INAUGURAL-DISSERTATION

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

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Roger Wolf

aus Alzenau (Unterfranken)

Tag der mündl. Prüfung: 19. July 2006

Messung diffraktiver $D^{*\pm}$-Meson Produktion in tief-inelastischer ep-Streuung und Photoproduktion bei HERA

Gutachter: Prof. Dr. Franz Eisele

Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon

Kurzfassung

Es werden Messungen für die Produktion diffraktiver D^*-Mesonen in tief-inelastischer Streuung (DIS) und Photoproduktion (γp) bei HERA vorgestellt. Die Ereignis-Topologie ist durch $ep \rightarrow eXY$ vorgegeben, wobei das zentrale System X mindestens ein $D^{*\pm}$-Meson enthält und deutlich durch eine Rapiditäts-Lücke vom führenden System Y des gestreuten Protons getrennt ist. Die analysierten Daten wurden in den Jahren 1999 und 2000 mit dem H1-Detektor aufgenommen und entsprechen einer integrierten Luminosität von $47.0\,\mathrm{pb}^{-1}$. Die Messungen werden mit Vorhersagen der perturbativen QCD in nächst-führender Ordnung (NLO) verglichen. Diese Vorhersagen basieren auf diffraktiven Parton-Dichtefunktionen, die zuvor durch eine QCD-Analyse der bei H1 gemessenen diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$ ermittelt wurden. Die Übereinstimmung der QCD-Vorhersagen mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten erweist sich als gut, was die Gültigkeit der QCD-Faktorisierung in DIS und γp unterstützt.

Abstract

Measurements are presented of diffractive D^* meson production in deep-inelastic scattering (DIS) and photoproduction (γp) at HERA. The event topology is given by $ep \rightarrow eXY$ where a central system X contains at least one $D^{*\pm}$ meson and is well separated by a large rapidity gap from a leading low-mass proton remnant system Y. The analyzed data were collected with the H1 detector in the years 1999 and 2000 and correspond to an integrated luminosity of $47.0\,\mathrm{pb}^{-1}$. The measurements are compared to QCD predictions in NLO, based on diffractive parton density functions previously obtained from a QCD analysis of the diffractive structure function $F_2^{D(3)}$ at H1. A good agreement is observed in the full kinematic regime, which supports the validity of QCD factorization in DIS and γp.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Quanten-Chromodynamik (QCD) ist die allgemein anerkannte Theorie der starken Wechselwirkung. Die fundamentalen Bausteine der Materie, auf die die starke Kraft wirkt, sind darin die farbgeladenen Quarks, die in drei Eigenzuständen auftreten und einer SU(3) Symmetrie unterliegen. Das Austauschteilchen der starken Kraft ist das Gluon, das in acht ebenfalls farbgeladenen Eigenzuständen auftritt. Die nicht-abelsche Struktur der SU(3) Symmetrie führt zur Selbstkopplung der Gluonen, durch die sich das außergewöhnliche Verhalten der starken Kraft beschreiben läßt. Entgegen jeder sonst bekannten fundamentalen Kraft nimmt sie mit zunehmendem Abstand vom stark geladenen Objekt nicht ab sondern zu, was durch zwei herausragende Phänomene zum tragen kommt:

- Sie führt dazu, daß farbgeladene Objekte wie Quarks oder Gluonen bereits bei Abständen von ≈ 1 fm nicht mehr frei beobachtbar sind, sondern zu nach außen hin farbneutralen Objekten, den Hadronen, kondensieren. Man bezeichnet dieses Phänomen als *confinement*.

- Andererseits hat sich in tief-inelastischen Streuexperimenten gezeigt, daß bei sehr hohen Energieüberträgen μ, die mit kleinsten Abständen (von bis zu 10^{-3} fm) verbunden sind, eben diese Konstituenten der Hadronen - die Quarks sich wie quasi freie Teilchen verhalten, was als *asymptotische Freiheit* bezeichnet wird [1, 2]. Dieses Verhalten ist in Bild 1.1 dargestellt, worin ein Vergleich der gemessenen Kopplungskonstanten α_s mit der Vorhersage der QCD gezeigt ist. Die Kopplungskonstante α_s ist ein Maß für die Größe der starken Kraft.

Im Rahmen der QCD [4] ist es möglich, dieses grundlegende und einmalige Verhalten, allein aus dem, der Theorie zugrunde liegenden Transformations-Verhalten der SU(3)-Symmetrie zu erklären. Eben diese komplizierten Symmetrie-Eigenschaften sind es jedoch auch, die ein detaillierteres Verständnis und die konkrete Anwendung der QCD erschweren. So ist es bis zum heutigen Tag nicht gelungen, im Rahmen der QCD zu einem konsistenten Bild der Vorgänge in Hadron-Hadron Streuexperimenten zu gelangen, obwohl sie die zugrundeliegende Theorie hadronischer Wechselwirkungen ist. Eine wichtige Klasse hadronischer Streuvorgänge ist diffraktive Streuung, deren prominentestes Beispiel elastische Proton-Proton-Streuung ist. Diffraktive Streuung erhält ihre Bezeichnung aus der Intensitätsverteilung des elastisch gestreuten Protons, die aufgetragen gegen den Streuwinkel θ_s, an Diffraktionsmuster aus der Optik erinnert.

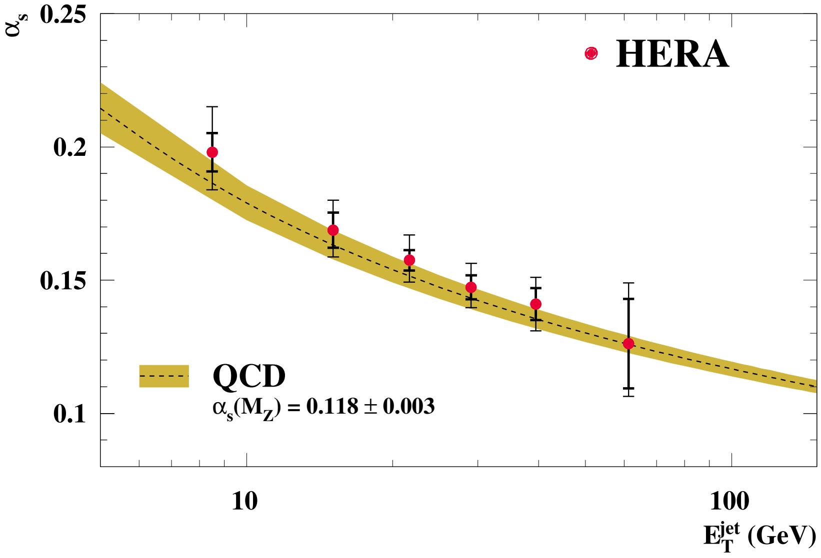


Bild 1.1: Messung der Kopplungskonstanten α_s aus Jet-Wirkungsquerschnitten bei HERA [3]. Die Kopplungskonstante α_s ist ein Maß für die Größe der starken Kraft. Als Energie-Skala μ dient die Transversal-Energie der Jets E_t^{jet}. Für größere Werte von E_t^{jet} nimmt α_s ab, worin das Phänomen der *asymptotischen Freiheit* zum Ausdruck kommt. Dieser Verlauf wird durch die Vorhersage der QCD perfekt wiedergegeben.

Da das Proton bei elastischer Streuung seinen Farbzustand nicht ändert und es nicht zur Erzeugung weiterer Hadronen kommt, kann die Wechselwirkung nicht durch den Austausch eines einzelnen (farbgeladenen) Gluons vermittelt werden. Stattdessen muß sie auf einem farbneutralen Austausch einer Vielzahl von Teilchen basieren, der bei hohen Schwerpunkt-Energien $\sqrt{s}$ im Rahmen der Regge-Phänomenologie durch die Einführung eines Quasi-Teilchens erfolgreich beschrieben werden kann, das als Pomeron bezeichnet wird [5, 6]. Die Verbindung zwischen den phänomenologischen Ansätzen der Regge-Theorie und der zugrundeliegenden Theorie der QCD bleibt jedoch ungeklärt [7, 8].

Am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg bietet sich die derzeit einmalige Möglichkeit, in Elektron-Proton-Stößen am HERA-Beschleuniger diffraktive Ereignisse bei hohen Schwerpunkt-Energien, mit den Methoden der störungstheoretischen QCD (pQCD) zu untersuchen. Die diffraktive Ereignis-Signatur wird dabei direkt durch den Nachweis des elastisch gestreuten Protons oder indirekt durch die Auswahl einer großen Lücke ohne hadronische Aktivität, zwischen dem auslaufenden Proton und einem zentral detektierten Photon-dissoziativen System X gewährleistet. Diese Lücke stellt sicher, daß die Wechselwirkung zwischen dem System X und dem gestreuten Proton nicht durch einen Farbaustausch zustande gekommen sein kann. Mit den Experimenten H1 und ZEUS wurden diffraktive Streuereignisse bisher in semi-inklusiven Messungen, in denen keine weitere Klassifikation des Systems X erfolgt, sowie in exklusiven Endzuständen, wie Zwei-Jet Produktion und offener *charm*-Produktion untersucht [9–15]. Dabei hat sich gezeigt, daß auch harte diffraktive Streuung, die aufgrund hoher Impuls- und Energieüberträge der pQCD zugänglich ist, durch einen farbneutralen Austausch, das sogenannte *harte* Pome-

ron beschrieben werden kann, das jedoch nicht mit dem Pomeron aus Hadron-Hadron Wechselwirkungen identisch ist. Die Untersuchung harter diffraktiver Streuung eröffnet allerdings an sich bereits ein weites Feld zur Untersuchung und mittlerweile auch zum präzisen Test der Gültigkeitsbereiche der pQCD.
Charm ist, im Rahmen der Quanten-Flavourdynamik [16, 17], die die elektroschwache Wechselwirkung der Teilchen beschreibt, mit einer Masse von ≈ 1.5 GeV der drittschwerste *flavour* in der Gruppe der Quarks. Da die Masse des *charm*-Quarks die Masse des Protons um das ein-einhalbfache übersteigt, ist *charm* nicht a priori, als aktiver *flavour* im Proton enthalten. Wie bei der Erzeugung von Zwei-Jet Ereignissen ist der dominante Prozeß zur Erzeugung von *charm*-Quarks bei HERA Boson-Gluon-Fusion (BGF), die einen direkten Zugang zur Gluondichte im Proton, oder im Pomeron erlaubt, wohingegen semi-inklusive diffraktive Streuung im Wesentlichen sensitiv auf den Quarkinhalt des Pomerons ist. Im Gegensatz zur Zwei-Jet Produktion ermöglicht die relativ große Masse des *charm*-Quarks jedoch die Anwendung störungstheoretischer Methoden bereits bei sehr viel niedrigeren Skalen. In diesem Sinne stellt diffraktive offene *charm*-Produktion nicht nur eine komplementäre Messung zur semi-inklusiven diffraktiven *ep*-Streuung sondern auch zur diffraktiven Zwei-Jet Produktion dar. Eine Gegenüberstellung der Erzeugungsprozesse für semi-inklusive diffraktive Streuung, diffraktive Zwei-Jet-Produktion und diffraktive offene *charm*-Produktion ist in Bild 1.2 gegeben.

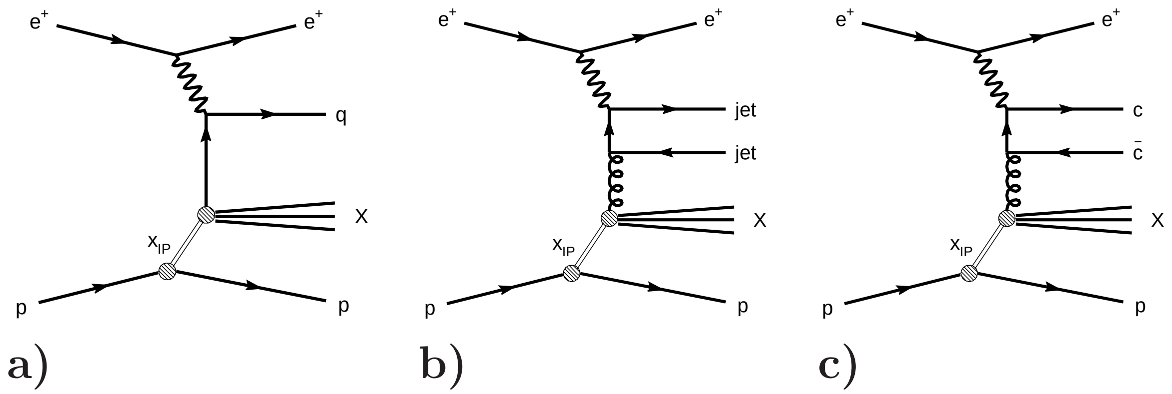


Bild 1.2: Schematische Darstellung für semi-inklusive diffraktive Streuung (a), diffraktive Zwei-Jet Produktion (b) und diffraktive offene *charm*-Produktion (c) im *Resolved Pomeron* Modell. Der dominante Erzeugungsprozeß für Zwei-Jet Produktion und für offene *charm*-Produktion bei HERA ist Boson-Gluon-Fusion (BGF). Im Gegensatz zur semi-inklusiven Streuung (a), sind beide exklusiveren Prozesse direkt sensitiv auf den Gluoninhalt im Pomeron. Die Skala für die Produktion von Zwei-Jet Ereignissen liegt aufgrund der kinematischen Jet-Auswahl zwischen 30 und 40 GeV^2. Für *charm*-Produktion liegt aufgrund der relativ hohen Masse des *charm*-Quarks bereits eine natürliche Skala vor, was die Anwendbarkeit der pQCD bereits bei sehr viel niedrigeren Skalen ermöglicht.

In dieser Arbeit werden die Ergebnisse einer Messung der Produktions-Wirkungsquerschnitte diffraktiver offener *charm*-Produktion in tief-inelastischer Streuung (DIS) und in Photoproduktion (γp) vorgestellt. Das *charm*-Quark wird dabei durch die Rekonstruktion des Zerfalls $D^* \rightarrow K\pi\pi_s$ nachgewiesen. Die analysierten Daten wurden in den Jahren

1999 und 2000 mit dem H1-Detektor aufgenommen und entsprechen einer Luminosität von $47.0\,\mathrm{pb}^{-1}$. Die statistische Signifikanz der Messung übersteigt eine vorherige Messung in DIS mit dem H1-Detektor [11] um das dreifache und ermöglicht so quantitativ und qualitativ weitreichendere differentielle Untersuchungen. In Photoproduktion handelt es sich um die erste Messung diffraktiver offener *charm*-Produktion bei HERA. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte werden mit Vorhersagen der pQCD in nächst-führender Ordnung (NLO) der Störungsreihe in α_s verglichen. Im Vordergrund steht dabei die Frage, inwiefern sich innerhalb des *Resolved Pomeron* Modells [18] diffraktive Parton-Dichtefunktionen (DPDFs), die aus semi-inklusiver tief-inelastischer diffraktiver Streuung bei HERA bestimmt wurden [19], im Rahmen der kollinearen QCD-Faktorisierung anwenden lassen, um exklusivere Endzustände wie offene *charm*-Produktion zu beschreiben.

In Kapitel 2 wird eine Übersicht über den HERA-Beschleuniger, eine Einführung in die bei HERA gebräuchliche *ep*-Kinematik und die theoretische Beschreibung diffraktiver Ereignis-Topologien mit den Methoden der pQCD gegeben. In Kapitel 3 werden die zur Rekonstruktion diffraktiver D^*-Ereignisse wichtigsten Komponenten des H1-Detektors vorgestellt. In Kapitel 4 bis 6 wird eine Beschreibung der Datenanalyse von der Ereignis-Auswahl (Kapitel 4) über die Bestimmung der gemessenen Wirkungsquerschnitte in DIS und Photoproduktion (Kapitel 5) bis zum Vergleich mit den Vorhersagen der pQCD in NLO (Kapitel 6) vorgestellt. Kapitel 7 gibt eine kurze Zusammenfassung der, im Rahmen dieser Abreit erzielten Ergebnisse und einen Ausblick auf mögliche, zukünftige Messungen diffraktiver offener *charm*-Produktion bei HERA.

Kapitel 2

Diffraktive *ep*-Streuung bei HERA

Die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg bietet die derzeit einmalige Möglichkeit, die Struktur des Protons und die QCD-Dynamik in *ep* Streuungen präzise zu untersuchen. Insbesondere eignet sie sich zur Analyse diffraktiver Streuereignisse bei hohen Schwerpunkt-Energien $\sqrt{s}$. In diesem Kapitel wird zunächst der HERA-Beschleuniger vorgestellt und eine Einführung in die dort verwendete *ep* Kinematik gegeben. Anschließend erfolgt eine Diskussion der in dieser Arbeit betrachteten QCD-basierten Ansätze zur Beschreibung diffraktiver Streuung und offener *charm*-Produktion bei HERA. Es handelt sich dabei um kollineare QCD-Faktorisierung im Rahmen des *Resolved Pomeron* Modells, wofür Vorhersagen in nächst-führender Ordnung (NLO) der QCD existieren. Ein alternativer Ansatz zur Beschreibung diffraktiver Ereignis-Topologien besteht im 2-Gluon Modell im Rahmen der k_t-Faktorisierung [20]. Im Gegensatz zum *Resolved Pomeron* Modell, das a priori keine explizite Aussage über die Herkunft des diffraktiven Austauschs trifft liefert dieser Ansatz eine Beschreibung diffraktiver Ereignisse durch den Austausch zweier oder mehrerer Gluonen und ermöglicht Vorhersagen unter Verwendung der inklusiven unintegrierten Parton-Dichtefunktionen. Er besitzt jedoch einen geringeren kinematischen Gültigkeitsbereich und es existieren für diesen Ansatz nur Vorhersagen in führender Ordnung (LO) der QCD. Diese Arbeit beschränkt sich daher auf den Ansatz der kollinearen Faktorisierung im Rahmen des *Resolved Pomeron* Modells.

2.1 Der HERA-Beschleuniger

Eine schematische Darstellung des HERA-Beschleunigers ist in Bild 2.1a gezeigt. Er ist mit $6,3\,\mathrm{km}$ Umfang der größte Beschleuniger des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY und besteht aus zwei separaten Beschleuniger-Ringen, die wie in Bild 2.1b gezeigt über eine Kette von Vorbeschleunigern, jeweils mit Paketen (*bunches*) von Positronen (oder Elektronen) und Protonen befüllt werden. In dem im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Zeitraum zwischen 1999 und 2000 wurde der HERA-Beschleuniger mit Positronen betrieben. Nach der Befüllung wird der Protonenstrahl auf $920\,\mathrm{GeV}$ und der Positronenstrahl auf $27,5\,\mathrm{GeV}$ beschleunigt und schließlich beide Strahlen an zwei Wechselwirkungspunkten (am nördlichen und am südlichen Ende des Beschleuniger-Ringes) mit einer Schwerpunkt-Energie von $\sqrt{s} = 310\,\mathrm{GeV}$ zur Kollision gebracht, an denen sich jeweils die Experimente H1 und ZEUS befinden. Die Wechselwirkungsrate an jedem der Experimente

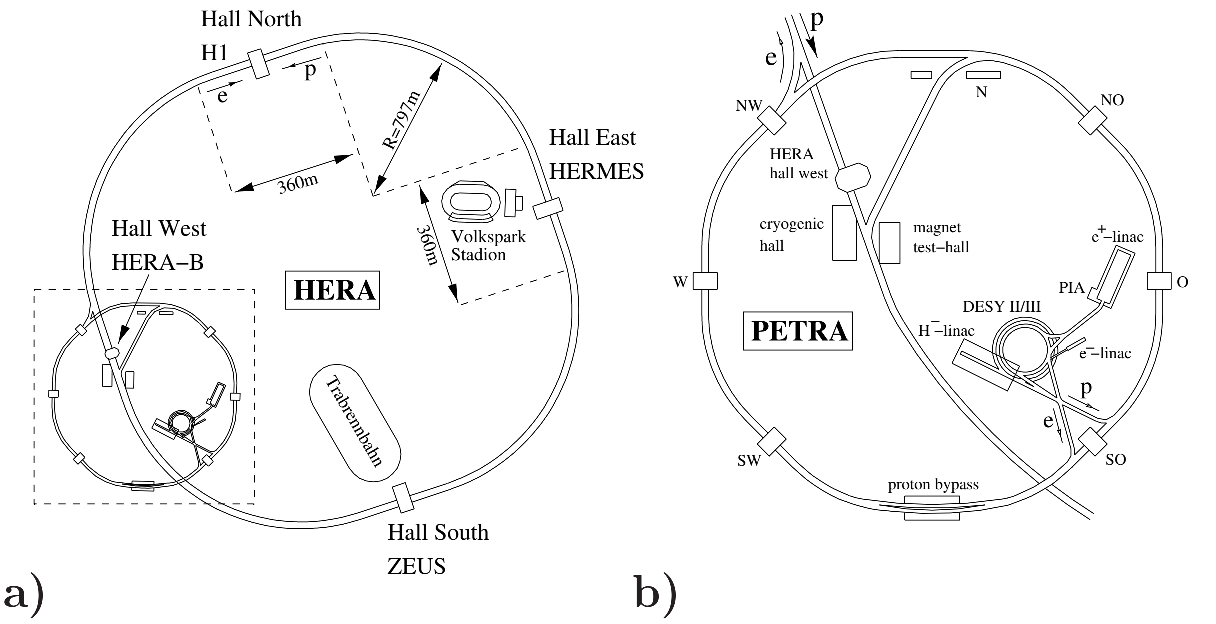


Bild 2.1: Schematische Darstellung des HERA-Beschleunigers (a) und der Vorbeschleuniger-Kette (b) am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY.

ist durch die spezifische Luminosität $\mathcal{L}$ vorgegeben, die sich aus den Strahl-Parametern wie folgt ergibt:

$$\mathcal{L} = \frac{\nu\, n_b\, n_p\, n_e}{A} \approx 10^{31}\,\mathrm{cm}^{-1}\mathrm{s}^{-1} = 10\,\mu b^{-1}\mathrm{s}^{-1} \tag{2.1}$$

Dabei bezeichnet ν die Umlauf-Frequenz des HERA-Beschleunigers, n_b die Anzahl der kollidierenden *bunches*, n_p und n_e die Anzahl der Protonen und Positronen pro *bunch* und A die transversale Ausdehnung der Wechselwirkungszone. Im Zeitraum von 1999 bis 2000 betrug die spezifische Luminosität im Mittel etwa $10\,\mu b^{-1}\mathrm{s}^{-1}$.

2.2 Diffraktive *ep*-Kinematik bei HERA

Der bei HERA dominante Prozeß für inklusive offene *charm*-Produktion ist die Boson-Gluon-Fusion (BGF). Eine schematische Darstellung hiervon ist in Bild 2.2 gezeigt: Ein vom Positron (mit dem Viererimpuls k) ausgetauschtes Photon (mit dem Viererimpuls q) bildet ein $c\bar{c}$-Paar aus, das über ein Gluon direkt an das Proton (mit dem Viererimpuls P) koppelt. In diffraktiver Streuung im *Resolved Pomeron* Modell koppelt das Gluon an das Pomeron, das den Anteil x_{Pom} am Proton-Impuls trägt. Die diffraktive Ereignis-Signatur wird durch eine große Rapiditäts-Lücke zwischen dem zentral detektierten Photon-dissoziativen System X und dem System Y des auslaufenden Protons vorgegeben, das entweder nur aus dem elastisch gestreuten Proton oder einem Proton-dissoziativen Zustand bestehen kann. Die inklusive Ereignis-Kinematik ist durch die Variablen

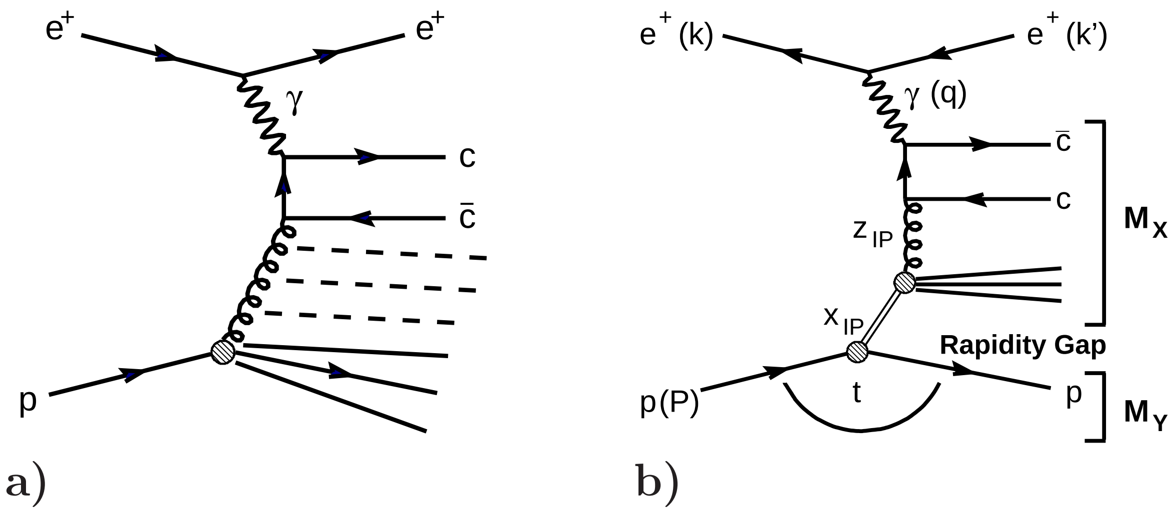


Bild 2.2: Schematische Darstellung des bei HERA dominanten Prozesses für offene *charm*-Produktion, Boson-Gluon-Fusion (BGF), einmal mit einer inklusiven (a) und einmal mit einer diffraktiven (b) Ereignis-Signatur, die durch eine große Rapiditäts-Lücke zwischen dem zentral detektierten System X und dem System Y des auslaufenden Protons charakterisiert ist.

$$Q^2 = -q^2 \; ; \qquad y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \; ; \qquad x = \frac{Q^2}{2\, P \cdot q} \tag{2.2}$$

vollständig beschrieben. Dabei entspricht Q^2 der Virtualität des ausgetauschten Photons, y der Inelastizität und x der Bjorken'schen Skalenvariablen, die im naiven Quark-Parton-Modell [21], sowie in führender Ordnung (LO) der pQCD, dem Bruchteil des am Photon gestreuten Quarks am Gesamt-Impuls P des Protons entspricht. Kinematisch unterscheidet man den Bereich tief-inelastischer Streuung (DIS) mit $Q^2 \gg 1\,\mathrm{GeV}^2$, wo bereits durch die hohe Virtualität des Photons eine Skala zur Anwendung der pQCD vorliegt und den Bereich der Photoproduktion (γp) mit $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$, in dem das ausgetauschte Photon kollinear und quasi reell vom Positron abgestrahlt wird. Die Variablen x, y und Q^2 sind über die Beziehung

$$Q^2 = x \cdot y \cdot s$$

korreliert, so daß bei vorgegebener Schwerpunkt-Energie $\sqrt{s}$ nur zwei der in Gleichung 2.2 angegebenen Variablen unabhängig sind. Die Schwerpunkt-Energie W des γp-System ist gegeben durch

$$W = \sqrt{y \cdot s - Q^2} \tag{2.3}$$

Die diffraktive Ereignis-Topologie wird durch die zusätzlichen Variablen

$$x_{\mathrm{IP}} = \frac{q \cdot (P - p_{\mathrm{Y}})}{q \cdot P} \; ; \qquad M_{\mathrm{Y}} = p_{\mathrm{Y}}^2; \qquad t = (P - p_{\mathrm{Y}})^2 \tag{2.4}$$

charakterisiert, wobei p_{Y} dem Viererimpuls des Systems Y und t dem Quadrat des Viererimpuls-Übertrags am Protonvertex entspricht. Mit dem H1-Detektor sind M_{Y} und

t ohne Nachweis des gestreuten Protons nicht meßbar. In der vorliegenden Arbeit sind diese Größen daher unbestimmt. Sie werden jedoch durch die Ereignis-Auswahl auf kleine Werte beschränkt. Alle in dieser Arbeit angegebenen Wirkungsquerschnitte und die im Folgenden diskutierten Strukturfunktionen beziehen sich daher auf einen sichtbaren Bereich von $M_{\mathrm{Y}} < 1,6\,\mathrm{GeV}$ und $t > -1\,\mathrm{GeV}^2$. Die Variable x_{IP} läßt sich als Anteil des diffraktiven Austauschs am Gesamt-Impuls P des Protons interpretieren. In DIS wird außerdem oftmals die Variable

$$\beta = \frac{x}{x_{\mathrm{IP}}} = \frac{Q^2}{2\,q \cdot (P - p_{\mathrm{Y}})} \tag{2.5}$$

anstelle von x betrachtet, die den Anteil des am Photon gestreuten Quarks nicht auf den Impuls des Protons, sondern auf den Impuls des diffraktiven Austauschs ($x_{\mathrm{IP}} \cdot P$) bezieht. Zur Charakterisierung des BGF-Prozesses in diffraktiver offener *charm*-Produktion wird weiterhin die Variable

$$z_{\mathrm{IP}} = \frac{Q^2 + \hat{s}}{x_{\mathrm{IP}} \cdot y \cdot s} = \beta \left(1 + \frac{\hat{s}}{Q^2}\right) \tag{2.6}$$

als Maß für den Bruchteil z des ausgetauschten Gluons am Gesamt-Impuls des diffraktiven Austauschs eingeführt, wobei $\hat{s}$ der invarianten Masse des erzeugten $c\bar{c}$-Paares entspricht. Eine weitere zur Beschreibung des hadronischen Endzustandes häufig verwendete Größe ist die Pseudorapidität η eines Teilchens oder einer geladenen Spur, die durch

$$\eta = -\ln\left(\tan\theta/2\right) \tag{2.7}$$

gegeben ist, wobei θ dem Polarwinkel des Teilchens oder der geladenen Spur entspricht. In der Näherung $m \ll E$ ist die Pseudorapidität zur Rapidität y' äquivalent.

2.3 Diffraktive Ereignis-Topologien im Rahmen der QCD

Analog zu inklusiver DIS ist der (über M_{Y} und t integrierte) reduzierte Wirkungsquerschnitt semi-inklusiver diffraktiver Streuung in DIS definiert als

$$\frac{d^3\sigma}{d\beta\, dQ^2\, dx_{\mathrm{IP}}} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4}\left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \cdot \sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathrm{IP}}) \tag{2.8}$$

für y-Werte nicht zu nahe bei 1 und Q^2-Werte kleiner als die quadrierte Masse des Z-Bosons entspricht $\sigma_r^{D(3)}$ in sehr guter Näherung der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$. Diese läßt sich, unter der Annahme kollinearer Faktorisierung, im Rahmen des *Resolved Pomeron* Modells [18] in der Form

$$F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathrm{IP}}) = f_{\mathrm{IP/p}}(x_{\mathrm{IP}}) \cdot F_2^{\mathrm{IP}}(\beta, Q^2) + f_{\mathrm{IR/p}}(x_{\mathrm{IP}}) \cdot F_2^{\mathrm{IR}}(\beta, Q^2) \tag{2.9}$$

parametrisieren [9], wobei die Faktoren $f_i(x_{\mathrm{IP}})$ durch

$$f_i(x_{\mathrm{IP}}) = \int_{t_{\mathrm{cut}}}^{t_{\mathrm{max}}} dt \frac{1}{x_{\mathrm{IP}}^{2\alpha_i(t)-1}} \cdot e^{B_i \cdot t}\ ; \qquad \alpha_i(t) = \alpha_i(0) + \alpha_i' \cdot t \tag{2.10}$$

gegeben sind, $t_{\text{cut}} = -1.0\,\text{GeV}^2$ der unteren Grenze des oben definierten sichtbaren Bereichs und $t_{\max}$ dem maximal kinematisch erlaubten Wert von t entspricht. Der erste (mit dem Index IP versehene) Summand des rechten Terms aus Gleichung 2.9 entspricht dabei dem dominanten Pomeron Austausch, der zweite (mit dem Index IR versehene) Summand einem in H1-Analysen zusätzlich eingeführten subdominanten Reggeon-Beitrag, der für $x_{\text{IP}} > 0.1$ an Bedeutung gewinnt. Da die durch Gleichungen 2.9 und 2.10 gegebene Parametrisierung der Regge-Phänomenologie [5, 6] entlehnt, ist bezeichnet man sie auch als Regge-Faktorisierung. In der Interpretation der QCD entspricht F_2^{IP} in niedrigster Ordnung der Summe über alle Quark- und Antiquark-Dichtefunktionen

$$F_2^{\text{IP}}(\beta, Q^2) = \sum_i e_i^2\, \beta\, \left(q_i\,(\beta, Q^2) + \bar{q}_i\,(\beta, Q^2)\right) \tag{2.11}$$

gewichtet mit dem Impuls-Bruchteil β und der Quark-Ladung e_i in Einheiten der Proton-Ladung [4, 21]. Die Variable i läuft dabei über die leichten Quark-*flavour* u, d und s, während *charm* in dieser Arbeit nicht als aktiver *flavour* betrachtet wird. Die Flußfaktoren $f_i(x_{\text{IP}})$ entsprechen der Wahrscheinlichkeits-Dichtefunktion dafür in einem Streuprozeß einen diffraktiven Pomeron- oder Reggeon-Austausch mit dem Bruchteil x_{IP} am Gesamt-Impuls P des Protons zu beobachten. Über die Natur des diffraktiven Austauschs wird darüber hinaus keine Aussage getroffen.

Die allgemeinen diffraktiven Partondichte-Funktionen (DPDFs) sind nicht a priori aus der QCD bekannt. Sie müssen bei einer festen Skala Q^2 als Funktion von x oder β bestimmt werden. Da in der QCD Quarks Gluonen abstrahlen und Gluonen sich in Quark-Antiquark-Paare aufspalten können, hängen die DPDFs von der betrachteten Skala ab. In führender Ordnung von $\log Q^2$ kann diese Abhängigkeit im Rahmen der kollinearen Faktorisierung durch die DGLAP Evolutionsgleichungen [22–24] beschrieben werden.

$$\begin{aligned} \frac{dq_i(x,Q^2)}{d\log Q^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\xi}{\xi}\left[q_i(\xi,Q^2)P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + g(\xi,Q^2)P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right)\right] \\ \frac{dg_i(x,Q^2)}{d\log Q^2} &= \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{d\xi}{\xi}\left[\sum_i q_i(\xi,Q^2)P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) + g(\xi,Q^2)P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right)\right] \end{aligned} \tag{2.12}$$

Wobei die Splitting-Funktion $P_{qq}(z)$ die Wahrscheinlichkeits-Dichtefunktion dafür ist nach der Abstrahlung eines Gluons ein Quark mit dem Impuls-Bruchteil z zu beobachten, usw. Unter dieser Annahme wurden in [19] DPDFs durch eine neun-parametrige Anpassung an den bei H1 gemessenen reduzierten Wirkungsquerschnitt $\sigma_r^{D(3)}$ bestimmt, wobei die Partondichte-Funktionen des subdominanten Reggeon-Austauschs durch eine frühere Messung [25] vorgegeben wurden. Der Achsenabschnitt $\alpha_{\text{IP}}(0)$ wurde als freier Parameter in Übereinstimmungen mit vorherigen Messungen bei H1 [9, 26] zu

$$\alpha_{\text{IP}}(0) = 1,118 \pm 0,008\,(\text{exp}) \pm^{0,029}_{0,010}\,(\text{theo}) \tag{2.13}$$

bestimmt. Die weiteren für die Anpassung verwendeten festgehaltenen Parameter sind in Tabelle 2.1 angegeben. Die als *H1 2006 DPDF Fit* bezeichnete Anpassung ergibt eine gute Übereinstimmung der Vorhersagen der QCD mit den gemessenen reduzierten Wirkungsquerschnitten $\sigma_r^{D(3)}$ in einem großen kinematischen Bereich von $3.5 \leq Q^2 \leq 1600\,\text{GeV}^2$.

Parameter	Wert	
α'_{IP}	$0,06\pm^{0,19}_{0,06}\,\mathrm{GeV}^{-2}$	[26]
B_{IP}	$5,5\pm^{0,7}_{2,0}\,\mathrm{GeV}^{-2}$	[26]
$\alpha_{\mathrm{IR}}(0)$	$0,5\pm 0.1$	[9]
α'_{IR}	$0,3\pm^{0,6}_{0.3}\,\mathrm{GeV}^{-2}$	[26]
B_{IR}	$1,6\pm^{0,4}_{1,6}\,\mathrm{GeV}^{-2}$	[26]
m_c	$1,4\pm 0,2\,\mathrm{GeV}$	[27]
m_b	$4,5\pm 0,5\,\mathrm{GeV}$	[27]
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0,118\pm 0,002$	[27]

Tabelle 2.1: Werte der, für die Anpassung in [19] verwendeten festen Parameter.

Die dabei bestimmten DPDFs für verschiedene Werte von Q^2 sind in Bild 2.3 dargestellt. Dabei wurden die Impuls-Dichtefunktionen der leichten *flavour* u, d und s zu einer einzigen Quark-Singlettdichte Σ zusammengefaßt. Die Variable z entspricht dem Anteil des betrachteten Partons am Gesamt-Impuls ($x_{\mathrm{IP}}P$) des diffraktiven Austauschs und ist für die Quark-Singlettdichte in niedrigster Ordnung der pQCD zu der in Gleichung 2.5 definierten Variablen β äquivalent. Durch die mit veränderlicher Skala variierende Form der DPDFs wird die Wirkung der DGLAP Evolutionsgleichungen sichtbar. Die mittlere Skala für diffraktive offene *charm*-Produktion liegt bei $\mu^2 \approx 16$ GeV^2 in DIS und bei $\mu^2 \approx 11$ GeV^2 in Photoproduktion mit der größten Sensitivität auf die Gluondichte zwischen $z \approx 0.2$ und 0.3. Außerdem gezeigt ist die mit *Fit B* bezeichnete zentrale Kurve einer alternativen Anpassung mit geringfügig veränderter Start-Parametrisierung, die ebenfalls mit den in [19] gemessenen reduzierten Wirkungsquerschnitten gut verträglich ist. Sie führt zu einer in z steiler abfallenden Gluondichte und wird durch die Messungen diffraktiver Zwei-Jet Produktion favorisiert [28]. Der große Unterschied beider Kurven unterstreicht die geringe Sensitivität der indirekten Messung der Gluondichte aus Skalenverletzungen in semi-inklusiver diffraktiver tief-inelastischer Streuung, gerade bei großen Werten von z.

2.4 Erzeugung schwerer Quarks in kollinearer Faktorisierung

Aufgrund seiner großen Masse, die die Masse des Protons um das ein-einhalbfache übersteigt, zählt *charm* nicht zu den im Proton enthaltenen Quark *flavours*. In kollinearer Faktorisierung besteht, ohne die Anwesenheit zusätzlicher, wesentlich höherer Skalen $\mu \gg m_c$ der einzige Mechanismus zur Erzeugung von *charm*-Quarks in führender Ordnung der pQCD daher im Prozeß der Boson-Gluon-Fusion (BGF). QCD-Rechnungen, die die Masse des *charm*-Quarks berücksichtigen, werden als *massiv* bezeichnet. Ihnen stehen *masselose* Rechnungen gegenüber, in denen das *charm*-Quark, unter Vernachläßigung seiner Masse bei der Faktorisierung in die Parton-Dichtefunktionen absorbiert wird. Diese Näherung, die nur für $\mu \gg m_c$ gilt, besitzt gegenüber der exakteren Berechnung im *massiven* Schema den Vorteil, in nächst-führender Ordnung in α_s die Berechnung einer zusätzlichen Gluonabstrahlung zu ermöglichen. Bei der Untersuchung offener *charm*-Produktion in in-

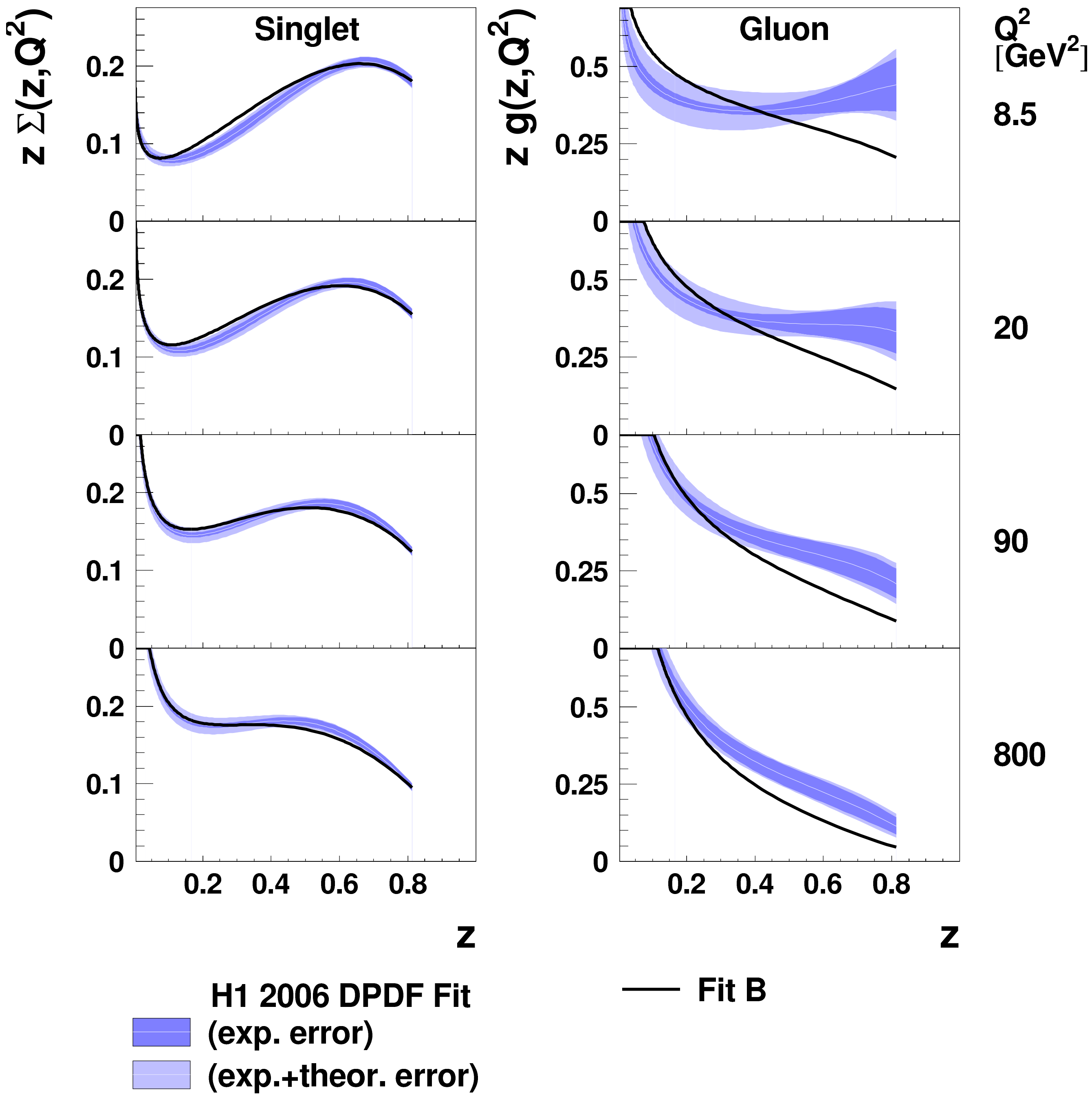


Bild 2.3: Darstellung der in [19] bestimmten diffraktiven Parton-Dichtefunktionen (DPDFs) für verschiedene Werte von Q^2. Die Funktion $\Sigma(z, Q^2)$ bezeichnet die für die Quark-*flavour* u, d und s gleichermaßen geltende Dichtefunktion des Quarksinglett-Anteils und z den Anteil des jeweiligen Partons am Gesamt-Impuls des diffraktiven Austauschs. Ebenfalls gezeigt ist die mit *Fit B* bezeichnete zentrale Kurve einer alternativen Anpassung mit geringfügig veränderter Start-Parametrisierung.

klusiver Streuung bei HERA [29–32] hat sich gezeigt, daß beide Rechnungen im Rahmen ihrer Gültigkeit bereits in nächst-führender Ordnung (NLO) zu einer sehr guten Beschreibung offener *charm*-Produktion in inklusiver *ep*-Streuung führen, wobei beide Rechnungen innerhalb ihrer Unsicherheiten zu vergleichbaren Ergebnissen gelangen. Diffraktive Parton-Dichtefunktionen stehen allerdings nur für das *massive* Schema zur Verfügung.
Im Allgemeinen geht das gestreute Photon im Fall der BGF, wie in Bild 2.4a [1] gezeigt, direkt und als ganzes in den harten Streuprozeß ein, weshalb dieser Prozeß auch als *direct* bezeichnet wird. Es ist jedoch auch möglich, daß das Photon bereits vor dem harten Streuprozeß in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert und eine hadronische Struktur ausbildet, von der nur ein Bruchteil $x_\gamma < 1$ in den harten Streuprozeß eingeht. Die schematische Darstellung eines solchen Prozesses ist in Bild 2.4b gezeigt. Bei der Anwesenheit genügend hoher Skalen $\mu > \sqrt{Q^2} \sim 1/r_\gamma$ kann die hadronische Struktur des Photons aufgelößt werden, weshalb solche Prozesse auch als *resolved* bezeichnet werden. Dabei bezeichnet Q^2 die Virtualität und r_γ die mittlere Ausdehnung des Photons. Die Abhängigkeit der Ausdehnung des Photons von Q^2 macht deutlich, daß *resolved*-Prozesse vor allem bei niedrigen Werten von Q^2, in Photoproduktion erwartet werden, während sie in tief-inelastischer Streuung stark unterdrückt sind. Bei der Erzeugung von *charm*-Quarks in diffraktiver Streuung in der nur ein Bruchteil x_{IP} des Proton-Impulses in den harten Streuprozeß eingeht wird, insbesondere für kleine Werte von x_{IP}, aufgrund kinematischer Schwellen-Effekte eine zusätzliche Unterdrückung von *resolved*-Prozessen erwartet, so daß diffraktive offene *charm*-Produktion gerade bei niedrigen Werten von x_{IP} auch in Photoproduktion im Wesentlichen durch *direct*-Prozesse erfolgt.
Bei der Simulation offener *charm*-Produktion in führender Ordnung (LO) der pQCD werden in Photoproduktion zur Berücksichtigung zusätzlicher Beiträge höherer Ordnung Prozesse der *charm excitation* betrachtet, wobei bei der Faktorisierung, ähnlich wie im *masselosen* Schema, eines der *charm*-Quarks aus dem BGF Prozeß in die Parton-Dichtefunktion des Photons (oder des Pomerons) absorbiert wird. Ein Beispiel für einen solchen Prozeß ist in Bild 2.4c gezeigt. Wie im *masselosen* Schema handelt es sich dabei um eine Näherung, die nur unter bestimmten kinematischen Bedingungen gerechtfertigt ist, jedoch Schwellen-Effekte der endlichen Masse des *charm*-Quarks berücksichtigen kann. Sie beinhaltet den Vorteil, daß die Evolution der Parton-Dichteverteilungen eine Resummierung der eingeschlossenen Prozesse in allen Ordnungen in α_s berücksichtigt. In einer *massiven* Rechnung werden *resolved*-Photon-Prozesse nur in der in Bild 2.4b dargestellten Form berücksichtigt, *excitation*-Prozesse wie in Bild 2.4c sind darin nicht enthalten. Ein hierzu jedoch äquivalenter und in den *massiven* Rechnungen in nächst-führender (fester) Ordnung in α_s enthaltener Prozeß ist in Bild 2.4d gezeigt.

2.5 Tests der kollinearen Faktorisierung

Nach dem kollinearen Faktorisierungs-Theorem von Collins [33], das für genügend hohe Q^2 in führender Ordnung von $\log Q^2$ in DIS strikt aus der pQCD folgt, wird erwartet,

[1] Es ist zu beachten, daß es sich bei den in Bild 2.4b und c dargestellten Prozessen, ebenso wie in Bild 2.4a um Prozesse in führender Ordnungen in α_s handelt. Der, von der Photon-Seite herrührende, Beitrag in α_s wird durch die Parton-Dichtefunktion des Photons kompensiert, die proportional zu $1/\alpha_s$ ist.

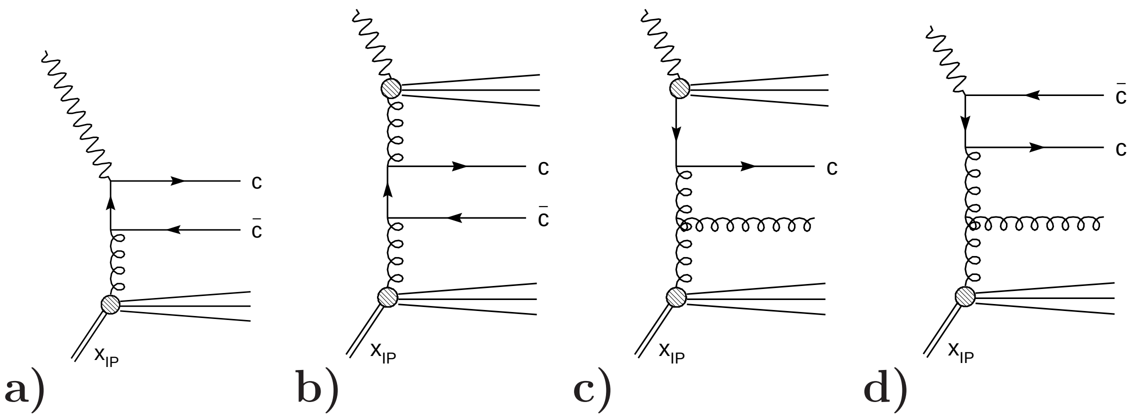


Bild 2.4: Schematische Darstellung offener *charm*-Produktion durch die Prozesse *direct* (a) *resolved* (b) und *excitation* (c) in LO. In einer *massiven* Rechnung sind Diagramme wie in c nicht enthalten. In Bild d ist ein Diagramm für den *direct* Prozeß einer *massiven* Rechnung in NLO gezeigt, der in nächst-höherer Ordnung in α_s dem in c dargestellten Prozeß entspricht. Für offene *charm*-Produktion bei HERA wird erwartet, daß der wie in b dargestellte *resolved* Prozeß durch Schwellen-Effekte gegenüber a stark kinematisch unterdrückt ist, so daß offene *charm*-Produktion bei HERA vorwiegend durch a erfolgt.

daß sich exklusivere Endzustände (X), wie offene *charm*-Produktion in Diffraktion als Faltung

$$d\sigma^{ep\rightarrow eXp}(\beta, Q^2, x_{\mathrm{IP}}) = f_i^D(\beta, Q^2, x_{\mathrm{IP}}) \otimes dC_X^{ei} \tag{2.14}$$

der in [19] bestimmten universellen DPDFs f_i^D des Protons und prozeßabhängiger, in pQCD berechenbarer Koeffizienten-Funktionen C_X^{ei} ausdrücken lassen. Diese Annahme konnte bei HERA mit Hilfe früherer Messungen [34] für diffraktive Zwei-Jet Produktion und offene *charm*-Produktion in DIS bestätigt werden. Eine Übertragung auf einfach diffraktive $p\bar{p}$-Streuung am Hadron-Hadron-Beschleuniger Tevatron in [35], wo die gemessenen Wirkungsquerschnitte um etwa eine Größenordnung unterhalb der Vorhersage der DPDFs aus [34] liegen, weist jedoch auf einen deutlichen Zusammenbruch der kollinearen QCD-Faktorisierung hin. Eine Erklärung hierfür besteht in Vielfach-Wechselwirkungen, sogenannten *higher twist* Effekten in der komplizierteren hadronischen Umgebung der $p\bar{p}$-Streuung, die die Rapiditäts-Lücke zwischen dem zentral detektierten dissoziativen System und dem System des führenden Protons zerstören können. Sie können durch die Einführung eines phänomenologischen Unterdrückungsfaktors, der *Rapidity Gap Survival Probability*, beschrieben werden, die nicht unmittelbar aus der pQCD berechenbar ist und auf unterschiedliche Weise parametrisiert worden ist [36–38].
Durch die Auswahl diffraktiver Ereignisse in γp, bietet der HERA-Beschleuniger die Möglichkeit eines Übergangs von der experimentell eindeutigeren Umgebung der DIS zur Hadron-Hadron-Streuung, durch die Anreicherung von *resolved*-Prozessen, in denen das Photon bereits vor dem harten Streuprozeß eine hadronische Struktur ausbildet. In einer Reihe neuer Veröffentlichungen [19, 39, 40] wurde QCD-Faktorisierung in diffraktiver

Zwei-Jet Produktion und in offener *charm*-Produktion in beiden kinematischen Bereichen untersucht. Dabei hat sich in diffraktiver Zwei-Jet Produktion, zunächst unerwartet, gezeigt, daß in γp außer einer Unterdrückung der *resolved*-Anteile, wie angenommen, eine ebenso große Unterdrückung der *direct*-Anteile am Gesamtprozeß erforderlich ist, um die gemessenen Wirkungsquerschnitte zu beschreiben. In diffraktiver offener *charm*-Produktion wird erwartet, daß *resolved*-Prozesse im Vergleich zur Zwei-Jet Produktion stärker unterdrückt sind, so daß offene *charm*-Produktion in γp im wesentlichen durch *direct*-Prozesse erfolgt. Außerdem erlaubt die kinematische Auswahl aufgrund der hohen *charm*-Masse bereits bei sehr viel niedrigeren Skalen Vergleiche mit der pQCD, was den Test der diffraktiven Parton-Dichtefunktionen bei niedrigen und mittleren Werten des Parton-Impulsbruchteils z ermöglicht, während diffraktive Zwei-Jet Produktion im Mittel bei höheren Werten von z erfolgt. Trotz des gleichen Produktionsmechanismus (BGF) stellen Zwei-Jet Produktion und offene *charm*-Produktion daher komplementäre Messungen zum Test der kollinearen Faktorisierung in diffraktiver ep-Streuung dar. Um QCD-Faktorisierung in DIS und γp zu testen wurden die NLO QCD-Programme HVQDIS [41, 42] (in DIS) und FMNR [43, 44] (in γp) mit den DPDFs aus [19] versehen und in der Energie des einlaufenden Protons, unter Berücksichtigung des Pomeronfluß-Faktors $f_{IP}(x_{IP})$ auf den Anteil x_{IP} gesenkt, was einer getreuen Implementierung des Faktorisierungs-Theorems nach [33] entspricht. In beiden Fällen handelt es sich um pQCD-Rechnungen im *massiven* Schema, in dem *charm* nicht als aktiver im Proton enthaltener *flavour* behandelt wird, sondern nur über den Prozeß der BGF erzeugt werden kann. Dieser Ansatz ist gültig für kleine Skalen von $Q \gtrsim m_c$ und liefert in NLO eine gute Beschreibung inklusiver offener *charm*-Produktion in DIS und γp bei H1 [30, 32].

Kapitel 3

Der H1-Detektor

Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten wurden in den Jahren 1999 und 2000 mit dem H1-Detektor aufgenommen und entsprechend einer Luminosität von $47.0\,\mathrm{pb}^{-1}$. Eine schematische Darstellung des Detektors ist in Bild 3.1 gezeigt, worin der Positronenstrahl von links und der Protonenstrahl von rechts in das Bild einläuft. Der Ursprung des verwendeten Koordinatensystem befindet sich im Wechselwirkungs-Punkt der ep-Streuung (in Bild 3.1 durch ein Kreuz gekennzeichnet), so daß die positive z-Achse in Richtung des auslaufenden Protonenstrahls weist, die auch als Vorwärtsrichtung bezeichnet wird. Es handelt sich um einen Viel-Zweck-Detektor mit annähernd voller Raumwinkel-Abdeckung. Durch den großen Impuls des einlaufenden Protonenstrahls entspricht das Laborsystem in sehr guter Näherung dem *inifinite momentum frame* des Quark-Parton Modells [21], in dem die im Proton befindlichen Partonen als quasi-freie Teilchen betrachtet werden können. Der ungleichen Energie des Protonen- und des Positronenstrahls wird durch die asymmetrische Konstruktion und die feinere Segmentierung des Detektors in Vorwärtsrichtung Rechnung getragen. In diesem Kapitel werden nur die Komponenten des Detektors beschrieben, die für die vorliegende Analyse von besonderer Bedeutung sind. Eine detaillierte Beschreibung aller Komponenten ist in [45, 46] gegeben.

Spur-Rekonstruktion

Die beim Streuvorgang entstehenden geladenen Teilchen werden im, in Bild 3.1 mit $\boxed{2}$ gekennzeichneten zentralen Spurkammer-System (*Central Track Detector* CTD) nachgewiesen, das sich in einem, durch einen Solenoid erzeugten Magnet-Feld von 1.15 T befindet und einen Bereich zwischen $-1.5 < \eta < 1.5$ in Einheiten der Pseudorapidität abdeckt. Eine schematischer Querschnitt des *CTD* senkrecht zur Strahlachse, ist in Bild 3.2 gezeigt. Es besteht aus zwei zylindrischen zentralen Jet Driftkammern (CJCs) mit einer Auflösung von $170\,\mu$m in der r-ϕ-Ebene und von $2,2\,$cm in z-Richtung und zwei z-Kammern (CIZ und COZ), die sich konzentrisch an den jeweils inneren Rand der ersten und zweiten CJC anschließen. Durch die Verwendung der z-Kammern läßt sich die Auflösung des *CTD* auf etwa $260\,\mu$m in z-Richtung verbessern. Die kombinierte Impulsauflösung beträgt $\sigma(p)/p < 0.01p/\mathrm{GeV}$. Die z-Kammern tragen somit wesentlich zur Verbesserung der kombinierten Impulsauflösung und damit, wie in [47] gezeigt, auch zur späteren Rekonstruktion des D^*-Mesons bei. Der *CTD* liefert neben der Spur-Messung Triggerinformation, die auf bereits teil-rekonstruierten Spursegmenten in der r-ϕ-Ebene der CJCs und

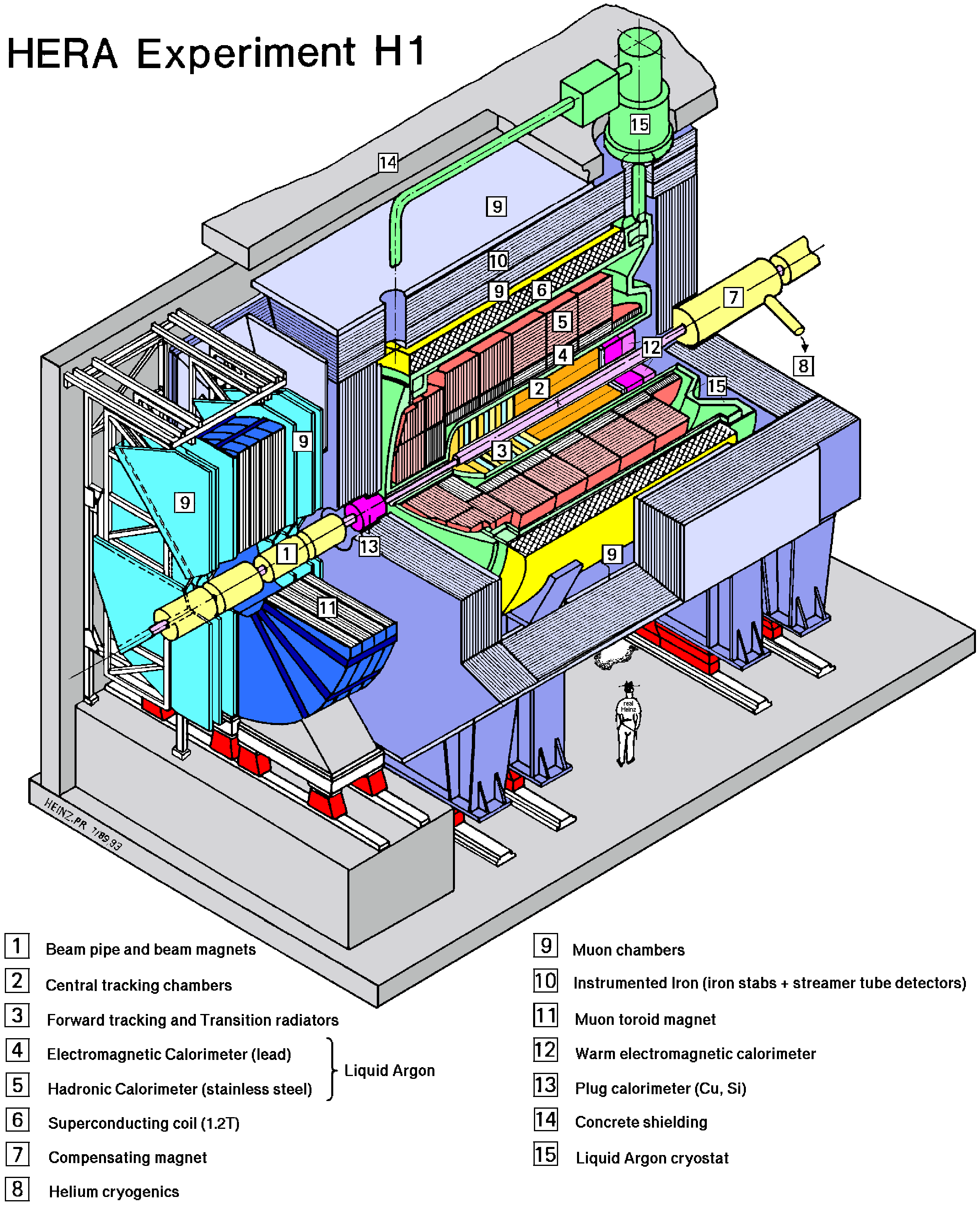


Bild 3.1: Schematische Darstellung des H1-Detektors.

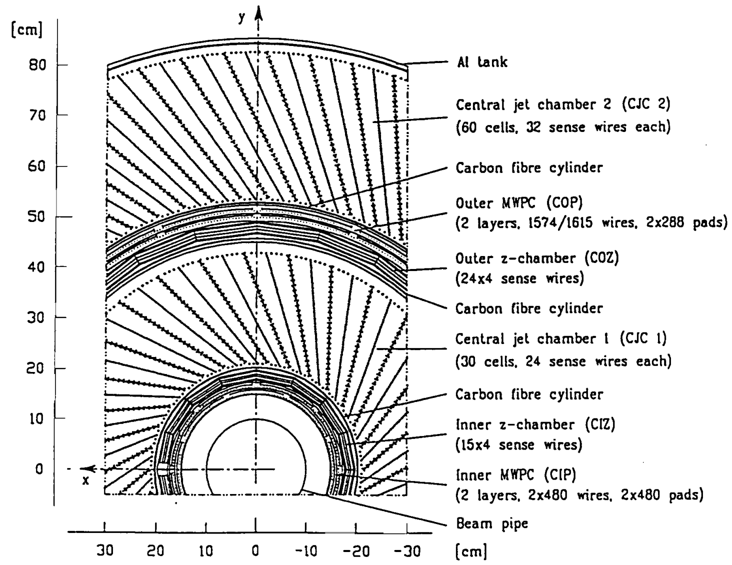


Bild 3.2: Radiale Aufsicht des zentralen Spurkammer-System, bestehend aus den zentralen Jet-Driftkammern (CJC1 und CJC2), den z-Kammern (CIZ und COZ) und jeweils zwei Doppellagen von Vieldraht-Proportionalzähl-Kammern (CIP und COP) die für die Rekonstruktion der z-Position des Ereignisvertex im Spurtrigger genutzt werden.

der z-Position des, in den Doppellagen zusätzlich installierter Vieldraht-Proportionalzähl-Kammern (CIP und COP) rekonstruierten Ereignisvertex basiert.

Energie-Messung

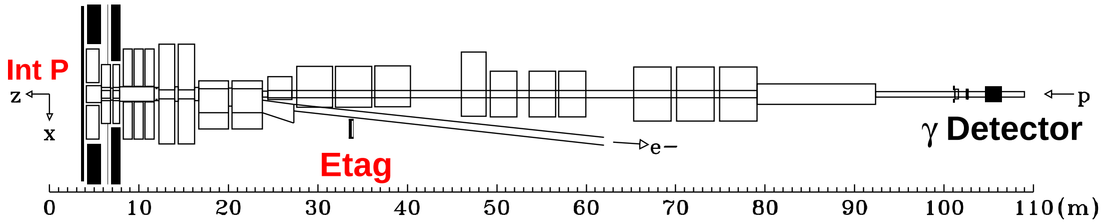
Zur Messung der Energie des hadronischen Endzustands ist das Spurkammer-System im vorderen und zentralen Bereich des Detektors (von $-1.5 < \eta < 3.4$) von einem Flüssig-Argon-Kalorimeter (*LAr*) (in Bild 3.1 mit $\boxed{4}$ und $\boxed{5}$ bezeichnet) mit einer Energieauflösung von $\sigma_{\mathrm{E}}/E = 11\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ und im rückwärtigen Bereich des Detektors (von $-4 < \eta < -1.4$) von einem Blei-Szintillations-Faser-Kalorimeter (*SpaCal*) (in Bild 3.1 mit 12 bezeichnet) umgeben, das aus einer elektromagnetischen Komponente von 28 Strahlungslängen Dicke und einer hadronischen Komponente von zwei Wechselwirkungslängen Dicke besteht [48]. Das *SpaCal* dient in dieser Analyse vor allem der Rekonstruktion des gestreuten Positrons als Energie-*cluster* in DIS in einem Bereich von $2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$. Die Energieauflösung im elektromagnetischen Teil beträgt $\sigma_{\mathrm{E}}/E = 7\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$. Ereignisse in γp werden durch die Rekonstruktion des gestreuten Positrons in einem Kristall-Cherenkov Kalorimeter (ETAG) nahe dem Strahlrohr bei $z = -33,4\,\mathrm{m}$ identifiziert, das einen Winkelbereich von $(\pi - \theta'_e) < 5\,\mathrm{mrad}$ abdeckt. Durch die geometrische Akzeptanz des ETAG-Kalorimeters ist die kinematische Auswahl von Ereignissen in γp auf Werte von $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ beschränkt. Die experimentelle Bestimmung der ep-Luminosität erfolgt ebenfalls unter Verwendung des ETAG-Kalorimeters durch die Messung der Ereignisrate des Bethe-Heitler Prozesses $ep \to ep\gamma$. Während das ETAG-Kalorimeter dabei zum Nachweis des gestreuten Positrons dient, wird das gestreute Photon koinzident in einem weiteren Cherenkov Kalorimeter bei $z = -103\,\mathrm{m}$ Protonenstrahl-aufwärts detektiert. Eine schematische Darstellung des Luminositäts-Systems bei H1 ist in Bild 3.3a gegeben.

Vorwärts-Detektoren

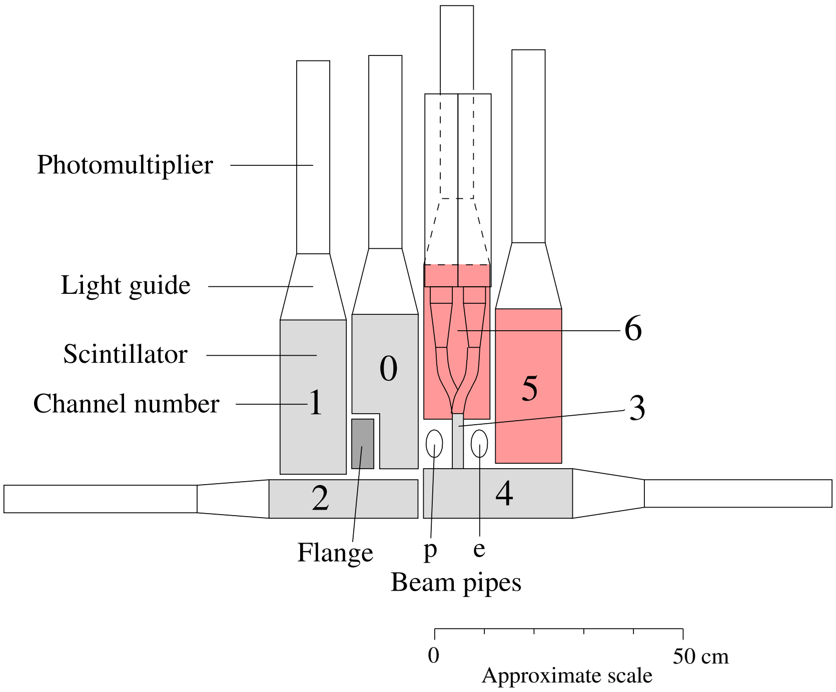
Zur Auswahl diffraktiver Ereignis-Topologien werden vor allem Detektor-Komponenten verwendet, die sich nahe dem Strahlrohr im Vorwärtsbereich von H1 befinden: Der Vorwärts-Myon-Detektor (FMD) (in Bild 3.1 mit $\boxed{9}$ bezeichnet) befindet sich 6.5 m Protonenstrahl-abwärts vom Wechselwirkungs-Punkt. Er deckt einen Bereich von $1.9 < \eta < 3.7$ in Einheiten der Pseudorapidität ab, kann aber auch zum indirekten Nachweis von Teilchen mit $\eta > 3.7$, durch deren weitere Wechselwirkungen mit dem Strahlrohr, verwendet werden. Ein Kupfer-Silizium PLUG-Kalorimeter (in Bild 3.1 mit $\boxed{13}$ bezeichnet) schließt das *LAr*-Kalorimeter in einem Bereich von $3.5 < \eta < 5.5$ zum Strahlrohr hin ab. Schließlich ermöglicht ein mit *Proton Remnant Tagger* (PRT) bezeichneter Satz von insgesamt sechs Szintillations-Detektoren, die sich 26 m Protonenstrahl-abwärts in direkter Nähe des Strahlrohrs befinden, den Nachweis gestreuter Hadronen in einem Bereich von $6.0 < \eta < 7.5$. Eine schematische Darstellung der Anordnung dieser Szintillations-Detektoren um das Strahlrohr ist in Bild 3.3b gegeben. Darin sind die aufgrund hoher Untergrundraten aus der Analyse ausgeschlossenen Detektorlagen rot gekennzeichnet. Die Verwendung all dieser Detektor Komponenten als Veto-Detektoren ermöglicht es, Ereignisse mit einer Lücke von etwa vier Einheiten in η zwischen dem vordersten Rand des *LAr*-Kalorimeters und dem gestreuten Protonsystem auszuwählen.

Datenaufnahme

Die Datenaufnahme erfolgt durch ein mehrstufiges Triggersystem, wodurch verschiedene physikalisch relevante Ereignisse angereichert und Untergrund unterdrückt werden. So läßt sich die Ereignisrate, von ursprünglich $\approx 10\,\mathrm{kHz}$ auf etwa 40 Hz reduzieren, womit die ausgewählten Ereignisse vollrekonstruiert auf Band geschrieben werden. Die für diese Arbeit relevanten Triggerstufen sind die mehrere *hardware* implementierte *subtrigger* Elemente enthaltende Stufe L1 und die *software* basierte Stufe L4 in der auf einer Rechner-Farm vollrekonstruierte Ereignis-Topologien klassifiziert werden können. Übersteigt ein Trigger bei der Datennahme die ihm innerhalb der 40 Hz Aufnahme Kapazität zugewiesene Bandbreite, erfolgt ein *prescaling* in Vielfachen von zwei. Dies bedeutet, daß tatsächlich nur noch ein Vielfaches jedes zweiten Ereignisses auf Band geschrieben wird, um die Ereignisrate entsprechend zu reduzieren. In der späteren Analyse können diese Ereignisse mit einem entsprechenden Gewicht multipliziert werden, so daß sich die ursprüngliche Ereignisrate reproduzieren läßt. Besonders relevante und seltene Prozesse, so wie die Produktion von D^*-Mesonen können durch eine Ereignis-Klassifikation vor einem *prescaling* bewahrt werden, so daß tatsächlich jedes, *online* klassifizierte Ereignis mit einem Gewicht von eins auf Band geschrieben wird. Die für diese Analyse relevanten *subtrigger* Elemente basieren auf einer vorrekonstruierten Spur mit $p_t > 800\,\mathrm{MeV}$ und einem vorrekonstruierten *ep*-Vertex im z-Bereich der Wechselwirkungs-Zone. Sie reichern Ereignisse an, in denen tatsächlich Spuren in einer *ep*-Kollision entstanden sind und weisen für D^*-haltige Ereignisse eine hohe Effizienz auf. Die für diese Arbeit relevanten L4-Klassen entsprechen der Ereignis-Topologie für rekonstruierte D^*-Mesonen (*Class 15*) und für diffraktive Ereignisse (*Class 13*). Aufgrund der effizienten Daten-Kompression läßt sich erreichen, daß



a)



b)

Bild 3.3: Schematische Darstellung des Luminositäts-Systems (a) im rückwärtigen und des *Proton Remnant Taggers* (PRT) im vorderen Bereich des H1-Detektors (b). Der Wechselwirkungs-Punkt der *ep*-Streuung in a ist mit *Int P* bezeichnet. Das ETAG-Kalorimeter wird in dieser Analyse auch zur Auswahl von Ereignissen in einem Bereich mit $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ in γp verwendet. Der PRT besteht insgesamt aus sechs Szintillations-Detektoren, die bei $z = +26\,\mathrm{m}$ Protonenstrahl-abwärts rund um das Strahlrohr angeordnet sind. Die rot markierten Detektorlagen wurden aufgrund hoher Untergrundraten aus der Analyse ausgeschlossen.

in den für diese Analyse relevanten kinematischen Bereichen mit hoher Triggereffizienz quasi kein diffraktives D^*-Meson durch *prescaling* verloren geht.

Kapitel 4

Auswahl und Simulation diffraktiver D^*-Ereignisse in DIS und γp

Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Datensätze stammen aus den Jahren 1999 und 2000 und entsprechen nach einer Vorauswahl, unter Berücksichtigung von Datenqualität, Untergrund-Situation bei HERA [49] und *prescale* Faktoren der verwendeten Triggerelemente einer integrierten Luminosität von $47,0\,\mathrm{pb}^{-1}$ in beiden kinematischen Bereichen. Die Überprüfung der Datenqualität beinhaltet die Abfrage der HV-Versorgung und der ordnungsgemäßen Auslese aller, in Kapitel 3 beschriebenen und für die Analyse relevanten Komponenten des H1-Detektors. In diesem Kapitel wird die Simulation und Auswahl diffraktiver D^*-Ereignisse in DIS und γp beschrieben. Nach einer allgemeinen Einführung in die Rekonstruktion und Darstellung *charm*-haltiger Ereignisse und einer Übersicht über die zur Simulation verwendeten *Monte Carlo* Programme erfolgt die Beschreibung der Auswahl inklusiver Ereignisse in DIS und γp, gefolgt von einer Beschreibung der Auswahl diffraktiver Ereignis-Topologien, die in beiden kinematischen Bereichen in gleicher Weise erfolgt.

4.1 Rekonstruktion von D^*-Mesonen

Die Auswahl offen *charm*-haltiger Ereignisse erfolgt über die vollständige Rekonstruktion des Zerfalls

$$D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+_{slow} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+_{slow} \quad (+\text{C.C.}), \tag{4.1}$$

mit einem Verzweigungs-Verhältnis von 0.0257 % [27]. Die Zerfallsprodukte werden im *CTD* nachgewiesen. Ein Beispiel für die Signatur eines solchen Zerfalls im H1-Detektor ist in Bild 4.1a und b gezeigt. Zur Erhöhung der Nachweiseffizienz, und um kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken werden zu den üblichen Kriterien zentraler primärvertexbezogener Spuren [50] in einem Winkelbereich von $20^\circ < \theta < 160^\circ$ nur Spuren, mit einem Transversal-Impuls von mindestens 120 MeV für den langsamen Pion-Kandidaten (π_{Slow}), 300 MeV für den zweiten Pion-Kandidaten und 500 MeV für den Kaon-Kandidaten berücksichtigt. Die invariante Masse der ungleichnamig geladenen $K\,\pi$ Kombination muß innerhalb von ± 80 MeV mit der Masse des D^0-Mesons übereinstimmen. Für den D^*-Meson Kandidaten wird weiterhin ein Transversal-Impuls von $p_t(D^*) > 2$ GeV verlangt und der betrachtete Bereich in η auf $|\eta(D^*)| < 1.5$ eingeschränkt. Die Bestimmung der

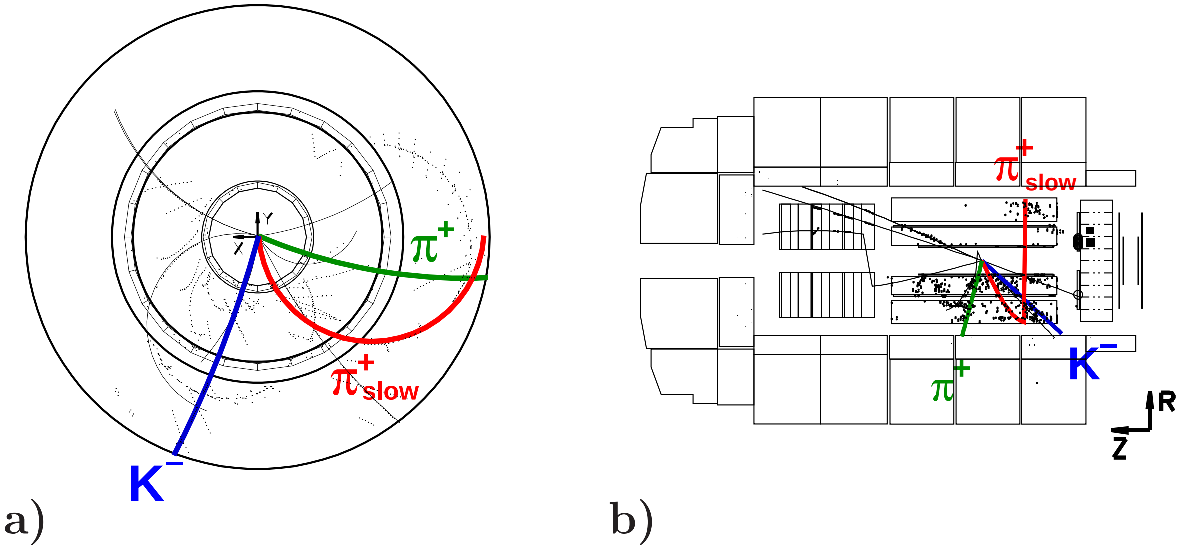


Bild 4.1: Zerfall eines D^*-Mesons, im H1-Detektor, in ein Kaon (blau) und zwei Pionen (grün und rot), von denen eines (π_{Slow}, hier rot dargestellt) aufgrund kinematischer Einschränkungen sehr nieder-energetisch ist. Der Zerfall ist einmal in radialer Aufsicht (a) und einmal in der r-z-Ebene (b) gezeigt.

Untergrund-freien Anzahl rekonstruierter D^*-Mesonen erfolgt statistisch durch eine vierparametrige Anpassung der Summe aus einer Gaußfunktion und einer Phasenraum-Parametrisierung des kombinatorischen Untergrunds an die Differenz-Verteilung

$$\Delta M = M(K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}_{slow}) - M(K^{\mp}\pi^{\pm})$$

wobei $M(K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}_{slow})$ der invarianten Masse aus dem Kaon- und beiden Pion-Kandidaten und $M(K^{\mp}\pi^{\pm})$ der invarianten Masse nur aus dem Kaon- und dem schnellen Pion-Kandidaten entspricht. Ein Beispiel für eine solche Verteilung und die entsprechende Anpassung ist in Bild 4.2 gezeigt. Die Untergrund-Parametrisierung ist von der Form $N(\Delta M - m_\pi)^{u_e}(1 - u_s\,(\Delta M)^2)$, wobei m_π der invarianten Masse des Pions entspricht und N, u_e und u_s auf einen physikalisch sinnvollen Wertebereich eingeschränkte, offene Parameter sind [51]. Der Erwartungswert und die Breite der Gaußfunktion werden auf Werte fixiert, wie man sie auf gößeren Datenmengen, ohne diffraktive Ereignis-Auswahl erhält. Weitere Beispiele für die hier beschriebene ΔM-Verteilung sind im weiteren Textverlauf in Bild 4.3 und 4.13 und in Anhang B gezeigt. Für alle weiteren Kontroll-Histogramme ist in jedem entsprechenden *bin* die Anzahl der Untergrund-freien D^*-Mesonen aus der hier beschriebenen Anpassung, geteilt durch die *bin* Breite, angegeben.

4.2 Ereignis-Simulation

Zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts, der unabhängig von den Eigenschaften des Detektors ist, mit dem er gemessen wurde, ist es notwendig Meß- und Kontroll-Größen hinreichend gut in einer Simulation des Detektors zu beschreiben. Sie dient zur Bestim-

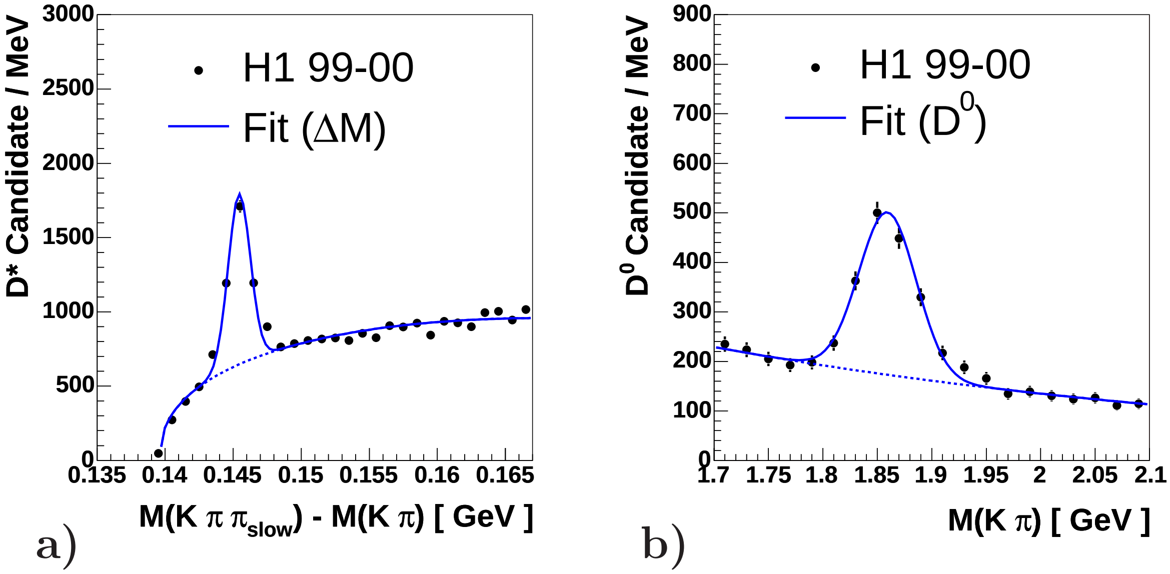


Bild 4.2: Beispiel für eine ΔM-Verteilung und die Anpassung der in Abschnitt 4.1 angegebenen Parametrisierung (Bild a). In Bild b ist die Verteilung der invarianten Masse $M(K, \pi)$ aus dem Kaon- und dem Pion-Kandidaten für alle Ereignisse in einer Umgebung von $\pm 2\sigma$ um den Mittelwert des *peaks* in Bild a gezeigt. Zur Verdeutlichung wurde hier eine Gaußverteilung zur Beschreibung der Signal-Verteilung und eine abfallende Exponentialkurve zur Parametrisierung des verbleibenden kombinatorischen Untergrunds angepaßt.

mung der Akzeptanz und der Effizienz des Detektors, sowie der auflösungsbedingten Verschmierung der Meßgrößen (in Kapitel 5). Die Simulation diffraktiver und inklusiver D^*-Ereignisse in DIS und γp erfolgt in drei kinematischen Bereichen jeweils in führender Ordnung der pQCD. In allen Fällen erfolgen Hadronisierung und Fragmentation mit Hilfe des Hadronisierungs-Modells von Lund und longitudinaler Peterson Fragmentations-Funktionen mit $\epsilon = 0,078$ [52]. Alle generierten Ereignisse durchlaufen eine detaillierte Detektor-Simulation, die auf dem Simulations-Programm GEANT [53, 54] basiert und die gleichen Rekonstruktions-Algorithmen, die auf die Daten angewandt wurden. Die Luminosität der simulierten Ereignisse liegt für die als dominant erwarteten Beiträge über der 10-fachen und für die als weniger dominant erwarteten Beiträge über der dreifachen Luminosität der Messung [55].

Proton-elastische diffraktive D^*-Ereignisse

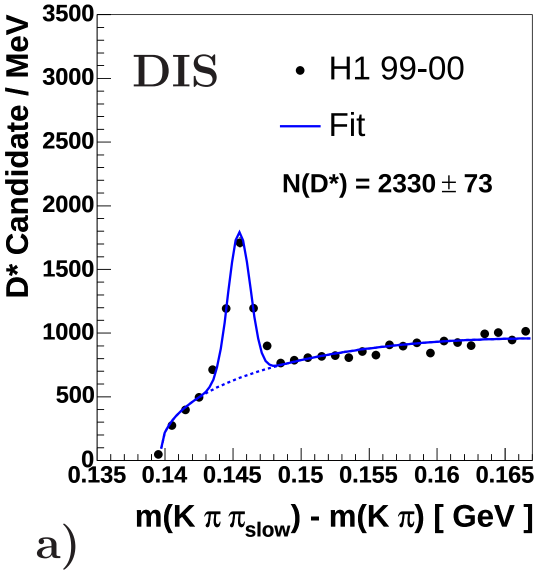
Diffraktive D^*-Ereignisse mit elastisch gestreutem Proton in DIS und γp wurden mit Hilfe des *Monte Carlo* Generators RAPGAP [56, 57], im *Resolved Pomeron* Modus und unter Verwendung der LO DPDFs aus [9] für die dominante Pomeron-Komponente und der Pion PDFs aus [25] für die subdominante Reggeon-Komponente, jeweils getrennt generiert. Effekte höherer Ordnung der pQCD wurden durch Sudakov-Form-Faktoren im Rahmen des *parton shower* Modells berücksichtigt. Radiative Effekte in höherer Ordnung der QED in DIS wurden mit Hilfe einer Schnittstelle an das Programm-Paket HERACLES [58] simuliert. Alle in Kapitel 5 und 6 angegebenen Wirkungsquerschnitte werden auf Born-Niveau korrigiert. Die hierzu berechneten Korrekturfaktoren weichen um weniger als 10% von eins ab und sind für kleine Werte von y und große Werte von z_{IP}^{obs} maximal. Die Simulation der zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Diagramme für *resolved*- und *charm excitation*-Prozesse in γp erfolgt unter Verwendung der LO *resolved* Photon PDFs aus [59, 60].

Proton-dissoziative diffraktive und nicht-diffraktive D^*-Ereignisse

Die Simulation Proton-dissoziativer Ereignisse mit $M_Y < 5\,\mathrm{GeV}$ in DIS und γp erfolgt ebenfalls unter Verwendung der DPDFs aus [9] mit RAPGAP in einem Proton-dissoziativen Modus, der die Implementierung des Proton-dissoziativen Wirkungsquerschnitts, wie in [61] konsistent mit den kinematischen Randbedingungen offener *charm*-Produktion verknüpft. Der nicht-resonante Verlauf in M_Y wird durch $(1/M_Y^2)^{1+\epsilon}$ mit $\epsilon = 0.08$ und die $|t|$-Verteilung durch eine exponentiell abfallende Kurve der Steigung $-1,6\,\mathrm{GeV}^{-2}$ parametrisiert. In beiden Fällen handelt es sich um Standard-Parametrisierungen, die durch diffraktive Vektormeson-Produktion bei H1 [62] motiviert sind. Inklusive Ereignisse wurden in DIS durch RAPGAP in einem nicht-diffraktiven Modus und in γp durch den *Monte Carlo* Generator PYTHIA [63], jeweils unter Verwendung der (inklusiven) PDFs des Protons aus [64] generiert. Die Simulation von *resolved*- und *charm excitation*-Prozessen in γp erfolgt, wie im Fall diffraktiver Ereignisse in γp unter Verwendung der PDFs des Photons aus [59, 60].

4.3 Auswahl inklusiver D^*-Ereignisse in DIS

Die Auswahl inklusiver D^*-Ereignisse in DIS erfolgt zunächst durch den *subtrigger* s61 der auf der ersten Triggerstufe eine lokale Energie-Deposition von mindestens 6 GeV im *SpaCal*, ein vor-rekonstruiertes Spursegment von mehr als 800 MeV im *CTD* und einen vor-rekonstruierten Ereignisvertex in der Region des Wechselwirkungs-Punktes verlangt [65–68]. In der späteren Analyse erfolgt die Rekonstruktion des Positrons als lokale Energie-Deposition oder *cluster* von mehr als 8 GeV im *SpaCal*, wodurch die Effizienz der *SpaCal*-Abfrage des s61 in sehr guter Näherung als 100% angenommen werden kann. Die Effizienz der weiteren Teilelemente des s61 wird in Kapitel 5 diskutiert. Aufgrund zu hoher Untergrundraten werden die Kalorimeter-Zellen innerhalb eines Radius von 9,1 cm Entfernung vom Strahlrohr aus der Analyse ausgeschlossen. Zur weiteren Unterdrückung nicht *ep*-induzierten Untergrunds wird die z-Position des voll-rekonstruierten Ereignisvertex, auf $|z_{\mathrm{Vtx}}| < 35\,\mathrm{cm}$ um den Wechselwirkungs-Punkt eingeschränkt.
Eine weitere Variable zur näheren Beschreibung eines *ep*-Streu-Ereignisses ist $\sum(E - p_z)$, wobei die angegebene Summe über alle rekonstruierten Objekte des hadronischen Endzustands und das gestreute Positron läuft. Aus Impulserhaltungs-Gründen und aufgrund der Anfangs-Konfiguration der einlaufenden Protonen und Positronen wird für diese Ereignisgröße und für vollständig im Detektor nachgewiesene *ep*-Streuereignisse eine kinematische Anhäufung bei $2E_e = 55\,\mathrm{GeV}$ mit einer Gauß'schen Verschmierung erwartet, die durch das Auflösungsvermögen des Detektors vorgegeben ist. Werte wesentlich kleiner als 55 GeV geben hingegen einen Hinweis darauf, daß Teile der *ep*-Streuung nicht korrekt im Detektor nachgewiesen werden konnten und sind eine typische Signatur für Ereignisse in γp, bei denen das Positron undetektiert in den Bereich des rückwärtigen Strahlrohrs gestreut wird. Eine zusätzliche Einschränkung der Auswahl auf Ereignisse mit $\sum(E - p_z) > 35\,\mathrm{GeV}$



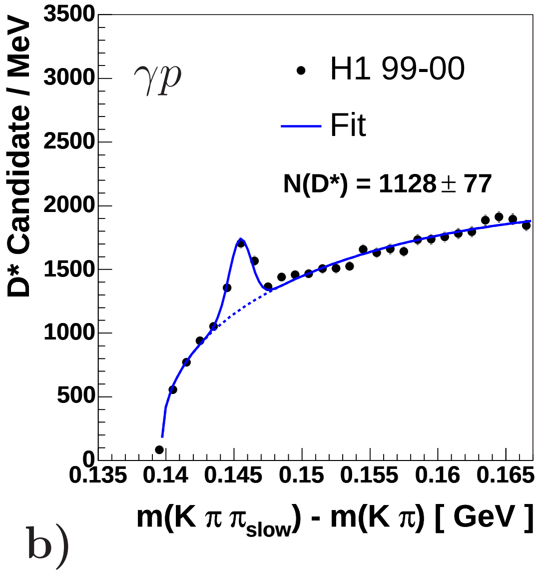


Bild 4.3: ΔM-Verteilung aller D^*-Meson Kandidaten nach der Auswahl inklusiver Ereignisse in DIS (a) und γp (b). Die blaue Kurve kennzeichnet das Ergebnis der Anpassung aus Teil 4.1.

dient daher zur Unterdrückung schlecht rekonstruierter Ereignisse und von Ereignissen in γp, in denen der *cluster* im *SpaCal* fälschilcherweise als gestreutes Positron identifiziert wurde.

Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen y und Q^2 erfolgt nach der Elektron-Methode, unter Verwendung der Energie E'_e und des Polarwinkels θ'_e des gestreuten Positrons aus

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 (\frac{\theta'_e}{2}), \qquad Q^2 = 4E'_e E_e \cos^2 (\frac{\theta'_e}{2}) \,. \tag{4.2}$$

Der kinematische Bereich der Messung wird auf $2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ und $0,05 < y < 0,7$ eingeschränkt, was durch die Rekonstruktion des Positrons, als *cluster* im *SpaCal* experimentell vorgegeben ist. Die ΔM-Verteilung aller D^*-Kandidaten nach Auswahl inklusiver Ereignisse in DIS ist in Bild 4.3a dargestellt. Die Anpassung ergibt die Untergrund-freie Anzahl von 2330 ± 73 D^*-Mesonen auf dem zugrunde liegenden Datensatz. Eine Zusammenfassung der inklusiven Ereignis-Auswahl in DIS ist in Tabelle 4.1 angegeben.

Die Beschreibung der für die Auswahl relevanten Ereignisvariablen, durch die entsprechende *Monte Carlo* Simulation auf dem inklusiven und dem diffraktiven Datensatz, ist in Bild 4.4 und 4.5 gezeigt. Dargestellt ist die Energie E'_e, der Polarwinkel θ'_e und der Azimuthwinkel ϕ'_e des gestreuten Positrons, die z-Verteilung des voll-rekonstruierten Ereignisvertex, die Ereignisvariable $\sum(E - p_z)$ und der Radius R_{Spac} des Positron-*cluster*s im *SpaCal*. Dabei wurden die Verteilungen der entsprechenden *Monte Carlo* Simulation auf die jeweilige, integrierte Anzahl der gemessenen D^*-Mesonen normiert. Zu sehen ist eine innerhalb der statistischen Signifikanz der Daten gute Übereinstimmung aller Verteilungen, wobei auf dem inklusiven Datensatz die Anzahl an D^*-Mesonen mit großem Streuwinkel θ'_e des Positrons (4.4b und 4.4f) in der Simulation tendenziell leicht unterschätzt

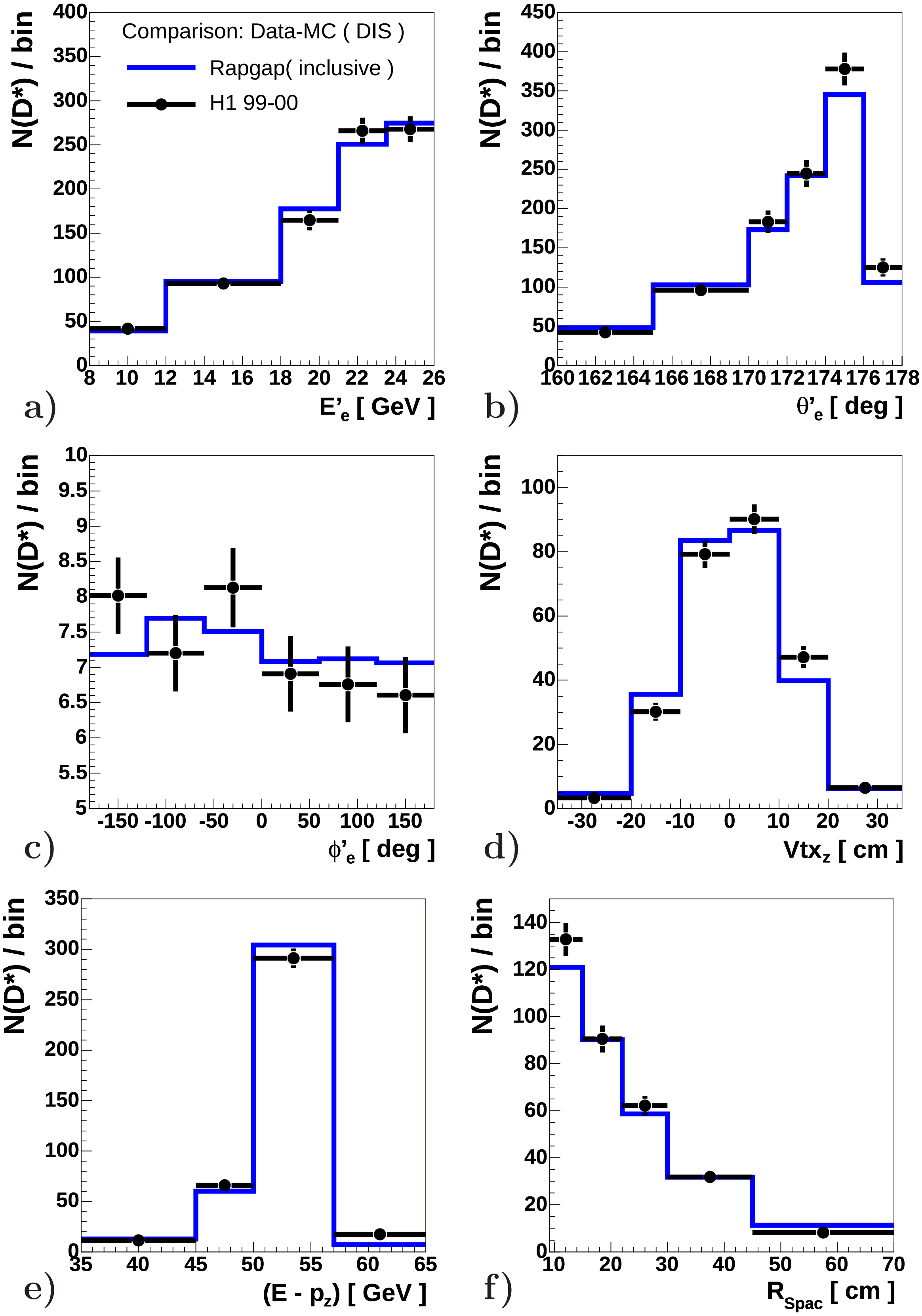


Bild 4.4: Beschreibung der Kinematik des gestreuten Positrons (a-c) und der für die Auswahl verwendeten Ereignisvariablen (d-f) auf dem inklusiven Datensatz in DIS.

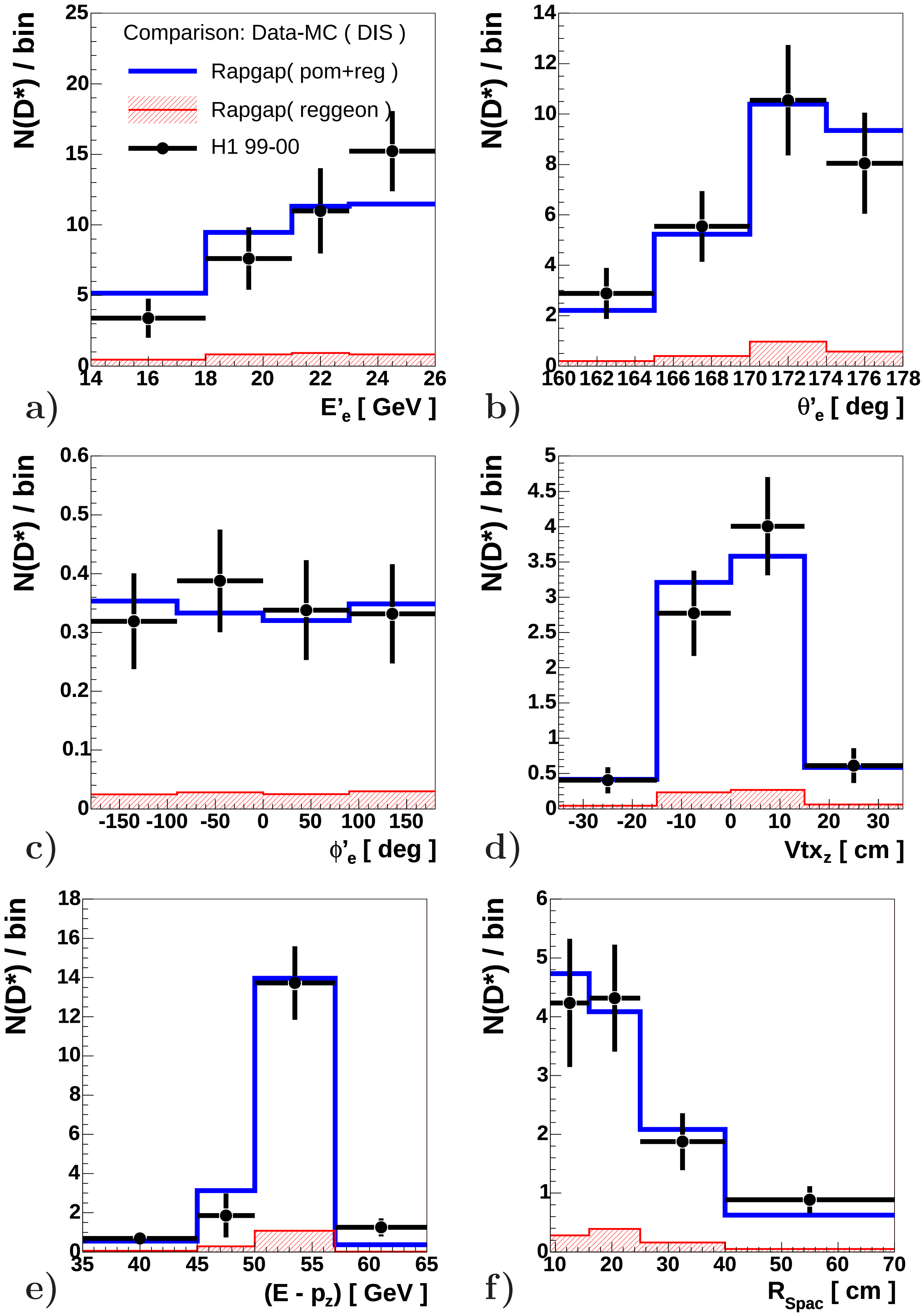


Bild 4.5: Beschreibung der Kinematik des gestreuten Positrons (a-c) und der für die Auswahl verwendeten Ereignisvariablen (d-f) auf dem diffraktiven Datensatz in DIS.

Auswahl inklusiver Ereignisse in DIS	Auswahl inklusiver Ereignisse in γp	Auswahl von D^*-Mesonen
subtrigger S61	*subtrigger* S83	$p_t(K) > 500\,\mathrm{MeV}$
		$p_t(\pi) > 120\,\mathrm{MeV}$
$E_e > 8\,\mathrm{GeV}$		$p_t(\pi_{\mathrm{slow}}) > 120\,\mathrm{MeV}$
$R_{Spac} < 9,1\,\mathrm{cm}$		
$\lvert z_{\mathrm{Vtx}}\rvert < 35\,\mathrm{cm}$	$\lvert z_{\mathrm{Vtx}}\rvert < 35\,\mathrm{cm}$	$20° < \theta(\mathrm{Track}) < 160°$
$\sum(E - p_z) > 35\,\mathrm{GeV}$	$x_{\mathrm{Tag}} < 6,5\,\mathrm{cm}$	$\lvert m(K,\pi) - M(D^0)\rvert < 80\,\mathrm{MeV}$
$2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$	$Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$	$p_t(D^*) > 2\,\mathrm{GeV}$
$0,05 < y < 0,7$	$0,3 < y < 0,65$	$\lvert\eta(D^*)\rvert < 1,5$

Tabelle 4.1: Auswahl-Kriterien inklusiver Ereignisse in DIS und γp (*links*) und von D^*-Meson Kandidaten (*rechts*). Die beiden untersten Zeilen beider Tabellen definieren den sichtbaren Bereich der Messung jeweils in der Kinematik der inklusiven ep-Streuung und des rekonstruierten D^*-Mesons.

und die z-Position des Ereignisvertex (4.4d) gegenüber den Daten leicht zu kleineren Werten hin verschoben ist. Aufgrund des geringen Einflusses inklusiver Ereignisse auf den diffraktiven Datensatz wurde auf eine Anpassung der inklusiven Simulation an die Daten jedoch verzichtet.

4.4 Auswahl inklusiver D^*-Ereignisse in γp

Die Auswahl inklusiver D^*-Ereignisse in γp erfolgt vorrangig durch den *subtrigger* S83, der auf der ersten Triggerstufe eine lokale Energie-Deposition größer als $\approx 6 - 9\,\mathrm{GeV}$ im ETAG-Kalorimeter und kleiner als $5 - 7\,\mathrm{GeV}$ im Kalorimeter des Photon-Detektors, mindestens drei vor-rekonstruierte Spursegmente mit einem Transversal-Impuls von $>$ $450\,\mathrm{MeV}$ im *CTD* und einen vor-rekonstruierten Ereignisvertex in der Region des Wechselwirkungs-Punktes verlangt [65–68]. Um sicherzustellen, daß der rekonstruierte *cluster* vollständig im ETAG-Kalorimeter enthalten ist, wurde seine x-Position in der späteren Analyse auf $x_{\mathrm{Tag}} < 6,5\,\mathrm{cm}$ beschränkt und zur weiteren Unterdrückung nicht ep-induzierten Untergrunds außerdem die z-Position des voll-rekonstruierten Ereignisvertex auf $\lvert z_{\mathrm{Vtx}}\rvert < 35\,\mathrm{cm}$ eingeschränkt. Die Inelastizität y wird über die gemessene Energie E_{Tag} des gestreuten Positrons im ETAG-Kalorimeter aus

$$y = 1 - \frac{E_{\mathrm{Tag}}}{E_e} \tag{4.3}$$

bestimmt. Die Akzeptanz des ETAG-Kalorimeters hängt stark von der vorgegebenen Strahl-Optik ab, so daß sie von Datenlauf zu Datenlauf variiert. Sie ist daher nicht in der standardisierten Simulation des H1-Detektors enthalten, sondern durch eine eigene Datenlauf-abhängige Parametrisierung als Funktion der Inelastizität y vorgegeben, die auch die Triggereffizienz der Kalorimeter-Abfrage des S83 enthält.
Diese Parametrisierung, gemittelt über die Datennahme-Periode 1999 und 2000 ist in

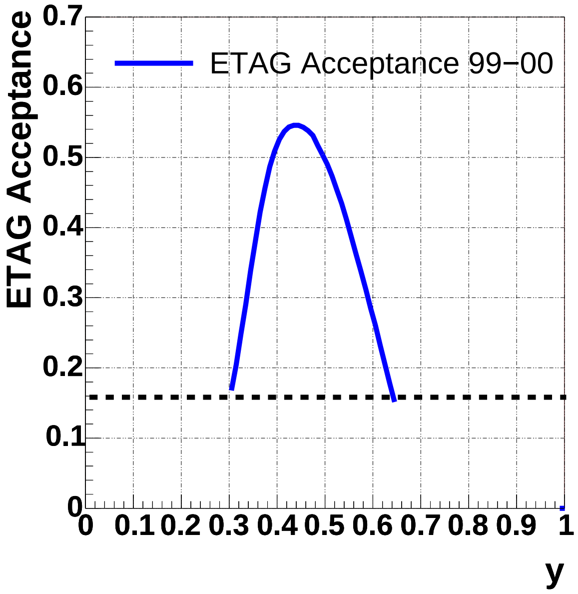


Bild 4.6: Über die in dieser Analyse verwendete Datennahme-Periode 1999 und 2000 integrierte mittlere Akzeptanz des ETAG-Kalorimeters, parametrisiert in y. Durch die gestrichelte horizontale Linie ist die Schwelle für $\epsilon_{\mathrm{Tag}} = 0,16$ hervorgehoben. Im sichtbaren Bereich von $0,3 < y < 0,65$ beträgt die gemittelte Akzeptanz $\approx 0,40$.

Bild 4.6 gezeigt. Der kinematische Bereich der Messung ist auf Werte von $0,3 < y < 0,65$ eingeschränkt, in denen die angegebene Effizienz des ETAG-Kalorimeters über 16% liegt. Daraus ergibt sich eine Effizienz im sichtbaren Bereich der Messung von $\approx 0,4$. Die Virtualität des Photons ist durch die geometrische Akzeptanz des Kalorimeters auf Werte von $Q^2 < 0,01\,\mathrm{GeV}^2$ eingeschränkt. Die ΔM-Verteilung aller D^*-Meson Kandidaten nach Auswahl inklusiver Ereignisse in γp ist in Bild 4.3b gezeigt. Die Anpassung ergibt eine Untergrund-freie Anzahl von 1128 ± 77 D^*-Mesonen auf dem zugrunde liegenden Datensatz. Eine Zusammenfassung der inklusiven Ereignis-Auswahl in γp ist in Tabelle 4.1 angegeben. Die Beschreibung des ETAG-Kalorimeters und der inklusiven Ereignis-Auswahl, durch die entsprechende *Monte Carlo* Simulation, auf dem inklusiven und dem diffraktiven Datensatz ist in Bild 4.7 gezeigt. Dargestellt ist die, aus der Energie des gestreuten Positrons bestimmte Inelastizität y und die z-Position des rekonstruierten Ereignisvertex. Dabei wurden die Verteilungen der entsprechenden *Monte Carlo* Simulation auf die jeweilige, integrierte Anzahl der gemessenen D^*-Mesonen normiert. Die Zusammensetzung des erwarteten Signals aus *resolved*, *charm excitation* und *direct*-Anteilen ist, für den inklusiven Datensatz, in Bild 4.7a und b und für den diffraktiven Datensatz in Bild 4.7c und d gezeigt. Die diffraktive Simulation setzt sich dabei aus Pomeron- und Reggeon-Anteilen zusammen, die wiederum in Bild 4.7e und f getrennt dargestellt sind. Zu sehen ist eine innerhalb der statistischen Signifikanz der Daten gute Übereinstimmung beider Verteilungen auf beiden Datensätzen. In der diffraktiven Auswahl ist im Vergleich zum inklusiven Datensatz vor allem der Beitrag der *charm excitation* zum Gesamt-Signal stark reduziert. Der *resolved*-Anteil erscheint, aufgrund der etwas anderen Signal-Zusammensetzung des Reggeon-Anteils etwas größer, als für den Pomeron-Anteil allein betrachtet.

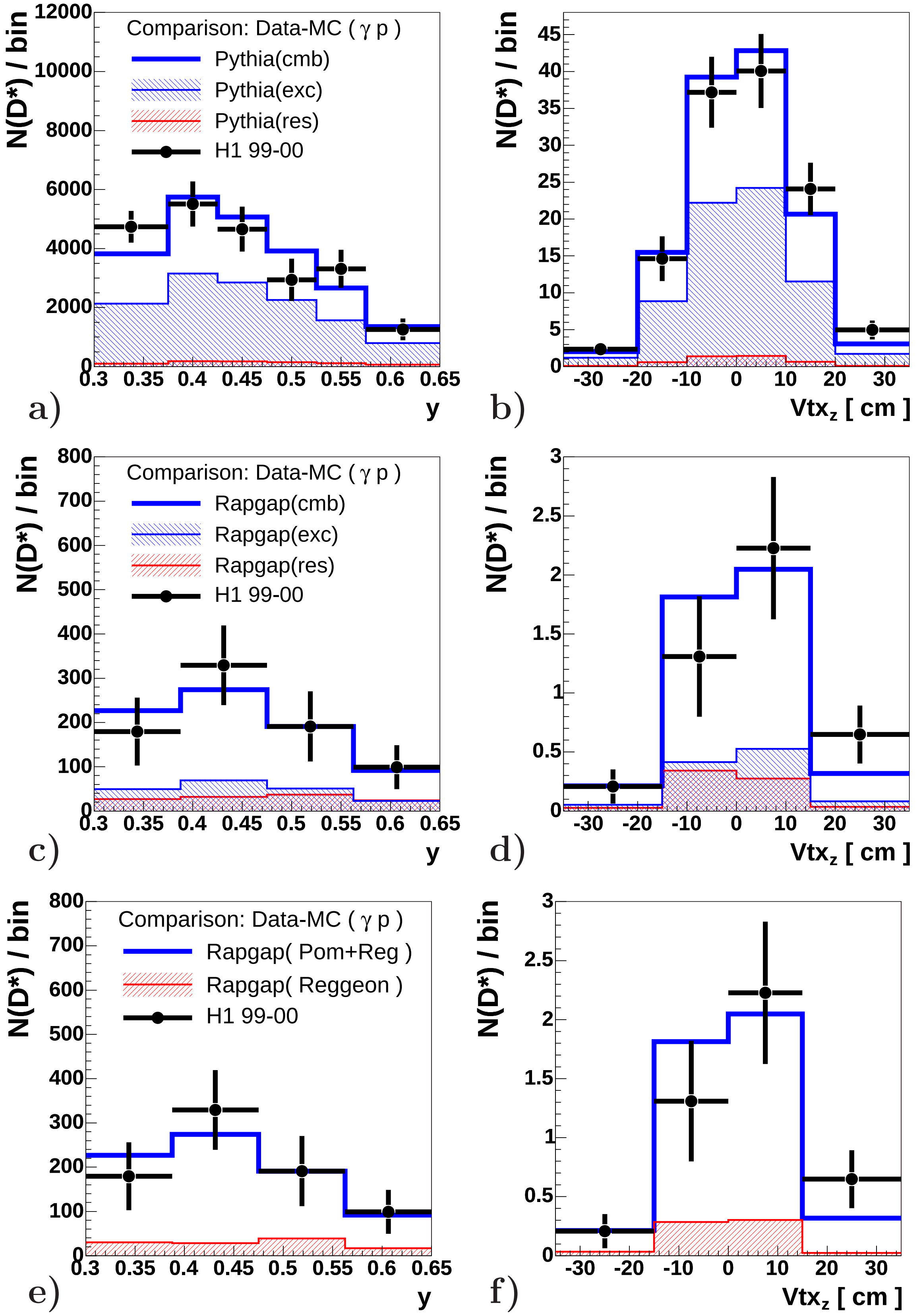


Bild 4.7: Beschreibung des ETAG-Kalorimeters auf dem inklusiven (a-b) und auf dem diffraktiven (c-f) Datensatz in γp. Bild c und d zeigen die Zusammensetzung des Signals aus den Anteilen für *direct*, *resolved* und *charm excitation*, Bild e und f den Pomeron- und den Reggeon-Anteil.

4.5 Auswahl diffraktiver Ereignis-Topologien

Wie in Bild 4.8a und b dargestellt besteht die besondere experimentelle Signatur diffraktiver gegenüber nicht-diffraktiver *ep*-Streuung bei HERA unter anderem in einer großen Rapiditäts-Lücke ohne hadronische Aktivität zwischen dem im Zentral-Detektor vollständig enthaltenen Photon-dissoziativen System X und dem, nicht detektierten System Y des gestreuten Protons. Da der Nachweis des elastisch gestreuten Protons nur in einem sehr eingeschränkten kinematischen Bereich und nicht mit der vollen Statistik der Datennahme-Periode von 1999 und 2000 möglich ist, erfolgt die Auswahl diffraktiver Ereignis-Topologien in DIS und γp durch den Nachweis dieser Rapiditäts-Lücke, unter Verwendung der in Kapitel 3 beschriebenen Vorwärts-Detektoren FMD und PRT, des PLUG-Kalorimeters und des vordersten Bereiches des LAr-Kalorimeters als Veto-Detektoren. Ihre geometrische Abdeckung, die einen Bereich von etwa vier Einheiten der Pseudorapidität zwischen $\eta = 3,2$ und $\eta = 7,5$ fast lückenlos überspannt, ist in Bild 4.8c gezeigt.

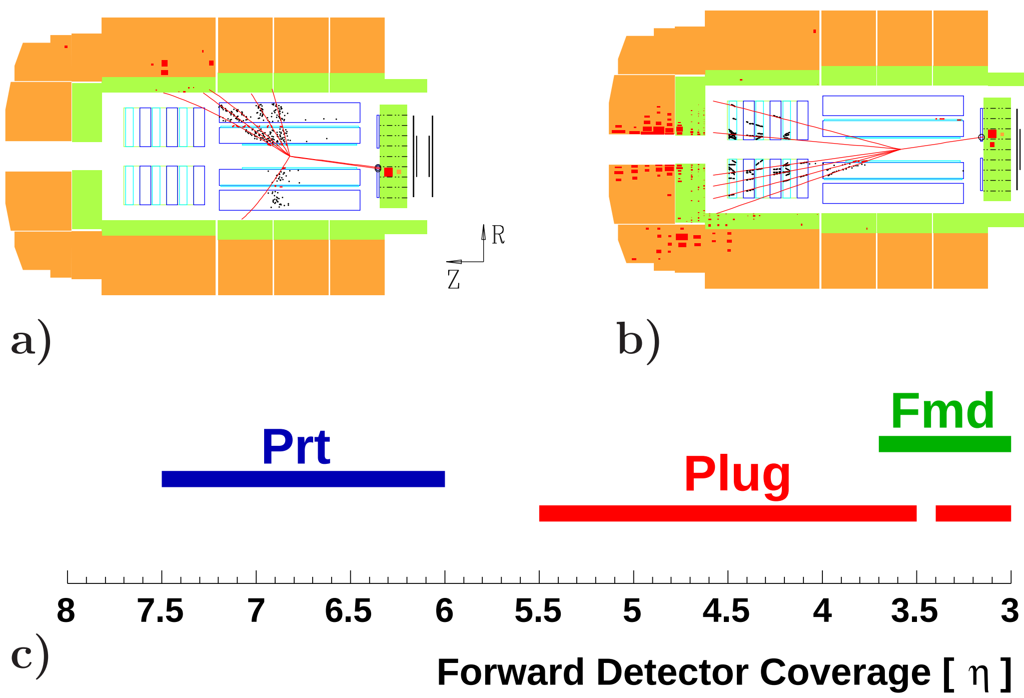


Bild 4.8: Gegenüberstellung diffraktiver (a) und nicht-diffraktiver *ep*-Streuung (b) in DIS. Während in einem nicht-diffraktiven *ep*-Ereignis die meiste hadronische Aktivität im Vorwärtsbereich des H1-Detektors zu sehen ist, weisen diffraktive Ereignisse eine deutliche Rapiditäts-Lücke zwischen dem im Zentral-Detektor vollständig enthaltenen System X und dem undetektierten System Y des gestreuten Protons auf. In Bild c ist die Abdeckung der für die Auswahl diffraktiver Ereignis-Signaturen verwendeten Vorwärts-Detektoren in Einheiten der Pseudorapidität η für den interessanten Bereich von $\eta > 3.0$ gezeigt. Der rote Streifen bei $\eta < 3.4$ gibt die geometrische Akzeptanz des LAr-Kalorimeters an.

Vorwärts-Detektor-Auswahl

Die Veto-Eigenschaft des *LAr*-Kalorimeters beruht auf der Auswahl der Ereignisgröße $\eta_{\max}$, die der Pseudorapitität des am weitesten vorn rekonstruierten *cluster*s des *LAr*-Kalorimeters oberhalb einer Untergrund-Schwelle von 400 MeV entspricht. In dieser Analyse werden nur Ereignisse mit

$$\eta_{\max} < 3,2$$

berücksichtigt, wodurch die rückwärtige Grenze der Rapiditäts-Lücke vorgegeben wird. Durch diese Auswahl ist gewährleistet, daß das zentral detektierte Photon-dissoziative System X vollständig im *LAr*-Kalorimeter enthalten ist, was eine verläßliche Berechnung der Ereignisvariablen x_{IP} aus den in diesem Akzeptanz-Bereich rekonstruierten Objekten des Hadronischen Endzustands erlaubt. Die Gesamtenergie im PLUG-Kalorimeter, das das *LAr*-Kalorimeter zum Strahlrohr hin abschließt wird auf

$$\sum E_{\mathrm{Cell}} < 3,5\,\mathrm{GeV}$$

eingeschränkt, wobei die angegebene Summe über alle Zellen des Kalorimeters läuft, die eine Energie-schwelle von 300 MeV zur Unterdrückung strahlinduzierten Untergrunds überschreiten. Das Signal des FMD besteht aus der Anzahl N_{Fmd} der Trefferkoinzidenzen in jeweils einer der Doppellagen des Detektors. Um hadronische Aktivität im Akzeptanz-Bereich des FMD auszuschließen, werden in der Analyse nur Ereignisse mit

$$N_{\mathrm{Fmd}}[\,1\,\&\,2\,] < 2 \;\&\; N_{\mathrm{Fmd}}[\,3\,] < 2$$

in den ersten drei, vor dem Toroid-Magneten von H1 befindlichen Doppellagen berücksichtigt. Um nicht zu viele Ereignisse aufgrund elektronischen Rauschens oder strahlinduzierten Untergrunds zu verlieren, erlaubt dieses Auswahl-Kriterium jeweils eine Koinzidenz in den ersten beiden und der dritten Doppellage des FMD. Die gesonderte Behandlung der dritten Doppellage entspricht dabei ihrer erhöhten Sensitivität auf strahlinduzierten Untergrund, wie in [49] gezeigt. Die vordere Grenze der Rapiditäts-Lücke bei $\eta \approx 7,5$ wird durch das Veto des PRT vorgegeben, dessen Signal der Anzahl N_{Prt} der für ein Ereignis angesprochenen Szintillations-Detektoren aus Bild 3.3 entspricht. In der Analyse werden nur solche Ereignisse mit

$$N_{\mathrm{Prt}} < 1$$

berücksichtigt, für die also keiner der betrachteten Szintillations-Detektoren angesprochen hat. Dabei wurden die in Bild 3.3 rot gekennzeichneten Szintillations-Detektoren aufgrund hoher Untergrundraten aus der Analyse ausgeschlossen.

Rekonstruktion der diffraktiven Ereignis-Kinematik

Die Variablen x_{IP} und β (in DIS) zur Beschreibung der diffraktiven Ereignis-Signatur werden in beiden kinematischen Bereichen mit Hilfe des rekonstruierten Hadronischen Endzustands aus

$$x_{\mathrm{IP}} = \frac{\sum_{X+e'}(E + p_z)}{2E_p}; \qquad \beta = \frac{x}{x_{\mathrm{IP}}}; \tag{4.4}$$

berechnet, wobei $x = Q^2/(ys)$ der Bjorkenschen Skalen-Variablen aus Gleichung 2.2 entspricht und die Summe zur Berechnung von x_{IP} über alle rekonstruierten Objekte des Hadronischen Endzustands und das gestreute Positron läuft. Die Rekonstruktion des Hadronischen Endzustands erfolgt unter Verwendung kombinierter Information der Kalorimeter und des *CTD* wie in [69]. Die Rekonstruktion der Ereignisvariablen $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ zur weiteren Charakterisierung des BGF-Prozesses erfolgt unter Zuhilfenahme der rekonstruierten Kinematik des D^*-Mesons, in DIS durch die erste und in γp durch die zweite Formel in Gleichung 4.5

$$\begin{aligned} z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}} &= \beta \left(1 + \frac{m_c^2 + 1,44\, p_t^{*2}}{z\,(1-z)\,Q^2} \right) \qquad (\mathrm{DIS})\ , \\ z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}} &= \frac{m_c^2 + 1,44\, p_t^{*2}}{z\,(1-z)\,y\,s\,x_{\mathrm{IP}}} \qquad\qquad (\ \gamma p\ )\ , \end{aligned} \tag{4.5}$$

wobei $m_c = 1,5\,\mathrm{GeV}$ der Masse des *charm* Quarks, $p_t^*(D^*)$ dem Transversal-Impuls des D^*-Mesons im γp-Ruhesystem [1] und

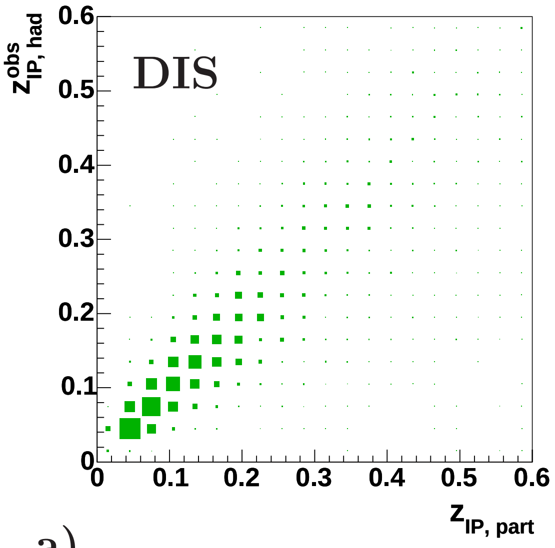
$$z = \frac{(E - p_z)_{D^*}^{\mathrm{lab}}}{2\,yE_e}$$

der Inelastizität des D^*-Mesons entspricht. Der Term $(E-p_z)_{D^*}^{\mathrm{lab}}$ bezieht sich dabei auf die Energie und den longitudinalen Impuls des rekonstruierten D^*-Mesons im Laborsystem. Die Korrelation zwischen der exakten Variablen z_{IP} aus Gleichung 2.6 auf Parton-Niveau und der angenäherten Größe $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ auf Hadron-Niveau in DIS und γp ist in Bild 4.9 dargestellt.

Simulation der Vorwärts-Detektoren

Die sukzessive Anwendung der oben beschriebenen Auswahl-Kriterien entspricht dem Übergang von inklusiver zu diffraktiver ep-Streuung. Die Simulation zur Beschreibung dieses Übergangs besteht aus allen in Teil 4.2 beschriebenen *Monte Carlo* Programmen in ihren jeweiligen Gültigkeitsbereichen. Die Anpassung Proton-dissoziativer Ereignisse erfolgt, in Übereinstimmung mit den inklusiven Messungen aus [19] unter der Annahme eines Produktionsverhältnisses Proton-elastischer zu Proton-dissoziativen Ereignissen von $1:1$ im betrachteten kinematischen Bereich von $M_{\mathrm{Y}} < 5\,\mathrm{GeV}$ und $|t| < 1\,\mathrm{GeV}^2$, wie es sich aus [26] ergibt. Um kinematische Überlappungen mit der inklusiven *Monte Carlo* Simulation zu vermeiden werden die diffraktiven Komponenten der Simulation auf einen Bereich von $x_{\mathrm{IP}} < 0,1$, $M_{\mathrm{Y}} < 5\,\mathrm{GeV}$ und $|t| < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und die inklusiven Komponenten der Simulation auf einen hierzu komplementären kinematischen Bereich eingeschränkt. Die Trennung der Systeme X und Y in der inklusiven Simulation erfolgt dabei, basierend auf der größten Rapiditäts-Lücke, auf dem Niveau stabiler Hadronen, wie in [70] beschrieben. Das Verhältnis nicht-diffraktiver zu diffraktiven Ereignissen in DIS und γp

[1] Der Faktor $1,44$ dient der Verbesserung der Korrelation zwischen dem Transversal-Impuls des *charm* Quarks und des D^*-Mesons.



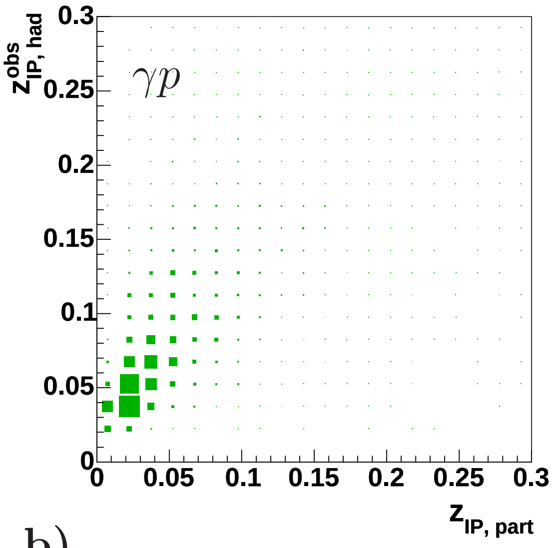


Bild 4.9: Korrelation zwischen z_{IP} auf Parton-Niveau und z_{IP}^{obs} in der Näherung aus Gleichung 4.5 auf Hadron-Niveau in DIS (a) und γp (b).

wird auf dem jeweiligen inklusiven Datensatz durch eine Histogramm-Anpassung an die in Bild 4.10a und 4.11a gezeigte gemessene η_{max}-Verteilung bestimmt. Die Beschreibung aller zur Auswahl diffraktiver Ereignisse verwendeten Vorwärts-Detektoren durch die Simulation in DIS und γp ist in Bild 4.10 und 4.11 gezeigt. Dargestellt ist die Verteilung der Ereignisvariablen η_{max} (a) auf dem entsprechenden inklusiven Datensatz, sowie die deponierte Gesamtenergie im PLUG-Kalorimeter (b), die Anzahl der Koinzidenzen in den ersten beiden (c) und der dritten (d) Doppellage des FMD und die Anzahl der angesprochenen Szintillations-Detektoren des PRT (e), nach sukzessiver Anwendung des jeweils vorhergehenden Auswahl-Kriteriums.

Der Einfluß strahlinduzierten Untergrunds und elektronischen Rauschens auf das PLUG-Kalorimeter und den FMD sind in der standardisierten Simulation des H1-Detektors nicht enthalten. Sie wurden daher, wie in Anhang A.1 beschrieben, unter Zuhilfenahme parallel zur Datennahme aufgezeichneter zufällig getriggerter Ereignisse abgeschätzt und mit den vorliegenden *Monte Carlo*-Verteilungen gefaltet. Weiterhin wurde zur Beschreibung der Treffer-Verteilung des PRT die Effizienz der verwendeten Szintillations-Detektoren, wie in Anhang A.2 beschrieben, auf einem unabhängigen nicht-diffraktiven Datensatz durch eine Umgewichtung an die Daten angepaßt. Die subdominante Reggeon-Komponente ist durch die rot schraffierte Fläche und der verbliebene Untergrund an nicht-diffraktiven Ereignissen durch die blau schraffierte Fläche gekennzeichnet. Zu sehen ist eine grobe, im Rahmen der evaluierten systematischen Unsicherheiten jedoch akzeptable Beschreibung aller Vorwärts-Detektoren mit den größten Abweichungen in der Verteilung der Koinzidenzen des FMD in DIS und der größten Werte der η_{max}-Verteilung sowie der Beschreibung des PLUG-Kalorimeters in γp. Beim Übergang von DIS zu γp ist tendenziell eine Verlagerung des Hadronischen Endzustandes in den Vorwärtsbereich des Detektors festzustellen, die in der Simulation jedoch leicht überschätzt wird.

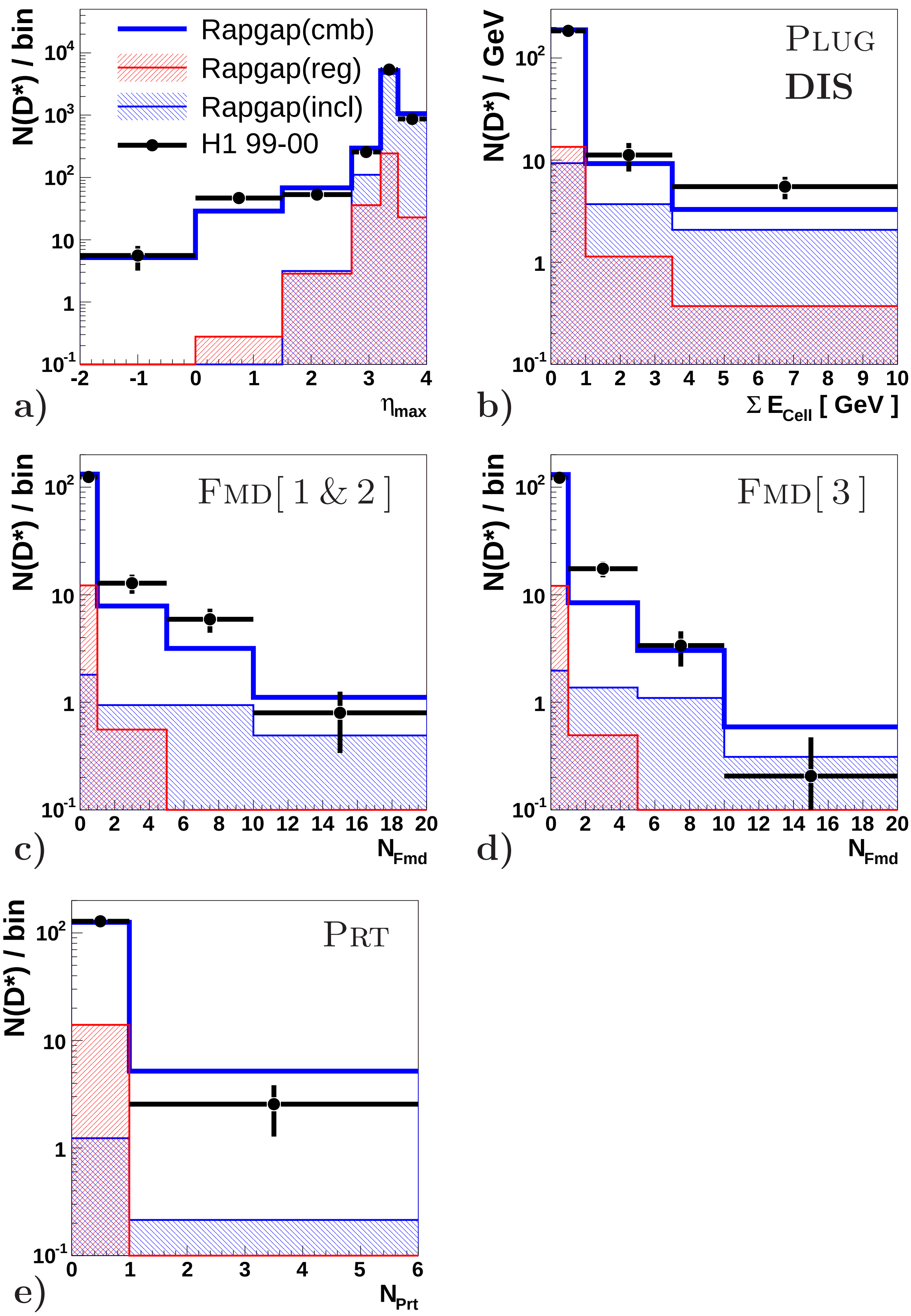


Bild 4.10: Beschreibung des *LAr* (η_{max}) (a) und des Plug-Kalorimeters ($\sum E_{\mathrm{Cell}}$) (b), der ersten beiden (c) und der dritten (d) Doppellage des Fmd (N_{Fmd}) und des Prt (N_{Prt}) nach sukzessiver Anwendung jedes vorhergehenden Auswahl-Kriteriums durch die Simulation in DIS.

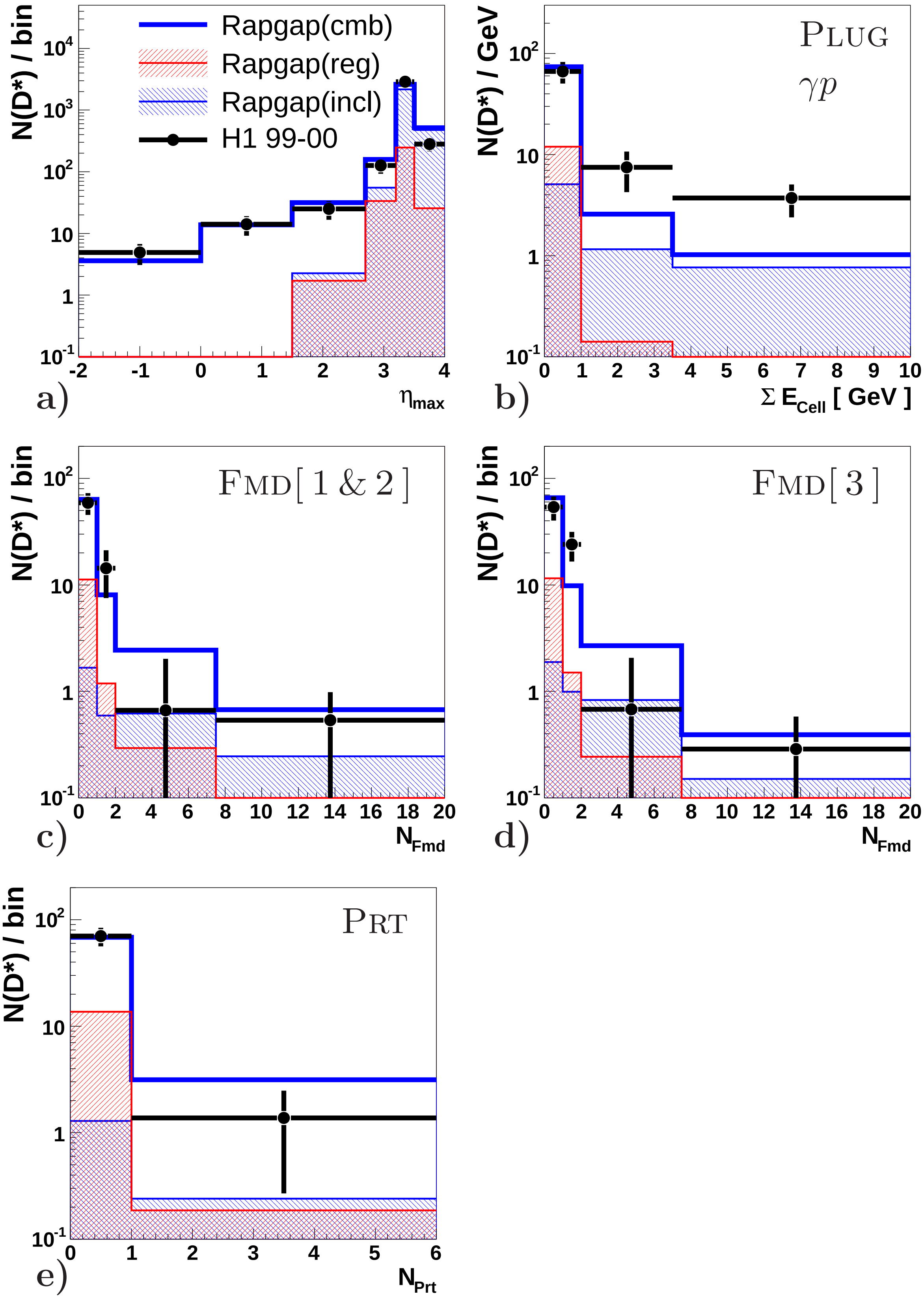


Bild 4.11: Beschreibung des *LAr* ($\eta_{\max}$) (a) und des PLUG-Kalorimeters ($\sum E_{\text{Cell}}$) (b), der ersten beiden (c) und der dritten (d) Doppellage des FMD (N_{Fmd}) und des PRT (N_{Prt}) nach sukzessiver Anwendung jedes vorhergehenden Auswahl-Kriteriums durch die Simulation in γp.

Signal-Zusammensetzung

Die Anzahl Untergrund-freier D^*-Mesonen, wie sie sich nach sukzessiver Anwendung der oben beschriebenen Auswahl-Kriterien in DIS und γp ergibt, ist in Tabelle 4.2 angegeben. Ebenfalls angegeben ist die Zusammensetzung des resultierenden Signals nach Anwendung aller Auswahl-Kriterien in DIS und γp. Der Anteil nicht-diffraktiver Ereignisse liegt dabei bei $< 1\%$ in DIS und bei $\approx 2\%$ in γp. Der Anteil der in den massiven NLO Rechnungen berücksichtigten *resolved* Komponente am diffraktiven (Pomeron-) Signal in γp beträgt, in der LO Simulation etwa 14% und ist, wie in Bild 4.12a-c gezeigt im wesentlichen auf kleine Werte von $p_t(D^*)$ und $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$, sowie auf große Werte von $\eta(D^*)$ und x_{IP} konzentriert. Für $\log(x_{\mathrm{IP}}) < -2,2$ beträgt der *direct*-Anteil in der Simulation über 80% und für $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}} > 0,45$ nahezu 100%.

Auswahl-Niveau	$N(D^*)$/DIS	$N(D^*)/\gamma p$
Inklusiv	2330 ± 73	1128 ± 78
Nach η_{max}	273 ± 24	123 ± 21
Nach E_{Plug}	213 ± 21	85 ± 18
Nach N_{Fmd}	141 ± 17	77 ± 15
Nach N_{Prt}	122 ± 15	70 ± 14

Signal-Anteil	DIS	γp
Pomeron	$0,61$	$0,51$
Pdis(acc)	$0,13$	$0,12$
Pdis(rej)	$0,15$	$0,14$
Reggeon	$0,10$	$0,21$
Inklusiv	$< 0,01$	$0,02$

Diff. Signal in γp	
direct	$0,56$
resolved	$0,14$
excitation	$0,30$

Tabelle 4.2: Anzahl an D^*-Mesonen nach sukzessiver Anwendung aller Auswahl-Kriterien für diffraktive Ereignisse in DIS und γp (*links*) und die, aus der Simulation erwartete Signal-Zusammensetzung, nach Anwendung der vollständigen Ereignis-Auswahl (*rechts*). Mit *Pdis(rej/acc)* ist der Anteil Proton-dissoziativer Ereignisse am Gesamtsignal bezeichnet, die aufgrund ihrer invarianten Masse noch, oder nicht mehr zum sichtbaren Bereich der Messung gezählt werden. Ebenfalls gezeigt ist die Zusammensetzung des diffraktiven Signals in γp, durch die, in der Simulation verwendeten Prozesse *direct*, *resolved* und *charm excitation*.

Die ΔM-Verteilung aller D^*-Meson Kandidaten nach der vollständigen Auswahl diffraktiver Ereignisse in DIS und γp ist in Bild 4.13a und b gezeigt. Die Anpassung ergibt eine Untergrund-freie Anzahl von 122 ± 15 D^*-Mesonen in DIS und von 70 ± 13 in γp.
Um eine geeignet hohe Rekonstruktions-Effizienz zu gewährleisten, wird der sichtbare Bereich der Messung zusätzlich auf Ereignisse mit $x_{\mathrm{IP}} < 0.04$ eingeschränkt. Eine Übersicht über die angewandten Auswahl-Kriterien und ihre Effizienz für alle, in der Simulation betrachteten Ereignis-Komponenten ist in Tabelle 4.3 angegeben. Die stärkste Effizienz zur Trennung von Signal und Untergrund beruht bereits auf der Einschränkung auf Ereignisse mit $\eta_{max} < 3,2$. Die Reduktion Proton-dissoziativer Ereignisse mit $M_{\mathrm{Y}} > 1,6\,\mathrm{GeV}$ erfolgt vorwiegend durch die FMD-Auswahl. Die effiziente und robuste Auswahl diffraktiver Ereignisse besteht jedoch wesentlich aufgrund des Zusammenspiels aller, zum Teil redundanten, Auswahl-Kriterien zur Minimierung systematischer Unsicherheiten. Die Gesamteffizienz aller, untereinander korrelierten Auswahl-Kriterien für das diffraktive (Pomeron-) Signal beträgt 83% in DIS und γp.

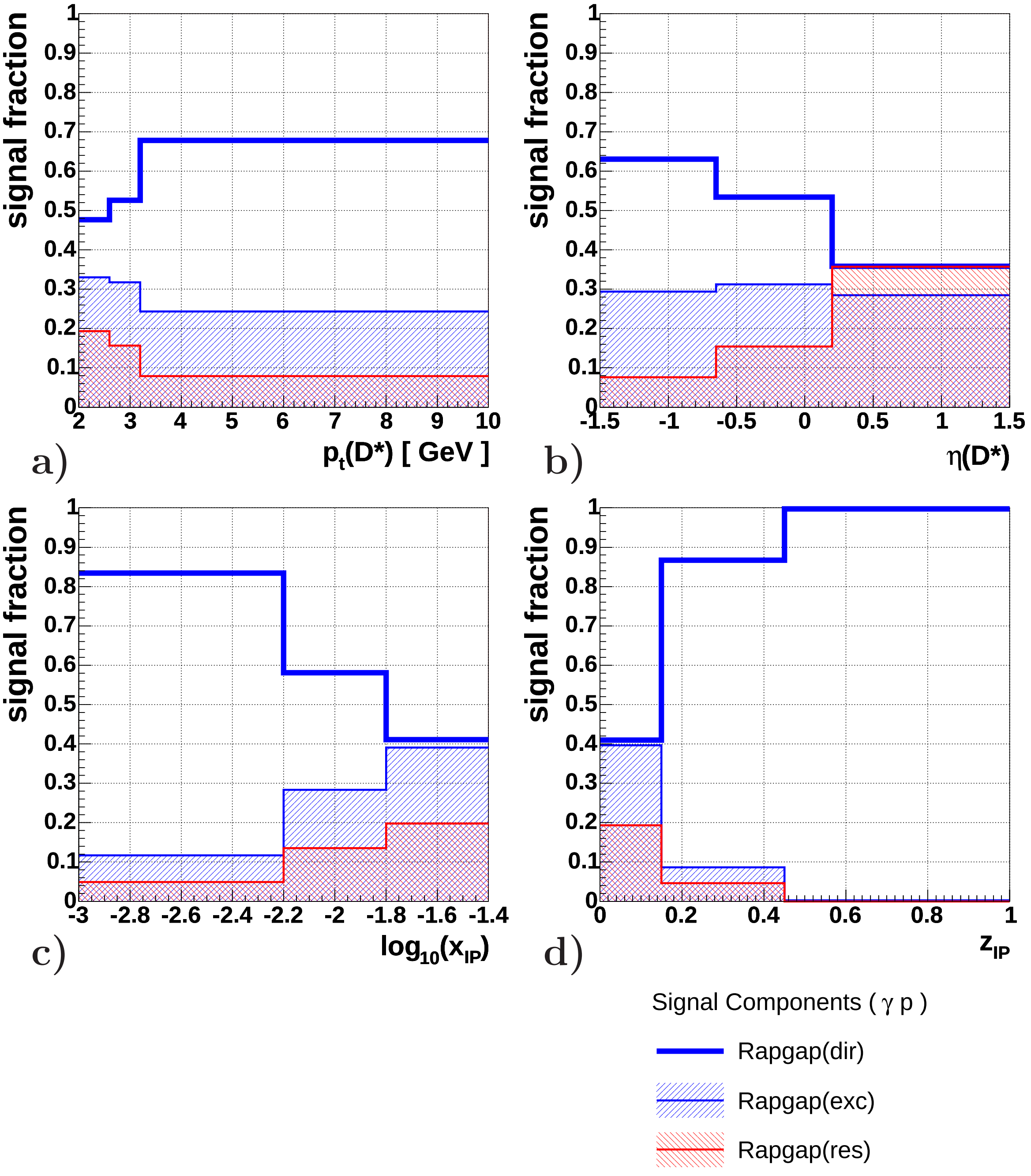


Bild 4.12: Zusammensetzung des diffraktiven Signals, nach Anwendung aller Auswahl-Kriterien in γp als Funktion von p_t (a) und η (b) des D^*-Mesons, sowie der diffraktiven Ereignisvariablen x_{IP} (c) und $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ (d). Selbst unter Berücksichtigung eines Beitrags aus *charm excitation* ist der für diese Messung relevante Bereich bei kleinen Werten von x_{IP} und großen Werten von $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ durch den *direct*-Anteil am Signal dominiert.

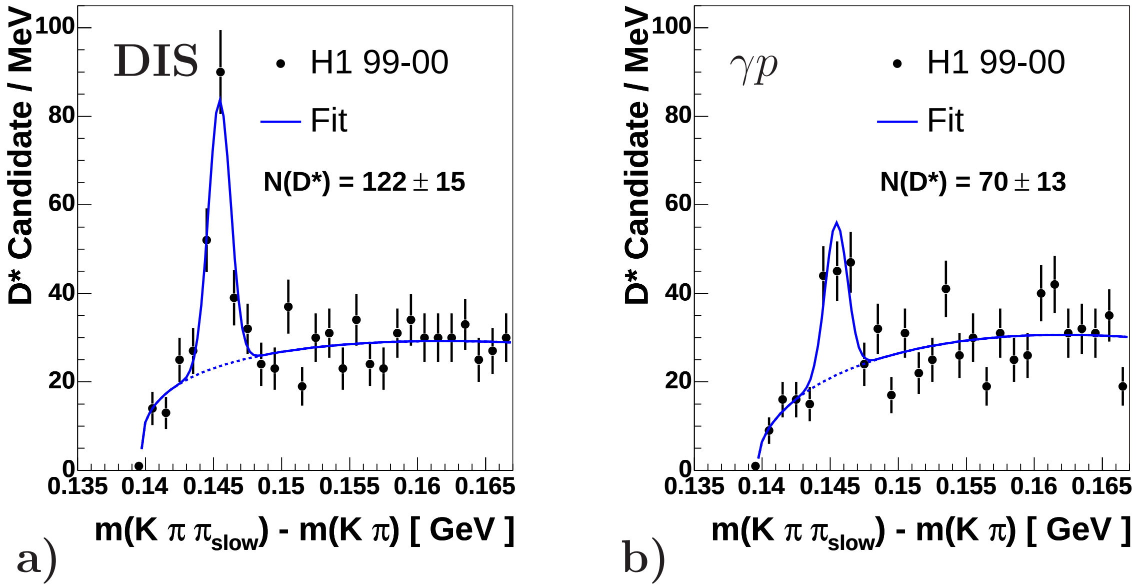


Bild 4.13: ΔM-Verteilung aller D^*-Meson Kandidaten nach der Auswahl diffraktiver Ereignisse in DIS (a) und γp (b). Die blaue Kurve kennzeichnet das Ergebnis der Anpassung aus Teil 4.1.

Auswahl diffraktiver Ereignisse
$\eta_{\text{max}} < 3,2$
$\sum E_{\text{Cell}} < 3,5\,\text{GeV}$
$N_{\text{Fmd}}[\,1\,\&\,2\,] < 1\ \&\ N_{\text{Fmd}}[\,3\,] < 1$
$N_{\text{Prt}} < 1$

	ϵ_{incl}	ϵ_{pdis}	ϵ_{reg}	ϵ_{pom}
LAr	0.12	0.86	0.71	0.90
PLUG	0.25	0.91	0.93	0.97
FMD	0.13	0.56	0.90	0.95
PRT	0.75	0.73	0.99	0.97
Σ	< 0.01	0.33	0.62	0.83

Tabelle 4.3: Auswahl diffraktiver Ereignisse in DIS und γp (*links*) und Effizienz für alle in der Simulation betrachteten Ereignis-Komponenten, exemplarisch dargestellt für Ereignisse in DIS (*rechts*). Dabei bezeichnet ϵ_{pdis} die Effizienz für Proton-dissoziative Ereignisse mit $M_{\text{Y}} > 1,6\,\text{GeV}$. Σ bezeichnet die Gesamteffizienz aller, untereinander korrelierten Auswahl-Kriterien für die jeweilige Komponente der Simulation.

Kontrollverteilungen

Die Beschreibung der Kinematik diffraktiver D^*-Mesonen durch die *Monte Carlo* Simulation in DIS und γp ist in Bild 4.14 bis 4.16 gezeigt. Dargestellt sind die Ereignisvariablen Q^2 (in DIS) und y, die p_t-, η- und ϕ-Verteilung des D^*-Mesons und die Verteilung der diffraktiven Ereignisvariablen x_{IP}. Die subdominante Komponente des Reggeon-Anteils am diffraktiven Austausch in Bild 4.14 und 4.15 ist durch die rot schraffierte Kurve gekennzeichnet. Für γp ist in Bild 4.16 zusätzlich die Zusammensetzung des Signals aus den Anteilen für *direct*, *resolved* und *charm excitation* gezeigt. Die diffraktive Simulation setzt sich dabei aus Pomeron- und Reggeon-Anteilen zusammen. Die Verteilungen der jeweiligen *Monte Carlo* Simulationen wurden dabei auf die integrierte Anzahl der gemessenen D^*-Mesonen normiert. Zu sehen ist eine innerhalb der statistischen Signifikanz der Daten gute Übereinstimmung aller Verteilungen in beiden kinematischen Bereichen, insbesondere in DIS, mit einer leichten Tendenz zu einem flacheren Verlauf der gemessenen x_{IP}-Verteilung. Der *resolved*-Anteil in Bild 4.16 erscheint aufgrund der etwas anderen Signal-Zusammensetzung des Reggeon-Anteils etwas größer, als für den Pomeron-Anteil allein betrachtet.

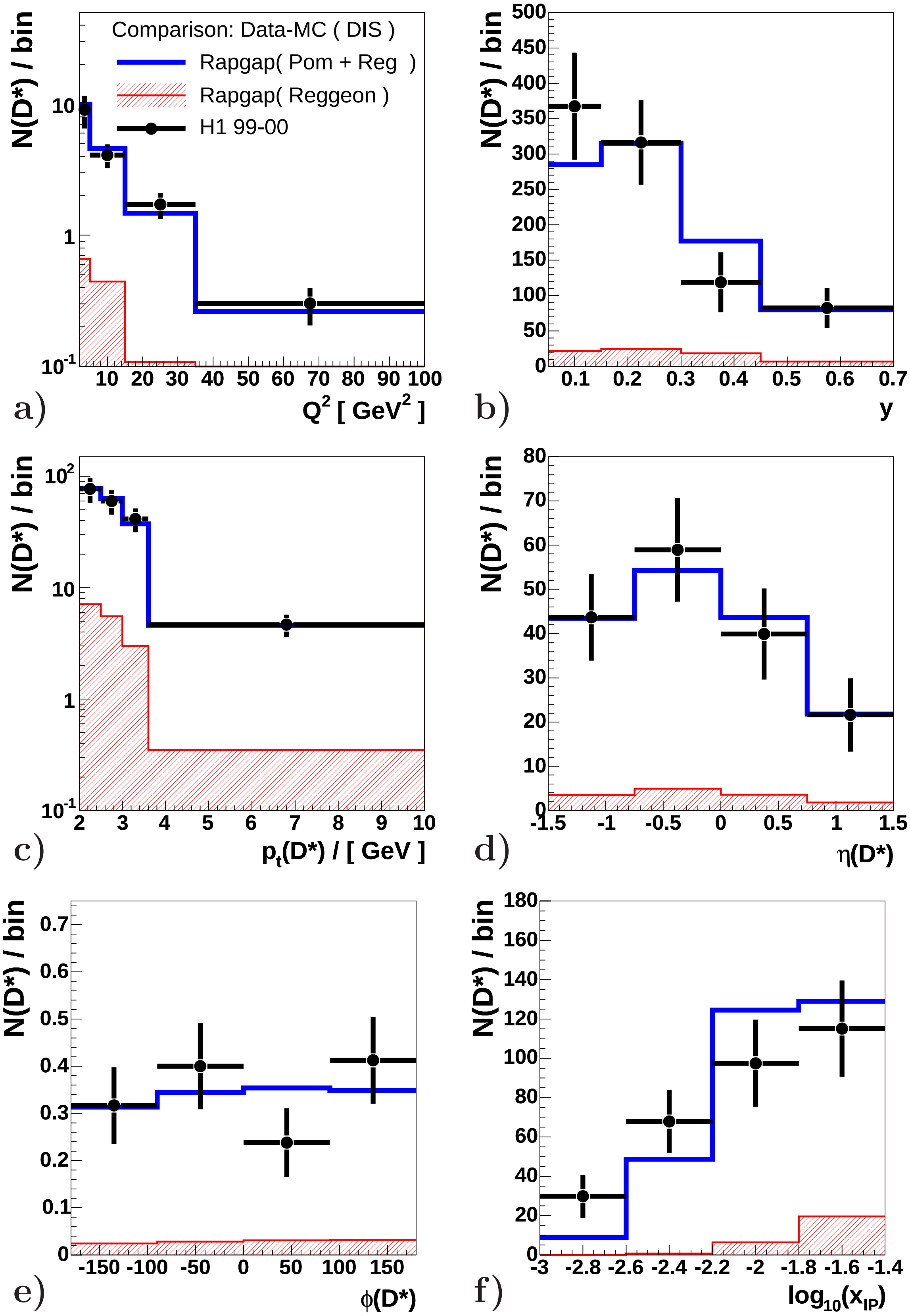


Bild 4.14: Beschreibung der Kinematik diffraktiver D^*-Mesonen in DIS. Gezeigt sind die Ereignisvariablen Q^2 und y (a und b), die p_t-, η- und ϕ-Verteilung des D^*-Mesons (c-e) und die Verteilung der Ereignisvariablen $x_{\rm IP}$ (f).

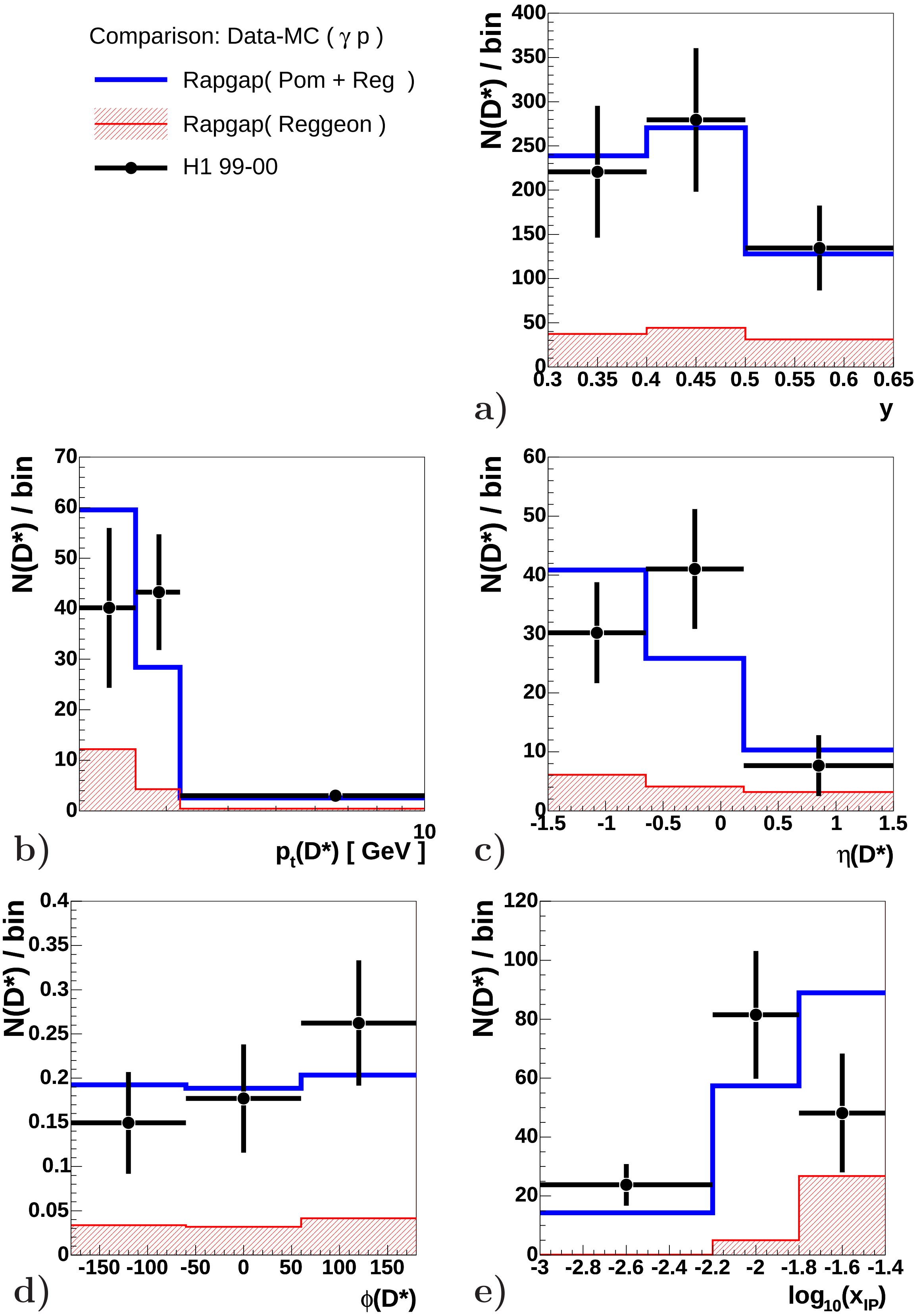


Bild 4.15: Beschreibung der Kinematik diffraktiver D^*-Mesonen in γp. Gezeigt sind die Ereignisvariable y (a), die p_t-, η- und ϕ-Verteilung des D^*-Mesons (b-d) und die Verteilung der Ereignisvariablen x_{IP} (e).

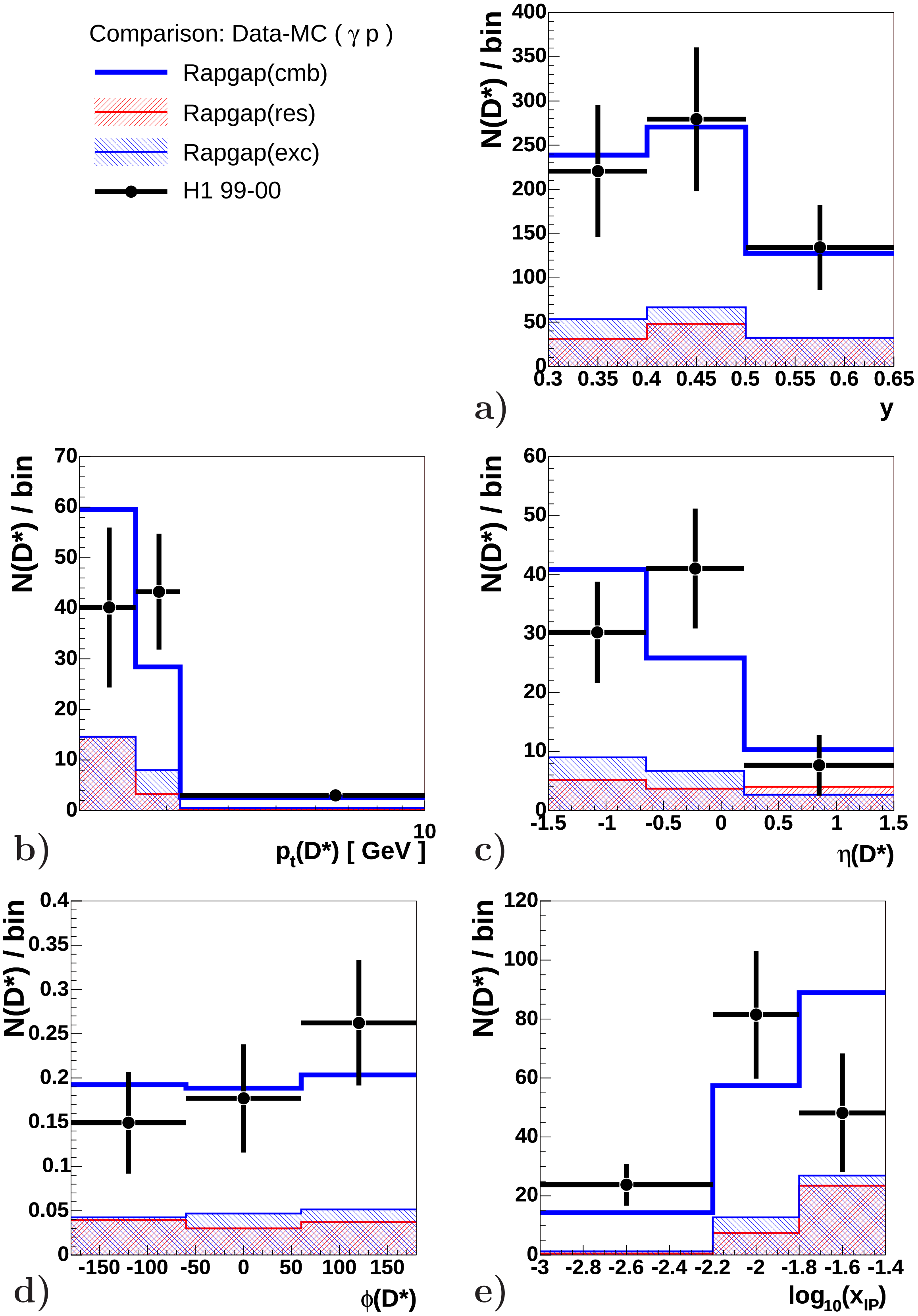


Bild 4.16: Beschreibung der Kinematik diffraktiver D^*-Mesonen in γp wie für Bild 4.15. Gezeigt ist die Zusammensetzung aus den Signal-Anteilen für *direct*, *resolved* und *charm excitation*. Hierzu wurden der Pomeron- und Reggeon-Anteil am Signal zusammengefaßt.

Kapitel 5

Bestimmung von Wirkungsquerschnitten in DIS und γp

Der sichtbare Bereich für die Messung des integrierten Wirkungsquerschnitts in DIS und γp ist in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die Berechnung erfolgt nach

$$\frac{d\sigma}{dX} = \frac{N_{\mathrm{rec}} \cdot (1-r)}{\mathcal{L} \cdot \epsilon_{\mathrm{rec}} \cdot BR} \cdot P_{\mathrm{Pdis}} \cdot C_{\mathrm{Noise}}^{\mathrm{Plug}} \cdot C_{\mathrm{Noise}}^{\mathrm{Fmd}},$$

wobei N_{rec} der Anzahl Untergrund-freier D^*-Mesonen aus der in Teil 4.1 beschriebenen Anpassung an die jeweilige ΔM-Verteilung, $\mathcal{L}$ der integrierten Luminosität, BR dem Verzweigungsverhältnis von $D^* \to K\,\pi\,\pi_s$ aus [27] und ϵ_{rec} der aus der Simulation bestimmten Rekonstruktions-Effizienz entspricht. Die Variable r, die den Anteil der Ereignisse aus Massen-Reflexionen bezeichnet, wurde in [71] zu $(3,5\pm 1,5)\%$ abgeschätzt. Die Korrekturfaktoren $C_{\mathrm{Noise}}^{\mathrm{Plug}}$ und $C_{\mathrm{Noise}}^{\mathrm{Fmd}}$ ergeben sich aus der Berücksichtigung elektronischen Rauschens und strahlinduzierten Untergrunds im Plug-Kalorimeter und im Fmd, die in der standardisierten Simulation des H1-Detektors nicht enthalten sind und, wie in Anhang A.1 beschrieben, aus parallel zur Datennahme aufgenommenen, zufällig getriggerten Daten abgeschätzt wurden. Der Faktor P_{Pdis} entspricht einer Korrektur des Wirkungsquerschnitts auf Netto-Migrationseffekte von Proton-dissoziativen Ereignissen mit $M_Y < 5$GeV in und aus dem sichtbaren Bereich von $M_{\mathrm{Y}} < 1,6\,\mathrm{GeV}$ und $|t| < 1\,\mathrm{GeV}^2$, die mit Hilfe von Rapgap in einem Proton-dissoziativen Modus abgeschätzt wurde. In DIS erfolgt eine zusätzliche Korrektur der Wirkungsquerschnitte auf radiative Effekte der QED, die mit Hilfe einer Schnittstelle an das Simulations-Programm Heracles abgeschätzt wurden. Die angegebenen Wirkungsquerschnitte gelten auf Born-Niveau. Für den sichtbaren Bereich beträgt die Korrektur $C_{\mathrm{QED}} = 0,96$. Für differentielle Verteilungen liegt sie allgemein unter 10% und ist am größten für kleine Werte von y und große Werte von $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$. Differentielle Wirkungsquerschnitte werden zusätzlich durch die *bin*-Breite des entsprechenden Histogramms geteilt.

Im folgenden werden zu erst die Rekonstruktions-Effizienz, die Signal-Stabilität und die Signal-Reinheit der differentiellen Wirkungsquerschnitte diskutiert. Anschließend erfolgt die Beschreibung der Korrektur auf Netto-Migrationen Proton-dissoziativer Ereignisse, die Angabe statistischer und systematischer Unsicherheiten der Messung und die Berechnung

Inklusive Ereignis-Kinematik in DIS	in γp
$2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$	$Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$
$0,05 < y < 0,7$	$0,3 < y < 0,65$

Diffraktiv	$x_{\mathrm{IP}} < 0,04$ $M_{\mathrm{Y}} < 1,6\,\mathrm{GeV}$ $\|\,t\,\| < 1\,\mathrm{GeV}^2$

D^*-Meson	$p_t(D^*) > 2\,\mathrm{GeV}$ $\|\eta(D^*)\| < 1,5$

Tabelle 5.1: Zusammenfassung des sichtbaren Bereichs der Messung in DIS und γp. Der sichtbare Bereich der diffraktiven Streuung (rechts oben) und des D^*-Mesons (rechts unten) ist in beiden kinematischen Bereichen gleich.

des integrierten Wirkungsquerschnitts im sichtbaren Bereich in DIS und γp. Ein Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Vorhersagen der QCD in NLO erfolgt in Kapitel 6.

5.1 Signal-Stabilität und Rekonstruktions-Effizienz

Zur Darstellung differentieller Wirkungsquerschnitte wird der betrachtete kinematische Bereich in Histogramme zu 3 und 4 *bins* unterteilt. Die Anzahl der *bins* und die Wahl der *bin*-Breiten erfolgt unter Berücksichtigung ausreichender Statistik zur Anpassung an die ΔM-Verteilung der D^*-Meson Kandidaten und ausreichend hoher Rekonstruktions-Effizienz, Signal-Stabilität und Signal-Reinheit [1].
Zur Korrektur von Energieverlusten in nicht-sensitivem Material, vor den Kalorimetern wurde der Vierervektor des zentral rekonstruierten Systems X, in Übereinstimmung mit der inklusiven Messung in [19] mit einem Kalibrations-Faktor von $\kappa = 1,25$ versehen. Die Korrelation zwischen dem Niveau stabiler Hadronen und der Rekonstruktion, für einige, für die Messung charakteristische Größen in DIS und γp, ist in Bild 5.1 gezeigt. Sie wird durch die Stabilität (*stability*) und die Reinheit (*purity*) der Messung charakterisiert, die durch die Simulation abgeschätzt werden und durch

$$P_{\mathrm{Stab}} = \frac{N(\mathrm{rec\&had})}{N(\mathrm{rec})}\ , \qquad P_{\mathrm{Pure}} = \frac{N(\mathrm{rec\&had})}{N(\mathrm{had})}$$

gegeben sind. Dabei bezeichnen $N(\mathrm{rec})$ und $N(\mathrm{had})$ die Anzahl rekonstruierter und auf dem Niveau stabiler Hadronen generierter D^*-Mesonen in einem gegebenen *bin* und $N(\mathrm{rec\&had})$ die Anzahl rekonstruierter D^*-Mesonen, die im gleichen *bin* rekonstruiert wurden, in dem sie generiert wurden. In den gewählten *bins* gilt für alle betrachteten Variablen $P_{\mathrm{Stab}} \gtrapprox 0,8$ und $P_{\mathrm{Pure}} \gtrapprox 0,6$ mit den niedrigsten Werten für die Signal-Reinheit im höchsten *bin* in der $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$-Verteilung und im niedrigsten *bin* in der y-Verteilung in DIS. Die Rekonstruktions-Effizienz ϵ_{rec} in DIS und γp wurde aus der Simulation diffraktiver Ereignisse mit RAPGAP bestimmt. Sie beinhaltet Detektor-Akzeptanz, Spur-Rekonstruktion, Effizienz des Rekonstruktions-Algorithmus und Triggereffizienz. Die Simulation der Spur- und Vertexemelente der *subtrigger* S61 (in DIS) und S83 (in γp) wurde, sowohl auf dem inklusiven, als auch auf dem diffraktiven Datensatz, mit Hilfe unabhängiger Monitor*trigger*

[1] Die ΔM-Verteilung aller *bins* der in Kapitel 6 gezeigten differentiellen Wirkungsquerschnitte ist in Anhang B gezeigt.

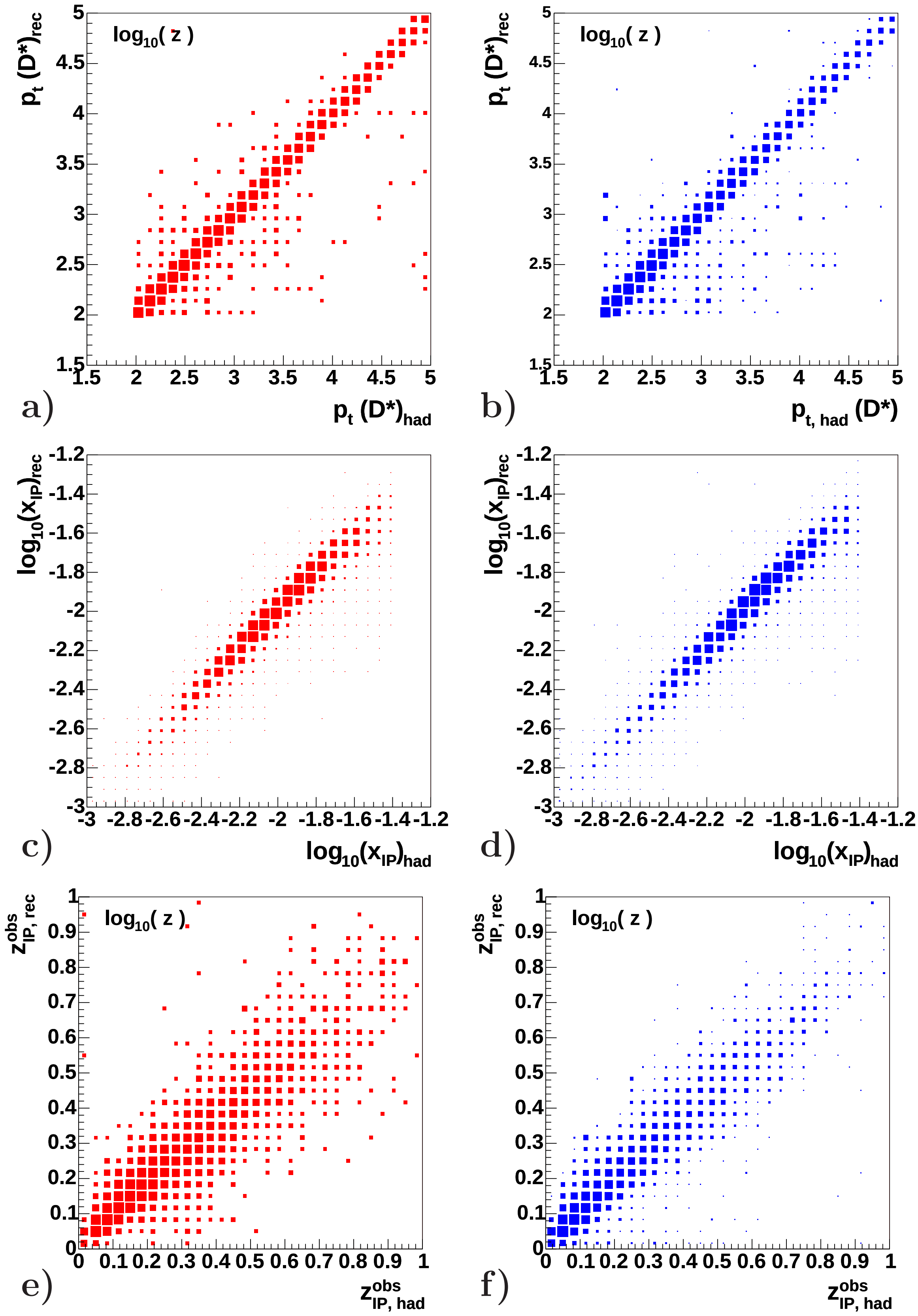


Bild 5.1: Korrelation zwischen Rekonstruktions-Niveau und dem Niveau stabiler Hadronen für $p_t(D^*)$ (a, b), $\log_{10}(x_{\mathrm{IP}})$ (c, d), und $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ (e, f) jeweils in DIS (links) und γp (rechts). Für $p_t(D^*)$ und $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ wurden die Einträge auf der z-Achse logarithmiert.

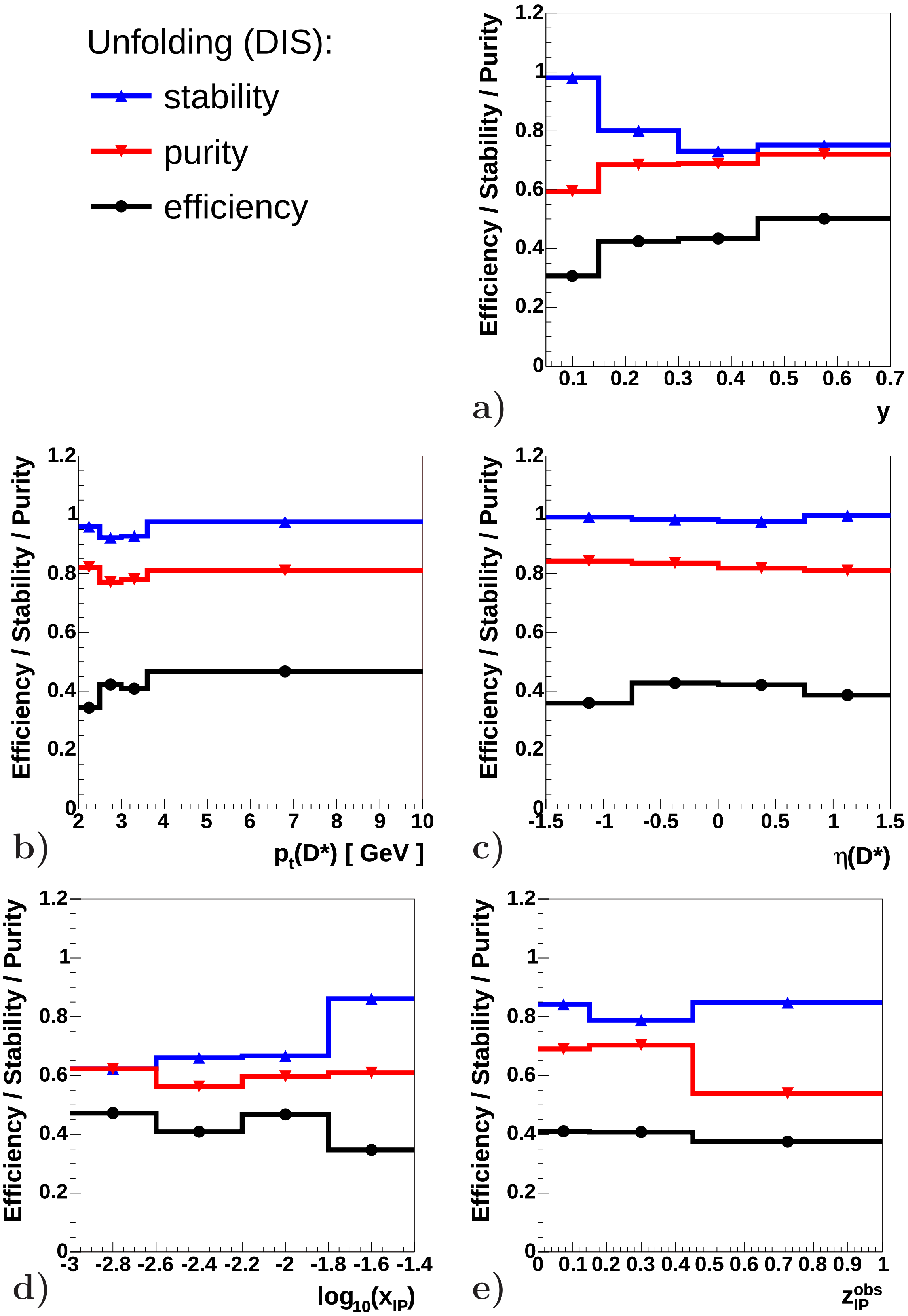


Bild 5.2: Signal-Stabilität, Signal-Reinheit und Rekonstruktions-Effizienz für Größen der inklusiven Ereignis-Kinematik (a), der D^*-Kinematik (b, c) und der diffraktiven Ereignis-Kinematik (d, e) in DIS.

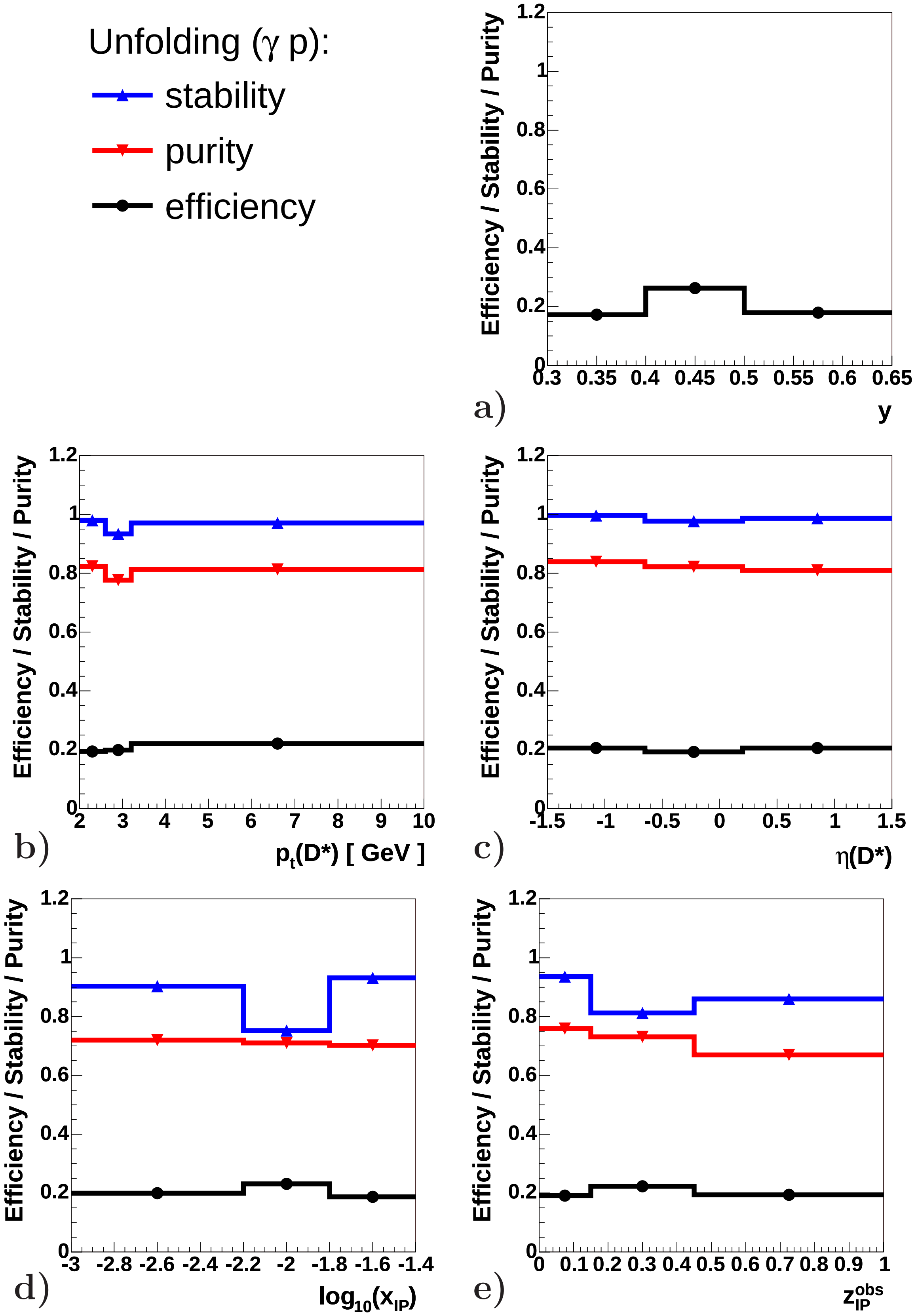


Bild 5.3: Signal-Stabilität, Signal-Reinheit und Rekonstruktions-Effizienz für charakteristische Größen der Messung, wie in Bild 5.2 in γp. Aufgrund der Parametrisierung der Akzeptanz des ETAG-Kalorimeters ist die Signal-Stabilität und -Reinheit in y für die Messung nicht zugänglich.

überprüft und in beiden kinematischen Bereichen, innerhalb einer tolerierten Unsicherheit von ±3% (in DIS) und ±5% (in γp) eine gute Übereinstimmung der Simulation mit der Messung festgestellt [72]. Eine genauere Diskussion folgt bei der Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten in Abschnitt 5.4. Die Rekonstruktions-Effizienz, Signal-Stabilität und Signal-Reinheit einiger für die Messung charakteristischer Größen in DIS und γp sind in Bild 5.2 und 5.3 dargestellt.

5.2 Migrations-Korrekturen für Proton-dissoziative Ereignisse

Die Auswahl diffraktiver Ereignis-Signaturen erfolgt nicht durch den direkten Nachweis des elastisch gestreuten Protons, sondern - wie in Kapitel 4 beschrieben - indirekt durch die Rekonstruktion einer Rapiditäts-Lücke zwischen dem zentral detektierten System X und dem System Y des auslaufenden Protons. Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, daß das gestreute Proton bei der Wechselwirkung in einen angeregten Zustand übergeht und schließlich dissoziiert. Selbst unter Zuhilfenahme aller im Vorwärtsbereich von H1 verfügbaren Detektoren erweist sich eine klare Trennung Proton-dissoziativer und Proton-elastischer Ereignisse als unmöglich.

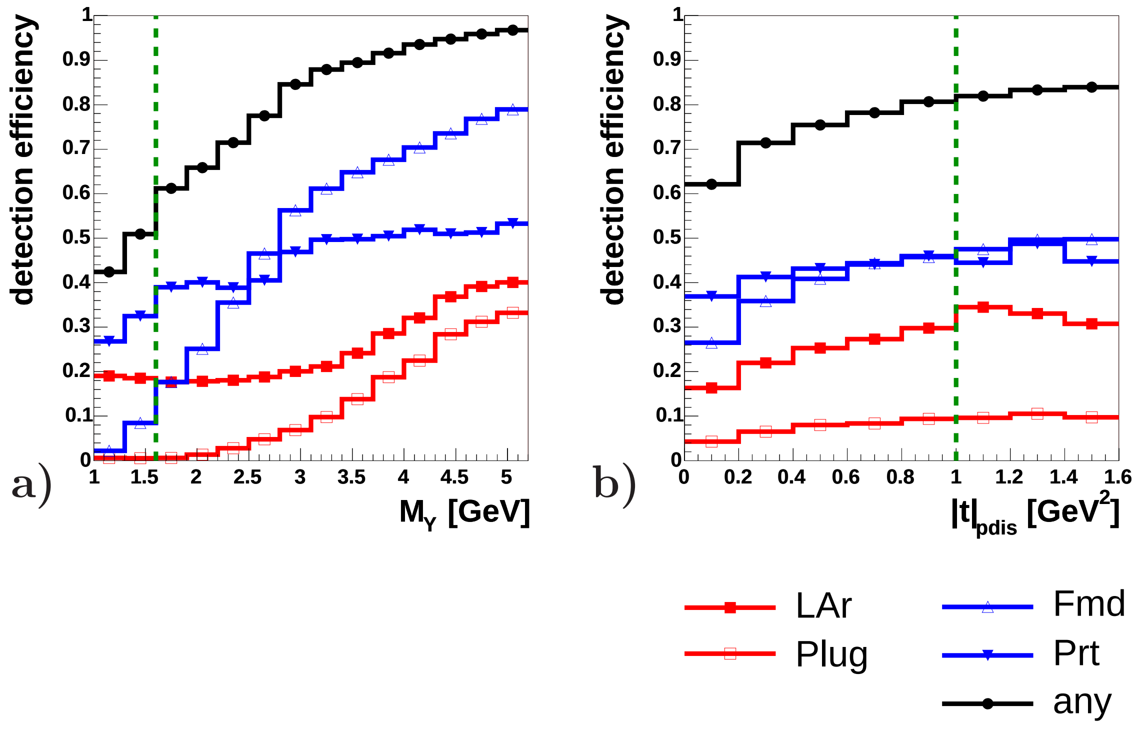


Bild 5.4: Nachweis-Effizienz der, in der Ereignis-Auswahl verwendeten Vorwärts-Detektoren in Abhängigkeit des quadrierten Impulsübertrags $|t|$ am Protonvertex und der invarianten Masse M_Y des Proton-dissoziativen Systems Y, für jeden Detektor einzeln und in der Kombination aller Detektoren (*any*). Die gestrichelte Linie kennzeichnet den sichtbaren Bereich der Messung.

In Bild 5.4 ist die Nachweis-Effizienz aller in der Auswahl enthaltenen Vorwärts-Detektoren für Proton-dissoziative Ereignisse als Funktion der invarianten Masse des Proton-dissoziativen Systems M_{Y} und des quadrierten Impulsübertrags am Protonvertex $|t|$ gezeigt, wobei die mit *any* bezeichnete Kurze dem Nachweis Proton-dissoziativer Ereignisse unter Zuhilfenahme aller Vorwärts-Detektoren entspricht. Allgemein werden Ereignisse mit kleinen Werten von M_{Y} durch den PRT und Ereignisse mit großen Werten von M_{Y} durch den FMD am effizientesten nachgewiesen. Es ist jedoch ein deutlicher Einbruch der Nachweis-Effizienz, vor allem für Proton-dissoziative Ereignisse mit $M_{\mathrm{Y}} < 3\,\mathrm{GeV}$, zu erkennen. Zur Vergleichbarkeit der Messung mit früheren Messungen bei H1 und um große Extrapolations-Faktoren und damit verbundene Modell-Unsicherheiten zu vermeiden, wurde der sichtbare Bereich der Messung daher auf $|t| < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und Proton-dissoziative Ereignisse mit $M_{\mathrm{Y}} < 1,6\,\mathrm{GeV}$ erweitert. Wie in Bild 5.4a zu sehen, liegt eine deutliche Migration von Ereignissen sowohl in, als auch aus dem sichtbaren Bereich der Messung vor (entsprechend den jeweiligen Flächen ober- und unterhalb der Kurve der Gesamt-Effizienz), die von den eingehenden Verteilungen der Proton-dissoziativen Ereignisse in M_{Y} und $|t|$ abhängt. Die Korrektur auf die Detektor-Akzeptanz für Proton-dissoziative Ereignisse im sichtbaren Bereich erfolgt unter Berücksichtigung beider Migrationseffekte durch die Berechnung der Netto-Migration

$$P_{\mathrm{pdis}} = \frac{N^{\mathrm{gen}}_{\mathrm{elas}} + N^{\mathrm{gen}}_{\mathrm{pdis}}(M_{\mathrm{Y}} < 1,6\,\mathrm{GeV})}{N^{\mathrm{gen}}_{\mathrm{elas}} + N^{\mathrm{gen}}_{\mathrm{pdis}}(\mathrm{untagged})},$$

die allein den Nachweis des Proton-dissoziativen Systems Y durch die Vorwärts-Detektor Auswahl in der Rekonstruktion berücksichtigt. Dabei entsprechen $N^{\mathrm{gen}}_{\mathrm{pdis}}(M_{\mathrm{Y}} < 1,6\,\mathrm{GeV})$ und $N^{\mathrm{gen}}_{\mathrm{elas}}$ der generierten Anzahl Proton-dissoziativer und Proton-Elastischer Ereignisse im sichtbaren Bereich der Messung, auf dem Niveau stabiler Hadronen und $N^{\mathrm{gen}}_{\mathrm{pdis}}(\mathrm{untagged})$ der generierten Anzahl Proton-dissoziativer Ereignisse, ebenfalls auf dem Niveau stabiler Hadronen, die nach Simulation und Rekonstruktion nicht durch die Vorwärts-Detektor Auswahl als Proton-dissoziativ nachgewiesen wurden. Die Berechnung von P_{Pdis} erfolgt unter der Annahme, daß die Rekonstruktions-Effizienz des im Zentral-Detektor rekonstruierten Systems X für Proton-dissoziative und Proton-elastische Ereignisse gleich ist, und eines Verhältnisses Proton-dissoziativer zu Proton-elastischen Ereignissen von $1:1$, was durch die inklusiveren Messungen in [19, 26] motiviert ist. Integriert über den sichtbaren Bereich beträgt der Korrekturfaktor $P_{\mathrm{pdis}} = 1/1.03$ in beiden kinematischen Bereichen, was einem leichten Überschuß der Migrationen *in* den sichtbaren Bereich, gegenüber Migrationen *aus* dem sichtbaren Bereich entspricht. Er weist eine leicht ansteigende Tendenz in x_{IP} und eine abfallende Tendenz in $z^{\mathrm{obs}}_{\mathrm{IP}}$ (und β in DIS) auf und ist in allen übrigen kinematischen Variablen flach verteilt.

Die Abhängigkeit des Korrekturfaktors P_{pdis} von x_{IP} erscheint zunächst überraschend und legt den Verdacht nahe, daß der Nachweis der Proton-dissoziativen Ereignisse durch die Vorwärts-Detektor Auswahl nicht immer wie gewünscht durch das dissoziative System Y, sondern in seltenen Fällen auch durch Hadronen des zentral detektierten Systems X erfolgt. Solche Verluste sind in der Berechnung der Effizienz-Korrektur ϵ_{rec} bereits berücksichtigt und würden zu einer Mehrfach-Berücksichtigung führen. Um Verluste dieser Art bei der Berechnung von P_{Pdis} ausschließen zu können, wurden auf einem reduzierten Datensatz, nur Ereignisse betrachtet, bei denen das zentral detektierte System X bereits auf dem Niveau stabiler Hadronen auf Bereiche von $\eta < 3.2$ beschränkt ist, wodurch sich nur geringe quantitative und keine qualitativen Veränderungen der P_{pdis}-Abhängigkeit von x_{IP} ergeben. Der quantitative Unterschied beider Berechnungen wird in der Evaluation der systematischen Unsicherheiten berücksichtigt.

5.3 Statistische und systematische Unsicherheiten

Die statistischen Unsicherheiten der integrierten und differentiellen Messungen ergeben sich aus der Anpassung an die jeweilige ΔM-Verteilung. Für die integrierten Wirkungsquerschnitte liegen sie bei 12% (in DIS) und 19% (in γp). Für die differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen $\approx$15% und $\approx$30% in beiden kinematischen Bereichen. Die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten erfolgt durch die Variation der in die Messung eingehenden Verteilungen und Parameter innerhalb ihrer Fehler, wobei die nachfolgenden Unsicherheiten für die differentiellen Verteilungen jeweils von *bin* zu *bin* bestimmt wurden:

- Die Energie des gestreuten Positrons im *SpaCal* ist bis auf $\pm 2,5\%$ bestimmt, für das ETAG-Kalorimeter beträgt diese Unsicherheit $\pm 3\%$. Die Variation der rekonstruierten Energie des gestreuten Positrons innerhalb dieser Grenzen führt zu einer Änderung des integrierten Wirkungsquerschnitts von $\pm 5\%$ in DIS und $\pm 2\%$ in γp. Der Winkel des gestreuten Positrons in DIS ist bis auf ± 1 mrad genau bestimmt. Eine Variation innerhalb dieser Grenzen führt zu einer weiteren Unsicherheit des integrierten Wirkungsquerschnitts von $\pm 1\%$ in DIS.

- Die Kalibration des Hadronischen Endzustandes ist nur auf $\pm 4\%$ genau bestimmt. Eine Variation des Vierervektors des rekonstruierten Hadronischen Endzustands um diesen Betrag führt zu einer Unsicherheit des integrierten Wirkungsquerschnitts von $\pm 2\%$ in DIS und $\pm 1\%$ in γp.

- Eine Variation der Umgewichtung der lagenweisen PRT Nachweis-Effizienz, wie in Anhang A.2 beschrieben, führt zu einer Änderung des integrierten Wirkungsquerschnitts von $\pm 8.5\%$ in DIS und $\pm 7\%$ in γp, die vor allem aus der Sensitivität der Nachweis-Effizienz auf Proton-dissoziative Ereignisse mit mittleren und großen Werten für M_{Y} herrührt.

- Die Unsicherheit der Akzeptanz-Korrektur für Proton-dissoziative Ereignisse wurde durch Umgewichtungen der eingehenden Verteilungen im Rahmen früherer Messungen abgeschätzt. Die M_Y-Verteilung der Proton-dissoziativen Ereignisse wurde mit $(1/M_{\mathrm{Y}})^{\pm 0,3}$ und die $|t|$-Verteilung Proton-dissoziativer (Proton-elastischer) Ereignisse mit $e^{\pm 1|t|}$ ($e^{\pm 2|t|}$) gewichtet. Das Verhältnis Proton-dissoziativer zu Proton-elastischen Ereignissen wurde, wie in [19] von 2 : 1 nach 1 : 2 variiert. Der Anteil der Ereignisse, deren Nachweis nicht durch das Proton-dissoziative System Y, sondern durch Reste des Photon-dissoziativen Systems X erfolgt wurde, wie oben beschrieben, abgeschätzt. Alle angegebenen Variationen führen zu einer gesamten Unsicherheit des integrierten Wirkungsquerschnitts von $\pm 5\%$ in DIS und γp gleichermaßen.

- Unsicherheiten der Modell-Beschreibung für diffraktive ep-Streuung in RAPGAP wurden durch Umgewichtungen der eingehenden Verteilung auf dem Niveau stabiler Hadronen, im Rahmen der statistischen Genauigkeit der Messung abgeschätzt.

Die x_{IP}-Verteilung in DIS und γp wurde mit $(1/x_{\mathrm{IP}})^{\pm 0,25}$, die β-Verteilung in DIS mit $(1 \pm 1,5\,\beta)$ und die y-Verteilung in γp mit $(1/y)^{\pm 0,2}$ gewichtet, was zu einer gesamten Unsicherheit des integrierten Wirkungsquerschnitts von jeweils $\pm 2\%$ in DIS und γp gleichermaßen führt. Unsicherheiten bei der Beschreibung des Fragmentations-Prozesses wurden durch einen Wechsel des Fragmentations-Modells von longitudinaler Peterson-Fragmentation (mit $\epsilon = 0,078$) zum Hadronisierungs-Modell von Lund abgeschätzt. Die resultierende Unsicherheit auf den integrierten Wirkungsquerschnitt beträgt $\pm 2\%$ in DIS und $\pm 4\%$ in γp.

- Die Unbestimmtheit der Zusammensetzung diffraktiver Ereignisse in γp aus den Anteilen für *direct*, *resolved* und *charm excitation* wurde abgeschätzt, indem bei der Berechnung der Effizienz-Korrektur ϵ_{rec} nur der dominante Anteil für *direct*-Prozesse berücksichtigt wurde. Es zeigt sich, daß sich durch Verwendung des *direct*-Anteils allein, bereits eine gute Beschreibung aller Kontrollverteilungen auf dem diffraktiven Datensatz erreichen läßt [72]. Der Unterschied in ϵ_{rec} führt zu einer zusätzlichen Unsicherheit des integrierten Wirkungsquerschnitts von $\pm 3\%$ in γp.

Die folgenden Unsicherheiten wurden global bestimmt:

- Die Simulation der Spur- und Vertexelemente der *subtrigger* S61 (in DIS) und S83 (in γp) stimmt mit den Messungen durch unabhängige Monitor*trigger*, innerhalb der statistischen Signifikanz der Kontrollmessung und innerhalb einer globalen Unsicherheit von $\pm 3\%$ in DIS und $\pm 5\%$ in γp überein. Ein Beispiel hierfür ist in Bild 5.5 gezeigt.

- Die Effizienz für die Rekonstruktion der drei Tochterspuren des D^*-Mesons ist innerhalb von $\pm 6\%$ bestimmt [30]. Die Unsicherheit der Signal-Bestimmung durch die Anpassung an die ΔM-Verteilung wurde durch Subtraktion der parametrisierten Verteilung des kombinatorischen Untergrunds von der Signal-Verteilung bestimmt und beträgt $\pm 6\%$. Die Korrektur auf Massen-Reflexionen ist bis auf $\pm 1,5\%$ genau bestimmt. Alle angegebenen Unsicherheiten gelten in DIS und γp gleichermaßen.

- Die Unsicherheit auf die Korrekturfaktoren $C^{\mathrm{Plug}}_{\mathrm{Noise}}$ und $C^{\mathrm{Fmd}}_{\mathrm{Noise}}$ wurden mit Hilfe der Zufalls-getriggerten Daten auf jeweils $\pm 1\%$ abgeschätzt. Eine zusätzliche Unsicherheit aufgrund der Unbestimmtheit der Treffer-Effizienz des FMD wurde in einer inklusiveren Analyse [73] mit $\pm 1\%$ abgeschätzt. Alle angegebenen Unsicherheiten gelten sowohl in DIS als auch in γp.

- Die Unsicherheit für verbleibenden Untergrund aus nicht-diffraktiver Streuung, nach Anwendung der diffraktiven Ereignis-Auswahl wurde durch eine Variation der Normierung der nicht-diffraktiven Ereignisse in der Simulation um $\pm 100\%$ abgeschätzt, was zu einer Unsicherheit des integrierten Wirkungsquerschnitts von $\pm 1\%$ in DIS und $\pm 3\%$ in γp führt.

- Die Luminosität der Messung ist bis auf $\pm 1,5\%$ genau bestimmt.

Als dominant erweisen sich die Beiträge der Spur-Rekonstruktion und der Signal-Bestimmung (mit $\pm 9\%$), sowie der Beschreibung und des Nachweises Proton-dissoziativer

Ereignisse (mit ±10%). Die gesamte systematische Unsicherheit für jeden Datenpunkt ergibt sich aus der quadratischen Addition aller einzeln bestimmten Unsicherheiten. Sie variiert zwischen ±15% und ±30% für die differentiellen Messungen und beträgt ±15% für den integrierten Wirkungsquerschnitt in DIS und γp. Eine Zusammenfassung aller systematischen Variationen und der daraus resultierenden Unsicherheiten ist in Tabelle 5.2 gegeben.

Meßunsicherheit	**Variation/Erklärung**	$\boldsymbol{\delta\sigma}$**(DIS)**	$\boldsymbol{\delta\sigma(\gamma p)}$
Gestr. Positron (E'_e)	Meßunsicherheit ±2.5% (DIS) ±3% (γp)	±5%	±2%
Gestr. Positron (θ'_e)	Meßunsicherheit ±1 mrad (DIS)	±1%	−−
HFS Kalibration (X)	Meßunsicherheit ±4% (DIS und γp)	±2%	±1%
PRT Lagen-Effizienz	Var. innerh. der Signifikanz der Daten	±8,5%	±7%
Proton-Dissoziation	Var. innerh. der Signifikanz der Daten	±5%	±5%
Modell-Beschreibung	Var. innerh. der Signifikanz der Daten	±2%	±2%
Fragmentation	Variation des Fragmentations-Modells	±2%	±4%
Resolved-Anteile	Effizienz-Korrektur, nur mit *direct*-Anteil	−−	±3%
Trigger	Vergleich von Daten und Simulation	±3%	±5%
Spur-Rekonstruktion	Aus inklusiveren Analysen	±6%	±6%
Signal-Bestimmung	Variation der Methoden	±6%	±6%
Reflexionen	Aus früheren Analysen	±1,5%	±1,5%
PLUG/FMD Korrektur	Siehe Anhang A	±1,5%	±1,5%
Nicht-diff Untergrund	±100% Variation in der Simulation	±1%	±3%
Luminosität	Aus inklusiveren Analysen	±1,5%	±1,5%
Σ		±15%	±15%

Tabelle 5.2: Zusammenfassung aller systematischen Unsicherheiten in DIS und γp. Eine ausführliche Beschreibung der entsprechenden Abschätzungen ist im Textverlauf gegeben. Mit Σ ist die quadratische Summe aller Unsicherheiten bezeichnet.

5.4 Integrierter Wirkungsquerschnitt in DIS und γp

Der integrierte Wirkungsquerschnitt im sichtbaren Bereich in DIS ergibt sich zu

$$\sigma(ep \to (D^{*\pm}X')Y)_{\mathrm{DIS}} = 241 \pm 30\,(\mathrm{stat.}) \pm 36\,(\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb} \qquad (\mathrm{DIS})$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit einer früheren Messung von H1 [11] im gleichen kinematischen Bereich und einer früheren Messung von ZEUS [14], nach Extrapolation aus einem leicht abweichenden kinematischen Bereich. Der integrierte Wirkungsquerschnitt im sichtbaren Bereich in γp ergibt sich zu

$$\sigma(ep \to (D^{*\pm}X')Y)_{\gamma\mathrm{p}} = 275 \pm 52\,(\mathrm{stat.}) \pm 39\,(\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb} \qquad (\gamma p)$$

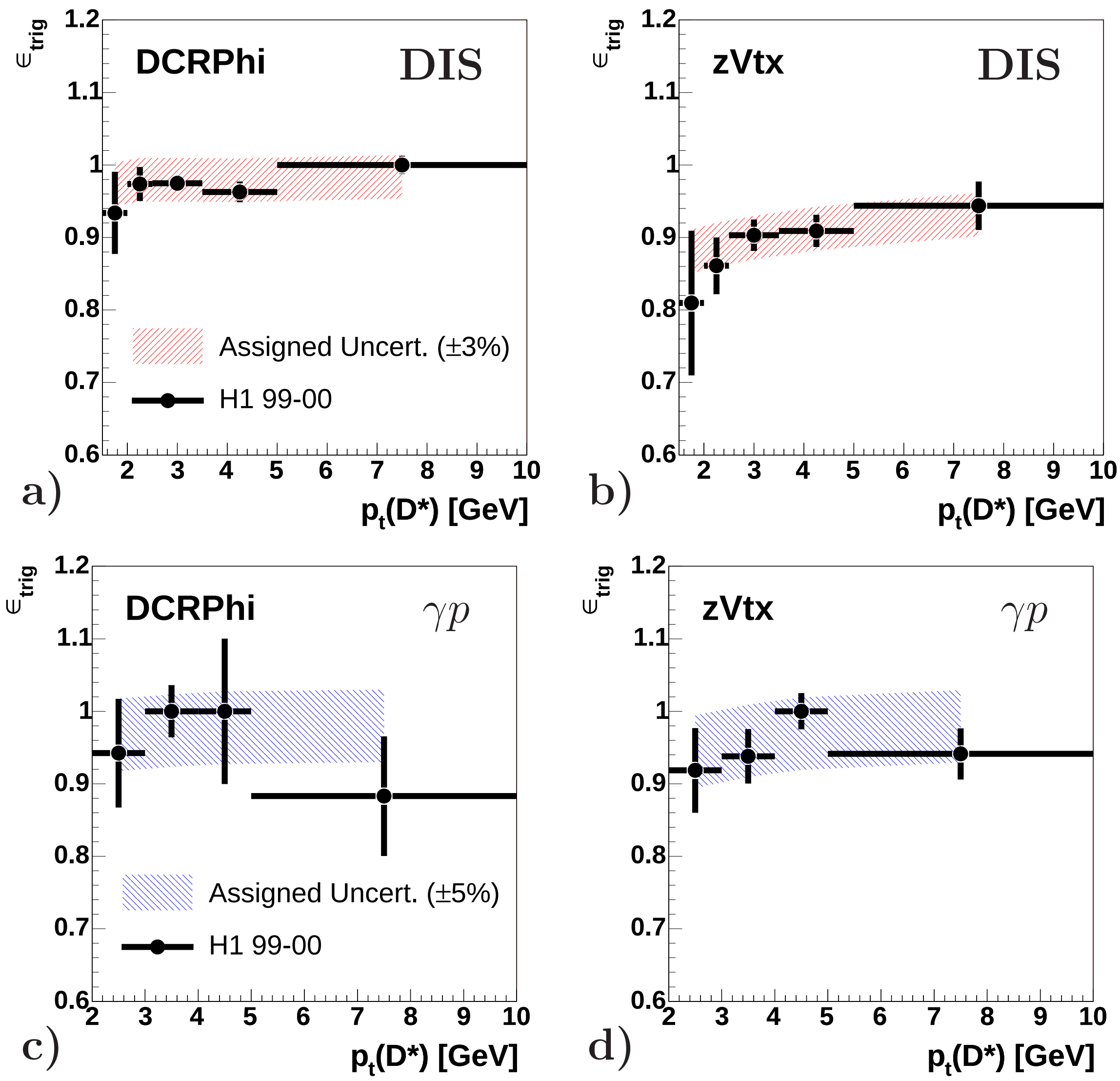


Bild 5.5: Vergleich der durch unabhängige Monitor*trigger* gemessenen Triggereffizienz mit der simulierten Triggereffizienz, als Funktion von $p_t(D^*)$, auf dem inklusiven Datensatz in DIS (γp). Gezeigt ist die jeweilige Effizienz des Spurelements (*DCRPhi*, a/c) und des Vertexelements (*zVtx*, b/d) des verwendeten *subtriggers* s61 in DIS (oben) und s83 in γp (unten). Die angegebene Unsicherheit von ±3% (±5%) für die jeweilige Messung in DIS (γp) ist durch das angegebene Band veranschaulicht.

Es handelt sich um die erste Messung diffraktiver D^*-Produktion in γp bei H1. Nach Extrapolation ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit einer vorläufigen Messung von ZEUS [74] in einem größeren kinematischen Bereich.
Zur Kontrolle der Stabilität der Messung wurde der integrierte Wirkungsquerschnitt in DIS und γp nach Variation der Ereignis-Auswahl und der Methoden zur Signal-Bestimmung neu berechnet: Um die Stabilität des Wirkungsquerschnitts, unter Variation der diffraktiven Ereignis-Auswahl zu bestimmen, wurde die Schwelle des η_{max}-Kriteriums um ± 0.1 Einheiten der Pseudorapidität variiert und wechselweise jeder der sonst verwendeten Vorwärts-Detektoren aus der Ereignis-Auswahl ausgeschlossen. Um die Stabilität des Wirkungsquerschnitts, unter Variation der Signalbestimmung abzuschätzen wurde diese wechselweise jeweils in den folgenden Punkten variiert:

- Zur Abschätzung der Sensitivität der Anpassung an die ΔM-Verteilung der D^*-Meson Kandidaten von den Anpassungs-Methoden wurde die verwendete Standard-Methode von *log likelihood* auf χ^2 umgesetzt (χ^2 *Fit*).

- Zur Abschätzung der Sensitivität der Signalbestimmung von der Breite σ der Gaußverteilung wurde die Anzahl der D^*-Meson Kandidaten, einmal direkt durch Subtraktion der Untergrund-Parametrisierung von der Signal-Verteilung (*subtract*) und einmal mit σ, nicht als festem, sondern als freiem Parameter bestimmt (*free Width*).

- Um die Sensitivität des Wirkungsquerschnitts auf die Auswahl und Rekonstruktions-Effizienz der Spur des langsamen Pion-Kandidaten (bei niedrigstem $p_t(\pi_s)$) abzuschätzen wurde die Impulsschwelle für diese Spur von 120 MeV auf 140 MeV erhöht ($\pi_s > 140\,\mathrm{MeV}$).

- Zur Bestimmung der Sensitivität des D^*-Meson Signals auf die Auflösung der D^0-Masse und des Effekts von Massen-Reflexionen wurde das ΔM-Fenster in der Auswahl der D^*-Meson Kandidaten um ± 20 MeV variiert ($\Delta M(D^0) < 100\,\mathrm{MeV}$ und $\Delta M(D^0) < 60\,\mathrm{MeV}$).

- Um den Einfluß der Untergrund-Parametrisierung auf die Signalbestimmung zu kontrollieren wurde die Anzahl der D^*-Kandidaten nicht aus der Anpassung, sondern durch Subtraktion von *wrong charge* Kombinationen bestimmt, bei denen der Kaon- und der Pion-Kandidat aus dem angenommen D^0-Zerfall als *likesign* Spuren ausgewählt wurden. Diese Spuren können nicht wirklich aus dem Zerfall eines D^0-Mesons stammen. Eine solche Auswahl liefert eine Abschätzung des kombinatorischen Untergrunds aus den Daten (*WC Dstars*).

- Um den Einfluß der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Kalibration des Systems X durch den Faktor κ abzuschätzen, wurde der Wirkungsquerschnitt ohne Anwendung von κ bestimmt (*No Calib*).

Eine Zusammenfassung der neu berechneten integrierten Wirkungsquerschnitte nach Anwendung aller angegebenen Variationen ist in Bild 5.6 (DIS) und 5.7 (γp) gezeigt. Die angegebenen Variationen führen, in beiden kinematischen Bereichen, zu Änderungen des integrierten Wirkungsquerschnitts, innerhalb der statistischen und innerhalb der angegebenen systematischen Unsicherheiten mit tendenziell größeren Fluktuationen, aufgrund der geringeren Statistik in γp.

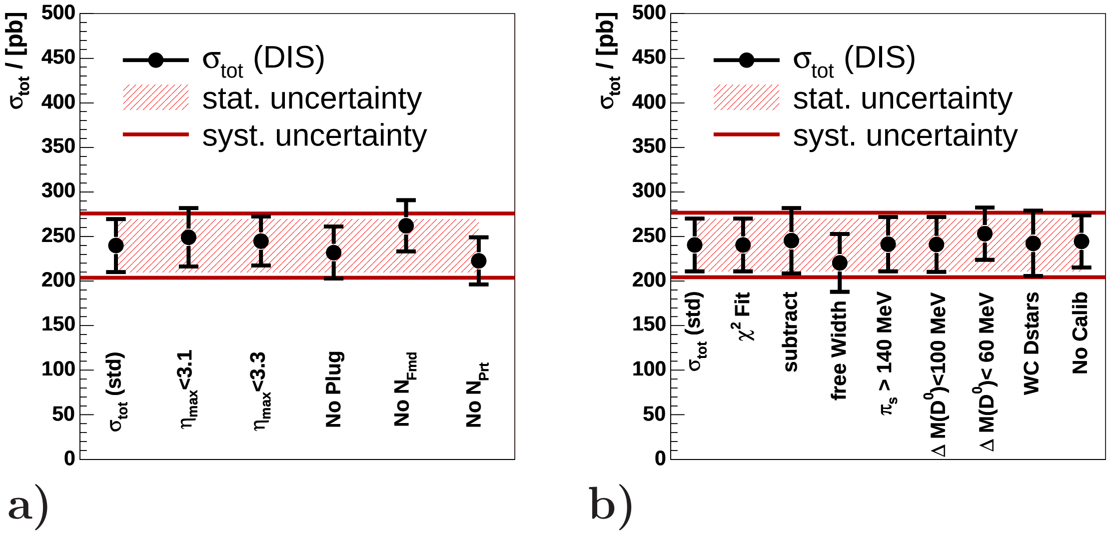


Bild 5.6: Stabilität des integrierten Wirkungsquerschnitts in DIS gegenüber Variationen der Vorwärts-Detektor Auswahl (a) und der Signalbestimmung (b). Die Bedeutung der einzelnen Variationen wird im Text erläutert.

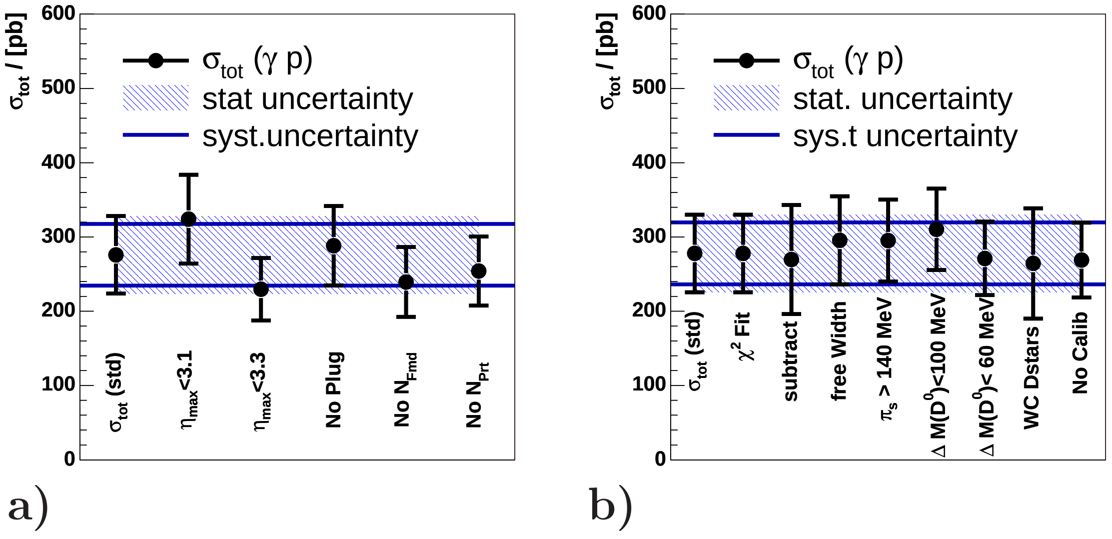


Bild 5.7: Stabilität des integrierten Wirkungsquerschnitts in γp gegenüber Variationen der Vorwärts-Detektor Auswahl (a) und der Signalbestimmung (b). Die Bedeutung der einzelnen Variationen wird im Text erläutert.

Kapitel 6

Vergleich der Daten mit Vorhersagen der QCD in NLO

Die gemessenen integrierten und differentiellen Wirkungsquerschnitte werden mit Vorhersagen der QCD in nächst-führender Ordnung (NLO) verglichen. Die Berechnungen hierzu wurden unter Verwendung der Standard-Parametrisierung der diffraktiven Parton-Dichtefunktionen (DPDFs) aus [19] jeweils mit einer diffraktiven Version der Programme HVQDIS [41, 42] (in DIS) und FMNR [43, 44] (in γp) durchgeführt. Zur Berechnung der entsprechenden Matrix-Elemente wurde dabei die Energie des einlaufenden Protons unter Berücksichtigung des Pomeronflußfaktors $f_{\mathrm{IP}}(x_{\mathrm{IP}})$ (aus Gleichung 2.10) auf den Anteil x_{IP} reduziert, was einer getreuen Implementierung des Faktorisierungs-Theorems nach Collins [33] entspricht. In beiden Rechnungen wurde die Masse des *charm*-Quarks auf $m_c = 1,5\,\mathrm{GeV}$ gesetzt. Die Renormierungs- und die Faktorisierungs-Skala wurden in DIS aus $\mu_r^2 = \mu_f^2 = (Q^2 + 4\,m_c^2)$ und in γp aus $\mu_r^2 = \mu_f^2 = (p_t^2 + 4\,m_c^2)$ bestimmt, wobei p_t dem Transversalimpuls des *charm*-Quarks entspricht. Die mittlere Skala für die Rechnungen beträgt $\mu^2 \approx 16\,\mathrm{GeV}^2$ ($\approx 11\,\mathrm{GeV}^2$) in DIS ($\gamma p$). Der mittlere Wert für $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ liegt in beiden kinematischen Bereichen zwischen $0,2$ und $0,3$. Die Wahl des QCD-Parameters Λ_{QCD} erfolgte so, daß $\alpha_s(M_Z)$ dem Welt-Mittelwert aus [27] entspricht.

Die vorliegenden Rechnungen liefern QCD-Vorhersagen für *charm*-Quarks auf Parton-Niveau. Zur Vorhersage von Wirkungsquerschnitten für die Produktion von D^*-Mesonen bieten beide Programme die Möglichkeit longitudinaler Fragmentation durch Petersonfunktionen [75], die jedoch auf sehr einfachen Annahmen beruht und Effekte der transversalen Fragmentation nicht berücksichtigt. Zur besseren Abschätzung wurden die Hadronisierungs-Korrekturen daher mit Hilfe von RAPGAP bestimmt, worin zusätzlich zur longitudinalen Fragmentation durch Petersonfunktionen, eine Behandlung der transversalen Fragmentation nach dem Modell von Lund implementiert ist, die zu einem härteren p_t-Spektrum und einer Verlagerung des Hadrons in Richtung des gestreuten Protons führt. Als Fragmentations-Parameter ϵ_p für die Peterson-Fragmentation wurde in führender Ordnung $0,078$ und in nächst-führender Ordnung $0,035$ gewählt [52]. Integriert über den sichtbaren Bereich der Messung beträgt der Korrekturfaktor von Parton- auf Hadron-Niveau $\approx 0,5$ in beiden kinematischen Bereichen, was vor allem auf die Migration des *charm*-Quarks zu Hadronen mit niedrigerem p_t (jenseits der Schwelle des sichtbaren Bereichs von $2\,\mathrm{GeV}$) zurück zu führen ist. In den differentiellen Verteilungen liegt der Korrekturfaktor zwischen $0,4$ und $0,8$, mit ansteigender Tendenz zu niedrigen Werten von p_t und großen Werten von η (und Q^2 in DIS). In allen übrigen kinematischen Variablen ist er flach verteilt. Ein Beispiel für die Fragmentation unter Verwendung verschiedener Werte des Fragmentations-Parameters ϵ_p und mit und ohne zusätzliche Berücksichtigung transversaler Fragmentation ist in Bild 6.1 gezeigt. Zur Abschätzung der Unsicherheiten der

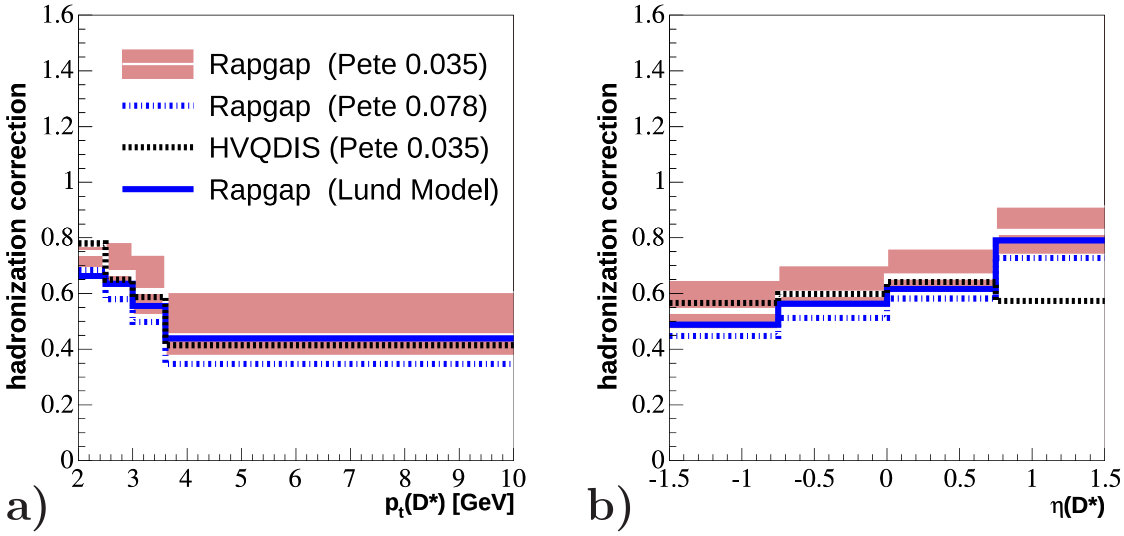


Bild 6.1: Korrektur-Faktoren für den Übergang von Parton- zu Hadron-Niveau, als Funktion von p_t (a) und η (b) des *charm*-Quarks in DIS. Gezeigt ist die ausschließlich longitudinale Fragmentation durch Petersonfunktionen, wie sie in HVQDIS und FMNR implementiert ist, die longitudinale Peterson-Fragmentation unter zusätzlicher Berücksichtigung transversaler Fragmentation für verschiedene Werte von ϵ_p in RAPGAP und das Ergebnis nur unter Verwendung des Hadronisierungs-Modells von Lund. Das angegebene Band entspricht der Variation von ϵ_p um $\pm 0,025$.

Vorhersagen der QCD in NLO wurde die Renormierungs- und die Faktorisierungs-Skala jeweils mit einem Faktor 2 nach oben und unten skaliert, wobei die Skalierung nach unten durch $2\,m_c$ beschränkt wurde. Die Masse des *charm*-Quarks wurde um $\pm 0,2$ GeV variiert. Zur Bestimmung der Fragmentations-Unsicherheiten wurde ϵ_p um $\pm 0,025$ variiert und als zusäztliche Variation die longitudinale Fragmentation durch Petersonfunktionen in RAPGAP durch das Lund-Bowler Modell ersetzt. Aus der Summe diesen Variationen ergibt sich eine Unsicherheit von $\approx 25\%$ in beiden kinematischen Bereichen, die sich aus 12% (10%) Skalen-Unsicherheit, 20% (15%) Unsicherheit in der Bestimmung *charm*-Masse und 13% (15%) Fragmentations-Unsicherheiten in DIS (γp) zusammensetzt. Eine Zusammenfassung der verwendeten Parameter, ihrer Variationen und ein Vergleich der gemessenen integrierten Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen der QCD in LO und NLO ist in Tabelle 6.1 gegeben. Ebenfalls angegeben ist der integrierte Wirkungsquerschnitt in DIS, eingeschränkt auf den gleichen sichtbaren Bereich in y, wie er durch die Messung in γp vorgegeben ist. Zu sehen ist ein Zuwachs der QCD-Vorhersage von $\approx 40\%$ in DIS und $\approx 70\%$ in γp durch die Berechnung der nächst-höheren Ordnung in der Entwicklung der Störungsreihe in α_s und eine gute Übereinstimmung der gemessenen integrierten Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen der QCD in NLO in beiden kinematischen Bereichen.

H1 99-00		N(D^*)	Wirkungsquerschnitt [pb]
DIS	$0.05 < y < 0.7$	122 ± 15	241 ± 30 (stat.) ± 36 (syst.)
	$0.3 < y < 0.65$	34 ± 8	59 ± 15 (stat.) ± 12 (syst.)
γp	$0.3 < y < 0.65$	70 ± 13	275 ± 52 (stat.) ± 39 (syst.)

QCD (H1 Fit2006)		Parameter		LO	NLO
DIS	$0.05 < y < 0.7$	$m_c = 1.5$ GeV	$\pm 0,2$	207	$287\pm^{81}_{73}$
	$0.3 < y < 0.65$	$\mu^2 = 4m_c^2 + Q^2$	$\cdot 4\,(1/4)$	61	$86\pm^{20}_{19}$
γp	$0.3 < y < 0.65$	$m_c = 1.5$ GeV	$\pm 0,2$		
		$\mu^2 = 4m_c^2 + p_t^2$	$\cdot 4\,(1/4)$	209	$360\pm^{90}_{74}$

Tabelle 6.1: Vergleich der gemessenen integrierten Wirkungsquerschnitte in DIS und γp mit den Vorhersagen der jeweiligen QCD-Rechnungen in LO und NLO. Die angegebenen Unsicherheiten Vorhersagen der QCD entsprechen den Unsicherheiten der verwendeten Skala, der *charm*-Masse und der Fragmentation. Die Unsicherheiten der Fragmentation wurden in beiden kinematischen Bereichen durch Variation des Fragmentations-Parameters ϵ_p um $\pm 0,025$ und durch Verwendung der Lund-Hadronisierung als alternatives Modell abgeschätzt. Ebenfalls gezeigt ist der integrierte Wirkungsquerschnitt in DIS eingeschränkt auf den gleichen Bereich in y, wie er durch die Messung in γp vorgegeben ist.

6.1 Vergleich von Daten und NLO in DIS und γp

Ein Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte in DIS und γp mit den Vorhersagen der QCD in NLO unter Verwendung der in Bild 2.3 gezeigten Standard-Parametrisierung (*H1 2006 DPDF Fit*) [1] aus [19] ist in Bild 6.2 bis 6.7 gezeigt. Angegeben sind die Wirkungsquerschnitte in den Variablen der inklusiven und der diffraktiven Ereignis-Kinematik und in der Kinematik des erzeugten D^*-Mesons. Die Datenpunkte wurden jeweils dort abgetragen, wo der über das *bin* gemittelte Wirkungsquerschnitt dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der zur Simulation verwendeten LO Vorhersage durch Rapgap entspricht. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen den statistischen Unsicherheiten, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten der Messung. Die angegebenen Bänder entsprechen den Unsicherheiten der jeweiligen QCD-Rechnung und wurden wie oben beschrieben abgeschätzt. In Bild 6.2b (in DIS) und 6.6b (in γp) sind zusätzlich zur jeweiligen Vorhersage in NLO die Beiträge der Diagramme in LO angegeben. Sie illustrieren den Anstieg der QCD-Vorhersage durch die Beiträge höherer Ordnungen der Störungsreihe in α_s. Bild 6.3 und 6.7 (a und b) enthalten zusätzlich die Vorhersage unter Verwendung der ebenfalls in Bild 2.3 gezeigten alternativen Parametrisierung *FitB*, die durch die Zwei-Jet Messungen in [28] favorisiert wird. Die Vorhersage einer kombinierten Anpassung an die inklusiven Daten aus [19] und die Daten einer vorläufigen Messung in diffraktiver Zwei-Jet Produktion in DIS [28] sind als zusätzliche Kurve in Bild 6.4 und 6.7 (c und d) gezeigt. Bild 6.5 stellt den *charm*-Beitrag zur diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{I\!P})$ in DIS dar,

[1] In Bild 6.2 bis 6.7 wird die Standard-Parametrisierung aus [19] mit *H1 Fit* abgekürzt.

der einmal aus der vorliegenden Messungen mit D^*-Mesonen und einmal mit den Methoden einer inklusiven *lifetime tag* Methode in [40] bestimmt wurde. Beide Methoden zeigen eine gute Übereinstimung innerhalb ihrer statistischen Unsicherheiten und eine gute Übereinstimmung mit einer früheren Messung durch ZEUS [14]. Alle Verteilungen zeigen innerhalb ihrer Unsicherheiten eine gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen der QCD mit größeren Fluktuationen aufgrund der geringeren statistischen Signifikanz in γp und einer leichten Tendenz der Daten zu einer flacheren Verteilung für Q^2 in DIS. Inbesondere die diffraktive Ereignis-Kinematik und die zur Gluondichte proportionale Variable $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$, sowie der in der *massiven* Rechnung direkt zur Gluon-Impulsdichte proportionale *charm*-Beitrag zur diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta,\, Q^2,\, x_{\mathrm{IP}})$ in DIS stimmen innerhalb der angegebenen Unsicherheiten gut mit den Vorhersagen der QCD überein. Die durch die Zwei-Jet Messungen favorisierten Parametrisierungen (*H1Fit B* und *H1 Jet*) zeigen einen etwas stärkeren Anstieg in x_{IP} und einen steileren Abfall in $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$, der den Verlauf der Gluon-Dichtefunktion für *H1Fit B* in Bild 2.3 widerspiegelt. Dennoch fällt der Unterschied beider Parametrisierungen angesichts der deutlichen Differenz in Bild 2.3 zunächst überraschend gering aus, was sich jedoch aus der betrachteten Skala und den mittleren gemessenen Werten von $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ erklärt. Für den inklusiven Wirkungsquerschnitt und die nicht-diffraktiven differentiellen Verteilungen liefern alle betrachteten Parametrisierungen ähnliche und mit den Daten gut verträgliche Vorhersagen. In den diffraktiven Verteilungen wird die, Standard-Parametrisierung (*H1Fit*), die im Impulsanteil z des Partons flacher abfällt, leicht von den Daten favorisiert. Dies trifft insbesondere auf die Verteilung der direkt sensitiven Größe $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ in DIS zu. Insgesamt sind jedoch alle betrachteten Parametrisierungen im Rahmen der angegebenen Unsicherheiten mit den Daten verträglich.
Die gute Übereinstimmung der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen der QCD in NLO in DIS und insbesondere in γp kann als experimentelle Bestätigung der kollinearen QCD-Faktorisierung in beiden kinematischen Bereichen in NLO interpretiert werden.

6.2 Doppelverhältnis von Daten und NLO in DIS und γp

Selbst bei der niedrigen statistischen Signifikanz der Messung steht die gute Übereinstimmung der gemessenen Wirkungsquerschnitte innerhalb der angegebenen Unsicherheiten in γp und die damit verbundene Bestätigung der kollinearen QCD-Faktorisierung in γp im Widerspruch zu den Ergebnissen der Messung diffraktiver Zwei-Jet Produktion in [39], zu deren Beschreibung eine Unterdrückung der Vorhersagen der QCD in NLO um einen globalen Faktor von $0,6 \pm 0,1$ sowohl für den *resolved*- als auch für den *direct*-Anteil erforderlich ist. Es lohnt daher den Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen der QCD in γp genauer zu untersuchen. Zur Minimierung systematischer und theoretischer Unsicherheiten werden die integrierten Wirkungsquerschnitte in beiden kinematischen Bereichen durch das Doppelverhältnis

$$R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}} = \frac{\left(\frac{\sigma^{\mathrm{meas}}}{\sigma^{\mathrm{theo}}}\right)_{\gamma\mathrm{p}}}{\left(\frac{\sigma^{\mathrm{meas}}}{\sigma^{\mathrm{theo}}}\right)_{\mathrm{DIS}}} \tag{6.1}$$

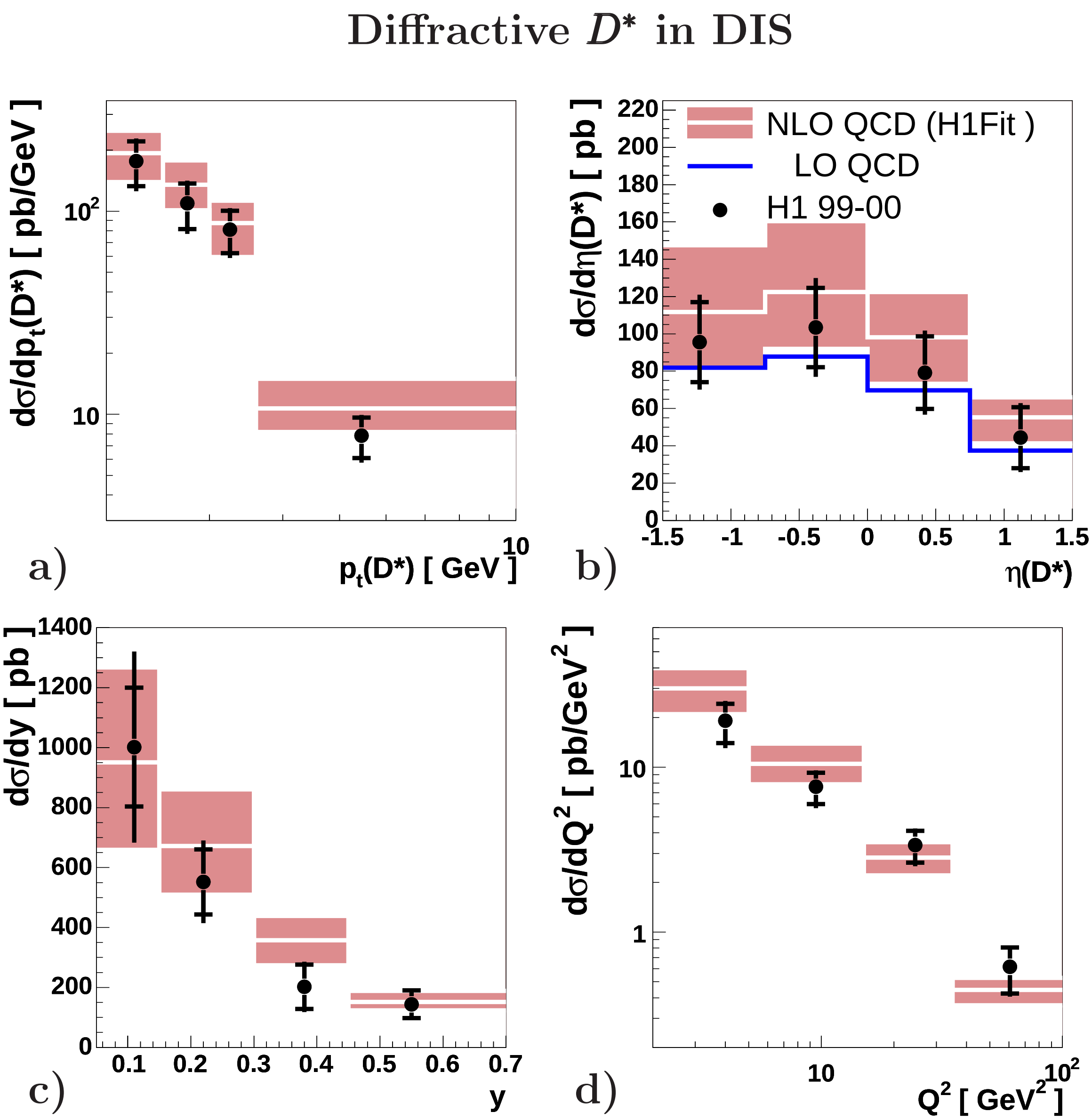


Bild 6.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion von $p_t(D^*)$ (a) und $\eta(D^*)$ (b), der Inelastizität y (c) und der Virtualität Q^2 (d) in DIS. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen den statistischen Unsicherheiten, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten der Messung. Die Daten werden mit Vorhersagen der QCD in NLO verglichen. Die Standard-Parametrisierung (*H1 2006 DPDF Fit*) wird kurz mit *H1 Fit* bezeichnet. Das angegebene Band entspricht den Unsicherheiten der in der QCD-Rechnung verwendeten Skala, der Masse des *charm*-Quarks und der Fragmentation, deren Abschätzung im Text erläutert ist. Die zusätzlich angegebene Kurve in (b) zeigt die Beiträge der Diagramme in LO.

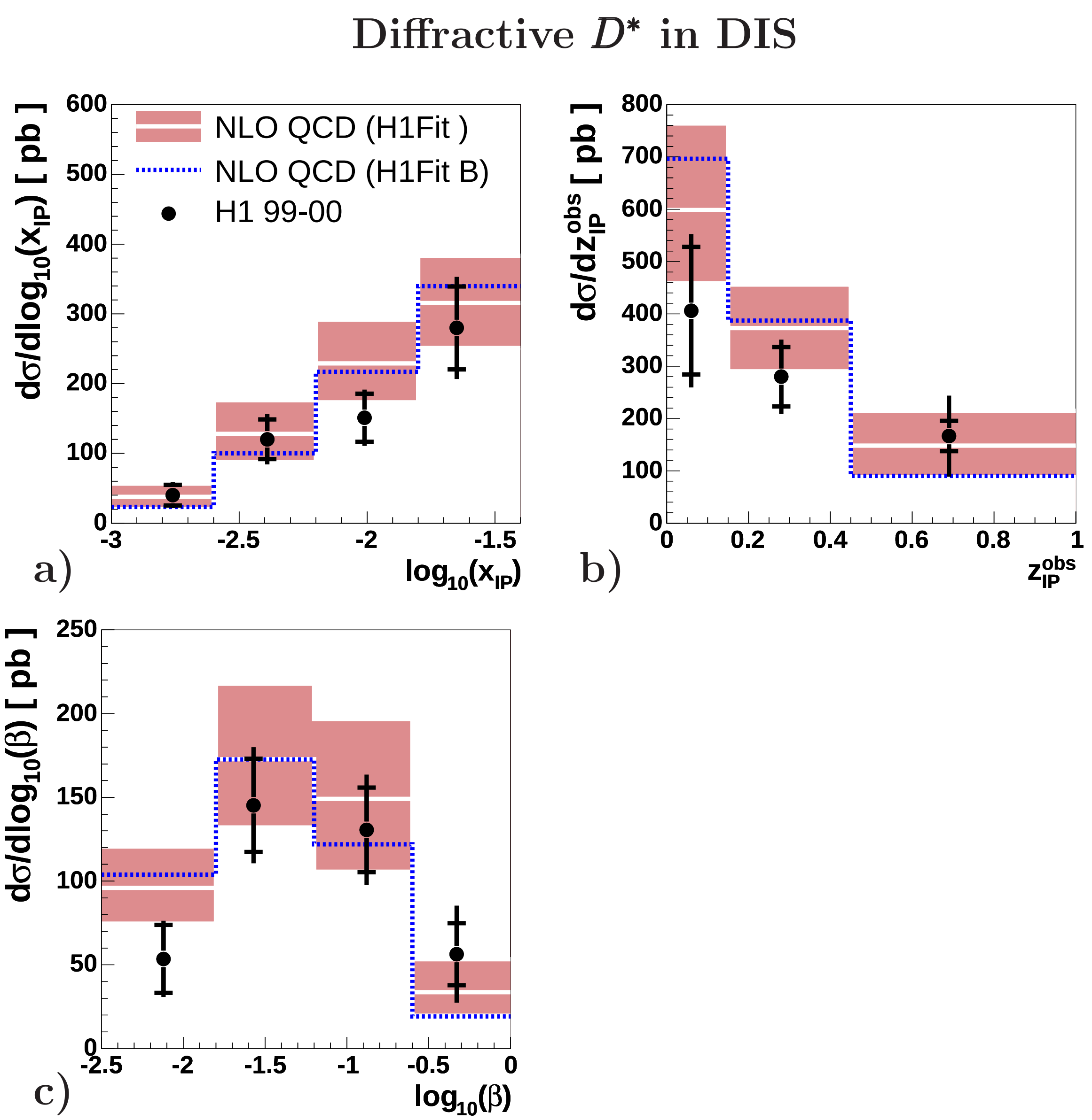


Bild 6.3: Differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion von x_{IP} (a), $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ (b) und β (c) in DIS. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen den statistischen Unsicherheiten, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten der Messung. Die Daten werden mit Vorhersagen der QCD in NLO verglichen. Die Standard-Parametrisierung (*H1 2006 DPDF Fit*) wird kurz mit *H1 Fit* bezeichnet. Das angegebene Band entspricht den Unsicherheiten der in der QCD-Rechnung verwendeten Skala, der Masse des *charm*-Quarks und der Fragmentation, deren Abschätzung im Text erläutert ist. Die zusätzlich angegebene (mit *H1Fit B* bezeichnete) Kurve zeigt die Vorhersage der in Bild 2.3 gezeigten alternativen Parametrisierung der DPDFs aus [19].

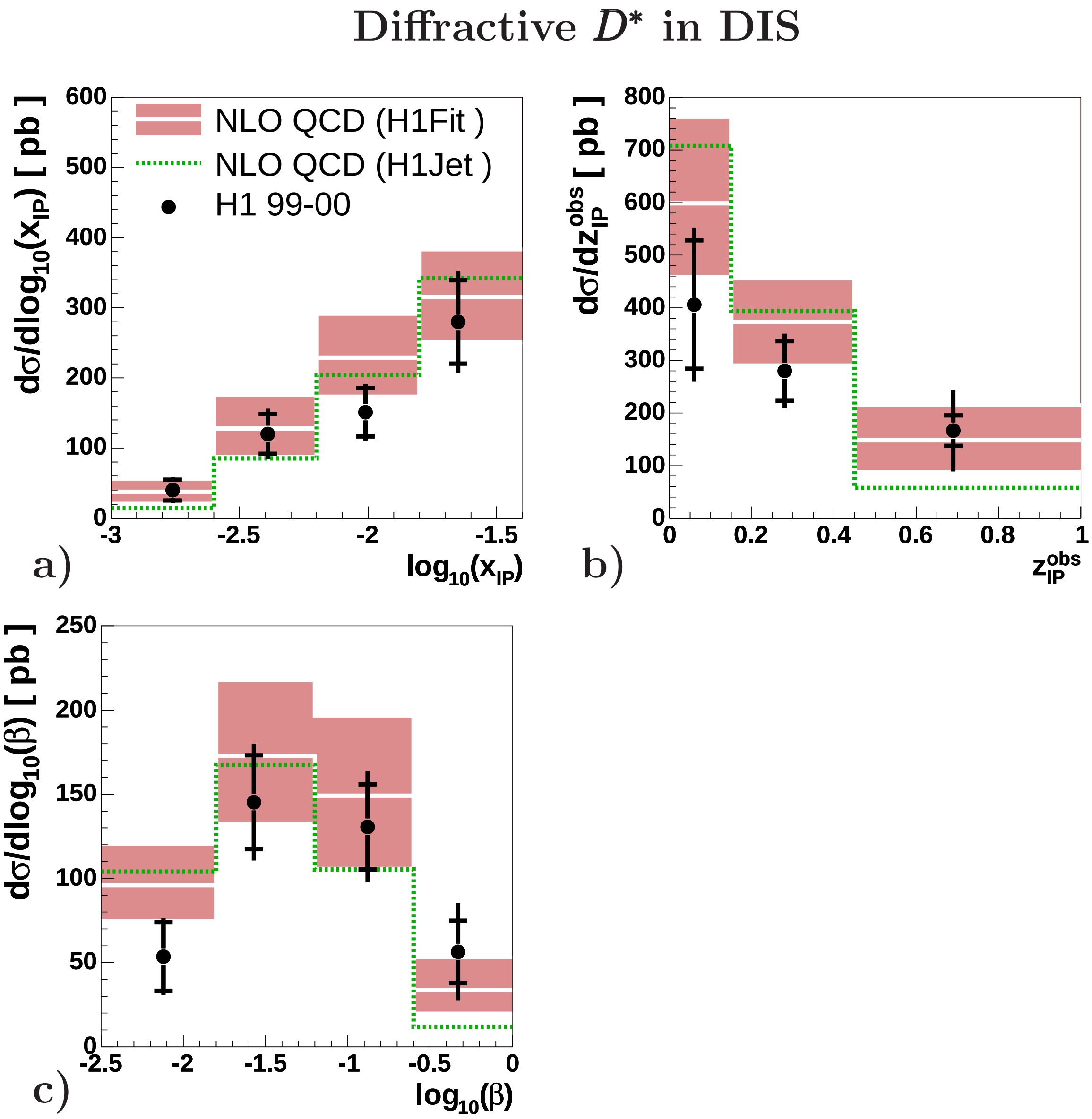


Bild 6.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion von x_{IP} (a), $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ (b) und β (c) in DIS. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen den statistischen Unsicherheiten, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten der Messung. Die Daten werden mit Vorhersagen der QCD in NLO verglichen. Die Standard-Parametrisierung (*H1 2006 DPDF Fit*) wird kurz mit *H1 Fit* bezeichnet. Das angegebene Band entspricht den Unsicherheiten der in der QCD-Rechnung verwendeten Skala, der Masse des *charm*-Quarks und der Fragmentation, deren Abschätzung im Text erläutert ist. Die zusätzlich angegebene (mit *H1Jet* bezeichnete) Kurve zeigt die Vorhersage einer kombinierten Anpassung an die inklusiven Daten aus [28] und einer vorläufigen Messung diffraktiver Zwei-Jet Produktion in DIS [19].

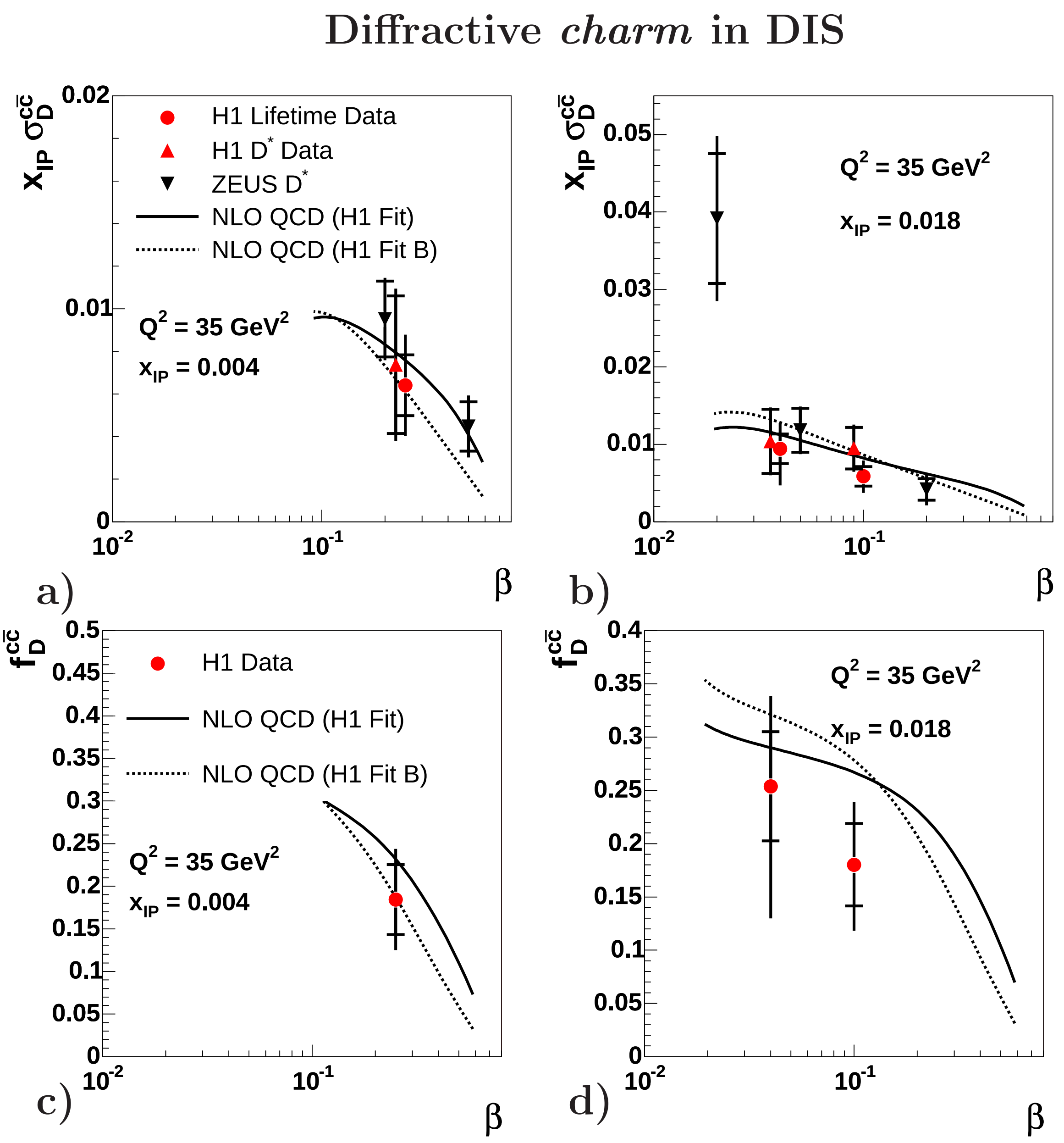


Bild 6.5: Messung des *charm*-Beitrags zur diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{D(3)}(\beta,\, Q^2,\, x_{\mathrm{IP}})$, in Abhängigkeit von β, für zwei verschiedene Werte von x_{IP}. Bild a und b zeigen den absoluten *charm*-Beitrag zu $F_2^{D(3)}(\beta,\, Q^2,\, x_{\mathrm{IP}})$, bestimmt aus der vorliegenden Analyse diffraktiver D^*-Mesonen, einer inklusiven *lifetime tag* Analyse bei H1 [40] und für eine frühere Messung von ZEUS [14]. Bild c und d zeigen den mit der inklusiven *lifetime tag* Methode bestimmten relativen *charm*-Beitrag zur inklusiven diffraktiven Streuung, der zwischen $20 - 25\%$ liegt. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen den statistischen Unsicherheiten, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten der Messungen. Ebenfalls eingezeichnet sind die Vorhersagen der QCD in NLO unter Verwendung beider DPDFs aus [19]. Die Standard-Parametrisierung (*H1 2006 DPDF Fit*) wird kurz mit *H1 Fit* bezeichnet.

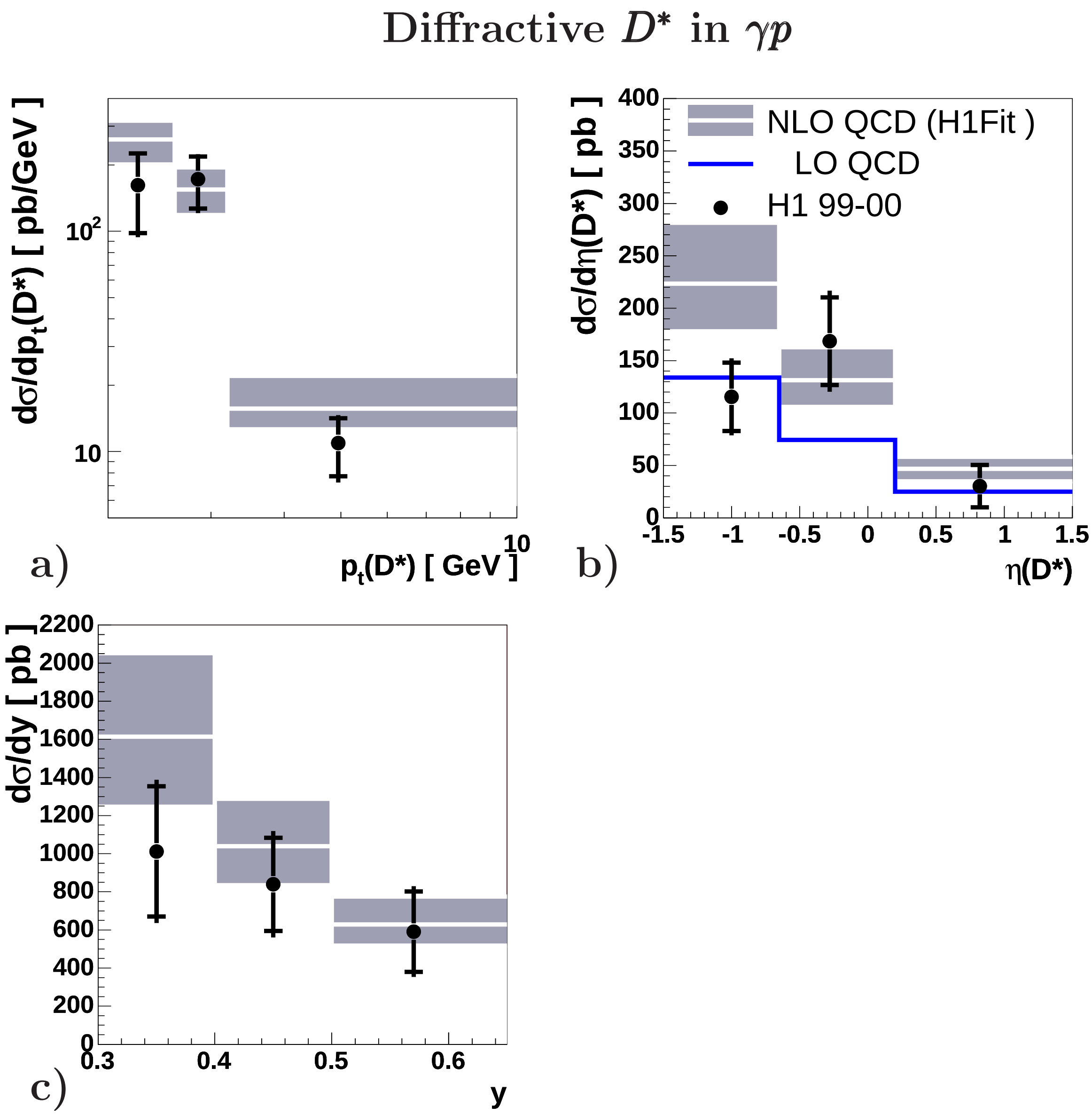


Bild 6.6: Differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion von $p_t(D^*)$ (a) und $\eta(D^*)$ (b) und der Inelastizität y (c) in γp. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen den statistischen Unsicherheiten, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten der Messung. Die Daten werden mit Vorhersagen der QCD in NLO verglichen. Die Standard-Parametrisierung (*H1 2006 DPDF Fit*) wird kurz mit *H1 Fit* bezeichnet. Das angegebene Band entspricht den Unsicherheiten der in der QCD-Rechnung verwendeten Skala, der Masse des *charm*-Quarks und der Fragmentation, deren Abschätzung im Text erläutert ist. Die zusätzlich angegebene Kurve in (b) zeigt die Beiträge der Diagramme in LO.

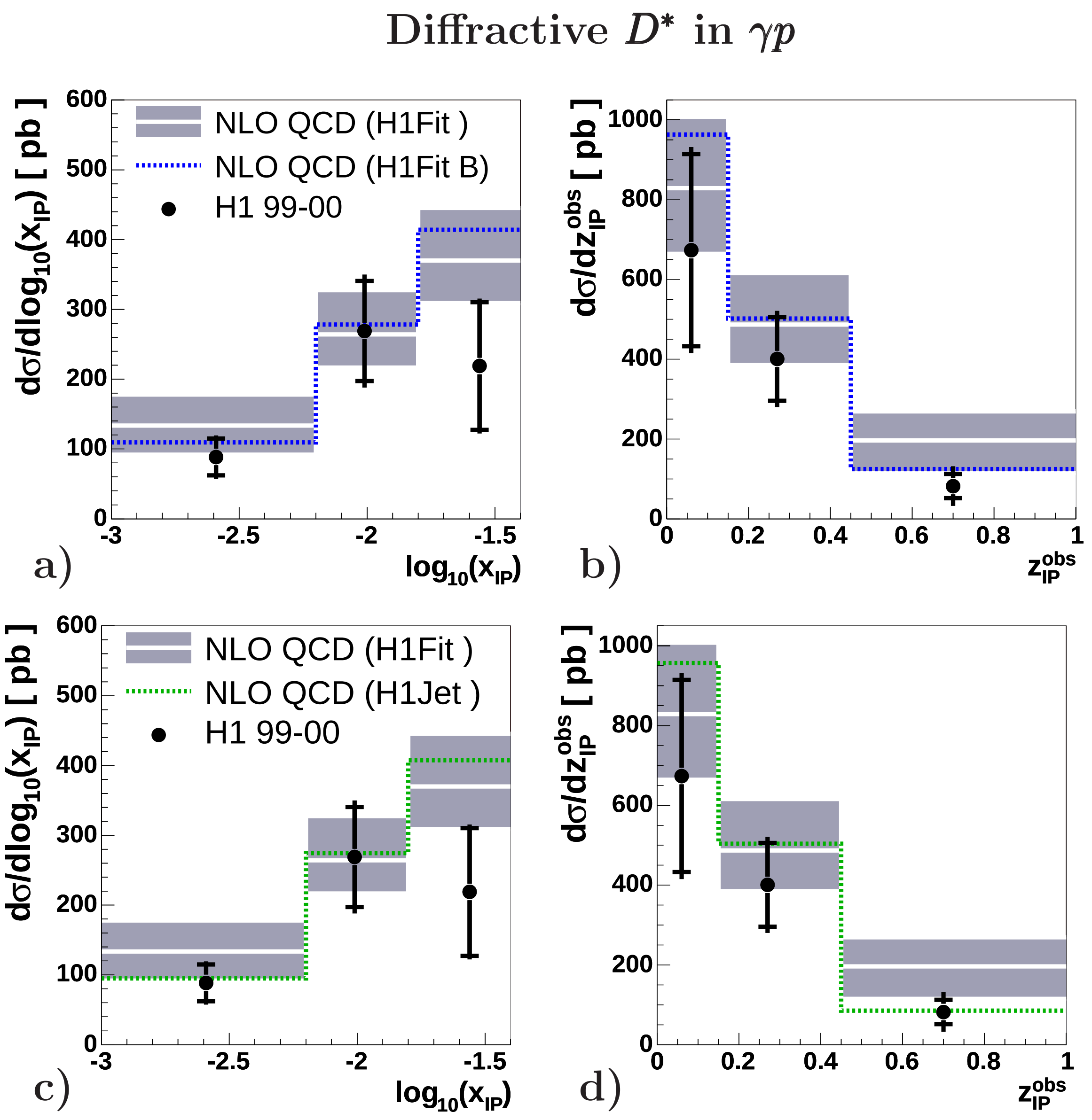


Bild 6.7: Differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion von x_{IP} (a/c) und $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ (b/d) in γp. Die inneren Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen den statistischen Unsicherheiten, die äußeren Fehlerbalken der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten der Messung. Die Daten werden mit Vorhersagen der QCD in NLO verglichen. Die Standard-Parametrisierung (*H1 2006 DPDF Fit*) wird kurz mit *H1 Fit* bezeichnet. Das angegebene Band entspricht den Unsicherheiten der in der QCD-Rechnung verwendeten Skala, der Masse des *charm*-Quarks und der Fragmentation, deren Abschätzung im Text erläutert ist. Die in Bild a und b zusätzlich angegebene (mit *H1Fit B* bezeichnete) Kurve zeigt die Vorhersage der in Bild 2.3 gezeigten alternativen Parametrisierung der DPDFs aus [19]. Die in Bild c und d zusätzlich angegebene (mit *H1Jet* bezeichnete) Kurve zeigt die Vorhersage einer kombinierten Anpassung an die inklusiven Daten aus [19] und einer vorläufigen Messung diffraktiver Zwei-Jet Produktion in DIS [28].

dargestellt. Eine gute Beschreibung der Daten durch die Vorhersagen der QCD in beiden kinematischen Bereichen wird für den so definierten Quotienten durch den Wert eins und eine relative Unterdrückung der Daten in γp gegenüber der Vorhersage der QCD durch Werte kleiner als eins wiedergegeben. Um verbleibende Unsicherheiten durch Extrapolationen aus den verschiedenen kinematischen Bereichen der Messungen in DIS und γp zu vermeiden, wird der integrierte Wirkungsquerschnitt in DIS zusätzlich auf den Bereich in y eingeschränkt, der durch die Messung in γp vorgegeben ist. Ein Vergleich des gemessenen integrierten Wirkungsquerschnitts in diesem eingeschränkten kinematischen Bereich in DIS mit der Vorhersage der QCD ist in Tabelle 6.1 angegeben. Für $R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}(\mathrm{diff})$ ergibt sich ein Wert von

$$R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}(\mathrm{diff}) = 1,11 \pm 0,36\,(\mathrm{stat.}) \pm 0,15(\mathrm{syst.})$$

mit einer verbleibenden theoretischen Unsicherheit von $\pm 0,07$(theo.). Die statistische Unsicherheit der Messung ist durch die Einschränkung des Phasenraums in DIS, die verbleibende systematische Unsicherheit vor allem durch die Bestimmung der Energie des gestreuten Positrons im *SpaCal* in DIS dominiert. Trotz der verhältnismäßig niedrigen statistischen Aussagekraft, ist eine Unterdrückung, insbesondere des in dieser Messung als dominant angenommenen *direct*-Anteils am Signal nicht favorisiert. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit einer vorläufigen Messung bei ZEUS [74, 76] Die statistische Signifikanz der Abweichung dieses Werts von dem aus der Zwei-Jet Analyse ermittelten Wert beträgt $\approx 1,5\,\sigma$. Eine Unterdückung auch des *direct*-Anteils am Signal kann also nicht ausgeschlossen werden.

Es besteht die Möglichkeit, daß die, durch die Masse des *charm*-Quarks vorgegebene Skala nicht ausreicht, um zuverläßige Aussagen über QCD-Faktorisierung in γp zu treffen. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn die Vorhersagen der NLO QCD-Rechnung, in γp, die gemessenen Wirkungsquerschnitte sowohl für diffraktive, als auch für inklusive offene *charm*-Produktion unterschätzt. Die Übereinstimmung der Messungen in diffraktiver offener *charm*-Produktion mit den Vorhersagen der QCD könnte dann rein artifiziell, durch die niedrige QCD-Vorhersage zustande gekommen sein. Da es sich bei der gegebenen Fragestellung auch um eine Unterdrückung diffraktiver, relativ zu inklusiver *charm*-Produktion handelt, läßt sich dies durch den Vergleich des Verhältnisses $R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}$ in diffraktiver *charm*-Produktion mit dem gleichen Verhältnis in inklusiver *charm*-Produktion ausschließen. Daher wurde das Verhältnis $R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}$ ebenfalls aus den inklusiven Messungen offener *charm*-Produktion in DIS und γp bei H1 [30, 32], in einem zur vorliegenden Messung möglichst ähnlichen kinematischen Bereich, bestimmt. Aus den mitgeteilten inklusiven Wirkungsquerschnitten und den jeweiligen Vorhersagen der QCD ergibt sich für die inklusive Messung ein Doppel-Verhältnis von $R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}(\mathrm{incl}) = 0,95 \pm 0,35(\mathrm{stat.})$. Das Verhältnis $R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}(\mathrm{diff})/R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}(\mathrm{incl})$ führt zu einem Wert von $1,17 \pm 0,57\,(\mathrm{stat.})$. Eine Unterdrückung diffraktiver relativ zu inklusiver *charm*-Produktion in γp ist also nicht festzustellen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde offene *charm*-Produktion in diffraktiver ep-Streuung mit dem H1-Experiment am HERA-Beschleuniger untersucht. Die Identifikation des *charm*-Quarks erfolgte dabei durch die vollständige Rekonstruktion des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+_{slow} \rightarrow (K^-\pi^+)\pi^+_{slow}$ (+C.C.). Die Messung erstreckt sich über Ereignisse in DIS und γp, wobei die jeweiligen kinematischen Bereiche durch die Wahl der Detektoren zur Rekonstruktion des gestreuten Positrons vorgegeben sind. Der integrierte Wirkungsquerschnitt in DIS ergibt sich zu

$$\sigma(ep \rightarrow (D^{*\pm}X')Y)_{\mathrm{DIS}} = 241 \pm 30\,(\mathrm{stat.}) \pm 36\,(\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb} \qquad (\mathrm{DIS})$$

im sichtbaren Bereich von $2 < Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$, $0,05 < y < 0,7$, $p_t(D^*) > 2\,\mathrm{GeV}$, $\eta(D^*) < 1,5$, $x_{\mathrm{IP}} < 0,04$, $M_{\mathrm{Y}} < 1,6\,\mathrm{GeV}$ und $|t| < 1\,\mathrm{GeV}^2$. Diese Messung übersteigt die statistische Signifikanz einer vorherigen Messung bei H1 um einen Faktor drei bei geringeren systematischen Unsicherheiten. Der integrierte Wirkungsquerschnitt in γp ergibt sich zu

$$\sigma(ep \rightarrow (D^{*\pm}X')Y)_{\gamma\mathrm{p}} = 275 \pm 52\,(\mathrm{stat.}) \pm 39\,(\mathrm{syst.})\ \mathrm{pb} \qquad (\,\gamma p\,)$$

im sichtbaren Bereich von $Q^2 < 0,01\,\mathrm{GeV}^2$, $0,3 < y < 0,65$, $p_t(D^*) > 2\,\mathrm{GeV}$, $\eta(D^*) < 1,5$, $x_{\mathrm{IP}} < 0,04$, $M_{\mathrm{Y}} < 1,6\,\mathrm{GeV}$ und $|t| < 1\,\mathrm{GeV}^2$. Es handelt sich um die erste Messung diffraktiver offener *charm*-Produktion in γp bei H1. Die gemessenen integrierten und differentiellen Wirkungsquerschnitte befinden sich im Rahmen der angegebenen Unsicherheiten in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen der pQCD in NLO. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte wurden differentiell in den Variablen der inklusiven und diffraktiven Ereignis-Kinematik, sowie der Kinematik des erzeugten D^*-Mesons untersucht. Die gute Beschreibung diffraktiver offener *charm*-Produktion in DIS und γp impliziert die Gültigkeit der kollinearen QCD-Faktorisierung nach [33]. Die für die Rechnungen verwendeten charakteristischen Skalen liegen bei $\mu^2 = 16\,\mathrm{GeV}^2$ ($11\,\mathrm{GeV}^2$) in DIS (γp). Diese Ergebnisse stehen einer Messung in diffraktiver Zwei-Jet Produktion bei H1 gegenüber, in der ein globaler Unterdrückungsfaktor (*Rapidity Gap Survival Probability*) von 0.6 ± 0.1 sowohl für den *resolved*-, als auch für den *direct*-Anteil der QCD-Vorhersagen in γp zur Beschreibung der Daten notwendig ist. Um theoretische und systematische Unsicherheiten der Messung weiter zu reduzieren, wurde aus den integrierten Messungen in beiden kinematischen Bereichen unter möglichst ähnlichen sonstigen kinematischen Bedingungen das in Gleichung 6.1 angegebene Doppelverhältnis $R^{\gamma\mathrm{p}}_{\mathrm{DIS}}$ bestimmt, das im Fall der Gültigkeit der QCD-Faktorisierung in beiden kinematischen Bereichen eins ergibt und im

Fall der Notwendigkeit eines Unterdrückungsfaktors in γp zu Werten kleiner als eins führt. Für $R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}(\mathrm{diff})$ ergibt sich ein Wert von $1,11 \pm 0,36\,(\mathrm{stat.}) \pm 0,15\,(\mathrm{syst.})$ mit einer verbleibenden theoretischen Unsicherheit von $\pm 0,07(\mathrm{theo.})$. Ein ähnlicher Vergleich der Daten mit den entsprechenden QCD-Vorhersagen in DIS und γp in inklusiver offener *charm*-Produktion [30, 32] führt zu einem Doppel-Verhältnis von $R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}(\mathrm{incl}) = 0.95 \pm 0,35(\mathrm{stat.})$. Das Verhältnis $R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}(\mathrm{diff})/R_{\mathrm{DIS}}^{\gamma\mathrm{p}}(\mathrm{incl})$ beträgt $1,17 \pm 0,57\,(\mathrm{stat.})$. Eine Unterdrückung diffraktiver relativ zu inklusiver offener *charm*-Produktion in γp ist also nicht festzustellen. Es ist zu beachten, daß diffraktive D^*-Produktion in γp vornehmlich durch *direct*-Prozesse erfolgt. Die vorliegenden Ergebnisse favorisieren also kollineare QCD-Faktorisierung insbesondere der *direct*-Prozesse in diffraktiver offener *charm*-Produktion bei H1. Ein globaler Unterdrückungsfaktor von $0,6 \pm 0,1$ sowohl für *resolved*-, als auch für *direct*-Prozesse, wie in [39] kann jedoch aufgrund der statistischen Unsicherheiten der Messungen in beiden kinematischen Bereichen nicht ausgeschlossen werden.

Die geringe und nur sehr indirekte Sensitivität der Messung semi-inklusiver diffraktiver *ep*-Streuung [19] auf die Gluon-Dichteverteilung, insbesondere bei hohen Werten von z, erfordert die zusätzliche Einbeziehung von Prozessen, die einen direkten Zugang zur Gluon-Dichteverteilung bieten. Ein erster Ansatz hierzu wurde durch die Anpassung einer Kombination aus den inklusiven Daten [19] mit einer vorläufigen Messung in diffraktiver Zwei-Jet Produktion [28] unternommen. Für die so gewonnenen DPDFs ist diffraktive offene *charm*-Produktion der einzige unabhängige, direkte Test der QCD-Faktorisierung, für andere (mittlere und niedrige) Werte des anteiligen Gluon-Impulses z und bei anderen (niedrigeren) Skalen der QCD-Entwicklung. Eine anschauliche, direkte und weitestgehend modellunabhängige Möglichkeit hierzu besteht, zusätzlich zum Vergleich differentieller Wirkungsquerschnitte, in der Bestimmung des *charm*-Anteils an der semi-inklusiven diffraktiven *ep*-Streuung wie in [40].

Die hier angegebenen Wirkungsquerschnitte wurden aus dem mit HERA-1 bezeichneten Datensatz von 1999 und 2000 mit einer Luminosität von $47,0\,\mathrm{pb}^{-1}$ bestimmt. Vor allem die Messung in γp ist dabei, wegen des experimentell eingeschränkten kinematischen Bereichs vor allem statistisch limitiert. Bild 7.1 zeigt die erwartete integrierte Luminosität in der HERA-2 Phase bis Ende 2007 im Vergleich zu HERA-1. Dabei liegen seit 2004 bereits Datensätze mit einer integrierten Luminosität von $\approx 170\,\mathrm{pb}^{-1}$ vor, die es ermöglichen in beiden kinematischen Bereichen zu deutlich präziseren Messungen zu gelangen, wodurch sich unter anderem die noch offene Frage der kollinearen QCD-Faktorisierung und insbesondere der Unterdrückung von *direct*-Prozessen in γp abschließend beantworten lassen könnte. In einem weiteren Schritt könnten in einer Messung mit höherer statistischer Signifikanz die Wirkungsquerschnitte für offene *charm*-Produktion zusätzlich zu den Daten aus diffraktiver Zwei-Jet Produktion in eine kombinierte Anpassung einbezogen werden, um die resultierende Gluon-Dichteverteilung über einen großen Bereich in z aus direkten Messungen und mit maximal möglicher Präzision zu bestimmen.

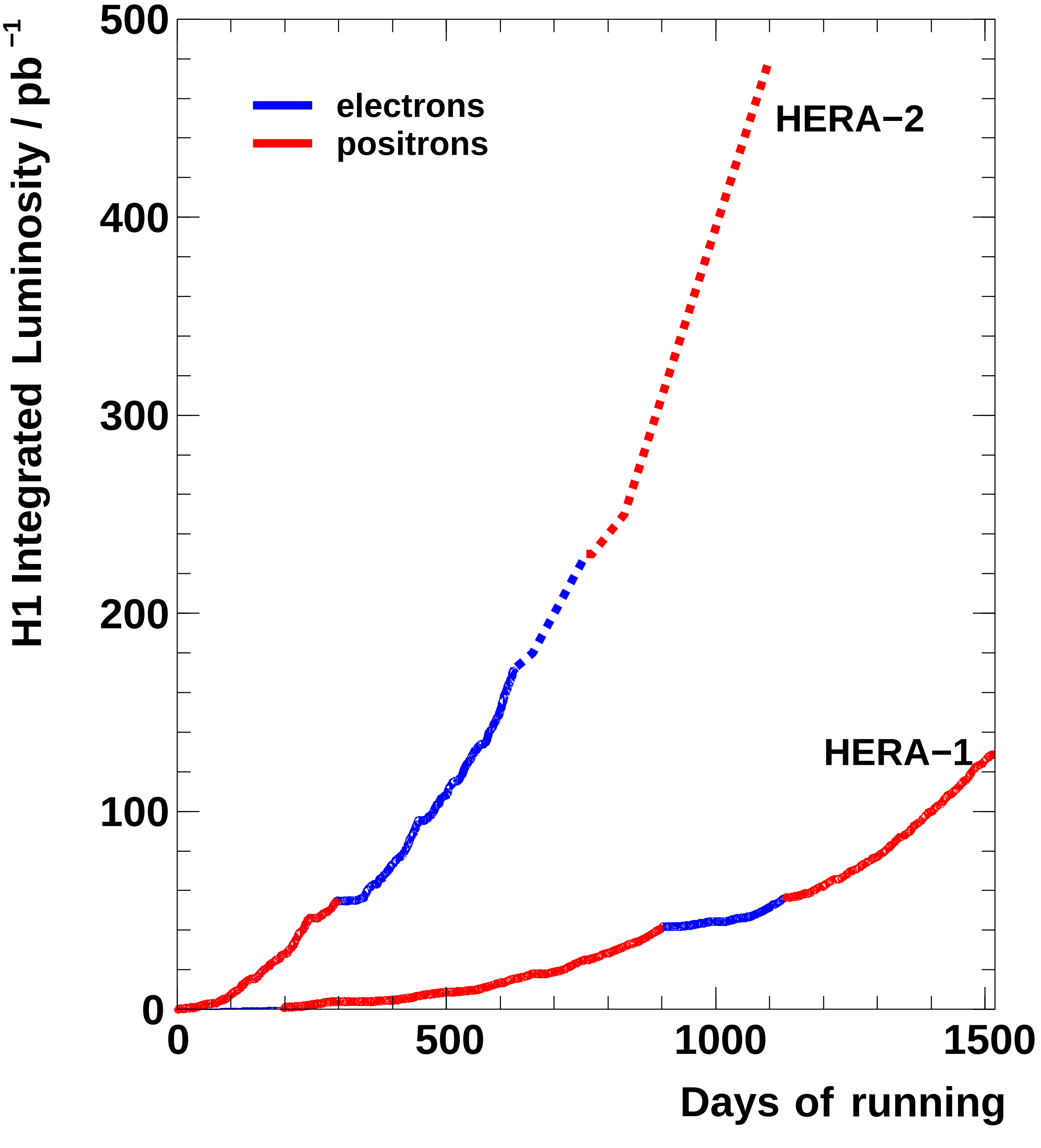


Bild 7.1: Erwartete Luminosität in der Datennahme-Periode von HERA-2 im Vergleich zu der, in dieser Arbeit untersuchten Datennahme-Periode, von HERA-1.

Anhang A

Simulation der Vorwärts-Detektoren

A.1 Detektor-Rauschen und nicht-*ep* korrelierter Untergrund

Für den FMD-Detektor und das PLUG-Kalorimeter ist strahlkorrelierter, oder durch elektronisches Rauschen verursachter Untergrund nicht in der Standard-Simulation enthalten. Ihre Berücksichtigung erfolgt daher gesondert mit Hilfe von parallel zur Datennahme aufgezeichneten zufällig getriggerten Ereignissen, wodurch sowohl elektronisches Rauschen der einzelnen Subdetektoren, als auch nicht *ep*-induzierter strahlkorrelierter Untergrund berücksichtigt werden. Für strahlkorrelierten Untergrund sind dabei Korrelationen der Subdetektoren untereinander zu beachten. Das Untergrund-Niveau für die einzelnen Lagen des PRT hat sich bei den Studien als deutlich unter 1% liegend erwiesen, weshalb das Signal des PRT, nach Ausschluß der Detektorlagen und der Bereiche der Datennahme, für die diese Annahme nicht zutreffend ist, als untergrundfrei betrachtet wird. Die ausgeschlossenen Bereiche der Datennahme entsprechen einer integrierten Luminosität von $6\,\mathrm{pb}^{-1}$, die jedoch über weite Bereiche mit HV- und Ausleseproblemen anderer Detektorkomponenten, wie des *CTD*, zusammenfallen.

Bild A.1 zeigt das Untergrund-Niveau des FMD und des PLUG-Kalorimeters über den Verlauf der gesamten Datennahme-Periode von 1999 bis 2000, jeweils gemittelt über 100 Datenläufe (*runs*) pro *bin*. Dargestellt ist der Anteil der Ereignisse, die das FMD- oder PLUG-Kriterium der diffraktiven Auswahl in Kapitel 4, allein aufgrund des bestehenden Untergrunds, nicht erfüllt haben. Für die Betrachtung des Signals im PLUG-Kalorimeter wurden dabei nur Energie-Einträge mit mehr als 300 MeV pro Kalorimeter-Zelle betrachtet. Zu sehen ist ein zeitlich stabiles Untergrund-Niveau beider Detektoren mit statistischen Fluktuationen nach oben und unten. Zur Bestimmung eines Korrekturfaktors zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte auf den Anteil diffraktiver Ereignisse, die irrtümlich aufgrund von Untergrund im FMD oder im PLUG-Kalorimeter aus der Analyse ausgeschlossen wurden, wurden die in Bild A.1 a (c) gezeigten Untergrund-Niveaus, wie in Bild A.1 b (d) dargestellt, auf die gesamte betrachtete Datennahme-Periode projiziert. An die so bestimmte Verteilung wurde eine Gaußfunktion angepaßt, die zu einer guten Beschreibung des zeitlich gemittelten Untergrund-Niveaus führt. Der Korrekturfaktor für den FMD ergibt sich aus dem Erwartungswert der Gaußfunktion zu $1,03$. Die systematische Unsicherheit wird aus der Standartabweichung σ zu $\pm 1\%$ bestimmt. Für das PLUG-

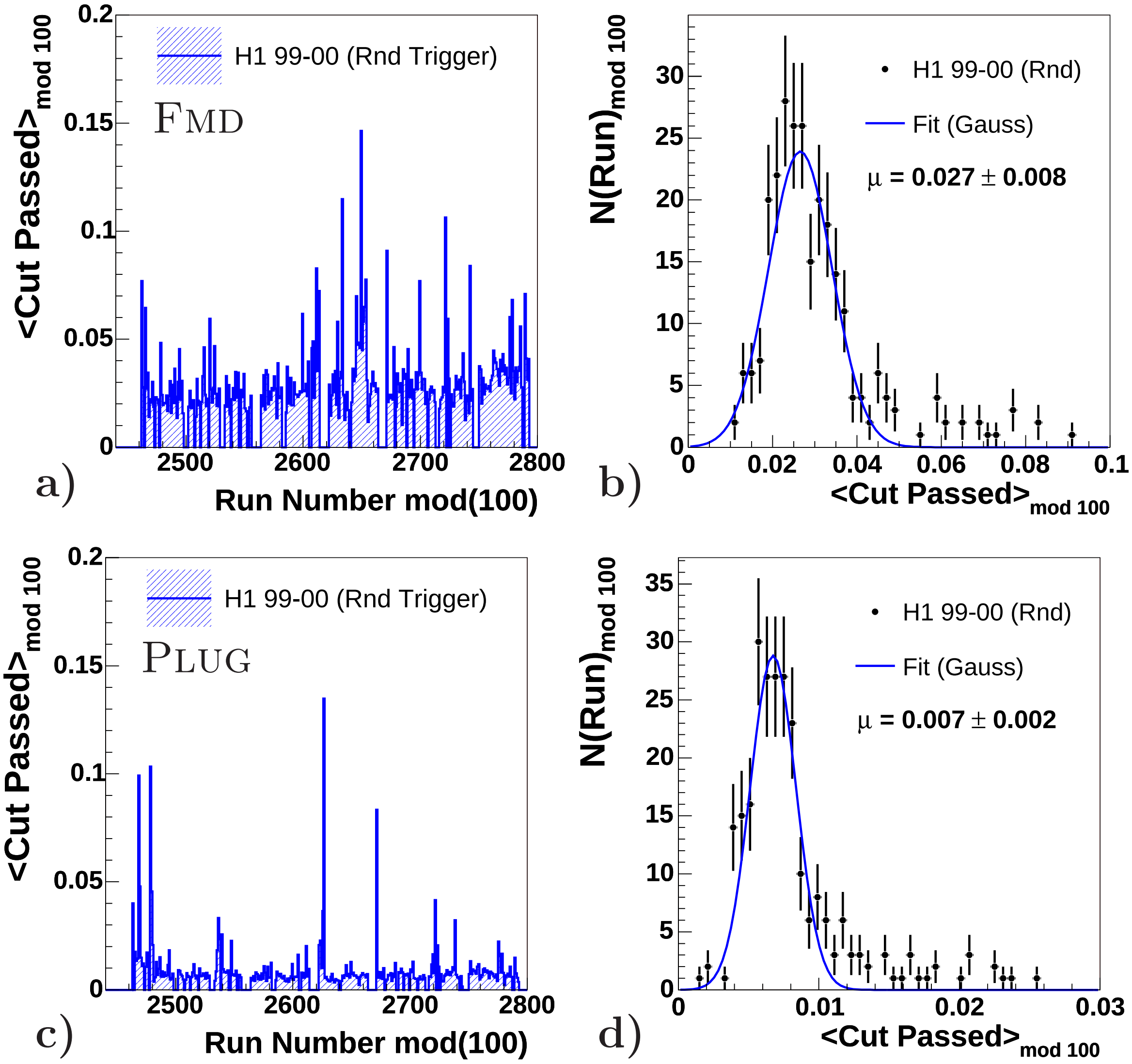


Bild A.1: Strahlinduzierter Untergrund und elektronisches Rauschen für den Fmd oben (a und b) und das Plug-Kalorimeter unten (c und d) als Funktion der *run*-Nummer für die volle Datennahme-Periode von 1999 bis 2000, jeweils über 100 *runs* pro *bin* gemittelt (a und c, links). Auf der y-Achse ist der relative Anteil der Ereignisse aufgetragen, die bereits durch den bestehenden Untergrund das Auswahlkriterium der entsprechenden Detektor-Komponente nicht erfüllen. Das entsprechende Histogramm auf der rechten Seite (b und d) zeigt die Projektion des jeweiligen linken Histogramms auf die y-Achse. Es zeigt für beide Detektor-Komponenten eine annähernd gaußförmige Verteilung des mittleren Untergrundes mit einem Mittelwert von $\mu = 0.03$ ($\mu = 0.01$) und einer Standartabweichung von $\sigma = 0.008$ ($\sigma = 0.002$) für den Fmd (das Plug-Kalorimeter).

Kalorimeter ergibt sich ein Korrekturfaktor von $1,01$, für den ebenfalls eine systematische Unsicherheit von $\pm 1\%$ angenommen wird.
Zur Beschreibung der Signalverteilungen des FMD und des PLUG-Kalorimeters in der Simulation werden deren Histogramm-Verteilungen mit der Wahrscheinlichkeits-Dichtefunktion für ein durch Untergrund verursachtes Signal gefaltet. Diese Wahrscheinlichkeits-Dichtefunktionen wurden aus der auf 1 normierten Verteilung des FMD- oder des PLUG-Signals aus den zufallsgetriggerten Daten bestimmt. Beispiele hierfür sind in Bild A.2 gezeigt. Elektronisches Rauschen und strahlinduzierter Untergrund überlagern diffraktive Ereignisse. Die angegebene Korrektur-Methode setzt voraus, daß das entsprechende Signal im FMD oder im PLUG-Kalorimeter für diffraktive Ereignisse Null oder sehr klein ist, was in der Tat gut erfüllt ist. Alternativ läßt sich der Korrekturfaktor auf den Wirkungsquerschnitt durch Anwendung und Nicht-Anwendung der Faltung auf die Verteilung des Pomeron-Signals bestimmen. Ein Vergleich beider Methoden für den FMD und das PLUG-Kalorimeter führt zu äquivalenten Ergebnissen.

A.2 Anpassung der PRT-Verteilung

Die lagenweise Nachweiseffizienz des PRT für inklusive und Proton-dissoziative Ereignisse ist üblicher Weise schlecht durch die Simulation beschrieben. Gründe hierfür bestehen in der Abhängkeit der Akzeptanz des PRT von der Strahlführung, der komplizierten Struktur des Strahlrohrs und der großen Nähe des PRT zum Strahlrohr, wodurch die einzelnen Szintillations-Detektoren permanenter, nieder-energetischer Synchrotronstrahlung ausgesetzt sind, die zu einer kontinuierlichen Abnahme der Nachweiseffizienz der Szintillations-Detektoren führt und eine ständige Nachjustierung der vorgegebenen Schwellenwerte erfordert. Die Berücksichtigung in der Analyse erfolgt durch eine Umgewichtung der Nachweiseffizienzen der einzelnen Szintillations-Detektoren auf die aus den Daten bestimmten Werte. Hierzu wurden die Nachweiseffizienzen auf einem unabhängigen anti-diffraktiven Datensatz (mit $\eta_{\max} > 3,2$ und erhöhter Aktivität im FMD) aus den Daten bestimmt. Die Bestimmung der entsprechenden Ereignisse erfolgte statistisch durch Anpassungen an die jeweilige ΔM-Verteilung.
Der Vergleich der aus Daten bestimmten Nachweiseffizienz mit der Simulation ist in Bild A.3 gezeigt. Die Umgewichtung erfolgt lagenweise, mit anschließender Anwendung eines weiteren globalen Umgewichtungsfaktors von $0,80 \pm 0,03$ für die Summe der Treffer aus allen Lagen, wie in [70, 77]. Die ermittelten Korrekturfaktoren sind in Tabelle A.1 angegeben. Sie stimmen innerhalb ihrer Unsicherheiten mit den aus inklusiveren Analysen bestimmten Werten überein [73]. Wie in Bild A.3 b und c gezeigt, läßt sich die Signalverteilung des PRT durch Anwendung der Umgewichtung auf dem inklusiven Datensatz wesentlich verbessern. Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit wurde der globale Umgewichtungs-Faktor auf 0.4 oder 1.0 gesetzt. Die damit verbundenen Variationen sind in Bild A.3 c dargestellt. Sie führen zu einer Unsicherheit für den berechneten integrierten Wirkungsquerschnitt von $\pm 8.5\%$ ($\pm 7\%$) in DIS (γp), was vor allem aus der Korrektur auf Proton-dissoziative Ereignisse bei niedrigen und mittleren Werten von M_Y herrührt, für die kein redundanter Nachweis durch weitere Vorwärts-Detektor besteht.

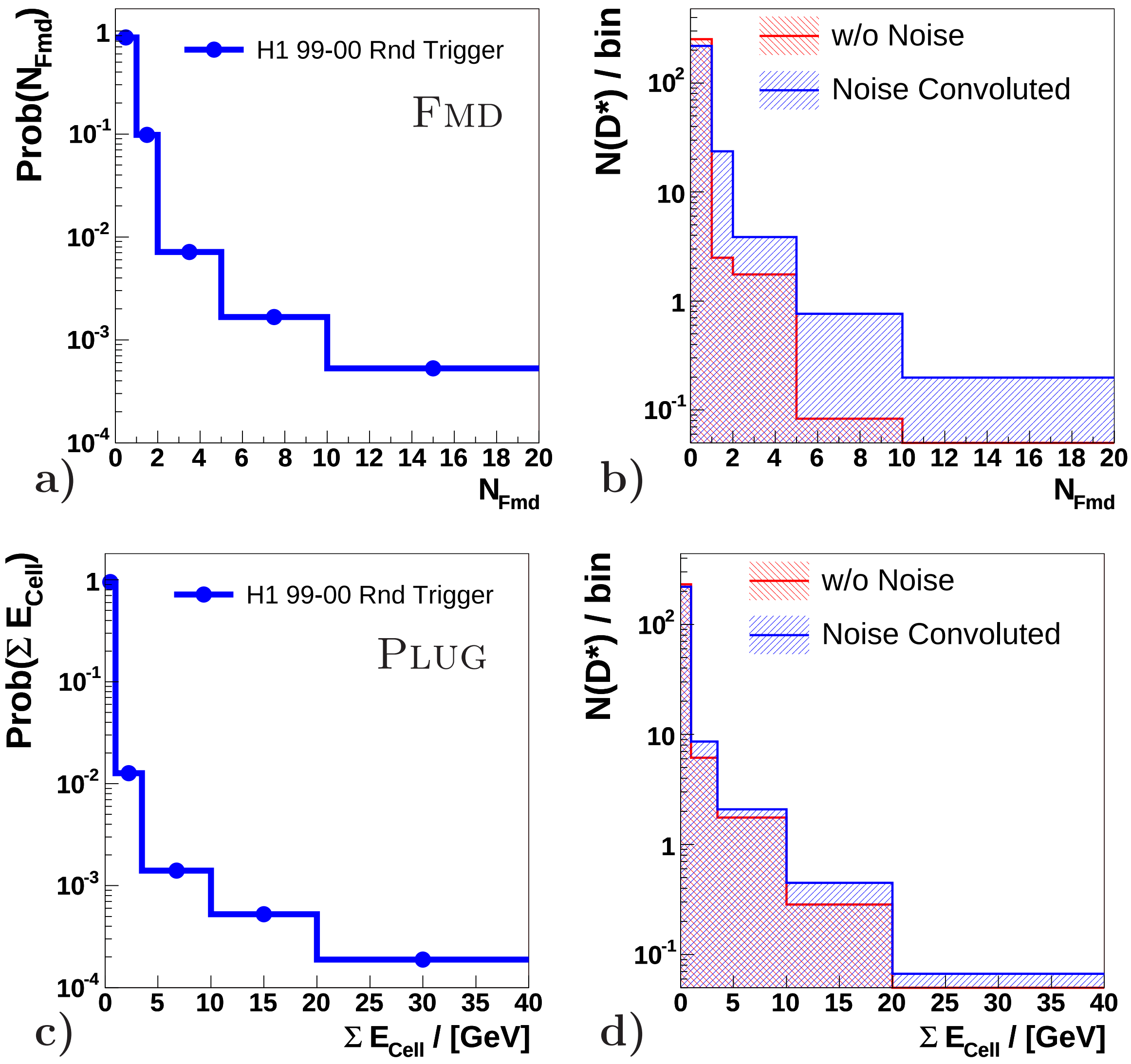


Bild A.2: Wahrscheinlichkeitsdichte Verteilung für eine durch Untergrund erzeugte Anzahl von N_{Fmd} Koinzidenzen im FMD (a) oder einer Gesamtenergie ΣE_{Cell} im Plug-Kalorimeter (c). In Bild b und d ist jeweils für den FMD (das PLUG-Kalorimeter) ein Beispiel für die Faltung einer untergrundfreien Verteilung aus der Simulation (für das Pomeron-Signal) mit der entsprechenden Verteilung in a (c) gezeigt.

Detektor-Lage	0	1	2	3	4
Gewichtungsfaktor	0.55 ± 0.05	0.69 ± 0.06	0.72 ± 0.07	0.41 ± 0.04	0.51 ± 0.05

Tabelle A.1: Korrekturfaktoren für die Umgewichtung der PRT Lagen-Effizienz. Zusätzlich zu den angegebenen Umgewichtungs-Faktoren pro Lage erfolgt die Anwendung eines globalen Faktors von 0.80 ± 0.03 für die Summe aller Treffer des PRT. Innerhalb ihrer statistischen Unsicherheiten sind die bestimmten Werte in tief-inelastischer Streuung und γp äquivalent.

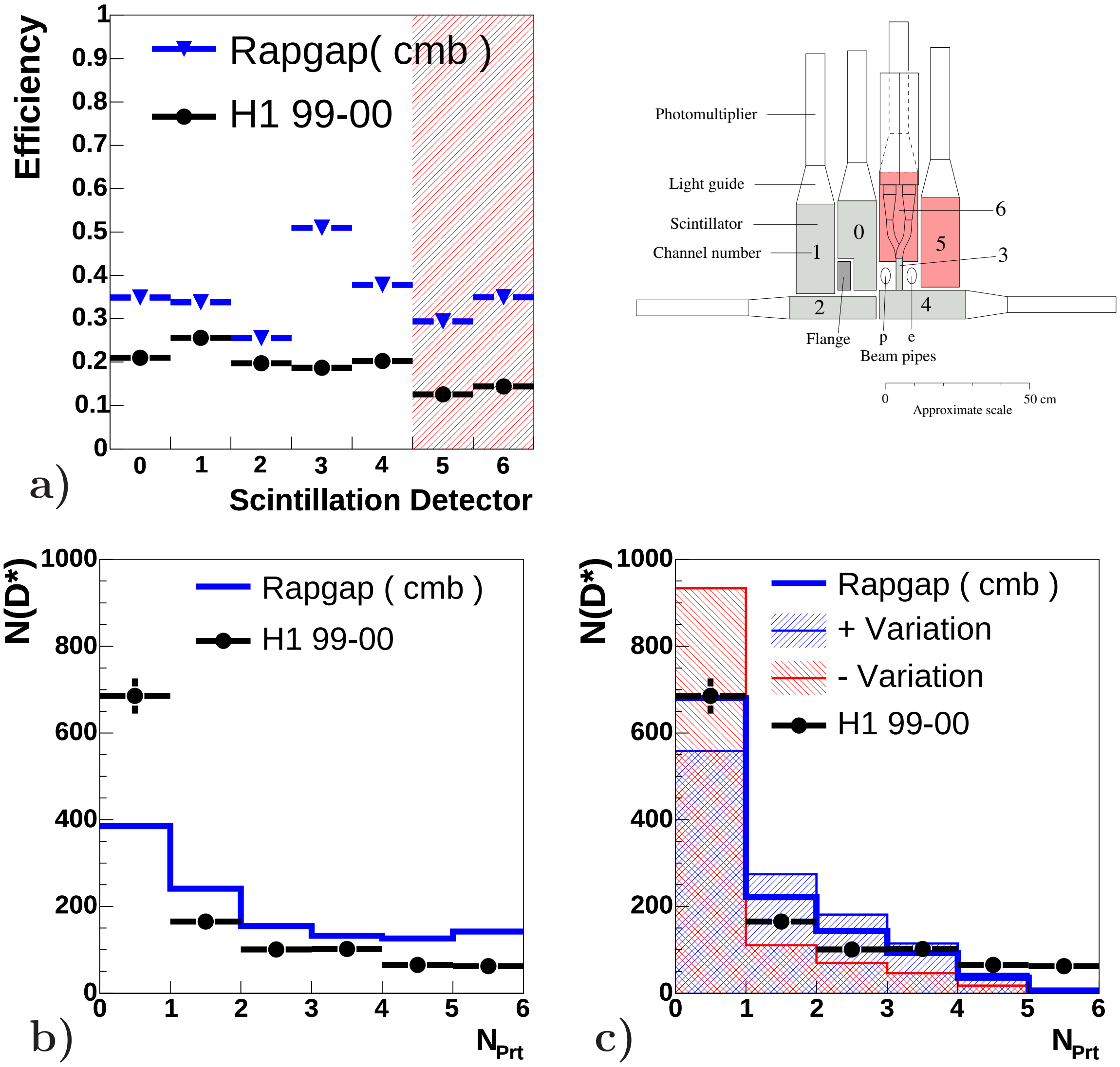


Bild A.3: Vergleich der lagenweisen Nachweiseffizienz des PRT für inklusive und Proton-dissoziative Ereignisse auf einem unabhängigen anti-diffraktiven Datensatz mit der Simulation (a). Die rot-schraffierten Detektorlagen wurden wegen zu hohen Untergrunds aus der Analyse ausgeschlossen. Die lagenweisen Nachweiseffizienzen werden in der Simulation systematisch übergeschätzt und müssen daher zu kleineren Werten gewichtet werden. Die Umgewichtungs-Faktoren sind in Tabelle A.1 angegeben. In Bild b und c ist ein Vergleich der Anzahl N_{Prt} der angesprochenen PRT-Lagen mit der Simulation vor (b) und nach (c) dieser Umgewichtung gezeigt. Die rot und blau schraffierten Histogramme in (c) veranschaulichen die Auswirkungen der Variation zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten der Ungewichtung. Die angezeigten Verteilungen überstreichen die gemessene Verteilung großzügig.

Anhang B

ΔM-Verteilung Differentieller Kinematischer Verteilungen

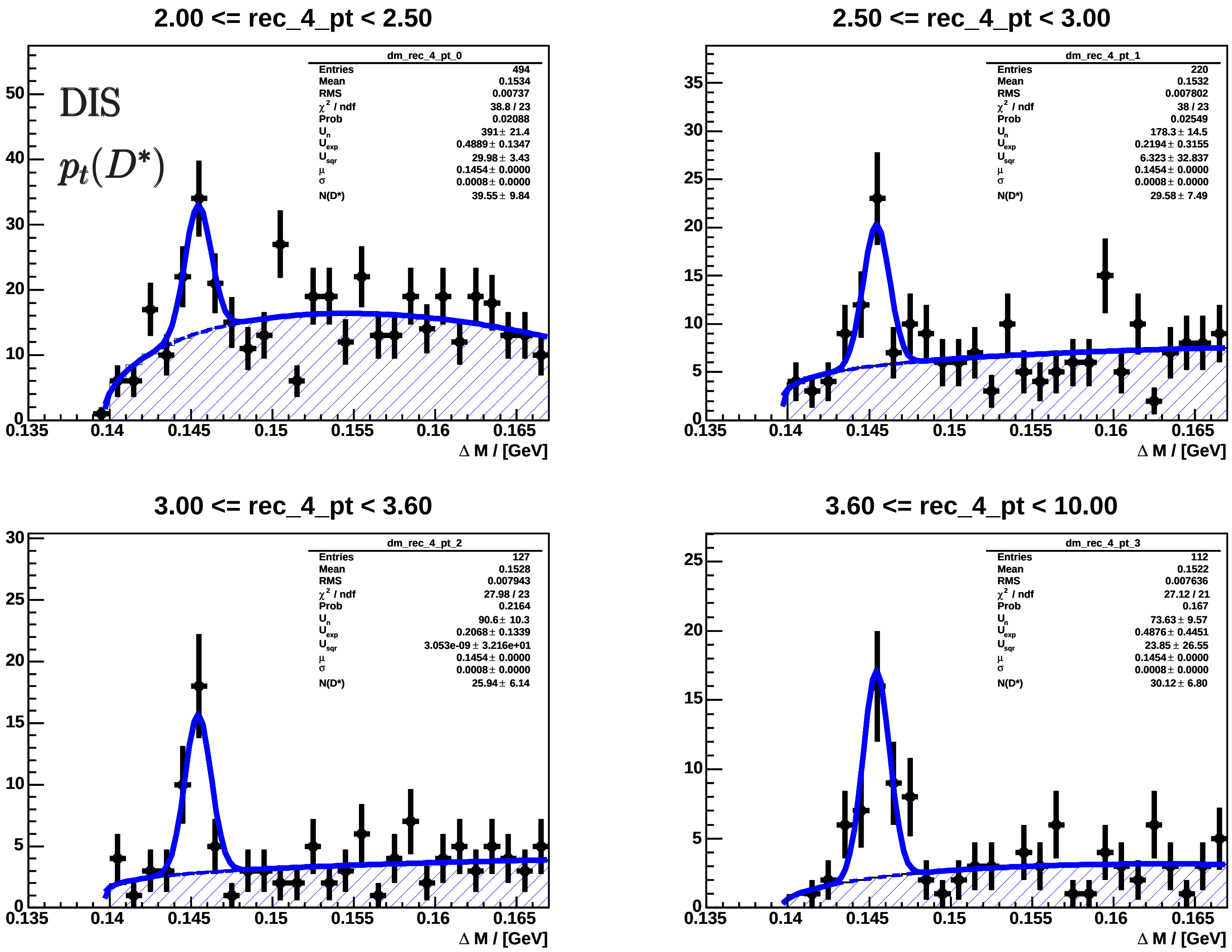


Bild B.1: ΔM-Verteilungen in 4 *bins* differentiell in $p_t(D^*)$ in DIS.

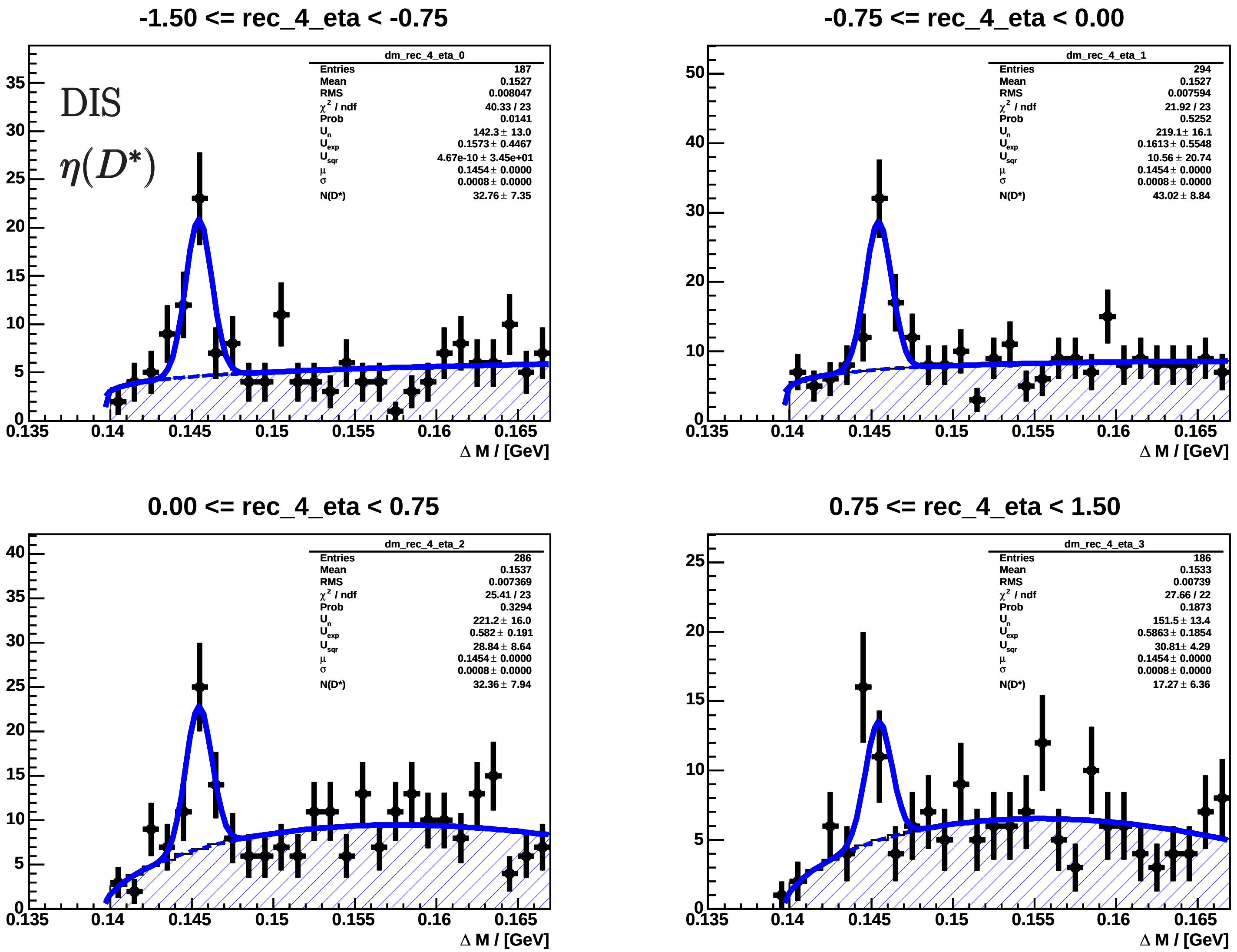


Bild B.2: ΔM-Verteilungen in 4 *bins* differentiell in $\eta(D^*)$ in DIS.

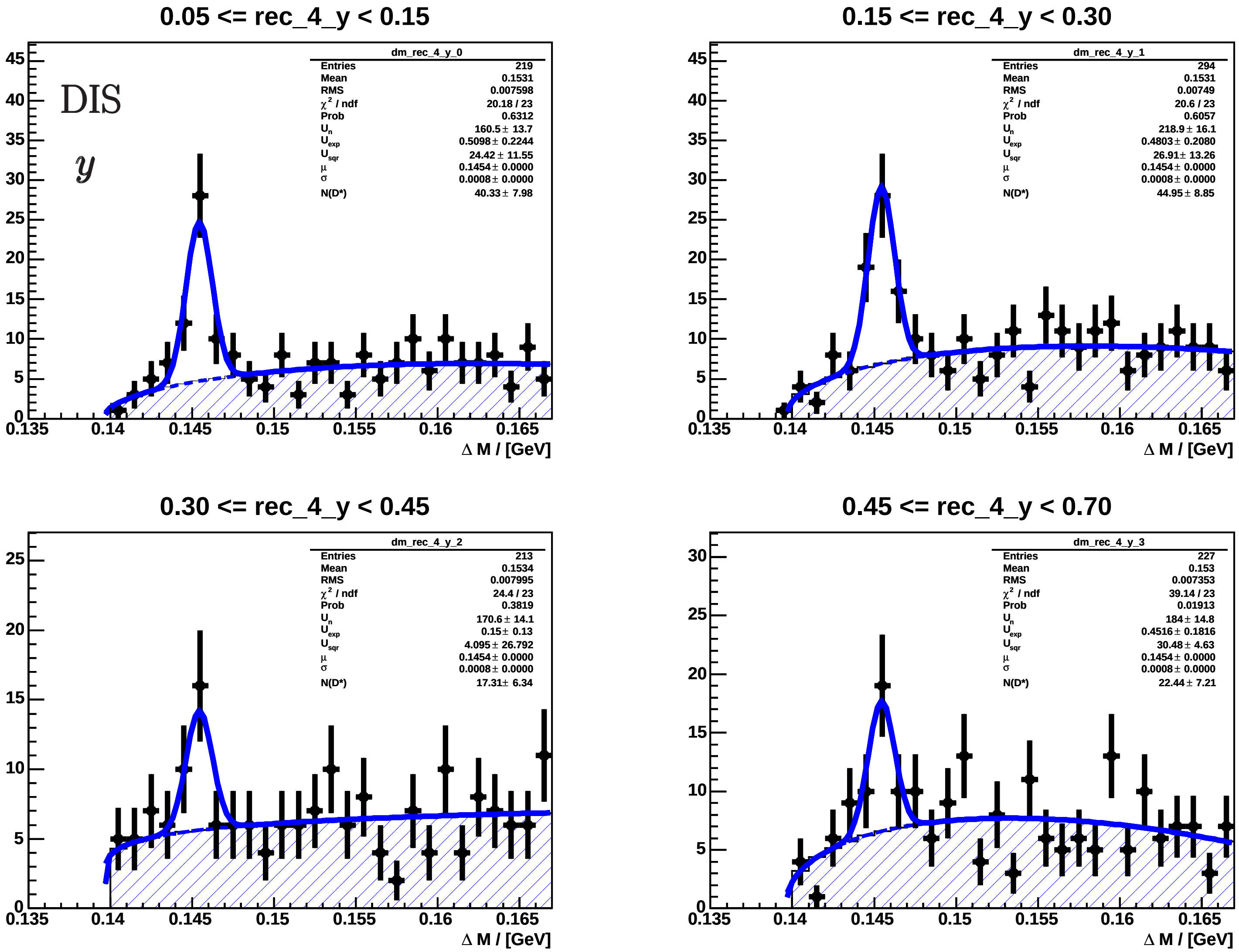


Bild B.3: ΔM-Verteilungen in 4 *bins* differentiell in y in DIS.

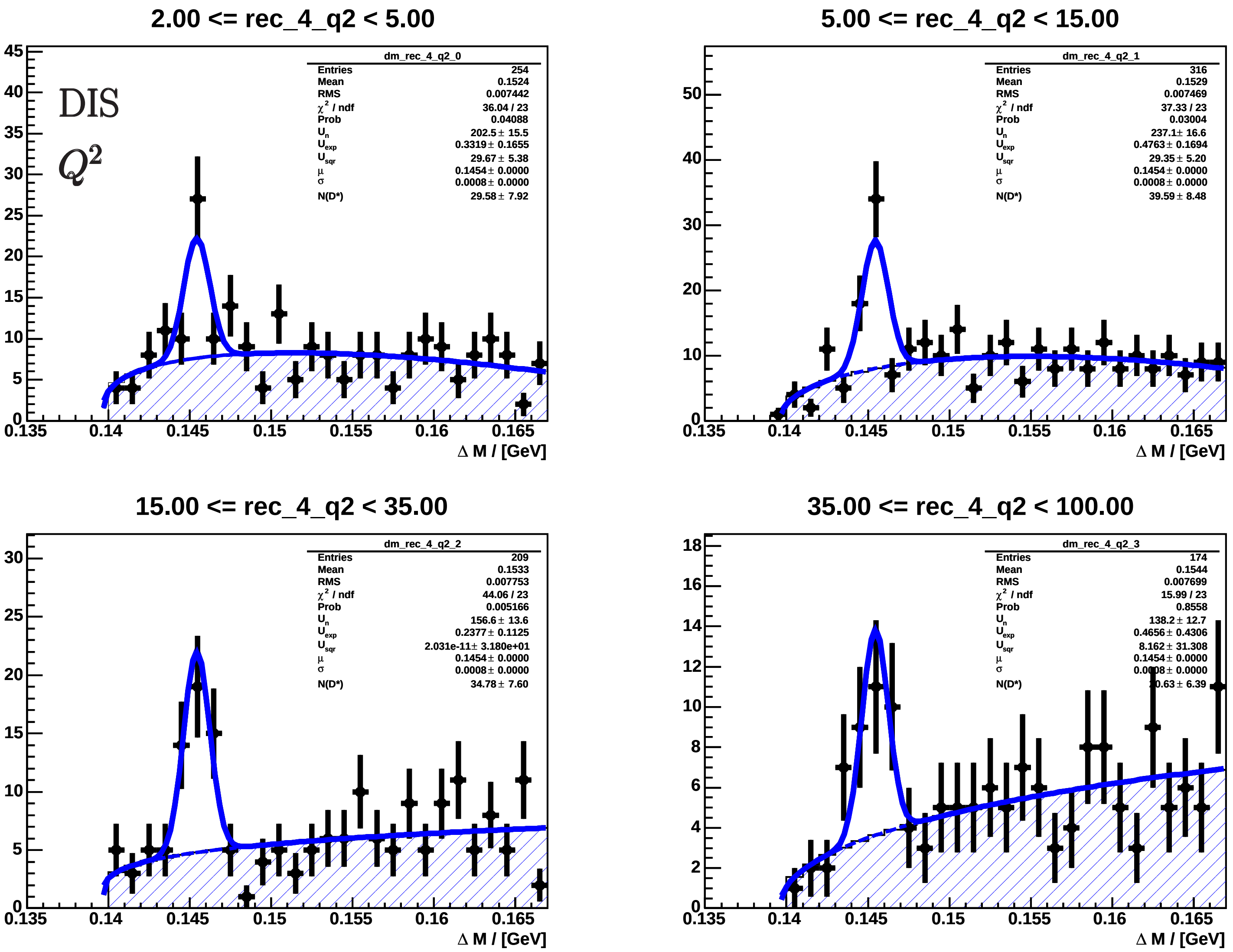


Bild B.4: ΔM-Verteilungen in 4 *bins* differentiell in Q^2 in DIS.

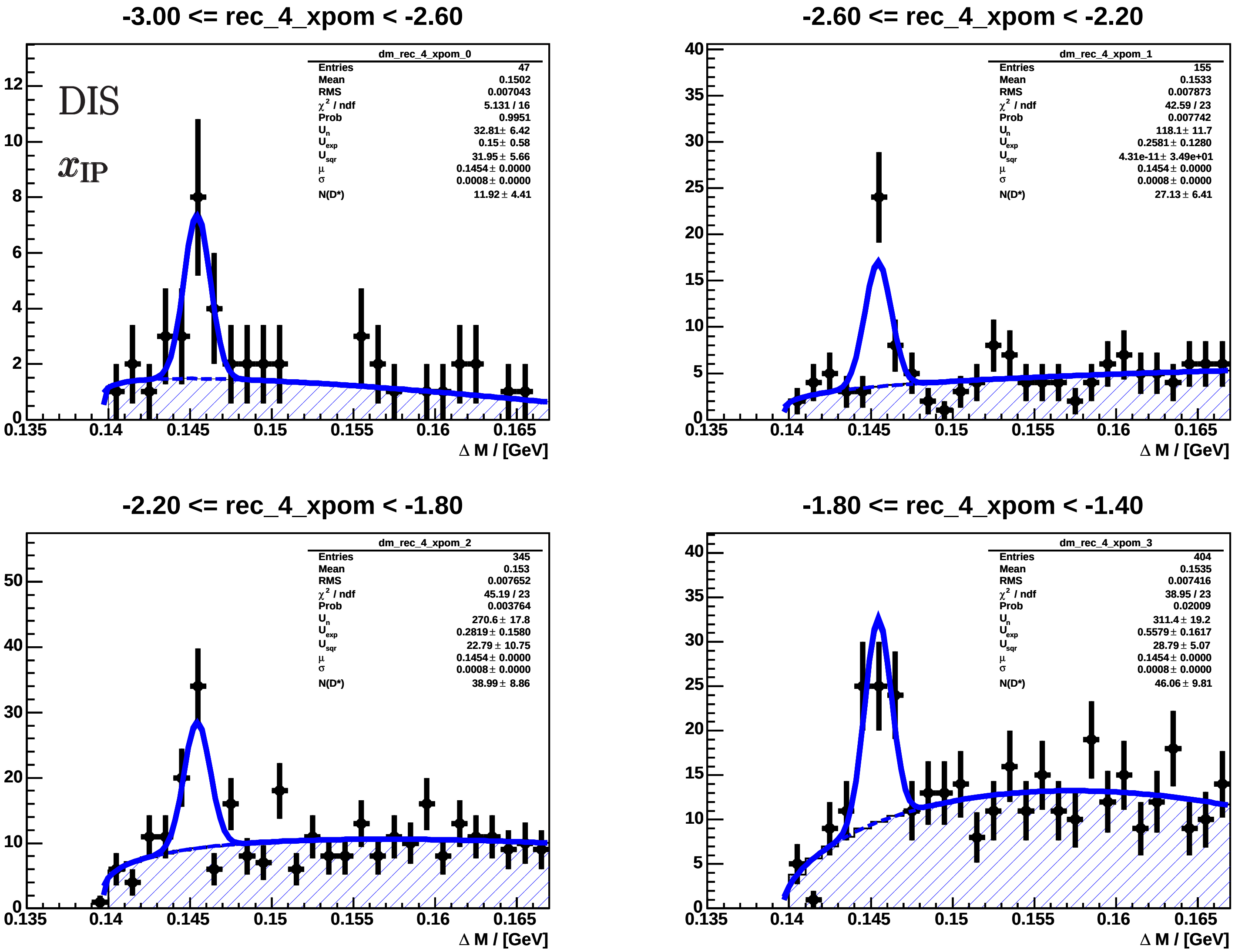


Bild B.5: ΔM-Verteilungen in 4 *bins* differentiell in x_{IP} in DIS.

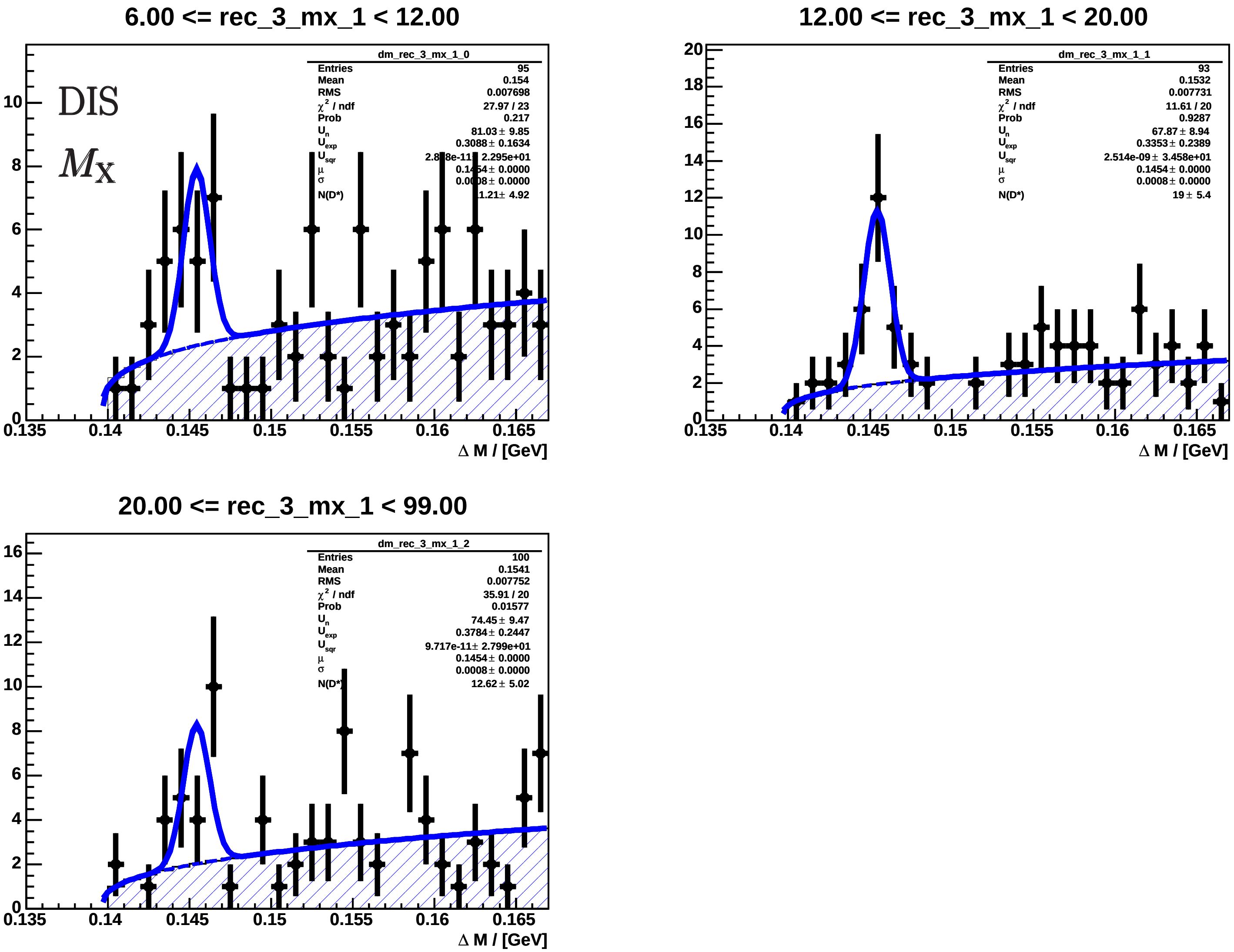


Bild B.6: ΔM-Verteilungen in 3 *bins* differentiell in M_{X} und $(1,2 < \log_{10}(Q^2) < 2,0)$, zur Berechnung des *charm*-Anteils an der diffraktiven Strukturfunktion $F_2^{\mathrm{D}(3)}$.

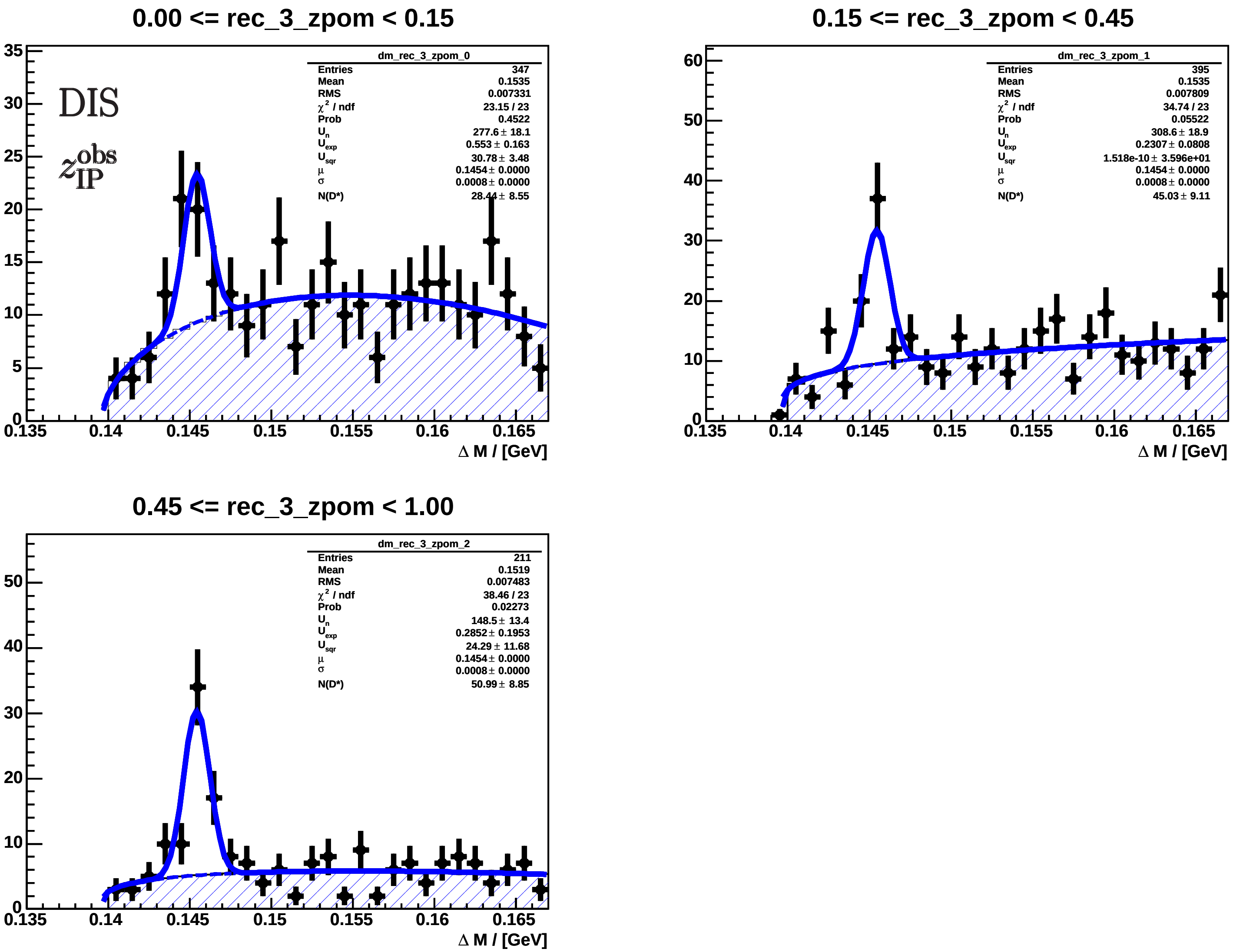


Bild B.7: ΔM-Verteilungen in 3 *bins* differentiell in $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ in DIS.

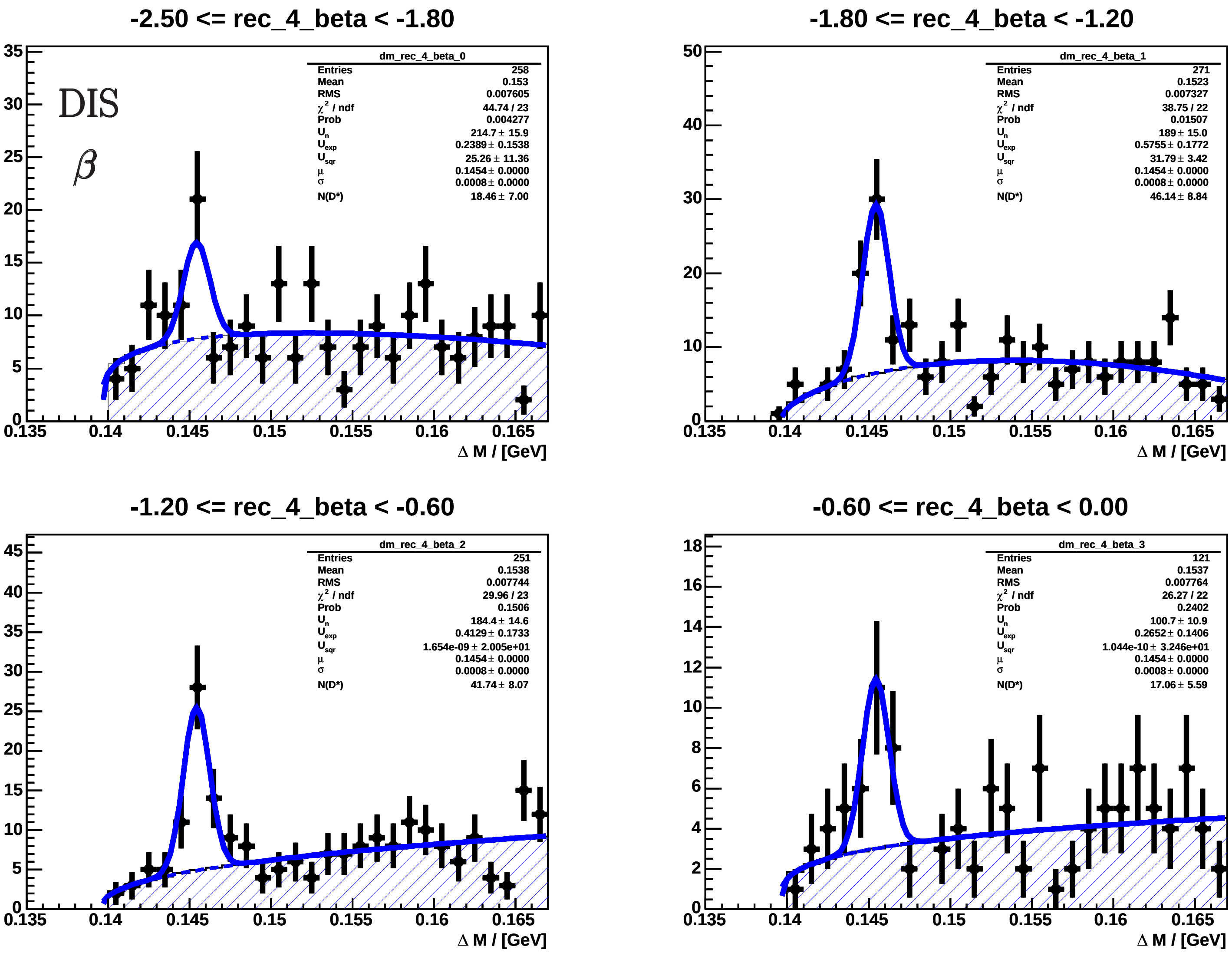


Bild B.8: ΔM-Verteilungen in 4 *bins* differentiell in β in DIS.

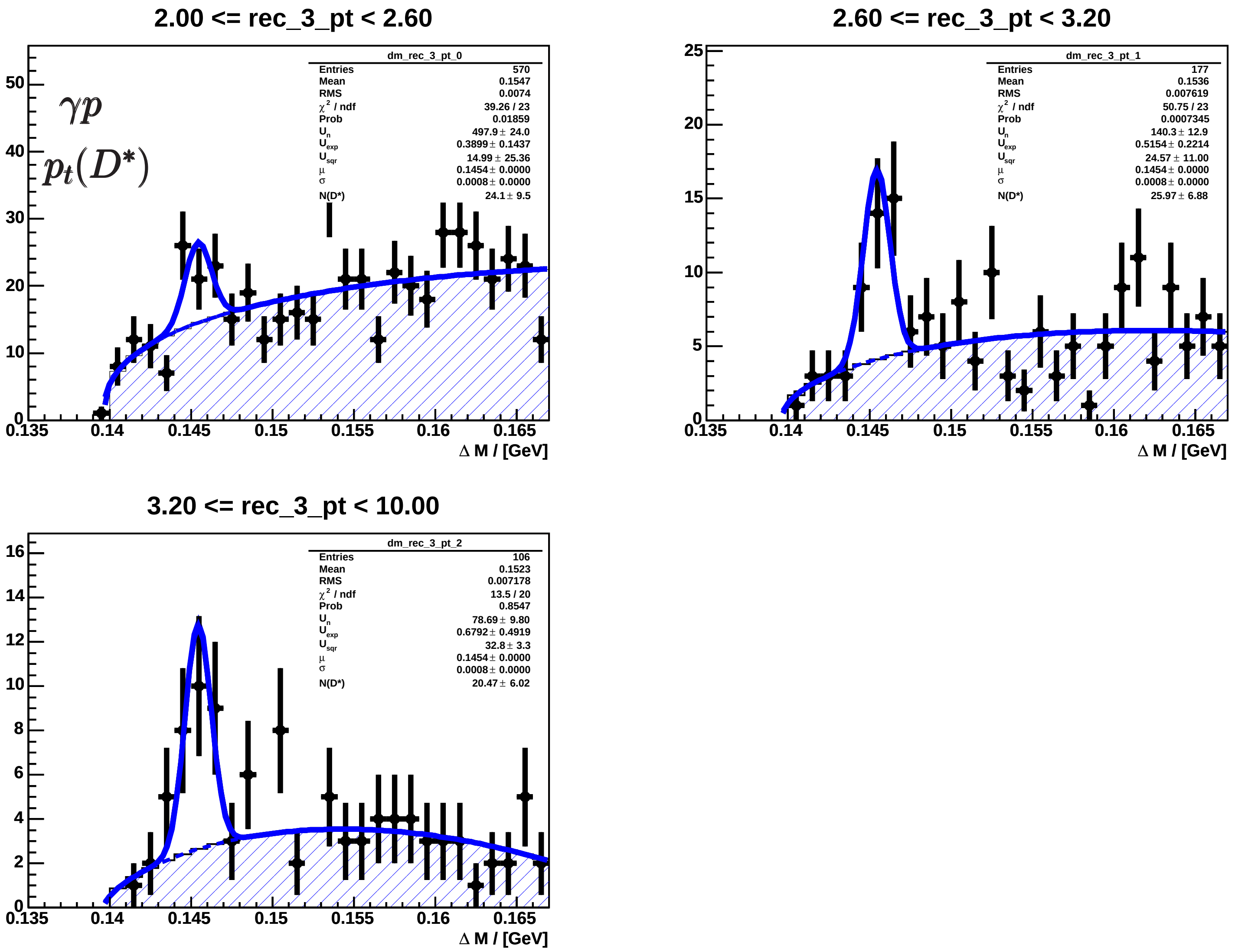


Bild B.9: ΔM-Verteilungen in 3 *bins* differentiell in $p_t(D^*)$ in γp.

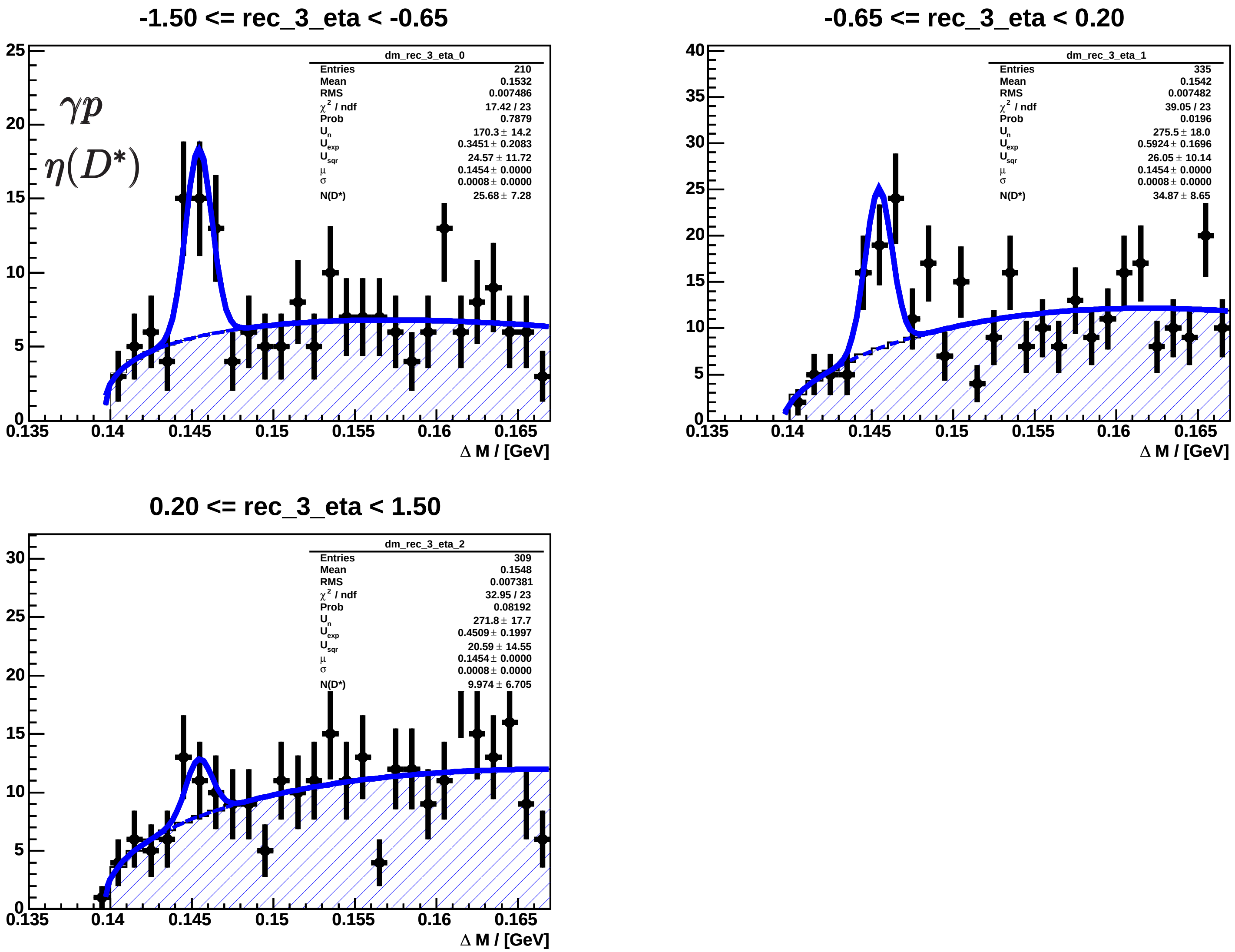


Bild B.10: ΔM-Verteilungen in 3 *bins* differentiell in $\eta(D^*)$ in γp.

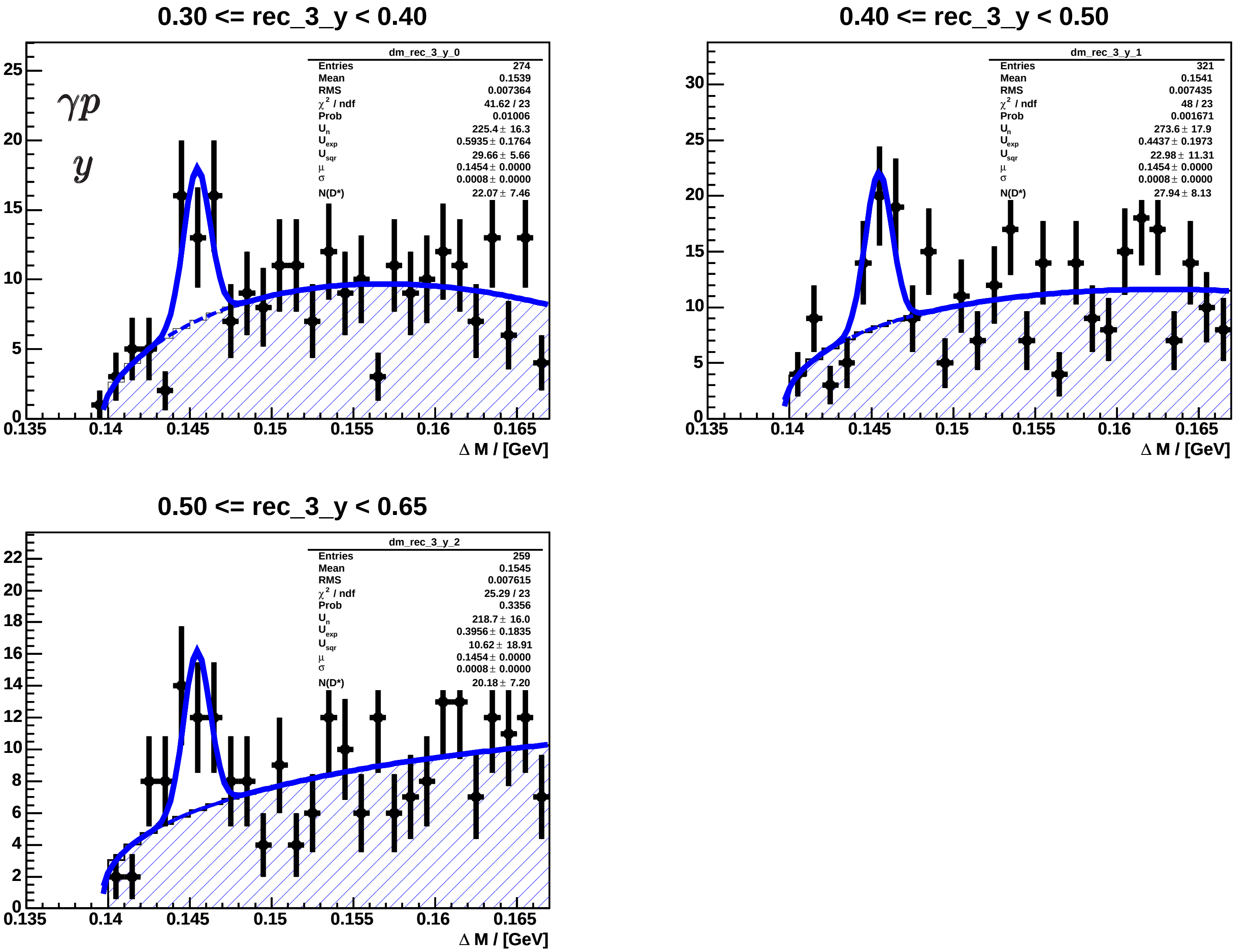


Bild B.11: ΔM-Verteilungen in 3 *bins* differentiell in y in γp.

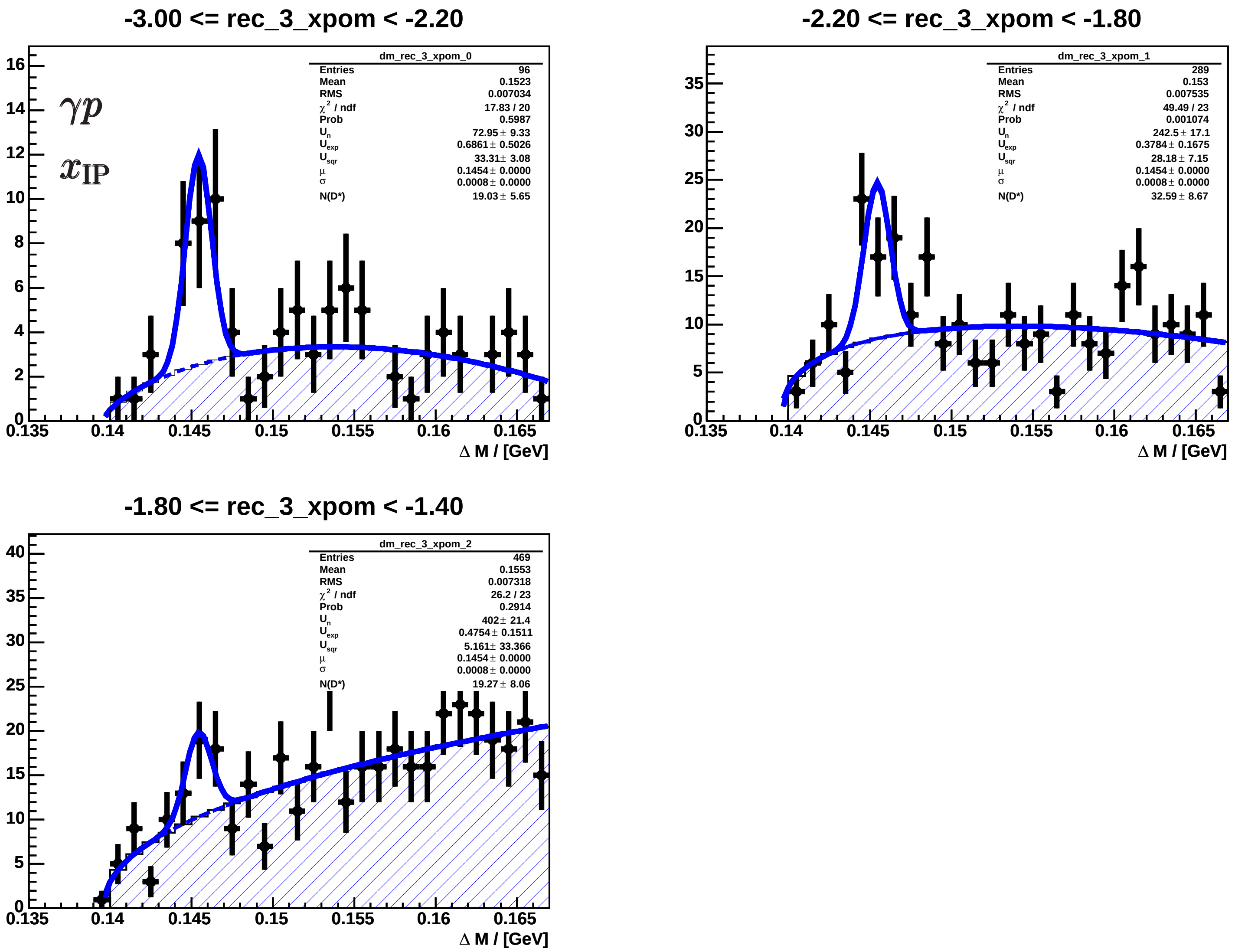


Bild B.12: ΔM-Verteilungen in 3 *bins* differentiell in x_{IP} in γp.

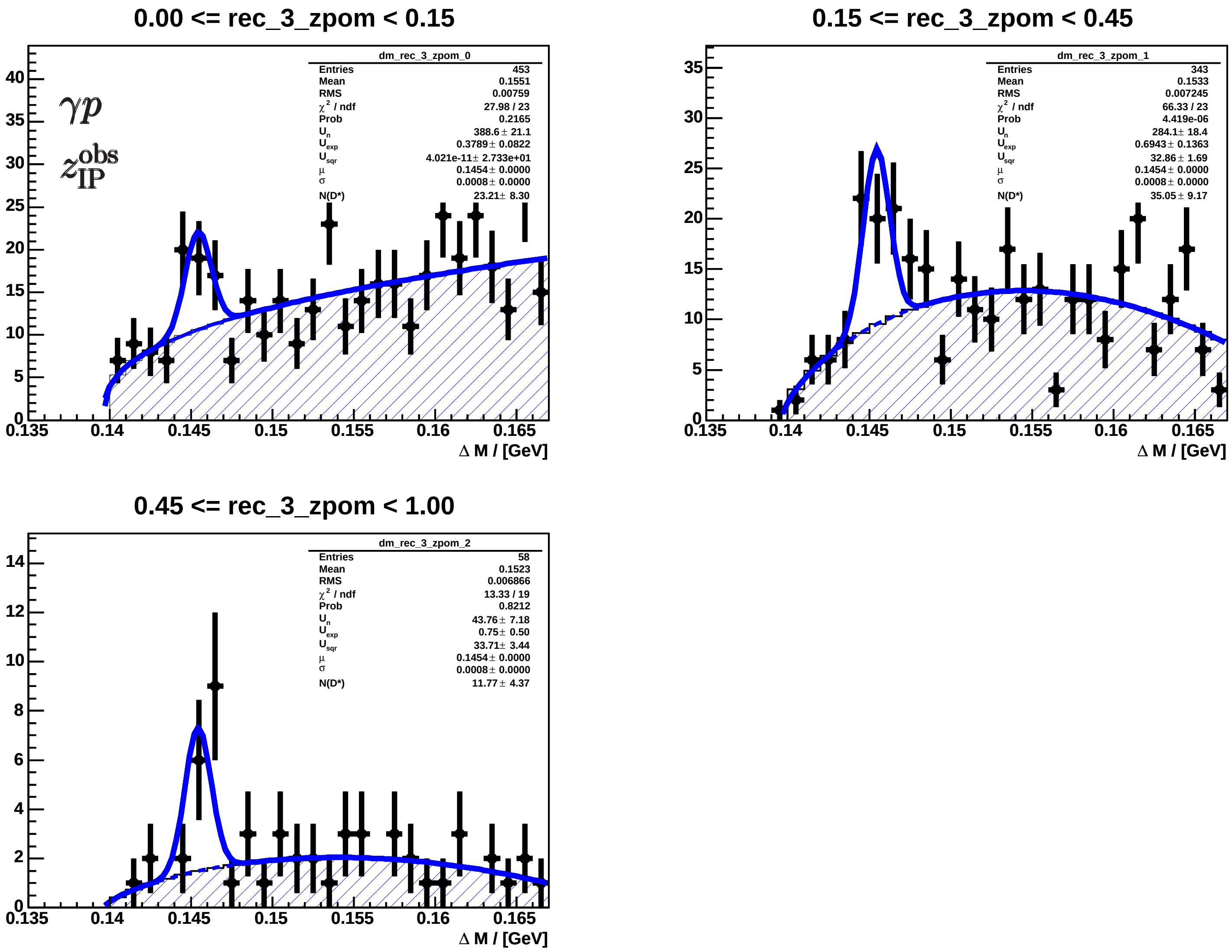


Bild B.13: ΔM-Verteilungen in 3 *bins* differentiell in $z_{\mathrm{IP}}^{\mathrm{obs}}$ in γp.

Danksagung

Ich möchte Herrn Eisele danken, dafür daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, an diesem Thema in der H1-Kollaboration zu arbeiten und für die außerordentlichen Freiheiten, die ich während dieser Arbeit genossen habe. Hans-Christian Schultz-Coulon danke ich für die freundliche Übernahme des Zweit-Gutachtens. Mein besonderer Dank gilt Olaf für seine gute Betreuung, unsere intensive Zusammenarbeit, gerade in der ersten Phase der Arbeit, für seine Kollegialität und Freundschaft. Vielen Dank an Hannes Jung, für seine Offenheit und Freundlichkeit in allen Fragen der QCD und für seine Anmerkungen zu Kapitel 2. Many thanks go to Paul Newman for his motivation as much as for his serious and friendly support, especially during the preliminary procedure for the results in DIS in 2004 and to Paul Thompson, for his patience as well as for sharing his tremendous knowledge and ability in heavy flavour physics and in HERA physics in general. It was a great pleasure for me to work together with you in the finalization of the paper draft. Schließlich noch vielen Dank an meine Schwester Nicole und an meinen Kollegen Christoph, die sich zur Korrektur durch frühere Versionen dieser Arbeit gequält haben. Diese Arbeit ist meiner Familie gewidmet, inbesondere meinem Vater und meinem kleinen Neffen Josh. Wenn er groß ist muß er sie mal durchlesen...

Literaturverzeichnis

[1] D. J. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1343.

[2] H. D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346.

[3] Kombinierte H1 and ZEUS Ergebnisse:
http://www-zeus.desy.de/ claudia/papers/alphas/alphas.html.

[4] H. D. Perkins, *Introduction to High Energy Physics* (Cambridge University Press, 2000).

[5] T. Regge, *Cim. Nuovo* **14** (1959) 951.

[6] T. Regge, *Cim. Nuovo* **18** (1960) 947.

[7] J. Forshaw, D. Ross, *Quantum Chromodynamics and the Pomeron* (Cambridge Lecture Notes, 1997).

[8] S. Donnachie, G. Dosch, O. Nachtmann, P. Landshoff, *Pomeron Physics and QCD* (Oxford Univ. Press, 2005).

[9] H1 Collaboration; C. Adloff et al., *Z. Phys.* **C 76** (1997) 613.

[10] H1 Collaboration; C. Adloff et al., *Eur. Phys. J.* **C 20** (2001) 29, hep-ex/0012051.

[11] H1 Collaboration; C. Adloff et al., *Phys. Lett.* **B 520** (2001) 191, hep-ex/0108047.

[12] ZEUS Collaboration; M. Derrick et al., *Z. Phys.* **C 68** (1995) 569, hep-ex/9505010.

[13] ZEUS Collaboration; S. Chekanov et al., *Nucl. Phys.* **B 713** (2005) 3, hep-ex/0501060.

[14] ZEUS Collaboration; S. Chekanov et al., *Nucl. Phys.* **B 672** (2003) 3.

[15] ZEUS Collaboration; S. Chekanov et al., *Eur. Phys. J.* **C 38** (2004) 43, hep-ex/0408009.

[16] P. T. Matthews, A. Salam, *Phys. Lett.* **8** (1964) 357.

[17] S. Weinberg, *Rev. Mod. Phys.* **46** (1974) 255.

[18] G. Ingelman, P. Schlein, *Phys. Lett.* **B 152** (1985) 256.

[19] H1 Collaboration, *Measurement and QCD Analysis of the Semi-Inclusive Diffractive Deep-Inelastic Scattering Cross Section at HERA*, DESY 06-049, eingereicht bei *Eur. Phys. J.*

[20] J. Bartels, H. Jung, A. Kyrieleis, *Eur. Phys. J.* **C 24** (2002) 555, hep-ph/0204269.

[21] J. D. Bjorken, E. A. Paschos, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975.

[22] V. Gribov, L. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438 and 675.

[23] Y. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP* **45** (1977) 641.

[24] G. Altarelli, G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B 126** (1977) 298.

[25] J. F. Owens, *Phys. Rev.* **D 30** (1984) 951.

[26] H1 Collaboration, *Measurement of Diffractive Deep-Inelastic Scattering with a Leading Proton at HERA*, DESY 06-048, eingereicht bei *Eur. Phys. J.*

[27] S. Eidelman et al., *Phys. Lett.* **B592** (2004) 1.

[28] H1 Collaboration, *Konferenzbeitrag*, 14th. DIS06, Tsukuba (2006), http://www-h1.desy.de/h1/www/publications/htmlsplit/H1prelim-06-016.long.html.

[29] G. Flucke, *Photoproduction of $D^{*\pm}$ Mesons and $D^{*\pm}$ Mesons Associated with Jets at HERA*, Doktorarbeit, Univ. Hamburg (2005).

[30] H1 Collaboration, *Photoproduction of $D^{*\pm}$ Mesons and $D^{*\pm}$ and Jet Correlations at HERA*, in litt.

[31] S. Schmidt, *Messung charminduzierter Zweijetereignisse in tief-inelastischer ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, Doktorarbeit, Techn. Univ. München (2004).

[32] H1 Collaboration, *Inclusive $D^{*\pm}$ Mesons and Associated Dijet Production in Deep-Inelastic Scattering*, in litt.

[33] J. C. Collins, *Phys. Rev.* **D 57** (1998) 3051, ERRATUM-ibid. **D 61** (2000), hep-ph/9709499.

[34] H1 Collaboration, *Konferenzbeitrag*, 31st ICHEP02, Amsterdam (2002), https://www-h1.desy.de/h1/www/publications/htmlsplit/H1prelim-03-011.long.html.

[35] CDF Collaboration; T. Affolder et al., *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 5043.

[36] E. Gotsman, E. Levin, U. Maor, *Phys. Lett.* **B 438** (1998) 229.

[37] B. Cox, J. Forshaw, L. Lonnblad, *J. High Energy Phys.* **JHEP 10** (1999) 23, hep-ph/9908464.

[38] A. Kaidalov, V. Kohze, A. Martin, M. Ryskin, *Phys. Lett.* **B 567** (2003) 61, hep-ph/0306134.

[39] H1 Collaboration, *Diffractive Dijets in Deep-Inelastic ep Scattering and Photoproduction at HERA and Tests of Factorisation*, in litt.

[40] H1 Collaboration, *Diffractive Open-Charm Production in Deep-Inelastic Scattering and Photoproduction at HERA*, in litt.

[41] B. W. Harris, J. Smith, *Nucl. Phys.* **B 452** (1995) 109, hep-ph/9503484.

[42] L. Alvero, J. C. Collins, J. J. Whitmore, *PSU-TH-* **200** (1998) 13, hep-ph/9806340.

[43] S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *Phys. Lett.* **B 348** (1995) 633, hep-ph/9412348.

[44] S. Frixione, P. Nason, G. Ridolfi, *Nucl. Phys.* **B 454** (1995) 3, hep-ph/9506226.

[45] H1 Collaboration; I. Abt et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A386** (1997) 310.

[46] H1 Collaboration; I. Abt et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A386** (1997) 348.

[47] R. Wolf, *Arbeitsgruppen-Vortrag*, (05/2004), https://www-h1.desy.de/h1/iww/iwork/ihq/minutes/agenda040511.html.

[48] H1 Collaboration; R. D. Appuhn et al, *Nucl. Instrum. Meth.* **A386** (1997) 397.

[49] R. Wolf, *Arbeitsgruppen-Vortrag*, (02/2004), https://www-h1.desy.de/h1/iww/iwork/ihq/minutes/agenda040224.html.

[50] H1OO Group, *The H1OO Physics Analysis Project*, 2005, https://www-h1.desy.de/icas/oop/current/oo.ps.gz.

[51] G. Flucke, *ROOT Classes for DstarDmFitter*, 2005, https://www.desy.de/ flucke/rootdoc/ClassIndex.html.

[52] P. Nason, C. Oleari, *Nucl. Phys.* **B 565** (2000) 245.

[53] J. Meyer et al., *H1SIM User's Guide*, 1991, https://www-h1.desy.de/imc/h1sim/guide.html+.

[54] R. Brun et al., *GEANT 3 User's Guide*, 1987, `CERN-DD/EE/84-1`.

[55] R. Wolf, *Plenarvortrag*, (04/2006), http://www-h1.desy.de/h1/iww/iminutes/talks.20060406/Wolf.pdf.

[56] H. Jung, *Comp. Phys. Comm.* **86** (1995) 147.

[57] H. Jung, *The RAPGAP Monte Carlo for Deep Inelastic Scattering, version 2.08*, 2002, `http://www-h1.desy.de/~jung/rapgap/`.

[58] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, H. J. Mohring, *Comp. Phys. Comm.* **69** (1992) 155.

[59] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Phys. Rev.* **D 45** (1992) 3986.

[60] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, *Phys. Rev.* **D 46** (1992) 1973.

[61] B. List, *Diffraktive J/ψ Produktion in Elektron - Proton Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Techn. Univ. Berlin (1993).

[62] B. List, A. Mastroberardino, *DIFFVM: A Monte Carlo generator for diffractive processes in ep scattering*, in *Proceedings of the Workshop on Monte Carlo generators for HERA physics*, edited by A. Doyle, G. Grindhammer, G. Ingelman, H. Jung (DESY, Hamburg, 1999), p. 396.

[63] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **135** (2001) 238, hep-ph/0010017.

[64] CTEQ Collaboration; H. L. Lai et al., *Eur. Phys. J.* **C 12** (2000) 375.

[65] F. Sefkow et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **42** (1995) 900.

[66] H. Beck, *Principles and Operation of the z-Vertex Trigger, H1 internal note*, 1996, H1-IN-479.

[67] T. Wolff et al., *A Driftchamber Track Finder for the First Level Trigger of H1, H1 internal note*, 1992, H1-IN-213.

[68] R. Riedlberger, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers, H1 internal note*, 1995, H1-IN-419.

[69] M. Peez, B. Portheault, E. Sauvan, *An Energy Flow Algorithm for Hadronic Reconstruction in OO: Hadroo2, H1 internal note*, 2005, H1-IN-616.

[70] F.-P. Schilling, *Diffractive Jet Production in Deep-Inelastic ep Collisions at HERA*, Doktorarbeit, Univ. Heidelberg (2001).

[71] S. Hengstmann, *A Measurement of Diffractive Charm Production at HERA*, Doktorarbeit, Univ. Zürich (2000).

[72] R. Wolf, *Arbeitsgruppen-Vortrag*, (02/2006), https://www-h1.desy.de/h1/iww/iwork/ihq/minutes/agenda060221.html.

[73] P. Laycock, *A Measurement of the Diffractive Reduced Cross-Section $\sigma_r^{D(3)}$ at High Q^2 with the H1 Detector at HERA*, Doktorarbeit, Univ. Liverpool (2003).

[74] ZEUS Collaboration, *Konferenzbeitrag*, 23rd International Symposium on Lepton-Photon Interactions at High Energy, Uppsala (2005).

[75] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, P. M. Zerwas, *Phys. Rev.* **D 27** (1983) 105.

[76] ZEUS Collaboration, *Konferenzbeitrag*, International Workshop on the Structure and Interactions of the Photon, Warsaw (2005), hep-ex/0511006.

[77] P. Thompson, *Open Charm Production in Inclusive and Diffractive Deep-Inelastic Scattering at HERA*, Doktorarbeit, Univ. Birmingham (1999).

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

Roger Wolf