

## 論文内容の要旨

論文題目 Study of Charged-Current  $e^\pm p$  Deep Inelastic Scattering  
at  $\sqrt{s} = 318$  GeV  
(  $\sqrt{s} = 318$  GeV における  $e^\pm p$  荷電流深非弾性散乱の研究 )

氏 名 房 安 貴 弘

レプトン・ビームを標的に照射し、散乱されたレプトンのエネルギーや角度分布を測定することで、標的の構造を知ることができる。特に、標的の核子が壊れるような高エネルギーの実験を深非弾性散乱と呼び、核子の構造を調べるのに用いられる。HERA は、世界初の電子・陽子衝突型加速器である。運動量移行の自乗  $Q^2$  は、約 100,000 GeV<sup>2</sup> まで達することができる。これは、不確定性原理により、 $\lambda \sim \hbar c / \sqrt{Q^2} \sim 10^{-3}$  fm 程度の位置分解能に相当する。本研究では、1998-2000 年の ZEUS データを用いて、深非弾性散乱のうち、特に荷電流反応 (CC)  $e^\pm p \rightarrow (\bar{\nu}_e) X$  について、散乱断面積の測定を行った。重心系エネルギー  $\sqrt{s}$  は 318 GeV であり、積算ルミノシティーは、 $e^- p$  データが 16.41 pb<sup>-1</sup>、 $e^+ p$  データが 60.80 pb<sup>-1</sup> であった。測定は  $Q^2 > 200$  GeV<sup>2</sup> の領域に対して行った。

荷電流深非弾性散乱の断面積は、次のように表せる：

$$\frac{d^2 \sigma_{CC}^{e^\pm p}}{dx dQ^2} = \frac{G_F^2}{4\pi x} \left( \frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \left[ Y_+ F_2^{W^\pm}(x, Q^2) \mp Y_- x F_3^{W^\pm}(x, Q^2) - y^2 F_L^{W^\pm}(x, Q^2) \right]. \quad (1)$$

ここで、 $G_F$  はフェルミ定数、 $M_W$  は  $W^\pm$  ボソンの質量、 $x$  は Bjorken 変数、 $y$  は非弾性度、 $Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2$ 、 $F_i^{W^\pm}$  ( $i = 2, 3, L$ ) は弱相互作用における陽子の構造関数である。クォーク・パートン・モデル (QPM) では、構造関数はパートン密度関数 (PDF) によって表せ、従って断面積は次のように書くことができる：

$$\frac{d^2 \sigma_{CC}^{e^- p}}{dx dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi} \left( \frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \sum_{i=1}^2 \left[ u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 \bar{d}_i(x, Q^2) \right], \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \sigma_{CC}^{e^+ p}}{dx dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi} \left( \frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \sum_{i=1}^2 \left[ \bar{u}_i(x, Q^2) + (1-y)^2 d_i(x, Q^2) \right]. \quad (3)$$

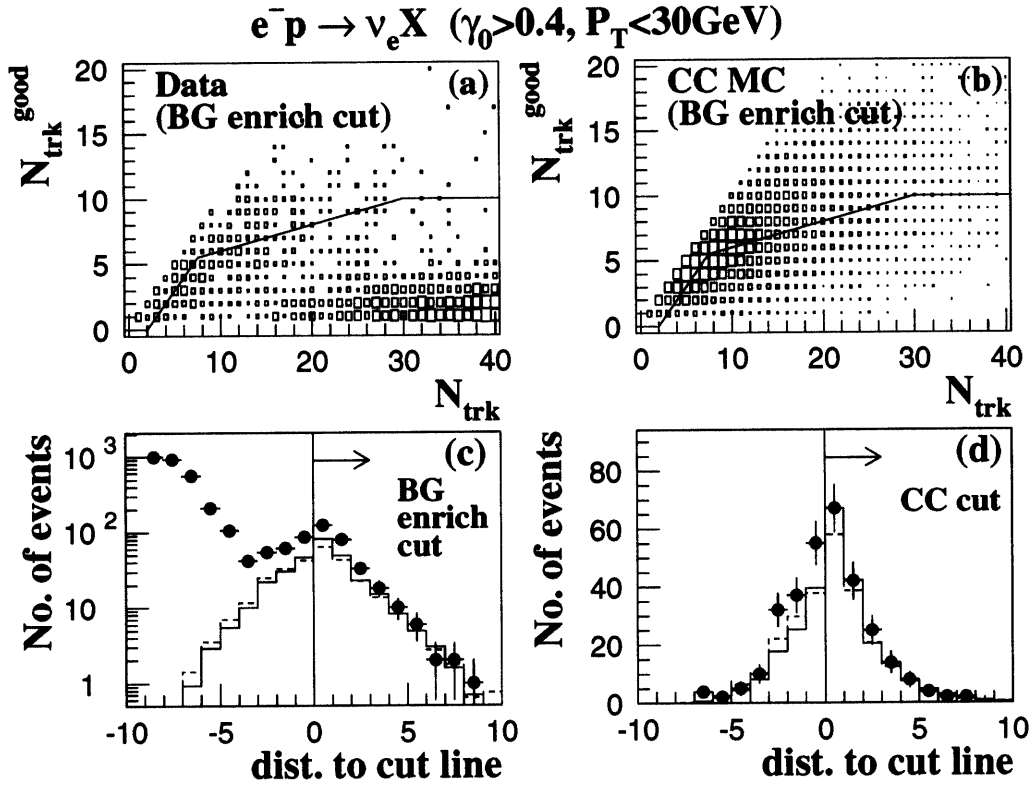


図 1: (a) データ及び (b) CC モンテカルロに対する,  $\gamma_0 > 0.4$ ,  $P_T < 30 \text{ GeV}$  での,  $N_{\text{trk}}$  対  $N_{\text{trk}}^{\text{good}}$  の分布。ビーム・ガスが多くなるように, カットを緩めてある。実線はこの平面上でのカット。(c) カットの線までの距離。(d) この図上でのカット以外の全てのカットを加えた後, (c) を再プロットしたもの。

即ち,  $e^-p$  衝突では  $u$  クォークが,  $e^+p$  衝突では  $d$  クォークが主に寄与しており, 両者の断面積は大きく異なる。荷電流反応においては, 終状態レプトンはニュートリノであり, 本実験では検出することができない。そのため, 運動量変数は全て, 終状態ハドロンを用いて計算される。事象の選別においては, ニュートリノによる大きな運動量欠損 ( $\cancel{P}_T$ ) があることが, 鍵となる。これに加え, 中性流反応等の  $ep$  衝突からのバックグラウンドや, 宇宙線ミュオン等の  $ep$  衝突以外のバックグラウンドの除去を行った。特に,  $e^-p$  衝突では,  $e^+p$  衝突の場合よりもビーム・ガス反応事象の影響が大きくなるため, その効率良い除去のために, 新たな方法を導入した。図 1 (a), (b) は, 軌跡検出器を用いて測定した  $N_{\text{trk}}$  (トラックの数) と  $N_{\text{trk}}^{\text{good}}$  (衝突点を通り,  $p_T > 0.2 \text{ GeV}$ ,  $15^\circ < \theta < 164^\circ$  であるトラックの数。  $\theta$  は陽子入射方向からの天頂角。) との平面上での分布である。ハドロン系の散乱角度 ( $\gamma_0$ ) が  $0.4 \text{ rad.}$  より大きく,  $P_T < 30 \text{ GeV}$  である事象に対してプロットした。また, ビーム・ガスが多くなるように,  $P_T$  等のカットを緩めてある。(a) データと (b) CC モンテカルロとの比較から, 図の右下の領域, すなわち  $N_{\text{trk}}$  が大きく  $N_{\text{trk}}^{\text{good}}$  が小さい領域にバックグラウンドがあることが分かり, 実線で示されるようなカットを加えた。(c) は, この平面上でのカット線までの距離である。左側 ((a), (b) の右下側に対応) にバックグラウンドのピークが見られ, 右方まで広がっている様子が分かる。(d) では, この図上でのカット以外の全てのカットが加えられており, 縦線で示されるトラッキング・カットが妥当であることが分かる。荷電流反応を選別するための全てのカットを加えた後, 655 の  $e^-p$  事象と 1463 の  $e^+p$  事象が残った。

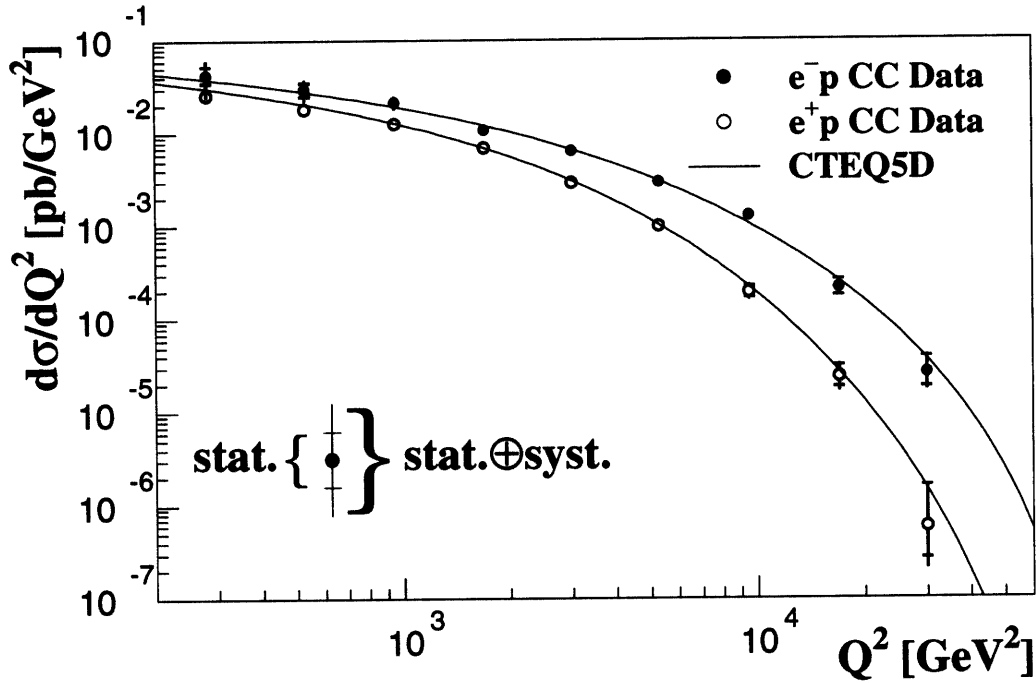


図 2: 荷電流深非弾性散乱の断面積  $d\sigma/dQ^2$  の測定結果。黒丸は  $e^-p$  データ, 白丸は  $e^+p$  データ。曲線は CTEQ5D を PDF に用いて計算した標準理論の値。

選別された事象を用いて, 微分断面積  $d\sigma/dQ^2$ ,  $d\sigma/dx$ ,  $d\sigma/dy$  及び二階微分断面積  $d^2\sigma/dxdQ^2$ , そして積算断面積の測定を行った。図 2 に  $d\sigma/dQ^2$  の測定結果を示す。 $e^-p$  ( $e^+p$ ) 衝突における統計誤差は 20 % (10 %) 以下である。系統的誤差は,  $e^-p$  衝突の場合は低い  $Q^2$  において最大約 40 % で, 主な要因はビーム・ガス事象に対するトラッキングカットである。 $e^+p$  衝突の場合は, 高い  $Q^2$  で最大約 35 % で, エネルギー・スケールの不定性, 及びパートン・シャワーの理論不定性が, 主な要因である。両断面積とも, 以前よりも高精度な結果を得ることができた。また, 測定結果は標準理論による予測値と一致した。図に見られるように,  $e^-p$  衝突の断面積は  $e^+p$  衝突よりも大きく, 高い  $Q^2$  ほど, その差は広がっている。これは, 陽子中の  $u$  クォークが  $d$  クォークよりも多いことと,  $d$  クォーク分布に対してヘリシティー要素  $(1-y)^2$  が掛かっているためである。

ここで, 5 桁にも及ぶ断面積の  $Q^2$  依存性には, (1) 式に見られるように,  $M_W$  の大きさが関与している。従って,  $M_W$  を自由パラメータとして理論曲線を測定値にフィットすることで,  $M_W$  の値を得ることができる。 $e^-p$  及び  $e^+p$  の両データを用いて得られた結果は,  $M_W = 78.85 \pm 1.43(\text{stat}) \pm 1.34(\text{syst}) \pm 1.57(\text{pdf})$  GeV であり, LEP 及び Tevatron による  $s$  チャンネル測定の結果と一致する。

また, 構造関数  $F_2^W$  を  $F_2^W \equiv F_2^{W+} + F_2^{W-}$  と定義すると, これは二階微分断面積 (1) 式を用いて, 次式のように得ることができる:

$$F_2^W = \left( \frac{d^2\sigma_{CC}^{e^-p}}{dx dQ^2} + \frac{d^2\sigma_{CC}^{e^+p}}{dx dQ^2} \right) \times \frac{4\pi x}{G_F^2} \left( \frac{M_W^2 + Q^2}{M_W^2} \right)^2 \frac{1}{Y_+} + \Delta(xF_3, F_L). \quad (4)$$

ここで  $\Delta(xF_3, F_L)$  は,  $xF_3$  及び  $F_L$  に関する補正項で, 理論計算値を用いる。得られた  $F_2^W$  を, より低い  $Q^2$  における  $\nu$ -Fe 実験である CCFR の測定値と比較し,  $Q^2$  発展の連続性を確認した。

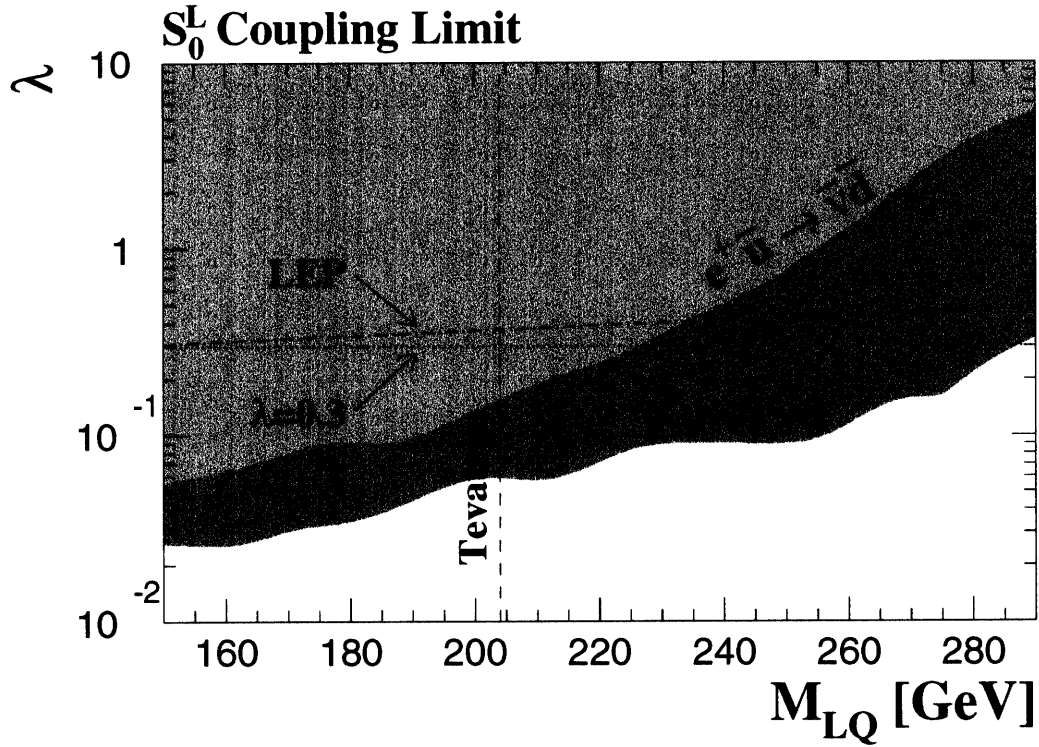


図 3:  $\nu q$  および  $\bar{\nu} \bar{q}$  終状態から得られた  $S_0^L$  の結合定数に対する 95 % C.L. 上限値。塗り潰された部分が本研究により排除された領域である。比較の為に、LEP および Tevatron からの結果と、 $\lambda = 0.3 \sim \sqrt{4\pi\alpha}$  の値を示してある。

次に、荷電流反応のサンプルを用いて、標準理論の枠を越える現象の探索を行った。HERA では、電子とクォークに結合する共鳴状態として、スカラーまたはベクターのボソンを生成できる可能性がある。このような共鳴状態を探索するには、終状態のニュートリノとジェットとの不変質量を測定し、その分布にピークが無いか調べれば良い。本研究では、ニュートリノの運動量は、ハドロン系の運動量から再構成する。得られた質量分布には、標準理論の予測と比較して、有意な超過は見られなかった。そこで、スカラー及びベクターの共鳴状態に対してそれぞれ、生成断面積の上限値を計算した。

HERA での  $eq$  共鳴状態を記述する理論の一つとして、レプトクォーク (LQ) がある。レプトクォークは 14 種類考えられているが、その内、 $\nu q$  状態に崩壊できるものは  $S_0^L$ ,  $S_1^L$  (スカラー) そして  $V_0^L$ ,  $V_1^L$  (ベクター) の 4 種類である。 $S_0^L$  と  $S_1^L$ ,  $V_0^L$  と  $V_1^L$  は、それぞれ同じ生成・崩壊モードと同じ結合定数を持つので、ここでは  $S_0^L$ ,  $V_0^L$  の 2 種類について、結合定数の上限値を求めた。狭共鳴幅近似 (NWA) を用いると LQ 生成断面積は次の式で表される：

$$\sigma^{NWA} = (J + 1) \frac{\pi}{4s} \lambda^2 q(x_0, M_{LQ}^2). \quad (5)$$

ここで  $J$  はレプトクォークのスピンの、 $\lambda$  は結合定数、 $q(x_0, M_{LQ}^2)$  は  $x_0 = M_{LQ}^2/s$  及び  $Q^2 = M_{LQ}^2$  において得られるクォーク密度である。 $M_{LQ}$  はレプトクォークの質量を示す。先に得た断面積の上限値から、(5) 式を用いて、結合定数の上限値を得る。図 3 に  $S_0^L$  の結果を示す。 $e^-p$  衝突では  $u$  クォークに結合できるのに対し、 $e^+p$  衝突では  $\bar{u}$  への結合であるため、 $e^-p$  衝突からの結果の方が低い上限値を与えている。LEP や Tevatron からの結果と比較すると、 $204 < M_{LQ} < 290$  GeV において、本研究から新しい上限値を得られたことになる。