■ 研究協力

• HERA-ZEUS 実験の最近の結果

東京大学原子核研究所

久世 正弘、徳宿 克夫

1. はじめに

DESY の HERA における ep 衝突実験は 1992 年に始まり、4 年間が経過した。マシンのビーム強度は年々増加し、データの統計も上がってきた。初期の結果は学会誌 [1] で報告してあるが、ここでは最近の ZEUS の結果から興味深い話題を紹介する。ここに載せた図のいくつかはプレリミナリなものであることをあらかじめお断りしておく。なお、日本からは東大核研、東京都立大、明治学院大が ZEUS 実験に参加している。

図 1に過去 4 年間の ZEUS 衝突点で測定された HERA の積分ルミノシティを示す (H1 衝突点でもほぼ同じ)。毎年ビーム強度、バンチ数ともに増加して設計値に近づいてきた。昨年の実験では全 220 バンチの内 174 バンチが衝突に使われた。瞬間ルミノシティの最高値は $7.2 \times 10^{30} cm^{-2} s^{-1}$ で、設計値 (1.5×10^{31}) の約半分まで来ている。しかし積分値は設計値 ($100 pb^{-1}$/年、最近マシングループは公式には $50 pb^{-1}$/年 とコメントしている) に比べてまだ開きがあり、いかにトラブルを減らし安定して運転するかが課題となっている。将来のルミノシティの増強計画については最後に述べる。

93 年までの運転では電子ビームの寿命が短いことが問題となっていた。このため 94 年からはほとんど陽電子ビームでの運転をしている。しかし、荷電カレント反応などから電弱相互作用の研究をするには電子と陽電子双方のデータを集めることが不可欠であり、実験側から 97 年には電子でも走ることが強く希望されている。短寿命の原因は、イオンゲッターポンプから出る塵が陽電荷を帯びて電子ビーム軌道にトラップされるためと考えられ、全て NEG ポンプに交換することが計画されている。今回の冬のシャットダウンでほぼ 1/8 が交換された。

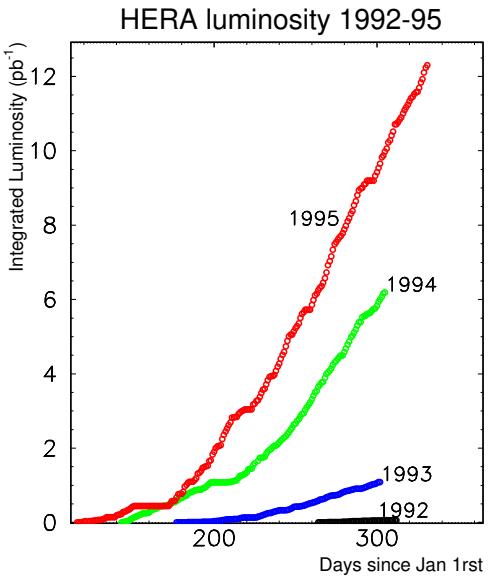

図 1. HERA の毎年の積分ルミノシティ

2. 高い Q^2 での深非弾性散乱 (DIS)

まず、HERA での実験の最大の目的である高い Q^2(運動量移行の 2 乗) における陽子の内部構造の探索から始めよう。ご存じのように HERA は巨大な電子顕微鏡と考えることができる。1/Q が見ている長さの尺度、分解能を与えると考えてよい。従来の固定標的のレプトン核子散乱実験に比べ Q^2 で 100 倍高い領域の実験なので、今までより 10 分の 1 の物差しで陽子の中身を覗いていることになる。(Q^2 の最大値は $s = 4E_e E_p = 4 \times 30 \times 820 =$ 約$10^5 \mathrm{GeV}^2$)

低い Q^2 では DIS の断面積は光子を媒介する電磁相互作用が圧倒的に大きく、Q^{-4} の依存性を持つ。当然電子がそのまま出ていく中性カレント反応 (NC) のみである。弱い相互作用の断面積は Z や W の質量のため $(Q^2 + M^2_{\mathrm{Z,W}})^{-2}$ の依存性を持つ。よって

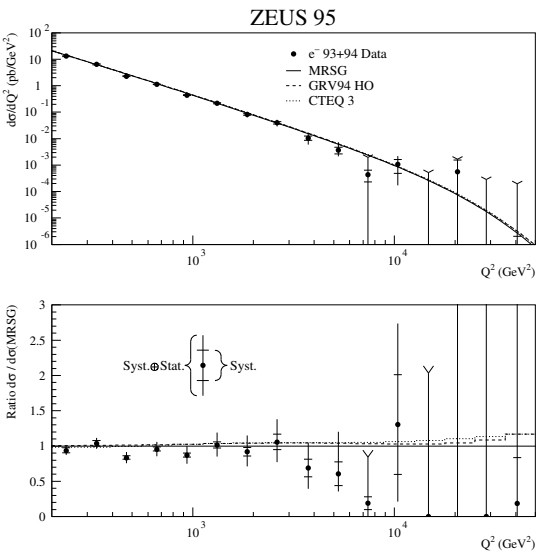

図 2. NC の断面積 (e^-p)

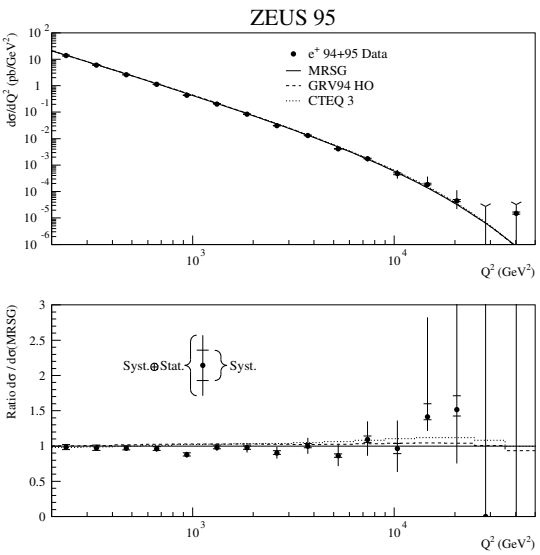

図 3. NC の断面積 (e^+p)

HERA で実現される高い Q^2 の領域では、NC については Z および Z と光子の干渉の寄与が見えてくる。また、W を媒介する荷電カレント反応 (CC) も NC と同じオーダーになる。この場合電子はニュートリノになって観測されない。

図 2、3、4に 93-95 年のデータから求められた電子、陽電子それぞれと陽子の NC および CC の断面積を Q^2 の関数として示す。$Q^2 \gtrsim 500\mathrm{GeV}^2$ の領域での測定は HERA が初めてである。(93 年の電子のみのデータの結果はすでに論文 [2] が出ているがここには新しい統計のプレリミナリな図を示す。) Q^2 が $5000\mathrm{GeV}^2$ 位を越えると弱い相互作用の効果が出てきて NC の断面積は e^- の方が e^+ より高くなる。

また、CC の断面積も電子の方が陽電子より大きくなる。これは陽子のバレンスクォークが uud であることと対応している。この断面積の Q^2 依存性に W 質量の効果が見られ、そこから逆に W 質量を計算することもでき、$M_\mathrm{W} = 79^{+8+4}_{-7-4}\mathrm{GeV}$ という値が得られている。この領域のデータはまだ圧倒的に統計誤差に制約されていて ($Q^2 > 200\mathrm{GeV}^2$ の CC のイベントは 86 イベント)、更なるルミノシティの増加を期待したいところである。

さて、気になるのは標準モデルからのずれであるが、図にデータと共に示した線がその計算値である (3 つの線はそれぞれ異なった陽子構造関数によるもの)。両者の比を取ったのが NC について図の下部に示されている。1 からの有意なずれは認められない。もしもクォークが点電荷でなく広がりを持つ粒子であれば、断面積は下がる方向にずれる。陽子のフォームファクターとのアナロジーで $(1 - r^2Q^2/6)$ の係数を仮定すると、r(クォークの広がり) の上限として $1.3 \times 10^{-16} cm$ が得られる (95%C.L.)。

また、未知の重い粒子を媒介する新しい相互作用があると、断面積は大きくもなる。この効果を一般的に 4 フェルミオンが 1 点で相互作用するダイアグラムで代表させてコンタクト相互作用と称する。相互作用の強さはカップリングの強さ g とマススケール Λ により $g^2/2\Lambda^2$ で効いてくる。新しい相互作用の結合の形により断面積の変化は異なるが、例えば左巻きのレプトンと右巻きのアップクォークに結合し、振幅を増す方向に効く場合、$g^2 = 4\pi$ とした時

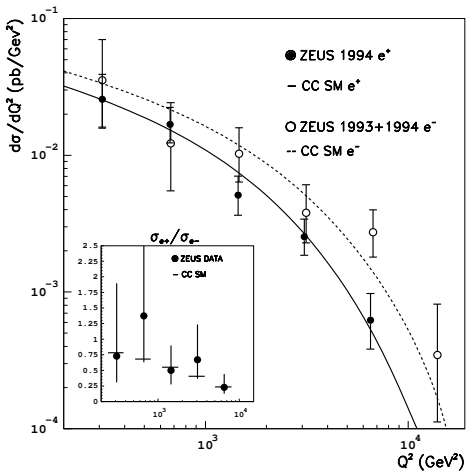

図 4. CC の断面積

の 95%C.L. での Λ の下限値は約 1.5TeV となる。最近 CDF グループがジェット生成の断面積が高い E_T で標準モデルより大きいことの解釈の一つとして $\Lambda = 1.6$TeV のコンタクト相互作用の可能性を論じている [3]。かなり近いマススケールの領域を見ていることになるが、テバトロンでの反応はクォークやグルーオン同士でのカップリングになるので HERA での場合と単純な比較はできない。

この他に最近結果が出つつあるのはレプトンのフレイバー保存の破れの探索、すなわち散乱電子の代わりに μ や τ が検出されるような現象の探索である。実は H1 実験が 94 年のデータから高い p_T の μ があたかも散乱電子のように出ている事象を 1 つだけ見つけ、プレプリント [4] を出している。彼らの解釈はリアルな W の生成 $\rightarrow \mu$ への崩壊である確率が 3% ということである。ZEUS でもこれほどきれいではない候補が 1 事象あるが、これにはもう一つ低い p_T の μ が伴っており、2 光子過程からのバックグラウンドと解釈されている。これらの探索からレプトンフレイバーを破る相互作用についてフレイバー、スピン、アイソスピンの種々の組み合わせについて制限を加えることができる。μ や K の稀崩壊実験から来る制限が強いモードもあるが、かなりのモードで (特に τ が終状態の場合) 最も良い制限が出せそうである。

3．陽子構造関数

さて、前章では高い Q^2 領域の結果を紹介したが今度は低い Q^2 のデータを見ていこう。インクルーシブな散乱は二つの力学変数で記述できる。電磁相互作用のみを考えた場合、Bjorken スケーリング変数 x と y を使って微分断面積を表すと、

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2}{sx^2y^2}$$

$$\times\{(1-y+y^2/2)F_2(x,Q^2)-(y^2/2)F_L(x,Q^2)\}$$

(α は電磁結合定数、Q^2=sxy) となる。関数 F_2 と F_L が陽子の内部構造を反映している。クォークパートン模型では F_2 はクォークの運動量分布関数 $f_q(x)$ と電荷 e_q を用いて $F_2(x,Q^2) = \sum_q e_q^2 x f_q(x)$ と書くことができる。F_L は仮想光子の縦波成分と反応する断面積であり現在の解析では QCD からの理論値を用いている。

1992 年に実験が始まって毎年、より広い運動学的領域のそしてより精度の高いデータを発表してきた。図 5に示すのは特に低い Q^2 領域に焦点をあてた解析の結果である [5]。Q^2 の領域で 1.5GeV^2 より、最小 x は 10^{-5} 台まで達している。

さてこのデータは何を意味しているのであろうか。まず図を見てすぐに気付くのはどの Q^2 の領域で見ても x が小さくなると共に F_2 が増えている事であろう。各 Q^2 での F_2 は、そのスケールで見た時のクォークの運動量分布に x をかけたものとみなすと、陽子のなかには非常に沢山の sea クォークがあることになる。

摂動論的量子色力学 (pQCD) では F_2 の値を予言することはできないが、ある境界での値が分かればそこからの F_2 の発展の仕方を記述できる。Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) の発展方程式 (い

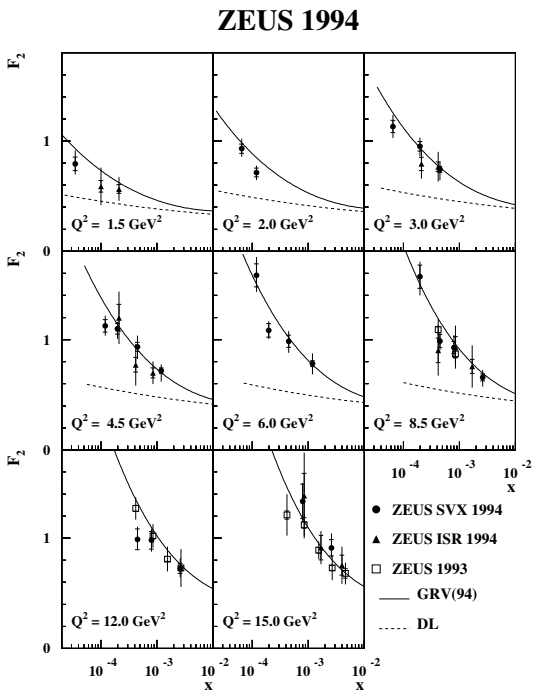

図 5. 低い Q^2 領域での F_2

わゆる Altarelli-Parisi Evolution Equation であるが、最近は頭の三人も忘れずにつける) によると、ある Q_0^2 での F_2 が与えられれば、それより高い Q^2 の F_2 が求まる。摂動論が成り立つ領域ということで、HERA 以前の主な解析では Q_0^2 として $4\mathrm{GeV}^2$ 程度をとるのが普通だった。この常識に反して Dortmund のグループは、Q_0^2 を $0.34\mathrm{GeV}^2$ という非常に小さい所から始めた [6](GRV; 図中の実線)。Q_0^2 での分布としては x=0 で零になる関数形 (バレンス型) のクォーク、反クォーク、グルーオンを仮定する。残りのパートンはその低い Q_0^2 から測定された Q^2 までの DGLAP 型の QCD 発展から生成されるとするモデルである。(本当はバレンスクォークだけで始めてすべての sea クォークとグルーオンを得られるといいのだがそれはうまくいかないことが知られている。) 不思議なことに (何人かの証言によると本人達も驚いたということだが)、HERA のデータは彼らの予言を追ってきている。

また、図中の点線 (DL) は Donnachie と Landshoff によるもので、Regge 理論よりの予言である [7]。仮想光子と陽子との全反応断面積 $\sigma_{tot}^{\gamma^* p}(W^2, Q^2)$ (W は光子・陽子間の重心系エネルギー) をハドロン反応から求まっているソフトポメロンの切片 $\alpha_{I\!P}$=1.08 を用いて、$\sigma_{tot}^{\gamma^* p}(W^2, Q^2) \propto W^{2(\alpha_{I\!P}-1)}$ とパラメータ化し、F_2 との関係式、

$$\sigma_{tot}^{\gamma^* p}(W^2, Q^2) \approx \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} F_2(x, Q^2)$$

を用いて表現したものである。従って、Q^2=0 ではデータを良く再現しているモデルであるが、図で見ている Q^2 領域ではどうも合っているとは言い難い。

従って、既に Q^2=1.5GeV^2 では DGLAP 型の pQCD が適応できていると判断できる。GRV にこだわらず、Q_0^2 でのパートン分布を変化させて、ZEUS データを含めて pQCD 解析を行なうと非常に良くフィットした線を得られる。

さて、それでは一体どの Q^2 以上で pQCD が成り立ち、どの Q^2 以下でソフトポメロン型の振舞いを示すのであろうか。GRV についていえば、Q^2=0.34GeV^2 では定義によりすべてバレンス型となり、低い x のパートンは皆無になってしまうはずである。

1995 年に我々はより小角度の散乱電子を捕まえるため, ビームパイプカロリメータ (BPC) を設置した。それによる F_2 のプレリミナリな結果を 4 月に公表している (図 6)。GRV と DL の線を示してあるが、この領域では Regge 型の DL のモデルがうまく合っていることがわかる。

これを見ると Regge 領域から pQCD 領域への移行は Q^2=0.5−1.5GeV^2 の領域にあると思われる。この領域をカバーするデータも 1995 年に取られているので今後の発表を御期待ください。

F_2 の低い x 領域での増加から、sea クォークと密接な関係を持つグルーオンもその領域で増加していると考えられる。F_2 の pQCD によるフィットにより既に 1993 年のデータで

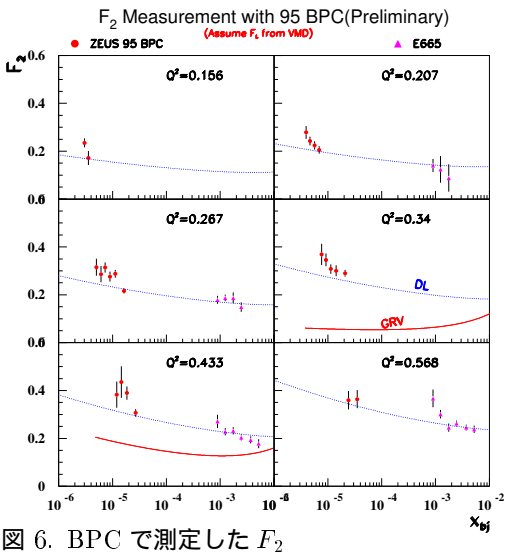

図 6. BPC で測定した F_2

これを示している [8] が、より高い精度での再フィットが現在行なわれている。

一つ注意すべきなのは、 F_2 の pQCD フィットからグルーオン分布を出す時に、ある Q^2 での関数形をある程度決めてから始めるという点である。極端にいえば、グルーオンの初期分布としてピークが 2 つも 3 つもある関数を試みてはいない。そこで、グルーオン分布を他の方法で独立に調べることも重要である。チャーム粒子の生成や、 DIS でのベクター中間子生成の断面積は陽子内のグルーオン分布を反映する。 1993 年のデータで既に結果が出ており [9, 10, 11]、 F_2 のフィットと矛盾していないことは確認されている。より高い統計のデータを現在解析中である。

4. LRG とポメロンの構造

HERA の初年度の結果の中で多くの話題を呼んだものに、広いラピディティ間隙をもつ DIS 事象の観測がある [12](以下 Large Rapidity Gap(LRG) 事象と呼ぶ)。図 7がその例である。 (表紙を飾っているような) 通常の DIS 事象との大きな違いは、陽子の進む方向 (図の左方向) のビームパイプ周囲である。つまり、通常の DIS 事象では散乱されたクォークの方

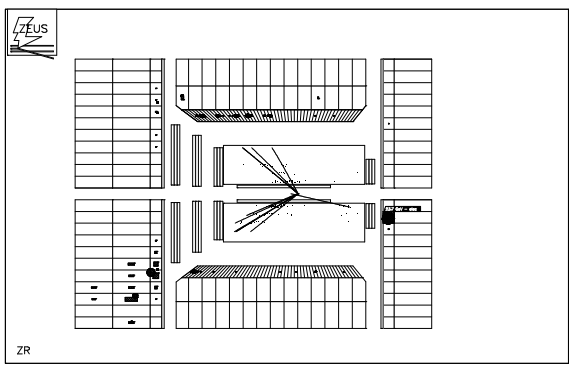

図 7. LRG-DIS 事象の例

向に加えて前方のビームパイプ周りに大きなエネルギーが落されるのに対して、このタイプの事象ではそれがなく、測定器に入るハドロンシステムと前方に抜けていくシステムとの間に大きな間隙がある。通常、散乱されたクォークと陽子の残りとの間にカラー力が働きそこから粒子が放出されると考えると、 LRG 事象では前方のシステムと散乱クォークとの間にカラー力が働いていないという事になる。

まず初年度に得られた結果を要約しておくと、 1)LRG 事象は、 DIS 全体の事象の約 5 % を占め、その比率は x,Q^2,W 等にあまり依存しない leading twist の効果である [12]。これは陽子が π 中間子や光子を放出してそれが電子と散乱した可能性をほぼ排除し、ディフラクテブな散乱であることを示す。 2)DIS である点で既にハードな散乱事象であることを示しているが、さらに、光子陽子系では 2 ジェットの生成も観測された [13]。 3) 実光子と陽子の反応でも、 LRG のある 2 ジェット生成が観測され [14]、ハードな過程を伴うディフラクテブな反応がかなり一般的に観測される事が分かった。

ディフラクテブ反応は仮想粒子ポメロンを介して起こると説明される。ポメロンは pp 等ハドロン反応のソフトな反応の振舞いをよく説明するために導入されているが、そこにハードな散乱が介在するという事はポメロンをミ

クロに研究できる可能性が出てきたことになる。Ingelman と Schlein は ISR での pp 実験結果をもとに、ハードなディフラクテブ事象を、パートン・パートン散乱の行列要素、ポメロン内部のパートン分布関数、入射粒子がポメロンを放出する確率 (Pomeron flux factor) の三つの積で記述するモデルを提唱した [15]。Schlein 自ら率いる UA8 実験では、ポメロン内部のパートンがハードな運動量分布 $(x(1-x))$ をしていると考えるとディフラクテブなジェット生成の分布が再現できた [16]。HERA の場合電子をプローブとすることができるため、ポメロンの構造関数の精度良い測定が期待されていた。

具体的な解析は、DIS-LRG 事象から散乱された (陽) 電子と前方にぬけた陽子を同時測定した場合の F_2 といえる F_2^D を求める。通常の F_2 は 2 つの運動量変数の関数だったが、もう 1 つ粒子を検出することにより 5 変数の関数 $F_2^{D(5)}(Q^2, \beta, x_{I\!P}, t, \phi)$ となる。ここで、β=$Q^2/(Q^2+M_X^2)$、$x_{I\!P} = (M_X^2+Q^2)/(W^2+Q^2)$ (ここで M_X は陽子を除いたハドロン系の質量) で、ポメロンのモデルでは、$x_{I\!P}$ は陽子中にポメロンの占める運動量の割合、β は散乱されたパートンのポメロン内に占める運動量の割合と解釈できる。(ただし、すべて観測量をもとに定義されているのでポメロンのモデルを認めなくても有効な変数である。) t は陽子の運動量移行の 2 乗、ϕ は陽子の散乱角と電子の散乱角の (xy 平面での) 差である。

我々は LRG 事象を観測しているだけで前方の陽子の運動量は測定していない。そこで最後の 2 変数については積分された 3 変数の $F_2^{D(3)}$ が実験で求まるものとなる。ポメロンモデルの大事な点は、これが

$$F_2^{D(3)}(Q^2, \beta, x_{I\!P}) = f(x_{I\!P}) F_2^{D(2)}(Q^2, \beta)$$

と変数分離できるということにある。すなわち f は $x_{I\!P}$ の運動量を持つポメロンが陽子から放出される確率で、$F_2^{D(2)}$ がポメロンの内部のパートンの分布を示し、その 2 ステップが独立しているということになる。

1993 年データの解析で H1[17]、ZEUS[18] 共に論文を発表しており、結果は関数分離は実験の統計誤差範囲で成立しており、ポメロンのフラックスは $f(x_{I\!P}) \propto (x_{I\!P})^{-a}$ という形に書けた。得られたポメロンの構造関数 $F_2^{D(2)}(Q^2, \beta)$ の主な性質は、1) ソフトなパートン運動量分布だけでは説明できない。2) ハードとソフトの両方の運動量成分がある。3) 統計誤差の範囲では、Q^2 依存性はないと考えて矛盾しない (スケーリング)。

ポメロンが種々の反応にユニバーサルであるとすると、$f(x_{I\!P})$ としてハドロン反応で得られたものを使うことで $F_2^{D(2)}$ の絶対値が求まる。その積分から、ポメロン内部の運動量中のクォークが占める割合を決定できる。ただし、どの反応をとってもフラックスは他の関数と積の形で現れるので、$f(x_{I\!P})$ の絶対値決定は難しく大きな不定性がある。

そこで我々は他の方法を考えた [19]。上の測定では電子をプローブとすることにより、ポメロン内部のクォークの分布のみを見ていることになる。それに対して、光子・ポメロン散乱でのジェット生成断面積を見ると、光子・グルーオン融合過程からの寄与が大きいので、ポメロン内部のグルーオンの量に感度が高い。この二つの測定を総合することにより、フラックスに独立な測定が可能で、ポメロンの運動量の $30 \sim 80\%$ はハードな分布をしたグルーオンが担っているという結論が得られた。

ここまでの議論は約 $0.5pb^{-1}$ のデータをもとに行なわれている。ここまでは統計が少ないことも逆に幸して、かなり見通しのいい議論が可能であった。ところが、1994 年に取得した高統計のデータが現れて、話がややこしくなってきた。火付け役は H1 で、1996 年 2 月のイスラエルのエラートにおけるコンファレンスで新しい結果を発表した。それによると関数分離は厳密には成り立たず、ポメロンフラックスは β によって変化する。この依存性を加えた上での $F_2^{D(2)}$ の形状は β に依らずほぼフラット、

さらに、Q^2 依存性が観測された (スケーリングの破れ)。このデータをもとに pQCD 解析を行うと、ポメロンの内部はほとんどグルーオンが占めており、その分布は $\delta(1-x)$ に近い、すなわちポメロンはほとんど 1 個のグルーオンからできているということになる。(スーパーハードポメロン : UA8 がそのような成分もあると解釈し得ると、種々のコンファレンスで報告していた。)

これはどう解釈すればいいのだろうか。まず一つ言えるのは、関数分離が成り立たないと言った上で果たしてポメロンの構造を議論できるかという疑問がある。どの β 依存性をフラックスと解釈しどれを構造関数と採るか、はたまた、フラックスが Q^2 に依存してもいいのでないか。こう考えていくと、ポメロンの構造関数として任意の関数を持ってきても、フラックスの関数形を変えることで自由にデータを再現できてしまう恐れもある。

現在この解釈をめぐって様々な議論がなされているが、実験的にも難しい領域の測定であることは指摘しておく。特にここまでの解析では、我々は陽子を捕まえずに F_2^D を議論しており、陽子が N^* などに励起する割合はモンテカルロモデルに依存している点である。実は ZEUS は散乱陽子の運動量を測定する Leading Proton Spectrometer(LPS) を持っており、このデータを使うことで陽子を確実に捕えた解析が進行中である。

LRG 事象についてもう一つトピックを加えると、1994 年の約 $3pb^{-1}$ のデータの中に 1 事象だけ荷電カレントで LRG のあるものが観測された。ポメロンは W ボゾンとも反応するのである。これは、ポメロン内にクォークが存在する限り起こっても当然であるが、起こる頻度が上の解析と矛盾がないかどうかを調べることが重要となる。それにはもっと事象を集めるのが先決であり、1995 年からは LRG-CC 事象に対するトリガー効率を拡大した。

最後に LRG 事象をポメロンと無関係に説明するモデルもあることも付け加えておく。ポメロンモデルは陽子がカラー一重項の粒子 (ポメロン) を放出する所から始まるいわば初期放出の理論であるのに対し、逆に終状態の相互作用から LRG を作り出すモデルがある。一つは Buchmüller たちのモデル [20] で、1/9 の確率で散乱パートンがカラー一重項状態を作り出すといったモデルである。もう一つは Ingelman たちによるもので [21]、散乱したパートンは陽子の媒質中である確率でカラーが変わってしまうとするモデル (ソフトカラー相互作用) である。現時点ではこれらのモデルも排除されていない。

5. 二つのポメロン

前章ではディフラクテブな反応を見ながらポメロンの構造を議論してきたが、一体我々の見ているものは本当にポメロンなのだろうか。この章ではポメロンを媒介とした反応に特徴的な性質をまとめながら、それに関して我々が現在どれだけ測定できているかを述べる。

まず第一にポメロンは真空の量子数を持つはずであるので、前方に抜け出たバリオン系は p あるいは N^* 等であり、アイソスピンの変化する Δ 等ではないはずである。この確認はまだなされていないが、LPS を含んだ解析により将来明らかにできると思う。

さらに大事な点は、反応が “ポメロントラジェクトリ $\alpha_{I\!P}(t)$” 上の性質を持っていることを示す点である。ここでポメロントラジェクトリについて詳しく説明をしている余裕はないので教科書を開いてもらうとして、ここでは反応全断面積や弾性散乱断面積の重心エネルギー (s あるいは W^2) 依存性との関わりあいについてのみ述べておく。これらの量は、十分に高い重心エネルギーではポメロンを介した反応が大きく効き、それぞれ、全断面積 $\sigma_{tot} \propto W^{2(\alpha_{I\!P}(0)-1)}$, 弾性散乱 $d\sigma_{el}/dt\ |_{t=0} \propto W^{2(2(\alpha_{I\!P}(0)-1))}$, とポメロントラジェクトリの $t=0$ での切片 $\alpha_{I\!P}(0)$ と関係する。 pp 散乱のデータより得られる $\alpha_{I\!P}(0)$ の

値は 1.08 となる。 HERA で測定された γp 全断面積 [22] と低いエネルギーでの測定を同時に示したのが図 8の一番上に描かれている。これを見ると、 pp 散乱の場合と同様に全断面積は重心エネルギーの増加と共にゆるやかな上昇傾向を示す。よって γp の全断面積は、 pp の場合と同じポメロンに支配されていると考えられる。

光子とベクター中間子 (V) の類似性より、 $\gamma p \rightarrow Vp$ 反応を弾性散乱と考える。 $\alpha_{I\!P}(0)$= 1.08 から来る全弾性散乱断面積のエネルギー依存性は、 σ_{el}~$W^{0.22}$ となる。 $(4(\alpha_{I\!P}(0)-1)$= 0.32 に t≠0 の補正が加わる。) 図 8に見えるように質量の軽い ρ、 ω、 ϕ ではこのモデルに一致している [23]。それに対して J/ψ の場合はより急激な断面積増加が見られた [10]。

さて、ここで二つ目のポメロンが登場する。上で説明した pp の実験先行で得られている上記の (ソフト) ポメロンに対して、 BFKL タイプの pQCD より理論先行で導かれるポメロン [24] はハードポメロンと呼ばれ、 $\alpha_{I\!P}(0)$ ~$1+(12\ln 2)\alpha_s/\pi$ ~1.5 と 1 よりかなり大きく予測されている。このため断面積のエネルギー依存性は大きくなる。 pQCD が基礎となっているため、ポメロンと陽子内部のグルーオン密度との関係づける事も可能となる。

もう少し例を見てみよう。 $\gamma p \rightarrow \rho p$ 反応は既に見たように実光子 $(Q^2 = 0)$ の場合ソフトポメロンで説明がついたが、仮想光子の場合 $(Q^2 > 0)$ はどうか。図 9に見えるように、低エネルギーのデータ (NMC) と比較すると ZEUS のデータは非常に大きくなっており、急激な断面積増加を示している [11]。あるいは、 F_2 の所で述べたように、 $Q^2 > 1.5$GeV での仮想光子・陽子の全断面積はソフトポメロンを基盤とした DL の予想より大きくなっている。

以上より Q^2 や J/ψ の質量等、何らかのハードスケールが存在する反応では $\alpha_{I\!P}$ が大きくなっており、 pQCD によるポメロンのモデルに近づいているようである。ただハードポメロンの理論計算は、 α_s の値を固定しているとか、運動量保存を途中計算で無視している等、色々な問題点があって未完成である。議論が進むにつれて $\alpha_{I\!P}(0)$ がいくつになればハードポメロンを見ている事になるのか不明になってきており、今後の発展を待たねばならない。実験側からいえば、多くの反応において様々な Q^2 でエネルギー依存性を測定してデータを増やすことにより理解を深めていく必要がある。特に、 F_2 の所でも述べたように、ソフトポメロンの領域からスケールの変化と共にどのようにハードポメロンの領域に移っていくのか、その遷移の具合を調べることも重要となっている。

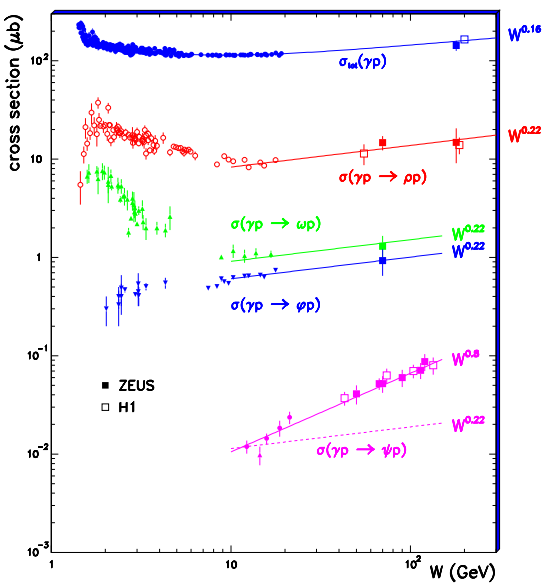

図 8. 光陽子全断面積と種々のベクター中間子光生成断面積の重心エネルギー (W) 依存性

さて、 LRG-DIS で見ているポメロンは、ハード、ソフトどちらのポメロンであろうか。上の論理からいくと、プローブとなる光子の Q^2 が大きいためハードスケールが存在し、よってハードポメロンと予想される。実はこの点は現在 H1 と ZEUS の争点となっている所でもある。 H1 のポメロンフラックス f の関数

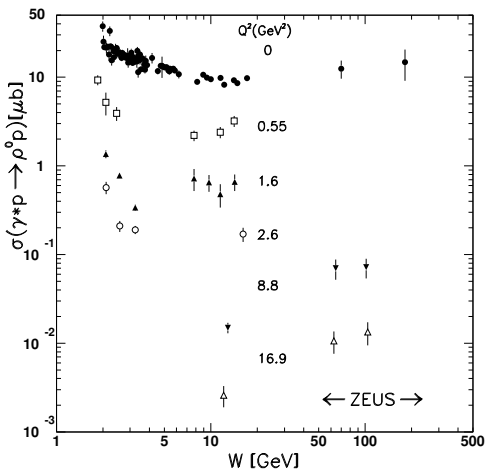

図 9. 様々な Q^2 における $\gamma p \to \rho p$ 反応断面積のエネルギー依存性

形の解析では、ソフトポメロンと一致しており [17]、 ZEUS の同様な解析では、 H1 とエラーを考慮すると一致しているが、ややハードな結果がでている [18]。それと独立の ZEUS のディフラクテブ反応断面積の解析では、ソフトポメロンとは相容れないほどハードな値が得られている [25]。今後の解析が決着をつけてくれると思われる。

6. 今後の計画

F_2 を求める時に F_L は QCD の理論値を使っていると述べた。低い x の領域では F_L の測定値がなく、 F_2 の系統誤差の一因になっている。そこで、これを測定しようという提案がなされている。 F_2 と F_L の断面積への寄与の y 依存性が異なるため、同じ x と Q^2 での断面積を異なる y で測定すれば双方の比が求まる。これは全エネルギー s を変えながら実験をすることを意味する。電子と陽子どちらのビームエネルギーを変えるかは、トリガーのし易さ、ルミノシティの測定などの利点から陽子ビームを下げる方が望ましい。実験の時期については HERA-B が本格的に走り出すと陽子ビームエネルギーを下げることは困難であること、 97 年以降 e^-p モードを再開するまでルミノシティの飛躍的な増加は見込めないことなどから今年のランの途中から低エネルギーモードで走るという提案である。マシングループの計算によれば、ルミノシティは最高エネルギーの場合に比べ約 30% に低下する。まだ最終的な決定はされておらず、 8 月まで通常エネルギーで走った後決めることになっている。

来年以降の HERA の予定であるが、前述のように真空ポンプの交換をして 97 年には e^-p モードに戻りたいというのが実験からの強い要望である。また、 HERMES 実験で使われているスピンローテータ (シンクロトロン内の電子の自然の横偏極を衝突点の前後で縦偏極に変える) を 98 年までに ZEUS と H1 にも設置する要望が出されており、これが入れば電弱相互作用の研究に不可欠な偏極電子での DIS 反応が測定できる。

ルミノシティのアップグレードについてもいくつかの計画がある。電子リングの方は常伝導キャビティに加え超伝導キャビティを運転してビーム電流を上げていく。すでに一部運転をしており、今年もパワーを追加して電流の増加をめざす。陽子リングについては前段加速器のアップグレード (より高いエネルギーにして DESY リングに入射) およびコントロールシステムの改善によるビームロスの削減が提案されている。

ビームオプティクスを低いベータ関数を持つものに変えて Specific Luminosity を上げる研究もなされており、ビーム電流の増加と併せて年間 $75pb^{-1}$ は可能と言っている。ただ、ビームラインを大きく変えてしまうと電子の偏極を現在のような高い値 (60% 以上) に保てなくなる可能性が出てくる。

さらに究極の選択として衝突点ぎりぎりのところでビームを絞り、より低いベータ関数を実現するオプションがある。このオプションでは年間 $170pb^{-1}$ が目算されているが、ビームを分離する CoSm の永久磁石の位置がすでにメイン測定器の中になってしまうため前後方小角度の不感領域を大きくしてしまい、かえって

行なう物理の範囲が狭められてしまう恐れもある。また、この位置でビームを絞ることによるシンクロトロン放射からのバックグラウンドも相当な量になるはずで、慎重な検討が必要である。

7. 終りに

以上、この 4 年間の成果と将来の展望を述べてきた。積分ルミノシティはまだ少ないが、その範囲内でも色々と面白い結果が出てきたと思っている。特に、低い x の領域での陽子の内部構造とディフラクテブな諸反応に関する理解は HERA 以前と比べて格段に進んでいる。

これら結果をさらに精密なものとするため、現在統計を上げる努力が重ねられている。1997 年以降は、電子陽電子の両方でデータを増やすことを計画している。そこでは HERA 本来の目玉である高い Q^2 での物理が中心になってくることを期待している。

References

[1] 徳宿、久世:
日本物理学会誌, 49 (1994) 803.

[2] ZEUS: *Phys.Rev.Lett.*, 75 (1995) 1006.

[3] CDF: FERMILAB-PUB-96/020-E.

[4] H1: DESY 94-248.

[5] ZEUS: *Z.Phys.*, C69 (1996) 607.

[6] M.Glück, E.Reya and A.Vogt:
Z.Phys., C53 (1992) 127,
Z.Phys., C67 (1995) 433.

[7] A.Donnachie and P.V.Landshoff:
Z.Phys., C61 (1994) 139.

[8] ZEUS: *Phys.Lett.*, B345 (1995) 576.

[9] ZEUS: *Phys.Lett.*, B349 (1995) 225.

[10] ZEUS: *Phys.Lett.*, B350 (1995) 120.

[11] ZEUS: *Phys.Lett.*, B356 (1995) 601.

[12] ZEUS: *Phys.Lett.*, B315 (1993) 481.

[13] ZEUS: *Phys.Lett.*, B332 (1994) 228.

[14] ZEUS: *Phys.Lett.*, B346 (1995) 399.

[15] G.Ingelman and P.Schlein:
Phys.Lett., 152B (1985) 256.

[16] UA8: *Phys.Lett.*, B297 (1992) 417.

[17] H1: *Phys.Lett.*, B348 (1995) 681.

[18] ZEUS: *Z.Phys.*, C68 (1995) 569.

[19] ZEUS: *Phys.Lett.*, B356 (1995) 129.

[20] W.Buchmüller and A.Hebbecker:
Phys.Lett., B355 (1995) 573.

[21] A.Edin, G.Ingelman and J.Rathsman:
Phys.Lett., B366 (1996) 371.

[22] ZEUS: *Z.Phys.*, C63 (1994) 391.

[23] ZEUS: *Z.Phys.*, C69 (1995) 39,
DESY96-002.

[24] L.N.Lipatov:
Sov.J.Nucl.Phys., 23 (1976) 338.

[25] ZEUS: DESY96-018.