# QCD-Instanton-induzierte Prozesse in tiefunelastischer $e^{\pm}p$-Streuung

Diplomarbeit

Universität Hamburg
Fachbereich Physik
Max-Planck-Institut für Physik, München
Werner-Heisenberg-Institut

Johannes Gerigk

Hamburg
November 1998

# Inhaltsverzeichnis


**Einleitung** **1**

**1 Theoretische Grundlagen** **3**
1.1 Was sind Instantonen? . . . . . . . . . 3
1.1.1 Instantonen in der Quantenmechanik . . . . . . . . . 3
1.1.2 Instantonen in nichtabelschen Eichtheorien . . . . . . . . . 8
1.1.2.1 Wirkungsquerschnitt . . . . . . . . . 10
1.1.2.2 Verletzung fermionischer Quantenzahlen . . . . . . . . . 12
1.2 Instantonen in tiefunelastischer Streuung . . . . . . . . . 14
1.2.1 Signatur von Instanton-induzierten Prozessen . . . . . . . . . 15
1.2.2 Phasenraum des Instanton-Subprozesses . . . . . . . . . 16
1.2.3 Wirkungsquerschnitt bei HERA . . . . . . . . . 18

**2 Grundlagen der Analyse** **23**
2.1 Verwendete Monte-Carlo-Generatoren . . . . . . . . . 23
2.1.1 Einleitung . . . . . . . . . 23
2.1.2 QCDINS . . . . . . . . . 25
2.1.3 ARIADNE . . . . . . . . . 27
2.1.4 Kommentare . . . . . . . . . 29
2.2 Wahl der Bezugssysteme . . . . . . . . . 31
2.3 Allgemeine kinematische Schnitte . . . . . . . . . 32

**3 Rekonstruktion der Kinematik des Instanton-Subprozesses** **35**
3.1 Einleitung . . . . . . . . . 35
3.2 Rekonstruktion von ${Q'}^2$ . . . . . . . . . 36
3.3 Rekonstruktion von $W_i$ . . . . . . . . . 44
3.4 Rekonstruktion von $x'$ . . . . . . . . . 47
3.5 Rekonstruktion von $\hat{s}$ bzw. $\xi$ . . . . . . . . . 50

**4 Trennung von Instanton-induzierten und normalen DIS-Ereignissen** **55**
4.1 Einleitung . . . . . . . . . 55
4.2 Die ausgewählten Observablen: Definitionen und Verteilungen . . . . . . . . . 56

4.3 Trennungsvermögen und Korrelationen . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 71
4.3.1 Eindimensionale Schnitte . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 71
4.3.2 Mehrdimensionale Schnitte . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 78
4.3.3 Zusammenfassung und Diskussion . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 85

**Zusammenfassung** **93**

**Literaturverzeichnis** **i**

**Abbildungsverzeichnis** **v**

**Tabellenverzeichnis** **ix**

**Danksagung** **xi**

# Einleitung

Instantonen sind in der theoretischen Physik seit Mitte der 70er Jahre bekannt ([BPST75, tH76a]). Als nichttriviale Lösungen der klassischen Feldgleichungen sind sie fester Bestandteil jeder nichtabelschen Eichtheorie, also im Rahmen des Standardmodells in der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik, QCD) und in der elektroschwachen Wechselwirkung (Quantenflavourdynamik, QFD) vorhanden. Wie im ersten Kapitel näher erläutert wird, handelt es sich bei den durch Instantonen induzierten Prozessen um störungstheoretisch nicht erlaubte Tunnelübergänge, bei denen die Erhaltung bestimmter fermionischer Quantenzahlen verletzt wird. In der elektroschwachen Theorie sind dies die Baryonen- und die Leptonenzahl und in der QCD die Chiralität.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma$ dieser Prozesse ist exponentiell unterdrückt:

$$\sigma \;\sim\; \exp\left(-4\pi/\alpha\right)$$

([tH76a, tH76b, tH78]). $\alpha$ bezeichnet den Kopplungsparameter der betrachteten Wechselwirkung. Aufgrund des erheblich größeren Kopplungsparamters in der QCD ($\alpha_s \gg \alpha_w$) erfahren Instanton-induzierte Prozesse hier eine wesentlich schwächere Unterdrückung als in der elektroschwachen Wechselwirkung[1]. Die Beobachtung QCD-Instanton-induzierter Prozesse am $e^{\pm}p$-Speicherring HERA liegt damit in experimenteller Reichweite.

Ereignisse der tiefunelastischen Streuung (*deep-inelastic scattering*, DIS) sind dabei von besonderer Bedeutung, da hier die Existenz einer harten Impulsskala zum ersten Mal die konkrete Vorhersage von Ereignisraten ermöglicht ([BB93, RS94, GRS95a, MRS97, RS98a]). Darüber hinaus besitzen Instanton-induzierte Prozesse in tiefunelastischer Streuung einen charakteristischen hadronischen Endzustand, den man zur Trennung von normalen DIS-Ereignissen und damit zur Entdeckung von Instantonen ausnutzen kann ([RS94, GRS95b, RS97, CRS]).

Die Beobachtung dieser Prozesse wäre eine neuartige, nichtstörungstheoretische Manifestation von nichtabelschen Eichtheorien und damit von grundlegender Bedeutung.

Die vorliegende Arbeit gibt einen tieferen Einblick in die komplexe Struktur des hadronischen Endzustandes Instanton-induzierter Ereignisse. Die zugrunde liegende Kinematik, die Verteilungen und Korrelationen einer Vielzahl von Observablen und schließlich

[1] $\alpha_w$ bezeichnet den Kopplungsparameter der elektroschwachen Wechselwirkung. Es gilt $\alpha_w = g^2/4\pi = \sqrt{2}M_W^2 G_F/\pi$. Dabei ist $M_W$ die Masse des W-Bosons und $G_F$ die Fermi-Kopplungskonstante.

die Möglichkeit der Trennung von Instanton-induzierten und normalen DIS-Ereignissen werden eingehend studiert.

Die Ergebnisse dieser Arbeit basieren auf der Analyse von Ereignissen, die mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen generiert wurden, *ohne* eine anschließende Detektorsimulation. Es war dies eine grundsätzliche Entscheidung zu Beginn der Arbeit, die der Tatsache Rechnung trägt, daß man sich bei dem Studium Instanton-induzierter Prozesse zur Zeit noch auf Neuland bewegt. So ist dies die erste umfassendere Studie, die sich dieser Fragestellung von experimenteller Seite aus zuwendet.

Am generierten partonischen bzw. hadronischen Endzustand läßt sich die sehr komplexe Struktur und Kinematik Instanton-induzierter Prozesse in reiner Form beobachten und untersuchen, bevor der zusätzliche Einfluß eines Detektors die in vielen Bereichen erst noch zu verstehenden Abhängigkeiten undurchschaubar machen könnte.
Auch die Analyse des Trennungsvermögens Instanton-induzierter und normaler DIS-Ereignisse wird am generierten Endzustand, ohne Detektorsimulation durchgeführt. Die Verteilungen und Korrelationen der betrachteten Observablen lassen sich hier am leichtesten verstehen, und wir erhalten eine erste Abschätzung der Durchführbarkeit einer Suche nach Instanton-induzierten Prozessen im Experiment.

Die Arbeit gliedert sich in vier Kapitel. Das erste Kapitel gibt eine relativ ausführliche Einführung in die Grundlagen der Instanton-Theorie, ausgehend von Instanton-Phänomenen in der Quantenmechanik, bis zu Instanton-induzierten Prozessen in Ereignissen tiefunelastischer Streuung. Wir schließen unsere Betrachtungen ab mit der Angabe des bei HERA zu erwartenden Wirkungsquerschnitts dieser Prozesse. Das zweite Kapitel beschreibt die Fundamente, auf denen diese Arbeit ruht: Die verwendeten Monte-Carlo-Generatoren, die Bezugssysteme, in denen die Analyse durchgeführt wird, und die allgemeinen kinematischen Schnitte, die bei der Auswahl der Ereignisse angewendet werden.
Mit dem dritten Kapitel beginnt der eigentliche Analyseteil. Wir untersuchen die Möglichkeit, die den Instanton-Subprozeß bestimmenden kinematischen Variablen zu rekonstruieren. Dabei lernen wir zusätzlich eine Reihe wichtiger kinematischer Abhängigkeiten der Signatur Instanton-induzierter Prozesse kennen. Das vierte und umfangreichste Kapitel untersucht und quantifiziert anschließend die Möglichkeiten der Trennung Instanton-induzierter Prozesse von normalen DIS-Ereignissen. Wir studieren die Verteilungen und Korrelationen einer großen Anzahl von Observablen und erhalten so Aufschluß über die für eine Trennung der Ereignisklassen am besten geeigneten Schnitte. Abschließend geben wir eine kurze Zusammenfassung der Analyseergebnisse.

Innerhalb der gesamten Arbeit wird das sogenannte *natürliche* Einheitensystem ($\hbar = 1, c = 1$) verwendet.

# Kapitel 1

# Theoretische Grundlagen

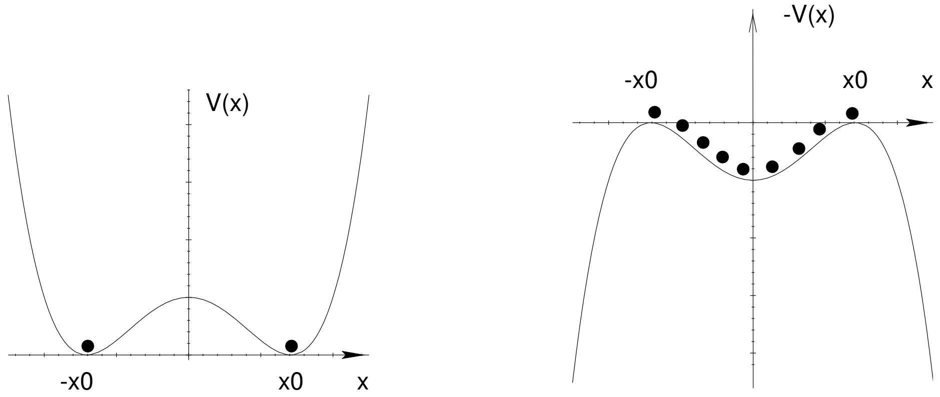
## 1.1 Was sind Instantonen?

Wenn man ein physikalisches System innerhalb der Quantenmechanik (oder der Quantenfeldtheorie) analysiert, so findet man Prozesse, die im Rahmen der klassischen Physik unmöglich sind. Beispielsweise kann sich ein Teilchen bei einem quantenmechanischen Tunnelvorgang durch einen klassisch verbotenen Bereich bewegen, entsprechend negativer kinetischer Energie des Teilchens. Obwohl es sich dabei um ein rein quantenmechanisches Phänomen handelt, können auch die klassischen Gleichungen diese Prozesse als Lösungen enthalten, wenn man in ihnen die Zeit $t$ durch die imaginäre Zeit $\tau$ ersetzt ($t \rightarrow -i\tau$)[1]. Mit anderen Worten: Manche Vorgänge, die in der klassischen Physik in reeller Zeit verboten sind, sind in der imaginären Zeit erlaubt. Entscheidend für die physikalische Relevanz solcher Lösungen ist natürlich, daß man sie in die Minkowski-Metrik (also in die reelle Zeit) analytisch fortsetzen kann.
Instantonen sind nun gerade solche Lösungen klassischer Feldgleichungen, die den erwähnten nichtklassischen Prozeß, nämlich das Tunneln durch eine Energiebarriere, beschreiben. Genauer gesagt, bezeichnet der Begriff nur die Tunnellösungen mit Gesamtenergie $E = 0$ (sog. Vakuumlösungen), bei denen die Wirkung minimal wird. Obwohl der Begriff "Instanton" in der Analyse nichtabelscher Eichtheorien geprägt wurde (vgl. [BPST75] - hier als "Pseudoteilchen" bezeichnet - und [tH76a]), ist es sehr instruktiv, sich zunächst einmal Instantonprozesse in der Quantenmechanik anzuschauen. Viele der hier gefundenen Ergebnisse lassen sich direkt auf Instantonen in nichtabelschen Eichtheorien übertragen, wo die Rechnungen selbst jedoch äußerst kompliziert sind.
Die folgenden Darstellungen sind angelehnt an die Ausführungen in [VZNS82], [SS98] und [Sch98a].

### 1.1.1 Instantonen in der Quantenmechanik

Betrachten wir als Beispiel für die Möglichkeit eines Tunnelprozesses in der Quantenmechanik die Bewegung eines spinlosen Teilchens der Masse $m = 1$ in einem Doppelmulden-

[1] Mathematisch entspricht dies einer analytischen Fortsetzung der Minkowski-Metrik in die euklidische Metrik. Man bezeichnet diesen Vorgang auch als *Wick-Drehung*.




**a)** **b)**

**Abb. 1.1:** **a)** Das Doppelmulden-Potential $V(x)$. Die Punkte repräsentieren die klassischen Grundzustände eines Teilchens in diesem Potential. **b)** Dasselbe Potential, wenn man die Analyse im euklidischen Raum (imaginäre Zeit) durchführt. Es entsteht ein Doppel*hügel*-Potential $-V(x)$. Angedeutet ist der in diesem Potential (auch) klassisch erlaubte Weg zwischen $-x_0$ und $x_0$. (Abb. aus [Sch98a].)

Potential der Form

$$V(x) = g(x^2 - x_0^2)^2 \tag{1.1}$$

(siehe Abb.1.1 a; die Konstanten $g$ und $x_0$ bestimmen die Höhe und Breite des Potentialberges).

Die Gesamtenergie $E$ des Teilchens und die Lagrangefunktion $L$ ergeben sich damit zu

$$E = \frac{1}{2}\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + V(x) \tag{1.2}$$

und

$$L\left(x, \frac{dx}{dt}\right) = \frac{1}{2}\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 - V(x). \tag{1.3}$$

Klassisch erlaubte Lösungen der entsprechenden Bewegungsgleichungen gibt es nur, wenn für die kinetische Energie des Teilchens gilt: $E_{kin} = E - V \geq 0$. Für $E = 0$ gibt es wegen der Potentialschwelle $V > 0$ keine erlaubte Trajektorie $x(t)$ zwischen $-x_0$ und $x_0$. Der Grundzustand ist also zweifach entartet: das Teilchen liegt entweder in der linken ($x = -x_0$) oder der rechten ($x = x_0$) Potentialmulde mit der Energie $E = 0$.
Aus der Quantenmechanik wissen wir, daß dies nicht korrekt ist: Tunnelübergänge zwischen $-x_0$ und $x_0$ vermischen die klassisch getrennten Zustände, so daß sich der wahre Grundzustand als Superposition beider ergibt:

$$\mid Grundzustand \;\rangle \;=:\; \mid x \;\rangle_{E=0} \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}}\;(\;\mid -x_0 \;\rangle + \mid x_0 \;\rangle\;). \tag{1.4}$$

Der Erwartungswert für den Grundzustand $\langle x \rangle_{E=0}$ ist also exakt null, die Entartung aufgehoben und die ursprüngliche Symmetrie des Systems (bzgl. einer Ersetzung $x \to -x$)

wiederhergestellt.
Wie einleitend gesagt, läßt sich das Tunneln auch klassisch beschreiben, indem man zur imaginären Zeit $\tau$ übergeht, also die Ersetzung $t \to -i\tau$ vornimmt. Dadurch ändert sich in der Gesamtenergie das relative Vorzeichen von $E_{kin}$ und $V(x)$:

$$E = -\frac{1}{2}\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + V(x). \tag{1.5}$$

Man kann dies auch als "Drehung" des Potentials $V(x)$ zu $-V(x)$ auffassen:

$$-E = \frac{1}{2}\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 - V(x), \tag{1.6}$$

woran man sofort die jetzt auftretenden Lösungen für $E = 0$ erkennt (vgl. Abb. 1.1 b). Es ist also folgende Differentialgleichung zu lösen $(E = 0,\ V(x) = g(x^2 - x_0^2)^2)$:

$$\frac{dx}{\pm\sqrt{2g}(x^2 - x_0^2)} = d\tau \tag{1.7}$$

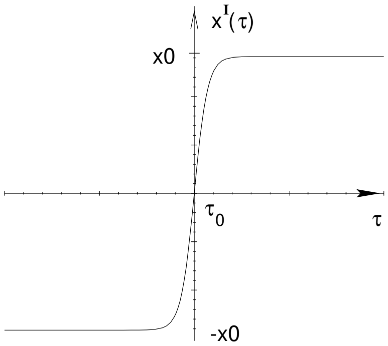
Dies ist (insbesondere mit Hilfe eines guten Nachschlagewerkes, z.B. [BS91]) schnell getan, man erhält die sogenannte Instantonlösung

$$x^{(I)}(\tau) = x_0 \tanh(\sqrt{2g}x_0[\tau - \tau_0]) \tag{1.8}$$

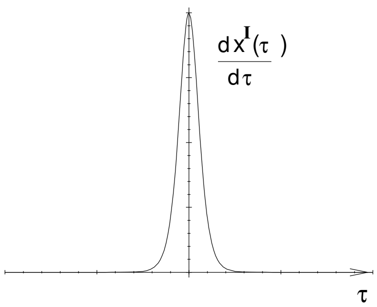
bzw. die Anti-Instantonlösung

$$x^{(\bar{I})}(\tau) = -x_0 \tanh(\sqrt{2g}x_0[\tau - \tau_0]). \tag{1.9}$$

Instantonen vermitteln in diesem Beispiel also Übergänge von $x^{(I)}(\tau = -\infty) = -x_0$ nach $x^{(I)}(\tau = \infty) = x_0$, während Anti-Instantonen den umgekehrten Weg beschreiben (vgl. Abb. 1.2). $\tau_0$ nennt man das Zentrum des Instantons in der (imaginären) Zeit. Dieses




**a)**




**b)**

**Abb. 1.2:** **a)** Instanton-Lösung der Bewegungsgleichung in imaginärer Zeit. Anti-Instantonen wären dazu punktspiegelsymmetrisch. **b)** "Geschwindigkeit" des Instanton-Prozesses in imaginärer Zeit. (Abb. aus [Sch98a].)

kann als Integrationskonstante beliebig gewählt werden, was die Symmetrie der Lagrangefunktion (1.3) bezüglich der Wahl des (euklidischen) Zeitursprungs widerspiegelt[2]. Der Ursprung des Namens *Instant*on wird nun deutlich: Es handelt sich um eine Lösung, die in der imaginären Zeit lokalisiert ist, in der reellen Zeit geschieht der Tunnelübergang *instantan*.
Um jetzt die Wahrscheinlichkeit für den Instanton-Übergang zwischen den beiden klassichen Grundzuständen (Vakua) auszurechnen, kann man entweder die semiklassische WKB-Näherung verwenden (siehe z.B. [Nol91]), oder aber die Feynmansche Pfadintegralmethode, deren Prinzip wegen ihrer grundlegenden Bedeutung in der Quantenfeldtheorie hier kurz vorgestellt werden soll. Danach ergibt sich die Übergangsamplitude zwischen zwei Zuständen ($x(t_i) = x_i =$ Anfangszustand und $x(t_f) = x_f =$ Endzustand) als Summe über alle Pfade $[Dx]$, gewichtet mit der entsprechenden Wirkung $S(x)$:

$$\langle x_f \mid \exp\left(-iH(t_f - t_i)\right) \mid x_i \rangle = N \int_{x_i}^{x_f} [Dx] \exp\left(iS(x)\right) \tag{1.10}$$

bzw. im Euklidischen:

$$\langle x_f \mid \exp\left(H(\tau_f - \tau_i)\right) \mid x_i \rangle = N \int_{x_i}^{x_f} [Dx] \exp\left(-S_E(x)\right) \tag{1.11}$$

($N$ ist ein Normierungsfaktor). Die euklidische Wirkung $S_E$ erhält man dabei wieder durch die Ersetzung $t \to -i\tau$. Man definiert:

$$S = \int dt\ L(x, \dot{x}) \overset{t \to -i\tau}{\Longrightarrow} iS_E. \tag{1.12}$$

In unserem Beispiel finden wir ($E = 0$, $x_i(\tau \to -\infty) = -x_0$ ; $x_f(\tau \to +\infty) = x_0$): [3]

$$\begin{aligned} S_E &= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau\ [\frac{1}{2}\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + V(x)] \overset{(1.6)}{=} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau\ 2\ V(x) \\ &\overset{(1.7)}{=} \int_{-x_0}^{x_0} dx\ \sqrt{2V(x)} = \frac{4}{3}\sqrt{2g}\ x_0^3. \end{aligned} \tag{1.13}$$

Die Wirkung besitzt einen endlichen Wert, die gefundene Instanton- (1.8) bzw. Anti-Instantonlösung (1.9) ist also eine nichttriviale Lösung von (1.7) mit endlicher Übergangswahrscheinlichkeit.

Gleichung (1.11) macht die Bedeutung der klassischen Tunnellösung (also des Instantons) klar: Das Pfadintegral, und damit die Übergangsamplitude, erhält seinen dominanten Beitrag durch Pfade mit minimaler Wirkung. Diese werden aber gerade durch die klassischen Lösungen der Bewegungsgleichungen beschrieben.

[2]Da man $\tau_0$ frei wählen kann, muß zum Auffinden der Tunnelamplitude (Gl. (1.14)) über alle $\tau_0$ integriert werden. Man bezeichnet $\tau_0$ daher auch als *kollektive* Koordinate.

[3]Die über den Gleichheitszeichen der folgenden Rechnungen angegebenen Nummern verweisen auf die in dem jeweiligen Schritt verwendete Formel.

In der Quantenmechanik ist dagegen im Prinzip *jeder* Pfad erlaubt, so daß wir für die vollständige Lösung die Wirkung um ihr klassisches Minimum $S_E^{(I)}$ entwickeln müssen. Man erhält so für die Tunnelamplitude $T$ in der semiklassischen Approximation (vgl. z.B. [SS98]):

$$T \;=\; f(g, x_0) \cdot \exp\left(-S_E^{(I)}\right) \left(1 \;+\; Korrekturen\right). \tag{1.14}$$

Der Faktor $f(g, x_0)$ vor der Exponentialfunktion und auch die Größe der Korrekturen hängen in komplizierter Weise von den die Form des Potentials $V(x)$ bestimmenden Konstanten $g$ und $x_0$ ab. Im allgemeinen kann man sagen, daß höhere Korrekturterme umso weniger relevant sind, je höher der Potentialwall ist und je weiter die Minima des Potentials voneinander entfernt sind.

Bevor wir nun zu Instantonen in Yang-Mills-Theorien[4] übergehen, erwähnen wir noch eine wichtige Eigenschaft der Lösungen unseres quantenmechanischen Beispiels, die wir sogleich im nächsten Abschnitt wiederfinden werden. Die Berechnung der Tunnelamplituden mit Hilfe des Feynmanschen Pfadintegrals im Euklidischen (1.11) macht deutlich, daß wir bei der Untersuchung des Spektrums an klassischen Lösungen nur an solchen interessiert sind, die im Limes $\tau \to \pm\infty$ eine *endliche* Wirkung besitzen. Wie man sich an Abb. 1.1b jedoch leicht klar macht, gibt es natürlich auch Pfade mit unendlicher Wirkung (z.B. $x(\tau) \to \infty$ für $\tau \to \infty$), und damit verschwindender Übergangswahrscheinlichkeit. In unserem Beispiel bedeutet die Bedingung einer endlichen Wirkung also, daß die Lösungen $x(\tau)$ für $\tau \to \infty$ die Grenzwerte $\pm x_0$ besitzen müssen. Dies gibt uns die Möglichkeit, diese Wege in 'topologisch' unterscheidbare Klassen einzuteilen, je nachdem welcher Grenzwert erreicht wird. Wir führen zu diesem Zweck eine topologische Ladung $Q$ ein:

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \frac{\dot{x}(\tau)}{2x_0} \;=\; \frac{x(+\infty) - x(-\infty)}{2x_0} \;=\; \begin{cases} \;\;0 & \text{Grenzwerte } x(\pm\infty) \text{ identisch} \\ \;\;1 & \text{Instanton} \\ -1 & \text{Anti-Instanton} \end{cases} \tag{1.15}$$

Der wichtige Punkt hierbei ist, daß Pfade mit verschiedenem $Q$ nicht durch stetige Deformationen, bei denen die Wirkung endlich bleibt, ineinander überführt werden können. Sie bilden sogenannte *Homotopieklassen* (vgl. z.B. [May72]).

[4]Der Begriff "Yang-Mills-Theorie" bezeichnet das gleiche wie der Begriff "nichtabelsche Eichtheorie".

### 1.1.2 Instantonen in nichtabelschen Eichtheorien

Yang-Mills-Theorien bilden - als Quantenfeldtheorie formuliert - das Grundgerüst des Standardmodells in Form der Quantenchromodynamik (QCD) und der elektroschwachen Wechselwirkung (Quantenflavourdynamik, QFD). Man nimmt an, daß sie eine fundamentale Beschreibung der Elementarteilchen und der zwischen ihnen wirkenden Kräfte darstellen. Ein zentraler Punkt dieser Theorien ist, daß die in ihnen enthaltenen Eichfelder Selbstkopplungen aufweisen: Ihre Eichbosonen (im Standardmodell also die Gluonen bzw. die $W^+$-, $W^-$- und $Z^0$-Bosonen) besitzen im Gegensatz zum elektrisch neutralen Photon der U(1)-Theorie (verallgemeinerte) Ladungen, können also mit sich selbst wechselwirken. Dies hat eine Reihe wichtiger physikalischer Konsequenzen (vgl. z.B. [Ebe89]). Für uns von Bedeutung ist, daß in diesen Theorien das klassische Vakuum eine nichttriviale topologische Struktur aufweist. Um zu verstehen, was damit gemeint ist, betrachten wir das Funktional der statischen Feldenergie[5]

$$E = \frac{1}{g^2} \int d^3x \ \mathrm{Sp}(\vec{E}^2 + \vec{B}^2). \tag{1.16}$$

$\vec{E}$ ist das (verallgemeinerte) elektrische und $\vec{B}$ das (verallgemeinerte) magnetische Feld, "Sp" bezeichnet die Spur. Das klassische Vakuum entspricht der Feldenergie null und damit verschwindenden Feldstärken. In nichtabelschen Eichtheorien, in denen das Eichfeld das Transformationsverhalten

$$\vec{A}' = U(\vec{x})\vec{A}U^\dagger(\vec{x}) - i\ U(\vec{x})\vec{\nabla}U^\dagger(\vec{x}) \tag{1.17}$$

besitzt ($U(\vec{x})$ ist eine Transformationsmatrix der Eichgruppe), erfordert dies jedoch nicht, daß auch das Eichfeld verschwinden muß, sondern nur, daß sich das Eichfeld aus einer *reinen* Eichung

$$\vec{A}'_{Vak} = -i\ U(\vec{x})\vec{\nabla}U^\dagger(\vec{x}) \tag{1.18}$$

ergibt. Sämtliche reinen Eichfelder $\vec{A}'_{Vak}$ ergeben also die Feldenergie null, das Vakuum. In der Quantenelektrodynamik ($U(1)$-Eichgruppe in $1+3$ Dimensionen) kann man alle reinen Eichungen miteinander identifizieren; die Eichgruppe besitzt eine triviale Topologie und es gibt nur *ein* Vakuum.

Anders in nichtabelschen Eichtheorien. Hier erhält man verschiedene Klassen von reinen Eichungen: Alle Eichtransformationen $U(\vec{x})$, die sich durch kontinuierliche Deformation ineinander überführen lassen, bilden eine Homotopieklasse (entsprechend unserem quantenmechanischen Beispiel). Man ordnet den Klassen und damit auch den entsprechenden Eichfeldern $\vec{A}'_{Vak}$ als Kennzeichnung eine ganzzahlige topologische Windungszahl, die sogenannte Chern-Simons-Zahl $N_{CS}$, zu, die einfach zählt, wie oft die Eichmannigfaltigkeit $\{U(\vec{x})\}$ bei der Abbildung $\vec{x} \rightarrow U(\vec{x})$ überdeckt wird, wenn $\vec{x}$ einmal seinen Wertebereich durchläuft[6].

[5]Wir benutzen hier die sogenannte temporäre Eichung $A_0 = 0$ (Zeitkomponente des Eichfeldes = 0) und die Matrix-Darstellung der Eichfelder (die Generatorenindizes tauchen nicht explizit auf).

[6]Wertvolle Erläuterungen hierzu findet man in [Rol94], Kapitel 16.

Jede Homotopieklasse repräsentiert also ein spezielles Vakuum ausgezeichneter Topologie. Mit anderen Worten: Von einem Vakuum zu einem anderen kann man nicht durch eine topologisch triviale (also kontinuierliche) Eichtransformation gelangen, entlang der die Feldenergie immer null bleibt. Die Vakua sind folglich durch eine Energiebarriere $E_B$ voneinander getrennt ([JR76], vgl. Abb. 1.3)[7]. Da die Chern-Simons-Zahl $N_{CS}$ eine beliebige ganze Zahl sein kann, gibt es eine unendlich große Anzahl verschiedener Vakua, so daß der Grundzustand (ohne Tunnelübergänge) eine unendlichfache Entartung besäße.

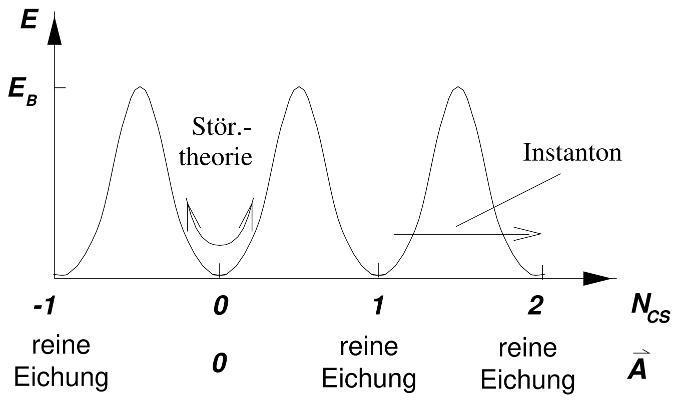



**Abb. 1.3:** Schematisierte 1-dim. Darstellung der topologisch verschiedenen, durch eine Energiebarriere $E_B$ voneinander getrennten Vakua nichtabelscher Eichtheorien (siehe Text).

Instanton-Lösungen der klassischen (euklidischen) Feldgleichungen repräsentieren also im Falle der Yang-Mills-Theorie *nichttriviale* Eichfelder ($A_\mu^{(I)}, \mu = 1..4$) mit endlicher Wirkung, die topologisch nichtäquivalente Vakua miteinander verbinden. Um diese Lösungen zu finden (deren explizite Form uns hier nicht weiter interessieren soll), geht man wieder in die imaginäre Zeit über ($t \to -i\tau$). Für die Lagrangedichte $\mathcal{L}$ dieser Eichfelder findet

[7] In der elektroschwachen Theorie läßt sich die Höhe der Energiebarriere direkt ausrechnen. Es gibt eine statische Lösung der Feldgleichungen, genannt *Sphaleron*, mit Chern-Simons-Zahl $N_{CS} = 1/2$ (nur bei Vakuumzuständen muß $N_{CS}$ *ganzzahlig* sein), die der Spitze der Barriere entspricht (vgl. [KM84]). Für die Barrierenhöhe findet man:

$$E_B^{QFD} = E_{Sph} \sim \frac{m_w}{\alpha_w} \sim \mathcal{O}(10) \text{ TeV} \tag{1.19}$$

(wobei $m_w$ gleich der W-Boson-Masse und $\alpha_w = g^2/4\pi$ gleich der elektroschwachen Kopplungskonstanten ist). In der QCD kann man über die Instanton-Lösung (für den inklusiven Prozeß) abschätzen:

$$E_B^{QCD} \sim Q'. \tag{1.20}$$

$Q'$ ist eine den sogenannten harten Subprozeß eines QCD-Instantons charakterisierende kinematische Variable (vgl. Abb. 1.6), die, abhängig vom jeweiligen Prozeß, in der Größenordnung einiger GeV liegt. Man muß jedoch beachten, daß es sich bei diesen Energieangaben um eine Abschätzung der minimalen Barrierehöhe für den statischen Fall handelt. Für den dynamischen Prozeß einer Teilchenkollision aber ist man bislang nicht in der Lage, einen Energieschwellenwert anzugeben. Der mögliche Beitrag einer klassischen Barriere*überwindung* ($E_{kin} \geq V$) zum Wirkungsquerschnitt solcher anomaler Prozesse (vgl. Abschnitt 1.1.2.2) ist damit völlig ungeklärt.

man ([BPST75]):

$$\mathcal{L}\left(A_\mu^{(I)}(x,\rho)\right) \;=\; \frac{12}{\pi\alpha}\cdot\frac{\rho^4}{(x^2+\rho^2)^4}\;, \tag{1.21}$$

wobei $\alpha$ die Kopplungsstärke der jeweils betrachteten Wechselwirkung und $\rho$ die sogenannte Instantongröße ist[8]. Wichtig für uns ist die 'sphärische' Symmetrie der Lagrangedichte: $\mathcal{L}$ hängt nur vom (raumzeitlichen) Abstandsquadrat $x^2$ ab (vgl. Abb. 1.4). Dies hat entscheidenden Einfluß auf die noch zu besprechende Signatur Instanton-induzierter Prozesse in Ereignissen tiefunelastischer Streuung (vgl. Abschnitt 1.2.1).

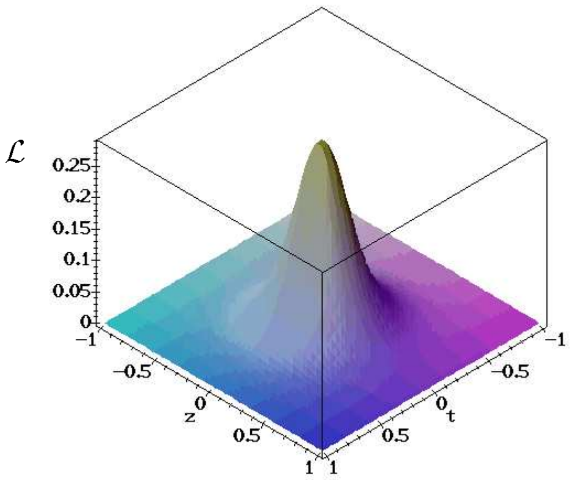



**Abb. 1.4:** Lagrangedichte des Instanton-Eichfeldes in $1+1$-Dimensionen. (Abb. aus [Sch98b].)

#### 1.1.2.1 Wirkungsquerschnitt

Die euklidische Wirkung des Instantons erhält man durch raumzeitliche Integration von (1.21) zu (vgl. z.B. [SS98]):

$$S_E \;=\; \frac{2\pi\mid Q\mid}{\alpha}\;. \tag{1.22}$$

Dabei ist $Q$ die topologische Ladung, die analog zu unserem quantenmechanischen Beispiel (vgl. (1.15)) eingeführt wird: Während die Chern-Simons-Zahl $N_{\rm CS}$ die einzelnen Vakua charakterisiert (entsprechend den Grenzwerten $\pm x_0$ in der Quantenmechanik), klassifiziert die topologische Ladung $Q$ die *Wege* (in nichtabelschen Eichtheorien also die vermittelnden Eichfelder) zwischen diesen Vakua. Analog zu (1.15) gilt hier also: $Q = \Delta N_{\rm CS}$ .
Die normale Störungstheorie ist beschränkt auf Entwicklungen um die triviale Feldkonfiguration mit $\vec{A}=0$, $Q=0$ und damit $S_E=0$. Instantonen beschreiben als klassische Lösungen diejenigen nichttrivialen Übergänge mit *minimaler* Wirkung (bei Übergängen zwischen benachbarten Vakua ist $\mid\Delta N_{CS}\mid=\mid Q\mid=1$).

[8] $\rho$ bezeichnet die (euklidische) raumzeitliche Ausdehnung des Instanton-Eichfeldes, genauer gesagt dessen Halbwertsbreite.

Zur Berechnung der Tunnelamplitude $T$ bedient man sich wieder der in Gl. (1.11) dargestellten Pfadintegralmethode, wobei man die Wirkung um die Instanton-Lösung entwickelt. Man findet:

$$T \;=\; f(\alpha)\cdot \exp\,(-\frac{2\pi}{\alpha})\;(1\;+\;Korrekturen). \tag{1.23}$$

Wie schon in unserem quantenmechanischen Beispiel, sind der Faktor $f(\alpha)$ vor der Exponetialfunktion und die Korrekturen komplizierte Funktionen (in diesem Falle in Abhängigkeit von der Kopplungsstärke $\alpha$). Vereinfachend kann man sagen, daß der Korrekturterm in erster Näherung von der Größenordnung $\mathcal{O}(\alpha)$ ist. Die Kopplung muß also klein sein, damit der exponentielle Unterdrückungsfaktor (die Instanton-Lösung) der dominante Beitrag zur Tunnelamplitude ist. Für genügend große Kopplungen können auch andere Quantenfluktuationen den dominanten Beitrag zum Pfadintegral liefern ([Rin98]). Andererseits erkennt man an (1.23) sofort, daß die Kopplung nicht zu klein sein darf, da es sonst kein Tunneln gibt.
Der Wirkungsquerschnitt (das Quadrat der Tunnelamplitude) eines Instanton-Prozesses in nichtabelschen Eichtheorien ergibt sich nach dem oben gesagten zu:

$$\sigma \;\sim\; \exp\,(-4\pi/\alpha). \tag{1.24}$$

Da für die Kopplungskonstante $\alpha_w$ der elektroschwachen und $\alpha_s$ der starken Wechselwirkung (bei nicht zu großem $Q^2$) gilt $\alpha_s \;\gg \alpha_w$, folgt sofort, daß QCD-Instanton-induzierte Prozesse eine wesentlich schwächere Unterdrückung als elektroschwache erfahren.
Darüber hinaus ist seit 1990 in der Instanton-Theorie bekannt ([Rin90, Esp90]), daß die exponentielle Unterdrückung dieser Prozesse aufgrund der zusätzlichen Emission von Eichbosonen bei höheren Energien verringert werden kann. Für die schwache Wechselwirkung mit ihren massiven Eichbosonen $W^+, W^-, Z^0$ führt dies dazu, daß sich die erforderliche Energie (um Effekte zu beobachten) von der Größenordnung $10^5$ TeV auf etwa $\mathcal{O}(10)$TeV reduziert. Die Beobachtung von QFD-Instantonen bleibt damit jedoch - wenn überhaupt - der Beschleunigergeneration nach dem LHC ([GRWZ95, RSW91, FM90]) bzw. Forschungen an kosmischer Strahlung ([MR91, MR94]) vorbehalten.

Für die QCD hingegen sollten Instanton-Prozesse allein aufgrund der erheblich größeren Kopplungskonstanten zu meßbaren Effekten führen ([MRS97], [RS98a]). Die zusätzliche Emission von Gluonen liefert hier "lediglich" eine signifikante Korrektur der vorhergesagten Raten. Die Größenordnung des Wirkungsquerschnitts Instanton-induzierter Prozesse bei HERA werden wir in Abschnitt 1.2 angeben.

Es stellt sich jetzt noch die wichtige Frage, ob es eine *physikalische* Observable gibt, die die verschiedenen Vakua voneinander unterscheidet, und somit Instanton-Übergänge (jedenfalls im Prinzip) nachweisbar wären. Daß dies der Fall ist, wird im folgenden Abschnitt erläutert.

#### 1.1.2.2 Verletzung fermionischer Quantenzahlen

In Anwesenheit von Fermionen, die an die eben beschriebene, nichttriviale topologische Feldkonfiguration koppeln, lassen sich die verschiedenen Vakua durch eine fermionische Quantenzahl, die sogenannte axiale Ladung $Q_5$, charakterisieren ([tH76a, tH76b]). $Q_5$ gibt die Differenz der Anzahl zwischen rechts- und linkshändigen Fermionen an: $Q_5 = \#R - \#L$. Jedes topologisch ausgezeichnete Vakuum besitzt einen anderen Wert von $Q_5$. Aufgrund der $V$-$A$-Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung (nur linkshändige Fermionen bzw. rechtshändige "Antifermionen" koppeln an die Eichfelder), folgt daraus für die QFD, daß bei einem Übergang zwischen zwei Vakua die Baryonen- und Leptonenzahl verletzt werden. Für die *vektorartige* Quantenchromodynamik (links- und rechtshändige Fermionen koppeln in gleicher Weise an die Gluonen) bewirkt ein solcher Übergang die Verletzung der Chiralität.

Im einzelnen gelten die nachstehend aufgeführten Auswahlregeln.

- In der QFD gilt[9]:

$$\Delta L_e = \Delta L_\mu = \Delta L_\tau = \frac{\Delta B}{3} = -\Delta N_{\mathrm{CS}} \ . \tag{1.25}$$

  Dabei sind $L_e, L_\mu$ und $L_\tau$ die Leptonzahlen der Elektron-, Myon- bzw. Tau-Familie und $B$ die Baryonenzahl. $N_{\mathrm{CS}}$ ist die oben erwähnte Chern-Simons-Zahl. Aus Gleichung (1.25) leitet man leicht die folgenden, wahrscheinlich bekannteren Auswahlregeln ab ($L = L_e + L_\mu + L_\tau$):

$$\Delta(B + L) = -6 \cdot \Delta N_{\mathrm{CS}} \qquad \text{und} \tag{1.26}$$

$$\Delta(B - L) = 0. \tag{1.27}$$

- In der QCD gilt:

$$\Delta Q_5^{(u)} = \Delta Q_5^{(d)} = \Delta Q_5^{(s)} = 2\ \Delta N_{\mathrm{CS}} \ . \tag{1.28}$$

  $(u)$, $(d)$ und $(s)$ bezeichnen die in unserem Zusammenhang wichtigen *effektiv masselosen* (s.u.) Quarkflavours[10].

Diese quantenzahlenverletzenden Prozesse sind in jeder Ordnung der normalen Störungstheorie verboten (siehe die Bemerkung am Anfang des letzten Abschnitts). Aufgrund sogenannter Anomalien ([Adl69, BJ69, Bar69]) müssen sie jedoch existieren und sind daher fester Bestandteil des Standardmodells. Für uns von Bedeutung sind dabei die durch

[9] Sollten Neutrinos entsprechend neuester experimenteller Befunde ([Sup98]) tatsächlich eine Masse besitzen, müßte aufgrund der sich dann ergebenden Mischungsmatrix der Leptonengenerationen Gleichung (1.25) lauten: $\Delta L/3 = \Delta B/3 = -\Delta N_{\mathrm{CS}}$ .

[10] In voller Allgemeinheit lautet die Auswahlregel: $\Delta Q_5 = 2\ n_f \cdot \Delta N_{\mathrm{CS}}$ , wobei $n_f$ die Anzahl der betrachteten Quarkflavours ist.

Instantonen bewirkten Übergänge, die im folgenden als *Instanton-induzierte* Prozesse bezeichnet werden.
Die Übergangsamplitude dieser Prozesse errechnet man im Rahmen der sogenannten *Instanton-Störungstheorie* durch eine Entwicklung des (euklidischen) Pfadintegrals für die entsprechenden Greenschen Funktionen um Instantonen ([BPST75, tH76a, Aff81]). Für die QCD ist dabei von Bedeutung, daß die sogenannte *effektive* Masse (= die Masse im Verhältnis zu $\Lambda_{QCD} \sim 300$ MeV) der am Prozeß beteiligten Quarkflavours nicht zu groß wird, da sonst möglicherweise die ohnehin vorhandene Chiralitätsverletzung[11] dominiert und die Entwicklung um die Instanton-Lösung fraglich wird. Um die im nächsten Abschnitt beschriebenen Berechnungen des Wirkungsquerschnitts und das zur Simulation von Instanton-induzierten Prozessen verwendete Monte-Carlo-Programm (vgl. Kapitel 2) auf eine sichere Basis zu stellen, betrachten wir daher ausschließlich Instanton-induzierte Prozesse, bei denen keine c-, b- und t-Quarks produziert werden.

Die beschriebenen Auswahlregeln lassen sich gut anhand der in Abb. 1.5 dargestellten Beispiele Instanton-induzierter Prozesse nachvollziehen. Man bezeichnet diese Graphen

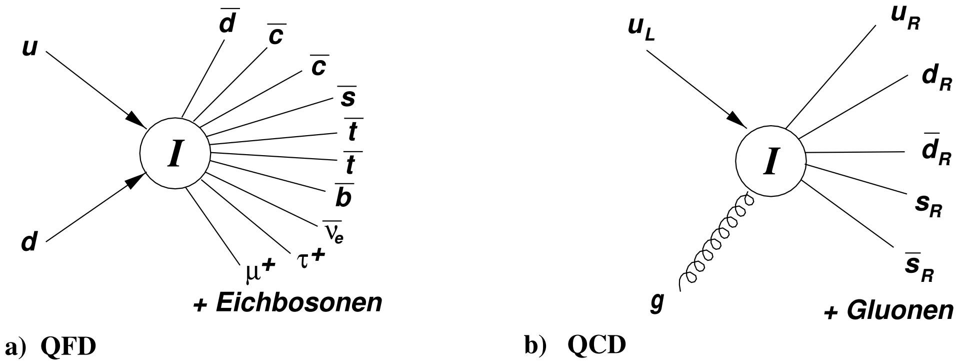


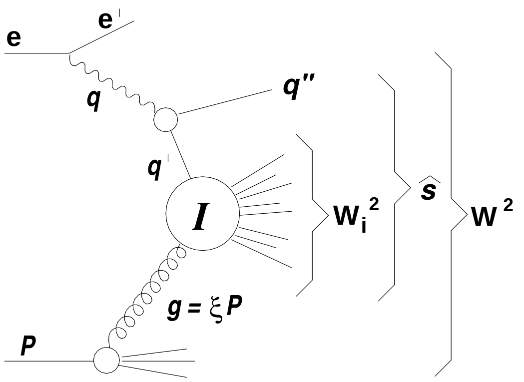

**Abb. 1.5:** Beispiele Instanton-induzierter Prozesse: **a)** Instanton-Prozeß der elektroschwachen Wechselwirkung mit $\Delta(B+L) = -6$ **b)** QCD-Instanton-Prozeß mit $\Delta Q_5 = 6$

auch als *modifizierte* Feynman-Diagramme: Hinter dem mit " **I** " bezeichneten Kreis verbergen sich unverbundene Propagatorlinien, die den stattfindenden Tunnelübergang und die Verletzung der Quantenzahlen symbolisieren.

[11] Massive Teilchen besitzen eigentlich keine wohldefinierte Chiralität, da man durch eine entsprechende Lorentztransformation immer in der Lage ist, sie zu überholen, so daß sich die Chiralität umdreht.

## 1.2 Instantonen in tiefunelastischer Streuung

Instanton-induzierte Prozesse[12] finden in der tiefunelastischen $e^{\pm}p$-Streuung hauptsächlich in der in Abb. 1.6 dargestellten Form, einer Photon-Gluon-Fusion, statt.
Man erwartet, daß die durch Quarks aus dem Proton initiierten Prozesse um einen Faktor der Größenordnung $\alpha_s^2$ unterdrückt sind ([RS98a]). Darüber hinaus sollten sie aufgrund der hohen Gluondichte des Protons bei kleinem $x_{Bj}$ (dem bei HERA vornehmlich untersuchten Bereich) für unsere Untersuchung ohnehin von untergeordneter Bedeutung sein.




DIS Variablen:
$Q^2 := -q^2 = -(e-e')^2$
$x_{Bj} := Q^2 \;/\; (2P\cdot q)$
$W^2 := (q+P)^2 = Q^2\;(1-x_{Bj})/x_{Bj}$
$\hat{s} := (q+g)^2$
$\xi := x_{Bj}\;(1+\hat{s}/Q^2)$

Variablen des Instanton-Subprozesses:
$Q'^2 := -q'^2 = -(q-q'')^2$
$x' := Q'^2 \;/\; (2\,g\cdot q')$
$W_i^2 := (q'+g)^2 = Q'^2\;(1-x'\;)/x'$

**Abb. 1.6:** Kinematische Variablen des Instanton-induzierten Prozesses in tiefunelastischer Streuung. Das virtuelle Photon $\gamma$ (Viererimpuls $q = e - e'$), das von dem einlaufenden Elektron abgestrahlt wird, tritt in Wechselwirkung mit einem Gluon (Viererimpuls $g$) aus dem Proton (Viererimpuls $P$). Das Gluon trägt den Bruchteil $\xi$ des (longitudinalen) Protonimpulses. Das virtuelle Quark, das in den Instanton-Subprozeß eingeht, hat den Viererimpuls $q'$ und das auslaufende Quark (=: *Stromquark*) aus dem $\gamma \to q\overline{q}$-Prozeß hat den Viererimpuls $q''$. $x'$ wird formal wie $x_{Bj}$ definiert, hat jedoch keine anschauliche Bedeutung. Es gilt $0 \leq x_{Bj} \leq x_{Bj}/\xi \leq x' \leq 1$. $W_i$ ist die invariante Masse des Quark-Gluon($q'g$)-Systems und $W$ die des gesamten hadronischen Systems (des $\gamma p$-Systems). $\hat{s}$ ist das Quadrat der invarianten Masse des $\gamma g$-Systems.

Experimente der tiefunelastischen Streuung (DIS) sind aus zwei Gründen für die Untersuchung von Instanton-induzierten Prozessen von besonderer Bedeutung. Zum einen werden hier die bei den Berechnungen normalerweise auftretenden sogenannten Infrarot-Divergenzen (bei der Integration über die Instantongröße $\rho$) durch die “harte Impulsskala” $Q'$ des in den Subprozeß einlaufenden Quarks abgeschnitten ([MRS97, RS98a]). Quantitative Voraussagen werden damit möglich.
Zum anderen besitzen Instanton-Prozesse in tiefunelastischer Streuung einen charakteristischen hadronischen Endzustand, den man zur Trennung von normalen DIS-Ereignissen nutzen kann ([RS94, GRS95b, RS97, CRS]). Dies wird in Kapitel 4 ausführlich diskutiert.

[12] Wir betrachten ab jetzt ausschließlich Instanton-Prozesse in der QCD. Der Begriff *Instanton* steht daher von nun an stellvertretend für *QCD-Instanton*.

Um einen Eindruck der Struktur Instanton-induzierter Ereignisse in tiefunelastischer Streuung zu erhalten, wollen wir diese Charakteristika im folgenden Abschnitt kurz vorstellen.

### 1.2.1 Signatur von Instanton-induzierten Prozessen

Der hadronische Endzustand Instanton-induzierter Ereignisse ist durch folgende Eigenschaften ausgezeichnet:

1. **Bandstruktur (Isotropie) und Stromjet**
   Die Lagrangedichte des Instanton-Eichfeldes (1.21) hat eine (4-dimensional) sphärisch symmetrische Form (Abb. 1.4). Dies macht zumindest plausibel (die genaue Erklärung ist erheblich komplizierter), warum im *Instanton-Ruhesystem* (vgl. Abschnitt 2.2) bei der Erzeugung der Teilchen, die aus dem Instanton-Subprozeß entstehen, keine Raumrichtung besonders ausgezeichnet ist: die Gesamtenergie des Subprozesses verteilt sich isotrop. Dieses Charakteristikum führt zu einer auf einen bestimmten Bereich in der Pseudorapidität $\eta = -ln(\tan(\theta/2)$ ($\theta$ ist der Polarwinkel des jeweiligen Hadrons, gemessen gegen die $\gamma p$-Achse) eingeschränkten Energieverteilung. Dieser Bereich - man spricht auch von einem *Band* in $\eta$ - ist im Instanton-Ruhesystem um $\eta = 0$ lokalisiert[13]. Das Band ist in azimutaler Richtung ($\Phi$) mehr oder weniger homogen besetzt.

   Neben diesem Band aus Hadronen gibt es einen in vielen Ereignissen deutlich zu erkennenden Stromjet, der sich aus dem auslaufenden Stromquark (in Abb. 1.6 mit $q''$ gekennzeichnet) durch Hadronisierung bildet. Abbildung 1.7 verdeutlicht diese Ereignisstruktur.

2. **Hohe transversale Energie**
   Während in normalen DIS-Ereignissen im Mittel nur etwa 2 GeV an transversaler Energie pro Einheit in $\eta$ produziert werden ([HCA+95]), erwartet man für Instanton-Ereignisse im Bereich $0 \lesssim \eta \lesssim 4$ (dem "Instanton-Band") für diesen Wert bis zu 10 GeV (für kleines $x'$).

3. **Hohe Multiplizität**
   In jedem Instanton-induzierten Ereignis werden entsprechend der Auswahlregel (1.28) gleichzeitig Quarks und Antiquarks aller kinematisch möglichen Flavours (eingeschränkt auf u-, d- und s-Quarks) erzeugt. Gleichzeitig findet man ([RS98b]) für die mittlere Anzahl der aus dem Instanton-Subprozeß entstehenden Gluonen: $\langle n_g \rangle^{(I)} \sim 1/\alpha_s \sim 3$. Für den bei unseren Untersuchungen betrachteten Phasenraum (vgl. Abschnitt 1.2.2) ergibt sich daraus eine mittlere Anzahl an Partonen von ca. 10, was nach erfolgter Hadronisierung zu einer hohen Teilchenmultiplizität von etwa 20 führt. Die Anzahl der entstehenden Hadronen hängt dabei im wesentlichen von der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie $W_i$ ab.

[13] Vernachlässigt man die Masse der Hadronen, so ist die Form der Pseudorapiditätsverteilung eine Lorentz-Invariante bzgl. longitudinaler Boosts. Die Bandstruktur bleibt daher auch im hadronischen Schwerpunktsystem (vgl. Abschnitt 2.2) in etwa erhalten. Der Mittelpunkt des Bandes wird jedoch - abhängig vom Boost - zu einem Wert $\eta \neq 0$ verschoben.

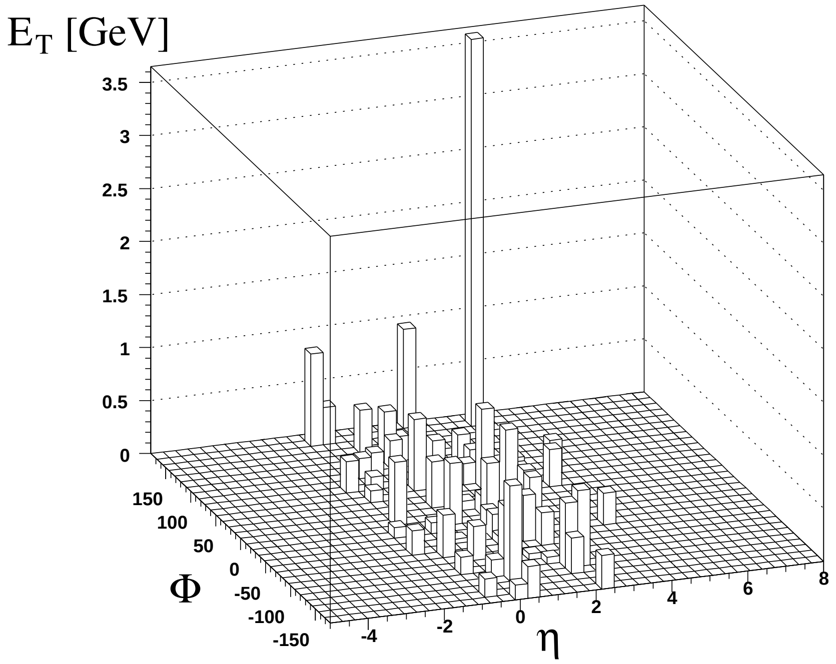



**Abb. 1.7:** Verteilung der transversalen Energie über $\eta$ und $\Phi$ im hadronischen Schwerpunktsystem eines Instanton-Ereignisses. Gut zu erkennen ist hier - neben dem Band der "Instanton-Hadronen" - der Stromjet des hadronisierten auslaufenden Quarks bei $\eta \approx 3$, $\Phi \approx 170°$.

4. **"Flavour-Demokratie"**
   Wiederum aufgrund der Auswahlregel (1.28) werden in *jedem* Instanton-induzierten Ereignis mindestens ein Strange- und ein Antistrange-Quark erzeugt. Dies sollte sich (z.B.) durch einen im Verhältnis zu normalen DIS-Ereignissen höheren Anteil an $K^0$-Mesonen bemerkbar machen.

### 1.2.2 Phasenraum des Instanton-Subprozesses

Der zentrale Punkt bei der Vorhersage der Rate Instanton-induzierter Prozesse bei HERA ist die Berechnung des Wirkungsquerschnitts des Instanton-Subprozesses im Rahmen der oben erwähnten Instanton-Störungstheorie. Dafür ist es von entscheidender Bedeutung, zu wissen, in welchem kinematischen Bereich von $x'$ und $Q'$ diese verläßliche Ergebnisse liefern kann. Die Bestimmung des Bereichs gelingt mit Hilfe der Gitter-Eichtheorie. Durch Diskretisierung der (euklidischen) Raumzeit ist man hier in der Lage, eine Art Momentaufnahme des QCD-Vakuums zu erzeugen. Dabei werden auch in der normalen Störungstheorie nicht berechenbare topologische Effekte, wie Instantonen, sichtbar (vgl. Abb. 1.8).

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden kann man nun auf dem Gitter bestimmte physikalische Größen, wie beispielsweise die raumzeitliche Dichte der Instantonen $D(\rho)$ (diese entspricht der Tunnelamplitude) numerisch bestimmen. Ein Vergleich der Gitterrechnun-

**Lagrangedichte $\mathcal{L}(t,z)$** **topol. Ladungsdichte $q(t,z)$**

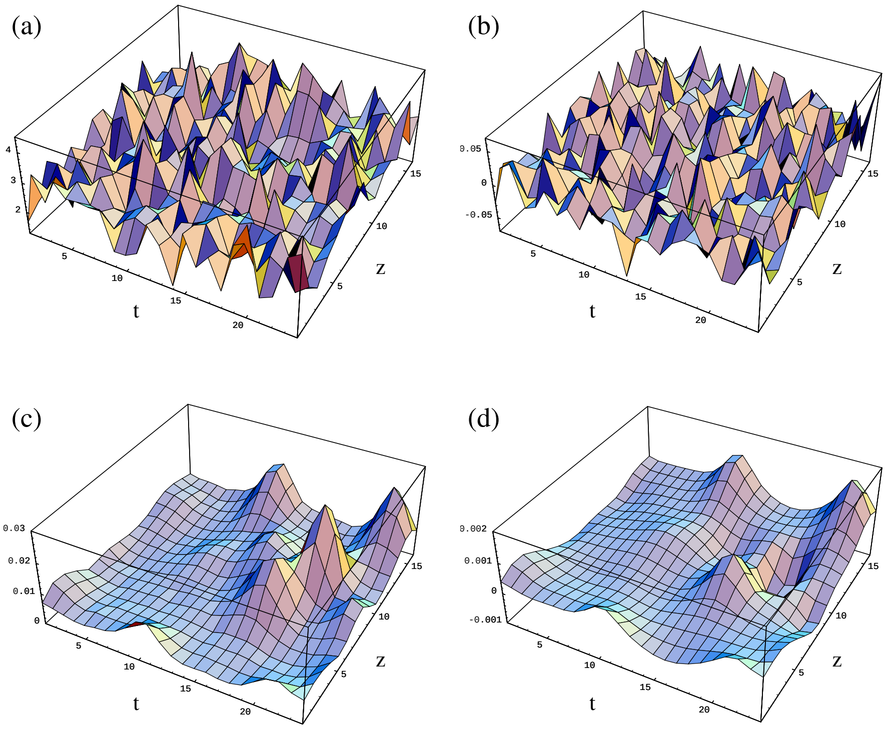



**Abb. 1.8:** Beispiel der Darstellung physikalischer Größen auf dem Gitter (Chu et al., 1994). (a) und (c) zeigen die Lagrangedichte $\mathcal{L}(t,z)$ vor und nach der Anwendung eines sog. "cooling"-Verfahrens. Dieses filtert Quantenfluktuationen von der Größe des Gitterabstandes heraus. (b) und (d) zeigen die topologische Ladungsdichte $q(t,z)$, ebenfalls vor und nach cooling. Die Hügel in Abb. (c) stellen Instanton-Feldkonfigurationen dar. Der scharfe Peak bei $(t,z) \simeq (20,10)$ entpuppt sich in der Darstellung von $q(t,z)$ als *Anti*-Instanton (= negative topologische Ladung).

gen mit der störungstheoretisch gewonnenen Dichte liefert schließlich den Bereich von $\rho$, auf den man sich innerhalb der Störungstheorie beschränken sollte (vgl. Abb. 1.9). Eine ähnliche Untersuchung liefert den Gültigkeitsbereich für die ebenfalls störungstheoretisch relevante Größe $R/\rho$, den Abstand von Instantonen und Anti-Instantonen in Einheiten ihrer Größe. Entscheidend ist nun, daß man in der Lage ist, derartige Gültigkeitsbereiche in solche für die kinematischen Variablen $x'$ und $Q'$ des Instanton-Subprozesses umzurechnen. Für den "sicheren" Phasenraumbereich findet man schließlich folgende Bedingungen ([RS98a]):

$$\left.\begin{array}{lcll} \rho & \leq & \rho_{max} & \simeq \ 0,3 \text{ fm} \\ \frac{R}{\rho} & \geq & \left(\frac{R}{\rho}\right)_{min} & \simeq \ 1 \end{array}\right\} \Longrightarrow \left\{\begin{array}{lcll} Q' & \gtrsim & Q'_{min} & \simeq \ 8 \text{ GeV} \\ x' & \gtrsim & x'_{min} & \simeq \ 0{,}35. \end{array}\right. \tag{1.29}$$

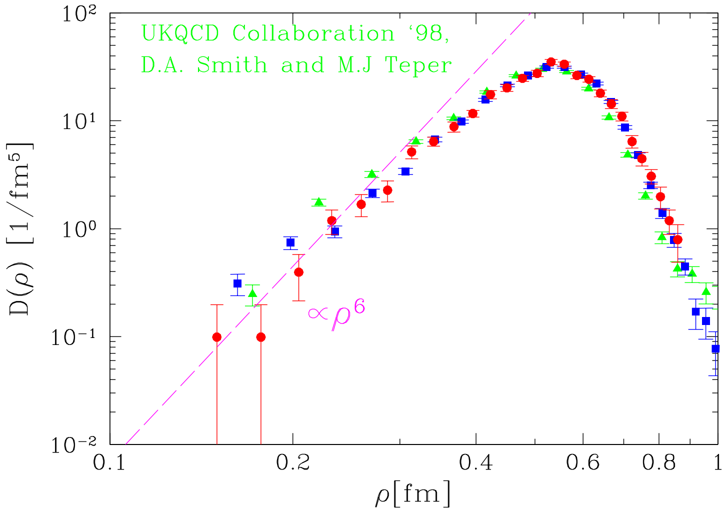



**Abb. 1.9:** Vergleich der störungstheoretisch gewonnenen Instantondichte $D(\rho) \propto \rho^6$ (gestrichelte Linie) mit den aus verschiedenen Gitterrechnungen gewonnenen ([RS98a, ST98]). Aus der Figur entnimmt man als Gültigkeitsgrenze für die Störungsrechnungen: $\rho \lesssim 0,3$ fm.

### 1.2.3 Wirkungsquerschnitt bei HERA

Innerhalb der Instanton-Störungstheorie kann gezeigt werden ([RS96], [RS98a], [MRS]), daß sich der inklusive, in $x'$ und $Q'^2$ differentielle Wirkungsquerschnitt eines Instanton-induzierten Prozesses in unpolarisierter tiefunelastischer $e^{\pm}P$-Streuung schreiben läßt als[14]

$$\frac{d\sigma_{eP}}{dx'dQ'^2} \simeq \frac{d\mathcal{L}^{(I)}_{q'g}}{dx'dQ'^2} \cdot \sigma^{(I)}_{q'g}(Q', x'). \tag{1.30}$$

Die differentielle Luminosität $d\mathcal{L}^{(I)}_{q'g}$ ist ein Maß für die Anzahl der $q'g$-Kollisionen pro $e^{\pm}p$-Kollision im Intervall $(x', x' + dx')$ und $(Q'^2, Q'^2 + dQ'^2)$. Etwas vereinfachend gesagt, erhält man diese Anzahl als eine Faltung der Wahrscheinlichkeit $P_{\gamma^*}$, daß das Elektron ein Photon bestimmter Virtualität $Q^2$ abstrahlt, mit der Wahrscheinlichkeit $P^{(I)}_{q^*/\gamma^*}$, daß das virtuelle Photon im Rahmen dieses Prozesses (man sagt auch *im Instantonhintergrund*) in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt, und der Wahrscheinlichkeit $P_{g/P}$, ein Gluon im Proton zu finden. $d\mathcal{L}^{(I)}_{q'g}$ ist vollständig berechenbar ([RS98a]).

Der wichtigste Teil der Dynamik des Instanton-Prozesses ist in dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma^{(I)}_{q'g}(Q', x')$ enthalten. Dieser ergibt sich als kompliziertes Integral über ver-

[14] Die in (1.30) angegebene Form des inklusiven Wirkungsquerschnitts gilt exakt nur im Bjorken-Limes, also für großes $Q^2$, bei festem $x_{Bj}$. Für sinkendes $Q^2$ werden die Beiträge von nichtplanaren Graphen zunehmend wichtiger, so daß sich der Wirkungsquerschnitt nicht mehr so einfach faktorisieren läßt.

schiedene kollektive Koordinaten[15] (Instanton- und Anti-Instantongröße $\rho$ bzw. $\bar{\rho}$, raumzeitlicher Instanton-Anti-Instantonabstand $R_\mu$):

$$\sigma_{q'g}^{(I)}(Q', x') = \int d\rho D(\rho, \mu_r) \int d\bar{\rho} D(\bar{\rho}, \mu_r) \int d^4R \ \ \ldots \ \ \exp\left(-\frac{4\pi}{\alpha_s(\mu_r)}\,\Omega(R/\rho)\right). \quad (1.31)$$

Diese stark vereinfachte Darstellung (daher die Auslassungspunkte) soll den Blick auf zwei wichtige Faktoren lenken:

1. Integriert wird (unter anderem) die bereits erwähnte Instantondichte $D(\rho)$ (bzw. Anti-Instantondichte $D(\bar{\rho})$). Diese ist in der aktuellen Version des Instanton-Monte-Carlos (siehe Kapitel 2) in sogenannter *2-loop*-Näherung (Näherung 2. Ordnung) integriert, was die Vorhersage des Wirkungsquerschnitts nahezu unabhängig von der Wahl der Renormierungsskala $\mu_r$ und damit wesentlich stabiler macht.

2. Die Funktion $\Omega(R/\rho)$ rührt von der in Abschnitt 1.1.2.1 erwähnten Emission zusätzlicher Gluonen her. Sie sorgt für eine Reduzierung der exponentiellen Unterdrückung ([Rin90, RS98a]). $\Omega(R/\rho)$ ist nicht exakt bekannt. Ihre Werte werden durch eine Störungsreihenentwicklung bzw. mit Hilfe der sog. $I\bar{I}$-Valley-Methode ([KR91]) approximativ berechnet.

Wie bereits im letzten Abschnitt geschildert, lassen sich die in (1.31) auftretenden Parameter $\rho$ und $R/\rho$ direkt in die kinematischen Variablen $x'$ und $Q'$ des Instanton-Subprozesses umrechnen.

Den totalen Wirkungsquerschnitt Instanton-induzierter Prozesse in DIS an HERA erhält man schließlich durch Integration von (1.30) über diese Variablen. Abbildung 1.10 zeigt das Ergebnis in Funktion verschiedener Schnitte auf $x'$ und $Q'$. Für die aus Gitterberechnungen abgeleitete, "sichere" Region (1.29) ergibt sich der Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{HERA}^{(I)}(x' \geq 0,35; Q' \geq 8\text{GeV}) \ \simeq \ 130\,\text{pb} \quad (1.32)$$

(zusätzlich wurde hier $x_{Bj} \geq 10^{-3}$ und $0,1 < y < 0,9$ angenommen, was einem $Q^2$-Schnitt von $Q^2 > 9$ GeV$^2$ entspricht).

Diese Vorhersage enthält jedoch noch einige wichtige Unsicherheiten ([RS98a]). Relativ große, aber berechenbare Schwankungen ergeben sich aus der Unsicherheit bei der Bestimmung des Skalenparameters $\Lambda_{QCD}$. Umgerechnet auf 3 Flavours findet man: $\Lambda_{QCD}^{(3)} = 282$ MeV $\pm$ 65 MeV. Wählen wir $\Lambda_{QCD}^{(3)}$ innerhalb dieser Grenzen, so ändert sich ändert sich der Wirkungsquerschnitt um $\mathcal{O}(+300)$ pb bzw. $\mathcal{O}(-100)$ pb.

Die größte Unsicherheit beruht jedoch im Prinzip auf der Wahl der unteren Grenzwerte für $x'$ und $Q'$, was man an Abbildung 1.10 deutlich erkennen kann (mit kleiner

[15] Vgl. Fußnote 2, Seite 6.

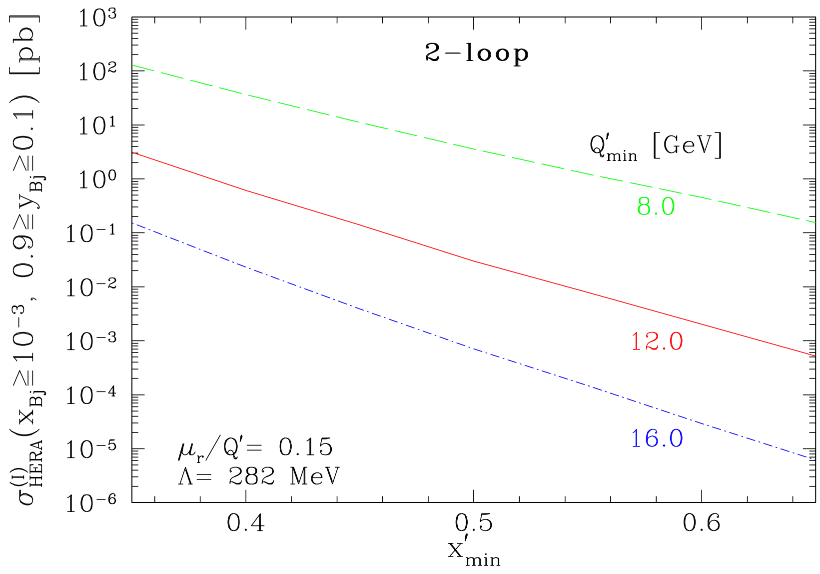



**Abb. 1.10:** Der totale Wirkungsquerschnitt Instanton-induzierter Ereignisse bei HERA als Funktion verschiedener Schnitte in $x'_{min}$ und $Q'_{min}$. Die Kurven wurden mit der aktuellen Version des Instanton-Monte-Carlo-Programms "QCDINS 1.6.0" hergestellt ([RS98a]).

werdendem $x'_{min}$ bzw. $Q'_{min}$ steigt der Wirkungsquerschnitt exponentiell an). Aufgrund der oben beschriebenen Möglichkeit, diese Minimalwerte aus der Übereinstimmung von Rechnungen der Instanton-Störungstheorie mit Gitterrechnungen zu gewinnen, ist das Vertrauen in die in (1.29) angegebenen Grenzwerte für $x'_{min}$ und $Q'_{min}$ jedoch recht groß.

Nehmen wir trotz der vorhandenen Unsicherheiten die Größenordnung von $\sigma$ aus (1.32) als Schätzung ernst, und betrachten wir die vom H1-Experiment an HERA in den Jahren '96 und '97 in dem relevanten kinematischen Bereich kumulierte integrierte Luminosität $\mathcal{L} \simeq \mathcal{O}(30)\,\mathrm{pb}^{-1}$, so ergibt sich für die Anzahl $N$ an Instanton-induzierten Ereignissen, die sich bereits auf Datenträgern befinden:

$$N \;=\; \sigma^{(I)}_{HERA} \cdot \mathcal{L} \;\simeq\; \mathcal{O}(10^3)\;! \tag{1.33}$$

Aus der Schätzung (1.32) für den Wirkungsquerschnitt erhält man darüber hinaus ([RS98a]) für den Anteil von Instanton-induzierten Ereignissen an normalen DIS-Ereignissen (nDIS):

$$f^{(I)} \;=\; \frac{\sigma^{(I)}_{HERA}}{\sigma^{(nDIS)}_{HERA}} \;=\; \mathcal{O}(1)\%. \tag{1.34}$$

Dies ist - bei allen geschilderten Unsicherheiten und in Anbetracht der Meß(un)genauigkeit von $F_2$ - wahrscheinlich zu klein, um eine Entdeckung von Instantonen in Messungen des inklusiven Wirkungsquerschnitts ($F_2$) zu erwarten.

Es besteht jedoch die Hoffnung, Instanton-induzierte Prozesse aufgrund ihrer charakteristischen Struktur des hadronischen Endzustands von normaler tiefunelastischer Streuung trennen und so auch entdecken zu können. Dies ist Gegenstand von Kapitel 4.

# Kapitel 2

# Grundlagen der Analyse

In diesem Kapitel werden die dieser Arbeit zugrunde liegenden Simulationsprogramme und die Rahmenbedingungen der durchgeführten Analysen beschrieben.
Sämtliche Ergebnisse der Kapitel 3 und 4 beruhen auf der Untersuchung des hadronischen Endzustandes von normalen und Instanton-induzierten Ereignissen der tiefunelastischen Streuung, die mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren (*ohne* Detektorsimulation) erzeugt wurden. Die dabei verwendeten Programme QCDINS (zur Simulation von Instanton-induzierten Ereignissen) und ARIADNE (zur Simulation von normalen DIS-Ereignissen) werden im folgenden Abschnitt näher betrachtet. Anschließend definieren wir die in unserer Analyse verwendeten Bezugssysteme, das hadronische Schwerpunktsystem und das Instanton-Ruhesystem. In einem letzten Abschnitt werden daraufhin die bei der Auswahl der Ereignisse benutzten kinematischen Schnitte eingeführt und ihre Verwendung motiviert.

## 2.1 Verwendete Monte-Carlo-Generatoren

### 2.1.1 Einleitung

Die Simulation von Streuereignissen geschieht in der Hochenergiephysik mit Hilfe von sogenannten Monte-Carlo-Generatoren. Die diesen Programmen zugrunde liegende Monte-Carlo-Methode ermöglicht es, durch das "Würfeln" bestimmter Parameter (daher der Name) komplizierte Integrale numerisch zu berechnen bzw. die in der Quantenphysik durch Wahrscheinlichkeitsdichten bestimmten Verteilungen physikalischer Größen wiederzugeben. Man ist in der Lage, sowohl das durchschnittliche Verhalten als auch die auftretenden Fluktuationen physikalischer Systeme nachzubilden. Die in den meisten Fällen äußerst komplexe Vielteilchenphysik der stattfindenden Wechselwirkungen wird so einer genaueren Untersuchung zugänglich gemacht[1].

[1] Selbstverständlich darf dabei nicht vergessen werden, daß es sich bei der Anwendung von MC-Generatoren nur um die (in der Regel mehr oder weniger unzulängliche) *Modellierung* physikalischer Prozesse, und nicht etwa um die Meßdaten selbst handelt. Kritische (und amüsante) Anmerkungen zu diesem Thema findet man in [Bjo92].

Für die vorliegende Arbeit von Bedeutung ist dabei insbesondere, daß man durch Monte-Carlo-Generatoren in der Lage ist, eine detaillierte Vorhersage des hadronischen Endzustandes normaler und Instanton-induzierter Ereignisse tiefunelastischer Streuung zu erhalten. Durch das Studium der Topologie beider Ereignisklassen - in Abhängigkeit verschiedener (kinematischer) Schnitte - hofft man, die für eine Trennung der Prozesse optimalen physikalischen Observablen aufspüren zu können. Darüber hinaus kann die Vorhersage von Ereignisraten für Signal(= Instanton)- und Untergrund(= normale DIS)-Ereignisse abgefragt und damit die Durchführbarkeit einer geplanten Analyse abgeschätzt werden[2].

Der allgemeine Aufbau eines Monte-Carlo-Generators zur Simulation tiefunelastischer Streuereignisse kann grob in drei Stufen unterteilt werden (vgl. Abb. 2.1):

- der harte Subprozeß,
- die Erzeugung von Partonschauern und
- die Hadronisierung.

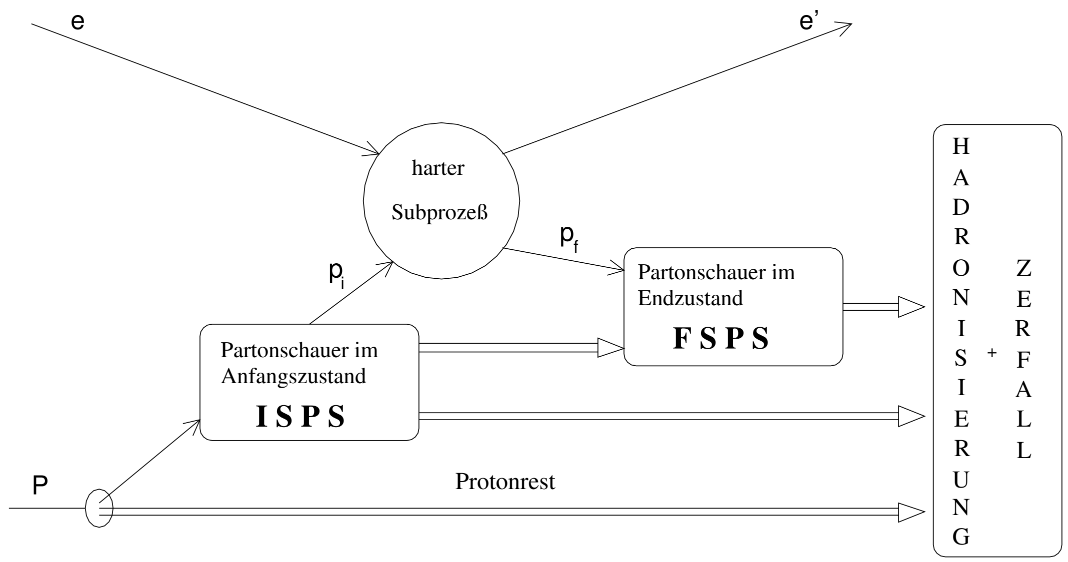



**Abb. 2.1:** Darstellung der groben Struktur eines Generators für tiefunelastische Streuereignisse. (**ISPS** = **I**nitial **S**tate **P**arton **S**hower, **FSPS** = **F**inal **S**tate **P**arton **S**hower.)

Was unter den einzelnen Punkten zu verstehen ist, und wie der jeweilige Prozeß vom Generator umgesetzt wird, werden wir nun im Detail besprechen.

[2]Für eine verläßlichere Abschätzung, ob eine zukünftige Analyse Aussicht auf Erfolg hat oder nicht, ist natürlich die Simulation des Detektors unumgänglich. Umgekehrt kann man jedoch sagen: Wenn man auf Generatorniveau nicht in der Lage wäre, Instanton-induzierte Prozesse von normalen DIS-Ereignissen in ausreichender Güte zu trennen, wäre eine Analyse auf Detektorniveau aussichtslos.

### 2.1.2 QCDINS

Für das Studium des hadronischen Endzustands Instanton-induzierter Ereignisse steht uns der Monte-Carlo-Generator QCDINS ([GRS95b, CRS], verwendete Version: 1.6.0) zur Verfügung. Die Simulation der Ereignisse geschieht dabei wie folgt:

#### Der harte Subprozeß

In einem ersten Schritt wird der *harte Subprozeß* des Instanton-induzierten Ereignisses erzeugt (vgl. Abb. 2.2), der - wie im letzten Kapitel besprochen - neben dem gestreuten Elektron zu 6 Quarks und im Mittel 3 Gluonen mit hohem Transversalimpuls im Endzustand führt.

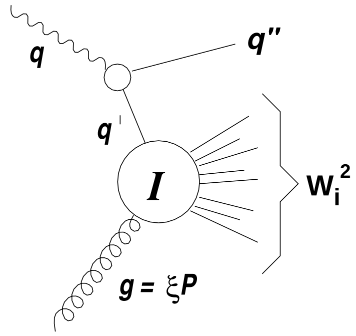



**Abb. 2.2:** Der harte Subprozeß des dominierenden, durch Gluonen initiierten Instanton-induzierten Ereignisses in tiefunelastischer Streuung.

Die diesen Prozeß bestimmenden Parameter werden innerhalb vorgegebener Wahlmöglichkeiten bzw. Grenzen zufallsverteilt (teilweise gewichtet) erzeugt. Dies gilt z.B. für das Flavour des Quark-Antiquark-Paares, in das sich das virtuelle Photon aufspaltet und insbesondere auch für die den Instanton-Subprozeß charakterisierenden Variablen $x'$ und $Q'$, die innerhalb der durch (1.29) vorgegebenen Grenzen entsprechend dem Wirkungsquerschnitt (1.31) gewürfelt werden. Andere Größen, wie z.B. die Gluondichte bei vorgegebenem $\xi$, werden aus experimentell gemessenen Verteilungen abgeleitet.

$x'$ und $Q'$ bestimmen die Grenzen, innerhalb derer sowohl $x_{Bj}$ und $Q^2$, als auch $\xi$, der longitudinale Impulsbruchteil des Protons, den das einlaufende Gluon trägt, gewürfelt werden. Aus $x_{Bj}$ und $Q^2$ erhält man $q$, den Photon-Vierervektor, und aus $\xi$ und $P$, dem Vierervektor des Protons, erhält man $g = \xi P$, den Vierervektor des Gluons. $q'$, der Vierervektor des in den Instanton-Subprozeß einlaufenden Quarks, ergibt sich aus $x'$, $Q'$, $x_{Bj}$ und $q$. Man erhält so schließlich den Vierervektor des Instantons $(g + q')$. In einem letzten Schritt des harten Subprozesses läßt man das Instanton in seinem Ruhesystem isotrop in die entsprechend der Auswahlregel (1.28) generierten Quarks und in die zusätzlich im Instanton-Subprozeß entstehenden Gluonen zerfallen. Die Anzahl der Gluonen wird dabei auf Grundlage einer Poissonverteilung erzeugt.

QED-Strahlungseffekte (das ein- oder auslaufende Elektron kann Photonen abstrahlen) können in der gegenwärtigen Version von QCDINS nicht berücksichtigt werden. Aus diesem Grunde wurde auch bei der Simulation normaler DIS-Ereignisse mit ARIADNE diese QED-Strahlung "abgeschaltet". Für die - spätere - Untersuchung von Daten spielt diese fehlende Eigenschaft von QCDINS jedoch keine entscheidende Rolle, da die Daten auf QED-Strahlungseffekte korrigiert werden können.

### Partonschauer

Nach der Erzeugung des harten Subprozesses werden in QCDINS weitere Partonemissionen berücksichtigt. Dies geschieht mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators HERWIG (**H**adron **E**mission **R**eactions **W**ith **I**nterfering **G**luons, [M+92]) in der sogenannten *leading logarithm approximation* (LLA), in der die höheren Ordnungen in $\alpha_s$, das heißt Terme $\sim (\alpha_s \log \frac{Q^2}{Q_0^2})^n$, aufsummiert werden. Der generierte Partonschauer wird aufgeteilt in einen Anteil herrührend vom Anfangszustand und einen zweiten, der vom Endzustand ausgeht. Die durch Farbkohärenz der Partonen verursachten Interferenzphänomene werden in HERWIG über eine Beschränkung des den Partonen zur Verfügung stehenden Phasenraums realisiert. Partonen des Schauers im Endzustand sind in der Variablen $\theta$, dem Winkel zwischen emittierendem und abgestrahltem Teilchen, und Partonen des Schauers im Anfangszustand in der Variablen $E \cdot \theta$ geordnet, wobei $E$ die Energie des Partons vor der Abstrahlung ist.

### Hadronisierung

Der störungstheoretisch nicht beschreibbare Übergang von Partonen in beobachtbare Hadronen wird - ebenfalls mit Hilfe von HERWIG - durch das sogenannte Cluster-Fragmentationsmodell ([Web84]) beschrieben. Dabei wird ausgenutzt, daß, entsprechend der Theo-

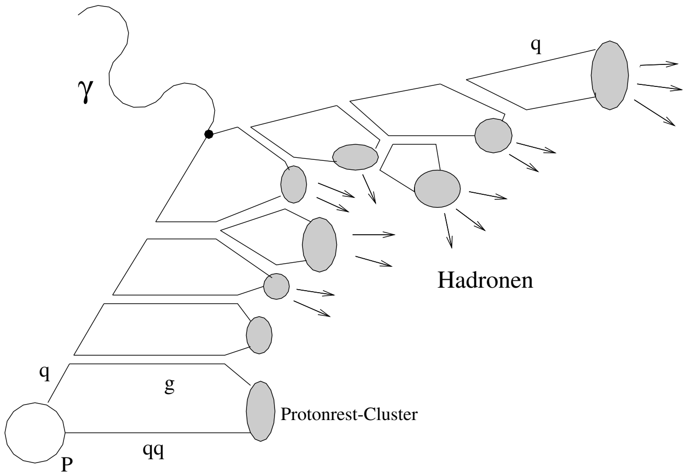



**Abb. 2.3:** Schematische Darstellung des Cluster-Fragmentationsmodells. Gluonen sind - als Träger von Farbe und Antifarbe - durch Doppellinien dargestellt.

rie des "Preconfinements" ([AV79, BCM79, MTV80]), farbverbundene Partonen die Tendenz haben, am Ende der perturbativen Phase im Phasenraum nahe beieinander zu liegen.

Auf dieser Grundlage werden beim Cluster-Fragmentationsmodell alle Gluonen am Ende der störungstheoretisch beschreibbaren Schauerentwicklung in $q\bar{q}$-Paare überführt, die daraufhin zu Farbsinglett-Clustern kombinert werden, wie in Abbildung 2.3 illustriert. Diese Cluster zerfallen schließlich entsprechend dem zur Verfügung stehenden Phasenraum in Hadronen.

Der Vorteil dieses Hadronisierungsmodell liegt in der relativ geringen Anzahl an Parametern, die für die Beschreibung des Cluster-Zerfalls benötigt werden.

### 2.1.3 ARIADNE

Zur Simulation normaler DIS-Ereignisse wird in der Analyse dieser Arbeit der Lund Monte-Carlo-Generator ARIADNE ([Lö92], Version 4.08) verwendet. Abbildung 2.4 zeigt die Feynman-Graphen führender Ordnung (in $\alpha_{QED}$ bzw. in $\alpha_s$) normaler tiefunelastischer $e^{\pm}p$-Ereignisse.

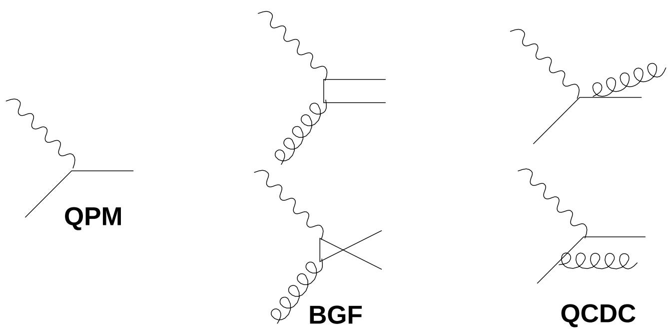



**Abb. 2.4:** Feynman-Graphen der Prozesse führender Ordnung (QPM in $\alpha_{QED}$, BGF und QCDC in $\alpha_s$) normaler tiefunelastischer Streuereignisse. Das ein- und auslaufende Elektron/Positron sowie der Protonrest sind hier der Einfachheit halber nicht dargestellt.

Neben dem gestreuten Elektron führen diese Prozesse zu einem Quark (Quark-Parton-Modell-, QPM-Prozeß), einem Quark-Antiquark-Paar (Boson-Gluon-Fusion, BGF) oder einem Quark und einem Gluon (QCD-Compton, QCDC) im Endzustand. In Ereignissen höherer Ordnung $\alpha_s$ können entsprechend mehr Partonen abgestrahlt werden.
Bei der Simulation dieser Prozesse durch ARIADNE läßt sich keine scharfe Trennung zwischen hartem Subprozeß und der Entwicklung von Partonschauern vornehmen. Nachdem in einem initialisierenden Schritt zunächst die kinematischen Variablen $x_{Bj}$ und $Q^2$ gemäß dem elektroschwachen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dx_{Bj}dQ^2}$ gewürfelt wurden (dies geschieht mit Hilfe des MC-Generators LEPTO, [Ing92]), werden die perturbativen QCD-Strahlungsprozesse über das sogenannte **Farbdipol-Modell** (*Colour Dipol Model*, [GP88, Gus86, AGLP89]) beschrieben. Dieses Modell basiert auf der Vorstellung, daß zwischen dem gestreuten Quark und dem Protonrest ein Farbdipol aufgespannt wird, von dem aus die Abstrahlung eines Gluons erfolgt (vgl. Abb. 2.5). Zwischen der auf diese Weise erzeugten Farbladung (dem Gluon) und dem gestreuten Quark bzw. dem Protonrest werden

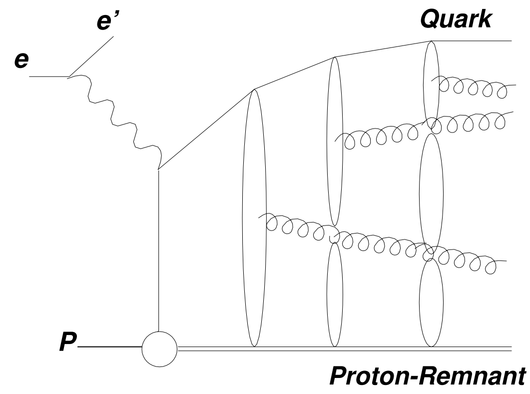



**Abb. 2.5:** Schematische Darstellung der Gluonabstrahlung im Farbdipol-Modell.

anschließend weitere Dipole aufgespannt, die wiederum Gluonen abstrahlen und so fort. Der QPM- und der QCDC-Prozeß entstehen so auf "natürliche" Weise. Das Matrixelement der Boson-Gluon-Fusion hingegen (dem bei kleinem $x_{Bj}$ dominanten Prozeß) wird "per Hand" eingefügt ([Lö95]). Interferenzeffekte zwischen den entstehenden Gluonen werden im Farbdipol-Modell automatisch, d.h. ohne die Einführung einer Winkelordnung der Partonen (wie in HERWIG) berücksichtigt. Dabei wird - auch im Gegensatz zu HERWIG - im Farbdipol-Modell nicht zwischen Abstrahlungen des Anfangs- und des Endzustandes unterschieden[3].

### Hadronisierung

Am Ende der störungstheoretisch beschreibbaren Phase (die Gluonemissionen brechen ab, wenn das zuletzt abgestrahlte Gluon einen Transversalimpuls $p_{T,min} \lesssim 1$ GeV besitzt) geschieht die Umwandlung von Partonen in Hadronen in ARIADNE nach dem sogenannten Lund-String-Modell ([AGIS83, AGS83, Sjö94]), wie im Programm JETSET ([Sjö94]) implementiert.

Abbildung 2.6 deutet schematisch den zugrunde liegenden Mechanismus der String-Fragmentation am Beispiel eines auseinanderlaufenden Quark-Antiquark-Paares des partonischen Endzustandes an. Zwischen dem Quark und dem Antiquark herrscht ein Farbfeld, angedeutet in Form eines die Teilchen umschließenden Bandes. Das Feld wird als String (man sagt auch Flußschlauch) modelliert, mit einer konstanten Energiedichte pro Einheitslänge. Wenn der relative Abstand des auseinanderlaufenden $q\overline{q}$-Paares so groß wird, daß die Feldenergie einen bestimmten Wert überschreitet, kann der String aufbrechen und ein neues $q\overline{q}$-Paar aus dem Vakuum erzeugen. Die so entstandenen Teilchen verbinden sich mit den bereits vorhandenen zu neuen, durch Strings miteinander verbundenen farbneutralen Einheiten. Dieser Vorgang kann sich nun so lange wiederholen, bis die zur Verfügung stehende Energie verbraucht ist. Die am Ende dieser Kette entstandenen $q\overline{q}$-Paare werden dann zu Hadronen zusammengefaßt.

[3]Eine weiterführende, gut verständliche Beschreibung des Farbdipol-Modells findet man in [Moh97].

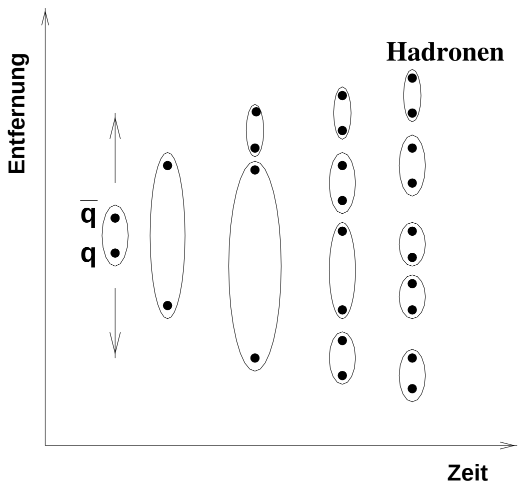



**Abb. 2.6:** Schematisierte Darstellung des Hadronisierungsvorganges im Lund-Stringmodell, hier am Beispiel eines auseinanderlaufenden $q\overline{q}$-Paares. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Das eben beschriebene Prinzip der Fragmentation bleibt in der Anwesenheit von Gluonen im Endzustand bestehen, die genaue Beschreibung wird jedoch wesentlich komplizierter (Einzelheiten siehe [Sjö90]).

### 2.1.4 Kommentare

Die Verwendung der oben beschriebenen Monte-Carlo-Generatoren unterlag bestimmten Notwendigkeiten und Analysekonzepten, die im Folgenden dargestellt werden.

QCDINS, mit seiner Ankopplung an HERWIG, ist zur Zeit das einzige existierende Monte-Carlo-Programm zur Simulation Instanton-induzierter Ereignisse. Wird HERWIG zur Simulation normaler DIS-Ereignisse verwendet, zeigen sich in einigen Bereichen Schwächen bei der Beschreibung der bei HERA gemessenen Daten ([B$^+$96]). Der Ursprung dieser Schwächen ist unklar. Sollten sie hauptsächlich durch das nur in HERWIG verwendete Modell der Cluster-Fragmentation verursacht sein, ist nicht auszuschließen, daß die gleichen Unzulänglichkeiten auch in der Beschreibung des von QCDINS vorhergesagten hadronischen Endzustandes Instanton-induzierter Ereignisse auftreten.

Um die Abhängigkeiten von verschiedenen Hadronisierungsmodellen (und Partonschauer-Entwicklungen) zu testen, müßte man die Beschreibung des harten Subprozesses in QCDINS mit anderen MC-Generatoren verknüpfen. Ein Unterfangen, das zur Zeit im Gange ist[4].

[4]Dabei gibt es jedoch von einigen Stellen geäußerte, starke Bedenken, ob sich ein derartig extremer partonischer Endzustand (ca. 10 Partonen, verteilt über ein $\eta$-Intervall von etwa 2 Einheiten) überhaupt mit einem der herkömmlichen Hadronisierungsmodelle behandeln läßt.

Die Entscheidung, ARIADNE zur Simulation normaler DIS-Ereignisse (und nicht ebenfalls HERWIG) zu verwenden, ergab sich aus der Tatsache, daß ARIADNE der Monte-Carlo-Generator ist, der die gemessenen HERA-Daten in den für die Trennung von Instanton-induzierten und normalen DIS-Prozessen relevanten Verteilungen am besten beschreibt ([B+96]). Unter der Annahme, daß QCDINS die Eigenschaften des hadronischen Endzustands mehr oder weniger korrekt wiedergibt, sind die Bereiche, in denen nach dem Signal zu suchen ist (wie hohes $E_T$ oder hohe Multiplizität), relativ klar definiert. Um in diesen Bereichen den erreichten Unterdrückungsfaktoren der Rate normaler DIS-Ereignisse (vgl. Kapitel 4) weitgehend vertrauen zu können, wurde das hier die Daten am besten beschreibende Monte-Carlo-Programm gewählt. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers, der allein aus der Wahl zweier unterschiedlicher Monte-Carlo-Generatoren für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse resultiert, ist eine vergleichende Untersuchung mit HERWIG als Generator zur Erzeugung des Untergrundes natürlich unabdingbar. Dies sei einer zukünftigen Studie unter Einbeziehung einer Detektorsimulation vorbehalten.
Die Abbildungen 2.7 und 2.8 demonstrieren die sehr gute Übereinstimmung der gemessenen HERA-Daten mit den Vorhersagen von ARIADNE in bezug auf den Energiefluß und die Multiplizität geladener Teilchen.

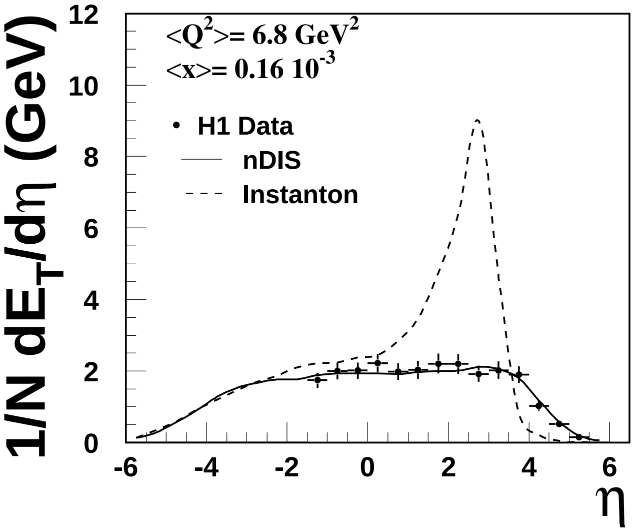



**Abb. 2.7:** Verteilungen der mittleren transversalen Energie im hadronischen Schwerpunktsystem aufgetragen gegen $\eta$ nach den Vorhersagen des Standard-DIS-Modells (nDIS=ARIADNE), des Instanton-Modells (QCDINS) und den gemessenen H1-Daten ([HCA+95]). Man beachte, daß es sich um normierte Verteilungen handelt (bezogen auf die totale Anzahl der Ereignisse $N$).

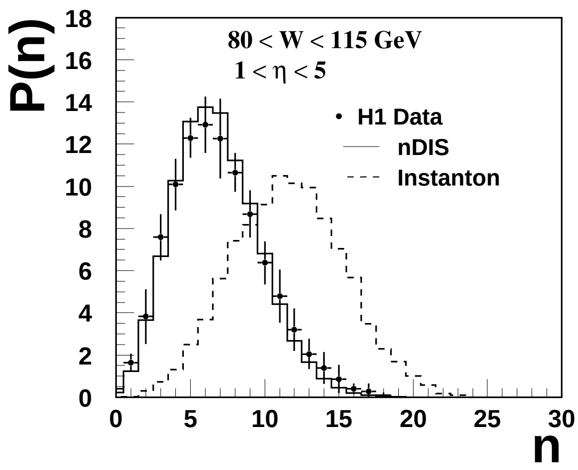



**Abb. 2.8:** Vergleich der Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen von H1-Daten ([HCA+96]), ARIADNE (=nDIS) und den Instanton-Vorhersagen (QCDINS). Aufgetragen ist die Wahrscheinlichkeit $P(n)$, im Intervall $1 < \eta < 5$ (im hadronischen CMS) und dem kinematischen Bereich 80 GeV $< W <$ 115 GeV n geladene Teilchen zu erhalten.

## 2.2 Wahl der Bezugssysteme

Sämtliche Analysen des 3. Kapitels (*Rekonstruktion der Kinematik des Instanton-Subprozesses*) werden im hadronischen Schwerpunktsystem durchgeführt. Dies gilt bis auf explizit hervorgehobene Ausnahmen auch für die in Kapitel 4 (*Trennung von Instanton-induzierten und normalen DIS-Ereignissen*) präsentierten Ergebnisse. Diese Ausnahmen beziehen sich auf die Untersuchung von Observablen, mit deren Hilfe man die Isotropie eines Instanton-induzierten Prozesses bestmöglich ausnutzen bzw. untersuchen möchte. Solche Observablen wurden (auch) im Instanton-Ruhesystem analysiert. Beide Systeme sind nachstehend definiert.

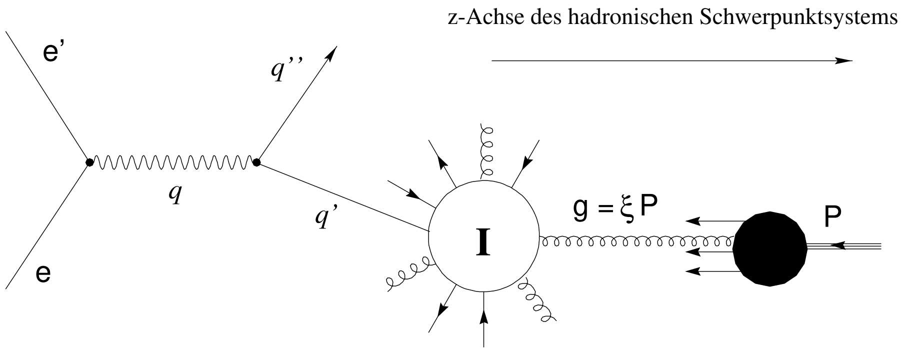



**Abb. 2.9:** Erläuternde Graphik zur Definition des hadronischen Schwerpunktsystems und des Instanton-Ruhesystems. Gezeigt ist der Graph des dominierenden Instanton-induzierten Prozesses. Die Buchstaben stehen für die Vierervektoren der Teilchen.

### Das hadronische Schwerpunktsystem

Das *hadronische Schwerpunktsystem* (auch *hadronisches CMS* [5]) eignet sich besonders gut zur Untersuchung des hadronischen Endzustands eines Prozesses, da hier die Impulse der Hadronen sich nur gegeneinander (und nicht auch den Impuls des Elektrons) balancieren müssen. Es ist definiert durch die Bedingung $\vec{q} + \vec{P} = \vec{0}$. Dabei ist $\vec{P}$ der Impulsvektor des einlaufenden Protons und $\vec{q}$ der Impulsvektor des virtuellen Photons (vgl. Abb. 2.9). $\vec{q}$ läßt sich aus der Vermessung des Impulses des gestreuten Elektrons berechnen ($\vec{q} = \vec{e} - \vec{e}\,'$). Die positive z-Richtung ist im hadronischen CMS durch die Richtung des virtuellen Photons definiert.

### Das Instanton-Ruhesystem

Das *Instanton-Ruhesystem* ist definiert durch die Bedingung $\vec{q}\,' + \vec{g} = \vec{0}$. Dabei ist $\vec{q}\,'$ der Impulsvektor des in den Instanton-Subprozeß einlaufenden virtuellen Quarks (oder Antiquarks) und $\vec{g}$ der Impulsvektor des Gluons aus dem Proton (vgl. Abb. 2.9). Machen wir die zusätzliche Annahme, daß der intrinsische Transversalimpuls des Gluons im Proton zu vernachlässigen ist, so gilt: $\vec{g} = \xi \vec{P}$ (dies wird auch in QCDINS angenommen). Über die Rekonstruktion von $q'$ und $\xi$ wäre man also in der Lage, eine Lorentztransformation in dieses Bezugssystem durchzuführen.

Dem Instanton-Ruhesystem nahe, nur durch eine longitudinale Transformation unterschieden, ist das durch die Bedingung $\vec{q}\,' + \vec{P} = \vec{0}$ definierte System, das wir als *Quark-Proton-System* bezeichnen wollen. Dieses System bietet den Vorteil, die $\Phi$-Isotropie der Instanton-Teilchen aufrecht zu erhalten, und dabei nicht auf die - in vielen Fällen nur schlecht rekonstruierbare - Größe $\xi$ angewiesen zu sein.

Wir werden uns dies bei der im 4. Kapitel geführten Untersuchung von Observablen zur Trennung von Instanton-induzierten und normalen DIS-Ereignissen zunutze machen. Generell zeigt sich dabei, daß eine Transformation zwischen den oben genannten Bezugssystemen erheblichen Einfluß auf die Verteilungen sogenannter *Eventshape*-Variablen hat.

## 2.3 Allgemeine kinematische Schnitte

Die Auswahl der Ereignisse erfolgt durch eine Reihe von kinematischen Schnitten, die im Folgenden erläutert werden. Diese Schnitte sind großteils durch Detektorgegebenheiten motiviert, um die Relevanz der Ergebnisse dieser Arbeit für eine zukünftige Studie auf Detektorniveau zu erhöhen.

- **Schnitt auf $\mathbf{Q^2}$**

$$Q^2 \;\geq\; 5\ \text{GeV}^2 \tag{2.1}$$

Dieser Schnitt wird aus zwei Gründen angewandt. Zum einen sind im Bereich noch kleinerer Werte von $Q^2$ erst wenige Observablen des hadronischen Endzustandes bei

[5] CMS = **C**enter of **M**ass **S**ystem.

HERA gemessen worden. Daher ist noch nicht allzu gut bekannt, in welcher Qualität ein DIS-Monte-Carlo-Generator für $Q^2 < 5\ \mathrm{GeV}^2$ den hadronischen Endzustand beschreiben kann.

Zum anderen mußte eine Minimalgröße von $Q^2$ gewährleistet werden, um - wie in Zusammenhang mit (1.30) angesprochen - die theoretischen Vorhersagen des Wirkungsquerschnitts und der Signatur Instanton-induzierter Prozesse auf eine vertrauenswürdigere Basis zu stellen.

- **Schnitt auf $\mathbf{x_{Bj}}$**

$$x_{Bj} \ \geq \ 10^{-4} \ \text{ bzw. } \ x_{Bj} \ \geq \ 10^{-3} \tag{2.2}$$

Aus dem eben angesprochenen theoretischen Grund werden sowohl in Kapitel 3 als auch in Kapitel 4 jeweils zwei kinematische Bereiche untersucht. Abbildung 2.10 macht deutlich, daß der Schnitt $x_{Bj} \ \geq \ 10^{-3}$ einem $Q^2$-Schnitt von ungefähr $Q^2 \ \geq \ 9\ \mathrm{GeV}^2$ entspricht, also einen Bereich beleuchtet, in dem die Vorhersagen der Theorie (und damit auch von QCDINS) noch sicherer werden.
Dabei ist allerdings nicht klar, inwieweit sich die für sinkende Werte von $Q^2$ bzw. $x_{Bj}$ immer wichtiger werdenden Beiträge von Diagrammen höherer Ordnung in Instanton-Störungstheorie - diese sind in QCDINS nicht berücksichtigt - auf die Topologie der Ereignisse auswirken. Aufgrund des mit sinkendem $x_{Bj}$ wahrscheinlich stark zunehmenden Wirkungsquerschnitts Instanton-induzierter Prozesse und der damit verbundenen größeren Wahrscheinlichkeit ihrer Entdeckung, ist es eine experimentelle Herausforderung, auch den Bereich kleinerer Werte von $x_{Bj}$ zu untersuchen. Wir machen dabei die Annahme, daß die Topologie der Ereignisse auch in diesem Bereich zumindest in guter Näherung durch QCDINS beschrieben wird.

- **Schnitt auf y**

$$0,1 \ \leq \ y \ \leq \ 0,6 \tag{2.3}$$

Der Schnitt $0,1 \ \leq \ y$ bewirkt zweierlei: Zum einen schließt er die Region aus, in der die Rekonstruktion der kinematischen Variablen schlecht wird, wenn man $x_{Bj}$ und $Q^2$ allein aus dem gestreuten Elektron berechnen möchte, und zum anderen stellt er eine ausreichende hadronische Aktivität im Kalorimeter und in den Spurkammern sicher ($0,1 \ \leq \ y$ entspricht dem Schnitt $W^2 \simeq ys \gtrsim 9000\ \mathrm{GeV}^2$).

Der Schnitt $y \ \leq \ 0,6$ ist einem Schnitt auf die Energie des gestreuten Elektrons $E_{el} \ \geq \ 11\ \mathrm{GeV}$ äquivalent. Dieser Schnitt dient dazu, Photoproduktionsuntergrund zu unterdrücken. In Kollisionen von quasi-reellen Photonen mit Protonen kann das gestreute Elektron nicht im Detektor nachgewiesen werden. Trotzdem können Teilchen des hadronischen Endzustandes (z.B. Pionen), die in den Rückwärtsbereich gestreut werden, fälschlicherweise im Detektor als Elektronen identifiziert werden (und damit ein DIS-Ereignis mit $Q^2 > 5\ \mathrm{GeV}^2$ vortäuschen). Diese Ereignisse besitzten jedoch ein stark fallendes Energiespektrum. Für $E_{el} > \ 11\ \mathrm{GeV}$ ist dieser Untergrund daher in der Regel zu vernachlässigen.

- **Schnitt auf den Streuwinkel des Elektrons $\theta_{el}$**

$$153^\circ \leq \theta_{el} \leq 176^\circ \tag{2.4}$$

Diese Schnitte auf den Polarwinkel des gestreuten Elektrons (die Richtung des einlaufenden Protons definiert die positive z-Richtung) bilden in etwa den Akzeptanzbereich des rückwärtigen Kalorimeters ab, also den Bereich im Detektor, in dem für den oben angegebenen $Q^2$-Schnitt nahezu alle gestreuten Elektronen liegen sollten. Durch die Mindestforderung $Q^2 \geq 5$ GeV$^2$ erübrigt sich der Schnitt $\theta_{el} \leq 176^\circ$ und ist daher in Abbildung 2.10 nicht zu sehen.

- **Schnitt auf den Polarwinkel der Hadronen $\theta_h$**

$$\theta_h \geq 4^\circ \tag{2.5}$$

Durch diesen Schnitt auf den Polarwinkel der bei einem Ereignis erzeugten Hadronen wird in etwa der Akzeptanzbereich des (hadronischen) Kalorimeters wiedergegeben. Da die Energie der einlaufenden Protonen viel größer als die der einlaufenden Elektronen/Positronen ist, gibt es so gut wie nie Hadronen, die auf der anderen Seite (also bei $\theta_h \simeq 180^\circ$) im Detektor auftreten. Daher wurde dieser Bereich hier nicht explizit ausgeschlossen.

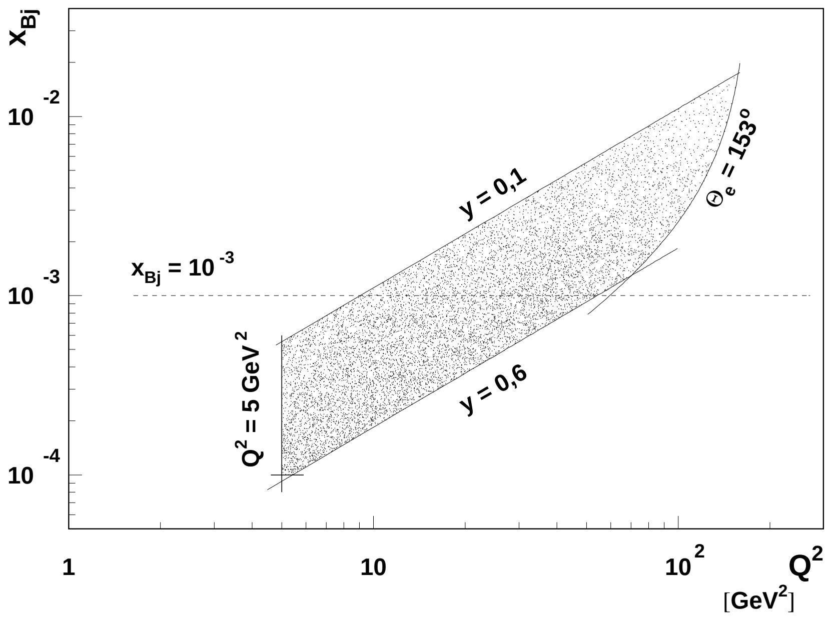



**Abb. 2.10:** Darstellung des durch die angegebenen Schnitte selektierten Bereichs der kinematischen Ebene. Wie im Text beschrieben, werden bei der Analyse jeweils 2 verschiedene Schnitte in $x_{Bj}$ angewendet, was durch die gestrichelte Linie angedeutet wird: Für $x_{Bj} \geq 10^{-4}$ betrachtet man die gesamte, durch die Punktierung dargestellte Menge an Ereignissen und für $x_{Bj} \geq 10^{-3}$ nur den oberen Teil dieser Menge.

# Kapitel 3

# Rekonstruktion der Kinematik des Instanton-Subprozesses

## 3.1 Einleitung

Wir beziehen uns in diesem Kapitel auf die in Abb. 1.6, Seite 14 definierten kinematischen Variablen des Instanton-Subprozesses $Q'^2, x'$ und $W_i$, und auf $\xi$, den Bruchteil des longitudinalen Protonimpulses, den das Gluon trägt bzw. auf $\hat{s}$, die Schwerpunktsenergie des Photon-Gluon-Prozesses.

Die Rekonstruktion der Kinematik des Instanton-Subprozesses ist aus verschiedenen Gründen von Bedeutung:

- Ein markantes Charakteristikum Instanton-induzierter Prozesse ist die Richtungsunabhängigkeit (Isotropie) der aus dem Subprozeß stammenden Hadronen und die daraus folgende Bandstruktur der Energieverteilung in der $\eta$-$\phi$-Ebene (vgl. Abschnitt 1.2.1). Möchte man sich diese Struktur für die Trennung von normalen DIS-Ereignissen zunutze machen, ist es von entscheidender Bedeutung, zu wissen, in welchem $\eta$-Bereich diese Hadronen liegen bzw. wie gut sie von dem offensichtlich die Isotropie störenden Stromjet getrennt werden können. Eine Antwort darauf gibt die Rekonstruktion von $Q'^2$ bzw. von $W_i$, der Instanton-Schwerpunktsenergie.

- Mit Hilfe der Rekonstruktion des Impulses des virtuellen Quarks $\vec{q}\,'$ und des Gluonimpulses $\vec{g}$ (über die Rekonstruktion von $\xi$) wäre man in der Lage, eine Lorentztransformation in das Instanton-Ruhesystem durchzuführen. Dort ließe sich die beschriebene Isotropie des hadronischen Endzustandes Instanton-induzierter Ereignisse wahrscheinlich am besten zur Trennung von DIS-Ereignissen nutzen.

- In Abschnitt 1.2.3 wurde erläutert, daß der Wirkungsquerschnitt Instanton-induzierter Prozesse bei HERA in wesentlichem Maße von den kinematischen Variablen $x'$ und $Q'$ bestimmt wird. Sollte man einmal in der Lage sein, eine ganze Reihe von Kandidaten Instanton-induzierter Ereignisse aus den Daten zu separieren, könnte man durch die Möglichkeit der Messung dieser Variablen die Vorhersagen der Theorie in verschiedenen kinematischen Bereichen testen.

- Schließlich dient die Analyse der Kinematik dazu, ein tieferes Verständnis über die Struktur Instanton-induzierter Prozesse (insbesondere auch in Abhängigkeit von $x_{Bj}$ und $Q^2$, oder von dem Transversalimpuls des Jets) zu erlangen, um so den für eine Trennung von normalen DIS-Prozessen optimalen kinematischen Bereich aufspüren zu können.

Zu Beginn jedes nun folgenden Abschnitts wird das Rekonstruktionsverfahren der jeweils betrachteten Größe erläutert. Anschließend werden die Ergebnisse der Rekonstruktion vorgestellt und analysiert. Dabei werden zunächst die Verteilungen der zu rekonstruierenden Größen, so, wie sie sich nach Anwendung aller geschilderten kinematischen Schnitte ergeben, gezeigt. Überlagert ist diesen Figuren das jeweils beste Rekonstruktionsergebnis der Analyse. Anschließend werden die Rekonstruktionsergebnisse der einzelnen Größen im Detail vorgestellt.
Die Rekonstruktion der Größe $Q'^2$ wird besonders ausführlich behandelt, da zum einen die Rekonstruktionen aller weiteren Variablen auf den hier erzielten Ergebnissen beruhen, und man hier zum anderen sehr viel über die Struktur des hadronischen Endzustandes Instanton-induzierter Ereignisse lernen kann.

Bevor wir beginnen, seien die wichtigsten Randbedingungen der folgenden Analysen noch einmal zusammengestellt:

1. Wir gehen davon aus, daß die kinematischen Variablen $x_{Bj}$ und $Q^2$ mit Hilfe des Elektrons bereits bestimmt wurden.

2. Sämtliche Analysen werden in dem in Abschnitt 2.2 definierten hadronischen Schwerpunktsystem durchgeführt.

3. Für jede Variable betrachten wir zwei kinematische Bereiche in $x_{Bj}$, nämlich $x_{Bj} > 10^{-4}$ und den von der Theorie her sichereren Bereich $x_{Bj} > 10^{-3}$ (vgl. Abschnitt 2.3).

4. Es werden ausschließlich generierte Hadronen (bzw. teilweise auch Partonen) betrachtet; eine Detektorsimulation wird nicht durchgeführt. Trotz Berücksichtigung der in 2.3 angeführten Detektorakzeptanzschnitte haben sich die folgenden Ergebnisse daher auf Detektorniveau erst noch zu beweisen.

## 3.2 Rekonstruktion von $Q'^2$

### Rekonstruktionsverfahren

Am $\gamma \to q\overline{q}$-Vertex gilt für die Vierervektoren (vgl. Abb. 1.6):

$$
\begin{aligned}
q &= q' + q'' \\
\Rightarrow\ -q'^2 = Q'^2 &= Q^2 + 2qq'' - q''^2 \qquad (3.1)
\end{aligned}
$$

Unter der Annahme, daß das Stromquark ($q''$) unter vollständiger Erhaltung des Viererimpulses hadronisiert[1], erhält man $q''$ aus der Summe der Vierervektoren der Hadronen $q_{had}$, die den Stromjet bilden:

$$q'' = \sum_{jet} q_{had}. \tag{3.2}$$

Der Jet wird mit Hilfe des Kegelalgorithmus PXCONE ([Poz93, Sey94]) im hadronischen CMS gesucht. Zu diesem Zweck wird ein Abstandsmaß $R$ in der $\eta$-$\Phi$-Ebene eingeführt: $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\Phi)^2}$. Der Impulsvektor jedes Hadrons wird nun nacheinander als Achse eines Kegels mit halbem Öffnungswinkel (oder *Radius*) $R$ betrachtet. Die transversale Energie $E_T$ aller Hadronen innerhalb eines solchen Kegels wird summiert und der $E_T$-gewichtete $\eta$- und $\Phi$-Mittelwert als neue Jetachse bestimmt. Die Größe $E_T$ wird dabei die in bezug auf die Protonachse berechnet. Stimmen die so gebildete Jetachse und die ursprüngliche Kegelachse nicht überein, wird die Jetachse als neue Kegelachse betrachtet. Das Verfahren wird solange wiederholt, bis die beiden Achsen übereinstimmen. Auf diese Weise wird die im Jet enthaltene transversale Energie maximiert. Überschreitet die transversale Energie des Jets einen vorher festzulegenden Minimalwert $E_{T,min}$, wird der Jet behalten und daraufhin mit dem gleichen Verfahren nach weiteren Jets gesucht.

Den Jet mit der höchsten transversalen Energie, entsprechend dem höchsten $p_T$, da die Jetmasse vernachlässigt wird, bezeichnen wir als Stromjet bzw. als dessen wahrscheinlichsten Kandidaten. Dabei fordern wir zusätzlich, daß der $\eta$-Wert der Jetachse über dem mit $E_T$ gewichteten $\eta$-Mittelwert $\overline{\eta}$ *aller* Hadronen liegt ($\eta_{jet} \geq \overline{\eta}$). Dieser $\eta$-Schnitt erhält seine Rechtfertigung durch die in den Abbildungen 3.1 a - d dargestellte relative Lage der Instanton-Partonen im Verhältnis zu der des Stromquarks in der Pseudorapidität $\eta$. Die Abbildungen zeigen, daß sich das Stromquark mit steigenden Werten von $p_T$, $x_{Bj}$ und $Q^2$ in $\eta$ immer weiter vom Protonrest entfernt, die Instanton-Partonen sich diesem jedoch annähern. Für eine spätere Untersuchung auf Detektorniveau ist dieses gerade der interessante kinematische Bereich: Je höher das $p_T$ des Stromjets, desto deutlicher ist das Signal im Detektor, und je höher $Q^2$, desto sicherer werden die Voraussagen der Theorie (vgl. Abschnitt 2.3). Unter der Annahme, daß sich auf Hadronniveau ein gleichartiges Verhalten der Lage von Stromjet und Instanton-Hadronen zeigt, gilt in diesem kinematischen Bereich nach Abb. 3.1 in der Regel: $\eta_{jet} \geq \overline{\eta}$. Der Schnitt verhindert daher in vielen Fällen, daß der Stromjet fälschlicherweise aus Instanton-Hadronen, die bei kleineren $\eta$-Werten liegen, aber zusammen auch viel $p_T$ tragen, gebildet wird und sorgt so für bessere Rekonstruktionsergebnisse.

Der Wert von $E_{T,min}$ wurde für die Analyse dieser Arbeit auf 1 GeV gesetzt, um möglichst alle generierten Instanton-induzierten Ereignisse kinematisch analysieren zu können. Diese besitzen nämlich in der überwiegenden Anzahl der Fälle ($\simeq$ 63% für $R = 0,5$) nur einen relativ *weichen* Jet ($p_T < 5$ GeV), wie Abbildung 3.2 a demonstriert. Die im nächsten Abschnitt präsentierten Ergebnisse zeigen jedoch, daß eine einigermaßen

[1] Eine Beeinflussung der Viererimpulserhaltung durch den Farbfluß zwischen dem Stromquark und den anderen Partonen des Endzustandes bei der Hadronisierung wird hier vernachlässigt.

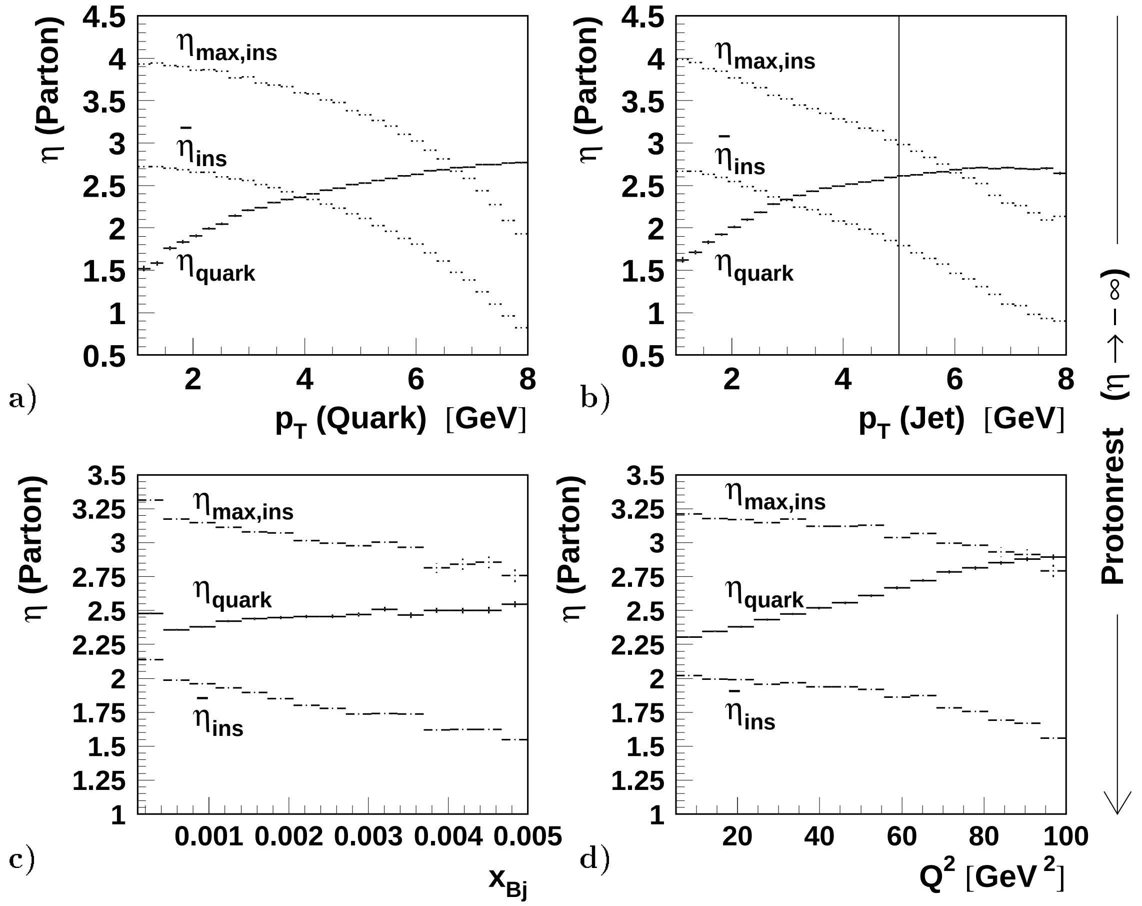



**Abb. 3.1:** Darstellung der Lage des Instanton-Bandes auf Partonniveau im Verhältnis zur Lage des Stromquarks in der Pseudorapidität $\eta$. Gezeigt sind die $\eta$-Mittelwerte in den Bins verschiedener Größen. Die Lage des Instanton-Bandes wird bestimmt durch den maximalen $\eta$-Wert eines Instanton-Partons ($\eta_{max,ins}$ = äußere Bandgrenze) und den mit $E_T$ gewichteten $\eta$-Mittelwert aller Instanton-Partonen ($\overline{\eta}_{ins}$ = Mitte des Bandes). Für Abb. a und b gilt $x_{Bj} > 10^{-4}$. Die in Abb. b eingezeichnete Gerade verdeutlicht den $p_T(Jet) > 5$ GeV-Schnitt. In Abb. c und d wurde kein weiterer Schnitt angewandt.

vernünftige Rekonstruktion von $Q'^2$ nur für $p_T(Jet) \gtrsim 5$ GeV möglich erscheint. Um den Fehler, der aus dem Überlappen mehrerer gefundener Jets resultieren kann (vgl. [Sey94]), zu minimieren, und um der begrenzten $E_T$-Auflösung des Detektors gerecht zu werden, sollte $E_{T,min}$ daher in einer zukünftigen Studie, die eine Simulation des Detektors mit einbezieht, auf $E_{T,min} \gtrsim 5$ GeV gesetzt werden.

Als optimaler Radius des Kegels ergab sich ein Wert von $R = 0,5$. Die Wirkung verschiedenen Radien auf die Rekonstruktion wird im nächsten Abschnitt untersucht.

Abbildung 3.2 b zeigt die Korrelation zwischen dem mittleren $p_T$ des Stromjets (= der Jet mit dem höchsten $p_T$, der den $\eta$-Schnitt erfüllt) und dem $p_T$ des Stromquarks. Die systematischen Abweichungen von einer 1:1-Korrelation zwischen beiden Größen lassen sich folgendermaßen verstehen: Bei kleinen Werten von $p_T(Quark)$ ist zum einen die Jetsignatur weniger ausgeprägt und zum anderen liegt der wahre Stromjet in der Regel auf der "falschen" Seite, das heißt zwischen Instanton und Protonrest. Er kann daher nicht gefunden werden. Statt des wahren Stromjets werden dann häufig (viele) Instanton-Hadronen als Jet rekonstruiert, was zu einem zu hohen $p_T(Jet)$ führt. Bei höheren Werten von $p_T(Quark)$ wird der Stromjet zwar immer häufiger korrekt identifiziert, jedoch laufen durch die Abstrahlung von Partonen und die anschließende Hadronisierung wahrscheinlich einige Teilchen aus dem Jetkegel heraus, so daß in vielen Fällen transversale Energie verloren geht[2]. In diesem Bereich gilt daher $\overline{p_T(Jet)} < p_T(Quark)$. Ein größerer Kegelradius (getestet wurden die Werte $R = 0,7$ und $R = 1$) bringt hier zwar eine bessere Übereinstimmung, sorgt allerdings für eine schlechtere Rekonstruktion von $Q'^2$, wie im nächsten Abschnitt erläutert wird.

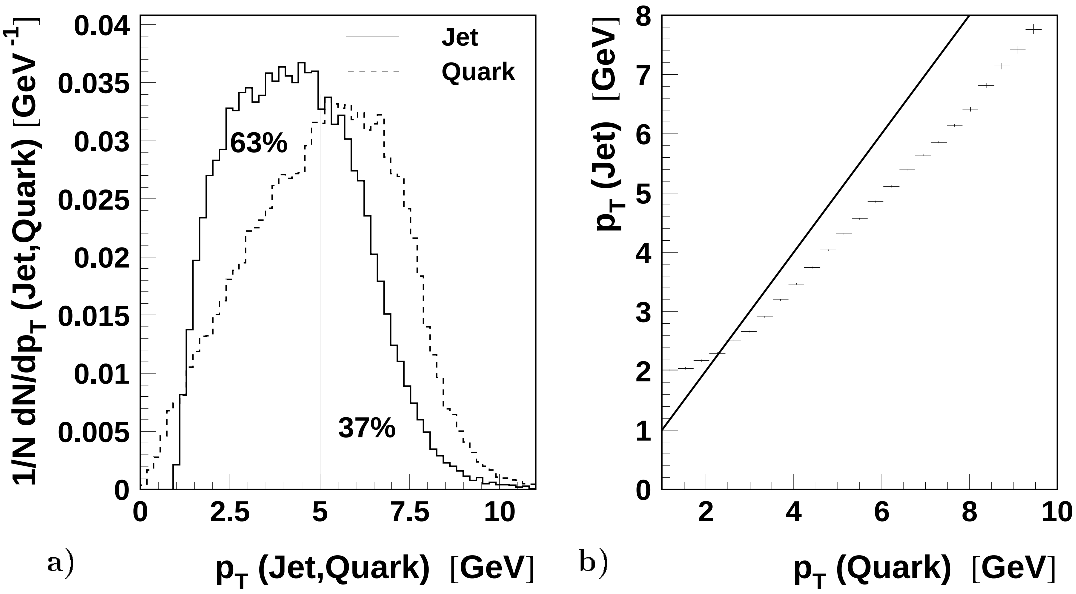



**Abb. 3.2:** **a)** Verteilung des transversalen Impulses des aus den Hadronen rekonstruierten Stromjets (Kegelradius $R = 0,5; x_{Bj} > 10^{-4}$) und des Stromquarks. Eingezeichnet ist der Schnitt $p_T(Jet) > 5$ GeV und der daraus resultierende jeweilige prozentuale Anteil der Ereignisse. **b)** Korrelation zwischen dem mittleren $p_T(Jet)$ und dem $p_T$ des Stromquarks. (Für $x_{Bj} > 10^{-3}$ ändert sich diese Korrelation nur marginal.) Die durchgezogene Linie markiert eine 1:1-Relation.

## Ergebnisse und Analysen

Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $Q'^2$. Deutlich zu erkennen sind der in (1.29) angegebene Schnitt $Q'^2 \geq 64$ GeV$^2$ und das starke Abfallen

[2]Dieser Effekt tritt natürlich auch bzw. gerade bei kleinerem $p_T(Jet)$ auf, da diese Jets meistens weniger stark gebündelt sind. Aufgrund der in vielen Fällen falschen Identifizierung des Jets für geringes $p_T(Jet)$ (s.o.), spielt dies hier jedoch nur eine untergeordnete Rolle.

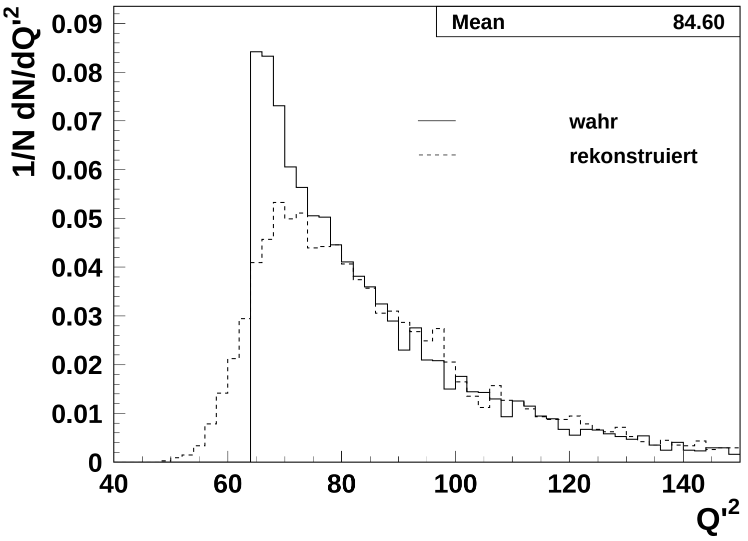



**Abb. 3.3:** Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $Q'^2$ nach Anwendung aller kinematischen Schnitte aus Abschnitt 2.3 und den zusätzlichen Schnitten $x_{Bj} > 10^{-3}$ und $p_T(Jet) > 5$ GeV. Der Verteilung überlagert ist das Rekonstruktionsergebnis für diese Schnitte. Der angegebene Mittelwert (Mean) bezieht sich auf die wahre Verteilung.

des Wirkungsquerschnitts Instanton-induzierter Prozesse mit wachsendem $Q'$ (vgl. Abb. 1.10). Überlagert ist dieser Verteilung das beste Rekonstruktionsergebnis der Analyse. Die Form der Verteilung wird, bis auf den Bereich um den Schnitt herum ($Q'^2 \simeq 60-70$ GeV$^2$), durch die rekonstruierte Größe sehr gut wiedergegeben.

Wir betrachten nun die Ergebnisse der $Q'^2$-Rekonstruktion im Detail. Abbildung 3.4 zeigt eine Übersicht über die Rekonstruktionsergebnisse von $Q'^2$ nach Anwendung verschiedener Schnitte. Die linke Seite zeigt dabei die relativen Abweichungen der rekonstruierten Größe von wahren Wert und die rechte Seite zeigt die Korrelationen zwischen den rekonstruierten und den wahren Werten, jeweils nach Anwendung verschiedener Schnitte. Um die Auswirkungen der Schnitte auf die Rekonstruktion zu verstehen, ist es wichtig, sich die Rekonstruktionsformel (3.1) für $Q'^2$ genauer anzuschauen. Im hadronischen CMS ergibt sich der Vierervektor des virtuellen Photons zu

$$(E_\gamma\ ,\ \vec{p}_\gamma)\ =\ \left(\frac{W^2-Q^2}{2W}\ ,\ 0\ ,\ 0\ ,\ \frac{W^2+Q^2}{2W}\right). \tag{3.3}$$

Setzen wir dies, zusammen mit (3.2), in (3.1) ein, so ergibt sich für das rekonstruierte $Q'^2$ unter Vernachlässigung der $Jetmasse = \sum_{jet} q^2_{had}$:

$$\begin{aligned} Q'^2_{rec} &\simeq Q^2 + \frac{W^2-Q^2}{W}\cdot\sum_{jet} E_{had} - \frac{W^2+Q^2}{W}\cdot\sum_{jet} p_{z,had} \\ &= Q^2 + \sum_{jet} E_{had}\left(\frac{W^2-Q^2}{W} - \frac{W^2+Q^2}{W}\cdot\cos(\Theta_{had})\right) \end{aligned} \tag{3.4}$$

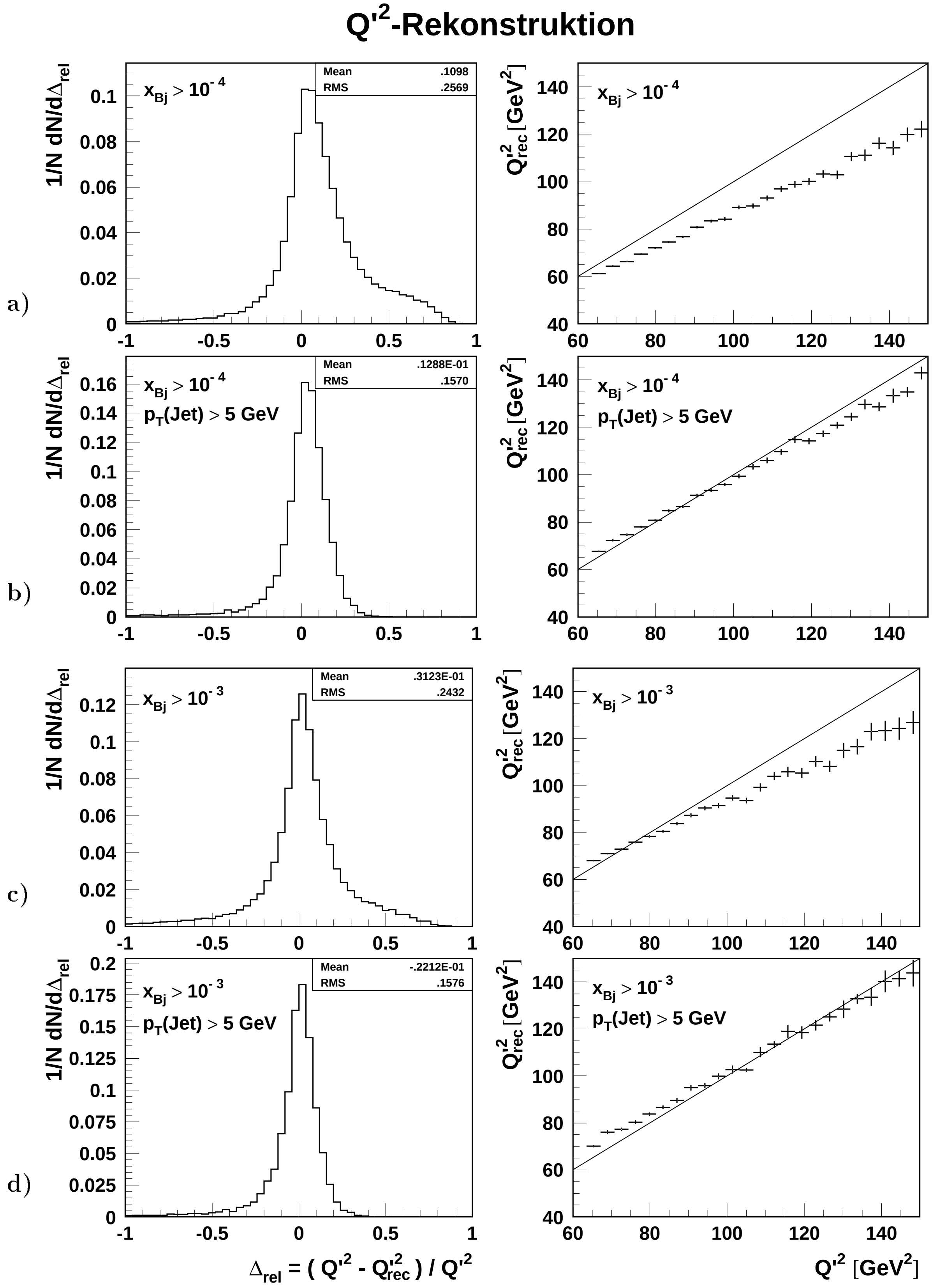



**Abb. 3.4:** Rekonstruktion der Größe $Q'^2$. Die in den rechten Figuren eingezeichnete Gerade entspricht einer 1:1-Korrelation. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Dabei ist $\Theta_{had}$ der Polarwinkel jeweils eines zum Jet gehörenden Hadrons. Aufgrund des recht großen Faktors $(W^2 + Q^2)/W \sim \mathcal{O}(W) \sim \mathcal{O}(100)$ vor dem Kosinus bekommt die Lage der zum Jet gehörenden Hadronen (bzw. die Lage des Jets) bei der Rekonstruktion von $Q'^2$ eine große Bedeutung. Im Zusammenspiel mit der mit steigendem $Q^2$ sich immer stärker unterscheidenden Größe der Faktoren $(W^2 - Q^2)/W$ und $(W^2 + Q^2)/W$ in (3.4) sorgt diese Winkelabhängigkeit dafür, daß $Q'^2_{rec}$ ein ganz anderes Rekonstruktionsverhalten zeigen kann, als $p_T(Jet)$. So kann durchaus $Q'^2_{rec} < Q'^2$ gelten, auch wenn $p_T(Jet) > p_T(Quark)$ ist, und umgekehrt. Wir wollen uns dieses Verhalten an der Analyse der einzelnen $Q'^2$-Rekonstruktionsergebnisse klar machen.

**$\mathbf{x_{Bj} > 10^{-4}}$ (Abb. 3.4 a)**

Eine Vielzahl der Ereignisse dieses kinematischen Bereichs hat einen relativ weichen Stromjet ($p_T(Jet) \lesssim 3$ GeV), der sich bei kleineren $\eta$-Werten als der Schwerpunkt des Instanton-Bandes befindet (vgl. Abb. 3.1) und so aufgrund des erwähnten $\eta$-Schnitts ($\eta_{jet} \geq \overline{\eta}$) nicht gefunden werden kann. Wie bereits in Verbindung mit Abb. 3.2 besprochen, führt dies zu $\overline{p_T(Jet)} > p_T(Quark)$. $Q'^2$ hingegen wird hier im Mittel zu klein rekonstruiert, da in den meisten Fällen der Kosinus des Polarwinkels der zum Jet gehörenden (Instanton-)Hadronen (viel) größer als derjenige der tatsächlichen Jethadronen ist. Ein größerer Kegelradius brächte auch hier (wie im Falle des Vergleichs von $p_T(Jet)$ und $p_T(Quark)$) ein besseres Ergebnis, und zwar einfach dadurch, daß mehr Teilchen den eben beschriebenen Verlust durch den zu großen Kosinuswert besser ausgleichen würden. Im eigentlich interessanten Bereich, $x_{Bj} > 10^{-3}$ und $p_T(Jet) > 5$ GeV, wird $Q'^2$ mit einem größeren Kegelradius jedoch überwiegend wesentlich schlechter rekonstruiert.

**$\mathbf{x_{Bj} > 10^{-4}}$, $\mathbf{p_T(Jet) > 5}$ GeV (Abb. 3.4 b)**

Die Anwendung des Schnitts $p_T(Jet) > 5$ GeV sorgt zum einen für eine deutlich ausgeprägte Jetsignatur und zum anderen dafür, daß sich der Jet nun fast immer bei größeren $\eta$-Werten als der Schwerpunkt des Instanton-Bandes befindet (vgl. Abb. 3.1 b). Der Kegelalgorithmus (mit dem zusätzlichen $\eta$-Schnitt) findet den Jet daher in den allermeisten Fällen[3]. Die Anzahl der oben beschriebenen Ereignisse mit zu klein rekonstruierten $Q'^2$-Werten wird daher stark reduziert und es ergibt sich im gesamten $Q'^2$-Bereich im Mittel ein sehr gutes Rekonstruktionsergebnis.

Der kleine Überschuß an im Mittel zu groß rekonstruierten $Q'^2$-Werten im Bereich $Q'^2 \lesssim 90$ GeV$^2$ wird durch verhältnismäßig wenige Ereignisse (ca. 20%) bewirkt, für die $p_T(Jet) > p_T(Quark)$ gilt. Bei diesen liegen zusätzlich zu den eigentlichen Jetteilchen noch Instanton-Hadronen innerhalb des Jetkegels, was nicht nur $p_T(Jet)$, sondern auch $Q'^2_{rec}$ größer als die entsprechenden wahren Werte werden läßt.

**$\mathbf{x_{Bj} > 10^{-3}}$ (Abb. 3.4 c)**

Der hier angewendete $x_{Bj} > 10^{-3}$-Schnitt bewirkt eine Vielzahl von Dingen:

- Abbildung 3.1 c zeigt, daß sich mit steigendem $x_{Bj}$ die Teilchen aus dem Instanton-Subprozeß und die des Stromjets in $\eta$ etwas weiter voneinander entfernen.

[3] Für $p_T(Jet) > 5$ GeV ist das Stromquark in etwa 95% der Fälle das in $\eta$ und $\Phi$ am dichtesten an der Jetachse liegende Parton. Ohne den $p_T$-Schnitt gilt dies für etwa 74% der Ereignisse.

- Die im Mittel pro Ereignis produzierte Anzahl geladener Teilchen wird mit steigendem $x_{Bj}$ leicht gesenkt (dargestellt in Abb. 3.5 a).

Beide Effekte sollten zu einer leichteren Trennung von Jet- und Instanton-Hadronen führen.

- Andererseits verringert sich aber mit steigendem $x_{Bj}$ die Anzahl der Ereignisse mit hohem Jet-$p_T$ (Abb. 3.5 b).

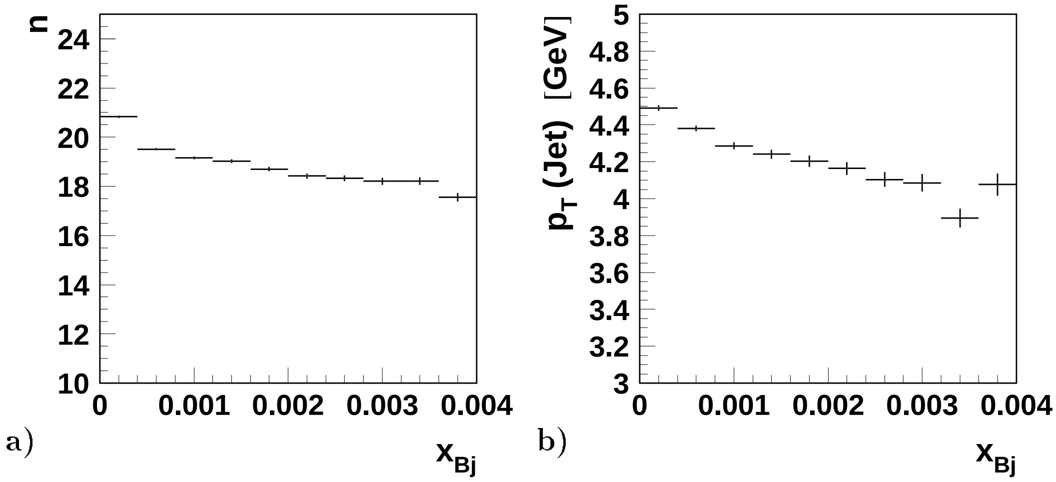



**Abb. 3.5:** **a)** Korrelation zwischen der pro Ereignis erzeugten Anzahl an geladenen Teilchen $n$ und $x_{Bj}$. **b)** Korrelation zwischen $p_T(jet)$ und $x_{Bj}$. In beiden Figuren sind die Mittelwerte der dargestellten Größen in den jeweiligen $x_{Bj}$-Bins eingezeichnet.

Diese für das klare Isolieren des Stromjets gegenläufigen Effekte führen zu einer nahezu unveränderten Jet-Trefferquote von etwa 75% (vgl. Fußnote 3).

- Der wesentliche Effekt des $x_{Bj}$-Schnitts ist nach dem oben gesagten daher "nur", daß man pro $Q'^2$-Bin nun die Rekonstrukionsergebnisse für höhere $Q^2$-Werte betrachtet.

Als Ergebnis zeigt sich, daß die Gerade, die sich durch eine gedachte Verbindung der Mittelwerte der einzelnen $Q'^2$-Bins ergibt (Abb. 3.4 a, rechts), nach oben verschoben wird, ohne jedoch - wie beim $p_T$-Schnitt deutlich sichtbar - ihre Steigung zu ändern. Eine genauere Untersuchung der Beiträge unterschiedlicher $Q^2$-Werte zu den Werten von $Q'^2_{rec}$ bestätigt: Je höher der $Q^2$-Wert für das Ereignis ist, desto größer wird $Q'^2_{rec}$ im Verhältnis zu $Q'^2$. Hier zeigt sich die starke Beeinflussung der in (3.4) enthaltenen Summe über die zum Jet gehörenden Teilchen durch die Beiträge von eigentlich aus dem Instanton-Subprozeß stammenden Hadronen: Für diese gilt in aller Regel $\Theta_{had,ins} > \Theta_{had,jet}$ und damit $\cos(\Theta_{had,ins}) < \cos(\Theta_{had,jet})$, was die Summe und dadurch den Wert von $Q'^2_{rec}$ zu groß werden läßt. Dieser Effekt wird mit steigendem $Q^2$ immer deutlicher, da dort der relative Unterschied der in (3.4) auftauchenden Faktoren $(W^2-Q^2)/W$ und $(W^2+Q^2)/W$ immer größer wird, und damit der Kosinuswert des jeweils zur Summe beitragenden Hadrons an Bedeutung gewinnt.

**$\mathbf{x_{Bj} > 10^{-3}}$, $\mathbf{p_T(Jet) > 5}$ GeV (Abb. 3.4 d)**
Beide Schnitte zusammen lassen uns in dieser Abbildung also auf die $Q'^2$-Rekonstrukion bei höheren $Q^2$-Werten schauen ($x_{Bj} > 10^{-3}$-Schnitt), bei der der Jet fast immer richtig erkannt wird ($p_T(Jet) > 5$ GeV-Schnitt). Der bereits im Zusammenhang mit dem $p_T$-Schnitt diskutierte Überschuß an zu groß rekonstruierten $Q'^2$-Werten im Bereich $Q'^2 \lesssim 90$ GeV$^2$ wird durch die Verschiebung der Geraden (durch den Blick auf höhere $Q^2$-Werte) noch stärker sichtbar. Ein kleinerer Kegelradius würde hier zwar eine Besserung des Ergebnisses herbeiführen (getestet wurde $R = 0,3$), jedoch würde dadurch die zur Verfügung stehende Anzahl von Ereignissen mit $p_T(Jet) > 5$ GeV nochmals erheblich reduziert, was natürlich nicht wünschenswert ist. Darüber hinaus wird die Umsetzung der Rekonstruktion auf Detektorniveau mit kleiner werdendem Radius immer schwieriger.

## 3.3 Rekonstruktion von $W_i$

### Rekonstruktionsverfahren

Das Verfahren zur Rekonstruktion von $W_i$, der Instanton-Schwerpunktsenergie, baut direkt auf der Rekonstruktion von $Q'^2$ auf: Der Stromjet wird, wie im letzten Abschnitt beschrieben, gesucht, und die zu ihm gehörenden Hadronen aussortiert. Mit Hilfe der verbleibenden Hadronen wird ein neuer $E_T$-gewichteter Mittelwert =: $\overline{\eta}'$ gebildet. Auf diese Weise hofft man, den Schwerpunkt des Bandes aus Instanton-Hadronen möglichst ungestört vom Stromjet bestimmen zu können. Für die Rekonstruktion von $W_i$ werden nun die Viererimpulse aller Hadronen $q_{had}$, die innerhalb eines solchen Bandes, also links und rechts von $\overline{\eta}'$, liegen, herangezogen:

$$W_i = \sqrt{\left(\sum_{\eta-Band} q_{had}\right)^2}. \tag{3.5}$$

Die optimale Breite des Bandes ergab sich zu $\overline{\eta}' \pm 1,1$. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung sowohl mit der sich in Abbildung 3.1 abzeichnenden Bandbreite auf Partonniveau, als auch mit der theoretischen Vorhersage für ein isotropes Ereignis (vgl. z.B. [RS98a]).

### Ergebnisse und Analysen

Abbildung 3.6 zeigt die Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $W_i$. Das deutlich ausgeprägte Maximum bei $W_i \simeq 11$ GeV ist ein Resultat der deutlichen Maxima der $Q'^2$- und $x'$-Verteilungen (es gilt $W_i^2 = Q'^2(1-x')/x'$). Überlagert ist der $W_i$-Verteilung das beste Rekonstruktionsergebnis der Analyse. Die Form der Verteilung wird im Bereich kleinerer Werte ($W_i \lesssim 13$ GeV) nur mäßig, im Bereich größerer Werte ($W_i \gtrsim 13$ GeV) hingegen sehr gut wiedergegeben.

Die Abbildungen 3.7 a - d zeigen die Ergebnisse der Rekonstruktion für die verschiedenen, entsprechend der $Q'^2$-Rekonstruktion gewählten Schnitte. Abbildung 3.7 a zeigt die Rekonstruktion für den gesamten Satz an generierten Ereignissen ($x_{Bj} > 10^{-4}$). Im

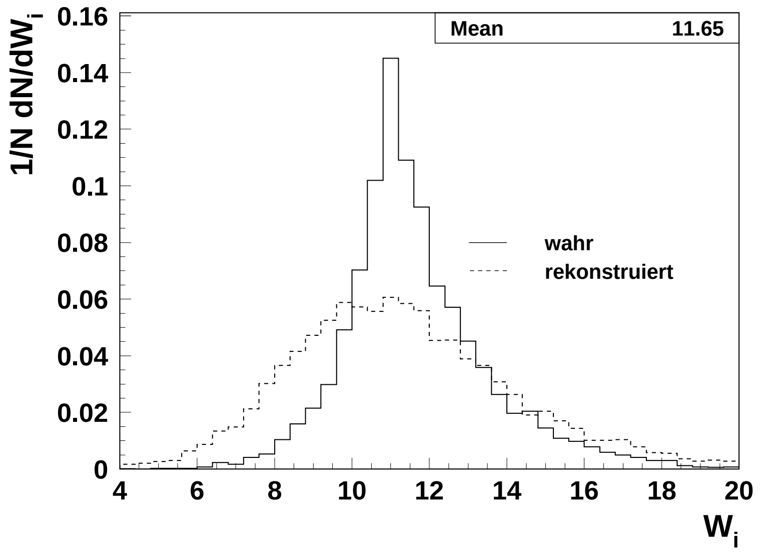



**Abb. 3.6:** Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $W_i$ nach Anwendung aller kinematischen Schnitte aus Abschnitt 2.3 und den zusätzlichen Schnitten $x_{Bj} > 10^{-3}$ und $p_T(Jet) > 5$ GeV. Der Verteilung überlagert ist das Rekonstruktionsergebnis für diese Schnitte. Der angegebene Mittelwert (Mean) bezieht sich auf die wahre Verteilung.

zentralen Bereich 9 GeV $< W_i <$ 14 GeV, in dem ca. 90% der $W_i$-Werte) zeigt die rekonstruierte Größe im Mittel eine recht gute Übereinstimmung mit dem wahren Wert.
Nach Anwendung der Schnitte $p_T(Jet) > 5$ GeV und $x_{Bj} > 10^{-3}$ zeigt sich zwar eine Verbesserung des Mittelwertes der relativen Abweichung der rekonstruierten Größe vom wahren Wert und der Standardabweichung dieser Verteilung (Abb. 3.7 b - d, links), jedoch bleiben diese deutlich hinter den bei der $Q'^2$-Rekonstruktion durch diese Schnitte erreichten Verbesserungen zurück, und die Gestalt der Korrelationskurve zwischen wahrem und rekonstruiertem $W_i$ bleibt nahezu unverändert (Abb. 3.7 b - d, rechts).

Dieses Ergebnis ist zunächst verwunderlich: Man sollte annehmen, daß sich ein verbessertes Finden und damit Herausschneiden des Jets, in nahezu der gleichen Stärke auf die Rekonstruktion von $W_i$ auswirken würde. Den Grund für die mangelnde Größe dieses Effekts verdeutlicht Abbildung 3.8: Läßt man das Programm bei jedem Ereignis nach der für eine optimale Rekonstruktion von $W_i$ erforderlichen Breite des $\eta$-Bandes suchen, so ergibt sich zwar als am häufigsten gefundener Wert die oben angegebene halbe Bandbreite von $\overline{\eta}' \pm 1,1$. Die Verteilung der $\eta$-Werte ist jedoch breit, und nahe bei 1,1 liegende Werte für die optimale Bandbreite kommen fast genauso häufig vor. Wäre die optimale Breite des $\eta$-Bandes für jedes Ereignis bekannt, so ließe sich $W_i$ nahezu perfekt rekonstruieren (vgl. Abb. 3.8 a, rechts).
Abbildung 3.8 b zeigt nun, daß die Form dieser Verteilung durch Anwendung des $p_T$- und des $x_{Bj}$-Schnitts praktisch nicht geändert wird. Die Breite des $\eta$-Bandes wird wahrscheinlich hauptsächlich durch Hadronisierungseffekte beeinflußt bzw. durch die aufgrund der Transformation ins hadronische CMS bewirkte, doch häufig starke Abweichung der Ereignisstruktur von einer isotropen Verteilung der Instanton-Hadronen. Die Abbildungen 3.7 b - d zeigen, daß diese durch kinematische Schnitte (wahrscheinlich) nicht zu kon-

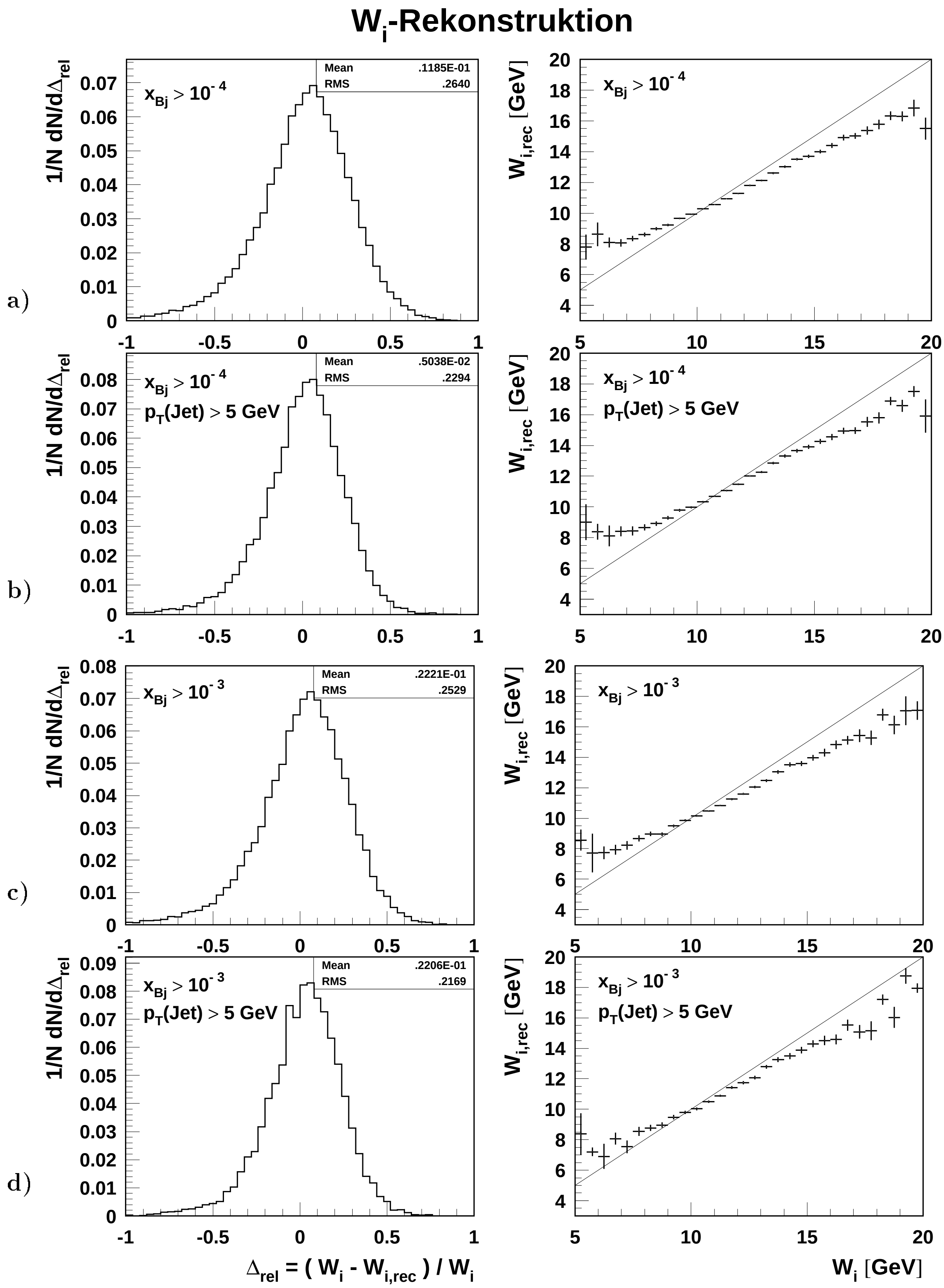



**Abb. 3.7:** Rekonstruktion der Größe $W_i$. Die in den rechten Figuren eingezeichnete Gerade entspricht einer 1:1-Korrelation. Weitere Erläuterungen siehe Text.

trollierenden Schwankungen in der Breite des Bandes einen mindestens genauso starken Einfluß auf die Güte der $W_i$-Rekonstruktion haben, wie das genaue Herausschneiden der Jethadronen.

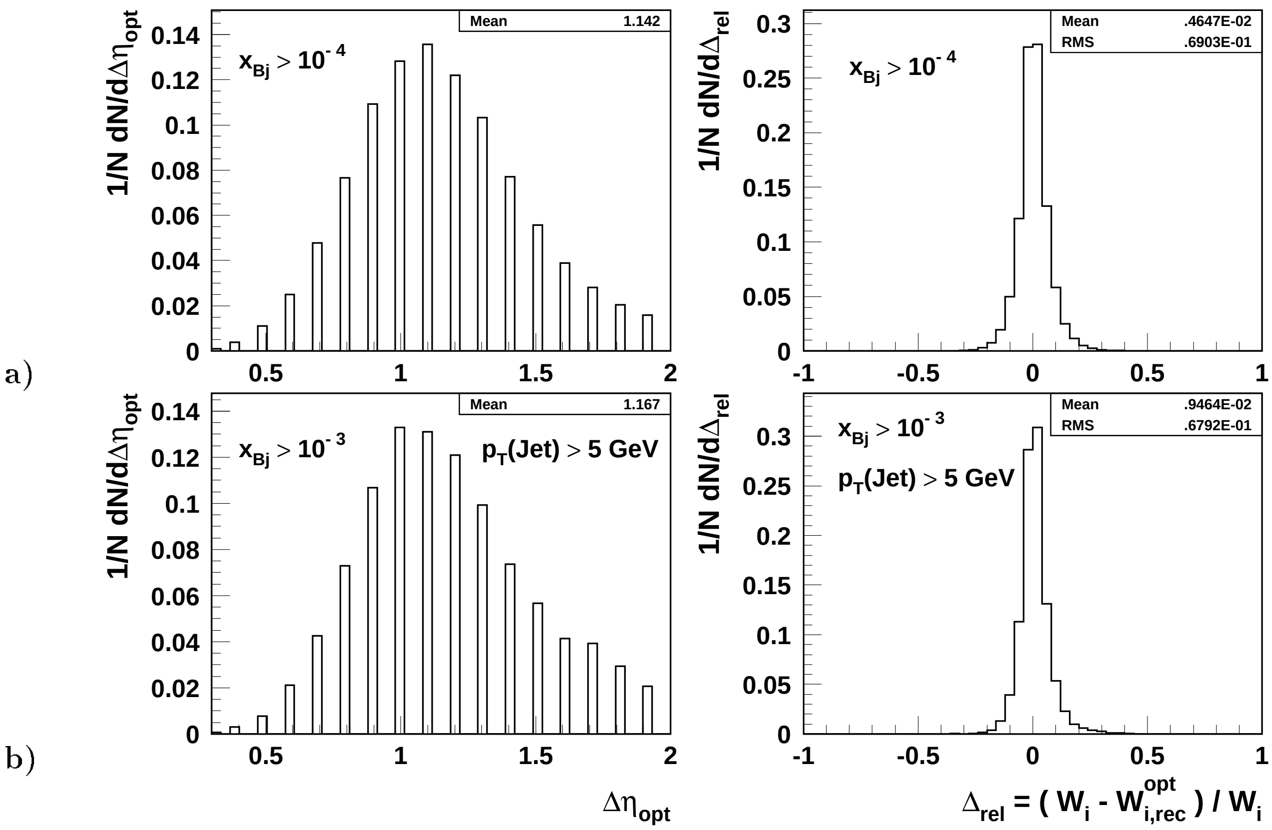



**Abb. 3.8: a)** Verteilung der halben Breite des für eine optimale Rekonstruktion von $W_i$ erforderlichen $\eta$-Bandes (links), mit den entsprechenden Rekonstruktionsergebnissen (rechts). **b)** Die gleichen Figuren nach Anwendung der eingezeichneten Schnitte.

# 3.4 Rekonstruktion von $x'$

## Rekonstruktionsverfahren

Als letzte zu rekonstruierende Größe des Instanton-Subprozesses behandeln wir nun $x'$. Diese Größe hängt mit $Q'^2$ und $W_i$ über folgende Beziehung zusammen:

$$x' = \frac{Q'^2}{W_i^2 + Q'^2} \ . \tag{3.6}$$

$x'$ ergibt sich damit sofort aus den Rekonstruktionsergebnissen der letzten beiden Abschnitte.

## Ergebnisse und Analysen

Abbildung 3.9 zeigt die Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $x'$. Deutlich zu erkennen sind der in (1.29) angegebene Schnitt $x' \geq 0,35$ und das starke Abfallen des Wirkungsquerschnitts Instanton-induzierter Prozesse mit wachsendem $x'$ (vgl. Abb. 1.10). Überlagert ist dieser Verteilung das beste Rekonstruktionsergebnis der Analyse. Die Form der Verteilung wird praktisch überhaupt nicht wiedergegeben.

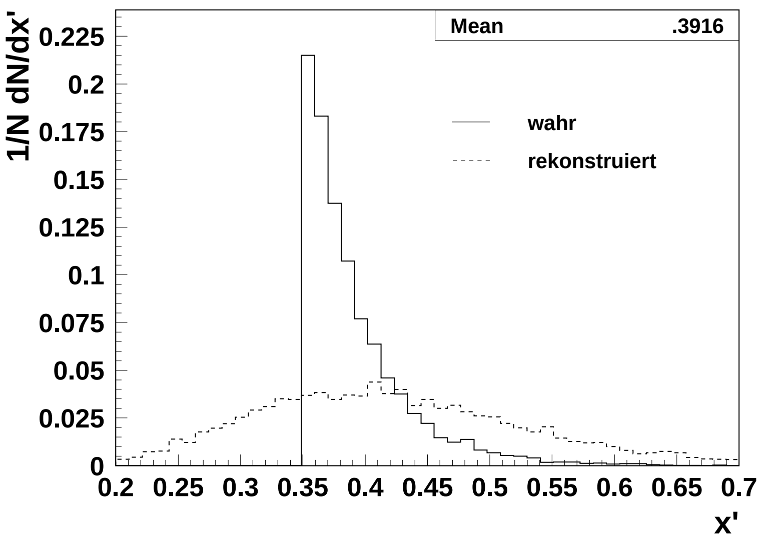



**Abb. 3.9:** Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $x'$ nach Anwendung aller kinematischen Schnitte aus Abschnitt 2.3 und den zusätzlichen Schnitten $x_{Bj} > 10^{-3}$ und $p_T(Jet) > 5$ GeV. Der Verteilung überlagert ist das Rekonstruktionsergebnis für diese Schnitte. Der angegebene Mittelwert (Mean) bezieht sich auf die wahre Verteilung.

Die Ergebnisse der $x'$-Rekonstruktion für die verschiedenen Schnitte zeigen (Abb. 3.10), daß die Fehler der $Q'^2$- bzw. $W_i$-Rekonstruktion derart ungünstig miteinander wechselwirken, daß $x'$ die mit Abstand am schlechtesten rekonstruierbare Größe ist. Das genaue Zusammenspielen der einzelnen Fehler(quellen) zum Fehler der $x'$-Rekonstruktion ergibt ein sehr komplexes Bild und sei daher einer Untersuchung auf Detektorniveau vorbehalten, die zunächst einmal prüfen sollte, ob die $Q'^2$- und die $W_i$-Rekonstruktionen dort überhaupt möglich sind und qualitativ das geschilderte Verhalten zeigen.

Es sollte jedoch durch die rechteckigen Formate der Korrelationsabbildungen 3.10 a - d, rechts, nicht der *täuschende* Eindruck entstehen, als gäbe es überhaupt keine Korrelation zwischen den Mittelwerten der rekonstruierten $x'$-Werte und den wahren $x'$-Werten. Abbildung 3.11 zeigt, daß dies sehr wohl der Fall ist: Die Steigung der Geraden (etwa 0,4) ist zwar viel zu klein, eine Korrelation ist trotzdem deutlich zu erkennen.

Sollten sich die Rekonstruktionsergebnisse für $Q'^2$ und $W_i$ auf Detektorniveau bestätigen, und sind die Zusammenhänge der einzelnen Fehlerbeiträge von $Q'^2$ und $W_i$ zu $x'$ verstanden, könnte $x'$ durch Anwendung einer Korrekturfunktion daher wahrscheinlich

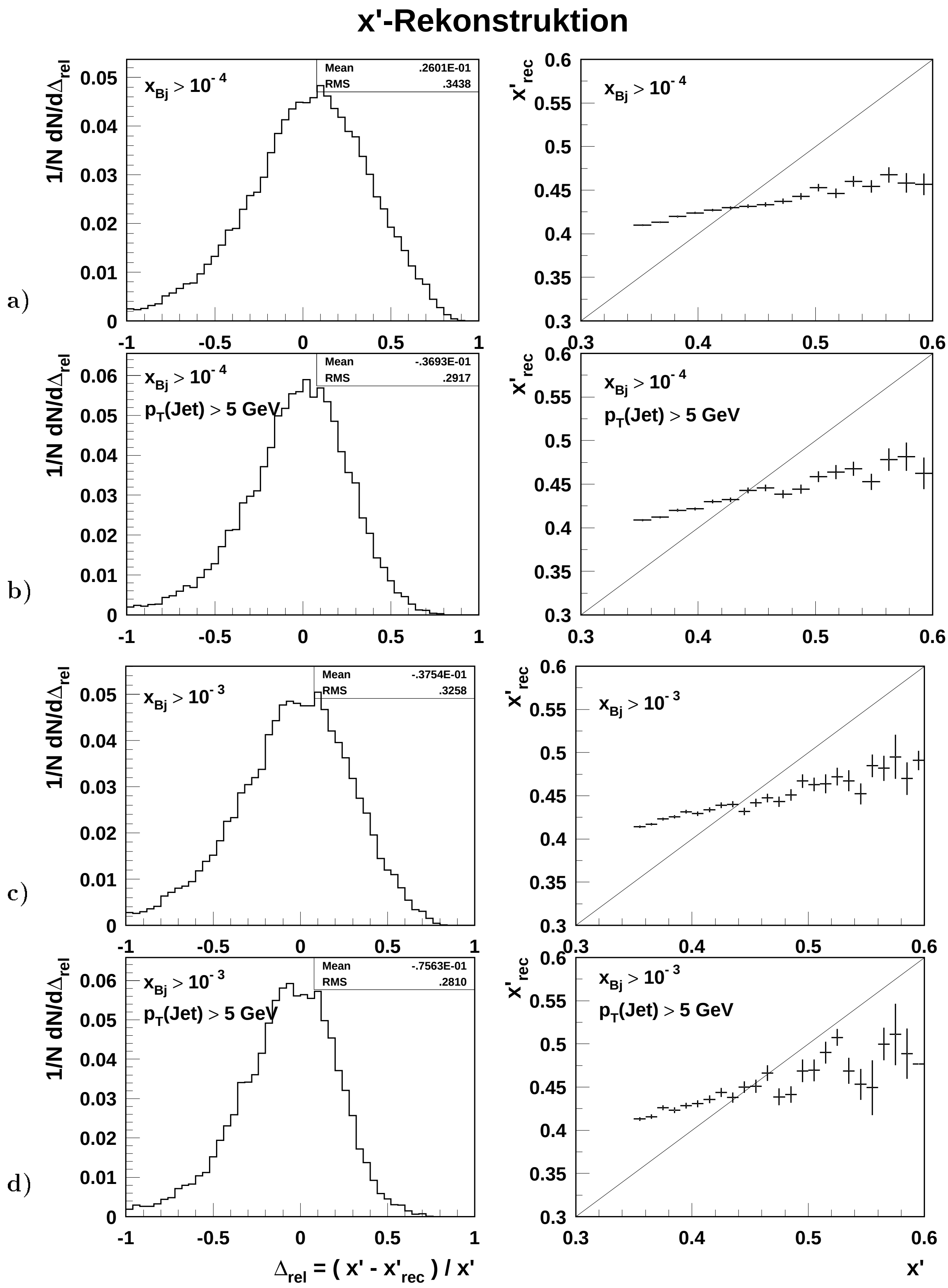



**Abb. 3.10:** Rekonstruktion der Größe $x'$. Die in den rechten Figuren eingezeichnete Gerade entspricht einer 1:1-Korrelation. Weitere Erläuterungen siehe Text.

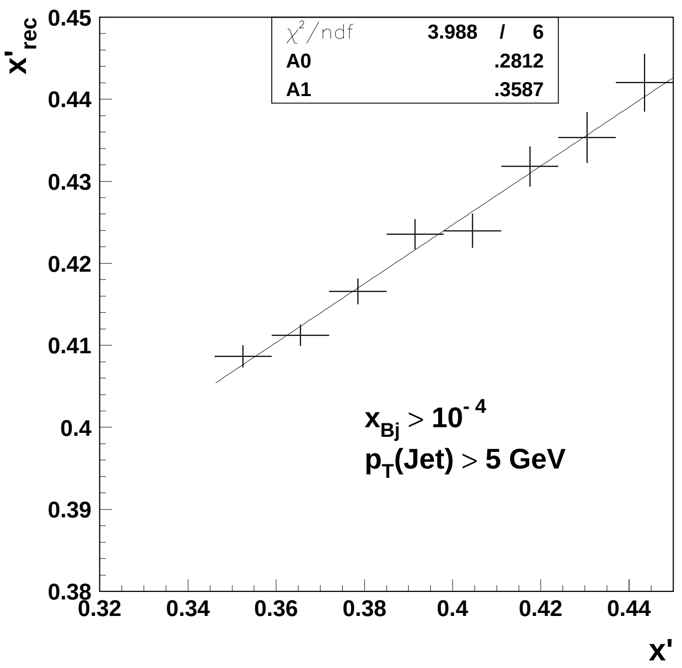



**Abb. 3.11:** Anpassung einer Geraden an die Mittelwerte der rekonstruierten $x'$-Werte. $A0$ bezeichnet die Steigung der Geraden, $A1$ ihren $y$-Achsenabschnitt.

*im Mittel* doch einigermaßen gut rekonstruiert werden. Die Schwankungsbreiten der Verteilungen der relativen Abweichungen vom wahren Wert (Abb. 3.10 a - d, links) sind mit Werten um 30% allerdings ziemlich hoch (dies gilt auch für die einzelnen $x'$-Bins), so daß der individuell rekonstruierte $x'$-Wert trotz Korrekturfunktion wahrscheinlich mit einem relativ großen Fehler behaftet sein wird.

## 3.5 Rekonstruktion von $\hat{s}$ bzw. $\xi$

### Rekonstruktionsverfahren

Die Variable $\xi$ (der Anteil, den das in den Instanton-Subprozeß einlaufende Gluon am longitudinalen Protonimpuls trägt) hängt mit der Schwerpunktsenergie $\hat{s}$ des $\gamma g$-Systems über folgende Beziehung zusammen (vgl. Abb. 1.6):

$$\xi = x_{Bj}\,(1 + \hat{s}/Q^2). \tag{3.7}$$

Seien $x_{Bj}$ und $Q^2$ mit Hilfe des Elektrons bereits gemessen, so hängt die Güte der Rekonstruktion von $\xi$ ausschließlich von der des rekonstruierten $\hat{s}$ ab. $\hat{s}$ ergibt sich aus $\hat{s} = (g+q)^2$, was gleich dem Quadrat der Summe der 4er-Impulse der aus dem Stromjet und dem Instanton-Subprozeß stammenden Hadronen ist. Auch $\xi$ hängt damit direkt mit der Rekonstruktion von $Q'^2$ und $W_i$ zusammen, denn die dort jeweils verwendeten Hadronen wurden auch für die Rekonstruktion von $\xi$ herangezogen[4].

[4]Es wurde auch versucht, $\xi$ unabhängig von den Ergebnissen der $Q'^2$- und $W_i$-Rekonstruktion durch einen einfachen Schnitt in $\eta$ zu rekonstruieren. Sei $\eta_s$ der $\eta$-Wert des Schnitts, so werden dabei alle

## Ergebnisse und Analysen

Abbildung 3.12 zeigt die Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $\xi$. Die Form der Verteilung wird durch die Rekonstruktion nahezu im gesamten zentralen Wertebereich der Größe sehr gut wiedergegeben.

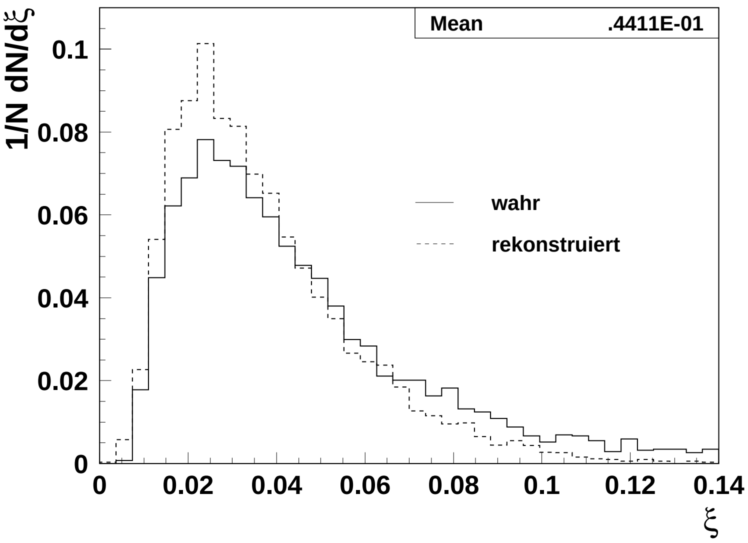



**Abb. 3.12:** Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $\xi$ nach Anwendung aller kinematischen Schnitte aus Abschnitt 2.3 und den zusätzlichen Schnitten $x_{Bj} > 10^{-3}$ und $p_T(Jet) > 5$ GeV. Der Verteilung überlagert ist das Rekonstruktionsergebnis für diese Schnitte. Der angegebene Mittelwert (Mean) bezieht sich auf die wahre Verteilung.

Die Korrelationsdiagramme 3.13 a - d, rechts, zeigen eine von den kleinsten $\xi$-Werten bis zu $\xi \simeq 0,03$ durch die verschiedenen Schnitte nahezu nicht beeinflußte, sehr gute $\xi$-Rekonstruktion (im Mittel der einzelnen $\xi$-Bins). Für $\xi \gtrsim 0,03$ (dort liegen immerhin noch ca. 25% aller $\xi$-Werte) wird die Rekonstruktion dann zunehmend schlechter. Ein Verhalten, das sich ebenfalls durch die zusätzlichen Schnitte praktisch nicht ändert. Es scheint hier - wie auch bei der $x'$-Rekonstruktion - so zu sein, daß der Fehler der $W_i$-Rekonstruktion dominiert. Die sehr starke Verbesserung der $Q'^2$-Rekonstruktion durch den $p_T$-Schnitt scheint kaum vorhanden zu sein und die Schwankungsbreiten der relativen Abweichungen vom wahren Wert (vgl. Abb. 3.13, links) verbessern sich durch Anwendung der Schnitte in derselben Größenordnung wie bei der $W_i$-Rekonstruktion, nämlich um ca. 5%. Ein Detailanalyse der Zusammenhänge der Fehler der $Q'^2$- und der $W_i$-Rekonstruktion mit dem Fehler der $\xi$-Rekonstruktion sei aus den bereits im Zusammenhang mit der $x'$-Rekonstruktion geschilderten Gründen einer Untersuchung auf Detektorniveau vorbehalten.

Hadronen betrachtet, für die gilt: $\eta \geq \overline{\eta} - \eta_s$. Die auf diese Weise rekonstruierten $\xi$-Werte weichen in der Regel jedoch deutlich stärker vom wahren Wert ab, als die nach der oben geschilderten Methode und werden deshalb hier nicht präsentiert.

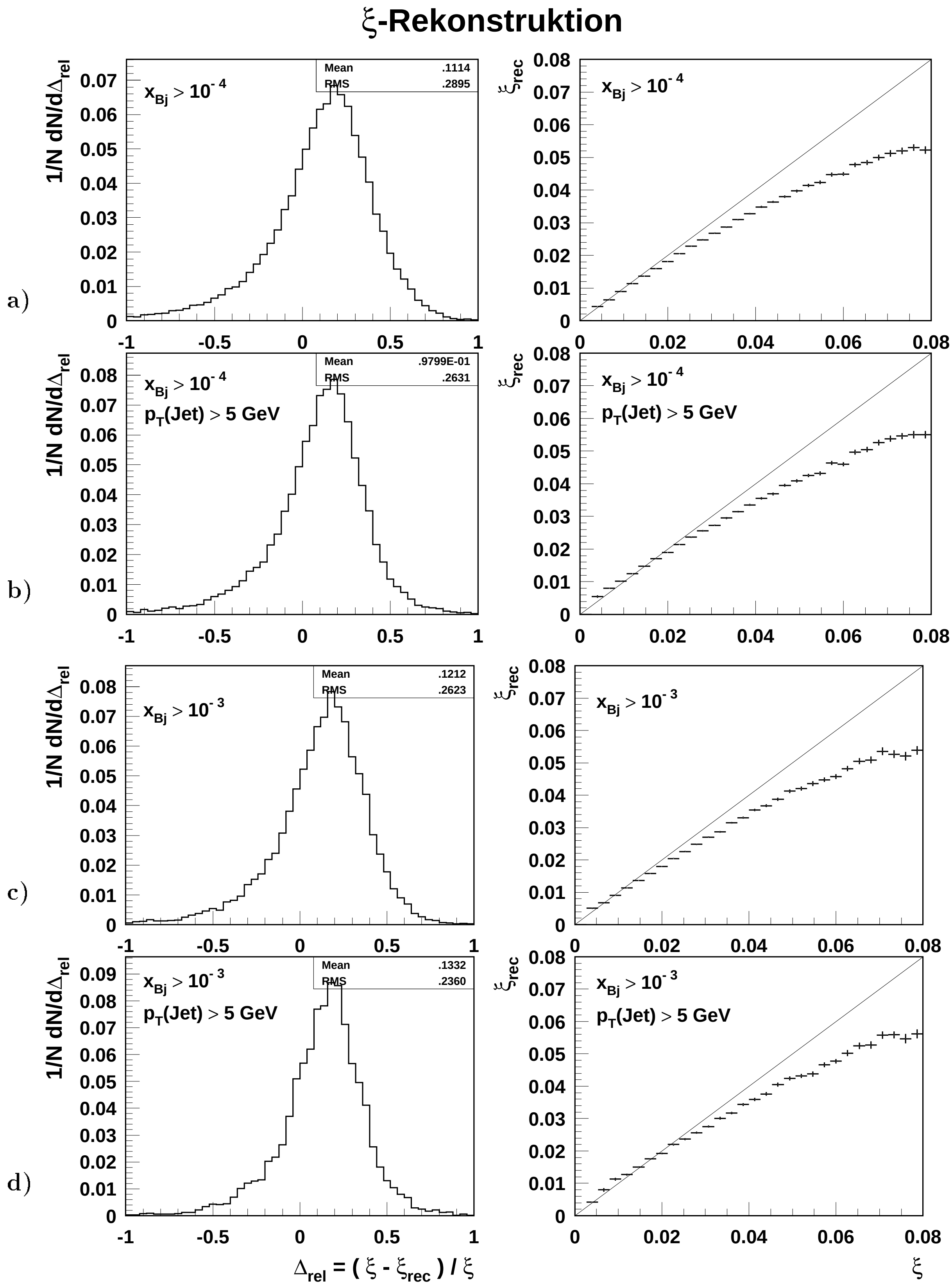



**Abb. 3.13:** Rekonstruktion der Größe $\xi$. Die in den rechten Figuren eingezeichnete Gerade entspricht einer 1:1-Korrelation. Weitere Erläuterungen siehe Text.

Die durch das Betrachten der linken Hälfte der Abbildung 3.13 naheliegende Vermutung, die im Mittel aller Werte deutlich zu kleine Rekonstruktion der $\xi$-Werte durch eine Vergrößerung des für die Aussortierung der Instanton-Hadronen verwendeten $\eta$-Bereichs verbessern zu können, ist korrekt. Dadurch vergrößert sich jedoch der Fehler der Einzelmessung erheblich, weshalb diese Rekonstruktionsmethode nicht verwendet wurde. Stattdessen könnte - wie schon bei der $x'$-Rekonstruktion diskutiert -, nach Analyse der Fehlerzusammenhänge, eine Korrekturfunktion eine Verbesserung der Ergebnisse der $\xi$-Rekonstruktion bringen. Dies sei ebenfalls einer Untersuchung auf Detektorniveau vorbehalten.

# Kapitel 4

# Trennung von Instanton-induzierten und normalen DIS-Ereignissen

## 4.1 Einleitung

Der totale Wirkungsquerschnitt Instanton-induzierter Prozesse ist klein im Vergleich zu dem von normalen DIS-Ereignissen (vgl. Abschnitt 1.2.3). Man muß daher versuchen, Observablen zu finden, mit deren Hilfe man in der Lage ist, normale DIS-Ereignisse von Instanton-induzierten Prozessen möglichst gut zu trennen. Observablen, die dieses leisten, basieren natürlicherweise auf den charakteristischen Eigenschaften des hadronischen Endzustands Instanton-induzierter Ereignisse:

- Isotrope Teilchen- bzw. Energieverteilung im Instanton-Ruhesystem
  $\Leftrightarrow$ Bandstruktur in der $\eta$-$\Phi$-Ebene
- Produktion vieler Partonen mit (relativ) hohem $E_T$
  $\Leftrightarrow$ Hohe Teilchenmultiplizität
  $\Leftrightarrow$ Hohe transversale Energie
- "Flavour-Demokratie"
  $\Leftrightarrow$ Produktion mindestens eines $s\bar{s}$-Paares pro Ereignis.

Es wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit insgesamt über 30 Observablen untersucht, und zwar jeweils in vier verschiedenen Bezugssystemen: dem hadronischen CMS, dem Instanton-Ruhesystem, dem Quark-Proton-System und dem Laborsystem. Untersuchungen im Laborsystem brachten keine besonderen Vorteile bei der Trennung der Ereignisklassen zutage und werden deshalb hier nicht präsentiert.
Im ersten Abschnitt dieses Kapitels führen wir eine Auswahl von 18 Observablen ein, die sich als besonders geeignet für die Trennung beider Ereignisklassen erweisen[1]. Wenn nicht explizit anders angegeben, beziehen sich alle Größen auf das hadronische Schwerpunktsystem, das in den allermeisten Fällen bei der Trennung der Prozesse das beste Ergebnis liefert. Die Berücksichtigung bzw. Einführung jeder Observablen wird motiviert, und es

[1] Der Vollständigkeit halber werden hier auch Observable vorgestellt, die - oft entgegen der 'naiven' Erwartung - keine besondere Hilfe bei der Trennung darstellen.

wird eine genaue Definition der Größe gegeben. Begleitend werden die auf Anzahl der Ereignisse normierten Verteilungen der Observablen gezeigt, jeweils für normale DIS- und für Instanton-induzierte Ereignisse.

Der anschließende Abschnitt quantifiziert das maximale Trennungsvermögen (= Signal-zu-Untergrund-Verhältnis), das durch einen einfachen Schnitt in der jeweils betrachteten Observablen erreicht werden kann. Wir bezeichnen den Schnitt in *einer* Observablen im folgenden auch als *eindimensionalen* Schnitt. Die drei besten Ergebnisse werden ausführlich vorgestellt.

Das Trennungsvermögen wird erheblich verbessert, wenn man Schnitte in mehreren Observablen miteinander kombiniert. Dazu wurde ein kleines Programm entwickelt, mit dessen Hilfe man in der Lage ist, die Korrelationen zwischen verschiedenen Observablen wirkungsvoll auszunutzen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden im Abschnitt *Mehrdimensionale Schnitte* vorgestellt. Schließlich wird ein Ausblick gewagt auf die Beantwortung der Frage: Sind wir in der Lage, Instanton-induzierte Prozesse zu entdecken?

Es sei an dieser Stelle daran erinnert, daß die normalen DIS-Ereignisse mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators ARIADNE erzeugt wurden.

## 4.2 Die ausgewählten Observablen: Definitionen und Verteilungen

In diesem Abschnitt werden 18 Observable eingeführt, die wir im Hinblick auf ihr Trennungsvermögen Instanton-induzierter und normaler DIS-Ereignisse genauer untersuchen wollen. Das Bewertungsverfahren des Trennungsvermögens und die Ergebnisse selbst werden dann im folgenden Abschnitt präsentiert.

#### Anzahl der geladenen Teilchen

Die Abbildungen 4.1 a und b zeigen die Verteilungen für die gesamte Anzahl an geladenen Teilchen und die Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ um den $E_T$-gewichteten $\eta$-Mittelwert $\overline{\eta}$ herum (Größen, die sich auf dieses Band beziehen, erhalten im folgenden den Index "B"). Die ausschließliche Betrachtung *geladener* Teilchen berücksichtigt, daß sich diese Größe in den Spurkammern recht gut messen läßt. Um die Anzahl neutraler Teilchen zu bestimmen, muß man auf Informationen aus dem Kalorimeter zurückgreifen; die Trennung einzelner Teilchen ist dort jedoch sehr schwierig.

#### Anzahl der neutralen Kaonen

Um das bei einem Instanton-induzierten Ereignis immer gewährleistete Auftreten eines $s\overline{s}$-Paares zur Trennung auszunutzen, betrachten wir die Anzahl der pro Ereignis produzierten neutralen Kaonen. Ein neutrales Kaon besteht aus einem $d$- und einem $\overline{s}$-Quark

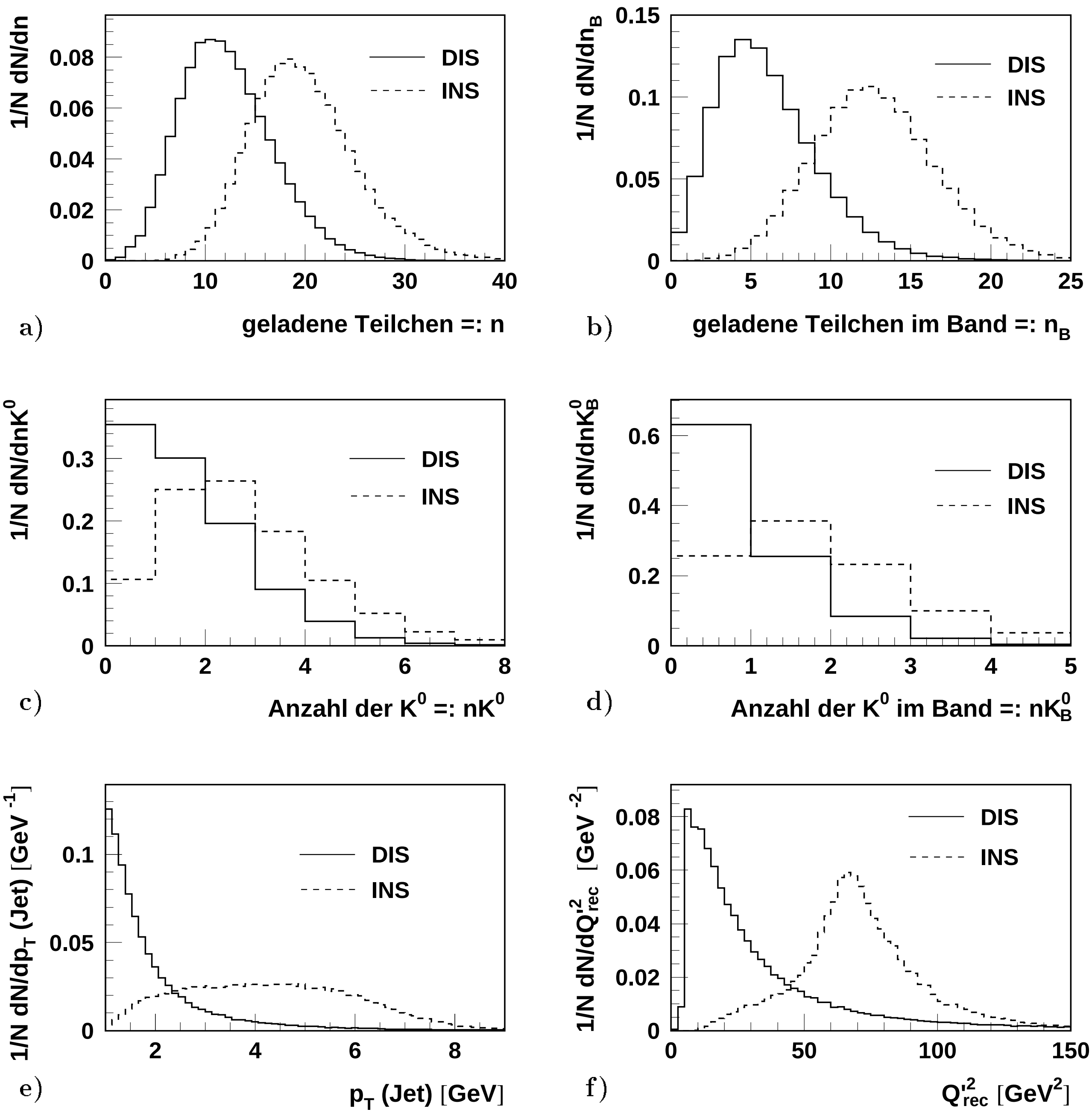



**Abb. 4.1:** Verteilungen verschiedener Größen für normale DIS-Ereignisse und Instanton-induzierte Prozesse (kinematischer Bereich: $x_{Bj} \geq 10^{-4}$). Die Bezeichnung "Band" der Abb. b und d bezieht sich auf einen $\eta$-Bereich der Größe $\overline{\eta} \pm 1,1$.

(das entsprechende Anti-Teilchen aus $\overline{d}s$) und kommt in zweierlei Formen, als $K_L^0$ und $K_S^0$ vor[2]. $K_L^0$ hat eine mittlere Lebensdauer von $\tau \simeq 5,2 \cdot 10^{-8}$ s, entsprechend einer mittleren Zerfallsstrecke von $c\tau \simeq 15,5$ m ([C+98]) und ist damit normalerweise nicht in den Spurkammern nachweisbar.
Für $K_S^0$ hingegen ist $\tau \simeq 0,9 \cdot 10^{-10}$ s, entsprechend einer mittleren Zerfallsstrecke von $c\tau \simeq 2,7$ cm. Der Zerfallsort liegt damit in der Regel innerhalb des Strahlrohrs, das einen Durchmesser von ca. 10 cm besitzt. $K_S^0$ zerfällt in ca. 70% der Fälle in ein $\pi^+$ und ein $\pi^-$. Lassen sich die Spuren eines $\pi^+\pi^-$-Paares, das die invariante Masse des $K_S^0$ besitzt, auf einen Sekundärvertex innerhalb des Strahlrohres zurückführen, hat man demnach eine experimentelle Signatur für das Autreten eines $K^0$.

Die Identifizierung *geladener* Kaonen ($c\tau \simeq 3,7$ m) kann über ihre charakteristische $dE/dx$-Verteilung (spezifischer Energieverlust, gemessen in der Spurkammer) erfolgen. Dieses Verfahren ist im Vergleich zum Nachweis neutraler Kaonen jedoch komplizierter und nur in einem bestimmten Impulsbereich der Teilchen mit einer zufriedenstellenden Auflösung durchführbar. Im Hinblick auf die Durchführbarkeit einer zukünftigen Studie unter Einbeziehung des Detektors, werden die entsprechenden Verteilungen deshalb hier nicht präsentiert.

Die Abbildungen 4.1 c und d zeigen die Verteilungen der Anzahl aller $K^0$ und der Anzahl der $K^0$ im Band $\overline{\eta} \pm 1,1$.

### $\mathbf{p_T}$(Jet) und rekonstruiertes $\mathbf{Q'^2}$

Die in den Abbildungen 4.1 e und f dargestellten Verteilungen beziehen sich auf die in Kapitel 3 ausführlich eingeführten Größen

- transversaler Impuls des Jets mit dem höchsten $p_T$, der den $\eta$-Schnitt $\eta_{jet} > \overline{\eta}$ erfüllt (in Kap. 3 als Stromjet bezeichnet) und
- $Q'^2_{rec}$ , das entsprechend der Formel 3.4 berechnet wird.

Im Falle normaler DIS-Ereignisse gibt es einen Anteil von ca. 13% der Ereignisse, bei denen kein Jet (mit $E_{T,min} \geq 1$ GeV, $\eta_{jet} > \overline{\eta}$, innerhalb eines Kegelradius von 0,5, vgl. Abschnitt 3.2) gefunden werden konnte (also $p_T(Jet) = 0$ GeV ist). Dieser Anteil wird wahrscheinlich hauptsächlich durch die im Zusammenhang mit Abb. 2.4 besprochenen QPM-Ereignisse bewirkt, bei denen im hadronischen CMS (unter Vernachlässigung des intrinsischen Transversalimpulses der Partonen im Proton) weder das gestreute Quark, noch der Protonrest einen Transversalimpuls besitzen. Das bei der Fragmentation entstehende $E_T$ der Hadronen reicht dann in vielen Fällen nicht aus, um den geforderten Schwellenwert von $E_{T,min} \geq 1$ GeV (innerhalb des Kegelradius) zu bilden. Die DIS-Ereignisse mit $p_T(Jet) = 0$ GeV sind in Abb. 4.1 e nicht dargestellt.
Falls kein Jet gefunden werden kann, ist $Q'^2_{rec} = Q^2$, (vgl. Formel 3.4).

[2] $K_S^0$ und $K_L^0$ entsprechen ungefähr $K_1^0$ bzw. $K_2^0$, den CP-Eigenzuständen des neutralen Kaonen-Systems; in beiden Fällen jedoch mit einer sehr kleinen, aber endlichen Beimischung des jeweils orthogonalen Zustands, wodurch die Stärke der CP-Verletzung der schwachen Wechselwirkung in diesem System bestimmt ist.

### Transversale Energie

Abbildung 4.3 a auf der nächsten Seite zeigt die Verteilungen der transversalen Energie (im hadronischen CMS) aller Hadronen für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse. In Abbildung 4.3 b betrachten wir dieselbe Größe, jedoch eingeschränkt auf das $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ um den $E_T$-gewichteten $\eta$-Mittelwert $\overline{\eta}$ herum. Damit soll ausgenutzt werden, daß sich bei einem Instanton-induzierten Ereignis die transversale Energie idealerweise hauptsächlich auf diesen zentralen Bandbereich konzentriert. Aufgrund der in aller Regel vorhandenen Durchmischung von Instanton-Hadronen und Stromjet (vgl. Abschnitt 3.2), ist der Jet meistens mit in diesem Band enthalten.

### $\mathbf{E_{out}}$ und $\mathbf{E_{in}}$

Die folgenden Darstellungen finden ihre Motivation in [G+96].
Ausgangspunkt unserer Überlegungen ist die Annahme, daß normale DIS-Ereignisse im hadronischen CMS entweder relativ wenig transversale Energie besitzen, oder aber eine (eng) gebündelte $E_T$-Verteilung (z.B. in Jets) aufweisen, während man bei Instanton-induzierten Ereignissen eine annähernd isotrope Verteilung der transversalen Energie erwartet. Bei dem Vergleich dieser beiden Strukturen betrachten wir hier exemplarisch DIS-Ereignisse mit (2+1)-Jets (die +1 bezieht sich auf den Protonrest), da diese in der Regel ein hohes $E_T$ im hadronischen CMS aufweisen und so vermutlich den Hauptuntergrund bei der Suche nach Instanton-induzierten Ereignissen darstellen.

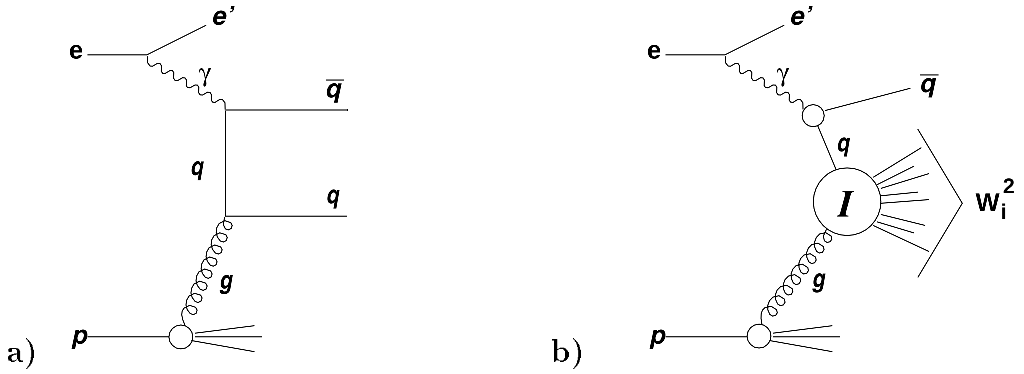



**Abb. 4.2: a)** Feynman-Graph einer Boson-Gluon-Fusion. Solche Graphen können (2+1)-Jet-Ereignissen zugrundeliegen: Zwei Jets entstehen aus dem auslaufenden Quark und Antiquark und ein Jet aus dem Protonrest. **b)** Das Instanton-induzierte Ereignis besitzt neben dem isotrop "zerfallenden" Instanton einen Stromjet, der von dem auslaufenden Quark (bzw. Antiquark) stammt.

Abbildung 4.2a zeigt den Feynman-Graphen einer Boson-Gluon-Fusion, die (bei kleinem $x_{Bj}$) den wesentlichen Anteil der gesamten (2+1)-Jetrate liefert, im Vergleich zu dem Graphen eines Instanton-induzierten Prozesses (4.2 b).

Blickt man jetzt entlang der Photon-Proton($\gamma p$)-Richtung, so bietet sich für die beiden Ereignisse idealerweise das in Abb. 4.4 dargestellte Bild. Man definiert nun eine Achse

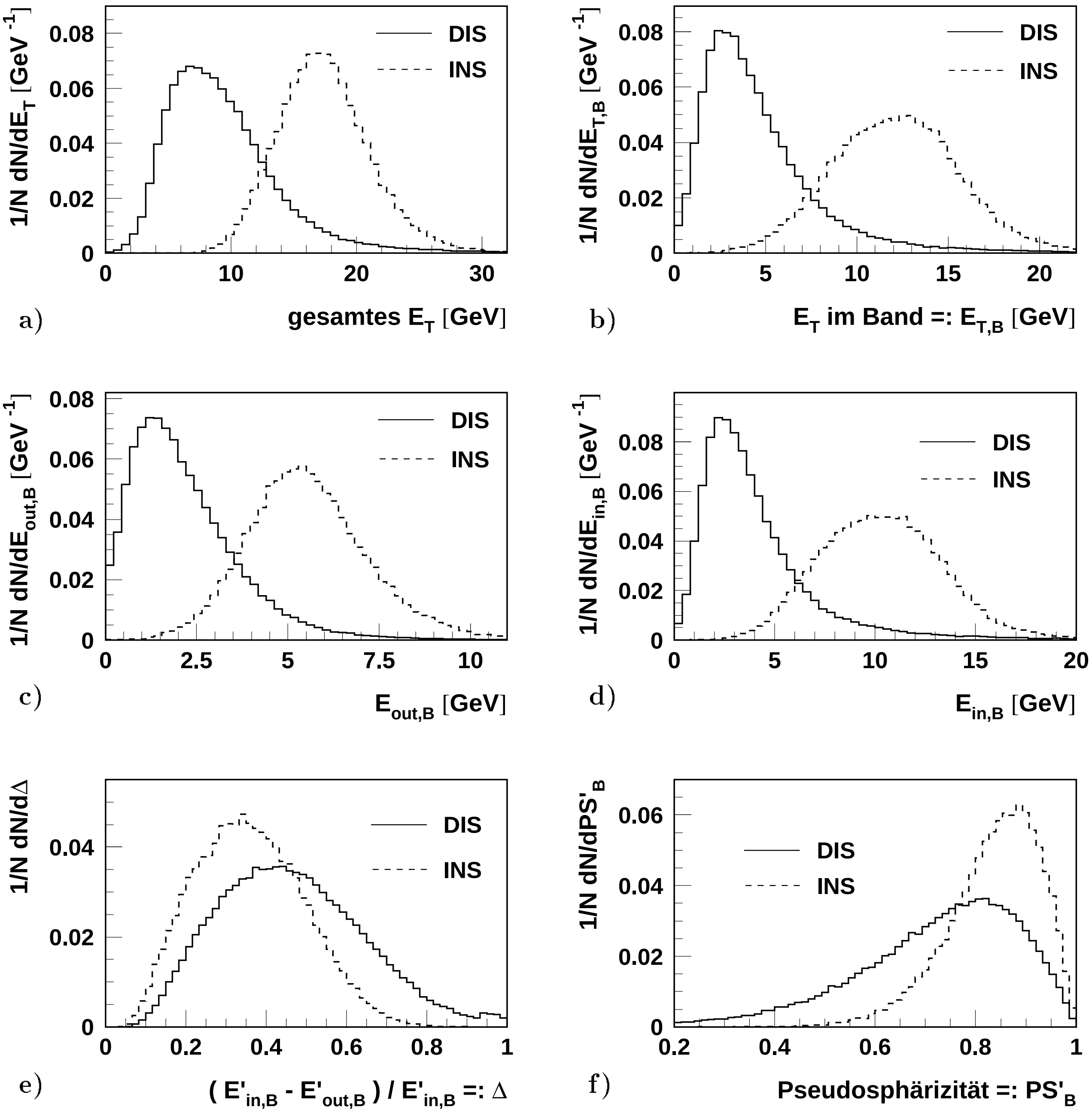



**Abb. 4.3:** Verteilungen verschiedener Größen für normale DIS-Ereignisse und Instanton-induzierte Prozesse (kinematischer Bereich: $x_{Bj} \geq 10^{-4}$). Die Abb. b bis f beziehen sich alle auf einen $\eta$-Bereich der Größe $\overline{\eta} \pm 1,1$. Bei der Berechnung der relativen $E_{in}$-$E_{out}$-Differenz (Abb. e) werden zusätzlich die Jet-Hadronen herausgenommen. Die in Abb. f dargestellten Verteilungen stellen das Ergebnis für das Quark-Proton-System dar (siehe Text).

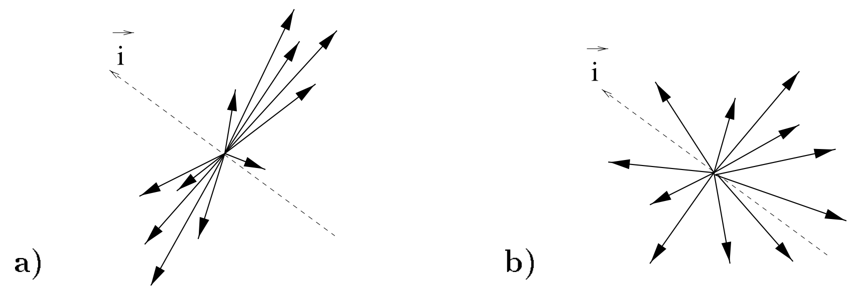



**Abb. 4.4:** Blick in die $\gamma p$-Richtung (senkrecht zur Papierebene). Die Pfeile deuten die transversalen Impulse der Hadronen an. Eingezeichnet ist auch die Achse $\vec{i}$, auf der die Summe der Projektionen der Impulse minimal wird. **a)** Jetartige Verteilung der transversalen Energie bei einem (2+1)-Jet-Ereignis. Der Protonrest-Jet trägt meist wenig transversalen Impuls. **b)** Annähernd isotrope Energieverteilung eines Instanton-induzierten Ereignisses. Der Stromjet überlagert sich dieser Struktur.

$\vec{i}$ senkrecht zur $\gamma p$-Richtung $\vec{k}$ derart, daß die Summe der Projektionen der transversalen Impulse der einzelnen Hadronen minimiert wird.
Die so konstruierte Observable nennt man $E_{out}$:

$$E_{out} \;=\; min \sum_{n\ Hadr.} |\ \vec{p_n} \cdot \vec{i}\ | \,. \tag{4.1}$$

Anhand von Abb. 4.4 sieht man, daß diese Summe für (2+1)-Jet-Ereignisse tatsächlich ein Minimum besitzt, während sie für ein annähernd isotropes Ereignis nahezu unabhängig von der gewählten Projektionsrichtung und größer als für jetartige DIS-Ereignisse sein sollte. Definiert man darüber hinaus die Variable $E_{in}$ als

$$E_{in} \;=\; \sum_{n\ Hadr.} |\ \vec{p_n} \cdot \vec{j}\ |, \tag{4.2}$$

wobei $\vec{i} = \vec{j} \times \vec{k}$ erfüllt sein muß, so entspricht diese dem Maximum der Summe der auf eine Achse senkrecht zur $\gamma p$-Richtung projizierten Impulsvektoren.

Um unsere Beobachtung wiederum möglichst genau auf die idealerweise isotrop verteilten Instanton-Hadronen zu konzentrieren, betrachten wir auch bei den Größen $E_{out}$ und $E_{in}$ nur das $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ um $\overline{\eta}$ herum (Abb. 4.3 c und d). Dabei ist jedoch zu beachten, daß wir unsere Analyse im hadronischen CMS durchführen. Diese Tatsache hat zwei wesentliche Folgen:

- Zum einen wird durch die Transformation zwischen Instanton-Ruhesystem und hadronischem CMS die Isotropie der entstehenden Instanton-Hadronen teilweise erheblich gestört.

- Zum anderen müssen sich im hadronischen CMS der Stromjet und die Instanton-Hadronen in ihrem transversalen Impuls natürlich balancieren. Dies stört die idealerweise homogene $\Phi$-Verteilung der *Instanton*-Hadronen ebenfalls.

Aus dem zuletzt genannten Effekt versuchen wir für die Trennung der Ereignisklassen einen Vorteil zu gewinnen. Zu diesem Zweck nehmen wir den gefundenen "Stromjet" (vgl. Abschnitt 3.2) aus der Betrachtung heraus und untersuchen nur die verbleibenden Hadronen. Im Falle Instanton-induzierter Ereignisse sollten diese gerade die (im verbleibenden Raum) mehr oder weniger isotrop verteilten Instanton-Hadronen sein. Bei normalen DIS-Ereignissen erwartet man hingegen, daß die übrigbleibenden Hadronen in vielen Fällen ebenfalls eine jetartige Struktur bilden.
Größen, bei denen die Jet-Hadronen herausgeschnitten sind, werden hier und im folgenden als gestrichene Größen gekennzeichnet. So bedeutet beispielsweise $E'_{out,B}$: $E_{out}$ im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ um $\overline{\eta}$, ohne Berücksichtigung der Jet-Hadronen.

Aus $E'_{in,B}$ und $E'_{out,B}$ kann man eine die geometrische Form des Ereignisses charakterisierende Variable gewinnen. Wir betrachten dazu die relative Differenz zwischen $E'_{in,B}$ und $E'_{out,B}$. Für jetartige DIS-Ereignisse erwartet man

$$E'_{out,B} \ll E'_{in,B}, \quad \text{und damit} \quad (E'_{in,B} - E'_{out,B}) \,/\, E'_{in,B} \simeq 1, \tag{4.3}$$

während für isotrope (Instanton-induzierte) Prozesse

$$E'_{out,B} \lesssim E'_{in,B}, \quad \text{und daher} \quad (E'_{in,B} - E'_{out,B}) \,/\, E'_{in,B} \simeq 0 \tag{4.4}$$

gelten sollte.
Das in Abb. 4.3 e dargestellte Ergebnis der Verteilungen dieser Größe ist auf den ersten Blick enttäuschend: Zwar zeigen die Instanton-induzierten Ereignisse - wie erwartet - einen Verteilungsschwerpunkt in der Nähe von null. Normale DIS-Ereignisse jedoch weisen eine ebenfalls auf eine hohe Isotropie hindeutende Verteilung auf; nur wenig Ereignisse zeigen hohe Werte in dieser Variablen. Dies ist ein Ergebnis, was uns in allen Eventshape-Untersuchungen (s.u.) wiederbegegnen wird: Instanton-induzierte Ereignisse sind zwar so isotrop wie von der Theorie vorhergesagt, normale DIS-Ereignisse hingegen - ohne zusätzliche Schnitte - wesentlich isotroper als man 'naiv' erwarten würde.

Allerdings ändert sich die Ähnlichkeit dieser Verteilungen stark, wenn man zusätzlich ein hohes $E_T$ fordert, wie in Abbildung 4.5 a gezeigt ist. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der Erwartung: Für Instanton-induzierte Ereignisse sollte die Verteilung der *Instanton*-Hadronen nahezu unabhängig von der Höhe der transversalen Energie sein. Für DIS-Ereignisse hingegen zeigt sich: Je höher die bei einem Ereignis erzeugte transversale Energie, desto jetartiger und damit anisotroper verteilen sich die Hadronen (vgl. Abb. 4.5 b)[3].

[3]Eine Ausnahme bilden die Ereignisse mit sehr kleinem $E_T$ ($\lesssim 10$ GeV), die in den allermeisten Fällen aus sehr wenigen Teilchen bestehen (vgl. Abschnitt 4.3.2). Betrachtet man bei diesen Prozessen nur einen eingeschränkten $\eta$-Bereich (und schneidet aus diesem auch noch Teilchen heraus, wenn ein Jet gefunden wird), so sind die verbleibenden Teilchen natürlich in der Regel sehr anisotrop verteilt.

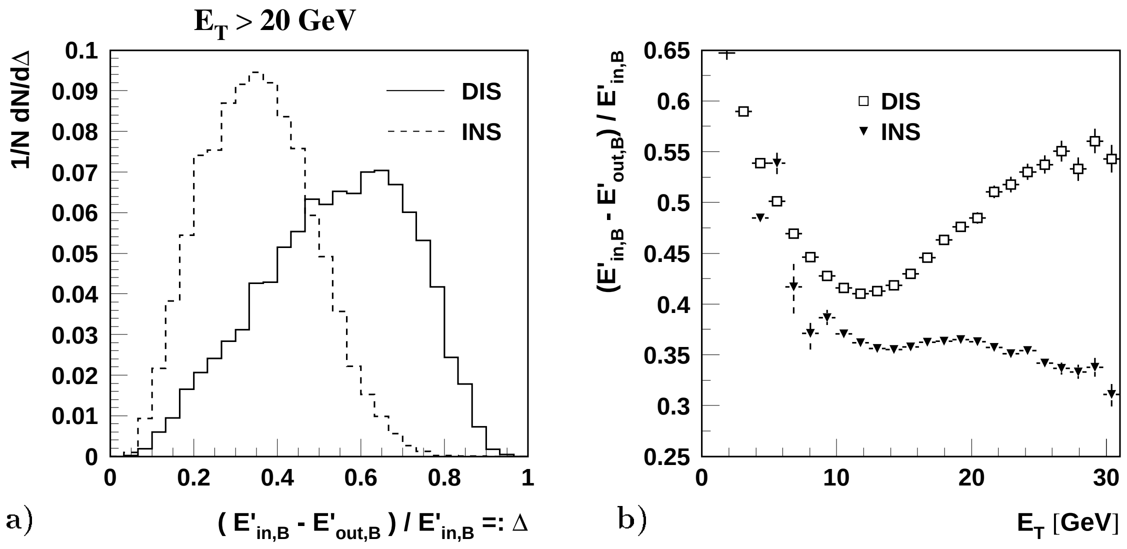



**Abb. 4.5: a)** Verteilung der relativen $E_{in}$-$E_{out}$-Differenz (im $\eta$-Band, ohne Jet) für Ereignisse mit einer gesamten transversalen Energie $E_T > 20$ GeV. **b)** Korrelation zwischen der mittleren relativen $E_{in}$-$E_{out}$-Differenz und der gesamten transversalen Energie $E_T$.

## Eventshape-Variablen

Zur Charakterisierung der geometrischen Struktur des hadronischen Endzustandes eines Ereignisses betrachten wir im folgenden Eventshape-Variablen[4]. Diese wurden ursprünglich für die Untersuchung symmetrischer $e^+e^-$-Annihilations-Experimente angewandt, um ein quantitatives Maß für die Jetartigkeit des Ereignisses zu liefern. Eventshape-Variablen berechnen Momente verschiedener Ordnung im Impulsraum des Ereignisses. Beginnen wollen wir unsere Betrachtungen allerdings mit einer Pseudo-Eventshape-Variablen, für die die Beträge der Impulse keine Rolle spielen, die aber - ähnlich wie die eben vorgestellte relative $E_{in}$-$E_{out}$-Differenz - sensitiv auf die $\Phi$-Verteilung der Hadronen ist.

### Pseudosphärizität

Die Pseudosphärizität ([Car84]) ist wie folgt definiert:

$$PS \;=\; 1 \;-\; \frac{1}{N}\sqrt{\left(\sum_i^N \cos\Phi_i\right)^2 + \left(\sum_i^N \sin\Phi_i\right)^2}\,. \qquad (4.5)$$

$\Phi_i$ bezeichnet den Azimut-Winkel, den das i-te Hadron im betrachteten Bezugssystem besitzt. Die angegebene Summe geht über $N$ Hadronen des Endzustandes. Es hat sich dabei auch bei dieser Größe für die Trennung der Ereignisklassen als günstig erwiesen, allein die Hadronen im $\eta$-Band zu berücksichtigen, und zwar wieder nach Herausnahme der Jet-Hadronen. Aus diesem Grunde bezeichnen wir die in Abbildung 4.3 f dargestellte

[4]Wir benutzen in dieser Arbeit die englische Bezeichung *Eventshape*- statt Ereignisform-Variable, da diese in der Hochenergiephysik als technischer Begriff auch im deutschsprachigen Raum überwiegend verwendet wird.

Pseudosphärizität als $PS'_B$, analog zu der bei $E_{out}$ und $E_{in}$ verwendeten Terminologie.

Der Wertebereich, den $PS$ annehmen kann, liegt zwischen 0 und 1, wobei ein vollkommen $\Phi$-symmetrisches Ereignis den Wert 1, und die alleinige Anwesenheit *eines* (unendlich kollimierten) Jets den Wert 0 liefern würde.
Ein exakt $\Phi$-symmetrisches *Zwei*-Jet-Ereignis würde jedoch ebenfalls den Wert $PS = 1$ liefern, weshalb man bei der Interpretation der Werte dieser Größe etwas vorsichtig sein muß (obwohl wir ja einen Jet herausschneiden). So würde man zunächst erwarten, daß - analog zu dem gerade beschriebenen Verhalten der Verteilung der relativen $E_{in}$-$E_{out}$-Differenz - sich die in Abb. 4.3 f vorhandene Trennung der Ereignisklassen mit steigendem $E_T$ verbessern würde. Nach Herausschneiden eines Jets sollte bei normalen DIS-Ereignissen in vielen Fällen eine mit anwachsendem $E_T$ immer stärker kollimierte Struktur verbleiben, die daher eine niedrigere Pseudosphärizität besitzten sollte.
Mit steigender transversaler Energie erhöht sich jedoch auch die Anzahl an Teilchen im Band insgesamt (vgl. Abschnitt 4.3.2). Von diesen wird aber durch den Jet-Algorithmus nur derjenige Teil herausgeschnitten, der innerhalb eines Kegels vom Radius 0,5 liegt; der Rest füllt die enstehende "azimutale Lücke" quasi wieder auf, und erhöht so den Wert von $PS$. Diese sich gegenseitig kompensierenden Effekte sorgen dafür, daß die Pseudosphäri-

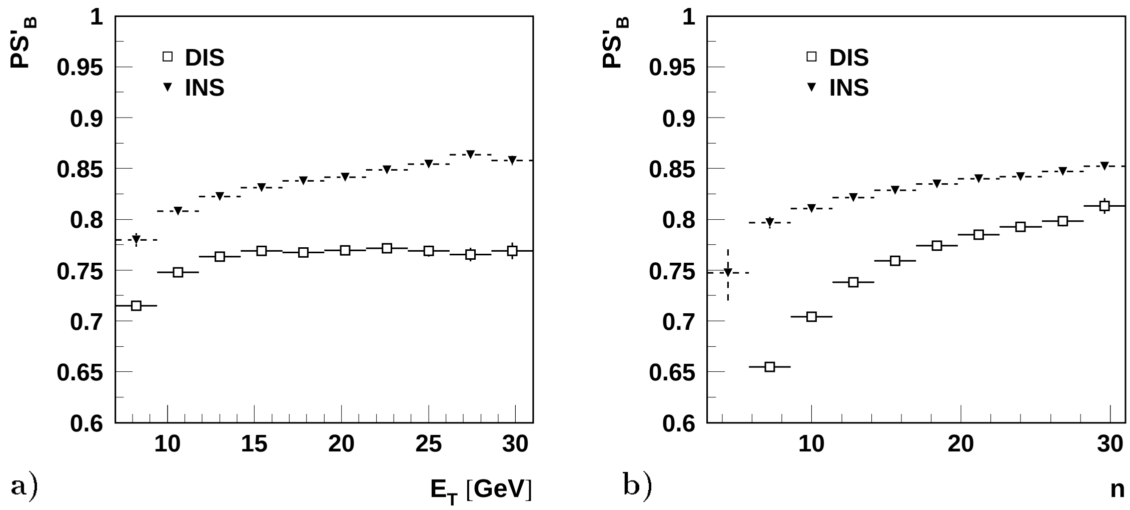



**Abb. 4.6:** **a)** Korrelation zwischen der mittleren Pseudosphärizität im $\eta$-Band, ohne Jet, und der gesamten transversalen Energie $E_T$. **b)** Korrelation zwischen der mittleren Pseudosphärizität im $\eta$-Band, ohne Jet, und der Anzahl $n$ aller geladenen Hadronen.

zität für normale DIS-Ereignisse nahezu unabhängig von $E_T$ ist, wie Abb. 4.6 a zeigt.
Für Instanton-induzierte Ereignisse zeigt sich hingegen ein leichter Anstieg mit $E_T$, was nach dem gerade gesagten auch verständlich ist: Die Instanton-Hadronen sollten mit steigendem $E_T$ nicht bedeutend stärker kollimiert sein, so daß der Effekt der Erhöhung der Teilchenzahl überwiegt.
Unterstützend zu dem eben gesagten zeigt Abbildung 4.6 b die starke Sensitivität der

Pseudosphärizität normaler DIS-Ereignisse auf die Anzahl an produzierten (geladenen) Hadronen $n$.

Die Pseudosphärizität ist die einzige der in Abschnitt 4.3.2 zur Trennung Instanton-induzierter und normaler DIS-Ereignisse herangezogenen Größen, bei der es sich als besonders günstig erwiesen hat, sie in dem in Abschnitt 2.2 definierten Quark-Proton-System zu betrachten. Warum dies so ist, und welche Auswirkungen eine Transformation zwischen den einzelnen Bezugssystemen auf die Verteilungen der Eventshape-Variablen besitzt, besprechen wir bei der Vorstellung und Analyse der Sphärizität im folgenden Abschnitt.

### Sphärizität

Die Variable Sphärizität ([BB70, Han76]) ist wie folgt definiert:

$$S \;=\; \frac{3}{2}\, min\, \frac{\sum_{i=1}^{N} \mid \vec{p}_{T,i} \mid^2}{\sum_{i=1}^{N} \mid \vec{p}_i \mid^2}. \tag{4.6}$$

Die Summe läuft über alle $N$ betrachteten Hadronen. $\vec{p}_{T,i}$ bezeichnet den transversalen Impulsvektor des i-ten Hadrons bezüglich einer Achse, die so zu wählen ist, daß die Sphärizität minimal wird. $S$ besitzt den Wertebereich

$$0 \;\leq\; S \;\leq\; 1. \tag{4.7}$$

Dabei bedeutet $S = 0$ eine ideale 2-Jetstruktur des Ereignisses und $S = 1$ eine sphärisch isotrope Verteilung der Hadronen.

Abbildung 4.7 a zeigt die Verteilungen der Sphärizität im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse, *ohne* $\eta$-Schnitt, für *alle* Hadronen. Die Einbeziehung aller Hadronen sorgt für das gegenüber den Betrachtungen im Instanton-Ruhesystem oder dem Quark-Proton-System deutlich bessere Trennungsvermögen der beiden Ereignisklassen.

Die dargestellten Verteilungen zeigen so erstaunlich kleine Werte für $S$, daß man - insbesondere in Anbetracht der gerade präsentierten Verteilungen der Pseudosphärizität und der $E_{in}$-$E_{out}$-Differenz - an der Korrektheit der Ergebnisse zweifeln könnte. Im Gegensatz zu den bisher dargestellten Variablen, sind die Sphärizität und alle folgenden "echten" Eventshape-Variablen jedoch äußerst sensitiv auf das zur Bestimmung der Größen verwendete Bezugssystem, wie wir nun exemplarisch für die Sphärizität zeigen wollen. Wir beschränken unsere Untersuchung auf Instanton-induzierte Ereignisse, da wir dort aus technischen Gründen die Möglichkeit haben, die Verteilungen auf Hadron-Niveau mit denen der Instanton-Partonen zu vergleichen.

Abbildung 4.8 a zeigt die Verteilung der Sphärizität für Instanton-Partonen im hadronischen CMS und in dem in Abschnitt 2.2 definierten Quark-Proton-System (hier ist der

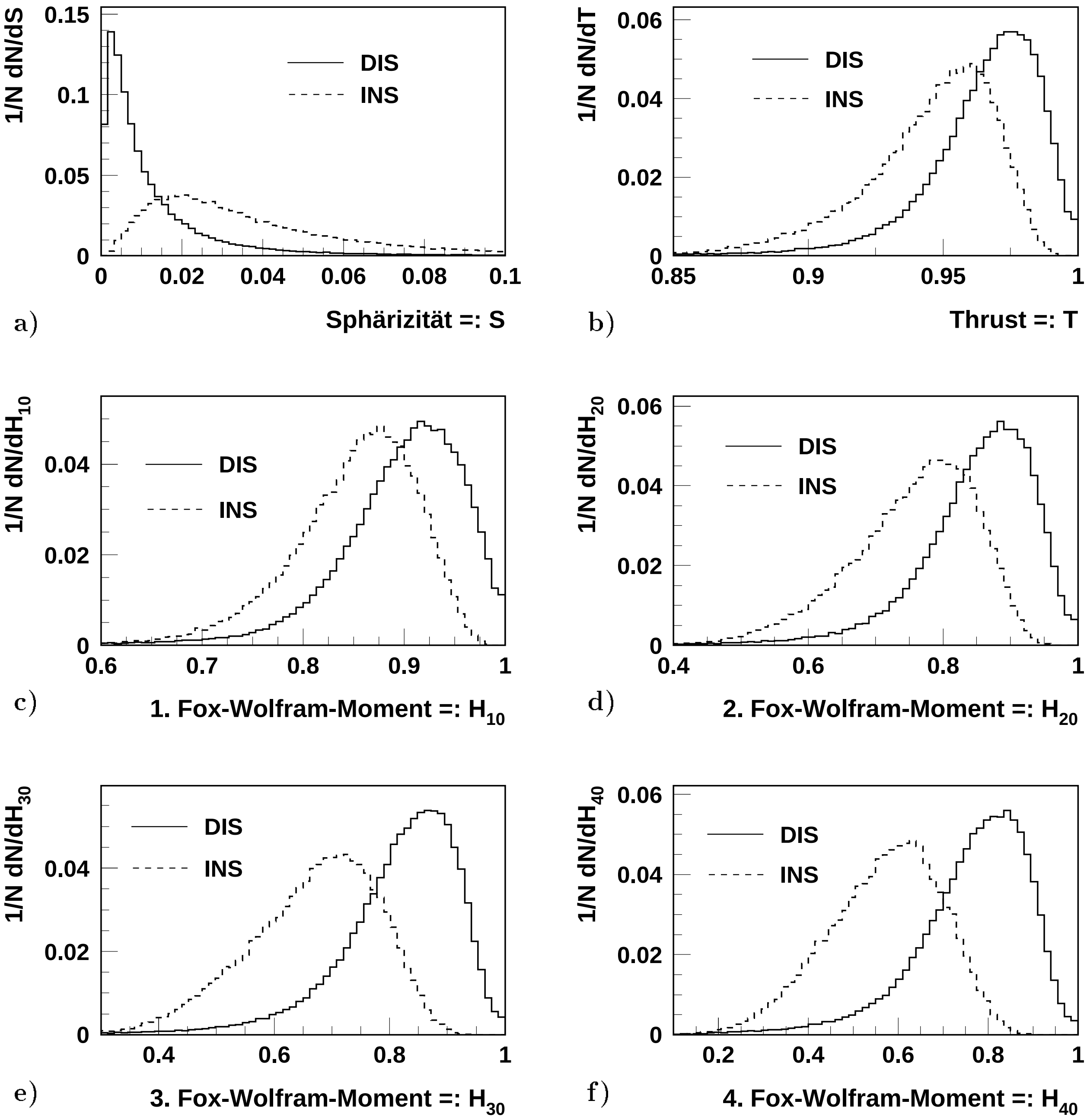



**Abb. 4.7:** Verteilungen verschiedener Eventshape-Variablen für normale DIS-Ereignisse und Instanton-induzierte Prozesse (kinematischer Bereich: $x_{Bj} \geq 10^{-4}$). Alle Verteilungen sind *ohne* zusätzlichen $\eta$-Schnitt im hadronischen CMS berechnet worden.

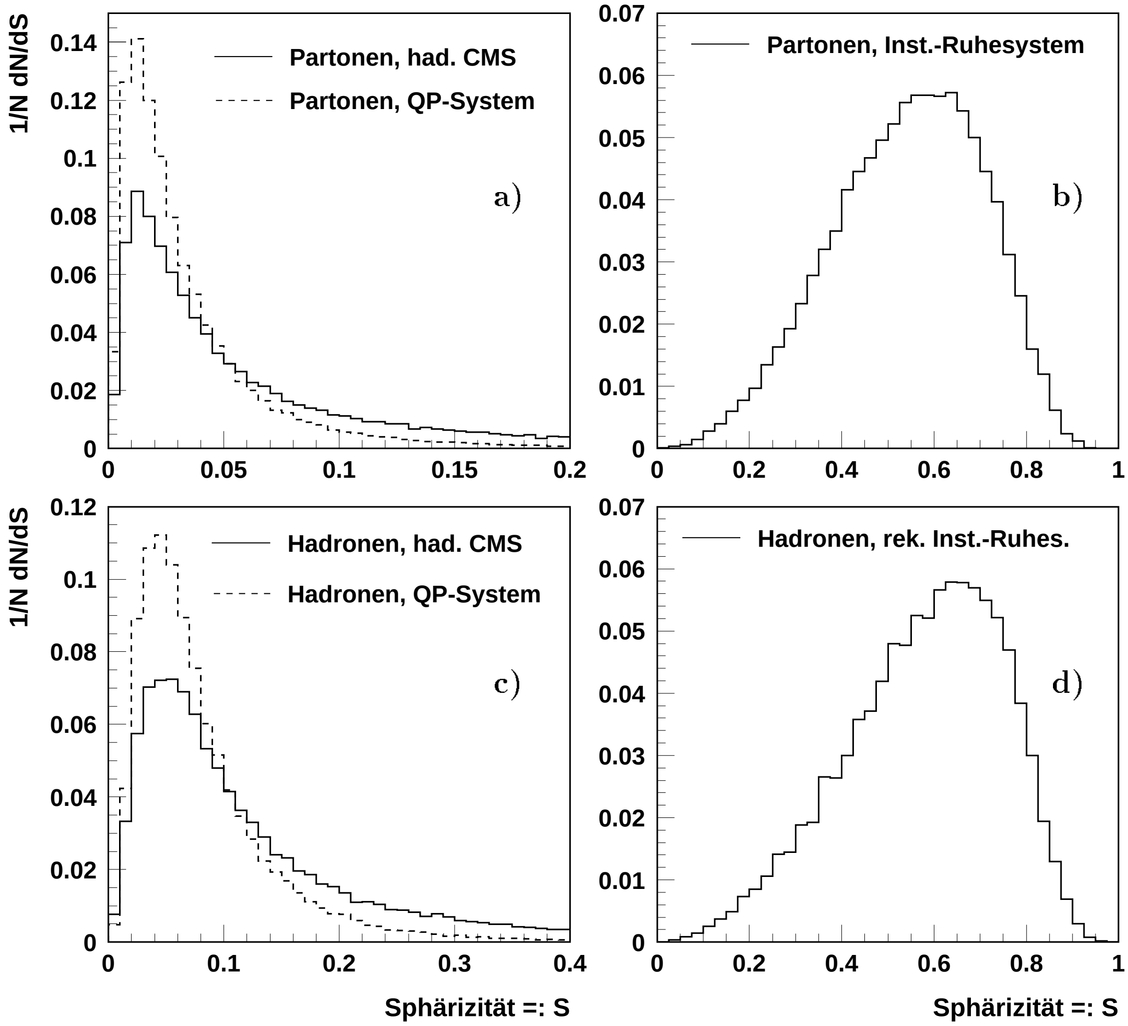



**Abb. 4.8:** Verteilungen der Sphärizität für Instanton-induzierte Ereignisse auf Parton-Niveau (Abb. a und b, nur Instanton-Partonen) und Hadron-Niveau (Abb. c und d, ohne Jet, $\eta$-Band) in verschiedenen Bezugssystemen (QP-System = Quark-Proton-System.

Gluonimpuls gleich dem Protonimpuls gesetzt).
Demgegenüber zeigt Abb. 4.8 b die entsprechende Verteilung im Instanton-Ruhesystem. Erst hier kommt die Isotropie der Instanton-Partonen zum Vorschein, die Sphärizität zeigt die erwarteten hohen Werte. Der longitudinale Boost zwischen dem Instanton-Ruhesystem und dem Quark-Proton-System verändert die an sich sphärische Verteilung der erzeugten Partonen also entscheidend.

Die zusätzliche Vernachlässigung des Unterschieds in den Werten des Photonimpulses und des Impulses des in den Instanton-Subprozeß einlaufenden virtuellen Quarks ($\vec{q}\,'$) hingegen, die man beim Übergang vom Quark-Proton-System zum hadronischen CMS macht, hat kaum noch einen Einfluß auf die Sphärizität der Teilchen, wie Abb. 4.8 a demonstriert.

Auf Hadron-Niveau zeigt sich in sehr guter Übereinstimmung mit dem Parton-Niveau qualitativ das gleiche Verhalten. Die in Abb. 4.8 d dargestellte Verteilung wurde dabei nicht im exakten Instanton-Ruhesystem, sondern in dem mit Hilfe der Rekonstruktion von $q'$ und $\xi$ (vgl. Kap. 3) berechneten, rekonstruierten Instanton-Ruhesystem gewonnen. Das sehr gute Ergebnis zeugt von der Qualität der Transformation und damit von der Qualität der Rekonstruktion der angegebenen Variablen. Bei dieser Transformation wurde jedoch eine große Vorauswahl getroffen: Nur in ca. 50 % der Fälle konnte mit den rekonstruierten Variablen überhaupt ein Boost durchgeführt werden. Bei der anderen Hälfte der Ereignisse ergab sich eine Inkonsistenz zwischen dem rekonstruierten $q'$ und dem rekonstruierten $\xi$ derart, daß der Boostvektor ein negatives Massenquadrat erhalten hätte. Diese Ereignisse sind in Abb. 4.8 d bereits herausgenommen.
Die in etwa 50% der Fälle mangelhafte Qualität des Boosts ist auch ein Grund dafür, warum die Untersuchungen im rekonstruierten Instanton-Ruhesystem bei der Trennung der Ereignisklassen nicht weiter verfolgt wurden. Hinzu kommt, daß sich normale DIS-Ereignisse - ohne die Anwendung weiterer Schnitte - im (rekonstruierten) Instanton-Ruhesystem als erstaunlich isotrop erweisen, und so durch den Boost allein *keine* bessere Trennung der Ereignisklassen erreicht werden kann.

Anknüpfend an den letzten Abschnitt sei bemerkt, daß der rein longitudinale Boost

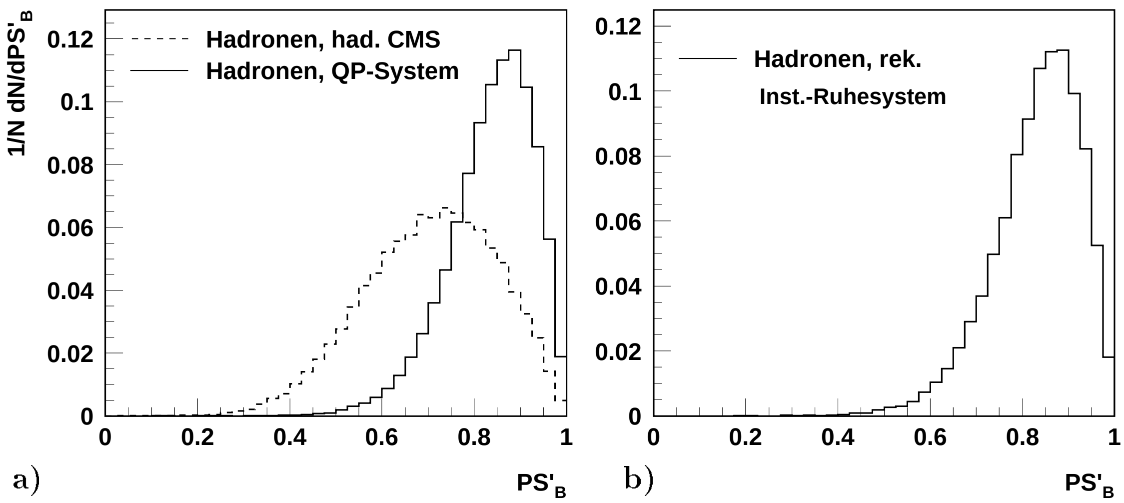



**Abb. 4.9:** Verteilungen der Pseudosphärizität für Instanton-induzierte Ereignisse auf Hadron-Niveau (ohne Jet, $\eta$-Band) in verschiedenen Bezugssystemen (QP-System = Quark-Proton-System.

zwischen Instanton-Ruhesystem und Quark-Proton-System keinen Einfluß auf die $\Phi$-Verteilung der Hadronen hat, wie Abb. 4.9 an der Verteilung der Pseudosphärizität demonstriert. Die Transformation in das hadronische CMS hingegen verschlechtert die $\Phi$-Symmetrie bereits deutlich (Abb. 4.9 a). Da man ohne Ereignisse zu verlieren in das Quark-Proton-System gelangen kann (mit $\xi = 1$ und dem rekonstruierten $q'$ läßt sich immer ein Boost durchführen), wurde die Pseudosphärizität deshalb in diesem System untersucht.

### Thrust

Eine weitere Charakterisierung der Jetartigkeit eines Ereignisses ist durch die Variable Thrust ([Far77, REFG78]) möglich, die wie folgt definiert ist:

$$T \;=\; max \,\frac{\sum_{i=1}^{N} \mid \vec{p_i} \cdot \vec{\hat{n}} \mid}{\sum_{i=1}^{N} \mid \vec{p_i} \mid}. \tag{4.8}$$

Die Achse $\vec{\hat{n}}$ ist dabei so zu bilden, daß die Summe der bezüglich dieser Achse longitudinalen Impulse $\vec{p_i}$ der Hadronen maximal wird. Die auf diese Weise konstruierte Achse wird im allgemeinen auch als *Thrustachse* bezeichnet. $T$ besitzt den Wertebereich

$$0,5 \;\leq\; T \;\leq\; 1. \tag{4.9}$$

Dabei bedeutet $T = 0,5$ eine sphärisch symmetrische Verteilung der Hadronen und $T = 1$ die Struktur eines idealen 2-Jets-Ereignisses.
Abbildung 4.7 b zeigt die Verteilungen in dieser Variablen im hadronischen CMS, wiederum für alle Hadronen. Auch hier gilt: Die Verteilung der Werte ist in sehr starkem Maße von dem betrachteten Bezugssystem abhängig. Instanton-induzierte Ereignisse erreichen die erwarteten Werte in der Nähe von 0,5 erst im (rekonstruierten) Instanton-Ruhesystem. Die beste Trennung der Ereignisse, ohne die Anwendung weiterer Schnitte, ergab sich jedoch wiederum im hadronischen CMS.

### Fox-Wolfram-Momente

Als letzte der Eventshape-Variablen betrachten wir die sogenannten Fox-Wolfram-Momente ([FW79]). Sie sind definiert durch

$$H_l \;=\; \sum_{i,j}^{N} \frac{\mid \vec{p_i} \mid\mid \vec{p_j} \mid}{E_{tot}^2} \, P_l(\cos \Phi_{ij}). \tag{4.10}$$

Dabei bezeichnet $P_l$ das Legendre-Polynom l-ten Grades und $\Phi_{ij}$ den Winkel zwischen den Hadronen mit den Impulsen $\vec{p_i}$ und $\vec{p_j}$. $E_{tot}$ ist die Schwerpunktsenergie der jeweils betrachteten Hadronen.
Der wesentliche Unterschied eines Fox-Wolfram-Moments zu den gerade besprochenen Eventshape-Variablen (bis auf die Pseudosphärizität) ist, daß sein Wert *unabhängig* von der Wahl einer bestimmten Achse ist[5].
Wie bei fast allen Eventshape-Variablen liegt auch der Wertebereich eines Fox-Wolfram-Moments zwischen 0 und 1. Für ein komplett gemessenes Ereignis ($\sum \vec{p_i} = 0$) kann man aus Energie-Impuls-Erhaltung ableiten: $H_0 = 1$ und $H_1 = 0$. Bei einem idealen 2-Jet-Ereignis haben alle Teilchenpaare zueinander parallele bzw. anti-parallele Richtungen, woraus $\cos \Phi_{ij} = \pm 1$ folgt, und damit $H_{2l} = 1$ und $H_{2l+1} = 0$.
Für ein nicht komplett vermessenes, realistisches Ereignis sollte man den Quotienten aus

[5] Dadurch ergeben sich sowohl (offensichtliche) programmiertechnische Vorteile, als auch theoretische. Dies wird in [FW79] ausführlich diskutiert.

höheren Fox-Wolfram-Momenten ($l \geq 1$) und dem nullten Fox-Wolfram-Moment benutzen ([FW79]):

$$H_{l0} \ := \ H_l/H_0. \tag{4.11}$$

Die Abbildungen 4.7 c-f zeigen die Verteilungen der ersten vier Fox-Wolfram-Momente (jeweils auf das nullte normiert) für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse. Sämtliche oben geschilderte Abhängigkeiten von der Betrachtung verschiedener Bezugssysteme treffen auch hier zu.

Während jedoch die Variablen Sphärizität und Thrust weder aufgrund ihres alleinigen Trennungsvermögens, noch bei der Anwendung mehrdimensionaler Schnitte eine herausragende Rolle spielen, haben die Fox-Wolfram-Momente im letzteren Fall eine wichtige Bedeutung. Wie wir im übernächsten Abschnitt sehen werden, besitzen Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse nämlich eine unterschiedliche Korrelation zwischen den Fox-Wolfram-Momenten und der Anzahl der Teilchen im Band.

## 4.3 Trennungsvermögen und Korrelationen

### 4.3.1 Eindimensionale Schnitte

Wir gehen nun daran, das in den Abbildungen 4.1, 4.3, 4.7 a-f sichtbare Trennungsvermögen der verwendeten Observablen zu quantifizieren.
Das Bewertungsverfahren ist dabei denkbar einfach. Betrachten wir als Beispiel die Verteilungen in der Observablen $E_{T,B}$, der transversalen Energie im $\eta$-Band, dargestellt in Abb. 4.10 a.

Es wird nun ein Schnitt in dieser Größe angewendet und anschließend berechnet, welcher prozentuale Anteil an Instanton-induzierten bzw. normalen DIS-Ereignissen nach Anwendung des Schnittes übrig bleibt. Wir bezeichnen diese Größen als Instanton- bzw. DIS-*Effizienz*. Betrachten wir die Variablen einmal als kontinuierliche Größen, so ist also

$$\text{Instanton-Effizienz} =: INS_{eff} = \frac{\int_{Schnitt} dN_{INS}}{\int_{gesamt} dN_{INS}}, \tag{4.12}$$

wobei $dN_{INS}$ die Anzahl der Instanton-induzierten Ereignisse im Intervall der jeweils betrachteten Observablen ist, in unserem Beispiel also gleich $\frac{dN}{dE_{T,B}}dE_{T,B}$ ist. Die DIS-Effizienz =: $DIS_{eff}$ wird analog definiert.

Es wird nun, entsprechend der bei der betrachteten Größe verwendeten Intervalleinteilung, jeder mögliche Schnitt ausprobiert. Die Abb. 4.10 c und d zeigen die dabei jeweils verbleibende Instanton-Effizienz bzw. DIS-Effizienz. Abb 4.10 b zeigt das Verhältnis der beiden Effizienzen.
Das Ziel ist klar vorgegeben: Wir suchen nach dem maximalen Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, also nach dem Schnitt, der das Verhältnis $INS_{eff}/DIS_{eff}$ maximiert. Um ein Mindestmaß an Signalrate zu behalten, fordern wir dabei zusätzlich, daß die Instanton-Effizienz nicht unter 10 % sinkt. In den meisten Fällen - jedenfalls für eindimensionale Schnitte - wird diese Grenze jedoch nicht erreicht, da, wie Abb. 4.10 b demonstriert, das Verhältnis der Effizienzen vorher schon einen maximalen Wert durchläuft.
Offensichtlich fällt die verbleibende Rate Instanton-induzierter Ereignisse oberhalb eines gewissen Wertes von $E_{T,B}$ schneller ab als die der normalen DIS-Ereignisse (vgl. die Abb. 4.10 c und d)[6]. Diese auf den ersten Blick der Abb. 4.10 a nicht unbedingt zu entnehmende Tatsache weist auf die besondere Bedeutung der Ausläufer der Verteilungen hin. Bei der Kombination mehrerer Schnitte, mit der wir uns im nächsten Abschnitt beschäftigen, werden wir dieses Verhalten genauer untersuchen.

Das bei der Untersuchung der transversalen Energie im Band erreichte maximale $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnis wird verbessert, wenn man zusätzlich die idealerweise isotro-

[6]Genauer gesagt, muß für das Erreichen eines Maximums ab einem bestimmten Schnitt gelten: $\frac{|\Delta INS_{eff}|}{INS_{eff}} > \frac{|\Delta DIS_{eff}|}{DIS_{eff}}$, wie eine einfache Rechnung zeigt. $\Delta INS_{eff}$ bzw. $\Delta DIS_{eff}$ sind dabei die Veränderung der Instanton- bzw. DIS-Effizienz, wenn man von einem Schnittwert zum nächsten geht.

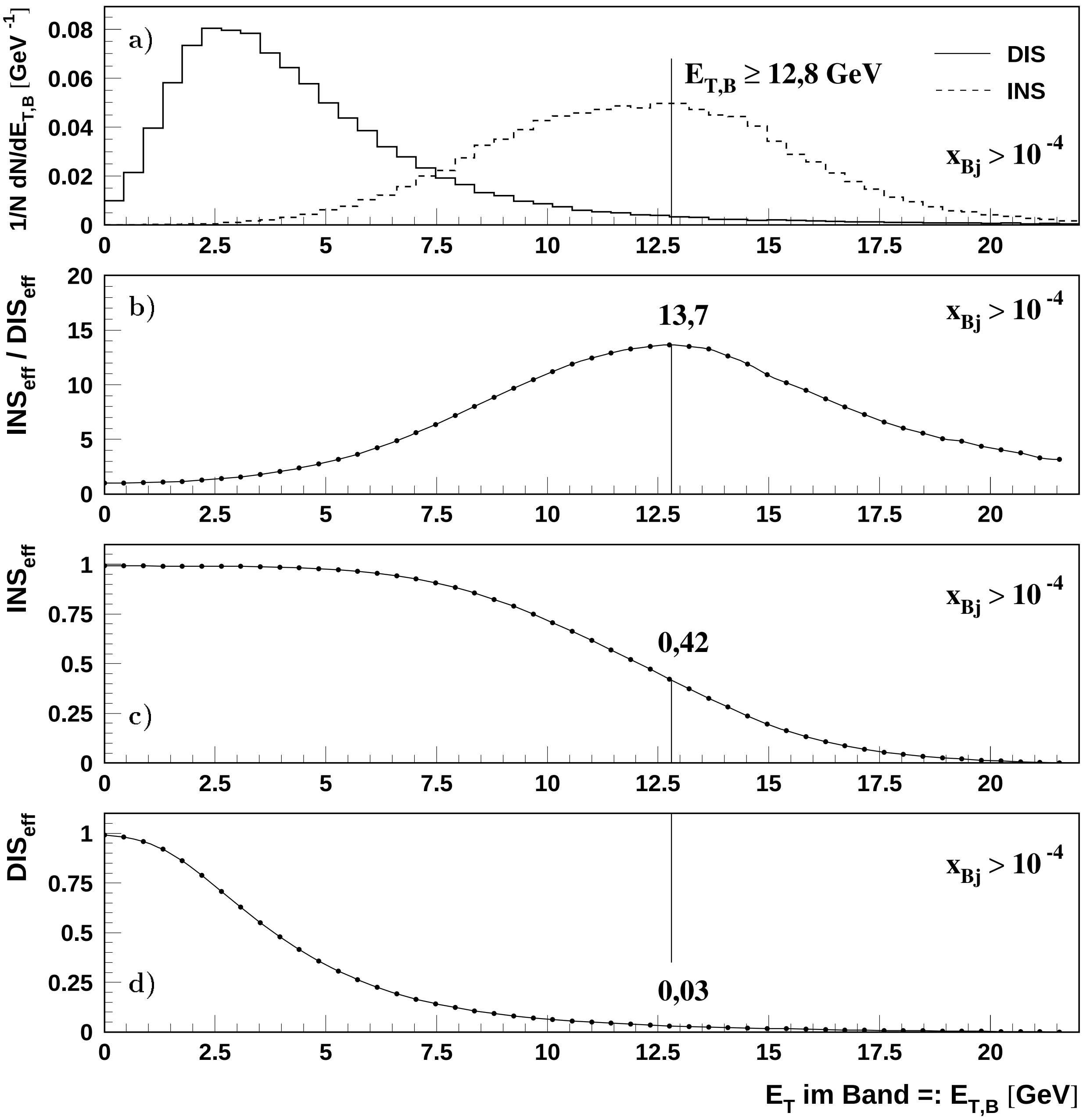



**Abb. 4.10:** **a)** Verteilungen der transversalen Energie im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse. **b)** Entsprechend dem jeweiligen Schnitt in $E_{T,B}$ erreichtes Verhältnis von Instanton-Effizienz zu DIS-Effizienz. **c)** und **d)** Darstellung der korrespondierenden Instanton- bzw. DIS-Effizienzen. Besonders herausgestellt sind das maximal erreichte Verhältnis der Effizienzen mit den dazugehörigen Werten von $INS_{eff}$ und $DIS_{eff}$ und der Schnitt, bei dem diese Werte erreicht werden.

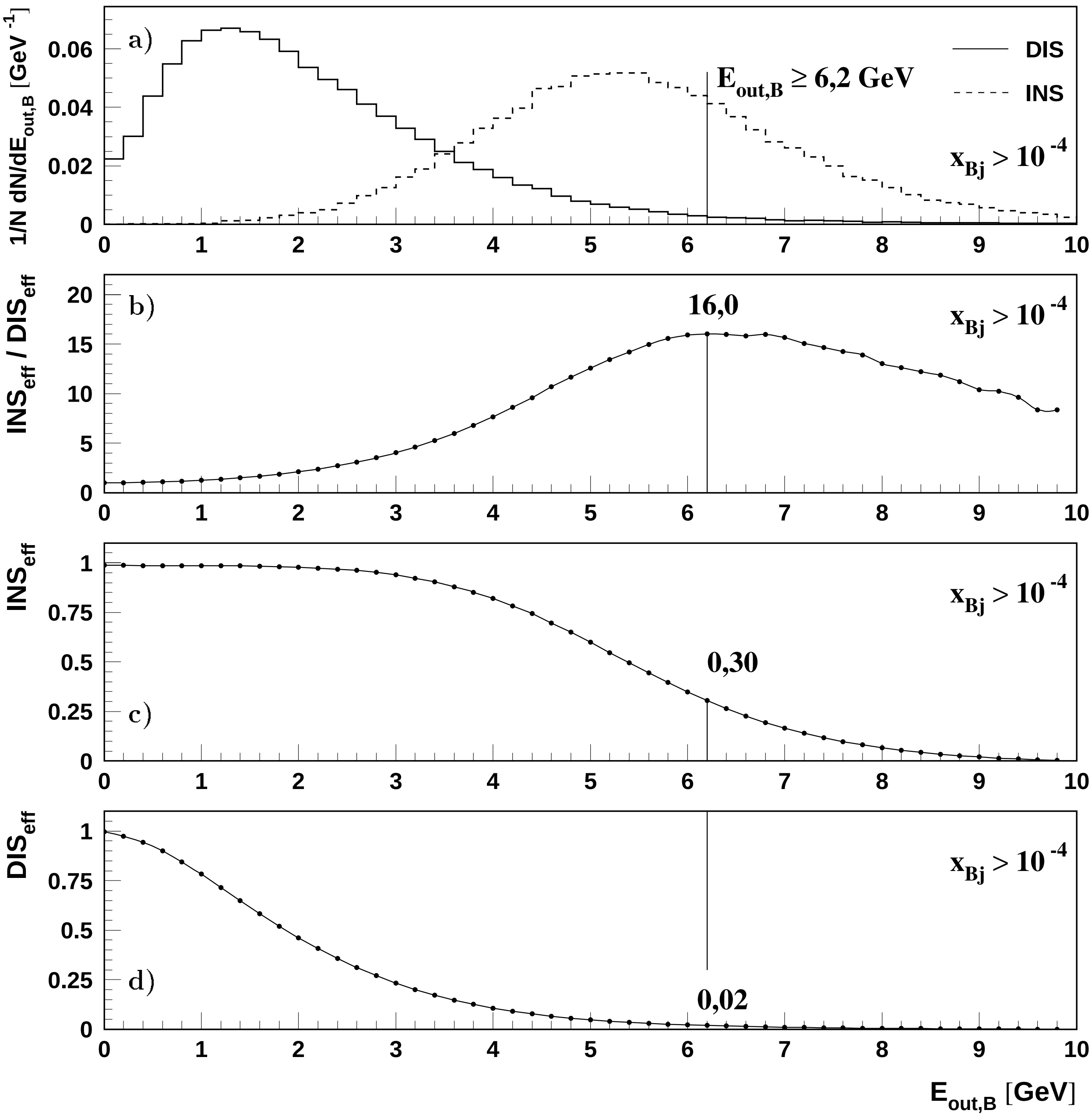



**Abb. 4.11:** **a)** Verteilungen der Größe $E_{out}$ im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse. **b)** Entsprechend dem jeweiligen Schnitt in $E_{out,B}$ erreichtes Verhältnis von Instanton-Effizienz zu DIS-Effizienz. **c)** und **d)** Darstellung der korrespondierenden Instanton- bzw. DIS-Effizienzen. Besonders herausgestellt sind das maximal erreichte Verhältnis der Effizienzen mit den dazugehörigen Werten von $INS_{eff}$ und $DIS_{eff}$ und der Schnitt, bei dem diese Werte erreicht werden.

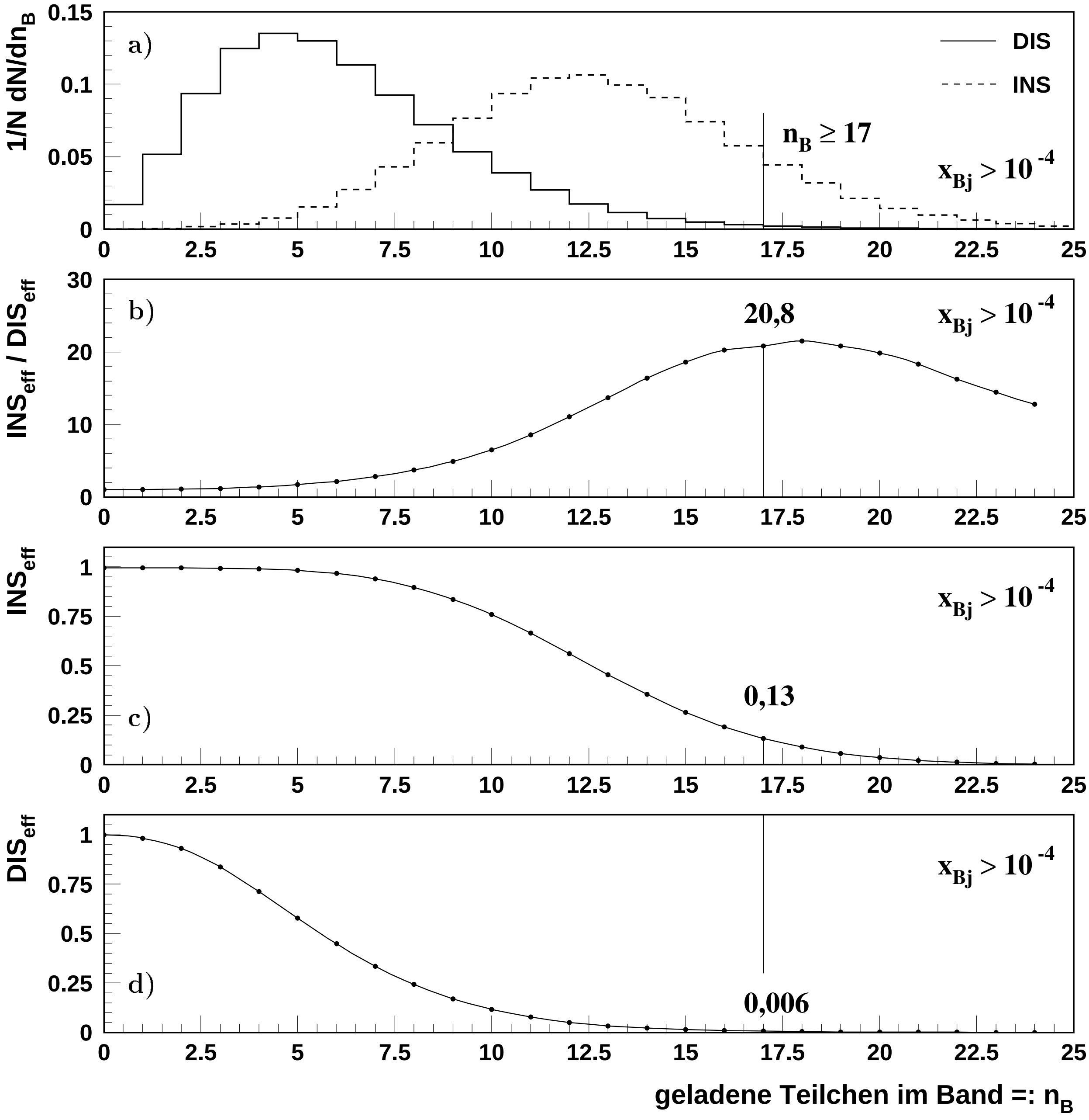



**Abb. 4.12:** **a)** Verteilungen der Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse. **b)** Entsprechend dem jeweiligen Schnitt in $n_B$ erreichtes Verhältnis von Instanton-Effizienz zu DIS-Effizienz. **c)** und **d)** Darstellung der korrespondierenden Instanton- bzw. DIS-Effizienzen. Besonders herausgestellt sind das maximal erreichte Verhältnis der Effizienzen mit den dazugehörigen Werten von $INS_{eff}$ und $DIS_{eff}$ und der Schnitt, bei dem diese Werte erreicht werden.

pe Verteilung der Hadronen eines Instanton-induzierten Ereignisses ausnutzt. Eine Vereinigung dieser beiden Charakteristika stellt die im letzten Abschnitt definierte Größe $E_{out,B}$ dar. Abb. 4.11 zeigt, daß sich - entsprechend der Erwartung - das maximale $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnis leicht verbessert, jedoch unter Inkaufnahme einer geringeren Instanton-Effizienz von ca. 30 % (im Gegensatz zu etwa 40% bei $E_{T,B}$).

Eine deutlichere Verbesserung des Trennungsvermögens erhält man durch die Betrachtung der Anzahl der geladenen Hadronen im $\eta$-Band. Hier wird der beste Wert des maximalen $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnisses erreicht, allerdings unter erheblicher Einbuße an Instanton-Effizienz. Sie sinkt bei $max(INS_{eff}/DIS_{eff}) = 20,8$ auf etwa 10%. Dies ist auch der Grund, warum das eigentliche Maximum der Kurve in Abb. 4.12 b nicht als Maximalwert angegeben wurde, die Instanton-Effizienz ist dort bereits auf unter 10% gesunken.

| **Observable** | **max( INS$_{\mathbf{eff}}$/DIS$_{\mathbf{eff}}$)** | **INS$_{\mathbf{eff}}$** | **DIS$_{\mathbf{eff}}$** | **Schnitt** |
|---|---|---|---|---|
| $n$ | 16,7 | 0,12 | 0,007 | $\geq 26$ |
| $n_B$ | 20,8 | 0,13 | 0,006 | $\geq 17$ |
| $nK^0$ | 3,3 | 0,19 | 0,058 | $\geq 4$ |
| $nK^0_B$ | 5,1 | 0,14 | 0,03 | $\geq 3$ |
| $p_T(Jet)$ | 11,4 | 0,27 | 0,02 | $\geq 5,4$ GeV |
| $Q'^2_{rec}$ | 5,2 | 0,69 | 0,13 | $\geq 60$ GeV$^2$ |
| $E_T$ | 9,1 | 0,49 | 0,05 | $\geq 17,3$ GeV |
| $E_{T,B}$ | 13,7 | 0,42 | 0,03 | $\geq 12,8$ GeV |
| $E_{out,B}$ | 16,0 | 0,30 | 0,02 | $\geq 6,2$ GeV |
| $E_{in,B}$ | 11,7 | 0,43 | 0,04 | $\geq 10,8$ GeV |
| $(E'_{in,B} - E'_{out,B})/E'_{in,B}$ | 2,3 | 0,13 | 0,05 | $\leq 0,2$ |
| $PS'_B$ | 2,4 | 0,18 | 0,08 | $\geq 0,92$ |
| $S$ | 6,4 | 0,17 | 0,03 | $\geq 0,06$ |
| $T$ | 3,9 | 0,13 | 0,03 | $\leq 0,92$ |
| $H_{10}$ | 2,8 | 0,11 | 0,04 | $\leq 0,78$ |
| $H_{20}$ | 4,6 | 0,19 | 0,04 | $\leq 0,68$ |
| $H_{30}$ | 6,1 | 0,26 | 0,04 | $\leq 0,6$ |
| $H_{40}$ | 7,0 | 0,27 | 0,04 | $\leq 0,5$ |

**Tabelle 4.1:** Übersicht über die durch Anwendung einfacher Schnitte in den aufgeführten Observablen erreichten maximalen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse $INS_{eff}/DIS_{eff}$. Angegeben sind darüber hinaus die mit dem gezeigten Maximalwert korrespondierenden Effizienzen Instanton-induzierter und normaler DIS-Ereignisse und der Wert des Schnitts in der betrachteten Observablen, durch den man die vorangestellten Größen erhält.

Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht über alle maximal erreichten $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnisse, für die Anwendung von Schnitten in den in Abschnitt 4.2 eingeführten Observablen. Alle dort aufgeführten Werte gelten für den kinematischen Bereich $x_{Bj} > 10^{-4}$.

Für den theoretisch sichereren Bereich $x_{Bj} > 10^{-3}$ (vgl. Abschnitt 2.3) ergeben sich durchweg schlechtere Resultate, wie wir exemplarisch für die drei besonders herausgestellten Observablen $E_{T,B}$, $E_{out,B}$ und $n_B$ demonstrieren wollen.

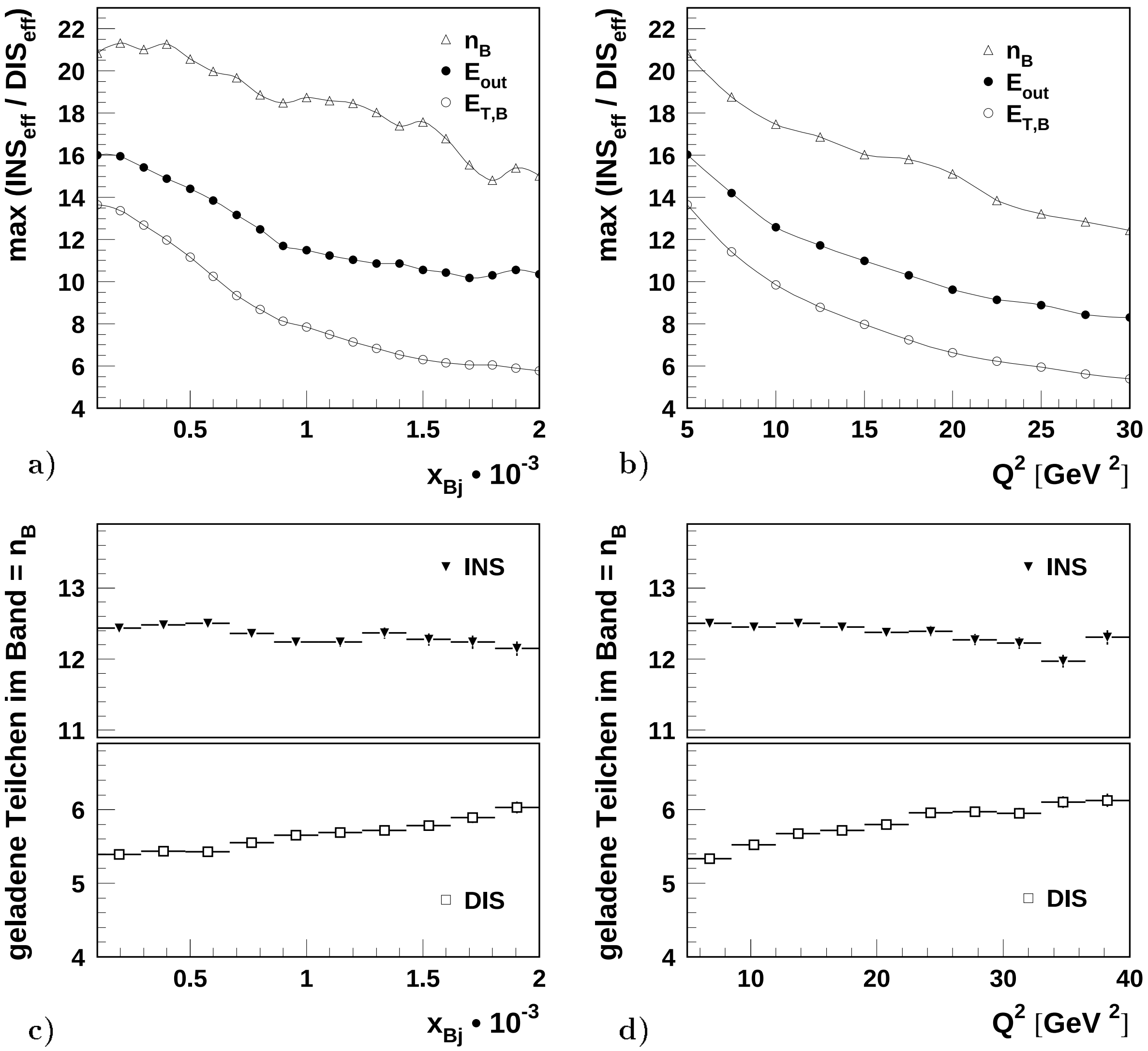



**Abb. 4.13:** **a)** $x_{Bj}$- und **b)** $Q^2$-Abhängigkeit des maximal erreichbaren Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses für die Variablen $E_{T,B}$, $E_{out,B}$ und $n_B$. **c)** $x_{Bj}$- und **d)** $Q^2$-Abhängigkeit der mittleren Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$.

Die Abbildungen 4.13 a und b zeigen, daß mit ansteigendem $x_{Bj}$ und ansteigendem $Q^2$ das maximal erreichbare Trennungsvermögens dieser Observablen deutlich abfällt[7]. So sinkt beispielsweise das maximale $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnis für $E_{T,B}$ um nahezu 50% beim Übergang von $x_{Bj} > 10^{-4}$ zu $x_{Bj} > 10^{-3}$.

Den Grund für diese Verschlechterung des Trennungsvermögens zeigen die Abbildungen 4.13 c und d: Im Falle Instanton-induzierter Ereignisse ist die Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band von $x_{Bj}$ und $Q^2$ nahezu unabhängig ist, wie man auch erwartet, da ja die Mehrzahl der Teilchen aus dem nicht (bzw. nur sehr gering) von $x_{Bj}$ und $Q^2$ beeinflußten Instanton-Subprozeß kommt. Im Falle normaler DIS-Ereignisse steigt dagegen diese Anzahl sowohl mit $x_{Bj}$, als auch mit $Q^2$ leicht an.
Da nun Teilchenzahl und transversale Energie miteinander korreliert sind (vgl. Abschnitt 4.3.2), führt diese Tendenz der Angleichung der Anzahl geladener Hadronen nicht nur zu einem Abfall im Trennungsvermögen von $n_B$, sondern auch von $E_{T,B}$.

Im Zusammenhang mit der Analyse der Pseudosphärizität hatten wir im letzten Abschnitt gesehen, daß normale DIS-Ereignisse mit steigender Teilchenanzahl ($\Phi$-)isotroper werden (ausgenommen seien einmal die ganz harten Prozesse, die in der Regel auch eine höhere Teilchenanzahl aufweisen). Aus diesem Grund ist eine Variable wie $E_{out,B}$, die die Eigenschaften transversale Energie und Isotropie miteinander verknüpt, natürlich besonders sensitiv auf eine Angleichung in der Teilchenanzahl, was sich in dem prozentual größten Abfall des Trennungsvermögens äußert.

Die Verschlechterung des Trennungsvermögens mit ansteigendem $x_{Bj}$ wird sich auch im nächsten Kapitel deutlich zeigen, bei dem es um das Ausnutzen von Korrelationen zwischen den einzelnen Variablen geht.

[7]Die Schwankungen, insbesondere der Kurve für die Teilchenanzahl im Band ($n_B$), sind dabei eine Folge der diskreten Intervalleinteilung. Ein "Sprung" entsteht, wenn der in Abb. 4.13 nicht dargestellte Schnitt in $n_B$, bei dem der Maximalwert des Trennungsvermögens jeweils erreicht wird, verändert werden muß, um der Forderung einer minimalen Instanton-Effizienz von 10% gerecht zu werden.

### 4.3.2 Mehrdimensionale Schnitte

In diesem letzten Abschnitt des Kapitels geht es darum, durch eine Kombination von Schnitten in einem mehrdimensionalen Variablenraum das bereits erreichte Trennungsvermögen Instanton-induzierter und normaler DIS-Ereignisse möglichst stark zu erhöhen.

Der naheliegende, "naive" Ansatz, die im vorhergehenden Abschnitt verwendeten Schnitte zum Erreichen eines maximalen $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnisses miteinander zu kombinieren, scheitert. So *reduziert* beispielsweise die gleichzeitige Anwendung der für die Betrachtung der einzelnen Observablen $E_{T,B}$ und $E_{out,B}$ optimalen Schnitte ($E_{T,B} \geq 12,8$ GeV und $E_{out,B} \geq 6,2$ GeV, vgl. Tab. 4.1) mit dem Schnitt in $n_B$ ($n_B \geq 17$) das in $n_B$ erreichte, maximale Trennungsvermögen von 20,8 auf 16,9, was einer Verringerung um etwa 20% entspricht!

Der Grund für dieses Ergebnis wird deutlich, wenn man sich die in Abb. 4.14 a dargestellte Korrelation zwischen dem mittleren $E_{T,B}$ und der Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band ansieht. Beide Ereignisklassen weisen eine zu erwartende, strenge Korrelation zwischen den Größen auf. Ab einer bestimmten Anzahl von Teilchen jedoch ($n_B \gtrsim 15$), liegt der korrespondierende Mittelwert der transversalen Energie von normalen DIS-Ereignissen *über* dem von Instanton-induzierten Prozessen. Schneidet man nun gleichzeitig auf ho-

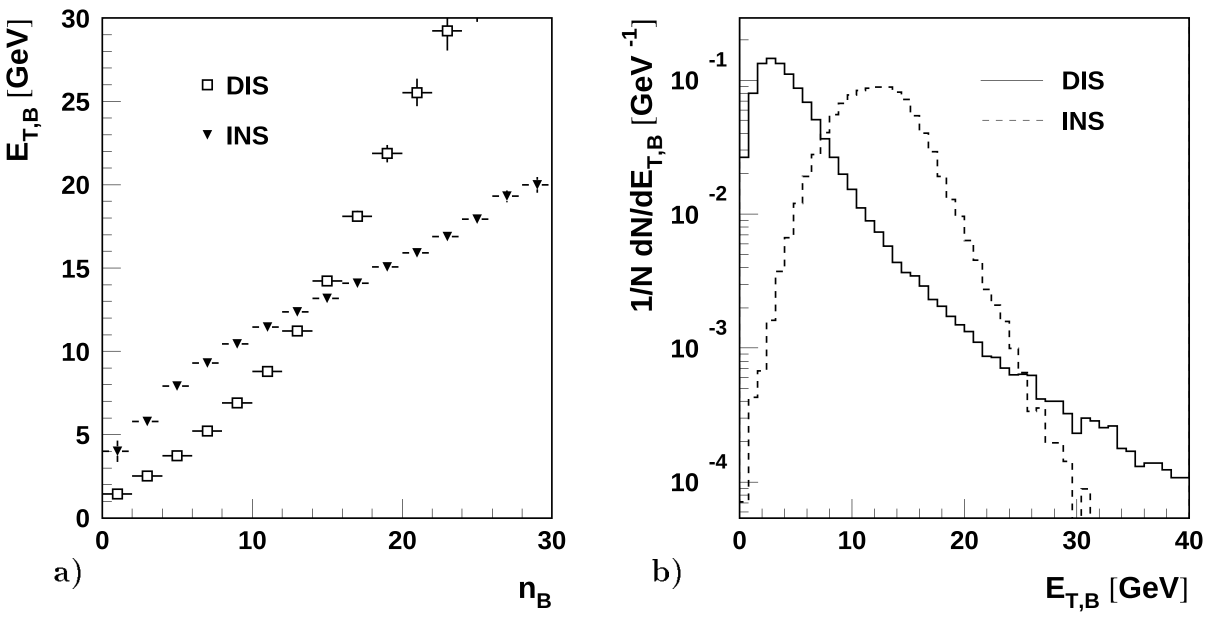



**Abb. 4.14: a)** Korrelation zwischen der mittleren transversalen Energie und der Anzahl geladener Hadronen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$. **b)** Halblogarithmische Darstellung der Verteilung der transversalen Energie im $\eta$-Band für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse.

he Teilchenanzahl und hohes $E_{T,B}$, so sieht man an Abb. 4.14 a sofort, daß man damit Instanton-induzierte Ereignisse *unterdrückt* und nicht etwa hervorhebt.

Abbildung 4.14 b zeigt das bereits im letzten Abschnitt angesprochene unterschiedliche Verhalten der Ausläufer der Verteilungen Instanton-induzierter und normaler DIS-Ereignisse am Beispiel der transversalen Energie im Band (das gleiche Verhalten zeigt sich für nahezu alle Observablen). Die halblogarithmische Darstellung macht deutlich: Während Instanton-induzierte Prozesse eine relativ eng begrenzte, steil abfallende Verteilung besitzen, weisen normale DIS-Ereignisse einen weit ausufernden, flachen Abfall auf. So kommen Ereignisse mit einem Wert von $E_{T,B} \geq 30$ GeV für Instanton-Ereignisse praktisch nicht mehr vor, während normale DIS-Ereignisse hier noch einen zwar sehr geringen, aber deutlich von Null verschiedenen Anteil besitzten. Diese hohen Werte tragen zu den in Abb. 4.14 a dargestellten Mittelwerten von $E_{T,B}$ bei und lassen sie für hohe Multiplizitäten über denen von Instanton-induzierten Ereignissen liegen.

Es kann also sein, daß man bei der Kombination mehrerer Schnitte gerade *entgegen* der durch die Signatur Instanton-induzierter Prozesse nahegelegten Vorstellung handeln muß (also beispielsweise sehr hohe $E_{T,B}$-Werte durch einen Schnitt zu unterdrücken hat).

Um die optimale Kombination mehrerer Schnitte zu finden, gehen wir nun wie folgt vor: Als Grundlage zum Erreichen des höchstmöglichen Trennungsvermögens verwenden wir die Variable $n_B$, die Anzahl der geladenen Hadronen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ um $\overline{\eta}$ (man beachte, daß hierbei die Jet-Hadronen nicht explizit herausgenommen werden). Diese weist mit einem Wert von $20,8$ das maximal erreichbare $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnis aller im letzten Abschnitt untersuchten Observablen auf. Zudem, und das ist hier der wichtigere Punkt, zeigt $n_B$ in den Korrelationen zu anderen Observablen die sich am stärksten unterscheidenden Verläufe für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse.

Diese Korrelationen werden nun systematisch untersucht. Wir berechnen dabei, wie im letzten Abschnitt beschrieben, für die Observable $n_B$ das Maximum des Verhältnisses $INS_{eff}$ zu $DIS_{eff}$, jetzt jedoch auf Basis eines durch den Schnitt in einer weiteren Observablen eingeschränkten Phasenraumes. Ziel des zusätzlichen Schnittes ist daher vornehmlich eine Unterdrückung der Rate der in den Ausläufern der $n_B$- Verteilung vorhandenen normalen DIS-Ereignisse (vgl. Abb. 4.12). Um diesen Schnitt möglichst effektiv anzusetzen, wurde ein kleines Programm entwickelt, das es erlaubt, den Schnitt in einer oder mehreren weiteren Observablen, auf dessen Grundlage nach dem maximalen $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnis in $n_B$ gesucht wird, kontinuierlich zu verändern, bis sich das maximale Trennungsvermögen ergibt.

Die folgenden Abbildungen 4.15 und 4.16 zeigen die hierbei untersuchten Korrelationen und verdeutlichen durch den grau-schraffierten Bereich die durch den Schnitt zum Erreichen des maximalen Trennungsvermögens in der jeweils betrachteten Observablen ausgeschlossenen Werte[8]. Wir wollen die einzelnen Korrelationen und Schnitte im Folgenden kurz kommentieren:

[8]Man bedenke, daß es sich bei den Korrelationsdarstellungen um *Mittelwerte* der betrachteten Observablen handelt. Der durch den Schnitt ausgeschlossene Bereich liegt aus diesem Grund häufig relativ weit entfernt von der Kurve Instanton-induzierter Ereignisse.

- **Korrelation zwischen dem rekonstruierten $\mathbf{Q'^2}$ und $\mathbf{n_B}$ (Abb. 4.15 a):**

  $Q'^2_{rec}$ ist eine komplexe Größe, die von dem Zusammenspiel vieler Faktoren abhängt (vgl. Formel 3.4). Etwas vereinfachend kann man jedoch sagen, daß, neben $Q^2$ (was insbesondere für kleines $p_T(Jet)$ von Bedeutung ist), mit dem in Formel 3.4 auftauchenden $(E - p_z)$ der Jet-Hadronen eine $p_T(Jet)$-ähnliche Größe die Werte von $Q'^2_{rec}$ bestimmt.
  Mit diesem Wissen ist es uns möglich, den Verlauf der Korrelationen in Abb. 4.15 a zu verstehen: Für Instanton-induzierte Ereignisse ist $p_T(Jet)$ nahezu unabhängig von der Anzahl der (geladenen) Teilchen im Band, da diese hauptsächlich durch die aus dem Instanton-Subprozeß kommenden Teilchen bestimmt wird. Die Korrelation zeigt daher einen fast flachen Verlauf. Der leichte Anstieg der $Q'^2_{rec}$-Mittelwerte zu größeren $n_B$ ist ein kinematischer Effekt, da mit wachsendem $Q'^2$ die Instanton-Masse zunimmt und daher im Mittel zu größerem $n_B$ auch größere $Q'^2_{rec}$ gehören.

  Das starke Anwachsen von $Q'^2_{rec}$ mit $n_B$ für normale DIS-Ereignisse spiegelt den Anstieg von $p_T(Jet)$ mit steigender Teilchenanzahl im Band wider. Wir hatten dies schon gesehen: Mit steigendem $n_B$ steigt auch die transversale Energie im Band (vgl. Abb. 4.14), die dann immer stärker in Jets gebündelt ist (vgl. Abb. 4.5). Das Plateau, das sich für $n_B \lesssim 10$ für normale DIS-Ereignisse zeigt, entsteht durch ein Zusammenwirken des eben beschriebenen Anstiegs und Ereignissen, bei denen kein Jet (mit den in Abschnitt 3.2 angegebenen Bedingungen) gefunden werden kann, und somit $Q'^2_{rec}$ gleich $Q^2$ ist.

- **Korrelation zwischen dem Transversalimpuls des "Stromjets" und $\mathbf{n_B}$ (Abb. 4.15 b):**

  Diese Korrelationen sind in völliger Übereinstimmung mit den eben gegebenen Erklärungen, bis auf den für Instanton-induzierte Ereignisse auffälligen Bereich sehr hoher $p_T(Jet)$-Werte bei sehr wenigen geladenen Hadronen im $\eta$-Band (andeutungsweise findet man dieses Spitze auch schon in Abb. 4.15 a). Eine Untersuchung bringt zutage: Es handelt sich dabei um vereinzelte Ereignisse (bei $n_B \lesssim 5$ liegen nur etwa 3% der Instanton-Ereignisse), bei denen der Stromjet und die Instanton-Hadronen in $\eta$ sehr weit (3 Einheiten und mehr) voneinander getrennt liegen. Der $E_T$-gewichtete $\eta$-Mittelwert und damit auch der $\eta$-Bandbereich ($\overline{\eta} \pm 1,1$) liegen damit sozusagen im "Niemandsland" zwischen beiden Strukturen, weshalb die Anzahl geladener Hadronen im Band - trotz bzw. gerade wegen einem sehr hohen Jet-$p_T$ bis auf Null sinken kann.

- **Korrelation zwischen der Anzahl neutraler Kaonen und $\mathbf{n_B}$ (Abb. 4.15 c):**

  Bei normalen DIS-Ereignissen zeigt sich hier der zu erwartende Anstieg der Anzahl neutraler Kaonen mit der Anzahl der (geladenen) Hadronen im Band, während Instanton-induzierte Ereignisse einen - bis auf leichte Schwankungen - konstanten

Anteil an $K^0$-Mesonen besitzen ($nK^0 \simeq 2$). Auch dies stimmt mit der Erwartung überein, da die Anzahl der im Mittel entstehenden $K^0$-Mesonen hauptsächlich durch das im Instanton-Subprozeß *immer* entstehende $s\overline{s}$-Paar bestimmt ist, und bei der anschließenden Hadronisierung vorwiegend leichtere Mesonen als das $K^0$ ($m(K^0) \simeq 500$ MeV) erzeugt werden sollten.

Sehr große Werte von $n_B$ werden jedoch (wahrscheinlich) nicht allein durch Partonen bzw. Hadronen des Instanton-Subprozesses erzeugt, sondern entstehen - wie bei normalen DIS-Ereignisse auch - durch Partonabstrahlungen höherer Ordnung. Da in diesen Prozessen nach bestimmten Wahrscheinlichkeiten auch $s$-Quarks (z.B. beim Prozeß $Gluon \rightarrow s\overline{s}$) und damit auch (zusätzliche) $K^0$-Mesonen erzeugt werden, steigt deren Anzahl für diesen Bereich von $n_B$ dann auch für Instanton-induzierte Prozesse entsprechend dem Anstieg bei normalen DIS-Ereignissen.

- **Korrelation zwischen der Pseudosphärizität und $\mathbf{n_B}$ (Abb. 4.15 d)**:

  Die hier gezeigten Korrelationen wurden bereits in Abschnitt 4.2 bei der Einführung der Eventshape-Variablen ausführlich diskutiert (vgl. Abb. 4.6). Sie zeigen für Instanton-Ereignisse einen leichten bzw. für normale DIS-Ereignisse einen deutlicheren Anstieg der Pseudosphärizität $PS'_B$ (im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$, ohne Jet) und damit der $\Phi$-Symmetrie mit steigender Teilchenanzahl im Band. Dabei liegt im Mittel die $\Phi$-Symmetrie für Instanton-induzierte Ereignisse immer über der von normalen DIS-Ereignissen.
  Wie im letzten Abschnitt bereits erwähnt, ist $PS'_B$ die einzige Größe, die im Quark-Proton-System betrachtet wird.

- **Korrelation zwischen $\mathbf{E'_{in,B^*}}$ und $\mathbf{n_B}$ (Abb. 4.16 a)**:

  Im Gegensatz zu den in Abbildung 4.3 d gezeigten $E_{in}$-Verteilungen, hat es sich für die Betrachtung von Korrelationen als günstiger erwiesen, auch bei der Berechnung von $E_{in}$ die Jet-Hadronen herauszunehmen. Daher ist diese Größe hier als gestrichene Größe gekennzeichnet. Darüber hinaus wurde die Breite des betrachteten $\eta$-Bandes zum Erreichen einer für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse möglichst unterschiedlichen Korrelation zwischen $E_{in}$ und $n_B$ optimiert. Diese Bandbreite ergab sich zu $\overline{\eta} \pm 1,6$, was wir durch den Index B* kennzeichnen wollen.
  Die Größe $E'_{in,B^*}$ stellt eine Verknüpfung der Eigenschaften transversale Energie und Isotropie dar (die Summe der Projektionen der transversalen Impulsvektoren wird maximiert). Je anisotroper die Ereignisstruktur, desto besser läßt sich ein Maximum der Projektionen finden. Die Korrelationen dieser Größe zu $n_B$ weisen daher einen für die Ereignisklassen wesentlich deutlicher zu unterscheidenden Verlauf auf, als dies bei $E_{T,B}$ der Fall ist (vgl. Abb. 4.14). Sie lassen sich deshalb sehr gut zur Unterdrückung der normalen DIS-Ereignisse mit hohem $E_T$ einsetzen, ohne dabei zu viele Instanton-induzierte Ereignisse mit wegzuschneiden.

- **Korrelation zwischen der relativen $\mathbf{E'_{in,B^*}}$-$\mathbf{E'_{out,B^*}}$-Differenz und $\mathbf{n_B}$ (Abb. 4.16 b):**

  (Zur Notatition: $E'_{in,B^*} = E_{in}$ ohne Jet-Hadronen, im $\eta$-Band der Breite $\overline{\eta} \pm 1,6$.) Auch diese Korrelationen wurden schon in Abschnitt 4.2 besprochen, allerdings in bezug auf die transversale Energie (vgl. Abb. 4.5), weshalb wir auf die wichtigsten Punkte noch einmal hinweisen wollen. Generell gilt: Je niedriger der Wert der relativen $E'_{in,B^*}$-$E'_{out,B^*}$-Differenz, desto isotroper die Verteilung der transversalen Energie. Für sehr wenige Teilchen im Band sind Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse in dieser Hinsicht nahezu identisch, während die Korrelationen für steigende Teilchenzahl, und damit steigendes $E_{T,B}$ deutlich auseinanderklaffen. Hier zeigt sich die jetartige Struktur harter DIS-Prozesse sehr deutlich, während die Instanton-Hadronen die ihnen eigene Isotropie noch deutlicher werden lassen, je mehr Teilchen (und damit in der Regel mehr Instanton-Hadronen) sich im Band befinden.

- **Korrelation zwischen dem 2. Fox-Wolfram-Moment und $\mathbf{n_B}$ (Abb. 4.16 c):**

  Aus Abschnitt 4.2 wissen wir, daß die Eventshape-Variablen im hadronischen CMS in aller Regel nicht die normalerweise für isotrope bzw. anisotrope Ereignisse charakteristischen Werte zeigen. Dies gilt auch für die ohnehin nicht einfach zu interpretierenden Fox-Wolfram-Momente, weshalb eine Deutung der hier dargestellten Korrelationen schwierig ist.

  Wir belassen es deshalb bei zwei Feststellungen:

  1. Die Fox-Wolfram-Momente - insbesondere das hier dargestellte 2. Moment - zeigen von allen Eventshape-Variablen (neben Sphärizität und Thrust wurden auch die Variablen Aplanarität und Oblateness untersucht) die für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse am besten zu unterscheidenden Korrelationen mit der Variablen $n_B$.
  2. Die Werte und Korrelationen aller Eventshape-Variablen sind in starkem Maße abhängig von der Wahl des Bezugssystems, dem betrachteten $\eta$-Bereich und dem Miteinbeziehen oder Herauslassen der Jet-Hadronen.
     Dies sei noch einmal exemplarisch am 2. Fox-Wolfram-Moment gezeigt: In Abbildung 4.16 d betrachtet man die Werte und Korrelationen des 2. Fox-Wolfram-Moments, berechnet im rekonstruierten Instanton-Ruhesystem, im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ und ohne Jet-Hadronen. Es ergeben sich vollkommen andere Werte als in Abb. 4.16 c. Es zeigt sich eine Struktur, die der darüberstehenden Abbildung der Korrelation der relativen $E'_{in,B^*}$-$E'_{out,B^*}$-Differenz sehr ähnlich ist und damit auch viel besser im Einklang steht mit der aus Abb. 4.7 c-f zu gewinnenden Überzeugung, daß ein kleinerer Wert von $H_{20}$ einer isotroperen Verteilung der Hadronen entsprechen sollte.

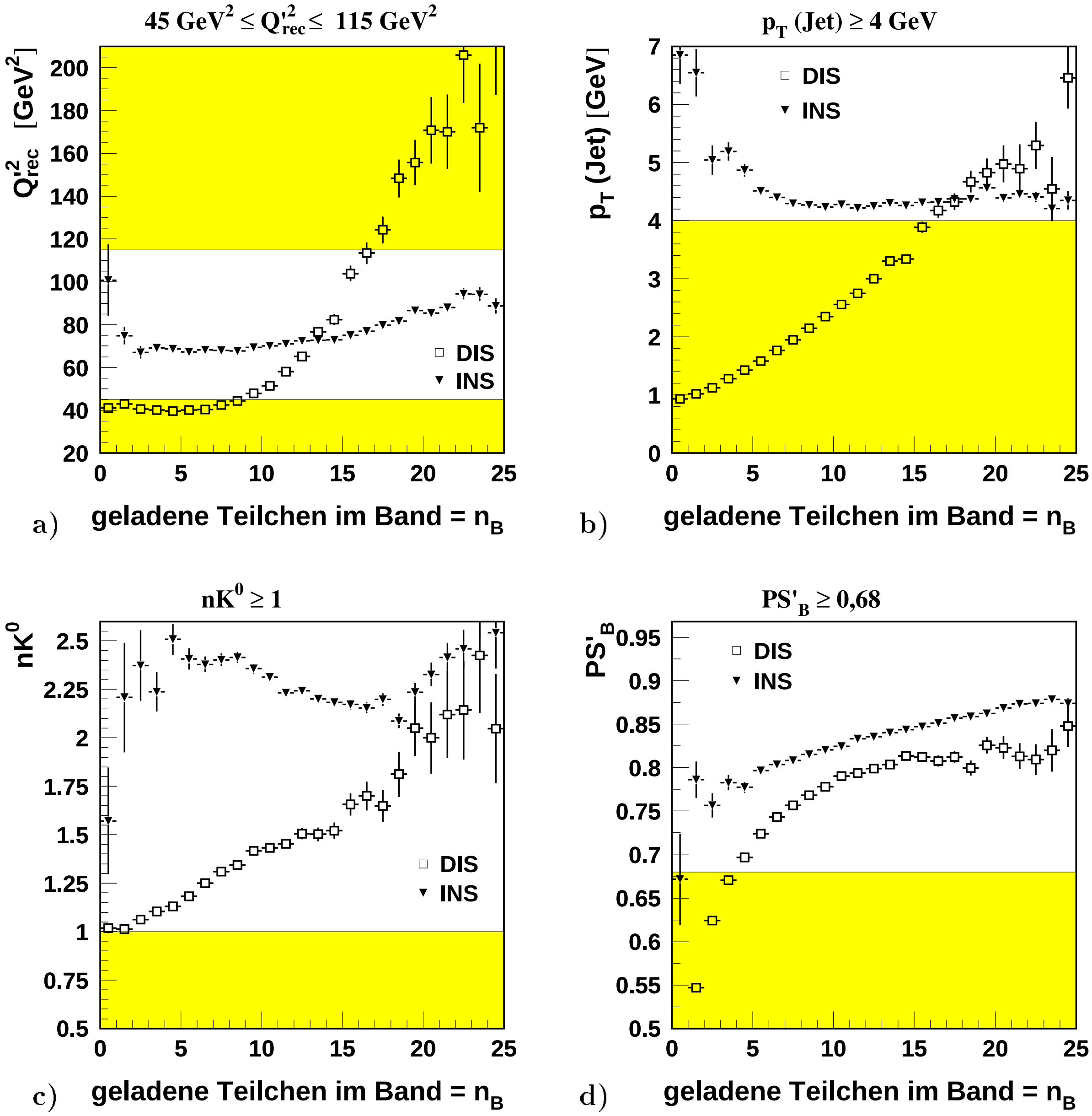



**Abb. 4.15:** Korrelationen der Mittelwerte verschiedener Größen zur Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ um $\overline{\eta}$. Die grau schraffierten Bereiche repräsentieren die durch die jeweils über den Abbildungen angegebenen Schnitte ausgeschlossenen Zonen. Die Größe $PS'_B$ wurde - ohne Berücksichtigung der Jet-Hadronen - im Quark-Proton-System berechnet.

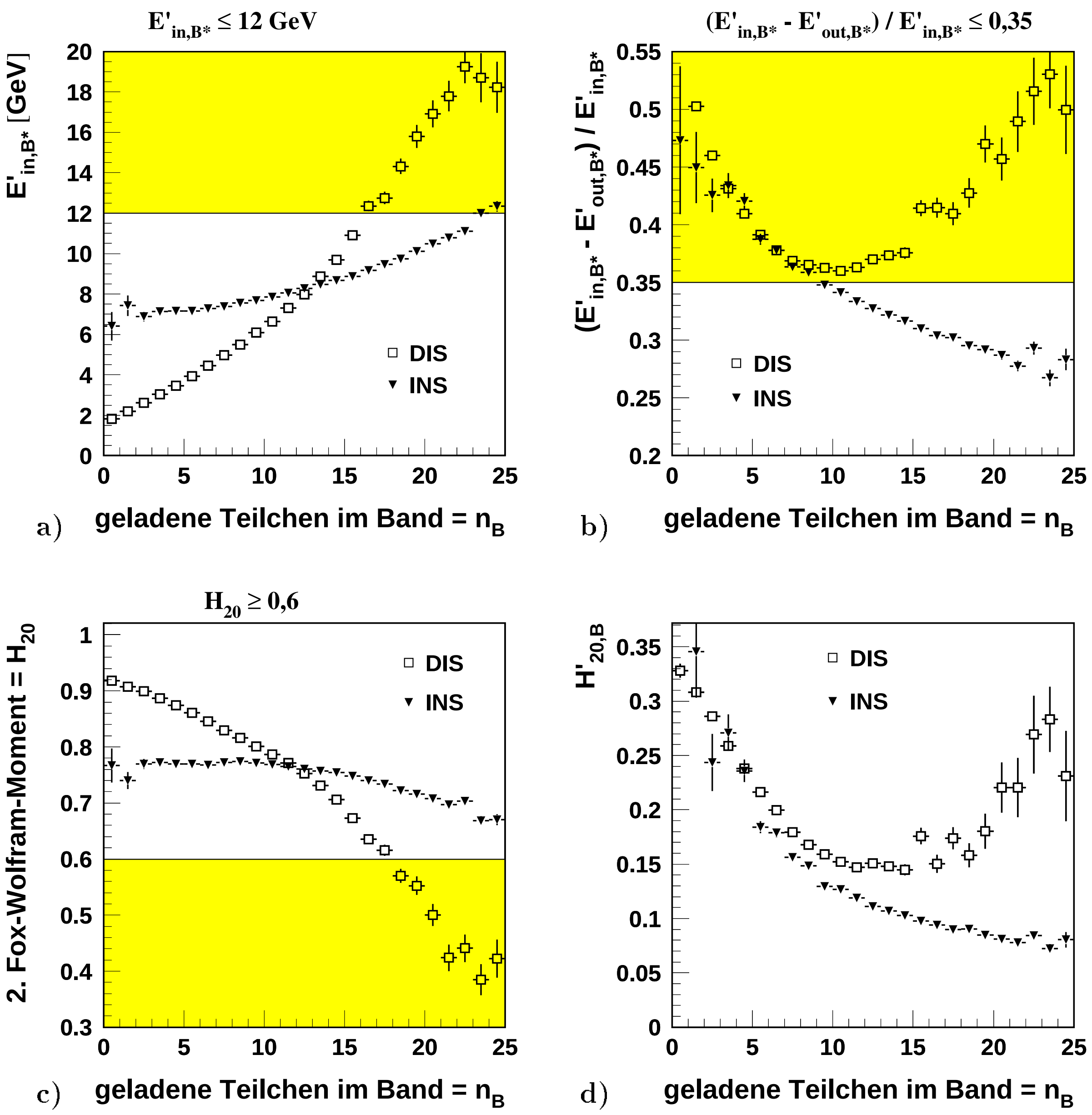



**Abb. 4.16:** Korrelationen der Mittelwerte verschiedener Größen zur Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ um $\overline{\eta}$. Die grau schraffierten Bereiche repräsentieren die durch die jeweils über den Abbildungen angegebenen Schnitte ausgeschlossenen Zonen. Die Größe $H'_{20,B}$ wurde im rekonstruierten Instanton-Ruhesystem berechnet. Zur Notation: Der Index B$^*$ bezieht sich auf ein Band der Breite $\pm 1,6$ um $\overline{\eta}$; gestrichene Größen wurden ohne Berücksichtigung der Jet-Hadronen berechnet.

### 4.3.3 Zusammenfassung und Diskussion

Nach Anwendung aller in den Abbildungen 4.15 und 4.16 gezeigten Schnitte erhält man in der Variablen $n_B$ für $n_B \geq 13$ ein maximales $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnis von etwa 180! (vgl. Abb. 4.17). Bei einer verbleibenden Instanton-Effizienz von ca. 10% kann dabei der Untergrund normaler DIS-Ereignisse auf etwa ein halbes Promille abgesenkt werden[9].

Um den statistischen Fehler in der Größe des Trennungsvermögens abschätzen zu können, nehmen wir an, daß die jeweils erreichten Ereigniszahlen poissonverteilt seien, so daß sich der Fehler des Mittelwertes der Einzelmessungen zu $\sqrt{N}$ ergibt. Nach Anwendung von Fehlerfortpflanzung erhalten wir damit für das maximale $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnis einen Wert von $180 \pm 22$, entsprechend einem statistischen Fehler von etwa 12%.

Der systematische Fehler z.B. aufgrund von Modellabhängigkeiten der Monte-Carlo-Vorhersage ist sicherlich mindestens von der gleichen Größenordnung, so daß wir als grobe Abschätzung des erreichten Trennungsvermögens einen Wert von

$$INS_{eff}/DIS_{eff} \;\simeq\; \mathcal{O}(150)\;, \quad \text{für } x_{Bj} > 10^{-4} \tag{4.13}$$

angeben wollen.

Für die theoretisch sicherere kinematische Region von $x_{Bj} > 10^{-3}$ wird das gesamte Verfahren der Suche nach den optimalen Schnitten in demselben, im letzten Abschnitt ausführlich beschriebenen mehrdimensionalen Variablenraum wiederholt.
Es ergeben sich in fast allen Observablen zum Erreichen des größtmöglichen Trennungsvermögens von dem Resultat für $x_{Bj} > 10^{-4}$ leicht abweichende Schnitte. Die Korrelationen bleiben dabei *qualitativ* gleich, mit dem Unterschied, daß die Kurven für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse in fast allen Fällen dichter zusammenrücken, wie man beispielhaft im Vergleich der Abbildungen 4.15 a und 4.19 sehen kann.

Dieser Effekt der Annäherung der Ereignisarten für wachsendes $x_{Bj}$ (und $Q^2$), der schon im Zusammenhang mit der Anwendung eindimensionaler Schnitte angesprochen wurde, sorgt für eine stärkere Einschränkung der Schnittbereiche und damit letztlich für das deutlich schlechtere Ergebnis des maximal erreichbaren $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnisses von etwa 85 (der statistische Fehler ergibt sich hier zu $\pm 15$, entsprechend etwa 18%). Bei einer verbleibenden Instanton-Effizienz von wiederum etwa 10%, kann der Untergrund nur auf etwas über ein Promille reduziert werden, dargestellt in Abbildung 4.18.

[9] Abbildung 4.17 a zeigt, daß wir bei einer derartig starken Unterdrückung des Untergrundes für den verwendeten Datensatz normaler DIS-Ereignisse bereits das Problem haben, keine ausreichende Menge an Ereignissen zu besitzen. Die Bineinträge weisen recht deutliche Fluktuationen auf. Dennoch läßt sich durch die gezeigte Verteilung (per Augenmaß) in ausreichender Weise eine glatte Kurve ziehen, so daß wir der Größenordnung der hier erreichten Ergebnisse nicht aufgrund dieses Effektes mißtrauen wollen.

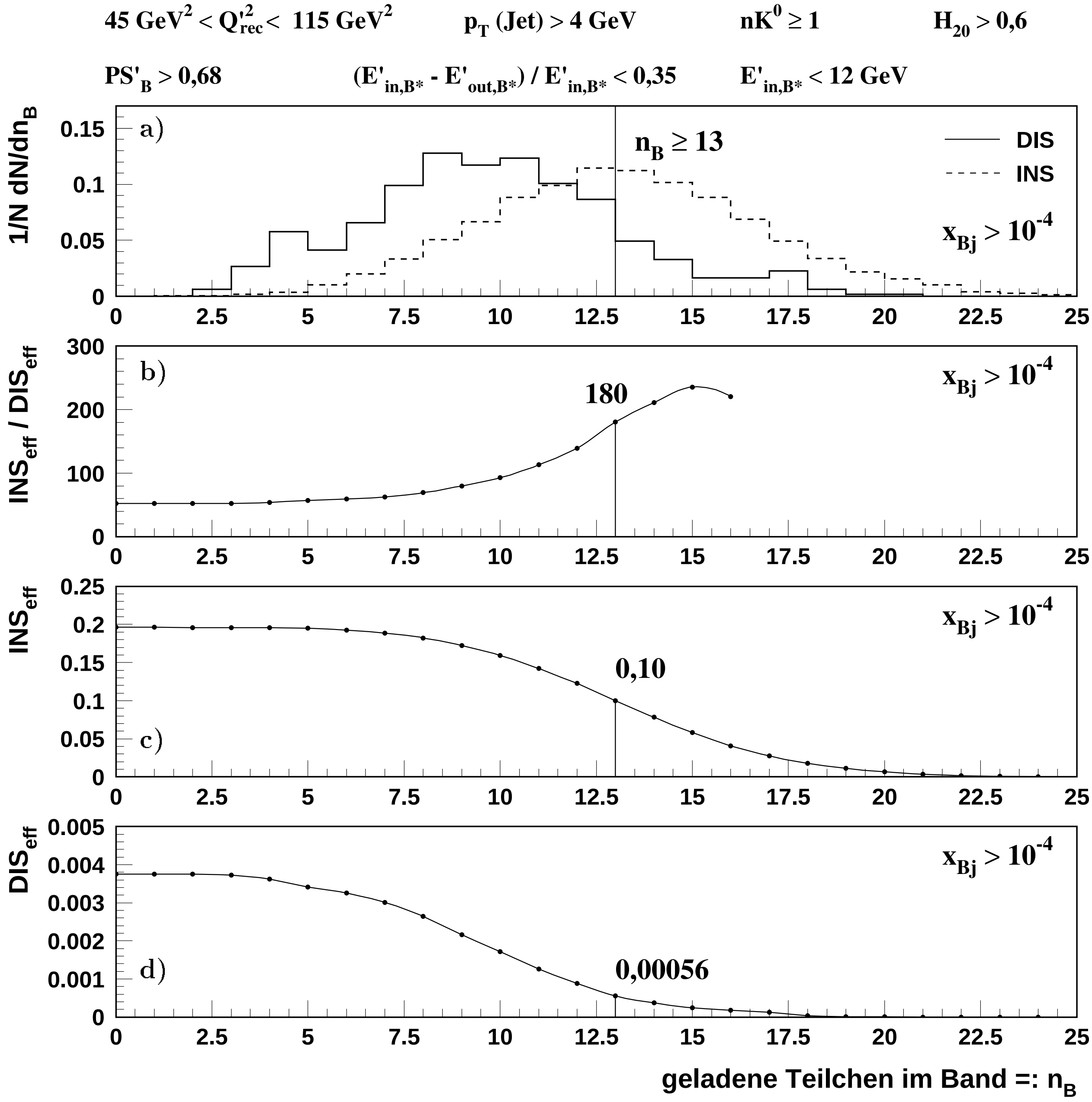



**Abb. 4.17:** **a)** Verteilungen der Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse unter Anwendung der oben angegebenen Schnitte für den kinematischen Bereich $x_{Bj} > 10^{-4}$. **b)** Entsprechend dem jeweiligen zusätzlichem Schnitt in $n_B$ erreichtes Verhältnis von Instanton-Effizienz zu DIS-Effizienz. **c)** und **d)** Darstellung der entsprechenden Instanton- bzw. DIS-Effizienzen. Besonders herausgestellt sind das maximal erreichte Verhältnis der Effizienzen mit den dazugehörigen Werten von $INS_{eff}$ und $DIS_{eff}$ und der Schnitt in $n_B$, bei dem diese Werte erreicht werden.

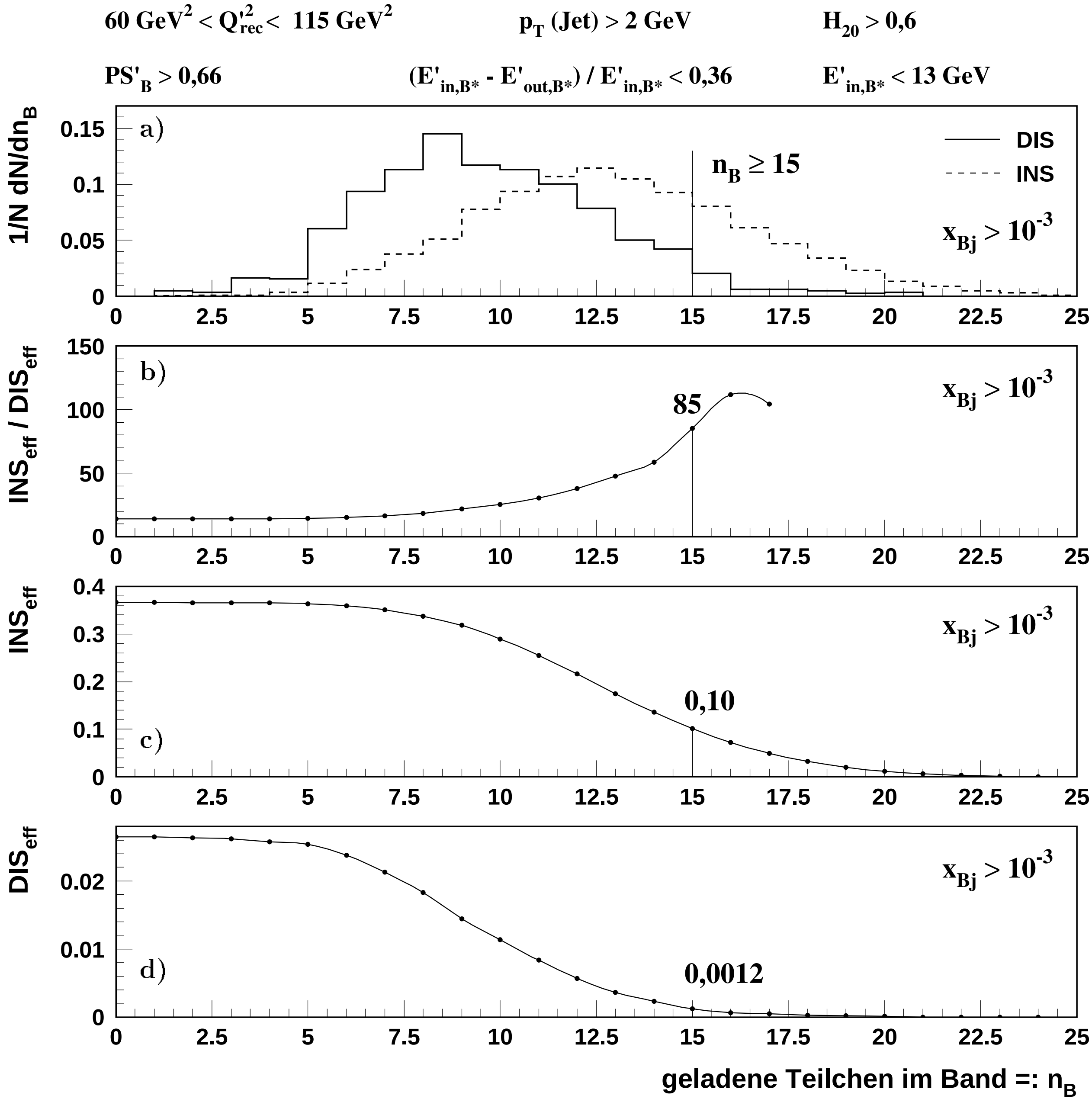



**Abb. 4.18:** **a)** Verteilungen der Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse unter Anwendung der oben angegebenen Schnitte für den kinematischen Bereich $x_{Bj} > 10^{-3}$. **b)** Entsprechend dem jeweiligen zusätzlichem Schnitt in $n_B$ erreichtes Verhältnis von Instanton-Effizienz zu DIS-Effizienz. **c)** und **d)** Darstellung der entsprechenden Instanton- bzw. DIS-Effizienzen. Besonders herausgestellt sind das maximal erreichte Verhältnis der Effizienzen mit den dazugehörigen Werten von $INS_{eff}$ und $DIS_{eff}$ und der Schnitt in $n_B$, bei dem diese Werte erreicht werden.

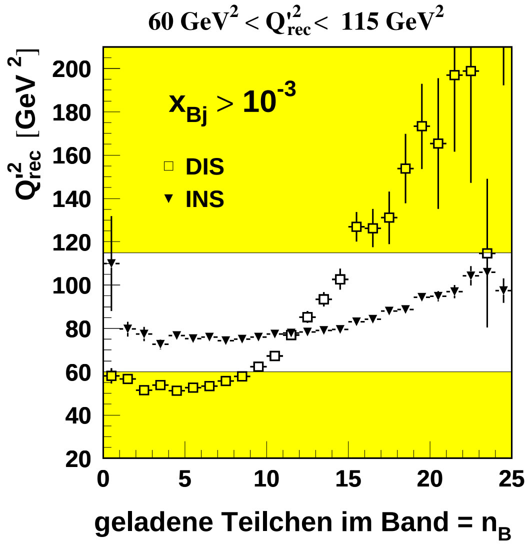



**Abb. 4.19:** Korrelationen der Mittelwerte des rekonstruierten Wertes von $Q'^2_{rec}$ zur Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ um $\overline{\eta}$ für den kinematischen Bereich $x_{Bj} > 10^{-3}$. Die grau schraffierten Bereiche repräsentieren die durch den über der Abbildung angegebenen Schnitt ausgeschlossenen Zonen. Vgl. Abb. 4.15 a für $x_{Bj} > 10^{-4}$.

Unter zusätzlicher Berücksichtigung eines systematischen Fehlers wollen wir in diesem kinematischen Bereich abschätzen:

$$INS_{eff}/DIS_{eff} \simeq \mathcal{O}(50) , \quad \text{für } x_{Bj} > 10^{-3}. \tag{4.14}$$

Um diese Ergebnisse ein wenig greifbarer zu machen, möchten wir abschließend einen Ausblick wagen. Unter der Annahme, die hier dargestellten Resultate auch auf Detektorniveau erreichen zu können, stellen wir uns jetzt die Frage, ob wir durch die angegebenen Schnitte in der Lage wären, Instanton-induzierte Ereignisse so von normalen DIS-Ereignissen zu trennen, daß man von der Entdeckung dieser Prozesse sprechen könnte. Dabei gehen wir davon aus, daß Instanton-induzierte Prozesse tatsächlich mit der vorhergesagten Rate in der Natur vorkommen.

Die Tabellen 4.2 und 4.3 zeigen eine Übersicht über die Ereigniszahlen der von uns verwendeten Datensätze vor und nach Anwendung der aufgeführten Schnitte, jeweils für die kinematischen Bereiche $x_{Bj} > 10^{-4}$ und $x_{Bj} > 10^{-3}$. Die dabei erhaltenen Resultate werden dann auf die bei HERA in den Jahren '96 und '97 in den von uns betrachteten kinematischen Bereichen erreichte, integrierte Luminosität von etwa 30 pb$^{-1}$ normiert. Da wir keine Messung durchgeführt haben, schätzen wir den zu erwartenden Meßwert durch die Summe der Erwartungswerte für Untergrund ($N_{DIS}$) und Signal ($N_{INS}$) ab. Von der auf diese Weise erhaltenen Zahl an Ereignissen nehmen wir wieder an, daß sie poissonverteilt sei, und bestimmen daher den statistischen Fehler dieser Größe zu $\sqrt{N_{DIS} + N_{INS}}$.

Um das Ergebnis für die Vorhersage des Signals realistischer zu machen, betrachten wir exemplarisch den wahrscheinlich größten systematischen Fehler - auf Basis der bis jetzt gerechneten, führenden Ordnung Instanton-Störungstheorie - in der Vorhersage des Wirkungsquerschnitts Instanton-induzierter Ereignisse. Wie bereits in Abschnitt 1.2.3 geschildert, hat dieser - bei fester Wahl der minimal erforderlichen Werte von $x'$ und $Q'$ (vgl. 1.29) - seinen Ursprung in der Unsicherheit bei der Bestimmung des Skalenparamters $\Lambda_{QCD}$. Umgerechnet auf 3 Flavours findet man ([RS98a]): $\Lambda^{(3)}_{QCD} = 282$ MeV $\pm$ 65 MeV. Wählen wir $\Lambda^{(3)}_{QCD}$ innerhalb dieser Grenzen, so hat dies erheblichen Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt und damit natürlich auch auf die Anzahl Instanton-induzierter Ereignisse, normiert auf die HERA-Luminosität. Die entsprechenden Schwankungen dieser Größen sind in den Tabellen 4.2 und 4.3 angegeben.

Vergleicht man die auf diese Weise erhaltenen Ereigniszahlen Instanton-induzierter Prozesse mit dem oben angegebenen statistischen Fehler des zu erwartenden Meßwerts (berechnet für die jeweilige Vorhersage von $N_{INS}$), so entspricht das Signal im Fall von $x_{Bj} > 10^{-4}$ einem Effekt von minimal etwa 3 und maximal etwa 34 Standardabweichungen. Als mittlerer Wert ergibt sich ein Effekt von etwa 14 Standardabweichungen (für $\Lambda^{(3)}_{QCD} = 282$ MeV).
Im kinematischen Bereich $x_{Bj} > 10^{-3}$ ergeben sich durch eine entsprechende Betrachtung minimal etwa 2 und maximal etwa 21 Standardabweichungen. Der Mittelwert des zu erwartenden Effekts liegt hier bei etwa 8 Standardabweichungen.
Die hier erreichten mittleren Werte liegen damit in beiden Fällen deutlich über dem in der Regel für die Bekanntgabe der Entdeckung eines Signals geforderten Wert von fünf Standardabweichungen.

Dabei darf man natürlich nicht vergessen, daß wir bei der Berechnung der Schwankung des zu erwartenden Meßwertes nur den wahrscheinlich größten systematischen Fehler in der Vorhersage der Rate Instanton-induzierter Ereignisse und - bezogen auf normale DIS-Ereignisse - sogar nur den statistischen Fehler betrachtet haben. Zusätzliche systematische Fehler liegen in den verwendeten Monte-Carlo-Modellen, und zwar insbesondere auch in den zur Simulation normaler DIS-Ereignisse verwendeten Generatoren. Obwohl diese stetig verbessert werden, um die an HERA gemessenen Daten zu beschreiben, gibt es noch keinen Monte-Carlo-Generator, der das Gros der Daten in allen Bereichen wirklich zufriedenstellend beschreibt.

Dieser Mißstand tritt natürlich umso stärker hervor, wenn wir uns für die Vorhersage kleinster Ereignisraten - wir betrachten hier Untergrundeffizienzen von weniger als einem Tausendstel - in den Ausläufern von Verteilungen eines multidimensionalen Variablenraumes interessieren. Daher ist für die Entdeckung von Instantonen eine Weiterentwicklung der Generatoren unbedingt wünschenswert. Andererseits könnte man dabei natürlich Gefahr laufen, die Topologie Instanton-induzierter Ereignisse durch Einführung zusätzlicher Parameter mit phänomenologischen Modellen nachzubilden.

Trotz aller Unsicherheiten kann man jedoch sagen, daß das in der vorliegenden Arbeit erreichte Trennungsvermögen ein ermutigendes Ergebnis ist, das darauf hindeutet, daß eine zukünftige Studie auf Detektorniveau erfolgreich durchgeführt werden könnte!

| | **normale DIS-Ereignisse** | **Instanton-Ereignisse** |
|---|---|---|
| **Basis-Schnitte**<br>$\mathbf{x_{Bj} > 10^{-4}}$, $0,1 < y < 0,6$<br>$153° < \theta_{el} < 176°$<br>$E_{el} > 11$ GeV<br>$Q^2 > 5$ GeV$^2$, $\theta_{Hadron} > 4°$ | $N_{DIS} \simeq 130.000$<br>$\sigma \simeq$ 78.000 pb | $N_{INS} \simeq 56.000$<br>$\sigma \simeq$ 204 pb $^{+440 \text{ pb}}_{-169 \text{ pb}}$ |
| **zusätzliche Schnitte**<br>45 GeV$^2 < Q'^2_{rec} <$ 115 GeV$^2$<br>$PS'_B > 0,68$<br>$p_T(Jet) > 4$ GeV<br>$H_{20} > 0,6$<br>$E'_{in,B^*} < 12$ GeV<br>$(E'_{in,B^*} - E'_{out,B^*})/E'_{in,B^*} < 0,35$<br>$n_B \geq 13$ | $N_{DIS} \simeq 70$<br>$\sigma \simeq$ 43 pb | $N_{INS} \simeq 5.600$<br>$\sigma \simeq$ 20 pb $^{+44 \text{ pb}}_{-16 \text{ pb}}$ |
| normiert auf HERA-Luminosität '96/'97<br>$\mathcal{L} \simeq 30$ pb$^{-1}$ | $N_{DIS} \simeq 1.290$ | $N_{INS} \simeq 600\ ^{+1320}_{-480}$ |

**Tabelle 4.2:** Ereigniszahlen der verwendeten Datensätze vor und nach Anwendung der in Abschnitt 4.3.2 angegebenen Schnitte und normiert auf die integrierte HERA-Luminosität. Die Angaben gelten für den kinematischen Bereich $x_{Bj} \geq 10^{-4}$. $\mathcal{L}$ = integrierte Luminosität, $\sigma$ = Wirkungsquerschnitt. Die angegebenen Schwankungen des Wirkungsquerschnitts und der auf die integrierte HERA-Luminosität normierten Ereigniszahlen Instanton-induzierter Prozesse ergeben sich aus der Unsicherheit bei der Bestimmung des QCD-Skalenparameters für 3 Flavours $\Lambda^{(3)}_{QCD} = 282$ MeV $\pm$ 65 MeV.

| | normale DIS-Ereignisse | Instanton-Ereignisse |
|---|---|---|
| **Basis-Schnitte**<br>$\mathbf{x_{Bj} > 10^{-3}}$, $0,1 < y < 0,6$<br>$153° < \theta_{el} < 176°$<br>$E_{el} > 11$ GeV<br>$Q^2 > 5$ GeV$^2$, $\theta_{Hadron} > 4°$ | $N_{DIS} \simeq 29.400$<br>$\sigma \simeq$ 18.000 pb | $N_{INS} \simeq 22.550$<br>$\sigma \simeq$ 82 pb $^{+177 \text{ pb}}_{-66 \text{ pb}}$ |
| **zusätzliche Schnitte**<br>$60$ GeV$^2 < Q'^2_{rec} < 115$ GeV$^2$<br>$PS'_B > 0,66$<br>$p_T(Jet) > 2$ GeV<br>$H_{20} > 0,6$<br>$E'_{in,B^*} < 13$ GeV<br>$(E'_{in,B^*} - E'_{out,B^*})/E'_{in,B^*} < 0,36$<br>$n_B \geq 15$ | $N_{DIS} \simeq 35$<br>$\sigma \simeq$ 20 pb | $N_{INS} \simeq 2.250$<br>$\sigma \simeq$ 8 pb $^{+18 \text{ pb}}_{-6 \text{ pb}}$ |
| normiert auf HERA-Luminosität '96/'97<br>$\mathcal{L} \simeq 30$ pb$^{-1}$ | $N_{DIS} \simeq 600$ | $N_{INS} \simeq 240\ ^{+540}_{-180}$ |

**Tabelle 4.3:** Ereigniszahlen der verwendeten Datensätze vor und nach Anwendung der in Abschnitt 4.3.2 angegebenen Schnitte und normiert auf die integrierte HERA-Luminosität. Die Angaben gelten für den kinematischen Bereich $x_{Bj} \geq 10^{-3}$. $\mathcal{L}$ = integrierte Luminosität, $\sigma$ = Wirkungsquerschnitt. Die angegebenen Schwankungen des Wirkungsquerschnitts und der auf die integrierte HERA-Luminosität normierten Ereigniszahlen Instanton-induzierter Prozesse ergeben sich aus der Unsicherheit bei der Bestimmung des QCD-Skalenparameters für 3 Flavours $\Lambda^{(3)}_{QCD} = 282$ MeV $\pm$ 65 MeV.

# Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit Instanton-induzierten Prozessen in tiefunelastischer $e^{\pm}p$-Streuung. Es handelt sich dabei um Tunnelübergänge zwischen topologisch nichtäquivalenten Vakua, die sich in normaler Störungstheorie nicht beschreiben lassen, aber dennoch fester Bestandteil des Standardmodells sind. Der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse läßt sich aufgrund jüngster theoretischer Entwicklungen - auch im Bereich der Gitter-Eichtheorie - auf einer relativ sicheren Basis berechnen. Die vorhergesagten Raten sind erstaunlich hoch. Für den $e^{\pm}p$-Speicherring HERA ergibt sich im kinematischen Bereich $x_{Bj} > 10^{-3}$ und $0,1 < y < 0,9$ bzw., für die Variablen des Instanton-Subprozesses, $x' \geq 0,35$ und $Q' \geq 8$ GeV ein inklusiver Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma^{(I)}_{HERA} \;\simeq\; 130 \,{}^{+\,300}_{-\,100}\ \mathrm{pb}\ .$$

Die Entdeckung dieser Prozesse bzw. die Überprüfung der vorhergesagten Raten ist damit in experimenteller Reichweite.

Der hadronische Endzustand Instanton-induzierter Prozesse besitzt eine charakteristische Struktur: Neben einem mit Hadronen besetzten Band in $\eta$, das eine Folge der isotrop erzeugten Partonen aus dem Instanton-Subprozeß ist, besitzen die Ereignisse einen in vielen Fällen deutlich davon zu unterscheidenden Jet. Ein wichtiges Ergebnis der vorliegenden Studie ist, daß sich der Jet mit wachsendem $p_T$ (gemessen im hadronischen CMS), und leicht auch mit wachsendem $x_{Bj}$ und $Q^2$, immer deutlicher in $\eta$ vom Instanton-Band absetzt: Das Band wandert in Richtung Protonrest, der Jet in die entgegengesetzte Richtung.

Unter Ausnutzung dieser Signatur wurde die Möglichkeit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen des Instanton-Subprozesses $Q'^2, W_i, x'$ und $\xi$ analysiert. $Q'^2$ läßt sich über die Rekonstruktion des Jet-Vierervektors bestimmen. Fordert man, daß der Jet einen Transversalimpuls $p_T(Jet) \geq 5$ GeV besitzen soll, so sind die Rekonstruktionsergebnisse von $Q'^2$ im gesamten Wertebereich sehr gut.
Die Ergebnisse der Rekonstruktion der Instanton-Schwerpunktsenergie $W_i$ bleiben deutlich hinter denen der $Q'^2$-Rekonstruktion zurück. Analysen deuten darauf hin, daß die theoretisch festliegende Breite des zur Rekonstruktion von $W_i$ untersuchten $\eta$-Bandes durch Effekte bei der Hadronisierung verschmiert wird, was einer besseren Rekonstruktion im Wege steht.
In der aus $Q'^2$ und $W_i$ abzuleitenden Größe $x'$ zeigt sich ein unglückliches Zusammenspielen der Fehler der $Q'^2$- und $W_i$-Rekonstruktion, so daß $x'$ in den allermeisten Fällen nur

sehr schlecht rekonstruiert werden kann.
Die Größe $\xi$, der Bruchteil des Protonimpulses, den das in den Subprozeß einlaufende Gluon trägt, läßt sich in ihrem zentralen Wertebereich *im Mittel* sehr gut rekonstruieren. Möchte man jedoch eine Transformation in das Instanton-Ruhesystem durchführen, so findet man nur in etwa 50% der Fälle miteinander konsistente Wertepaare von $Q'^2$ und $\xi$.

Neben der Rekonstruktion der Kinematik wurde die Möglichkeit der Trennung Instanton-induzierter und normaler DIS-Ereignisse eingehend untersucht. Für einen Satz von 18 Observablen wurde dazu in drei verschiedenen Bezugsystemen das durch einen Schnitt in der jeweiligen Größe maximal zu erreichende Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ($INS_{eff}/DIS_{eff}$) bestimmt. Die beste Trennung der Ereignisklassen ergab sich dabei in den meisten Fällen im hadronischen CMS. Das beste Trennungsvermögen durch den Schnitt in *einer* Observablen zeigte sich in $n_B$, der Anzahl geladener Hadronen im $\eta$-Band, mit einem $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnis von $\simeq 21$.
Ein wichtiges Ergebnis ist hierbei, daß das maximal erreichbare Trennungsvermögen mit wachsendem $x_{Bj}$ und wachsendem $Q^2$ fällt. Die Ereignisstrukturen von Instanton-induzierten und normalen DIS-Ereignissen nähern sich für wachsendes $x_{Bj}$ und wachsendes $Q^2$ an.

Der 'naive' Ansatz, zur Steigerung des Trennungsvermögens die besten Schnitte einzelner Observablen einfach miteinander zu kombinieren, scheitert. Er führt im Gegenteil zu einer *Absenkung* des maximalen $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnisses. Erst die systematische Ausnutzung von Korrelationen zwischen den einzelnen Observablen läßt das maximale Trennungsvermögen deutlich ansteigen.
Als Endergebnis wird ein maximales $INS_{eff}/DIS_{eff}$-Verhältnis von etwa 150 für den kinematischen Bereich $x_{Bj} > 10^{-4}$ und von etwa 50 für $x_{Bj} > 10^{-3}$ erreicht. Bei einer verbleibenden Instanton-Effizienz von etwa 10% kann die Rate normaler DIS-Ereignisse dabei auf $\simeq 0,06\%$ für $x_{Bj} > 10^{-4}$ bzw. $\simeq 0,12\%$ für $x_{Bj} > 10^{-3}$ abgesenkt werden.

Diese Zahlenwerte können jedoch nur als grobe Angabe einer Größenordnung angesehen werden, da sie ohne Anwendung einer Detektorsimulation, also am reinen, generierten hadronischen Endzustand ermittelt wurden. Eine zukünftige Studie muß zeigen, ob sich die hier vorgestellten Ergebnisse auch auf Detektorniveau erzielen lassen.
Darüber hinaus haftet den Werten ein nur sehr schwer abzuschätzender systematischer Fehler aufgrund von Modellabhängigkeiten der Monte-Carlo-Vorhersage an. Zur Abschätzung dieser Fehler sind vergleichende Untersuchungen verschiedener DIS-, aber auch Instanton-Monte-Carlo-Generatoren unabdingbar.

Dennoch konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, daß sich Instanton-induzierte und normale DIS-Ereginisse *prinzipiell* gut voneinander trennen lassen. Die Ergebnissse sind ermutigend und können als Grundlage einer zukünftigen Suche nach Instanton-induzierten Ereignissen dienen.

# Literaturverzeichnis


[Adl69] S. Adler, Phys. Rep. **177**, 2426 (1969).

[Aff81] I. Affleck, Nucl. Phys. **B 191**, 429 (1981).

[AGIS83] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97**, 33 (1983).

[AGLP89] B. Andersson, G. Gustafson, L. Lönnblad und U. Petterson, Z. Phys. **C 43**, 625 (1989).

[AGS83] B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, Z. Phys. **C 20**, 317 (1983).

[AV79] D. Amati und G. Veneziano, Phys. Lett. **B 83**, 87 (1979).

[B$^+$96] N. Brook et al., in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, herausgegeben von G. Ingelman, A. De Roeck und R. Klanner, Band 1, Seite 613, Hamburg, 1996.

[Bar69] W. Bardeen, Phys. Rep. **184**, 1848 (1969).

[BB70] J. Bjorken und S. Brodsky, Phys. Rev. **D 1**, 1416 (1970).

[BB93] I. Balitsky und V. Braun, Phys. Lett. **B 314**, 237 (1993).

[BCM79] A. Bassetto, M. Ciafaloni und G. Marchesini, Phys. Lett. **B 83**, 207 (1979).

[BJ69] J. Bell und R. Jackiw, Nuovo Cimento **51**, 47 (1969).

[Bjo92] J.D. Bjorken, *Vortrag anläßlich des 75. Geburtstags des MPI für Physik, München, 10. Dez. 1992,* zitiert in: Beam Line **Vol. 22, No. 4** (Winter 1992).

[BPST75] A. Belavin, A. Polyakov, A. Schwarz und Yu. Tyupkin, Phys. Lett. **B 59**, 85 (1975).

[BS91] I. Bronstein und K. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart, 25. Edition, 1991.

[C$^+$98] C. Caso et al., *Review of Particle Physics*, The European Physical Journal **C 3** (1998).

[Car84] P. Carlson, in *Proceedings of the 4th Workshop on $p\overline{p}$ collider physics*, CERN Yellow Report 84-09, Seite 286, Bern, 1984.

[CRS] T. Carli, A. Ringwald und F. Schrempp, *in Vorbereitung.*

[Ebe89] D. Ebert, *Eichtheorien - Grundlage der Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 1. Edition, 1989.

[Esp90] O. Espinosa, Nucl. Phys. **B 343**, 310 (1990).

[Far77] E. Farhi, Phys. Rev. Lett. **39**, 1587 (1977).

[FM90] G. Farrar und R. Meng, Phys. Rev. Lett. **65**, 3377 (1990).

[FW79] G. Fox und St. Wolfram, Nucl. Phys. **B 149**, 413–496 (1979).

[G+96] M. Gibbs et al., in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, herausgegeben von G. Ingelman, A. De Roeck und R. Klanner, Band 1, Seite 509, Hamburg, 1996.

[GP88] G. Gustafson und Ulf Petterson, Nucl. Phys. **B 306**, 741 (1988).

[GRS95a] M. Gibbs, A. Ringwald und F. Schrempp, hep-ph/9506392, in *Proc. of the Workshop on DIS and QCD*, herausgegeben von J.-F. Laporte und Y. Sirois, Seiten 341–344, Paris, April 24-28 1995.

[GRS95b] M. Gibbs, A. Ringwald und F. Schrempp, hep-ph/9506392, Proc. DIS 95, Seiten 341–344, Paris, April 1995.

[GRWZ95] M. Gibbs, A. Ringwald, B. Webber und J. Zadrozny, Z. Phys. **C 66**, 285 (1995).

[Gus86] G. Gustafson, Phys. Lett. **B 175**, 453 (1986).

[Han76] G. Hanson, in *Proceedings of the 18th Int. Conf. on High Energy Physics*, Seite B1, Tbilisi, 1976.

[HCA+95] H1-Collab., S. Aid et al., Phys. Lett. **B 356**, 118 (1995).

[HCA+96] H1-Collab., S. Aid et al., Z. Phys. **C 72**, 573 (1996).

[Ing92] G. Ingelman, in *Proceedings of the Workshop: Physics at HERA*, herausgegeben von W. Buchmüller und G. Ingelman, Band 3, Seite 1366, Hamburg, 1992.

[JR76] R. Jackiw und C. Rebbi, Phys. Rev. Lett. **37**, 172 (1976).

[KM84] F. Klinkhamer und N. Manton, Phys. Rev. **D 30**, 2212 (1984).

[KR91] V. Khoze und A. Ringwald, Phys. Lett. **B 259**, 106 (1991).

[Lö92] L. Lönnblad, Comp. Phys. Commun. **71**, 15 (1992).

[Lö95] L. Lönnblad, Z. Phys. **C 65**, 285 (1995).

[M+92] G. Marchesini et al., Comp. Phys. Commun. **67**, 465 (1992).

[May72] J. Mayer, *Algebraic Topology*, Prentice-Hall International, London, 1. Edition, 1972.

[Moh97] R. Mohr, *Vergleich von Monte-Carlo-Modellen mit Daten der tiefunelastischen e-p-Streuung bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, MPI-München (1997).

[MR91] D. Morris und R. Rosenfeld, Phys. Rev. **D 44**, 3530 (1991).

[MR94] D. Morris und A. Ringwald, Astropart. Phys. 2 , 43 (1994).

[MRS] S. Moch, A. Ringwald und F. Schrempp, *in Vorbereitung.*

[MRS97] S. Moch, A. Ringwald und F. Schrempp, Nucl. Phys. **B 507**, 134 (1997).

[MTV80] G. Marchesini, L. Trentadue und G. Veneziano, Nucl. Phys. **B 181**, 335 (1980).

[Nol91] W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik*, Bd. 5, Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen, 1. Edition, 1991.

[Poz93] L. Pozo, *PhD Thesis*, University of Cambridge, **RALT-002** (1993).

[REFG78] A. de Rújula, J. Ellis, E. Floratos und M. Gaillard, Nucl. Phys. **B 138**, 387–429 (1978).

[Rin90] A. Ringwald, Nucl. Phys. **B 330**, 1 (1990).

[Rin98] A. Ringwald, Persönliche Mitteilung, 1998.

[Rol94] W. Rolnick, *The Fundamental Particles and Their Interactions*, Addison-Wesley, Publishing Company, 1994.

[RS94] A. Ringwald und F. Schrempp, DESY 95-119, hep-ph/9411217, in *Quarks '94*, herausgegeben von D. Gigoriev et al., Proc. of the 8th Int. Seminar, Seiten 170–193, Vladimir, Rußland, May 11-18 1994.

[RS96] A. Ringwald und F. Schrempp, hep-ph/9610213, in *Quarks '96*, herausgegeben von V. Matveev et al., Band I von *Proc. of the 9th Int. Seminar*, Seiten 29–54, Yaroslavl, Rußland, May 5-11 1996.

[RS97] A. Ringwald und F. Schrempp, hep-ph/9706399, Proc. DIS 97, Seiten 781–786, Chicago, April 1997.

[RS98a] A. Ringwald und F. Schrempp, Phys. Lett. **B 438**, 217 (1998).

[RS98b] A. Ringwald und F. Schrempp, hep-ph/9808422, to be published in the Proceedings of the QCD Euroconference, July 2-8, Montpellier, 1998.

[RSW91] A. Ringwald, F. Schrempp und C. Wetterich, Nucl. Phys. **B 365**, 3 (1991).

[Sch98a] F. Schrempp, Kolloquium, Universität Kaiserlautern (Februar 1998).

[Sch98b] F. Schrempp, Kolloquium, Universität Karlsruhe (Juli 1998).

[Sey94] M. Seymour, Z. Phys. **C 62**, 127 (1994).

[Sjö90] T. Sjöstrand, *Lectures at the XVIII International Meeting on Fundamental Physics*, CERN-TH **590290** (1990).

[Sjö94] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).

[SS98] T. Schäfer und E. Shuryak, Rev. Mod. Phys. **70**, 323–426 (1998).

[ST98] D. Smith und M. Teper, hep-lat **9801008** (1998).

[Sup98] *Evidence for massive Neutrinos*, The Super-Kamiokande Collaboration, Media Advisory, June 5 1998.

[tH76a] G. 't Hooft, Phys. Rev. Lett. **37**, 8 (1976).

[tH76b] G. 't Hooft, Phys. Rev. **D 14**, 3432 (1976).

[tH78] G. 't Hooft, Phys. Rev. **D 18**, 2199 (Erratum) (1978).

[VZNS82] A. Vainshtein, V. Zakharov, V. Novikov und M. Shifman, Sov. Phys. Usp. **25(4)**, 195 (1982).

[Web84] B. Webber, Nucl. Phys. **B 238**, 492 (1984).

# Abbildungsverzeichnis

1.1 Das Doppelmulden-Potential $V(x)$ . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 4

1.2 Instanton-Lösung der Bewegungsgleichung in imaginärer Zeit . . . . . . . . 5

1.3 Schematisierte 1-dim. Darstellung der topologisch verschiedenen Vakua . . 9

1.4 Lagrangedichte des Instanton-Eichfeldes . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 10

1.5 Beispiele Instanton-induzierter Prozesse . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 13

1.6 Kinematische Variablen des Instanton-induzierten Prozesses in tiefunelastischer Streuung . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 14

1.7 Verteilung der transversalen Energie über $\eta$ und $\Phi$ im hadronischen Schwerpunktsystem eines Instanton-Ereignisses . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 16

1.8 Beispiel der Darstellung physikalischer Größen auf dem Gitter . . . . . . . 17

1.9 Vergleich der störungstheoretisch gewonnenen Instantondichte mit den aus verschiedenen Gitterrechnungen gewonnenen . . . . . . . . . . . . . . . . . . 18

1.10 Der totale Wirkungsquerschnitt Instanton-induzierter Ereignisse bei HERA als Funktion verschiedener Schnitte in $x'_{min}$ und $Q'_{min}$ . . . . . . . . . . . 20

2.1 Darstellung der groben Struktur eines Generators für tiefunelastische Streuereignisse . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 24

2.2 Der harte Subprozeß des dominierenden, durch Gluonen initiierten Instanton-induzierten Ereignisses in tiefunelastischer Streuung . . . . . . . . . . . . . 25

2.3 Schematische Darstellung des Cluster-Fragmentationsmodells . . . . . . . . 26

2.4 Feynman-Graphen der Prozesse führender Ordnung normaler tiefunelastischer Streuereignisse . . . 27

2.5 Schematische Darstellung der Gluonabstrahlung im Farbdipol-Modell. . . . 28

2.6 Schematisierte Darstellung des Hadronisierungsvorganges im Lund-Stringmodell . . . 29

2.7 Verteilungen der mittleren transversalen Energie im hadronischen Schwerpunktsystem . . . 30

2.8 Vergleich verschiedener Multiplizitätsverteilungen geladener Teilchen . . . . 31

2.9 Erläuternde Graphik zur Definition des hadronischen Schwerpunktsystems und des Instanton-Ruhesystems . . . 31

2.10 Darstellung des durch die angegebenen Schnitte selektierten Bereichs der kinematischen Ebene . . . 34

3.1 Darstellung der Lage des Instanton-Bandes auf Partonniveau im Verhältnis zur Lage des Stromquarks in der Pseudorapidität $\eta$ . . . 38

3.2 Verteilung des transversalen Impulses des aus den Hadronen rekonstruierten Stromjets . . . 39

3.3 Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $Q'^2$ nach Anwendung aller kinematischen Schnitte . . . 40

3.4 Rekonstruktion der Größe $Q'^2$ . . . 41

3.5 Korrelation zwischen der pro Ereignis erzeugten Anzahl an geladenen Teilchen $n$ und $x_{Bj}$. Und: Korrelation zwischen $p_T(jet)$ und $x_{Bj}$. . . . 43

3.6 Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $W_i$ nach Anwendung aller kinematischen Schnitte . . . 45

3.7 Rekonstruktion der Größe $W_i$ . . . 46

3.8 Verteilung der halben Breite des für eine optimale Rekonstruktion von $W_i$ erforderlichen $\eta$-Bandes . . . 47

3.9 Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $x'$ nach Anwendung aller kinematischen Schnitte . . . 48

3.10 Rekonstruktion der Größe $x'$ . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 49

3.11 Anpassung einer Geraden an die Mittelwerte der rekonstruierten $x'$-Werte . 50

3.12 Verteilung der zu rekonstruierenden Größe $\xi$ nach Anwendung aller kinematischen Schnitte . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 51

3.13 Rekonstruktion der Größe $\xi$ . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 52

4.1 Verteilungen verschiedener Größen für normale DIS-Ereignisse und Instanton-induzierte Prozesse . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 57

4.2 Feynman-Graph einer Boson-Gluon-Fusion . . . . . . . . . . . . . . . . . . 59

4.3 Verteilungen verschiedener Größen für normale DIS-Ereignisse und Instanton-induzierte Prozesse . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 60

4.4 Blick in die $\gamma p$-Richtung, Graphik zur Erläuterung von $E_{out}$ und $E_{in}$. . . . 61

4.5 Verteilung der relativen $E_{in}$-$E_{out}$-Differenz (im $\eta$-Band, ohne Jet) für Ereignisse mit einer gesamten transversalen Energie $E_T > 20$ GeV . . . . . . 63

4.6 Korrelation zwischen der mittleren Pseudosphärizität im $\eta$-Band, ohne Jet, und der gesamten transversalen Energie $E_T$ . . . . . . . . . . . . . . . . . . 64

4.7 Verteilungen verschiedener Eventshape-Variablen für normale DIS-Ereignisse und Instanton-induzierte Prozesse . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 66

4.8 Verteilungen der Sphärizität für Instanton-induzierte Ereignisse auf Parton-Niveau und Hadron-Niveau . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 67

4.9 Verteilungen der Pseudosphärizität für Instanton-induzierte Ereignisse auf Hadron-Niveau (ohne Jet, $\eta$-Band) in verschiedenen Bezugssystemen . . . . 68

4.10 Verteilungen der transversalen Energie im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse . . . 72

4.11 Verteilungen der Größe $E_{out}$ im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse . . . . . . . . . 73

4.12 Verteilungen der Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse . . 74

4.13 $x_{Bj}$- und **b)** $Q^2$-Abhängigkeit des maximal erreichbaren Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses für die Variablen $E_{T,B}$, $E_{out,B}$ und $n_B$ . . . . . . . . . . . . . 76

4.14 Korrelation zwischen der mittleren transversalen Energie und der Anzahl geladener Hadronen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ . . . . . . . . . . . . . . . . 78

4.15 Korrelationen der Mittelwerte verschiedener Größen zur Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 83

4.16 Korrelationen der Mittelwerte verschiedener Größen zur Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 84

4.17 Verteilungen der Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse . . 86

4.18 Verteilungen der Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band der Breite $\pm 1,1$ im hadronischen CMS für Instanton-induzierte und normale DIS-Ereignisse für den kinematischen Bereich $x_{Bj} > 10^{-3}$ . . . . . . . . . . . . . . . . . . 87

4.19 Korrelationen der Mittelwerte des rekonstruierten Wertes von $Q'^2_{rec}$ zur Anzahl geladener Teilchen im $\eta$-Band . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . . 88

# Tabellenverzeichnis

4.1 Übersicht über die durch Anwendung einfacher Schnitte in den aufgeführten Observablen erreichten maximalen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisse $INS_{eff}/DIS_{eff}$ . . . . . . . . . . 75

4.2 Ereigniszahlen der verwendeten Datensätze vor und nach Anwendung bestimmter Schnitte ($x_{Bj} \geq 10^{-4}$) . . . . . . . . . . 90

4.3 Ereigniszahlen der verwendeten Datensätze vor und nach Anwendung bestimmter Schnitte ($x_{Bj} \geq 10^{-3}$) . . . . . . . . . . 91

# Danksagung

Diese Diplomarbeit entstand in der angenehmen Atmosphäre des DESY und der Arbeitsgruppe des Max-Planck-Instituts München. Es hat Spaß gemacht, an der Erforschung der Bausteine der Materie teilzunehmen und dabei zu erfahren, daß meine Aussagen und Ergebnisse als noch Studierender in der Forschergemeinschaft ernst genommen und beachtet werden.

Zu einer so umfangreichen Arbeit hat die Hilfe vieler Menschen beigetragen. Allen voran ist hier Dr. Tancredi Carli zu nennen. Ohne seine unermüdliche Hilfsbereitschaft, seine inspirierende, ermutigende und aufbauende Ausstrahlung und seine Eigenschaft, Dinge auf den Punkt zu bringen, wäre die Arbeit in der vorliegenden Form nicht möglich gewesen.
Auch von der theoretischen Seite bekam ich große Unterstützung: Dr. Andreas Ringwald ließ stundenlanges, bohrendes Fragen über die Theorie Instanton-induzierter Prozesse geduldig über sich ergehen (Fridger war hier - zu seinem Glück - gerade im Urlaub). Aber ebenso Dr. habil. Fridger Schrempp hat mir, wann immer Zeit war, Rede und Antwort gestanden.

Mit nervenden Fragen durfte ich ebenfalls Dr. Dirk Krücker überhäufen, der in der (un)glücklichen (?) Situation war, viel zu wissen und dabei mir gegenüber zu sitzen. Mein besonderer Dank geht auch deshalb an ihn, da ich nur durch einen Hinweis seinerseits die Chance bekam, zumindest *einmal* kostenlos in England zu sein. Auch mein diplomierender Mitstreiter Guido Nellen (alles hat ein Ende, glaube mir!) hat mir häufiger wertvolle Anregungen gegeben. Renate Mohr war - neben zahlreichen Computer- und Te$\chi$-Tips - insbesondere für die emotionale Seite wichtig. Dazu zählt zum Beispiel die Unterstützung die ich durch Theo erfahren habe.

Für viele wertvolle Anregungen zu Korrekturen an meiner Arbeit danke ich neben den bereits erwähnten Personen auch Frau Prof. Naroska und Dr. Günter Grindhammer.

Mein besonderer Dank geht darüber hinaus an Astrid und Dorothea für entspannende und aufbauende Kaffee-, Tee- und Spaziergeh-Stunden, an Christian für das (hoffentlich gegenseitige) Anspornen und Aufmuntern, an meinen Vater für die Sicherung der Möglichkeit, wann immer nötig, unabhängig von öffentlichen Verkehrsmitteln zu sein und an Gaby, Michael, Regy, Wuff und Jerk für eure so wichtige Freundschaft und Hilfe.