

---

# Měření longitudinální strukturní funkce protonu v difrakci na experimentu H1

David Šálek

Ústav částicové a jaderné fyziky  
MFF UK

21. 11. 2008

---

# Úvod do difrakce na H1

---

# Urychlovač HERA

- jediný ep urychlovač na světě
- od roku 1992
- nabírání dat skončilo v červenci 2007
- zatím není v plánu žádný další ep urychlovač



$$E_p = 920 \text{ GeV}$$

$$E_e = 27.6 \text{ GeV}$$

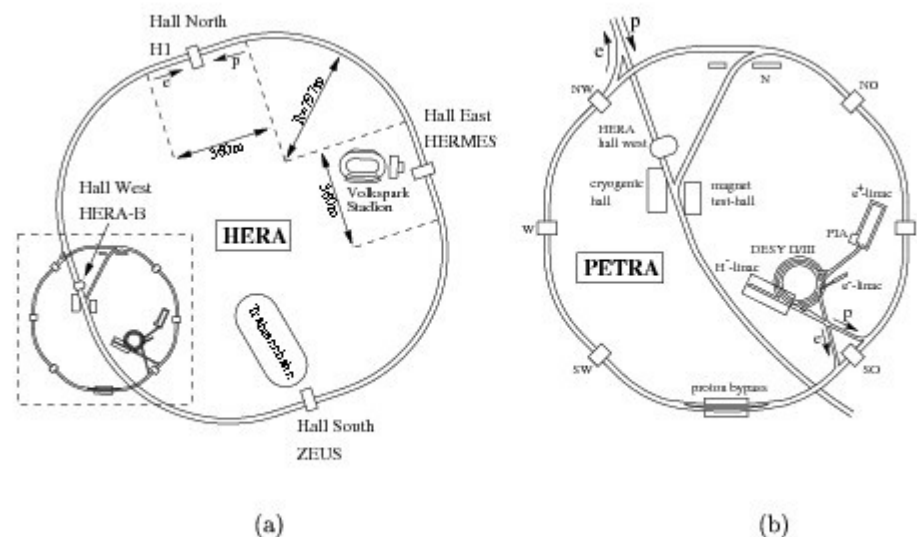
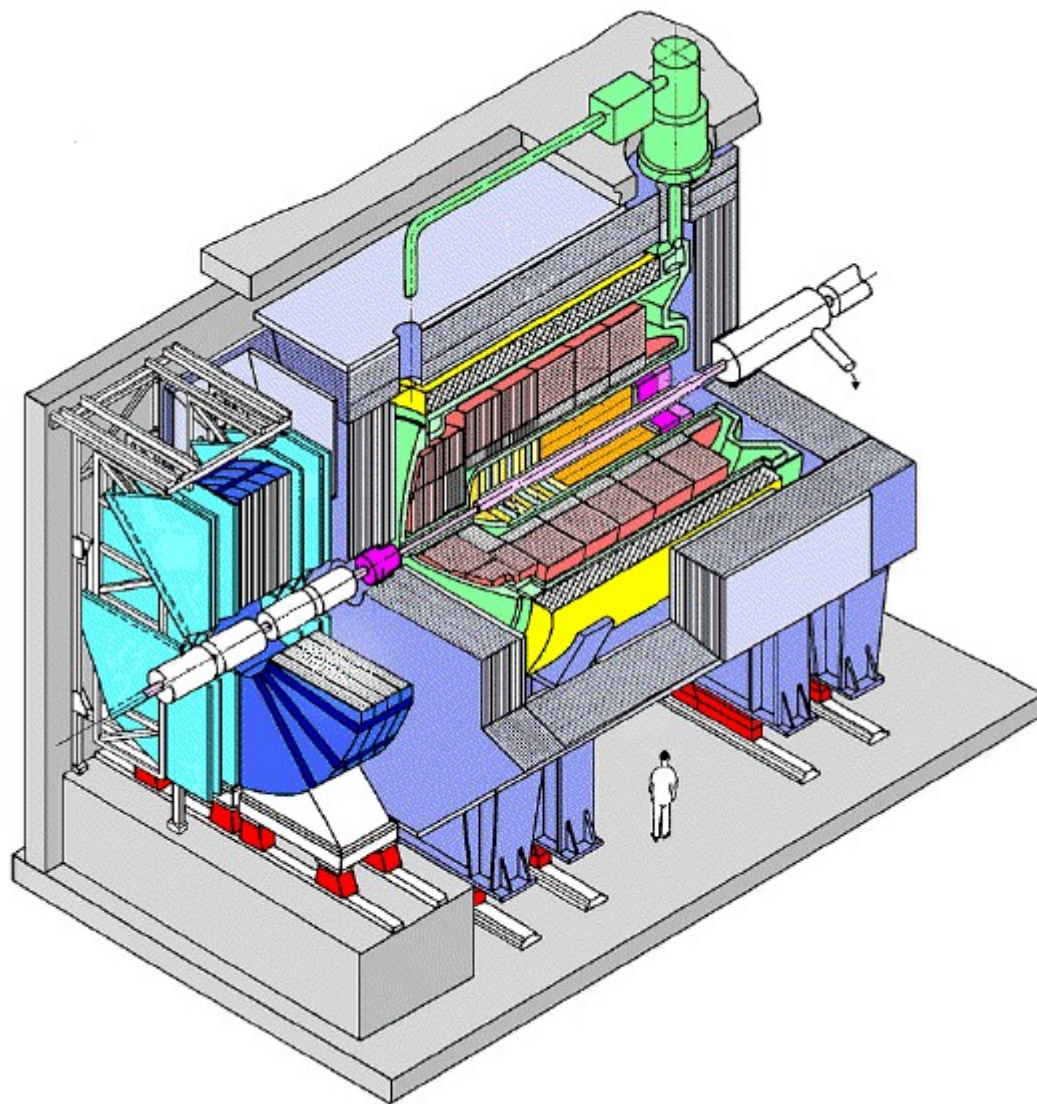


Fig. 3.1. HERA (a) and its pre-accelerators (b).

# Experiment H1



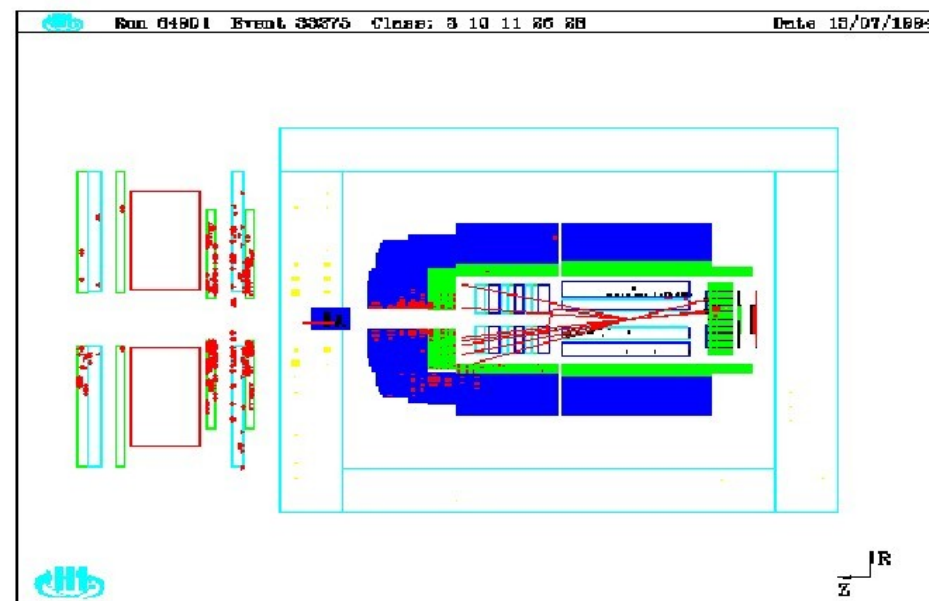
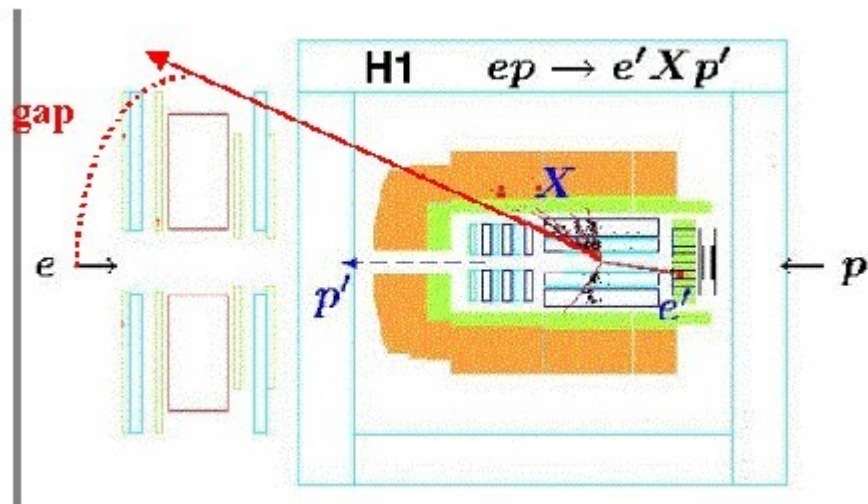
H1 Collaboration at DESY, Notkestr.85, D-22607 Hamburg, Germany



- dráhové detektory
  - silikonové detektory
  - driftové komory
- kalorimetr
  - LAr, SPACAL
- mionové komory
- přední detektory
  - FMD, PRT
  - FPS, VFPS
- a další

# Velká mezera v rapiditách

- rapidita  $y = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_z}{E - p_z} = \frac{1}{2} \log \frac{(E + p_z)^2}{m^2 + p_t^2}$
- pseudorapidita  $\eta = y|_{m=0} = \log \frac{E + p_z}{p_t} = -\log \left( \tan \frac{\theta}{2} \right)$



případ s velkou mezerou v rapiditách

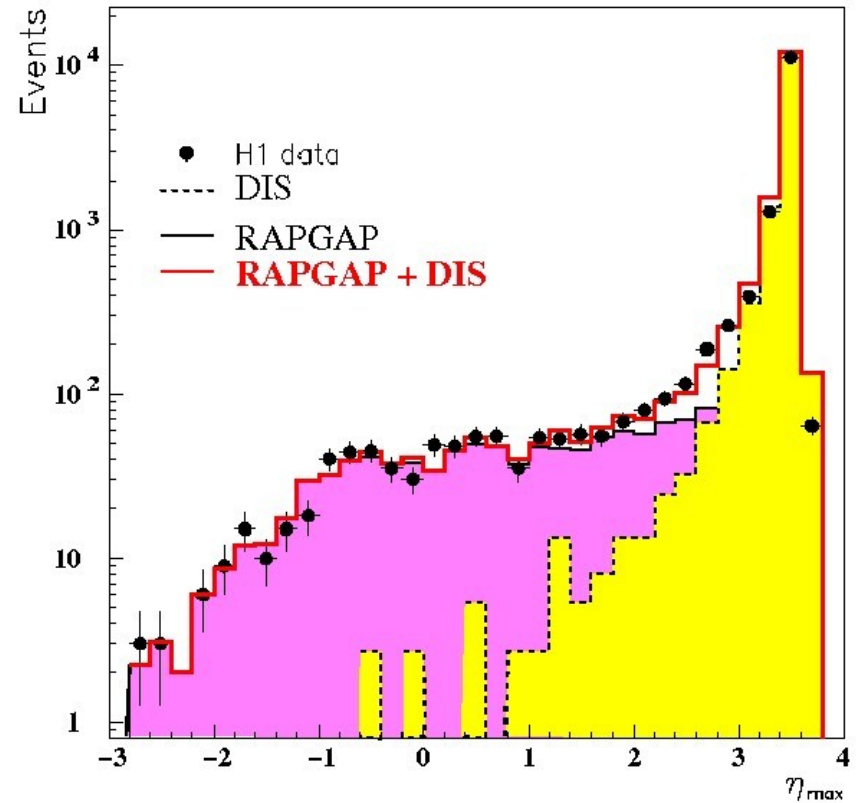
standardní DIS případ

pozorovalo se přibližně 10% takových případů



# Difrakce na H1

- difrakční procesy
  - mají velkou mezeru v rapiditách
  - vysvětlujeme ji pomocí výměny bezbarvého objektu s kvantovými čísly vakua - tzv. **pomeron**
  - přibližně 10% DIS případů na H1 je difrakčních



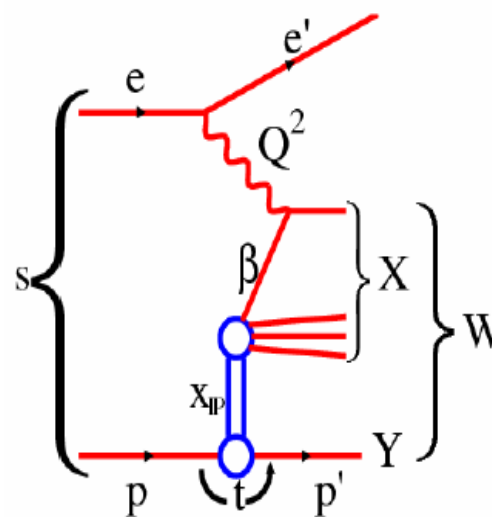
# Kinematika difrakčních případů

- standardní DIS proměnné

- $Q^2$
- $x$  = frakce hybnosti  $q/p$

- difrakční proměnné

- $t$  = kvadrát přenesené 4-hybnosti protonu
- $\beta$  = frakce celkové předané hybnosti vstupující do tvrdého procesu
- $x_{IP}$  = frakce ztracené hybnosti protonu



~ 10% of DIS events  
have a rapidity gap

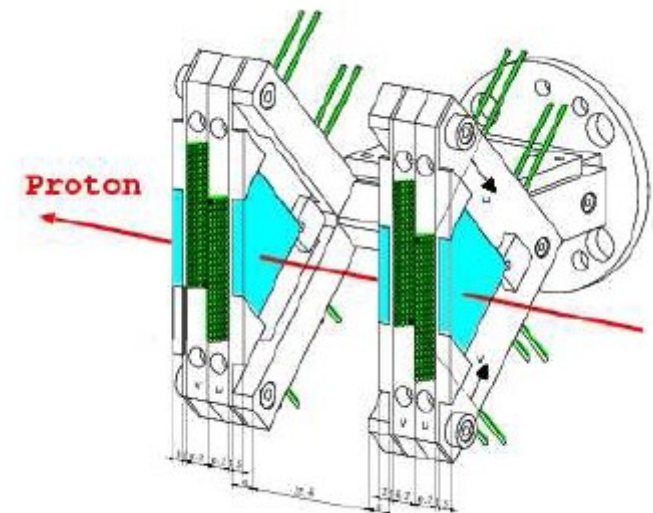
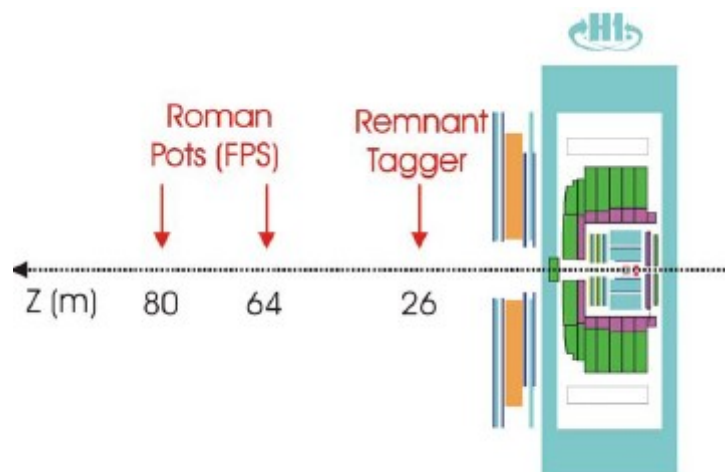
$$t = (p - p')^2$$

$$\beta = x_{quark/IP}$$

$$x_{IP} = x_{IP/proton}$$

# Metody detekce difrakčních případů

- velká mezera v rapiditách
  - velká statistika
  - zahrnuje protonovou disociaci (měří případy s  $M_y < 1.6 \text{ GeV}$ )
- římské hrnce
  - detekují odražený proton (žádná protonová disociace)
  - umožňují zrekonstruovat hybnost odraženého protonu
  - malá statistika





# Velká mezera v rapiditách vs. římské hrnce

## Protonová disociace

- poměr měření s velkou mezerou v rapiditách a s užitím římských hrnců

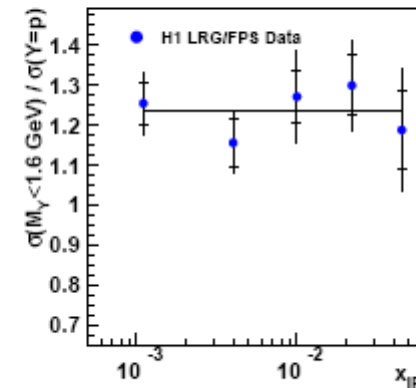
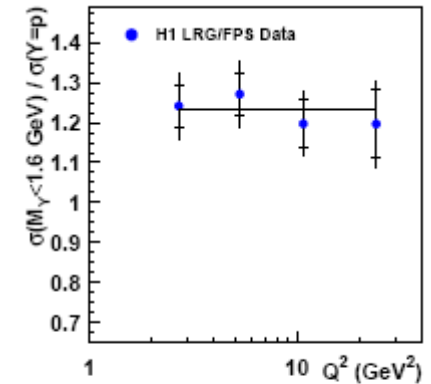
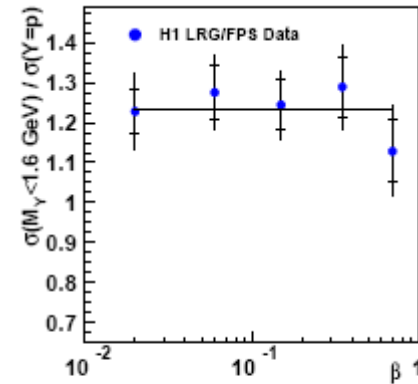
$$\frac{\sigma(M_Y < 1.6 \text{ GeV})}{\sigma(Y = p)} = 1.23 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.16(\text{syst})$$

- poměr nezávisí na kinematických proměnných (v rámci chyb)
- velká mezera v rapiditách nevyloučí **protonovou disociaci**

$$\sigma(e p \rightarrow e X Y) \quad \begin{array}{l} M_Y < 1.6 \text{ GeV} \\ |t| < 1.0 \text{ GeV}^2 \end{array}$$

- římské hrnce

$$\sigma(e p \rightarrow e X p)$$

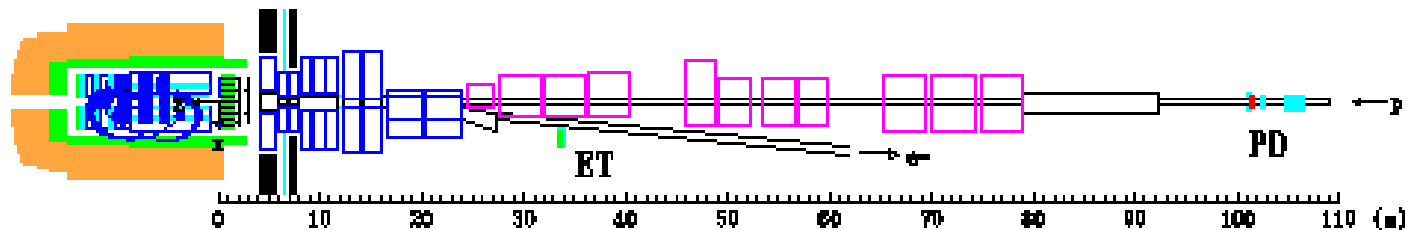


# Měření strukturálních funkcí

---

# Měření účinného průřezu

- počet případů je přímo úměrný luminositě  $N = \sigma L$
- luminositu lze spočítat z vlastností svazků
- přesněji ji lze změřit pomocí nějakého známého procesu
- Bethe-Heitler  $ep \rightarrow e\gamma$ 
  - spočítatelný v rámci QED
  - přesnost měření 1%



# Strukturní funkce

---

- redukovaný účinný průřez Neutral Current procesů

$$\sigma^{\hat{N}C}(e^\pm p) = F_2 \mp \frac{Y_-}{Y_+} xF_3 - \frac{y^2}{Y} F_L$$
$$Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$$

- $F_2$  je dominantní ve většině fázového prostoru
  - $xF_3$  přispívá ve vysokých  $Q^2$
  - $F_L$  přispívá ve vysokých  $y$
- 
- vztah redukovaného a diferenciálního účinného průřezu

$$\sigma_r(x, Q^2, y) = \frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} \cdot \frac{Q^4 x}{2\pi \alpha^2 Y_+}$$

# Kinematické proměnné a jejich rekonstrukce

- kinematické proměnné  $Q^2$ ,  $x$ ,  $y$  lze rekonstruovat několika způsoby

- elektronová metoda

- využívá změřené parametry odraženého elektronu
- nepřesná pro nízká  $y$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e}{2}$$

$$Q_e^2 = \frac{E_e'^2 \sin^2 \theta_e}{1 - y_e}$$

- hadronová metoda

- využívá se v případech, kdy není detekován odražený elektron (fotoprodukce)
- přesná pro nízká  $y$

- double-angle metoda

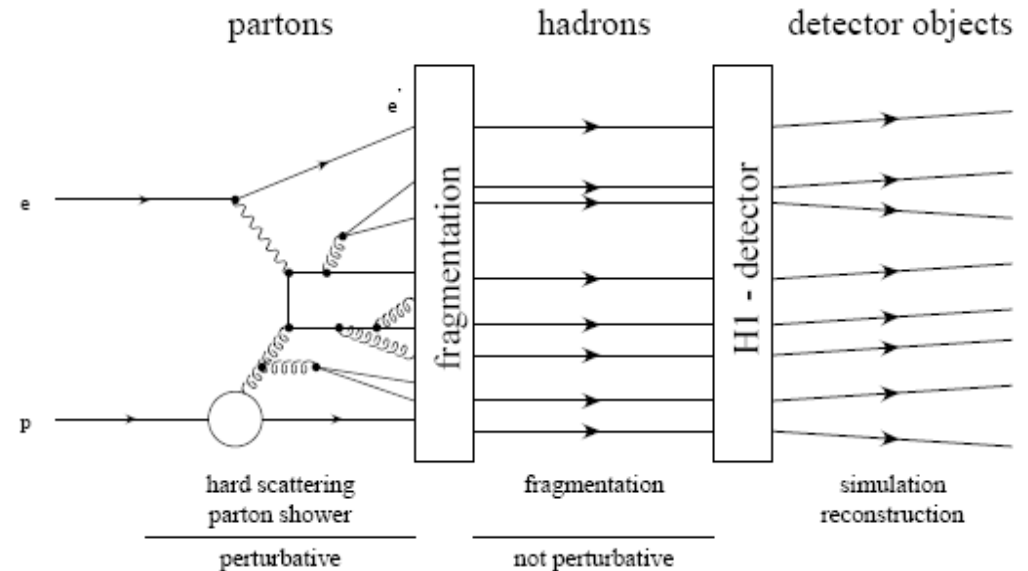
- kombinuje měření elektronu a měření HFS

$$y_{DA} = \frac{\tan(\theta_h/2)}{\tan(\theta_e/2) + \tan(\theta_h/2)}$$

$$Q_{DA}^2 = 4E_e^2 \frac{\cot(\theta_e/2)}{\tan(\theta_e/2) + \tan(\theta_h/2)}$$

# Úrovně v Monte Carlu

- partonová úroveň
  - maticový element
- generátorová úroveň
  - partony po hadronizaci
- rekonstruovaná (detektorová) úroveň
  - simulace průchodu generovaných částic detektorem, odezva detektoru





# Co měříme?

- obvykle nás zajímá redukovaný účinný průřez

$$\sigma_r(x, Q^2, y) = \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \cdot \frac{Q^4 x}{2\pi\alpha^2 Y_+} = F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} \cdot F_L(x, Q^2)$$

- měříme diferenciální účinný průřez na detektorové úrovni
  - počet případů (opravený na luminositu) v jednotlivých částech fázového prostoru
  - fázový prostor rozdělen do intervalů v jednotlivých proměnných (zde  $x, Q^2$ )
  - velikost těchto binů volíme podle požadované přesnosti měření
- ke spočítání redukovaného účinného průřezu ale potřebujeme diferenciální účinný průřez na partonové úrovni
- přechod z detektorové na partonovou úroveň
  - Monte Carlo metoda
  - unfolding

$$\alpha = \frac{1}{137.036} \left( \frac{1}{1 - \frac{\log(Q^2 / (0.511 \times 10^{-3})^2)}{3\pi \cdot 137.036}} \right)$$

# Biny pro měření diferenciálního účinného průřezu

$$\sigma_r^D = F_2^D - \frac{y^2}{Y_+} F_L^D$$

- redukovaný účinný průřez lze vztáhnout k diferenciálnímu účinnému průřezu podle libovolných proměnných
- stačí spočítat příslušný jakobián
- difrakční diferenciální účinný průřez podle  $x_{IP}$ ,  $Q^2$ ,  $x$

$$x_{IP} \sigma_r^D(Q^2, x_{IP}, \beta) = \frac{d^3 \sigma}{dx_{IP} dQ^2 dx} \frac{Q^4 x x_{IP}}{2 \pi \alpha^2 Y_+}$$

- difrakční diferenciální účinný průřez podle  $x_{IP}$ ,  $Q^2$ ,  $y$

$$x_{IP} \sigma_r^D(Q^2, x_{IP}, \beta) = \frac{d^3 \sigma}{dx_{IP} dQ^2 dy} \frac{Q^4 x x_{IP}}{2 \pi \alpha^2 Y_+} * \text{Jacobian}$$

$$\begin{vmatrix} \frac{\delta x_{IP}}{\delta x_{IP}} & \frac{\delta x_{IP}}{\delta Q^2} & \frac{\delta x_{IP}}{\delta x} \\ \frac{\delta Q^2}{\delta x_{IP}} & \frac{\delta Q^2}{\delta Q^2} & \frac{\delta Q^2}{\delta x} \\ \frac{\delta y}{\delta x_{IP}} & \frac{\delta y}{\delta Q^2} & \frac{\delta y}{\delta x} \end{vmatrix} = -\frac{y}{x}$$

# Přechod z detektorové na partonovou úroveň

## Monte Carlo metoda

---

- měříme diferenciální účinný průřez na detektorové úrovni v datech a v Monte Carlu
- známe redukovaný účinný průřez z teorie
- vycházíme z předpokladu, že poměr diferenciálního účinného průřezu na detektorové úrovni a redukovaného účinného průřezu je v datech i v Monte Carlu stejný

$$\sigma_r^{data} = \frac{\left( \frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} \right)_{data}}{\left( \frac{d^2 \sigma}{dx dQ^2} \right)_{MC}} * \sigma_{theory} = \frac{N_{data}}{N_{MC}} * \sigma_{theory}$$

# Přechod z detektorové na partonovou úroveň

## Unfolding

- oprava měřeného (rekonstruovaná úroveň) účinného průřezu zpět na partonovou úroveň
- máme-li dobrý popis dat pomocí Monte Carla, můžeme říct, že v datech se odehrávají stejné procesy (na partonové úrovni) jako v Monte Carlu
- v Monte Carlu víme, co je generováno a jak to vypadá na rekonstruované úrovni

$$\sigma_{MC} = \sum_i \frac{N_{rec,i} - \gamma^* p_i}{L_i * A_i * \Delta} * BCC * Rad = \sum_i \frac{N_{gen,i}}{L_i * \Delta} * BCC * Rad$$

- v datech máme přístup pouze k rekonstruované úrovni

$$\sigma_{data} = \frac{N - \gamma^* p}{L * A * PDAC * \Delta} * BCC * Rad$$

N	signál
$\gamma^* p$	pozadí
L	luminosita
A	acceptance correction
PDAC	oprava na protonovou disociaci
$\Delta$	velikost binu
BCC	bin centre correction
Rad	radiative correction

# Korekce

$$\sigma_{data} = \frac{N - \gamma^* p}{L * A * PDAC * \Delta} * BCC * Rad$$

- acceptance correction

- opravuje rekonstruovanou úroveň zpět na generátorovou úroveň (při stejné metodě rekonstrukce kinematických proměnných)

$$A = \frac{N_{rec}(rec\ selection)}{N_{gen}(gen\ selection)}$$

- bin centre correction

- opravuje na chybějící fázový prostor, který není zahrnut v acceptance correction
- nezávislé na metodě rekonstrukce kinematických proměnných

$$BCC = \frac{\sigma(bin\ centre)}{\int_{bin} \sigma dx_{IP} dQ^2 dx} / \int_{bin} dx_{IP} dQ^2 dx$$

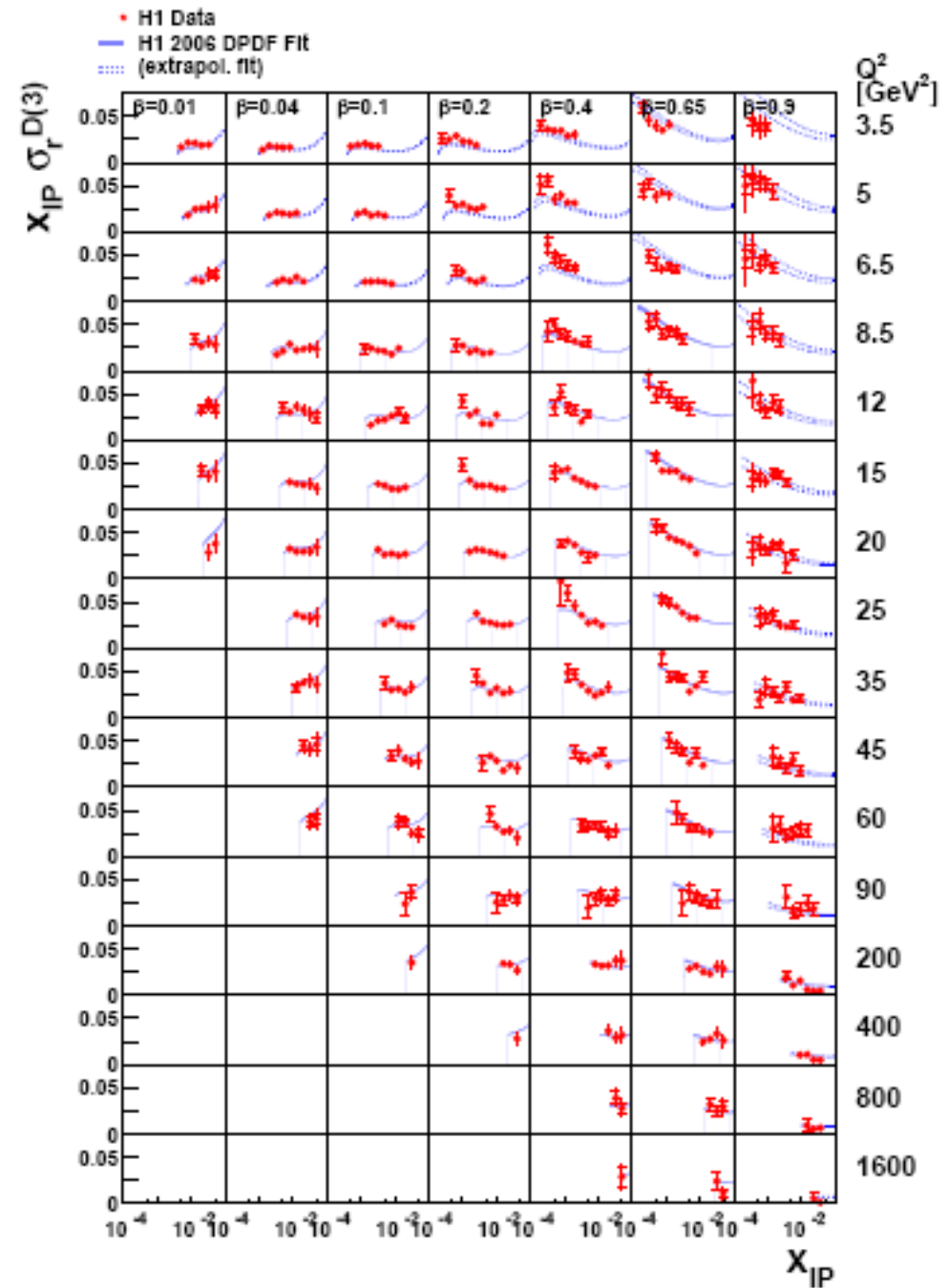
- radiative correction

- opravuje z generátorové úrovně (při zvolené metodě rekonstrukce kinematických proměnných) zpět na partonovou úroveň
- opravuje závislost na zvolené metodě rekonstrukce kinematických proměnných

# Difrakční strukturní funkce $F_2D(3)$

- redukovaný difrakční účinný průřez v  $x_{IP}$ ,  $Q^2$ ,  $\beta$  binech

$$\frac{d^3\sigma^D}{dx_P dQ^2 d\beta} = \frac{2\pi\alpha_{em}^2}{\beta Q^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \sigma_r^D(x_P, Q^2, \beta)$$





# Jak měřit longitudinální strukturní funkci?

- strukturní funkci protonu  $F_2$  měříme z této rovnice (v nízkých  $y$  lze člen s  $F_L$  zanedbat)
- strukturní funkce  $F_2$  a  $F_L$  nelze odseparovat, aniž bychom při pevném  $x$  a  $Q^2$  měnili  $y$
- pokud nemáme možnost změnit  $y$ , ani jednu strukturní funkci nemůžeme změřit přímo (takové měření jedné ze strukturních funkcí by bylo založené na předpokadech o té druhé)
- změna  $y$  při pevném  $x$  a  $Q^2$  znamená změnu těžišťové energie

$$Q^2 = x y s$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x} [F_2(1-y) + F_1 y^2 x]$$

$$F_2 = v W_2$$

$$F_1 = M W_1$$

$$R = \frac{F_2}{2xF_1} - 1 = \frac{W_2 v^2}{W_1 Q^2} - 1 = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 Y_+}{Q^4 x} [F_2(x, Q^2) - \frac{Y_+^2}{Y_+} F_L(x, Q^2)]$$

$$Y_+ = 1 + (1-y)^2$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \Gamma(E, x, Q^2) [\sigma_T + \sigma_L \varepsilon(E, x, Q^2)]$$

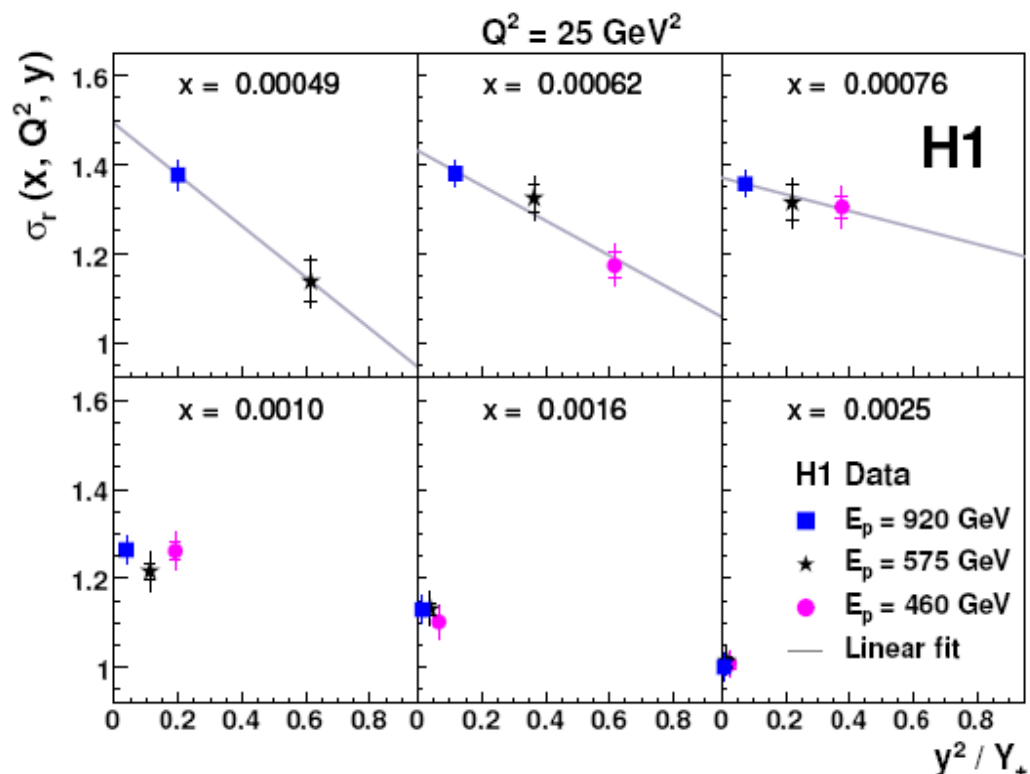
# Měření longitudinální strukturní funkce

$$\sigma_r(x, Q^2, y) = \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \cdot \frac{Q^4 x}{2\pi\alpha^2 Y_+} = F_2(x, Q^2) - \frac{y^2}{Y_+} \cdot F_L(x, Q^2)$$

- hodnotu změřeného redukovaného účinného průřezu při pevném  $x$  a  $Q^2$  vynásíme pro všechny tři energie protonového svazku do stejného grafu jako funkci  $y^2/Y_+$
- hodnoty strukturních funkcí získáme z lineárního fitu

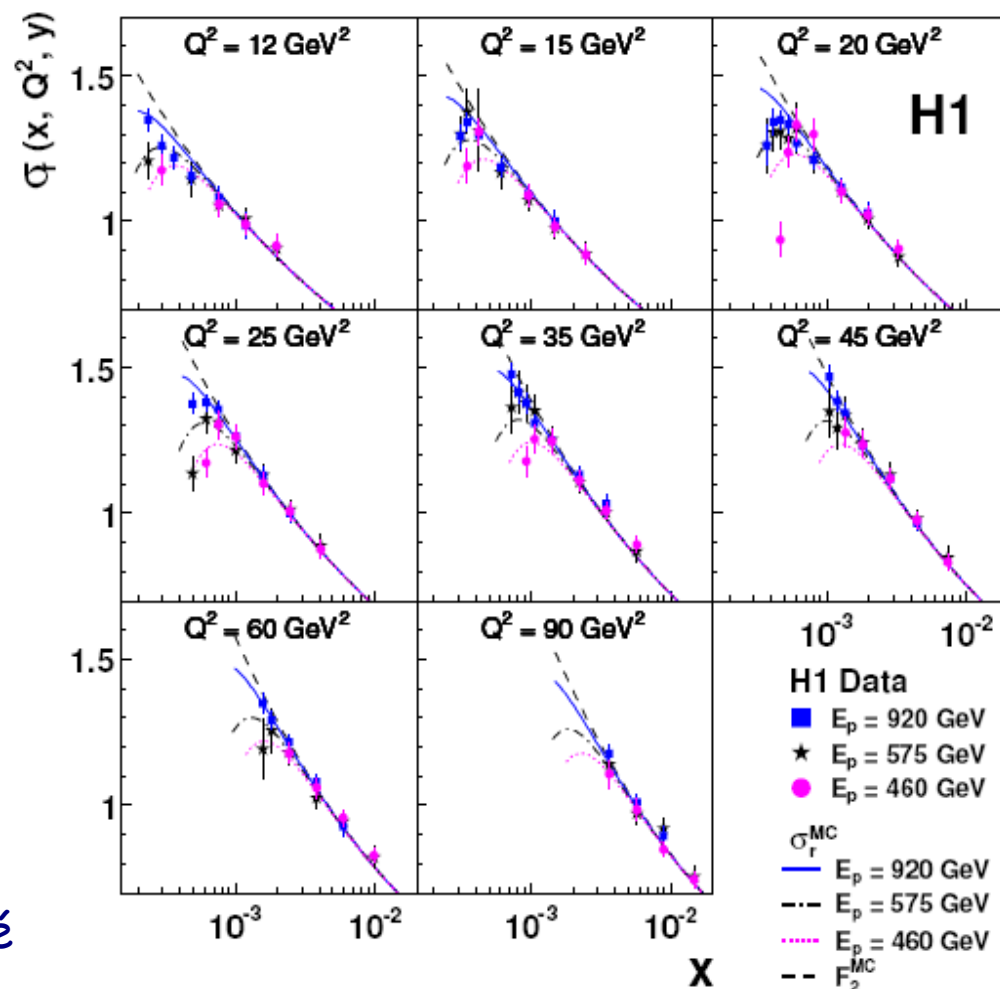
$$\sigma_r(x, Q^2, y=0) = F_2(x, Q^2)$$

$$\sigma_r(x, Q^2, y=1) = F_2(x, Q^2) - F_L(x, Q^2)$$



# Přesnost měření luminosity a FL

- přesnost měření luminosity v posledních nabraných datech na H1 je 5%
- ke změřením  $F_L$  kombinujeme účinné průřezy změřené na třech různých vzorkách dat (tři různé těžišťové energie)
- pokud bychom ke všem třem hodnotám měli připsat 5% nekorelovanou chybu z měření luminosity, nebylo by možné změřit  $F_L$  s dostatečnou přesností
- naštěstí známe  $F_2$ , která je pro všechny tři těžišťové energie stejná
- můžeme tedy využít oblasti nízkých  $y$  (kde  $F_L$  nepřispívá), kde nanormujeme účinné průřezy pro všechny tři těžišťové energie na sebe



# Longitudinální strukturní funkce v difrakci

- $F_L^D$  lze měřit podobně jako  $F_L$
- při pevném  $x_{IP}$ ,  $\beta$ ,  $Q^2$  je třeba měnit  $y$
- to opět znamená měnit těžišťovou energii

$$Q^2 = x_{IP} \beta y s$$

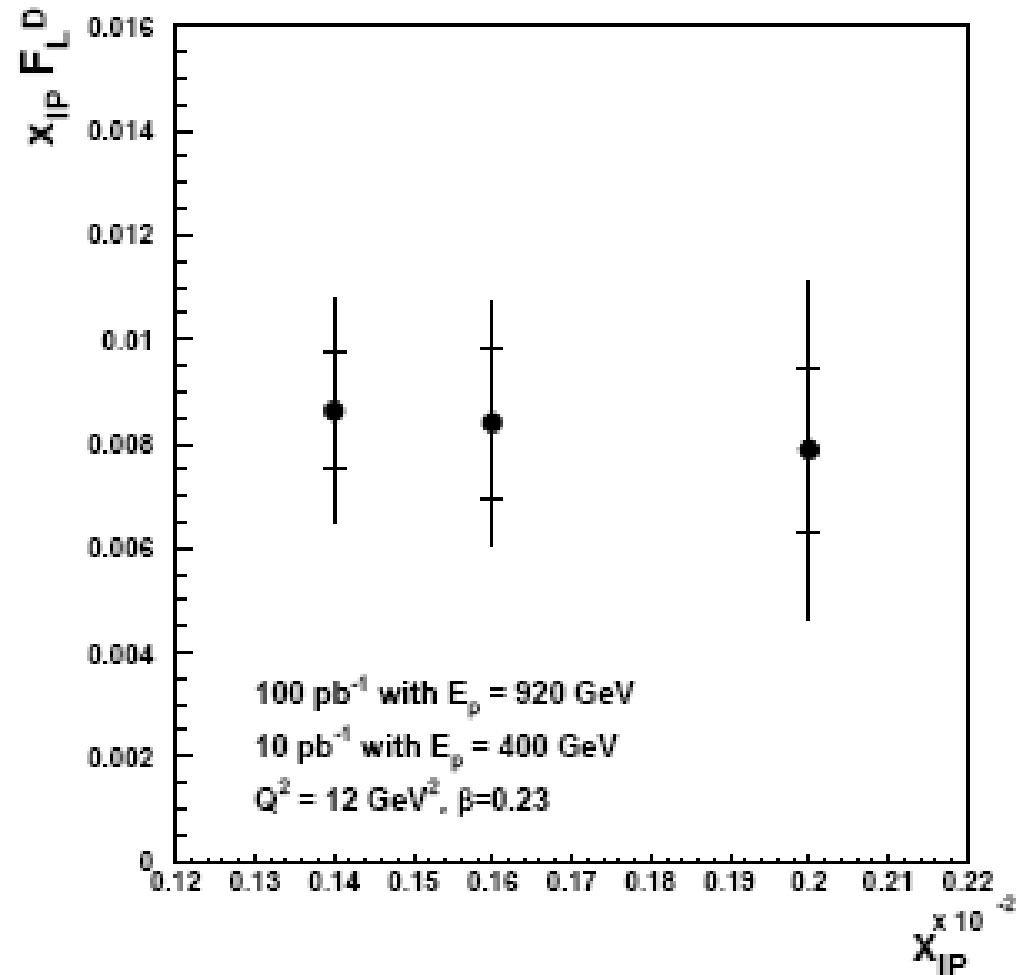
$$\frac{d^3 \sigma^{ep \rightarrow eXY}}{dx_{IP} d\beta dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{\beta Q^4} Y_+ \sigma_r^D(x_{IP}, \beta, Q^2)$$
$$\sigma_r^D = F_2^D - \frac{y^2}{Y_+} F_L^D$$
$$Y_+ = 1 + (1-y)^2$$

# FLD analýza

---

# FLD analýza

- změření strukturní funkce FL bylo hlavní motivací pro nabírání dat s nižší těžišťovou energií
- FL měření završuje HERA  $ep$  program, který byl z velké části zaměřen na pochopení systémů s velkou hustotou partonů, které jsou dominovány gluony
- stejně tak FLD završuje analýzy difrakčních strukturních funkcí
- jedná se o jediné přímé měření FLD
- ZEUS nemůže FLD změřit kvůli odlišné akceptanci detektoru
- očekávané výsledky na základě simulace jsou povzbudivé





# Jednotlivé kroky FLD analýzy

---

- analýza na inkluzivní úrovni
  - přesný popis dat pomocí inkluzivního Monte Carla
  - odstranění fotoprodukčního pozadí
  - zreprodukování publikovaných výsledků  $F_L$
- analýza na difrakční úrovni
  - přesný popis dat pomocí difrakčního Monte Carla
    - porozumění difrakčnímu Monte Carlu
    - porozumění předním detektorům
  - odstranění pozadí
    - inkluzivní procesy  $ep \rightarrow eX$
    - QED-Compton  $ep \rightarrow e\gamma X$
  - měření  $F_L^D$
- analýza prováděna v C++ (prostředí H100 s nadstavbou H1Lt)

# Data

---

- poslední týdny nabírání dat z urychlovače HERA byly určeny pro změření longitudinální strukturní funkce
- nabralo se  $12.4 \text{ pb}^{-1}$  dat s energií protonového svazku  $460 \text{ GeV}$
- nabralo se  $6.2 \text{ pb}^{-1}$  dat s energií protonového svazku  $575 \text{ GeV}$
- pro měření longitudinálních strukturních funkcí jsou k dispozici tři různé těžišťové energie
  
- z dat vybíráme DIS případy pro  $F_L$  analýzu
- pro  $F_L^D$  analýzu dále vybereme pouze difrakční případy

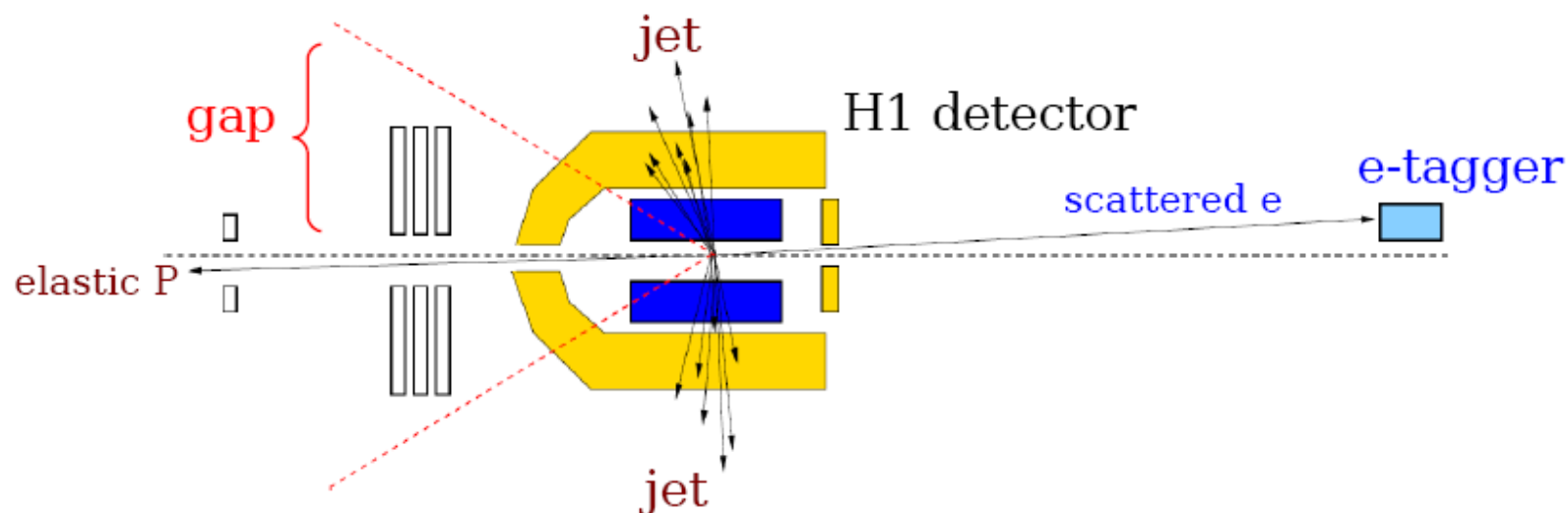
# Monte Carlo modely

---

- inkluzivní analýza
  - inkluzivní Monte Carlo (generátor DJANGO)
- difrakční analýza
  - difrakční signál  $ep \rightarrow epX$ 
    - RAPGAP
      - výměna pomeronu, kvarky  $u, d, s, c$  v koncovém stavu
      - výměna reggeonu
      - je potřeba přenásobit faktorem pro protonovou disociaci
    - DIFFVM
      - vektorové mezony  $\rho, J/\psi, \phi, \omega$
      - jejich účinný průřez určíme pomocí SU(4) relací a porovnáním s daty
  - pozadí k difrakčním případům
    - nedifrakční případy  $ep \rightarrow eX$  (DJANGO)
    - QED-C procesy
- všechny zmíněné Monte Carlo modely předpokládají  $F_L = 0$  ( $F_L^D = 0$ )
- Monte Carla generovaná pro všechny tři energie protonového svazku

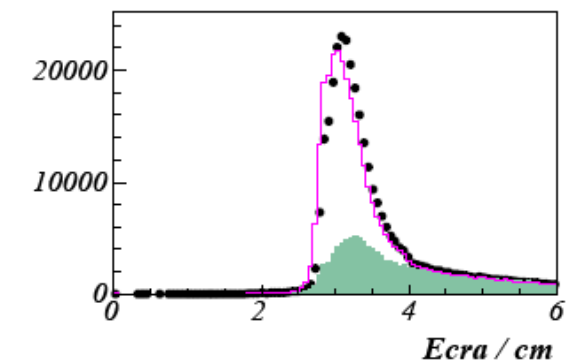
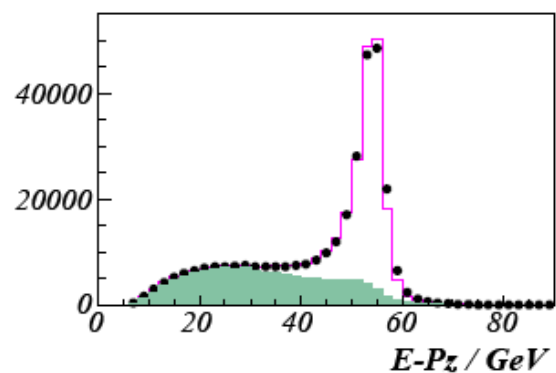
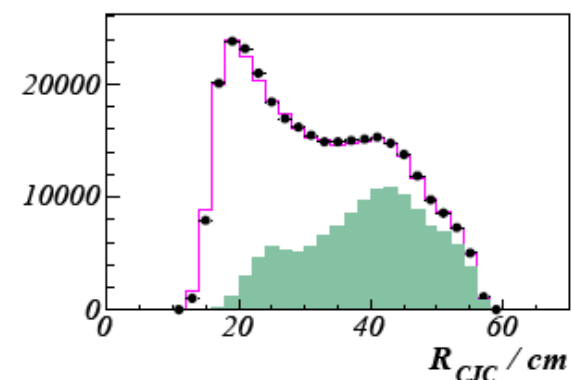
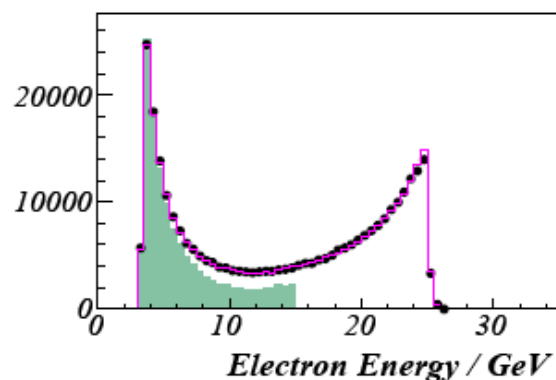
# Pozadí od fotoprodukce

- fotoprodukce
  - elektron se při srážce odchýlí tak málo, že ani nevletí do detektoru (opustí detektor elektronovou trubicí)
  - v některých takových případech lze v centrálním detektoru detekovat pion z koncového stavu srážky, který má podobnou energii a směr jako odražený elektron v DIS srážce
  - mylně se domníváme, že takový případ není fotoprodukční, ale DIS
  - takovéto falešné případy lze z DIS signálu odstranit
    - cuty proti fotoprodukci
    - pozadí s opačným nábojem



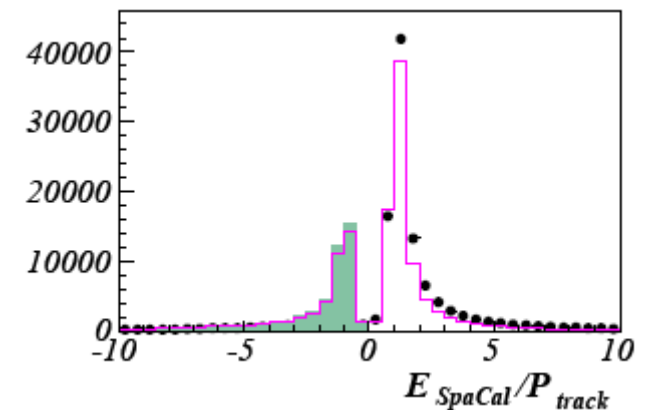
# Výběr DIS případů

- primární vertex
- odražený elektron
- $12 < Q^2 < 90$
- potlačení fotoprodukce
  - $E - p_z$
  - electron cluster radius
  - track-cluster link
  - length in CJC



# Pozadí s opačným nábojem

- naměřené případy rozdělíme do dvou skupin podle náboje detekované částice, o které si myslíme, že je to odražený lepton
- případy, kdy je náboj takové částice opačný k náboji nalétajících leptonů, jsou nutně fotoprodukčním pozadím (přesnost určení náboje je vysoká)
  - nejedná se o odražený lepton, ale o pion z koncového stavu
- počet  $\pi^+$  a  $\pi^-$  je přibližně stejný
- asymetrii mezi  $\pi^+$  a  $\pi^-$  lze měřit
  - použijeme zároveň selekci na DIS případy a selekci na fotoprodukcii
    - electron tagger - detekuje elektrony odražené pod malými úhly, které nejsou vidět v centrálním detektoru
  - takto detekované případy jsou fotoprodukční a my se díváme na počet  $\pi^+$  a  $\pi^-$  detekovaných jako odražený lepton
  - asymetrie pro data = 0.946
  - asymetrie pro Monte Carlo = 0.960

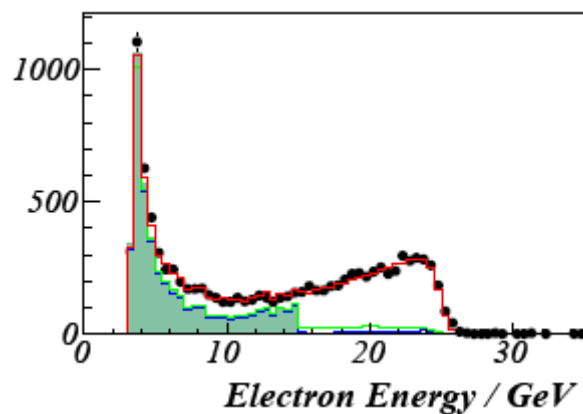


# Odstranění fotoprodukce

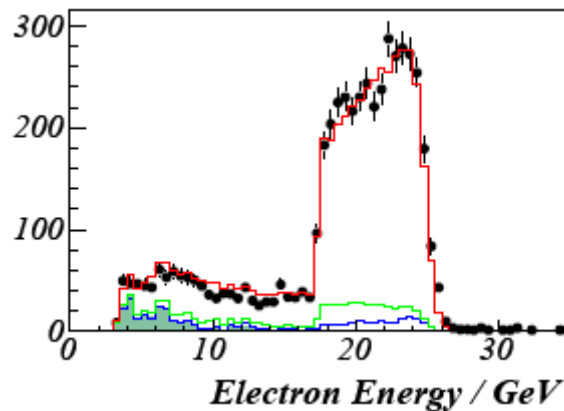
odečtení fotoprodukce pomocí pozadí s opačným nábojem

$$N_{\text{signal}} = N^+ - \text{charge asymmetry} * N^-$$

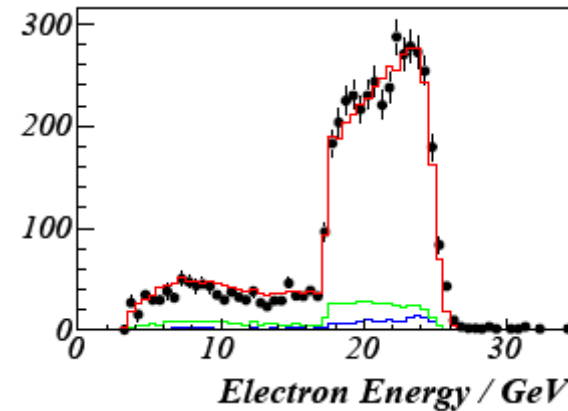
před anti- $\gamma^*p$  selekcí



po anti- $\gamma^*p$  selekci  
(cuty jsou účinné)



po anti- $\gamma^*p$  selekci  
po odečtení pozadí



# Difrakční selekce, rekonstrukce difrakčních kinematických proměnných









---

- Difrakční selekce (velká mezera v rapiditách)
  - $\eta_{\max} < 2.7$  ( $\eta_{\max} < 3.3$ )
  - # FMD pairs in pre-toroid layers 1,2 < 2
  - # FMD pairs in pre-toroid layers 1,2,3 < 3
  - $E_{\text{plug}} < 3 \text{ GeV}$
  - no hits in FTS 28m station
  - $x_{\text{IP}} < 0.01$
- rekonstrukce difrakčních kinematických proměnných
  - $M_X^2 = (E^2 - p^2) y_{\text{av}} / y_e$
  - $\beta = Q^2 / (Q^2 + M_X^2)$
  - $x_{\text{IP}} = x / \beta$



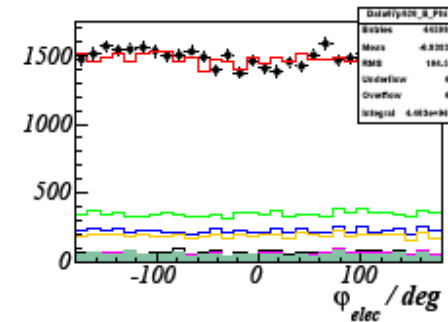
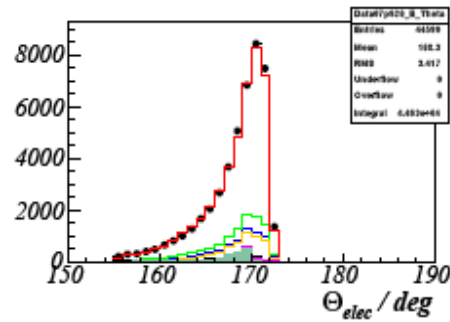
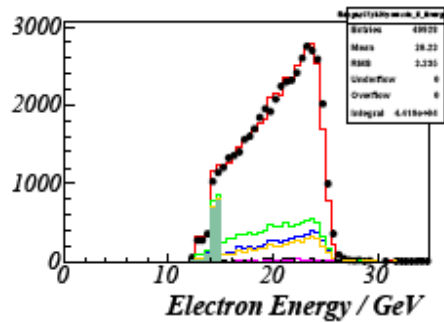
# Diffractive Control Plots

---

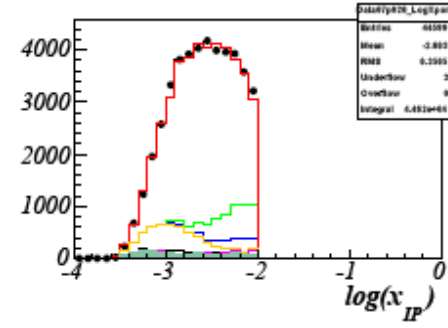
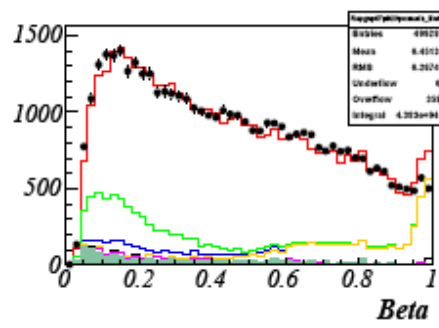
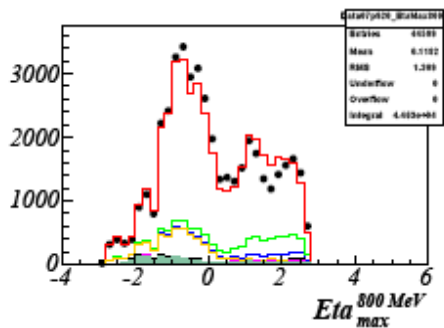
- data 
- pomeron uds 
- pomeron c 
- reggeon 
- vektorové mezony 
- QED-Compton 
  
- fotoprodukční pozadí   
(určeno na základě pozadí se špatným nábojem odraženého leptonu)
- inkluzivní procesy 

# 920 Diffractive Control Plots

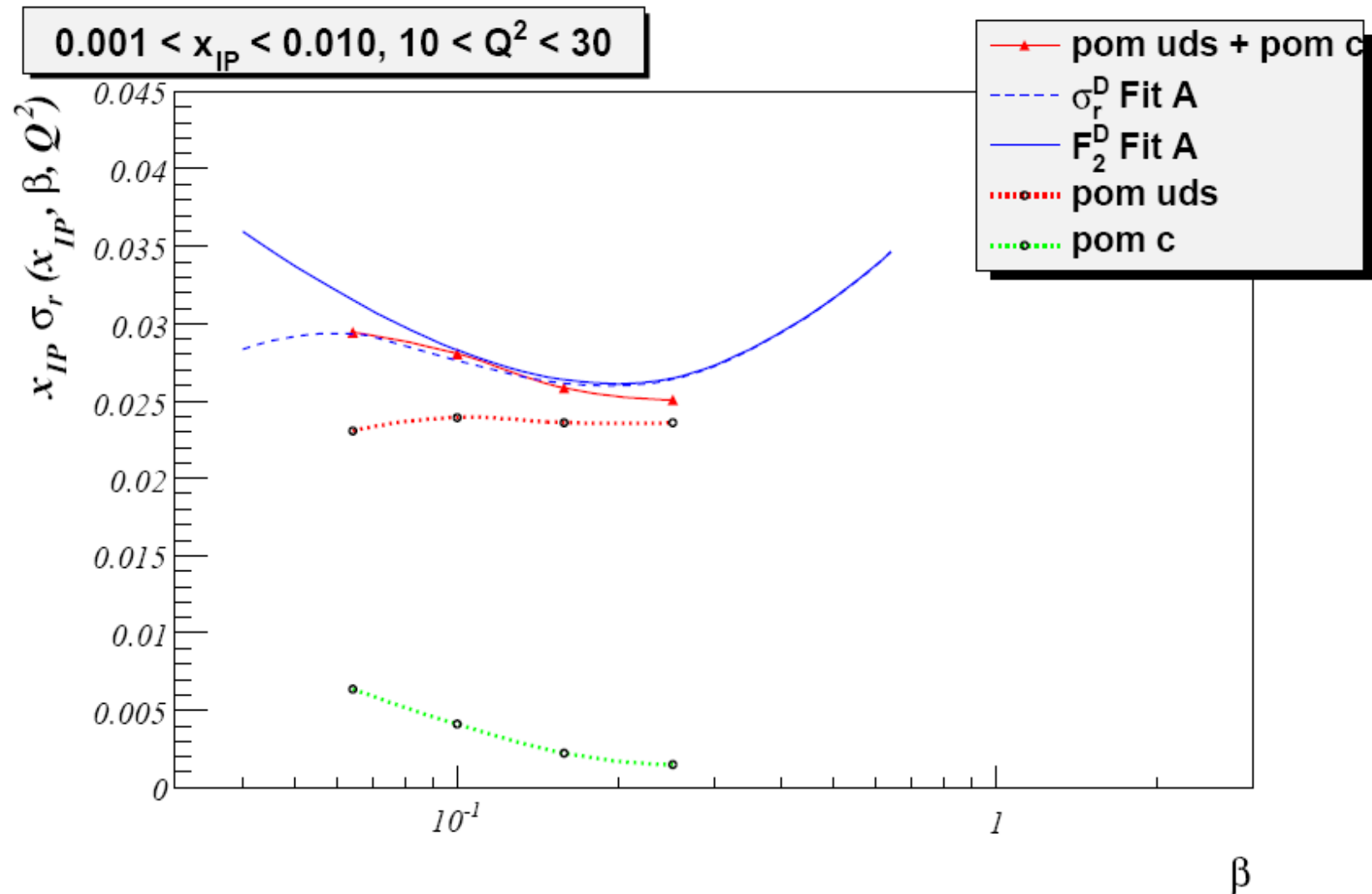
- elektronové veličiny



- difrakční veličiny

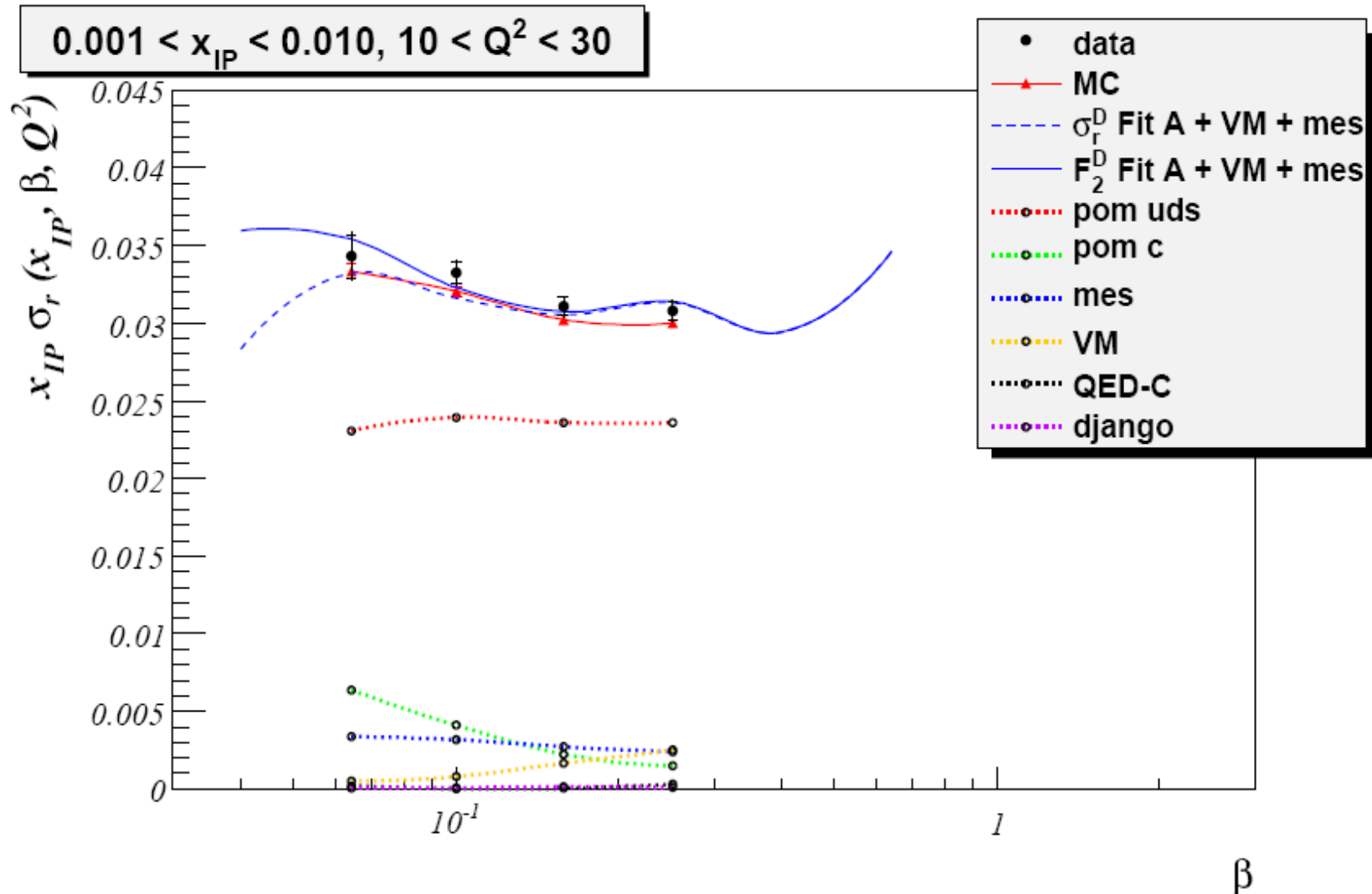


# Účinný průřez z Monte Carla srovnaný s analytickou předpovědí



$E_p = 920 \text{ GeV}$

# Účinný průřez



$E_p = 920 \text{ GeV}$

# Výhled

---

- ukázat  $F_L^D$  na DIS 2009 konferenci
- publikace do konce roku 2010

# backup

---

# Longitudinální a transversální složka účinného průřezu

$$\sigma = c \varepsilon^\mu \varepsilon^\nu W_{\mu\nu}$$

$$W_{\mu\nu} = -W_1(p, q) g_{\mu\nu} + W_2(p, q) \frac{p_\mu p_\nu}{M^2}$$

$$\varepsilon_L = \frac{1}{\sqrt{Q^2}} (q_3, 0, 0, q_0)$$

$$\varepsilon_L^2 = 1$$

$$q_3^2 - q_0^2 = Q^2$$

$$q_3^2 = v^2 + Q^2$$

$$\varepsilon_T = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, 0, 0)$$

$$\varepsilon_T = \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 0, 1, 0)$$

$$\varepsilon_T^2 = -1$$

$$p = (M, 0, 0, 0)$$

$$\sigma = c \left( -W_1 \varepsilon^2 + W_2 \frac{(\varepsilon \cdot p)^2}{M^2} \right)$$

$$\sigma_T = c W_1$$

$$\sigma_L = c \left( -W_1 + W_2 \frac{q_3^2}{Q^2} \right) = c \left( -W_1 + W_2 \frac{Q^2 + v^2}{Q^2} \right) \rightarrow_{Q^2 \ll v^2} c \left( -W_1 + W_2 \frac{v^2}{Q^2} \right)$$

$$F_2 = v W_2$$

$$F_1 = M W_1$$

# Teoretické předpovědi

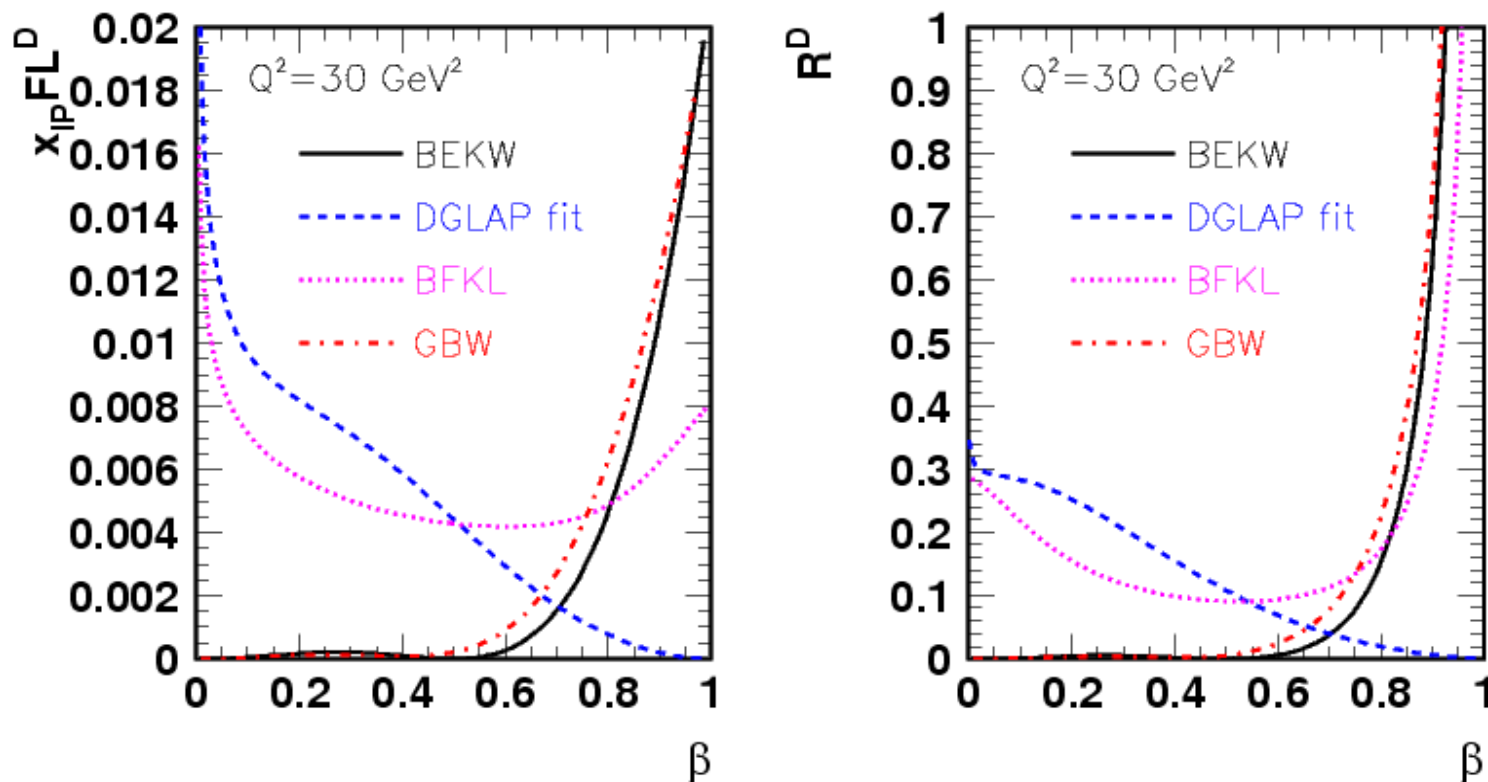


FIG. 9. Predictions for  $x_p F_L^D$  (left) and  $R^D = \frac{F_L^D}{F_2^D - F_L^D}$  as a function of  $\beta$  at  $Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$  and  $x_p = 10^{-3}$ . We present predictions for BEKW as a full line, DGLAP fit as a dashed line, BFKL as a dotted line and GBW as a dashed-dotted line.