

Kapitel 2

Selbstorganisierte Kritikalität auf der Ebene von Quarks und Gluonen

2.1 Diffraktive tiefinelastische ep-Streuung und farblose Gluoncluster

Durch die Inbetriebnahme des ersten Elektron-Proton-Colliders HERA [18] ist das Auflösungsvermögen bei der Untersuchung der Struktur des Protons erheblich verbessert und der kinematisch erreichbare Bereich vergrößert worden [18]. Insbesondere ist man dabei in den sogenannten klein- x_B -Bereich vorgestoßen, bei dem das Elektron an Quarks bzw. Antiquarks mit sehr kleinem Bruchteil am Impuls des Protons gestreut wird. Bezeichnet man mit q die Differenz zwischen dem Viererimpuls k des einlaufenden und des Viererimpulses k' des auslaufenden Elektrons (siehe Abb. 2.2) und mit p den Viererimpuls des einlaufenden Protons, so stehen mittlerweile Daten in einem Bereich von $0 \leq Q^2 \leq 9 \cdot 10^{-4} \text{ GeV}^2$ und $10^{-5} \leq x_B \leq 1$ zur Verfügung, wobei $Q^2 = -q^2$ und $x_B = Q^2/(2p \cdot q)$ ist. In einem Bezugssystem, in dem sich das Proton schnell bewegt, also beispielsweise

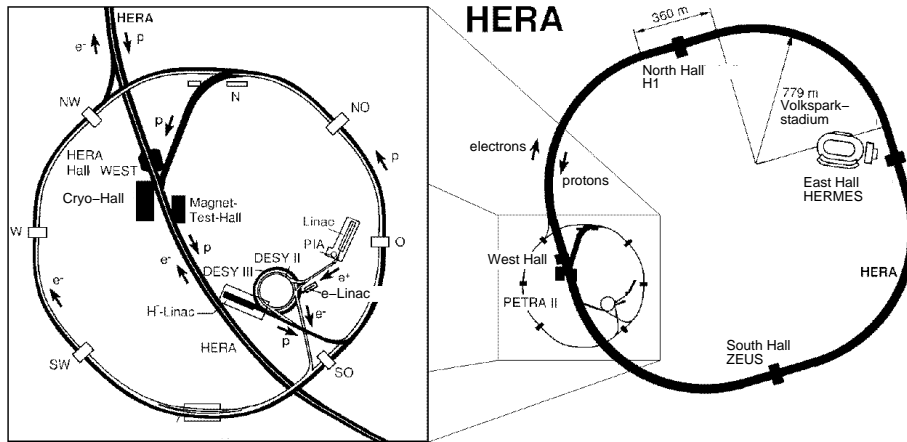


Abbildung 2.1: Layout des ep -Colliders HERA in Hamburg. Im Norden und Süden des Ringes befinden sich die Detektoren H1 und ZEUS (Fig.12 aus [18]).

im HERA System, bedeutet die kinematische Variable x_B gerade den Bruchteil am Impuls des Protons, den das vom virtuellen Photon γ^* getroffene Quark bzw. Antiquark besitzt.

Im Bereich kleiner x_B -Werte ($x_B \leq 10^{-2}$) wurden bei HERA zwei wichtige Beobachtungen gemacht: Zum einen wurde Gluondominanz [19] im klein- x_B -Bereich beobachtet. Zum anderen hat man eine besondere Art von Ereignissen im klein- x_B -Bereich beobachtet, sogenannte LRG-Ereignisse [21], die gemessen an der Gesamtzahl der Ereignisse etwa 10% ausmachen[18].

Die im klein- x_B -Bereich beobachtete Gluondominanz, die sich in einem starken Anstieg des Wirkungsquerschnittes tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung im klein- x_B -Bereich manifestiert, zeigt, daß in diesem kinematischen Bereich weiche (*soft*) Gluonen, also Gluonen mit kleinem Bruchteil am Impuls des Protons, eine dominierende Rolle spielen [18, 19]. Da die Gluonen selbst Farbladung besitzen, wechselwirken sie nicht nur mit Quarks und Antiquarks, sondern auch direkt miteinander. Diese Wechselwirkung findet innerhalb des Protons statt, also auf Distanzen, die in der Größenordnung des Protonradius liegen. Bei diesen Abständen ist die Kopplungskonstante α_S der Quantenchromodynamik (QCD), die die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen beschreibt, im allgemeinen nicht

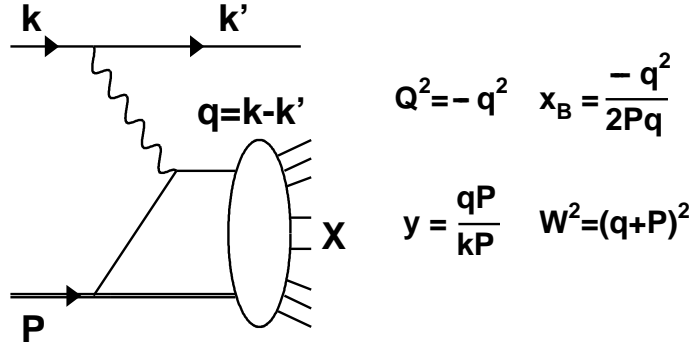


Abbildung 2.2: Graph für tiefinelastische $ep \rightarrow eX$ Streuung. Das vom Elektron ausgesandte virtuelle Photon γ^* wird von einem geladenen Quark bzw. Antiquark absorbiert. Rechts die Definitionen der kinematischen Variablen Q^2 , x_B , y und W^2 , die bei der Beschreibung der Reaktion Verwendung finden.

kleiner als eins [20]. Zur Beschreibung des Systems der miteinander wechselwirkender Gluonen benötigt man daher nichtstörungstheoretische Methoden. Die Gluonen selbst können emittiert und absorbiert werden, von Quarks und Antiquarks, oder auch von anderen Gluonen. Ihre Zahl ist keine Erhaltungsgröße. Bei den Gluonen im klein- x_B -Bereich handelt es sich daher um ein komplexes, dynamisches und offenes System [35, 36].

Die zweite der oben angesprochenen wichtigen Erkenntnisse, die bei HERA im im Bereich klein- x_B -Bereich ($x_B \leq 10^{-2}$) tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung gewonnen wurden besteht in der Beobachtung von LRG-Ereignissen [21]. LRG-Ereignisse steht hier abkürzend für Ereignisse, mit großer Rapiditätslücke (*large rapidity gap*). Die Rapidität η eines auslaufenden Teilchens ist

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right), \quad (2.1)$$

wobei θ der Polarwinkel ist, unter dem das Teilchen ausläuft [18, 23]. Einer Lücke in der Rapiditätsverteilung auslaufender Teilchen entspricht also eine Lücke in der Verteilung der Polarwinkel θ , unter denen die produzierten Teilchen nach der

ep -Kollision auslaufen. Im rechten Teil der Abb. 2.3 ist ein im ZEUS-Detektor

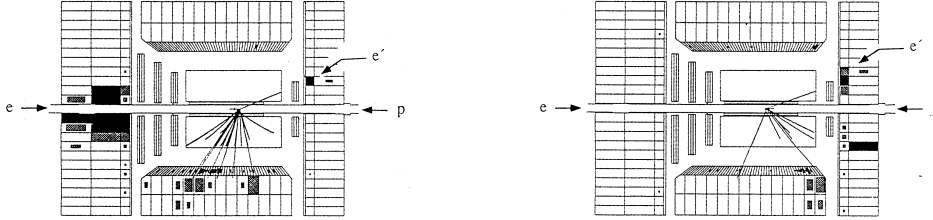


Abbildung 2.3: Tiefinelastische $ep \rightarrow eX$ Streuung, beobachtet im ZEUS Detektor. Zu sehen sind jeweils die Spuren geladener Teilchen und die Energieeinträge im Kalorimeter. In der linken Abbildung ist ein “Standardereignis” zu sehen, es zeichnet sich durch große Energieeinträge in Richtung des Protonstrahles aus. In der rechten Abbildung ist ein Ereignis mit großer Rapiditätslücke zu sehen. Ab dem Beginn des Kalorimeters in Vorwärtsrichtung (in Richtung des Protonstrahles) wird in einem großen Winkelbereich kein Energieeintrag beobachtet. (Abb.2 aus [23])

bei HERA gemessenes LRG-Ereignis dargestellt [23]. Es zeichnet sich dadurch aus, daß in einem großen Winkelbereich ab dem Beginn des Kalorimeters in Vorwärtsrichtung, daß heißt in Richtung des Protonstrahles keine Energieeinträge im Kalorimeter beobachtet werden. Das Proton bzw. sein Rest verschwindet undetektiert in der Strahlröhre. Im Gegensatz dazu zeigt der linke Teil der Abb. 2.3 ein “normales” Standardereignis, bei dem im Kalorimeter in Vorwärtsrichtung große Energieeinträge beobachtet werden. Die große Lücke in der Winkel- bzw. Rapiditätsverteilung der in einem LRG-Ereignis erzeugten Teilchen deutet darauf hin, daß das vom Elektron stammende virtuelle γ^* mit einem farbneutralem Objekt (color-singlet-Zustand, der keine Farbquantenzahlen im Sinne der Quantenchromodynamik(QCD)) wechselwirkt. Solche Streuprozesse werden auch als diffraktive tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bezeichnet[18].

Zur Beschreibung der LRG-Ereignisse wurden Regge-Pol-Modelle vorgeschlagen [38], wobei insbesondere die “Struktur des Regge-Pols” (Pomeron) parametrisiert wird [24, 25, 38, 26].

Über die Eigenschaften der sich in den LRG-Ereignissen manifestierenden Objekte weiß man nicht sehr viel. Sie sind farblos und tragen die Quantenzahlen des

Vakuums. Sie manifestieren sich im klein- x_B -Bereich. Aber wie sind sie entstanden? Haben sie eine typische Lebensdauer? Sind sie hadronartig in dem Sinne, daß sie eine feste elektromagnetische Struktur haben?

Die fundamentalen Eigenschaften der Gluonen (direkte Gluon-Gluon-Wechselwirkung, Nichterhaltung der Gluonenzahl) zusammen mit der beobachteten Gluondominanz [19] zeigen, daß man es im klein- x_B -Bereich der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung mit einem offenen, komplexen, dynamischen System miteinander wechselwirkender weicher Gluonen zu tun hat. Das komplexe Gluonsystem ist also ein System, in dem die Voraussetzungen für die Existenz selbstorganisierter Kritikalität (SOC) [2] vorliegen (siehe Kap. 1) [35, 36]. Es liegt daher nahe zu fragen, ob es sich bei den farblosen Objekten, die im weiteren als c_0^* bezeichnet werden, um Gluoncluster im Sinne von BTW-Clustern (siehe Kap. 1) handelt, die sich aufgrund von SOC im komplexen System der innerhalb des Protons miteinander wechselwirkenden Gluonen bilden [35, 36].

Um diese Frage zu beantworten soll zunächst untersucht werden, ob es sich bei den c_0^* 's um Teilchen, also Objekte mit fester (elektromagnetischer) Struktur handelt, denn als BTW-Cluster sollten die c_0^* 's keine typische Struktur besitzen. Im Anschluß daran muß geklärt werden, wie aus den Daten zu diffraktiver tiefinelastischer ep-Streuung die Verteilungen $D_S(S)$ und $D_T(T)$ der Größe S und der Lebensdauer T der sich in den LRG-Events manifestierenden farblosen c_0^* 's extrahiert werden kann. Unter der Größe S der c_0^* 's wird dabei im Sinne des Konzeptes von SOC die dissipierte Energie, also die Energie bzw. der Bruchteil (x_P) an der Energie des Protons verstanden, der vom BTW-Cluster c_0^* getragen wird. Schließlich muß geprüft werden, ob die Fingerabdrücke selbstorganisierter Kritikalität vorliegen, das heißt, ob die Größe und Lebensdauer der c_0^* 's nach Potenzgesetzen gemäß

$$D_S(S) \sim S^{-\mu} \tag{2.2}$$

$$D_T(T) \sim T^{-\nu} \tag{2.3}$$

verteilt sind.

2.2 Kinematik und “diffraktive Strukturfunktion”

Die experimentelle Grundlage zur Untersuchung der aufgeworfenen Fragestellung ist die bei HERA gemessene [24, 25] “diffraktive Strukturfunktion”

$$F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P) \equiv \int dt F_2^{D(4)}(\beta, Q^2; x_P, t) . \quad (2.4)$$

Die diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(4)}(\beta, Q^2; x_P, t)$ erscheint dabei in gleicher Weise [24, 25, 38, 39] im differentiellen Wirkungsquerschnitt für LRG-Ereignisse

$$\frac{d^4\sigma^D}{d\beta dQ^2 dx_P dt} = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2^{D(4)}(\beta, Q^2; x_P, t) , \quad (2.5)$$

wie dies die Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ im Falle normaler tiefinelastischer ep -Streuung

$$\frac{d^2\sigma}{dx_B dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x_B Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) F_2(x_B, Q^2) . \quad (2.6)$$

tut (siehe Anhang A). Die Definitionen der bei der Beschreibung von tiefinelastischer ep - und diffraktiver tiefinelastischer ep -Streuung verwendeten kinematischen Variablen und die entsprechenden Diagramme sind in den Abb. 2.2 und Abb. 2.4 gegeben.

Die formale Analogie zwischen den Wirkungsquerschnitten für tiefinelastische ep -Streuung (DIS) und dem Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische diffraktive ep -Streuung (diffraktive DIS) läßt sich, wie in Anhang B gezeigt wird, auch tiefer begründen¹. Die in den Wirkungsquerschnitten stehenden kinematischen Variablen Q^2 , x_B , x_P und β sind jeweils im Experiment messbare Größen.

¹Die entsprechende Argumentation in Anhang B beruht auf der Betrachtung semiinklusive tiefinelastischer Streuprozesse der Form $e + p \rightarrow e + h + X$, bei denen neben dem Elektron e noch ein Hadron h im Endzustand beobachtet wird.

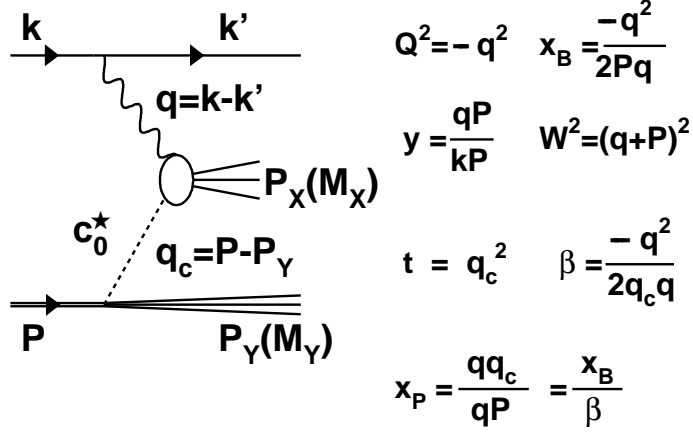


Abbildung 2.4: Graph für diffraktive tiefinelastische ep -Streuung sowie kinematische Variablen zur Beschreibung der Streuprozesse.

Obwohl die oben definierten kinematischen Variablen lorentzinvariant sind, ist es manchmal zweckmäßig, sie in einem speziellen Bezugssystem, beispielsweise dem Elektron-Proton-Schwerpunktsystem, zu interpretieren, in dem der räumliche Impuls \vec{P} des Protons sehr groß ist. (Sein Betrag $|\vec{P}|$ und damit auch die Energie $P^0 \equiv (|\vec{P}|^2 + M^2)^{1/2}$ sind wesentlich größer als die Masse M des Protons.) Während $Q^2 = -q^2$ die Virtualität des raumartigen Photons γ^* charakterisiert, kann x_B in dem ep -Schwerpunktsystem als Bruchteil an der Energie P^0 des Protons (oder auch am Impuls $|\vec{P}|$ des Protons) gedeutet werden, den der vom Photon γ^* getroffene geladene Konstituent des Protons trägt. Die beiden kinematischen Variablen x_P und β haben im ep -Schwerpunktsystem ebenfalls die Bedeutung von Energie- bzw. Impulsbruchteilen. So ist x_P der Bruchteil an der Energie P^0 bzw. dem Impuls $|\vec{P}|$ des Protons, den das in der Reaktion vom virtuellen Photon γ^* getroffene farblose c_0^* trägt, während $\beta = x_B/x_P$ der Bruchteil an der Energie q_c^0 bzw. dem Impuls $|\vec{q}_c|$ des c_0^* ist, den der vom Photon γ^* getroffene Konstituent (Quark oder Antiquark) des c_0^* besitzt.

Im Partonmodell (siehe Anhang A) kann $F_2(x_B, Q^2)/x_B$ für normale DIS-Ereignisse als Summe der Wahrscheinlichkeitsichten dafür interpretiert werden, daß

ein γ^* mit einem geladenen Konstituenten des Protons wechselwirkt. Analog hierzu bedeutet die Größe $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ bei LRG-Ereignissen die Summe aller Wahrscheinlichkeitsdichten dafür, daß ein γ^* mit einem geladenen Konstituenten, der einen Bruchteil $\beta \equiv x_B/x_P$ an der Energie bzw. am longitudinale Impuls des c_0^* trägt, wechselwirkt. Vergleicht man die Glng. 2.5 und 2.6 und die Abb. 2.4 und 2.2 miteinander, so kann man folgenden Schluß ziehen:

In einem diffraktiven Steuprozess trifft ein virtuelles γ^* auf ein c_0^* . Die Variable β ist nichts anderes als die Bjorken-Variable x_B bezüglich des c_0^* . Mit anderen Worten, ein diffraktives Streuereignis kann als ein Ereignis angesehen werden, in dem ein virtuelles γ^* mit einem c_0^* -Target anstelle eines Protons wechselwirkt.

2.3 Haben die Gluoncluster c_0^* eine typische elektromagnetische Struktur?

Da das c_0^* keine Ladung besitzt und andererseits das virtuelle Photon γ^* nur mit geladenen Objekten direkt wechselwirkt, liegt es nahe, dem c_0^* eine elektromagnetische Strukturfunktion $F_2^c(\beta, Q^2)$ zuzuweisen, und die Wechselwirkung des virtuellen γ^* mit Quarks und Antiquarks innerhalb des c_0^* zu untersuchen. Ein solches Bild stimmt mit den Regge-Pol Modellen für diffraktive DIS in Ref. [38] überein. Dabei ist allerdings zu beachten, daß es keineswegs selbstverständlich ist, daß es sich bei den c_0^* 's um Teilchen mit fester elektromagnetische Struktur handelt, wie das bei gewöhnlichen Hadronen der Fall ist. Für den Fall, daß es sich bei den c_0^* 's um BTW-Cluster handelt, sollten diese im Gegenteil keine typische Struktur besitzen.

Um zu prüfen, ob die c_0^* 's hadron-artig sind, also eine typische elektromagnetische Struktur besitzen, muß man wissen, ob sich die Funktion $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)$ als Produkt in der Form

$$F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P) = f_c(x_P)F_2^c(\beta, Q^2) \quad (2.7)$$

schreiben läßt (siehe insbesondere die letzten beiden Arbeiten in Ref.[38]). Dabei ist $f_c(x_P)$ ein kinematischer Faktor, der den Fluß der c_0^* 's mit Impulsbruchteil x_P an der Energie bzw. am longitudinalen Impuls des Protons beschreibt. Die Funktion $F_2^c(\beta, Q^2)$ entspräche in diesem Fall, genau wie $F_2(x_B, Q^2)$ im Falle des Protons, einer elektromagnetischen Strukturfunktion eines c_0^* . Das bedeutet auch, wiederum in Analogie zum Protonfall, daß sie sich als

$$\frac{F_2^c(\beta, Q^2)}{\beta} = \sum_i e_i^2 [q_i^c(\beta, Q^2) + \bar{q}_i^c(\beta, Q^2)] \quad (2.8)$$

schreiben lassen müßte, wobei die Funktionen $q_i^c(\beta, Q^2)$ bzw. $\bar{q}_i^c(\beta, Q^2)$ gerade für die Wahrscheinlichkeitsverteilungen von Quarks bzw. Antiquarks mit Flavour i in einem c_0^* stehen, die einen Bruchteil β der Energie bzw. des longitudinalen Impulses des c_0^* tragen (und von dem virtuellen Photon mit Virtualität Q^2 gesehen werden können). Der Faktor e_i^2 ist das Quadrat des (dimensionslosen) Vielfachen e_i bzw. $-e_i$ der Elementarladung e von Quarks bzw. Antiquarks mit Flavour i . Die Glng. 2.8 sollte für alle Werte x_P in der betrachteten kinematischen Region gelten, das bedeutet, sie sollte unabhängig von der Energie bzw. dem Impuls des c_0^* -Targets sein.

Um also experimentell zu prüfen, ob die c_0^* 's eine typische elektromagnetische Struktur besitzen, muß man lediglich prüfen, ob es eine solche Funktion $F_2^c(\beta, Q^2)$, die durch die Glng. 2.8 und 2.7 beschrieben wird, gibt. Zu diesem Zweck sind in Abb. 2.5 die Daten [24] für $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ für verschiedene Werte von Q^2 und in jeweils verschiedenen x_P -Bereichen über β aufgetragen [36]. Im Prinzip könnte man ein solches Diagramm wie in Abb. 2.5 für jeden x_P -Wert (bzw. sehr schmale x_P -bins) erstellen, aber der derzeitige Umfang der Daten läßt zur Zeit eine schmalere Einteilung leider nicht zu. In der ersten Zeile der Abb. 2.5 wurde $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ im Intervall $10^{-4} < x_P < 5 \cdot 10^{-2}$ integriert und anschließend über β aufgetragen. Diese integrierte Größe wird in der Literatur [24, 39] als $\tilde{F}_2^{D(3)}(\beta, Q^2)$ bezeichnet. In der zweiten bzw. dritten Reihe der Abb. 2.5 wird die β -Abhängigkeit von $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ in verschiedenen x_P -Bereichen, faktisch also

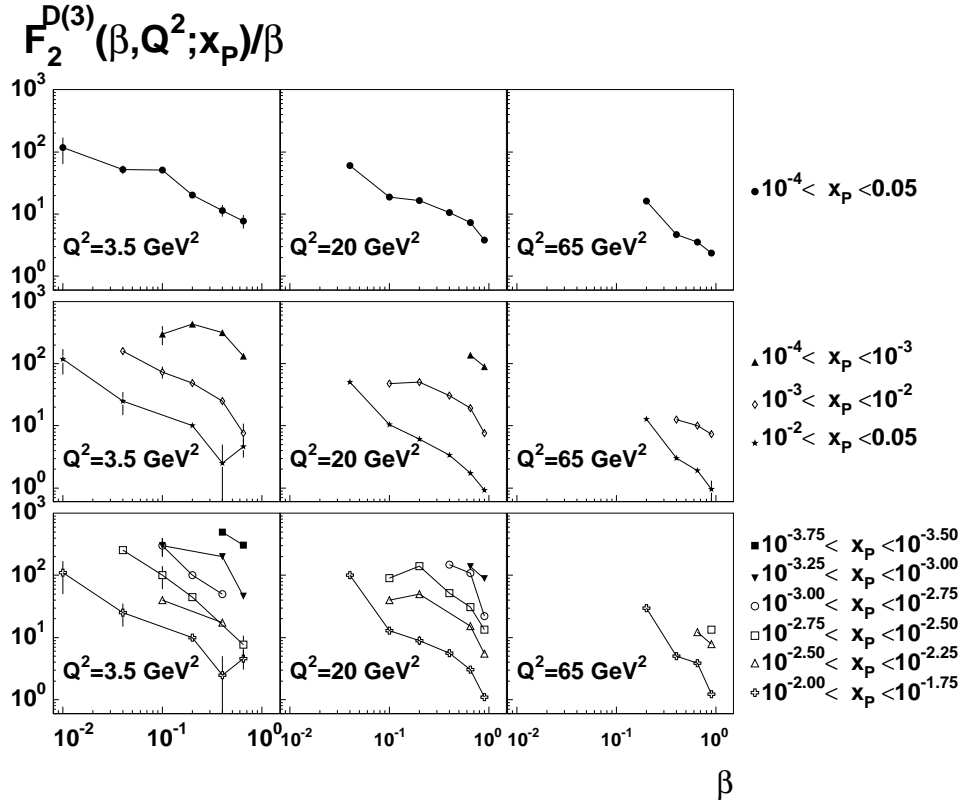


Abbildung 2.5: $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ als Funktion von β für feste Q^2 Werte in verschiedenen x_P -Intervallen [36]. Die Daten entstammen Ref.[24]. Die Linien dienen der Orientierung.

für verschiedene x_P -Werte betrachtet. Verbindet man in Abb. 2.5 die Punkte, die zu gleichem Q^2 und gleichem x_P Bereich gehören, so erhält man näherungsweise die β -Verteilung der Quarks und Antiquarks, die einen Bruchteil β an der Energie des c_0^* besitzen und mit einem Photon γ^* der Virtualität Q^2 wechselwirken. Die Energie des entsprechenden c_0^* ist dabei durch den jeweiligen x_P -Bereich gegeben. Würden die c_0^* 's eine typische elektromagnetische Struktur besitzen, das heißt, würde es eine Strukturfunktion $F_2^c(\beta, Q^2)$ der c_0^* 's geben, so dürfte sich die Form der β -Abhängigkeit der Größe $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ für verschiedene Werte von x_P nicht ändern, da in diesem Fall der einzige Faktor, der von x_P abhängt, nämlich der Flußfaktor $f_c(x_P)$ aus Glng. 2.7 die β -Abhängigkeit bzw. genauer die Form

der β -Abhängigkeit ungeändert lassen würde. Die in Abb. 2.5 gezeigten Kurven würden in diesem Fall für verschiedene x_P -Werte wegen des Faktors $f_c(x_P)$ aus Gln. 2.7 lediglich in der Vertikalen verschoben sein. Wie man aber in Abb. 2.5 erkennen kann, ist die β -Abhängigkeit der Daten [24] in verschiedenen x_P -Bereichen verschieden.

Mit anderen Worten, die c_0^* 's besitzen keine typische elektromagnetische Struktur. Noch deutlicher wird dies, wenn man das Ergebnis mit normalen DIS-Ereignissen in einem x_B -Bereich, in dem Quarks dominieren ($x_B > 0.1$), vergleicht. Auch in diesem Fall könnte man $\log[F_2(x_B, Q^2)/x_B]$ über $\log x_B$ auftragen, wobei die Daten aus Experimenten mit verschiedener Einschußenergie P^0 des Protons stammen. Nimmt man für den Moment einmal an, daß sich in dieser Auftragung für einen bestimmten Q^2 -Wert die Form der Kurve ändern würde, wenn die Einschußenergie P^0 des Protons geändert würde, so wäre es nicht möglich, von einer elektromagnetischen Struktur des Protons zu sprechen, da die "Strukturfunktion" $F_2(x_B, Q^2)$ in diesem (hypothetischen) Fall ja immer auch Funktion der Einschußenergie P^0 des Protons wäre. Der Einschußenergie des Protons entspricht im Falle der c_0^* 's der Energiebruchteil $x_P P^0$. Der Vergleich verdeutlicht, daß es nicht möglich ist, eine von x_P unabhängige "Strukturfunktion" $F_2^c(\beta, Q^2)$ für die c_0^* 's (bzw. Pomeronen [38]) einzuführen, deren Fluß $f_c(x_P)$ von β und Q^2 unabhängig ist.

Die Vorstellung, daß es ein hadronartiges Teilchen gibt, durch dessen Austausch die diffraktiven DIS-Experimente beschrieben werden kann, ist also nicht richtig. Die Analyse der Daten zeigt, daß den ausgetauschten Objekten c_0^* keine energieunabhängige Strukturfunktion zugesprochen werden. Die Beobachtung, daß die Daten [24] der diffraktiven DIS sich nicht wie in Gln. 2.7 in einen Fluß und eine von x_P unabhängige Strukturfunktion $F_2^c(\beta, Q^2)$ faktorisieren lassen, kann als Indiz dafür angesehen werden, daß es sich bei den farbneutralen c_0^* 's um BTW-Cluster handelt, denn als solche besitzen sie weder eine typische Größe, noch eine typische Lebensdauer, und damit natürlich auch keine typische elektromagneti-

sche Struktur.

2.4 Größenverteilung der Gluoncluster

Um die Verteilung der Gluoncluster c_0^* hinsichtlich ihrer Größe, das heißt bezüglich ihrer Energie bzw. dem Energiebruchteil x_P , aus den Daten zu diffraktiver tiefinelastischer ep -Streuung zu bestimmen, ist es nützlich, sich den Zusammenhang zwischen den Quark- und Antiquarkverteilungsfunktionen und der Strukturfunktion $F_2(x_B, Q^2)$ im Quark-Partonmodell für normale tiefinelastische ep -Streuung (DIS) zu vergegenwärtigen (siehe auch Anhang A). Im Rahmen dieses Modells gilt

$$\frac{F_2(x_B, Q^2)}{x_B} \approx \sum_i e_i^2 \left[q_i(x_B, Q^2) + \bar{q}_i(x_B, Q^2) \right], \quad (2.9)$$

wobei die Quarkverteilungsfunktionen $q_i(x_B, Q^2)$ bzw. die Antiquarkverteilungsfunktionen $\bar{q}_i(x_B, Q^2)$ für die Anzahldichte der Quarks bzw. Antiquarks mit Flavour i stehen, die einen Impulsbruchteil x_B am Impuls des Protons tragen und von einem virtuellen Photon γ^* mit Virtualität Q^2 getroffen werden können. Die Faktoren e_i^2 stehen für das Quadrat des (dimensionslosen) Vielfachen e_i bzw. $-e_i$ der elektrischen Elementarladung e , die ein Quark bzw. Antiquark mit Flavour i besitzt. Insbesondere für $x_B \geq 0.1$, also in dem kinematischen Bereich, in dem Quarks dominieren, gilt

$$\frac{F_2(x_B, Q^2)}{x_B} \approx \sum_i e_i^2 q_i(x_B, Q^2). \quad (2.10)$$

Sieht man in den Glng. 2.9 und 2.10 von den Gewichtungsfaktoren e_i^2 zu verschiedenen Flavour i ab, so bedeutet $F_2(x_B, Q^2)$ im wesentlichen den gesamten Bruchteil am Impuls bzw. der Energie des Protons, den Quarks- bzw. Antiquarks mit Impulsbruchteil x_B besitzen, die vom virtuellen Photon γ^* mit Virtualität Q^2 getroffen werden können.

Auch wenn das virtuelle Photon γ^* wegen der Ladungslosigkeit der Gluonen nicht direkt mit diesen wechselwirken kann, kann auf die Betrachtung der Gluonen nicht verzichtet werden. Zum einen, weil sie über Fluktuationen in Quark-Antiquarkpaare geladene Teilchen bereitstellen, zum anderen, weil Gluonen etwa die Hälfte der Energie und des Impulses des Protons tragen (siehe Anhang A). Die entsprechende Gluonverteilungsfunktion $g(x_g, Q^2)$ für Gluonen mit Impulsbruchteil x_g am Impuls des Protons läßt sich nur mittelbar durch eine viele Fitparameter enthaltende störungstheoretische QCD-Analyse der Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktion $F_2(Q^2, x_B)$ bestimmen [18], da Gluonen nicht direkt mit dem virtuellen Photon wechselwirken können. Vom experimentellen Standpunkt aus betrachtet, liegt der Unterschied vor allen Dingen darin, daß der Impulsbruchteil x_B getroffener Quarks bzw. Antiquarks eine meßbare Größe ist, der Impulsbruchteil x_g eines an der Reaktion mittelbar beteiligten Gluons hingegen nicht.

Im Gegensatz zu x_g ist der Impulsbruchteil x_P , den ein in einem diffraktiven ep -Ereignis (mit $x_B \leq 10^{-2}$) getroffenes Gluoncluster c_0^* trägt, eine meßbare Größe, da

$$x_P \approx \frac{Q^2 + M_x^2}{Q^2 + W^2} \quad (2.11)$$

gilt und die Größen Q^2 , M_x^2 und W^2 jeweils in jedem einzelnen Ereignis bestimmt werden können. $Q^2 = -q^2$ steht hier für das negative Quadrat des Impulses q des virtuellen Photons γ^* , M_x für die invariante Masse des aus einer $\gamma^*c_0^*$ Kollision resultierenden hadronischen Endzustandes, und W steht für die invariante Masse des gesamten hadronischen Endzustandes des γ^*p -Streuprozesses. Die Wechselwirkung zwischen einem getroffenen c_0^* und dem Rest des Protons kann während der $\gamma^*c_0^*$ -Wechselwirkung vernachlässigt werden, so daß man in gleicher Weise wie für Quarks, Antiquarks und Gluonen eine Verteilungsfunktion $D_S(x_P|\beta, Q^2)$ einführen kann, welche für die Wahrscheinlichkeit steht, daß ein γ^* in einem diffraktiven Prozess ein c_0^* trifft, das einen Bruchteil x_P der Ener-

gie $P^0 = (|\vec{P}|^2 + M^2)^{1/2} \approx |\vec{P}|$ des Protons trägt. Hierbei ist \vec{P} der Impuls des Protons und M dessen Masse.

In Analogie zu den Glng. 2.9 und 2.10 erhält man daher

$$\frac{F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)}{x_P} \sim D_S(x_P|\beta, Q^2), \quad (2.12)$$

da $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)$ im wesentlichen den Bruchteil an der Energie bzw. dem Impuls des Protons beschreibt, der von Clustern mit Bruchteil x_P an der Energie bzw. dem Impuls des einfallenden Protons getragen wird. β steht für den entsprechenden Energieanteil, den der getroffene Konstituent des c_0^* an der Energie bzw. dem Impuls des c_0^* trägt. Wegen der kinematischen Beziehung $x_B \equiv \beta x_P$ ist β eine meßbare kinematische Größe, daher kann die Verteilungsfunktion $D_S(x_P|\beta, Q^2)$ im Gegensatz zu $g(x_g, Q^2)$ experimentell bestimmt werden.

Ausgehend hiervon kann man D_S als Funktion von x_P für verschiedene aber feste Werte von β und Q^2 betrachten und $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/x_P$ über x_P für verschiedene Werte von β und Q^2 auftragen. Die entsprechenden Abbildungen sind in Abb. 2.6 und 2.7 gezeigt. Wie leicht zu erkennen ist, zeigen die Daten [24, 25], dass die Wahrscheinlichkeitsdichte $D_S(x_P|\beta, Q^2)$ für die Wechselwirkung eines γ^* mit einem farblosen c_0^* , das einen Bruchteil x_P an der Energie des Protons trägt, einem Potenzgesetz der Form $x_P^{-\mu}$ gehorcht. Der Exponent μ variiert nur wenig mit β und Q^2 und ist näherungsweise $\mu \approx 2$. Dieses Ergebnis kann nun mit der Verteilung der Cluster $D_S(S)$ aus Glng. 2.2 verglichen werden, wobei S , die dissipierte Energie (Größe des BTW-Clusters), hier der Energie $x_P P^0$ des Gluonclusters c_0^* entspricht.

Das bedeutet, daß die Daten [24, 25] zeigen, daß die Verteilung $D_S(x_P|\beta, Q^2)$ genau so einem Potenzgesetz folgen, wie dies bei der Größenverteilung von BTW-Clustern der Fall ist. Dieses Ergebnis stimmt mit der Erwartung überein, daß es selbstorganisierte kritische Phänomene im komplexen System der innerhalb des Protons miteinander wechselwirkenden weichen Gluonen gibt, die zur Bildung farbloser c_0^* -Gluoncluster führen, die sich in diffraktiven tiefinelastischen

Elektron-Proton-Streuprozessen manifestieren.

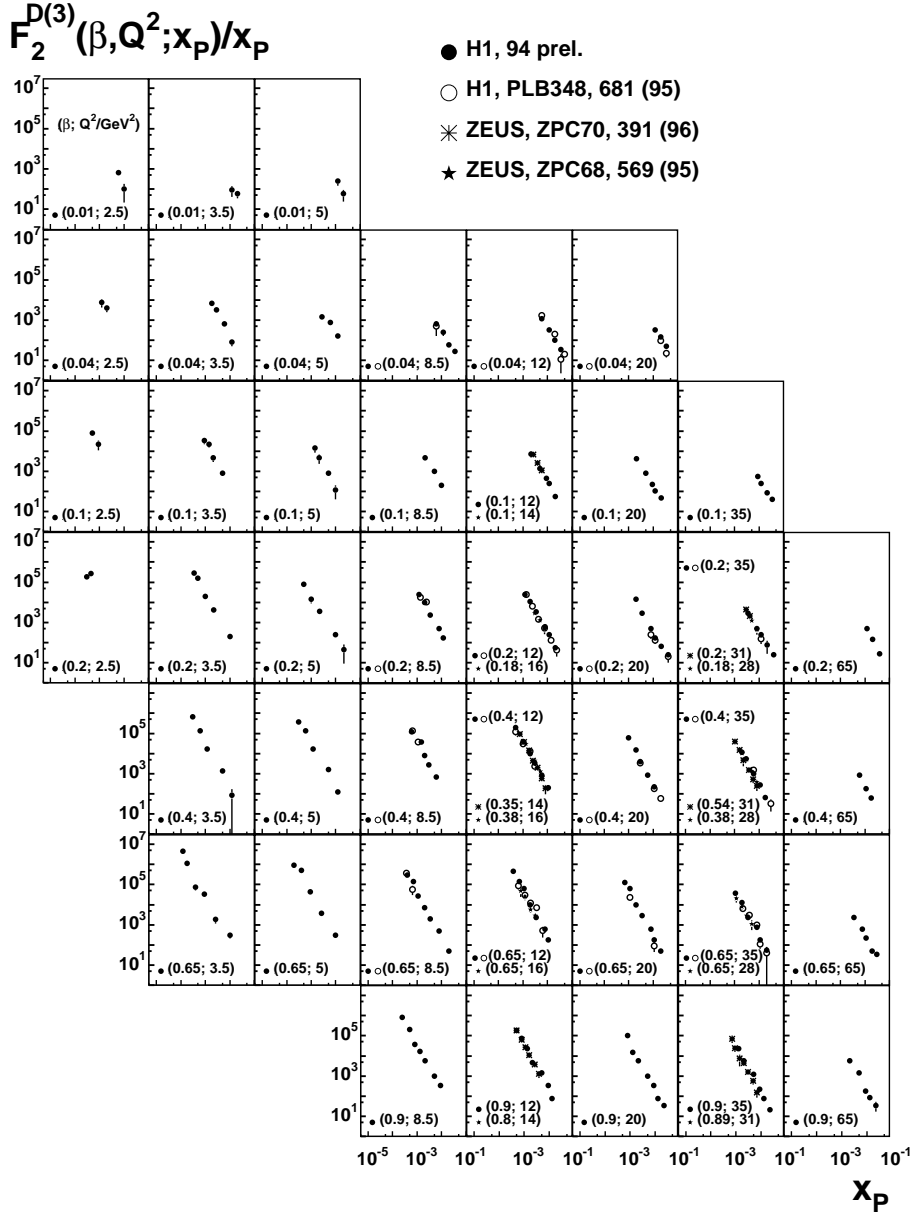


Abbildung 2.6: $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/x_P$ als Funktion von x_P für verschiedene Werte von β und Q^2 . Die Daten entstammen Ref.[24]. Man beachte, daß in diesen doppelt logarithmischen Darstellungen fast alle Datenpunkte auf Geraden liegen, die ungeachtet der verschiedenen Werte von β und Q^2 einer Abhängigkeit der Form $x_P^{-\mu}$ mit $\mu \approx 2$ entsprechen.

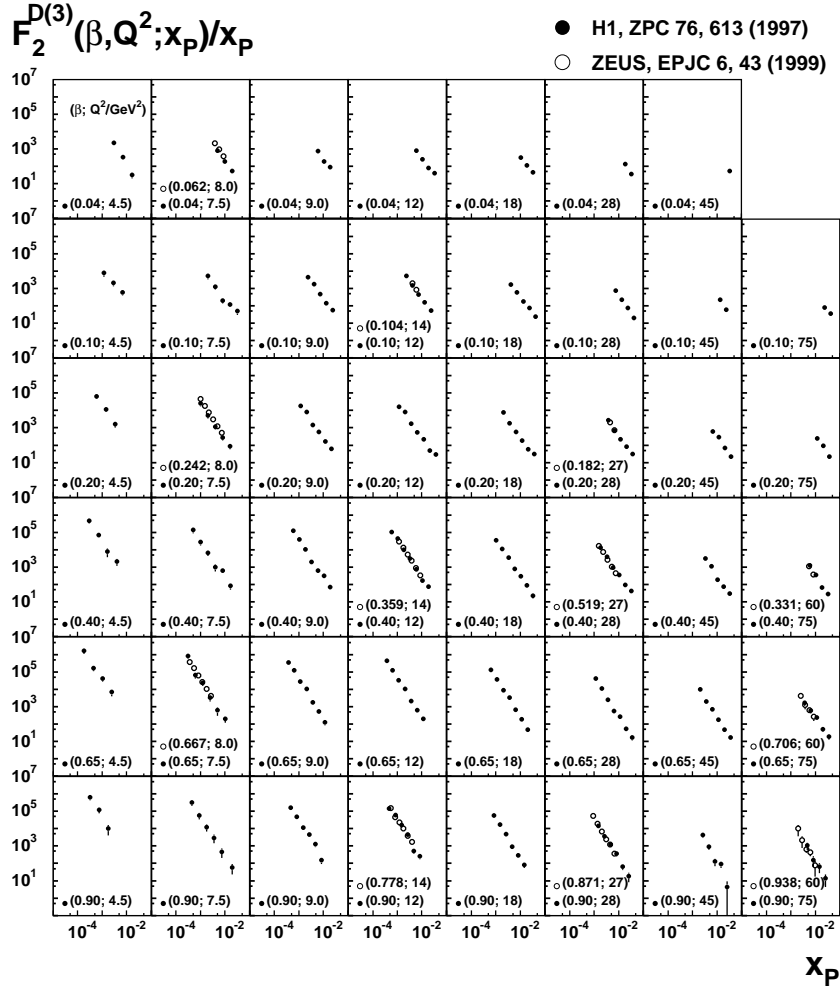


Abbildung 2.7: $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/x_P$ als Funktion von x_P für verschiedene Werte von β und Q^2 . Die Daten entstammen im Unterschied zu Abb. 2.6 Ref.[25]. Man beachte, daß in diesen doppelt logarithmischen Darstellungen fast alle Datenpunkte auf Geraden liegen, die ungeachtet der verschiedenen Werte von β und Q^2 einer Abhängigkeit der Form $x_P^{-\mu}$ mit $\mu \approx 2$ entsprechen.

2.5 Lebensdauerverteilung der Gluoncluster

Als BTW-Cluster sollte die Lebensdauerverteilung $D_T(T)$ der Gluoncluster c_0^* einem Potenzgesetz der Form $T^{-\nu}$ mit positivem reellem Exponenten ν folgen. Um zu beurteilen, ob dies der Fall ist, muß ein Weg gefunden werden, die Lebensdauerverteilung $D_T(T)$ der c_0^* 's aus den Daten [24, 25] zu diffraktiver tiefinelastischer ep -Streuung zu extrahieren.

Damit ein c_0^* die Gelegenheit hat, ein virtuelles Photon γ^* zu absorbieren, muß es lange genug leben, zumindest so lange, wie für die Wechselwirkung an Zeit benötigt wird. Diese Forderung hat ebenfalls im Quark-Partonmodell eine Entsprechung. Dort werden die Quarks und Antiquarks als freie und stabile Objekte betrachtet, während dem virtuellen Photon eine Wechselwirkungszeit $\tau_{int}(Q^2, x_B)$ zugeordnet ist, die von den kinematischen Größen Q^2 und x_B des entsprechenden Streuvorganges abhängt. Das ist nur dann möglich, wenn die Wechselwirkungszeit $\tau_{int}(Q^2, x_B)$ kürzer ist als die entsprechende Zeitskala der Hadronstruktur, das heißt, die Zeit, in der sich Farbwechselwirkung im Hadron ausbreitet. Die Eigenschaft eines Objektes, stabil bzw. nicht stabil zu sein, hängt daher wesentlich von der Zeitskala des entsprechenden Vorganges ab. Ob also ein Cluster c_0^* als Parton betrachtet werden kann, also als frei und stabil während seiner Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon γ^* , hängt von der Wechselwirkungszeit $\tau_{int}(Q^2, x_B)$ ab. Für feste Werte von Q^2 und x_B , und somit für festes $\tau_{int}(Q^2, x_B)$ können nur solche Cluster ein virtuelles Photon γ^* absorbieren, deren Lebensdauer T größer als $\tau_{int}(Q^2, x_B)$ ist. Das bedeutet, daß man bei der Betrachtung einer diffraktiven Elektron-Proton Streuung beachten muß, daß zum gemessenen Wirkungsquerschnitt bzw. zur diffraktive Strukturfunktion $F_2^{D(3)}$ nur solche Cluster c_0^* beitragen, die dieser Bedingung genügen.

Die Wechselwirkungszeit $\tau_{int}(Q^2, x_B)$ kann mit Hilfe der Unschärferelation gemäß $\tau_{int} \sim 1/q^0$ abgeschätzt werden [40], wobei q^0 die nullte Komponente des Viererimpulses q des in der Reaktion vom Elektron ausgesandten virtuellen Photons

γ^* ist. Bezeichnet man mit k bzw. k' den Impuls des einlaufenden bzw. auslaufenden Elektrons und mit p den Impuls des einlaufenden Protons, so gilt im Schwerpunktsystem der einlaufenden Teilchen

$$\begin{aligned} k^\mu &= (|\vec{P}|, -\vec{P}) \\ (k')^\mu &= (|\vec{P}| - q^0, -\vec{P} - \vec{q}), \end{aligned} \quad (2.13)$$

wobei \vec{P} der Impuls des einlaufenden Protons ist, und die Masse m_e des Elektrons vernachlässigt wurde. Da das auslaufende Elektron auf der Massenschale liegt, gilt bei Vernachlässigung der Elektronenmasse $(k')^2 = m_e^2 = 0$, und daher

$$0 = q^2 - 2|\vec{P}|q^0 - 2\vec{P} \cdot \vec{q}. \quad (2.14)$$

Das Produkt $\vec{P} \cdot \vec{q}$ kann mittels

$$p \cdot q = \sqrt{|\vec{P}|^2 + M_p^2} q^0 - \vec{P} \cdot \vec{q} \quad (2.15)$$

ersetzt werden, wobei p der Viererimpuls des einlaufenden Protons und M_p dessen Masse ist. Berücksichtigt man noch, daß $|\vec{P}| \gg M_p$ ist, so ergibt sich für q^0 die Beziehung

$$q^0 = \frac{2p \cdot q - Q^2}{4|\vec{P}|}, \quad (2.16)$$

wobei $Q^2 = -q^2$ das negative Quadrat des Photonimpulses q ist. Mit Hilfe von $x_B = Q^2/(2p \cdot q)$ ergibt sich damit für die gesuchte Wechselwirkungszeit $\tau_{\text{int}}(Q^2, x_B)$ im Elektron-Proton Schwerpunktsystem die Gleichung

$$\tau_{\text{int}} = \frac{4|\vec{P}|}{Q^2} \frac{x_B}{1 - x_B}. \quad (2.17)$$

Für gegebenen Impuls $|\vec{P}|$ des Protons und gegebenes Q^2 gilt damit für τ_{int} , daß

$$\tau_{\text{int}} \propto x_B, \text{ falls } x_B \ll 1. \quad (2.18)$$

Die Wechselwirkungszeit für diffraktive ep -Streuung im klein- x_B -Bereich ist also direkt proportional zu x_B .

Zusammen mit der oben erwähnten Mindestlebensdauer T_{\min} von c_0^* 's, die zum diffraktiven Wirkungsquerschnitt bzw. zu $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)$ beitragen, bedeutet das, daß die Verteilung der Mindestlebensdauern T_{\min} der c_0^* 's durch Analyse der x_B Abhängigkeit von $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)$ bestimmt werden kann. Wie im Quark-Partonmodell für tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung entspricht der Ausdruck $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ im wesentlichen den Verteilungsfunktionen von Quarks bzw. Antiquarks mit Impulsbruchteil β am Impuls der Cluster, die vom virtuellen Photon γ^* getroffen werden können. Mißt man also $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ als Funktion der Variable $x_B = \beta x_P$, so untersucht man, ob die Verteilung der geladenen Konstituenten der c_0^* 's, die zum Wirkungsquerschnitt beitragen, von x_B und damit von der minimalen Lebensdauer T_{\min} abhängen. Zu diesem Zweck sind in Abb. 2.8 die Daten [24] zu $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ über der Variablen x_B aufgetragen [36]. Anhand der Abb. 2.8 kann man erkennen, daß die x_B -Abhängigkeit der Größe

$$p(x_B|\beta, Q^2) \equiv \frac{F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_B/\beta)}{\beta} \quad (2.19)$$

relativ schwach von Q^2 und β abhängt, man kann daher $p(x_B|\beta, Q^2) \approx p(x_B)$ setzen. Wie man anhand der Abb. 2.8 sieht, folgt $p(x)$ einem Potenzgesetz. Diese experimentelle Tatsache kann genutzt werden, um die Lebensdauerverteilung der Cluster c_0^* aus den experimentellen Daten der diffraktiven ep -Streuung zu extrahieren. Würde man die Lebensdauerverteilung $D_T(T)$ der Gluoncluster kennen, so würde sich das Integral

$$I[\tau_{\text{int}}(Q^2, x_B)] \equiv \int_{\tau_{\text{int}}(Q^2, x_B)}^{\infty} D_T(T) dT \quad (2.20)$$

und damit die Anzahldichte aller Cluster, die lange genug leben, um ein virtuelles Photon γ^* absorbieren zu können, bestimmen lassen. Nimmt man nun an, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein γ^* von einem Cluster mit Lebensdauer T absorbiert wird, proportional zu $D_T(T)$ ist (vorausgesetzt, es gilt $T \leq \tau_{\text{int}}(Q^2, x_B)$, anderenfalls verschwindet diese Wahrscheinlichkeit), so folgt,

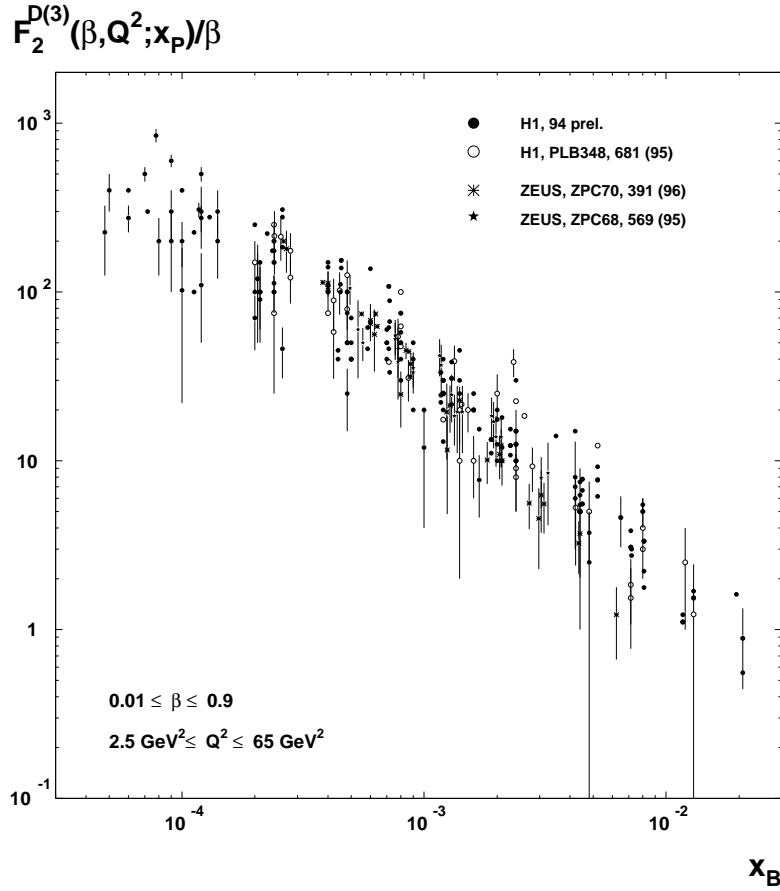


Abbildung 2.8: $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)/\beta$ als Funktion von x_B in den in der Figur genannten β - und Q^2 -Bereichen. Die Daten sind Ref.[24] entnommen.

daß $p(x_B) \propto I[\tau_{\text{int}}(Q^2, x_B)]$ ist. Insbesondere folgt wegen der Proportionalität der Wechselwirkungszeit $\tau_{\text{int}}(Q^2, x_B)$ zu x_B , daß

$$D_T(x_B) \propto \frac{d}{dx_B} p(x_B) \quad (2.21)$$

ist. Da nun $p(x_B)$ einem Potenzgesetz in x_B gehorcht, ist folgt $D_T(T)$ ebenfalls einem Potenzgesetz in T . Dieses Verhalten entspricht dem in Glng. 2.3 beschriebenen Potenzgesetz für BTW-Cluster. Um die Qualität dieses Potenzgesetzes, insbesondere die Unabhängigkeit seines Exponenten von β und Q^2 zu beurteilen, sind in Abb. 2.9 und Abb. 2.10 die vorhandenen Daten [24, 25] für $p(x_B|\beta, Q^2)/(x_B)$

für verschiedene β und Q^2 -Werte gegen x_B aufgetragen. Die Division durch x_B steht hier stellvertretend für die Ableitung nach x_B , da $p(x_B|\beta, Q^2)$ für festgehaltenes Q^2 und β eine Potenz von x_B ist.

Aus den Log-Log-Plots in Abb. 2.9 und Abb. 2.10 geht hervor, daß sich für $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_B/\beta)/(\beta x_B)$ ein Potenzgesetz der Form $x_B^{-\nu}$ ergibt. Insbesondere ist der Exponent ν nahezu unabhängig von β und Q^2 mit $\nu \approx 2$. Wegen der Proportionalität $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_B/\beta)/(\beta x_B) \propto D_T(x_B)$ ist damit gezeigt, das auch die Lebensdauerverteilung $D_T(T)$ der Cluster einem Potenzgesetz der Form $T^{-\nu}$ mit $\nu \approx 2$ gehorcht. Dieses Ergebnis befindet sich wiederum in Übereinstimmung mit der Erwartung, daß die Bildung der Gluoncluster c_0^* die Folge selbstorganisierter Kritikalität im System der Gluonen ist.

2.6 Diffraktive γ^*p -, γp -, pp - und $\bar{p}p$ -Streuprozesse

In den vorangegangenen beiden Abschnitten wurde durch eine Analyse der Daten [24, 25] zu diffraktiven tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuprozessen gezeigt, daß die sich in den LRG-Ereignissen manifestierenden farblosen Gluoncluster c_0^* in Größe und Lebensdauer nach Potenzgesetzen verteilt sind. Da diffraktive tiefinelastische Elektron-Protonstreuung im klein- x_B -Bereich ($x_B \leq 10^{-2}$) beobachtet wird und man es dort mit einem komplexen dynamischen System aus Gluonen zu tun hat, können diese Potenzgesetze als Fingerabdrücke selbstorganisierter Kritikalität (SOC) interpretiert werden. Die c_0^* -Cluster sind das Produkt einer Selbstorganisation im komplexen System der Gluonen, sie sind BTW-Cluster, die sich aufgrund von lokalen Störungen von SOC-Zuständen, verursacht durch Absorption oder Emission von einem oder mehreren Gluonen, im komplexen Gluonsystem bilden.

Wegen des Potenzverhaltens ihrer Verteilungsfunktionen haben die c_0^* -Cluster kei-

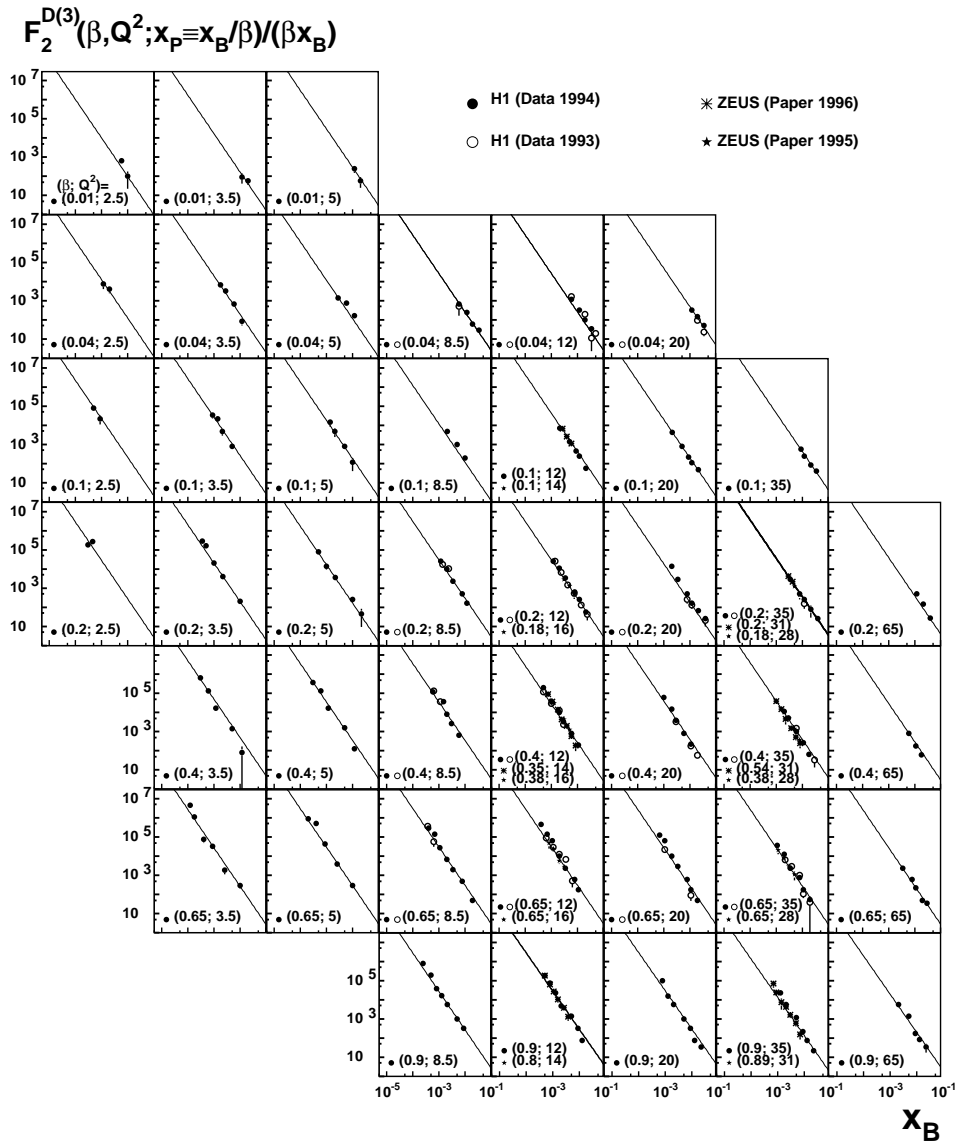


Abbildung 2.9: $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_B/\beta)/(\beta x_B)$ als Funktion von x_B für verschiedene β - und Q^2 -Werte. Die Daten entstammen Ref.[24]. Man beachte, daß in diesen doppelt logarithmischen Darstellungen fast alle Datenpunkte ungeachtet der verschiedenen Werte von β und Q^2 auf Geraden liegen, die der Form $x_B^{-\nu}$ mit $\nu \approx 2$ entsprechen.

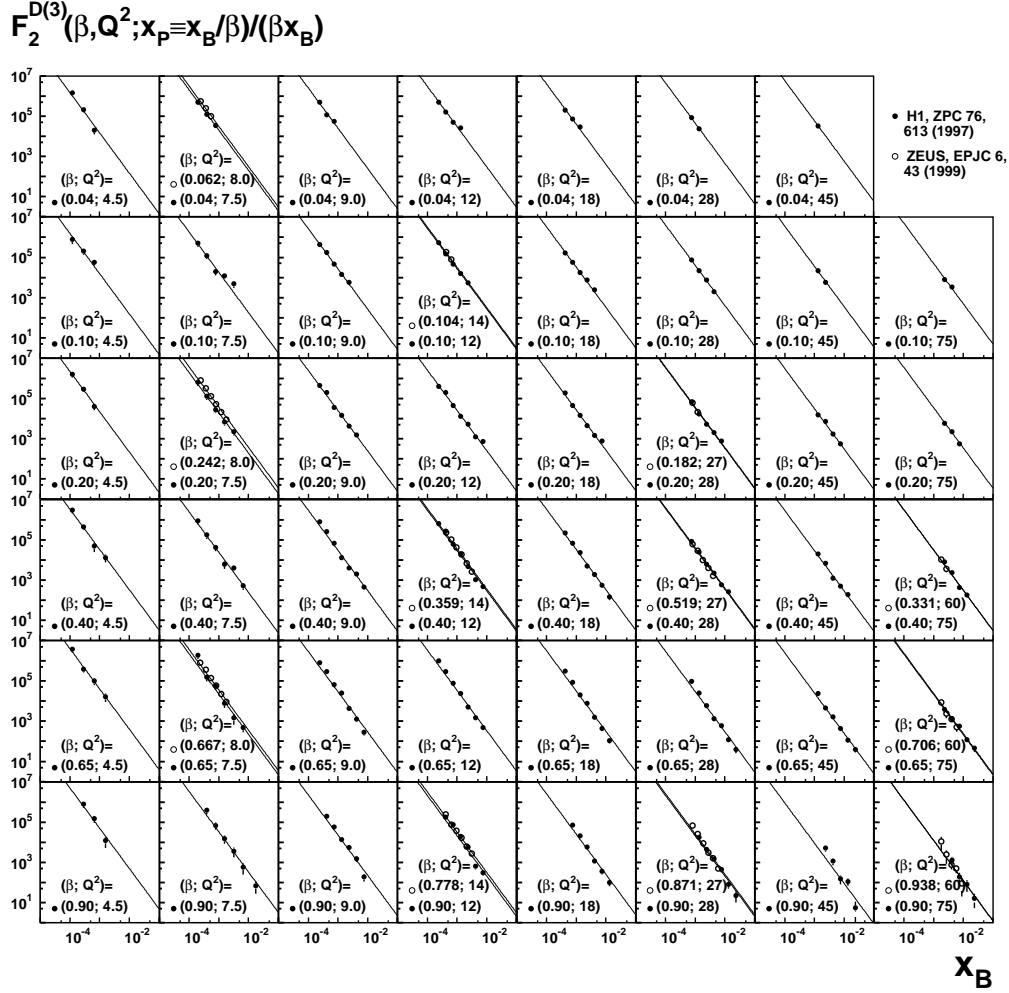


Abbildung 2.10: $F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_B/\beta)/(\beta x_B)$ als Funktion von x_B für verschiedene β - und Q^2 -Werte. Die Daten entstammen im Unterschied zu Abb. 2.9 der Referenz [25]. Man beachte, daß in diesen doppelt logarithmischen Darstellungen fast alle Datenpunkte ungeachtet der verschiedenen Werte von β und Q^2 auf Geraden liegen, die der Form $x_B^{-\nu}$ mit $\nu \approx 2$ entsprechen. Ein Fit der Form $Cx_B^{-\nu}$ an die Daten zur Bestimmung des Exponenten ν in jeder der (β, Q^2) -Boxen liefert als Mittelwert $\nu = 2.2 \pm 0.3$.

ne typische Lebensdauer und keine typische Größe. Dies wird auch daran deutlich, daß die c_0^* -Cluster keine von ihrer Energie unabhängige elektromagnetische Strukturfunktion besitzen (siehe Kap. 2.3).

Da die c_0^* -Cluster farblos sind, können sie sich sowohl innerhalb als auch außerhalb des Protons befinden. Das Target in einer diffraktiven tiefinelastischen Elektron-Protonstreuung besteht daher aus einer Wolke von c_0^* -Clustern, die das Proton umgeben. Wegen der Farblosigkeit der c_0^* -Cluster sind diese nur schwach im Proton gebunden. Trifft das virtuelle γ^* auf ein c_0^* -Cluster, so schlägt es dieses aus dem Proton heraus. Dabei wird das virtuelle Photon γ^* von einem geladenen Konstituenten des Clusters, also einem Quark oder Antiquark, das einer Fluktuation eines Gluons entstammt, absorbiert.

Die beobachtete Unabhängigkeit der Exponenten der Lebensdauer- und der Größenverteilung der c_0^* -Cluster von der Virtualität Q^2 der Photonen wirft die Frage auf, was man auf der Grundlage des oben beschriebenen Bildes erwarten kann, wenn es sich bei dem Projektil nicht um ein virtuelles Photon γ^* , bei dem Q^2 größer als einige GeV^2 ist, sondern um Photonen γ mit nahezu verschwindenden Q^2 -Werten handelt. Mit anderen Worten, kann mit Hilfe des oben beschriebenen SOC-Bildes auch diffraktive Photoproduktion [27], also diffraktive Prozesse der Form $\gamma + p \rightarrow X + p$, verstanden werden? Natürlich hängt der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion wie auch der Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Elektron-Protonstreuung von Q^2 ab. Da aber die Eigenschaften der im Proton gebildeten c_0^* -Cluster unabhängig von dem einlaufenden Projektil, also auch unabhängig von der Virtualität Q^2 des einlaufenden Photons sind, sollte die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Energie der von den Photonen getroffenen c_0^* -Cluster in beiden Fällen gleich sein.

Um diesen Vergleich durchzuführen, ist es zweckmäßig, den über die Variable β integrierten Wirkungsquerschnitt für diffraktive tiefinelastische Elektron-Proton-

streuung

$$\begin{aligned} \frac{1}{x_P} \frac{d^2 \sigma^D}{dQ^2 dx_P} &= \int d\beta \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \frac{F_2^{D(3)}(\beta, Q^2; x_P)}{x_P} \\ &\approx \int d\beta \frac{4\pi\alpha^2}{\beta Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) D_S(x_P|\beta, Q^2) \end{aligned} \quad (2.22)$$

zu betrachten. Dieser Wirkungsquerschnitt ist, wie man anhand der Glng. 2.5 und 2.12 sieht, nichts anderes als eine gemittelte x_P -Verteilung der Cluster. Die Gewichtungsfaktoren in Glng. 2.22 ergeben sich aus der quantenelektrodynamischen Betrachtung des Streuvorganges. Um die Verteilung der Cluster quantitativ zu betrachten, sind in Abb. 2.11 (oberer Teil) und Abb. 2.12 die zur Verfügung stehenden Daten [24, 25] für den Integranden aus Glng. 2.22 als Funktion der Variablen x_P für verschiedene Werte von β und Q^2 aufgetragen.

Zwar hängt der Absolutwert der Daten von den jeweiligen β -Werten ab, die x_P -Abhängigkeit der Daten aber kaum. Aus diesem Grund ist die Integration über β praktisch recht einfach zu handhaben. Zunächst ist in jeder Box der Abbildungen Abb. 2.11 (oberer Teil) und Abb. 2.12 der Integrand separat durch eine Potenz von x_P der Form

$$\frac{1}{x_P} \frac{d^3 \sigma^D}{dQ_i^2 dx_P d\beta_i} = C(\beta_i, Q_i^2) \cdot (x_P)^{-\mu(\beta_i, Q_i^2)} \quad (2.23)$$

gefittet worden. Aus diesen Fits ergibt sich für jede Box, das heißt für jeweils feste Werte von β_i und Q_i^2 , ein Exponent $\mu_i \equiv \mu(\beta_i, Q_i^2)$. Durch Mittelung über die so erhaltenen Exponenten, bei der die Zahl der Meßpunkte in jeder Box als Gewicht berücksichtigt wird, erhält man den Exponenten der x_P -Verteilung der Cluster. Als numerischer Wert ergibt sich so nach Auswertung der Daten aus [24] für den Exponenten μ der Größenverteilung $\mu = 1.95 \pm 0.13$ (vergl. Abb. 2.11) (oberer Teil) bzw. nach Analyse der Daten aus [25] der Wert $\mu = 2.02 \pm 0.23$ (vergl. Abb. 2.12). Die Integration über β ändert an dem Exponenten nichts, da sich die Daten für alle β - und Q^2 -Werte sehr gut durch eine Potenz von x_P mit den oben bestimmten Exponenten μ beschreiben lassen.

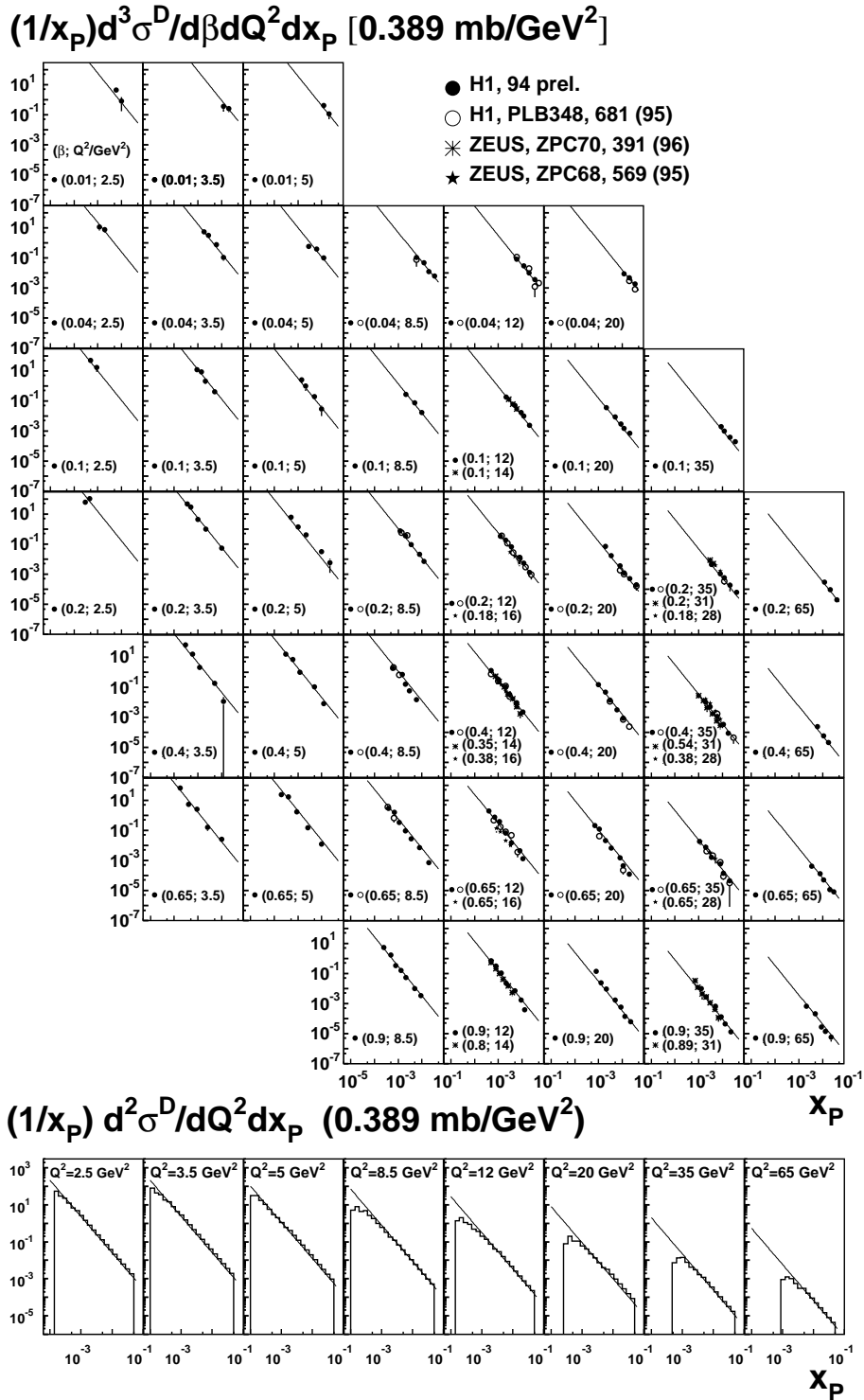


Abbildung 2.11: (a) $(1/x_P)d^3\sigma^D/d\beta dQ^2 dx_P$ als Funktion von x_P für verschiedene Werte von β und Q^2 . Die Daten sind Ref.[24] entnommen. Der Faktor 0.389 mb folgt aus der Umrechnung $(1\text{ GeV})^{-2} = 0.389\text{ mb}$. (b) $(1/x_P)d^2\sigma^D/dQ^2 dx_P$ als Funktion von x_P für verschiedene Q^2 Werte [36]. Die Daten entstammen Ref.[24].

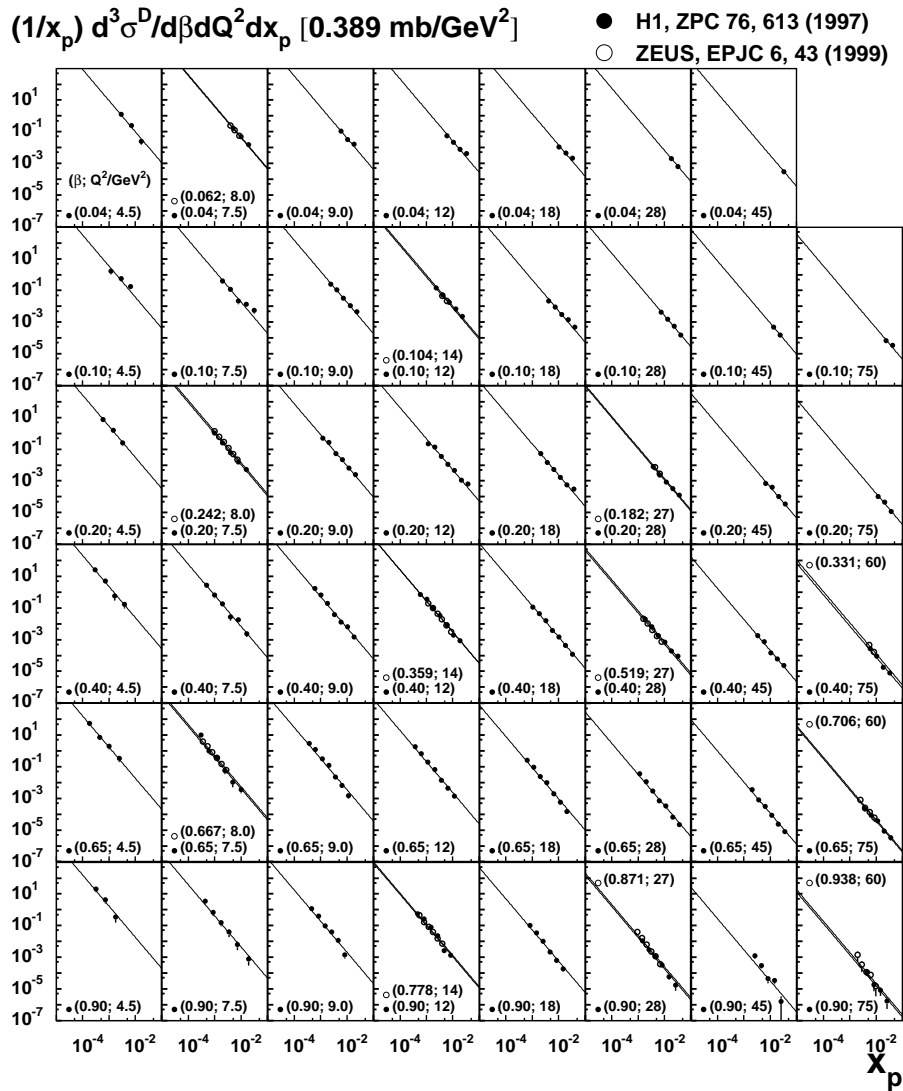


Abbildung 2.12: $(1/x_p)d^3\sigma^D/d\beta dQ^2 dx_p$ als Funktion von x_p für verschiedene Werte von β und Q^2 . Die Daten sind Ref.[24] entnommen. Der Faktor 0.389 mb folgt aus der Umrechnung $(1 \text{ GeV})^{-2} = 0.389 \text{ mb}$. Im Gegensatz zu Abb. 2.11 stammen die Daten aus Ref. [25].

Demnach ist also

$$\frac{1}{x_P} \frac{d^2 \sigma^D}{dQ^2 dx_P} \sim x_P^{-\mu} \quad (2.24)$$

mit $\mu \approx 2$. Dies ist im unteren Teil der Abb. 2.11 illustriert, in dem

$$\log \left(\frac{1}{x_P} \frac{d^2 \sigma^D}{dQ^2 dx_P} \right) \quad \text{über} \quad \log(x_P)$$

für jeweils feste Werte von Q^2 aufgetragen ist [36]. Hier entsprechen die Geraden einer Potenz $x_P^{-\mu}$ mit dem Exponenten $\mu = 1.95$, der aus der Analyse der Daten aus [24] stammt.

Um festzustellen, ob das oben beschriebene SOC-Bild für den tiefinelastischen diffraktiven Streuvorgang auch zur Beschreibung diffraktiver Photoproduktionsprozesse verwendet werden kann, kann das Ergebnis in Gln. 2.24 mit den ebenfalls bei HERA bestimmten Daten zu diffraktiven Photoproduktionsprozessen [27] verglichen werden. Wie bei den diffraktiven tiefinelastischen Streuprozessen

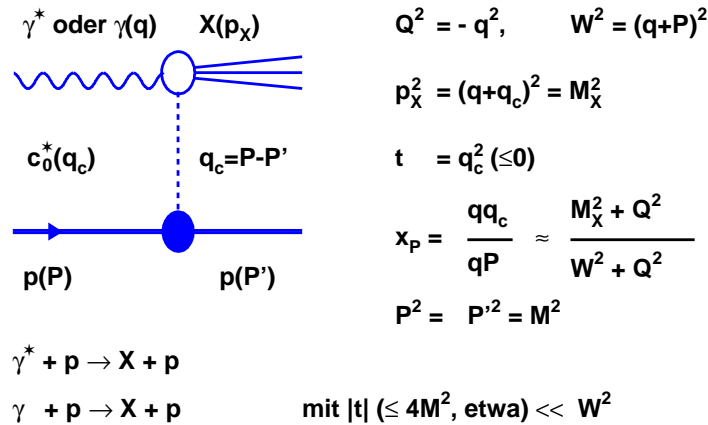


Abbildung 2.13: Diagramm für diffraktive Photoproduktion zusammen mit relevanten kinematischen Variablen.

sollte im Rahmen des SOC-Bildes die auftretende Rapiditätslücke bei der diffraktiven Photoproduktion durch die farblosen Gluoncluster c_0^* , die sich im komplexen System der miteinander wechselwirkenden weichen Gluonen des Protons

gebildet haben, bedingt sein. Um herauszufinden, ob es sich bei den in diffraktiven Photoproduktionsprozessen manifestierenden farblosen Objekte um die in diffraktiven tiefinelastischen Streuprozessen in Erscheinung tretenden Gluoncluster c_0^* handelt, oder ob sich diese Cluster anders verhalten, wenn sie mit reellen ($Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2$) Photonen wechselwirken, sollen im folgenden die Daten [27] für $d\sigma/dM_x^2$ analysiert werden. Die zu betrachtenden kinematischen Variablen und deren Zusammenhänge sind in Abbildung Abb. 2.13 angegeben. Hier steht die kinematische Variable W für die Gesamtenergie der Reaktion, M_x für die Masse des erzeugten hadronischen Systems und t für das Quadrat des Viererimpulsübertrages bzw. das Quadrat des Viererimpulses des in dem Prozess vom reellen Photon getroffenen Gluonclusters c_0^* . Für den Bruchteil x_P , den das getroffene Cluster am Impuls des Protons trägt, gilt im Falle reeller Photonen

$$x_P \approx \frac{M_x^2}{W^2}. \quad (2.25)$$

Um die Größenverteilung der bei der Photoproduktion auftretenden Gluoncluster aus den Daten [27] zu extrahieren, ist in Abbildung Abb. 2.14

$$\log\left(\frac{1}{x_P} \frac{d\sigma}{dx_P}\right) \quad \text{über} \quad \log(x_P)$$

aufgetragen. Es zeigt sich wiederum ein Potenzgesetz: ein Fit der Form $x_P^{-\mu}$ an die Daten [27] ergibt für den Exponenten μ den numerischen Wert $\mu = 1.98 \pm 0.07$, was mit dem Ergebnis der Analyse diffraktiver tiefinelastischer Streuung (Glng. 2.24) übereinstimmt. Die Größenverteilung der Cluster, das heißt deren Verteilung über x_P , folgt also dem gleichen Potenzgesetz, wie dies in diffraktiver tiefinelastischer Streuung der Fall ist. Das impliziert, daß es sich in diffraktiven Photoproduktionsprozessen um die gleichen Gluoncluster c_0^* handelt, die bei der diffraktiven tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung für das Auftreten der Rapiditätslücke verantwortlich sind. Die in diffraktiven γp - und $\gamma^* p$ -Reaktionen in Erscheinung tretenden Gluoncluster c_0^* bilden sich infolge selbstorganisierter Kritikalität im komplexen dynamischen System der Gluonen des Protons.

$(1/x_P)d\sigma/dx_P$ (μb)

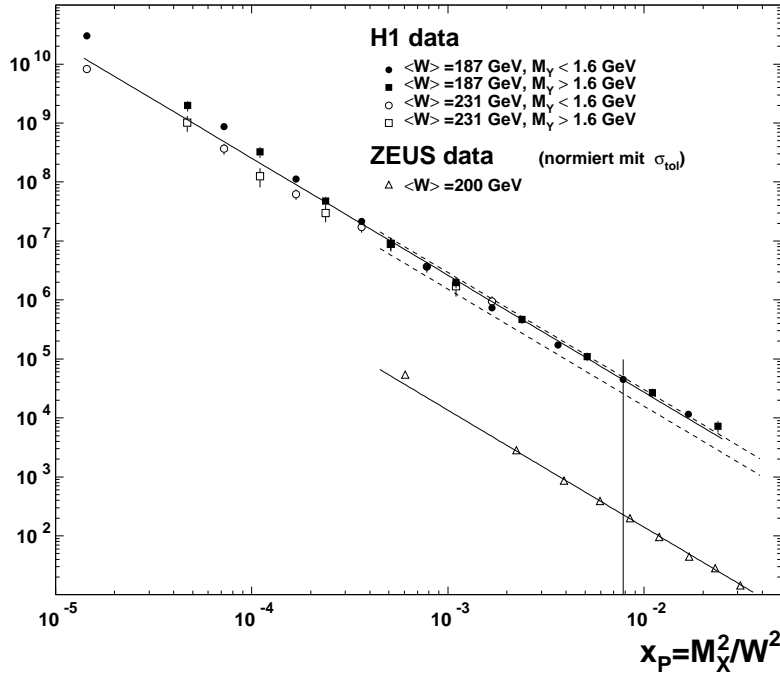


Abbildung 2.14: $(1/x_P)d\sigma/dx_P$ für Photoproduktion $\gamma + p \rightarrow X + p$ ist aufgetragen als Funktion von x_P . Die Daten stammen aus Ref.[27]. Man beachte, daß die Daten aus der zweiten Arbeit als relative Wirkungsquerschnitte angegeben sind. Die Steigungen der Geraden sind jeweils die gleichen. Die zwei gestrichelten Linien zeigen jeweils die obere und untere Grenze der Multiplikation der unteren durchgezogenen Linie mit $\sigma_{\text{tot}} = 154 \pm 16(\text{stat.}) \pm 32(\text{sys.})\mu\text{b}$. Dieser Wert stammt aus der dritten Arbeit in Ref.[27].

Die erzielten Ergebnisse führen unmittelbar auf die Frage, was passiert, wenn man das reelle Photon γ in diffraktiven γp - bzw. das virtuelle Photon γ^* in diffraktiven $\gamma^* p$ -Streuprozessen durch ein Proton p bzw. Antiproton \bar{p} ersetzt. Können also einfach diffraktive Streuprozesse der Form $p + p \rightarrow X + p$ und $\bar{p} + p \rightarrow X + p$ ebenfalls durch farblose Gluoncluster c_0^* , deren Bildung durch selbstorganisierte Kritikalität im komplexen Gluonsystem des Targethadrons bedingt ist, beschrieben werden? Diese Streuprozesse und die relevanten kinematischen Variablen und deren Zusammenhänge sind in Abbildung Abb. 2.15 illustriert. Diese Reaktionen

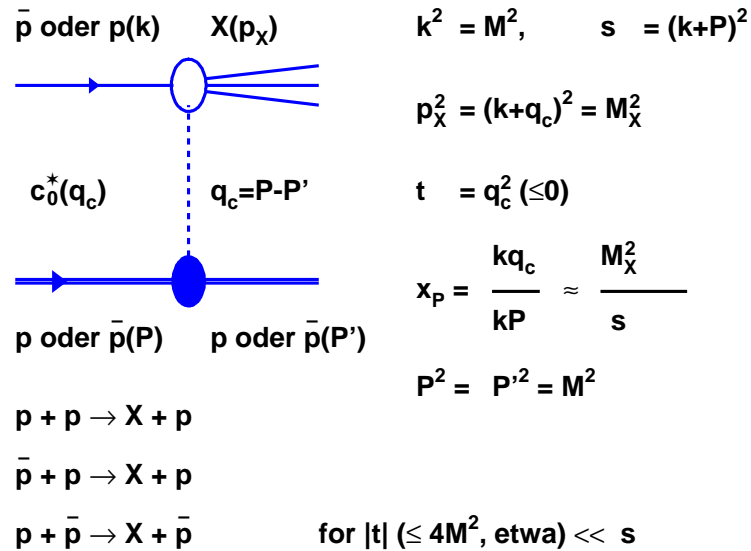


Abbildung 2.15: Diagramm für einfach diffraktive pp - und $\bar{p}p$ -Streuprozesse und relevante kinematische Variablen.

werden als einfach diffraktiv bezeichnet, weil nur einer der beiden Streupartner in dem diffraktiven Streuprozess zerplatzt.

Um die aufgeworfene Fragestellung zu beantworten, sind in Abb. 2.16 die zur Verfügung stehenden Daten [28, 29] für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $(1/x_P)d^2\sigma/dx_P dt$ für einfach diffraktive $p + p \rightarrow X + p$ und $\bar{p} + p \rightarrow X + p$ Reaktionen über x_P bei vier verschiedenen t -Werten aufgetragen. Hierbei gilt für den Impulsbruchteil x_P , den das Gluoncluster c_0^* am Impuls des einlaufenden Targetprotons im Schwerpunktsystem trägt, daß

$$x_P \approx M_x^2/s \quad (2.26)$$

ist, wobei \sqrt{s} die totale Schwerpunktsenergie des pp - bzw. $\bar{p}p$ -Systems ist.

In Abb. 2.17 ist der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt $(1/x_P)d\sigma/dx_P$ über x_P aufgetragen [36]. Dabei wurde der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt über zwei verschiedene t -Bereich, in dem die entsprechenden Experimente [28, 29]

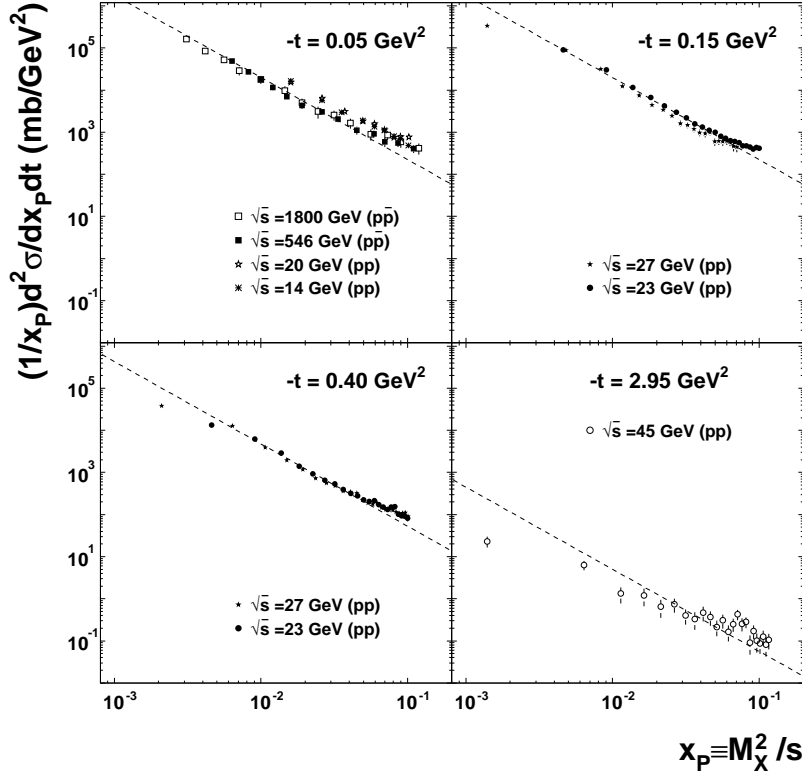


Abbildung 2.16: $(1/x_P) d^2\sigma/dx_P dt$ für einfach diffraktive $p + p \rightarrow X + p$ und $\bar{p} + p \rightarrow X + p$ Reaktionen als Funktion von x_P für verschiedene Werte von t und \sqrt{s} . Die Daten sind Ref.[28,29] entnommen.

durchgeführt wurden, integriert. Die sehr schwache s -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes wurde hierbei ignoriert.

Die in den Abbildungen Abb. 2.16 und Abb. 2.17 gezeigten Geraden stehen für eine Potenz von x_P mit dem Exponenten -1.97 , was gerade der Mittelwert der entsprechenden Exponenten aus Abb. 2.11 und Abb. 2.14 ist. Das bedeutet, daß man, wie erwartet, in einfach diffraktiven pp - bzw. $\bar{p}p$ -Prozessen die gleiche x_P -Verteilung, das heißt die gleiche Größenverteilung der Gluoncluster c_0^* beobachtet, wie in diffraktiven γp - bzw. $\gamma^* p$ -Prozessen. Daher kann die Größenverteilung der farblosen Gluoncluster c_0^* als universelle Verteilung für inelastische diffraktive

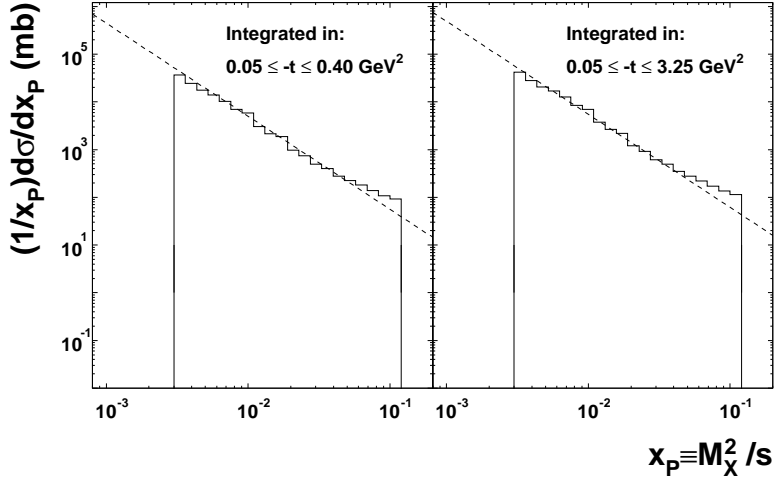


Abbildung 2.17: Integrierter (bezüglich zweier verschiedener t -Bereiche) differentieller Wirkungsquerschnitt $(1/x_P)d\sigma/dx_P$ für einfach diffraktive pp - und $\bar{p}p$ -Reaktionen als Funktion von x_P [36].

Streuprozesse mit Protontarget betrachtet werden.

Die systematische Datenanalyse der inelastisch diffraktiven γ^*p -, γp -, pp - und $\bar{p}p$ -Reaktionen zeigt also, daß die Fingerabdrücke selbstorganisierter Kritikalität im komplexen Gluonsystem des Protons vorliegen. In verschiedenen inelastisch diffraktiven Streuprozessen mit Protontarget manifestieren sich farbneutrale Gluoncluster c_0^* , die sich infolge selbstorganisierter Kritikalität im komplexen Gluonsystem des Protons bilden. Die farblosen Gluoncluster c_0^* sind BTW-Cluster, die sich aufgrund von lokalen Störungen von SOC-Zuständen, verursacht durch Absorption oder Emission von einem oder mehreren Gluonen, im komplexen Gluonsystem bilden. Die Verteilungen $D_S(S)$ und $D_T(T)$ der Größe S (Energiebruchteil x_P) und Lebensdauer T der c_0^* -Cluster gehorchen Potenzgesetzen der Form $D_S(S) \sim S^{-\mu}$ und $D_T(T) \sim T^{-\nu}$ mit $\mu \approx 2$ und $\nu \approx 2$. Die farblosen c_0^* -Cluster befinden sich im allgemeinen teilweise innerhalb und teilweise außerhalb des *Confinement*-Bereiches des Protons. Da sie farbneutral sind, wechselwirken

sie nur schwach untereinander und mit dem Proton und können daher in geometrisch gesehen mehr peripheren Kollisionen von Projektilteilchen ($\gamma, \gamma^*, p, \bar{p}$) aus diesem herausgeschlagen werden.