischen den beiden Positionen zu untersuchen, da der Abstand als Selektionskriterium verwendet wird.

Für die BPC-Auflösung wird in dieser Analyse eine Auflösung von 3 mm verwendet. Aus dem Abstand der einzelnen Signaldrähte würde sich für die Auflösung ein Abstand von 2 mm ergeben. Weil aber für einen Energiecluster zum Teil mehrere Spuren in der BPC rekonstruiert werden, verschlechtert sich die Auflösung. Eine Ursache ist, daß die Elektronen teilweise im

nichtsensitiven Material vor der Spurenkammer anschauen und so mehrere geladenen Teilchen in der Kammer nachgewiesen werden. Für eine BPC-Auflösung von 3 mm wird die beste Übereinstimmung mit den Daten erzielt.

Die Positionsauflösung des BEMC wird mit einer Parametrisierung der Energieabhängigkeit berechnet. Da bei kleinen Energien das Rauschen der Photodioden einen größeren Einfluß auf die Signalverhältnisse hat, mit denen die Position innerhalb eines Moduls bestimmt werden, kann bei kleinen Clusterenergien nur eine schlechtere Auflösung beobachtet werden. Untersuchungen der Energieabhängigkeit in [Pep94] legen nahe, daß sich die Auflösung mit der folgenden Gleichung parametrisieren läßt:

$$\sigma_{BEMC}^{x,y} = \sigma_1 + \frac{\sigma_2}{E_{BEMC}} \quad \text{Gleichung 5-4}$$

Die Konstanten σ_1 und σ_2 können durch Messungen der Auflösungen bei verschiedenen Energien bestimmt werden. Zuerst wurden tiefinelastische Ereignisse des Energiebereichs um 28 GeV untersucht. Der Wert für die Auflösung wurde zu 0.6 cm bestimmt. Bei Ereignissen um 10 GeV beträgt sie nur noch 1.2 cm. Mit diesen Werten ergibt sich für die Auflösung in Abhängigkeit von der Clusterenergie:

$$\sigma_{BEMC}^{x,y}(E_{BEMC}) = 0.27 \text{ cm} + \frac{9.33 \text{ cm} \cdot \text{GeV}}{E_{BEMC}} \quad \text{Gleichung 5-5}$$

In der Abbildung 5-7 wird der Abstand zwischen BEMC- und BPC-Position für die simulierten Ereignisse im Vergleich zu den gemessenen Daten gezeigt. Für die Darstellung der Differenz in einer Koordinatenrichtung im linken Teil der Abbildung wurde die y-Achse ausgewählt, da gerade bei dieser Positionsbestimmung bei den gemessenen Daten Probleme beobachtet wurden. Mit der erzielten Übereinstimmung kann hier gezeigt werden, daß diese Probleme gelöst wurden. Ursachen für die zuerst beobachtete Diskrepanz in y-Richtung wurden in Kapitel 3 ausführlich beschrieben. Die gemittelte Auflösung aller selektierten Ereignisse beträgt sowohl für die gemessenen, als auch für die simulierten Ereignisse 0.7 cm.

Im rechten Teil der Abbildung 5-7 wird der Abstand der beiden Positionen in der BPC-Ebene gezeigt. Auf den ersten Blick ist ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Simulation zu erkennen. Es fällt jedoch auf, daß für große Abstände die Verteilung der Daten ausschließlich oberhalb der Simulation liegt. Auch bei detaillierteren Simulationen ist diese Diskrepanz zu beobachten. Die Ursache hierfür sind Probleme des Detektors, beispielsweise die fehlerhafte Kalibration einzelner Dioden, die in den einzelnen Modulen zu kleinen systematischen Verschiebungen der Position führen. Betrachtet man den Abstand, können diese Effekte nur zu einer Vergrößerung führen. Bei der Bildung der Differenz für x- und y-Richtung wird über diese Effekte gemittelt, und letztlich resultiert nur eine geringe Verbreitung der Verteilung daraus.

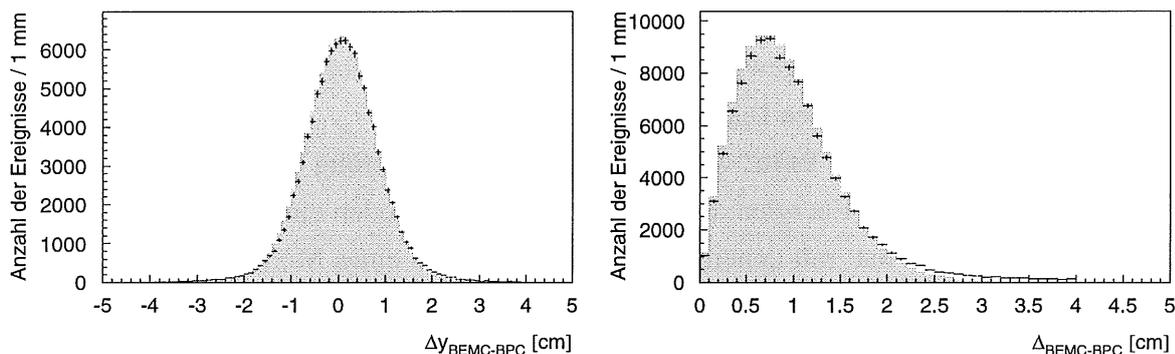


Abbildung 5-7 Abstand zwischen BEMC- und BPC-Position in der BPC-Ebene

Die Daten werden durch die schwarzen Fehlerkreuze repräsentiert und die Verteilung der simulierten Ereignisse durch die graue Fläche.

Links wird die Differenz $\Delta y_{BEMC-BPC}$ der y -Richtung gezeigt und in der rechten Abbildung der Abstand $\Delta_{BEMC-BPC}$ der beiden Punkte. Sowohl die Differenz, als auch der Abstand werden in der BPC-Ebene berechnet.

Ein anderer Effekt, der eine Verbreitung begünstigt, ist die laterale Schauerausbreitung. Selbst in den detaillierteren Simulationen kann dies nicht sehr genau beschrieben werden, da niederenergetische Teilchen durch die Abschneideparameter nur bis zu einer bestimmten Schwelle untersucht werden. Diese sind aber gerade für die laterale Ausbreitung des Schauers verantwortlich.

Obwohl im Bereich zwischen 3 cm und 4 cm wahrscheinlich der größte Teil der Ereignisse zu den Untergrundereignissen gehört, läßt sich mit dem oben beschriebenen Verständnis des Abstandes zwischen der BEMC- und der BPC-Position rechtfertigen, daß für die Selektion erst Ereignisse mit einem Abstand über 4 cm verworfen wurden. Dadurch wird sichergestellt, daß keine Ereignisse verloren gehen, auch wenn bei der Vorhersage mit der Simulation weit mehr als 99 % der Ereignisse einen Abstand von weniger als 3 cm haben.

Auf der Grundlage der Simulation von Vertex und BPC sollen nun im folgenden die Ergebnisse für die resultierende Winkelverteilung der Ereignisse diskutiert werden. Die Abbildung 5-8 zeigt die Streuwinkel der gemessenen Daten im Vergleich mit den simulierten Ereignissen. Die Probleme des Überschusses an simulierten Ereignissen im Bereich größerer Streuwinkel kann mit der ortsabhängigen Effizienz am inneren Rand sowohl der Spurkammer, als auch des Kalorimeters erklärt werden. Da diese Ereignisse jedoch in die Bereiche kleiner Q^2 fallen, für die keine Strukturfunktion berechnet wurde, ist die Diskrepanz für diese Analyse unerheblich. Im weiteren Bereich zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

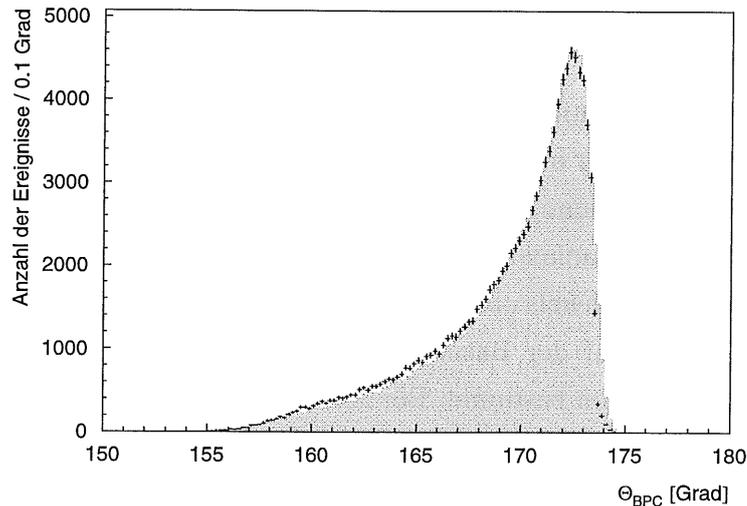


Abbildung 5-8 Verteilung des Streuwinkels für die Ereignisse

Die Daten werden durch die schwarzen Fehlerkreuze repräsentiert und die Verteilung der simulierten Ereignisse durch die graue Fläche.

In der Abbildung 5-9 wird die Verteilung des Azimutalwinkels gezeigt. Die beobachtbare Verteilung ergibt sich aus den Selektionsschnitten für die goldenen Ereignisse. Aus einem reinen Winkelschnitt würde eine flache Verteilung resultieren. Da bestimmte Bereiche in x - und y -Richtung aus der BPC-Ebene für die Selektion nicht verwendet werden, ergibt sich die gezeigte Verteilung, die ein Resultat der starken Winkelabhängigkeit ist. Für die Azimutalwinkel, bei denen der Abstand vom Mittelpunkt der BPC auf den inneren Rand der erlaubten Flächen am geringsten ist, können die meisten Ereignisse beobachtet werden.

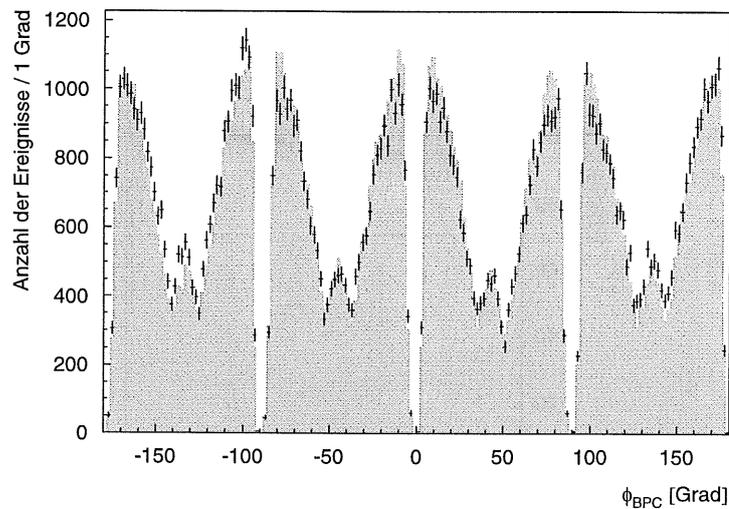


Abbildung 5-9 Verteilung des Azimutalwinkels φ der selektierten Ereignisse

Die Daten werden durch die schwarzen Fehlerkreuze repräsentiert und die Verteilung der simulierten Ereignisse durch die graue Fläche.

5.2.3 Die Effizienz für BEMC und BPC in der parametrisierten Simulation

In der parametrisierten Simulation sind vier Effizienzen enthalten. Dies sind:

- Effizienz des Triggers BSET in Abhängigkeit von der Clusterenergie.
- Die Effizienz der Spurenkammer BPC in Abhängigkeit von der Spurposition.
- Die Effizienz der Spurenkammer BPC in Abhängigkeit von der Energie des Clusters.
- Die Effizienz für den Nachweis einer geladenen Spur in der zentralen Spurenkammer.

Die Effizienzen werden auf der Basis von Messungen in Abhängigkeit des angegebenen Parameters für die Simulation bestimmt. Bei der Simulation wird mit diesen Effizienzen für jedes Ereignis die Wahrscheinlichkeit berechnet, mit der es beobachtet werden kann. Diese Wahrscheinlichkeit wird als Gewichtungsfaktor in der Analyse verwendet.

Die Simulation der Effizienz des BSET erwies sich aber nach der Festlegung der Selektionskriterien als überflüssig, da dieser Trigger für Clusterenergien ab 1 GeV zu 100 % effizient ist. Als Werte wurden die Triggereffizienzen verwendet, die in Abbildung 2-9 dargestellt sind.

Die Effizienzen der BPC basieren auf Messungen von K. Müller [Mül95] und wurden in Abhängigkeit von der Position, wobei nur der radiale Abstand vom Mittelpunkt berücksichtigt wurde, und der Energie des gestreuten Elektrons parametrisiert.

Die Effizienz der Energieabhängigkeit liegt für alle Energien über 90 % und ist in der Abbildung 5-10 dargestellt. Für die Bestimmung dieser Effizienz werden nur Ereignisse verwendet, die ein Signal in der Proportionalkammer CIP hinterlassen haben. Damit wird der Einfluß von Untergrundereignissen besonders bei kleinen Energien reduziert. Sie würden sonst zu einer systematisch kleineren Effizienz führen, weil bei diesen Ereignissen teilweise keine geladene Spur für den Energiecluster gefunden werden kann.

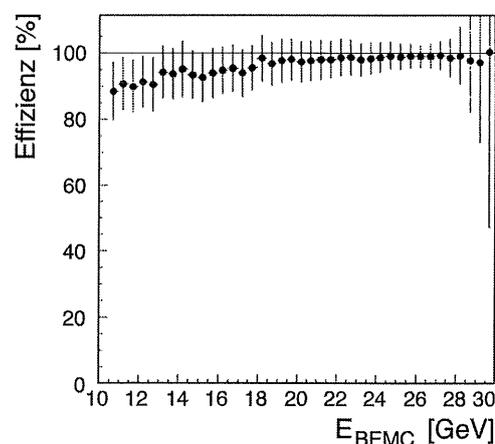


Abbildung 5-10 Effizienz der Spurenkammer BPC in Abhängigkeit von der Clusterenergie [Evr95].

Um den Einfluß von Untergrundereignissen zu reduzieren, wurden nur Ereignisse verwendet, bei denen das Elektron schon in der Proportionalkammer CIP nachgewiesen wurde.

Bei der letzten verwendeten Effizienz wird für alle geladenen Spuren die Effizienz jeder einzelnen Spur bestimmt. Aus der Summe der einzelnen Effizienzen wird die Wahrscheinlichkeit für das Ereignis berechnet, daß für dieses Ereignis eine Vertex-Position bestimmt werden kann. Die Effizienzen für die einzelnen Spuren sind in Abhängigkeit vom Winkel in Abbildung 5-11 gezeigt.

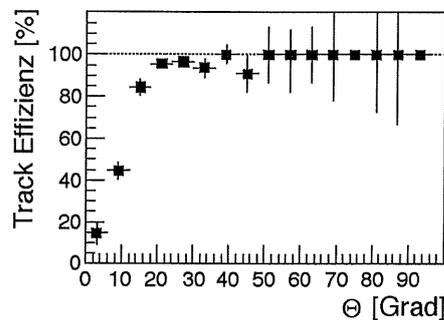


Abbildung 5-11 Effizienz der Spurfindung in Abhängigkeit vom Winkel [Rie95]

5.3 Beschreibung der Akzeptanz und Effizienz

Teilweise sind die Begriffe Akzeptanz und Effizienz schwer zu trennen. Mit der Akzeptanz wird die Möglichkeit des Detektors beschrieben, ein Ereignis nachzuweisen. Dabei sind die geometrischen Aspekte entscheidend. Beispielsweise entstehen Verluste der Akzeptanz durch die Strahlröhre, da in diesem Bereich keine Detektorkomponenten stehen können. Unter der Effizienz wird die Wahrscheinlichkeit beschrieben, daß der Detektor die Ereignisse auch wirklich nachweisen kann, die in den Akzeptanzbereich des Detektors fallen. Diese Definitionen sind bei der Vertex-Effizienz schwer zu trennen. Bei Ereignissen, bei denen überhaupt kein Teilchen des hadronischen Endzustandes vom Detektor beobachtet werden kann, ist es möglich, dies mit der Akzeptanz oder mit der Effizienz zu beschreiben. Für die Analyse ist letztendlich nur das Produkt aus Akzeptanz und Effizienz wichtig, da dies die Gesamtwahrscheinlichkeit angibt, daß das Ereignis beobachtet werden kann. Wenn im folgenden von der Akzeptanz des Detektors die Rede ist, ist darin die Effizienz eingeschlossen. Dies bietet sich insbesondere an, weil in der Simulation beide Effekte beschrieben werden. Dadurch läßt sich dann die Akzeptanz A_{HI} mit der Simulation aus den Quotienten aus den beobachtbaren Ereignissen N_{rec} und allen Ereignissen N_{alle} berechnen:

$$A_{HI} = \frac{N_{rec}}{N_{alle}} \quad \text{Gleichung 5-6}$$

Die Werte, die mit der parametrisierten Simulation bestimmt werden, sind in Abbildung 5-12 dargestellt. Für diese Abbildung werden die generierten Positionen der Ereignisse verwendet.

Da bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts, siehe Gleichung 4-1, die Akzeptanz im Nenner steht, führen Fehler bei der Bestimmung der Akzeptanz gerade bei kleinen Akzeptanzen zu großen Meßfehlern des Wirkungsquerschnitts. Für diese Analyse wird eine minimale Akzeptanz von 10 % für jedes einzelne Bin gefordert. In der Abbildung werden alle Zahlenwerte, die größer als 10 % sind, in Fettdruck dargestellt. Weitere Einschränkungen für den Bereich, der analysiert werden kann, entstehen im folgenden noch durch die Migrationen der Ereignisse.

Weil durch die Schnitte der goldenen Ereignisse nicht nur Bereiche im Polarwinkel, sondern auch im Azimutalwinkel für die Selektion ausgeschlossen werden, erreichen die Akzeptanzen nie Werte über 70 %. Die Vertex-Effizienz fällt bei Werten für y die kleiner als 0.01 sind so stark ab, daß keine Ereignisse mit wesentlich kleineren y beobachtet werden können.

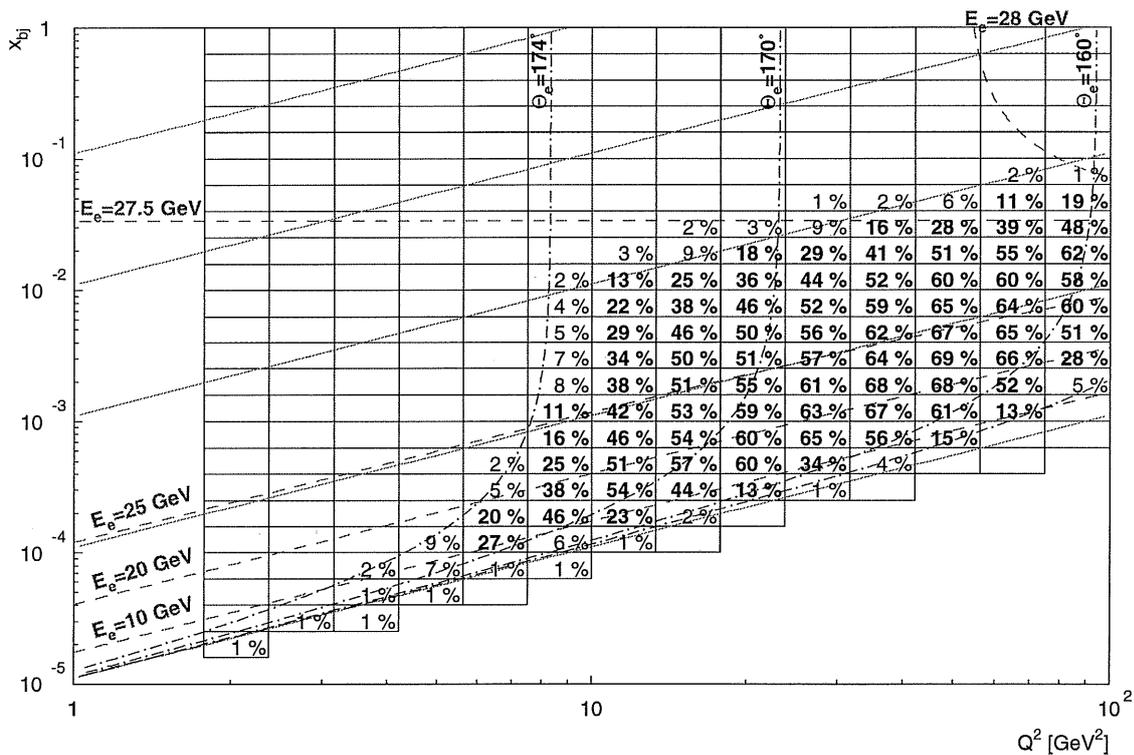


Abbildung 5-12 Akzeptanz des Detektors bei den verwendeten Selektionsschnitten

Die Werte wurden mit der parametrisierten Simulation bestimmt und enthalten die im letzten Abschnitt beschriebene Effizienzen. Die Effizienzen der Bins, deren Akzeptanz größer als 10 % sind, werden in Fettdruck dargestellt.

Die grauen diagonalen Linien entsprechen konstanten Werten von y , siehe Abbildung 1-5.

5.4 Entfaltung der Strahlungskorrekturen

Der Wirkungsquerschnitt, mit dem die Strukturfunktion F_2 berechnet wird, gilt auf dem Born-Niveau, in dem keine Strahlungskorrekturen enthalten sind. Dieser Wirkungsquerschnitt kann

nicht direkt gemessen werden. Es kann jedoch ein Korrekturfaktor K_{rad} definiert werden, der den Einfluß von Beiträgen höherer Ordnungen beschreibt:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^2\sigma^{eP \rightarrow eX}}{dx_{bj}dQ^2} \right|_{Born} &= \left. \frac{d^2\sigma^{eP \rightarrow eX}}{dx_{bj}dQ^2} \right|_{Messung} - K_{rad}(x_{bj}, Q^2) \left. \frac{d^2\sigma^{eP \rightarrow eX}}{dx_{bj}dQ^2} \right|_{Messung} \\ &= \left. \frac{d^2\sigma^{eP \rightarrow eX}}{dx_{bj}dQ^2} \right|_{Messung} [1 - K_{rad}(x_{bj}, Q^2)] \end{aligned} \quad \text{Gleichung 5-7}$$

Dieser Korrekturfaktor kann mit dem Monte-Carlo-Generator berechnet werden. Dafür werden zwei große Datensätze mit Ereignissen generiert, wobei einmal die Strahlungskorrekturen berücksichtigt wurden und im anderen Fall nicht. Diese Korrekturen werden für jedes Bin mit der folgenden Gleichung aus den Ereignissen berechnet, die im jeweiligen Bin generiert wurden:

$$K_{rad}(x_{bj}, Q^2) = \frac{N_{Born}(x_{bj}, Q^2)}{N_{\gamma}(x_{bj}, Q^2)} - 1 \quad \text{Gleichung 5-8}$$

Dabei ist N_{Born} die Anzahl Ereignisse ohne Strahlungskorrekturen, und mit N_{γ} werden die Ereignisse mit den Korrekturen bezeichnet. Mit diesem Korrekturfaktor können die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit Gleichung 5-7 in die Born-Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden.

Die Abhängigkeit der Strahlungskorrekturen von Q^2 wird für verschiedene x_{bj} in Abbildung 5-13 gezeigt. Bei kleinen x_{bj} sind im Vergleich zum Born-Wirkungsquerschnitt mehr Ereignisse beobachtbar, die durch die Beiträge höherer Ordnungen entstehen. Ebenso kann eine Erhöhung der meßbaren Ereigniszahlen für wachsende Q^2 beobachtet werden.

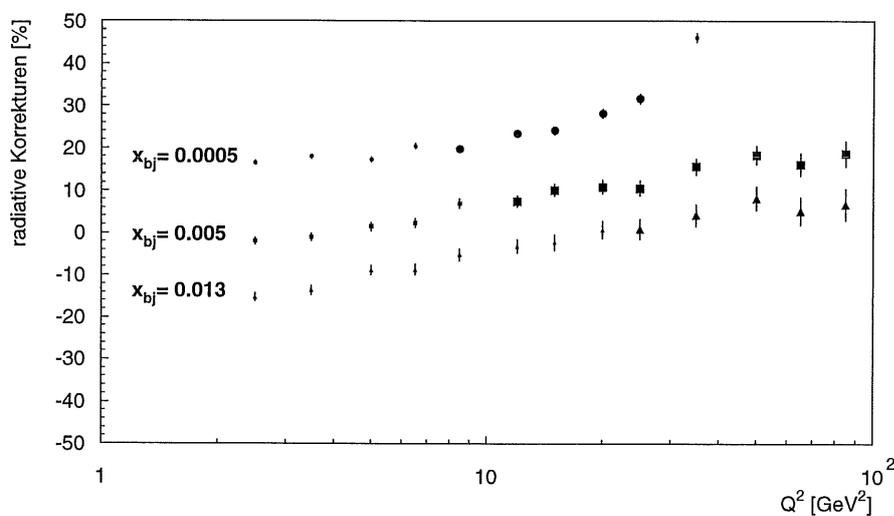


Abbildung 5-13 Strahlungskorrekturen in Abhängigkeit von Q^2 für drei x_{bj} -Werte

Die Werte die in dickeren Symbolen dargestellt werden, gehören zu Bins, mit denen die Strukturfunktion berechnet werden kann.

Eine genauere Untersuchung der Strahlungskorrekturen ist in [Obr94] zu finden. In dieser Arbeit werden auch die experimentell zugänglichen Strahlungskorrekturen untersucht, bei denen das vom einlaufenden Elektron abgestrahlte hochenergetische Photon im Photon-Detektor des Luminositätsmesssystems nachgewiesen wird.

5.5 Beschreibung der Migrationen

Für das Auftreten von Migrationen bei den Ereignissen in der x_{bj} - Q^2 -Ebene gibt es zwei Ursachen. Zum einen sind es die Strahlungskorrekturen und zum anderen sind es die Auflösungen der Detektoren, die für die Bestimmung der kinematischen Variablen verwendet werden.

Die Migrationen können am einfachsten mit der parametrisierten Simulation untersucht werden. Dafür wird für alle Ereignisse, die in einem bestimmten Bin rekonstruiert werden, die Position des Bins analysiert, in dem diese Ereignisse generiert wurden. In den Abbildungen, die im folgenden gezeigt werden, ist in den Bins jeweils der prozentuale Anteil angegeben, den die Ereignisse, die hier generiert wurden, an dem festgelegten Bin haben. Wenn keine Migrationen für ein Bin vorlägen, hätte nur das Bin, in dem die Ereignisse rekonstruiert werden, den Eintrag 100 % und alle anderen wären null.

Im folgenden wird exemplarisch für drei Bins gezeigt, welche Effekte zu beobachten sind und wie groß die Einflüsse der Migrationen werden können.

In der Abbildung 5-14 werden die Migrationen für rekonstruierte Ereignisse für das Bin gezeigt, das bei einer mittleren x_{bj} -Position von 0.00013 und bei Q^2 von 6.5 GeV^2 liegt. Die Prozentzahl der Ereignisse, die im richtigen Bin rekonstruiert werden, ist in der Abbildung in Fettdruck dargestellt. Das Bin befindet sich in dem Bereich bei großen Werten für y , in dem die Einflüsse der Migrationen klein sind. Hier können hauptsächlich nur die Migrationen aus direkt benachbarten Bins beobachtet werden. Zusätzlich ist noch ein Schwanz an Ereignissen aus Bereichen kleinerer x_{bj} und Q^2 zu sehen. Dies kann auf Strahlungskorrekturen zurückgeführt werden. Bei den Ereignissen summiert der Detektor über die Energie des gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons. Die rekonstruierten kinematischen Variablen x_{bj} und Q^2 sind dann systematisch größer als die generierten. Dieser Effekt setzt sich auch in allen folgenden Abbildungen fort.

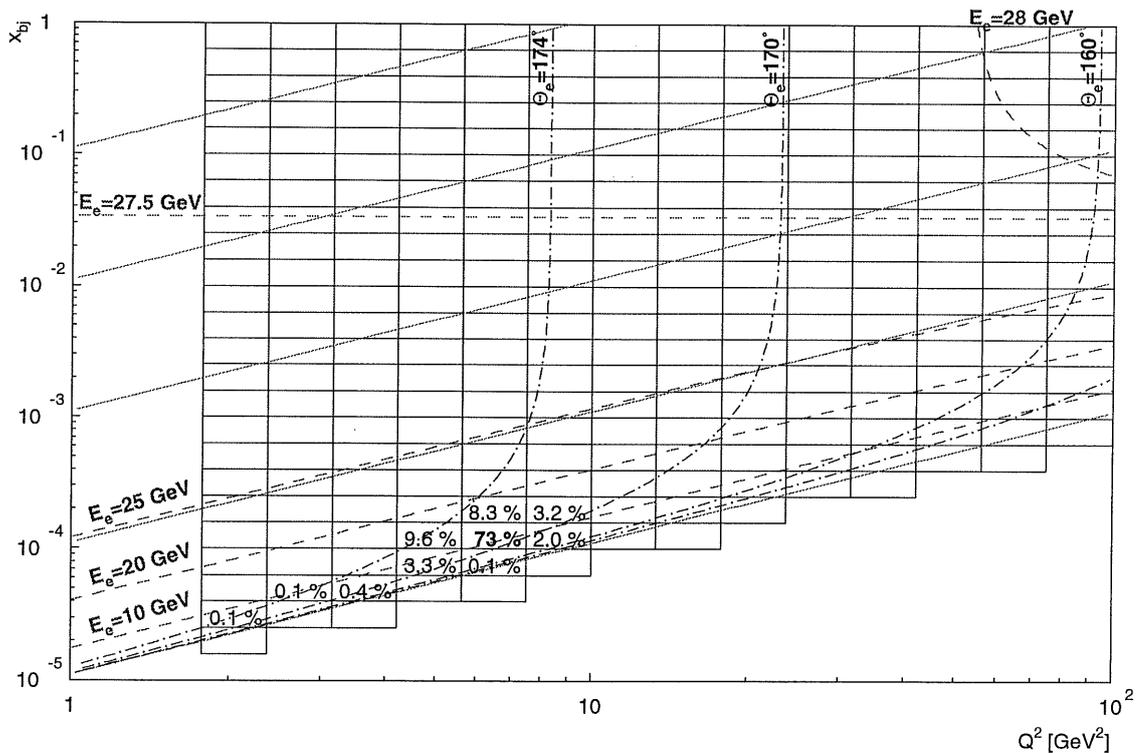


Abbildung 5-14 Generierte Position der im mit Bin $x_{bj} = 0.00013$ und $Q^2 = 6.5 \text{ GeV}^2$ rekonstruierten Ereignisse

Der Anteil der Ereignisse, die in diesem Bin richtig rekonstruiert wurden, beträgt 73 %. Diese Zahl ist in Fettdruck dargestellt. Die Zahlen in den anderen Bins geben den prozentualen Anteil an, die Ereignisse aus diesen Bins haben. Die Interpretation der Werte erfolgt im Text.

Die grauen diagonalen Linien entsprechen konstanten Werten von y , siehe Abbildung 1-5.

In der Abbildung 5-15 werden die Migrationen rekonstruierter Ereignisse für ein zweites Bin gezeigt, das bei einer mittleren x_{bj} -Position von 0.005 und bei Q^2 von 25 GeV^2 liegt. Dieses Bin liegt in einem Bereich, für den die Energie des gestreuten Elektrons über 25 GeV beträgt. Wie aus den Linien für konstante Energien und konstante Winkel zu erkennen ist, führen Fehler in der Winkelmessung hauptsächlich zu Verschiebungen in Q^2 und Energieeffekte führen zu Verschiebungen in x_{bj} . Aus der Energieauflösung des Kalorimeters resultiert hier eine starke Migration der Ereignisse in Richtung x_{bj} . Dabei können mehr Migrationen aus Bereichen großer x_{bj} beobachtet werden, weil mit wachsendem x_{bj} die Linien gleicher Energie immer weiter auseinander liegen. Im Vergleich dazu sind die Migrationen in Q^2 -Richtung, die hauptsächlich auf statistische Fehler der Winkelmessung beruhen, gering.

Der Schwanz, der durch die Effekte der Strahlungskorrekturen entsteht, ist hier noch wesentlich deutlicher zu erkennen. Der Anteil der Ereignisse, die im richtigen Bin rekonstruiert werden, beträgt hier noch 30 %. Im Vergleich dazu betrug dieser Wert für das erste diskutierte Bin noch 73 %.

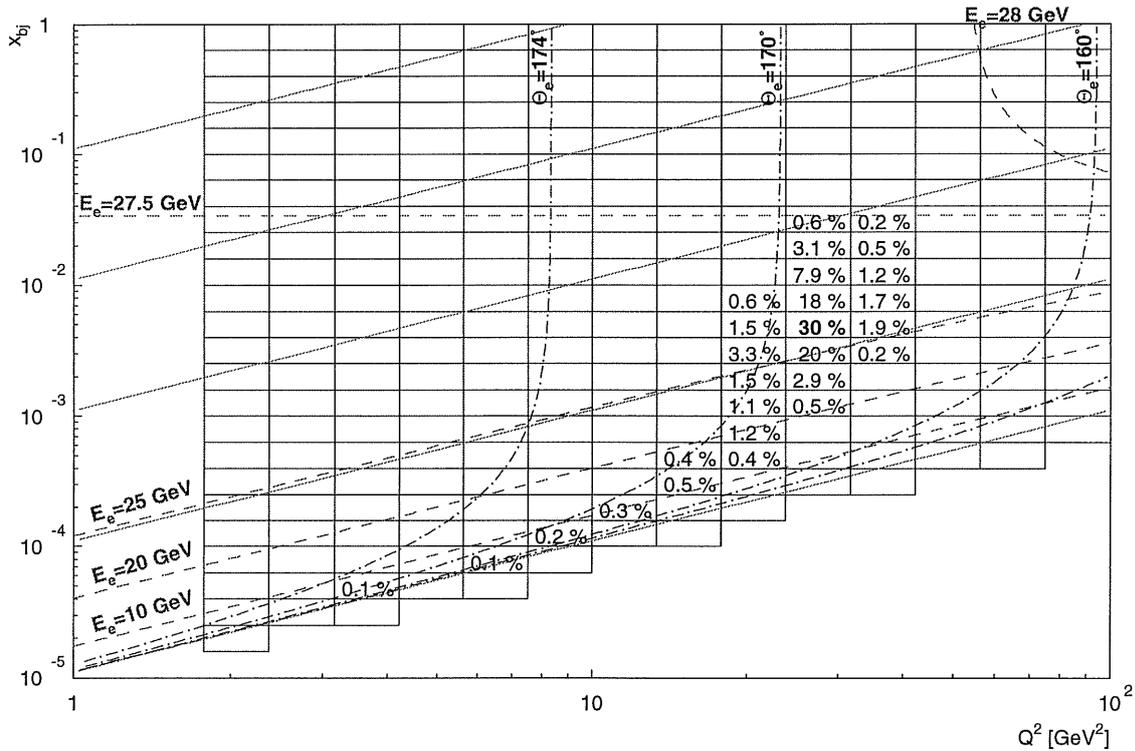


Abbildung 5-15 Generierte Position der im Bin mit $x_{bj} = 0.005$ und $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$ rekonstruierten Ereignisse

Der Anteil der Ereignisse, die in diesem Bin richtig rekonstruiert wurden, beträgt 30 %. Diese Zahl ist in Fettdruck dargestellt. Die Zahlen in den anderen Bins geben den prozentualen Anteil an, die Ereignisse aus diesen Bins haben. Die Interpretation der Werte erfolgt im Text.

Die grauen diagonalen Linien entsprechen konstanten Werten von y , siehe Abbildung 1-5.

In der Abbildung 5-16 werden die Migrationen rekonstruierter Ereignisse für ein weiteres Bin gezeigt, das bei einer mittleren x_{bj} -Position von 0.02 und bei Q^2 von 15 GeV^2 liegt. In diesem Bin kann ein zusätzlicher Effekt beobachtet werden, weil der Wert für y dieser Ereignisse bei 0.01 liegt, und die Vertex-Effizienz hier ein dominierender Faktor für die Migrationen ist. Für die meisten Ereignisse, die in diesem Bin generiert werden, kann kein Vertex mehr rekonstruiert werden, und somit werden nur noch 4.7 % im richtigen Bin rekonstruiert. Die meisten Ereignisse dieses Bins stammen aus dem Bereich kleinerer x_{bj} , die bei größeren Werten für y liegen und somit eine größere Wahrscheinlichkeit für die Rekonstruierbarkeit des Vertex haben. Diese Ereignisse gelangen durch die Energieauflösung des Kalorimeters in das beobachtete Bin. Bei den kleinen x_{bj} können in einigen Bins Prozentzahlen beobachtet werden, die viel größer sind, als die im richtig rekonstruierten Bin. Eine Messung der Strukturfunktion ist in diesem Bereich nicht mehr möglich, weil die Anzahl der Ereignisse weniger von den Strukturfunktion in diesem Bereich abhängt, sondern vielmehr von Migrationen aus Bereichen mit kleinerem x_{bj} .

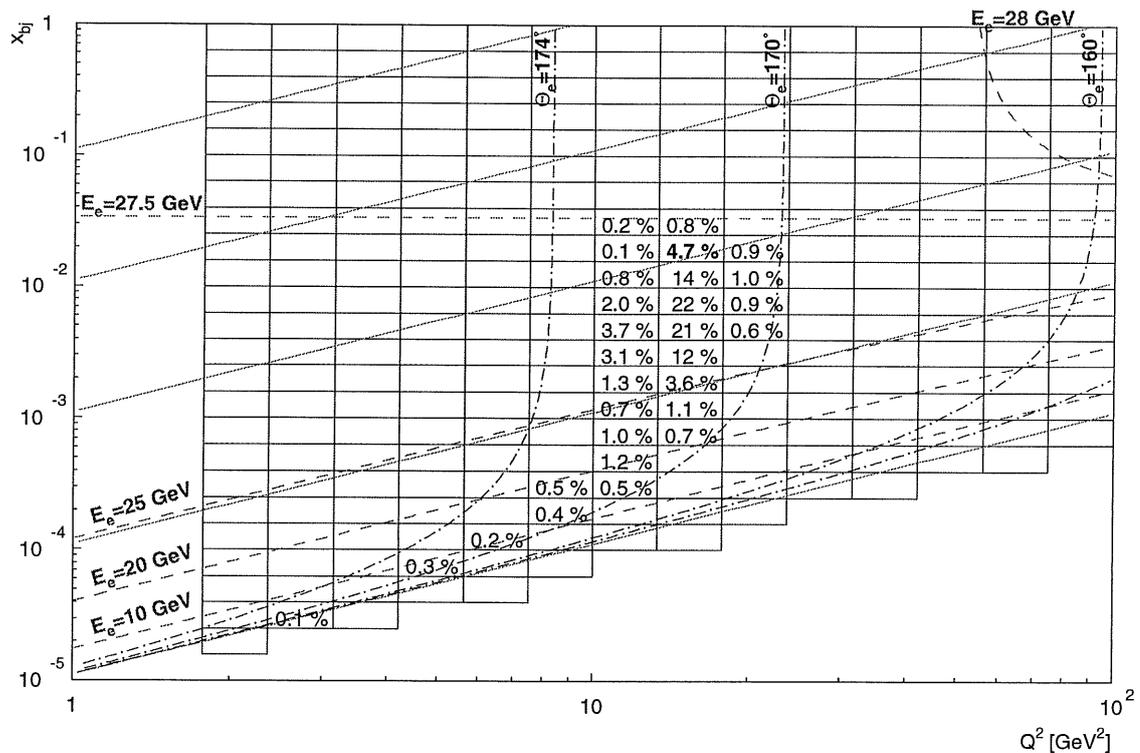


Abbildung 5-16 Generierte Position der im Bin mit $x_{bj} = 0.02$ und $Q^2 = 15 \text{ GeV}^2$ rekonstruierten Ereignisse

Der Anteil der Ereignisse, die in diesem Bin richtig rekonstruiert wurden, beträgt nur 4.7 %. Diese Zahl ist in Fettdruck dargestellt. Die Zahlen in den anderen Bins geben den prozentualen Anteil an, die Ereignisse aus diesen Bins haben. Die Interpretation der Werte erfolgt im Text.

Die grauen diagonalen Linien entsprechen konstanten Werten von y , siehe Abbildung 1-5.

Mit diesem Wissen muß für die Analyse ein Kriterium gefunden werden, nach dem entschieden wird, ob für ein bestimmtes Bin noch die Strukturfunktion bestimmt werden können, oder ob die Migrationen schon so groß sind, daß die Einflüsse benachbarter Bins dominieren.

Hierzu wird der Prozentsatz der Ereignisse verwendet, die im richtigen Bin rekonstruiert werden. Dieser Wert wird im folgenden Nicht-Migrationszahl genannt. In den drei oben beschriebenen Abbildungen ist dies jeweils der zentrale Wert, der in Fettdruck dargestellt wurde. Für die Analyse wird ein Wert von mindestens 20 % verlangt. Somit werden mit den beiden zuerst gezeigten Bins die Strukturfunktion bestimmt, nicht aber im dritten Fall.

Die Nicht-Migrationszahl aller Bins werden in Abbildung 5-17 gezeigt. In dieser Abbildung sind die Werte in den Bins in Fettdruck dargestellt, die eine Akzeptanz von über 10 % haben, was dem ersten festgelegten Kriterium entspricht. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß bei Werten für Q^2 über 10 GeV^2 in ein bis zwei Bins für das jeweilige Q^2 aufgrund der Nicht-Migrationszahlen keine Strukturfunktion bestimmt werden können. Dies sind jeweils die Bins mit dem größten x_{bj} .

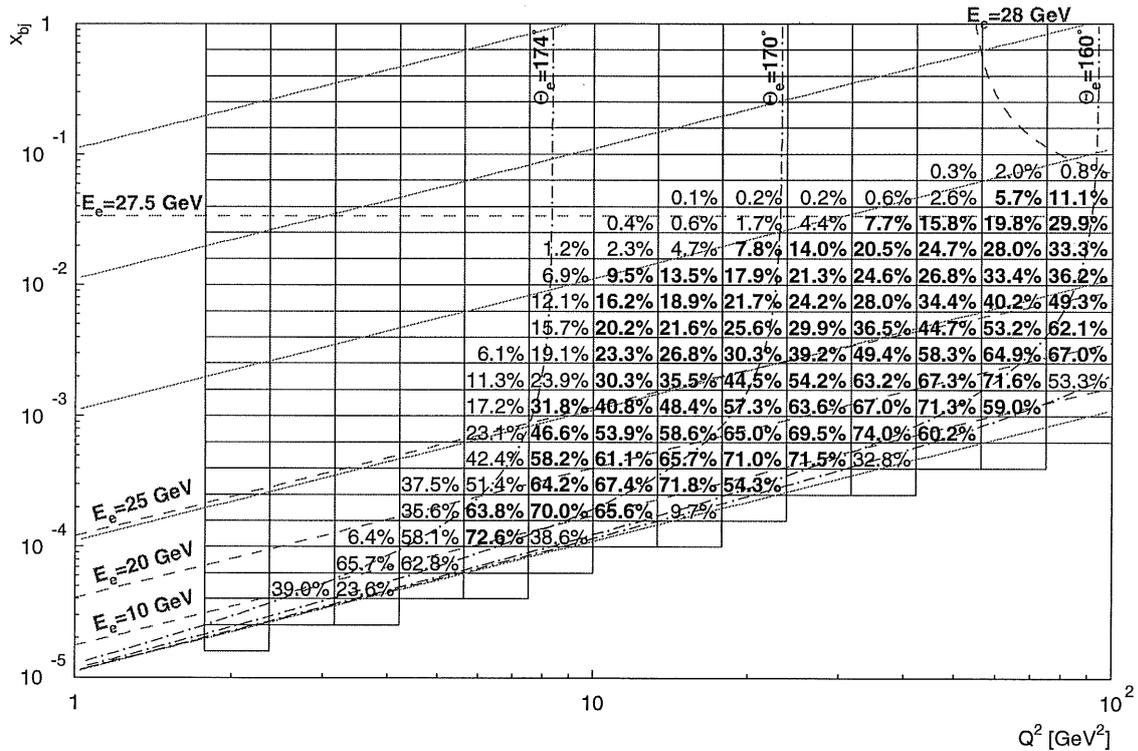


Abbildung 5-17 Nicht-Migrationszahlen für die einzelnen Bins

Für jedes Bin wird in dieser Abbildung der prozentuale Anteil der Ereignisse angegeben, die in diesem Bin richtig rekonstruiert wurden. Für die Analyse wird ein Wert von mindestens 20 % verlangt. Die Bins, die eine Akzeptanz von über 10 % haben, werden in Fettdruck dargestellt, weil mit diesen nach den ersten Kriterium die Strukturfunktion bestimmt werden können.

Die grauen diagonalen Linien entsprechen konstanten Werten von y , siehe Abbildung 1-5.

5.6 Systematische Fehler

Die parametrisierte Simulation bietet eine gute Möglichkeit, Effekte zu studieren, die zu einem systematischen Einfluß auf die Ereigniszahlen in den einzelnen Bins führen. Daraus entstehen für die Bestimmung der Strukturfunktion systematische Fehler, die für jedes Bin bestimmt werden sollen.

Die Parameter, die in die parametrisierte Simulation mit eingehen, können leicht verändert werden, und somit kann der Einfluß dieser Parameter im Rahmen der jeweiligen Meßgenauigkeit untersucht werden. Theoretisch müßten mit dieser Methode alle Parameter untersucht werden, da jedoch nicht bei allen signifikante Auswirkungen auf die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Bins zu erwarten sind, wurden nur die wesentlichen variiert. Beispielsweise wird beim Vertex nur die Abhängigkeit von der z -Position untersucht und nicht die x - und die y -Abgängigkeit. Der Grund hierfür ist, daß zum einen die Position in der x - y -Ebene wesentlich genauer bekannt ist, und zum anderen eine unterschiedliche Position in

der x - y -Ebene die Winkelverteilung und damit die Ereigniszahlen in den Bins weniger beeinflußt als die z -Position.

Die folgenden Effekte wurden mit der parametrisierten Simulation untersucht:

- Energieskala des Kalorimeters
- Energieauflösung des Kalorimeters
- Linearität der Energieskala
- Winkelmessung mit der BPC
- z -Position des Wechselwirkungspunktes
- Einflüsse der Vertex-Effizienz
- Einflüsse der verwendeten Parametrisierung für die Protonstrukturfunktion

Diese Einflüsse werden in den folgenden Abschnitten im Detail besprochen. Die systematischen Fehler, die für die einzelnen Effekte bestimmt wurden, werden mit Ausnahme der Energieskala erst im Abhang gezeigt.

Jedoch lassen sich nicht alle systematischen Fehler mit der parametrisierten Simulation bestimmen. Zu den Fehlern, die damit nicht bestimmt werden können, gehören die Einflüsse des Untergrundes. Der Untergrund wird hierfür in zwei Anteile aufgeteilt:

- Photoproduktionsuntergrund
- Strahluntergrund

Diese Einflüsse werden im Anschluß an die systematischen Fehler aus der parametrisierten Simulation besprochen. Der letzte besprochene Fehler entsteht durch die Bestimmung der integrierten Luminosität.

5.6.1 Die Energieskala

Am Beispiel der Energieskala soll die Methode zur Bestimmung des systematischen Fehlers besprochen werden. Der Fehler, der für die Genauigkeit der Energieskala angegeben wird, beträgt 1 %. Mit der Simulation werden die Ereigniszahlen in den einzelnen Bins in Abhängigkeit von der Energieskala bestimmt. Dafür wird die Energieskala mit den Werten -1.5 %, -1.0 %, -0.5 %, -0.25 %, 0.0 %, 0.25 %, 0.5 %, 1.0 % und 1.5 % skaliert, wobei die beiden Randwerte nur dafür wichtig sind, den systematischen Fehler bei einer Verschlechterung der Skala abzuschätzen.

Aus dem Verhältnis der Ereigniszahlen bei perfekter Kalibration, also der Kalibration mit der Skala von 0.0 %, und der untersuchten Skala wird die relative Abweichung bestimmt. Da der Wirkungsquerschnitt und somit auch der Wert für F_2 proportional zu dieser Abweichung ist, entspricht dies dem relativen systematischen Fehler für den untersuchten Effekt, hier der Energieskala. Diese so bestimmten Werte werden in der Abbildung 5-18 gezeigt.

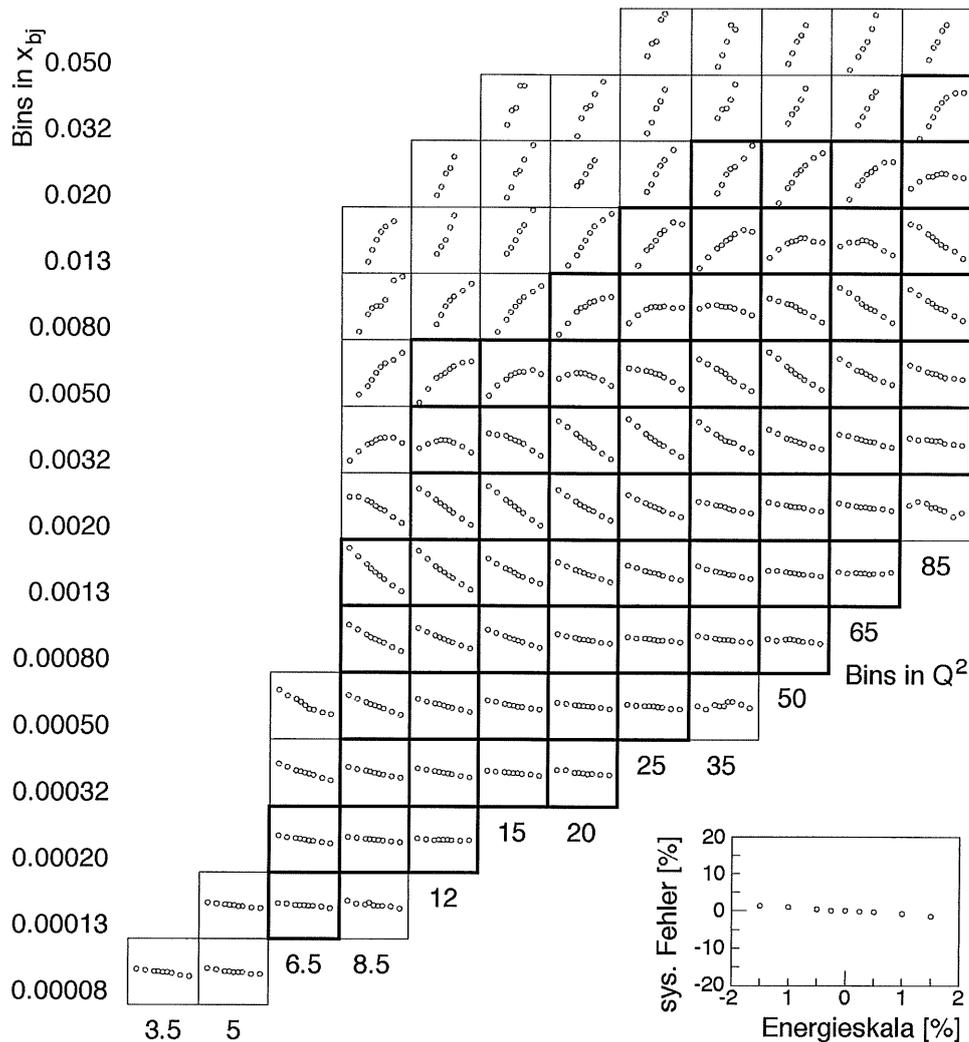


Abbildung 5-18 Abhängigkeit des systematischen Fehlers von der Energieskala

Für die einzelnen Bins wird der systematische Fehler in Abhängigkeit von der Energieskala des Kalorimeters gezeigt. Der Fehler der Energieskala beträgt $\pm 1\%$ und Werte bei $\pm 1.5\%$ dienen der Überprüfung der Abhängigkeit.

In der Legende unten rechts wird ein Bin mit der Achsenbeschriftung, die für alle gezeigten Bins gültig ist, vergrößert gezeigt.

Die Bins mit einer Akzeptanz von über 10% und einer Nicht-Migrationszahl von über 20% haben einen dickeren Rahmen.

Innerhalb der einzelnen Bins sind drei Formen der Abhängigkeit von der Energieskala zu erkennen. Bei großen Werten für y , das sind jeweils bei den senkrechten Q^2 -Spalten die untersten Bins, ist die Abhängigkeit von der Energieskala nur gering. Bei mittleren Werten für y werden bei einer höheren Energieskala weniger Ereignisse beobachtet. Bei kleinen Werten für y kippt dieser Effekt. Für diese Werte wird ein Steigen der Ereigniszahlen mit steigender Kalibration beobachtet.

Dies kann mit dem kinematischen Peak erklärt werden, wo bei größeren Energien bis ungefähr zur Strahlenergie mehr Ereignisse zu verzeichnen sind, siehe Abbildung 5-3. Eine Erhöhung der Energieskala bewirkt für die Bins, daß jeweils Ereignisse mit kleineren Energien beobachtet werden. Bei diesen Ereignissen ist die Rate insgesamt kleiner und es

kann daher ein Fallen der Ereigniszahlen beobachtet werden. Aus der Abbildung 5-3 ist aber auch ersichtlich, daß die Anzahl der Ereignisse schon bei ungefähr 26.5 GeV den Maximalwert erreicht, was mit der Vertex-Effizienz erklärt werden konnte. Somit wird, sobald dieses Maximum überschritten wird, ein Fallen der Ereigniszahlen beobachtet. Bei einigen Bins, die genau auf diesem Maximum liegen, kann sowohl für eine größere, als auch für eine kleinere Energieskala ein Fallen der Ereigniszahlen beobachtet werden.

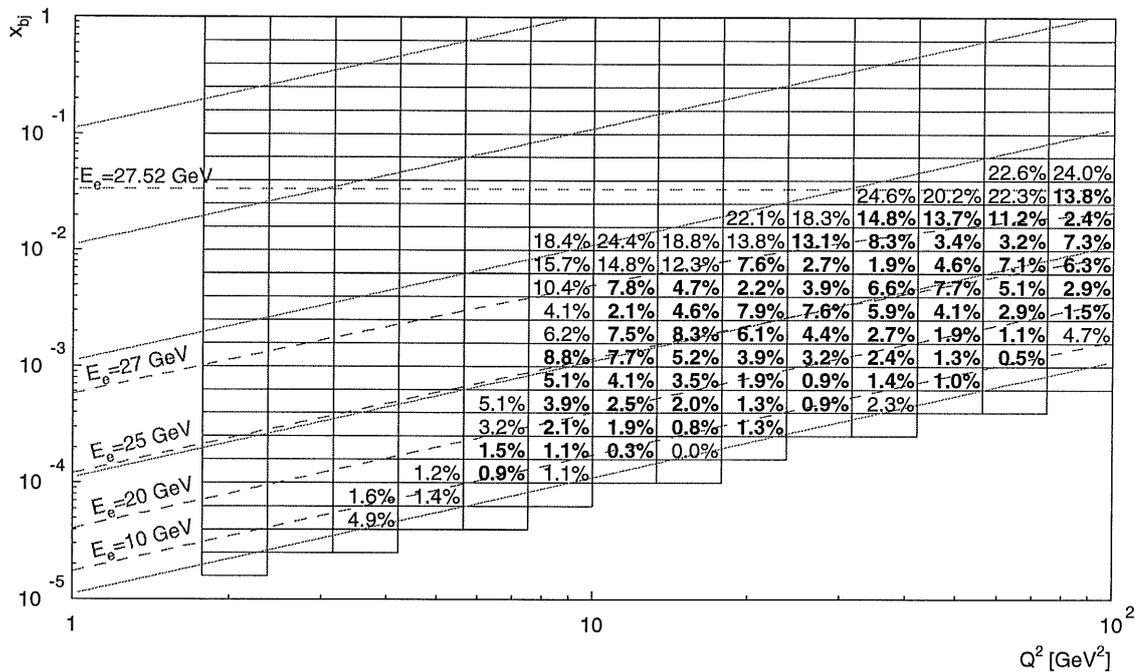


Abbildung 5-19 Systematischer Fehler durch eine mögliche falsche Energieskala von 1 %

Die Fehler für die einzelnen Bins wurden bestimmt, indem eine mögliche Fehlkalibration von $\pm 1\%$ angenommen wurde. Bins mit einer Akzeptanz von über 10% und einer Nicht-Migrationszahl von über 20% werden in Fettdruck dargestellt.

Die grauen diagonalen Linien entsprechen konstanten Werten von y , siehe Abbildung 1-5.

Aus diesen systematischen Fehlern in Abbildung 5-18 kann für jedes Bin ein Wert bestimmt werden. Dafür wird der maximale Fehler im Bereich von -1% bis 1% verwendet und die beiden Kontrollwerte bei den Energieskalen -1.5% und 1.5% werden nicht beachtet. Diese Werte werden in Abbildung 5-19 gezeigt. In dieser Abbildung kann auch deutlich das oben beschriebene Verhalten abgelesen werden. Innerhalb einer Q^2 -Spalte sind für die kleinsten x_{bj} die Fehler zuerst im Bereich von wenigen Prozent und wachsen dann auf bis zu 8% für y bei 0.1 an. Die Linie für y bei 0.1 wird in der Abbildung durch eine graue diagonale Linie dargestellt, die bei der 25 GeV Linie für die Energie des Elektrons liegt. Für größere x_{bj} fällt der systematische Fehler zuerst wieder teilweise auf 2% ab. Dies ist der Übergangsbereich, in dem die Energie des gestreuten Elektrons genau auf dem Maximum des Spektrums liegt und sowohl für eine kleinere, als auch für eine größere Energieskala ein Fallen der Ereigniszahlen beobachtet werden kann. Bei einer weiteren Erhöhung von x_{bj} steigt der systematische Fehler sehr schnell wieder an. Innerhalb des Bereiches, in dem die Strukturfunktion bestimmt

werden sollen, steigt er auf fast 15 % und in den weiteren Bins für größere x_{bj} sogar auf Werte über 20 %.

5.6.2 Die Energieauflösung

Im Abschnitt 5.2.1 wird für die Energieauflösung des Kalorimeters mit der verwendeten Selektion ein Wert von 1.4 ± 0.4 % für den konstanten Term bestimmt. Für die Analyse des systematischen Fehlers, der auf der Unsicherheit von 0.4 % beruht, muß dieser Einfluß untersucht werden. Die Analyse erfolgt analog zur Untersuchung der Abhängigkeit von der Energieskala des Kalorimeters. Hier wird der konstante Term für die Werte von 1.0 %, 1.12 %, 1.26 %, 1.4 %, 1.56 %, 1.68 % und 1.8 % untersucht. Eine solche Analyse ist nur mit einer parametrisierten Simulation möglich, weil dieser Parameter in einer detaillierten Simulation nicht direkt zugänglich ist. Bei der detaillierten Simulation entstehen Effekte der Energieauflösung durch die Schauersimulation. Eine Modifikation der Schauersimulation kann nicht so einfach vorgenommen werden wie die Veränderung der Parameter der hier verwendeten Simulation.

Die größten Abweichungen in den Ereigniszahlen konnten für einen konstanten Term von 1.8 % beobachtet werden. Dies liegt daran, daß für die gesamte Energieauflösung nach Gleichung 3-27 drei Terme quadratisch addiert werden. Daher resultiert aus einer Verkleinerung des konstanten Terms nur eine geringere Veränderung der Gesamtauflösung als bei einer Erhöhung.

Bei einer mittleren Energie von 20 GeV betragen die beiden anderen Terme jeweils ca. 2 %. Da die Werte für steigende Energien im Gegensatz zum konstanten Term anwachsen, kann sicherlich der Einfluß bei kleinen Energien nur eine geringe Auswirkung haben. Genau dieser Effekt ist auch bei den systematischen Fehlern zu beobachten. Bei hohen Energien, die großen x_{bj} entsprechen, kann der systematische Fehler durch die fehlende genaue Kenntnis der Energieauflösung auf 2.5 % anwachsen. Für die anderen Bereiche ist der Fehler sonst kleiner als 1 %. Die Werte werden im Anhang in Abbildung A-3 gezeigt.

5.6.3 Die Linearität des Kalorimeters

Der letzte systematische Fehler, der für die Energiemessung untersucht wird, ist die Abhängigkeit von der Linearität des Kalorimeters. Die Linearität wurde mit Compton-QED-Ereignissen überprüft, siehe Abschnitt 3.5.6, und es konnte eine Grenze angegeben werden, so daß die Linearität besser als 1 % ist.

Der systematische Fehler, der aufgrund einer Nichtlinearität des Kalorimeters entsteht, ist nur gering. Bei großen Energien ist der Einfluß auf die Linearität klein, weil die Energieskala bei einer Energie von 27.5 GeV fixiert wird. Die systematischen Fehler liegen hier im Bereich von 1 %. Bei kleinen Energien ist ebenfalls nur ein kleiner Einfluß der Nichtlinearität zu

beobachten, weil in diesem Bereich eine falsche Energiemessung des gestreuten Elektrons nur zu geringen Verschiebungen der rekonstruierten kinematischen Variablen führt. In diesem Bereich ist der Einfluß noch geringer als bei großen Energien. Hier beträgt der Fehler zumeist weniger als 0.5 %.

5.6.4 Die Winkelbestimmung mit der Spurkammer BPC

Der erste untersuchte systematische Fehler für die Winkelabhängigkeit entsteht durch eine mögliche falsche Bestimmung des Auftreffpunktes des gestreuten Elektrons in der BPC-Ebene. Für die Abschätzung des Fehlers wird eine Unsicherheit des Streuwinkel von 1 mrad verwendet [H196]. Diese mögliche Abweichung wird analog zur Bestimmung des systematischen Fehlers der Energieskala untersucht. Dafür werden wieder 7 verschiedene systematische Fehlmessungen im Bereich von ± 1 mrad einschließlich des exakten Winkels verwendet.

Die somit ermittelten Fehler werden ebenfalls im Anhang gezeigt. Für die Bins mit Q^2 größer als 10 GeV^2 liegen die Fehler maximal im Bereich von 2 %, Nur bei kleineren Q^2 können die Fehler auf 10 % ansteigen.

5.6.5 Fehlposition des Wechselwirkungspunktes

Der zweite Fehler, der zu einer falschen Winkelmessung führt, ist durch eine mögliche falsche Vertex-Position begründet. Ein möglicher Fehler auf den Mittelwert der Vertex-Position wird konservativ mit 2 mm abgeschätzt, und der daraus resultierende Fehler mit der parametrisierten Simulation untersucht. Die Abhängigkeit von Q^2 und x_{bj} ist analog zu dem systematischen Fehler, der durch eine falsche Winkelmessung mit der BPC entsteht. Der Betrag des Fehlers ist aber für die einzelnen Bins um einen Faktor von fünf geringer und erreicht in dem Bereich, für den die Strukturfunktion untersucht werden, nie einen Wert von über 2 %.

5.6.6 Einflüsse der Vertex-Effizienz

Für die Analyse des Einflusses der Vertex-Effizienz auf die Strukturfunktion wird die Effizienz der Spurfindung, die in der Simulation enthalten ist und in Abbildung 5-11 dargestellt wird, untersucht. Die Effizienzen, die in Abhängigkeit vom Winkel parametrisiert sind, werden dafür im Bereich von ± 10 % variiert, und die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen Bins untersucht.

Der systematische Fehler der Vertex-Effizienz nimmt für die Randbereiche von x_{bj} , die noch für die Bestimmung der Strukturfunktion verwendet werden, die größten Werte an. Bei großen x_{bj} und kleinen Q^2 steigt der Fehler im analysierten Bereich auf über 10 % an, und bei

großen Q^2 und kleinen x_{bj} sogar auf fast 30 %. Im ersten Fall ist der Winkel des hadronischen Endzustandes so klein, daß nur wenig geladene Teilchen in den Bereich der zentralen Spurenkammer gelangen. Im zweiten Fall sind die Streuwinkel so groß, daß die Teilchen ebenfalls nicht mehr nachgewiesen werden können. Im Bereich mittlerer x_{bj} beträgt der Fehler nur wenige Prozent.

5.6.7 Einflüsse der Parametrisierung der Strukturfunktion

Der letzte systematische Fehler, der mit der parametrisierten Simulation überprüft wird, ist die Abhängigkeit von der Parametrisierung der Strukturfunktion, die für die Ereignisse des Monte-Carlo-Generators verwendet wird. Um eine Abschätzung für die Fehler zu erhalten, werden die Ereigniszahlen in den einzelnen Bins mit zwei verschiedenen Strukturfunktionen verglichen. Dafür wird zum einen die Parametrisierung GRV94 verwendet, mit der auch die Analyse durchgeführt wurde, und zum anderen MRSA.

Die systematischen Fehler nehmen besonders bei den kleinsten Werten für x_{bj} die größten Ausmaße an. Die Fehler können in diesem Bereich gut 15 % betragen. Dies ist auch zu erwarten, da in diesem Bereich die größten theoretischen Unsicherheiten vorliegen, während die anderen Bereiche schon mittels in der Vergangenheit durchgeführter Messungen der HERA-Experimente angepaßt wurden.

5.6.8 Photoproduktionsuntergrund

Der Photoproduktionsuntergrund kann, wie schon im Abschnitt 4.4.1 für die Festlegung des Energieschnittes der selektierten Ereignisse beschrieben, durch Ereignisse abgeschätzt werden, bei denen Energie im Elektron-Kalorimeter des Luminositätsmeßsystems deponiert wird. Die Ereignisse werden mit einem Faktor skaliert, der sich aus der Akzeptanz des Detektors berechnet, und von den tiefinelastischen Ereignissen abgezogen. Der systematische Fehler wird konservativ mit 50 % des Wertes abgeschätzt, der vom Datensample abgezogen wurde.

Diese Abschätzung des systematischen Fehlers ist konservativ. Da aber die Anzahl der Ereignisse des Photoproduktionsuntergrundes am gesamten Datensample durch den hohen Energieschnitt von 11 GeV gering ist, und die Untersuchung dieser Untergrundereignisse nicht der Kern dieser Arbeit ist, wird hier diese Methode verwendet. Für eine genauere Untersuchung der Photoproduktionsereignisse siehe [Rei95].

Der systematische Fehler beträgt nur für die Bins mit dem jeweils kleinsten x_{bj} in den einzelnen Q^2 -Spalten bis zu 4 %. Im übrigen Bereich ist der Fehler kleiner oder gleich 0.1 %.

5.6.9 Strahl-Restgas- und Strahl-Wand-Ereignisse

Die Abschätzung der systematischen Fehler für Ereignisse des Strahluntergrundes verläuft analog zu den Photoproduktionsereignissen. Für die Abschätzung des Strahluntergrundes werden die Kontrollpakete benutzt. Da in diesen Paketen der jeweilige Partner fehlt, können keine tiefinelastischen Wechselwirkungen beobachtet werden.

Die selektierten Untergrundereignisse werden entsprechend dem Verhältnis der Kollisionspakete zu den Kontrollpaketen skaliert und von dem selektierten Datensample abgezogen. Da die Anzahl dieser Untergrundereignisse sehr gering ist, wurde sie nicht weiter untersucht, und für die Abschätzung des systematischen Fehlers wurden 100 % der abgezogenen Ereignisse angesetzt.

Trotz der konservativen Abschätzung ist dieser Fehler im Vergleich zu den anderen vernachlässigbar klein. Die Werte betragen nur für einzelne Bins maximal 1 % und sind für die meisten Bins kleiner als 0.1 %.

5.6.10 Luminosität

Der systematische Fehler, der durch eine ungenaue Bestimmung der integrierten Luminosität entsteht, nimmt eine Ausnahmestellung ein. Weil dieser Fehler linear in alle Meßpunkte eingeht und so nur zu einer gleichmäßigen Skalierung aller Meßpunkte führt, wird dieser Fehler nicht für die Berechnung des systematischen Gesamtfehlers verwendet.

Der systematische Fehler der Luminositätsmessung beträgt 1.5 %. Dieser Wert muß beachtet werden, wenn die Messung mit anderen Experimenten verglichen wird, um beispielsweise eine neue Parametrisierung zu erhalten.

5.6.11 Summe der systematischen Fehler

Für die Summe des systematischen Fehlers werden die in den vorangegangenen Abschnitten besprochenen Anteile quadratisch addiert, weil die einzelnen Komponenten voneinander unabhängig sind. Die Werte sind in Abbildung 5-20 dargestellt.

Große Fehler sind bei großen Werten für x_{bj} zu beobachten. Diese können bis fast 20 % betragen und werden von der Energieauflösung und der Vertex-Effizienz dominiert. Bei kleinen x_{bj} sind die Fehler in ähnlicher Größenordnung. Eine Ausnahme sind zwei Bins bei den größten analysierten Werten für Q^2 bei denen der systematische Fehler über 20 % liegt. Diese Fehler resultieren fast ausschließlich aus der Vertex-Effizienz. Im restlichen Bereich liegen die bestimmten Fehler im Bereich von 5 % bis 10 %.

Da der systematische Fehler innerhalb des Bereiches, der analysiert wird, keinen extremen Wert annimmt, wird keine zusätzliche Einschränkung des Bereiches vorgenommen.

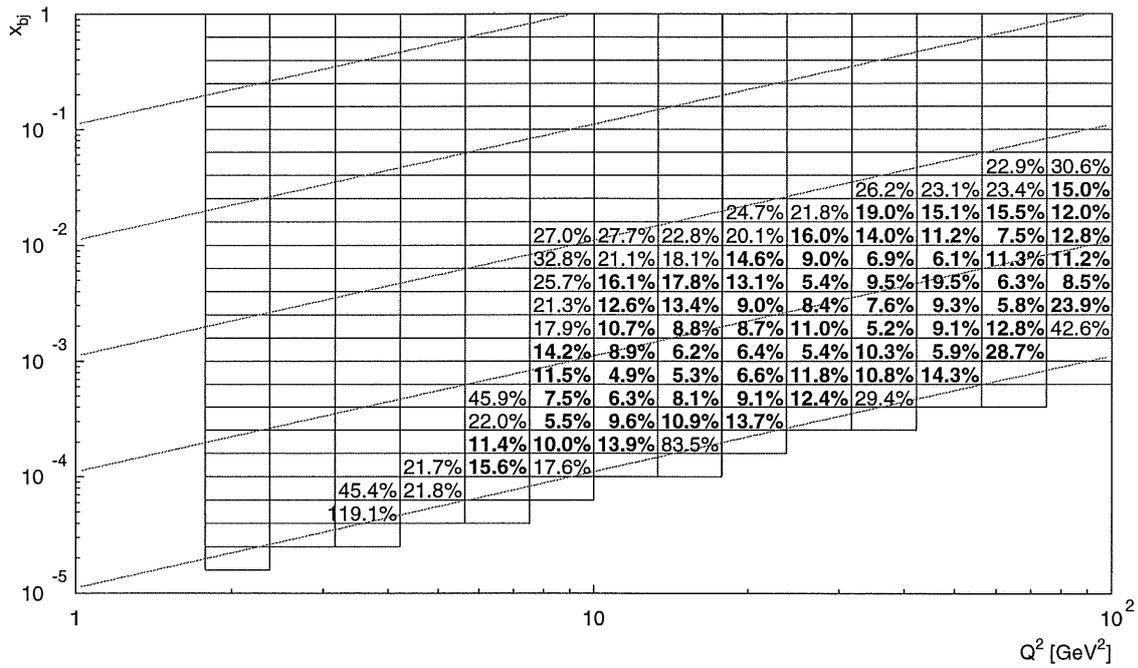


Abbildung 5-20 Summe des systematischen Fehlers für die einzelnen Bins in x_{bj} und Q^2
 Für die Summe werden die in den vorangegangenen Abschnitten bestimmten systematischen Fehler für die einzelnen Unsicherheiten quadratisch addiert. Der systematische Fehler aufgrund einer Unsicherheit der Luminositätsmessung ist nicht im Fehler enthalten. Bins mit einer Akzeptanz von über 10 % und einer Nicht-Migrationszahl von über 20 % werden in Fettdruck dargestellt.
 Die grauen diagonalen Linien entsprechen konstanten Werten von y , siehe Abbildung 1-5.

5.7 Entfaltung der Strukturfunktion

Durch die Migrationen ist es nicht möglich den Wert der Strukturfunktion für ein Bin durch das alleinige Abzählen der Ereignisse zu bestimmen, da ein Teil der Ereignisse nicht in diesem Bin rekonstruiert wurde und andere Ereignisse hineingewandert sind. Diese Migrationen müssen entfaltet werden. Das bedeutet, mit dem Wissen über die Migrationen wird die ursprüngliche Anzahl der Ereignisse bestimmt, die zu einem bestimmten Bin gehören.

Im allgemeinen gibt es $n^2 - n$ Möglichkeiten die Matrix festzulegen, wobei n die Anzahl der Spalten der quadratischen Matrix¹ ist. Mit der Simulation kann die Festlegung der Matrix wie folgt eindeutig definiert werden, weil die Migrationen m_{ij} bekannt sind:

$$M_{\text{Detektor}} = \begin{pmatrix} \frac{m_{11}}{W_1} & \frac{m_{12}}{W_2} & \dots & \frac{m_{1n}}{W_n} \\ \frac{m_{21}}{W_1} & \frac{m_{22}}{W_2} & \dots & \frac{m_{2n}}{W_n} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{m_{n1}}{W_1} & \frac{m_{n2}}{W_2} & \dots & \frac{m_{nn}}{W_n} \end{pmatrix} \quad \text{Gleichung 5-11}$$

Dabei sind die m_{ij} die Anzahl der Ereignisse, die im Bin i rekonstruiert und im Bin j generiert wurden. Die einzelnen Elemente der Matrix werden mit der Anzahl der wahren Ereignisse normiert. In dieser Matrix treten durch die Definition nur Werte auf, die größer oder gleich null sind.

Gesucht wird aber die inverse Matrix M_{Detektor}^{-1} , damit durch die folgende Gleichung aus den rekonstruierten Ereignissen die wahre Verteilung berechnet werden kann:

$$\vec{T} = M_{\text{Detektor}}^{-1} \cdot \vec{R} \quad \text{Gleichung 5-12}$$

Das Invertieren der Matrix bereitet jedoch Schwierigkeiten, da die Diagonalelemente teilweise sehr klein sind oder ganz verschwinden. Eine graphische Darstellung dieser Matrix wird in Abbildung 5-22 gezeigt. In dieser Abbildung sind drei horizontale Linien eingezeichnet, anhand derer die Effekte, die dort zu beobachten sind, exemplarisch erklärt werden:

- Die erste Linie von unten markiert das Bin Nummer 18. Die Migrationen für dieses Bin wurden auch in Abbildung 5-14 gezeigt. In diesem Bin stammen 73 % der rekonstruierten Ereignisse auch aus diesem Bin. Für dieses Bin ist es sicherlich leicht, die Strukturfunktion zu entfalten. Eine Matrix, bei der auf der Hauptdiagonalen nur ähnlich große Werte stehen würden, ist leicht zu invertieren.
- Die zweite Linie von unten markiert das Bin Nummer 53. Für das ebenfalls schon die Migrationen in Abbildung 5-15 gezeigt wurden. Hier stammen nur 30 % der rekonstruierten Ereignisse auch aus diesem Bin. Die Hauptursache für die Migrationen ist die Energieauflösung, die zu einer weiten Verteilung der Ereignisse führt. Für eine Matrix mit solchen Elementen ist eine Invertierung der Matrix nicht trivial, weil schon durch die statistischen Schwankungen große Unsicherheiten bei der Bestimmung der Inversen auftreten. Zudem führen statistischen Schwankungen der rekonstruierten Ereignisse zu Oszillationen in der entfalteten Verteilung.

¹ Im allgemeinen Fall muß die Matrix nicht quadratisch sein, da beispielsweise mehr Bins verwendet werden können, in dem Ereignisse rekonstruiert werden, als Bins für die die Strukturfunktion bestimmt werden sollen. Hier wird die Annahme für die quadratische Matrix nur zur Vereinfachung gemacht.

- Die oberste Linie, die das Bin Nummer 62 kennzeichnet, entspricht einem Extremfall, bei dem keine generierten Ereignisse mehr gefunden werden. Dies liegt daran, daß das Bin für die kinematische Variable y einen Wert hat, der kleiner als 0.001 ist, und somit der Winkel des hadronischen Endzustandes so klein ist, daß kein Wechselwirkungspunkt mehr gefunden werden kann, da alle Teilchen in der Strahlröhre verschwinden. Im Bin 62 für die rekonstruierten Ereignisse, dies würde einer vertikalen Linie entsprechen, werden durch die Migration auf Grund der Energieauflösung Ereignisse rekonstruiert. Solche Bins müßten für die Bestimmung der inversen Matrix vorher alle aus dem Vektor herausgestrichen werden.

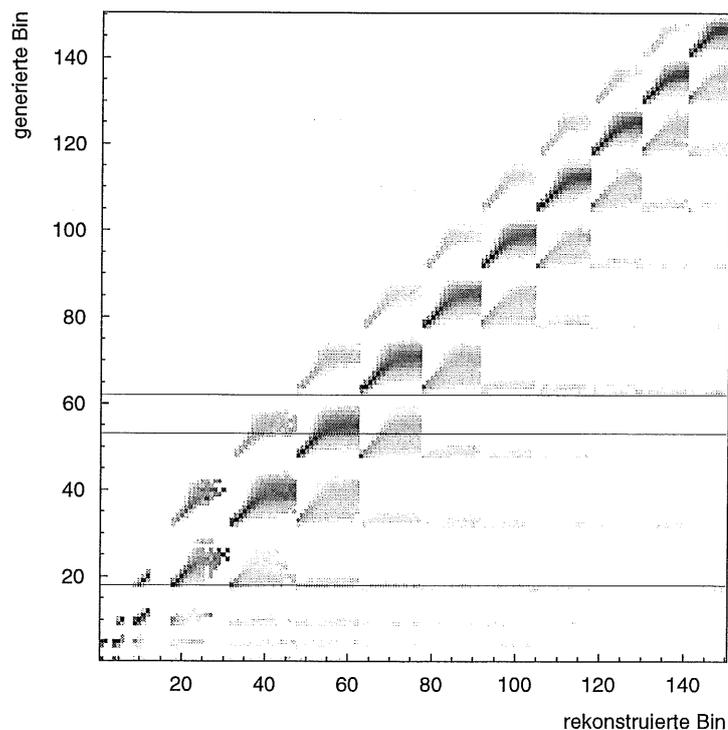


Abbildung 5-22 Darstellung der Migrationen für die einzelnen Bins

Die Graustufe ist ein Maß für die Anzahl der Ereignisse, die zu einem Paar aus generierten und rekonstruierten Bins gehören. Für einen perfekten Detektor und ohne Effekte der Strahlungskorrekturen ergäbe sich eine 45° Diagonale durch den Nullpunkt. Die Struktur entsteht durch die Numerierung der Bins in x_{bj} -Linien. Für drei Fälle sind zur Orientierung dünne Linien eingezeichnet, die im Text beschrieben werden.

Es gibt aber auch eine weitere Möglichkeit, die Migrationen zu entfalten, bei der es sehr einfach ist, die inverse Matrix zu berechnen. Für die Entfaltung wird eine Diagonalmatrix D_{Detektor} verwendet:

$$D_{\text{Detektor}} \cdot \vec{T} = \vec{R}$$

Gleichung 5-13

Diese Diagonalmatrix läßt sich leicht invertieren, da die Inverse ebenfalls eine Diagonalmatrix ist und auf der Diagonalen genau die Kehrwerte der ursprünglichen Matrix stehen. Probleme bereiten nur Bins, bei denen entweder die Anzahl der rekonstruierten oder

der generierten Ereignisse gleich Null sind. Für diese Bins wäre eine Bestimmung der Strukturfunktion physikalisch nicht sinnvoll.

Bei der Methode wird auf die Informationen verzichtet, die Migrationen in benachbarte Bins beschreiben. Die Diagonalmatrix beschreibt nur die Differenz der aus dem Bin herausmigrierten und hereinmigrierten Ereignisse. Da diese Differenz abhängig von der Parametrisierung der Strukturfunktion ist, die für die Berechnung der Diagonalmatrix verwendet wurde, darf entweder die Abweichung der gemessenen Strukturfunktion von der verwendeten Parametrisierung nur klein sein, oder die Methode muß iterativ verwendet werden. Bei der Iteration wird dann jeweils aus der letzten Messung eine neue Parametrisierung bestimmt, die für den nächsten Iterationschritt verwendet wird.

Die Methode mit der Diagonalmatrix wird auch für die Messung in [H196] verwendet. Der Vorteil der Methode ist die einfache Berechenbarkeit, der Hauptnachteil ist jedoch, daß auf die Informationen der Migrationen einfach verzichtet wird.

Eine Methode, die dieses Problem umgeht, ist das Bestimmen der inversen Matrix I_{Detektor} direkt mit der Simulation. Die Gleichung für die Entfaltung sieht dann wie folgt aus:

$$\vec{T} = I_{\text{Detektor}} \cdot \vec{R} \quad \text{Gleichung 5-14}$$

Die Berechnung der einzelnen Elemente der direkt bestimmten Matrix I_{Detektor} erfolgt analog zur Bestimmung der Matrix M_{Detektor} aus Gleichung 5-11 und wird wie folgt definiert:

$$I_{\text{Detektor}} = \begin{pmatrix} \frac{m_{11}}{N_1} & \frac{m_{21}}{N_2} & \dots & \frac{m_{n1}}{N_n} \\ \frac{m_{12}}{N_1} & \frac{m_{22}}{N_2} & \dots & \frac{m_{n2}}{N_n} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \frac{m_{1n}}{N_1} & \frac{m_{2n}}{N_2} & \dots & \frac{m_{nn}}{N_n} \end{pmatrix} \quad \text{Gleichung 5-15}$$

Dabei sind die Anzahl der Ereignisse m_{ij} an der Diagonalen gespiegelt, und für die Normierung werden anstatt der generierten Anzahl für die einzelnen Bins die rekonstruierte Anzahl verwendet.

Die Unterschiede der drei hier gezeigten Methoden der Entfaltung sollen anhand eines Beispiels erklärt werden, das in Abbildung 5-23 gezeigt wird. In der Abbildung wird auf der linken Seite die Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit einer physikalischen Meßgröße beschreiben, die hier in drei Bins quantisiert ist. Die Ereignisse, die in das zweite Bin fallen, sind grau gekennzeichnet. Die rechte Abbildung soll einer Messung dieser physikalischen Größe entsprechen. Die Ereignisse, die dabei ursprünglich in das zweite Bin gehörten, sind über alle Bins verteilt und auch die absolute Anzahl der Ereignisse in den jeweiligen Bins hat sich geändert.

Beim Invertieren der Matrix M_{Detektor} treten bei den nichtdiagonalen Elementen aber dann negative Werte auf. Anschaulich gesehen werden für die Bestimmung der generierten Ereignisse in einem Bin von den Ereignissen, die im richtigen Bin rekonstruiert werden, die

Ereignisse, die in den anderen Bins generiert werden, abgezogen. Das bedeutet, daß für die Entfaltung nur die Meßwerte im zweiten Bin verwendet werden, die grau gekennzeichnet sind. Die weiße Fläche wird mit der Information über die Anzahl der Ereignisse in den benachbarten Bins abgezogen. Durch statistische Effekte sowohl bei den rekonstruierten Ereignissen, als auch bei der Bestimmung der einzelnen Elemente der Matrix können die negativen Nichtdiagonalelemente zu unphysikalischen negativen Werten für die wahren Werte führen. Eine gute Darstellung dieser Effekte ist in [Blo85] zu finden.

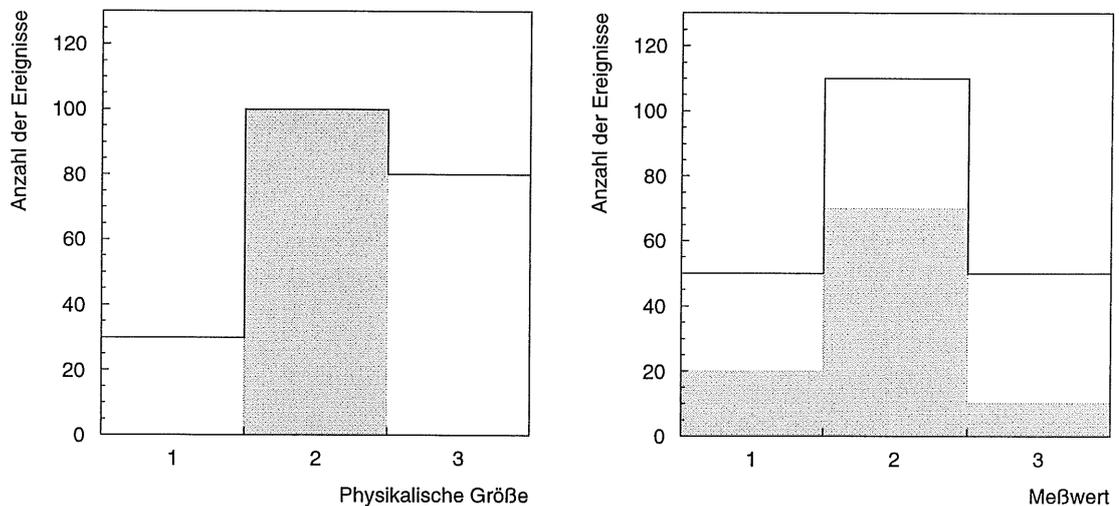


Abbildung 5-23 Beispiel für eine Messung

Links ist die Häufigkeit der Ereignisse in Abhängigkeit von einer beliebigen physikalischen Größe dargestellt, die in 3 Bins quantisiert wird. Die Ereignisse, die zum zweiten Bin gehören, sind grau gekennzeichnet. Rechts ist die gleiche Verteilung gezeigt, jedoch nach einer Messung, die statistischen Meßfehlern unterliegt. Die Ereignisse, die zum mittleren Wert gehören, können teilweise auch in den anderen Bins beobachtet werden.

Im Falle einer Entfaltung mit einer Diagonalmatrix D_{Detektor} würde ein Korrekturfaktor aus dem Verhältnis der rekonstruierten und der generierten Ereignisse für die jeweiligen Bins berechnet. Somit trägt nur die Differenz in der Anzahl der zusätzlich hereingewanderten und der herausgewanderten Ereignissen mit bei. Da diese Differenz im allgemeinen abhängig von der wahren Verteilung ist, führt diese Methode zu einem systematischen Fehler.

Bei direkter Bestimmung der Matrix I_{Detektor} werden die wahren Ereignisse des zweiten Bins berechnet, indem die Anteile, die in den drei Bins auftreten, summiert werden. Da alle Elemente der Matrix positiv sind, entfällt das Problem mit den negativen Werten und die Matrix kann zudem bestimmt werden, auch wenn die Diagonalelemente deutlich kleiner als 0.5 sind. Die statistischen Fehler dieser Methode sind zudem kleiner als bei der Methode mit der Diagonalmatrix, weil für die Berechnung der Anzahl noch die Anteile aus den benachbarten Bins verwendet werden.

Der Nachteil dieser Methode ist, daß die beobachtete Verteilung ausgeschmiert wird, weil durch eine erhöhte Anzahl von Ereignissen in einem Bin auch die benachbarten Bins durch die Migrationen der Messung betroffen werden. Zudem ist auch diese Methode der Entfaltung abhängig von der verwendeten Parametrisierung, die zur Bestimmung der Matrix verwendet wurde.

6 Die Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2

In diesem Kapitel werden die Resultate der Bestimmung der Strukturfunktion F_2 vorgestellt, die mit der parametrisierten Simulation des Detektors ermittelt wurden. Für die Entfaltung der Migrationen, die durch die Auflösung des Detektors und die Abstrahlung von Photonen entstehen, werden die drei verschiedenen Methoden verwendet, die im vorangegangenen Kapitel besprochen wurden und es werden die Ergebnisse verglichen.

Anschließend werden die Resultate sowohl mit den Messungen von H1, die auf der Simulation der Teilchenschauer basieren, als auch mit Messungen anderer Experimente und theoretischen Verteilungen für die Strukturfunktion $F_2(x_{bj}, Q^2)$ verglichen.

6.1 Die gemessenen Werte

Für die Bestimmung der Strukturfunktion F_2 muß zuerst die Anzahl der Ereignisse in den einzelnen x_{bj} - Q^2 -Intervallen bestimmt werden. Dies erfolgt durch das Abzählen der Ereignisse, die in der Abbildung 4-8 zu sehen sind, und die statistischen Subtraktion der Untergrundereignisse. Die Anzahl der Ereignisse für die einzelnen Bins wird in Abbildung 6-1 gezeigt.

Aus diesen Ereignissen läßt sich dann der auf Detektoreffekte unkorrigierte Wirkungsquerschnitt $\Delta^2 \sigma^{eP \rightarrow eX} / \Delta x_{bj} \cdot \Delta Q^2 \Big|_{\text{Ereignisse}}$ berechnen:

$$\frac{\Delta^2 \sigma^{eP \rightarrow eX}}{\Delta x_{bj} \cdot \Delta Q^2} \Big|_{\text{Ereignisse}} = \frac{\text{Ereignisse im } \Delta x_{bj} \Delta Q^2 \text{- Bereich}}{\int \text{Luminosität } dt} \quad \text{Gleichung 6-1}$$

Dieser Wirkungsquerschnitt enthält im Gegensatz zu Gleichung 4-1 keine Korrekturen für die Akzeptanz und die Effizienz des Detektors. Diese werden gleichzeitig mit der Entfaltung der Migrationen auf der Basis der parametrisierten Simulation korrigiert. Dabei werden von der Simulation sowohl Migrationen durch Auflösungseffekte, als auch durch Abstrahlung von Photonen beschrieben. Aus der Entfaltung resultieren für die einzelnen Intervalle in x_{bj} und Q^2 die Wirkungsquerschnitte $\Delta^2 \sigma^{eP \rightarrow eX} / \Delta x_{bj} \cdot \Delta Q^2 \Big|_{\text{Messung}}$:

$$\frac{\Delta^2 \sigma^{eP \rightarrow eX}}{\Delta x_{bj} \cdot \Delta Q^2} \Big|_{\text{Ereignisse}} \Rightarrow \text{Entfaltung} \Rightarrow \frac{\Delta^2 \sigma^{eP \rightarrow eX}}{\Delta x_{bj} \cdot \Delta Q^2} \Big|_{\text{Messung}} \quad \text{Gleichung 6-2}$$

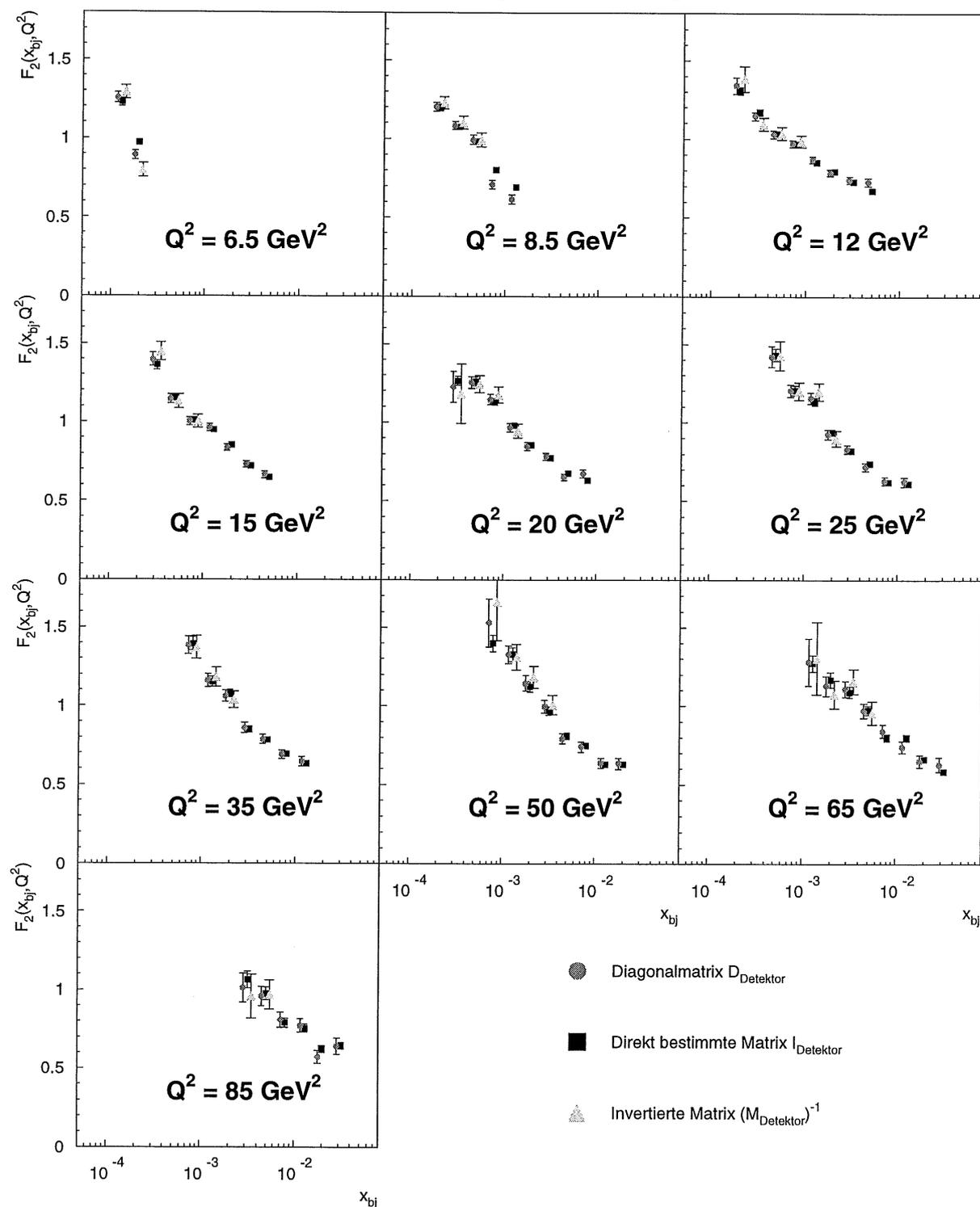


Abbildung 6-2 Mit der parametrisierten Simulation berechnete F_2 -Werte

Es werden die Ergebnisse dargestellt, die mit den drei verschiedenen Methoden der Entfaltung bestimmt wurden.

Um die Meßpunkte und insbesondere die statistischen Fehler graphisch zu trennen, werden die Werte der Diagonalmatrix etwas nach links und die Werte der invertierten Matrix etwas nach rechts verschoben.

Die Fehler bei der Berechnung mit der direkt bestimmten Matrix I_{Detektor} sind am geringsten, weil sich die einzelnen Fehler aus der Summe der Bins ergeben, die durch Migrationen zum

Wirkungsquerschnitt beitragen. Besonders sind davon die Fehler bei den jeweils kleinsten x_{bj} -Werten betroffen, wenn diese Bins durch den Energieschnitt nur eine geringe Akzeptanz haben und so auch nur wenig Ereignisse gefunden werden. Mit der direkt bestimmten Matrix wird der statistische Fehler der rekonstruierten Ereignisse aus den benachbarten Bins, die bei der Berechnung mit eingehen, verkleinert. Besonders bei großen x_{bj} Werten liefert diese Methode einen kleineren statistischen Fehler als die Bestimmung mit der Diagonalmatrix, weil für diese x_{bj} -Bereiche durch die große Anzahl der Migrationen immer die Ereignisse mehrerer Bins zu der Berechnung beitragen.

Die statistischen Fehler sind bei der Methode mit der invertierten Matrix am größten, da hier für die Bestimmung eine Differenz für die ermittelte Anzahl der Ereignisse, die sich ursprünglich in dem Bin befinden sollen, verwendet wird.

Entsprechend den statistischen Fehlern zeigen die Werte, die mit der direkt bestimmten Matrix bestimmt wurden, die geringsten Fluktuationen. Dies kann insbesondere bei den Meßpunkten im Intervall bei 8.5 GeV^2 beobachtet werden. Während die beiden Meßwerte bei den größten x_{bj} -Werten, die mit der direkt bestimmten Matrix bestimmt wurden, fast auf einer Geraden mit den anderen Meßpunkten liegen, fallen die entsprechenden Meßpunkte der Diagonalmatrix deutlich ab. Dieser Effekt ist sicherlich in der Vertexeffizienz begründet. Bei großen x_{bj} und kleinen Q^2 hängt die Wahrscheinlichkeit, einen Vertex zu finden, stark von der Effizienz der Spurfindung bei kleinen Winkeln ab. Dies wird durch die starke Vereinfachung, die bei der parametrisierte Simulation verwendet wird, in diesem Bereich nicht mehr hinreichend gut wiedergegeben. Da für die Berechnung mit der direkt bestimmten Matrix auch die Ereignisse herangezogen werden, die in kinematisch besser bestimmbar Bins gelangen, fallen die Punkte bei dieser Berechnung nicht so stark ab. Dies zeigt auch, daß mit dieser Methode ein starker Abfall an einer Stelle oder an hochgradig nicht stetige Stellen von der Strukturfunktion nicht beobachtbar ist.

Die richtige Methode, um auch solche Effekte zu erfassen, ist die Entfaltung mit der invertierten Matrix. Mit dieser Methode lassen sich jedoch diese beiden oben besprochenen Meßpunkte nicht untersuchen, da die Nicht-Migrationszahl für diese Bins unterhalb der für diese Methode wichtigen 50 % Schwelle liegt. Das wichtigste Ergebnis, das aus den F_2 -Werten dieser Methode resultiert, ist aber die Verträglichkeit mit den Meßwerten der beiden anderen Methoden. Dies bestätigt nachträglich die Annahme, daß die Strukturfunktion der generierten Ereignisse, die für die Simulation verwendet wurden, nicht so weit von der Wirklichkeit abweichen, daß die Simulation der Anzahl der Migrationen in den einzelnen Bins aufgrund einer falschen Parametrisierung zu signifikant falschen Anzahlen führen würde.

Die Methode der invertierten Matrix neigt jedoch zu Oszillationen um den richtigen Wert. Dies wird im Intervall von Q^2 bei 65 GeV^2 am deutlichsten. Dort werden für den Meßwert mit dem drittkleinsten x_{bj} eine etwas zu große Anzahl von Ereignissen gefunden, während die Anzahlen für die benachbarten Meßwerte eher etwas zu gering sind. Diese Aussage kann am besten bei der Betrachtung der Werte nachvollzogen werden, die mit der Diagonalmatrix

bestimmt wurden. Für die Messung mit der invertierten Matrix wird dann der Meßwert genau an dieser Position zu hoch bestimmt und die Werte für die benachbarten Meßwerte zu niedrig, da die Anzahl der Ereignisse bei diesen abgezogen wird. Die Methode der direkt bestimmten Matrix mittelt über solche Effekte.

6.2 Vergleich mit anderen Messungen

Um die angestellten Messungen mit anderen Experimenten zu vergleichen, werden die systematischen Fehler mit dargestellt. Damit die Darstellung nicht unübersichtlich wird, sollen in Abbildung 6-3 nur die Werte gezeigt werden, die mit der direkt bestimmten Matrix berechnet wurden.

Für diese Abbildung soll der gesamte Q^2 -Bereich gezeigt werden, der beim Detektor H1 mit dem BEAC untersucht werden kann. Bei den Messungen von H1 sind auch die Messungen enthalten, die auf Ereignisse mit einem verschobenen Vertex beruhen. Dafür gibt es zwei verschiedene Analysen, die auf unterschiedliche Ereignissen beruhen. Zum einen werden die Ereignisse mit den „frühen“ Protonen, die zu einer Vertex-Position bei ungefähr 70 cm führen (siehe Abbildung 4-7), verwendet und zum anderen spezielle Runs, bei denen die nominale Vertex-Position um 67 cm verschoben wurde. Mit diesen Ereignissen können Streuwinkel bis zu einem maximalen Wert von 176.5° untersucht werden. Es resultiert daraus, daß die kleinsten Werte für Q^2 bei 1.5 GeV^2 liegen.

Die zum Vergleich gezeigten Ergebnisse vom ZEUS-Detektor, beruhen für Q^2 bis 15 GeV^2 auf Messungen des Jahres 1994 [ZEUS95], und bei größeren Q^2 auf Werten, die auf Daten des Jahres 1993 beruhen [ZEUS94].

Für die Bereiche großer x_{bj} und kleiner Q^2 gibt es weitere Messungen von älteren Experimenten wie SLAC [Whi90], NMC [NMC95] und E665 [E66595].

Sowohl die Meßwerte von ZEUS als auch die der anderen Experimente werden in der Abbildung 6-3 gezeigt, wenn sie mit den angegebenen Q^2 -Wert im Bereich von 10 % verträglich sind. Dies ist notwendig, da bei den anderen Experimenten die Strukturfunktion in anderen Intervallen bestimmt wurden. Zusätzlich ist in der Abbildung die Parametrisierung GRV94 mit aufgeführt.

Die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Meßwerte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den anderen Messungen. Hervorzuheben ist besonders die Übereinstimmung im Bereich kleiner y , da dies hauptsächlich ein Resultat des guten Verständnisses des Kalorimeters, insbesondere der Kalibration ist.

Die größeren systematischen Fehler dieser Analyse entstehen besonders für große x_{bj} , weil hier nur die Elektron-Methode zur Bestimmung der kinematischen Variablen verwendet wird. Gerade in diesem Bereich besitzen Methoden, die auf der Bestimmung des hadronischen Endzustandes basieren, geringere systematische Abhängigkeiten.

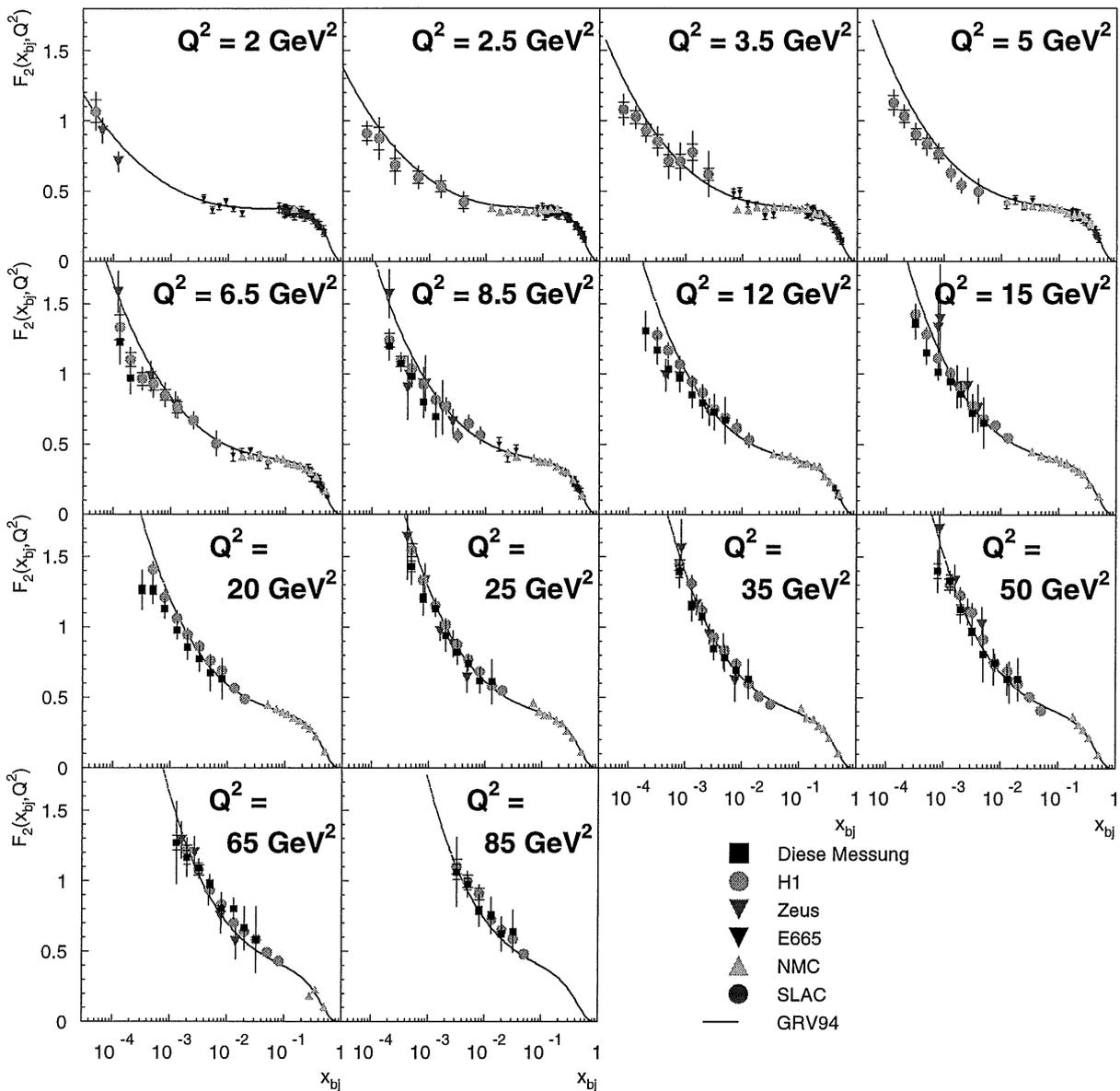


Abbildung 6-3 Vergleich der F_2 -Werte dieser Analyse mit anderen Experimenten

Für diese Messung werden die Ergebnisse mit systematischen Fehler gezeigt, die mit der direkt bestimmten Matrix berechnet wurden.

Die Werte der Experimente E665, NMC und SLAC liegen im Vergleich zu den HERA-Messungen bei größeren x_{bj} -Werten und werden mit kleineren Symbolen dargestellt.

6.3 Vergleich mit den Parametrisierungen der Strukturfunktion

Die F_2 -Werte werden im weiteren mit den parametrisierten Strukturfunktion verglichen. Dafür werden in der Abbildung 6-4 zum einen die Ergebnisse dieser Arbeit mit der invertierten und der direkt bestimmten Matrix und zum anderen auch die Messungen von H1 aus [H196] dargestellt. Im Vergleich hierzu werden drei Parametrisierungen gezeigt. Zwei davon stammen von Martin, Roberts und Sterling. In der Parametrisierung MRS DH sind die HERA-Daten des Jahres 1992 mit enthalten. MRS G ist eine neuere Anpassung, die zusätzlich

noch die HERA-Daten des Jahres 1993 enthält. Die dritte dargestellte Verteilung ist die Parametrisierung von Glück, Reya und Vogt GRV94, die auch zur Bestimmung der Meßdaten verwendet wurde und ebenfalls an die HERA-Daten der 1993er Runperiode angepaßt wurde.

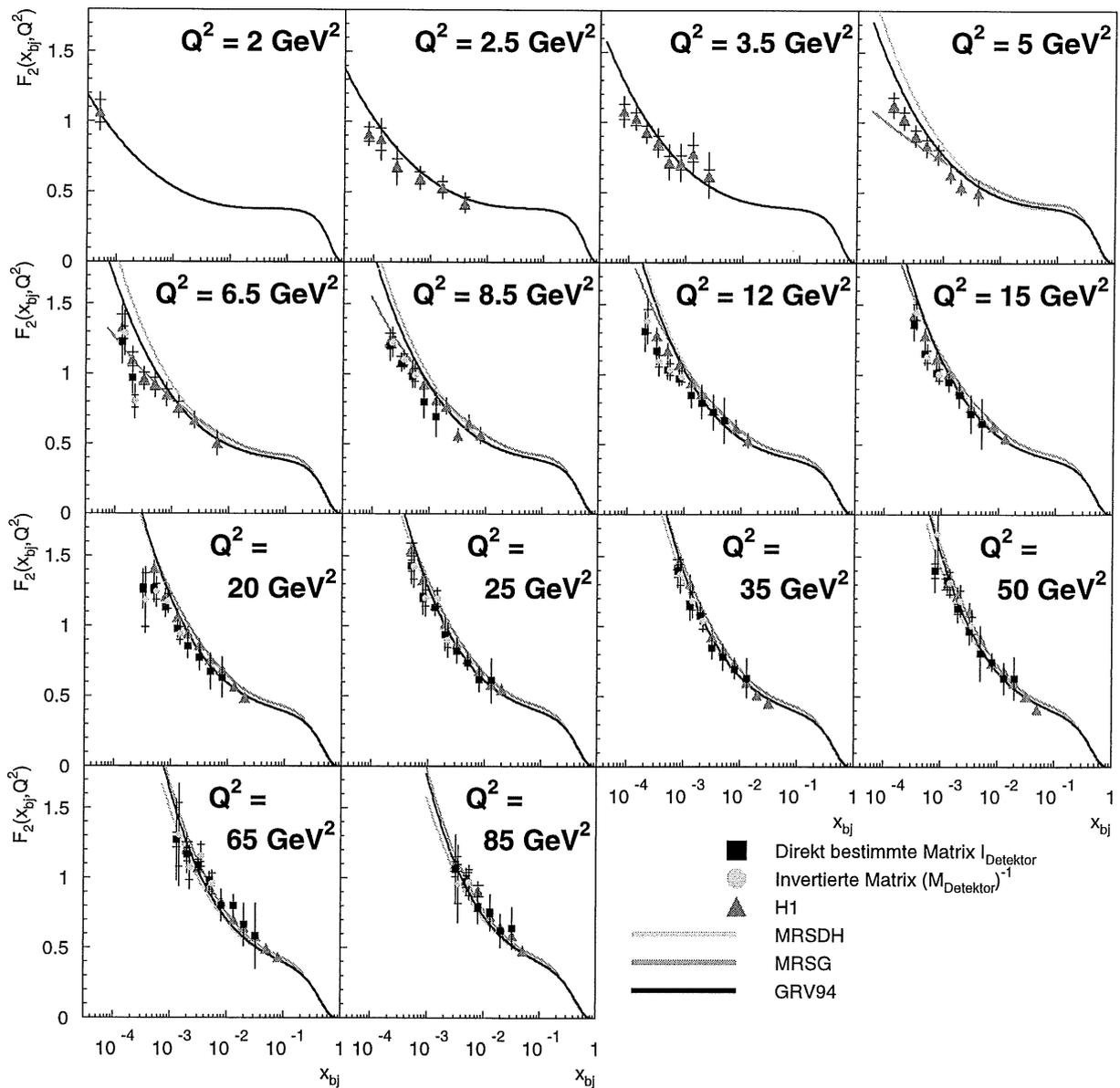


Abbildung 6-4 Vergleich der Messung mit verschiedenen Parametrisierungen

Die Parametrisierungen von MRS können erst ab $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ gezeigt werden, da sie erst für Werte oberhalb von 4 GeV^2 definiert sind.

Für die Werte von x_{bj} oberhalb von 10^{-3} zeigen die Parametrisierungen, die Informationen der 1993er Messungen enthalten, eine sehr gute Übereinstimmung auch mit diesen Messungen. Der Anstieg für die kleineren x_{bj} -Werte fällt in der Messung jedoch flacher aus als in den Parametrisierungen. Für die Anpassungen MRSG, die den Verlauf etwas besser beschreibt, stellt dieses kein großes Problem dar, da nur für die Parametrisierungen neue Koeffizienten bestimmt werden müssen. Bei der Parametrisierung von GRV stellt sich aber die Frage, ob

weiterhin noch die Annahme der valenzquarkartigen Verteilung der Gluonen bei der μ^2 -Skala, die das minimale Q^2 festsetzt, gehalten werden kann.

In der Abbildung 6-5 werden die mit den Daten der Runperiode 1994 bestimmten Protonstrukturfunktion für den Q^2 -Bereich von 2 GeV^2 bis 5000 GeV^2 dargestellt. Für die großen Q^2 -Werte zeigen alle Parametrisierungen eine gute Beschreibung der Meßdaten.

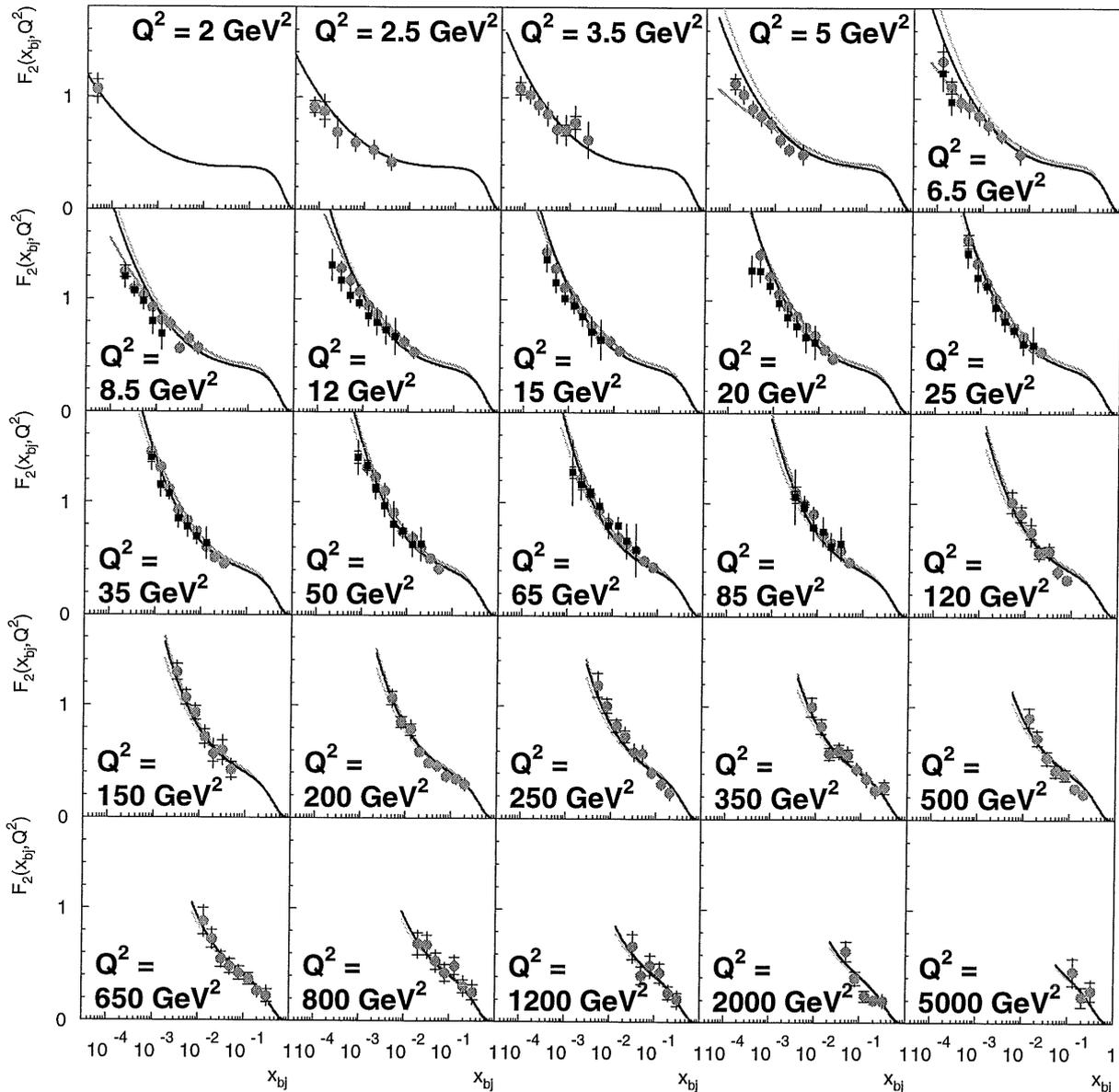


Abbildung 6-5 Strukturfunktion für alle Q^2 , die bei H1 gemessen wurden

Dargestellt werden zum einen die Ergebnisse mit der direkt bestimmten Matrix als schwarze Meßpunkte und zum anderen die H1-Messung als graue Punkte. Zum Vergleich mit der theoretischen Beschreibung werden die gleichen Parametrisierungen gezeigt wie in Abbildung 6-4.

An dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, daß der steile Anstieg der Strukturfunktion für kleine x_{bj} bei wachsenden Q^2 immer später einsetzt. Während bei den kleinen Q^2 der Anteil

der Valenzquarks am F_2 -Wert bei großen x_{bj} noch deutlich zu erkennen ist, geht bei den größten Q^2 der Anstieg von See- und Valenzquarks ineinander über.

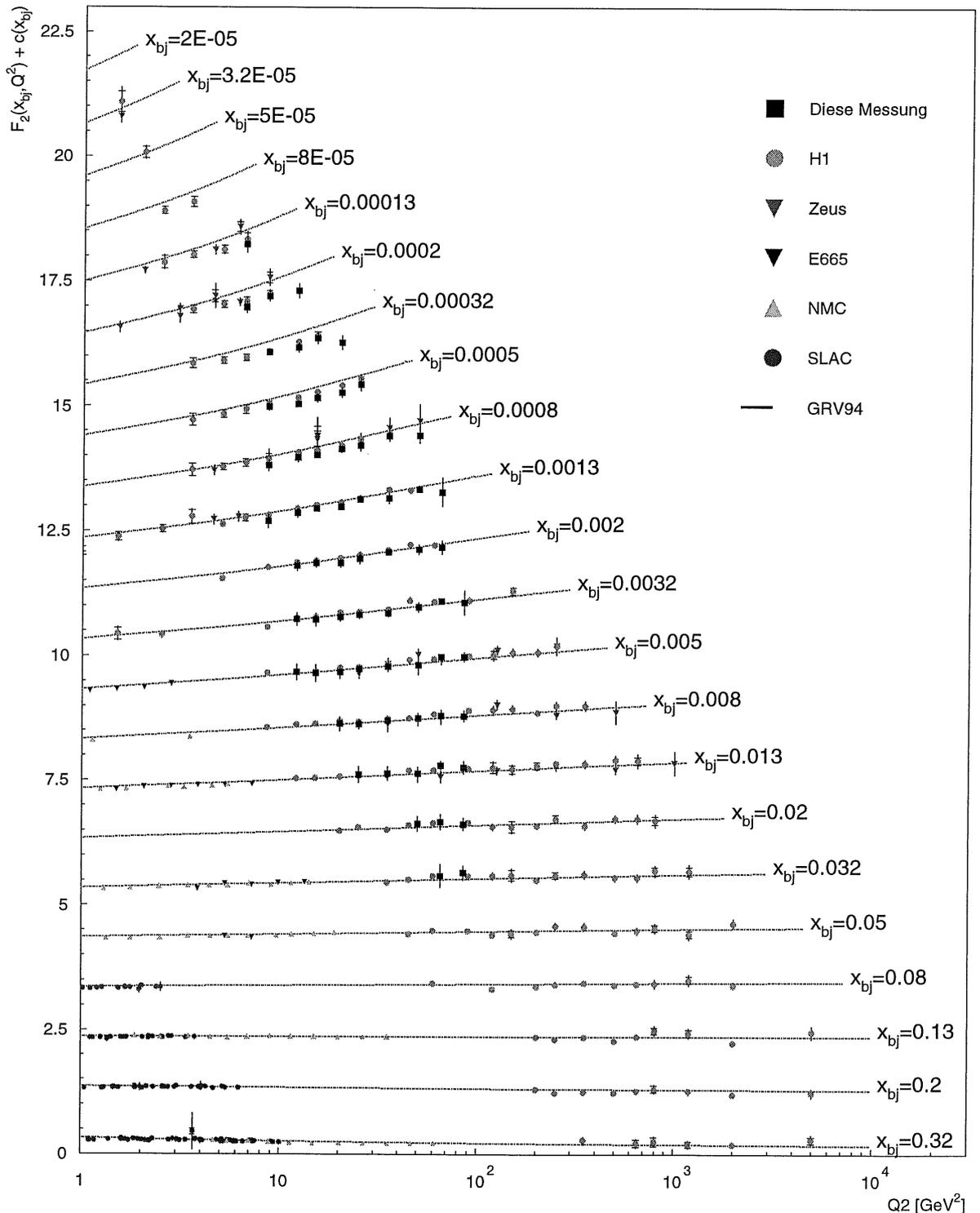


Abbildung 6-6 Abhängigkeit der Strukturfunktion von der Skala Q^2

Die Konstante $c(x_{bj})$ ist für das unterste gezeigte x_{bj} -Intervall null, ihr Wert steigt für jedes dargestellte Intervall um eins an. Die Werte der Experimente E665, NMC und SLAC liegen im Vergleich zu den HERA-Messungen bei größeren Q^2 -Werten und werden mit kleineren Symbolen dargestellt.

Will man jedoch die Abhängigkeit der Strukturfunktion von der Skala Q^2 untersuchen, sollte sie in der in Abbildung 6-6 dargestellten Art gezeigt werden. Dabei kann für die einzelnen x_{bj} -Intervalle die Abhängigkeit von der Skala direkt abgelesen werden.

Um die Strukturfunktion für die einzelnen x_{bj} -Intervalle optisch zu trennen, wird in der Darstellung zum F_2 -Wert jeweils der Wert $c(x_{bj})$ addiert, der hier für das größte gezeigte x_{bj} -Intervall den Wert null hat und mit jedem Intervall um den Betrag von eins erhöht wird.

Aus dieser Abbildung ist deutlich zu erkennen, daß für die kleinen x_{bj} -Intervalle unterhalb von 10^{-3} die Meßergebnisse teilweise deutlich unter der Parametrisierung liegen.

6.4 Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_{bj}, Q^2)$ im kinematischen Bereich von $10^{-4} \leq x_{bj} \leq 0.03$ und $5 \leq Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$. Die notwendigen Messungen für die Analyse beruhen auf Daten der Runperiode 1994, die mit dem Detektor H1 am Speicherring HERA aufgenommen wurden.

Ein wichtiges Ergebnis der Analyse ist die Übereinstimmung mit den H1-Messungen. Da in der parametrisierten Simulation alle Parameter „von Hand“ festgelegt werden müssen, zeigt diese Arbeit daher genau auf, welche Meßgrößen und Effizienzen für die Bestimmung der Protonstrukturfunktionen wichtig sind.

Da für die Analyse nur die „goldenen Bereiche“ verwendet wurden, bei denen die Korrekturen auf Energieverluste in den Cracks klein ist, und sowohl die Beschreibung der Energieauflösung in der Simulation sehr genau ist, als auch mit einem Fehler von nur 1 % eine sehr gute Bestimmung der absoluten Energieskala erzielt werden konnte, ist die Bestimmung der Strukturfunktion auch in Bereichen großer x_{bj} möglich. Für die hier berechneten F_2 -Werte bei dem jeweils größten x_{bj} für die einzelnen Q^2 -Intervalle, konnten die Werte bisher nur bestimmt werden, indem für die Bestimmung der kinematischen Variablen Methoden verwendet wurden, die den hadronischen Endzustand mitbenutzen.

Als das größte Problem bei der parametrisierten Simulation hat sich die Bestimmung der Vertexeffizienz herausgestellt. Mit den neuen Detektoren SPACAL und BDC, die ab der Runperiode 1995 eingebaut sind, sollten sich die Bedingungen der Analyse deutlich verbessern, wenn durch die genauere Ortsrekonstruktion dieser Detektoren die Vertex-Position allein aus diesen bestimmbar ist, und nicht mehr der hadronische Endzustand dafür benötigt wird. Damit wäre dann auch erstmals eine reine Elektron-Methode verfügbar, mit der auch bei größeren Werten von x_{bj} die Strukturfunktion bestimmbar wären, bei denen der hadronische Endzustand sonst im Strahlrohr verschwindet.

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Analyse ist die Untersuchung der systematischen Fehler. Dabei liefert gerade die parametrisierte Simulation die Möglichkeit, Aspekte zu untersuchen, die nicht in dieser Form mit einer Simulation bestimmbar sind, die auf einer Schauersimulation beruht. Dazu gehören insbesondere die Untersuchung der Fehler die aus

der Nichtlinearität und der Energieauflösung des Kalorimeters resultieren. Hier konnte gezeigt werden, daß diese Fehler, die in dieser Arbeit erstmals untersucht wurden im Vergleich zu dem Fehler, der sich aus der Unsicherheit der Energieskala ergibt, klein sind.

Während bei der Bestimmung der Strukturfunktion mit HERA bei großen Q^2 auch der Anteil der Valenzquarks untersucht wird, ist bei der Strukturfunktion für kleine Q^2 unterhalb von 100 GeV^2 hauptsächlich ein Anstieg der Funktion für kleine x_{bj} zu beobachten, was mit einer wachsenden Anzahl von Seequarks interpretiert wird.

Eine der interessantesten Fragen ist, bis zu welchen minimalen Q^2 die Parametrisierungen für die Strukturfunktion noch eine Gültigkeit haben. Oberhalb dieser Schwelle wird der Wirkungsquerschnitt von harten Streuprozessen bestimmt, die sich gut im Parton-Modell beschreiben lassen. Unterhalb dieser Skala kann ab einem gewissen Q^2 angenommen werden, daß quasi-reelle Photonen ausgetauscht werden und die hadronische Struktur des Photons dominant zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Von Martin, Roberts und Stirling [MRS94] wird angenommen, daß die Skala Q^2 oberhalb von 4 GeV^2 gültig ist. Bei Glück, Reya und Vogt [GRV95] wird für die Parametrisierungen die untere Grenze von 0.34 GeV verwendet. Experimentell wäre zu zeigen, ob diese Annahme gerechtfertigt ist. Mit dem SPACAL lassen sich auch gestreute Elektronen vom nominalen Wechselwirkungspunkt untersuchen bis zu einem Q^2 von 1 GeV^2 . Mit den Ereignissen mit einer verschobener Vertex-Position können somit Werte von 0.3 GeV^2 sicherlich erreicht werden.

Einen weiteren Schritt zu noch kleineren Q^2 -Werten erlaubt das „Very Low Q^2 “-Spektrometer VLQ [H195b]. Mit diesem Kalorimeter, das ab der Runperiode 1997 im Detektor H1 eingebaut wird, kann der Q^2 -Bereich von 0.01 bis 0.7 GeV^2 untersucht werden. Somit können für x_{bj} Werte beobachtet werden, die kleiner als 10^{-6} sind.

Zusätzlich zur inklusiven Messung sollte es auch möglich sein, statt der inklusiven F_2 -Messung auch den Seequarkanteil der c -Quarks zu bestimmen. Im Gegensatz zu den anderen noch leichteren Quarks sind diese Quarks in der Lage, auch in Myonen zu zerfallen. Im Verzweungsverhältnis bei Zerfällen von c -Quarks wird ein Anteil von ungefähr 10% beobachtet. Der Anteil von tiefinelastischen Streuungen an c -Quarks wächst nach den theoretischen Vorhersagen für kleine x_{bj} ebenfalls auf gut 10% an, siehe Abbildung 6-7. Dieser relative Wert sollte mit einer Analyse tiefinelastischer Ereignisse mit einem hochenergetischen Myon im hadronischen Endzustand bestimmbar sein. Der Anteil der s -Quarks am F_2 -Wert ist geringer als der c -Quarks-Anteil, weil die Ladung der Quarks quadratisch beiträgt.

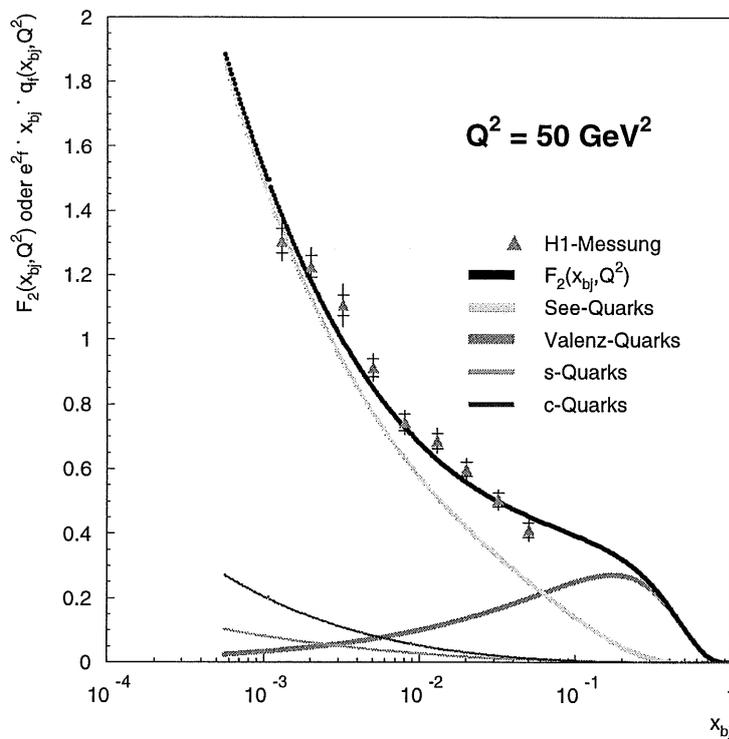


Abbildung 6-7 Die Strukturfunktion F_2 und Anteile in Abhängigkeit von x_{bj}

Die Darstellung der Strukturfunktion F_2 und der einzelnen Quarkanteile basiert auf der Parametrisierung GRV94. Dabei werden zum einen die Anteile für Valenz- und Seequarks angegeben und zusätzlich die Anteile für die s - und die c -Quarks.

Das linke Ende wird durch die Schwerpunktsenergie von HERA festgelegt.

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen x_{bj} und Q^2 . Für die Analyse wurden Daten verwendet, die in der Runperiode 1994 mit dem Detektor H1 am Speicherring HERA gemessen wurden.

Da die Softwarebetreuung und die Kalibration des Rückwärts-Kalorimeters BEMC ein Teil dieser Arbeit ist, lag es nahe, die Strukturfunktion in dem kinematischen Bereich zu untersuchen, in dem das gestreute Elektron mit diesem Kalorimeter gemessen wird. So konnte die F_2 -Messung direkt von den Verbesserungen des Kalorimeters profitieren.

Der systematische Fehler der Kalibration konnte von 1.7 % in der Runperiode 1992 auf 1 % in der Runperiode 1994 verbessert werden. Diese Unsicherheit auf der Energieskala wird von der Korrektur der Energieverluste im nichtsensitiven Bereich vor dem Kalorimeter und durch Verluste in den Cracks dominiert. Durch die bessere individuelle Kalibration der einzelnen Module wurde die Ortsauflösung im gleichen Zeitraum von 1.3 cm auf 0.7 cm reduziert.

Um das Wissen über das Kalorimeter BEMC optimal zu nutzen, wurde eine spezielle parametrisierte Simulation entwickelt, die für die Analyse der Strukturfunktion alle wesentlichen Auflösungen und Effizienzen des Detektors enthält. Die weiteren F_2 -Analysen bei H1 beruhen dagegen auf einer Schauersimulation. In dieser Arbeit konnte detailliert untersucht werden, von welchen Meßgrößen die Strukturfunktion F_2 empfindlich abhängen. Da die einzelnen Effizienzen und Auflösungen nicht exakt bestimmbar sind, ergeben sich durch diese Meßfehler systematische Auswirkungen auf die Bestimmung der Strukturfunktion. Mit der parametrisierten Simulation lassen sich diese Einflüsse gezielt bestimmen. Folgende Teilaspekte wurden hier untersucht:

- Energieskala des Kalorimeters BEMC
- Energieauflösung des Kalorimeters BEMC
- Linearität des Kalorimeters BEMC
- Winkelbestimmung mit der Spurenkammer BPC
- Position des Wechselwirkungspunktes
- Abhängigkeit von der verwendeten Parametrisierung der Strukturfunktion

Bei dieser Aufzählung sind insbesondere die Energieauflösung und die Linearität des Kalorimeters hervorzuheben, die erstmals detailliert untersucht wurden, da sie mit einer Schauersimulation nicht direkt zugänglich sind.

Zusätzlich wurden zwei weitere systematische Fehler abgeschätzt, die durch den statistischen Abzug von Photoproduktionsuntergrundereignissen bzw. Strahl-Restgas- und Strahl-Wand-Ereignissen entstehen.

Die Übereinstimmung der F_2 -Meßwerte dieser Analyse mit den weiteren Meßwerten von H1 zeigt, daß die Simulation alle wesentlichen Parameter enthält und eine sehr gute Alternative zur herkömmlichen Messung darstellt. Durch den kleinen systematischen Fehler der Energieskala und der Selektion der Ereignisse, bei denen Bereiche mit großen Energiekorrekturen ausgeschlossen wurden, ist es auch mit der in der Arbeit ausschließlich verwendeten Elektron-Methode möglich, in kinematischen Bereichen bei kleinen y zu messen, bei denen sonst der hadronische Endzustand für die Bestimmung mit verwendet wird. Gerade bei den Bereichen mit kleinen y stellt sich die Bestimmung des Wechselwirkungspunktes aus dem hadronischen Endzustand als problematisch heraus, da der Winkel, unter dem dieser den Detektor verläßt, so klein ist, daß er zum großen Teil in der Strahlröhre verschwindet. Die neuen Detektoren, die seit der Runperiode 1995 im H1-Detektor eingebaut sind, werden eine reine Elektron-Methode ermöglichen, bei der auch der Wechselwirkungspunkt mit dem gestreuten Elektron bestimmt werden kann. Dies wird die systematischen Fehler weiter reduzieren.

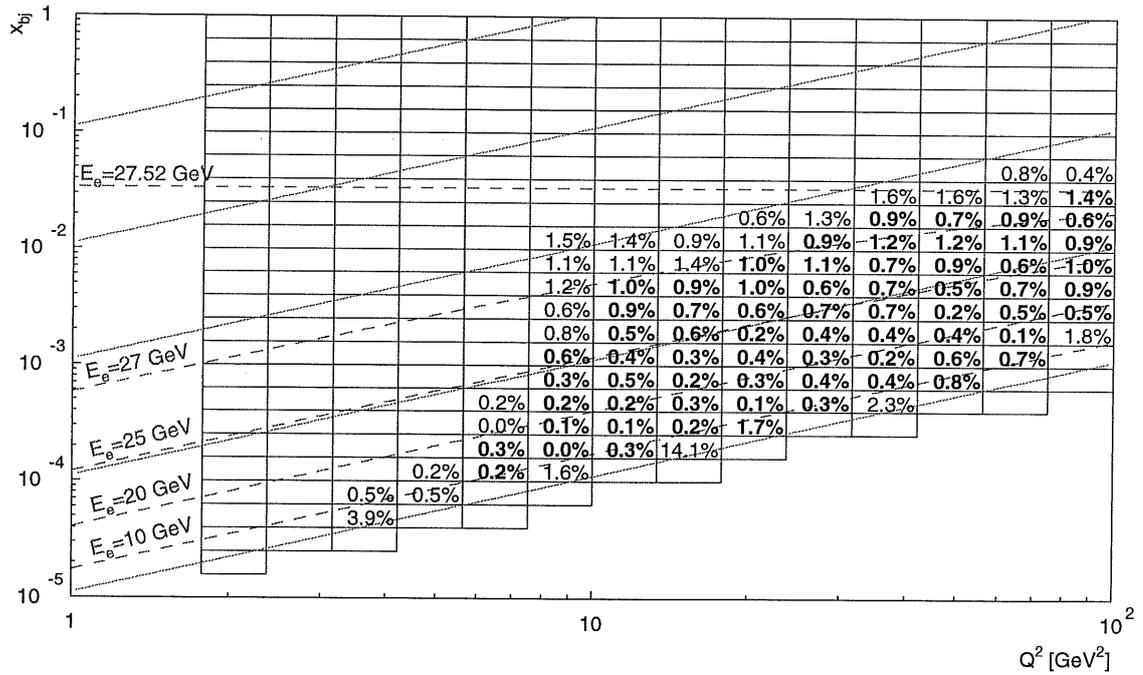


Abbildung A-4 Systematischer Fehler durch eine Nichtlinearität der Energieskala.

Bei der Nichtlinearität wurde ein Wert von 1 % angenommen, da die Kalibration der Daten mit den Compton-QED-Ereignissen ergeben hat, daß die Nichtlinearität besser als 1 % ist.

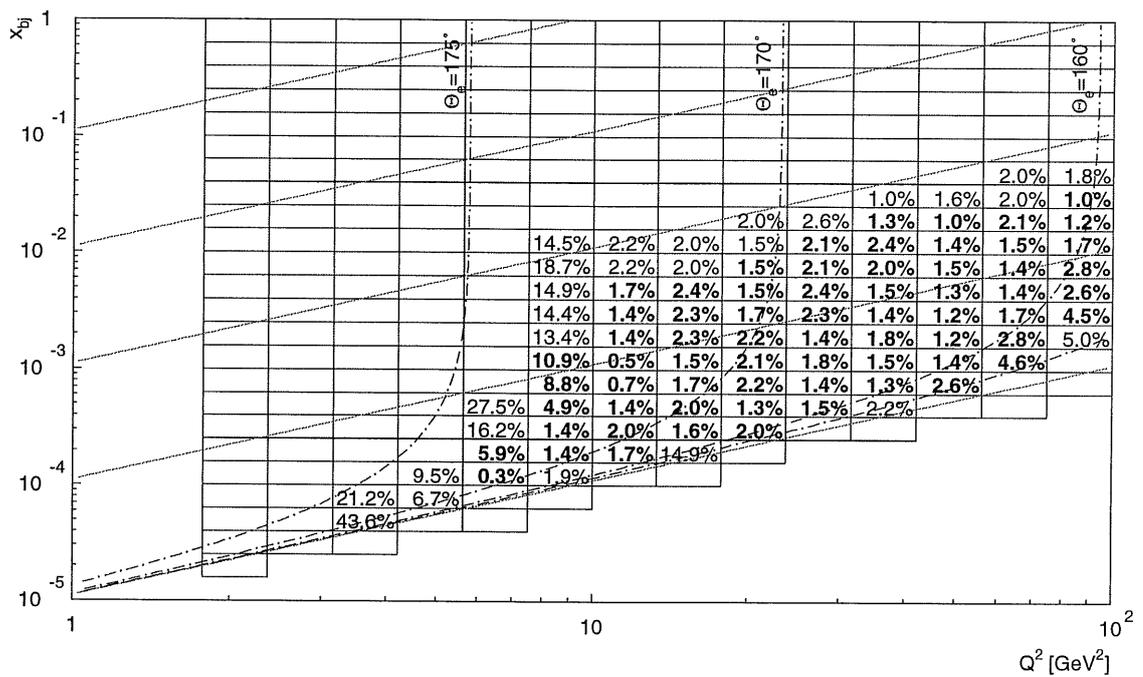


Abbildung A-5 Systematischer Fehler durch eine falsche Winkelmessung mit der BPC.

Eine systematisch falsche Winkelmessung in der Größenordnung von 1 mrad würde zu den hier angegebenen systematischen Fehlern führen.

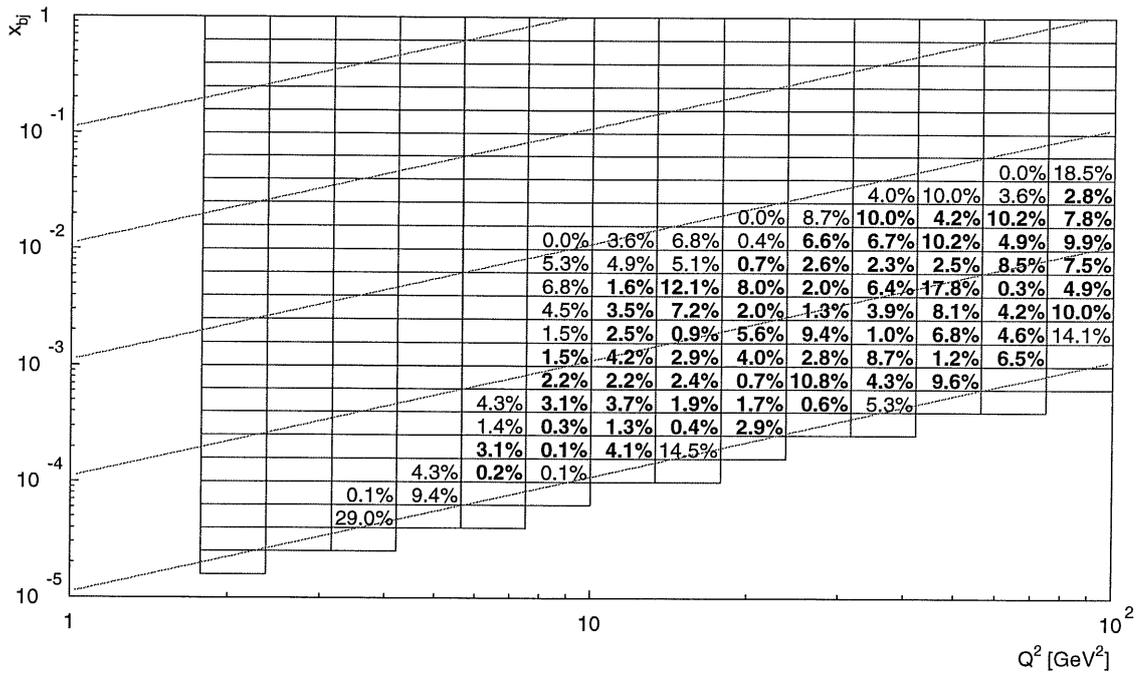


Abbildung A-8 Systematischer Fehler durch verschiedene Parametrisierungen.

Der systematische Fehler, der sich aus der Verwendung verschiedener Parametrisierungen der Protonstrukturfunktionen ergibt, wurde durch die Differenz zweier Strukturfunktionen bestimmt. Verwendet wurden GRV94, die auch für die Analyse verwendet wurde, und MRSA.

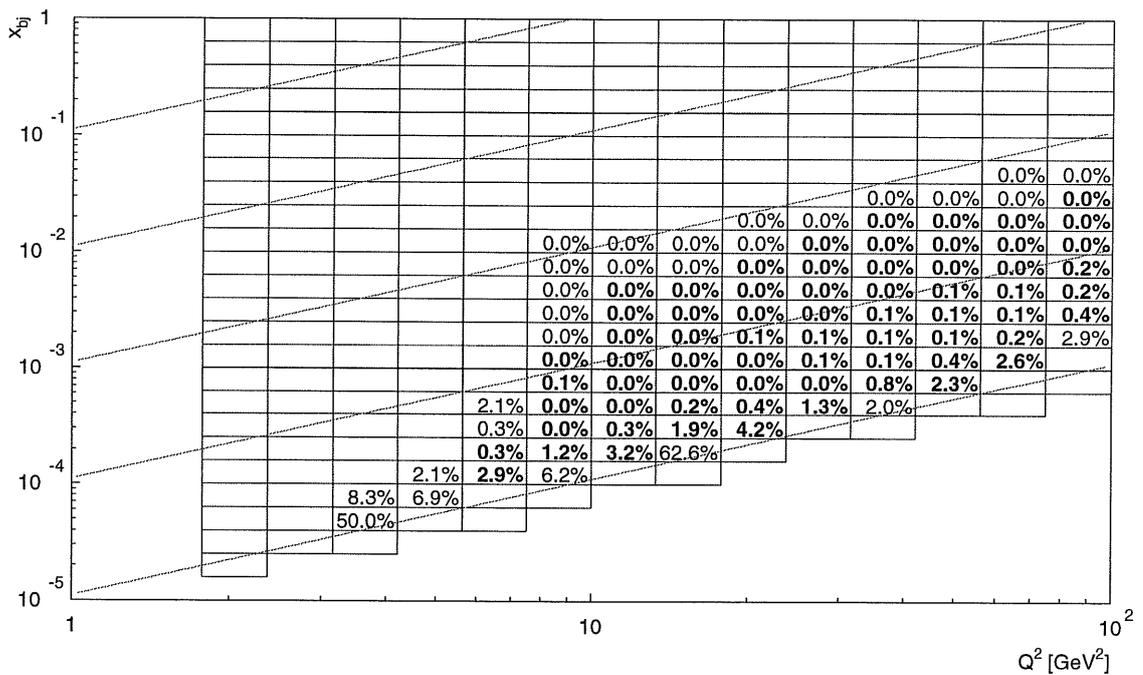


Abbildung A-9 Systematischer Fehler durch den statistischen Abzug der Photoproduktionsereignisse.

Für den statistischen Abzug des Untergrundes wurde ein Fehler von 50 % der subtrahierten Ereignisse angenommen.

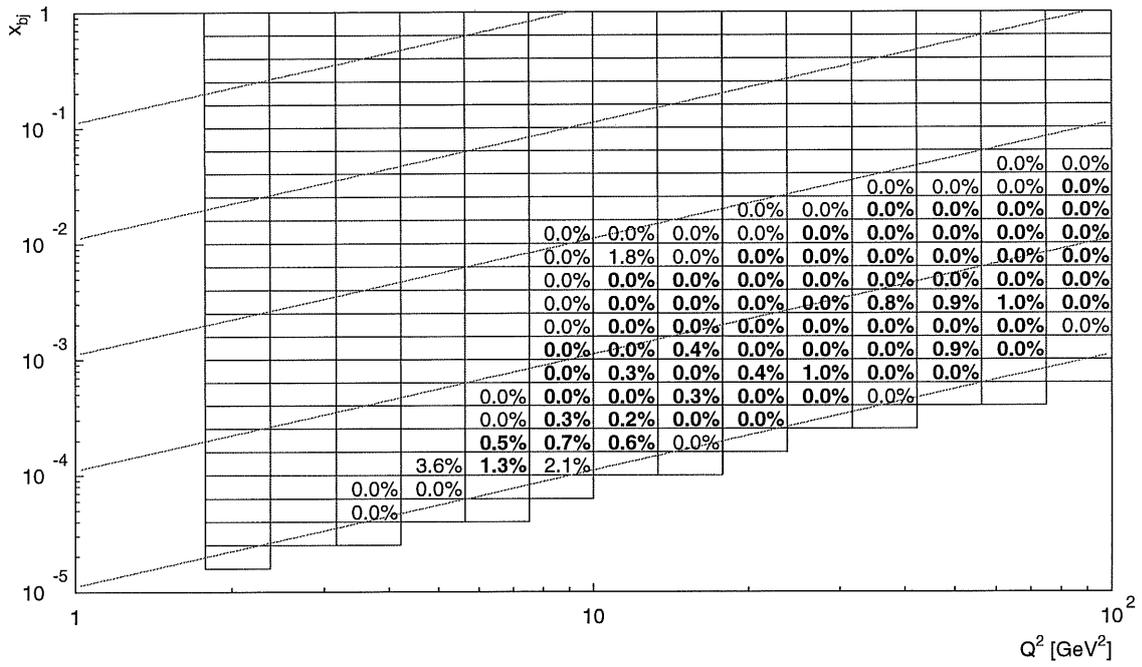


Abbildung A-10 Systematischer Fehler durch den statistischen Abzug der Ereignisse des Strahluntergrundes.

Für den statistischen Abzug des Untergrundes wurde ein Fehler von 100 % der subtrahierten Ereignisse angenommen.

Literaturverzeichnis

- [Alt77] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298
- [Bal78] Y.Y. Balitsky, L.N. Lipatov; Sov. J. Nucl. Phys. 28 (1978) 427
- [Bas95] U. Bassler, G. Bernardi, B. Gonzalez-Pineiro; Selection of Neutral Current Deep Inelastic Events, H1, interne Note der ELAN-Gruppe
- [BCD90] BCDMS Collaboration; Phys. Lett. B 237 (1990) 592
- [Ben91] S. Bentvelsen, J. Engelen, P. Kooijman; Rekonstruktion of (x, Q^2) and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA, in W. Buchmüller, G. Ingelman (Herausgeber); Physics at HERA, DESY, Hamburg, 1979
- [BEMC92] BEMC Group; Calibration and Reconstruction of the BEMC, H1-Note: H1-08/92-234, Hamburg, 1992
- [BEMC95] BEMC Group; The H1 Backward Calorimeter BEMC and its Inclusive Electron Trigger, DESY-Note: DESY-95-177, Hamburg, 1995
- [Bjo68] D.D. Bjorken; Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum, Phys. Rev 179 (1968) 1547
- [Bjo69] D.D. Bjorken und E.A. Paschos; Inelastic Elektron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon, Phys. Rev 185 (1969) 1975
- [Blo69] E.D. Bloom et al.; High-Energy inelastic $e-p$ scattering at 6° and 10° , Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930
- [Blo85] V. Blobel; Unfolding methods in high-energy physics experiments, in C. Verrück; Proceedings of the 1994 CERN School of Computing, CERN, Genf 1985
- [Bru87] R. Brun et al.; GEANT3, CERN, Genf, 1987
- [Bru94] C. Brune, U. Hölzke, K. Meier; BEMC Calibration 1993, H1-Note: H1-04/94-352, Hamburg, 1994
- [Bru94b] C. Brune; Improvements on BEMC Calibration, Vortrag im ELAN-Meeting, Paris, Juni 1994
- [Bur95] S. Burke; Track Finding and Fitting in the H1 Forward Track Detektor, H1-Note: H1-03/95-434, Hamburg, 1995
- [Cal69] C.G. Callan und D.J. Gross; High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current, Phys. Rev Lett 22 (1969) 156
- [Cha93] K. Charchula, G. A. Schuler, H. Spiesberger; Combined QED and QCD Radiative Effects in Deep Inelastic Lepton Proton Scattering: the Monte Carlo Generator DJANGO 6, Theorie Division CERN, Genf, 1993

- [Dok77] Y. L. Dokshitzer, Sov. Phys. Jetp 46 (1977) 641
- [E66595] E665 Collaboration, Proton and Deuteron Structure Functions in Muon Scattering at 470 GeV, FNAL Pub-95/396-E
- [Eis90] E. Eisen; Untersuchungen zur Optimierung der Lichtauslese aus Blei-Szintillator-Kalorimetern unterschiedlicher Wellenlängenschieberkonfigurationen, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990
- [Evr95] E. Evrard: Low $Q^2 F_2$ Analysis, Vortrag im ELAN Meeting, Januar 95
- [Fey69] R.P. Feynman; Very High-Energy Collisions of Hadrons, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
- [Fle93] M. Fleischer, E. Peppel; BEMC energy calibration from quasi-elastic scattered electrons (1992 data), H1-Note: H1-07/93-304, Hamburg, 1993
- [Fle94] M. Fleischer; Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep -Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg, 1994
- [Fle94b] M. Fleischer; persönliche Mitteilungen
- [Gei09] Geiger, Marsden; Proc. Roy. Soc. 1xxxii. (1909) 495
- [Gel64] A. Gell-Mann; A schematic model of baryons and mesons, Phys. Lett. 8 (1964) 213
- [Gri72] V.N. Gribov, L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438
- [GRV90] M. Glück, E. Reya, A. Vogt; Radiative generated parton distributions for high energy collisions, Z.Phys C 48 (1990) 471
- [GRV92] M. Glück, E. Reya, A. Vogt; Parton distributions for high energy collisions, Z.Phys C 67 (1995) 433
- [GRV95] M. Glück, E. Reya, A. Vogt; Dynamical parton distributions of the proton and small- x physics, Z.Phys C 67 (1995) 433
- [Gül94] C. Gülc; Untersuchungen zur Wirkung von Luftsauerstoff auf die Lichtausbeute der Module des Elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters des HERA H1-Detektors, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994
- [H194] H1 Collaboration; Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA, Nuclear Physics B 429 (1994) 477
- [H195a] H1 Collaboration; Leptoquarks and compositeness scales from a contact interaction analysis of deep inelastic e^+p scattering at HERA, Phys. Lett. B 353 (1995) 578
- [H195b] H1 Collaboration; Technical Proposal to build a special spectrometer covering very small momentum transfers, preliminary Draft, Heidelberg-Aachen, 1995
- [H196] H1 Collaboration; A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ at HERA, Draft, 1996
- [Hal84] F. Halzen und A.D. Martin; Quarks & Leptons, John Wiley & Sons, New York, 1984

- [Höl94] U.Hölzke; Eichung des H1 Rückwärtskalorimeters mit Ereignissen der Tief-Inelastischen Streuung, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1994
- [Ing92] G. Ingelmann; LEPTO 6.1, in Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, 1992
- [Jac79] F. Jacquet, A. Blondel: Detectors for charge current events, in U. Amaldi (Herausgeber), An *ep* facility for Europe, Hamburg, 1979
- [Kas94] H.-P. Kasselmann; Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1-Detektors, Dissertation, Universität Hamburg, 1994
- [Kur77] E.A. Kuraev, L.N. Lipatov, V.S. Fadin, Sov. Phys. JETP 45 (1977) 199
- [Kur93] T. Kurča; The H1 Trigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events at Low Q^2 , Dissertation, Universität Hamburg, 1993
- [Kwi92] A. Kwiatkowski, H.-J. Möhring, H. Spiesberger, HERACLES Version 4.1, in Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, 1992
- [Mar94] A.D.Martin; Structure functions and small x physics, HEP-PH-9405282
- [MRS94] A.D.Martin, R.G.Roberts und W.J.Sterling; MRS(1994): parton distributions of the parton, HEP-PH9409257
- [Mül92] K. Müller et al., Nucl. Instr. and Meth. A457, (1992) 456
- [Mül95] K. Müller, private Mitteilungen
- [Nac86] O. Nachtmann; Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden, 1986
- [NMC92] New Muon Collaboration; Proton and deuteron F_2 structure functions in deep inelastic muon scattering, Phys. Lett. B 295 (1992) 159
- [NMC95] New Muon Collaboration; Phys. Lett. B 364 (1995) 107
- [Obr94] U. Obrock; Experimentelle Untersuchungen der Strahlungskorrekturen in der tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung bei HERA-Energien, Dissertation, Universität Dortmund, 1994
- [Pep94] E. Peppel; Messung der Protonstrukturfunktionen F_2 unter besonderer Berücksichtigung des H1-Rückwärtskalorimeters, Dissertation, Universität Hamburg, 1994
- [Pro95] R. Prosi; The 1994 L4 Filter Farm Selektion Algorithm, H1-Note: H1-03/95-433, Hamburg, 1995
- [Rat92] K. Rathje; Relativkalibration der Module des rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeters für den HERA/H1-Detektor mit kosmischen Myonen, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1992
- [Rei95] S. Reinshagen; Messungen der Strukturfunktion F_2 bei kleinen Impulsüberträgen am H1-Experiment bei HERA, Dissertation, Universität Hamburg, 1995

- [Rie95] S. Rieß; Common Event Vertex from Central and Forward tracks using a Kalman Filter, H1-Note: H1-08/95-453, Hamburg, 1995
- [Rut11] E. Rutherford; The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom, Philosophical Magazine (1911) 669
- [Sch92] G. Schuler, H. Spiesberger; Django 1.0, in Proceedings of the Workshop: Physics at HERA, Hrsg. W. Buchmüller, G. Ingelmann, DESY, Hamburg, 1992
- [Sev94] F. Sefkow et al.; Experience with the First Level Trigger of H1, H1-Note: H1-11/94-407, Hamburg, 1994
- [Sjö92] T. Sjöstrand; CERN-Th-6488, Genf, 1992
- [Whi90] L.W. Whitlow, Dissertation, Stanford University, 1990, SLAC-Report-357 (1990)
- [ZEUS94] Zeus Collaboration; Measurement of the Proton Structure Function F_2 from the 1993 HERA Data, Z. für Physik, C65 (1995) und DESY preprint 94-143, 1994
- [ZEUS95] Zeus Collaboration; Measurement of the Proton Structure Function F_2 at low x and low Q^2 at HERA, DESY preprint 95-221, 1995

Danksagung

Für die Hilfe und die Unterstützung, die mir während der Erstellung dieser Arbeit zuteil wurde, möchte ich mich bei allen ganz herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. Karlheinz Meier für die freundliche Unterstützung und Förderung sowie die ungezählten hilfreichen Anregungen
- Herrn Prof. Dr. K. Tittel für die freundliche Aufnahme an seinem Institut für Hochenergiephysik und **allen** Mitarbeitern für die stete Hilfsbereitschaft und die freundliche und angenehme Arbeitsatmosphäre
- Allen Mitgliedern der H1-Kollaboration und insbesondere denen der Arbeitsgruppe ELAN
- Herrn Dr. Christophe Royon, Herrn Erik Evrard und Herrn Dr. Robert Roosen für die gute Zusammenarbeit und den Informationsaustausch bei der Analyse der 1994er Daten
- Den Freunden und Mitarbeitern der ehemaligen BEMC-Gruppe, vor allen Herrn Dr. Hans-Peter Kassermann, Herrn Dr. Erich Peppel, Herrn Dr. Manfred Fleischer und Herrn Dr. Jozef Ferencei für die sehr gute Zusammenarbeit und freundliche Unterstützung
- Herrn Dr. Sebastian Reinshagen für die zahlreichen langen Diskussionen über die Verbesserung der BEMC-Software und über die Kalibration dieses Detektors
- Herrn Dr. J. Stiewe und Herrn Dr. Kai Zuber für das sorgfältige Korrekturlesen und die vielen interessanten Diskussionen über die verschiedenen Bereiche der Physik
- Meinen Eltern Marlis und Klaus Brune, die mir die gesamte Ausbildung ermöglicht haben und mir stets hilfsbereit zur Seite gestanden haben sowie meinem Bruder Marcus.