

フェルミ研ドレル・ヤン実験 SeaQuest の現状 — 陽子内の反クォーク分布のフレーバー非対称性 —

東京工業大学 大学院理工学研究科

中野 健一

knakano@nucl.phys.titech.ac.jp

KEK 素粒子原子核研究所

澤田 真也

shinya.sawada@kek.jp

山形大学 理学部

宮地 義之

miyachi@sci.kj.yamagata-u.ac.jp

2015年(平成27年)7月30日

1 はじめに

クォークモデルはハドロンを分類するのに大変有効であることが知られている。たとえば3個の構成子クォークによりバリオンができて見ると、バリオンの質量、磁気モーメント、電荷、スピン、パリティなどを説明できる。これらはハドロンを静的(=長距離、低エネルギー)な性質を表すものであり、一方で高エネルギー散乱などの短距離事象ではクォーク・反クォーク・グルーオンを要素とするパートン描像が成り立つ。陽子の質量程度(1 GeV/c²)の観測スケールにおいて、すでに陽子の運動量の半分がグルーオンと反クォークによって担われており、陽子の性質を表すのにグルーオンや反クォークの存在は無視できない。

さらに陽子のスピン 1/2 をパートンレベルで説明するにも、単純にクォークのスピンを足すだけでは不十分である。これは陽子スピンの問題 [1, 2] と呼ばれており、クォークのスピンは30%程度の寄与しかなく、残り70%はグルーオンのスピンとクォーク・グルーオンの軌道角運動量が担っていると考えられている。

ハドロンをパートン構造を決定するのは、強い相互作用の非摂動的な性質である。高エネルギー散乱の断面積を測定し、摂動的 QCD の処方を用いて断面積の測定値より摂動的な影響を取り除くと、残りの部分すなわち強い相互作用の非摂動的な性質を研究することができる。陽子は強い相互作用で束縛されたもともと単純で安定な系であるから、研究対象として最適である。

陽子はこの世界の物質を構成する主要素であり、陽子そのものの性質自体も興味深い。ヒッグス場との相互作用によって生成される質量は陽子質量の約1%に過ぎず、残りは強い相互作用の特性(カイラル対称性の破れ・

クォークの閉じ込め)で生じると考えられている。陽子のパートン構造の研究は、ひいてはこれらの強い相互作用に関わる興味深い特性の理解にも繋がるものである。

陽子の内部構造は多くの自由度を持っているが、SeaQuest 実験(正式名称 E906 実験)は特に反クォークの分布量の測定を目指している。図1の通り、アメリカフェルミ国立加速器研究所(フェルミ研)で Main Injector からエネルギー 120 GeV の陽子ビームを引き出し、固定標的のビームラインで実験を行なっている。2015 年前半までに必要統計量の 10% のデータを収集し、現在もデータ収集を続けている。本稿では、目的、実験の方法、実験のセットアップを説明し、初期データを解析した結果と展望を紹介する。

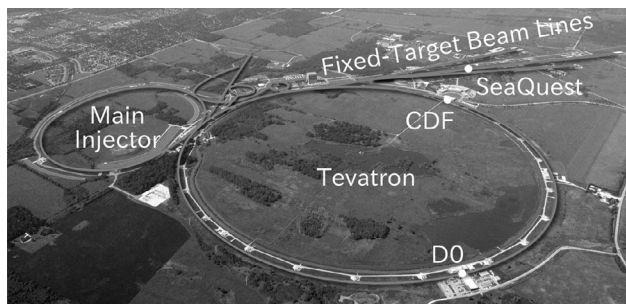


図 1: フェルミ研の航空写真。固定標的ビームラインで SeaQuest 実験を行なっている。Main Injector から Tevatron を通さずにエネルギー 120 GeV で陽子ビームを引き出す。

2 研究の背景

SeaQuest 実験の第一の目的は、陽子内の軽い反クォークの分布関数 $\bar{u}(x)$ と $\bar{d}(x)$ を測定することである。ここで x は Bjorken のスケーリング変数であり、陽子の運動量に対する反クォークの運動量の比を意味する。陽子のパートン分布関数は数多くの実験により測定されてきたが、反クォークをクォークから区別して抽出するのは難しく、まだ不明な点が多く残っている。電磁相互作用と強い相互作用では一般にクォークの反応と反クォークの反応に差がなく、分布量の多いクォークの寄与が支配的になる。

\bar{u} と \bar{d} の分布量はフレーバー対称、つまり $\bar{d} = \bar{u}$ であると以前は考えられていた。なぜならば、 \bar{u} と \bar{d} は $g \rightarrow u + \bar{u}$ と $g \rightarrow d + \bar{d}$ というグルーオン分岐から生じるはずであり、質量がほぼ同じ \bar{u} と \bar{d} は生成確率も同じと考えられるからである。ただし厳密には、構成子クォークとして u が多く存在している分だけ、パウリの排他原理により $u\bar{u}$ の生成が抑えられる。単純に u d の3個だけ考えれば、カラーとスピンの6個の状態の内、 u は2状態、 d は1状態が既に占められているので、 $q\bar{q}$ 対として余分に u と d が生成されうる状態は4:5の比率になる。この分だけ \bar{u} より \bar{d} が多く生成される。しかし MIT バッグモデルを用いて定量的に計算してみると、 \bar{u} と \bar{d} の差は数%に過ぎない [3]。

この対称性を最初に実験的に検証したのが、Gottfried 和 [4] の測定である。Gottfried 和は1967年に提案されたものであり、陽子と中性子の構造関数 ($F_2^p(x)$, $F_2^n(x)$) を用いて

$$S_G \equiv \int_0^1 \frac{dx}{x} (F_2^p(x) - F_2^n(x)) \quad (1)$$

と定義される。陽子と中性子がパートン分布量についてアイソスピン対称、つまり

$$u_n = d_p, \quad d_n = u_p, \quad \bar{u}_n = \bar{d}_p, \quad \bar{d}_n = \bar{u}_p \quad (2)$$

であるならば (添字の p と n はそれぞれ陽子と中性子の中のパートン分布という意味)、

$$S_G = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} (\bar{u}_p - \bar{d}_p) \quad (3)$$

という和則を満たす。さらに陽子内で \bar{u} と \bar{d} の分布量が等しいと仮定すれば、 $\bar{u}_p - \bar{d}_p$ がゼロなので $S_G = 1/3$ となる。1990年に CERN の NMC 実験は陽子と中性子の構造関数を測定し、

$$S_G = 0.235 \pm 0.026 < \frac{1}{3} \quad (4)$$

であることを発見した [5, 6]。フレーバーの非対称性を示唆する初めての測定結果であった。

さらに CERN の NA51 実験 (1994年) [7] とフェルミ研の E866/NuSea 実験 (1998年) [8] は、パートン分布関数を直接的に測定してフレーバー非対称度を明らかにした。図2の通り、非対称度は $x \sim 0.1$ で最大となっており、別途比率を求めると $\bar{d}/\bar{u} = 1.7$ に達することになる。つまり \bar{d} は \bar{u} より70%も多い。

この大きな \bar{d}/\bar{u} 非対称度の発生メカニズムを説明すべく、後述する様々な理論モデルが提唱され、測定結果と比較された。多くの理論モデルは測定された非対称度の形状 (x 依存性) をおおよそ再現するが、 $x \sim 0.3$ に向けて急速に非対称度がゼロになるという現象を説明できない。特に測定結果は非対称度が反転するという傾向を示しており、この大小関係の反転はどの理論モデルも再現しないものである。

測定データと理論モデルの一致度を精査するためには、大きな x で測定データの精度を高める必要がある。

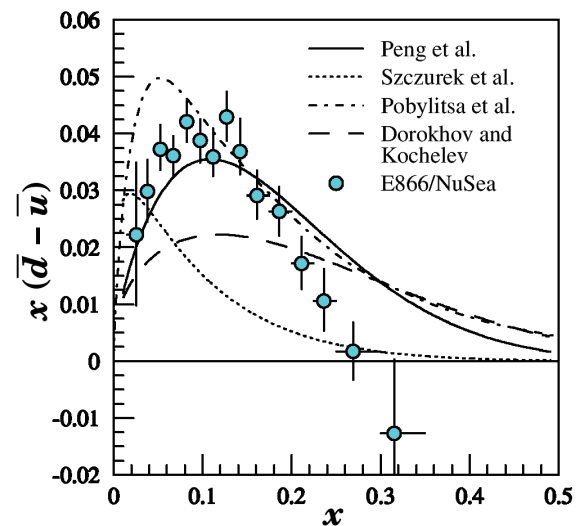


図2: E866/NuSea 実験により測定された \bar{u} と \bar{d} の差 ($x(\bar{d} - \bar{u})$) と、理論モデルによる計算。実線が中間子雲モデル [9]、点線と一点鎖線がカイラルクォークモデル [10, 11]、破線がインスタントンモデル [12] による計算結果。

3 フレーバー非対称の理論モデル

\bar{d}/\bar{u} の大きな非対称性が測定されたことを受けて、それを説明すべく様々な理論モデルが提唱された。

現時点でもっともよく実験結果を再現するのは中間子雲モデルである。原子核中の核子が仮想中間子 (おもにパイオン) を交換して核力を生じているように、陽子単体の周辺でも仮想中間子が生成・消滅を繰り返している。たとえば図3のダイアグラムのように、 $p \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow p$ という過程で仮想中間子が生じる。つまり我々が観測している陽子の状態 $|p\rangle$ は、裸の陽子 $|p_0\rangle$ の状態だけで

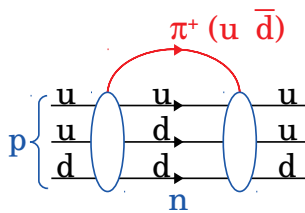


図 3: 中間子雲モデルのダイアグラム: $p \rightarrow n + \pi^+ \rightarrow p$

なく中間子の雲をまとった $\alpha |N\pi\rangle$ などの状態との重ね合わせである:

$$|p\rangle = |p_0\rangle + \alpha |N\pi\rangle + \beta |\Delta\pi\rangle + \dots \quad (5)$$

たとえば $p \rightarrow n + \pi^+$ の状態は π^+ 中に \bar{d} を含み、 $p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^-$ の状態は π^- 中に \bar{u} を含む。元の陽子のアイソスピンが $+1/2$ なので π^+ への遷移確率が大きくなり、クォークレベルで見れば $\bar{d} > \bar{u}$ となる。様々なパラメータでモデル化した計算結果が存在しており、図 2 の実線はその一つである。

カイラルクォークモデルもパイオンが登場するモデルである。このモデルにおいてパイオンはゴールドストーンボソンであり、クォークレベルで u や d と結合する:

$$|u\rangle \rightarrow |d \pi^+\rangle \text{ or } |d\rangle \rightarrow |u \pi^-\rangle \quad (6)$$

図 2 の点線と一点鎖線が計算結果の例である。中間子雲モデルとカイラルクォークモデルで $\bar{d} > \bar{u}$ となる理由は共通しており、構成子クォークとして d より u が多く存在しているからである。ハドロンとクォークのどちらを自由度に取るかが両モデルの違いであり、両モデルの比較はハドロンとクォークの双対性を検証する上でも興味深い。

実は前章で述べたパウリの排他原理による解釈には続きがある。 $u\bar{u}$ や $d\bar{d}$ が対生成される確率を計算する場合に、 $q\bar{q}$ の一方は奇パリティの状態 (\neq 基底状態) になるべきこと、クォークの交換について系の波動関数が反対称化されるべきことが指摘された [13]。この条件を含めて計算すると、むしろ $\bar{d} < \bar{u}$ になる。この変化の主因は、図 4 のように構成子クォークに繋がる (connected insertion な) 反クォークの生成確率が大きくなるからである。つまり構成子クォークとして u が多く存在している分だけ \bar{u} が多く生成されるという機構であり、パウリの排他原理で抑制されるのと逆の効果になっている。しかしこの効果もパウリの排他原理と同程度に小さく、 $x \sim 0.1$ での大きな非対称度 ($\bar{d} > \bar{u}$) を否定するものではない。ただし $x \gtrsim 0.2$ の限られた領域でこの効果が支配的になり、 $\bar{d} < \bar{u}$ を生じている可能性がある。

また、格子 QCD による初めての計算結果が 2015 年初頭に発表された [15]。パイオン質量、格子間隔、統計

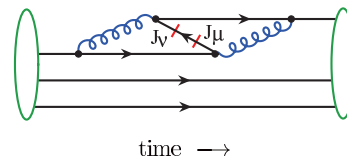


図 4: $\bar{d} < \bar{u}$ を生じるダイアグラム [14]。

量といういくつかの改善点が残っているが、実験結果に近い大きなフレーバー非対称度が得られている。

さらに \bar{d}/\bar{u} の非対称性だけでなく、これらの理論モデルによって陽子のスピン構造を統一的に理解できる可能性がある。たとえば、HERMES 実験と COMPASS 実験により \bar{u} と \bar{d} は逆向きに偏極しており、偏極パートン分布関数が $\Delta\bar{u}(x) > 0$ かつ $\Delta\bar{d}(x) < 0$ であることが分かっている [16, 17]。幾つかのモデルはこれを再現するのだが、 \bar{d}/\bar{u} で有望だった中間子雲モデルは余りよく再現しない。また、中間子雲モデルで生じる中間子は、パリティ保存を満たすために軌道角運動量 $L = 1$ を持つべきなので、(反)クォークの軌道角運動量がゼロでないことを中間子雲モデルは同時に予言する。つまり中間子は単なる“雲”でなく“竜巻”の状態にあり、“中間子竜巻モデル”と呼ばば直感的に想像しやすいだろう。

上記の通り、フレーバー非対称性 ($\bar{u} \neq \bar{d}$ や $\Delta\bar{u} \neq \Delta\bar{d}$) について様々な理論モデルが提唱され測定結果と比較検証されている。SeaQuest 実験はこれに新たな測定データを追加するものであり、フレーバー非対称性のみならず陽子内部構造を総合的に理解することを目指している。

4 測定の方法

SeaQuest 実験はドレル・ヤン反応を用いて \bar{d}/\bar{u} を測定する。ドレル・ヤン反応は、図 5 のダイアグラムのよう、クォークと反クォークが対消滅して仮想光子になり、レプトン対が生成する反応である。反クォークが必ず反応に関与するので、反クォーク分布関数を測定するのに都合がよい。

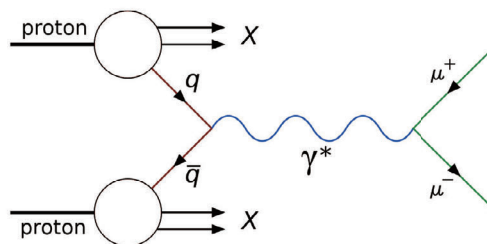


図 5: ドレル・ヤン反応のダイアグラム: $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ 。

反応断面積は、微細構造定数 α の最低次で次のように表される:

$$\frac{d^2\sigma}{dx^B dx^T} = \frac{4\pi\alpha^2}{9x^B x^T} \frac{1}{s} \sum_i e_i^2 \cdot \{q_i^B(x^B)\bar{q}_i^T(x^T) + \bar{q}_i^B(x^B)q_i^T(x^T)\}. \quad (7)$$

ここで、 s は反応するハドロン重心系エネルギーの自乗、 $q_i(x)$ は反応するパートン (flavor i) のパートン分布関数、添字 “B” と “T” はそれぞれビーム側ハドロンとターゲット側ハドロンを示す。この表式はドレル・ヤン反応の素過程 (パートン散乱) とパートン分布関数に因子化されており、素過程の部分は摂動論的 QCD で計算可能である。したがって、反応断面積を測定することにより、パートン分布関数という非摂動論的 QCD の部分にアクセスできる。

SeaQuest 実験はドレル・ヤン反応を前方領域 (forward rapidity) で計測する。この場合、図 6 のように $x^B \gg x^T$ の領域を測ることになる。 x^B が大きいと反クォーク分布は $\bar{q}(x^B) \sim 0$ なので、式 (7) の第 2 項 $\bar{q}_i^B(x^B)q_i^T(x^T)$ は無視できる。つまり、ほとんどの反応において、クォークは x^B を持ってビームから、反クォークは x^T を持ってターゲットから反応する。このように、反クォークの x をイベントごとに決定できるのは、分布関数の x 依存性を測定するために重要な利点である。

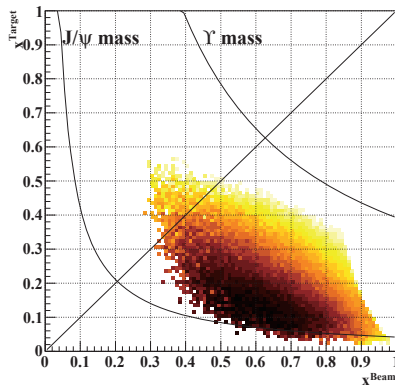


図 6: SeaQuest 実験で測定されるドレル・ヤン反応の x^B (ビーム側) と x^T (ターゲット側) の分布。シミュレーションで評価した結果。

SeaQuest 実験は液体水素と液体重水素をターゲットとして使い、 $p+p$ と $p+d$ でのドレル・ヤン反応の断面積を測定する。陽子と中性子の間のアイソスピン対称性を仮定すると、反応断面積の比とフレーバー非対称度 \bar{d}/\bar{u} は

$$\frac{\sigma_{p+d}}{2\sigma_{p+p}} \approx \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\bar{d}}{\bar{u}}\right) \quad (8)$$

という関係になる。反応断面積の比を測定するので、計測にかかる系統的誤差はほぼ相殺する。

本稿では詳細は説明できないが、炭素、鉄、タングステンの金属標的を用いた $p+A$ での反応断面積の測定も行なう。原子核効果、特に冷たい核物質中での初期状態のパートンエネルギー損失を測定することが目的である。

5 実験のセットアップ

5.1 陽子ビーム

SeaQuest 実験はフェルミ研で行なわれている。陽子ビームのエネルギーは 120 GeV、重心系エネルギーで $\sqrt{s} = 15$ GeV である。ビームは遅い取り出しにより 60 秒ごと 5 秒間にわたって SeaQuest 実験のターゲットに照射される。長距離ベースラインのニュートリノ振動の実験 (NOvA 実験) も行なわれており、残りの 55 秒はそちらへビームが供給される。一つのビームバンチは長さ 1 ns で平均 40,000 個の陽子を含み、バンチ間隔は 19 ns (i.e. 53 MHz) である。1 回 (5 秒間) あたり 10^{13} 個弱の陽子が照射される。

5.2 スペクトロメータ全体

SeaQuest 実験の検出器の模式図を図 7 に示す。ドレル・ヤン反応で生じたミュオンは 2 台の電磁石を通過しつつ、4 層の検出器群で検出される。全体でおよそ長さ 25 m、幅 5 m、高さ 5 m の大きさで、検出器に入るミュオンの平均的な運動量は 30 GeV/c である。

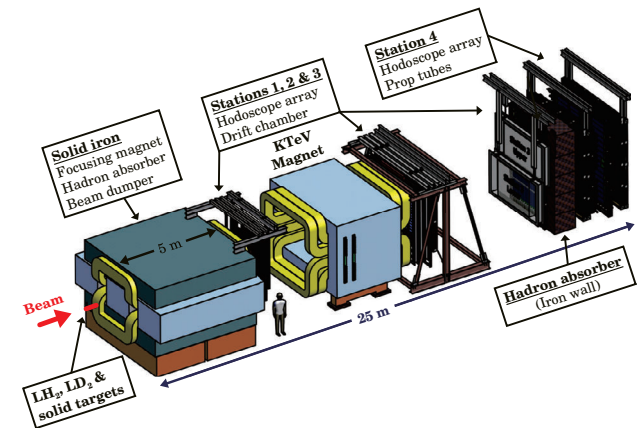


図 7: SeaQuest 実験の磁気スペクトロメータ。陽子ビームは紙面左側から入射する。

5.3 ターゲットと電磁石

液体水素、液体重水素、炭素、鉄、タングステンの 5 種類のターゲットが使われる。さらにターゲット以外か

らのイベントのレートを見積もるために、空の液体(重)水素用フラスコでもデータを収集する。そのほかにターゲットがまったくない状態でもデータを取る。1回(5秒間)のビーム照射ごとに1種類のターゲットのみがビーム軸上に入って反応を起こす。液体(重)水素ターゲットの長さは50 cmで、約10%のビーム陽子がターゲットで反応する。

ターゲットから1 m離れたところに最初の電磁石(“FMag”)が有る。これは、ドレル・ヤン反応で生じるミュオン対を検出器アクセプタンスに集める働きをする。同時に、バックグラウンドのミュオンは運動量が小さいので、大きく曲げられて検出器アクセプタンスの外へ出る。また、FMagはビームダンプでもあり、その鉄芯でビームと二次粒子を吸収する。

5.4 ホドスコープとトリガー

各層にはプラスチックシンチレータ製のホドスコープが格子状に置かれ、トリガー決定に使われる。1要素の幅は、第1~4層それぞれで7.3, 13, 15, 20 cmである。

1個のミュオンはホドスコープ各層の1個の要素をヒットするはずであり、全4層のヒットの位置からミュオンの電荷の正負と運動量をだまかに推定できる。トリガー用のFPGA回路でこの推定を行ない、横方向運動量の大きな μ^+ と μ^- が見つかったイベントがトリガー条件をパスする。このトリガー条件により、大きな x のドレル・ヤン反応を選択的に収集することが可能である。不変質量の大きい($\gtrsim 4 \text{ GeV}/c^2$)ドレル・ヤン反応の発生レートは数Hzであり、ランダムコインシデンスによるトリガー発生が支配的で、総トリガーレートは約1 kHzである。

5.5 ドリフトチューブと粒子識別

第3層と第4層の間にハドロン吸収体として厚さ1 mの鉄の壁を設置してある。これを貫通して第4層のドリフトチューブで検出された粒子をミュオンと識別する。ドリフトチューブは、長さ370 cm、直径5 cmの言わば比例計数管であり、ドリフト時間を計測してだまかなヒット位置も分かるように使用している。第4層の検出面積は特に大きいので、他層のドリフトチェンバーと違って剛性の高いチューブ型を採用した。8枚の検出面が有り、最低5枚にヒットを要求することにより、成功率99%以上でミュオンを識別できる。

5.6 ドリフトチェンバーと粒子飛跡再構成

ミュオンの飛跡を第1~3層のドリフトチェンバーで再構成する。第1層と第2層の間に電磁石(“KMag”)

が有り、ここでの飛跡の曲率でミュオンの運動量を決定する。各層にはX, X', U, U', V, V'の6枚の検出面が有る。電磁石によりミュオンは水平方向に曲げられるので、その方向の通過位置を精度良く測るためにワイヤーは鉛直に張られている。ただしUとVではそれぞれ+14度と-14度だけ鉛直より傾けてあり、鉛直方向の位置も測る。検出性能は第1~3層でおおよそ等しく、検出面当たりの検出効率は95%以上、位置分解能は約400 μm である。

ドリフトチェンバーは日本グループが担当しており、実験初期から現在に至るまで日本からスタッフと大学院生がほぼ常駐して運転している。図8は第3層ドリフトチェンバー全体の写真である。第3層は上下に分かれており、それぞれ東工大と山形大が製作したものである。上部は2009年に日本国内で製作した後にフェルミ研へ空輸して実験装置に組み込んだ。下部は2012年に大学院生の宮坂翔氏が中心となってフェルミ研で製作した。データ収集を始めてから一度もワイヤー断線やガス漏れなどの問題を起こすことなく、順調に稼働している。

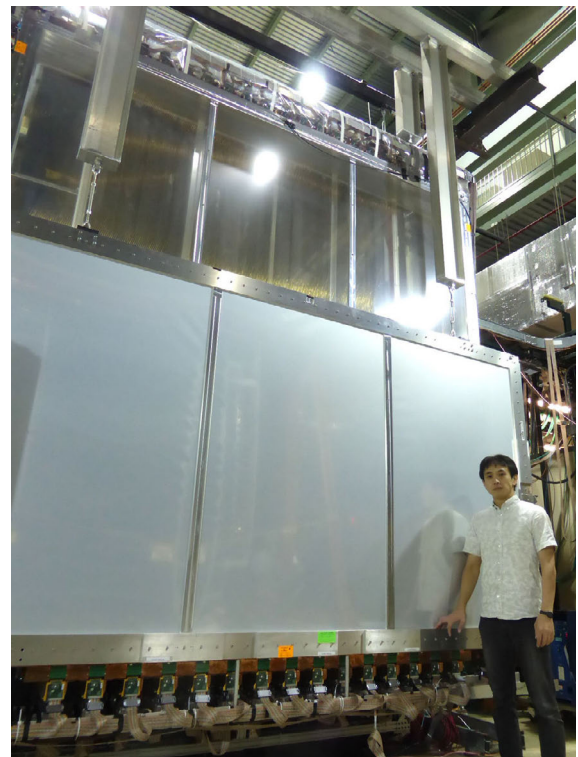


図8: 日本グループが製作した第3層ドリフトチェンバーの写真。2014年7月に撮影。上部と下部に分かれており、共に吊り下げて配置されている。右下は第一著者。

第1~3層のドリフトチェンバーを用いてミュオンの飛跡を再構成し、第4層のドリフトチューブを用いて粒子識別を行なう。第1~4層で再構成された飛跡はターゲット位置まで上流側へ外挿される。その際にFMag中

のエネルギー損失 (約 8 GeV) を補正する。飛跡再構成の性能で現在重要なのは、バンチ強度の高すぎるイベントに対する効率である。このようなイベントでは検出器のヒット数が多いので、飛跡再構成の計算時間が長く、成功率が低くなる。後述する通り、加速器の改善によって強度の高すぎるバンチが生じにくくなっているが、未だ飛跡再構成への影響が無視できるほどではない。実データを用いた飛跡再構成アルゴリズムの調整が続いている。

6 データ収集の状況

SeaQuest 実験の主な出来事を表 6 にまとめた。今までに 3 回の期間に分けて陽子ビームが供給された。第 1 期は 2012 年 3 月から 2ヶ月の短いものであり、陽子ビームと検出器のコミッショニングを行なった。第 2 期と第 3 期は物理データを収集するためのものであり、2015 年 7 月に第 3 期を終えた。第 4 期までを合わせて記録陽子数 3.4×10^{18} 個を目標としており、2016 年にそれに達する予定である。予想に反する新しい知見が得られれば、さらにデータ収集を行なう可能性がある。

表 1: SeaQuest 実験の経緯と予定

| 年 | 月 | 出来事 |
|------|-------|------------------------|
| 2008 | 12 | Stage-2 approval |
| 2009 | 04 | 検出器の建設の開始 |
| 2011 | 08 | 検出器の建設の完了 |
| 2012 | 03-04 | データ収集 第 1 期 (コミッショニング) |
| | 05- | 検出器のアップグレード |
| 2013 | 11- | データ収集 第 2 期 |
| 2014 | 09-10 | 加速器の調整 |
| | 11- | データ収集 第 3 期 |
| 2015 | 07-09 | 加速器の調整 |
| | 10- | データ収集 第 4 期 |
| 2016 | X | データ収集 第 4 期の完了 |

データ収集を開始して直ぐ問題となったのは、トリガーレートが想定 of 10 倍以上 (>10 kHz) に高いことだった。ホドスコープのすべての要素にヒットがあるようなイベントが散見され、バンチ強度が想定より高いせいでランダムコインシデンスが多発していると解釈された。ドレール・ヤン反応の発生数はバンチ強度に比例するのに対し、ランダムコインシデンスはバンチ強度の自乗に比例するので、バンチ強度が上がるとトリガーレートが急増してデータ収集に支障をきたす。

図 9 は測定されたバンチ強度の例である。隣接するバンチの間にも 10 倍近い強度の違いがあり、さらに隣接するバンチ全体も長い周期 (60 Hz) で強度が 10 倍近く変

わっていることが分かる。ビーム強度の均一性をデューティー比 (バンチ強度を I として $\langle I \rangle^2 / \langle I^2 \rangle$ で定義) で計量すると、データ収集の第 2 期で 30% であったものが第 3 期で 45% に向上した。この改善は、加速器の電磁石への電流の安定化の対策が施されたことによる。図 9 は向上後の状態であるが、依然として強度の高すぎるバンチが幾らか残っている。そのようなバンチは trigger veto してデータ収集から除外されるようにしてある。

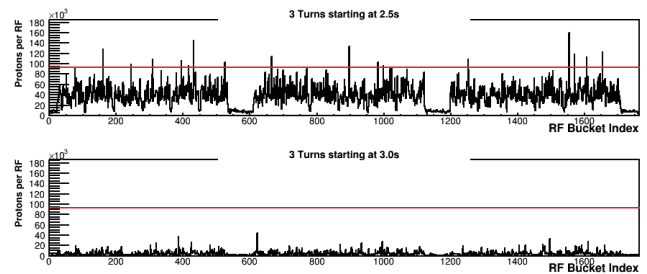


図 9: 2015 年 5 月 1 日にビーム強度測定器で測定されたバンチ強度。上下 2 個のプロットは、 $33 \mu\text{s}$ にわたって 2 回測定した結果である。縦軸 = 90×10^3 (赤線) は trigger veto の閾値であり、これを越えたバンチではトリガーをかけない。

5 秒間あたりの陽子数は、データ収集の第 2 期の後半で 4×10^{12} 個、第 3 期の後半で 6×10^{12} 個である。データ収集の第 2 期と第 3 期で積算した陽子数を図 10 に示す。強度の高すぎるバンチを除外していることと、データ収集系のデッドタイムにより、照射された陽子数の約 50% がデータ収集系で記録された。第 3 期の終了時点で、目標とする陽子数の約 20% に到達している。

7 現在の結果

現時点で第 2 期と第 3 期のデータの一部が解析されており、その量は最終的な統計量の約 3% に当たる。

図 11 はミューオン対の不変質量の分布である。すべてのターゲット (液体水素, 液体重水素, 炭素, 鉄, タングステン) のイベントが用いられている。この分布を次の 4 成分でフィットした: (1) ドレール・ヤン反応, (2) J/ψ , (3) ψ' , (4) ランダムバックグラウンド。ドレール・ヤン反応, J/ψ , ψ' の分布の形状は、シミュレーションを用いて評価した。ランダムバックグラウンドとは、異なる反応過程から生じた μ^+ と μ^- のランダムな組み合わせ (たとえば J/ψ の μ^+ とドレール・ヤン過程の μ^-) であり、これの分布の形状は実データのミューオンをランダムに組み合わせて評価した。

測定された分布は 4 成分の和で適切にフィットできており、スペクトロメータのアクセプタンスと分解能が理解できていることを示す。 J/ψ のピーク幅より、不変質

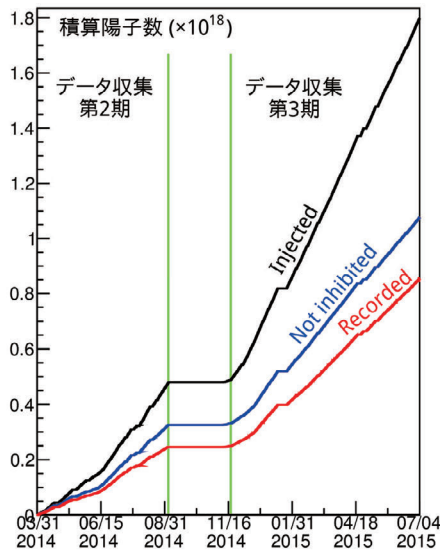


図 10: データ収集の第 2 期と第 3 期で積算した陽子数。黒線 (“Injected”) はターゲットに照射された全陽子数。青線 (“Not inhibited”) は、強度の高すぎるバンチを除外した後の陽子数。赤線 (“Recorded”) は、データ収集系で記録された陽子数。

量の分解能は 3 GeV において 0.18 GeV である。これは、スペクトロメータの設計要求性能 (0.24 GeV) を満たしており、 J/ψ と ψ' を分離することが可能である。なお、分解能の主な要因は FMag 中でのミュオン多重散乱であり、これがシミュレーション中で正しく再現されているといえる。不変質量が 4.2 GeV 以上の領域で、ドレル・ヤン反応が支配的になる。

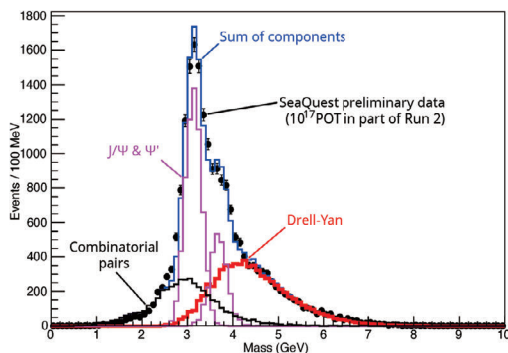


図 11: ミュオン対の不変質量の分布。丸点は、すべてのターゲットでの測定結果。赤、紫、黒の実線はそれぞれドレル・ヤン、 $J/\psi + \psi'$ 、ランダムバックグラウンドの成分。青の実線は、上記成分を測定結果 (丸点) にフィットして求めた合計の分布。

図 12 は、不変質量 $M > 4.2 \text{ GeV}/c^2$ でのミュオン対の z -vertex の分布である。FMag の上流側の端を $z = 0$ としている。図中の $-300 < z < -100 \text{ cm}$ はターゲット由来、 $z > -50 \text{ cm}$ はビームダンプ (FMag) 由来のミュオン対である。ミュオンとビーム軸のな

す角度が小さい場合には z -vertex の決定精度が悪くなるので、ターゲットとビームダンプのどちらかで反応したか識別できない。さらに、角度の小さいミュオンはランダムバックグラウンドである確率も大きい。そこで、トリガーおよびイベント再構成の両段階で角度の小さいミュオンは排除するようになっており、その結果として図 12 のようにターゲット由来のミュオン対はビームダンプ由来のものから明瞭に分離されている。

なお、測定データ中のターゲット由来のミュオン対は -160 cm を中心に分布しており、実際のターゲットの位置 (-150 cm から -100 cm まで) に対して少しずれている。この原因は、飛跡再構成に用いた電磁石の磁場強度が実際の値より 2%ほどずれていたことにある。飛跡再構成の精度に影響するパラメータとして、これ以外にドリフトチェンバーの X-T カーブ (ドリフト距離-時間の対応関係) などが有り、これらを再調整して飛跡再構成の精度と効率を高めている最中である。

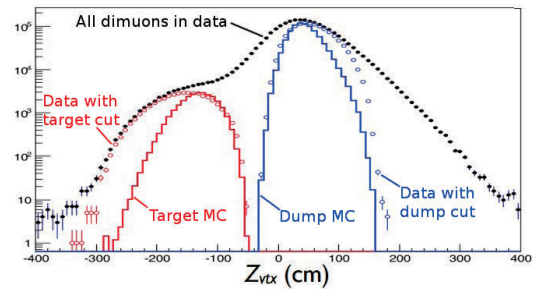


図 12: 不変質量 $M > 4.2 \text{ GeV}/c^2$ でのミュオン対の z -vertex の分布。黒丸は全測定データであり、白丸はミュオンとビーム軸のなす角に下限を設定してターゲット由来とビームダンプ由来という条件で弁別した測定データである。実線はシミュレーションで評価したターゲット由来とビームダンプ由来の分布。ビーム上流側 ($z \sim -200 \text{ cm}$) を除き、測定データとシミュレーションはよい一致を示している。

8 まとめと展望

陽子のクォーク・反クォーク・グルーオン構造を解明することを目指して、フェルミ研の SeaQuest 実験はドレル・ヤン反応を用いて反クォークの分布関数の非対称度 \bar{d}/\bar{u} を測定している。データ収集の第 3 期を 2015 年 7 月に終え、目標とするデータ量の約 20% をすでに収集した。その 1/7 のデータを解析し、ミュオン対の不変質量と z -vertex の分布を導出した。これらはシミュレーションの結果とよい一致を示しており、検出器が設計通りに稼働していることが確認できた。

フレーバー非対称度 \bar{d}/\bar{u} の導出には、断面積の比 $\sigma_{p+d}/\sigma_{p+p}$ を測定する。この最初の結果は得られてお

り、系統誤差を小さくするために解析手法の改善を進めている段階である。残るデータの解析を進めて統計量を増やせば、現時点でデータ量で既に過去の測定精度を上回る結果を出せると期待している。

目標は現在の5倍にあたる記録陽子数 3.4×10^{18} 個であり、2016年には達成する予定である。図13にSeaQuest実験で期待される測定精度を示す。大きな x ($\gtrsim 0.3$) において \bar{d}/\bar{u} がこれまでの実験より10倍高い精度で決まり、その x 依存性が明らかとなるだろう。

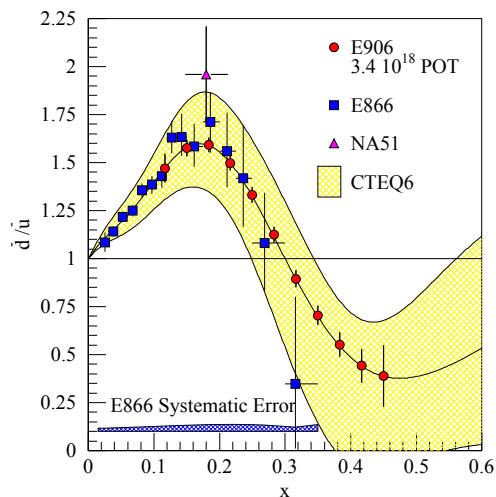


図 13: 反クォークの分布関数の非対称度 \bar{d}/\bar{u} 。赤丸点の縦棒が SeaQuest 実験で期待される測定精度を表す。パートン分布関数 CTEQ6 の中央値と誤差が実線と黄網で描かれており、それと比較するために赤丸点は実線の上に置かれている。三角点と四角点は過去の測定結果 [7, 8] である。

9 謝辞

SeaQuest の共同研究者、特に柴田利明氏 (東工大) と後藤雄二氏 (理研) に感謝します。実験の遂行において大学院生が主要な貢献をしました。本研究の実施に当たり日本学術振興会 科学研究費補助金、同 二国間交流事業、同 頭脳循環を活性化する若手研究者等海外派遣プログラム、山形大学 総合スピン科学の創成プロジェクト、山田科学振興財団 研究援助の研究費助成を受けています。ここに感謝致します。

参考文献

[1] J. Ashman et al. (European Muon), Nucl. Phys. **B328**, 1 (1989).

[2] 柴田利明, 日本物理学会誌 **67** 巻 **11** 号, 738 (2012).

[3] D. Ross and C. T. Sachrajda, Nucl.Phys. **B149**, 497 (1979).

[4] K. Gottfried, Phys. Rev. Lett. **18**, 1174 (1967).

[5] P. Amaudruz et al. (New Muon), Phys. Rev. Lett. **66**, 2712 (1991).

[6] M. Arneodo et al. (New Muon), Phys. Rev. **D50**, 1 (1994).

[7] A. Baldit et al. (NA51), Phys. Lett. **B332**, 244 (1994).

[8] R. S. Towell et al. (FNAL E866/NuSea), Phys. Rev. **D64**, 052002 (2001).

[9] J. C. Peng et al. (E866/NuSea), Phys. Rev. **D58**, 092004 (1998).

[10] A. Szczurek, M. Ericson, H. Holtmann, and J. Speth, Nucl.Phys. **A596**, 397 (1996).

[11] P. V. Pobylitsa, M. V. Polyakov, T. Goeke, K. Watabe, and C. Weiss, Phys. Rev. **D59**, 034024 (1999).

[12] A. E. Dorokhov and N. I. Kochelev, Phys. Lett. **B304**, 167 (1993).

[13] F. M. Steffens and A. W. Thomas, Phys.Rev. **C55**, 900 (1997).

[14] J.-C. Peng, W.-C. Chang, H.-Y. Cheng, T.-J. Hou, K.-F. Liu, et al., Phys.Lett. **B736**, 411 (2014).

[15] H.-W. Lin, J.-W. Chen, S. D. Cohen, and X. Ji, Phys. Rev. **D91**, 054510 (2015).

[16] A. Airapetian et al. (HERMES), Phys.Rev. **D71**, 012003 (2005).

[17] M. Alekseev et al. (COMPASS), Phys.Lett. **B693**, 227 (2010).