

氏名・(本籍)	こくほ 小久保	あつし 温
学位の種類	博士(理学)	
学位記番号	理博第1457号	
学位授与年月日	平成8年3月26日	
学位授与の要件	学位規則第4条第1項該当	
研究科、専攻	東北大学大学院理学研究科 (博士課程)原子核理学専攻	
学位論文題目	フラックス・チューブ描像に基づく ハドロンのクォーク・グルーオン構造	
論文審査委員	教授 高木 富士夫	教授 吉村 太彦 助教授 滝川 昇

論 文 目 次

第1章 序篇

第1節 はじめに

第2節 構造関数に関するまとめ

第3節 パarton分布のモーメント

第4節 valence、seaクォーク分布

第2章 フラックス・チューブ模型によるハドロンの構造関数

第1節 従来の模型計算とグルーオン分布関数

第2節 グルーオンの運動量比とフラックス・チューブ模型

第3節 弦模型によるクォーク分布関数の計算

第4節 フラックス・チューブ模型によるグルーオン分布関数

第5節 Q^2 発展と実験値との比較

第3章 まとめと今後の課題

Appendix

論文内容要旨

第1章: 序篇

これまでに、様々な深非弾性散乱実験により、ハドロン（主に核子）の構造関数が測定され、ハドロンのパートン分布（各々のクォーク分布とグルーオン分布）について、詳しいことがわかるようになった。そして最近では、スピンの依存した構造関数や、小さい x での構造関数の測定が盛んに行われている。一方、ハドロンのパートン分布を模型によって理解しようとする試みも、多数行われてきた。しかし、従来の模型では、クォーク分布以外は再現することができなかった。この論文では、これまでパートン分布の計算にはあまり用いられてこなかったフラックス・チューブ描像に基づいた模型を用いることで、様々なパートン分布を総合的に再現できることを示す。

第2章: フラックス・チューブ模型によるハドロンの構造関数

従来の模型計算の問題点

ハドロンのパートン分布を模型によって理解しようとする試みも、MIT バッグ模型、NJL 模型などと、これまで色々行われてきた。それらの多くは、constituent クォーク的な描像に基づく模型であった。それぞれの模型には、それぞれの描像に対応し、固有の解像度 Q_0^2 がある。解像度とは、電子-陽子の深非弾性散乱実験で言えば、電子と陽子の間に飛ぶ仮想光子の運動量移行に相当する量である。解像度を下げると陽子はぼんやりとした電荷の分布に見え、解像度を上げると陽子を構成しているパートンが見えてくる。例えば、constituent クォーク的な描像に基づく模型では、ハドロン大きさ（半径約 1 fm ）の中に3つのクォークを見いだすことになるので、解像度 Q_0^2 は、およそ $(1/1\text{ fm})^2 \sim 0.04\text{ GeV}^2$ 以上の値になる。これらの模型によって、ハドロンを構成しているクォークの波動関数を計算し、それを用いて散乱断面積の twist 2 の行列要素を求め、模型の解像度 Q_0^2 から大きな Q^2 まで発展させて実験と比較すると、valence クォーク分布は実験をよく再現する。しかし、グルーオン分布などは計算することができなかつたり、あるいは計算できても再現することができないなどの問題があった。これは、多くの模型がクォークのダイナミクスをメインに取り扱い、グルーオンはクォークを束縛するポテンシャルなどとしてしか扱っていなかったからである。このため、模型の解像度ではクォークがほとんどの運動量を担っていたり、あるいはポテンシャルであるグルーオン場の担っている運動量を計算できないために運動量和則が大きく破れたりした。このような模型で Q^2 発展を行なうと、グルーオン分布の量が足りなくなつたり、ソフトになり過ぎたり、あるいは運動量和則が破れているために発展そのものを行なえないなどの問題が発生する。これらを解決するには、運動量和則が破れていない模型を用い、模型の解像度を上げてグルーオンの自由度を露に扱うことが有効ではないかと思われる。この論文では、弦模型を用いてこの問題に取り組んだ。弦模型ではハドロンを弦と端点であるクォークとの複合系であると見なしている。

弦模型による valence クォーク分布

弦模型は、本来ハドロンの散乱振幅の双対性を説明するために導入された模型である。弦模型の特徴としては、Regge Slope を説明することができ、カラー閉じ込めの描像を持っていることな

どがある。現在では弦模型は高エネルギーのハドロンの多重発生の説明などによく用いられている。この論文で取り上げる弦模型はハドロンの模型で、弦とその両端に端点の付いたものである。ハドロンの描像としては図1のように、中間子は $q-\bar{q}$ の系、核子は qD の系（ D はダイクォークを表す）と対称な Y 字型をした弦の系の2つを考える。この模型のよく知られた特殊相対論的で古典的な運動方程式の解の一つに、yo-yo 解がある。この yo-yo 解をハドロンの基底状態と考え、これを infinite momentum frame に Lorentz ブーストし、端点の運動量比を求め分布関数を計算する。それを valence クォーク分布と見なす。

今、軽いクォークだけからハドロンが構成されている場合を考え、弦の端点の質量を 0 とする極限をとる。すると中間子の場合、 $xq(x)=x\bar{q}(x)=2x(1-x)$ となる。陽子の場合の valence クォーク分布は図2に示してあるように、 qD の系でダイクォークが ud であるとするれば、 $xu_v(x)=-2x\log x$ 、 $xd_v(x)=-2x(\log x+1-x)$ となる。また、対称な Y 字型の系では、 $0 \leq x \leq 2/3$ では、 $xu_v(x)=9x(2/3-x)$ 、 $xd_v(x)=9/2x(2/3-x)$ であり、 $2/3 \leq x \leq 1$ では両方とも 0 である。また、どの場合もクォークの運動量比が $2/3$ で、弦の運動量比が $1/3$ になる。これらの結果は、端点の質量を 0 とした場合、全系の静止質量やストリング・テンションなどに一切依らない。

Weizsäcker-Williams 近似とグルーオン分布

弦模型からは、弦の運動量分布を計算することはできるが、弦を構成しているグルーオンの運動量分布は直接計算できない。そこで、弦と同じエネルギー・運動量の Lorentz 変換性を持ったフラックス・チューブを用いる。そのフラックス・チューブの場に Weizsäcker-Williams 近似的な手法を用いることで、グルーオン分布を求める。Weizsäcker-Williams 近似は、等価粒子近似とも呼ばれ、例えば電子-電子散乱を計算するときに、片方の電子のつくり出す電磁場をリアルな光子の集合と近似することで、電子-光子の散乱に置き換え、計算を容易にする方法である。この論文では、この近似で用いられている電磁場を光子で置き換えるという手法を用いて、フラックス・チューブの場からグルーオン分布を求める。具体的には、古典場の Poynting ベクトルの時間依存性を Fourier 変換によってエネルギー依存性に書き換え、それを場の量子で数え直し、そのエネルギー分布関数を求める。infinite momentum frame に Lorentz ブーストした後では、相互作用の大きさが運動量に比べて十分小さく無視できるので、エネルギー分布関数から簡単に運動量比分布を得ることができる。

簡単のために U(1) の電磁場で計算する場合、図3のようなフラックス・チューブを考えると、弦と同じエネルギー・運動量の Lorentz 変換性を示す。このフラックス・チューブから、上で述べた方法を用いてグルーオン分布を求めると、最終的には、 $q-\bar{q}$ 系でも、 qD 系でも、対称な Y 字型の系でも全く同様に

$$G(x) = \frac{2}{\pi^2 R^2 \kappa L} \frac{1}{x^3} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin\theta \int_{-R}^R dz' \sin^2 \left(\frac{\kappa L x \sqrt{R^2 - z'^2}}{\sin\theta} \right) \quad (1)$$

$$\xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{2\kappa L R}{3\pi} \frac{1}{x} \quad (2)$$

というグルーオン分布が得られる。ここで、 R はフラックス・チューブの半径、 L は重心系での弦の最大長で、 κL がハドロンの静止質量である。これは小さい x では $1/x$ 的な振る舞いをするのがわかる。式 (1) のグルーオン分布を様々な R に対してプロットしたものが、図 4 である。フラックス・チューブの半径を小さくすると大きい運動量成分が増加し、半径を大きくすると小さい運動量の成分が増加する傾向があることがわかる。

Q^2 発展と実験値との比較

この論文では、それぞれ LO (leading order)、NLO (next-to-leading order) の Altarelli-Parisi 方程式を用いて Q_0^2 発展させ、実験値などと比較している。まず、 Q^2 発展させるには、モデルの解像度 Q_0^2 を決定しなければならない。弦モデルでは、クォークが $2/3$ の運動量比を担い、グルーオンが残りの $1/3$ を担っている。このとき MRS(G) パラメトリゼーションの valence クォーク分布の運動量比を基に、パートン分布の 2 次のモーメントに対するくり込み群方程式から Q_0^2 を決めてやると、LO では $Q_0^2 = (0.5 \text{ GeV})^2 = 0.25 \text{ GeV}^2$ 、NLO では $Q_0^2 = (0.6 \text{ GeV})^2 = 0.36 \text{ GeV}^2$ となる。ここでは、QCD の実行結合定数を、 Q_0^2 付近で LO と NLO まで計算した値が一致するように取っていることを断っておく。

次に Altarelli-Parisi 方程式の有効性を見るために、同じ Q_0^2 からそれぞれ LO、NLO で発展させて比べてみた。図 5 が valence クォーク、図 6 が sea クォークとグルーオンの分布を $Q_0^2 = 0.25 \text{ GeV}^2$ から $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ まで Q^2 発展させたものである。これは qD 描像のグラフであるが、Y 字型描像でも同じような振る舞いをする。valence クォークの LO と NLO の違いは十数パーセント程度、グルーオンは LO でも NLO でもほとんど変わらない、sea クォークは x の領域によっても異なるが NLO が LO の約 2~3 倍になる。sea クォークだけ大きく異なっているのは、モデルの解像度で sea クォークを全く入れていないからであると思われる。

次に NLO の Q^2 発展の結果を MRS(G) パラメトリゼーションと比較する。その前に簡単に Q^2 発展に対する qD と Y 字型の描像の違いに関して述べておく。 Q^2 発展させると、qD 描像と Y 字型の描像の分布の違いは主に valence クォークに見られ、sea クォークとグルーオン分布はほとんど変わらなくなる。そして、valence クォークの実験値は qD と Y 字型の描像で計算したものの中間にあるという傾向が見える。また、グルーオン分布の初期値は、図 4 に見られるようにフラックス・チューブの半径 R に大きく依存していたが、 Q^2 発展させるとこの依存性が大変弱まる。そこで、ここでは MRS(G) パラメトリゼーションと、qD 描像を 75%、Y 字型の描像を 25% 混ぜたものを比較してみる。この割合は MRS(G) の $\langle x \rangle_{uv} / \langle x \rangle_{dv}$ を再現するように決定した値である。図 7 では valence、sea クォーク、グルーオンの分布、図 8 では sea クォークとグルーオン分布を log-log プロットで比較している。またこの計算はフラックス・チューブの半径にあまり依存しないが、ここでは $R=0.6 \text{ fm}$ を用いている。

図を見ると valence クォークとグルーオンに関してはモデル計算の結果はおおよそ MRS(G) を再現していると言える。しかし、sea クォーク分布に関してはあまり再現しているとは言えない。これはモデルの解像度で sea クォークを全く入れていないからであると思われる。

第3章: まとめと今後の課題

フラックス・チューブ描像に基づく模型を用いて、パートン分布を計算し、 Q^2 発展させて実験値などと比較した。valence クォークとグルーオン分布は実験をおおよそ再現し、フラックス・チューブ模型はハドロンのパートン分布を説明するのに有望な模型であると思われる。sea クォーク分布は、現在の段階のシンプルな模型ではうまく説明できていないが、模型の解像度において sea クォークの対生成を導入しておくことで改善できる可能性があり、これは今後の課題である。

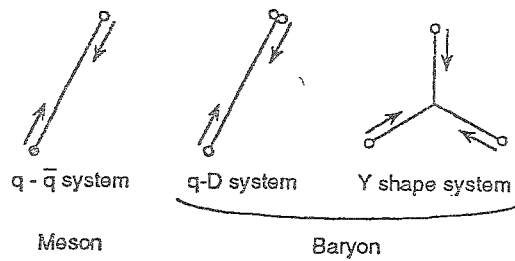


図1: 中間子は $q - \bar{q}$ 描像を、陽子には qD と Y 字型の描像を考える

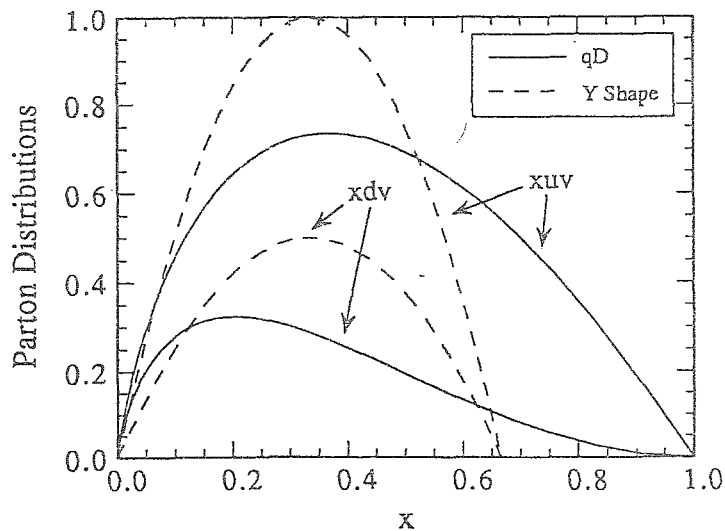


図2: qD と Y 字型の描像の Q^2 での valence クォーク分布。

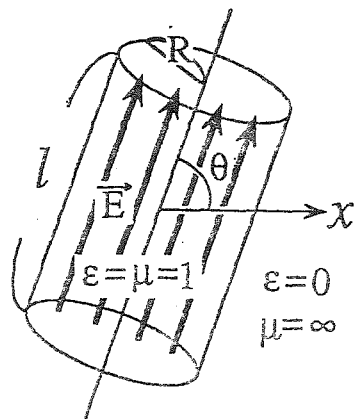


図3: フラックス・チューブの電場と諸量の定義

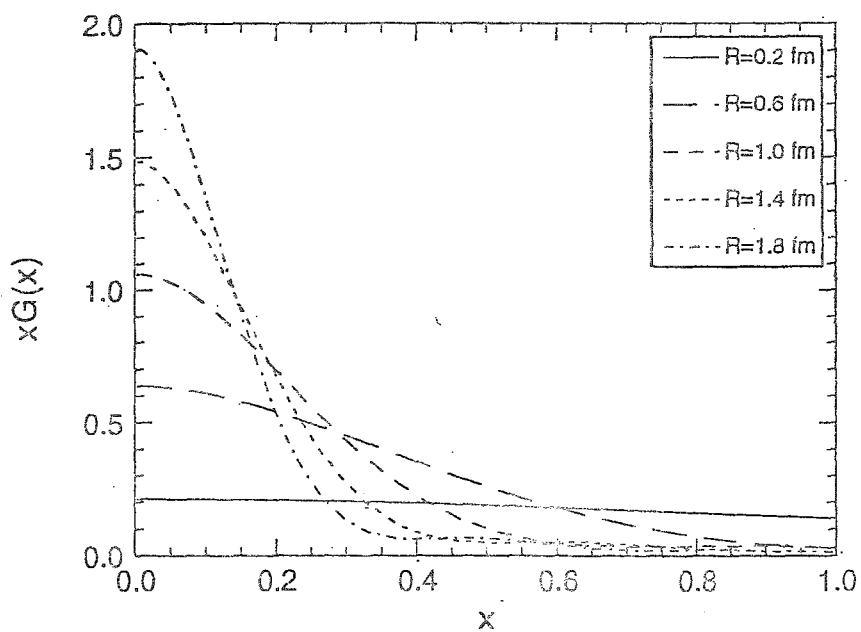


図4: Q_0^2 でのグルーオン分布。Rは、フラックス・チューブの半径である。

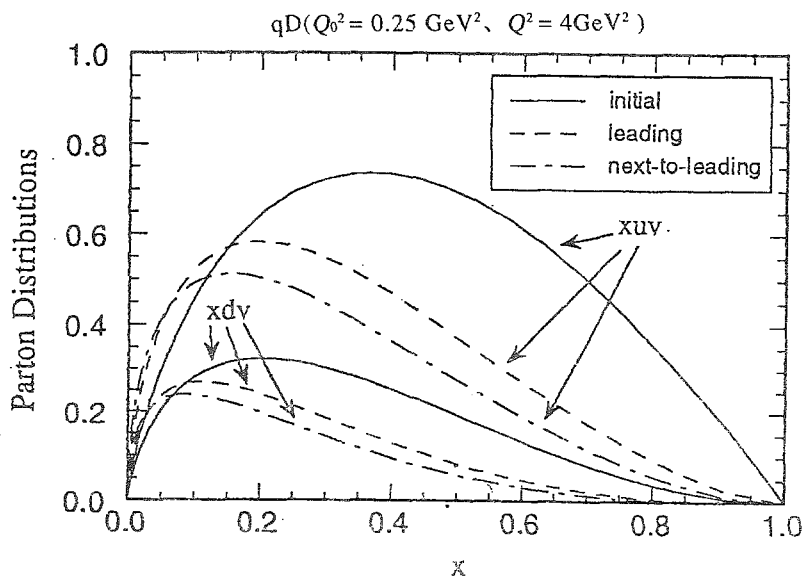


図 5: qD 描像の valence クォーク分布の初期値と LO、NLO でそれぞれ発展させた結果。

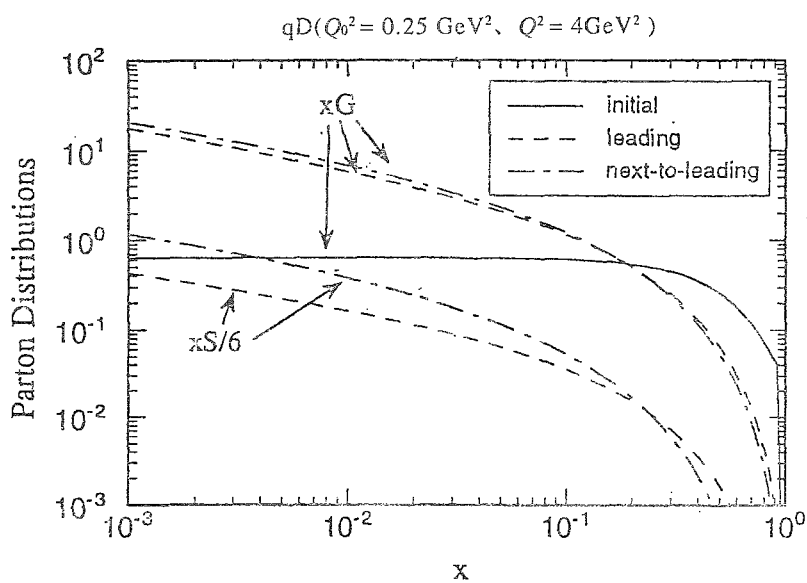


図 6: qD 描像の sea クォーク、グルーオン分布の初期値と LO、NLO でそれぞれ発展させた結果。

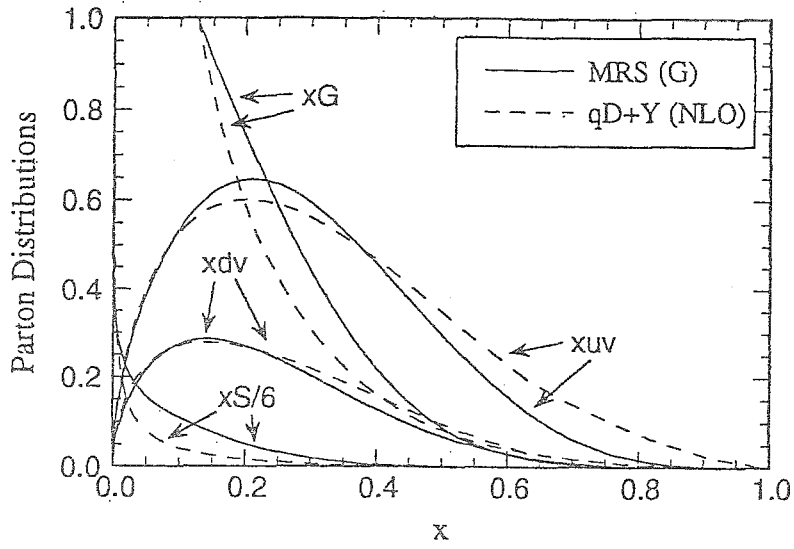


図 7: NLO で発展させた qD 描像 75% と Y 字型の描像 25% を混ぜたものと MRS(G) との比較。
 $Q_0^2 = 0.36 \text{ GeV}^2$ 、 $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ 。

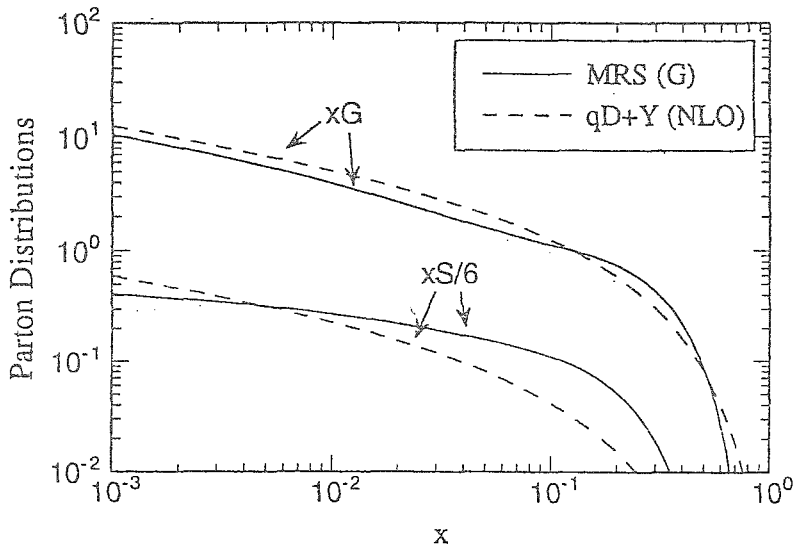


図 8: NLO で発展させた qD 描像 75% と Y 字型の描像 25% を混ぜたものと MRS(G) との sea
クォークとグルーオンの log-log プロットによる比較。 $Q_0^2 = 0.36 \text{ GeV}^2$ 、 $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$ 。

論文審査の結果の要旨

深非弾性レプトン-核子散乱やレプトン-核子散乱によるチャーモニウム生成の実験などを総合すると、大運動量で走っている核子内のパートン（クォーク、反クォーク、グルーオン）の比運動量分布が決定できる。この分布はプローブの分解能（正確には交換される仮想光子が運ぶ4元運動量の2乗）に弱く依存することが実験的に知られている、ある分解能における分布が与えられれば、より高い分解能における分布は摂動論的量子色力学の発展方程式を用いて予言でき、実験とよく合うことが知られている。しかし、初期値として用いる低分解能での分布はクォーク閉じ込めなどの非摂動論的効果を強く反映するので、これを決めるためには現象論的モデルが用いられる。所が、従来用いられてきたハドロンのモデルにはグルーオンの成分があらわな形で含まれていないために、高分解能領域へ発展させても、実験値に比べて十分な量のグルーオン分布が得られなかった。本論文はこの点に着目し、グルーオンの自由度をあらわに取り入れていると見なせる弦モデルとその発展型であるフラックス・チューブモデルを用いて、低分解能領域での陽子内のパートン分布を計算し、その領域でグルーオンがすでに陽子の運動量の三分の一を担うことを見いだした。次にその分布を一次主導項近似と二次主導項近似の発展方程式を用いて高分解能領域まで発展させ、実験と矛盾しない十分な量のグルーオン分布を得ることができた。また二つの近似の結果を比較することにより、高次近似の信頼性を確認することができた。価クォーク分布については陽子内のuクォークとdクォークが強く相関しているクォーク・ダイクォーク成分が75%程度を占めているとすると、実験値を良く説明できる事が分かった。以上の結果により、ハドロンのレッジ分光学や高エネルギーハドロン多重発生などの分野で成功している弦モデルおよびフラックス・チューブモデルがハドロンのクォーク・グルーオン構造を説明する上でも有効であることが分かった。

以上の結果は小久保温が自立して研究活動を行うために必要な高度な研究能力と学識を有していることを示している。よって、小久保温提出の論文は、博士（理学）の学位論文として合格と認める。