陽子半径

東北大学 電子光理学研究センター
 須田利美
 suda@lns.tohoku.ac.jp
 宮崎大学 工学部
 前田 幸重

京都大学

yukie@cc.miyazaki-u.ac.jp

honda@lns.tohoku.ac.jp 京都大学 化学研究所 塚 田 暁 tsukada.kyo.5x@kyoto-u.ac.jp

東北大学 電子光理学研究センター

本多佑記

2021年 (令和3年) 10月25日

1 背景

水素やその原子核である陽子は現代物理学にとって重 要な研究対象であり続けている。水素原子の研究を通じ て量子力学が確立し、量子電磁力学(QED)の検証時 には水素原子が"実験室"の役割を果たした。また、高 エネルギー電子散乱による深部非弾性散乱でクォークの 発見そしてその力学である量子色力学(QCD)の確立 につながったことはよく知られている。本高エネルギー ニュースの岩田高広氏(山形大学)の紹介記事[1]のよ うに、現在でもスピン構造を含む陽子内部構造について は精力的に研究が進行中であり、理論的な枠組みの進展 により陽子の詳細な3次元構造の議論が始まっている。

このように長年研究されてきた陽子であるが、2010年 にもっとも基本的な物理量である大きさ(電荷半径)に疑 問が呈され、"Proton Radius Puzzle"としてネイチャー 誌 [2] やサイエンス誌 [3] の表紙を飾る事態になった。

半世紀以上前の Hofstadter らによる電子散乱実験に より、陽子が有限の大きさを持つことが明らかにされた。 それ以降の電子散乱そして 90 年台からの水素原子分光 による研究で決定されてきた電荷半径値と、2000 年代 になり測定が開始された電子をミュー粒子に置換した µ 水素原子の Lamb シフトから求めた半径値が一致しな い、というものである。

この電荷半径値の不定性は、単に陽子の基本物理量の 不定性にとどまらず、原子核構造研究への影響や基礎物 理定数である Rydberg 定数の不定性に直結し、さらに は Lepton universality に結びつけた議論も展開された ことから大きな注目を集めることとなった。当時の経緯 については、C. Carlson のレビューに詳しい [4]。

2010年の指摘以降、過去の電子散乱データの再解析 に加えて、電子散乱および水素原子分光の測定結果に 対する QED 高次効果などの再検証も行われたが、不一 致は解消されなかった。本稿で紹介するように、並行し て世界各地で電子散乱と水素原子分光の新たな測定が 実施され、また新たな電子散乱による測定計画(東北 大、JLAB)や低エネルギー μ 散乱による陽子半径測定 (PSI)が進行中である。加えて CERN では超高エネル ギー μ 散乱、Mainz 大では建設中のエネルギー回収型 電子加速器での電子散乱による陽子電荷半径測定計画が 検討されており、J-PARC では μ 水素原子分光による陽 子の Zemach モーメント測定 [5] が計画されている。

本稿では、我々が東北大学電子光理学研究センターで 進めている低エネルギー電子散乱による陽子電荷半径 測定計画の紹介を兼ねて陽子電荷半径研究の現状を報告 する。

2 陽子電荷半径

陽子の電荷半径の定義から始めよう。電荷半径(の二 乗)、 $\langle r_n^2 \rangle$ 、の定義は、

$$\langle r_p^2 \rangle \equiv -6 \; \frac{\mathrm{d}G_E(Q^2)}{\mathrm{d}Q^2} |_{Q^2 \to 0} \;, \tag{1}$$

である [6]。ここで $G_E(Q^2)$ は陽子の電荷形状因子、 Q^2 は電子散乱過程での陽子への 4 元運動量移行で、

$$Q^{2} \equiv \bar{q}^{2} - \omega^{2} = 4 E_{e} E'_{e} \sin^{2}(\theta/2).$$
(2)

ここで、 ω 、 \vec{q} は陽子へのエネルギー移行と3元運動量移行、 E_e 、 E'_e は散乱前後の電子エネルギー、 θ は電子の散乱角度である。ここでは電子質量を無視($m_e \rightarrow 0$)できる超相対論近似を仮定している。

陽子の電荷形状因子は高い運動量移行領域まで測定されており、その Q² 依存性が

$$G_E(Q^2) \sim (1 - \frac{Q^2}{0.71 \text{GeV}^2})^{-2},$$
 (3)

という Q² 依存性を持つことは広く知られている(例えば [7])。

さて原子核の教科書で、電子弾性散乱で決定される電 荷形状因子は対象物の電荷密度分布、 $\rho(r)$ 、のフーリエ 変換である、とご覧になった方は多いと思う。この議論 に従えば、陽子の電荷密度分布は式(3)のフーリエ変 換である指数関数となる。

ρ(r) がわかれば、電荷半径の二乗は電荷密度分布の2 次モーメントなので、

$$\langle r_p^2 \rangle = \int r^2 \,\rho(r) \,\mathrm{d}\vec{r},$$
 (4)

で求めることができるのだが、形状因子のフーリエ変換 として電荷密度分布を求める議論は電子散乱過程の反 跳効果が無視できるような非相対論の極限でのみ成り立 つことに注意する必要がある。初期の論文 [8] ですでに Hofstadter らが指摘しているように、電子・陽子弾性散 乱過程では反跳効果が無視できない。

したがって陽子の電荷半径(の二乗)は、相対論的に 不変な電荷半径の定義、式(1)、に従って求められて いる。また、論文[6]では、水素原子の電子軌道エネル ギーに現れる陽子電荷半径も同式で定義されることが示 されている。

3 陽子半径の現状

まず 2021 年 10 月時点での陽子半径値をまとめてお こう。図1に、2010 年時点での電子散乱、水素原子分 光そしてμ水素原子分光による半径値 [4] を図中の帯線 で、2017 年以降に発表された新しい水素原子分光(丸 印)並びに電子散乱(四角)で決定された陽子電荷半径 値を論文発表年を縦軸に示す。

3.1 水素原子分光

水素原子分光では、陽子と波動関数の重なりのあるs軌道電子 (l = 0)の軌道エネルギーに陽子の有限の広がりの影響が現れることを利用する。

$$E_{nlj} = R_{\infty} \left(-\frac{1}{n^2} + \delta_{l0} \frac{a}{n^3} \langle r_p^2 \rangle + f_{nlj} \right).$$
 (5)

ここで、 R_{∞} は Rydberg 定数、n、l、jは電子軌道の主 量子数、角運動量と全角運動量、aは定数、 f_{nlj} は高次 補正定数である。陽子電荷半径の影響は括弧内第2項を 通じて現れる。

2017年以降最先端技術を使った複数の水素原子分光 の測定結果が次々と発表された。それらは

1.
$$2S - 4P$$
 (Garching グループ [9])、



図 1: 2021 年時点での陽子電荷半径。図中、縦帯線は 2010 年時点でのμ水素原子分光と電子散乱・水素原子 分光による陽子電荷半径値を示す。近年(2017年以降) 発表された水素原子分光による半径値を丸印で、電子散 乱による半径値を四角で示す。縦軸は論文発表年。

1S-3S (Paris グループ [10]、Garching グループ [11])、

3. 2S - 2P (Tronto グループ [12])、

である。これらは、それぞれの電子軌道間遷移エネル ギーの測定から(5)式を利用し陽子電荷半径を求めて いる。

ここ数年で発表された4つの測定結果のうち、1つは 1990年来数多くの水素原子分光測定により決定されて きた半径値(図1の灰色縦帯線)と一致しているが、他 の3つは µ 水素原子分光の結果と矛盾しない結果であ る。なぜこのようなことが起こるのだろうか?

同じ遷移測定 (1S - 3S) から異なった陽子半径値を 得ている上記 2. は、水素原子分光測定から陽子電荷半 径を決定することが大変難しいことを示している。Paris グループと Garching グループは、同一遷移 (1S - 3S)を測定した。しかしながら、図 1 をご覧いただければ わかるように、決定された陽子電荷半径値は食い違って いる (図中の 1S - 3S [10] と 1S - 3S [11])。同じ遷 移を測定しているにもかかわらず論文に記載されてい る 1S - 3S 遷移周波数は 5.7 kHz ほど食い違っており、 これが陽子電荷半径値の不一致を生んでいる。ただし、 1S - 3S 遷移周波数に対するこの不一致は ~ 2 × 10⁻¹² あり、如何に陽子サイズの影響が小さいか、したがって どれ程の超高精度測定が要求されるかお分かりいただけ るだろう。

次に μ 水素原子分光測定結果について触れておこう。 ご存知のように μ は電子質量の 200 倍なので Bohr 半径 は 1/200、したがって陽子との波動関数の重なりは電子 のそれに比べざっと 200³ ~ 10⁷ 倍程度大きいと考えて 良い。そのため、軌道間遷移エネルギーに対する陽子電 荷半径の寄与が非常に大きく、高い精度で陽子電荷半径 値を決定できる。スイス・PSI で測定された μ 水素原 子の Lamb シフトに対する陽子電荷半径の寄与は~2% である [2, 3]。

現時点で、μ水素原子分光による陽子半径測定は同じ 実験装置を使った同一グループのこの2例のみである。

3.2 電子散乱

2019 年末には、米国の Jefferson 研究所(JLAB)で 実施された電子散乱による PRad(Proton Radius)実 験の結果が Nature 誌に発表された [13]。これも長年蓄 積されてきた電子散乱による半径値と大きく食い違い、 μ 水素原子分光の結果と矛盾のない値であった。この PRad 実験の特徴や可能性のある問題点については我々 の ULQ2 計画との関係で後で詳しく述べるが、エネル ギー分解能が不十分な検出器系に起因する問題点の指摘 もあり更なる実験の検証が必要と認識されている。実際、 JLAB では散乱電子検出器系を改善した PRad II[15] 実 験が検討されている。

このように 2010 年に陽子電荷半径の不定性が指摘されて以降、電子散乱、水素原子分光による陽子電荷半径の再測定が行われてきたが、未だ「陽子半径パズル」の 原因の理解と真の陽子半径値決定には程遠い感がある。 従って、2010 年当時議論された「陽子半径パズル」を 標準理論の破れ(電子とµの質量以外の違い)に結びつ ける段階ではなく、電子とµそれぞれで信頼できる陽子 電荷半径値の決定が必要である。

3.3 PDG

さて、少々脇道にそれるが Particle Data Group が陽 子半径値をどのように扱ってきたかをみてみよう。

2011 年の partial update で、初めて μ 水素原子分光 の測定結果に触れている。2012 年版からは「両者の不 一致の原因が明らかになるまでは」とのコメント付きで 電子散乱と水素原子分光、並びに μ 水素原子分光によ る陽子半径値が併記されることとなった。それは 2019 年版まで継続されている。2020 年版では、先ほど紹介 した JLAB での新しい電子散乱と水素原子分光の一部 の結果が、 μ 水素原子分光による結果と矛盾しないこと を受けて、"the 2018 CODATA recommended value is 0.8414(19) fm, and the puzzle appears to be resolved." とコメントし、陽子電荷半径値として μ 水素原子で決 定された半径値に矛盾しない値のみが記載されることと なっている [16]。先日、H. Gao と M. Vanderhaeghen による陽子電荷半径に関するレビュー論文が発表された [17]。その中で、CODATAの陽子電荷半径推奨値の変 遷の裏側についても触れているので関心のある方はそち らもご覧いただきたい。

電子散乱による陽子電荷半径決定 法

ここから我々が東北大学電子光理学研究センターで 進めている ULQ2 計画(Ultra-Low Q²)についてその 特徴を含めて詳しく紹介しよう。同センターの低エネル ギー電子直線加速器を利用し前例のない低エネルギー電 子散乱測定を実現し、極低 Q² 領域で陽子の電荷形状因 子を決定する。測定する電子弾性散乱断面積から陽子電 荷半径を決定する際の解析モデル依存性を可能な限り排 除できるよう実験をデザインし、電子散乱としてはもっ とも信頼度が高い陽子電荷半径の決定を目指す。

4.1 電子・陽子弾性散乱弾面積

電子散乱は陽子や原子核の内部構造を調べる上でもっ とも優れた方法である。電子は内部構造を持たず、対象 物と電磁(電弱)相互作用のみを通じて相互作用するた めだ。従って、測定値である散乱断面積から陽子や原子 核の内部構造(電磁(電弱)構造)を曖昧さ無く決定で きる[18]。これは強い相互作用をするプローブを利用す る研究と決定的に違う点である。

さて、電子散乱を特徴づける運動学変数は4元運動量 移行、Q²、のみである。電荷半径など基底状態に関す る情報は、全て電子弾性散乱断面積に含まれる。陽子の スピンは1/2のため、弾性散乱にはクーロン散乱(移行 角運動量が0)と磁気散乱(移行角運動量が1)が寄与 し、単一光子交換近似の下で弾性散乱断面積は、

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} \frac{G_E^2(Q^2) + \frac{\tau}{\epsilon}G_M^2(Q^2)}{1+\tau} \quad , \qquad (6)$$

とあらわされる。ここで、

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega}\right)_{\mathrm{Mott}} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E_e^2 \sin^4(\theta/2)} \cdot \frac{E'_e}{E_e},\tag{7}$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4m_p^2},\tag{8}$$

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta/2)} \quad . \tag{9}$$

 $\left(\frac{d\sigma}{d\alpha}\right)_{Mott}$ は点状粒子との散乱断面積を表す Mott 断面 積、 α は微細構造定数、 m_p は陽子質量、そして ϵ は仮 想光子の横偏極量である。 陽子の基底状態の内部構造情報は Lorentz 不変量であ る電荷形状因子、 $G_E(Q^2)$ 、と磁気形状因子、 $G_M(Q^2)$ 、 に含まれている。これまで数多くの電子散乱実験が行わ れ広い運動量移行領域を覆った陽子(と中性子)の形状 因子が測定されている(レビュー論文 [19, 20])。

4.2 電荷形状因子 *G_E* 決定法

陽子電荷半径は、電荷形状因子 $G_E(Q^2)$ の $Q^2 \rightarrow 0$ での微分係数で定義される((1) 式) ため、 $G_E(Q^2)$ の Q^2 依存性を測定する必要がある。そのため、まず電子・ 陽子弾性散乱断面積から $G_E(Q^2)$ を分離・決定しなけれ ばならない((6) 式)。スピン 1/2 である陽子と電子と の弾性散乱断面積は、

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \propto G_E^2(Q^2) + \alpha(\theta) \ G_M^2(Q^2), \tag{10}$$

と、 Q^2 のみの関数である電荷形状因子 $G_E(Q^2)$ と磁気 形状因子 $G_M(Q^2)$ 、そして電子の散乱角 θ を含む運動学 因子 $\alpha(\theta)$ によって表すことができる。従って、 $G_E(Q^2)$ と $G_M(Q^2)$ を分離・決定するには、 Q^2 一定の条件で散乱 角を変え $\alpha(\theta)$ の関数として弾性散乱断面積を測定すれ ばよい。この手法は Rosenbluth 分離法と呼ばれている。

Rosenbluth 分離には、 Q^2 を固定し散乱角 θ を変え た測定が必要で、必然的に測定毎の電子ビームエネル ギー E_e の変更が必要になる((2)式)。1990 年頃まで Rosenbluth 分離は一般的に行われていたが、最先端の 大型高エネルギー電子加速器施設では頻繁なエネルギー 変更が容易でないためか Rosenbluth 分離はあまり行わ れなくなっている。その代わり現在では、偏極電子ビー ムを利用した電子散乱での偏極移行が G_E/G_M 比に感 度があることを利用した測定が主流である [21]。しかし ながら、低運動量移行が要求される陽子電荷半径測定で は、反跳エネルギーが小さく反跳陽子の偏極測定が困難 なため適用されていない。

5 2010年以降に実施された電子散乱 と陽子電荷半径

5.1 Mainz 大

"Proton Radius Puzzle"を受け、2010年に Mainz 大 で行われた低運動量移行領域での電子弾性散乱測定の結 果を図 2a) に示す [22, 23]。この図からわかるように、 $Q^2 = 0$ での $G_E(Q^2) = 1$ からのずれとして現れる陽子 の大きさの影響は高々数% である。従って、 $Q^2 \rightarrow 0$ で の傾きから電荷半径を決定するに必要な電荷形状因子 データの測定精度は、陽子の大きさの影響に比べ十分良 い精度、最低でも 10⁻³ 程度、が必要であることはお分かりいただけると思う。

J. Bernauer 達 Mainz グループは、180 ~ 855 MeV の間の6つのエネルギーの電子ビームを使用し、細かく 散乱角度を変えることで $0.003 \le Q^2 \le 1$ (GeV/c)² の 運動量移行領域で多くの測定 (1400 点)を行った。そ して、決定した電荷形状因子の $Q^2 \rightarrow 0$ への外挿から 0.879 ± 0.008 fm の陽子電荷半径を得た。しかしなが ら、この論文発表直後から以下のような問題点が指摘さ れた。



図 2: Mainz 大で測定された電荷形状因子 $G_E[23]$ 。電荷 半径(の二乗)は、 $Q^2 \rightarrow 0$ での $G_E(Q^2)$ の傾きで定義 される。灰色領域は本研究、ULQ2、で覆う運動量移行 領域を示す。

- 1. 低い Q² 領域が覆われておらず陽子半径決定に大き な外挿を伴っている、
- 2. 電荷・磁気両形状因子に対し理論モデルを導入し散 乱断面積を解析している、

3. 散乱断面積の絶対値を測定していない。

1. の最小 Q² 値は、マインツ大の大型電子加速器(3 連マイクロトロン)での加速可能最低ビームエネルギー (180 MeV) と散乱電子スペクトロメータの最前方角度 (15°)で制限されている。

次に2. についてだが、測定断面積から $G_E(Q^2)$ を分離・決定するための Rosenbluth 分離は、大型の3 連マ イクロトロン故に頻繁な電子ビームエネルギー変更が現 実的でなくほとんど行っていない。ただし、数点の Q^2 値に対しては、Rosenbluth 分離に必要な測定を実施し ている。そのため、 $G_E(Q^2) \ge G_M(Q^2)$ に理論モデル を仮定せざるを得ず、弾性散乱弾面積を再現するようそ の理論モデルのパラメータを決定する方法で $G_E(Q^2)$ を 決定している。 3. は最も深刻な問題点のため少々詳しく説明したい。 これは液体水素標的の使用に起因している。液体水素標 的の容器は $10 \mu m$ 厚の Havor foil で形成されており、電 子ビーム方向に $50 \, \text{mm}$ の長さを持つ。電子散乱の断面 積は、標的の原子番号を z として z^2 の依存性を持つた め、Havor foil は深刻なバックグランド源である。

さて、散乱電子は電磁石スペクトロメータの焦点面に 設置された検出器群で軌跡測定され、軌道解析により散 乱電子の運動量や散乱角度そして電子ビーム上の散乱事 象発生座標を決定する。散乱角度を変更する度に標的容 器を眺める角度が変わるため、大量のバックグランド源 である電子ビームの容器入射・出射点の見かけの位置が 変化する。

散乱事象発生座標を利用して標的容器起源の大量の バックグランド事象を除去し電子・陽子弾性散乱事象を 選別し、断面積を求める。しかしながら数多くの測定散 乱角度毎に、バックグランド事象除去後、解析に使用で きる液体水素標的の有効厚絶対値を10⁻³以下の精度で 決定することが困難であることが断面積の絶対値を測定 しない(できない)理由である。そのため測定条件毎に 多く(13 ケ)の規格化因子を導入し断面積の絶対値を 推定しているのである。

I. Sick は、 3. の断面積の絶対値を測定していないこ とが、陽子半径値に深刻な不定性を与えることを指摘し た [24]。断面積の絶対値を測定していないので、図 2 b) で示すように電荷形状因子の絶対値に上下の不定性が排 除できない。従って、測定領域での Q^2 依存性は同じだ が電荷半径の違う、すなわち $Q^2 \rightarrow 0$ での傾きが違う、 電荷分布の可能性を χ^2 解析だけでは排除できないので ある。

5.2 JLAB PRad (Proton Radius)

2019 年 11 月に、前述の Mainz 測定より一桁小さい Q^2 領域を覆って実施された JLAB PRad 実験の結果が Nature 誌に発表された [13]。高エネルギー電子ビーム ($E_e = 1.1, 2.2 \text{ GeV}$)による測定で非常に低い運動量移 行領域を覆うため超前方、 $\theta = 0.7 - 7.0^\circ$ 、で散乱電子 を測定している。標的は水素ガス、散乱電子の測定系は 電磁カロリーメータ(PWO と鉛ガラスの併用)と散乱 角度測定のため GEM を位置検出器としてカロリーメー タ前面に設置している。

PRad 実験の特徴は

- 1. 初の極低運動量移行領域での測定 $(2.1 \times 10^{-4} \le Q^2 \le 6.0 \times 10^{-2} (\text{GeV/c})^2)$ 、
- 2. QED 過程である Møller 散乱に対する相対測定に より断面積絶対値決定、

3. 超前方散乱のため弾性散乱断面積には良い近似で電 荷形状因子のみが寄与する、

である。これらの特徴は、先の Mainz 大測定の問題点 を全て解決するものであった。特に断面積絶対値測定に ついては上記 2. の Møller 過程との同時測定で実現し ている。

そして PRad 実験で決定された陽子電荷半径は、 $r_p = 0.831 \pm 0.007 \, \text{fm}$ と過去の電子散乱で決定されてきた半径値と大きく異なり、 μ 水素原子分光で決定された半径値と矛盾のない値であった。

さて、エネルギー分解能が十分でない鉛ガラスによる 散乱電子エネルギー測定のため、弾性散乱事象へのπ生 成非弾性散乱事象混入の可能性を含め PRad 実験にはい つくかの問題点が指摘 [14] されていることを紹介してお く。JLAB では、鉛ガラスを全て PWO 結晶に置き換え エネルギー分解能向上を図り、位置検出 GEM を軌跡測 定用 GEM に更新する PRad II[15] が予定されている。

6 ULQ2(Ultra-Low Q²)研究計画

6.1 本測定計画の特徴

いよいよ我々が東北大学電子光理学研究センターで進 めている前例のない低エネルギーの電子散乱で陽子電荷 半径の決定を目指す ULQ2 計画について紹介しよう。

本計画は、電子・陽子弾性散乱断面積から陽子電荷半 径値を決定する際の考えうる解析モデル依存性を排除 し、電子散乱としてはもっとも信頼度の高い陽子電荷半 径値を1%の精度で決定することを目標としている。 具体的には、

- 1. Mainz 大より一桁低い Q² 領域を覆い、
- 2. Rosenbluth 分離測定で $G_E(Q^2)$ を実験的に決定、
- 3. 10⁻³の精度での弾性散乱断面積の絶対値測定、

で、電子散乱による陽子電荷半径決定で必要なことは全 てやろう、という発想に基づいた研究計画である。

低い運動量移行領域で弾性散乱断面積から Rosenbluth 法により $G_E(Q^2)$ を実験的に決定するには、低エネル ギー電子ビームで広い散乱角度範囲を覆った電子・陽子 弾性散乱測定が必須である。東北大学電子光理学研究 センターが有する低エネルギー電子直線加速器 ($E_e = 20 - 60 \,\text{MeV}$) と広い地下実験室はまさにこの条件を満 たす。我々が知る限りこの条件を満たす測定が可能なの は、世界で東北大学電子光理学研究センターのみである。

さて、本研究の成否を左右するのは、「3. 10^{-3} の精度 での弾性散乱断面積の絶対値測定」である。前述のよう に散乱断面積から決定する $G_E(Q^2)$ の誤差を 10^{-3} 程度 に抑えることが必須だが、断面積の絶対値決定に必要な 照射電子ビーム量、低エネルギーゆえの薄い標的厚、ス ペクトロメータアクセプタンス全ての系統誤差を 10⁻³ で押さえつつ、Rosenbluth 分離測定に必要な多様な運 動学下で散乱断面積の絶対値測定が可能かは全く自明で はない。

前述のように JLAB PRad 実験では、高エネルギー電 子ビームの超前方散乱測定故に同時測定できる断面積が 既知の Møller 散乱に対する相対測定で、電子・陽子弾 性散乱の断面積絶対値を決定した。ULQ2 ではポリエチ レン (CH₂)を利用し断面積絶対値を高精度で求める。 ¹²C 核は電子散乱の標準標的であり、その電荷半径や電 荷分布密度 $\rho(r)$ は 10⁻³の精度で知られているからだ [25, 26, 27, 28]。

電子・陽子弾性散乱事象を、断面積が既知の電子・ 12 C核 散乱事象と同時測定できれば、標的厚・スペクトロメータ アクセプタンス・照射ビーム量などの断面積絶対値決定上 の不定性が全てキャンセルできる。低エネルギー電子ビー ムによる低運動量移行での測定のため、CとHの質量差 に起因する散乱電子エネルギー差が $\Delta E_e = 0.1 \sim 2$ MeV 程度にとどまり、高分解能スペクトロメータで同時測定 できることがポイントだ。

6.2 新設ビームラインと2連スペクトロメー タ

本研究計画立案後、幸運にも2回連続で獲得した科研 費基盤研究(S)(2016-2019,2020-2024)で東北大学電子 光理学研究センターの第一実験室に陽子電荷半径測定用 の低エネルギー電子散乱施設を建設した(図3)。同施 設は、新たに建設・設置した電子ビーム輸送系と2連の 高分解能散乱電子スペクトロメータで構成される。

同実験室では従来、国内最大級の大パワー(~10 kW) 電子ビームを利用した放射性同位元素(RI)生成が実施 されていたが、本研究遂行のため RI 生成ステーション を下流に移動し低エネルギー電子散乱用に分岐ラインを 設置した。

6.2.1 ビームライン

ULQ2実験で要求される電子ビームのパラメータ(標的上)は以下の通りである。

- 1. ビームエネルギー: $E_e = 20 60 \text{ MeV}$
- 2. ビームサイズ: $\sigma_{(x,y)} < 1 \text{ mm}$
- 3. ビーム角度広がり: $\sigma_{(x',y')} < 5 \text{ mrad}$
- 4. ビーム運動量広がり: $\Delta p/p < 0.1 \%$
- 5. ビーム電流: 最大で数 µ A 程度



図 3: 東北大学電子光理学研究センターの 60 MeV 電子 直線加速器と、第一実験室に新たに設置した ULQ2 実 験用のビームラインおよび散乱電子測定用 2 連スペクト ロメータ。

従来の RI 生成にはビームエネルギーとビームパワー のみが重要な指標だったが、ULQ2 実験では高品質な低 エネルギー電子ビームが必要となる。そのため、2 箇所の ビーム偏向部に冷却機能を備えたビームスリットを新設 し、再アライメントを含む既設ビームラインの電磁石の 更新と追加、そして不安定な電源の総入れ替えも行なっ た。先日実施した測定で、電子ビームのサイズ並びに運 動量広がりが標的上で $\sigma_{(x,y)} = 0.6 \text{ mm}, \Delta p/p = 0.06\%$ と上記要求を満たしていることを確かめた。

6.2.2 電子スペクトロメータ

本実験で測定する散乱電子は20~60 MeV 程度の低運 動量の電子である。従って物質による多重散乱の影響が 深刻なため、位置検出器などを多用した軌跡測定による 運動量や散乱角度の精密測定はできない。従って、ULQ2 用の散乱電子電磁石スペクトロメータは、焦点面での位 置検出のみで必要精度での運動量並びに散乱角度の決定 ができなければならない。また、広い散乱角度を覆った 測定ができるよう磁石スペクトロメータは縦型とし、2 台のスペクトロメータは回転テーブルに設置する。

磁極形状を工夫することで位置検出器を設置できるようほぼ平面の焦点面を実現し、焦点面での2次元位置測定のみで運動量並びに散乱角度が独立に決定できる電磁石スペクトロメータを設計することができた。具体的には、 Orbit4[29]を利用して磁極形状を決定し、TOSCA[30]で3次元磁場分布を計算する。そしてGEANT4を利用したシミュレーションで焦点面形状やスペクトロメータ性能を評価することを繰り返す。 このようにして設計した電磁石スペクトロメータを図 4 に示す。電磁石の入出射口は中心軌道に対してそれぞ れ約 60、40 度の角度を持たせ、入射側では漏れ磁場を 利用することで散乱角度アクセプタンスを稼ぎ、出射側 では軌道角度を発散させることで散乱角度分解能向上を 図る。3 次関数まで考慮した磁極形状により単純(ほぼ 平面)な焦点面を実現した。焦点面での2 次元位置測定 には、J-PARC muon g-2 グループ [31, 32] と共同開発 した 190 μm のストリップ幅を有するシリコンストリッ プ検出器(有感領域 10 × 10 cm²) 2 枚を使用している。



図 4: 建設した散乱電子用スペクトロメータ。

ここに散乱電子測定用電磁石スペクトロメータの性能 をまとめておく。

- 1. 最大磁場: $B_{max} = 0.4$ T
- 2. 散乱角度範囲: $30 \le \theta_e \le 150^\circ$
- 3. 立体角: $\Delta \Omega \sim 10 \text{ mSr}$
- 4. Momentum bite : $\delta p/p = 12\%$
- 5. Momentum resolution : $\Delta p/p \sim 10^{-3}$

本研究計画遂行には、この散乱電子スペクトロメータ が2台必要である。1) Rosenbuluth 分離のための広い 散乱角度($\theta = 30 \sim 150^{\circ}$)を覆うことができる散乱電 子測定用のスペクトロメータと、2) CH₂ 標的中の C/H 比モニター用である。CH₂は、ビーム照射により C-H ボンドが切断され H がぬけるため C/H 比が変化するこ とが知られている。従って、散乱断面積が既知の¹²C 核 に対する相対測定から電子・陽子弾性散乱断面積絶対値 を求めるには、C/H 比変化を常にモニターする必要が ある。1台目のスペクトロメータで電子散乱測定中は、 2台目のスペクトロメータで常に一定条件(基本的には 断面積が変化しない一定の Q^2)で測定を行い C/H 比を モニターする。

6.3 ULQ2 計画現状

新設ビームラインおよび1台目のスペクトロメータ建 設・設置工事後、規制庁へ変更申請を行った。2020年9 月11日には新設ビームラインに初めて電子ビームを通 し、標的位置でビームを確認することができた(図5)。 本来であれば関係者の慰労と本格測定に向け英気を養う ために祝杯をあげて盛大に祝いたいところであったが、 コロナ禍のためそのようなことは口に出せず、仕方なく 初ビームを祝うラベルを貼ったビールを用意し関係者に 配布、各自自宅で祝杯をあげてもらった。



図 5: 新設ビームラインの標的位置での初ビーム確認時 の写真と、ビームライン完成を祝う"First Beam Beer"

予算の関係で遅れていた2台目のスペクトメータは、 1年後の2021年8月下旬に完成し実験室に設置された (図6)。



図 6: 完成した新設の電子ビームラインと写真右上に見 える赤色と緑色の2連散乱電子測定用スペクトロメー タ。2021年9月現在。

ビーム輸送系の立ち上げを行った後、焦点面検出器に 対するバックグランド(主としてビームダンプ起源)対 策に注力した。その後、CH₂標的からの弾性散乱事象 を利用し以下で紹介する運動量分散などのスペクトロ メータの基本的な性能評価を行いスペクトロメータがほ ぼ設計通りの性能を有することを確認した。並行して、 5×5ヶの2mm¢穴を開けた厚さ5mmの鉛コリメータ (シーブスリット)をスペクトロメータ入射口にセット した測定を行い、スペクトロメータの詳細な光学特性の 評価が現在進行中である。



図 7: CH₂(*e*,*e*')のオンライン運動量スペクトル。2次元 図の横軸は運動量、縦軸は散乱角度に対応する。電子・ 陽子散乱事象には反跳効果による散乱電子運動量の散乱 角度依存性が見えている。

測定した運動量分散は $D = 855.8 \pm 1.1 \text{ mm}$ であり、 設計値 D = 854.9 mm とよく一致している。また運動 量分解能としては $\Delta p/p \sim 5.6 \pm 0.2 \times 10^{-4}$ が得られて おり、目標値の $\Delta p/p \sim 1 \times 10^{-3}$ を満足している。現 在、光学測定のデータ解析とともに更なるバックグラン ド対策の強化を進めている。前回のコミッショニング時 に取得した CH₂ (e,e') のオンライン運動量スペクトル を示しておく (図 7)。

スペクトロメータの光学特性測定と並行して、真空を 維持した状態で2台のスペクトロメータの設定角度を自 由に変更できる全く新しいタイプの散乱真空槽を開発し ている(図8)。前述のように多重散乱の影響を避ける ために、真空散乱槽内の標的からスペクトロメータの出 射口までは真空直結の必要がある。Rosenbluth 分離の ためには頻繁に散乱角度を変えた測定が必要であり、2 台のスペクトロメータを散乱真空槽に真空直結したまま 散乱角度を自由に変更できる新しい機構を持った散乱真 空槽を考えた。散乱電子の通り道を確保した金属球をス ライド機構を備えた真空箱に設置することで、標的を中 心とするスペクトロメータの回転運動による散乱角度変 更を可能にする。金属球の回転機構テストの後、詳細設 計を行い 2021 年 11 月完成を目途に製作が進んでいる。



図 8: ULQ2 実験用に新たに建設中の真空散乱槽。2 台 のスペクトロメータの散乱測定角度を真空直結状態で自 由に変更できる

この真空散乱槽の立ち上げ並びに設置ののち 2022 年 度からは物理測定を開始する予定としている。

進行中ならびに計画中の電子(お よび µ[±])散乱実験計画

上記の JLAB での PRad II 実験 [15] 以外に今後実施 が予定されている電子散乱・ μ 散乱実験計画を紹介して おく。

7.1 MUSE (MUon proton Scattering Experiment) @ PSI

スイスの PSI 研究所では、低エネルギー μ 散乱 (p_{μ} = 115、153、210 MeV/c) による陽子電荷半径測定が現 在進行中である [34]。2 次ビーム故にビーム強度が ~ 10⁷ /s 程度に制限されるため、電子ビームによる散乱 測定 (ULQ2 : ~ 10¹³ /s 程度のビーム強度) のような Rosenbluth 分離による電荷形状因子決定などは不可能 である。しかしながら、陽子電荷半径測定を目的とした 初の低エネルギー μ 散乱 (e^{\pm} 散乱も予定とのこと) で あり結果が楽しみである。MUSE 実験では μ^{\pm} 散乱測 定が可能なため、1 光子交換過程のみを仮定している通 常のレプトン散乱では考慮されていない高次補正項(例 えば 2 光子交換過程) の効果に関する直接検証が期待さ れている。

7.2 MESA@Mainz

Mainz 大は現在、電子ビームエネルギー 100 MeV の エネルギー回収型の超伝導電子加速器(MESA: Mainz Energy-recovering Superconduction Accelerator)を建 設中である。MESA での研究テーマの一つが低エネル ギー電子散乱による陽子電荷半径測定であり、ULQ2 同 様に 2 連の縦型散乱電子スペクトロメータ、 MAGIX、 が建設される予定となっている [33]。

7.3 COMPASS++/AMBER@CERN

CERN では超高エネルギー μ^{\pm} ビーム (~ 100 GeV/c) による μ ・陽子弾性散乱での陽子電荷半径測定が計画さ れている。超前方散乱の μ 測定と運動量測定を伴う反跳 陽子の同時検出により、ULQ2 や JLAB PRad 同様の極 低運動量移行領域での測定を狙っているとのことである (0.001 $\leq Q^2 \leq 0.037$ (GeV/c)²) [35]。

8 まとめ

高エネルギーニュース編集委員の方からの依頼を受け、陽子の電荷半径をめぐる現状を報告した。

2010年にµ水素原子分光より決定された陽子電荷半 径値が、それまで電子(電子散乱、水素原子分光)で 決定されてきた半径値と大きく異なったため、Lepton Universaility との関連での議論もあり大きな話題になっ た。陽子電荷半径値の不定性は、基礎物理定数である Rydberg 定数の不定性に直結するとともに、原子核構造 研究にとっても看過できない問題である。 2010年以降、複数の水素原子分光測定による陽子電 荷半径測定が行われた。しかしながら、決定された陽子 電荷半径が一致していない報告もある。異なる軌道間の 遷移エネルギーの測定から決定する陽子半径値が一致し ないのは、遷移エネルギー測定値自体の問題、あるいは 遷移エネルギーと陽子半径値を結びつける QED 理論に 問題があることを示唆しているのであろう。

2019年に発表された JLAB での電子散乱 (PRad) で 決定された半径は、長年電子散乱で決定されてきた陽子 半径と異なり µ 水素原子分光の結果と矛盾しない結果 であった。JLAB PRad 実験の十分でないエネルギー分 解能による非弾性散乱事象バックグランド寄与などの可 能性が捨てきれず、JLAB では再測定が行われる予定で ある。

このように、"Proton Radius Puzzle"が提起されて から10年経過した現在でも、我々は"真"の陽子電荷半 径値を知らないし、また電子とµで陽子を眺めたらどう 見えるのかの最終的な答えを持ち合わせていない。

解析モデル依存性を極力排した測定に向け、我々東北 大学電子光理学研究センターをはじめとする実験計画が 世界各地で進行している。今後数年でこれらの結果が発 表されることが楽しみである。

9 謝辞

本研究の要である低エネルギー散乱電子スペクトロ メータの検討の際には、森信俊平先生(大阪大学核物理 研究センター)にご指導いただいた。

本研究は、JSPS 科研費 JP16H06340 (代表:須田利 美)、JP20H05635 (代表:須田利美)、JP20H01925 (代 表:本多佑記)の助成を受けて推進している。

本研究用の新ビームライン系の建設、制御系の整備、 そして日常的な加速器の維持・運転は、電子光理学研究 センターの技術職員の皆さんによって行われており感謝 する。

本研究は以下の共同研究者の方々と進めている。

- 東北大学電子光理学研究センター: 菊永英寿、三浦禎 雄、宮部学、時安敦、武藤俊哉、玉江忠明、南部健 一、高橋健
- ハンプトン大学 (アメリカ): Michael Kohl
- 大学院生:青柳泰平、瀧大祐、和宇慶ひかり、Clement REGLIS、 郷家大雅、石崎一志、石倉悠真、Zhao HANG

参考文献

- [1] 岩田高広、高エネルギーニュース 40-1 1(2021).
- [2] R. Pohl *et al.*, Nature **466** 213 (2010).

- [3] A. Antognini *et al.*, Science **339** 417 (2013).
- [4] C. Carlson, Prog. Part. Nucl. Phys. 82 59-77 (2015).
- [5] S. Kanda, J. Phys.: Conf. Ser. 1138 012009 (2018).
- [6] G.A. Miller, Phys. Rev. C99 035202 (2019).
- [7] 例えば、F. Halzen and A. D. Martin, "Quark and Lepton", John Wiley & Sons Inc (1984).
- [8] R. Hofstadter, F. Bumiller, and M. R. Yearian, Rev. Mod. Phys. **30** 482 (1958).
- [9] A. Beyer *et al.*, Science **358** 79-85 (2017).
- [10] H. Fleurbaey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120** 183001 (2018).
- [11] A. Grinin *et al.*, Science **370** 1061-1066 (2020).
- [12] N. Bezginov et al., Science 365 1007-1012 (2019).
- [13] W. Xiong et al., Nature 575 147-150 (2019).
- [14] J.C. Bernauer, EPJ Web of Conference 234 01001 (2020).
- [15] A. Gasparian, private communication.
- [16] Particle Data Group, Prog. Theor. Exp. Phys. 2020 083C01 (2020).
- [17] H. Gao and M. Vanderhaeghen, arXiv:2015.00571v1.
- [18] T. Deforest and J. D. Walecka, Adv. Physics 15 1 (1966).
- [19] C. Hyde-Write and K. de Jager, Ann. rev. Nucl. Part. Sci. 54 217 (2004).
- [20] J. Arrington, K. de Jager and C. F. Perdrisat, J. of Phys. **299** 012992 (2011).
- [21] X. Zhan et al., Phys. Lett. **B705** 59 (2011).
- [22] J. C. Bernauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105** 242001 (2010).
- [23] J. C. Bernauer *et al.*, Phys. Rev. C90 015206 (2014).
- [24] I. Sick, Atoms 6 2 (2018).
- [25] E. Offerman *et al.*, Phys. Rev. **C44** 1096 (1991).
- [26] E. Tuchstuhl *et al.*, Nucl. Phys. **A430** 685 (1984).
- [27] W. Reuter *et al.*, Phys. Rev. **C26** 806 (1982).
- [28] L. Cardman *et al.*, Phys. Lett. **B91** 203 (1980).
- [29] S. Morinobu, "Orbit4", private communication.
- [30] OPERA 3D (TOSCA) https://operafea.com/.
- [31] Muon g-2 collaboration http://g-2.kek.jp/.
- [32] T. Yamanaka *et al.*, Nucl. Instrum. and Method A958 162786 (2020).
- [33] https://www.mesa.uni-mainz.de/eng/#magix.
- [34] https://www.psi.ch/en/muse/experiment .
- [35] https://amber.web.cern.ch/ .