

QCD : 過去、現在、未来

KEK 素粒子原子核研究所

小平 治郎

jiro.kodaira@kek.jp

平成 17 年 9 月 6 日

1 はじめに

「強い相互作用の理論における漸近自由性の発見」に対し、D.J.Gross, H.D.Politzer, F. Wilczek の三氏に 2004 年度ノーベル物理学賞が授与された。ここで「強い相互作用の理論」とは、量子色力学 (QCD) であることは言うまでも無い。彼らの「発見」からほぼ 30 年を経た現在、QCD は依然と素粒子理論研究の最先端の一角をなしている。

これを機に、本年度春の物理学会において、シンポジウム「QCD の 30 年：現状と展望」が企画され、筆者に講演の機会が与えられた (演題：30 Years of QCD)。本稿はその時の内容をベースに、QCD の歴史、現状ならびに今後の課題について解説を試みるものである。

現在 (少なくとも現エネルギー段階で)、強い相互作用の理論としての QCD に疑いを持つ者は皆無であろう。実際、多くの素粒子また原子核分野で、全ての現象を QCD に基づき理解しようとする努力が続けられており、理論的發展も QCD の非常に多くの側面に渡っている。その全ての側面について解説することは、不可能であるので、本稿では、高エネルギー散乱実験の観点から、摂動論的 QCD の分野に話題を限定する。なお、歴史的部分の記述は、著者の独断と偏見に基づいており、史実には必ずしも正確でない点が多々含まれている可能性があることをお断りしておく。

2 QCD の誕生

強い相互作用に対する現在の描像の出発点はもちろん quark model にある。Gell-Mann と Zweig による quark 導入 (1964) 後、quark の束縛状態であるハドロンにおける Pauli 統計の問題等から、「余分な」自由度 “color” の必要性が Han-Nambu, Greenberg らによりただちに指摘された。ただし、この時点では colored quark model はあくまでも “model” であり、場の理論としてどのように

定式化すべきかは別問題として残っていた。

一方、理論的枠組としては量子電磁力学 (QED) の成功を受け、素粒子間の相互作用は全てゲージ理論で記述されるであろうという「ゲージドグマ」が一般的風潮となりつつあった。QCD の理論的枠組の基礎は 1954 年の Yang and Mills による非可換ゲージ理論であるが、これは質量ゼロのベクトル粒子 (長距離相互作用) を含み、素粒子相互作用の理論としては到底受け入れがたい代物であった。また、当時非可換ゲージ理論の繰り込み可能性は証明されておらず、これが意味のある場の理論であるかという一大問題が存在していた。それにもかかわらず 60 年代半ばに、すでに Nambu (and Han) が、今から考えると「強い相互作用は color の自由度をゲージ化した非可換ゲージ理論で記述できる」と実質的に主張していたのは注目に値する。さらに Nambu は QCD が持つ重要な性質、Chiral 対称性とその自発的対称性の破れについても既に指摘していた。QCD の産みの親は Nambu であると言っても過言では無い。1970 年代に入り、非可換ゲージ理論の繰り込み可能性が証明されると、この理論は一躍脚光をあび、既に提唱されていた Weinberg-Salam 電弱理論も現実的なものとなる。

強い相互作用では 60 年代の終りに Bjorken スケーリングが提唱され、実験でも“確かめられた”。(これは後に QCD の量子効果により破れることになるのだが。) このスケーリングという現象を説明する模型として Feynman のパートン模型はあまりにも有名である。しかし、核子が (あるエネルギー極限では) 自由粒子 (パートン) から構成されているという主張は強い相互作用とはかけ離れた描像であった。他方、場の理論の当時の発展の中で特筆できるものに繰り込み群の概念がある。これに基づき Symanzik らは、上のスケーリングの現象を場の理論内で説明するためには、結合定数のエネルギー依存性を決める β 関数が「負」であることの必要性を主張し、そのような理論を追求していた。昨年度のノーベル物理学賞の受賞論文が発表される前年、1972 年にマルセーユの会

議で 't Hooft が非可換ゲージ理論の β 関数が「負」であることを示したというのは有名な話である。(しかも、その答えは正しかったとのことである。) β 関数が負であると、エネルギースケールを大きくするにつれ、結合定数がゼロに近づくこととなり(漸近自由性)、パートン模型の描像が再現されることとなる。

何はともあれ、1973年に Gross-Wilczek, Politzer により、非可換ゲージ理論の漸近自由性が(公式に)発表され、強い相互作用はカラーの自由度をゲージ化した SU(3) 非可換ゲージ理論で記述されるという QCD の誕生へと導かれた。[1]

3 QCD 30 年

QCD 誕生から現在までを振り返ると、その発展はおおざっぱに、10年ごとの3期に別けられる。I期は70年半ばから80年半ば、II期は80年半ばから90年半ば、III期は90年半ばから現在である。それぞれの10年に次のような「タイトル」を付けることができる。I: QCD 勃興期、II: 沈静期ならびに熟考期、III: 精密科学としての QCD。以下、このそれぞれの期でどのような発展があったかを説明する。なお、説明は史実に沿ったものではなく、現在の知識を用いた再構成であることをお断りしておく。

3.1 I: QCD 勃興期

QCD の漸近自由性から、大きな運動量スケールを含む過程には摂動論が適用できる可能性が生まれる。摂動論的 QCD (pQCD) の始まりである。理論的出発点は次の二つの事実のみである。

- 繰り込み群方程式

$$\mu \frac{d}{d\mu} \sigma(p, \mu, g(\mu)) = 0$$

- 漸近自由性

$$g(\mu) \rightarrow \text{small} \quad \text{when} \quad \mu \rightarrow \text{large}$$

(場の)量子論では、理論に含まれるパラメータ、例えば結合定数 g は、ある運動量スケール μ (繰り込みスケール) でその大きさ $g(\mu)$ を与えることによって定義される。このスケール μ は与えられた理論には存在せず、“任意”である。故に物理量 σ はこの μ の値に依存しない(してはならない)と言うのが上の繰り込み群方程式である。

なお、高エネルギー散乱過程では、quark の質量は無視できる場合が多いので、上の式また以下でも質量は無視する。

さて、pQCD の基本的考え方はいたって簡単かつナイーブでさえある。上の二つの事実から、quark-gluon 系に摂動論を適用したらどうなるか? 我々が観測するのはもちろんハドロン(閉じ込め)であるが、観測との関連は後で考えることとする。そこで、quark-gluon 系での“観測量(断面積)” σ を考えてみよう。(簡単のため σ は無次元化されているとする。) 繰り込み群方程式から

$$\mu \frac{d}{d\mu} \sigma \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{p^2}{\mu^2}, g^2(\mu^2) \right) = 0$$

である。ここで Q^2 は考えている過程に含まれる大きなスケールであり p^2 は外線(quark-gluon)の運動量スケール(\simeq quark の質量 \simeq quark, gluon のハドロン内での virtuality \simeq ハドロンスケール)である。この方程式の解は $\mu^2 = Q^2$ と取ると、

$$\sigma \left(\frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{p^2}{\mu^2}, g^2(\mu^2) \right) = \sigma \left(1, \frac{p^2}{Q^2}, g^2(Q^2) \right)$$

である。漸近自由性から Q^2 が大きければ $g(Q^2)$ は小さいので右辺では摂動展開が可能に思える。さっそく摂動展開を始めよう。摂動展開は一般に次のような構造を持つ。

$$\begin{aligned} \sigma \left(1, \frac{p^2}{Q^2}, g^2(Q^2) \right) \\ = 1 + ag^2(Q^2) \ln \left(\frac{Q^2}{p^2} \right) + bg^2(Q^2) + \mathcal{O}(g^4) \end{aligned}$$

ここで a, b は有限な値である。問題は第二項である。 $g^2(Q^2)$ が小さくても、その係数は対数的に大きく、これは摂動論の破綻を意味する(QCD の結合定数の小さくなり方は対数の逆べきであるから、第二項は実質的にオーダー 1 である。)

この問題が救われる状況が二つだけ存在する。一つは“無特異性”が成立する場合であり、二つめは“因子化”が成立する場合である。

3.1.1 無特異性

なんらかの事情により $a = 0$ となる場合である。摂動展開に現れる対数的補正は quark-gluon の外線の運動量スケールをゼロにした時発散するので“質量特異性”と呼ばれる。なんらかの事情と言ったが、実はこの質量特異性がどのような場合消えるのかについては、数学的に厳密な証明があり、Kinoshita-Lee-Nauenberg の定理として知られている。 $a = 0$ の場合は、計算は quark-gluon 系に対して行われているが、結果にハドロンの情報が全く含

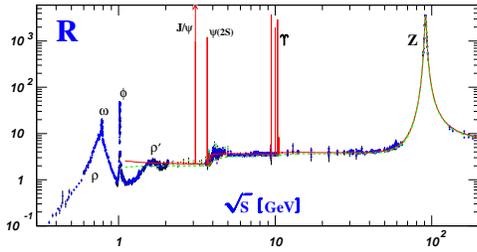


図 1: R-Ratio

まれないので、現実の物理量に対する理論の予言と考えることができる。典型的な例は R - 比 (電子・陽電子消滅でのハドロン状態への全断面積)、Sternan-Weinberg ジェット、thrust 等の shape-parameter と呼ばれる変数についての断面積等である。図 1 は R-Ratio のプロットであり、quark が color を持たないと理論値はファクター 3 小さくなるので、R-Ratio の理論的成功は color 自由度の実験的検証とも言える。また 1979 年には DESY-PETRA で 3-jets が観測され、これは gluon の発見に相当する。

3.1.2 因子化 [2]

上の摂動展開で対数的補正が残ったとしても、 Q^2 に近い適当に大きなスケール μ_F^2 (因子化スケール) を持ち込むことによって、次のような

$$\begin{aligned} \sigma &= 1 + ag^2(Q^2) \ln\left(\frac{Q^2}{p^2}\right) + \dots \\ &= \left[1 + ag^2 \ln\left(\frac{\mu_F^2}{p^2}\right) + \dots \right] \\ &\quad \times \left[1 + ag^2 \ln\left(\frac{Q^2}{\mu_F^2}\right) + \dots \right] \end{aligned}$$

“因子化” が、摂動の全次数で証明されれば、第二項は摂動展開として意味を持ち、理論的予言となり得る。以下に、因子化が証明されている例として large p_T での $A + B \rightarrow C + X$ 過程 (図 2) の表式をあげておこう。

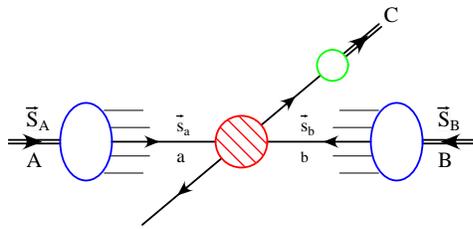


図 2: 1-particle semi-inclusive process

$$\begin{aligned} d\sigma_{AB}^C &= \int \int \int f_A^a(x_a, \mu_F^2) \otimes f_B^b(x_b, \mu_F^2) \\ &\quad \otimes d\hat{\sigma}(x_a, x_b, z_c, \mu_R^2, \mu_F^2, \mu_D^2) \otimes D_c^C(z_c, \mu_D^2) \end{aligned}$$

ここで $d\hat{\sigma}$ は摂動論で計算できる部分であり、 f はパートン分布関数、 D はパートン崩壊関数と呼ばれる。これらは非摂動的情報を含み、摂動論では計算できないが、ここでも勝手に持ち込んだ因子化スケール μ_F, μ_D に物理量が依らないということから、それらの μ_F, μ_D 依存性は求められ、その依存性を決める式は DGLAP 方程式として知られている。(μ_R は以前の繰り込みスケールである。)

レプトン・核子の深非弾性散乱は、この因子化を演算子積展開でフォーマルに証明できる唯一の例外である。ノーベル賞対象論文となった中で Gross-Wilczek-Politzer はすでに Bjorken スケーリングの破れを指摘している。実験でもまもなくその“破れ”が観測されることとなる。

ここで、重大な注意を喚起しておきたい。因子化が成り立つ場合、業界では“因子化定理”により、という言い方が定着している。しかし、この言葉は誤解を含む可能性が大である。数学で“定理”というと、ある普遍的事実を意味するが、上で説明した因子化は物理過程に依存しており、個々の過程に対し証明が必要である。その意味では決して数学の意味での定理では無い。理論屋の中でもこの点を誤解している人が多数いることは嘆かわしい事実である。

さて、I 期の 10 年で pQCD の基礎はほぼできたが、QCD の予言能力という観点からは大きな問題が明らかになりつつあった。一つは予言のスケール依存性の問題である。物理量は繰り込みスケール μ_R , 因子化スケール μ_F (μ_D) に依存しない(すべきではない)が(実際、繰り込み群方程式、DGLAP 方程式はこの事実の結果である)、摂動論の宿命で、摂動計算をある次数で止めると、この依存性が答えに残ってしまう(依存性はさらに高い次数項に押しつけられる)。すなわち、スケールを変えると、物理量の予言が異なる!! この問題はナイーブには、なるべく高次の摂動項まで計算すれば解決できそうであるが、当時は摂動論の高次項に関する理論的・技術的問題から摂動の二次まで (1-loop) がせいぜいであった。また、摂動論で計算できる部分が因子化により取り出せたとしても、その部分は質量特異性を持たないというだけで、位相空間の端など特殊な状況を考えると、また大きな補正が現れる場合がある。このような事情から、QCD の予言には $\geq 30\%$ の理論的不定性があることが指摘され、急速にその魅力は失われた。「pQCD は定性的な予言はできても、定量的には決して信じられない!!」

3.2 II : 沈静期ならびに熟考期 [3]

I 期の華々しい pQCD の発展に比べ II 期は理論屋にとってかなり厳しい沈静化の時代である。I 期は世界中の中堅、若手研究者が競って共通な話題に喧々諤々な議論を展開したが II 期は共通な話題は少なくなり、残された問題は当然のことながら厄介なものばかりであった。しかし、個々の研究グループが地道な努力を続けた。

- QCD の赤外構造の解明

質量特異性の因子化手続きのノウハウの整備は着々と行われたが、赤外発散に由来する大きな補正項の出現は理論屋を悩ませていた。上に述べた位相空間の端で生ずる大きな補正はこの典型例である。この補正を摂動の全次数に渡って足し上げる、いわゆる resummation の手法が追求され、その原型が完成したのはこの期である。また HERA 実験で構造関数が Bjorken 変数が小さいところで非常に大きくなるという事実から small-x での resummation が試みられ、忘れられつつあった、かねてからの大問題であるボメロンの問題が浮上した。(これらの発展の具体的説明は次節で行なう。)

- 摂動高次項の計算技術の推進

スキーム依存性の問題等から、摂動の次数を上げようとする努力が続けられた。しかし、2-loop の計算は至難な宿題である。そこで、まず物理的過程を計算するにあたって出現するであろう Feynman 積分の基本的パーツの計算が延々と行なわれた。この努力は III 期で報われることとなる。

- 摂動論自体の理論的問題の解明

前述の resummation の問題とも絡んで、摂動論の基本的問題が議論されたのもこの時期である。摂動論は単純な冪展開では無く、漸近展開であることは昔から指摘されていたが、理論予言の精度を上げようとする、この問題が現実味を帯びてくる。いわゆる renormalon の問題である。

- 摂動論での多点関数の考察

Parke and Taylor による QCD (非可換ゲージ理論) における多点関数の解析は代表的なものである。この発展は現在話題となっている弦理論と QCD の関係に関する考察の出発点を与えたと言っても良い。

- QCD Monte Carlo Program の発展
- 有効理論の構築
- スピンハドロン物理学の出現
- ...

等である。以上の個々の発展の幾つかはもちろん実験分野の発展と密接に関連している。実際、実験分野の発展で高エネルギー物理理論屋を刺激したものに、(1) スピ

ン物理の始まり (2) Tevatron 実験 (3) HERA 実験、が挙げられる。全ての素粒子はスピン自由度を持っているが、その役割を直接確かめるためには偏極粒子散乱が有効である。(1) の EMC による 1988 年の実験はその端緒を開いたものであり、現在も活発な研究が続けられており、ハドロンスピン物理という一大研究分野を形成するに致っている。Tevatron 実験の開始はトップクォークの発見のみならず、人類初の TeV 領域の実験であり pQCD の観点からも重要な成果を挙げた。HERA 実験は伝統的な深非弾性レプトン核子散乱であるが、以前には観測できなかった運動量領域の測定を可能にし “small-x” の物理という新しい問題を提供した。

3.3 III : 精密科学としての QCD

III 期に入ると HERA ではその測定精度はメキメキ

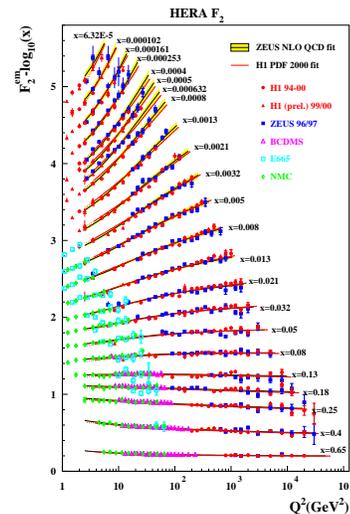


図 3: Scaling Violation at HERA

向上し (図 3)、90 年代終には精密実験である B 実験が KEK と SLAC で始まった。さらに、加速器次期計画としての LHC, ILC の議論が本格的に始まり、LHC は 2007 年稼働で建設真最中である。これらの計画の最大の目的はおそらく、標準模型を越えた新しい模型の兆候を掴むことであろう。しかし、今までの標準模型の「成功」は、その手掛かりを、標準模型の予言からの僅かなズレに求めざるを得ないことを意味している。この事は逆に、標準模型の理論的予言がいかに正確であることを要求する。I 期の悲しい結末「QCD の予言には $\geq 30\%$ の理論的不定性がある」をそのままにして、超対称性だ、新しい模型

だと騒いでもなんら実りある進歩は望めないのは明らかである。I 期の汚名を返上すべく、II 期の財産を活用し、精密科学としての QCD を構築しようとするのが III 期である。あやふやな言い方ではあるが、スローガンは「理論的予言の不定性を 10% 以内に収めよう」である。

3.3.1 高次計算例

スケール依存性から生ずる理論的予言の不定性は、より高次項の計算によって改善されると期待される。スケールの選び方は原理的には任意であるが、摂動計算できる部分の収束性 (大きな補正項を出さない) から、繰り込み、因子化スケールを過程に典型的な大きな運動量スケール Q^2 に選ぶのが自然である。従って、理論予言の安定性を調べる時、 $Q^2/4 \leq \mu_R^2, \mu_F^2 \leq 4Q^2$ とスケールを振ってみるのが通常行なわれている (ここで、数字 4 は、あまり意味が無く、8 でも 10 でも構わない。)

ここでは、至る所で頻繁に引用されているが、LHC での gluon-gluon 消滅からの Higgs 生成を例に挙げさせて頂く。陽子・陽子からの Higgs 生成では gluon-gluon チャンネルが最も大きいことは知られている。この過程は Georgi et al. によって 1978 年に最低次 (LO) が計算された。その後 90 年初頭に Dawson, Spira 等により、次の次数 (NLO) の計算が行なわれた。その結果は驚くもので、

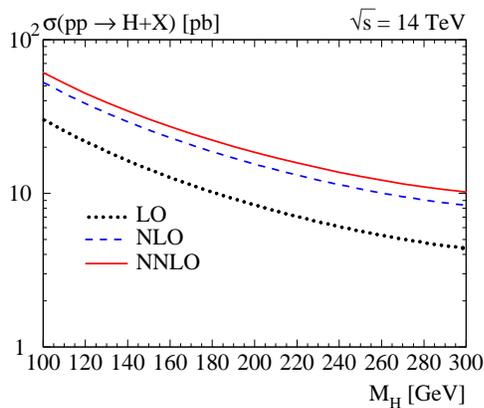


図 4: Higgs Production

LO に対する補正は $\approx 100\%$ というものであった。当時、この過程では摂動論は機能しないという、「悲しい」結論が出つつあった。これに果敢に挑戦したのが Harlander, Catani, Kilgor, Anastasiou, Melnikov, Ravindran 等である。彼らは 2000 年初頭、更に次数を上げた計算 (NNLO - 2 loop) を完結させた。結果は図 4 である。NLO では補正が大きい、NNLO まで考慮すると摂動は安定して

きており、図には示していないが NNLO での理論予言の安定性 (上の説明参照) は、ほぼ 10% 程度であるというのが結論である。LHC でも、おそらくこの結果を念頭に実験解析が行なわれると思われる。

3.3.2 PDF

構造関数 (パートン分布関数) のスケール依存性は DGLAP 方程式で記述される。その発展方程式は II 期までに 2-loop レベルまで計算されていたが、昨年センセーショナルな成果が発表された。Moch, Vermaseren and Vogt による 3-loop の計算である。これは著者が知る限り 10 年単位のプロジェクトの成果である。パートン分布関数は、そのスケール依存性は摂動論で決定できるが、それ自身は非摂動的部分も含む。故にその決定には実験事実が必要である。従って、予言精度の向上と言う観点からは、理論の不定性と実験精度の不定性がからむので、多少厄介であるが、3-loop の結果を得て、少なくとも理論の不定性が、それまでの 10% - 20% から a few - 10% に減少したことは大きな進歩である。理論の詳細は紙面の都合上割愛する。

3.3.3 Resummation Program

質量特異性が因子化される証明を経て、摂動論で計算できる部分 $d\hat{\sigma}$ が定義されても、これは必ずしも収束性の良い展開になっているとは限らない。一般に $d\hat{\sigma}$ は考察しようとする物理的過程の大きな運動量スケール Q, \dots と繰り込みスケール μ_R 、因子化スケール μ_F, μ_D の関数である。大きな運動量スケールが一つ Q しかない場合は、 $\mu_{R,F,D} = Q$ と取ることにより、摂動展開に大きな補正が現れないことは次元解析からただちに理解できる。ところが、大きくはあるがその大きさがかなり異なったスケールが存在する場合は事情は全く異なる。二三の例を挙げよう。

• Recoil or Q_T Logs

Drell-Yan タイプの過程で、レプトン対または Higgs 生成過程等 (質量 Q^2) での横運動量 Q_T 分布を予言しようとする。 $Q_T \approx Q$ の時は、収束性の良い摂動展開が得られるが、 $Q \gg Q_T$ の時は、大きな対数的補正 $\ln Q^2/Q_T^2$ が現れる。摂動論の構造を模式的に次のように表そう。

$$\begin{aligned} \sigma &= 1 + g^2(L^2 + L + 1) \\ &\quad + g^4(L^4 + L^3 + L^2 + L + 1) \\ &\quad + g^6(L^6 + L^5 + L^4 + L^3 + L^2 + L + 1) \\ &\quad + \dots \end{aligned}$$

ここで $L \equiv \ln Q^2/Q_T^2$ である。上式で $g^2, g^2L^2 \ll 1$ の時 ($Q_T \simeq Q$) は摂動展開を適当な次数で切っても差し支えないが、 $g^2L^2 \simeq 1$ すなわち $Q_T \ll Q$ の時は摂動展開を止めることはできない。そこで、次のように摂動展開を再構成する。

$$\begin{aligned} \sigma &= 1 + g^2L^2 + g^4L^4 + g^6L^6 + \dots \\ &\quad + g^2L + g^4L^3 + g^6L^5 + \dots \\ &\quad + g^4L^2 + g^6L^4 + \dots + \text{finite} \end{aligned}$$

これらのシリーズは摂動の全次数に渡って足し上げられることが証明されており、上式の第一行目の足し上げは Leading Log (LL) 近似、第二行目までの足し上げは Next-to Leading Log (NLL) 近似、以下 NNLL ... と呼ばれている。Bozzi et al. による LHC での Higgs 粒子の横運動量分布の解析を例にあげておく (図 5)。図にはスケール依存性による理論値の振れ幅もプロットされている。

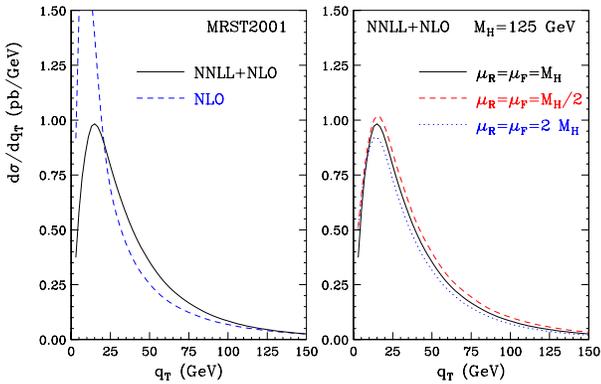


図 5: Higgs Q_T Distribution

• Threshold Logs

やはり Drell-Yan タイプの過程を考えよう。核子・核子消滅での素過程はパートン (クォークまたはグルオン) の相互作用であるので、実質的全エネルギーは $s = x_1x_2S$ (x_i はパートンの運動量割合、 S は核子系的全エネルギー) となる。質量 Q^2 の終状態を考えると $s \simeq Q^2$ のパートンの寄与が必ずある。ところが、それらのパートンの相互作用は摂動の n 次で

$$g^{2n} (\ln^{2n-1}(1-z)/1-z)_+ \quad \text{with } z = Q^2/s$$

なる対数型の輻射補正を示す。 $z = 1$ はパートン系の閾値なので、これを threshold 対数という。上と同様これらの対数補正も順次システマティックに足し上げられることが知られている。図 6 は Catani et al. による threshold resummation を考慮した LHC での Higgs 生成全断面積である。理論値の振れ幅は上と同様。

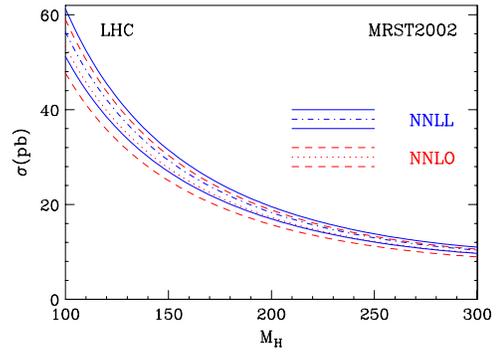


図 6: Higgs Production with Threshold Resummation

• Small- x での構造関数 (パートン分布関数)[4]

レプトン・核子非弾性散乱で問題となるスケールは、仮想光子と核子の全衝突エネルギー $s = (q + P)^2$ と仮想光子の質量 $Q^2 = -q^2$ である。Bjorken 変数 x の定義から $s \simeq Q^2(1/x - 1)$ が成立する。従って x が有限の時は $s \sim Q^2$ であり、大きな運動量スケールは一つしかない。ところが $x \ll 1$ は $s \gg Q^2$ に当たり大きなスケールが二つ存在することになる。以前と同様、摂動展開では $\ln Q^2/s \simeq \ln x$ なる大きな補正項が現れる。これがいわゆる small- x の問題である。この $\ln x$ の大きな補正を摂動の全次数に渡って足し上げたのが BFKL 方程式および CCFM 方程式として知られている。DGLAP の発展方程式で言えば、そのカーネルに対し模式的に、

$$\begin{aligned} P(x, g^2) &\sim \sum_n g^{2n} \frac{1}{x} \ln^{n-1} x \\ &\quad + \sum_n g^{2n} \frac{1}{x} \ln^{n-2} x + \dots \end{aligned}$$

の足し上げをしたことに相当する。第一項が LL、第二項が NLL、... である。結果は昔の Regge 理論におけるポメロンの振舞を示し QCD (hard) Pomeron と呼ばれている。詳細は省略するが、この足し上げの有効性については、必ずしもコンセンサスは得られておらず、議論の進行中である。

なお、II 期から始まった small- x の物理は、現在新しい様相を見せている。DGLAP, BFKL, CCFM 方程式は、resummation をするかしないかの違いはあっても、線型な発展方程式である。しかし、非常に小さな x ではパートンの数は上昇し、従って、非線型な効果が重要になるであろう。こうして“グルオン飽和”という物理的描像に導かれることとなる。この問題は数年前から真剣に検討され始め、Saturation Model, Balitsky-Kovchegov 方程式、Color Grass Condensation ... と発展しつつある。

4 QCD: 現在から近未来へ

以上 QCD 30 年をざっと振り返ってきたが、紙面の都合上、触れられなかった、また説明が不十分であった重要な進展は他にも多々ある。その中で、筆者が特に気にしているサブジェクトは

- スピンハドロン物理の進展
- 有効理論の出現ならびに発展
- QCD Monte Carlo Program の現状および発展
- QCD 散乱振幅の数学的構造と弦理論との関係等である。

スピンハドロン物理では実験が先行しており、理論的考察はそれを追いかけているというのが筆者の感想である。今後 QCD における因子化の問題とも関連し、重要な進展があると期待しつつ、理論屋の奮起を期待する。

最近の有効理論の発展、成果に関しては [5]、別途本紙の「研究紹介」に解説が必要であろう程の潤沢な内容を含んでいる。NRQCD (Non-relativistic QCD), HQEF (Heavy Quark Effective Theory), SCET (Soft Collinear Effective Theory) 等、主に重いクォークを含む系の解析には非凡な能力を発揮する。現在 KEK の「目玉」である B - 実験でも、これらの有効理論を用いた解析は不可欠である。

LHC 実験開始が迫った今、QCD Monte Carlo Program, event generator の開発は急務である。実験で実際測れるものと、理論で計算できるものとの間には、往々にしてギャップがある。これらのギャップを埋めるものが event generator 等であり、その開発は不可欠である。(KEK 理論系「南建屋グループ」はこれを目指し鋭意努力している。)

最近話題となっている、弦理論と QCD 振幅の関連に関する進展は、二つの意味を持っている。一つは純理論的観点からその構造を解明したいというものであり、もう一つは、複雑な過程に対する振幅に非常に簡単な表式を与えてくれるので、具体的過程の(数値)計算時間が飛躍的に向上するという現実的な期待である。

以上のサブジェクトは今後さらに追求されなければならない。また、これらの考察を経て得られるであろう、知見、技術的ノウハウは将来の ILC 実験でも重要な財産となるのは明らかである。

5 おわりに

強い相互作用をどのように理解し、どのように記述するかはゆうに半世紀を超える歴史を持っている。明らか

に(一見)、場の理論における伝統的定式化、摂動論が使えないため、かつては、S - 行列理論、Regge 理論等、散乱振幅の解析性のみ頼った理論が構築された。もちろんこれらの理論に間違いがあるわけでは無く、その結論は(ほぼ)正しいが、より基本的観点から理解する上では大きな飛躍が必要であった。この複雑な相互作用が、

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i \not{D} - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$$

なる一行の Lagrangian (模型) で記述されるというのは驚きの他無い。この理論は Einstein の重力理論と同等またはそれ以上の美しさを持っていると言えよう。出発点の理論(模型)が簡潔であればある程、それを解くのは難しいというのは Einstein Gravity で証明済である。QCD も一行の Lagrangian がとてつもなく豊富な内容を含んでいるのは実証済である。

冒頭で述べた通り、少なくとも現エネルギースケールの現象では、強い相互作用の理論は QCD であり、QCD を研究する目的を「QCD のチェック」と思っている人はかなりの変人である。真の目的は QCD のダイナミクスを明らかにすることである。

日本でも、多くの若手研究者、学生諸君がこの問題にチャレンジしてくれることを望む。QCD 研究は歴史が長く(とは言っても高々 30 年であるが)、参入にあたっては、膨大な知識と技術的ノウハウを必要とするのも事実である。不幸なことに、この分野を勉強するための適切な教科書等は存在しない。このことは、逆にこの分野がまだ発展途上であることを意味している。しかし発展途上の分野であるがゆえ、参入のチャンスが多いことも事実である。

参考文献

- [1] M. Veltman, *Facts and Mysteryies in Elementary Particle Physics*, World Scientific Pub. Co. (2003) 南部陽一郎, クォーク(第2版) 講談社ブルーバックス (1998)
- [2] J. C. Collins, D. Soper and G. Sterman, Factorization of hard processes in QCD, in *Perturbative Quantum Chromodynamics* (World Scientific, Singapore, 1989) ed. A. H. Mueller, p. 1.
- [3] R. K. Ellis, W.J. Stirling and B. R. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press (1996)
- [4] J. R. Forshaw and D. A. Ross, *Quantum Chromodynamics and the Pomeron*, Cambridge University Press (1997)
- [5] A. V. Manohar and M. B. Wise, *Heavy Quark Physics*, Cambridge University Press (2000)