

# Physik bei HERA: Hohe Impulsüberträge und seltene Ereignisse

Ulrich F. Katz, ZEUS  
Universität Bonn



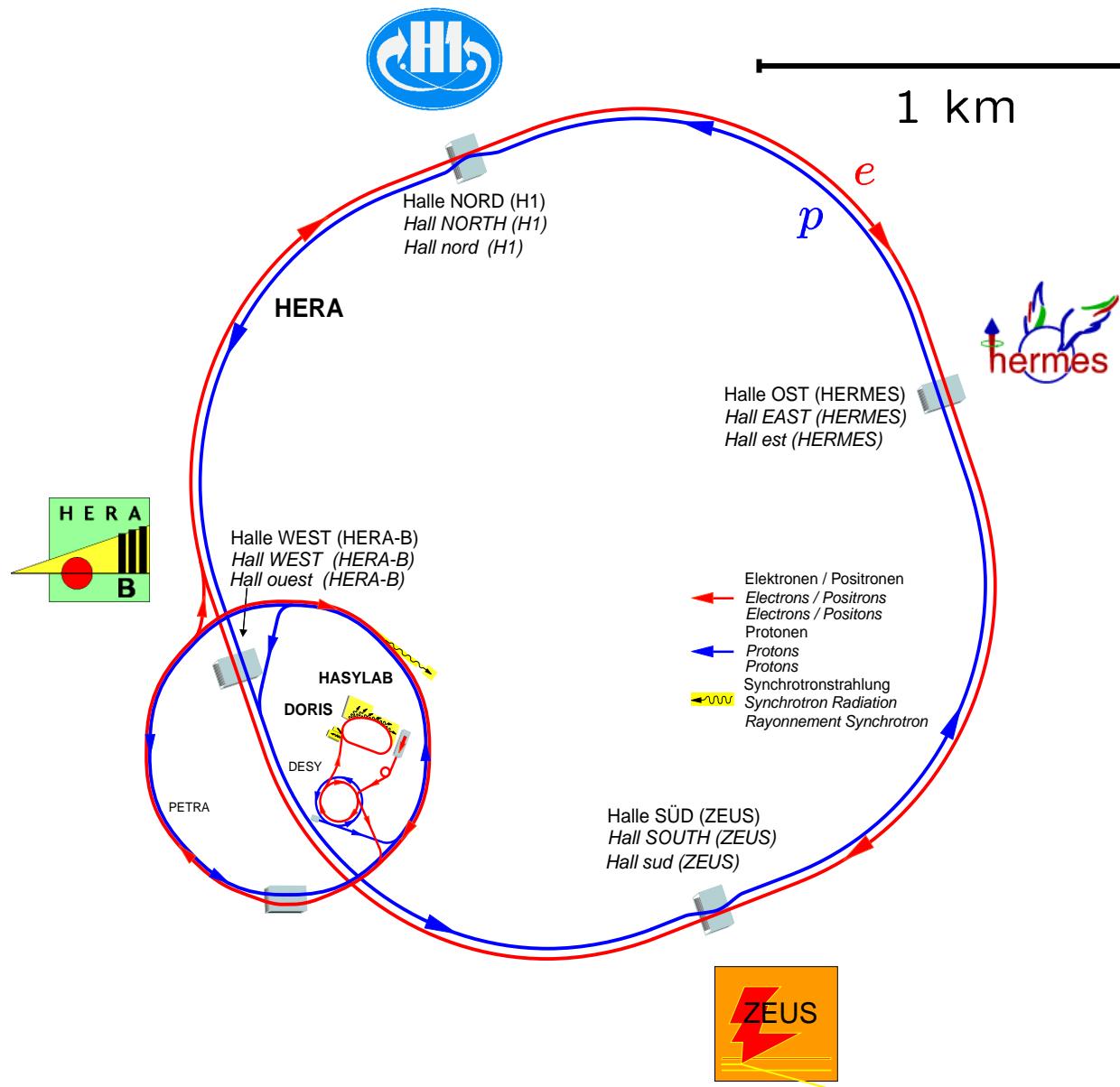
- Einführung:  
Tiefinelastische Streuung bei HERA
- DIS-Analysen bei hohem  $Q^2$
- DIS-Wirkungsquerschnitte,  
Strukturfunktionen  
und Partonverteilungen
- HERA-Messungen bei hohen  $Q^2$
- Suche nach “neuer Physik”

# Einführung: Tiefinelastische Streuung bei HERA

## Übersicht:

- HERA
  - Experimente
  - Parameter
- Tiefinelastische Streuung
  - Kinematik
  - Signaturen
  - Ereignistopologien
- Beispiel-Ereignisse
- NC- und CC-Wirkungsquerschnitte
- Jenseits des Standardmodells

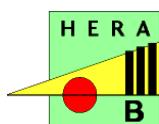
# HERA und seine Experimente



$ep$ -Kollisionen bei  $\sqrt{s} \approx 300 \text{ GeV}$



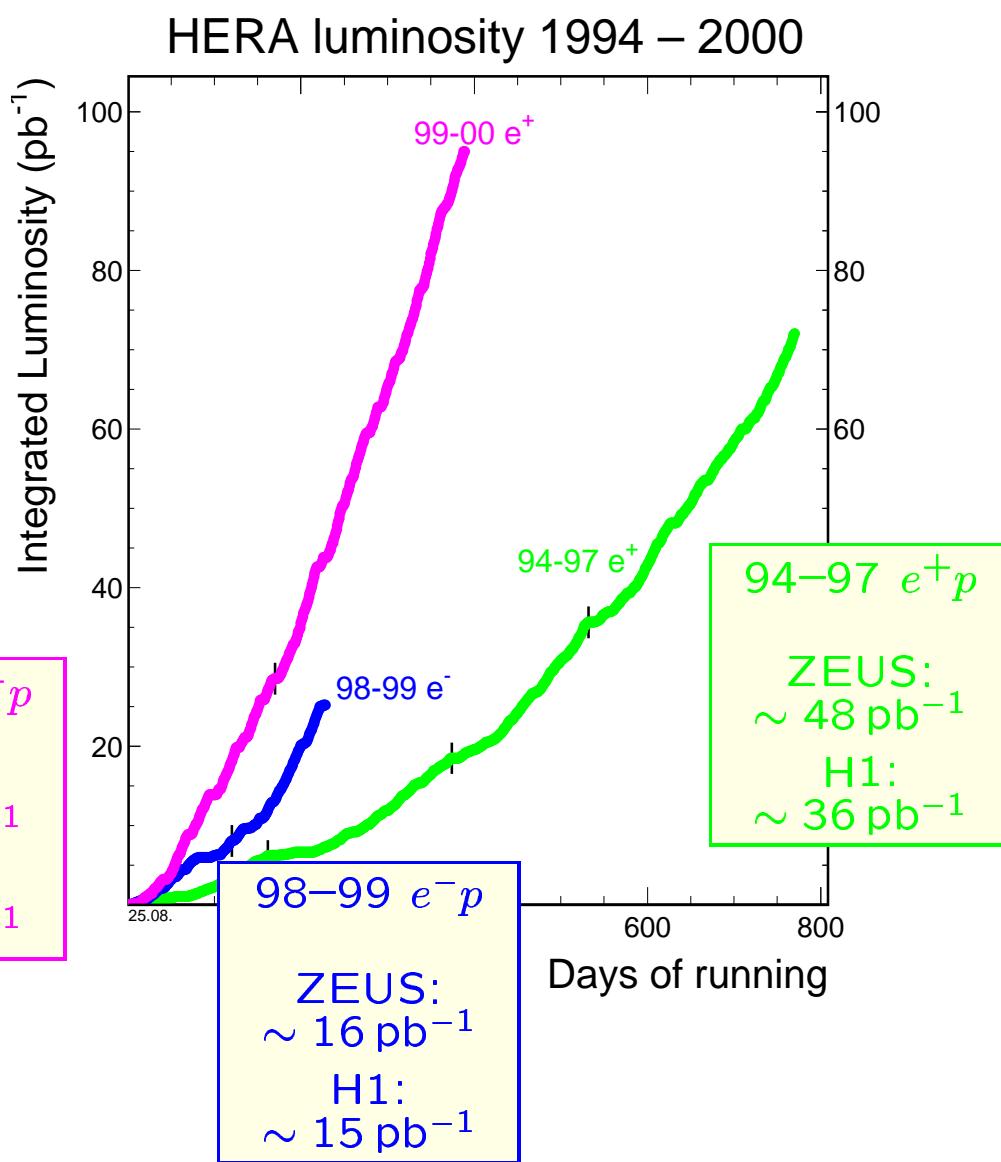
$e$ -Strahl (longitudinal polarisiert) auf internes Gas-Target,  $\sqrt{s} \approx 7.5 \text{ GeV}$   
Ziel: Polarisierte Strukturfunktionen



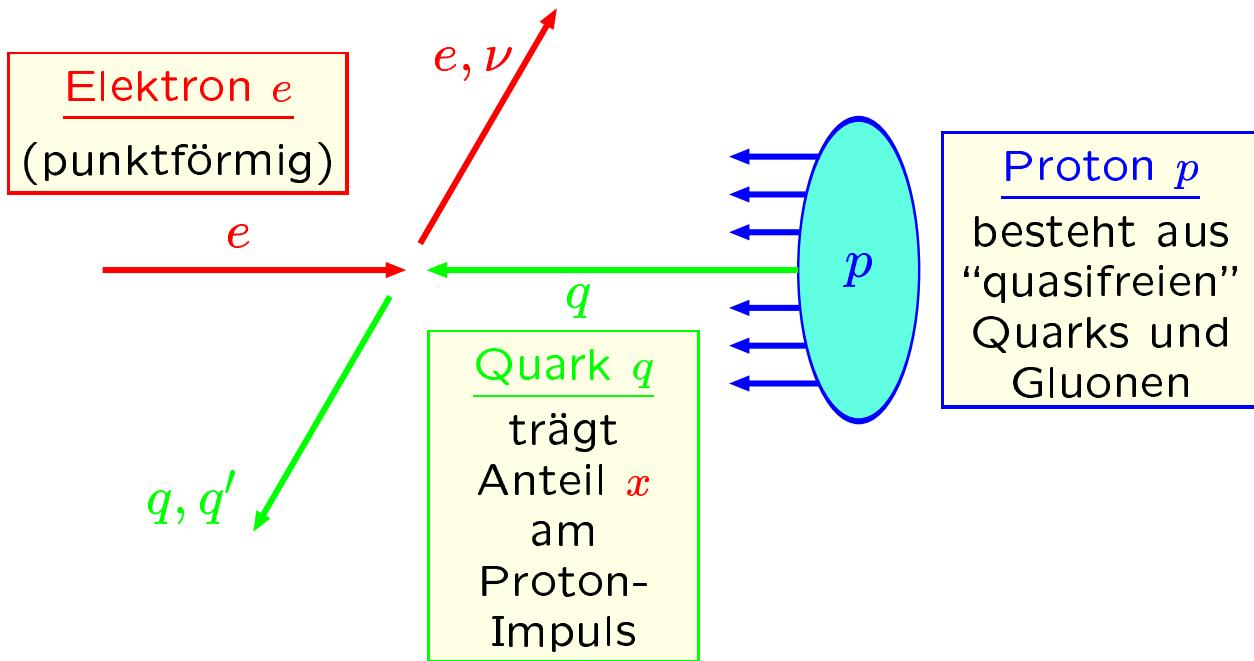
$p$ -Strahl auf internes Draht-Target,  
 $\sqrt{s} \approx 40 \text{ GeV}$   
Ziel: CP-Verletzung im  $B$ -System

# HERA: Parameter und Daten

Umfang:	6.3 km
Strahlenergien:	27.5 GeV ( $e$ ), 820/920 GeV ( $p$ , bis/nach 1997)
Strahlströme:	$\lesssim 50$ mA ( $e$ ), $\lesssim 100$ mA ( $p$ )
Bunches:	ca. 180 in 210 Buckets (einige ungepaart)
Bunch-Kollisionsrate:	96 ns
Strahl-Lebensdauer:	ca. 8 Stunden ( $e$ )
Luminosität:	$\sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$



# Elektron-Proton-Streuung im Quark-Parton-Modell



Tiefinelastische  $ep$ -Streuung (DIS) =  
inkohärente Summe elastischer  $eq$ -Streuungen:

$$\sigma(ep) = \sum_{q, \bar{q} \text{ in } p} f_{q|p} \cdot \sigma(eq)$$

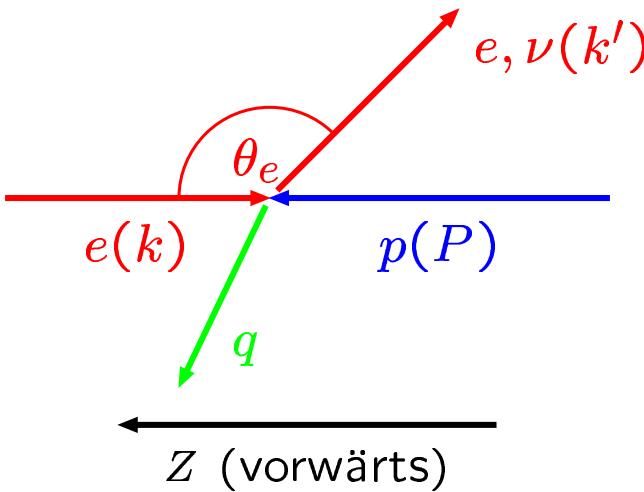
Partonverteilung  $f_{q|p}(x)$ :

Wahrscheinlichkeitsverteilung,  
ein Parton der Sorte  $q$   
mit Impulsanteil  $x$   
im Proton zu finden

$\sigma(eq)$ :

differentieller  
 $eq$ -Wirkungsquerschnitt  
(Funktion von  
Streuwinkel und  
 $eq$ -Schwerpunktsenergie)

# Kinematische Variablen



## Vierimpulse im Laborsystem:

- $e$  (Strahl):  $k = (E_e, 0, 0, -E_e)$
- $p$  (Strahl):  $P = (E_p, 0, 0, E_p)$
- $e$  (gestreut):  $k' = (E', \dots)$

## Kinematische Variablen:

Quadrat der  $ep$ -Schwerpunktsenergie:

$$s = (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2 = 4E_e E_p$$

Vierimpuls-Übertrag:

$$\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}' ; \quad Q^2 = -\mathbf{q}^2 = 2E_e E' (1 + \cos \theta_e)$$

Bjorken-Skalenvariable  $x$ :

$$x = Q^2 / (2 \mathbf{q} \cdot \mathbf{P}) = \text{Impulsanteil des Quarks}$$

Inelastizität:

$$y = (\mathbf{q} \cdot \mathbf{P}) / (\mathbf{k} \cdot \mathbf{P}) = (1 - \cos \theta_e^*) / 2;$$

$\theta_e^*$  = Streuwinkel im  $eq$ -Schwerpunktsystem

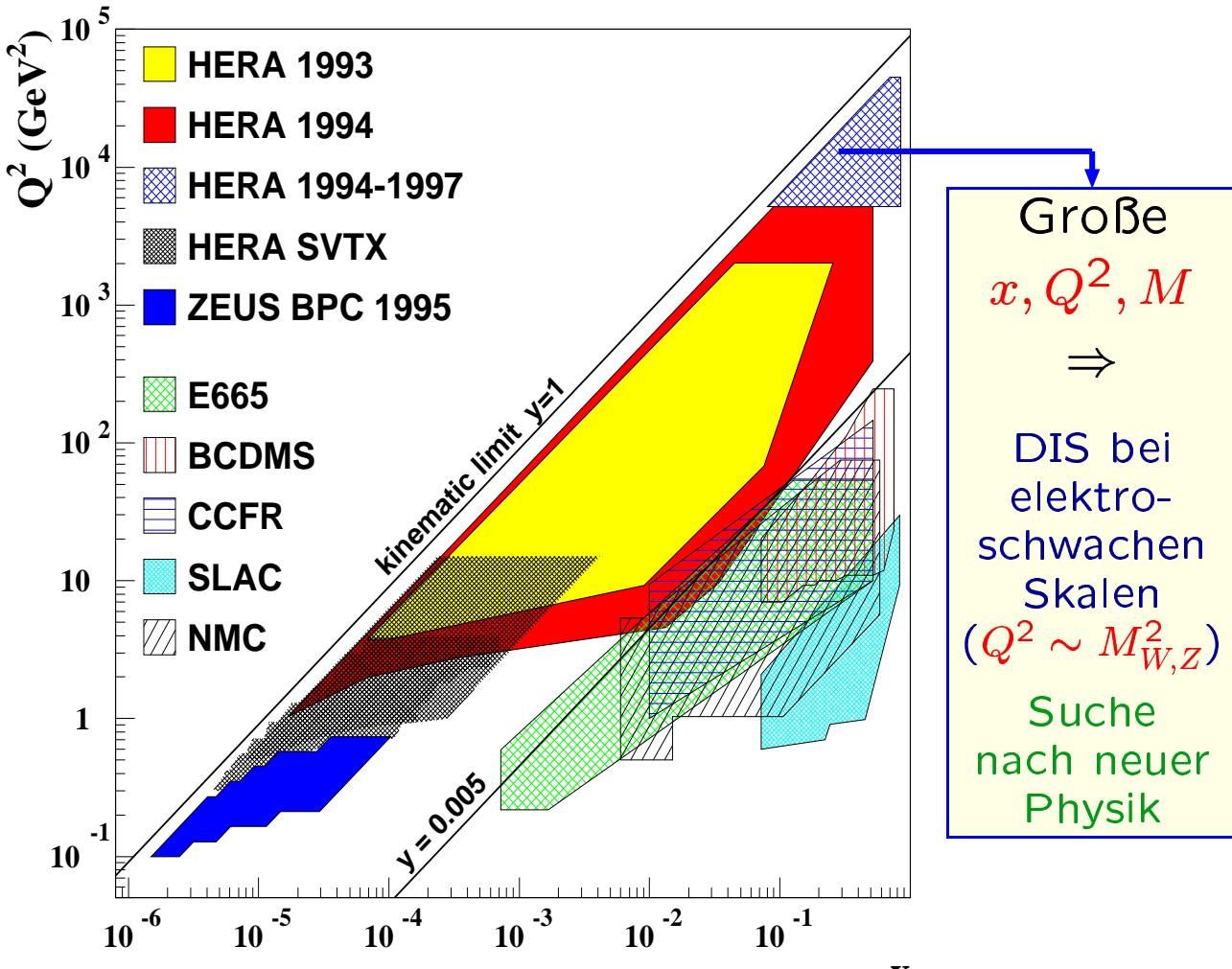
$Q^2$ ,  $x$  und  $y$ :

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

Invariante  $eq$ -Masse:

$$M = \sqrt{(\mathbf{k} + x\mathbf{P})^2} = \sqrt{xs}$$

# Die kinematische Ebene für DIS

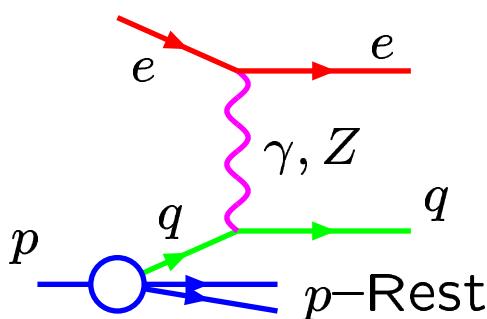


- HERA erweitert  $x$ - und  $Q^2$ -Bereiche um zwei Größenordnungen  $\Rightarrow Q^2 \gtrsim M_{W,Z}^2$ ; DIS in diesem kinematischen Bereich vor HERA unerforscht.
- Große  $Q^2 \Rightarrow$  hohe Ortsauflösung ( $\Delta x \sim \hbar/\sqrt{Q^2} = \mathcal{O}(10^{-17} \text{ cm})$ )
- Große  $x \Rightarrow$  hohe invariante  $eq$ -Masse ( $M = xs \lesssim 200 \text{ GeV}$ )

# DIS-Signaturen

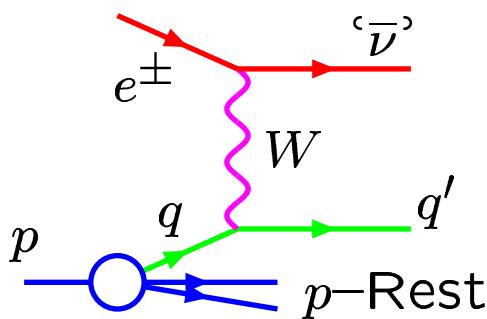
## Hadronischer Endzustand:

- Protonrest  
bildet Jet in Vorwärtsrichtung ("remnant jet")
- Gestreutes Quark  
bildet Jet in Zentraldetektor ("current jet")
- Gluonstrahlung etc.  
weitere Jets in Zentraldetektor  
( $n+1$ -Jet-Topologie)



## Neutral Current (NC)

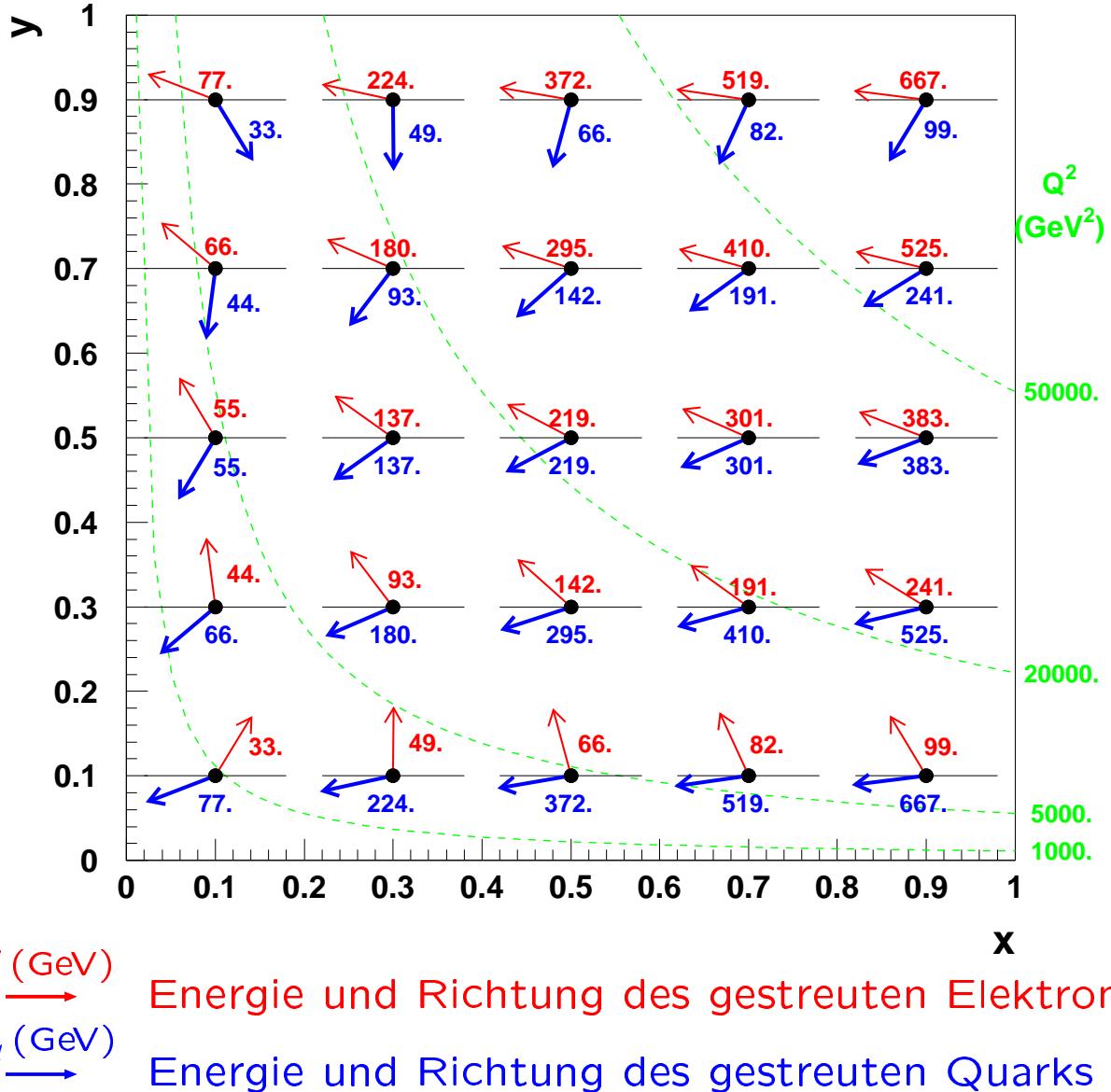
- Gestreutes Elektron  
⇒ isoliert  
⇒ Energie  $\gtrsim 10 \text{ GeV}$
- ein oder mehr  
"zentrale" Jets
- Proton-Rest  
Energiedeposition um  
Strahlrohr in  
 $p$ -Richtung



## Charged Current (CC)

- Gestreutes Neutrino  
⇒ unsichtbar  
⇒ erzeugt fehlenden  
Transversalimpuls
- hadronischer  
Endzustand  
⇒ wie in  
NC-Reaktionen

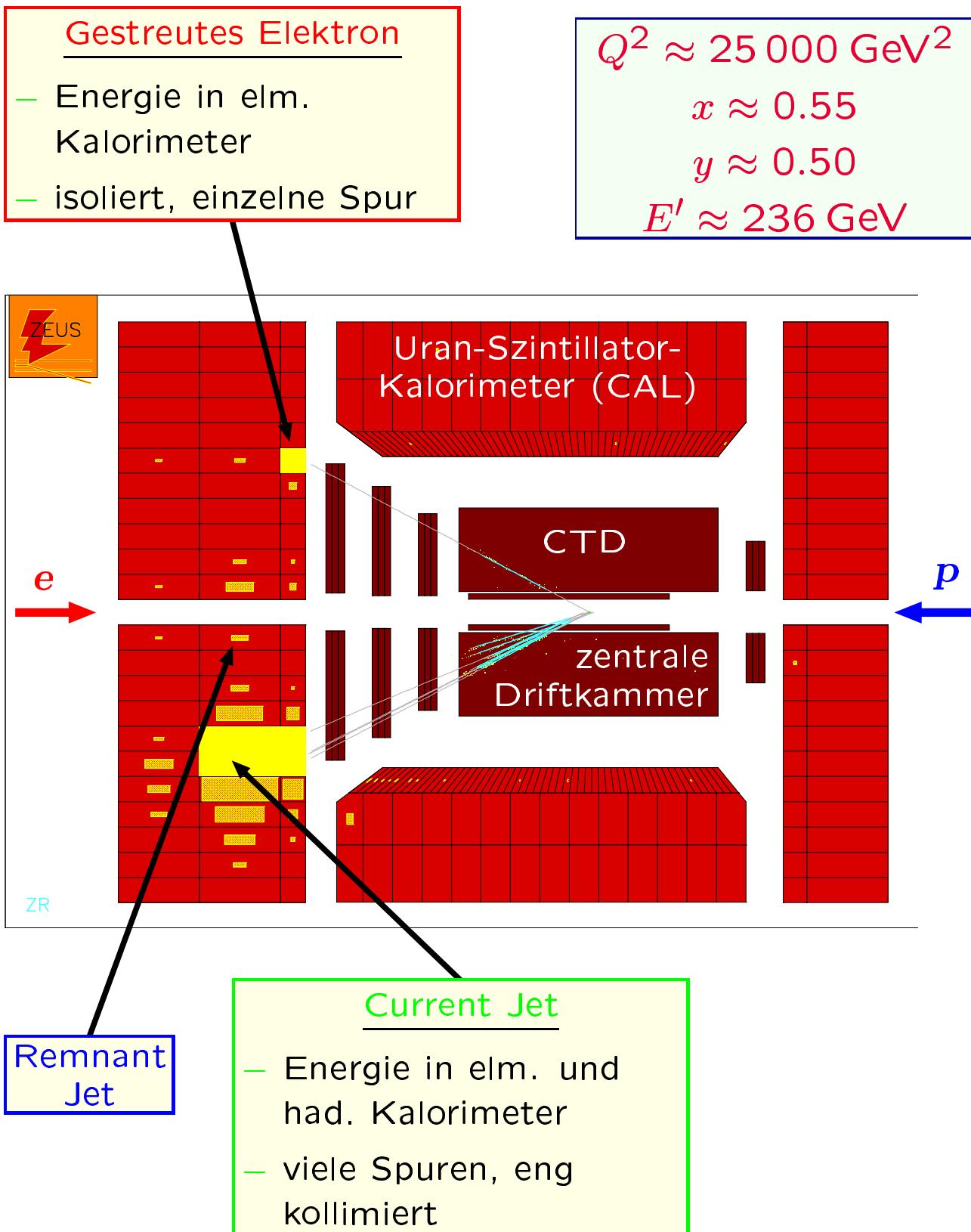
# Ereignistopologien bei hohen $Q^2$



Im Bereich  $Q^2 \gtrsim 1000 \text{ GeV}^2$ :

- Gestreutes Elektron und Current Jet haben Energien von  $100 \text{ GeV}$  und mehr
- Elektron und Jet treffen überwiegend zentrale und vorwärtige Detektorkomponenten
- Akzeptanzprobleme bei  $y, 1 - y \ll 0.1$

# Ein NC-Ereignis im ZEUS-Detektor



# Ein CC-Ereignis im H1-Detektor

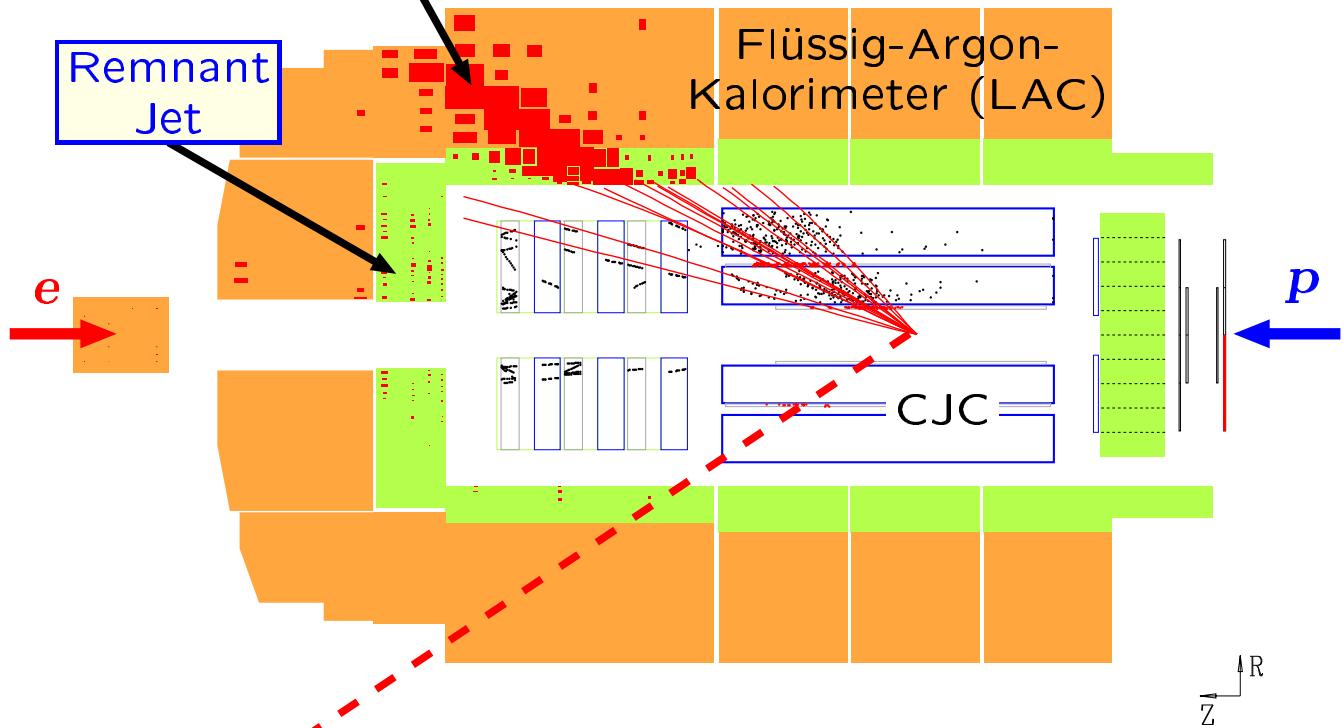
## Current Jet

- Energie in elm. und had. Kalorimeter
- viele Spuren, eng kollimiert

$$Q^2 \approx 20\,000 \text{ GeV}^2$$

$$x \approx 0.4$$

$$y \approx 0.49$$

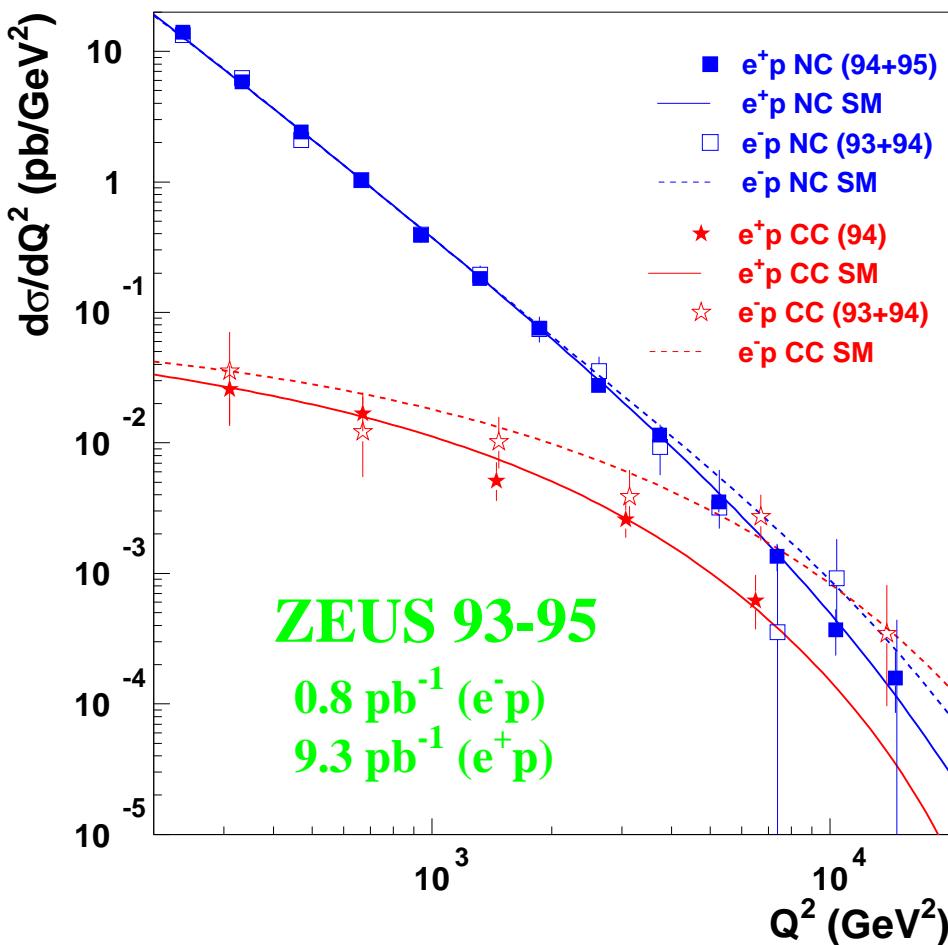


## Neutrino

- im Detektor nicht nachgewiesen
- erzeugt “fehlenden Transversalimpuls” (missing  $P_t$ )

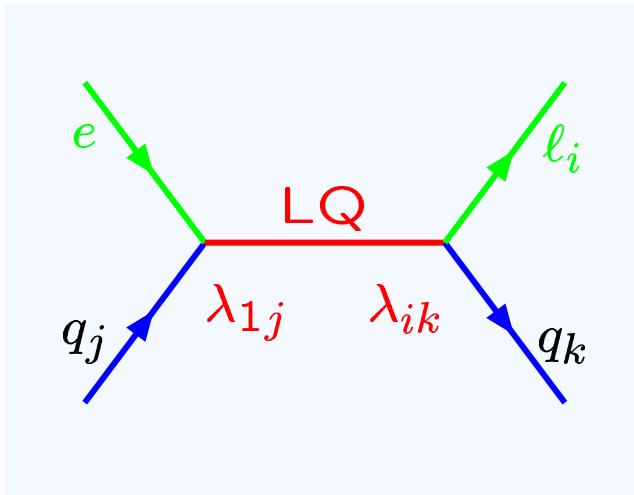
# NC- und CC-Wirkungsquerschnitte: ein Beispiel

ZEUS-Messungen von  $d\sigma/dQ^2$  bis 1995:



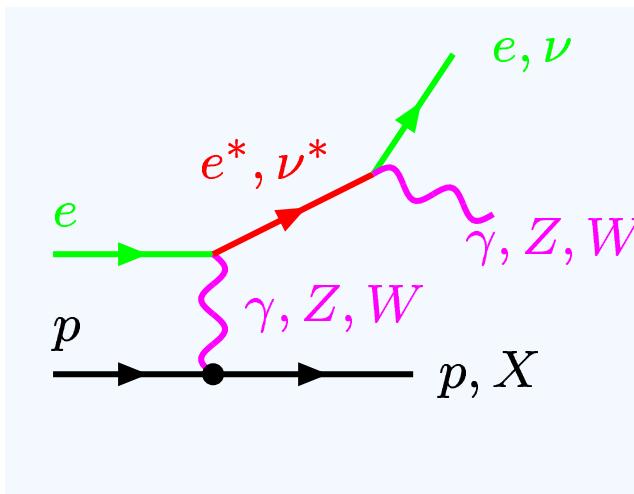
- HERA erlaubt zum ersten Mal, NC- und CC-Reaktionen von  $e^+ p$  und  $e^- p$  im gleichen Experiment zu untersuchen.
- Für  $Q^2 \gtrsim M_{W,Z}^2$  ist  $d\sigma/dQ^2(\text{NC}) \sim d\sigma/dQ^2(\text{CC})$  (elektroschwache Vereinigung).
- Stand 1995: Präzise Bestätigung der Vorhersagen für  $Q^2 \lesssim 10^3 \text{ GeV}$ , aber mangelnde Präzision bei höchsten  $Q^2$ .

# Jenseits des Standardmodells



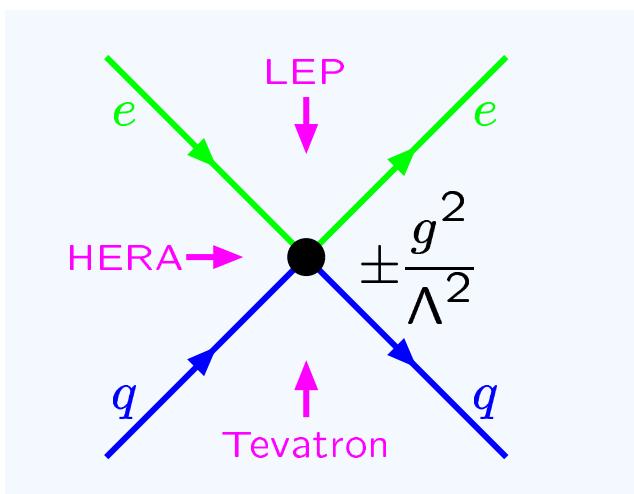
## Leptoquark (LQ)

- Schmale Resonanz in  $M = \sqrt{xs}$
- Wenn  $\ell = e$ : einzelnes Ereignis von DIS ununterscheidbar
- Aber: andere Winkelverteilung ( $y$ )



## Angeregte Fermionen ( $e^*$ oder $\nu^*$ )

- Wären Beweis für Fermion-Substruktur
- Viele Zerfallskanäle in Lepton und Eichboson
- Ereignistopologie nicht DIS-ähnlich



## Kontakt- Wechselwirkungen (CI)

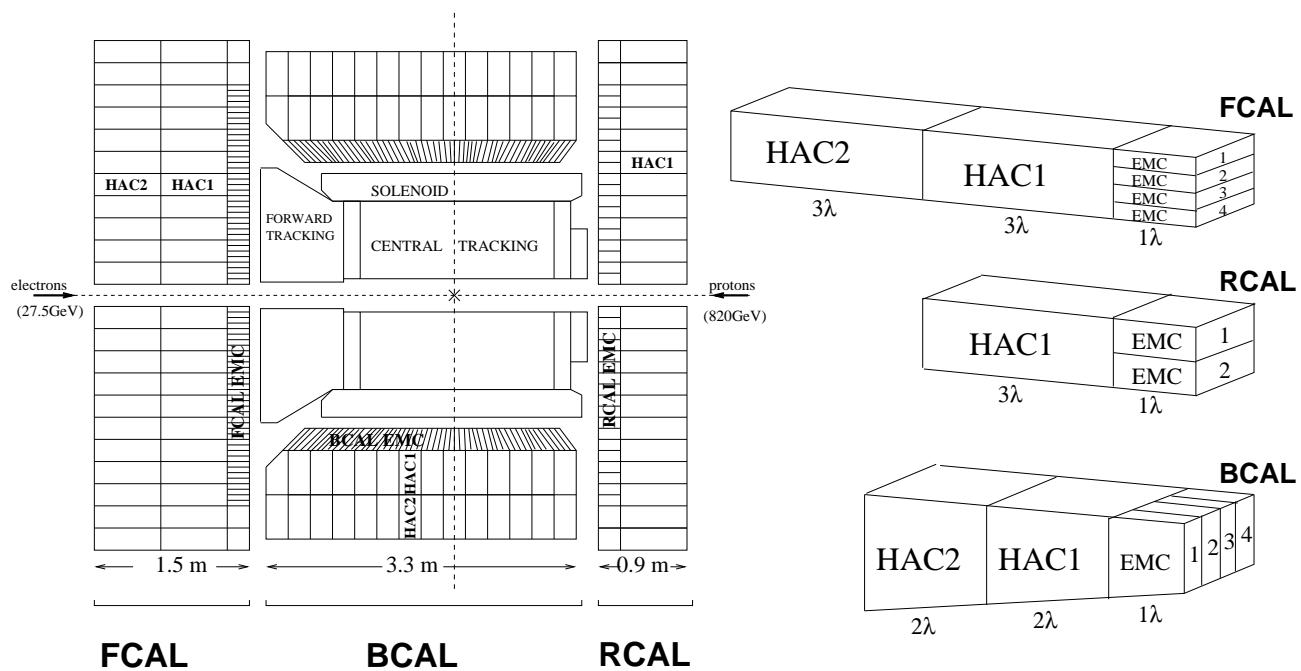
- Effektive Beschreibung von Prozessen bei Energieskalen  $\gg s$
- Z.B. Austausch von neuem Eichboson, LQ
- Modifiziert DIS-WQ

# DIS-Analysen bei hohem $Q^2$

## Übersicht:

- Wichtige Detektorkomponenten
  - Kalorimeter
  - Spurkammern
  - Luminositätsmessung
  - Trigger
- Monte-Carlo-Simulation
- Analysemethoden
  - Elektron-Erkennung
  - Kinematische Rekonstruktion
  - Energie-Kalibration
  - Korrekturen
- Wirkungquerschnitts-Messung
  - Ereignisselektion
  - Einige Verteilungen
  - Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

# Das ZEUS-Kalorimeter



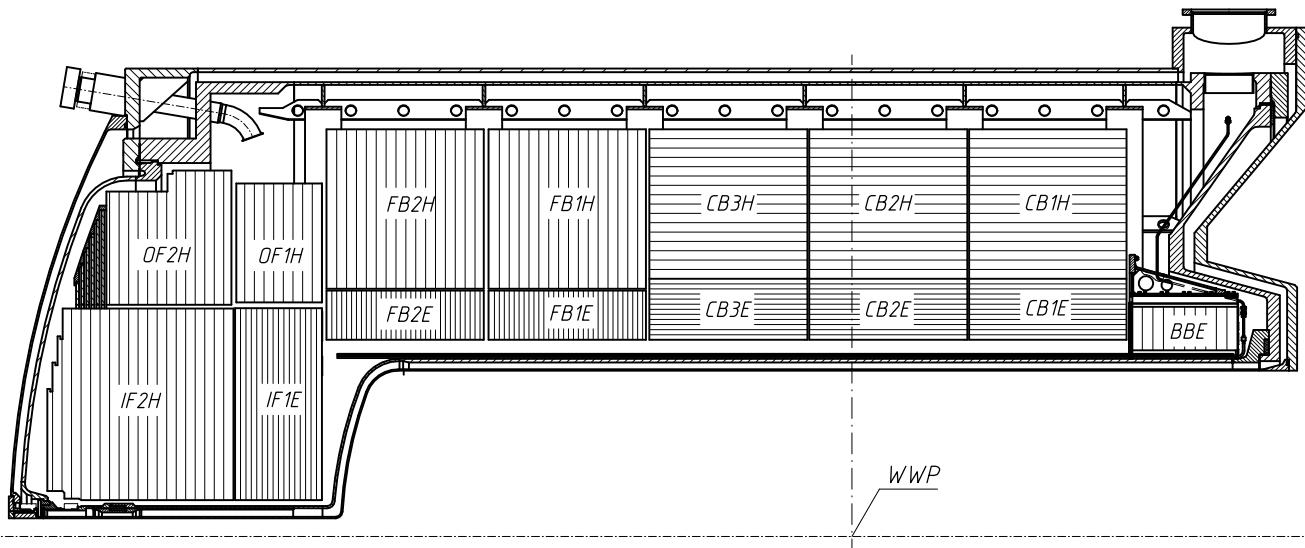
## Design:

- Sampling-Kalorimeter  
**Absorber:** abgereichertes Uran (3.3 mm-Schichten)  
**Aktiv:** Szintillator
- Segmentierung:  
 “Türme” von ca.  
 $20 \times 20 \text{ cm}^2$ , 2/3-fach  
 longitudinal unterteilt  
 (5918 Zellen)
- Auslese: über  
 Wellenlängenschieber  
 zu zwei PM's/Zelle
- Überdeckung:  
 99.8% von  $4\pi$
- Kein *B*-Feld

## Parameter:

- Energieauflösung:  
 elm.:  $\Delta E/E = 18\%/\sqrt{E}$   
 had.:  $\Delta E/E = 35\%/\sqrt{E}$   
 (Teststrahl-Bedingungen)
- Zeitmessung:  
 $\Delta t/t \lesssim 1 \text{ ns}$  für  
 Energien  $\gtrsim 5 \text{ GeV}$
- Kompensierend:  
 $e/h = 1 \pm 0.01$  ( $p > 5 \text{ GeV}$ )
- *e*-Winkelmessung:  
 $\Delta\theta \approx 3 \text{ mrad}$

# Das H1-Kalorimeter



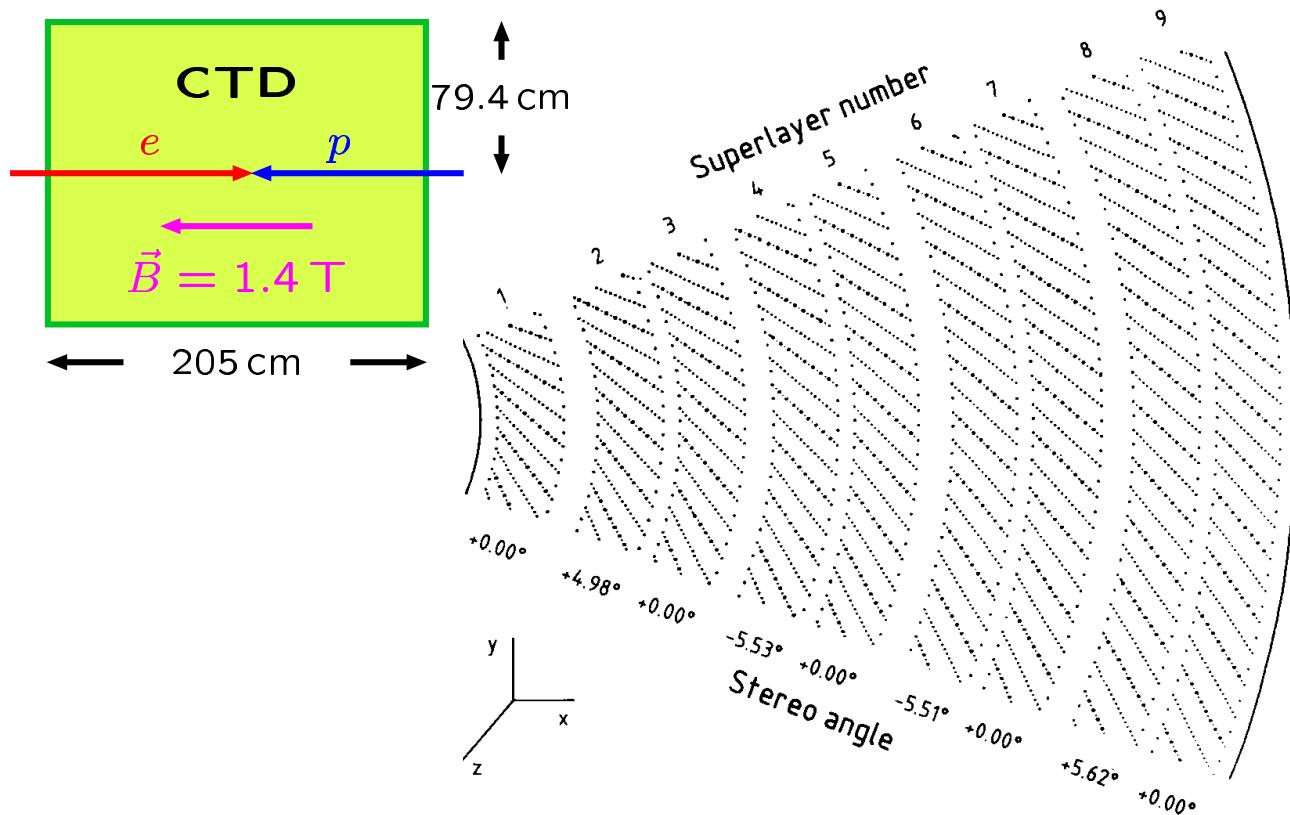
## Design:

- Flüssig-Argon-Kalorimeter  
**Absorber:**  
Blei (elektrom. Teil)  
Stahl (had. Teil)
- Segmentierung:  
Auslesezellen von ca.  
50–2000 cm<sup>2</sup>, 4-6-fach  
longitudinal unterteilt  
(44352 Zellen)
- Auslese:  
Ionisationsladungen in  
Ar erzeugen Signal  
in HV-Elektroden
- Überdeckung:  
 $4^\circ \lesssim \theta \lesssim 154^\circ$   
ergänzende  
Kalorimeter:  
SPACAL (rückw.),  
FPLUG (vorw.)
- $B = 1.15\text{ T}$

## Parameter:

- Energieauflösung:  
elm.:  $\Delta E/E = 12\%/\sqrt{E}$   
had.:  $\Delta E/E = 50\%/\sqrt{E}$   
(Teststrahl-Bedingungen)
- Zeitmessung:  
 $\Delta t/t = \mathcal{O}(100\text{ ns})$
- Nicht kompensierend:  
 $e/h \approx 1.3$
- $e$ -Winkelmessung:  
 $\Delta\theta \approx 3\text{ mrad}$

# ZEUS: zentrale Driftkammer



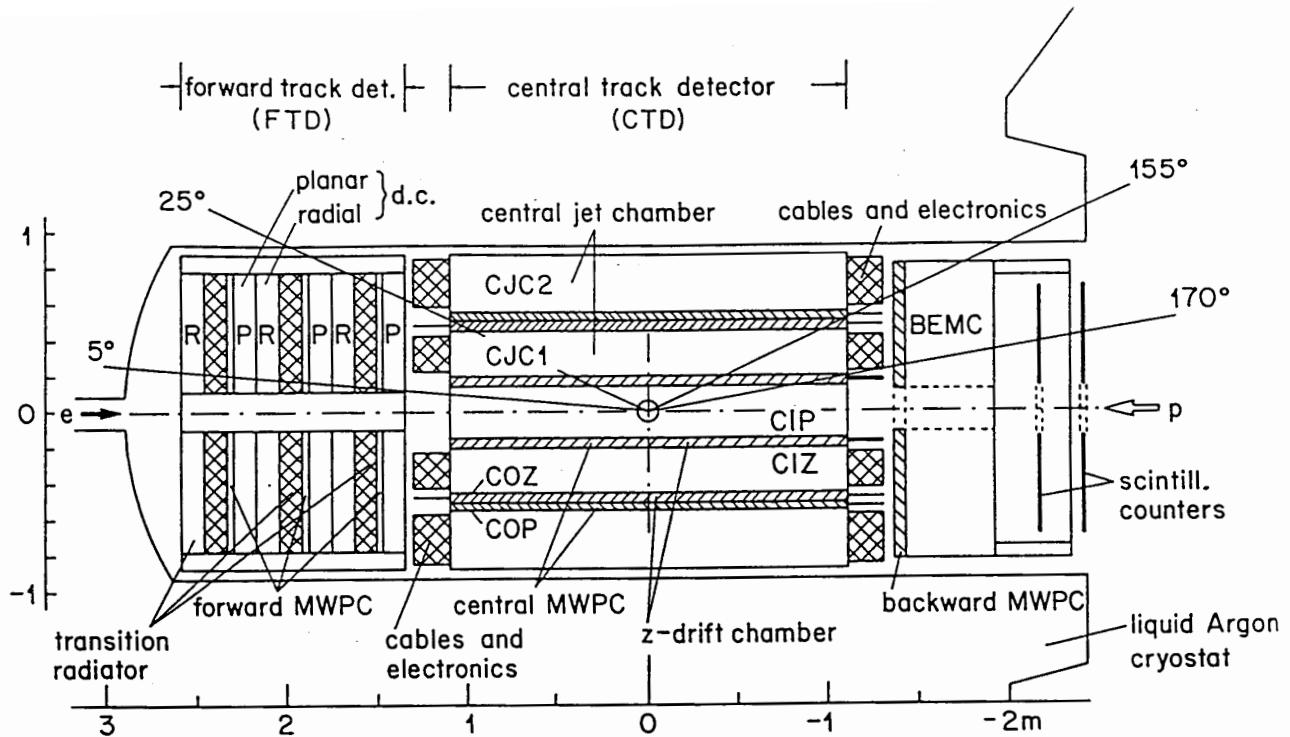
## Design:

- Driftkammer mit 9 “Superlagen” (SL) mit je 8 Signaldraht-Lagen, darunter 4 Stereo-SL
- Lorentz-Winkel ca.  $45^\circ$
- Überdeckung:  $15^\circ \lesssim \theta \lesssim 164^\circ$  ( $\geq 2$  Superlagen)
- Auflösung: ca.  $200 \mu\text{m}$  in  $(r\phi)$ , ca. 1 mm in  $Z$  (Stereo-SL)

## Spurrekonstruktion:

- Impulsauflösung:  $\Delta p_t/p_t = 0.0058 p_t \oplus 0.0065 \oplus 0.0014/p_t$  (für Spuren in 9 SL,  $p_t$  in GeV)
- Ionisation ( $dE/dx$ ): ca. 8% rel. Genauigkeit
- Zeitmessung: nicht verwendet
- Vergleich mit CAL:  $\Delta E/E \approx \Delta p_t/p_t$  für zentrale  $e$  mit 10 GeV

# H1: Spurkammern



## Design:

- Zentralteil (CTD):
  - Jetkammern**  
(56 Signaldraht-Lagen in Strahlrichtung)
  - Driftkammern**  
(azimutale Drähte zur Z-Messung)
  - Proportionalkammern**  
(für Trigger)
- Vorwärtsteil (FTD):
  - (Driftkammern, MWPCs, Radiatoren für Übergangsstrahlung)
- Überdeckung:  
 $25^\circ \lesssim \theta \lesssim 155^\circ$  (CTD)  
 $5^\circ \lesssim \theta \lesssim 25^\circ$  (FTD)
- Auflösung:  
ca.  $200\text{ }\mu\text{m} \perp$  Draht,  
ca.  $3\text{--}4\text{ cm} \parallel$  Draht

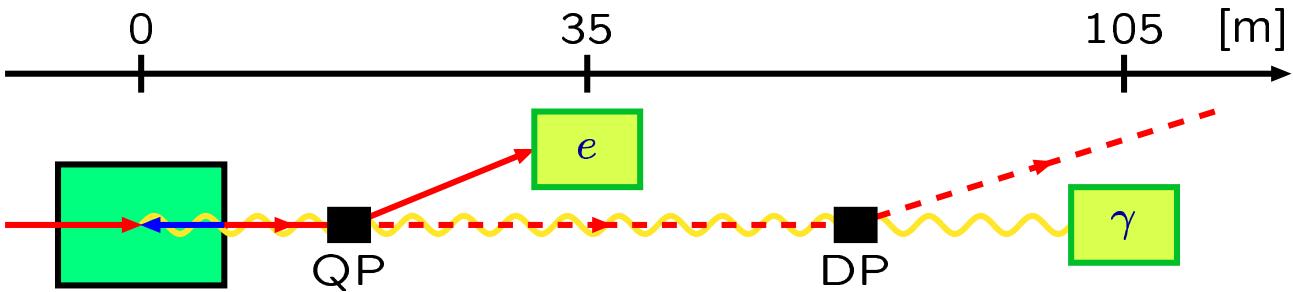
## Spurrekonstruktion:

- Impulsauflösung:  
CTD:  $\Delta p_t/p_t = 0.009 p_t(\text{GeV}) \oplus 0.015$   
FTD:  $\Delta p_t/p_t = \mathcal{O}(10\%)$  für  $p_t = 1\text{ GeV}$
- Ionisation ( $dE/dx$ ):  
ca. 7% rel. Genauigkeit
- Zeitmessung:  
 $\Delta t \approx 1.6\text{ ns}$  (Trigger)
- Vergleich mit CAL:  
 $\Delta E/E \approx \Delta p_t/p_t$   
für zentrale  $e$  mit 6 GeV

# Luminositätsmessung

## Messprinzip:

- Eichreaktion:**  $ep \rightarrow epy$  (Bethe-Heitler-Reaktion)  
Wirkungsquerschnitt theoretisch auf ca. 0.5% bekannt
- Exp. Nachweis:** Spezielle externe Kalorimeter zum Nachweis von  $e$  und/oder  $\gamma$   
**ZEUS:** Blei–Szintillator-Kalorimeter  
**H1:** Totalabsorbierende Čerenkov-Kristall-Hodoskope

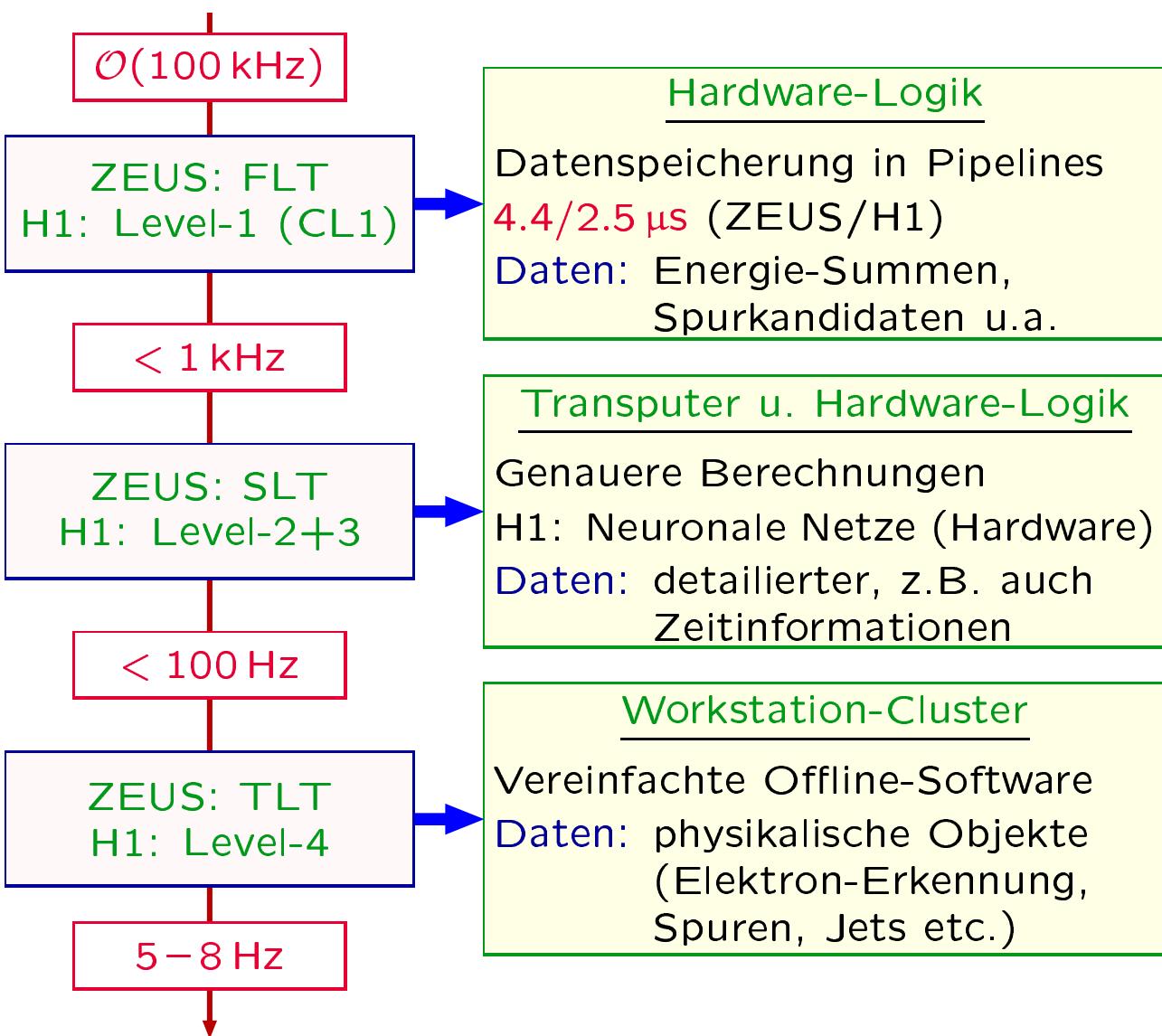


## Systematische Unsicherheiten:

- Akzeptanzen:** Erfordern genaue Kenntnis von Strahllage, Strahlführungsgeometrie und Detektor-Ansprechverhalten
- Untergrund:** von Brems- und Synchrotronstrahlung  
Subtraktion mit Hilfe der ungepaarten Bunches
- Pile-Up:** Signalüberlagerung, spielt zur Zeit keine wesentliche Rolle
- Satelliten**
- Gesamtfehler:** ZEUS:  $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 1.6\%$  (nur  $\gamma$ )  
H1:  $\Delta\mathcal{L}/\mathcal{L} = 1.5\%$  ( $e$  und  $\gamma$ )

# Trigger

Typische Raten:	Bunch-Kollisionen	10.4 MHz
	Detektorsignale	$\mathcal{O}(100 \text{ kHz})$
	$ep$ -Reaktionen	$\mathcal{O}(200 \text{ Hz})$
	NC DIS, $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$	$\approx 0.03 \text{ Hz}$
	CC DIS, $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$	$\approx 0.0003 \text{ Hz}$
	Datennahme	max. 10 Hz
Aufgaben:	⇒ Untergrundreduktion	
	⇒ Selektion bestimmter	
	$ep$ -Reaktionsklassen	



# Monte-Carlo-Simulation

## Physik-Generatoren

- Leptonen und Partonen aus “hartem Subprozess”:
  - entsprechend bekannten oder hypothetischen Wirkungsquerschnitten
  - für DIS: **DJANGO/HERACLES**, schließt radiative Korrekturen ein ( $\gamma$ -Abstrahlung, elektroschwache 1-Loop-Korrekturen)
- Parton-Kaskade:
  - Standard: Color-Dipol-Modell (**ARIADNE**)
  - **LEPTO/MEPS**-Modell als systematischer Check
- Hadronisation:
  - Lund-String-Modell (**JETSET**)



## Detektor-Simulation

- Wechselwirkung der Reaktionsprodukte mit dem Detektor
  - simuliert mit **GEANT**
  - berücksichtigt Schauerbildung, Ionisation, Zerfälle etc. (teilweise parametrisch)
  - nicht von GEANT simuliert: Signalentstehung in aktiven Volumina, Elektronik etc.
  - exakte Kenntnis von Geometrie und Ansprechverhalten des Detektors notwendig!
- Trigger-Simulation



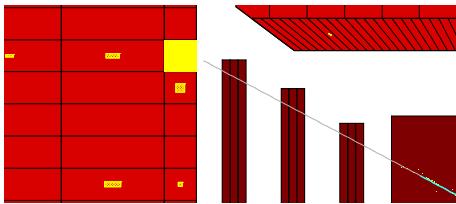
## Rekonstruktion

- ... wie bei den experimentellen Daten

# Elektron-Erkennung

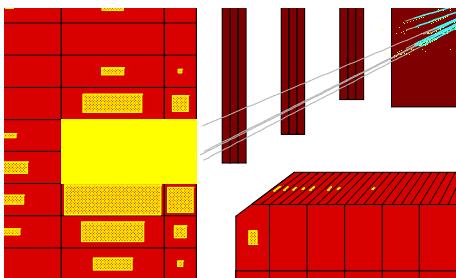
## Aufgabe:

Identifikation des gestreuten Elektrons  
in NC-DIS-Ereignissen



## Signal:

- Energie überwiegend im elektromagn. Kalorimeter
- schmaler Schauer
- passende Spur
- isoliert



## Untergrund:

- **Jets:** hadronische Energie, ausgedehnte Schauer, mehrere Spuren
- **Photonen:** wie  $e$ , aber keine Spur

## Durchführung:

- Variablen:** “Clusterung” von Kalorimeterzellen; hadr. Energieanteil, Schauertopologie, Spur/Kalorimeter-Vergleich ( $E/p$ , Winkel), Isolation
- Algorithmen:** Schnitte, neuronale Netze
- Probleme:** niedrige Energien, Kandidaten außerhalb der Spurkammerakzeptanz
- Ergebnis:** Effizienz und verbleibender Untergrund hängt von Anforderungen an  $E'$  ab  
**Hohe  $Q^2$ :** Effizienz  $\gtrsim 90\text{--}95\%$ , verbleibender Untergrund minimal

# Kinematische Rekonstruktion (NC)

4 unabhängige Messgrößen zur Bestimmung von 2 unabhängigen Variablen:

$$\begin{aligned} E' &= \text{Energie des gestreuten Elektrons} \\ \theta_e &= \text{Winkel des gestreuten Elektrons} \\ (P_t)_{\text{had}} &= \text{hadronischer Transversalimpuls} \\ \cos \gamma_{\text{had}} &= \frac{(P_t)_{\text{had}}^2 - (E - P_z)_{\text{had}}^2}{(P_t)_{\text{had}}^2 + (E - P_z)_{\text{had}}^2} \\ &= \cos(\text{hadronischer Winkel}) \end{aligned}$$

$(P_t)_{\text{had}}$  und  $(E - P_z)_{\text{had}}$  werden aus Vertex und vektoriellen Summen über alle Kalorimeter-Cluster berechnet, die nicht zum Elektron gehören.

⇒ Mehrere Rekonstruktionsmöglichkeiten !

1

## Doppel-Winkel-Methode (DA)

$$\begin{aligned} x_{\text{DA}} &= \frac{E_e}{E_p} \frac{\sin \gamma_{\text{had}}}{1 - \cos \gamma_{\text{had}}} \frac{\sin \theta_e}{1 - \cos \theta_e} \\ y_{\text{DA}} &= \frac{\sin \theta_e (1 - \cos \gamma_{\text{had}})}{\sin \gamma_{\text{had}} + \sin \theta_e - \sin(\gamma_{\text{had}} + \theta_e)} \\ Q_{\text{DA}}^2 &= 4E_e^2 \frac{\sin \gamma_{\text{had}} (1 + \cos \theta_e)}{\sin \gamma_{\text{had}} + \sin \theta_e - \sin(\gamma_{\text{had}} + \theta_e)} \end{aligned}$$

- + unabhängig von Kalorimeter-Energieskala
- sensitiv auf Strahlungseffekte  
(ISR =  $\gamma$ -Abstrahlung vom einlaufenden  $e$ )
- verwendet von ZEUS

# Kinem. Rekonstruktion (NC) [2]

(2)

## Elektron-Methode (e)

$$x_e = \frac{E_e}{E_p} \frac{E'_e(1 + \cos \theta_e)}{2E_e - E'_e(1 - \cos \theta_e)}$$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos \theta_e)$$

$$Q_e^2 = s x_e y_e = 2E_e E'_e (1 + \cos \theta_e)$$

- instabil bei kleinen  $y$   
(Nenner von  $x_e$  hat großen relativen Fehler)
- sensitiv auf Kalorimeter-Energieskala
- verwendet für Kalibrationszwecke

(3)

## $e\Sigma$ -Methode

$$y_\Sigma = \frac{\Sigma}{\Sigma + E'_e(1 - \cos \theta_e)} \quad [\Sigma = (E - P_z)_{\text{had}}]$$

$$y_{e\Sigma} = y_\Sigma \frac{2E_e}{\Sigma + E'_e(1 - \cos \theta_e)}$$

$$Q_{e\Sigma}^2 = Q_e^2$$

$$x_{e\Sigma} = \frac{(E'_e \sin \theta_e)^2}{y_\Sigma(1 - y_\Sigma)s}$$

- + stabil im gesamten kinematischen Bereich
- sensitiv auf elektromagnetische Kalorimeter-Energieskala
- verwendet von H1

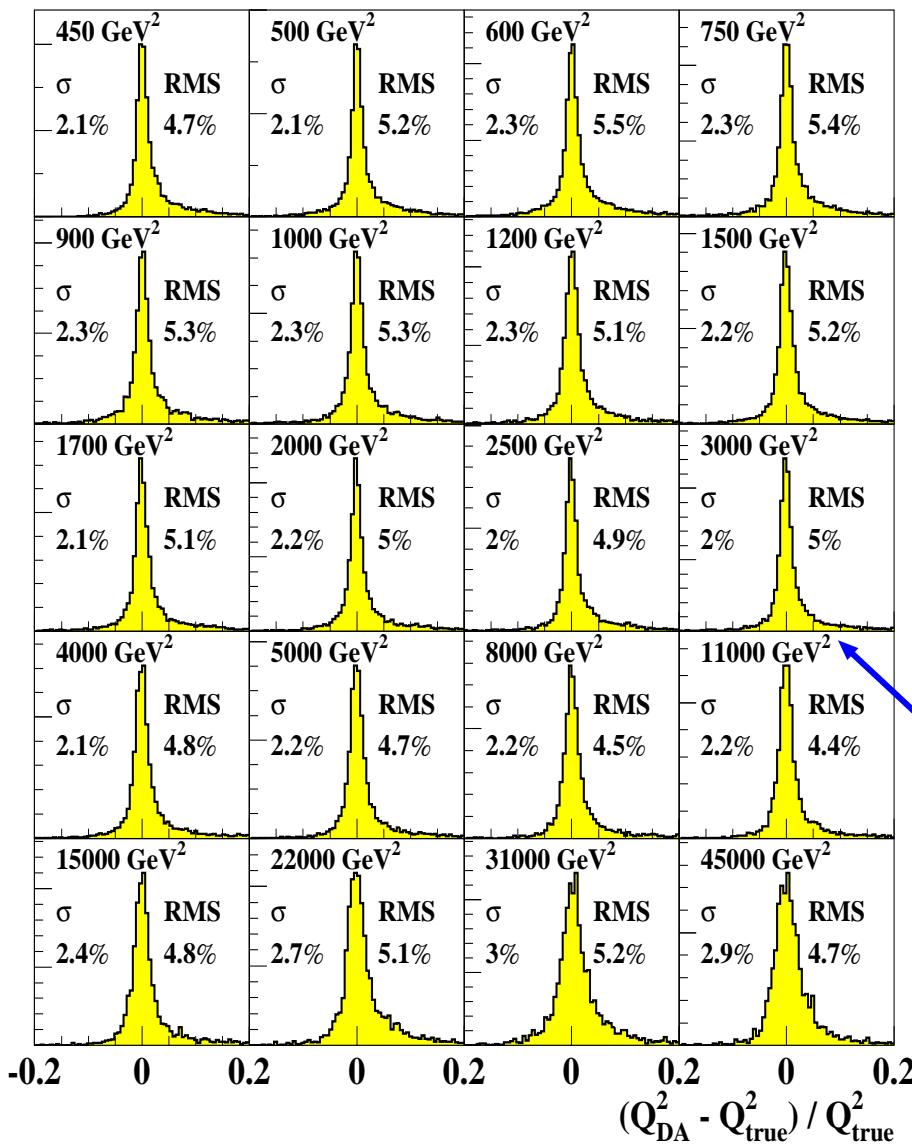
# Kinem. Rekonstruktion (NC) [3]

## Auflösungen:

- ZEUS,  $Q^2 \gtrsim 400 \text{ GeV}^2$ :
 
$$\Delta Q_{\text{DA}}^2 / Q_{\text{DA}}^2 \approx 5\%$$

$$\Delta y_{\text{DA}} / y_{\text{DA}} \approx 5\%$$

$$\Delta x_{\text{DA}} / x_{\text{DA}} \approx 9–12\%$$
- H1: ähnliche Werte, abhängig von Unsicherheit der Kalorimeter-Energieskala



ZEUS:  
 $Q^2$ -Auflösung  
 als Funktion  
 von  $Q^2$   
 (MC-Studie)

ISR-Effekt

# Kinematische Rekonstruktion (CC)

## CC-Rekonstruktion:

Es stehen nur  $(P_t)_{\text{had}}$  und  $(E - P_z)_{\text{had}}$  zur Verfügung

4

## Jacquet–Blondel-Methode (JB)

$$y_{\text{JB}} = \frac{(E - P_z)_{\text{had}}}{2E_e}$$

$$Q_{\text{JB}}^2 = \frac{(P_t)_{\text{had}}^2}{1 - y_{\text{JB}}}$$

$$x_{\text{JB}} = \frac{Q_{\text{JB}}^2}{y_{\text{JB}} s}$$

- abhängig von Kalorimeter-Energieskala
- instabil bei kleinen  $y$  ( $E - P_z$  klein) und bei großen  $y$  (Nenner von  $Q_{\text{JB}}^2$ )
- sensitiv auf ISR
- + einzige Möglichkeit für CC-Analysen

## Auflösungen:

- ZEUS,  $P_t > 50 \text{ GeV}$  und  $y < 0.9$ :

$$\Delta Q_{\text{JB}}^2 / Q_{\text{JB}}^2 \approx 8\text{--}20\% \oplus \frac{\delta_{\text{sca}} E_{\text{had}}}{1 - y}$$

$$\Delta y_{\text{JB}} / y_{\text{JB}} \approx 8\text{--}11\% \oplus \delta_{\text{sca}} E_{\text{had}}$$

$$\Delta x_{\text{JB}} / x_{\text{JB}} \approx 20\% \oplus \delta_{\text{sca}} E_{\text{had}} \frac{2 - y}{1 - y}$$

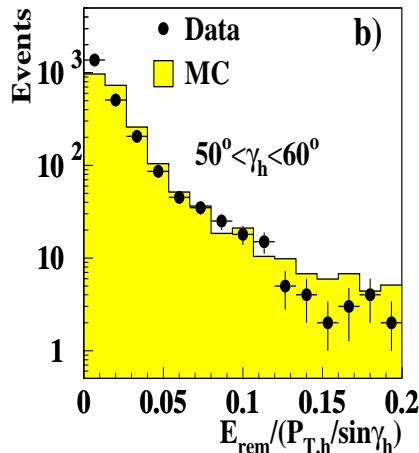
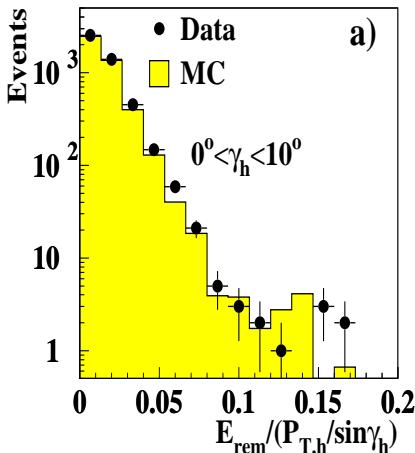
( $\delta_{\text{sca}} E_{\text{had}}$  = relative Unsicherheit der hadronischen Energieskala)

- H1: ähnliche Werte

# Korrektur von Detektor-Effekten

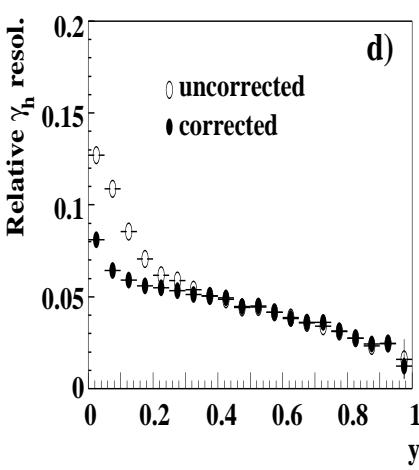
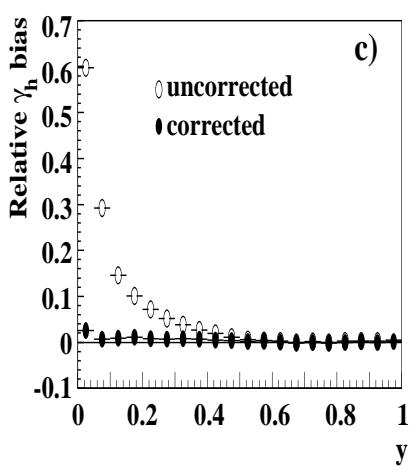
## Dominante Effekte:

- Absorption und sekundäre Wechselwirkungen in inaktivem Material
- Verfälschter Energiefluss durch Rückstreuung (Albedo) und Schauerbildung
- Kalorimeter-Inhomogenitäten
- ...



### Beispiel (ZEUS):

Anteil der als Albedo identifizierten und nicht berücksichtigten Kalorimeter-Energie



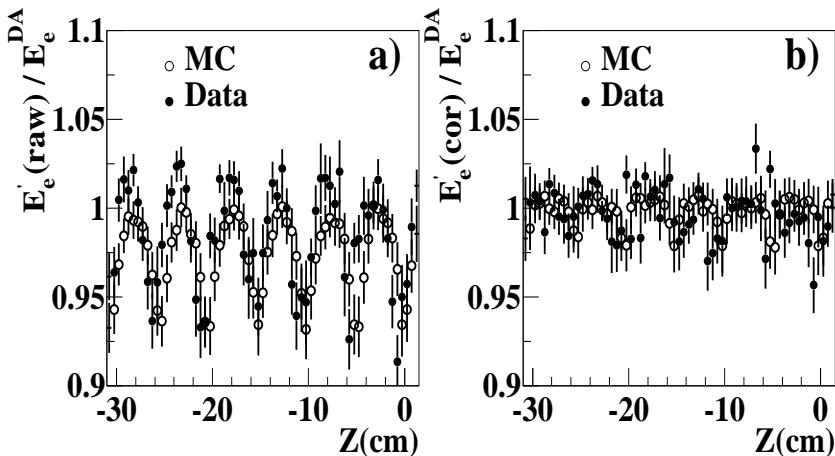
### Beispiel (ZEUS):

Relative systematische Verschiebung von  $\gamma_{had}$  (links) und Auflösung von  $y$  (rechts) vor und nach Cluster-Bildung und Albedo-Korrektur

# Energiekalibration

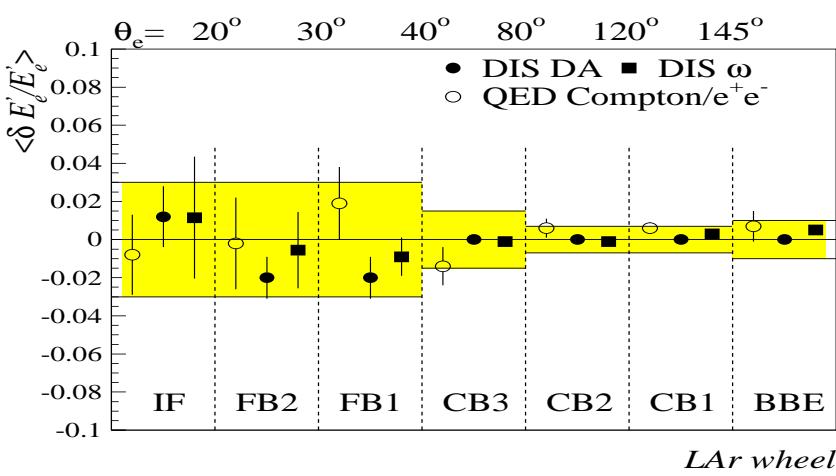
## Kalibrationsmethoden:

- Teststrahl-Messungen
- Online:  
Ladungsinjektion, Uran-Rauschen (ZEUS)  
⇒ zeitliche Stabilität, Homogenität
- Mit  $ep$ -Daten:  
elm.: Spur-Kalorimeter-Vergleiche  
Vergleich von  $E'$  aus Kalorimeter und DA-Methode  
had.:  $P_t$ -Balance in NC-Ereignissen  
Spur-Kalorimeter-Vergleiche (isolierte Hadronen)



**ZEUS:**

$\langle E(\text{CAL})/E_{\text{DA}} \rangle$  als Funktion der  $Z$ -Position vor und nach Korrekturen  
 $\delta_{\text{sca}} E_e < 2\%$



**H1:**

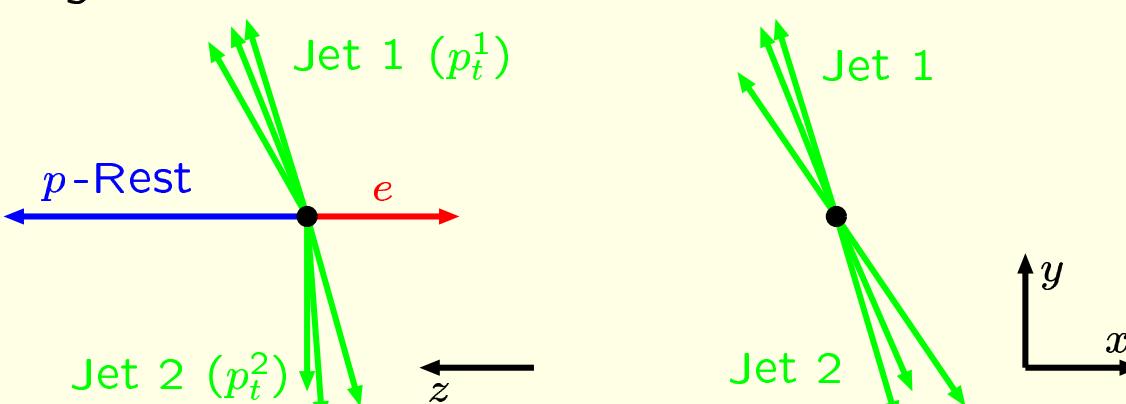
$\langle \delta E_e/E_e \rangle$  als Funktion des  $e$ -Winkels nach allen Korrekturen  
 $\delta_{\text{sca}} E_e = 0.7 - 3\%$

# Untergrund

## Nicht-*ep*-Untergrund

- Herkunft:
  - Strahl-Gas- und Strahl-Strahlrohr-Reaktionen
  - Kosmische Teilchen und Schauer
  - Halo-Myonen
  - Detektor-Effekte (spontane Entladungen etc.)
- Eigenschaften:
  - Art und Rate abhängig von Strahlbedingungen
  - nicht in MC-Simulation enthalten

## *ep*-Untergrund

- Photoproduktion ( $ep \rightarrow e + \text{Jets}$ ):
    - Reaktionen mit zwei oder mehr Jets, gestreutes  $e$  im Rückwärts-Strahlrohr
  - Prompte Photonen ( $ep \rightarrow e\gamma + \text{Jets}$ ):
    - $\gamma$  kann  $e$  vortäuschen  
(außerhalb Spurakzeptanz, Konversion)
  - Lepton-Paar-Produktion ( $ep \rightarrow e\ell^+\ell^- X$ ):
  - $W$ -Produktion ( $ep \rightarrow eW X$ ):
- 

# Ereignisselektion (NC)

## Wichtigste Selektionsschnitte:

(ZEUS)

(H1)

### *ep*-Selektion

Schnitte gegen Strahl–Gas- und Strahl–Strahlrohr-Wechselwirkungen, kosmische Teilchen und Schauer

### Elektron

Identifiziertes Elektron mit verschiedenen Qualitäts- und “fiducial volume”-Schnitten

$$E' > 10 \text{ GeV}$$

$$E'_t > 30 \text{ GeV} (\theta_e < 17.2^\circ)$$

$$y_e < 0.95$$

$$E' > 10 \text{ GeV}$$

$$y_e < 0.9$$

### Vertex

Rekonstruierter Ereignisvertex (Spurinformation):

$$|v_z| < 50 \text{ cm}$$

$$|v_z| < 40 \text{ cm}$$

Reduziert nicht-*ep*-Untergrund, sichert kinematische Rekonstruktion mit guter Auflösung

### “Longitudinale Erfassung”

Vollständig detektiertes Ereignis:

$$\begin{aligned} \delta = E - P_z &= E'(1 - \cos \theta_e) + (E - P_z)_{\text{had}} \\ &\stackrel{!}{=} 2E_e = 55 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

Protonrest: kleiner Beitrag zu  $E - P_z$

Schnitt auf  $(E - P_z)_{\text{min}}$  reduziert:

- Photoproduktions-Untergrund
- Einfluss von ISR

$$38 \text{ GeV} < \delta < 65 \text{ GeV} (\theta_e > 17.2^\circ)$$

$$\delta > 35 \text{ GeV}$$

$$44 \text{ GeV} < \delta < 65 \text{ GeV} (\theta_e < 17.2^\circ)$$

# Ereignisselektion (CC)

## Wichtigste Selektionsschnitte:

(ZEUS)

(H1)

### *ep*-Selektion

Schnitte gegen Strahl–Gas- und Strahl–Strahlrohr-Wechselwirkungen, kosmische Teilchen und Schauer, Halo-Myonen, ...

### Vertex

Rekonstruierter Ereignisvertex (Spurinformation)  
 ZEUS: Vertex auch aus Kalorimeter-Zeitinformation  
     (CAL-Vertex, für  $\gamma_{\text{had}} < 23^\circ$ )  
 $|v_z| < 50 \text{ cm}$                                    $|v_z| < 35 \text{ cm}$

### Fehlender Transversalimpuls

$P_t > 12 \text{ GeV}$                                    $P_t > 12 \text{ GeV}$   
 $P_t > 14 \text{ GeV}$  (CAL-Vertex)

### Topologieschnitte

Zu jeder CAL-Zelle  $i$ :  
 Impuls  $\vec{p}^{(i)}$  mit  $|\vec{p}^{(i)}| = E_i$

$$P_t = \left| \sum_i \vec{p}_t^{(i)} \right|$$

$$E_t = \sum_i |\vec{p}_t^{(i)}|$$

$P_t/E_t \rightarrow 1$  für “typische” CC-Ereignisse

$P_t/E_t \rightarrow 0$  für 2-Jet PHP-Ereignisse

Transversalimpuls parallel und antiparallel zu  $\vec{P}_t$ :

$$V_p = \sum_{ap} \vec{p}_t^{(i)} \cdot \vec{P}_t / P_t$$

$$\vec{p}_t^{(i)} \cdot \vec{P}_t > 0$$

$$\vec{p}_t^{(i)} \cdot \vec{P}_t < 0$$

$V_{ap}/V_p \rightarrow 0$  für “typische” CC-Ereignisse

$V_{ap}/V_p \rightarrow 1$  für 2-Jet PHP-Ereignisse

$P_t/E_t > 0.55$  ( $P_t < 20 \text{ GeV}$ )

$V_{ap}/V_p < 0.15$

$P_t/E_t > 0.40$  ( $20 \text{ GeV} < P_t < 30 \text{ GeV}$ )

$P_t/E_t > 0.60$  ( $P_t < 30 \text{ GeV}$ , CAL-Vertex)

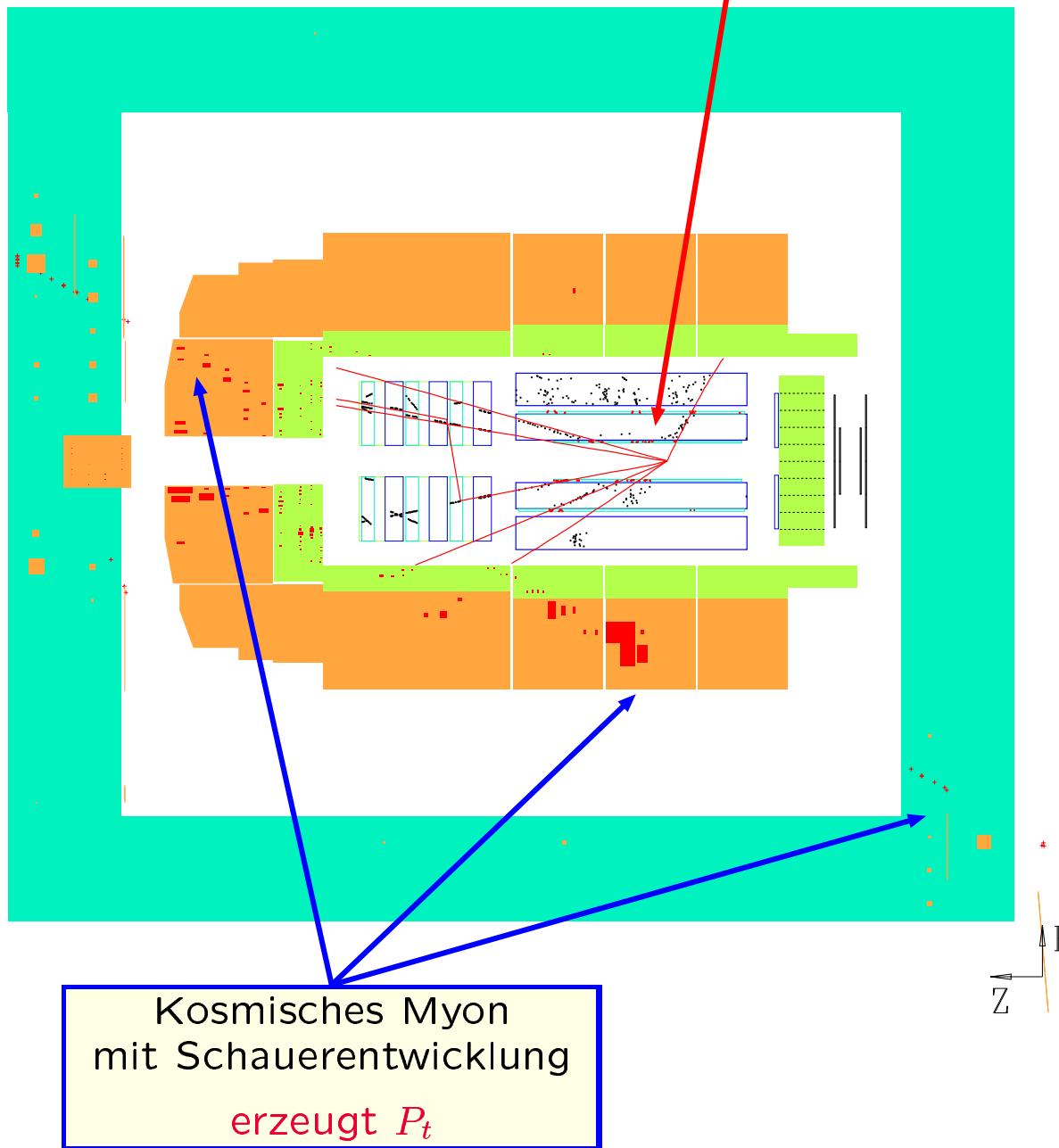
### Elektron-Veto, visuelle Inspektion

# Ein Untergrund-Ereignis

Überlagerung von  
PHP-Ereignis und  
kosmischem Myon  
erzeugt  
CC-Kandidat

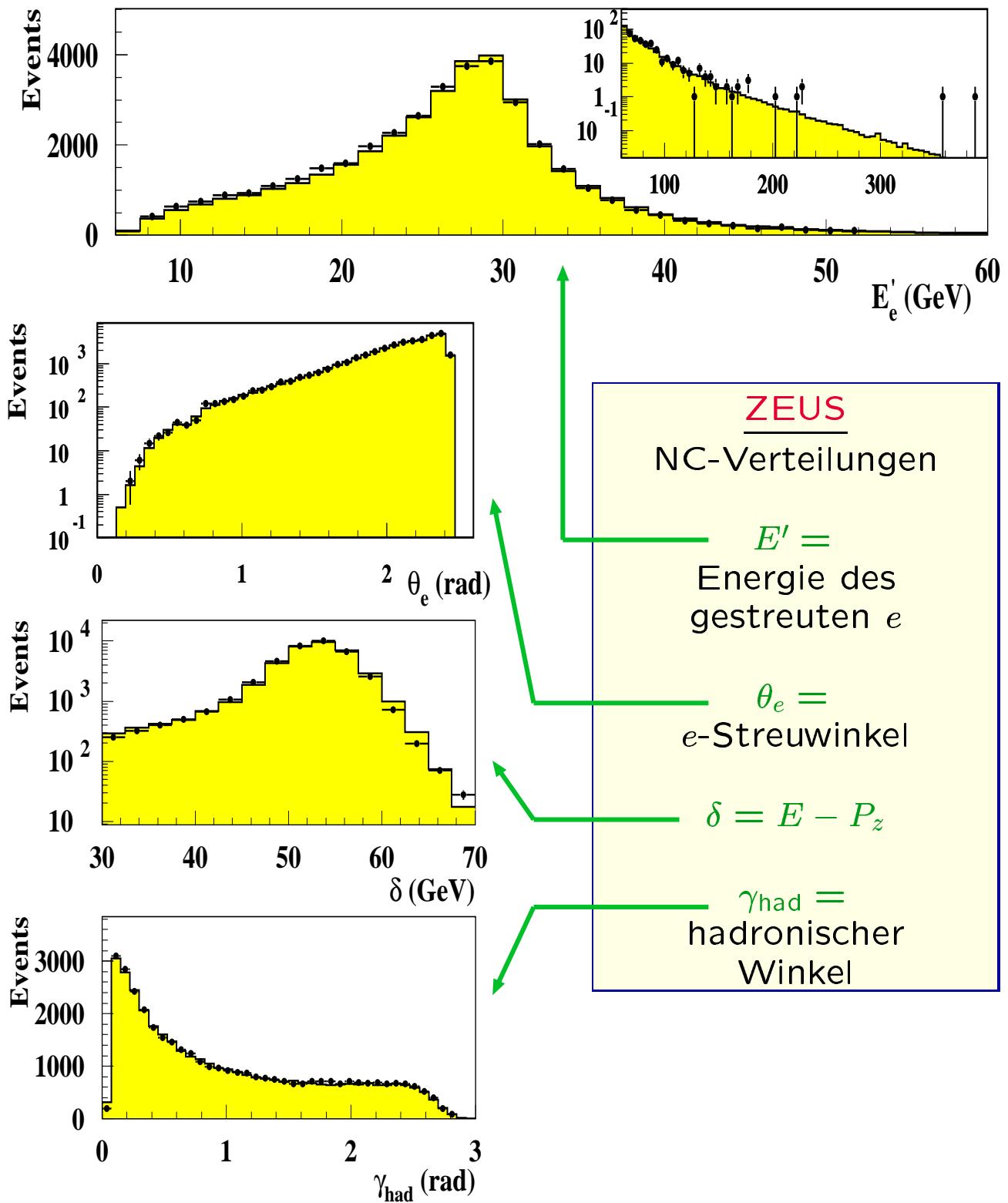
Photoproduktions-  
Ereignis  
(kleines  $E_t$ )

erzeugt Vertex



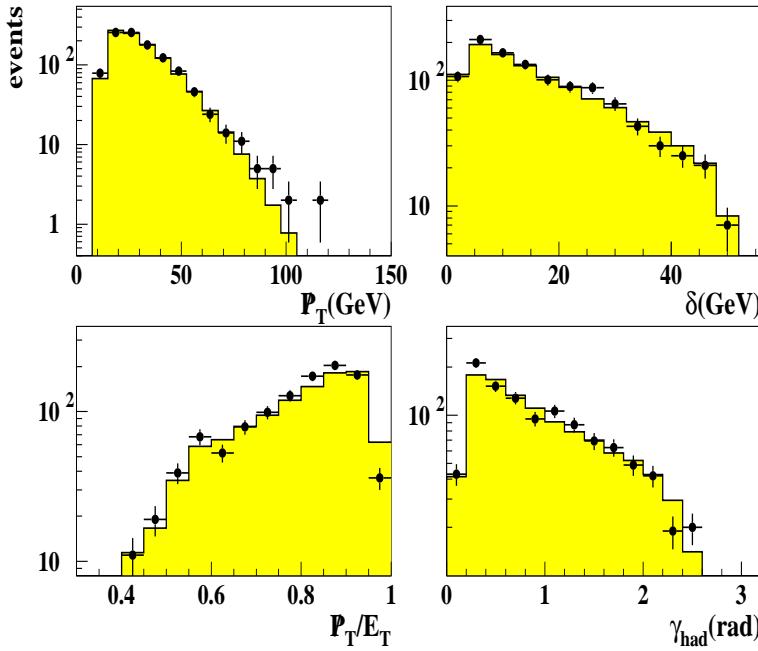
# Charakteristische Verteilungen (NC)

Verteilungen einiger NC-Ereignisvariablen (ZEUS)  
Punkte: Daten; Histogramme: MC-Simulation

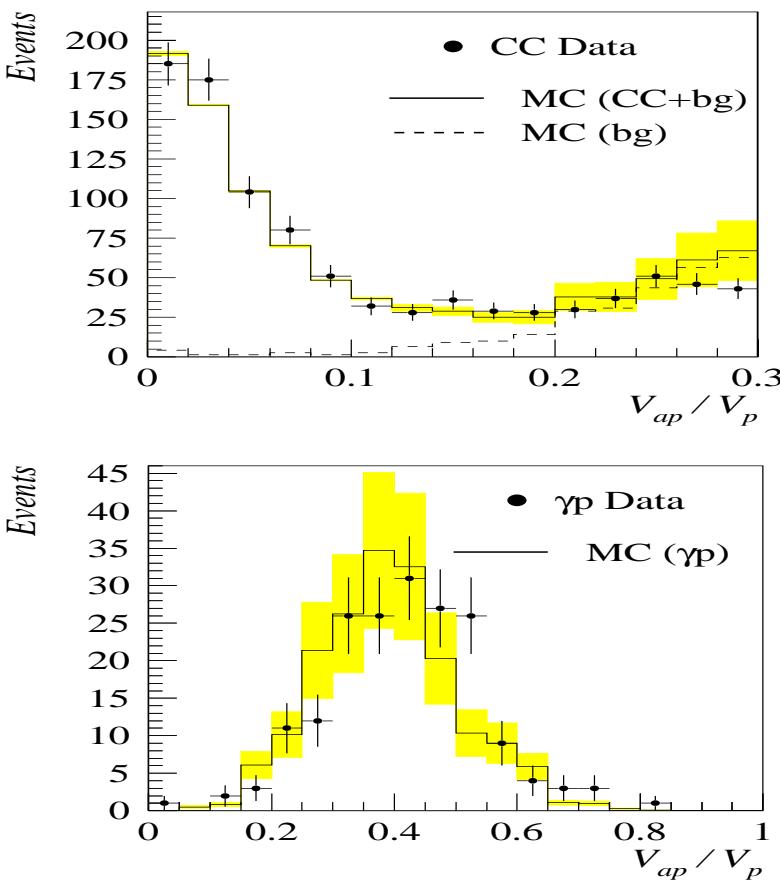


# Charakteristische Verteilungen (CC)

Verteilungen einiger CC-Ereignisvariablen  
Punkte: Daten; Histogramme: MC-Simulation



**ZEUS**  
CC-Verteilungen  
 $P_t =$   
fehlender  
Transversalimpuls  
 $\delta = E - P_z$   
 $P_t/E_t$   
 $\gamma_{\text{had}} =$   
hadronischer  
Winkel



**H1**  
Verteilungen von  
 $V_{ap}/V_p$   
in den CC-Daten  
und in  
Photoproduktions-  
Ereignissen, die  
die CC-Selektion  
passieren (bis  
auf  $V_{ap}/V_p$ -Schnitt)

# Messung von Wirkungsquerschnitten

## Zutaten:

$\Delta K$	Kinematischer Bereich, z.B. Intervall in $x$ und/oder $Q^2$
$N^{\text{obs}}$	Zahl der in $\Delta K$ beobachteten Ereignisse
$N^{\text{bkg}}$	Zahl der abgeschätzten Untergrundereignisse in $\Delta K$
$\mathcal{L}$	Luminosität
$N_{\text{MC}}^{\text{obs}}$	Zahl der MC-Ereignisse in $\Delta K$
$\mathcal{L}_{\text{MC}}$	MC-Luminosität
$\sigma_{\text{MC}}$	Der MC-Simulation zugrundeliegender Wirkungsquerschnitt in $\Delta K$ (einschließlich aller radiativer Korrekturen)
$\sigma_{\text{SM}}$	“Born-Wirkungsquerschnitt”, berechnet den gleichen PDFs und in gleicher Ordnung QCD wie $\sigma_{\text{MC}}$

### Gemessener Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{meas}} = \frac{(N^{\text{obs}} - N^{\text{bkg}})/\mathcal{L}}{N_{\text{MC}}^{\text{obs}}/\mathcal{L}_{\text{MC}}} \sigma_{\text{MC}}$$

Beinhaltet Akzeptanz- und Migrations-Korrekturen.

Iteration notwendig, wenn Ergebnis und MC-Simulation nicht übereinstimmen.

### Radiativ korrigierter Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{Born}} = \sigma_{\text{meas}} \frac{\sigma_{\text{SM}}}{\sigma_{\text{MC}}}$$

Alle ZEUS- und H1-Wirkungsquerschnitte sind auf diese oder äquivalente Weise radiativ korrigiert.

# DIS-Wirkungsquerschnitte, Strukturfunktionen und Partonverteilungen

## Übersicht:

- Der QPM-Wirkungsquerschnitt
  - $eq$ -Wirkungsquerschnitte
  - $ep$ -WQ und Strukturfunktionen
  - Parton-Verteilungen
  - Strahlungskorrekturen
- QCD-Korrekturen
  - Führende Beiträge
  - QCD-Entwicklungsgleichungen
- QCD-Fits
  - Fit-Methode
  - Experimentelle Daten
  - PDFs bei großen  $x$
- Genauigkeit der WQ-Vorhersage

# Der QPM-Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2}(x, Q^2) = \sum_q q(x, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{dQ^2}(x, Q^2) \quad (*)$$

1

## Der *eq*-Wirkungsquerschnitt (LO)

$x = \hat{s}/s$  und  $Q^2 = y\hat{s} = \hat{s} \cos^2 \theta^*/2$  bestimmen *eq*-Schwerpunktsenergie und -Streuwinkel.

$$\frac{d\hat{\sigma}_{NC}}{dQ^2} \propto \left| \begin{array}{c} e \quad e \\ \swarrow \quad \searrow \\ \gamma \\ \downarrow \\ q \quad q \\ \searrow \quad \swarrow \\ Q_q \end{array} \right| + \left| \begin{array}{c} (v_e, a_e) \quad e \\ \swarrow \quad \searrow \\ Z \\ \downarrow \\ q \quad q \\ \searrow \quad \swarrow \\ (v_q, a_q) \end{array} \right|^2$$

$$v_f = \frac{-I_f^3 + 2 \sin^2 \theta_W Q_f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad a_f = \frac{-I_f^3}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W}$$

$Q_f$  = Ladung von  $f$  in Einheiten von  $e$

$I_f^3$  =  $z$ -Komponente des schwachen Isospins

$\theta_W$  = Weinberg-Winkel

$$\frac{d\hat{\sigma}_{CC}}{dQ^2} \propto \sum_{q'} |V_{qq'}|^2 \left| \begin{array}{c} (v_e^{CC}, a_e^{CC}) \quad e \\ \swarrow \quad \searrow \\ W \\ \downarrow \\ q \quad q' \\ \searrow \quad \swarrow \\ (v_q^{CC}, a_q^{CC}) \end{array} \right|^2$$

$$v_f^{CC} = -v_a^{CC} = \frac{1}{2\sqrt{2} \sin \theta_W}$$

$V_{qq'}$  = Cabibbo–Kobayashi–Maskawa-Matrix

Achtung: QCD kommt hier nicht vor !

# Der QPM-Wirkungsquerschnitt [2]

(2)

## Die Parton-Verteilungen (PDFs)

- $p(x, Q^2) dx$  ist die Wahrscheinlichkeit, bei festem  $Q^2$  ein Parton der Sorte  $p$  mit Impulsbruchteil zwischen  $x$  und  $x + dx$  im Proton zu finden.
- “Naives” QPM:  $p(x, Q^2)$  hängt nicht von  $Q^2$  ab (Scaling)
- $Q^2$ -Abhängigkeit durch QCD-Korrekturen (siehe unten).

(3)

## Der $ep$ -Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^\pm p)}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} (Y_+ F_2^{NC} \mp Y_- x F_3^{NC})$$

$$\frac{d^2\sigma_{CC}(e^\pm p)}{dx dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2}{8 \sin^4 \theta_W} \frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2} \times \\ (Y_+ F_2^{CC\pm} \mp Y_- x F_3^{CC\pm})$$

$$Y_\pm = 1 \mp [1 - y]^2$$

- $F_{2,3} = F_{2,3}(x, Q^2)$  = Strukturfunktionen
- $x F_3$ -Terme sind paritätsverletzend.
- Darstellung des DIS-Wirkungsquerschnitts mit Hilfe von Strukturfunktionen ist auch ohne Kenntnis von Partonen möglich.
- Näherung: longitudinale Strukturfunktion  $F_L \approx 0 \Rightarrow F_2 = 2x F_1$  (Callan-Cross-Relation, nur gültig wenn Streuung an Fermionen erfolgt).

# Der QPM-Wirkungsquerschnitt [3]

4

## Strukturfunktionen und PDFs

Ausrechnen von  $d\hat{\sigma}/dQ^2$  und Einsetzen in (\*) verknüpft Strukturfunktionen und PDFs:

NC:

$$F_2^{\text{NC}} = x \sum_{q=d,u,s,c,b} A_q(Q^2) [q + \bar{q}]$$

$$xF_3^{\text{NC}} = x \sum_{q=d,u,s,c,b} B_q(Q^2) [q - \bar{q}]$$

$$A_q(Q^2) = Q_q^2 - 2Q_q v_e v_q P_Z + (v_e^2 + a_e^2)(v_q^2 + a_q^2) P_Z^2$$

$$B_q(Q^2) = -2Q_q a_e a_q P_Z + 4v_e a_e v_q a_q P_Z^2$$

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}$$

- $t$ -Quarks spielen bei HERA in NC-Streuung keine Rolle ( $2m_t \approx 350 \text{ GeV} > \sqrt{s}$ )
- Phasenraumunterdrückung von  $c$ - und  $b$ -Quarks im Endzustand wird vernachlässigt
- Masseneffekte von  $c$ - und  $b$ -Quarks im Anfangszustand sind in PDFs absorbiert.

CC:

$$F_2^{\text{CC+}}, xF_3^{\text{CC+}} = \sum_{q=d,s} xq \pm \sum_{q=u,c} x\bar{q}$$

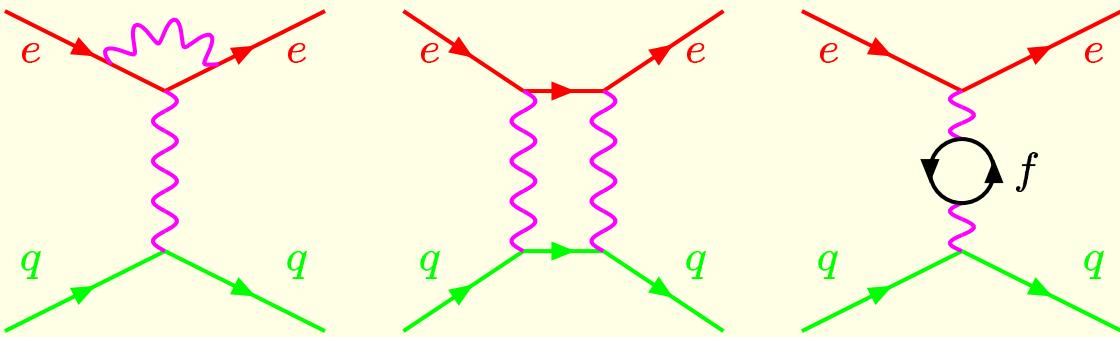
$$F_2^{\text{CC-}}, xF_3^{\text{CC-}} = \sum_{q=u,c} xq \pm \sum_{q=d,s} x\bar{q}$$

- $b$ - und  $t$ -Anteile werden wegen großem  $m_t$  und kleinen CKM-Elementen  $V_{t3}$  vernachlässigt.

# Elektroschwache Strahlungskorrekturen

## Virtuelle Korrekturen:

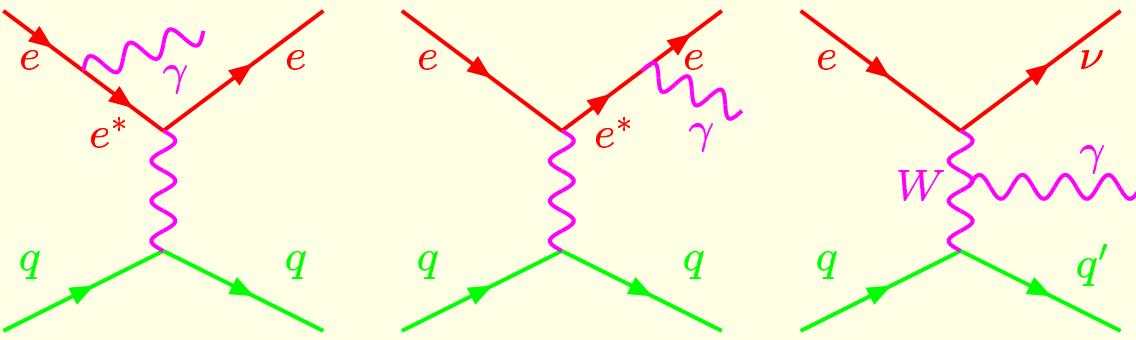
Beispiel-Graphen:



- Alle Korrekturen auf 1-Loop-Niveau bekannt und in MC-Simulation enthalten
- Berücksichtigung durch Formfaktoren von SM-Parametern (z.B.  $\alpha = \alpha(Q^2)$ )

## Photon-Abstrahlung:

Beispiel-Graphen:



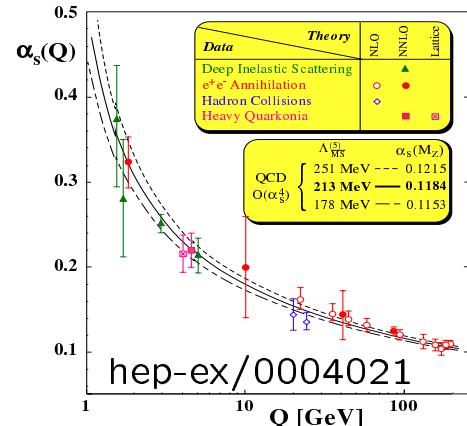
- Dominant:  $\gamma$ -Abstrahlung von  $e$ . WQ hat 3 Pole:  
 $k \cdot k_\gamma \approx 0$        $\vec{k}_\gamma \parallel \vec{k}$ , "initial state radiation" (ISR)  
 $k' \cdot k_\gamma \approx 0$        $\vec{k}_\gamma \parallel \vec{k}'$ , "final state radiation" (FSR)  
 $(k - k' - k_\gamma)^2 \approx 0$       "QED-Compton-Streuung"
- Große Korrekturen:  $\sim 50\%$  bei  $y_e > 0.8$ ,  $x_e < 0.01$ ;  
 $\sim -30\%$  bei  $y_e < 0.2$ ,  $x_e > 0.5$
- Unsicherheit maximal bei hohen  $y$  (einige %)

# QCD-Korrekturen

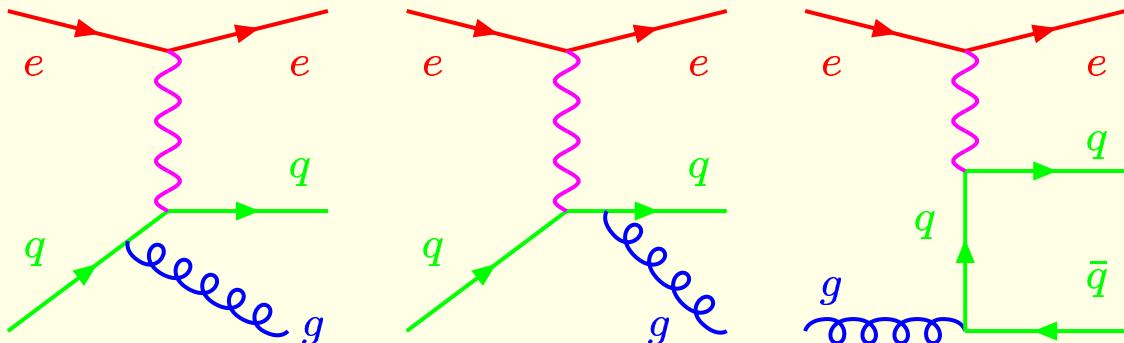
## Virtuelle Korrekturen:

- Führende Ordnung: Gluon-Loops an Quark-Linien
- Lassen sich durch Korrektur von  $\alpha_s$  berücksichtigen.
- Divergenter Anteil wird in  $\alpha_s$  absorbiert (Renormierung). Renormierungsskala  $\mu_r$  (i.A.  $\mu_r^2 = Q^2$ ).
- $\alpha_s \rightarrow \alpha_s(Q^2)$  ("running  $\alpha_s$ ")  

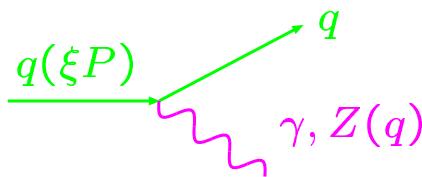
$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1184 \pm 0.0031$$



## Prozesse erster Ordnung $\alpha_s$ :



### QPM:

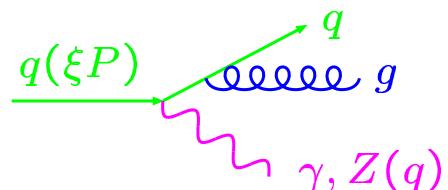


$$(\xi P + q)^2 = m_q^2 = 0$$

$$\xi = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = x$$

( $q$ - und  $p$ -Masse vernachlässigt)

### QCD:



$$(\xi P + q)^2 = \mu^2 > 0$$

$$\xi = \frac{Q^2 + \mu^2}{2P \cdot q} > x$$

(Multi-Parton Endzustand hat endliche inv. Masse  $\mu$ )

# QCD-Wirkungsquerschnitte

$$\sigma(x, Q^2) = \sum_q \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi) \hat{\sigma}\left(\frac{\xi}{x}, Q^2\right)$$

$$\hat{\sigma}\left(\frac{\xi}{x}, Q^2\right) = \sigma_0 \left\{ \delta\left(\frac{x}{\xi} - 1\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \left[ P\left(\frac{\xi}{x}\right) \ln \frac{Q^2}{m^2} + f\left(\frac{\xi}{x}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q^2}\right) \right] \right\}$$

- $\sigma_0 \delta(z - 1)$
- führende Ordnung;
  - reproduziert QPM (LO).
- $\frac{\alpha_s}{2\pi} P\left(\frac{\xi}{x}\right) \ln \frac{Q^2}{m^2}$
- dominanter  $\mathcal{O}(\alpha_s)$ -Term;
  - muss wegen  $\alpha_s \ln Q^2 = \mathcal{O}(1)$  in allen Ordnungen berücksichtigt werden  
(→ effektive  $Q^2$ -Abhängigkeit der PDFs, DGLAP-Gleichungen,  
“Leading-Log-Approximation”).
  - $P(\xi/x) =$  QCD-Splitting-Funktion.
  - $m^2$  ist “Infrarot-Cutoff” →  
“Faktorisierungsskala”  $\mu_f$ ,  
Terme der  $\mathcal{O}(\ln \mu_f^2/m^2)$   
werden in PDFs absorbiert.
- $\frac{\alpha_s}{2\pi} f\left(\frac{\xi}{x}\right)$
- ergibt Korrekturen der gleichen Ordnung wie führende  $\alpha_s^2$ -Terme.
- $\mathcal{O}(1/Q^2)$
- “Higher Twist”

# Die QCD-Entwicklungsgleichungen

## DGLAP-Gleichungen:

(Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi)

$$\frac{d}{d \ln Q^2} \begin{pmatrix} q^S \\ q^{NS} \\ g \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{qq} & 0 & P_{qg} \\ 0 & P_{qq} & 0 \\ P_{gq} & 0 & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} q^S \\ q^{NS} \\ g \end{pmatrix}$$

$$P_{ba} \otimes q(x, Q^2) \equiv \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} q(\xi, Q^2) P_{ba} \left( \frac{x}{\xi} \right)$$

$P_{ba}$  = QCD-Splitting-Funktion  
 $\propto |\text{ME}|^2$  für  $a(\xi) \rightarrow b(x)$

$$q^S(x, Q^2) = \sum_q [q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)]$$

= Singlet-Verteilung

$$q^{NS}(x, Q^2) = q_i(x, Q^2) - \bar{q}_i(x, Q^2) \quad \text{oder}$$

$$q_i(x, Q^2) - q_j(x, Q^2) \quad (i \neq j)$$

= Noninglet-Verteilung  
 (z.B.  $d_v, u_v$  = Valenzquark-PDFs)

### Leading-Log

#### Approximation (LLA)

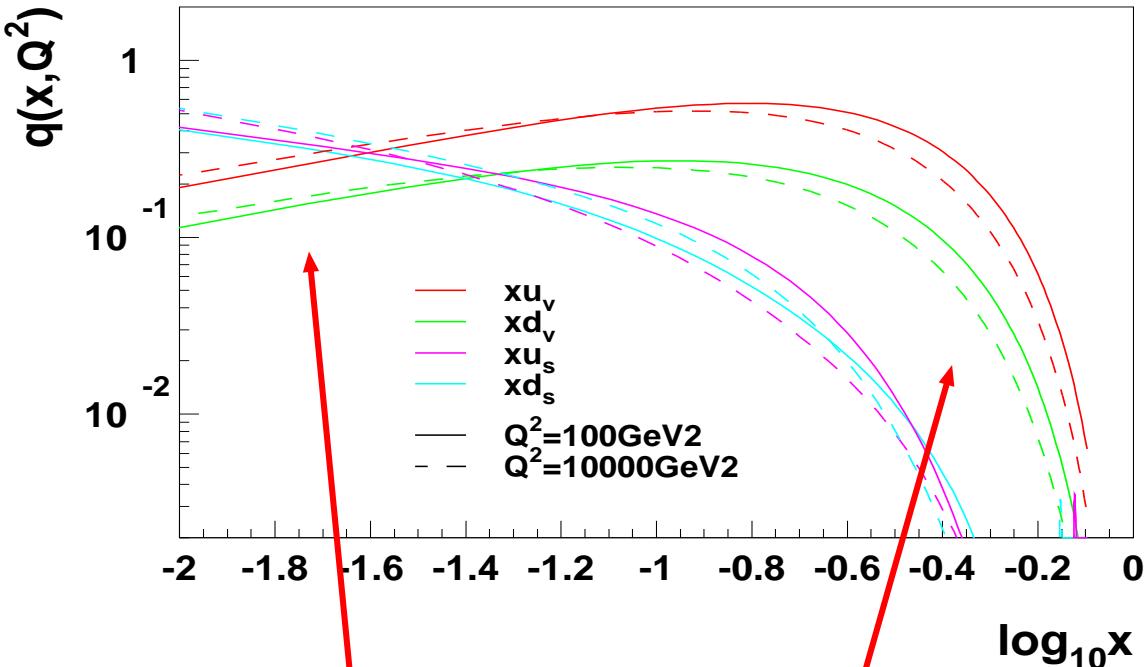
- Splitting-Funktionen in führender Ordnung
- QPM-Formeln bleiben gültig, wenn die PDFs Lösungen der DGLAP-Gleichungen sind

### Next-to-Leading-Log

#### Approximation (NLLA)

- $P_{ba}$  in nächstführender Ordnung
- Additive Korrekturen zu Strukturfunktionen (insbesondere  $F_L \neq 0$ )
- Standard in DIS-Analysen

# Parton-Verteilungen



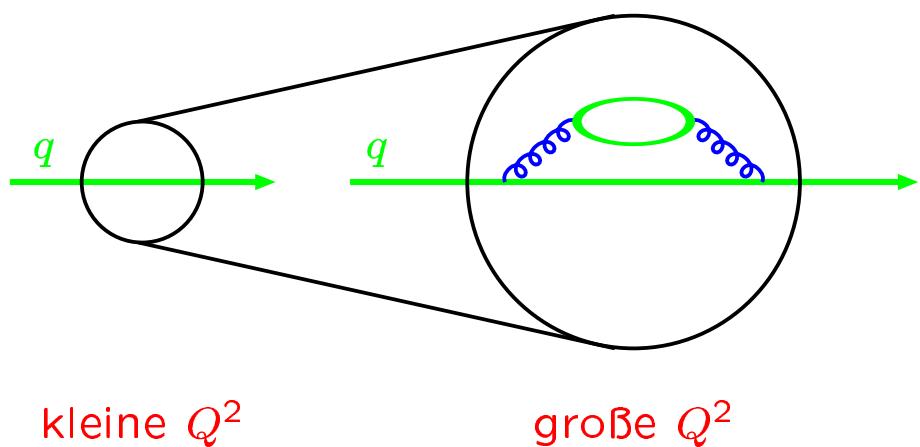
Kleine  $x$ :

PDFs nehmen mit  $Q^2$  zu.

Große  $x$ :

PDFs nehmen mit  $Q^2$  ab.

Räumliche Auflösung nimmt mit  $Q^2$  zu:



# QCD-Fits: Prinzip

## Fit-Rezept:

- Parametrisiere PDFs bei  $Q^2 = Q_0^2$  als Funktionen von  $x$
- Führe QCD-Entwicklung entsprechend den **DGLAP-Gleichungen** durch (üblicherweise NLLA, mit besonderer Berücksichtigung der Verteilungen schwerer Quarks ( $c, b, t$ ))
- Berechne Vorhersagen für experimentell gemessene Observable (Wirkungsquerschnitte, Strukturfunktionen, etc.)
- Bestimme PDF-Parameter aus  $\chi^2$ -Fit an experimentelle Daten
- **Problem:** Verfahren liefert nicht automatisch Unsicherheit der PDFs !

QCD-Fits von verschiedenen Theorie-Gruppen  
(MRS(T), CTEQ, GRV)

Für  $p = u_v, d_v, \sum_q (q + \bar{q}), g$  und evtl.  
 $p = \bar{u} + \bar{d}, \bar{u} - \bar{d}, s$  :

$$xp(x, Q_0^2) = A_p x^{a_p} (1 - x)^{b_p} P(x; c_p, \dots)$$

Bestimmt Verhalten bei  $x = 0$   
 (Se:  $a_p < 0$ , Pol;  
 Valenz:  $a_p > 0$ )

Bestimmt Verhalten bei  $x = 1$   
 $(b_p > 0$  für alle PDFs)

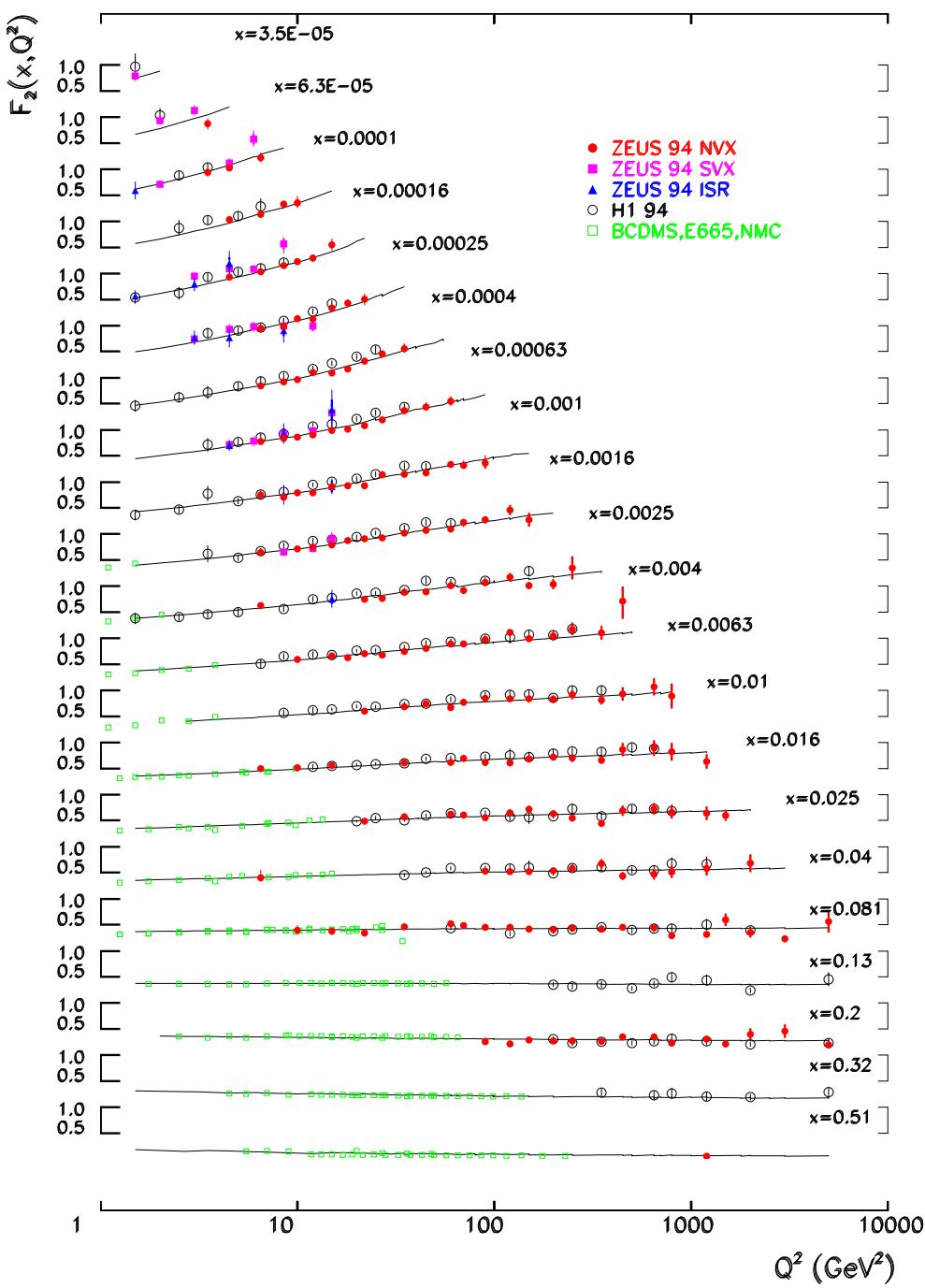
Langsam veränderliche Funktion  
 ("Fein-abstimmung")

# QCD-Fits: Daten

1

## NC- und CC-DIS-Daten

- Fixed-Target-Experimente: Messungen von Strukturfunktionen (versch. Target-Kerne)
  - NC: BCDMS, NMC, E665, SLAC, ...
  - CC: CCFR, CDHS(W), CHARM, BEBC, ...
- Strukturfunktionen und Wirkungsquerschnitte von ZEUS und H1



ZEUS- und H1-Daten von 1993/94

→  
 kein Kreisschluss, wenn resultierende Fits mit neuen Daten verglichen werden.

## QCD-Fits: Daten [2]

(2)

### Summenregeln

#### Zahl der Valenzquarks:

$$\int_0^1 dx u_v(x, Q_0^2) = 2 \quad \int_0^1 dx d_v(x, Q_0^2) = 1$$

#### Impuls-Summenregel:

$$\int_0^1 dx x \left\{ g(x, Q_0^2) + \sum_q [q(x, Q_0^2) + \bar{q}(x, Q_0^2)] \right\} = 1$$

#### Gottfried-Summenregel:

$$I_G = \int_0^1 dx \left( \mathcal{F}_2^{\ell p} - \mathcal{F}_2^{\ell n} \right) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \int_0^1 dx (\bar{u} - \bar{d})$$

Experimentell (NMC):  $I_G = 0.235 \pm 0.026 \Rightarrow \bar{d} > \bar{u}$

(3)

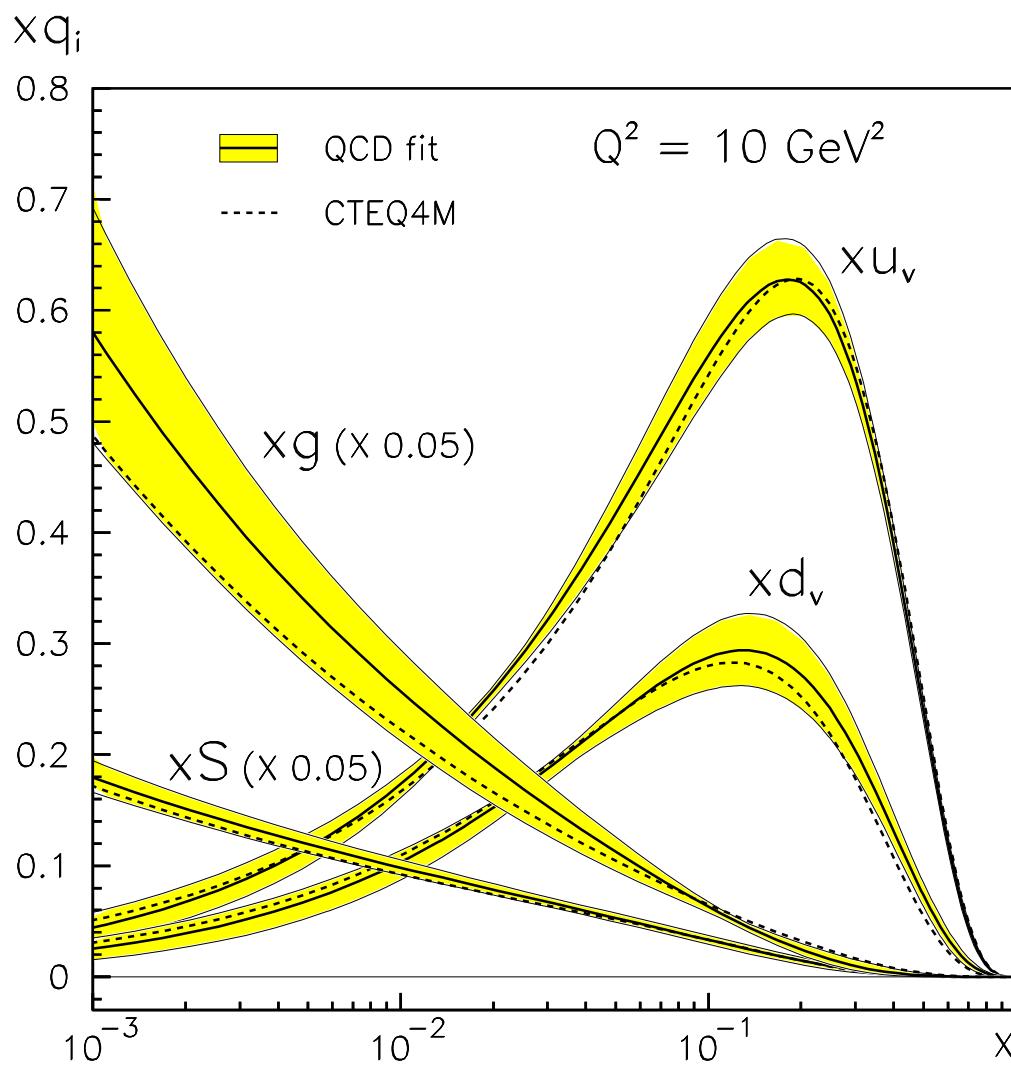
### Andere experimentelle Daten:

Reaktion	Subprozess	Information
$p\bar{p} \rightarrow W + X$	$q\bar{q} \rightarrow W$	$u, d, u/d$
$\nu N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$	$\nu s \rightarrow \mu c$	$s$
$pp, pN \rightarrow \ell^+ \ell^- + X$	$q\bar{q} \rightarrow \ell^+ \ell^-$	$\bar{d}/\bar{u}$
$hh \rightarrow \gamma + X$	$qg \rightarrow q\gamma$	$g$
$p\bar{p} \rightarrow \text{jets} + X$	$gg \rightarrow gg$ $gq \rightarrow gq$ $qq \rightarrow qq$	$g, (q)$

# Der ZEUS QCD-Fit

## Charakteristika:

- Von: M. Botje, NIKHEF (DESY-99-038)
- Daten: HERA: ZEUS und H1, "alte" Daten  
Fixed-Target NC: SLAC, BCDMS  
NMC, E665
- Fit-Qualität: Fixed-Target CC: CCFR  
 $pp, pN \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$ : E866
- $\chi^2/n.d.o.f. = 1537/1557$
- Besonderheiten: Fortpflanzung der experimentellen Fehler der Input-Daten;  
viele systematische Studien.

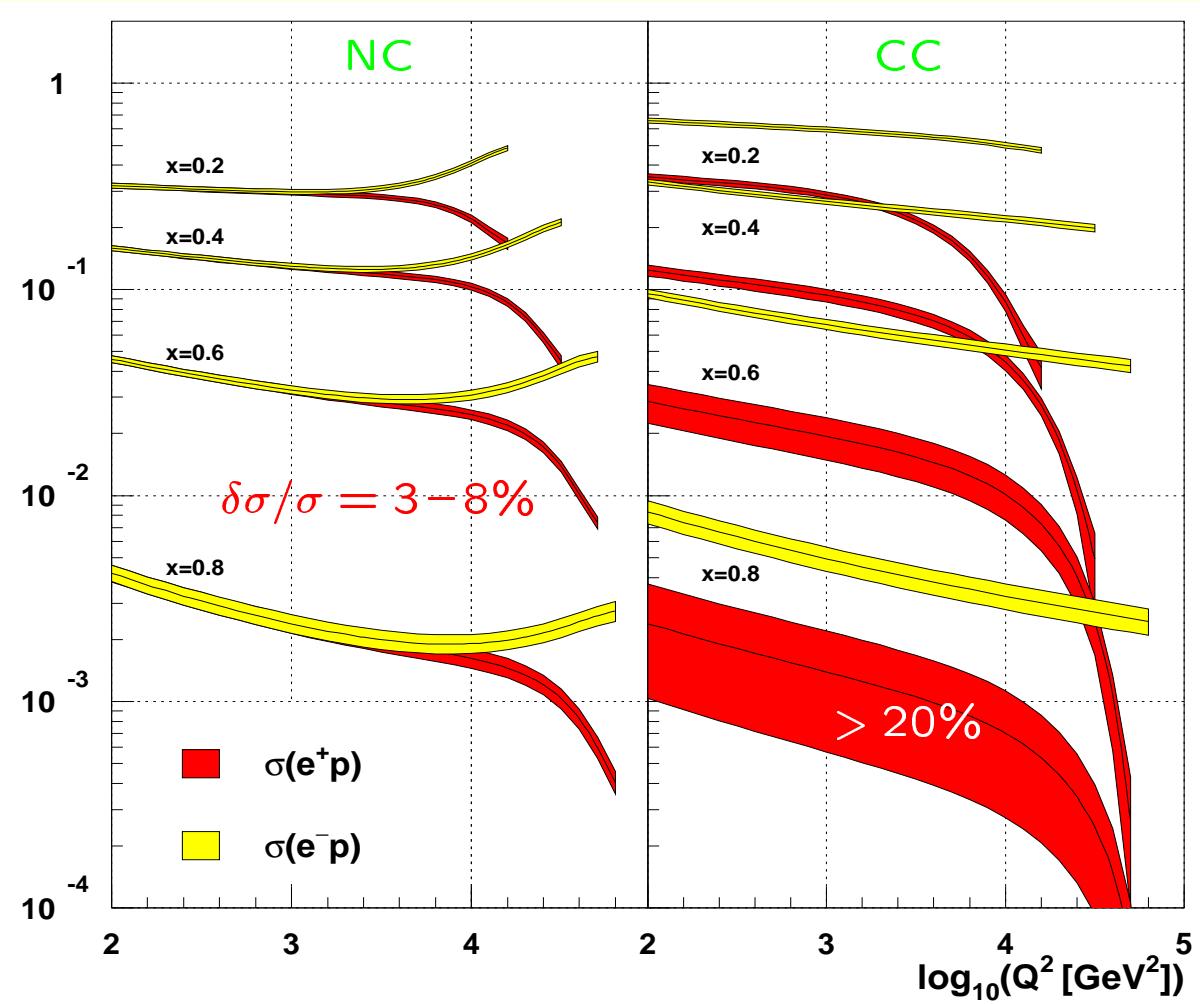


# Genauigkeit der WQ-Vorhersage

## Beiträge zur PDF-Unsicherheit:

- Dominanter Effekt: Statistische und systematische Fehler der experimentellen Daten
- Weitere Beiträge von  $\delta\alpha_s$ , Annahmen über  $s$  und die Charm-Masse, Kerneffekte
- “Totale Unsicherheiten” aus ZEUS-QCD-Fit für

$$\tilde{\sigma} = (\text{kin. Faktor}) \times d^2\sigma/dxdQ^2:$$



- Vernachlässigbare Effekte:
  - Wahl der QCD-Skalen  $\mu_r$  und  $\mu_f$ .
  - Higher-Twist-Terme  $\propto 1/Q^2$ .
  - Fehler der elektroschwachen Parameter.

# Parton-Verteilungen bei hohem $x$

Experimentelle Information über PDFs bei  $x \gtrsim 0.5$ :

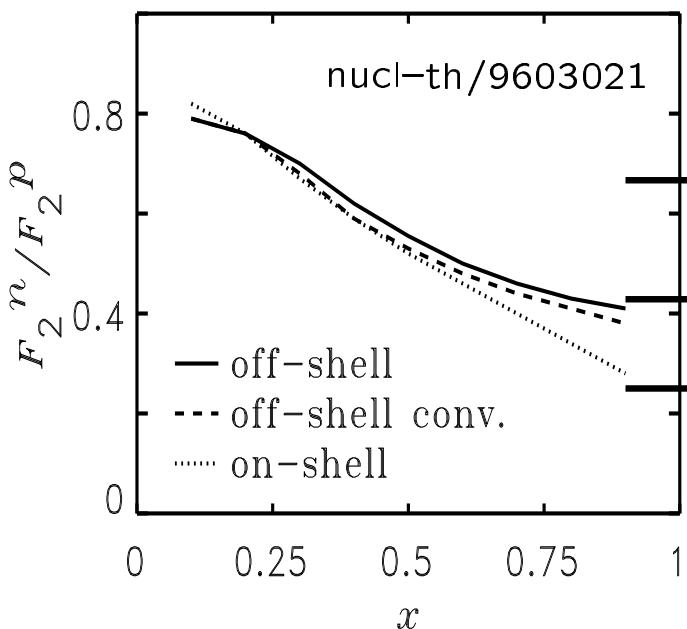
- CC DIS,  $\bar{\nu} p$ : legt  $u$  bzw.  $d$  fest  
Achtung: große exp. Unsicherheiten.
- NC DIS, Proton-Target: legt  $4u + d$  fest.  
NC DIS, schwerere Kerne: legt  $u + d$  fest  
(Annahme:  $u^{(n)} = d^{(p)}$  und umgekehrt).  
Achtung: Kern-Effekte groß bei großen  $x$ .
- NC DIS,  $F_2^{(p)}/F_2^{(n)}$   
(Vergleich von Proton- und Deuteron-Daten):

$$R_F = \frac{F_2^{(n)}}{F_2^{(p)}} \xrightarrow{x \rightarrow 1} \frac{4d_v/u_v + 1}{4 + d_v/u_v}$$

Präzise Messungen existieren (NMC). “Klassische” Interpretation (verwendet in allen Standard-PDFs): Daten verträglich mit

$$R_F \rightarrow 0.25, \text{ d.h. } d_v/u_v \rightarrow 0 \text{ für } x \rightarrow 1.$$

Problem: Berücksichtigung von Fermi-Bewegung und Bindungseffekten schwierig.



**Neue Analyse:**  
 $R_F$  ist bei großen  $x$  u.U. größer als gedacht  
 $\Rightarrow$   
 $d/u > 0$  bei  $x \rightarrow 1$   
 $\Rightarrow$   
 $d$  und  $\sigma_{CC}(e^+p)$  wären bei  $x = 0.5$  um  $\mathcal{O}(50\%)$  größer

# HERA-Messungen bei hohen $Q^2$

## Übersicht:

- NC- und CC-Wirkungsquerschnitte
  - $d\sigma/dQ^2$ ,  $d\sigma/dx$
  - Reduzierte/doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte
- Strukturfunktionen und PDFs
  - $F_2$  und  $xF_3$
  - Valenz-Verteilungen bei hohen  $x$
- Elektroschwache Aspekte
  - Helizitätsstruktur der CC-Streuung
  - $W$ -Masse und Fermi-Konstante

# Veröffentlichte und vorläufige Resultate

## NC-Ergebnisse:

Messung	94–97 $e^+p$ 300 GeV		98–99 $e^-p$ 318 GeV		99–00 $e^+p$ 318 GeV	
	Z	H	Z	H	Z	H
$d\sigma/dQ^2$	✓	✓	✓	✓		✓
$d\sigma/dx$	✓	✓	✓	✓		
$d\sigma/dy$	✓	✓				
$d^2\sigma/dx dQ^2$	✓	✓	✓	✓		✓
$F_2$	✓	✓				
$xF_3$	✓		✓	✓		✓
Helizitätsstruktur		✓				

## CC-Ergebnisse:

$d\sigma/dQ^2$	✓	✓	✓	✓	✓
$d\sigma/dx$	✓	✓	✓	✓	
$d\sigma/dy$	✓		✓		
$d^2\sigma/dx dQ^2$	✓	✓	✓	✓	✓
Helizitätsstruktur		✓	✓		
$W$ -Masse, $G_F$	✓	✓			

## kombinierte NC- und CC-Ergebnisse:

valence quark pDFs		✓	✓	✓
QCD fit	✓	✓	✓	✓

✓ veröffentlicht

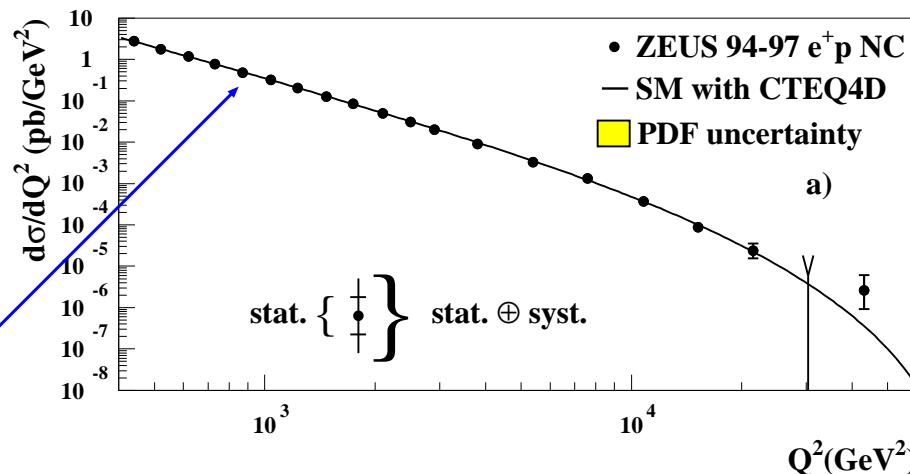
✓ preliminär (ICHEP00)

## $d\sigma/dQ^2$ (NC, $e^+p$ )

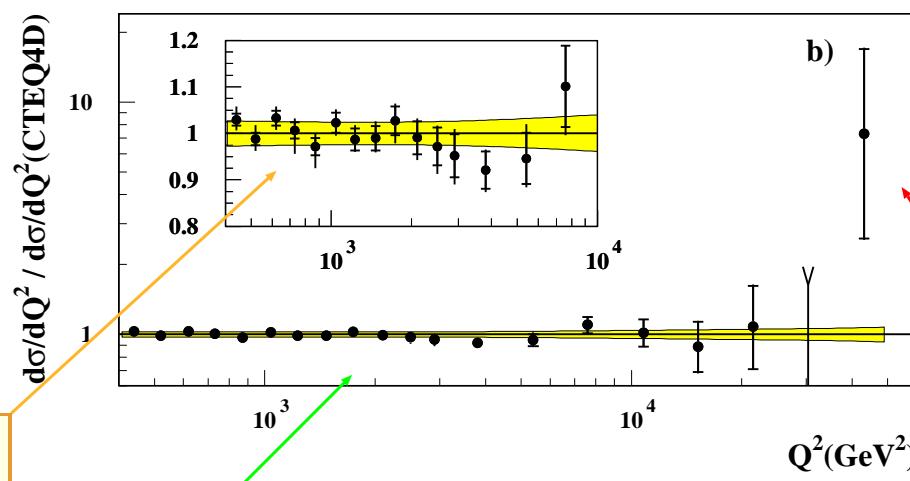
$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} dx$$

$$x_{\min} = Q^2/(s y_{\max}) \quad \text{und} \quad x_{\max} = \min[1, Q^2/(s y_{\min})]$$

### ZEUS NC 1994 – 97



$$Q^2 \ll M_Z^2: \\ \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \propto 1/Q^4$$



Gelbes Band =  
PDF-Fehler:  
ca. 3–7%,  
wächst mit  $Q^2$

Gute  
Übereinstimmung  
mit SM-Vorhersage  
für  $Q^2 \lesssim 2 \times 10^4$  GeV<sup>2</sup>

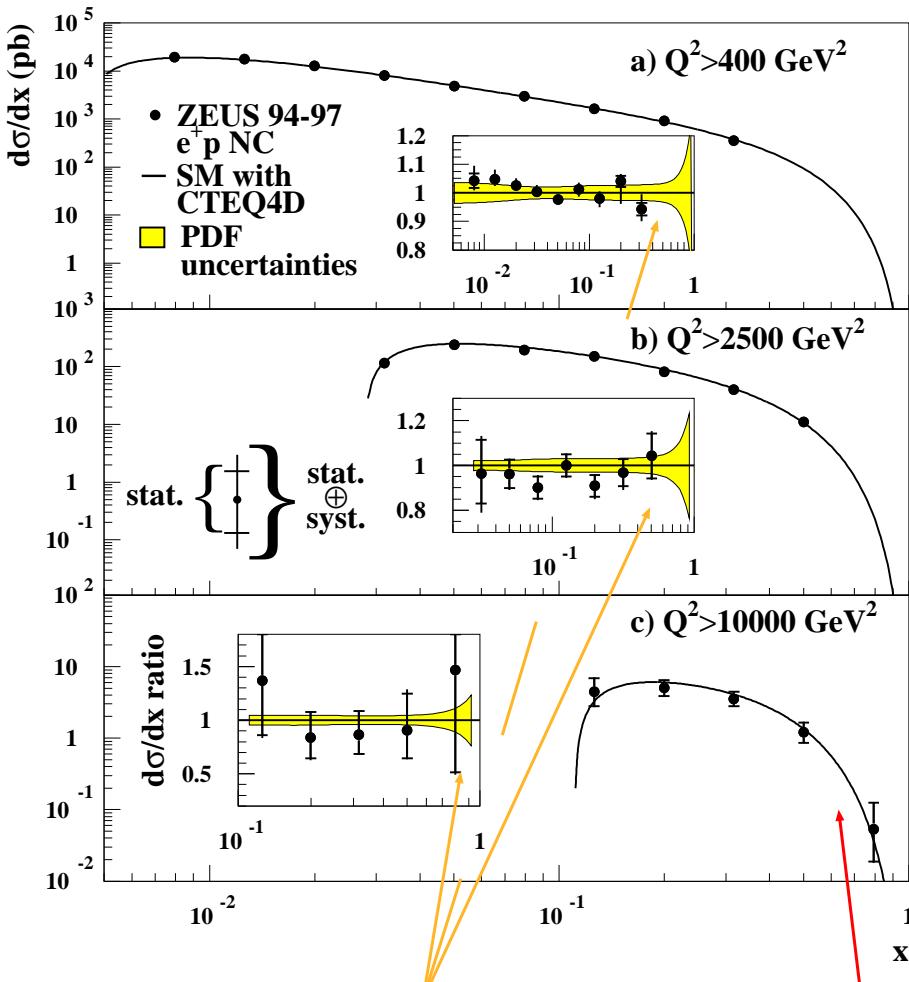
Ereignis-  
Überschuss  
bei höchsten  $Q^2$   
("HERA high- $Q^2$   
excess")

## $d\sigma/dx$ (NC, $e^+p$ )

$$\frac{d\sigma}{dx} = \int_{Q^2_{\min}}^{Q^2_{\max}} \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} dQ^2$$

$$Q^2_{\min} = x y_{\min} s \quad \text{und} \quad Q^2_{\max} = x s$$

### ZEUS NC 1994 – 97



Große PDF-  
Unsicherheit  
bei hohen  $x$

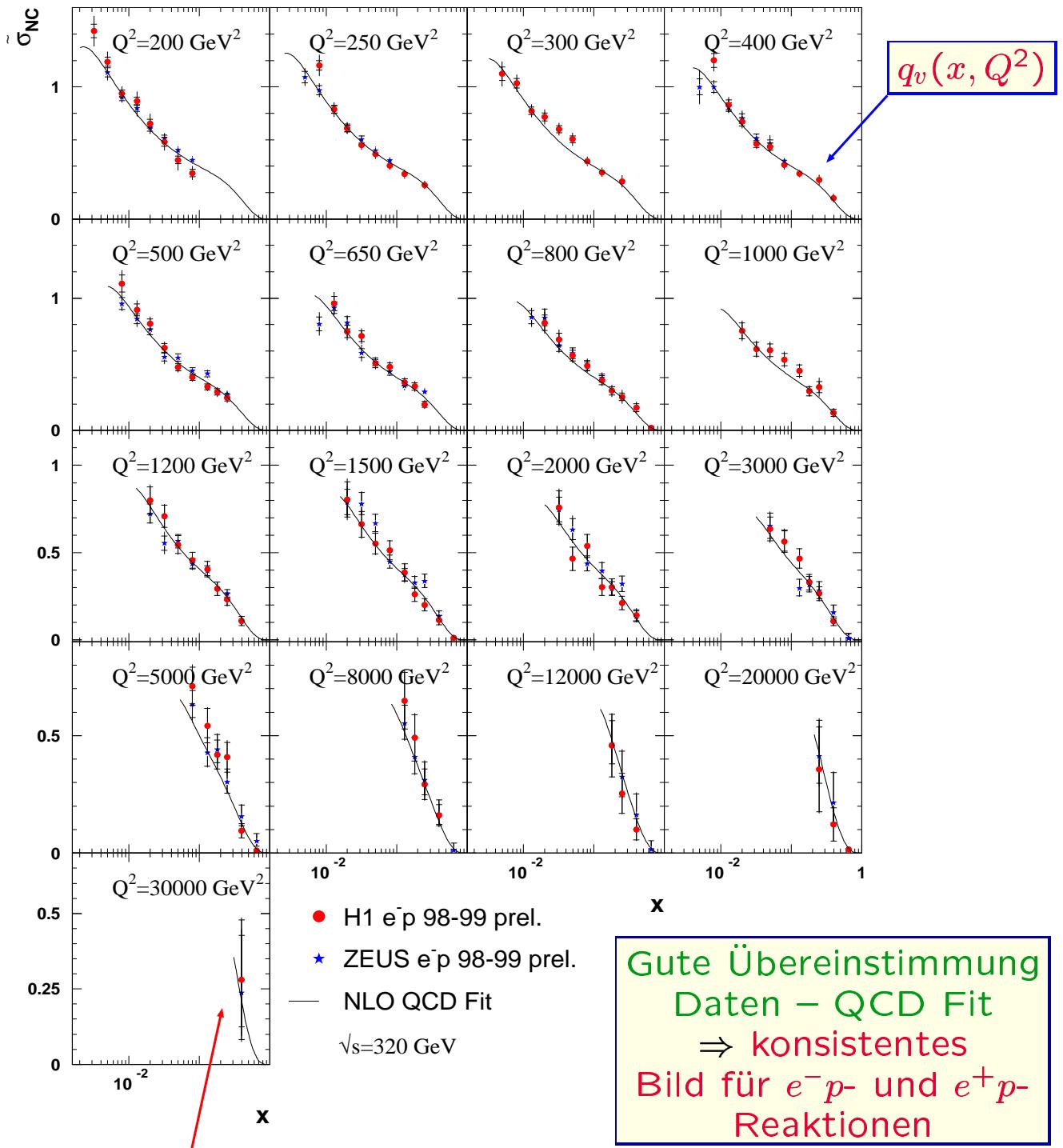
High- $Q^2$  excess  
ist in  $d\sigma/dx$   
nicht sichtbar  
(Integration über  
 $Q^2 > 10^4$  GeV $^2$ )

Gute Über-  
einstimmung  
von Daten  
und SM-  
Vorhersage  
bestätigt  
PDF-  
Parametra-  
sierungen

# $\tilde{\sigma}_{\text{NC}} (e^- p)$

$$\tilde{\sigma}_{\text{NC}} = \frac{x Q^4}{2\pi\alpha^2[1 + (1 - y)^2]} \frac{d^2\sigma^{ep \rightarrow eX}}{dx dQ^2}$$

Reduced cross section

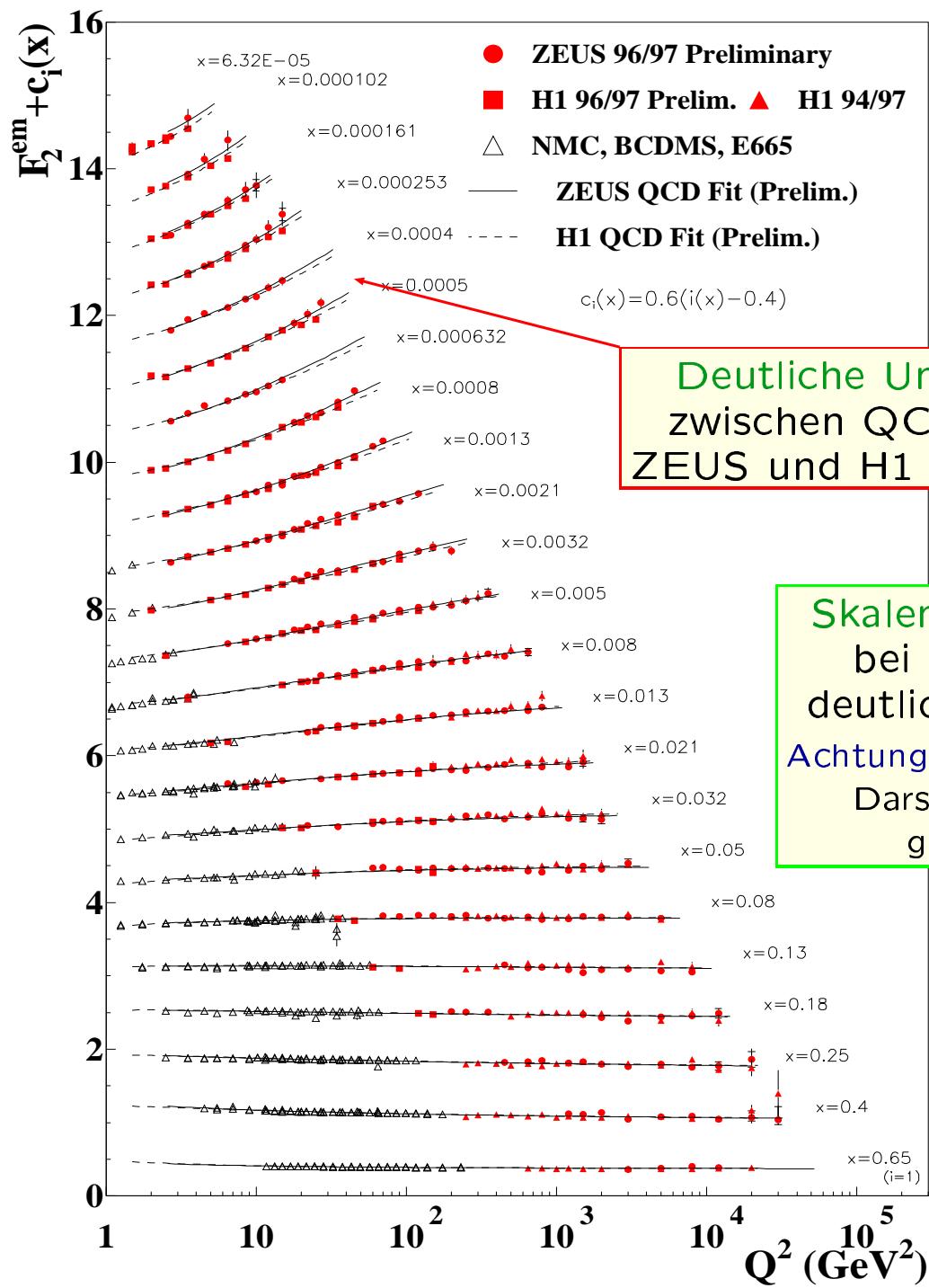


# $F_2^{\text{em}}$

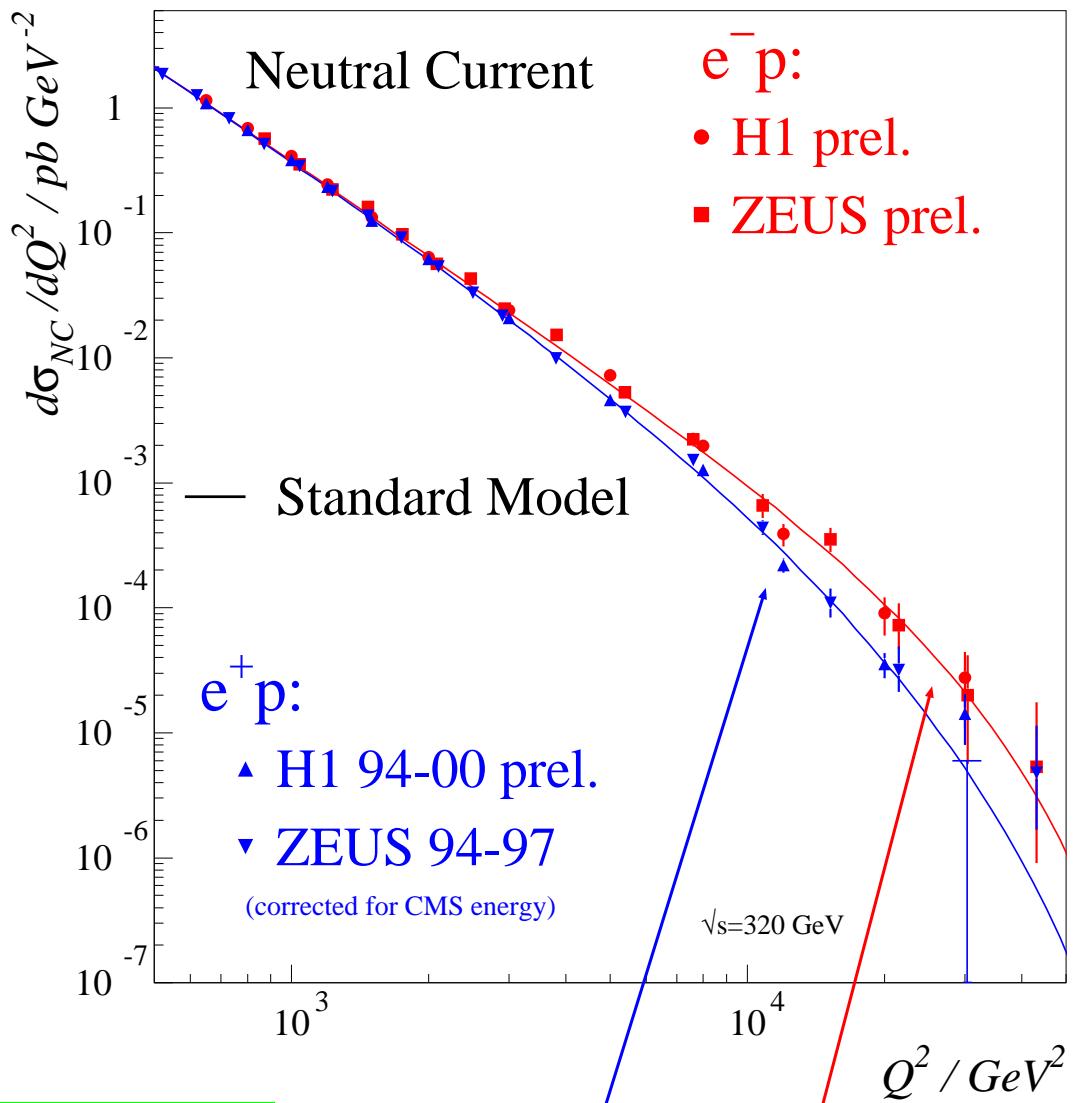
$$\tilde{\sigma}_{\text{NC}} = F_2^{\text{em}} (1 + \delta_Z) (1 - \delta_3 - \delta_L) (1 + \delta_r)$$

$\delta_Z$  = Korrektur für  $Z$ -Beitrag zu  $F_2$   
 $\delta_{3,L}$  = Korrekturen für  $xF_3$ - und  $F_L$ -Terme  
 $\delta_r$  = radiative Korrekturen

} aus SM-Rechnung



## $d\sigma/d Q^2$ (NC, Vergleich $e^+p/e^-p$ )

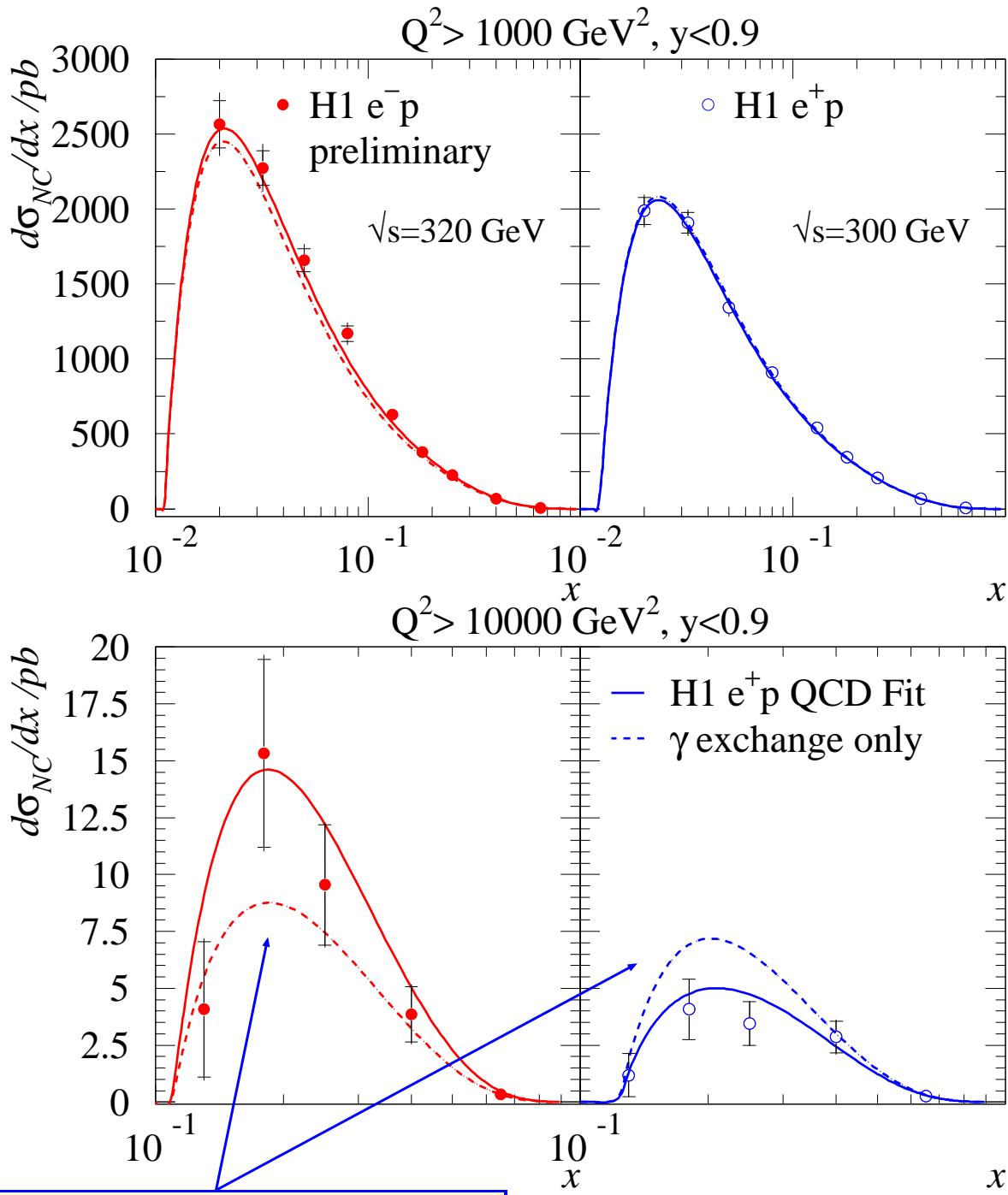


Gute Über-einstimmung zwischen ZEUS und H1 im gesamten  $Q^2$ -Bereich

$e^+p$ -Daten sind auf  $\sqrt{s} = 318 \text{ GeV}$  korrigiert

Differenz  
 $d\sigma/d Q^2(e^-p) - d\sigma/d Q^2(e^+p)$   
 kommt von  $xF_3$ -Term  
 (Z-Austausch)

# $d\sigma/dx$ (NC, $e^+p$ and $e^-p$ ) für $Q^2 > 1000 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 > 10000 \text{ GeV}^2$

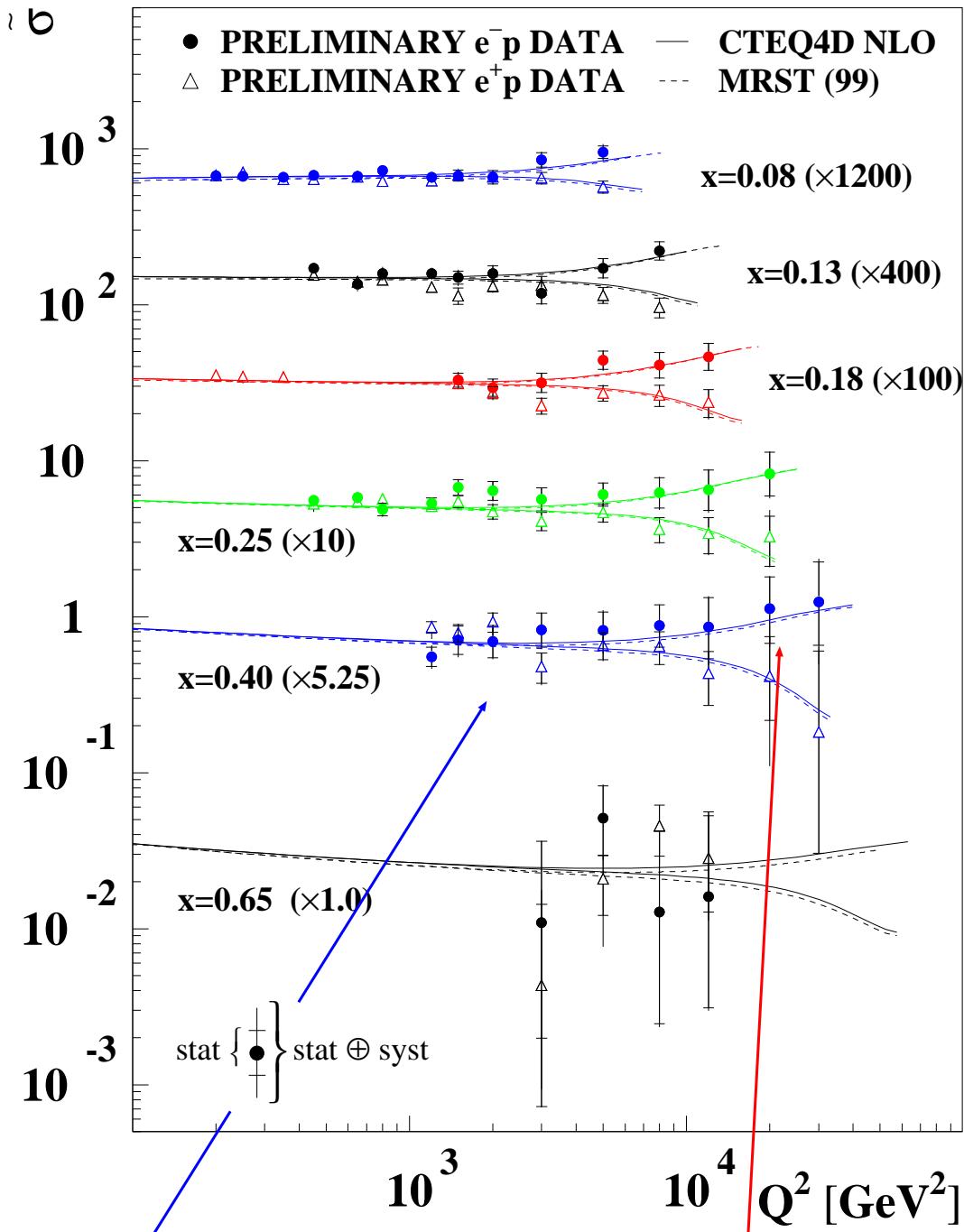


**Gestrichelte Linien:**  
“SM”-Erwartung, falls  
nur  $\gamma$ -Austausch beiträgt  
(d.h.  $M_Z \rightarrow \infty$ );  
 $\sigma^\gamma(e^-p) > \sigma^\gamma(e^+p)$  wegen  $s$

Daten sind sensitiv  
auf Beitrag von  
 $Z$ -Austausch

## $\tilde{\sigma}_{\text{NC}}$ (Vergleich $e^+p/e^-p$ )

ZEUS NC 1996–99



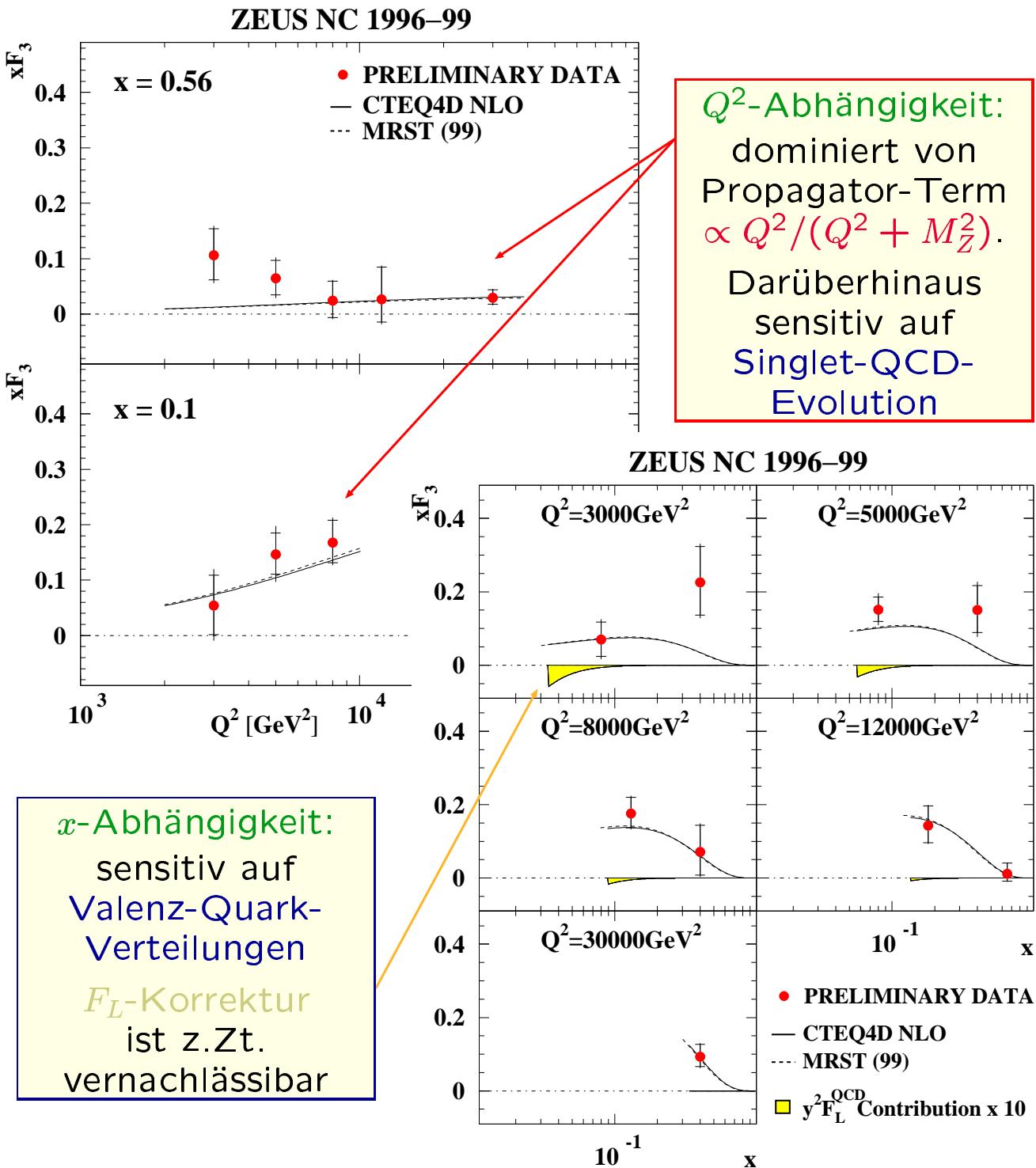
**Kleine  $Q^2 \ll M_Z^2$ :**  
 $\tilde{\sigma}_{\text{NC}}(e^+p) \approx \tilde{\sigma}_{\text{NC}}(e^-p)$ ,  
 unabhängig von  $x$

**Große  $Q^2 \gtrsim M_Z^2$ :**  
 $xF_3$ -Beitrag signifikant.  
 Präzision reicht für erste  
 Messung von  
 $\tilde{\sigma}_{\text{NC}}(e^+p) - \tilde{\sigma}_{\text{NC}}(e^-p)$

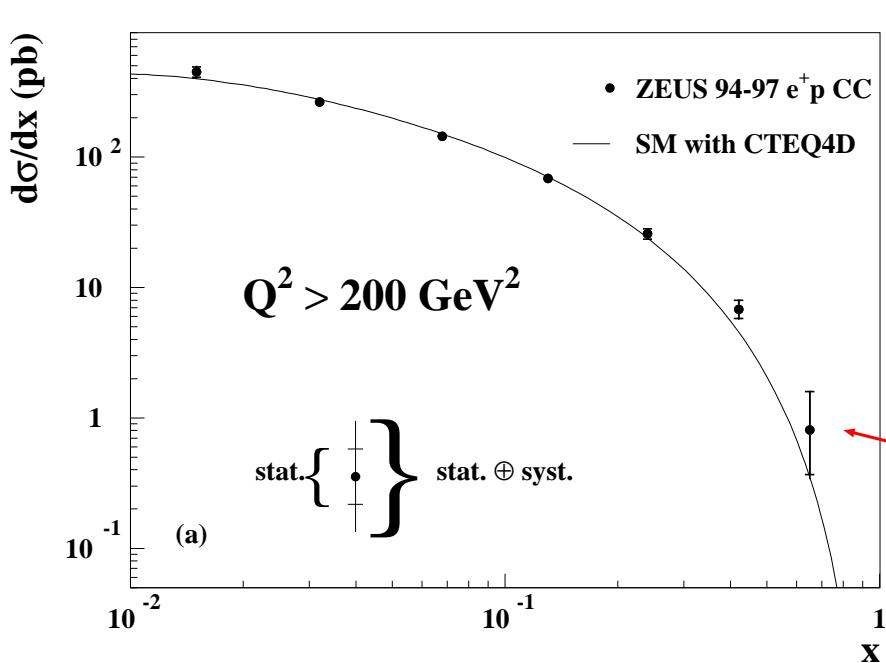
## $xF_3(x, Q^2)$ (ZEUS, NC)

$$xF_3(x, Q^2) = \left( \frac{Y_-^{300}}{Y_+^{300}} - \frac{Y_-^{318}}{Y_+^{318}} \right)^{-1} \left( \tilde{\sigma}_{\text{NC}}^{e^- p, 318} - \tilde{\sigma}_{\text{NC}}^{e^+ p, 300} \right) - \Delta F_L$$

$$Y_{\pm}^{\sqrt{s} [\text{GeV}]} = 1 \pm (1 - y)^2 \text{ mit } y = Q^2/xs$$

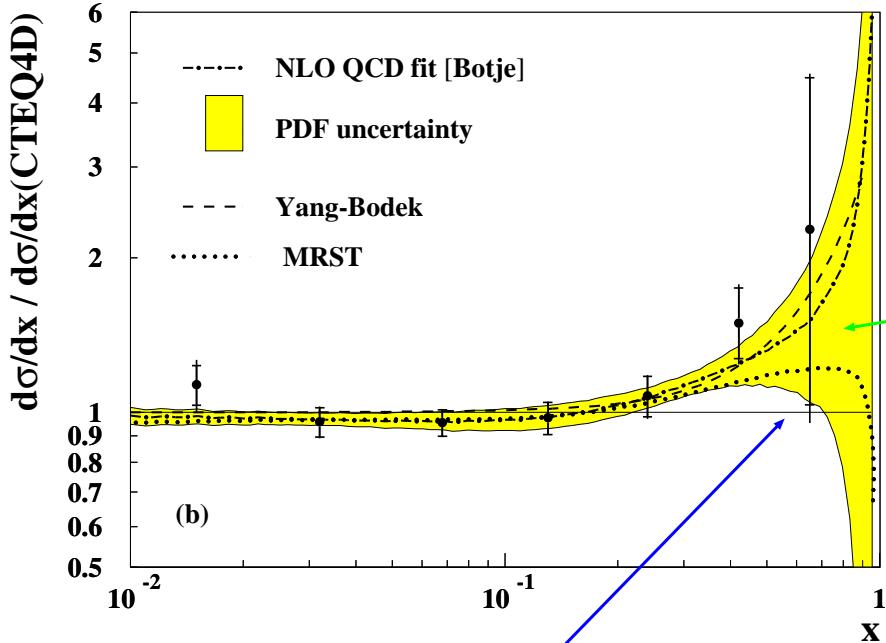


## $d\sigma/dx$ (CC, $e^+p$ )



$e^+p$ :  
 $d\sigma/dx$   
bei hohen  $x$   
dominiert von  
 $d_v(x, Q^2)$

“high- $x$  excess”:  
moderat  
signifikanter  
Ereignis-  
Überschuss  
bei  $x \gtrsim 0.3$

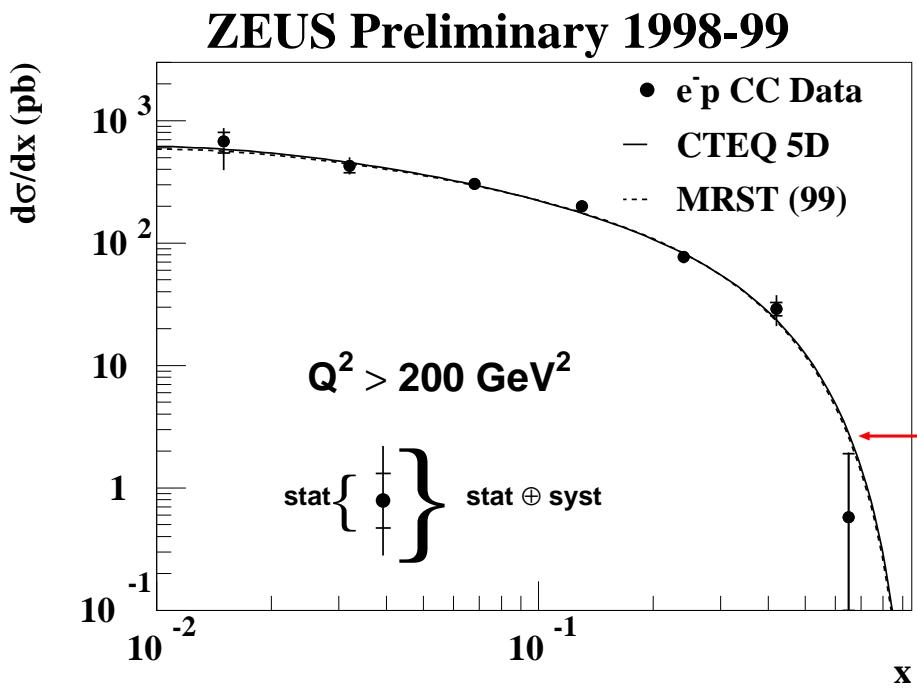


PDF-Fehler  
“divergiert”  
bei hohen  $x$ .

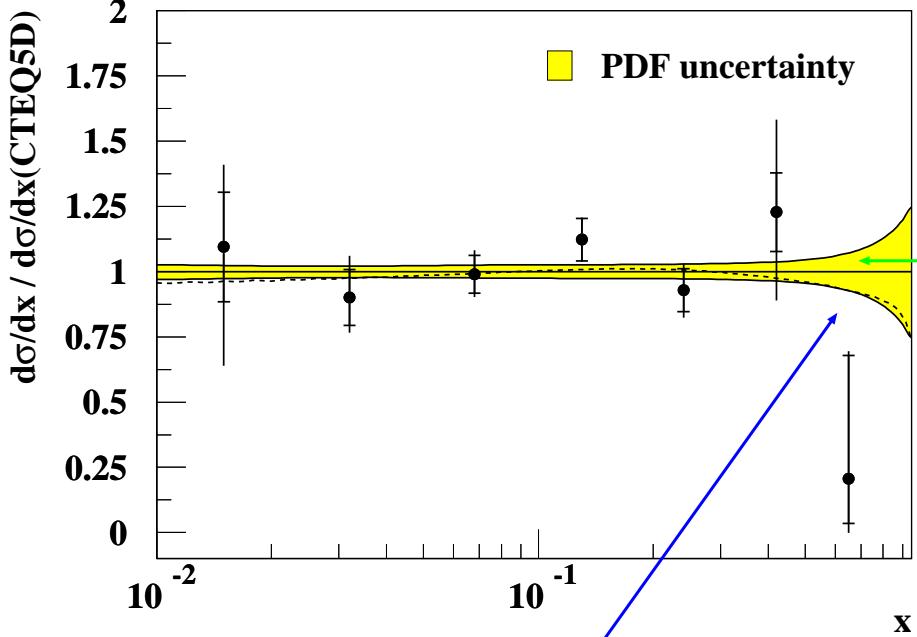
QCD-Fits ergeben unterschiedliches  
Verhalten von  $d/u$  bei  $x \rightarrow 1$ :

- |            |   |
|------------|---|
| ZEUS       | $d/u \propto (1-x)^{-c} \rightarrow \infty$ |
| Bodek–Yang | $d/u \rightarrow 0.2$ (Randbedingung)       |
| MRST       | $d/u \propto (1-x)^{+c'} \rightarrow 0$     |

## $d\sigma/dx$ (CC, $e^- p$ )



$e^- p$ :  
 $d\sigma/dx$   
 bei hohen  $x$   
 dominiert  
 von  $u_v(x, Q^2)$

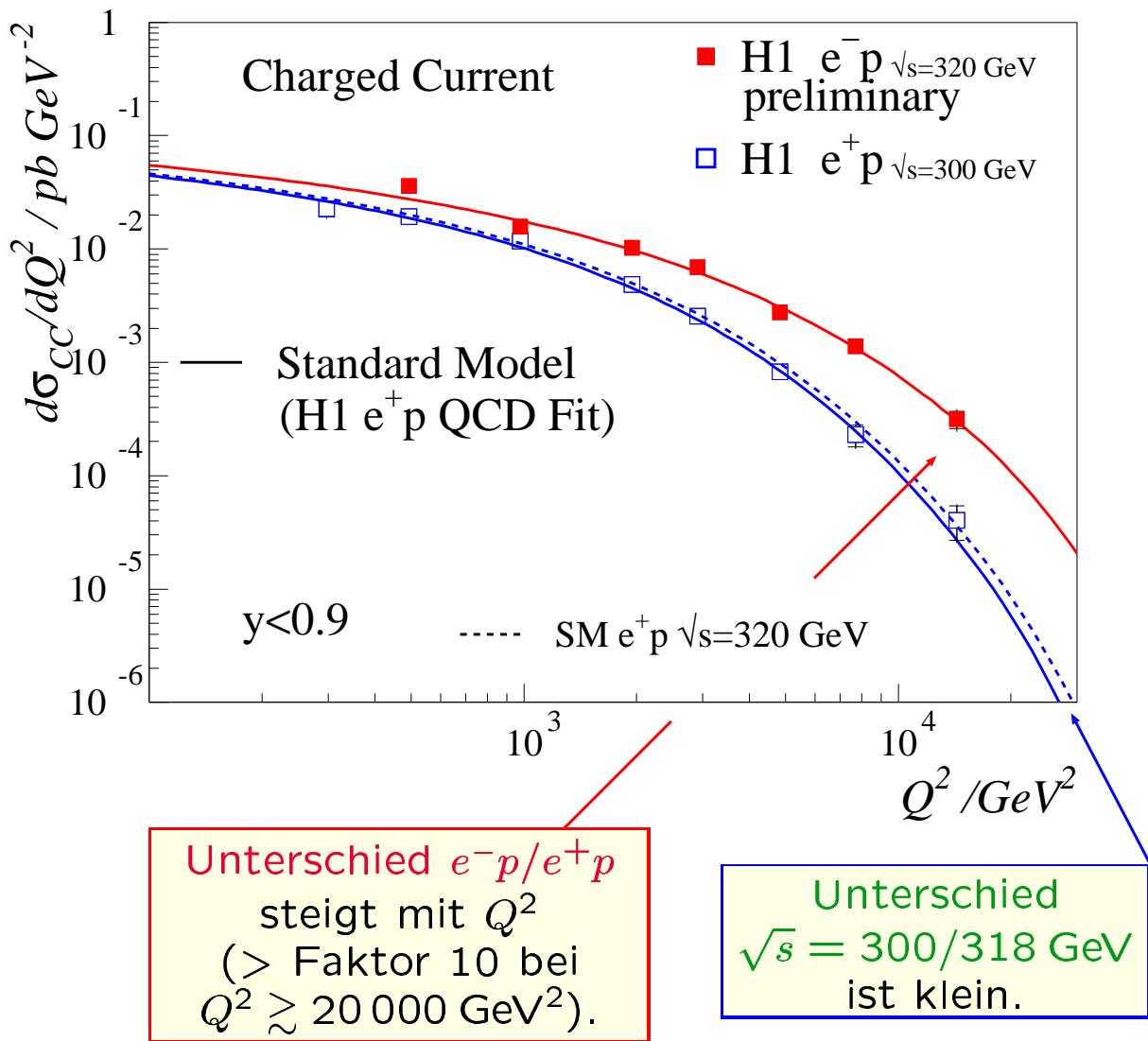


kein “high- $x$  excess”:  
 möglicher-  
 weise  
 leichte  
 Abweichung  
 nach unten  
 bei  $x \gtrsim 0.3$

PDF-Fehler  
 ist stabil  
 bei hohen  $x$   
 $(u(x, Q^2)$  bei  
 kleinen  $Q^2$   
 genauer  
 bekannt  
 als  $d(x, Q^2)$ ).

Moderate Variationen der  
 $u$ -Verteilung in verschiedenen  
QCD-Fits

## $d\sigma/dQ^2$ (CC, Vergleich $e^+p/e^-p$ )

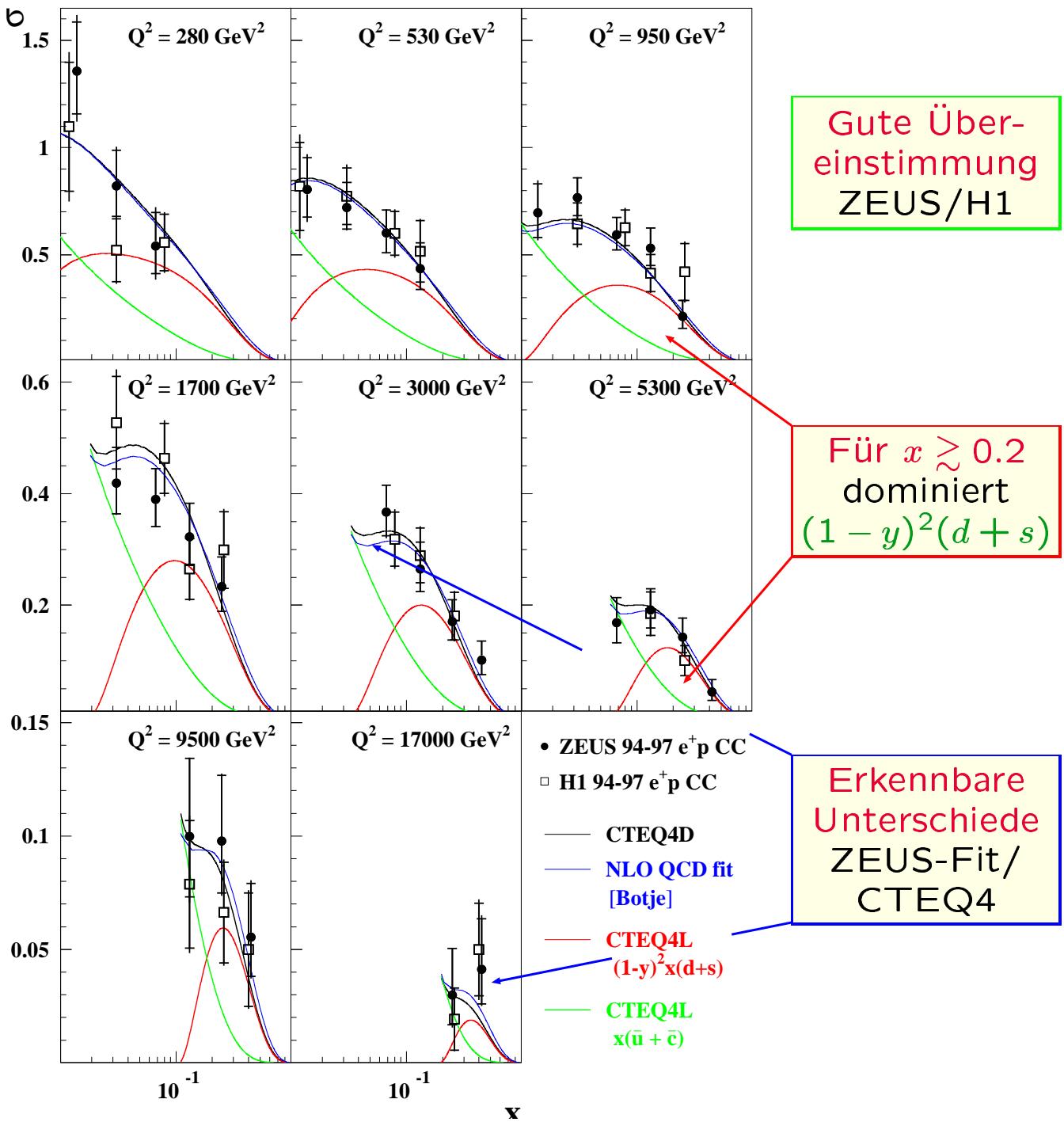


### $Q^2$ -Abhängigkeit von $d\sigma/dQ^2$ :

- Wert der relevanten Parton-Verteilungen im Integrationsbereich  $x \in [x_{\min} = Q^2/s; 1]$  ( $x$ -Abhängigkeit der PDFs ist dominierend, aber  $Q^2$ -Abhängigkeit trägt auch bei)
- “Helizitätsfaktor”:  $\frac{1}{(1-y)^2}$  für  $e^- q, e^+ \bar{q}$   
 $y = Q^2/xs$ , Integrationsbereich:  $y > Q^2/s$
- $W$ -Propagator-Term  $\propto [M_W^2/(Q^2 + M_W^2)]^2$

## $\tilde{\sigma}_{CC} (e^+ p)$

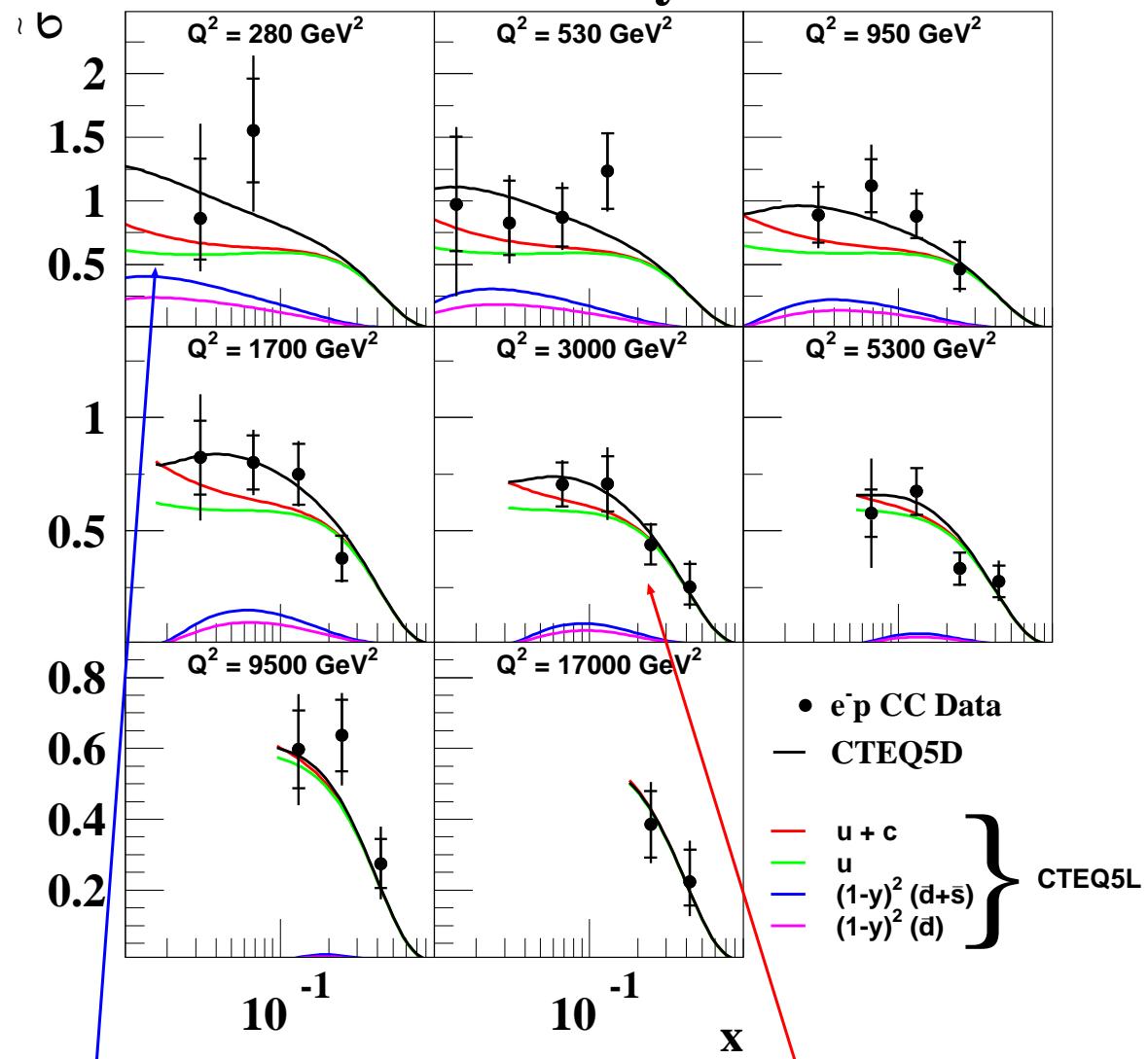
$$\begin{aligned}\tilde{\sigma}_{CC} &= \frac{2\pi x}{G_F^2} \left( \frac{Q^2 + M_W^2}{M_W^2} \right)^2 \frac{d^2\sigma_{CC}}{dx dQ^2} \\ &= \begin{cases} (1-y)^2(d+s) + (\bar{u}+\bar{c}) & \text{für } e^+ p \\ (u+c) + (1-y)^2(\bar{d}+\bar{s}) & \text{für } e^- p \end{cases}\end{aligned}$$



## $\tilde{\sigma}_{CC} (e^- p)$

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma}_{CC} &= \frac{2\pi x}{G_F^2} \left( \frac{Q^2 + M_W^2}{M_W^2} \right)^2 \frac{d^2\sigma_{CC}}{dx dQ^2} \\ &= \begin{cases} (1-y)^2(d+s) + (\bar{u}+\bar{c}) & \text{für } e^+ p \\ (u+c) + (1-y)^2(\bar{d}+\bar{s}) & \text{für } e^- p \end{cases}\end{aligned}$$

### ZEUS Preliminary 1998-99



Bei  $x \lesssim 0.1$ :  
nennenswerte  
Beiträge von  
 $u$  und  $\bar{s}$

Für  $x \gtrsim 0.2$   
dominiert  $u$   
(keine  $(1 - y)^2$ -  
Unterdrückung)

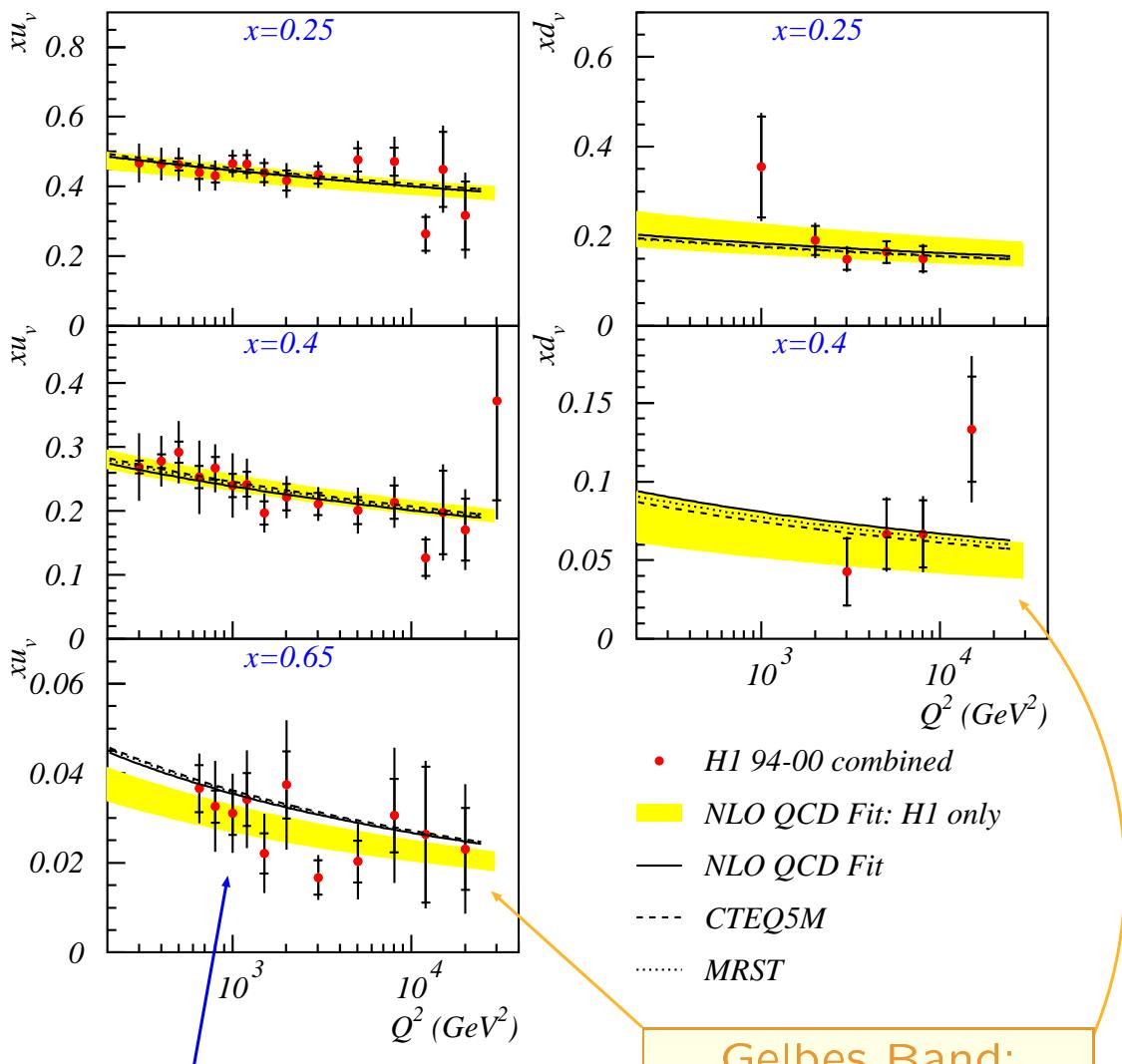
# Valenz-Verteilungen

$$xu_v(x, Q^2) = \tilde{\sigma}(x, Q^2)|_{\text{exp}} \cdot \frac{xu_v(x, Q^2)}{\tilde{\sigma}(x, Q^2)} \Big|_{\text{SM}} \quad (\text{NC: } e^\pm p, \text{ CC: } e^- p)$$

$$xd_v(x, Q^2) = \tilde{\sigma}(x, Q^2)|_{\text{exp}} \cdot \frac{xd_v(x, Q^2)}{\tilde{\sigma}(x, Q^2)} \Big|_{\text{SM}} \quad (\text{CC: } e^+ p)$$

↑  
    > 0.7

H1 Preliminary

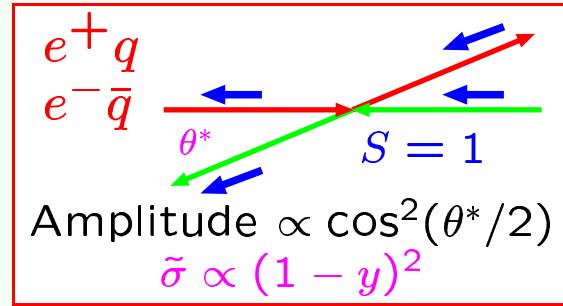
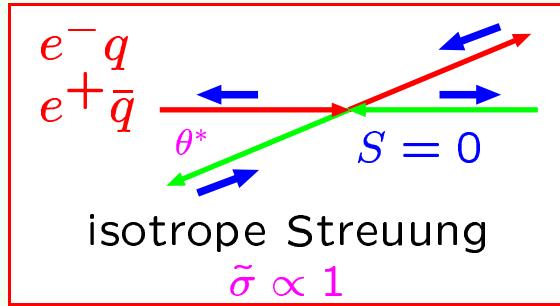


$u_v(x=0.65, Q^2)$ :  
in H1-Fit ca. 17% kleiner  
als in Standard-PDFs  
signifikant? ZEUS?

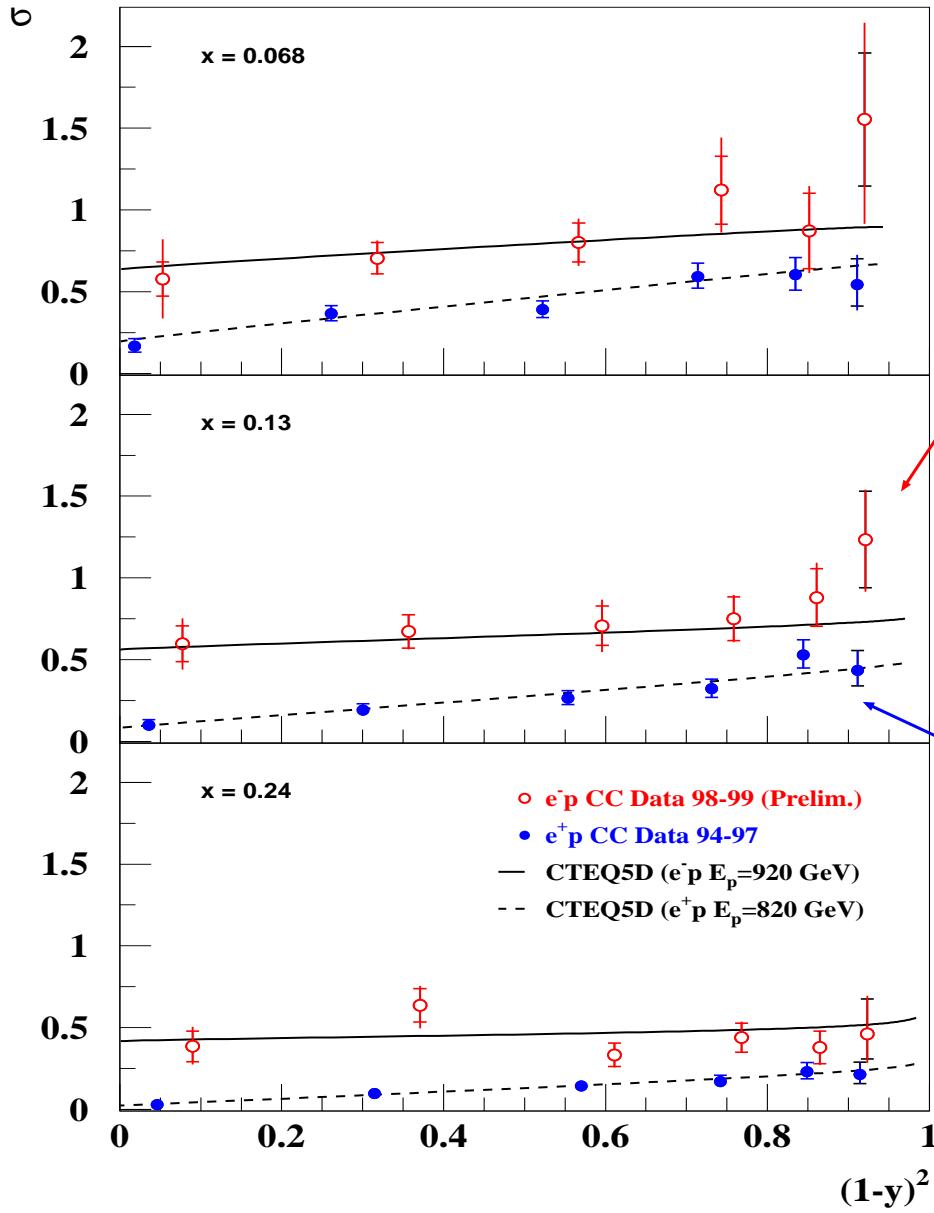
Gelbes Band:  
QCD-Fit an  
H1-Daten  
mit  $Q^2 > 20 \text{ GeV}^2$

## $\tilde{\sigma}_{CC}$ als Funktion von $(1 - y)^2$

$y$ -Abhängigkeit von  $\tilde{\sigma}_{CC}$  wird von Helizitäts-Struktur der eq-CC-Streuung bestimmt:



ZEUS CC DATA



$e^- p$ :  
dominiert von  
 $u_v(x, Q^2)$

$e^+ p$ :  
dominiert von  
 $(1 - y)^2 d_v(x, Q^2)$

# Bestimmung von $M_W$ und $G_F$

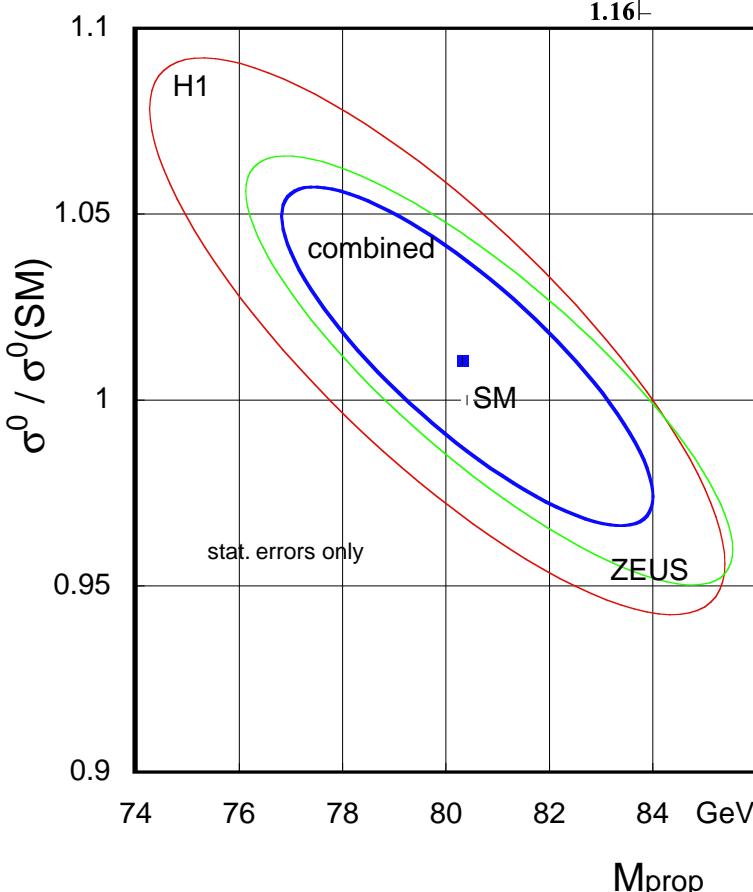
$$\frac{d^2\sigma_{CC}}{dx dQ^2} \propto G_F^2 \left( \frac{1}{1 + Q^2/M_W^2} \right)^2 \Rightarrow$$

Fit an CC-Daten  
gibt  $G_F$  und  $M_W$   
als unabhängige  
Parameter

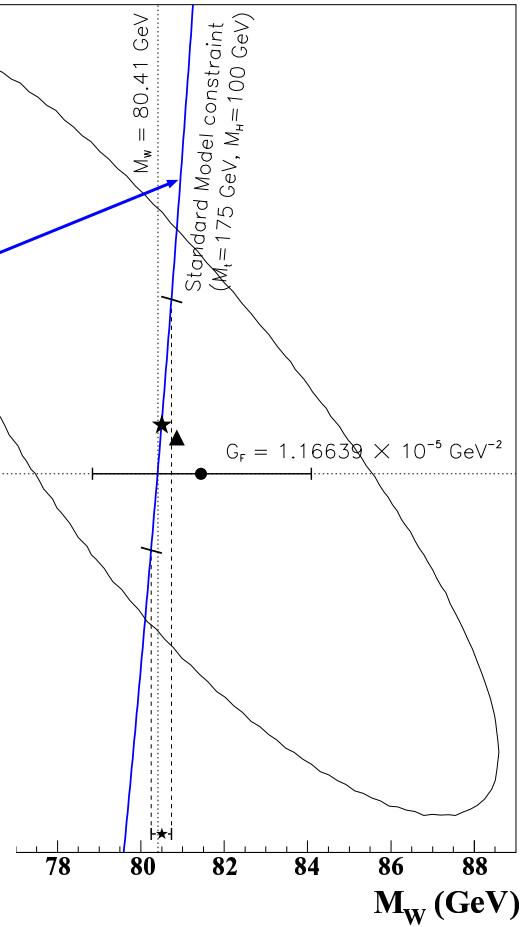
**ZEUS-Ergebnis:**  
 $1\sigma$ -Konfidenz-  
bereich schließt  
SM-Punkt ein.

Vergleich mit  
SM-Relation:

$$G_F = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2}} \times \frac{M_Z^2}{M_W^2 (M_Z^2 - M_W^2)} \frac{1}{1 - \Delta r}$$



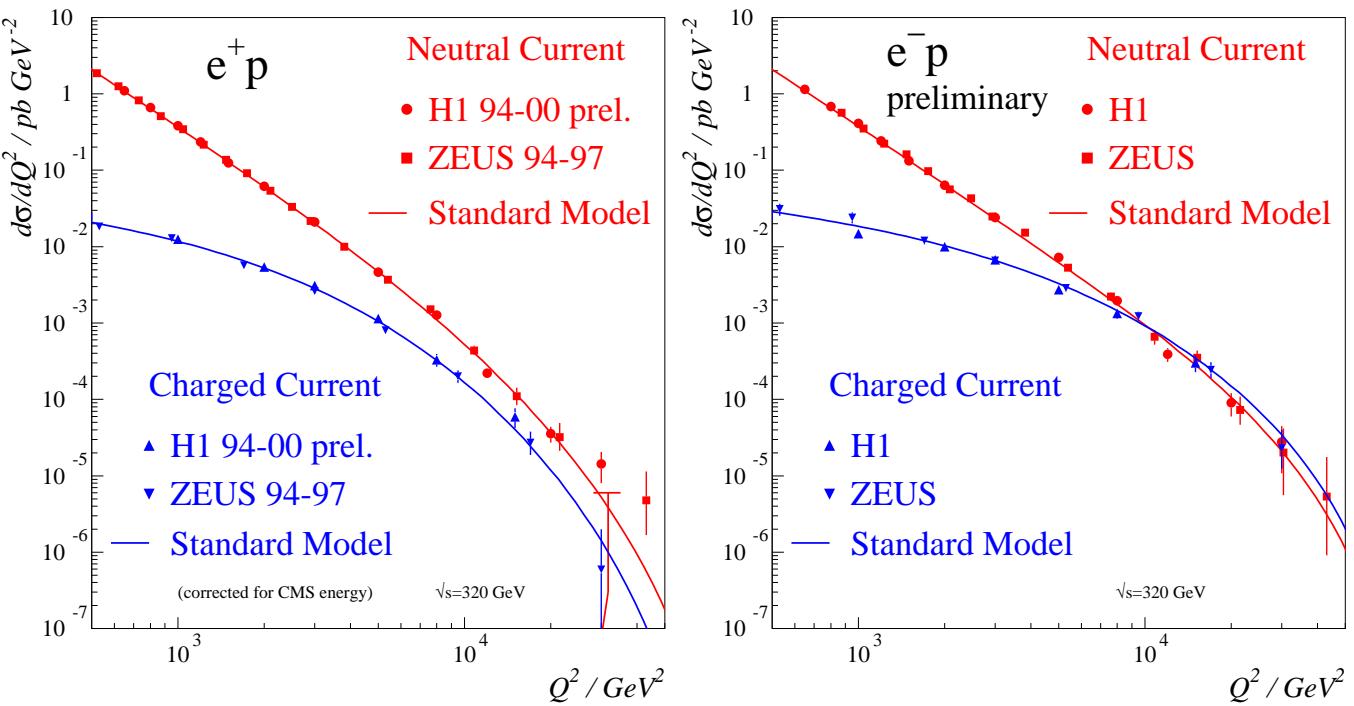
**ZEUS 1994-97**



**Vergleich mit H1:**  
 $(\Delta\chi^2 = 1)$ -  
Konfidenzbereiche

# Zusammenfassung

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für  $e^-p$  und  $e^+p$  NC- und CC-Streuung wurden bei HERA im Bereich bis  $Q^2 \lesssim 30\,000 \text{ GeV}^2$  gemessen



Für  $Q^2 \lesssim 20\,000 \text{ GeV}^2$ : hervorragende Übereinstimmung mit Vorhersagen (Standard-Modell und QCD-Fits an Fixed-Target-Daten)

Kleine Abweichungen bei hohen  $Q^2$  und  $x$   
bedürfen der Klärung.  
PDF-Effekte? Statistische Fluktuationen?  
Neue Physik?

# Suche nach “neuer Physik”

## Übersicht:

- Der “HERA High- $Q^2$ -Effekt”
- $eq$ -Resonanzen
  - Leptoquarks
  - $R_P$ -verletzende Squarks
- Lepton-Flavor-Verletzung
  - Direkte Erzeugung Lepton-Flavor-verletzender Zustände
  - Ausschlussgrenzen bei hohen Massen
- Angeregte Fermionen
- Contact Interactions
- Extra Dimensions
- Ereignisse mit Lepton und  $\not{P}_t$ 
  - Das H1-ZEUS-Rätsel
  - Anomale Top-Produktion

# Veröffentlichte und vorläufige Resultate

## Ausschlussgrenzen:

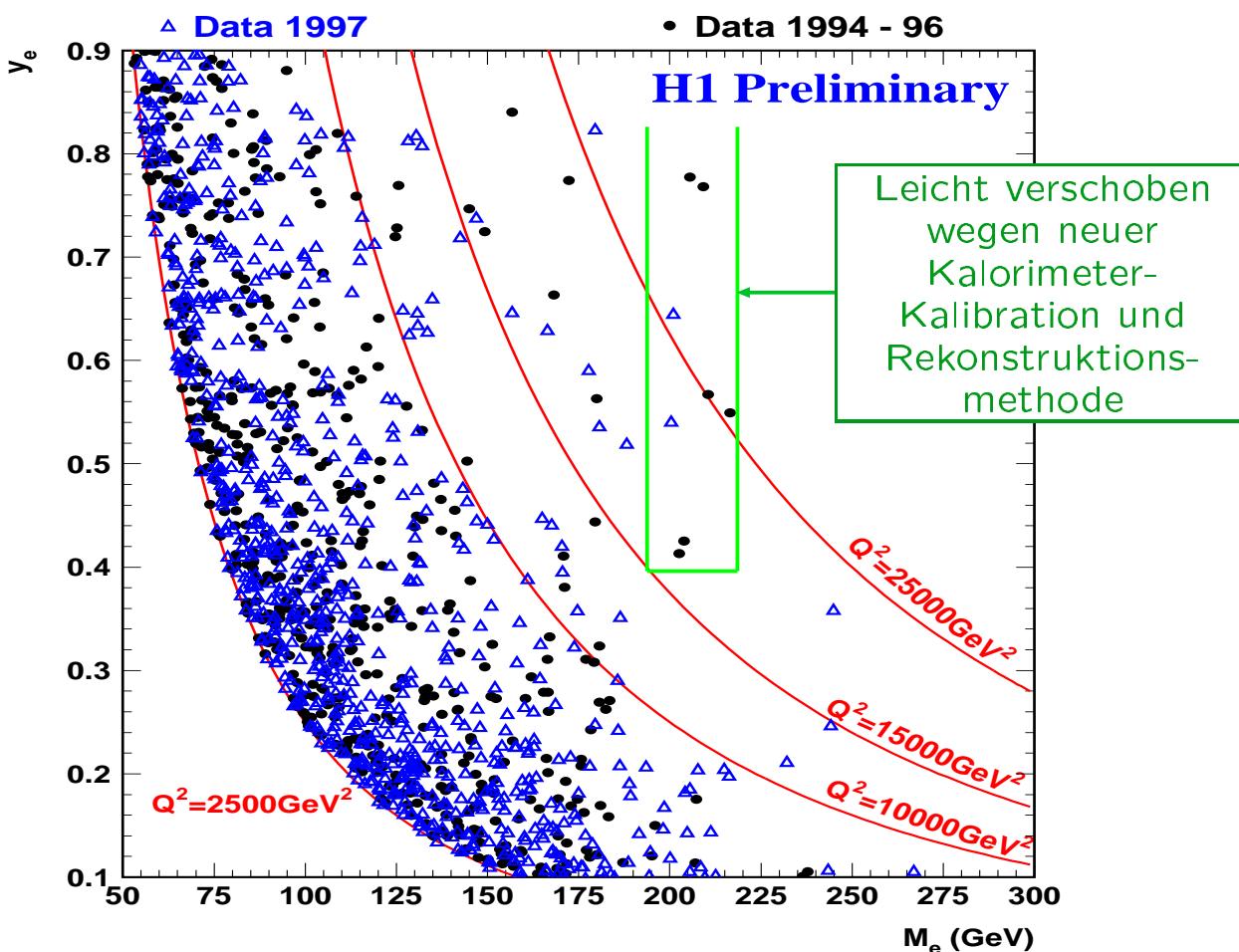
Messung	94–97 $e^+p$ 300 GeV		98–99 $e^-p$ 318 GeV		99–00 $e^+p$ 318 GeV	
	Z	H	Z	H	Z	H
Ereignisse bei hohen $x$ und $Q^2$	✓	✓	✓		✓	
Contact Interactions	✓	✓		✓		✓
Quark-Radius		✓				
Extra Dimensionen		✓		✓		✓
$LQ \rightarrow eq$	✓	✓	✓	✓		✓
$LQ \rightarrow \nu q'$	✓	✓				
$R_P$ -verletzende Squarks	✓	✓				
Minimale SUSY	✓	✓				
$e^*$	✓	✓				
$\nu^*$		✓	✓	✓	✓	
$q^*$	✓	✓				
$eq \rightarrow \mu + X, eq \rightarrow \tau + X$	✓	✓				
Anomale $WW\gamma$ -Kopplungen	✓					
$P_t$ -Lepton-Ereignisse	✓	✓	✓	✓	✓	✓
$t$ -Produktion	✓	✓	✓	✓	✓	✓

✓ veröffentlicht      ✓ preliminär (ICHEP00)

# Die H1-Ereignisse bei hohen $Q^2$

Erste Ergebnisse der DIS-Analysen 1996/97:

- Erste DIS-Daten mit nennenswerter Statistik bei  $Q^2 \gtrsim 10\,000 \text{ GeV}^2$
- Unerwartete Anhäufung von Ereignissen bei hohen  $x$  und  $Q^2$
- Löste viel Aufregung und Aktivitäten aus



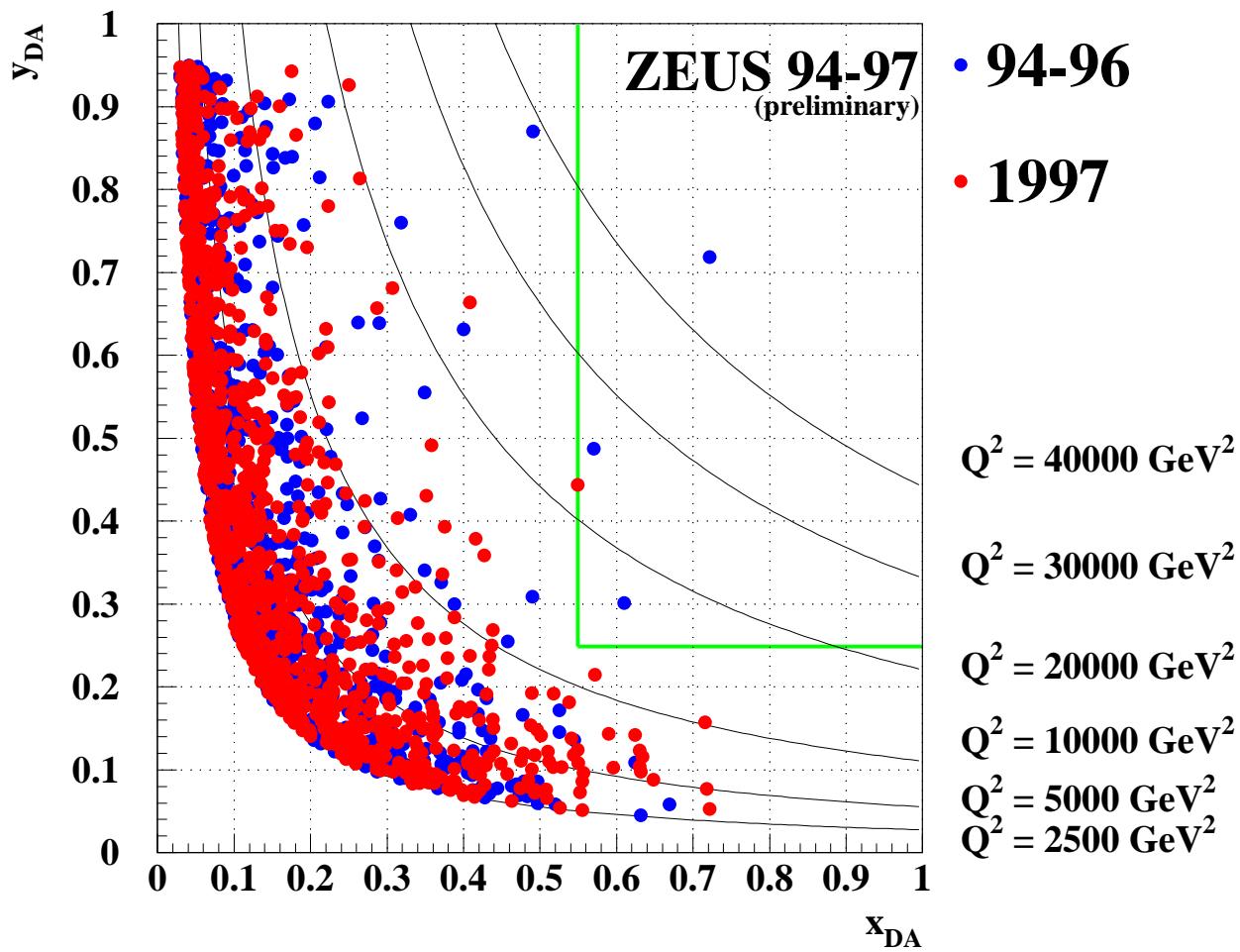
## Ereigniszahlen:

kinematischer Bereich	1994–96		1994–97	
	obs.	MC	obs.	MC
$187.5 < M_e < 212.5 \text{ GeV}$ und $y_e > 0.4$	7	$0.95 \pm 0.18$	8	$3.01 \pm 0.54$
$x_e > 0.55$ und $y_e > 0.25$	1	$0.45 \pm 0.18$		
$Q_e^2 > 35\,000 \text{ GeV}^2$	0	$0.08 \pm 0.04$		

# Die ZEUS-Ereignisse bei hohen $Q^2$

... und in den ZEUS-Daten?

- Ebenfalls Ereignis-Überschuss, aber nicht an genau gleicher Stelle
- Achtung: ZEUS und H1 verwenden unterschiedliche kinematische Rekonstruktionsmethoden (DA vs.  $e$ )



## Ereigniszahlen:

kinematischer Bereich	1994–96		1994–97	
	obs.	MC	obs.	MC
$x_{\text{DA}} > 0.55$ und $y_{\text{DA}} > 0.25$	4	$0.91 \pm 0.18$	4	$1.90$
$Q_{\text{DA}}^2 > 35\,000 \text{ GeV}^2$	2	$0.15 \pm 0.05$	2	$0.34$
$187.5 < M_{\text{DA}} < 212.5 \text{ GeV}$ und $y_{\text{DA}} > 0.4$	2	$1.75 \pm 0.14$		

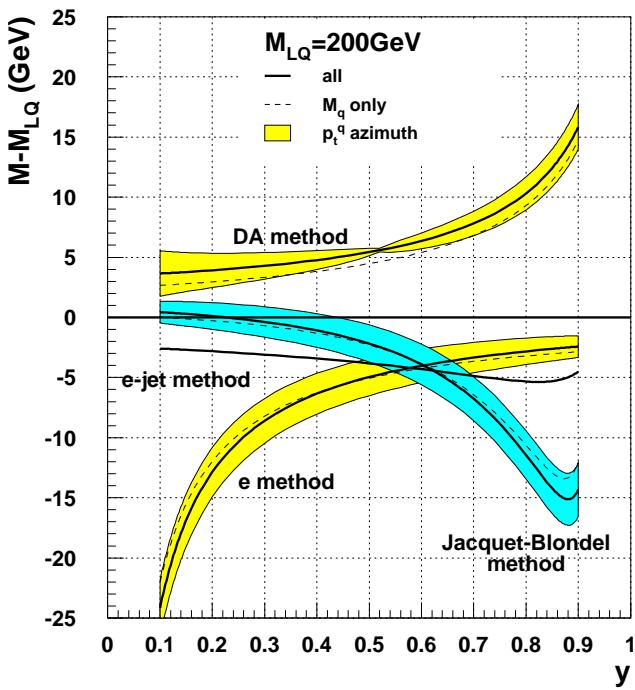
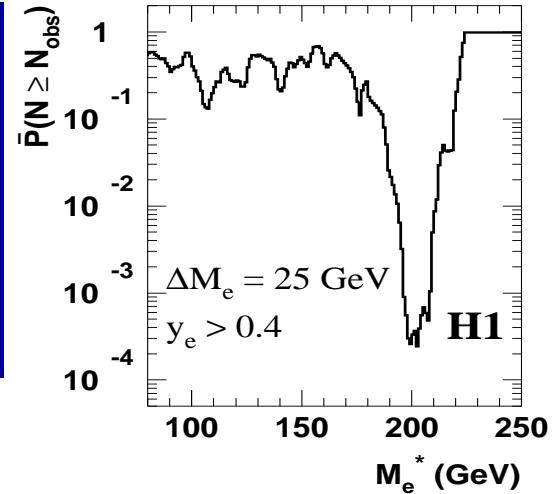
# Spekulationen und Fragen

## Was kann es sein?

- Statistische Fluktuation?
- *eq*-Resonanz ?
  - wäre ein Signal verträglich mit anderen Experimenten?
  - Leptoquark oder Squark?
  - sind die Massenwerte von H1 ( $M_e \approx 200 \text{ GeV}$ ) und ZEUS ( $M_{\text{DA}} = \sqrt{s x_{\text{DA}}} \approx 225 \text{ GeV}$ ) kompatibel?
  - ist  $y$ -Verteilung verträglich mit LQ-Zerfall?
- Contact Interaction?

## Signifikanzanalysen:

- Poisson:  $p = p(N_{\text{obs}}, N_{\text{MC}}; M_e)$
- Kleinster Wert im gesamten kinematischen Bereich ?
- MC: Wie häufig tritt "kleinerer kleinsten Wert" auf? H1: 0.9%, ZEUS: 6% .



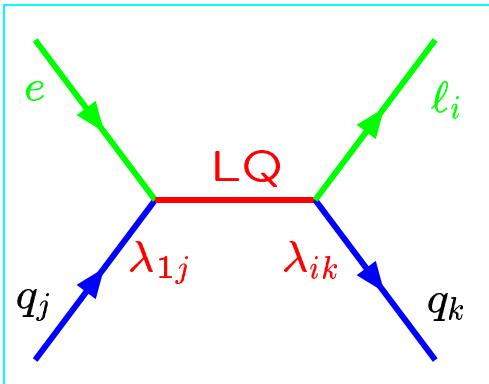
## Masse einer *eq*-Resonanz:

- $M = \sqrt{xs}$  für freie, masselose Partonen
- QCD-Strahlung hat unterschiedliche Auswirkung bei verschiedenen Rekonstruktionsmethoden

# Leptoquark-Produktion bei HERA

## Was sind Leptoquarks (LQs) ?

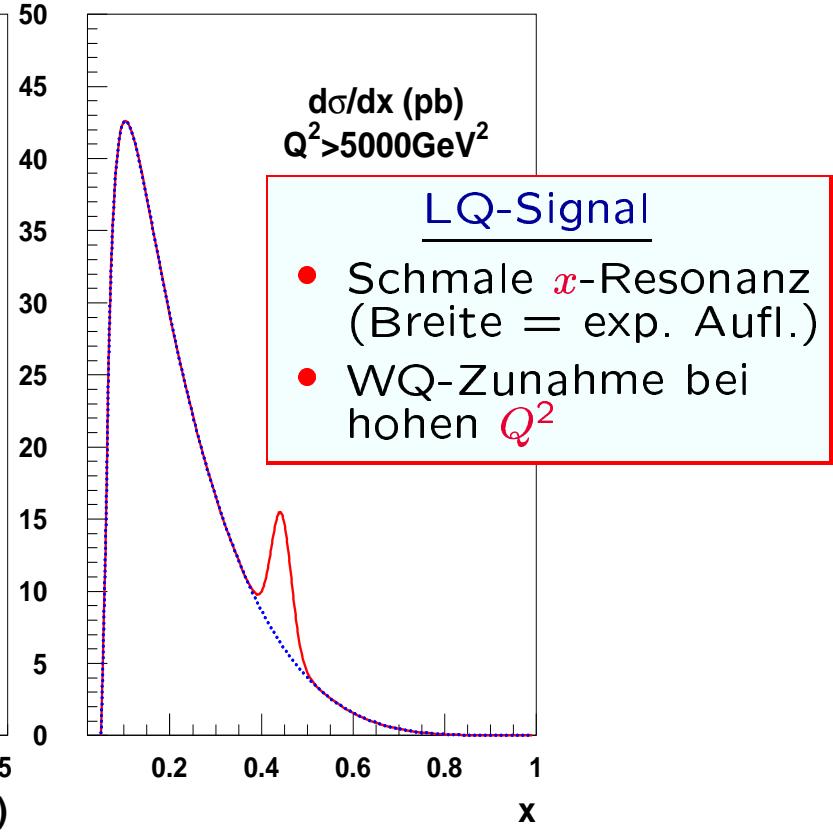
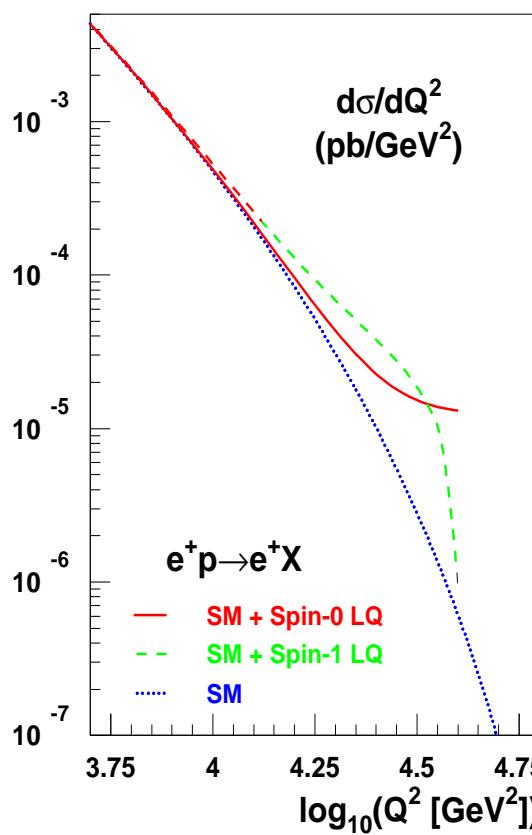
- Yukawa-Kopplung  $\lambda$  an  $e$  und  $q$
- $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \Rightarrow$   
14 Multipletts pro Flavor-Kombination (BRW)
  - Fermion-Zahl  $F = 0, 2$  (Kopplung an  $e^+q, e^-q$ )
  - Spin  $S = 0, 1$  (Skalar/Vektor),
  - Schwacher Isospin  $T$ ,
  - Chiralität der Kopplung ( $L, R$ )



$$\sigma(ep \rightarrow LQ + X \rightarrow eq + X)$$

$$\frac{d\sigma^{LQ}}{dy} = \frac{\pi \lambda^2}{4s} \text{BR}(LQ \rightarrow eq) q(x, \mu_{LQ}^2)$$

$$\times \begin{cases} 1 & (S=0) \\ 6(1-y)^2 & (S=1) \end{cases}$$

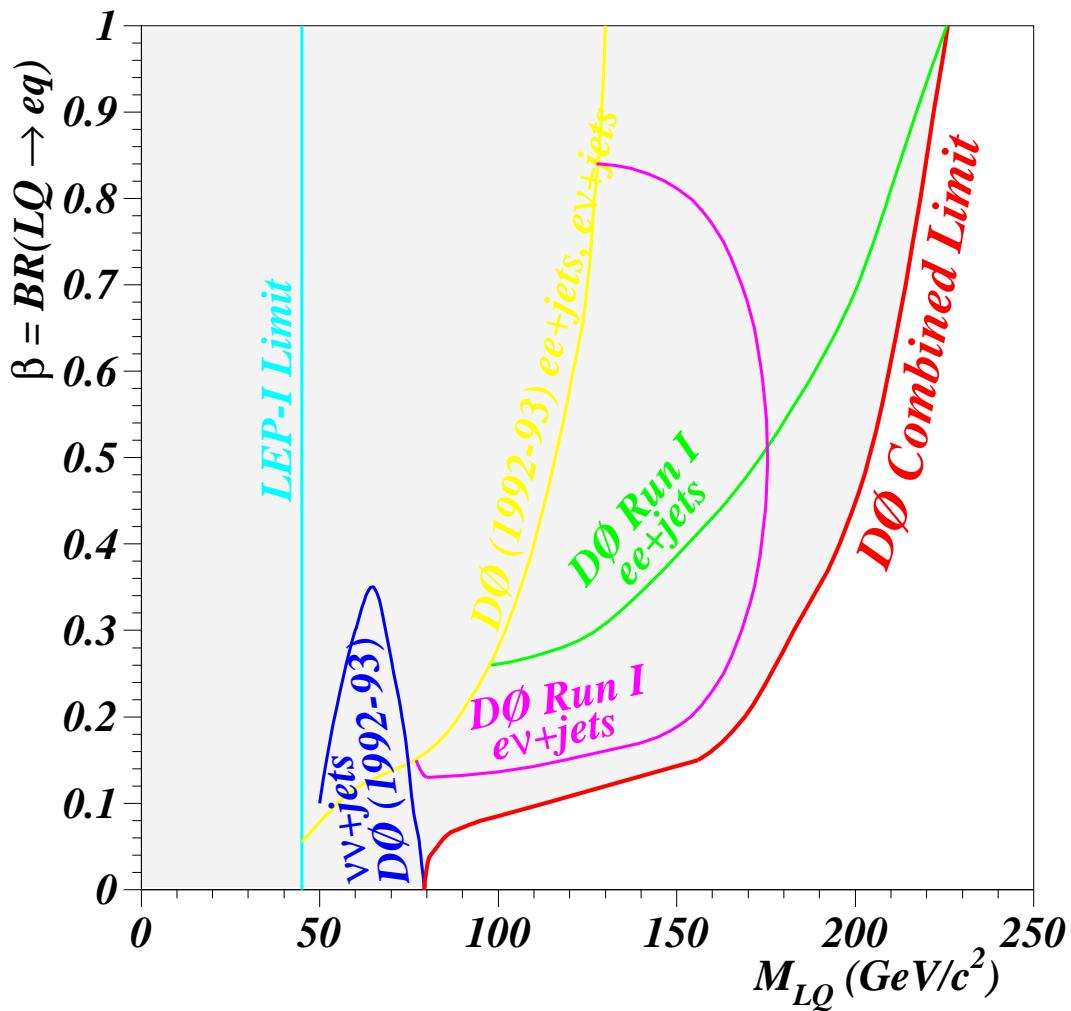


## Ausschlussgrenzen von Tevatron

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow LQ \overline{LQ} X) \propto \left| \begin{array}{c} g \\ g \\ \text{---} \\ g \end{array} \right| + \left| \begin{array}{c} \bar{q} \\ q \\ \text{---} \\ \bar{q} \end{array} \right| + \dots \right|^2$$

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow LQ \overline{LQ} X \rightarrow ee\bar{q}\bar{q} X) \propto BR(LQ \rightarrow eq)^2$$

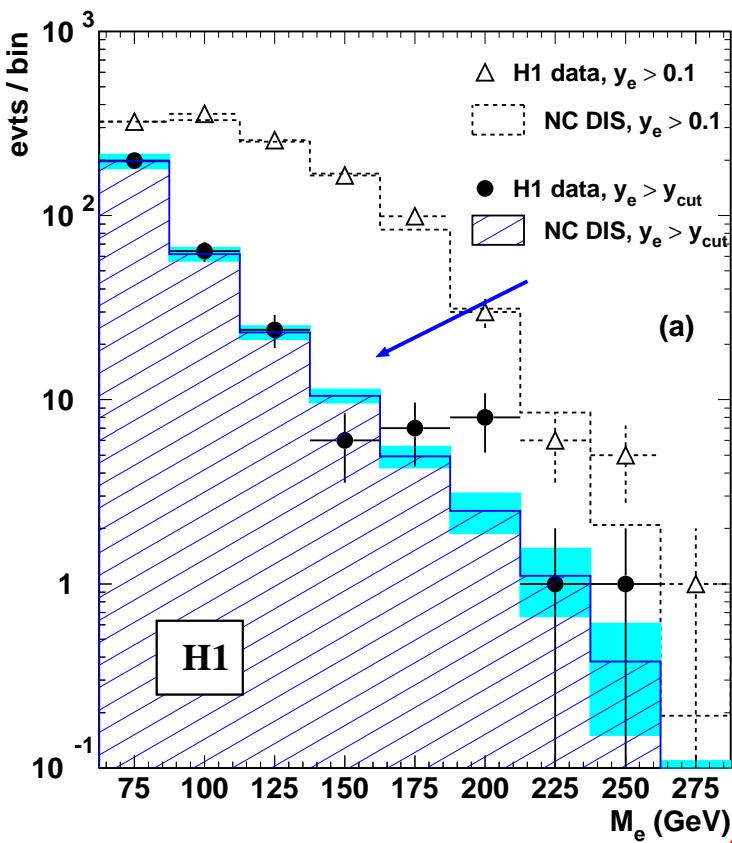
$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow LQ \overline{LQ} X) \text{ unabhängig von } \lambda_{1j}$$



Tevatron: untere LQ-Massengrenzen (95% C.L.)

$LQ$ Spin	$D\emptyset$	$\beta = 1$ CDF+ $D\emptyset$	$\beta = 1/2$ $D\emptyset$
$S = 0$	225 GeV	242 GeV	204 GeV
$S = 1$	298 GeV	—	270 GeV

# HERA (e+Jet)-Massenspektren

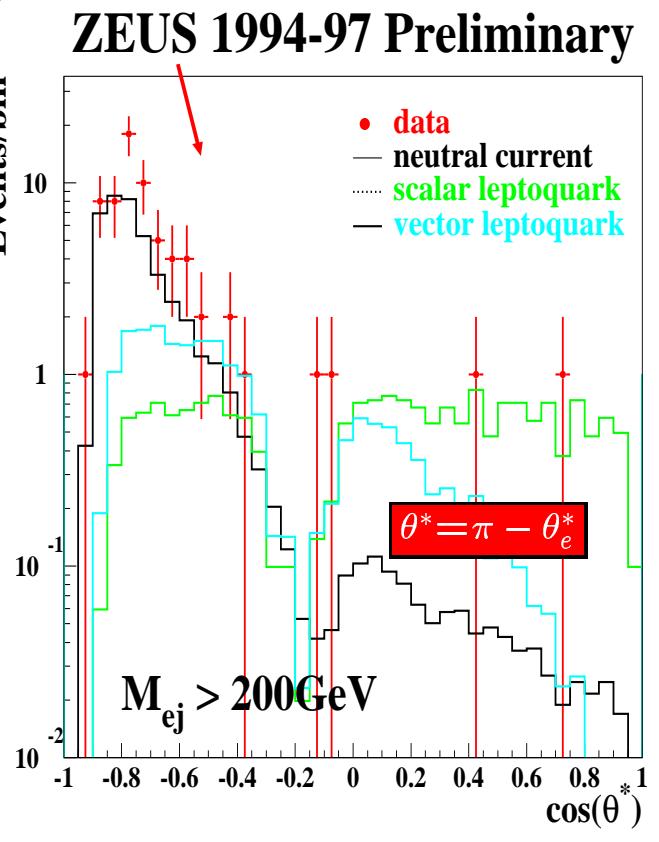
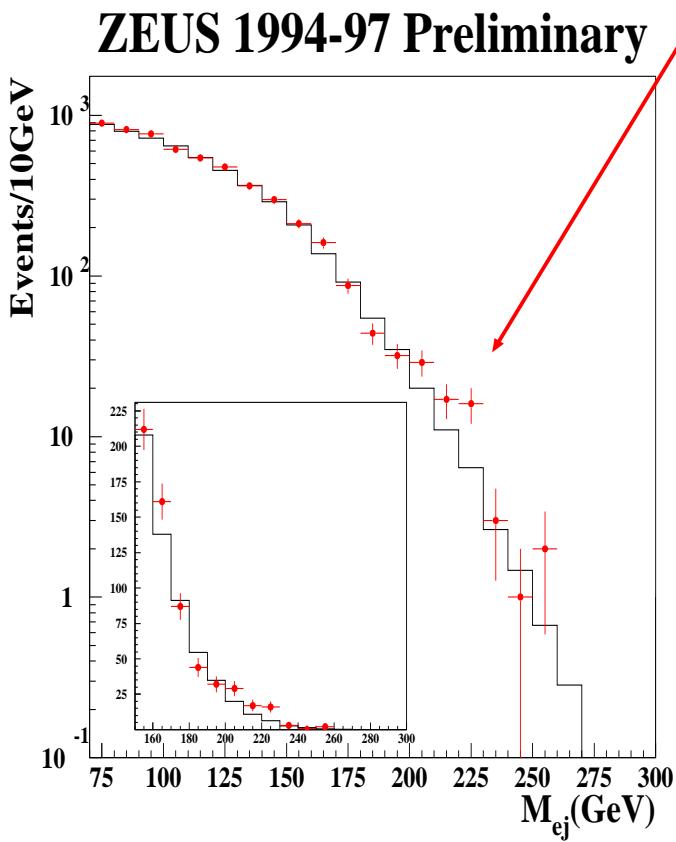


**H1:**

- Verteilung von  $M_e = \sqrt{x_e s}$  für  $y > y_{cut}$
- $y_{cut}$  für LQ-Suche optimiert.

**ZEUS:**

- $M_{ej}$  ohne  $y$ -Schnitt
- $\cos \theta^*$ -Verteilung für  $M_{ej} > 200$  GeV



## ... und in den neuesten Daten?

Neue ZEUS-Ereigniszahlen:

$$Q^2 > 35\,000 \text{ GeV}^2$$

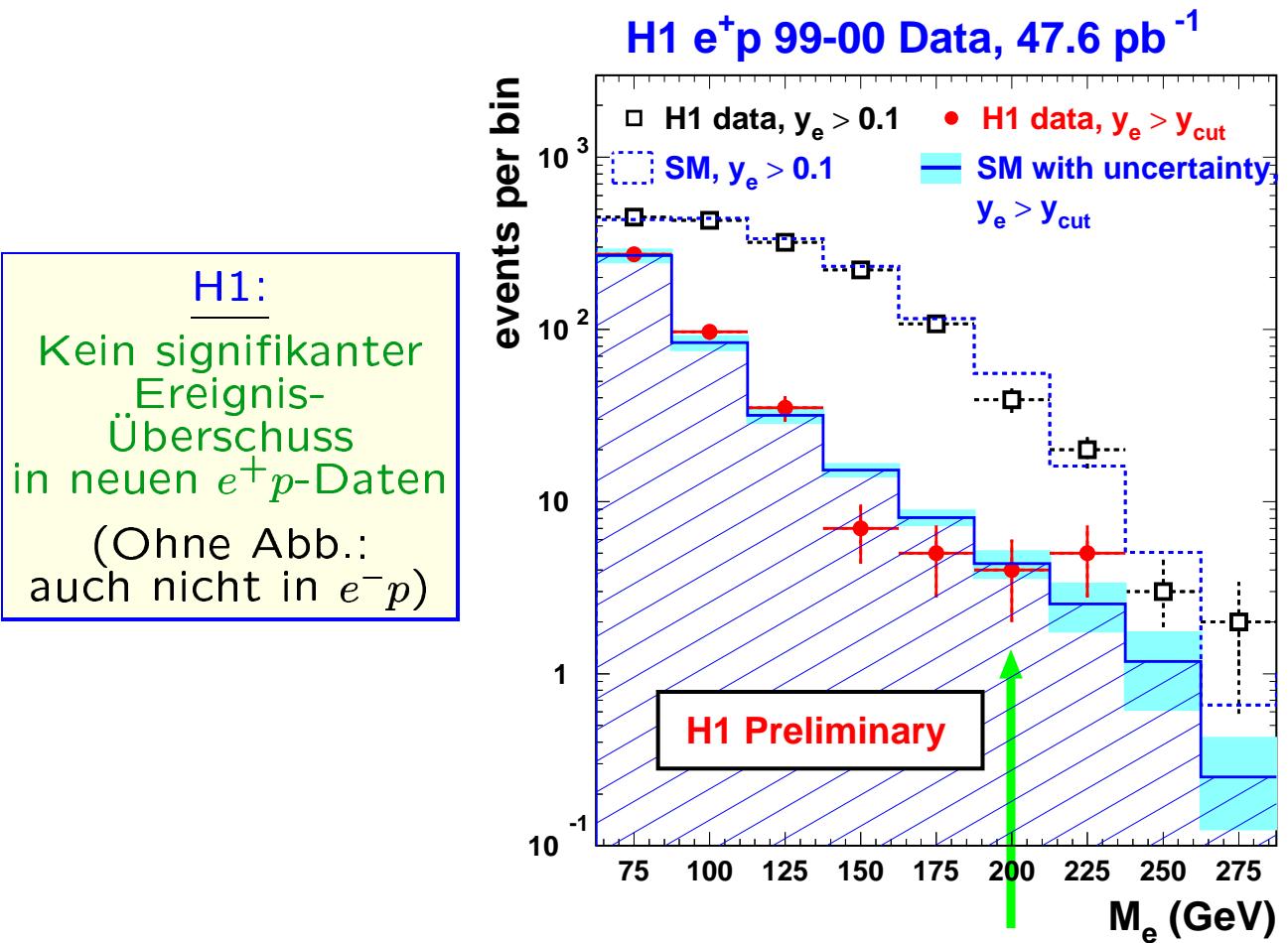
Datensatz	$\mathcal{L} [\text{pb}^{-1}]$	obs.	MC
1994–97 $e^+p$	47.7	2	0.34
1998–99 $e^-p$	16.2	2	1.02
1999–00 $e^+p$	39.2	1	0.53

$$x_{\text{DA}} > 0.55, y_{\text{DA}} > 0.25$$

1994–97 $e^+p$	47.7	4	1.9
1998–99 $e^-p$	16.2	1	1.3
1999–00 $e^+p$	39.2	0	1.6

ZEUS:

Keine Anomalien in den "Signal-regionen"



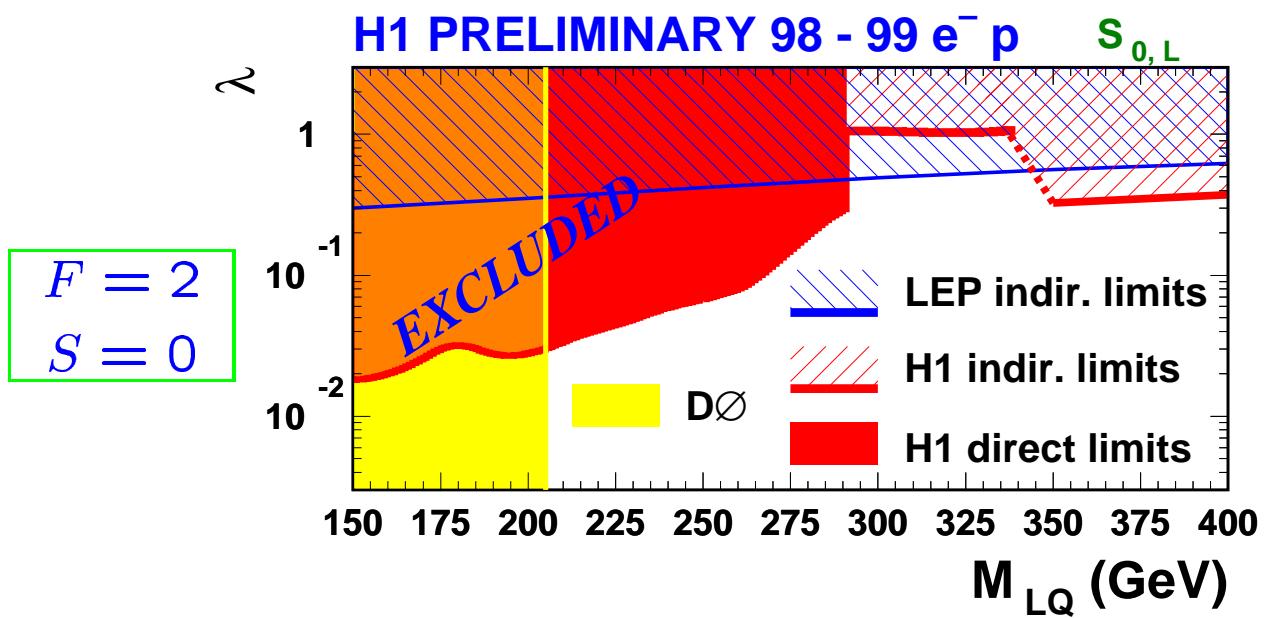
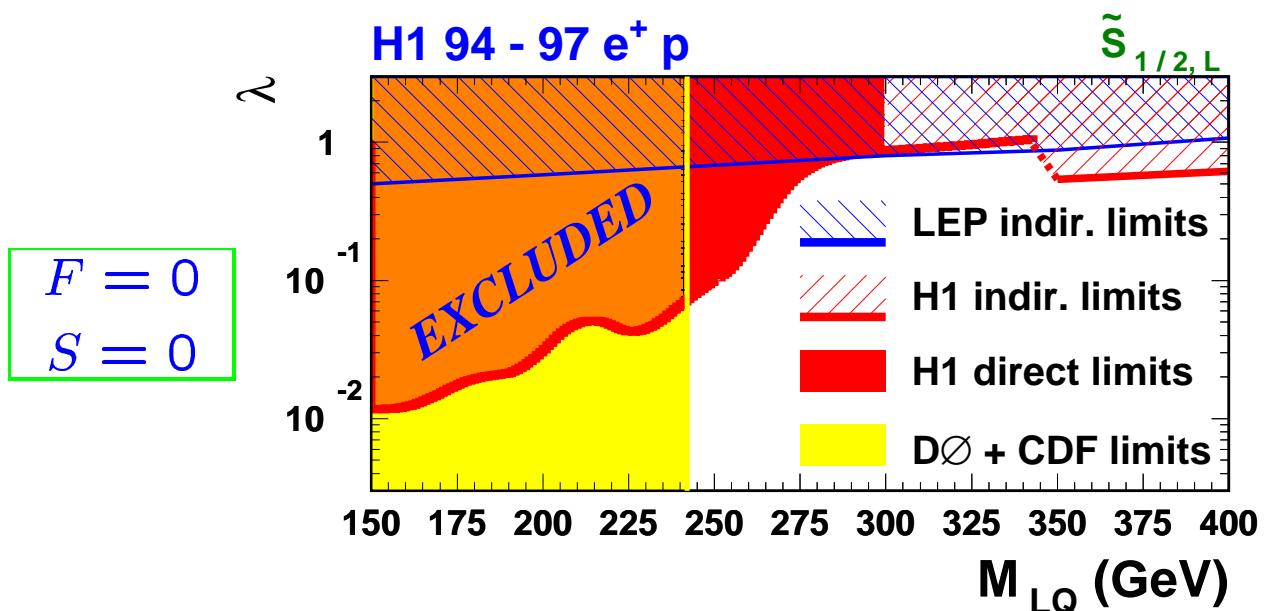
# LQ-Limits von HERA

Kein eindeutiges Signal für LQ-Produktion



Obere Grenzen für Kopplung  $\lambda_{1j}$  als Funktion von  $M_{LQ}$

Annahme: LQ's respektieren SM-Symmetrien  
und zerfallen ausschließlich in  $eq$  oder  $\nu q'$



LEP: Ausschlussgrenzen von  $eeqq$  Contact Interactions

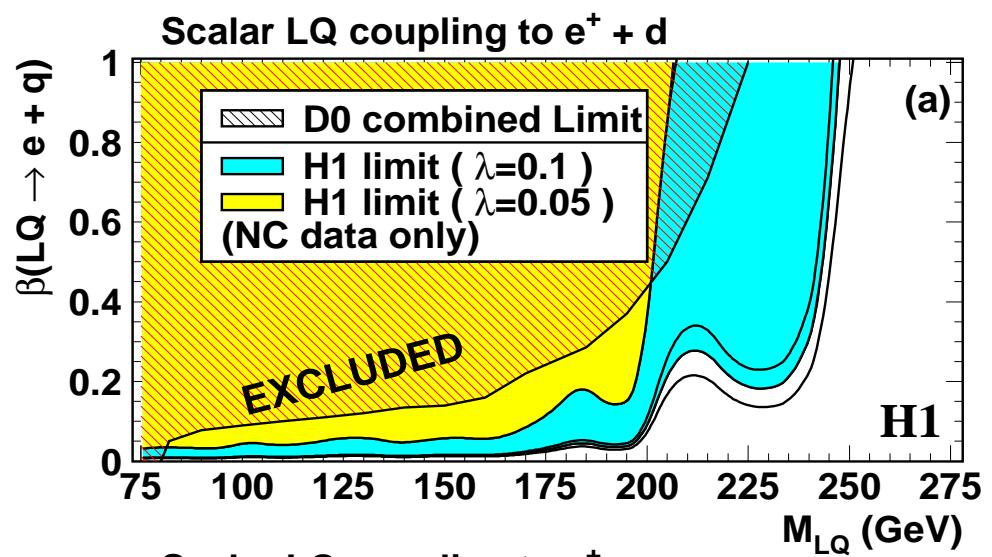
# LQ's mit alternativen Zerfallskanälen

Falls LQs auch anders als nach  $eq$  oder  $\nu q'$  zerfallen, kann  $\beta_e = \text{BR}(\text{LQ} \rightarrow eq) \neq 1$  oder  $0.5$  sein

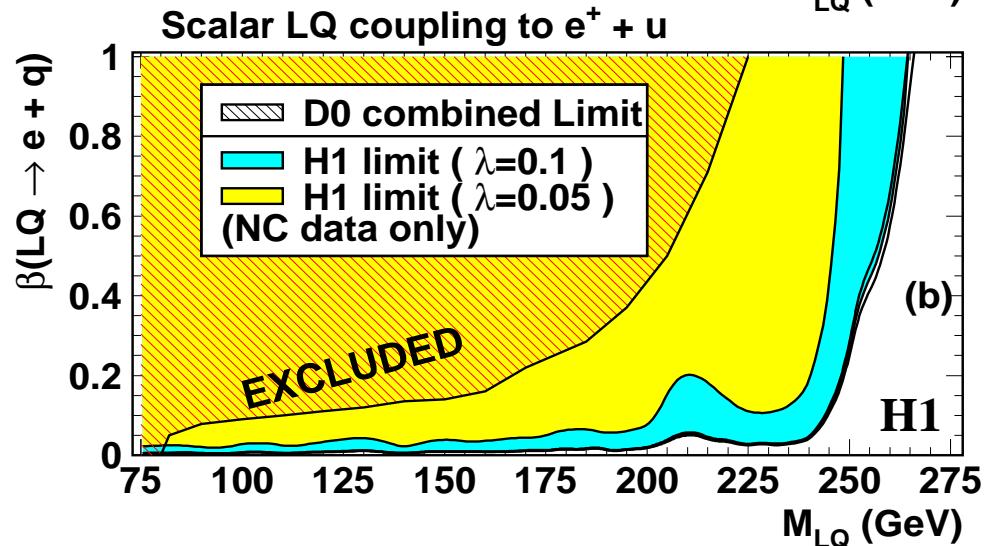
$\Rightarrow$

Betrachte Grenzen für  $\beta_e$  als Funktion von  $M_{\text{LQ}}$  für festes  $\lambda_{11}$  (für  $e^+p$ -Streuung)

$F=0$   
Kopplung  
an  $d$ -Quark



$F=0$   
Kopplung  
an  $u$ -Quark



- HERA hat Entdeckungspotential bei hohen  $M_{\text{LQ}}$  und niedrigen  $\beta_e$
- “Beule” bei  $M_{\text{LQ}} \sim 210 \text{ GeV}$  ist Folge des Ereignisüberschusses

# $R_P$ -verletzende Squarks

## Supersymmetrie (SUSY):

Jedem Fermion des SM wird ein bosonischer Partner zugeordnet, und umgekehrt.

Beispiele:

SM	SUSY
Quark $q$	Squark $\tilde{q}$
Lepton $\ell$	Slepton $\tilde{\ell}$
Photon $\gamma$	Photino $\tilde{\gamma}$
Higgs $H$	5 Higgsinos ( $h^0, H^0, A^0, H^\pm$ )

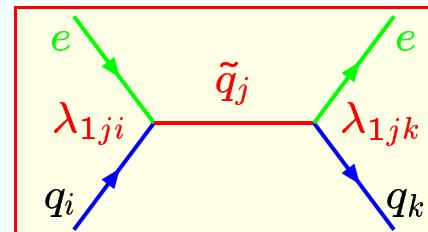
Neutrale Eichbosinos und Higgsinos → Neutralinos ( $\chi^0$ )  
 Geladene Eichbosinos und Higgsinos → Charginos ( $\chi^\pm$ )

Die  $R$ -Parität:

$$R_P = (-1)^{3B+L+2S} = \begin{cases} +1 & \text{für SM} \\ -1 & \text{für SUSY} \end{cases}$$

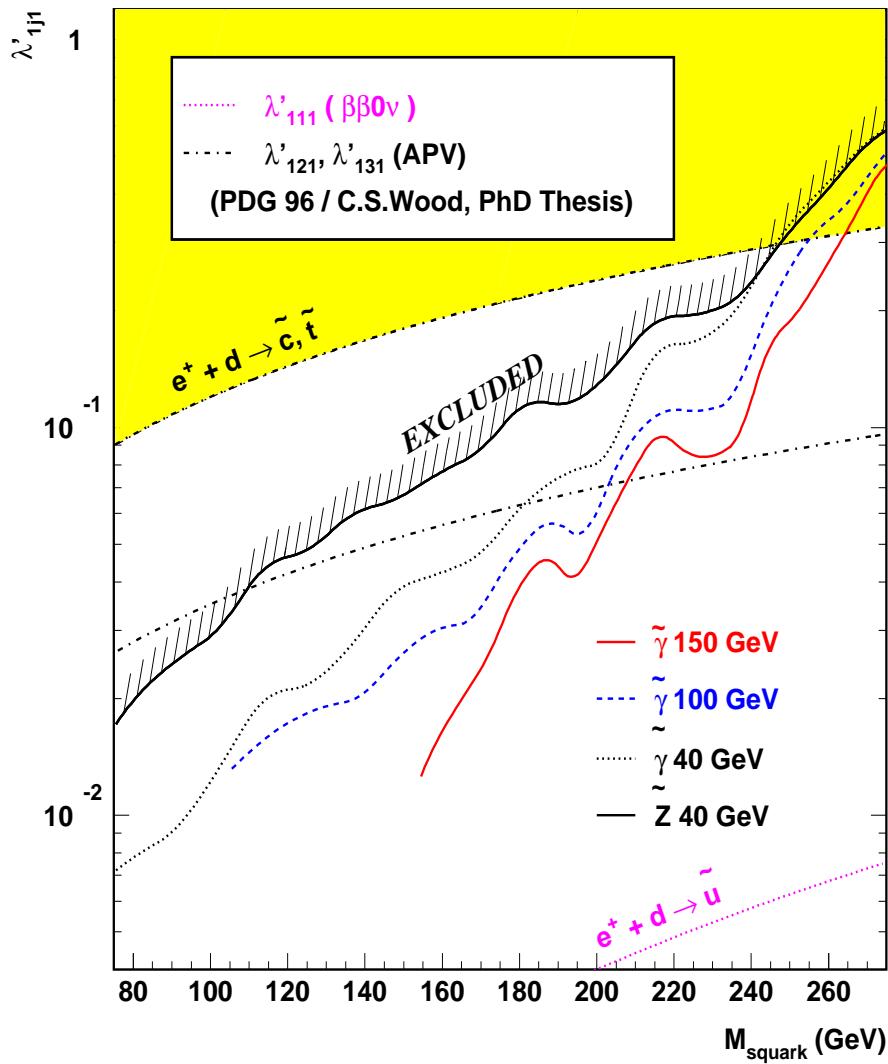
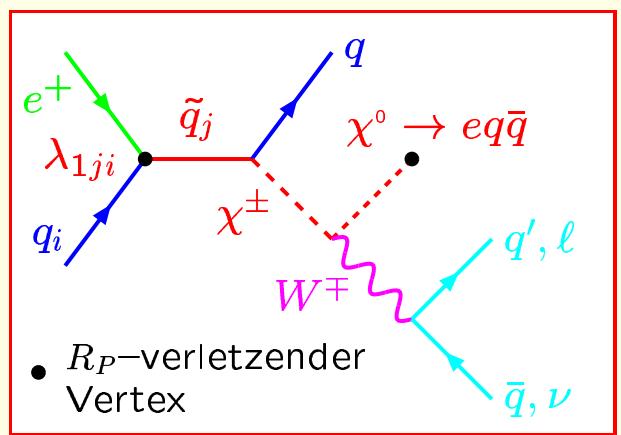
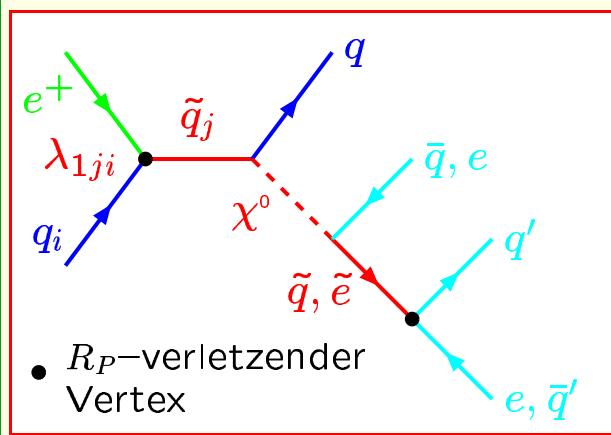
Wenn  $R_P$  nicht erhalten ist ...

- Können SUSY-Teilchen einzeln produziert werden
- Können sich Squarks ( $\tilde{q}$ ) wie LQs mit alternativen Zerfallskanälen verhalten (d.h.  $\text{BR}(\text{LQ} \rightarrow eq) < 1$ )



# HERA-Suche nach $R_P$ -verletzenden Squarks

Alternative Zerfälle von  $R_P$ -verletzenden  $\tilde{q}$  (Beispiele):



- H1:**
- Suche nach  $e + n \text{ Jets}$ ;  $e$  kann  $e^-$  sein.
  - Kein Ereignis-Überschuss.
  - Annahme:  $\tilde{q}$  koppelt an  $q_1 = u, d$   
⇒ Obergrenzen für  $\lambda_{1j1}$ .
  - Entdeckungspotential für  $\tilde{q}_{2,3}$ .
- Ähnliche Ergebnisse von **ZEUS**.

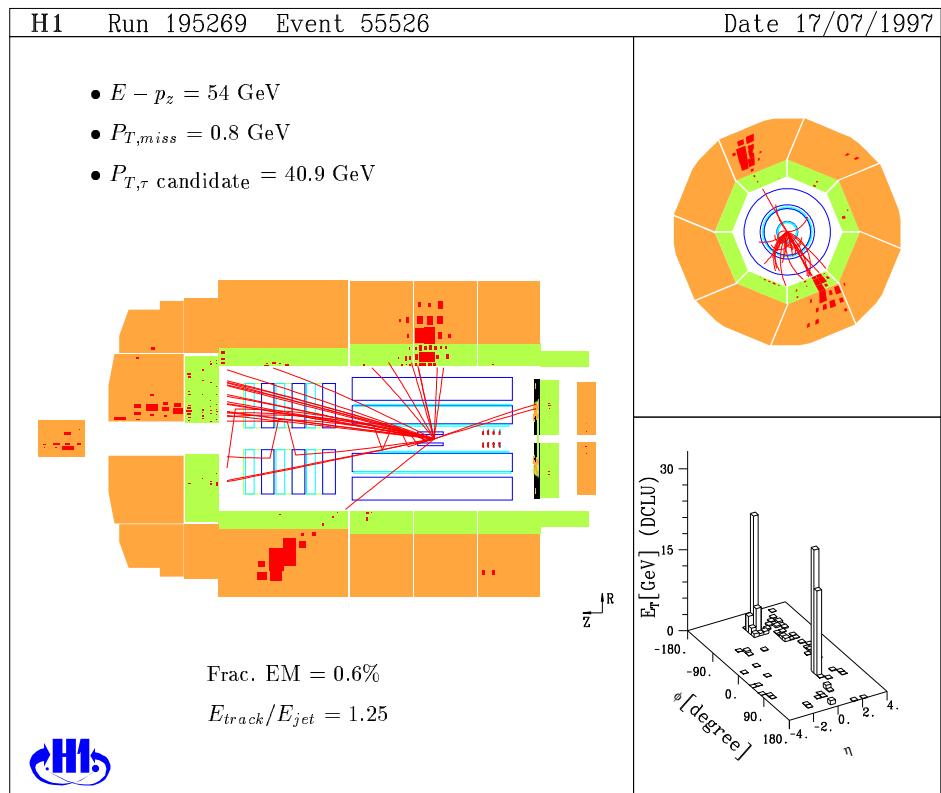
# Verletzung von Lepton-Flavor

Suche nach Ereignissen mit  $\tau$  ( $\mu$ ) im Endzustand.

Interpretation als  
 $e^+ p \rightarrow LQ X \rightarrow \tau^+ q X$

Starkes Interesse: Lepton-Flavor für  $\nu$ 's nicht erhalten !

H1-Kandidat  
für  
 $e^+ p \rightarrow \tau X$   
Nach  
Vorselektion:  
 $N_{\text{obs}} = 28$   
 $N_{\text{exp}} = 23.7 \pm 5.7$



## Ereignis-Selektion (H1):

- isolierter ( $\tau \rightarrow \text{Hadron}$ )-Kandidat
- $P_t > 10 \text{ GeV}$  in  $\tau$ -Richtung

## Effizienz:

- $\sim 10\% \dots 25\%$ , steigt mit  $M_{LQ}$

## Ergebnis:

- Kein Ereignis selektiert.

Ähnliche Analyse von ZEUS: ebenfalls kein Signal

# Ausschlussgrenzen für Lepton-Flavor-verletzende LQs

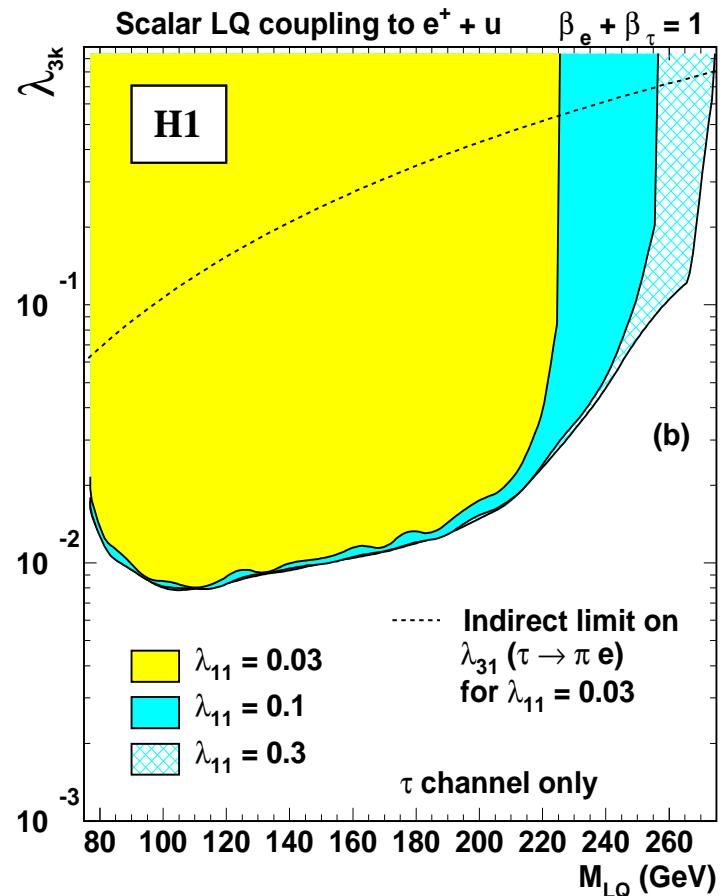
Direkte Suche nach LQs mit Kopplungen an  $eq$  ( $\lambda_{1j}$ ) und an  $\tau q$  ( $\lambda_{3j}$ ) oder  $\mu q$  ( $\lambda_{2j}$ )

H1:  $LQ \rightarrow \tau q$

Annahme: LQ koppelt nur an  $e^+ u$  und  $\tau^+ q$   
Suche nach Ereignissen mit  $e+jet$  oder  $\tau+jet$

Ausschlussgrenzen für  $\lambda_{3k}$  (95% C.L.) als Funktion von  $M_{LQ}$  bei festem  $\lambda_{11}$

Hohe HERA-Sensitivität im Kanal  $e \rightarrow \tau$



ZEUS:  $LQ \rightarrow \mu q$  oder  $LQ \rightarrow \tau q$

Suche: nach Ereignissen mit  $\mu + jet$  oder  $\tau + jet$

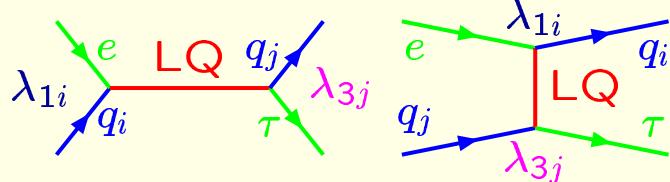
Grenzen: für  $\lambda_{11} \sqrt{\text{BR}(LQ \rightarrow \mu q)}$  und  $\lambda_{11} \sqrt{\text{BR}(LQ \rightarrow \tau q)}$  als Funktionen von  $M_{LQ}$

Massen:  $M_{LQ} > 262 - 285 \text{ GeV}$  (95% C.L.)  
 $M_{LQ} > 259 - 285 \text{ GeV}$  (95% C.L.)  
 für elektromagnetische Kopplungsstärke ( $\lambda^2 = 4\pi\alpha$ )

# Grenzen für LQs mit $M_{\text{LQ}} > \sqrt{s_{\text{HERA}}}$

Indirekte Suche nach LQ's mit Kopplungen an  $eq$  ( $\lambda_{1j}$ ) und an  $\tau q$  ( $\lambda_{3k}$ ) oder  $\mu q$  ( $\lambda_{2k}$ )

$s$ - und  $u$ -Kanal-Austausch:



$$\sigma \propto \left( \frac{\lambda_{1i} \lambda_{3j}}{M_{\text{LQ}}^2} \right)^2$$

$q_i q_j$	$S_{1/2}^L$	$S_{1/2}^R$	$\tilde{S}_{1/2}^L$	$V_0^L$	$V_0^R$	$\tilde{V}_0^R$	$V_1^L$
1 1	$\tau \rightarrow \pi e$ 0.0032 0.030 0.046	$\tau \rightarrow \pi e$ 0.0016 0.025 0.037	$\tau \rightarrow \pi e$ 0.0032 0.046 0.062	$G_F$ 0.002 0.033 0.049	$\tau \rightarrow \pi e$ 0.0016 0.033 0.049	$\tau \rightarrow \pi e$ 0.0016 0.024 0.041	$G_F$ 0.002 0.012 0.019
1 2	<span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.030</span> 0.047	$\tau \rightarrow K e$ 0.05 0.025 0.038	$\tau \rightarrow K e$ 0.05 0.046 0.063	$\tau \rightarrow K e$ 0.03 0.036 0.053	$\tau \rightarrow K e$ 0.03 0.036 0.053	<span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.026</span> 0.045	$K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ $2.5 \cdot 10^{-6}$ 0.012 0.021
1 3	—	$B \rightarrow \tau e X$ 0.08 <span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.049</span> 0.065	$B \rightarrow \tau e X$ 0.08 <span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.049</span> 0.065	$B \rightarrow l \nu X$ 0.02 0.044 0.062	$B \rightarrow \tau e X$ 0.04 0.044 0.062	—	$B \rightarrow l \nu X$ 0.02 0.044 0.062
2 1	0.153 <span style="border: 1px solid green; padding: 2px;">0.15</span>	$\tau \rightarrow K e$ 0.05 0.092 0.095	$\tau \rightarrow K e$ 0.05 0.105 0.12	$\tau \rightarrow K e$ 0.03 0.049 0.064	$\tau \rightarrow K e$ 0.03 0.049 0.064	<span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.061</span> 0.073	$K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ $2.5 \cdot 10^{-6}$ 0.026 0.032
2 2	$\tau \rightarrow e \gamma$ 0.03 0.187 0.18	$\tau \rightarrow e \gamma$ 0.02 0.101 0.10	— <span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.120</span> 0.13	— <span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.061</span> 0.076	— <span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.061</span> 0.076	<span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.102</span> 0.107	<span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.041</span> 0.044
2 3	—	$B \rightarrow \tau e X$ 0.08 0.153 0.14	$B \rightarrow \tau e X$ 0.08 0.153 0.14	$B \rightarrow l \nu X$ 0.02 0.102 0.112	$B \rightarrow \tau e X$ 0.04 0.102 0.112	—	$B \rightarrow l \nu X$ 0.02 0.102 0.112
3 1	—	$B \rightarrow \tau e X$ 0.08 0.162 0.16	$B \rightarrow \tau e X$ 0.08 0.162 0.16	$V_{ub}$ 0.002 0.052 0.068	$B \rightarrow \tau e X$ 0.04 0.052 0.068	—	$V_{ub}$ 0.002 0.052 0.068
3 2	—	$B \rightarrow \tau e X$ 0.08 0.202 0.19	$B \rightarrow \tau e X$ 0.08 0.202 0.19	$B \rightarrow l \nu X$ 0.02 0.073 0.083	$B \rightarrow \tau e X$ 0.04 0.073 0.083	—	$B \rightarrow l \nu X$ 0.02 0.073 0.083
3 3	—	0.275 <span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.23</span>	0.275 <span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.23</span>	$\tau \rightarrow e \gamma$ 0.51 0.144	$\tau \rightarrow e \gamma$ 0.51 0.144	—	0.144 <span style="border: 1px solid red; padding: 2px;">0.14</span>

**ZEUS/H1:**  
Obergrenzen von  
 $\frac{\lambda_{1i} \lambda_{3j}}{M_{\text{LQ}}^2}$   
0.0032  
Grenzen von seltenen Zerfälle etc.  
0.025  
beste Grenze von ZEUS  
0.15  
beste Grenze von H1

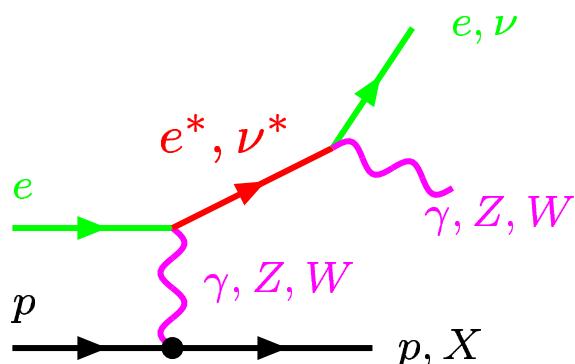
# Angeregte Fermionen

## Fermion-Substruktur

$\Leftrightarrow$  schwere angeregte Fermion-Zustände ( $f^*$ ), koppeln an Grundzustands-Fermionen und Eichbosonen

### $e^*, \nu^*$ -Produktion

bei HERA:



Modell ( $S_{f^*} = 1/2$ ):

(Hagiwara, Komamiya, Zeppenfeld)

$$\mathcal{L}_{ff^*} = \frac{1}{\Lambda} \cdot f_R^* \left[ \textcolor{red}{f}(gV)_{SU(2)_L} + \textcolor{red}{f'}(gV)_{U(1)_Y} + f_s(gV)_{SU(3)_C} \right] f_L$$

Annahme bei HERA:  
 $|f| = |f'|$  und  $f_s = 0$

### $f^*$ -Zerfall

### exp. Signaturen

$$e^* \rightarrow e + \gamma$$

$$e + \gamma$$

$$e^* \rightarrow e + Z$$

$$e + 2, 3e, e + \cancel{P}_t, \dots$$

$$e^* \rightarrow \nu + W$$

$$\cancel{P}_t + 2\text{jets}, e + \cancel{P}_t, \dots$$

$$\nu^* \rightarrow \nu + \gamma$$

$$\gamma + \cancel{P}_t$$

$$\nu^* \rightarrow e + W$$

$$e + 2\text{jets}, 2e + \cancel{P}_t, \dots$$

$$\nu^* \rightarrow \nu + Z$$

$$\cancel{P}_t + 2\text{jets}, 2e + \cancel{P}_t, \dots$$

$$q^* \rightarrow q + \gamma$$

$$\gamma + \text{Jet}$$

$$q^* \rightarrow q' + W$$

$$e + \cancel{P}_t + \text{Jet}, \dots$$

$$\cancel{P}_t =$$

fehlender  
Transversal-  
Impuls

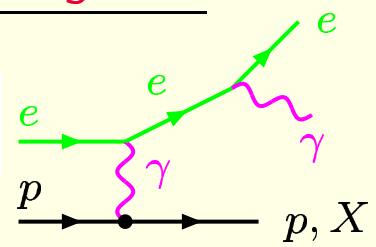
# Beispiel: Suche nach $e^* \rightarrow e\gamma$

## Experimentelle Signatur:

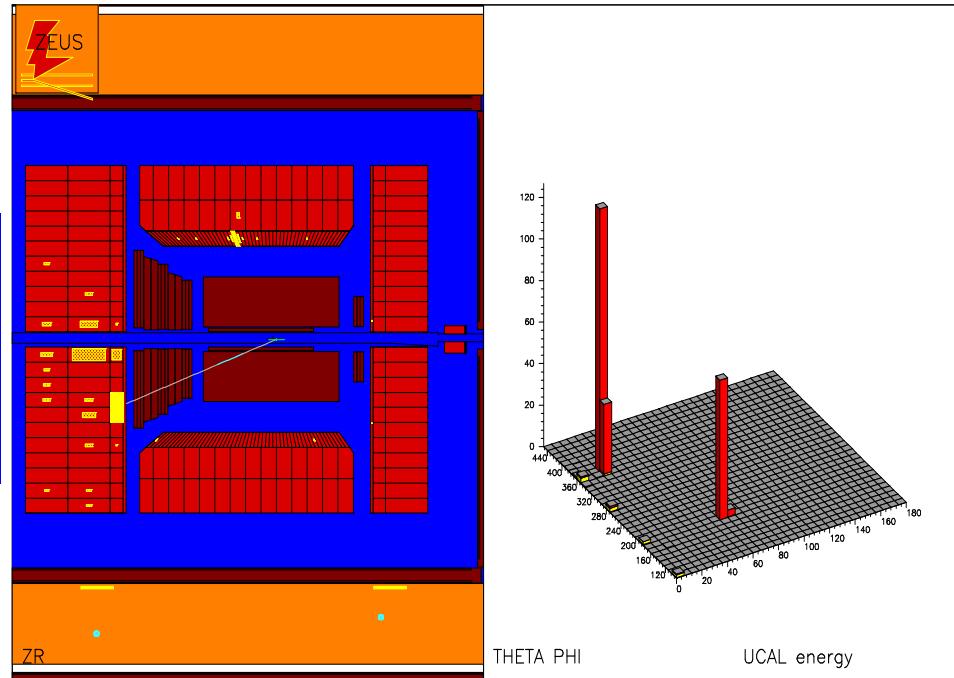
- 2 isolierte elm. Cluster
- keines hadronisches  $p_t$
- kein  $\not{p}_t$

## Untergrund:

QED-  
Compton



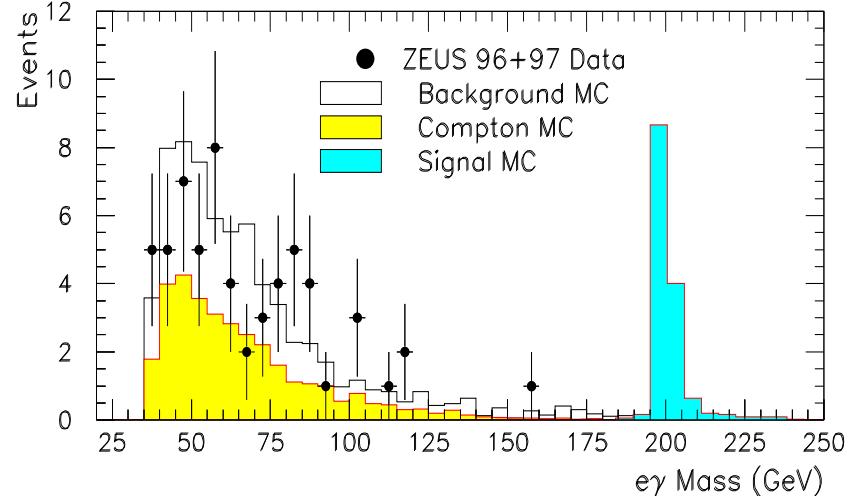
**ZEUS-Kandidat mit höchster  $e\gamma$ -Masse ( $M_{e\gamma}=159$  GeV)**



ZEUS 96+97 Preliminary

## $M_{e\gamma}$ -Spektrum

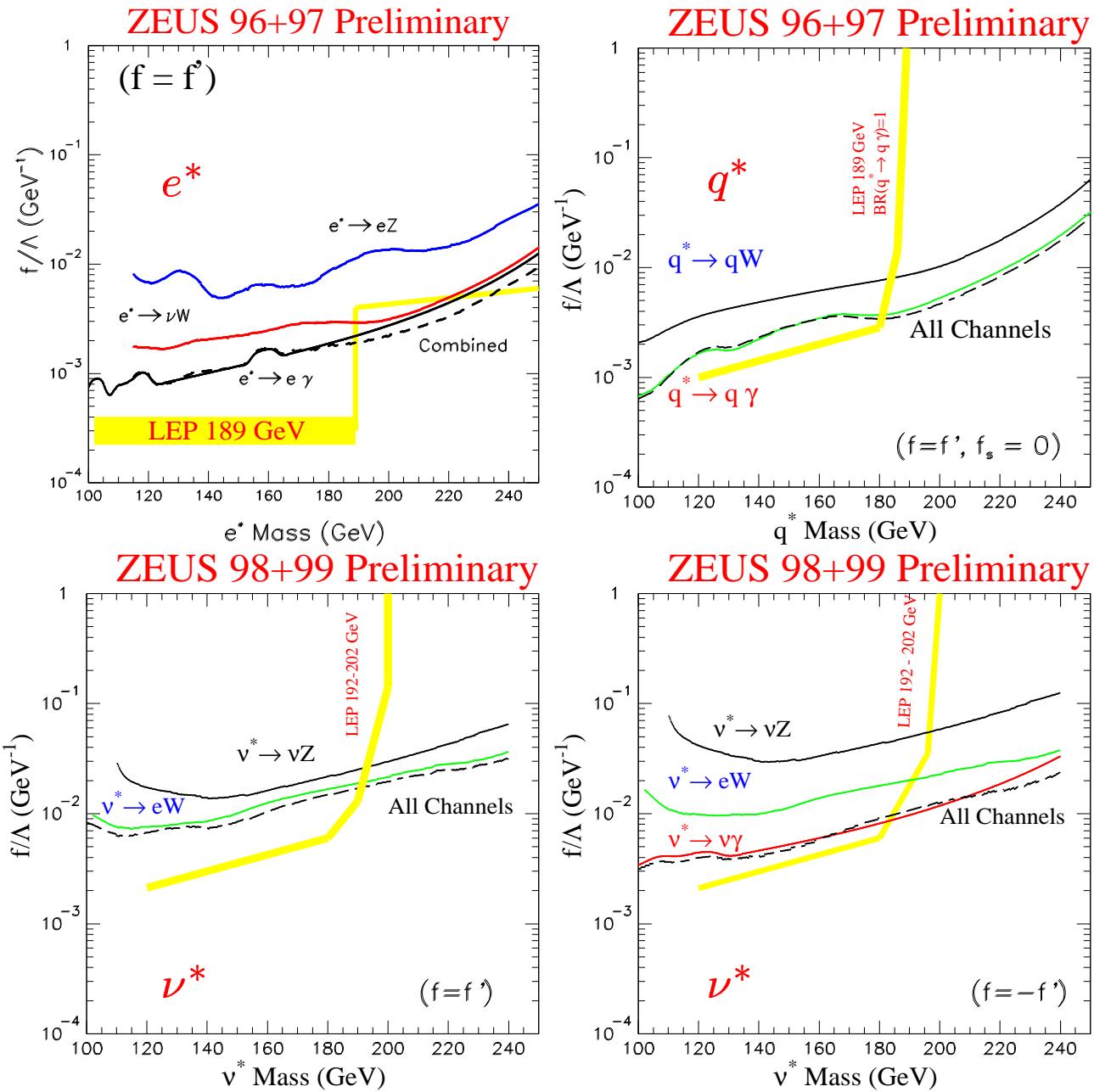
- Daten
- SM-Untergrund
- QED-Compton
- $e^*$  (Simulation)



# $e^*$ -, $q^*$ - und $\nu^*$ -Ausschlussgrenzen

Kein Anzeichen für  $f^*$ -Produktion bei HERA gefunden

⇒ Obere Ausschlussgrenzen für  $|f|/\Lambda$



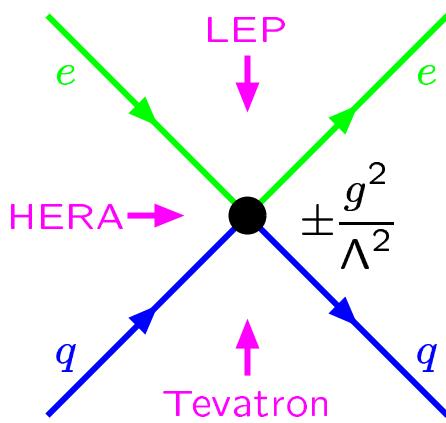
- Für  $M_{f^*} \lesssim \sqrt{s}_{\text{LEP}}$  schlechtere, darüber bessere (ähnliche) Sensitivität wie LEP.
- HERA ist für  $M_{\nu^*} \gtrsim 200 \text{ GeV}$  konkurrenzlos (beste  $\nu^*$ -Limits von  $e^- p$ -Daten).
- Ähnliche Ergebnisse von H1.

# Contact Interactions (CI)

CI: effektive phänomenologische Beschreibung von Prozessen mit Massenskalen  $\gg \sqrt{s}_{\text{HERA}}$

Historisches Äquivalent: 4-Fermion-Wechselwirkung

*eeqq-CI:*



*Beispiele für CI:*

- Austausch schwerer Eichbosonen
- Leptoquarks oder Squarks (*s/u*-Kanal)
- Austausch-Wechselwirkung zusammengesetzter Leptonen und Quarks
- ...

*Effektive Lagrange-Dichte:*

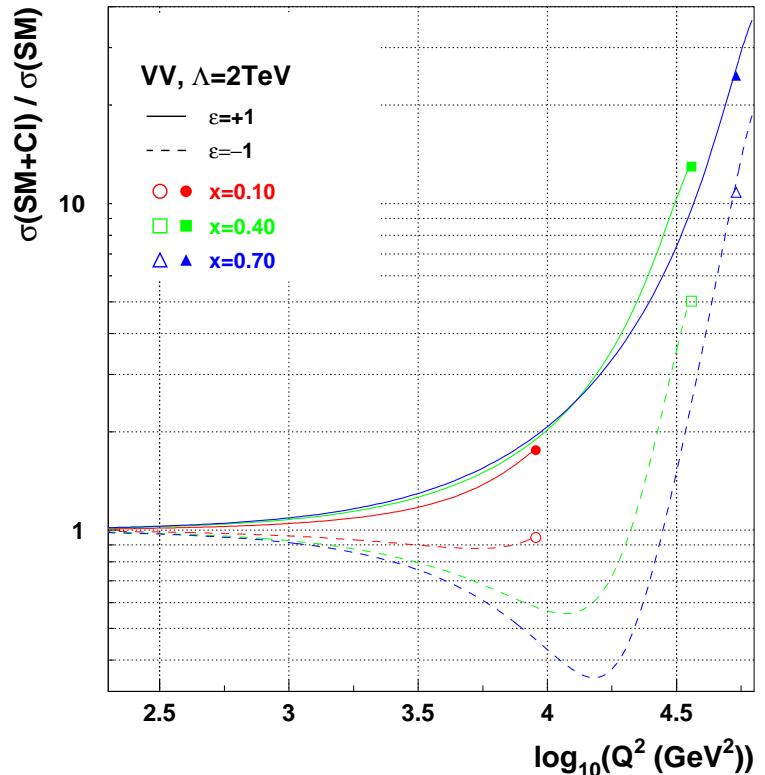
$$\mathcal{L} = \epsilon \frac{g^2}{\Lambda^2} \sum_{\substack{a,b=L,R \\ q=u,d}} \eta_{ab}^q (\bar{e}_a \gamma^\mu e_a) (\bar{q}_b \gamma_\mu q_b)$$

- Interferenz mit SM (konstruktiv oder destruktiv).
- Linearkombinationen der  $\eta_{ab}^q \Rightarrow$  "CI-Szenarien".
- $\epsilon = \pm 1$ ;  $\eta_{ab}^q = 1, 0$ ;  $g^2/\Lambda$  bestimmt CI-Stärke.
- Wenn es *eeqq*-CI gibt, werden zwangsläufig mehrere Wirkungsquerschnitte modifiziert:
  - NC-DIS (HERA);
  - $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  (LEP);
  - $p\bar{p} \rightarrow e^+e^- + X$  (Tevatron).

# Suche nach CI-Signaturen

**HERA:** Suche nach Abweichungen vom SM in  $d\sigma/dQ^2$  (H1) bzw. in den Ereignisverteilungen  $d^2N_{\text{obs}}/dx dQ^2$  (ZEUS).

- Modifikation von  $d\sigma_{\text{NC}}/dQ^2$  durch CI:**
- CI-SM-Interferenz ( $\propto \pm Q^2/\Lambda^2$ )
  - reiner CI-Beitrag ( $\propto Q^4/\Lambda^4$ )
  - WQ steigt bei hohen  $Q^2$
  - Verschiedene statistische Analysemethoden



## Wichtigstes Ergebnis von Niederenergie-Experimenten:

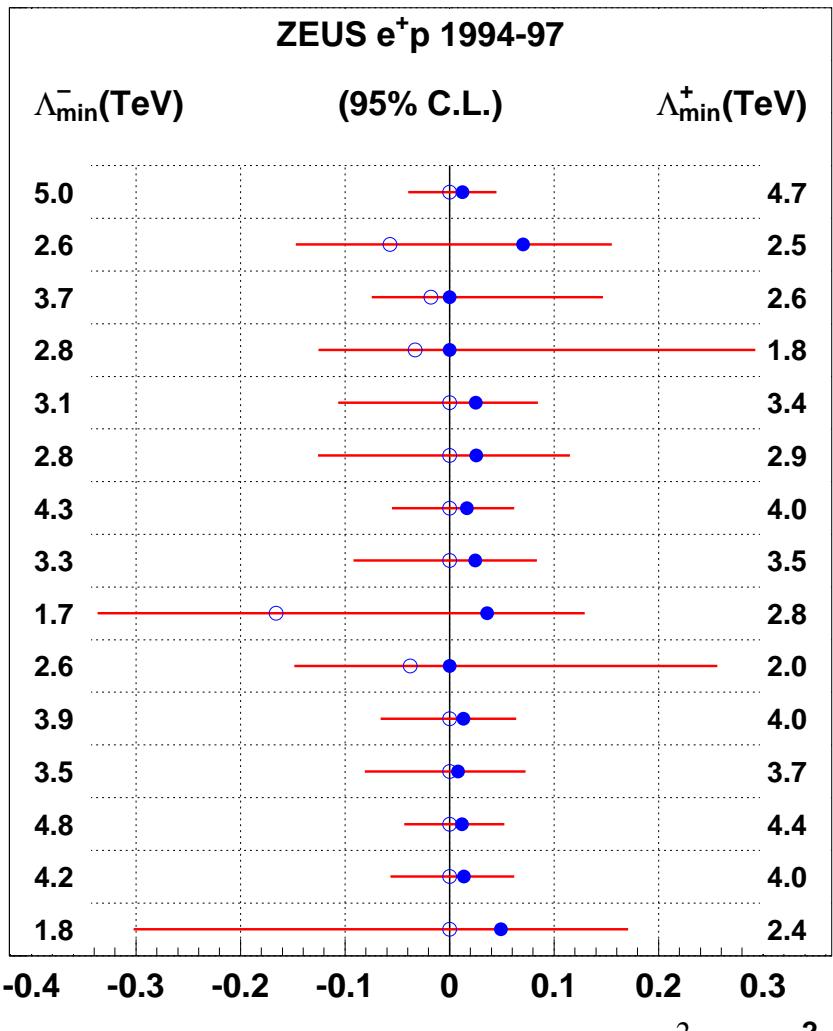
Messung der “schwachen Ladung” ( $Q_W$ ) des Cs-Kerns.  
(Atomare Paritätsverletzung, APV)

$$\Delta^{\text{CI}} Q_W = \frac{2Z + N}{\sqrt{2}G_F} \frac{4\pi\epsilon}{\Lambda^2} (\eta_{\text{LL}}^u + \eta_{\text{LR}}^u - \eta_{\text{RL}}^u - \eta_{\text{RR}}^u) + \frac{Z + 2N}{\sqrt{2}G_F} \frac{4\pi\epsilon}{\Lambda^2} (\eta_{\text{LL}}^d + \eta_{\text{LR}}^d - \eta_{\text{RL}}^d - \eta_{\text{RR}}^d)$$

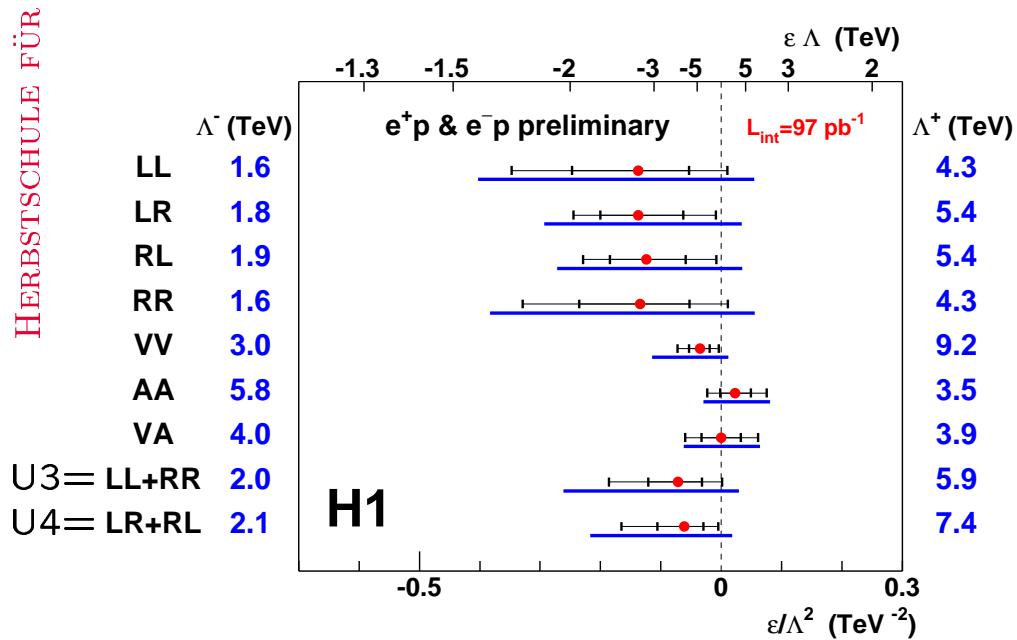
Experimentelles Ergebnis:  $\Delta^{\text{exp}} Q_W = 1.28 \pm 0.46$

- APV:  $2.8\sigma$ -Effekt
- APV-Effekt und -Grenzen jenseits HERA-Sensitivität
- Bei HERA: Suche nach paritätserhaltenden CI.

# Grenzen auf CI-Massenskalen



**ZEUS:**  
Separate statistische Analyse für  $\epsilon = +1$  und  $\epsilon = -1$ .



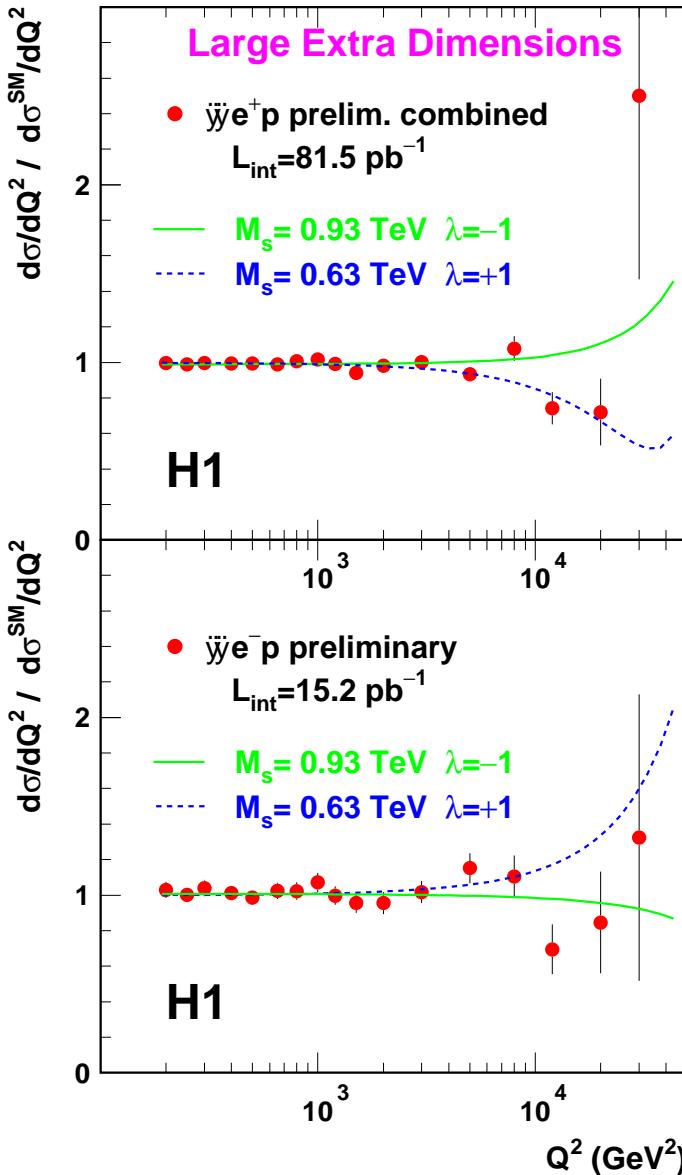
**H1:**  
Gemeinsamer Konfidenzbereich für  $\epsilon = +1$  und  $\epsilon = -1$ .

# Extra Dimensions

## Theoretisches Szenario:

- Gravitonen leben in  $4 + n$  Dimensionen (Größe  $R_S$ ), alle anderen Teilchen in 4 Dimensionen.
- $\Rightarrow$  Verletzung des Newton'schen Gesetzes für  $r \lesssim R_S$   
 $\Rightarrow$  Charakteristische Gavitations-Massenskala  $M_S$ :  

$$R_S^n M_S^{2+n} \sim 1/G_N = M_P^2$$
- $n = 2$  ( $R_S = \mathcal{O}(100 \mu\text{m})$ ,  $M_S = \mathcal{O}(\text{TeV})$ ) ist möglich.
- “Projektionen” der Gravitonen auf 4 Dimensionen koppeln mit Stärke  $\propto \lambda_s/M_S^4$  an massive Teilchen.  
 $\Rightarrow$  CI-ähnliche Modifikation von  $\sigma(ep)$



## H1-Limits:

Keine Hinweise auf Extra-Dimensionen

Ausschlussgrenzen bei 95% C.L.:

$$M_S > 0.93 \text{ TeV} \quad (\lambda_S = +1)$$

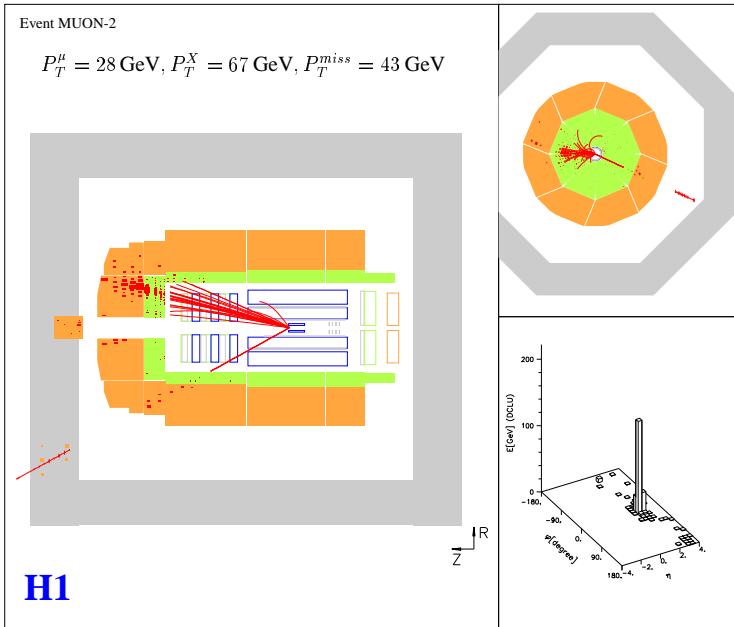
$$M_S > 0.63 \text{ TeV} \quad (\lambda_S = -1)$$

# Ereignisse mit Leptonen und $\not{P}_t$

## Ereignis-Signaturen:

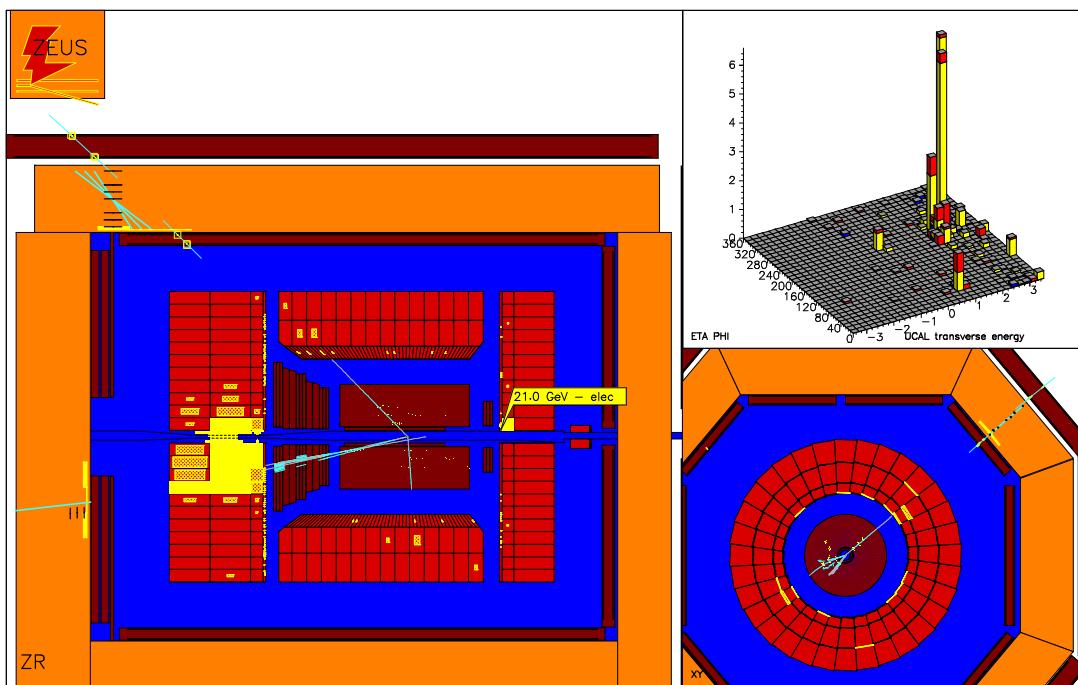
- Isoliertes Lepton ( $\mu$  oder  $e$ ) mit hohem  $p_t$
- Großer fehlender Transversalimpuls  $\not{P}_t$ , nicht in Lepton-Richtung
- Hadronischer Jet mit mittlerem bis großem  $p_t$

$$e^+ p \rightarrow \mu^+ X$$



## SM-Reaktionen:

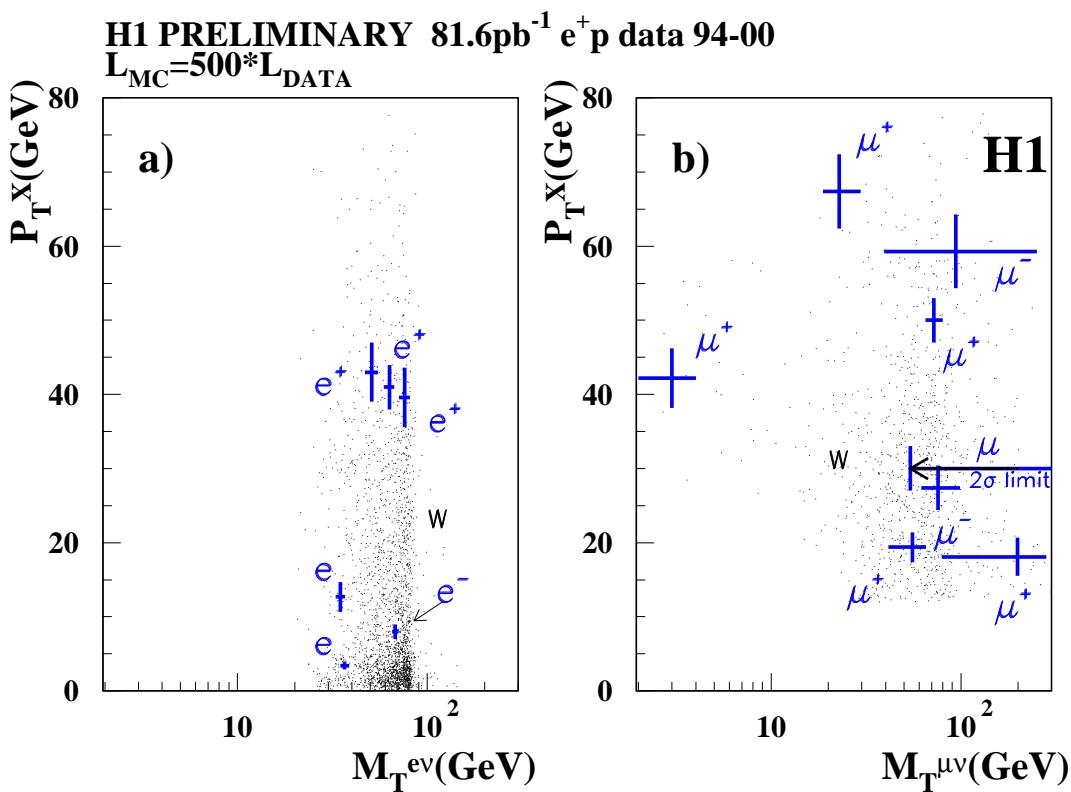
$$\begin{aligned} ep &\rightarrow W + \text{Jet} + X \\ &\rightarrow \ell\nu_\ell + \text{Jet} + X \\ ep &\rightarrow \ell^+\ell^- + X \end{aligned}$$



# Das ZEUS-H1-Rätsel

Widersprechende Beobachtungen von H1 und ZEUS:

- |              |  |
|--------------|--|
| <b>H1:</b>   | <ul style="list-style-type: none"> <li>● Signifikanter Überschuß von “<math>\not{P}_t</math>-Lepton-Ereignissen”;</li> <li>● viele davon mit großem hadronischen Transversalimpuls <math>P_t^X</math></li> <li>● nur in <math>e^+p</math>-Daten (besagt nicht viel)</li> </ul> |
| <b>ZEUS:</b> | <ul style="list-style-type: none"> <li>● Zahl der <math>\not{P}_t</math>-Lepton-Ereignissen verträglich mit Erwartung</li> <li>● Keine Ereignis-Anhäufung bei hohem <math>P_t^X</math></li> </ul>  |



Ereigniszahlen:

		$e$		$\mu$	
		obs.	exp.	obs.	exp.
$P_T^X > 25 \text{ GeV}$	H1	3	0.84	6	0.94
	ZEUS	1	0.78	0	0.82
$P_T^X > 40 \text{ GeV}$	H1	2	0.27	4	0.35
	ZEUS	0	0.27	0	0.32

# Top-Produktion

## Top-Produktion bei HERA?

- H1: • 5  $\not{P}_t$ -Lepton-Ereignisse kompatibel mit Top-Produktion (1.4 erwartet)
- ZEUS: • Kein Hinweis auf Top-Produktion.
- Theorie: • Top-Produktionsquerschnitt bei HERA ist im SM winzig.  
• Möglichkeit: anomale  $t\gamma\gamma$ -Kopplung (z.B. in Modellen zu dynamischer Fermion-Massenerzeugung, siehe z.B. hep-ph/9901411)

